XXXV Reunión Bienal de la RSEF y
25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física

Gijón, España
Del 13 de Julio al 17 de Julio de 2015

LIBRO DE RESÚMENES

Organizadores: **Pedro Gorria & Jorge Pisonero**
Departamento de Física
Universidad de Oviedo
Oviedo, España

XXXV Reunión Bienal de la RSEF y 25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física

Gijón, España
Del 13 de Julio al 17 de Julio de 2015

LIBRO DE RESÚMENES

TÍTULO:	Libro de Resúmenes de la XXXV Reunión Bienal de la RSEF y del 25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física
EDITADO POR:	Real Sociedad Española de Física
EDITORES DEL VOLUMEN:	Pedro Gorria Korres y Jorge Pisonero Castro
I.S.B.N:	978-84-606-9611-7

ÍNDICE

Prefacio 7

Comité Científico 9

Comité Organizador 11

Patrocinadores Institucionales y Comerciales 13

Programa 15

Resúmenes 19

Strongly correlated electron systems *20*

Simposio de Energía y Sostenibilidad *59*

Simposio de Información Cuántica *114*

Simposio de Óptica Cuántica y Óptica No-Lineal *137*

Simposio de Termodinámica *161*

Simposio de Nanociencia Molecular *201*

I Encuentro de Jóvenes Investigadores en Física de Plasmas y sus Aplicaciones *225*

Simposio de Enseñanza, Divulgación e Historia (EDH) *279*

Simposio de Comunicación y Divulgación (CyD) *293*

Simposio de Altas Energías y Física Teórica (AE_FT) *305*

Simposio de Física Nuclear *371*

Simposio de Física Médica *432*

Simposio de Astrofísica *443*

Simposio de Física de la Atmósfera y del Océano *447*

25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física *469*

ÍNDICE DE AUTORES 591

PREFACIO

En este año 2015, la **XXXV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física** y el **25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física**, tienen como sede para su celebración la ciudad asturiana de Gijón a orillas del mar Cantábrico, entre los días 13 y 17 de Julio de 2015. Un total de 16 simposios promovidos por otros tantos grupos especializados reúnen a más de 300 participantes que desarrollan su labor docente y/o investigadora en diferentes disciplinas de la Física. Las más de 320 comunicaciones presentadas en forma oral y poster se han distribuido en las sesiones de los diferentes simposios. Cabe resaltar que se ha contado con la participación de científicos de renombre internacional para las sesiones plenarias en las que se ha pretendido cubrir un amplio abanico de especialidades, y ofrecer a los asistentes una panorámica variada de temas hoy en día punteros de investigación en Física. Se le ha dado una relevancia especial a los temas relacionados con la Luz desde el punto de vista de la Física, teniendo en cuenta la coincidencia con el Año Internacional de la Luz (IYOL-2015). No debemos olvidar tampoco las sesiones divulgativas que han tenido lugar como diversas actividades propias de la RSEF.

Desde el Comité Organizador y la sección local de Asturias de la RSEF hemos trabajado con entusiasmo a lo largo de los últimos meses para poder ofrecer a todos los asistentes un programa científico y académico lo más atractivo posible. Esto no habría sido posible sin la participación e inestimable ayuda de los Grupos Especializados de la RSEF que han coordinado los simposios y propuesto ponentes de reconocido prestigio internacional para las sesiones plenarias. Queremos también subrayar la importancia de la participación de estudiantes y jóvenes investigadores en formación, puesto que en ellos está el futuro de la física en nuestro país. Por esta razón nos trazamos como una de las prioridades el incentivar su participación en esta Bienal y creemos que lo hemos conseguido.

Queremos agradecer desde estas líneas a todos los ponentes plenarios e invitados porque su participación a través de conferencias de altísimo nivel científico/académico han ayudado en gran medida a mantener el prestigio de la Bienal de la RSEF. Nuestro agradecimiento también al apoyo y asesoramiento que en todo momento nos ha ofrecido la RSEF y su Junta de Gobierno, así como el soporte institucional de nuestra Universidad de Oviedo y del Departamento de Física al que pertenecemos la mayoría de los profesores involucrados en el comité Organizador. No podemos olvidar el valioso apoyo brindado por el Ayuntamiento de Gijón y su Oficina de Congresos, esencial para llevar a buen puerto la celebración de esta Reunión.

Por último, agradecer también a todas aquéllas instituciones públicas y entidades privadas que han patrocinado y colaborado con nosotros para que la Bienal de la RSEF pudiera desarrollarse con éxito.

Pedro Gorria (Presidente del Comité Organizador)

Jorge Pisonero (Co-Presidente del Comité Organizador)

COMITÉ CIENTÍFICO BIENAL RSEF GIJÓN-2015

Integran el Comité Científico de esta XXXV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física las siguientes personas:

José Adolfo de Azcárraga (Presidente de la RSEF)
Adán Cabello (Univ. Sevilla)
María Luisa Calvo (Univ. Complutense de Madrid)
María Dolores Calzada (Univ. Córdoba)
Fernando Cornet (Univ. Granada)
María Dolores Cortina (Univ. Santiago de Compostela)
Gerardo Delgado (IMAFF, Madrid; Vice-presidente FEIASOFI)
Joaquín Fernández Rossier (INL, Braga, Portugal)
María Victoria Fonseca (Univ. Complutense de Madrid)
Luis Gimeno (Univ. Vigo)
Teresa Peña (Presidenta de la Sociedad Portuguesa de Física)
María del Rosario Heras (CIEMAT, Madrid)
Pilar López Sancho (ICMM, Madrid)
Fernando Luis (ICMA, Univ. Zaragoza)
Manuela Martín Sánchez (Univ. Complutense de Madrid)
José Manuel Martínez Duart (Univ. Autónoma de Madrid)
José Luis Muñiz (CIEMAT, Madrid)
Carmen Ocal (ICMAB, Barcelona)
José María Pastor (IES Pérez Galdós, Madrid)
José Miguel Rodríguez (Instituto Astrofísico de Canarias)
Miguel Ángel Sanchís (Univ. Valencia)
José Ramón Solana (Univ. Cantabria)
Verónica Tricio (Univ. Burgos)
Germán J. de Valcárcel (Univ. Valencia)

COMITÉ ORGANIZADOR BIENAL RSEF GIJÓN-2015

Integran el Comité Organizador de esta XXXV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física las siguientes personas:

Pedro Gorria (Chair)
Jorge Pisonero (Co-chair)

Jesús Ángel Blanco (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
Nerea Bordel (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
José Ignacio Martín (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
Isidro González Caballero (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
José Carlos Martínez (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
Diego Rodríguez (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
Luigi Toffolatti (Departamento de Física, Univ. Oviedo)
Manuel Vilches (Instituto de Medicina Oncológica y Molecular de Asturias, IMOMA)
Marisa Amieva (IES Valle de Aller)

PATROCINADORES INSTITUCIONALES

PATROCINADORES COMERCIALES

EXPOSITORES

SPONSORS

PROGRAMA

Domingo 12 de Julio

16:00 – 18:00 Registro y entrega de documentación

18:00 – 20:00 Visita Museo del Pueblo de Asturias y Coctel de Bienvenida

Lunes 13 de Julio

08:30 – 09:15 Registro y entrega de documentación

09:15 – 10:00 Inauguración XXXV Bienal de la RSEF

10:00 – 10:45 "Luz y Óptica para mejorar la visión"

Prof. Susana Marcos

10:45 – 11:15 Pausa Café

11:15 – 12:00 "The nonequilibrium thermodynamics of small systems"

Prof. Félix Ritort

12:00 – 12:45 Conferencia Plenaria (por confirmar)

12:45 – 15:00 Almuerzo

15:00 – 16:45 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Altas Energías/Física Teórica
- Información Cuántica
- I Encuentro Jóvenes Investigación en Física de Plasmas
- Física Nuclear
- Termodinámica
- Nanociencia Molecular

16:45 – 17:45 Sesión Posters / Pausa Café

17:45 – 19:30 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Altas Energías/Física Teórica
- Información Cuántica
- I Encuentro Jóvenes Investigación en Física de Plasmas
- Física Nuclear
- Termodinámica
- Nanociencia Molecular

Martes 14 de Julio

09:00 – 09:45 "Fazendo luz sobre a luz: Experiências históricas de interesse didáctico"
Prof. Carlos Fiolhais

09:45 – 10:30 "Experiments on Bell's Theorem"
Prof. Harald Weinfurter

10:30 – 11:30 Sesión Posters / Pausa Café

11:30 – 12:15 "Plasma-Based Materials Synthesis and Etching for Device Fabrication"
Prof. Mohamed Chaker

12:15 – 13:00 "Towards an effective sustainable energy future in Europe"
Prof. Jozef Ongena

13:00 – 15:00 Almuerzo

15:00 – 16:45 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Altas Energías/Física Teórica
- Información Cuántica

- Comunicación y Divulgación
- I Encuentro Jóvenes Investigación en Física de Plasmas
- Física Nuclear
- Energía y Sostenibilidad

16:45 – 17:45 Sesión Posters / Pausa Café

17:45 – 19:30 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Altas Energías/Física Teórica
- Información Cuántica
- Comunicación y Divulgación
- I Encuentro Jóvenes Investigación en Física de Plasmas
- Física Nuclear
- Energía y Sostenibilidad

Miércoles 15 de Julio

09:00 – 09:45 "On the recent increment of major heatwaves and droughts in the Mediterranean region: a harbinger of the projected future climate"
Prof. Ricardo Trigo

09:45 – 10:30 "Espectroscopía Recreativa en el Año Internacional de la Luz"
Dr. Adolf Cortel

10:30 – 11:30 Sesión Posters / Pausa Café

11:30 – 12:15 "Reionización y formación de galaxias"
Prof. Eduard Salvador-Solé

12:15 – 13:00 Conferencia Plenaria (Título pendiente)
Prof. François Richard

13:00 – 15:00 Almuerzo

15:00 – 16:45 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico/Comunicación y Divulgación/Historia de la Física
- Altas Energías/Física Teórica
- Strongly correlated electron systems
- Física de los procesos climáticos en atmósferas y océanos
- Física Nuclear
- Astrofísica
- Energía y Sostenibilidad

16:45 – 17:45 Sesión Posters / Pausa Café

17:45 – 19:30 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico/Comunicación y Divulgación/Historia de la Física
- Altas Energías/Física Teórica
- Strongly correlated electron systems
- Física de los procesos climáticos en atmósferas y océanos
- Física Nuclear
- Astrofísica
- Energía y Sostenibilidad

21:00 – 23:00 CENA (ESPICHA ASTURIANA)

Jueves 16 de Julio

09:00 – 09:45 "Radioactive Ion Beams for Science and Society"
Prof. Piet Van Duppen

09:45 – 10:30 "Nuevas avenidas en radioterapia: moldeando la respuesta biológica"
Dr. Yolanda Prezado

10:30 – 11:30 Sesión Posters / Pausa Café

11:30 – 12:15 "Superconductivity near a quantum critical point: The case of Iron pnictide superconductors"
Prof. Antony Carrington

12:15 – 13:30 "La LOMCE, un marco nuevo para organizar los currículos. Currículo de Física y Química"
D. José Ignacio Sánchez Pérez (Director Gral. Eval. Y Coop. Territorial)
Dña. Sagrario Chinarro Familiar (Subdir. Adj. Coop. Territorial del MECD)

12:15 – 13:30 Mesa Redonda GE Mujeres en Física
Mª Josefa Yzuel, Alejandro Manjavacas, Natalia Rinaldi-Montes, Pilar López Sancho

13:30 – 15:00 Almuerzo

15:00 – 16:45 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Científicas en el Año Internacional de la Luz
- Altas Energías/Física Teórica
- Strongly correlated electron systems
- Óptica Cuántica y Óptica No Lineal
- Física Médica
- Física Nuclear
- Energía y Sostenibilidad

16:45 – 17:45 Sesión Posters / Pausa Café

17:45 – 19:30 Sesiones Paralelas Simposios:
- 25º Encuentro Ibérico
- Científicas en el Año Internacional de la Luz
- Altas Energías/Física Teórica
- Strongly correlated electron systems
- Óptica Cuántica y Óptica No Lineal
- Física Médica
- Física Nuclear
- Energía y Sostenibilidad

Viernes 17 de Julio

09:00 – 09:45 "Quantum fluids of light in microcavities"
Prof. Elisabeth Giacobino

09:45 – 10:30 Acto Homenaje RSEF"

10:30 – 11:00 Pausa Café

11:00 – 13:30 Junta General Ordinaria de la RSEF

13:30 – 14:00 Acto de Clausura de la XXXV Bienal de la RSEF

Resúmenes

Strongly correlated electron systems

Magnetic Ordering in the Frustrated Pyrochlores $Dy_2Ru_2O_7$ and $Yb_2Ru_2O_7$

J. van Duijn[1*], R. Ruiz-Bustos[2], P. Manuel[3]

[1]Departamento de Física Aplicada, Instituto de Investigación en Energías Renovables, Universidad de Castilla-La Mancha, Albacete 02006, Spain
[2]Departamento de Mecánica, Universidad de Córdoba, Córdoba, 14071, Spain
[3]ISIS facility, STFC Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxfordshire OX11 0QX, United Kingdom

* Joost.vanDuijn@uclm.es

Geometrically frustrated magnetic materials have been of intense recent interest, in part due to the diversity in the exotic ground states that they display [1]. These span the range from complex non- collinear Neel states, to disordered co-operative paramagnetic and spin-liquid states to spin-glass like states in the presence of little or no chemical disorder.

An excellent example is afforded by materials with the pyrochlore structure, $A_2B_2O_7$. In these materials both the A site and B site ions individually form a 3-dimensional network of corner sharing tetrahedra. Geometrical magnetic frustration exists in these materials when the A and/or B atoms are interacting with antiferromagnetic nearest neighbour coupling. At the classical mean field level spin configurations that have zero net moment on all tetrahedral form a degenerate lowest energy manifold. How this manifold is lifted in real systems is a matter of intense theoretical and experimental interest.

Within this system the family of ruthenium pyrochlores, $A_2Ru_2O_7$ (A= Y, Bi, Pb, Tl and the rare earths) displays a multitude of interesting properties. Some of the compounds in this family are in the Mott insulating state and exhibit a magnetic transition at temperatures T= T_N associated with ordering of the Ru sublattice [2,3]. This transition decreases monotonically from 160 K for Pr to 81 K for Yb; consistent with the lanthanide contraction. In the absence of a magnetic A ion it has been shown that the Ru sublattice orders into a long range ordered q= 0 structure in which the total spin on each tetrahedron vanishes [4].

In the case that A is a magnetic ion, interplay between the A and Ru sublattice can occur. For example, it has been shown for $Ho_2Ru_2O_7$ that below T_N the internal field of the Ru sublattice induces short-range order on the Ho sublattice, which eventually develops into long-range order below 1.4 K [5]. While in $Er_2Ru_2O_7$ the spin structure of the Ru sublattice is conversely influenced by the Er anisotropy, showing an uncommon "easy-plane" Ru spin-structure [6]. We have recently investigated the magnetic ground state of $Pr_2Ru_2O_7$. Here the Ru sublattice ordering is similar as to what is observed in $Y_2Ru_2O_7$. Even though Pr is in a doublet ground-state [7] there is no evidence (down to 1.5 K) of an induced moment on and/or ordering of the Pr sublattice, unlike the related Ho and Er containing compounds. This clearly shows that the physics of these systems is governed by the interplay between the two magnetic sublattices and the rare earth ion anisotropy as they stabilize new ground states.

As part of our interest in this family of materials and to extent our understanding of this interplay we have investigated the magnetic ground-state in two members with different rare earth anisotropy, axial ($Dy_2Ru_2O_7$) and planar ($Yb_2Ru_2O_7$) by neutron powder diffraction. As both are Kramer ions their ground-state, unlike Pr, can only be split due to the internal field resulting from the Ru sublattice, which orders at $T_{N,Ru}$= 103 and 83 K respectively. $Dy_2Ru_2O_7$, despite the fact of an ordered Ru sublattice, is thought to be a good spin ice candidate [8]. Recent specific heat and bulk magnetic measurements [9], however, have revealed that $Dy_2Ru_2O_7$ undergoes a second order transition to a fully ordered state at $T_{N,Dy}$= 1.85 K. As the Dy moment and Ru molecular field are thought to be perpendicular this suggests that there are additional (subtle) interactions that destroy the spin ice state and result in an ordered Dy sublattice. In $Yb_2Ru_2O_7$, on the other hand, the Yb moments gradually order around 8 K due to the Ru magnetic field and no further transition is observed down to 0.4 K.

Our measurements reveal that while for $Yb_2Ru_2O_7$ a clear magnetic contribution (associated with the ordering of the Ru sublattice) to the neutron diffraction data is observed below $T_{N,Ru}$, this is not the case for $Dy_2Ru_2O_7$, where there is no change to the pattern (Fig. 1). This absence of any

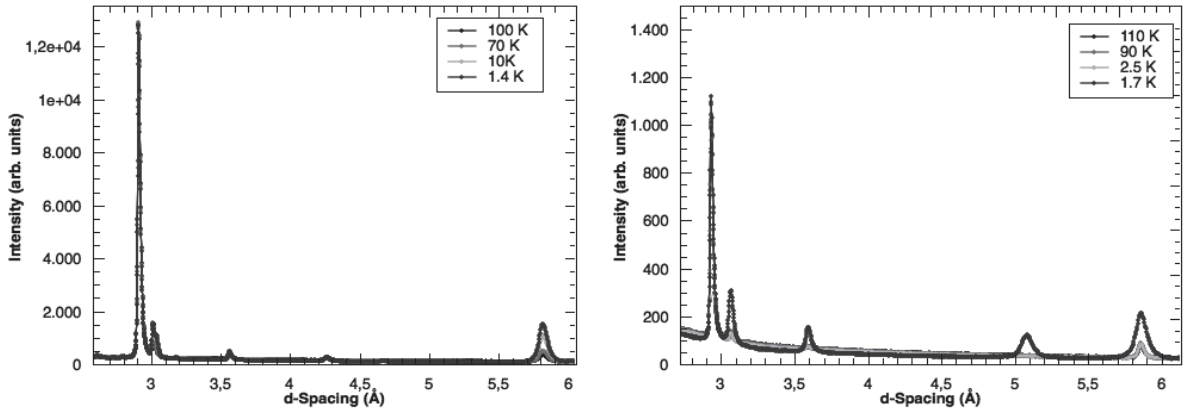


Figure 1: Part of the neutron powder diffraction pattern of $Yb_2Ru_2O_7$ collected at 1.4 K, 10 K, 70 K and 100 K (left) and $Dy_2Ru_2O_7$ collected at 1.7 K, 2. 5 K, 90 K and 110 K (right).

change to the measured diffraction patterns of $Dy_2Ru_2O_7$ is still not clearly understood. For $Dy_2Ru_2O_7$, however, clear changes are observed to the diffraction pattern below 2 K, associated with ordering of the Dy sublattice. In the case of $Yb_2Ru_2O_7$ continuous changes to the intensities of the various magnetic Bragg peaks is observed when cooling further below $T_{N,Ru}$, consistent with the gradual ordering of the Yb moments in the presence of local fields generated by the ordered Ru sublattice. This is reminiscent as to what is observed in $Er_2Ru_2O_7$, suggesting that a similar ground-state might be found in $Yb_2Ru_2O_7$.

References

[1] J.S. Gardner, M.J.P. Gingras, J.E. Greedan, *Rev. Modern Phys.* **82** (2010) 53.
[2] N. Taira *et al*., *J. Solid State Chem.* **152** (2000) 441.
[3] N. Taira *et al*., *J. Mat. Chem.* **12** (2002) 1475.
[4] M. Ito *et al.*, *J. Phys and Chem. Solids* **62** (2001) 337.
[5] C. R. Wiebe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 076403.
[6] N. Tiara *et al.*, *J. Solid State Chem.* **176** (2003) 165.
[7] J. van Duijn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 177201.
[8] C. Bansal, H. Kawanaka, H. Bando, Y. Nishihara, *Physica B* **329** (2003) 1034.
[9] M. Rams *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **323** (2011) 1490.

Disordered Chern Insulators

E.V. Castro[1], M. Pilar López-Sancho[2,*], and María A.H. Vozmediano[2]

[1]CeFEMA, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Av. Rovisco Pis, 1049-001 Lisboa, Portugal
[2]Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid-CSIC, Sor Juana Inés de la Cruz 3, 28049-Madrid, España

* pilar@icmm.csic.es

Introduction

Topologically nontrivial phases of matter have attracted great interest due to their exotic properties and promising applications. The behavior of these topological phases against disorder is crucial to a potential technological applicability.

In this work the evolution of disordered two dimensional (2D) systems, with nontrivial topology, based on bipartite lattices is investigated. We consider the Haldane model [1] in the Chern insulator phase. Two different types of disorder are studied: Anderson disorder and vacancies. Focusing on the bipartite nature of the honeycomb lattice, for each type of disorder, two realizations are analysed: impurities equally distributed among both sublattices and selectively distributed on only one sublattice.

To investigate the localization and the topological transition the Chern number and the density of states (DOS) are computed for different strengths of Anderson potential and different densities of vacancies. Since translational invariance is broken in the disordered system, the Chern number has to be calculated in real space [2]. The DOS are computed using the recursive Green's function method.

Results

It is found that the bipartite nature of the lattice plays a very important role in the topological transition which is sensitive to the disorder selectivity over the sublattices.

Although there are qualitative differences on the spectral evolution of the system, the two types of disorder, Anderson disorder and vacancies, present similar behavior as disorder is increased. The important difference appears between the equally and selectively distributed disorders. Non standard behavior is obtained for disorder selectively distributed on only one of the sublattices: the Chern number survives to one order of magnitude higher strength of disorder than in the equally disordered case [3].

The robustness of the extended states carrying the Chern number to selective disorder is related to the fact that one of the sublattices remains untouched. The component of the wave function corresponding to the "perfect" sublattice remains delocalized in a way similar to the vacancy states of bilayer graphene described in [4].

This research has been partially supported by the Spanish MECD grant FIS2011-23713, FCT-Portugal grant No. EXPL/FISNAN/1720/2013, and the European Commission under the Graphene Flagship, contract CNECT-ICT-604391.

References

[1] F.D.M. Haldane, *Phys. Rev. Lett*. **61** (1988) 2015.
[2] Y.F. Zhang, Y.Y. Yang, Y. Ju, L. Sheng, D.N. Sheng, R. Shen, and D.Y. Xing, *Chinese Phys. B* **22** (2013) 117312.
[3] E.V. Castro, M.P. López-Sancho, and M.A.H. Vozmediano, arXiv: 1502.05026 [cond-mat].
[4] E.V. Castro, M.P. López-Sancho, and M.A.H. Vozmediano, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 036802.

Finite-size magnetism in transition metal oxide nanoparticles

N. Rinaldi-Montes[1,*], P. Gorria[1], D. Martínez-Blanco[2], A. B. Fuertes[3], I. Puente-Orench[4], L. Olivi[5], G. Aquilanti[5] and J. A. Blanco[1]

[1]Departamento de Física, Universidad de Oviedo, E-33007 Oviedo, Spain
[2]Servicios Científico-Técnicos, Universidad de Oviedo, E-33006 Oviedo, Spain
[3]Instituto Nacional del Carbón, CSIC, E-33080 Oviedo, Spain
[4]Institut Laue-Langevin, BP 156, F-38042 Grenoble Cedex 9, France
[5]Elettra-Sincrotrone Trieste S.C.p.A., S.S.14 Km 163.5, 34149 Basovizza, Trieste, Italy

* nataliarin@gmail.com

Introduction

Recently, magnetic nanoparticles (NPs) have become a subject of intense research in different fields from catalysis and supercapacitors to MRI contrast agents and for diagnoses in magnetic biosensors. One of the most studied areas of research is biomedical and clinical applications of NPs, either as a means of targeted drug delivery or for magnetic hyperthermia to treat cancer [1]. Many of these applications require control over the magnetic properties of the particles, which has so far lagged behind the advanced research into the various growth techniques for NPs.

An intriguing aspect is that when the size of magnetic materials is reduced down to the nanometric scale they start to exhibit a magnetic behaviour that may differ markedly from their massive counterparts. If the crystallite size is reduced, the ratio between surface and volume atoms increases and the surface coordination number is modified [2]. The magnetic structure of materials with a negative exchange coupling between magnetic sublattices (antiferromagnetic, AFM, and ferromagnetic in general) is particularly sensitive to this local periodicity-breaking. Low-temperature high net magnetic moment and hysteresis, together with training and exchange bias effects have been reported as unusual features in nominally AFM NPs made up of 3d transition metal oxides (NiO, MnO, CuO, Cr_2O_3) [3].

Results and discussion

In order to elucidate the interplay between microstructure and magnetism in finite-size systems, three samples of NiO NPs with controlled diameters of 2.5, 4 and 9 nm were synthesized via high-temperature pyrolysis of a nickel nitrate (Figs. 1a-d) [4]. In this context, we used x-ray absorption fine structure (XAFS) spectroscopy at the Ni *K*-edge (E_0 = 8.33 keV) so as to probe the local environment surrounding the Ni atoms. The analysis of the near-edge, XANES (Fig. 1e), and extended, EXAFS (Figs. 1f-g), regions of the spectra reveals that the progressive reduction of the particle diameter induces size effects such as average undercoordination, bond relaxation and static disorder.

The competing scenario between surface spin frustration arising from finite-size effects and the expected AFM order typical of bulk NiO results in different size-dependent magnetic behaviors. NPs smaller than 4 nm are found to be in a magnetically disordered spin glass-like state (Fig. 2a). In contrast, as the particle diameter increases (NPs of 4 and 9 nm), the nucleation of an AFM core becomes favourable and the spin glass state is limited to the outer atomic shell (Fig 2b). Interestingly, only NPs with an AFM core exhibit exchange bias effect, which manifests as a shift of the hysteresis loop toward the negative field axis when cooling the sample in the presence of an applied magnetic field [5].

The present findings could be of special interest in NPs made of materials that are AFM in their bulk form, but could present unique physicochemical properties that may be valuable at nanoscale in the production of small and smart materials.

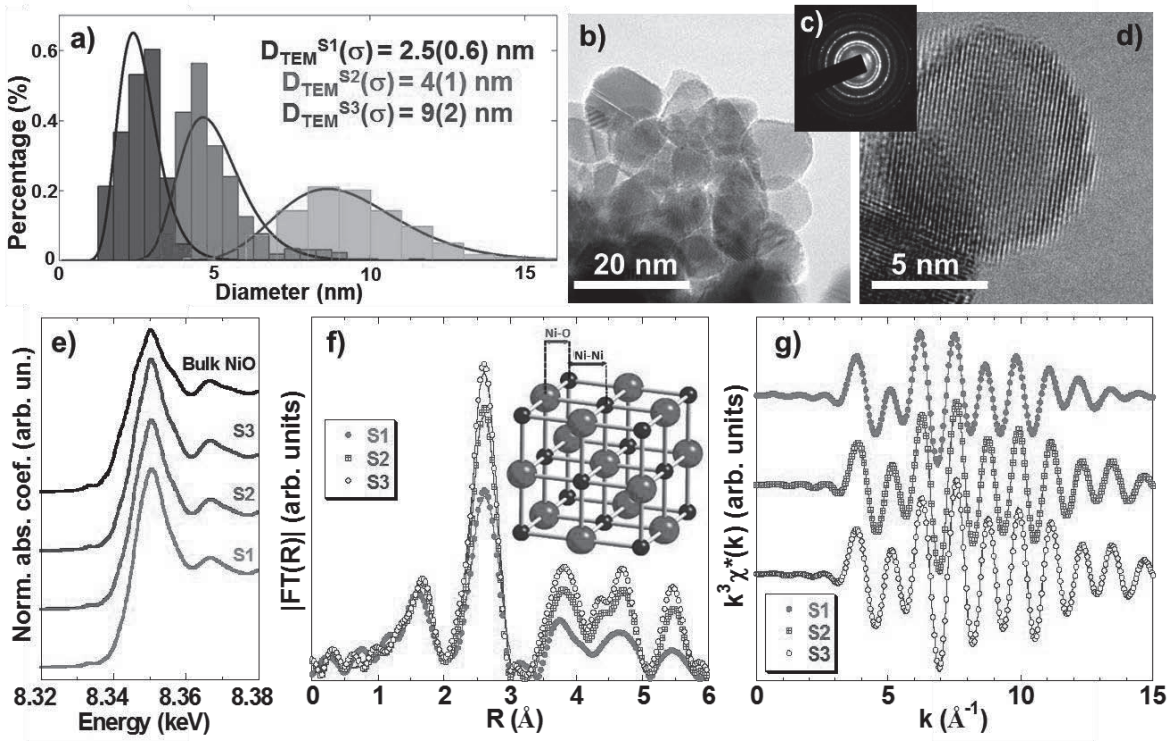


Figure 1. (a) Histograms of the particle size distributions along with fits to lognormal functions. (b-d) Transmission electron microscopy images of NiO NPs and electron diffraction (SAED) pattern. (e-g) Room temperature XAFS spectra at the Ni K-edge. (e) XANES region. (f) Fourier-transform moduli of the EXAFS function. (g) Inverse Fourier transform of (f). Adapted with permission from N. Rinaldi-Montes et al., Nanoscale 6, 457 (2014). Copyright (2014) Royal Society of Chemistry.

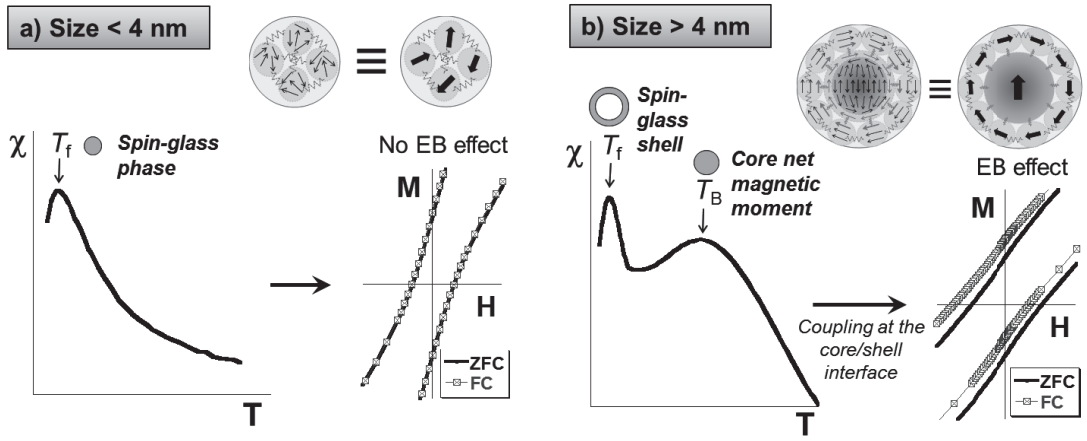


Figure 2. (Left) Temperature dependence of the magnetic susceptibility recorded after zero-field-cooling protocol and (right) central part of the hysteresis loops measured at T = 2 K in zero-field-cooling (black) and field-cooling (grey) conditions for NiO NPs with sizes (a) below and (b) above 4 nm (see text for details).

Funding Source: Spanish MINECO (Project MAT2011-27573-C04) and MECD (Grant FPU12/03381). Thanks are due to ILL (France) and to Elettra-Sincrotrone Trieste (Italy) for allocating beam time for neutron diffraction and x-ray absorption experiments, respectively.

References

[1] A. S. Teja *et al.*, *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* **55** (2009) 22.
[2] J. L. Dormann and D. Fiorani, *Magnetic Properties of Fine Particles*, North Holland, Amsterdam, 1992.
[3] S. Morup *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **92** (2004) 217201.
[4] N. Rinaldi-Montes *et al.*, *Nanoscale* **6** (2014) 457.
[5] J. Nogues *et al.*, *Phys. Rep.* **422** (2005) 65.

Magnetismo en aleaciones $Fe_{60}Al_{40}$ obtenidas por enfriamiento ultrarrápido

G. Riesgo[1,*], J. Carrizo[2], L. Elbaile[2], R.D. Crespo[1], J.J. del Val[3], J.A. García

[1]Dpto. de Ciencia y Tecnología Náutica. Universidad de Oviedo. E.S.M.C. Campus Universitario de Gijón. 33203 Gijón. Spain
[2]Dpto. de Física. Universidad de Oviedo. Calvo Sotelo s/n, 33007 Oviedo. Spain
[3]Dpto. de Física de Materiales. Facultad de Química. Universidad del País Vasco UPV/EHU. Paseo Manuel de Lardizábal 3. 20018 San Sebastian. Spain

* gracielariesgo@uniovi.es

Introducción

Las aleaciones de Fe-Al presentan un gran interés tanto desde el punto de vista fundamental, ya que son sistemas muy apropiados para el estudio del magnetismo en aleaciones 3d, como desde el punto de vista de sus aplicaciones tecnológicas debido a sus buenas propiedades mecánicas [1] y magnéticas [2].

Dependiendo de la concentración de aluminio, el magnetismo de estas aleaciones cambia, presentando una fase paramagnética cuando esta concentración es mayor de 35 at.% Al y para concentraciones inferiores emerge ya una fase ferromagnética [3]. Estas propiedades dependen del orden intermetálico y se pueden variar mediante deformaciones mecánicas [4].

En esta comunicación se presentan los primeros resultados del estudio estructural y magnético realizado a las muestras $Fe_{60}Al_{40}$, obtenidas por enfriamiento ultrarrápido, tras el proceso de laminado.

Procedimiento experimental

Polvos de Fe y Al de alta pureza (99.9 %) fueron utilizados como materiales iniciales. Mediante el fundido por inducción en atmosfera de vacío se fabricaron lingotes de $Fe_{60}Al_{40}$. De estos lingotes, cintas de 2 mm de anchura y 90 ?m de espesor fueron producidas por enfriamiento ultrarrápido en atmósfera de vacío. El espesor de la cinta laminada es de 50 ?m.

La cinta fue caracterizada estructuralmente por difracción de rayos X (XRD) en un difractómetro de polvo Bruker D8 advance con abertura automática y monocromador de grafito, utilizando CuKalpha de 1.54 Angstrom. La composición química de la cinta fue determinada con una microsonda electrónica.

La caracterización magnética de la cinta se realizó con un magnetómetro de muestra vibrante (EV9 VSM 2,2T). La anisotropía magnética se midió mediante magnetometría de par, utilizando un magnetómetro desarrollado en nuestro laboratorio [5]. Esta técnica requiere el uso de muestras circulares para evitar cualquier efecto de forma.

Resultados y discusión.

Los patrones de difracción de rayos X de la cinta as-quenched y laminada (Fig. 1(a)) muestran la presencia de las fases A2 y B2 pero no se detecta el pico (111) correspondiente a la superestructura DO3. En la Fig. 1(b) se observa que tras laminar la muestra, el pico (100) no varía de altura indicando que la cantidad de fase B2, y por tanto de A2, no varía. También en esta figura se observa un ensanchamiento de este pico, lo cual indica que hay un refinamiento del grano correspondiente a la fase B2.

En la figura 2, se muestran los ciclos de histéresis de la muestra as-quenched y laminada. Como puede verse las dos muestras presentan una fase ferromagnética y otra paramagnética que hace que las muestras no se saturen para campos tan altos como 2 T. Los campos coercitivos resultan 27,3 Oe y 16,9 Oe para la muestra as-quenched y laminada respectivamente. De acuerdo con los trabajos realizados en las aleaciones de FeAl de distinta composición, si la aleación tiene más del 35 at.% Al la muestra presenta una fase paramagnética y cuando el porcentaje de aluminio es menor de esa cantidad empieza a surgir la fase ferromagnética [3,4]. Sin embargo observamos que en el presente caso de cintas fabricadas por enfriamiento ultrarrápido, la fase ferromagnética está presente para el caso de 40 % Al. Este hecho se puede explicar por la presencia de la fase A2 desordenada.

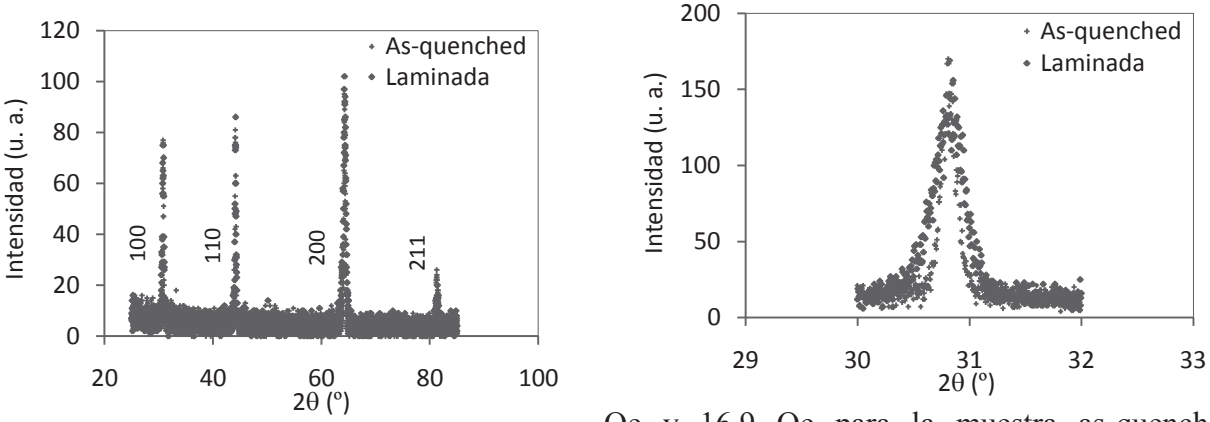
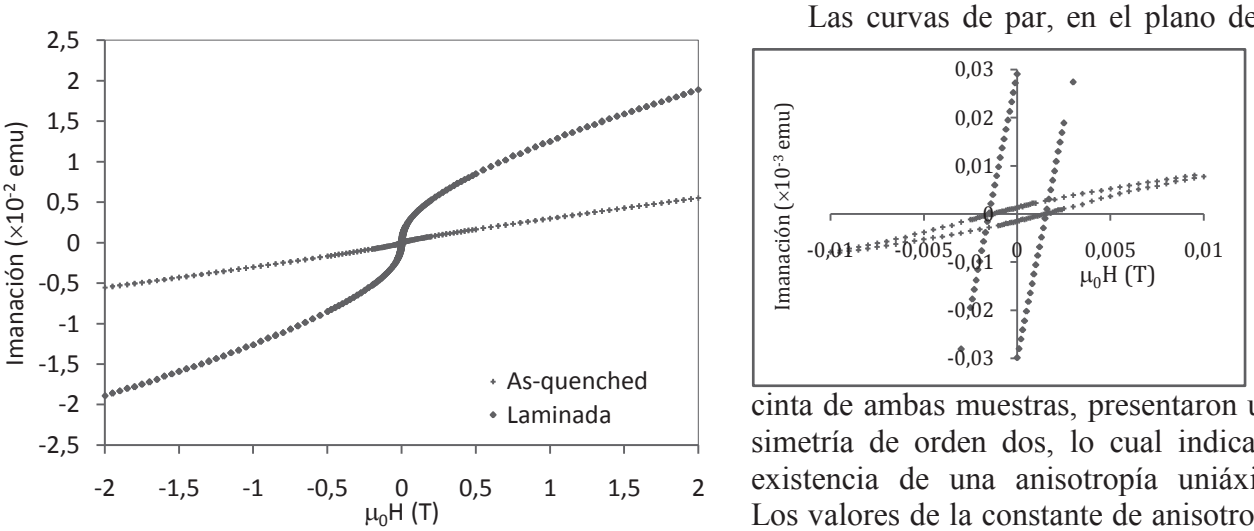


Figura 1: (a) Patrón de difracción de rayos X de la muestra laminada y as-quenched. (b) Detalle del pico 100 para la muestra laminada y as-quenched.

(a) (b)



Las curvas de par, en el plano de la cinta de ambas muestras, presentaron una simetría de orden dos, lo cual indica la existencia de una anisotropía uniáxica. Los valores de la constante de anisotropía magnética son 110 J m^{-3} y 150 J m^{-3} para la muestra as-quenched y laminada respectivamente, con el eje de fácil imanación en la dirección longitudinal de la cinta. Teniendo en cuenta la íntima relación entre microestructura y magnetismo que presentan estas muestras, el aumento de anisotropía magnética, tras el proceso de laminado, estaría relacionado con la inducción de orden direccional producido por la deformación mecánica en la cinta.

(a) (b)

Agradecimientos: Los autores quieren agradecer al Ministerio de Economía y Competitividad por el Proyecto MAT2012-33405. Una de las autoras quiere agradecer al Departamento de Ciencia y Tecnología Náutica de la Universidad de Oviedo por la ayuda para la asistencia a esta bienal.

Referencias

[1] S.C. Deevi and V.K. Sikka, *Intermetallics.***4** (1996) 357.
[2] F. Plazaola, E. Apiñaniz, D. Martín Rodríguez, E. Lagarra and J.S. Garitaonandia, ―Fe-Al Alloys´ Magnetism", en: Dr. Leszek Malkinski (Ed), *Advanced Magnetic Materials*, 2012, pp133-170.
[3] D. Martín Rodríguez, F. Plazaola, J.S. Garitaonandia, J.A. Jiménez and E. Apiñaniz. *Intermetallics*. **24** (2012) 38.
[4] E. Menéndez, J. Sort, M.O. Liedke, J. Fassbender, S. Suriñach, M.D. Baró and J. Nogués. *New J. Physics*. **10** (2008) 103030.
[5] M. Tejedor, J.A. García and J. Carrizo. *J. Phys. E: Sci. Instrum*. **22** (1989) 362.

Nematic state in iron pnictides

L. Fanfarillo[1], A. Cortijo[1], B. Valenzuela[1,*]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid ICMM-CSIC, Cantoblanco 28049 Madrid
* belenv@icmm.csic.es

Iron pnictides, discovered in 2008, are the second family of high temperature superconductors, cuprates being the first. In both families the mechanism of superconductivity is unknown. As cuprates, superconductivity emerges upon doping a magnetic state. However, there are also important differences between the two families. Cuprates present (π,π) magnetism while the magnetism in pnictides is $(\pi,0)$, i.e antiferromagnetic in the x-direction while ferromagnetic in the y-direction. Pnictides present a structural phase transition that together with the antiferromagnetic transition encloses a nematic phase (see Fig. 1). Nematicity has also been found in cuprates but without the presence of the structural transition. The nematic phase is characterized by an x/y anisotropy and it has been observed by many experimental techniques concluding that it is electronic in origin. It is believed that magnetism and nematicity are key to understand the mechanism of superconductivity[1].

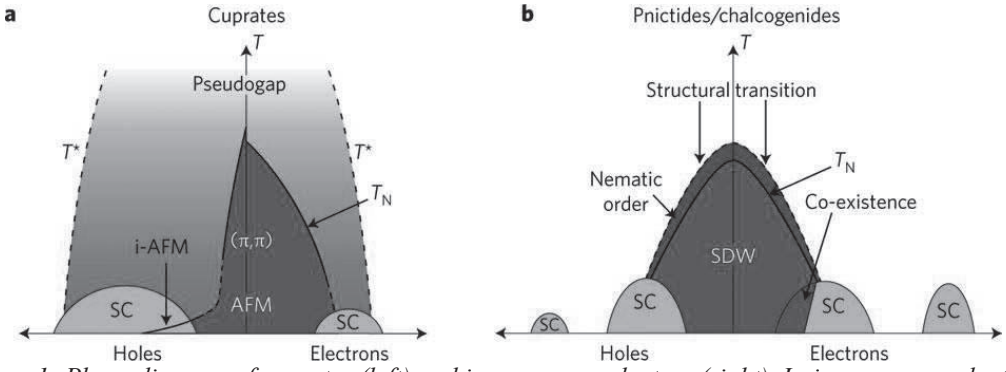


Figure 1: Phase diagram of cuprates (left) and iron superconductors (right). In iron superconductors the nematic phase is enclosed between the antiferromagnetic transition and the structural transition. Ref. Basov and Chubukov, Nat. Phys. 7, 272–276 (2011).

Another important difference is that iron superconductors are multiorbital systems and these orbitals play an important role at low energy. The Fermi surface consist in two hole pockets at the Γ point and X,Y electron pockets. The singular square symmetry of d_{zx} and d_{yz} orbitals have a profound influence in the Fermi surface since the Γ pocket has vortex structure in the d_{zx}/d_{yz} orbitals and the X/Y electron pockets have yz/zx components (see Fig. 2).

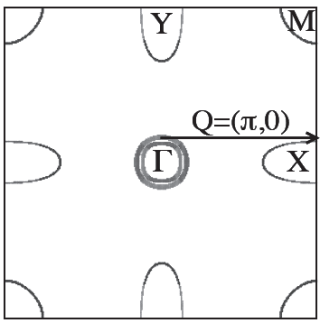


Figure 2: Typical kx-ky Fermi surface of iron superconductors. Green, red and blue denotes the zx, yz and xy orbital content. It is observed the d_{zx}/d_{yz} vortex at the Γ pocket and the yz/zx content at X/Y pockets.

In an effective low energy theory the Fermi surface determines the instabilities of the system, in this case (π,0) magnetism, the nematic phase and superconductivity. There is a strong debate on whether the origin of nematicity and superconductivity is due to spin fluctuations or to orbital fluctuations. In this work we propose for the first time a low energy theory for the (π,0) magnetism that have into account the orbital content of the Fermi surface [2]. This derivation can be adapted to calculate the low energy effective theory of other systems with spin orbital entanglement. The nematic order parameter is derived from the (π,0) magnetism and it is linked to the different orbital content of the X/Y pockets. Previous low energy theories [3] related the nematic order parameter to the elliptical shape of the electron pocket but we show that this effect is two order of magnitude lower. We find that orbital fluctuations arise from spin fluctuations making both fluctuations present in the nematic phase. Thus, both are potential candidates for the mechanism of superconductivity. We also find that the vortex at the Γ pocket is behind the anisotropy observed in the spin susceptibility. The anisotropic spin fluctuation give an anisotropic response in resistivity experiments [3] which is related with the resistivity anisotropy in the magnetic phase.[4]

Acknowledgements
We acknowledge funding from Ministerio de Economía y Competitividad (Spain) via Grants No. FIS2011-29689 and No. FIS2012-33521 and from Fundación Ramón Areces. L.F. acknowledges the University of Rome –Sapienza" for financial support. A. C. acknowledges the JAE-doc program.

1. R. M. Fernandes, et al. Nat. Phys. **10**, 97 (2014). M.J. Calderón, B. Valenzuela, E. Bascones, arXiv:1503.22403.
2. L. Fanfarillo, A. Cortijo, and B. Valenzuela, arXiv:1410.8488.
3. R.M. Fernandes, A.V. Chubukov et al. Phys. Rev. B 85, 024534 (2012).
4. L. Fanfarillo, A. Cortijo, L. Benfatto and B. Valenzuela, in preparation.
5. B. Valenzuela, E. Bascones, and M.J. Calderón, Phys. Rev. Lett. 105 207202 (2010).

Superconductivity from the unconventional metallic state in $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$

Natalia Lera[1,2,*], JV Alvarez[2,3]

[1]CIC nanoGUNE, 20018 Donostia-San Sebastián, Spain
[2]Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain
[3]Condensed Matter Physics Center (IFIMAC) and Instituto Nicolás Cabrera, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain

* natalia.lera@estudiante.uam.es

Abstract

Superconductivity in the quasi-one-dimensional material $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$ is analyzed based on a multiorbital extended Hubbard model. Superconductivity is found near charge density wave transitions for different couplings. The order parameter is a p-wave with nodes in the Fermi surface. The metallic state displays a characteristic charge collective mode which softens signaling into two possible momentums (Q_1 and Q_2) giving rise to two possible charge ordered states.

We argue that the strong scattering between electrons generated by these charge fluctuations near the quantum critical point can lead to the unconventional metallic state and those fluctuations in Q_1 lead to superconductivity pairing in the triplet channel in $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$.

Introduction

The purple bronze $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$ is a quasi-one-dimensional material which displays behavior consistent with a Luttinger liquid [1-4] in a wide temperature range. When temperature is decreased an upturn of the resistivity occurs at $T_m \approx 20K$ and the material becomes superconducting at lower temperatures around $T_c \approx 1K$ [5].

The rather small enhancement of the resistivity below T_m (just a factor of two) and the lack of spectral evidence of a gap makes it difficult to reconcile this upturn with an insulating phase. The fact that the resistivity is a decreasing function of temperature above the superconducting transition is in contrast with the superconducting transition observed in conventional metals and in other strongly correlated materials except for the quarter-filled organic materials [6-7].

We present a microscopic theory for the unconventional metallic properties observed in Li0.9Mo6O17 which explains the superconducting transition as well. At sufficiently low temperatures the material may display Fermi liquid behavior, below the crossover temperature T_{LL} when the thermal energy $k_B T_{LL}$ is lower than the hopping among Luttinger chains [8].

Model and results

We based our calculations on a minimal extended Hubbard model introduced in Ref. [9-10], with 4 Mo atoms per unit cell, disposed in parallel chains. Two bands cross Fermi level (Fig 1 shows the Fermi surface). We apply random phase approximation (RPA) formalism with on-site (U) and long-range (V) interactions (intra and inter chain). Assuming that only charge and spin fluctuations are responsible for electron pairing [11-12], we find that $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$ superconducts in the triplet channel near CO transition by solving the linearized gap equation. We identify the CO pattern characterized by the ordering wave vector Q_1 to be the final cause of superconductivity in that channel. The divergence in charge susceptibility at Q_1 is due to the strong nesting and the V(q) structure in momentum space. Where V(q) is the Fourier transform of the interaction.

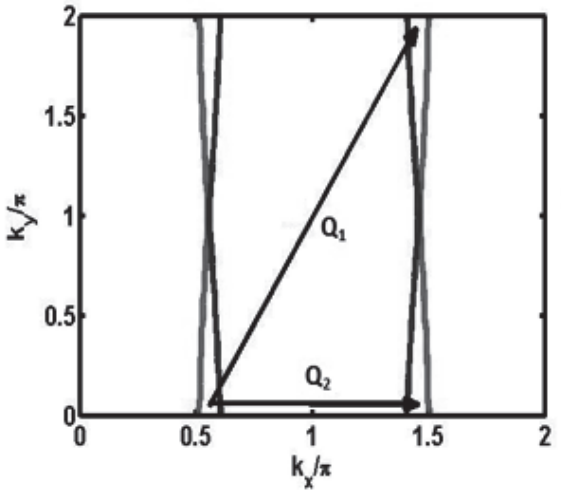


Figure 1 ***Fermi Surface***

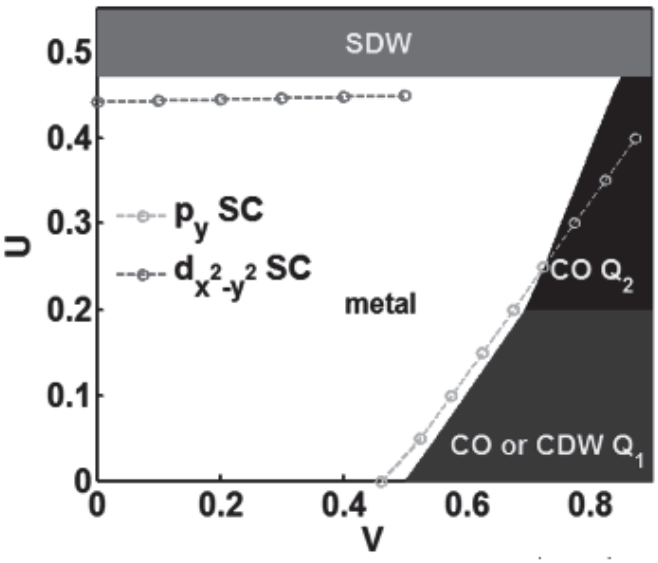


Figure 2 ***Phase diagram***

Acknowledgments

We acknowledge financial support from MINECO FIS2012-37549-C05-03.

References

[1] F. Wang, *et al*, Phys. Rev. Lett. **96**, 196403 (2006)
[2] F. Wang, *et al*, Phys. Rev. Lett. **103**, 136401 (2009)
[3] L. Dudy, *et al*, Jour. of Phys. Cond. Mat. **25**, 014007 (2013)
[4] J. Hager, *et al*, Phys. Rev. Lett. **95**, 186402 (2005).
[5] C. Schlenker, *et al*, Physica B **135** 511 (1985).
[6] N. Morinaka, *et al*, Phys. Rev. B **80** 092508 (2009).
[7] S. Kaiser, *et al*, Phys. Rev. Lett. **105**, 206402 (2010).
[8] T. Giamarchi, Chem. Rev. 104, 5037 (2004)
[9] J. Merino and R. H. McKenzie, Phys. Rev. B **85**, 235128 (2012).
[10] P. Chudzinski, T. Jarlborg, and T. Giamarchi, Phys. Rev. B **86** 075147 (2012).
[11] D. J. Scalapino, E. Loh, and J. E. Hirsch, Phys. Rev. B **34**, 8190 (1986).
[12] S. Graser, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, and D. J. Scalapino, New Jour. Phys **11**, 025016 (2009).

Oxide quantum wells: Rashba spin-orbit fields modulated by selective orbital occupancy

G. Herranz[1*], G. Singh[2], N. Bergeal[2], A. Jouan[2], J. Lesueur[2], J. Gázquez[1], M. Varela[3,4], M. Scigaj[1], N. Dix[1], F. Sánchez[1], J. Fontcuberta[1]

[1]Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB-CSIC), Campus de la UAB, 08193 Bellaterra, Catalonia, Spain.
[2] LPEM-UMR8213/CNRS-ESPCI ParisTech-UPMC, PSL University, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France.
[3] Materials Science & Technology Division, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA.
[4]GFMC, Departamento de Fisica Aplicada III & Instituto Pluridisciplinar, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain.

* gherranz@icmab.cat

The two-dimensional confinement of electrons in quantum wells (QWs) along the interface between two semiconductors such as Si or GaAs has been fundamental for technology as well for the development of new fundamental concepts. More recently, the discovery of 2D-QWs in oxides, with the flagship interface between $LaAlO_3$ and $SrTiO_3$[1], has been heralded as a milestone in the research of 2D electron systems. Unlike more conventional 2D-QWs based on III-V or II-VI semiconductors, carriers at $LaAlO_3/SrTiO_3$ populate narrow 3d-bands, where strong correlations underlie complex phases not present in conventional semiconductors. As a consequence, a rich complexity of electronic phases emerges: 2D superconductivity, magnetism –and even the coexistence of both–[2, 3]. In this regard, there is a growing consensus that these correlated phases are intimately connected to the particular orbital occupancy. More precisely, the specific symmetry of the occupied t_{2g}-bands (d_{xy}, d_{xz}, d_{yz}) is thought to play a vital role in the emergence of correlated states. Therefore, altering the orbital hierarchy of the electronic band structure of these 2DEGs is a helpful step to substantiate the interrelationship between orbital symmetry and the 2DEG complex phases.

We have aimed our study at unveiling the kind of electronic reconstructions that reorganize the subband structure upon growing the $LaAlO_3/SrTiO_3$ QWs along different crystal orientations, more specifically along the <001> and <110> directions on the pseudocubic perovskite cell [4]. By carrying out electrostatic gating experiments in $LaAlO_3/SrTiO_3$ wells, we have exploited the versatility of the electronic structure to populate selectively states of different symmetry and analyze the effects of controlled QW subband filling on the magnitude of the Rashba spin-orbit fields [5]. We show that the dependence of the Rashba-like fields on sheet carrier density and crystal orientation can be understood on the basis of the polarization and symmetry of the orbitals at the interface and their strong dependence on crystal orientation. Such a perspective enlarges the toolbox at our disposal to tune the properties of these oxide 2DEGs.

[1] A. Ohtomo, H.Y. Hwang, *Nature* **427** (2004) 423.
[2] L. Li *et al.*, *Nature Phys.* **7** (2011) 762.
[3] J.A. Bert *et al.*, *Nature Phys.* **7** (2011) 767.
[4] D. Pesquera *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **14** (2014) 156802.
[5] G. Herranz *et al.*, *Nature Comm.* **6** (2015) 6028.

Non-local order in a fermionic chain with non-standard correlated hopping

R. W. Chhajlany[1,2], J. Stasinska[1,*], P. Grzybowski[2], O. Dutta[3], M. Lewenstein[1,4]

[1] ICFO-Institut de Ciències Fotòniques, Av. Carl Friedrich Gauss 3, 08860 Barcelona, Spain
[2] Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University, Umultowska 85, 61-614 Poznan, Poland
[3] Instytut Fizyki imienia Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, ul. Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków, Poland
[4] ICREA-Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, Lluis Campanys 23, 08010 Barcelona, Spain

* julia.stasinska@icfo.es

We study the properties of an extended Fermi-Hubbard model with non-standard correlated hopping in one-dimension (1D) given by the following Hamiltonian:

$$H = -t\sum_i (a_{2i}^+ a_{2i+2} + c_{2i-1}^+ c_{2i+1}) + X\sum_i (a_{2i}^+ m_{2i+1} a_{2i+2} + c_{2i-1}^+ n_{2i} c_{2i+1}) + V\sum_i (m_{2i-1} n_{2i} + n_{2i} m_{2i+1}) + H.c.,$$

where a, a^+, c, c^+ are fermionic creation and annihilation operators and $n = a^+ a$, $m = c^+ c$. The proposed model describes the lattice system consisting of two 1D lattices, one of which is shifted with respect to the other by ½ lattice spacing loaded with fermionic atoms. We discuss feasibility of its experimental realization with ultra-cold atoms.

We obtain analytical results for open boundary conditions in the limit $X = t$ for $V = 0, \infty$, and study the complete phase diagram using numerical methods (exact diagonalization and time-evolving block decimation method). We define a generalized string-order parameter to characterize the phases of the system.

The obtained results are the following. We show that the string-order parameter takes a non-zero value in the case $X = t, V = 0$ indicating that the system has a non-local order. In the case $V = \infty$ the system becomes phase-separated which is signalled by the vanishing string-order parameter. For finite $V \approx 2t$ occurs a first order phase transition between the two phases. The non-local order survives also for $X \neq t$ and gradually vanishes with $X \to 0$.

Acknowledgements

We acknowledge support from ERC advanced Grant OSYRIS, EU IP SIQS, EU STREP EQuaM (FP7/2007-2013 Grant No. 323714) and FOQUS. R.W.C. acknowledges a Mobility Plus fellowship from the Polish Ministry of Science and Higher Education and the (Polish) National Science Center Grant No DEC-2011/03/B/ST2/01903.

Quantum Monte Carlo Simulations for Hydrogenated graphite surfaces

Raúl P. Peláez[1,*], JV Alvarez[1,2]

[1]Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain
[2]Condensed Matter Physics Center (IFIMAC) and Instituto Nicolás Cabrera, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain

* raul.perez@uam.es

Abstract

We present a theoretical study of the magnetic properties on hydrogenated graphene multilayers. Ab initio calculations predict that the spin densities localized arround deposited hydrogens lying on the same sublattice couple ferromagnetically. The couplings decay as the inverse of the distance. We model the system as a S=1/2 Heisenberg inhomogeneous model with long-range ferromagnetic couplings. Our quantum Monte Carlo simulations show that the system orders ferromagnetically and the ordering temperature scales linearly with the size of the sample and the concentration of hydrogen atoms. We compare our results with non restricted mean-field theory. The dynamic response of the system is studied with spin wave theory. The presence of a fraction of hydrogens in the opposite sublattice introduces antiferromagnetic couplings in the model which we study by the exact diagonalization technique in small lattices.

Introduction

The study of magnetism in graphene-like structures has been challenging both from the theoretical and experimental point of view. However, the perspective of practical applications is so appealing, that the effort in this field keeps increasing over the years. Recent experiments in graphene doped by hydrogen and fluorine atoms had provided persuasive evidence of magnetism.

Similarly to other families of sp materials, the problem is also interesting from the conceptual point of view. These systems do not fall immediatelly into any of the two prototypic mechanisms for magnetism: localized moments or itinerant electron magnetism.

Partial hydrogenation of graphene multilayers (or graphite) has been recently attracting a lot of interest[1]. It has also been predicted that partial hydrogenation may induce interesting magnetic properties in graphene with potential applications in spintronics[2]. For instance, H-induced ferromagnetism is expected under some very particular conditions[3].

Studies have shown that when a low concentration of hydrogen is deposited in graphene, the hydrogen atoms tend to arrange in a way that they are only adsorbed to one of the two interpenetrating triangular sublattices of the graphene.

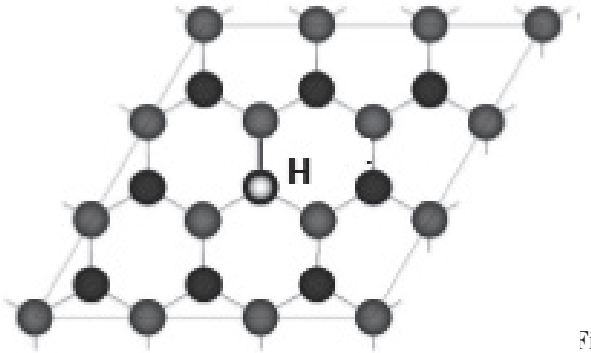


Fig 1. The H atoms tend to adsorb only in the blue sublattice

Results

Using the Stochastic Series Expansion quantum Monte Carlo algorithm we solve our inhomogeneus long-range Heisenberg model, finding magnetic ordering of the spins and depending only on the size of the sample and concentration of hydrogen atoms.

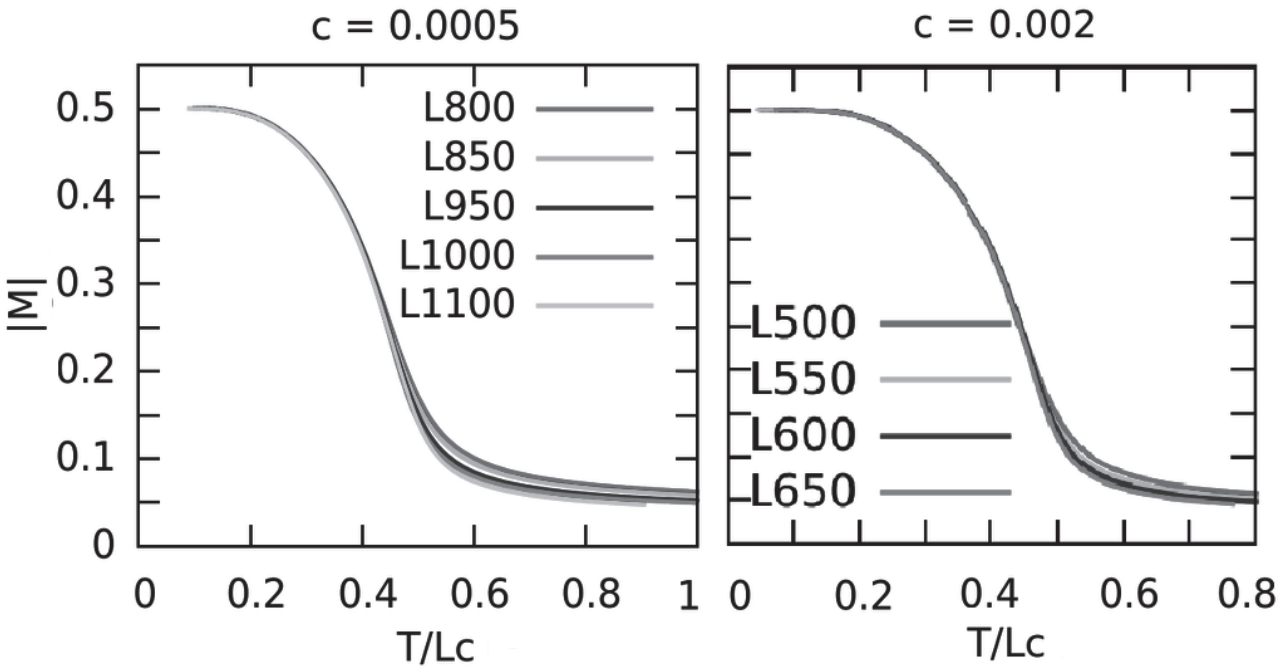


Fig 2. Absolute magnetization of systems with several sizes and concentrations. The temperature is rescaled with the linear size and the concentration, showing the collapse of the critical temperature.

Using data from first principle calculations we determine that the ordering temperature is in the order of room temperature but the magnetic signal may be small.

References

[1] Mohammed Moaied, J. V. Alvarez and J.J. Palacios , Hydrogenation-induced ferromagnetism on graphite surfaces, **arXiv:1405.3168** (2014)
[2] D. Soriano, F. Muñoz-Rojas, J. Fernandez-Rossier, and J. J. Palacios, Phys. Rev. B **81**, 165409 (2010).
[3] J. Zhou, Q. Wang, Q. Sun, X. S. Chen, Y. Kawazoe, and P. Jena, Nano letters **9**, 3867 (2009).
[5] M. Moaied, J. A. Moreno, M. J. Caturla, J. J. Palacios, A theoretical study of the dynamics of atomic hydrogen adsorbed on graphene multilayers, **arXiv:1405.3165** (2014)
[6] A. W. Sandvik, Computational Studies of Quantum Spin Systems (2010).
[8] A. W. Sandvik, Stochastic series expansion method with operator-loop update, Phys. Rev. B **59**, R14157 (1999).

Dilatación anómala en nanopartículas de $YbAl_3$

M. de la Fuente Rodríguez[1], C. Echevarria-Bonet[1,7], D. P. Rojas[2], J. C. Gómez Sal[1], J. I. Espeso[1], P. Gorria[3], A. García-Prieto[4], M. L. Fdez-Gubieda[4], E. Bauer[5], F. Fauth[6], L. Fernández Barquín[1,*]

[1]CITIMAC. Facultad de Ciencias (Universidad de Cantabria, Santander, Spain)
[2]Departamento de Estructuras y Física de Edificación (ETSAM-Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, Spain)
[3]Departamento Física (Universidad de Oviedo, Oviedo, Spain)
[4]Depto. Electricidad y Electrónica (Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Bilbao, Spain)
[5]Institut fur Festkorperphysik (Technische Universitat Wien, 1040 Wien, Austria)[6]Dirección del segundo autor
[6]ALBA-CELLS Synchrotron Facility (Barcelona, Spain)
[6] Institute for Energy Technology (Kjeller, Norway)
* barquinl@unican.es

Introducción

El estudio de nanopartículas de sistemas metálicos dentro de los sistemas electrónicos fuertemente correlacionados (SCES) es un campo relativamente inexplorado. Recientemente hemos puesto de relieve los efectos de cambio de tamaño en las partículas sobre las propiedades electrónicas de un sistema prototipo de valencia intermedia como el $YbAl_3$. La reducción del tamaño provoca una disminución de la valencia, estando en correlación con el aumento de la fracción de átomos en la superficie, para los cuales se favorece el estado divalente Yb^{2+} [1].

Texto de la comunicación

Recientemente, hemos investigando las características de estas aleaciones obtenidas por molienda mecánica y encontramos efectos anómalos en otras propiedades, como la expansión térmica. Fue observado una variación del coeficiente de expansión (α) entorno a 180 K, sin que existan cambios de fase. Los análisis estructurales han sido efectuados por refinamiento Rietveld a partir de difractogramas de rayos X de sincrotrón (λ = 0.4126 Å, $YbAl_3$ > 99 %) obtenidos en ALBA en 80 K $\leq$ T $\leq$ 300 K. Los resultados revelan cambios del parámetro de malla de tal manera que para tamaños de 10 nm (molienda de 70 h) resulta que $\alpha = 7.5\ 10^{-6}\ K^{-1}$ □ □ , mientras que □$\alpha = 1.5\ 10^{-6}\ K^{-1}$ cuando T > 200 K. Este último valor es ciertamente pequeño. Ya se han publicado resultados en compuestos con bajas expansiones (ZTE) [2]. Este comportamiento anómalo en la expansión térmica podría deberse a los efectos de reducción del tamaño en estas aleaciones de $YbAl_3$ en forma de nanopartículas, los cuales ya fue observado, que afectan a los modos de vibración de los fonones, en medidas de otras propiedades físicas como el calor específico [3].

Agradecimientos

Los autores agradecen al Ministerio de economía y competitividad de España por la financiación a través del proyecto de plan nacional MAT 2011-27573-c04. Al sincrotrón ALBA por la concesión del tiempo de medidas de difracción de rayos-X

Referencias

[1] D. P. Rojas et al., Phys. Rev B 78 (2008) 094412.
[2] J. R. Salvador et al., Nature. 425 (2003) 702.
[3] D. P. Rojas et.al, Nanotechnology 21 (2010) 445702.

Parity crossings of Shiba states and Majorana-like zero bias anomalies in hybrid superconductor-normal nanowire systems with quantum dot behavior

Rok Zitko[1], Jong Soo Lim[2], Rosa López[3], Eduardo Lee[4], Silvano de Franceschi[4], Ramón Aguado[5*]

[1]Jožef Stefan Institute, Jamova 39, SI-1000 Ljubljana, Slovenia
[2]School of Physics, Korea Institute for Advanced Study, Seoul 130-722, Korea
[3]Instituto de Física Interdisciplinar y Sistemas Complejos IFISC (UIB-CSIC), E-07122 Palma de Mallorca, Spain
[4]ISPSMS, CEA-INAC/UJF-Grenoble 1, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France
[5]Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (ICMM), Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC), Sor Juana Inés de la Cruz 3, 28049 Madrid, Spain

* raguado@icmm.csic.es

Hybrid semiconductor-superconductor systems are interesting melting pots where various fundamental effects in condensed-matter physics coexist. For example, when a quantum dot is coupled to a superconducting electrode two very distinct phenomena, superconductivity and the Kondo effect, compete [1]. As a result of this competition, the system undergoes a quantum phase transition when the superconducting gap Δ is of the order of the Kondo temperature T_K. The underlying physics behind such transition ultimately relies on the physics of the Anderson model where the standard metallic host is replaced by a superconducting one, namely the physics of a (quantum) magnetic impurity in a superconductor. A characteristic feature of this hybrid system is the emergence of subgap bound states, the so-called Yu-Shiba-Rusinov (YSR) states, which cross zero energy across the quantum phase transition, signaling a switching of the fermion parity and spin (doublet or singlet) of the ground state. Interestingly, similar hybrid devices based on semiconducting nanowires with spin-orbit coupling may host exotic zero-energy bound states with Majorana character, the so-called Majorana bound states (MBSs). Both parity crossings [2] and MBSs [3] are experimentally marked by zero-bias anomalies in transport, which are detected by coupling the hybrid device with an extra normal contact.

In this talk, I will focus on short nanowires with quantum dot behavior and discuss the magnetic field dependence of YSR states [2] as well as novel Kondo features induced by the weak coupling to a normal lead [4]. I will argue that this extra contact, usually considered as a nonperturbing tunneling weak probe, leads to nontrivial effects. This conclusion is supported by numerical renormalization-group calculations of the phase diagram of an Anderson impurity coupled to both superconducting and normal-state leads. This phase diagram for an arbitrary ratio Δ/T_K allows to analyze relevant experimental scenarios, such as parity crossings as well as Kondo features induced by the normal lead, as this ratio changes. Spectral functions at finite temperatures and magnetic fields, which can be directly linked to experimental tunneling transport characteristics, show zero-energy anomalies irrespective of whether the system is in the doublet or singlet regime. This phenomenology originates from crossings of the ground state fermionic parity and mimics that of MBS. I will also show how the analytical condition for the occurrence of Zeeman-induced fermion-parity switches in the presence of interactions bears unexpected similarities with the condition for emergent MBSs in nanowires.

Agradecimientos: Work supported by MINECO (Spain) Grants No. FIS2011-23526 and No. FIS2012-33521

Referencias

[1] E. J. H. Lee, X. Jiang, R. Aguado, G. Katsaros, C. M. Lieber, and S. De Franceschi, Physical Review Letters **109**, 186802 (2012).
[2] E. J. H. Lee, X. Jiang, M. Houzet, R. Aguado, C. M. Lieber, and S. De Franceschi, Nature Nanotechnology, **9**, 79 (2014).
[3] V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, Science **336**, 1003 (2012); A. Das, Y. Ronen, Y. Most, Y. Oreg, M. Heiblum, and H. Shtrikman, Nature Physics **8**, 887 (2012); M. T. Deng, C. L. Yu, G. Y. Huang,. M. Larsson, P. Caroff, and H. Q. Xu, Anomalous zero-bias conductance peak in a Nb-InSb nanowire-Nb hybrid device, Nano Letters **12**, 6414 (2012).
[4] R. Zitko, J. S. Lim, R. Lopez and R. Aguado, Physical Review B, **91**, 045441 (2015).

Simulation of molecular junctions with bulky metal-molecule contacts

Rubén R. Ferradás, Jaime Ferrer and Víctor M. García-Suárez*

Nanomaterials and Nanotechnology Research Center and Physical Department, University of Oviedo & CSIC, 33007 Oviedo, Spain.

* garciavictor@uniovi.es

Introducción

The transport properties of molecular junctions and nanoscale devices in general can be simulated with a relatively high accuracy by using a combination of density functional theory (DFT), the Landauer formalism and corrections to the HOMO-LUMO gap [1]. Even though in many cases the results do not agree quantitatively with experiments, the qualitative trends are correctly predicted. Theoretical simulations can be therefore regarded as a powerful tool to understand the transport mechanisms in molecular electronics and nanoscale systems.

Main text

A detailed study of the trimethylsilylethynyl moiety, -CCSiMe3 (TMSE) [2], as an anchoring group in met-al|molecule|metal junctions using density functional theory is presented. It is shown that the TMSE anchoring group provides improved control over the molecule-substrate arrangement within metal|molecule|metal junctions, with the steric bulk of the methyl groups limiting the number of highly transmissive binding sites at the electrode surface. The DFT-computed transmission characteristics of these junctions based on the TMSE-contacts are dominated by tunneling effects through the HOMOs of the oligo(phenylene)ethynylene (OPE)-based molecules described here, giving rise to similar conductance characteristics as those found in low conductance-type junctions based on similarly structured OPE-derivatives with amine-contacts that also conduct through HOMO-based channels [3].

Acknowledgments

R.R.F. thanks Consejería de Educación del Principado de Asturias for a Severo Ochoa grant (BP11-069). V.M.G.-S. thanks the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad for a Ramón y Cajal fellowship (RYC-2010-06053). R.R.F., J.F. and V.M.G.-S wish to acknowledge financial support from the Spanish grant FIS2012-34858 and the Marie Curie Network MOLESCO. They also wish to acknowledge the supercomputing facility CESGA where part of the calculations was carried out. Finally, they thank Santiago Marqués-González, Henrry M. Osorio, Pilar Cea, Simon J. Higgins, Richard J. Nichols, Paul J. Low and Santiago Martín for synthesizing the molecules and performing the experiments that were used to benchmark the theoretical results.

References

[1] J. Ferrer, C. J. Lambert, V. M. García-Suárez, D. Zs. Manrique, D Visontai, L. Oroszlany, R Rodríguez-Ferradás, I Grace, S. W. D. Bailey, K. Gillemot, H. Sadeghi, and L. A. Algharagholy, *New Journal of Physics* **16** (2014) 093029.

[2] S. Marqués-González, D. S. Yufit, J. A. K. Howard, S. Martín, H. M. Osorio, V. M. García-Suárez, R. J. Nichols, S. J. Higgins, P. Cea, and Paul J. Low, *Dalton Transactions.* **42** (2013) 338.

[3] R. R. Ferradás, S. Marqués-González, H. M. Osorio, J. Ferrer, P. Cea, S. J. Higgins, R. J. Nichols, P. J. Low, V. M. García-Suárez, and S. Martín. Submitted.

Study of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/BaTiO_3$ multiferroic tunnel junctions

M. Cabero[1,*], A.M. Pérez-Muñoz[1], D. Hernández[1], Z. Sefrioui[1], M. Varela[1,2], S.J. Pennycook[3], C. Leon[1], J. Santamaría[1]

[1]GFMC, Universidad Complutense de Madrid, Madrid 28040, Spain.
[2]Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge TN 37831, USA.
[3] Department of Materials Science & Engineering, National University of Singapore, Republic of Singapore.

* marionacabero@ucm.es

Abstract

Complex oxides interfaces exhibit a number of exciting phenomena such as the 2D metallic state found in the $LaAlO_3/SrTiO_3$ interface [1]. Controlling and manipulating the electronic states using external stimuli has become a major direction towards a future oxide electronics. The wide variety of electronic phases exhibited by complex oxides as well as their common perovskite structure with similar lattice parameters enables combining very different or even antagonistic ground states at highly perfect epitaxial interfaces. Here, we present a study of the transport properties of multiferroic $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/BaTiO_3$ (LSMO/BTO) ferromagnetic/ferroelectric heterostructures where the polarization in the BTO layers is determined by interfacial effects. In these systems the interplay between magnetic, electric and transport properties may result in novel functionalities [2]. For example, the ferroelectric polarization can affect the tunneling magnetoresistance, resulting in two different resistance states for each magnetic state (parallel or antiparallel) of the magnetization of the electrodes. We have been grown heterostructures by RF high O_2 pressure sputtering system at 900C. Aberration-corrected scanning transmission electron microscopy combined with electron energy loss spectroscopy has been used to study the structure, chemistry and electronic properties of this system, with atomic resolution and in real space. Low magnification images in Fig.1.a show that the MTJ's exhibit flat layers over long lateral distances and atomic resolution images as Fig.1.b show a high crystal quality.

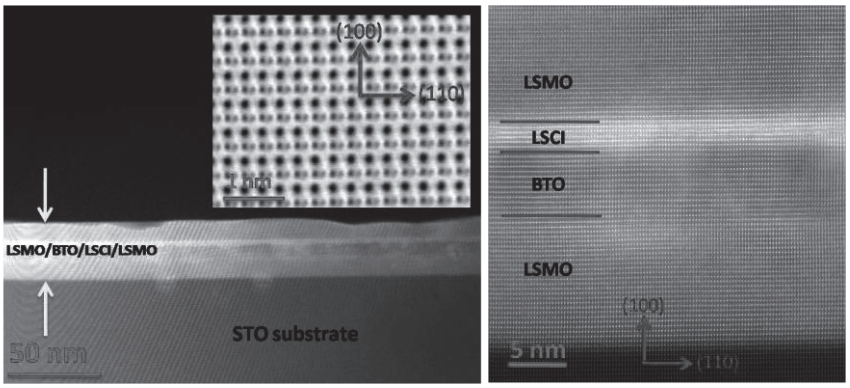


Figure 1.a. Low magnification HAADF image of a magnetic tunnel junction ($LSMO_{12nm}/BTO_{6nm}/LSCI_{2-3nm}/LSMO_{15nm}$) grown on STO(100). The inset shows a high resolution annular bright field (ABF) image of the substrate indicating the zone axis. b. High resolution HAADF image adquired at a UltraSTEM200 at 200 kV of the same magnetic tunnel junction on STO(100).

We have fabricated multiferroic tunnel junctions (MTJ's) with an ultrathin $La_{0.84}Sr_{0.16}CuO_3$ (LSCI) layer between the ferroelectric barrier (BTO) and the top ferromagnetic (LSMO) electrode. The metallic cuprate layer introduces an asymmetry in the srceening of polarization charges at both interfaces, which yields electroresistance values in excess of 10^5 % upon polarization switching. Ferroelectric switching involves motion of oxygen vacancies whose accumulation strongly affects the electronic structure of the interfaces. Oxygen vacancies are the most frequent defect found in

oxides and may produce profound changes in the electronic properties due to its doping effect or their associated strain fields. Values of 125% of tunneling magnetoresistance (TMR) have been obtained (see Fig.2.a) and a change in the sign of the TMR is observed in Fig.2.b when the BTO polarization is reversed. This suggests that polarization switching has an effect on the spin polarization of the interface, related to the presence of the metallic layer since it is not observed in symmetric LSMO/BTO/LSMO structures. This indicates the possibility of tailoring the spin polarization of interfaces by adding ultrathin capping layers to the tunneling barrier, of interest for novel spin filtering devices [3,4].

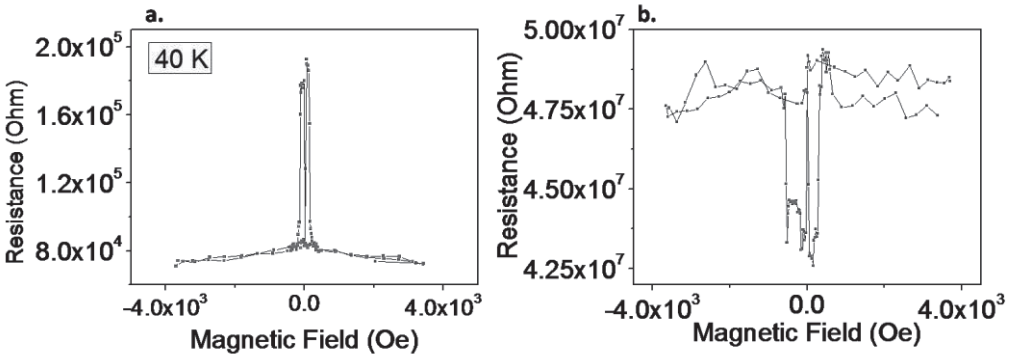


Figure 2. Resistance vs. magnetic field of a MTJ at 40K. a. Measurement done at 100mV with polarization down of the ferroelectric layer of BTO. b. Measurement done at 250mV for the same MTJ with polarization up of the ferroelectric layer of BTO.

Acknowledgements

Research at ORNL supported by U.S. Department of Energy (DOE), Basic Energy Sciences (BES), Materials Sciences and Engineering Division. Research at UCM supported by the ERC starting Investigator Award, grant #239739 STEMOX. We acknowledge financial support by Spanish MICINN through grants MAT2011-27470-C02 and Consolider Ingenio 2010 CSD2009-00013 (Imagine), by CAM through grant S2009/MAT-1756 (Phama).

References

[1] A. Ohtomo and H. Y. Hwang, *Nature* **427**, 423-426 (2004).
[2] V. Garcia, M. Bibes et al., *Science* **327**,1106–1110 (2010).
[3] E. Y Tsymbal, *Condensed Matter* **15**, R109-R142 (2003).
[4] J. D. Burton and E. Y. Tsymbal, *Phys. Rev. B* **80**, 174406 (2009).

Electrostatic doping in strongly correlated systems

A.M.Pérez-Muñoz[1,2],P. Schio[1,3], R. Poloni[4], A. Rivera-Calzada[1,2], J. C. Cezar[3], E. Salas[5], G. Castro[5], N.M.Nemes[1,6],M.Clement[1,6], E.Iborra[1,6], C.León[1,2], J.Santamaría[1,2], J.García-Barriocanal[1,2]

[1] CEI Campus Moncloa, UCM-UPM Madrid, Spain
[2] GFMC, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain
[3] PGM beamline at the LNLS (National Laboratry of Synchrotron Light), Campinas, Sao Paolo, Brasil
[4] SIMaP, Laboratoire Science et Ingénierie des Matériaux et Procédés (SIMaP), Grenoble-INP, France
[5] SpLine, BM25 beamline at the ESRF (European Radiation Syncrhtron Facility), Grenoble, France
[6] GMME, ETSIT, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, Spain

* anaperezmu@gmail.com

The control of the electronic properties of complex oxide materials using and external electric field has long been the interest of researches as a key role for novel-generation electronics.
Electrostatic doping by means of electric double layer (EDL) techniques have recently been demonstrated to be an ideal tool to study the physics of high Tc cuprates. They enable controlled changes of carrier concentration [1, 2] making use of an ionic liquid as a gate dielectric. A high density of charge carriers (as high as $10^{14\text{-}15}cm^{-2}$) is accumulated at the oxide interface to screen the strong electric field generated within the EDL. Large changes of the doping concentration allow exploring wide regions of the phase diagram and examining boundaries between superconducting and non superconducting phases. Aside from these electrostatic doping effects recent studies of the EDL gating revealed that the electric field may also generate vacancies in these oxides [3], which in turn may have a doping effect that could resemble the one obtained from traditional chemistry methods.

To address the doping mechanisms involved in EDL gating we have carried out different in-situ X-Ray absorption and electric transport studies during the doping process. We electrostatically doped a thin film (3 unit cell thick) of the high temperature superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). The evolution of Cu and O oxidation states was simultaneously followed by X Ray Absorption spectroscopy. The Near Edge Structure (XANES) and the Extended X Ray Absorption Fine Structure (EXAFS) regions of the Cu K edge have been measured at the *ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) at the* Spanish BM25 Beamline (Spline). In addition, absorption spectra of the O K-edge have been recorded at at the PGM soft X-Ray beamline *of the LNLS (Brazilian National Laboratry of Synchrotron Light)* . From the analysis of the near edge structure of the Cu K edge we have found evidence for a reduced O coordination of the Cu, suggesting changes in the oxygen content of the sample. DFT simulations of the XANES of the Cu K edge convey the message that in fact the reduced Cu-O coordination is specifically taking place at the CuO chains of the cuprate and not affecting the superconducting CuO planes. Moreover, the radial distribution function centered at the Cu ion suggests that the oxygen is displaced from its equilibrium position into the empty a axis positions in the basal plane of the unit cell (CuO chains plane). This result evidences that the strong electric field generated at the EDL aside from a doping effect due to screening, produces displacements of the mobile chain oxygen ions into vacant positions. The reduction of the average chain length has an additional doping effect similar to that observed in oxygen depleted bulk samples. In summary, we have demonstrated that EDL involves atomic displacements associated to the very strong electric fields generated at the interface of the cuprate and the ionic liquid and it should not be regarded equivalent to chemical doping or conventional electrostatic doping using solid gates.

Acknowledgements:

We acknowledge the Spanish Beamline (Spline) at *ESRF* (*European Synchrotron Radiation Facility)* and the PGM beamline at the *LNLS (National Laboratry of Synchrotron Light)* at. This research has been done with financial support by Spanish MICINN through grants MAT2011-27470-C02 and Consolider Ingenio 2010- CSD2009-00013 (Imagine), by CAM through grant S2009/MAT-1756 (Phama).

References:

[1] A. T. Bollingeret al., Nature (London) 472, 458 (2011)
[2] J. Garcia-Barriocanalet al., Phys. Rev. B 87, 024509 (2013)
[3] Jaewoo Jeong et al., PNAS, Vol. 112, N4 1013-1018 (2015)
[4]X. Leng et al, Phys. Rev. Lett 107, 027001 (2011)

Tuning Interfacial Domain Walls in GdCo/Gd/GdCo' Spring Magnets

C. Blanco[1,2], Y. Choi[3], C. Quirós[1,2], S. M. Valvidares[4], R. Zarate[1], M. Vélez[1,2], J. M. Alameda[1,2], D. Haskel[3], J. I. Martín[1,2,*]

[1]Dpto. Física, Universidad de Oviedo, 33007 Oviedo, SPAIN
[2]CINN (CSIC-Universidad de Oviedo), El Entrego, SPAIN
[3]Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory, Argonne IL 60439, USA
[4]CELLS-ALBA Synchrotron Radiation Facility, Cerdanyola del Vallès, Barcelona, Spain

* jmartin@uniovi.es

Exchange coupled multicomponent –spring-magnet" systems that combine ferrimagnetic and ferromagnetic materials are the focus of a renewed interest due to their potential as recording media with tailored magnetic behavior. Different geometries such as thin film heterostructures [1], core-shell nanoparticles [2] or hard/soft lateral nanocomposites [3] are employed in order to optimize system properties for specific applications. In particular, amorphous ferrimagnetic Rare Earth (RE) - Transition Metal (TM) alloys, with their strongly temperature dependent magnetic properties allow to tune important parameters such as spin polarization [4] and magnetic moments [5] and multilayers based in these ferrimagnetic alloys have been used to produce different magnetic behaviors such as macroscopic ferrimagnet states [6], macroscopic spin-flip like metamagnetic states [7] or giant exchange bias [1]. In these systems, exchange coupling gives rise to interfacial domain walls (DW) that govern the full magnetic behavior of the multicomponent system.

Gd_xCo_{1-x} amorphous alloys are RE-TM ferrimagnetic materials where the Gd and Co moments are antiferromagnetically coupled and collinear. Depending on the composition and temperature, the net magnetization in these alloys can be aligned either with the Co or the Gd moments. Therefore, it is possible to prepare exchange coupled $Gd_xCo_{1-x}/Gd_yCo_{1-y}$ bilayers in which the net magnetization of each of the layers is dominated by a different kind of magnetic moments (i.e., by the Gd or Co moments). Interfacial exchange coupling between Co atoms at each layer results in the antiparallel alignment of the magnetization in each of them at remanence. Then, in the presence of an in-plane magnetic field of increasing magnitude, the system must switch to a parallel magnetization configuration and a Bloch wall across the thickness is created at the interface. The extension, position and symmetry of these walls respect to the interface plane, and their field and temperature dependence control the characteristic switching fields in the hysteresis loop [7].

In this work, we have prepared $Gd_xCo_{1-x}/Gd/Gd_yCo_{1-y}$ trilayers by sputtering in which a Gd layer with variable thickness is introduced at the interface in order to modulate the strength of the –spring magnet" effect in the system. As Gd thickness increases from 0 to 30 nm, coupling between the upper Gd_xCo_{1-x} and lower Gd_yCo_{1-y} layers weakens due to the much smaller Gd-Gd exchange interactions in comparison with Co-Co exchange. Magnetooptical Kerr effect hysteresis loops (sensitive to Co magnetization at the upper layer) show that, as a consequence, the characteristic fields for nucleation of DWs across the thickness are reduced and the –spring-magnet" effect becomes restricted to a lower temperature range.

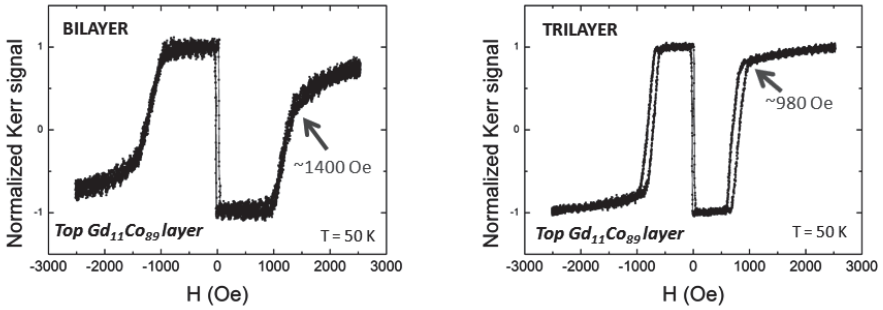


Figure 1. *MOTKE hysteresis loops of the top $Gd_{11}Co_{89}$ layer measured for a 50 nm $Gd_{35}Co_{65}$ /50 nm $Gd_{11}Co_{89}$ bilayer (left panel) and a 50 nm $Gd_{35}Co_{65}$ /8 nm Gd/50 nm $Gd_{11}Co_{89}$ trilayer (right panel). Note the reduction in switching field corresponding to the interfacial DW nucleation for the trilayer.*

X-ray resonant magnetic scattering (XRMS) measurements at APS Argonne NL [8,9] have been used to determine the depth profile of Gd magnetic moments configuration as a function of applied magnetic field. Figure 1 shows XRMS data at 50 K for a 50 nm $Gd_{35}Co_{65}$/8 nm Gd/50 nm $Gd_{11}Co_{89}$ trilayer at different applied fields (either with or without interfacial DW). Fitted magnetization depth profiles of XRMS reflectivity data in a 50 nm $Gd_{35}Co_{65}$/50 nm $Gd_{11}Co_{89}$ bilayer show clear asymmetries in DW width at each side of the interface (9.4 nm at $Gd_{11}Co_{89}$ vs. 2.2 nm at $Gd_{35}Co_{65}$), in agreement with the different saturation magnetization in each layer. In the trilayers, this asymmetry is enhanced and the DW becomes localized at the Gd/$Gd_{11}Co_{89}$ interface in which Gd-Gd exchange interactions determine the strength of the effective –spring-magnet".

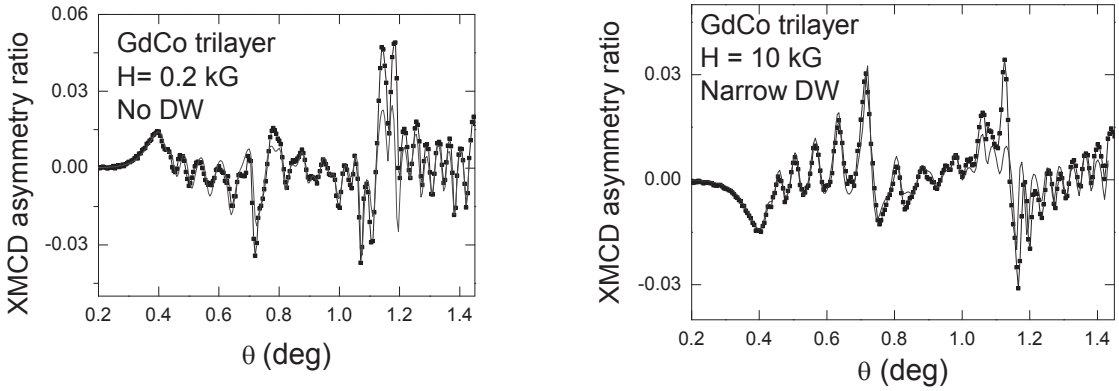


Figure 2. *XRMS reflectivity data measured at Gd L3 edge with circular polarization for a 50 nm $Gd_{35}Co_{65}$ /8 nm Gd/50 nm $Gd_{11}Co_{89}$ trilayer either with (right panel) or without (left panel) interfacial DW. Solid lines are fits using PPMXMLTENS code [10] to obtain magnetization depth profiles.*

Acknowledgement

Work supported by Spanish MINECO under grants FIS2008-06249 and FIS2013-45469. Work at Argonne was supported by the U.S. Department of Energy, Office of Science, under Contract No. DE-AC02-06CH11357. Advices for using the PPM software and code updates from A. Mirone are acknowledged. Useful discussions with A. Hoffmann and S.G.E. te Velthuis are also acknowledged.

References

[1] S. Romer et al, *Appl. Phys. Lett.* 101 (2012) 222404.
[2] A. López-Ortega et al, *Nanoscale* 4 (2012) 5138.
[3] A. Hierro-Rodriguez et al, *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014) 102412.
[4] A. D. Naylor et al, *Phys. Rev. B* 85 (2012) 064410.
[5] B. Sanyal et al, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 156402.
[6] B. Dieny, D. Givord, J.M.B. Ndjaka and J.M. Alameda, *J. Appl. Phys.* 67 (1990) 5677.
[7] R. Morales, J. I. Martín, and J. M. Alameda, *Phys. Rev. B* 70 (2004) 174440.
[8] D. Haskel et al, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 207201
[9] D. Haskel et al, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 180406.
[10] M. Sacchi and A. Mirone, *Phys. Rev. B* 57 (1998) 8408.

Caracterización de la anisotropía magnética perpendicular de láminas continuas y multicapas de $DyCo_5$

C. Blanco-Roldán[1,2], A. Hierro-Rodríguez[3,4], J. Díaz[1,2], F. Valdés-Bango[1,2], P. Gargiani[5], J. M. Teixeira[3,4], H. Rubio[1,2], J. I. Martín[1,2*], C. Quirós[1,2], S. M. Valvidares[5], J. M. Alameda[1,2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Oviedo, Avda. Calvo Sotelo s/n, 33007 Oviedo, España.
[2]Centro de Investigación en Nanomateriales y Nanotecnología, CINN (CSIC – Universidad de Oviedo), 33940 El Entrego, España.
[3]IN-IFIMUP, Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciencias, Universidade do Porto, 4169-007 Porto, Portugal.
[4]INESC-TEC (Coordinated by INESC-Porto), Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciencias, Universidade do Porto, 4169-007 Porto, Portugal.
[5]Sincrotrón ALBA, 08290 Cerdanyola del Vallès, España.

* jmartin@uniovi.es

Introducción

Las láminas delgadas de aleaciones amorfas de tierra rara y metal de transición han sido ampliamente estudiadas por la posibilidad de controlar sus propiedades magnéticas mediante una elección adecuada de su composición y grosor. En este trabajo analizamos el comportamiento magnético de dos aleaciones amorfas de $DyCo_5$, una preparada en forma de lámina continua y otra en forma de multicapa de periodo ultrafino, mediante el análisis combinado de ciclos de histéresis globales, obtenidos mediante técnicas de magnetometría, y de ciclos específicos al Dy y al Co, obtenidos mediante dicroísmo magnético circular de rayos X (XMCD). Además, los resultados obtenidos se comparan con los de láminas de referencia de YCo_5, preparadas con el fin de extraer el comportamiento magnético de los átomos de Co en un entorno químico similar al de las aleaciones de $DyCo_5$. Nuestros resultados complementan los publicados recientemente para aleaciones de $DyCo_3$ [1], aunque en nuestro caso hemos realizado una caracterización a campos magnéticos más elevados y hemos aplicado una interpretación compatible con los modelos *esperimagnéticos* característicos de este sistema.

Experimental

Las muestras, de 35 nm de grosor, han sido preparadas por pulverización catódica de blancos de Dy (pureza 99.9 % atómico), Y (99.9 % atómico) y Co (99.99 % atómico) a una presión de Ar^+ de 2.9 x 10^{-3} mbar. Todas las muestras tienen una capa protectora de 3.5 nm de grosor y una capa de transición, directamente sobre el sustrato, de 5 nm de grosor, ambas de Al. Su composición ha sido estimada mediante medidas de fluorescencia de rayos X obtenidas en una microsonda electrónica (EPMA, modelo CAMECA SX-100) de los Servicios Científico-Técnicos de la Universidad de Oviedo. Las propiedades magnéticas se han determinado utilizando dos métodos complementarios. En primer lugar, medidas de magnetometría por muestra vibratoria (VSM) con campos magnéticos perpendiculares a la superficie (hasta 9 T) y mediante un dispositivo superconductor de interferencia cuántica (SQUID), con campos paralelos y perpendiculares a la superficie de la muestra (hasta 6 T), han dado cuenta del comportamiento magnético global del sistema entre 5 K y 300 K. Por otro lado, ciclos de histéresis específicos del Dy y del Co se han obtenido mediante XMCD (hasta 6 T) utilizando radiación sincrotrón circularmente polarizada a energías correspondientes a los bordes M_5 del Dy y L_3 del Co. Tanto en el caso del $DyCo_5$ como del YCo_5, se han crecido dos tipos de muestras. En el primer caso, muestras denominadas S, se han encendido simultáneamente ambos blancos de Dy y Co hasta completar los 35 nm de grosor. En el segundo caso, muestras denominadas A, se han ido encendiendo y apagando alternativamente los blancos de Dy y de Co, preparando capas puras alternas de Dy y de Co con grosores nominales en el entorno de la monocapa, pero con una composición neta promedio y espesor final similares a los de la muestra DyCoS. Las medidas de composición indican que ambas muestras están en torno a la

estequiometría esperada, con una diferencia del 1-2 % atómico. El mismo proceso de crecimiento se ha llevado a cabo con las muestras de referencia de YCo_5.

Resultados

Las medidas de magnetometría realizadas con campos aplicados en el plano y fuera del plano de la lámina indican que las muestras de $DyCo_5$ tienen anisotropía perpendicular, mientras que las de YCo_5 carecen de ella. Teniendo en cuenta que el YCo_5 y el $DyCo_5$ tienen una estructura atómica y un entorno químico similares, con la salvedad de que el Y es no magnético y el Dy sí lo es, se puede concluir que el Co no es el causante de la anisotropía perpendicular observada en las muestras de $DyCo_5$. Además, se observa que los campos coercitivos perpendiculares aumentan al enfriar, en buen acuerdo con lo esperado en modelos de anisotropía aleatoria y canje [2]. Se confirma el comportamiento ferrimagnético de las aleaciones con temperaturas de compensación de 120 K para la muestra DyCoS (Fig. 1) y 90 K para la lámina DyCoA. La diferencia en el valor de temperatura de compensación puede deberse a la ligera modificación de la composición mencionada anteriormente, puesto que en este tipo de materiales se ha observado que variaciones muy leves de composición, en torno al 1 % atómico, generan cambios de la temperatura de compensación de varias decenas de K [3].

Por otro lado, los ciclos XMCD selectivos al elemento tienen sentidos opuestos para el caso del Dy y del Co. Además, se observan pendientes en los ciclos compatibles con la presencia de una distribución de momentos magnéticos en forma de conos, de acuerdo con lo esperado en aleaciones *esperimagnéticas*. La evolución de estos ciclos en función de la temperatura confirma la inversión de la orientación de los momentos magnéticos del Dy y del Co a ambos lados de la temperatura de compensación y sugiere cambios en la estructura de los conos observados a medida que se enfría el sistema.

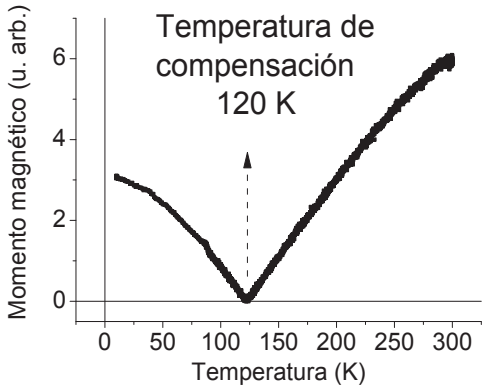


Figura 1. Curva de evolución del momento magnético frente a la temperatura para la muestra DyCoS que confirma la existencia de una temperatura de compensación en torno a 120 K.

Este trabajo ha sido financiado por el proyecto MINECO FIS2013-45469. C. B.-R. agradece financiación a través del programa JAE-Predoc del CSIC. Agradecemos el apoyo del personal técnico de la línea BOREAS del sincrotrón ALBA y del personal técnico de los Servicios Científico-Técnicos de la Universidad de Oviedo durante la realización de las medidas VSM (David Martínez Blanco) y de Microsonda Electrónica. A. H.-R. y J. M. T. agradecen la financiación de la FCT Portuguesa (Refs. SFRH/BPD/90471/2012 y SFRH/BPD/72329/2010).

Referencias

[1] Kai Chen, Dieter Lott, Florin Radu, Fadi Choueikani, Edwige Otero, and Philippe Ohresser, *Phys. Rev. B* **91** (2015) 024409.
[2] R. Alben, J. J. Becker, and M. C. Chi, *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 1653.
[3] R. Morales, J. I. Martín, J. M. Alameda, *Phys. Rev. B* **70** (2004) 174440.

Magnetism and orbital differentiation in iron superconductors

M.J. Calderón*, B. Valenzuela, E. Bascones

Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, ICMM-CSIC, Cantoblanco 28049 Madrid

* calderon@icmm.csic.es

Iron based high T_c superconductors were discovered in 2008 [1]. Similar to cuprates, parent compounds are magnetic and the suppression of magnetism (via doping or pressure) leads to superconductivity. Unlike cuprates, most iron superconductors are metallic when undoped and the five 3d orbitals of Fe have to be included in any model aiming to explain their behaviour. Parent compounds have 6 electrons in the five 3d-orbitals. Most Fe superconductors also show a structural transition (from tetragonal to orthorhombic) above or at the magnetic one. Despite the intensive research, the mechanism for high T_c superconductivity is still under debate. Understanding the magnetic phases in these systems may be the clue to solve this problem.

Fe superconductors and related systems order in a variety of magnetic patterns leading to magnetic softness [3]. The most common order is an antiferromagnetic columnar order (antiferromagnetic along x and ferromagnetic along y) in the Fe planes. Other observed antiferromagnetic orders include double stripe (pairs of ferromagnetic columns along the diagonals within the planes) and checkerboard (antiferromagnetic in both x and y-directions). There are also a few cases of ferromagnetism.

In order to understand the role of the multiorbital character of these materials in the magnetic phase diagram we have studied a five-orbital tight-binding model [2] as a function of interactions (Hubbard U and Hund's J_H) and doping [3,4]. We find that the charge and orbital filling determine the magnetic ground state, with electron doping promoting ferromagnetism and hole doping favouring checkerboard antiferromagnetism [4]. This is related with the fact that the orbitals are more correlated with hole doping than with electron doping. Moreover, with increasing interactions, the system does not evolve trivially from itinerancy to localization but there is a region with a strong orbital differentiation with some orbitals more correlated (prone to localization) than others [5]. These orbital dependent correlations have to be taken into account when interpreting experimental measurements, like optical conductivity, which is a classical tool to study strongly correlated systems [6].

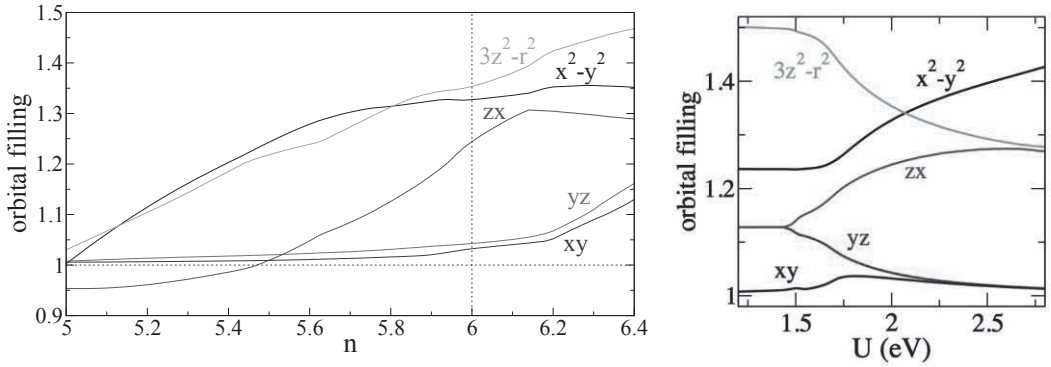


Figure 1: Orbital filling in a system with columnar antiferromagnetic order. (Left) As a function of doping for U = 2 eV and $J_H/U = 0.25$. (Right) As a function of U for n=6 and $J_H/U = 0.25$. yz and xy are the orbitals closest to half-filling.

In this presentation I will review the magnetic phase diagram of Fe superconductors and the role of the orbital differentiation on their properties [3].

Acknowledgements

We acknowledge funding from Ministerio de Economía y Competitividad (Spain) via Grants No. FIS2011-29689 and No. FIS2012-33521 and from Fundación Ramón Areces.

References

[1] Y. Kamihara et al, J. Am. Chem. Soc **130**, 3296 (2008).
[2] M. J. Calderón, B. Valenzuela, and E. Bascones, Phys. Rev. B **80**, 094531 (2009).
[3] E. Bascones, B. Valenzuela, and M. J. Calderón, arXiv:1503.04223.
[4] M. J. Calderón, G. León, B. Valenzuela, and E. Bascones, Phys. Rev. B **86**, 104514 (2012).
[5] E. Bascones, B. Valenzuela, M.J. Calderón, Physical Review B **86**, 174508 (2012).
[6] M.J. Calderón, L. de' Medici, B. Valenzuela and E. Bascones, Physical Review B 90, 115128 (2014).

Direct visualization of superconductivity emerging by internal strains in $Ca(Fe_{0.965}Co_{0.035})_2As_2$: atomic scale millikelvin tunneling spectroscopy.

A. Fente[1], I. Guillamón[1, 2], S. Ran[3], S. Vieira[1, 2], H. Suderow[1, 2], S.L. Bud'ko[3] and P.C. Canfield[3]

[1] Laboratorio de Bajas Temperaturas, Departamento de Física de la Materia Condensada and Instituto de Ciencia de Materiales Nicolás Cabrera, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain.
[2] Instituto de Física de la Materia Condensada (IFIMAC), Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain.
[3] Ames Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Iowa State University, Ames Iowa, 50011, USA.

* anton.fente@uam.es

Introduction

The ground state of the iron pnictide $CaFe_2As_2$ can be stabilized to an antiferromagnetic / orthorhombic or a non-magnetic collapsed tetragonal phase. Superconductivity appears with Co doping, after suppression of antiferromagnetism, with a T_C up to 15 K [1, 2]. The ground state can be modified by applying pressure and by thermal post-growth treatments. Surprisingly, modifications in the electronic and magnetic properties induced by pressure are similar to those produced by annealing. It has been suggested that annealing treatment gives rise to the formation of a homogenous distribution of precipitate that can be associated with an average strain field throughout the sample that mimics the effects of hydrostatic pressure [1]. This opens the possibility to study the fine tuning of superconducting properties under local strain using scanning tunneling microscopy.

Communication

We first grew crystals of $CaFe_2As_2$ with different Co doping and annealed them to obtain slightly different superconducting properties. We then measured our samples with millikelvin scanning tunneling spectroscopy. We cleave samples in situ in cryogenic ultra-high vacuum to obtain clean and atomically flat surfaces. We make atomic scale spectroscopic maps from hundreds of thousands of conductance vs bias voltage curves during several days long experiments at 100 mK. These maps show evolution of surface electronic scattering patterns with energy and allow us to directly measure the electron dispersion.

We discuss results in the superconducting phase of $Ca(Fe_{0.965}Co_{0.035})_2As_2$. As in previous work on non-superconducting samples [3], we find reconstructed surfaces and show that the electron dispersion relation measured at these surfaces give a hole-like band. We find that, however, the effective mass in this band is larger in superconducting than in non-superconducting samples. We have been systematically searching for unreconstructed surfaces with the square As lattice [4], and found them for the first time in these compounds. In these surfaces we find an electron and a hole band, as well as incoherent variations of the superconducting tunneling conductance due to pair breaking. We find a four-fold pattern in the superconducting tunneling conductance, which could be related to the superconducting gap anisotropy. Finally, we briefly discuss results in $Ca(Fe_{0.97}Co_{0.03})_2As_2$, where we identify slightly different band-structure and also observe effects of local strain on the superconducting properties.

References

[1] S. Ran *et al. Phys. Rev. B 83* (2011) 144517.
[2] S. Ran *et al. Phys. Rev. B 85* (2012) 224528.
[3] T-M. Chuang *et al. Science 327* (2010) 596.
[4] A. Fente *et al. J PCS 568* (2014) 022046.

Control de las condiciones de crecimiento de capas delgadas de Bi por electrodeposición para medidas de transporte

A.Prados*, R. Ranchal and L. Pérez

Dpt. Física de Materiales.Universidad Complutense de Madrid. Ciudad Universitaria s/n. Madrid. Spain.

*a.prados@ucm.es

En los últimos años, el bismuto nanoestructurado ha cobrado un gran interés debido a sus particulares propiedades electrónicas. Por un lado, el valor de la longitud de onda de los electrones en el nivel de Fermi (λ_F = 40-70 nm a temperatura ambiente) podría permitir la observación de efectos cuánticos en nanoestructuras de Bi que tuvieran al menos una de sus dimensiones comprendida en este rango [1,2]. Por otro lado, es esperable que películas de Bi ultra-delgadas se comporten como un aislante topológico [3], habiéndose observado recientemente estados de borde topológicos en bicapas de Bi [4]. Por otro lado, los estados de superficie del Bi están fuertemente polarizados en spin por el efecto Rashba [5] lo que podría convertir al Bi en un material con alto impacto en el campo de la espintrónica [6]. Este hecho viene avalado por la medida experimental que demuestra una conversión spin-carga inducida por el acoplo spin-órbita en la intercara Bi/Ag tipo Rasbha [7].

Entre las distintas técnicas de crecimiento, la electrodeposición ha demostrado ser una de las más adecuadas para obtener nanoestructuras de Bi. Esta técnica consiste en la reducción de iones metálicos presentes en un electrolito sobre un sustrato conductor o semiconductor. El uso de plantillas y litografías confiere a esta técnica un gran número de posibilidades a la hora de obtener nanoestructuras de distinto tipo (0D, 1D, 2D y 3D). Sin embargo, para el estudio de transporte cuántico en Bi bidimensional es necesario aislar eléctricamente la película de Bi del sustrato, para evitar fugas de corriente. Esto se conseguiría empleando sustratos semiconductores con un dopado medio ($N_D < 1 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}), de modo que pudieran usarse como electrodos en los que electrodepositar la película de Bi y, a su vez, garantizaran la existencia de una barrera Schottky en la intercara Bi/sustrato. Aunque ya se han conseguido diodos de Bi/n-GaAs por electrodeposición [8, 9], en la literatura no se encuentran medidas de transporte realizadas en películas ultra-delgadas de Bi en esta configuración.

Para entender la razón de esta ausencia de medidas de transporte, hemos estudiado el crecimiento de Bi por electrodeposición de una manera exhaustiva. Nuestras medidas experimentales de voltametrías cíclicas combinadas con microscopía de fuerzas atómicas demuestran que las películas ultra-delgadas de Bi electrodepositadas sobre sustratos de n-GaAs presentan una alta porosidad consecuencia del bloqueo que experimenta la superficie de los electrodos de n-GaAs cuando se sumergen en electrolitos ácidos (necesarios para la electrodeposición de Bi) [10]. Este bloqueo parece surgir de la interacción entre el n-GaAs y los protones del electrolito, dando lugar a la formación de una capa de hidrógeno adsorbido (H_{ads}) en la superficie del electrodo. Esta capa presenta una alta estabilidad debido a la naturaleza covalente del enlace As-H, de modo que bloquea la superficie del n-GaAs hasta que se aplica un potencial de crecimiento suficientemente alto como para inducir la reducción de hidrógeno (ruta Volmer-Herovsky). Esto hace que la electrodeposición de metales con potenciales de reducción menores que el del hidrógeno (p.ej. Bi, Ag, Au) se vea dificultada por la presencia de esta capa adsorbida, dando lugar a películas delgadas porosas y policristalinas. La porosidad de estas películas parece ser el origen del mal aislamiento eléctrico entre la capa de Bi y el sustrato y como consecuencia, de la ausencia de medidas eléctricas en capas ultra-delgadas de Bi electrodepositadas.

Con el fin de mejorar la calidad de estas películas, hemos estudiado algunas rutas con el fin de desorber la capa de hidrógeno antes del crecimiento de la película de Bi [11]. Algunas de ellas, como aumentar la temperatura del electrolito o aplicar luz, han mostrado efectos contraproducentes.

Sin embargo, realizar un barrido en potencial antes de realizar el crecimiento da lugar a películas ultra-delgadas compactas de Bi con una calidad cristalina mayor.

Con el objeto de tener un análisis más completo, también hemos investigado el efecto de la orientación del sustrato en el crecimiento del Bi, ya que la reactividad de un sustrato monocristalino no sólo depende del material del que esté hecho, sino también de la orientación de su superficie [12]. Así, presentamos las primeras medidas de caracterización eléctrica realizadas en películas ultra-delgadas de Bi obtenidas por electrodeposición sobre sustratos de n-GaAs.

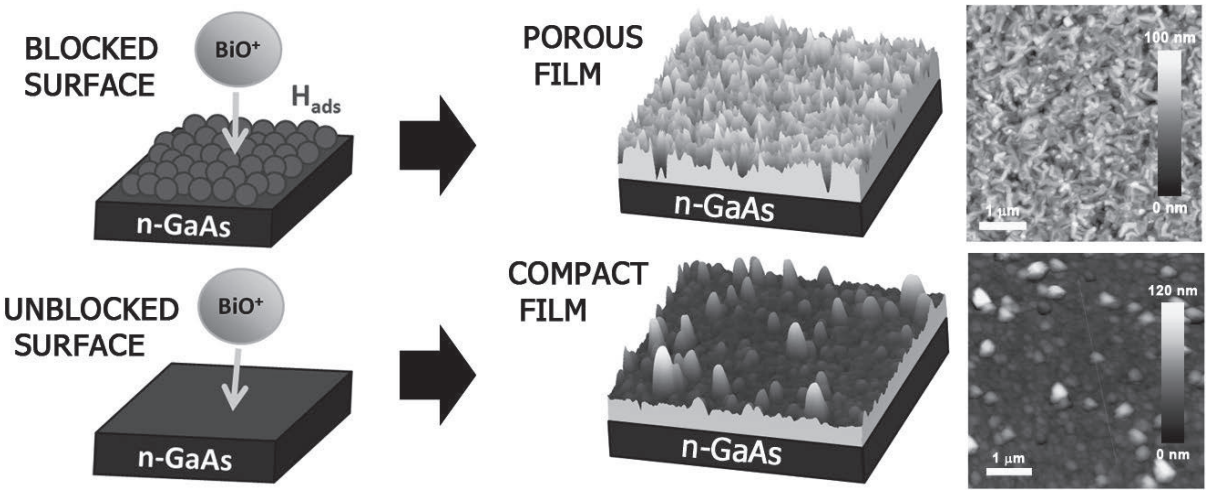


Figura 1. *a) Esquema representativo del bloqueo sufrido por la superficie de un electrodo de n-GaAs. Imagen de AFM (vistas 3D y superior) de la película obtenida. b) Esquema representativo de una superficie de n-GaAs desbloqueada. Imagen de AFM (vistas 3D y superior) de la película obtenida.*

Agradecimientos

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) a través del proyecto MAT2011-28751-C02. Alicia Prados agradece al Ministerio de Educación, Cultura y Deporte la financiación asignada a través de las becas FPU.

Referencias

[1] T. W. Cornelius, M. E. Toimil-Molares, S. Karim, R. Neumann. *Phys. Rev. B* 77 (2008) 125425.
[2] I. Rogacheva, S.G. Lyubchenko, O.N. Nashchekina, A. V. Meritus, M.S. Dresselhaus. *Microelec. J.* 40 (2009) 728.
[3] M. Wada, S. Murakami, F. Freimuth, G. Bihlmayer, *Phys. Rev. B* 83 (2011) 121310(R).
[4] I. K. Drozdov, A. Alexandradinata, S. Jeon, S. Nadj-Perge, H. Ji, R. J. Cava, B. A. Bernevig, A. Yazdani, *Nat. Phys.* 10 (2014) 664.
[5] T. Hirahara, K. Miyamoto, A. Kimura, Y. Niinuma, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, T. Nagao, I. Matsuda, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, S. Hasegawa, *New J. Phys.* 10 (2008) 083038.
[5] A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, A. Fert, *Phys. Rev. B* 87 (2013) 020402(R).
[7] J. C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attanée, J. M. D. Teresa, C. Magén, A. Fert, *Nat. Commun*. 4 (2013) 2944.
[8] Z. L. Bao, K. L. Kavanagh, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 022102.
[9] P. M. Vereecken, P. C. Searson, *Appl. Phys. Lett*. 75 (1999) 3135.
[10] A. Prados, R. Ranchal, L. Pérez, *Electrochim. Acta* 143 (2014) 23.
[11] A. Prados, R. Ranchal, L. Pérez, *Electrochim. Acta* (submitted)
[12] Hans Lüth, *Surface and Interfaces of Solid Materials*, 3ª ed., Springer, Berlin Heidelberg, 1995.

Aramis, Hard x-rays at SwissFEL: Single Crystal Hard X-ray Self-Seeding

A. Rodriguez-Fernandez[1,*], S.Reiche[1], E. Prat[1], B.F. Pedrini[1]

[1]Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI

* angel.rodriguez@psi.ch

Introducción

El número de fuentes de rayos x duros basadas en aceleradores lineares, denominadas hard x-ray Free Electron Lasers (XFEL) en inglés, se va a incrementar en los próximos años con la puesta en servicio de los aceleradores EuropeanXFEL (Hamburgo, Alemania), SwissFEL (Würenlingen, Suiza) y PAL (Pohang, Korea del Sur), estas tres fuentes de rayos x se unirán a las actualmente en servicio LCLS (Menlo Park, California) y SACLA (Hyogo, Japon). Este tipo de instalaciones superan en varios órdenes de magnitud el brillo de los actuales sincrotrones de 3ra generación, así como incrementan la resolución espacial y temporal, siendo capaces de desvelar información de procesos que se producen en el orden de los fentosegundos. Abriendo un nuevo campo de estudio para las distintas ramas del conocimiento de ciencia de materiales, procesos químicos y biológicos.

En este tipo de fuentes, las partículas cargadas (usualmente electrones) son producidos en una RF-gun y acelerados por un sistema de aceleración lineal basado en cavidades resonantes hasta energías de entorno a los GeV. La generación de rayos x en este tipo de instalaciones se base en el proceso de Roentgenstrahlung, por el cual las partículas cargadas al atravesar un campo magnético homogéneo son desaceleradas emitiendo radiación electromagnética, también conocida como radiación sincrotrón. En el caso de las instalaciones XFEL las partículas cargadas atraviesa un campo magnético homogéneo en los denominados onduladores, estos son sistemas de imanes que hacen oscilar a las partículas manteniéndolas en una trayectoria lineal, si el la longitud de los onduladores es suficientemente larga, la radiación generada interacciona con las partículas cargadas en el denominado proceso de emisión espontanea auto-amplificada (SASE en inglés), produciendo los denominados micro- paquetes (micro-bunchs). Esta reorganización de los electrones produce un incremento de la intensidad y con ello del brillo de las fuentes de radiación.

Sin embargo, la radiación de un FEL surge del ruido en cada disparo del haz de partículas cargadas (cada disparo tienen un espectro distinto) y así se compone de muchos modos longitudinales y temporales [1]. El ancho de banda de salida en estas instalaciones XFEL basadas en la tecnología SASE se puede disminuir para aumentar la coherencia longitudinal por el proceso de seeding (siembra) del XFEL con radiación coherente de una fuente externa tal como un láser, esto es, se hace interaccionar los electrones con un determinado tipo de radiación electromagnética a lo largo de los onduladores con lo que se produce siempre el mismo tipo de micro-paquetes. En el caso de los rayos x duros no hay fuentes externas para producir el seeding para este rango de energías. Una de las posibilidades abiertas para este proceso de seeding es el uso de monocromadores para seleccionar una banda de longitud de onda estrecha de la luz producida por una sección onduladores iniciales donde gobierna el proceso SASE, mientras que las partículas son desviadas por una chicane magnética que desorganiza los paquetes de partículas para su posterior re-organización, al igual que retrasa el haz de partículas para poder realizar el acoplamiento con la radiación en la segunda sección de onduladores.

Texto de la comunicación

El proyecto SwissFEL, situado en la localidad de Würenlingen, tiene como objetivo producir pulsos de rayos x que cubren la longitud de onda de entre 1 Å a 70 Å. Cada pulso tendrá una duración de entre 1 a 60 femtosegundos. La instalación de 740 metros de largo, está dividida en cuatro partes como se muestra en la Figura 1: El inyector, que proporciona una fuente de electrones; El acelerador lineal, que acelera los electrones a casi la velocidad de la luz en paquetes

[2]; la sección de onduladores, donde se produce el proceso SASE emitiendo los rayos X en paquetes intensos y coherentes; y las salas experimentales, donde el haz de fotones interacciona con las muestras tras ser tratado ópticamente.

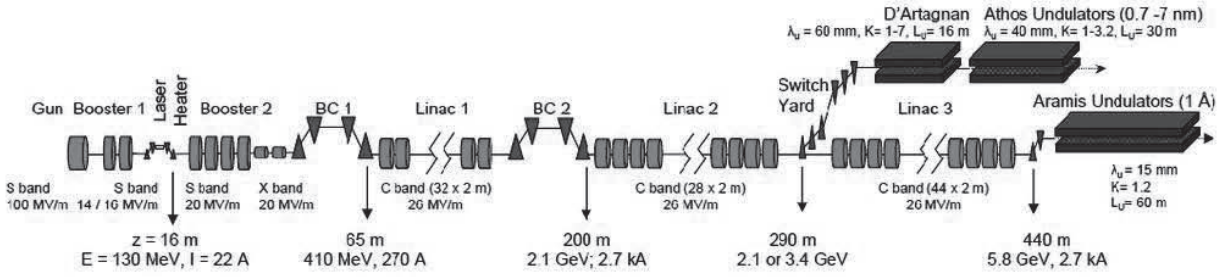


Fig. 1 Esquema de la instalación SwissFEL.

La primera línea de haz que entrara en funcionamiento en SwissFEL será Aramis, con una longitud de onda que comprenderá entre 1 y 7 Å. Tendrá una potencia de saturación efectiva de entorno a los 2 GW, con una longitud de pulso de unos 13 fs y una frecuencia de repetición del orden de 100Hz. La polarización del haz plana a la salida del túnel de onduladores. Esta línea de haz dispondrá inicialmente de tres estaciones experimentales dedicadas a: (ESA) técnicas de absorción tipo XAS y XES, incluyendo materiales cristalinos o amorfos; (ESB) técnicas de tipo pump-probe donde las muestras estarán bajo diferentes condiciones de temperatura, campos magnéticos,…; y (ESC) técnicas de difracción coherente de materiales nanocristalinos.

El proyecto SwissFEL en el caso de rayos x duros pretende producir un seeding de haz de electrones siguiendo el método propuesto por G.Geloni et al. [3] basado en las ventajas de la respuesta temporal de la difracción trasera (Forward) de Bragg (FBD, inglés). El monocromador se compone de un único cristal (de diamante) en la geometría Bragg, donde parte de la señal transmitida del pulso SASE inicial se utiliza como señal para realizar el seeding. Esta geometría de difracción reduce el retardo de los fotones al orden de 10 fs, este orden de tiempo es fácilmente aplicable mediante la chican magnética al haz de electrones, obteniendo el acople deseado entre electrones y fotones en el segundo conjunto de onduladores. Desafortunadamente, este cristal monocromador produce un pequeño desplazamiento transversal del haz de fotones que puede afectar el acoplamiento con el haz de electrones en función de la energía del seeding por el grupo de Shvyd'ko et al [4]. Este efecto puede reducir el brillo final de la instalación, se presentaran avances en el campo de estudio de efectos de difracción dinámica en dichos cristales propuestos para self-seeding.

Agradecimientos

Los autores desean agradecer la financiación obtenida del proyecto SwissFEL-1600, así como a los centros Paul Scherrer Institut y Cornell High Energy Synchrotron Source por los medios para realizar los experimentos expuestos en el trabajo presentado. Uno de nosotros A.R.F quiere agradecer a Kenneth D. Finkelstein por tantas horas de fructífera debate.

Referencias

Referencia a un artículo en una revista científica:

[1] J. S. Wark and R. W. Lee, J. Apply. Crystallogr. 32, 692 (1999)
[2] E. Prat and S. Reiche Proceedings of FEL2013 618 (2013)
[3] G.Geloni, V. Kocharyan and E. Saldin DESY report 10-053 (2010).
[4] Y. Shvyd'ko and R. Lindberg Phys. Rev. ST Accel. Beams 15, 100702 (2012)

Computation of spectral densities in unconventional superconductors

F.J. Bailén [1,*], Natalia Lera [1,2], JV Alvarez[1,3]

[1]Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain
[2]CIC nanoGUNE, 20018 Donostia-San Sebastián, Spain
[3]Condensed Matter Physics Center (IFIMAC) and Instituto Nicolás Cabrera, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid 28049, Spain

*fra.bailen@estudiante.uam.es

Abstract

We develop the computational methodology involved in the calculation of spectral properties of unconventional superconductors in strongly correlated systems. We make a connection with experiments showing the order parameter, specifically Angle Resolved Photoemission (ARPES) and low-temperature scanning tunnel spectroscopy.

Introduction

We solve the Eliashberg equation in systems where the interaction vertex is dominated by vertex spin and charge fluctuations. The vertex function is computed within the random phase approximation (RPA). In these systems, the vertex shows anisotropies favoring Cooper pair wave-functions with unconventional symmetries, for instance the d-wave or even p-wave (which implies the spin part of the wave-function to be in the triplet state). We are specifically interested in the consequences of the order parameter on the density of states. Typically, those vertices may show important dynamical dependence which manifests itself in sizeable gap fluctuations. The Eliashberg equation is solved in imaginary Matsubara frequencies and we perform analytical continuation using Padé approximants.

Results

We present here results on the density of states and the k-dependence of the order parameter in three two-dimensional model Hamiltonians. One of them has a quasi-one-dimensional Fermi surface and the vertex favors p_y-wave triplet superconductivity. The other two have isotropic band structures and the vertices favor s-wave and d-wave respectively.

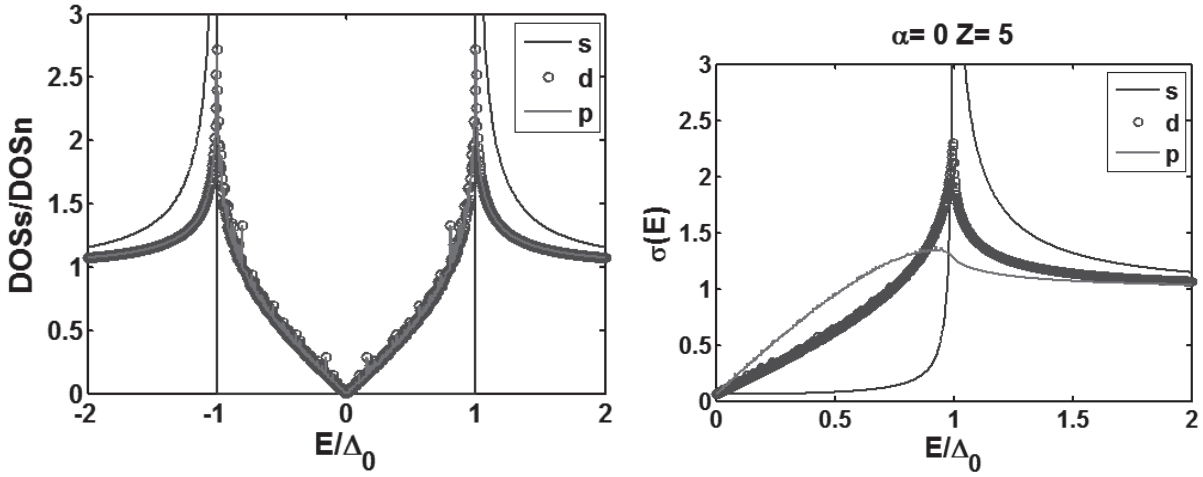


Fig 1 left. Bulk density of states for s,p and d-wave superconductors normalized by those in the normal state.

Fig 1 right. Normalized tunneling conductance as a function of energy for metal-insulator-superconductor junction. Three different superconducting order parameters are shown. For d and p cases, α=0 is relevant since α is the angle between a lobe of the order parameter and the normal to the interface.

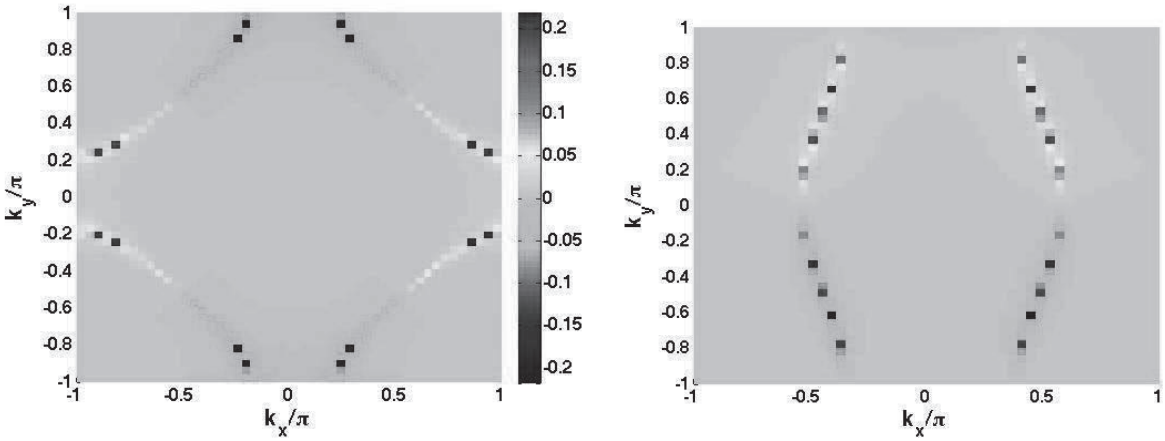


Fig 2. Momentum dependence of the order parameter in a d-wave in an isotropic single-band two-dimensional (left) and p_y-wave (right) in a single-band quasi-one-dimensional superconductor.

Acknowledgments

We acknowledge financial support from MINECO FIS2012-37549-C05-03.

Multiband Fermi surface, anisotropic gap structure and tilted vortices in layered superconductors

H. Suderow[1,3*]

[1]Laboratorio de Bajas Temperaturas, Departamento de Física de la Materia Condensada, Instituto Nicolás Cabrera and Condensed Matter Physics Center (IFIMAC), Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid
[2]Unidad Asociada de Bajas Temperaturas y Altos Campos Magnéticos, UAM, CSIC, Cantoblanco, E-28049 Madrid, Spain

* hermann.suderow@uam.es

We discuss atomic resolution scanning tunneling microscopy (STM) experiments at 150 mK on single crystalline samples of the multiband superconductors Bi_2Pd and $NbSe_2$. We image the vortex lattice in tilted magnetic fields and show that tilted fields are a new powerful probe of anisotropic Fermi surface features and of gap structures of superconductors. In Bi_2Pd, we discuss how the anisotropy of the Fermi surface modifies the structure of the vortex lattice in perpendicular and in tilted magnetic fields.

Interestingly, the direction of the hexagonal vortex lattice is locked to the square crystal lattice. Under certain angles between the field and the surface, the surface projection of the vortex lattice shows square and stretched hexagonal symmetries. In $NbSe_2$, we discuss how the anisotropy of the superconducting gap structure modifies the Andreev bound states of tilted vortex cores, bringing to light new vortex core shapes.

Simposio de Energía y Sostenibilidad

Diseño de multicapas aperiódicas para el control de la radiación térmica

E. Maciá[1]

[1]Dpto. Física de Materiales, Facultad CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, E-28040, Madrid (Spain)

* emaciaba@fis.ucm.es

A lo largo de la pasada década el diseño de nanodispositivos fotónicos se ha visto enriquecido con la incorporación de estructuras ordenadas según secuencias aperiódicas [1-4]. Una cuestión fundamental en estos estudios se refiere a si el tipo específico de ordenamiento aperiódico que se halla presente en los dispositivos considerados conlleva una mejora en las prestaciones (en comparación con las que se obtienen mediante el uso de ordenamientos periódicos convencionales) para algunas aplicaciones específicas [5,6]. El principio básico subyacente se puede explicar sencillamente si consideramos una estructura en capas que consista en un cierto número de láminas apiladas según un ordenamiento aperiódico. De este modo, se introducen en la misma muestra dos tipos de orden a diferentes escalas: a nivel atómico tenemos el orden periódico usual determinado por la disposición cristalina de los átomos en cada capa, mientras que a una escala mayor encontramos el orden aperiódico determinado por la deposición secuencial de las diversas capas. Este ordenamiento aperiódico de largo alcance puede imponerse artificialmente durante el proceso de crecimiento y controlarse de modo preciso. Dado que los diferentes procesos físicos implican sus propias escalas físicas relevantes, por medio de una selección adecuada de las escalas características podemos aprovechar eficazmente el orden aperiódico que hemos introducido en el sistema. Así pues, la posibilidad de diseñar dispositivos basados en un ordenamiento aperiódico del apilamiento de las diferentes capas introduce un grado de libertad adicional, relacionado con la presencia de dos tipos diferentes de orden en la misma estructura a distintas escalas espaciales, proporcionando nuevas vías de innovación tecnológica [1-6].

Generalmente, los materiales empleados en diversos dispositivos de interés (v.g. paneles solares) no absorben completamente la radiación que reciben, mostrando valores de la absortividad inferiores a la unidad [7]. Una forma conveniente de modificar este comportamiento consiste en recubrirlos con multicapas formadas por materiales convenientemente elegidos a fin de aumentar su absortividad para ciertos rangos de frecuencias, tal como se indica en la Fig.1. De este modo se explotan los efectos de confinamiento cuántico debidos a las multicapas a fin de modificar los procesos de emisión térmica del sustrato.

Mediante un empleo sistemático del método de la matriz de transferencia, en este trabajo analizaremos el papel del orden aperiódico de largo alcance en el control de la radiación térmica en algunas multicapas representativas, comparando los resultados obtenidos con los correspondientes a diseños periódicos. A título ilustrativo comentaremos la posible aplicación de estos diseños estructurales en refrigeradores radiantes bajo luz solar directa [8,9], y en generadores solares termoeléctricos [10,11].

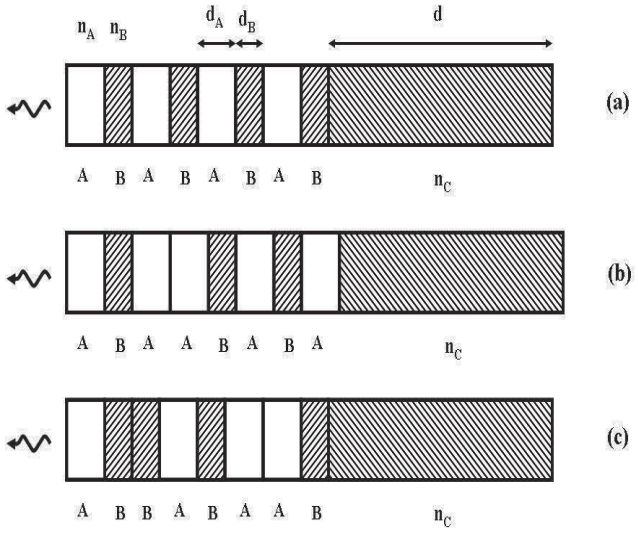


Figura 1. Una película delgada, formada por una multicapa compuesta por una secuencia alternada de materiales A y B con índices de refracción n_A y n_B (complejo) y espesores d_A y d_B, respectivamente, se usa para recubrir un sustrato absorbente con índice de refracción complejo n_C y espesor d. La estructura se encuentra en aire (n=1). Dependiendo de la distribución adoptada para la secuencia de las distintas capas absorbentes (sombreadas) es posible controlar las principales características de la radiación térmica del dispositivo. En (a) las capas absorbentes se distribuyen periódicamente, mientras que en (b) y (c) se disponen según las secuencias de Fibonacci y Thue-Morse, respectivamente.

Referencias

[1] E. Maciá, The role of aperiodic order in science and technology, *Rep. Prog. Phys.* **69** (2006) 397-441.
[2] E. Maciá, *Aperiodic Structures in Condensed Matter: Fundamentals and Applications*, Taylor & Francis CRC, Boca Raton, FL, 2009.
[3] S. V. Gaponenko, *Introduction to Nanophotonics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
[4] L. Dal Negro, S. V. Boriskina, Deterministic aperiodic nanostructures for photonics and plasmonics applications, *Laser Photonics Rev.* **6** (2012) 178-218.
[5] E. Maciá, Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices, *Rep. Prog. Phys.* **75** (2012) 036502.
[6] L. Dal Negro (Ed.), *Optics of Aperiodic Structures: Fundamentals and Device Applications*, Pan Stanford Pub., Singapore, 2014.
[7] I. Montero, L. Aguilera, M. E. Dávila, L. Olano, R. J Nistal, A. Pardo, R. Escobar-Galindo, ~~–~~Selective coatings on solar collectors of transition metal alloys and space interactions", en: J. M. Martínez-Duart, R. Gómez-Calvet (Eds.), RSEF, Madrid, *Current Trends in Energy and Sustainability*, 2013, pp.145-152.
[8] E. Rephaeli, A. P. Raman, S. Fan, Ultrabroadband photonic structures to achieve high-performance daytime radiative cooling, *Nano Letters* **13** (2013) 1457-1461.
[9] A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, S. Fan, Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight, *Nature (London)* **415** (2014) 540-545.
[10] G. Chen, Theoretical efficiency of solar thermoelectric energy generators, *J. Appl. Phys.* **109** (2011) 104908.
[11] M. Guo, K. Xie, Y. Wang, L. Zhou, H. Huang, Aperiodic TiO_2 nanotube photonic crystal: Full-visible-spectrum solar light harvesting on photonic devices, *Sci. Rep.* **4** (2014) 6442.

Estructura electrónicas de perovskitas fotovoltaicas: el caso del $CH_3NH_3PbI_3$

E. Menéndez-Proupin[1*], P. Palacios[2], P. Wahnón[3], J. C. Conesa[4,*], A. Montero-Alejo[1], C. L. Beltrán Ríos[5]

[1]Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile, Las Palmeras 3425, 780-0003 Ñuñoa, Santiago, Chile
[2]Instituto de Energía Solar and Dept. FAIAN, E.T.S.I. Aeronáutica y del Espacio, Universidad Politécnica de Madrid, España
[3]Instituto de Energía Solar and Dept. TFO, E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, España
[4]Instituto de Catálisis y Petroleoquímica, CSIC, Marie Curie 2, 28049 Madrid, España
[5]Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia

* E-mail: eariel99@gmail.com

Introducción

La ciencia de las celdas fotovoltaicas se ha revolucionado por la introducción de materiales absorbentes con estructura de perovskita, en las que los cationes monovalentes son grupos orgánicos tales como metilamonio (CH_3NH_3). Las bandas de valencia y conducción, que determinan las propiedades ópticas y de transporte se derivan de los estados electrónicos de los átomos inorgánicos. Sin embargo, los cationes propician una distorsión de la estructura ideal de la perovskita, modificando la estructura de bandas y la termodinámica de fases según la naturaleza del catión. Las celdas fotovoltaicas fabricadas con estas perovskitas han alcanzado eficiencias record sobre el 20%, con apenas 5 años de investigación. En este trabajo presentamos nuestra investigación de la estructura electrónica del compuesto más estudiado de la familia, $CH_3NH_3PbI_3$.

Estructura de bandas

La estructura de bandas de $CH_3NH_3PbI_3$ ha sido calculada mediante métodos bien establecidos en ciencia computacional de materiales como la teoría del funcional de la densidad y el método de funciones de Green llamado GW. La Figura 1 muestra la estructura de bandas calculada con distintas aproximaciones del funcional de la densidad[1]. Dos ingredientes son esenciales para obtener un correcto diagrama de bandas. Uno es la interacción espín-órbita, efecto relativista particularmente fuerte en los orbitales *p* del Pb, que dan origen al fondo de la banda de conducción. Si la interacción espín-orbita no se incluye, la simetría de la banda de conducción es incorrecta. El segundo ingrediente es la inclusión de una fracción de intercambio exacto, mediante funcionales híbridos como HSE y PBE0. Este ingrediente es crucial para obtener valores bien aproximados de la banda prohibida, de lo contrario esta queda subestimada en aproximadamente 1 eV.

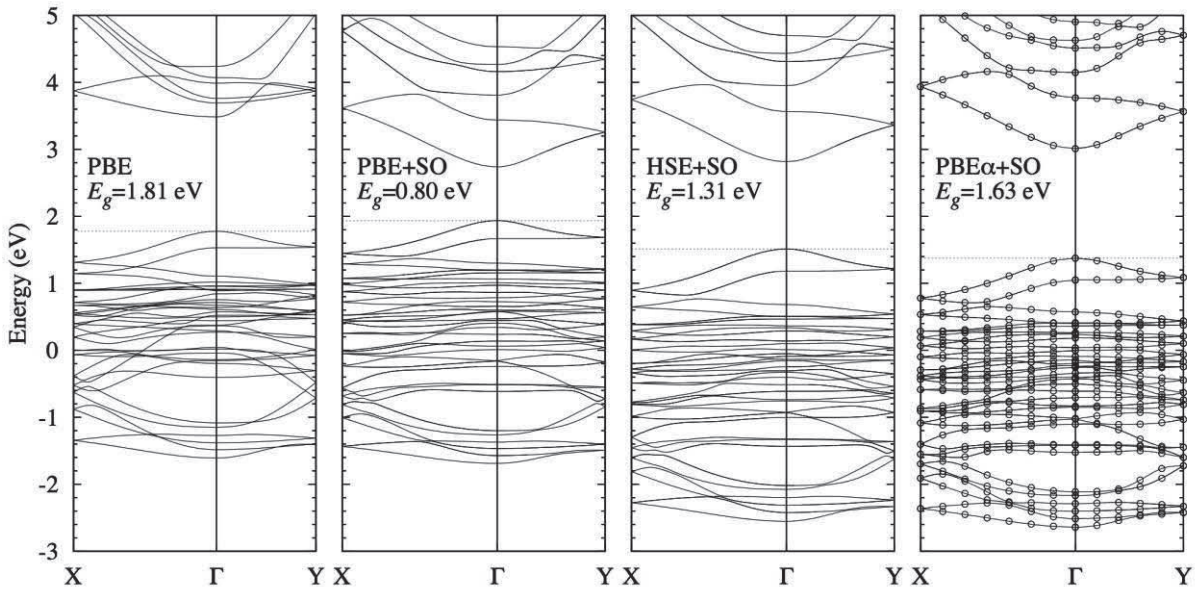


Figura 1. Estructura de bandas de $CH_3NH_3PbI_3$ en la fase ortorrómbica de baja temperatura[1].

De acuerdo a las bandas calculadas, las masas efectivas de los electrones y huecos tienen valores cercanos a 0.2 veces la masa del electrón libre, lo que resulta cercano a los valores en semiconductores II-VI.

En la fase de baja temperatura se observa un pico excitónico en los espectros de absorción. Las constantes dieléctricas de baja y alta frecuencia son $\epsilon_0 \sim 26$ y $\epsilon_\infty \sim 5$, la gran diferencia indica una fuerte interacción electrón-fonón y pone en duda la aplicación del modelo hidrogenoide, $E_{ex} = \mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$. En este trabajo evaluamos el espectro del excitón-polarón debido a Haken[2].

Finalmente, evaluamos los efectos térmicos sobre el diagrama de bandas para la fase tetragonal existente a temperatura ambiente. Las bandas se obtienen promediando las bandas ~~"~~instantáneas" de configuraciones obtenidas mediante dinámica molecular. La Figura 2 ilustra las bandas para una temperatura de 220 K, obtenidas como el promedio de 31 configuraciones tomadas cada 100 femtosegundos.

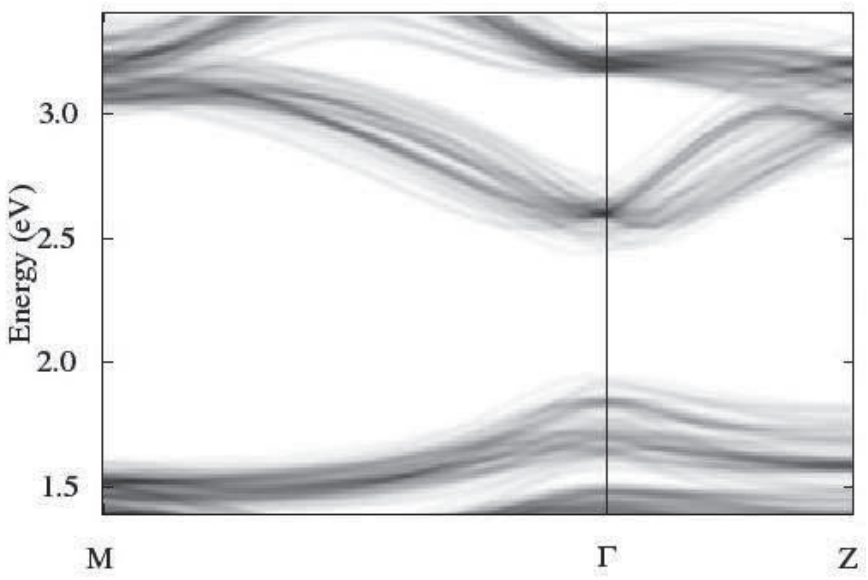


Figura 2. Bandas de la fase tetragonal de $CH_3NH_3PbI_3$ promediadas a la temperatura T=220 K. Los puntos de alta simetría son M(1/2,1/2,0), Γ(0,0,0) y Z(0,0,1/2) expresados en coordenadas del espacio reícproco.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo de proyectos NANOCIS/FP7-PEOPLE-2010-IRSES, BOOSTER (ENE2013-46624-C4-2-R) y FONDECYT 1150538 y 3150174.

Referencias

[1] E. Menéndez-Proupin, P. Palacios, P. Wahnón, and J. C. Conesa, *Phys. Rev.* **90** (2014) 045207.
[2] H. Haken, *Z. Phys.* **146**, (1956) 527.

Propiedades estructurales y electrónicas de hetero-interfases de $CuGaS_2$:Cr para su uso en células solares de alta eficiencia.

P.Palacios[1,2,*], J. E. Castellanos Aguila[2,4], J. Arriaga[4], P. Wahnon[2,3]

[1]Dpt. FAIAN, E.T.S.I Aeronáutica y del Espacio, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, España
[2]Instituto de Energía Solar, Universidad Politécnica de Madrid, España
[3] Dpt. TFB, E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, España
[4]Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Av. San Claudio y 18 Sur. C.U. 72570. Puebla, México

* pablo.palacios@upm.es

Introducción

Hoy en día, los semiconductores tipo calcopirita I-III-VI_2, han atraído mucha atención como resultado de sus diversas propiedades estructurales, eléctricas y ópticas, que permiten su aplicación en dispositivos ópticos no lineales, detectores y celdas solares. Específicamente, la calcopirita $CuGaS_2$ representa una de las soluciones tecnologías más desarrolladas y prometedoras en películas delgadas para la producción de celdas solares más eficientes, debido a que si se reemplaza una fracción de los átomos de Ga por átomos de metales de transición como Ti, V, Cr o Mn, da cabida a una banda intermedia [1-4].

Para separar las cargas eléctricas (electrón-hueco), la celda solar debe tener un campo eléctrico interno incorporado. Uno de los métodos más utilizados para producir este campo eléctrico es la presencia de una heterounión entre dos semiconductores. Se desconoce cómo es a nivel atómico la naturaleza de ésta, junto con los procesos que ocurren en ellas. Por tanto, nuestro objetivo es la caracterización teórica del alineamiento de estas bandas. Este estudio es necesario para tener un mejor conocimiento de cómo operaran los materiales propuestos dentro de la estructura completa de las celdas solares.

Objetivo

En este trabajo se presentan cálculos teóricos a primeros principios para determinar las propiedades estructurales y electrónicas de un material de banda intermedia, $CuGaS_2$:M (M=Cr), que actuará en la célula solar como material absorbente. Las heterouniones analizadas serán entre este material y el ZnSe o la calcopirita $CuAlSe_2$. Los cálculos se realizaran dentro de la teoría del funcional de la densidad (DFT) utilizando un código computacional de ondas planas (VASP (Vienna Ab initio Package) [5-6]). Las estructuras construidas se relajaron tanto en coordenadas atómicas como de parámetros de red. De este modo primero se encontraron los parámetros de red experimental de los diferentes materiales involucrados en nuestra nano-estructura, para a continuación reproducir las interfases entre los materiales en contacto como se muestra en la Figura 1.

Los cálculos estándar DFT dan buenos resultados geométricos de las estructuras pero subestiman la anchura de banda prohibida en semiconductores. Para resolver este problema se emplearon funcionales híbridos que utilizan una función de error del potencial de apantallamiento Coulombiano para calcular la porción de la energía de intercambio o métodos cuasipartícula del tipo GW.

Estos estudios se han hecho para cada pareja de materiales en contacto. Para ello hicimos uso del modelo periódico de la interface, el cual nos permite calcular una energía de referencia de una superficie particular, el potencial electrostático promedio para cada semiconductor cuando están en contacto. Las posiciones de las bandas de valencia y conducción con respecto a este potencial promedio son obtenidas a partir de este modelo, pero calculadas para los materiales en volumen. En la Figura 2 se muestran ejemplos de los alineamientos encontrados.

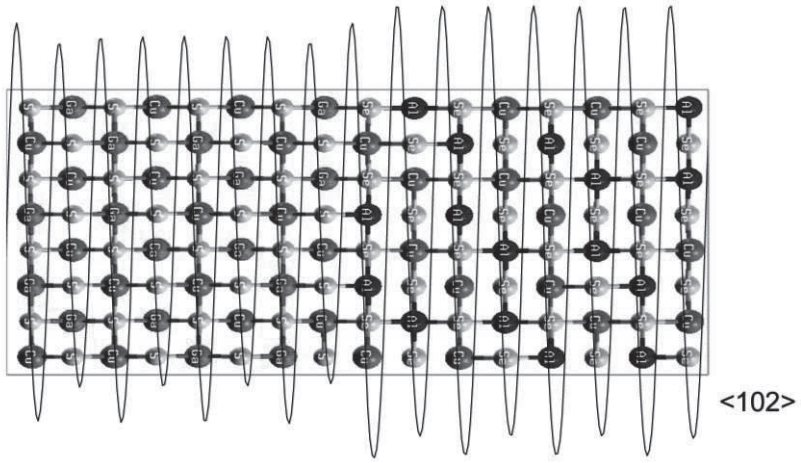


Fig. 1. Potencial electrostático correspondiente al modelo periódico de la interface entre el $CuGaS_2$ y el $CuAlSe_2$.

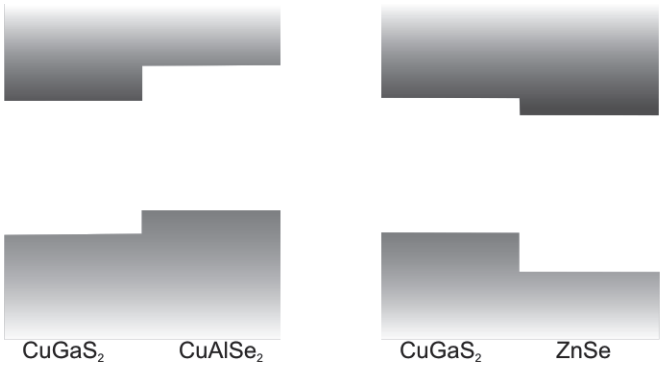


Fig. 2. Cálculos cuánticos de los alineamientos de bandas entre el $CuGaS_2$ y los semiconductores de "band gap" ancho propuestos como contactos.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo de proyectos NANOCIS/FP7-PEOPLE-2010-IRSES y BOOSTER (ENE2013-46624-C4-2-R). El autor agradece los recursos informáticos y asistencia técnica proporcionada por el Centro de Supercomputación y Visualización de Madrid (CeSViMa)

Referencias

[1] 1] P. Palacios, K. Sánchez, J.C. Conesa, P. Wahnón; First principles calculation of isolated intermediate bands formation in a transition metal-doped chalcopyrite-type semiconductor, Phys. Status Solidi A 203, p. 1395, 2006.
[2] P. Palacios, K. Sánchez, J.C. Conesa, J.J. Fernandez, P. Wahnón; Theoretical modelling of intermediate band solar cell materials based on metal-doped chalcopyrite compounds, Thin Solid Films 515, p. 6280, 2007.
[3] P. Palacios, K. Sánchez, P. Wahnón, J.C. Conesa; Characterization by Ab-initio Calculations of Intermediate Band Material Based on Chalcopyrite Semiconductors Substituted with Several Transition Metals, J. Solar Energy Eng. 129, p. 314, 2007.
[4] P. Palacios, I. Aguilera, K. Sánchez, J.C. Conesa, P. Wahnón, –Transition Metal Substituted Indium Thiospinels as Novel Intermediate Band Materials: Prediction and Understanding of their electronic Properties, Phys. Rev. Letter 101, p. 046403, 2008.
[5] G. Kresse, J. Furthmüller; Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set, Phys. Rev. B 54, p. 11169, 1996.
[6] G. Kresse, J. Joubert; From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method, Phys. Rev. B 59, p. 1758, 1999.

Present Status of Liquid Metal Research for a Fusion Reactor

Francisco L Tabarés

As Euratom/Ciemat. Ciemat. Av Complutense 40 28040 Madrid. Spain

Liquid Metals (LM) offer unique properties as Plasma Facing Materials for a Fusion Reactor. They are practically free from permanent damage by neutron and plasma irradiation and can be re-circulated and regenerated for lifetime and particle and heat exhaust issues. These properties have motivated intense research activity, with a variety of concepts, elements and proposals for practical implementation in a future Fusion Reactor [1-3]. However, many aspects still remain unresolved and integration of these proposals into a realistic scenario may be challenging.

Although lithium is by far the best-known liquid metal applied to fusion device and has produced outstanding improvements in confinement, concerns about tritium retention and elevated vapour pressure still exist. Tin has emerged as a feasible alternative due to the lack of these issues, but its high Z poses concerns about plasma contamination. The confinement of a liquid metal in a porous mesh has been put forward to prevent splashing of the liquid under Electro-Magnetic forces, but wetting of the mesh by the metal is not a trivial issue and efforts to develop the best combination taking into account corrosion aspects are still ongoing. The choice of first wall material in a liquid metal PFC scenario has to be made considering the recovery of the evaporated metal as well as the interaction between the ionized LM species and the wall material in terms of sputtering and fuel retention, among other issues.

In this presentation, a review of ongoing activities worldwide will be given. The different options in terms of liquid metal choice (Li, Sn. Ga, LiSn alloys, etc…), power handling capabilities, retention of H isotopes, plasma contamination and stability of a liquid in a tokamak environment will be addressed. A special effort will be devoted to describe the activities performed at the Ciemat facilities, including exposure of liquid metals and alloys to TJ-II stellarator plasmas through the CPS Liquid Lithium Limiters [4] and Liquid Metal probes and experiments at the laboratory devoted to the recovery and integration aspects.

Furthermore, the synergies between Fusion Research and other kinds of Renewable Energies, such as hydrogen storage and applications of microstructures to Energy Production Systems will be addressed. The way these different fields of research are interconnected at the basic level and the way one can benefit from the existing synergies will be emphasized to trigger active discussions in the broad audience of New Energy Resources.

References:

1] Y Hirooka and the ISLA Team. Nucl. Fusion **50 (2010)** 077001
2] M Ono and the ISLA Team. Nucl. Fusion **52** (2012) 037001
3] G Mazzitelli and the ISLA Team Nucl. Fusion **55** (2015) 027001
4] A.V. Vertkov, F. L. Tabarés et al. Fus Eng and Design **87** (2012) 1755– 1759

Avances y retos de I+D en energía solar de concentración

J. Gonzalez-Aguilar[1,*], M. Romero[1]

[1]Instituto IMDEA Energía, Avda. Ramón de la Sagra, 3, 28935 Móstoles Madrid.

* jose.gonzalez@imdea.org

El desarrollo e implantación comercial de la Energía Solar Térmica de Concentración (ESTC), conocida también como CSP por sus siglas en inglés (Concentrating Solar Power), ha venido registrando un crecimiento vertiginoso. En el año 2006 solo existían 354 MW de centrales eléctricas termosolares en operación comercial y en el año 2009 no llegaban a 500 MW. A finales de 2013 esta cifra ascendía a 3.400 MW [1]. En el año 2012, el conjunto de centrales solares termoeléctricas en España generaron 3.432 GWh evitando la emisión de 2.464.210 toneladas de CO_2. En los últimos cinco años la instalación de ESTC ha venido creciendo un 48% interanual y en el año 2013 este valor se mantuvo en el 35% a pesar del contexto de crisis internacional. En este desarrollo cabe destacar la notable presencia de España y las empresas españolas. Baste decir que España acumulaba 2.300 de los 3.400 MW instalados en el mundo a finales de 2013 y que en la mayoría de los proyectos llevados a cabo en otros países como EEUU, Sudáfrica, Egipto, Marruecos, Argelia o Chile, empresas españolas como ABENGOA, SENER, Empresarios Agrupados (EA), ACCIONA, ACS-Cobra, TORRESOL, Técnicas Reunidas (TR) están muy presentes.

No obstante, y a pesar de este éxito comercial reciente, la primera generación de proyectos comerciales se está basando en desarrollos tecnológicos y conceptos madurados tras más de dos décadas de investigación [2]. Se trata de esquemas y sistemas tecnológicamente conservadores, especialmente enfocados a la búsqueda de la fiabilidad en la operación, pero que no explotan el enorme potencial de la energía solar concentrada. La consecuencia más inmediata de estos diseños conservadores es la utilización de sistemas con rendimientos inferiores al 18-20% nominal en la conversión de radiación solar directa a electricidad; la fuerte limitación en el uso de sistemas eficientes de almacenamiento de energía; el gran consumo de agua y de terreno por la ineficiencia en la integración con el bloque de potencia; la carencia de esquemas racionales para su integración en arquitecturas de generación distribuida y la limitación para alcanzar temperaturas necesarias para abordar procesos de generación por vía termoquímica de combustibles solares, como el vector hidrógeno. Sin embargo, la ESTC permite abordar diseños con muy alto rendimiento en la conversión de radiación solar a energía térmica, por encima del 90%, y trabajando a altas temperaturas, lo que permite aprovechar eficientemente la alta exergía de la radiación solar para la producción de electricidad [3] o para almacenar en forma de energía libre de Gibbs en productos químicos [4].

Los costes actuales de inversión en las centrales termosolares resultan todavía muy elevados (unos 3.000 €/kW para sistemas sin almacenamiento y alrededor de 6.000 €/kW con 7 horas de almacenamiento de energía), lo que origina unos costes de producción de la electricidad de 16-20 c€/kWh dependiendo de la radiación solar disponible en el emplazamiento. Con la reciente evolución de costes y rendimientos en la energía solar fotovoltaica resulta crucial para el desarrollo de nuevas generaciones competitivas de sistemas de ESTC, el introducir objetivos más ambiciosos que permitan acelerar la curva de aprendizaje de estas tecnologías, mediante el desarrollo de procesos de conversión térmica más eficientes y también poniendo en valor el hecho diferencial que supone la capacidad de la ESTC de producir electricidad o calor de manera gestionable al poder incorporar sistemas de almacenamiento de energía. Estudios recientes establecen que el valor añadido o adicional de la electricidad termosolar por su gestionabilidad puede alcanzar en mercado

los 4-6 c€/kWh [5]. Un informe más reciente publicado en 2015 [6] indica que la innovación tecnológica puede abaratar el coste de producción eléctrica en un 30% en los próximos 10 años.

En este trabajo se presentarán los principales retos en relación con la energía solar de concentración y las principales líneas de investigación desarrolladas, todas ellas dirigidas a la mejora de eficiencias de conversión y disminución de costes de instalación y producción. También se describirán las acciones nacionales e internacionales llevadas a cabo encaminadas a la implantación de la tecnología solar termoeléctrica.

Los autores agradecen a la Comisión Europea, al Ministerio de Ciencia e Innovación y a la Comunidad de Madrid y al Fondo Social Europeo su apoyo a través de la financiación recibida en los proyecto FP7 STAGE-STE –Scientific and Technological Alliance for Guaranteeing the European Excellence in Concentrating Solar Thermal Energy" (FP7, Project No. 609 837), el proyecto del Plan Nacional ENE2011-29293 y el programa ALCCONES (S2013/MAE-2985), respectivamante.

Referencias

[1] *Renewables 2014 Global Status Report*; Paris: REN21 Secretariat, Paris, 2014 (Disponible en http://www.ren21.net)
[2] M. Romero, E. Zarza, –Concentrating Solar Thermal Power", en: F. Kreith and Y. Goswami (Eds.), *Handboook of Energy Efficiency and Renewable Energy*. CRC Press Taylor&Francis Group, Boca Raton, Florida, 2007, Chapter 21. pp. 1-98.
[3] M. Romero, J. Gonzalez-Aguilar, *WIRE-Wiley Interdisciplinary Reviews: Energy and Environment* **3** (2014) 42.
[4] M. Romero, A. Steinfeld, *Energy & Environmental Science,* **5** (2012) 9234.
[5] P. Denholm, M. Mehos, *Enabling greater penetration of solar power via the use of CSP with thermal energy storage.* Technical report, NREL/TP-6A20-52978, 2011.
[6] E. Zarza, E. Simonot, A. Martínez, T. Winkler, *Future renewable energy costs: solar-thermal electricity How technology innovation is anticipated to reduce the cost of energy from European solar-thermal electricity plants*, KIC InnoEnergy, 2015.

Cobiometanización de residuos de almazara y maíz

L. Moreno[1], A. González González[1], F. Cuadros-Salcedo[1], F. Cuadros[1,*]

[1]Departamento Física Aplicada, Universidad de Extremadura. Avenida de Elvas s/n, 06006. Badajoz

* cuadros1@unex.es

Introducción

En la Comunidad de Regantes del Canal del Zújar se requieren grandes consumos energéticos para bombear y distribuir el agua utilizada en la actividad agrícola de regadío. Por otra parte, la industria almazarera Troil Vegas Altas S.C es responsable del tratamiento de alpechín de varias almazaras de la zona, un residuo altamente contaminantes, rico en materia orgánica y humedad.

Si se tratan mediante codigestión anaerobia el alpechín y el maíz, se consigue, por una parte, disminuir el impacto ambiental asociado al tratamiento de los residuos de la industria olivarera, y por otra parte, generar biogás, una fuente de energía renovable capaz de suplir parte de la energía necesaria para el bombeo del agua de riego. Por tanto, se propone la construcción de una planta de cobiometanización para tratar ambos sustratos, de manera que el biogás generado sea consumido por unas motobombas situadas en las tierras de cultivo, encargadas de bombear el agua de riego.

Resultados experimentales

Para comprobar la viabilidad energética y económica de esta planta, se llevan a cabo experiencias de codigestión anaerobia en el laboratorio con sustratos formados por diferentes proporciones de maíz y alpechín. Estas experiencias se realizaron en un reactor anaerobio semicontinuo de 2L de capacidad y a 38ºC, durante dos Tiempos de Residencia Hidráulicos (TRH) de 40 días, uno inicial de aclimatación y otro de estabilización, que se considera de estado estacionario. Dado que el alpechín presenta una elevada concentración de polifenoles y un pH muy bajo, es necesario someter al sustrato para codigestión a pretratamientos de regulación de pH, utilizando una disolución de hidróxido de calcio, y de aireación durante 5 días.

Tabla 1. Resultados experimentales de la codigestión anaerobia del sustrato 2 diluido 1:5, con pH regulado y aireado 5 días.

SUSTRATO 2 DILUIDO 1:5	
Carga orgánica alimentada (g DQO/L reactor día)	0,69
TRH (días)	40,00
pH	7,56 ± 0,16
AGV (g CH3COOH/L)	0,36 ± 0,17
Alcalinidad (g $CaCO_3$/L)	5,06 ± 0,55
SDV (g/L)	5,39 ± 0,68
SSV (g/L)	12,24 ± 3,55
DQO total (g O_2/L)	25,53 ± 5,47
Reducción DQO (%)	20,34 ± 3,31
Nm^3 metano/m^3 sustrato	6,58 ± 0,76
Nm^3 metano/m^3 reactor día	0,31 ± 0,19
Nm^3 metano/kg DQO alimentada	0,44 ± 0,28
Nm^3 biogás/m^3 sustrato	13,07 ± 3,00
% CH_4	52,50 ± 3,28

En primer lugar se llevaron a cabo dos ensayos utilizando los sustratos formados por 95% de alpechín y 5% de maíz (Sustrato 1) y 90% de alpechín y 10% de maíz (Sustrato 2). Estos dos ensayos mostraron signos de inhibición durante el segundo TRH, debido a que los pretratamientos no permitieron aumentar el pH ni disminuir la concentración de polifenoles, la cual era 5 veces superior a la presente en el residuo tratado en una experiencia anterior similar [1]. Por tanto se decidió diluir 5 veces el sustrato antes de realizar los pretratamientos, lo que permitió mantener el

pH en torno a 7 y reducir la concentración de polifenoles totales hasta un 65% tras el tratamiento aerobio. De esta forma, se llevaron a cabo dos nuevos ensayos utilizando los sustratos formados por 95% de alpechín y 5% de maíz, diluidos 1:5 (Sustrato 1 diluido 1:5), y 90% de alpechín y 10% de maíz, diluidos 1:5 (Sustrato 2 diluido 1:5). Estas experiencias no mostraron signos de inhibición, alcanzándose la estabilidad (Fig.1), siendo el sustrato con mayor contenido en maíz (Sustrato 2 diluido 1:5) el que presentó un mayor rendimiento de biogás, de manera que pudieron obtenerse 13Nm^3biogás/m^3sustrato con un 53% de metano, además de reducir la DQO en un 20% (Tabla 1). Tras realizar los ensayos de digestión anaerobia, pueden estimarse los volúmenes de agua y fango que pueden recuperarse. Si se trata mediante decantación el efluente digerido, es posible recuperar el 60% de agua y el 40% de fango. Éste último es posible aplicarlo en cualquier tipo de suelo sin ningún tipo de pretratamiento ya que cumple con los límites de concentración en metales pesados establecidos por la legislación vigente. Lamentablemente, el agua recuperada deber ser tratada mediante procesos de desinfección y reducción de la concentración en sólidos en suspensión.

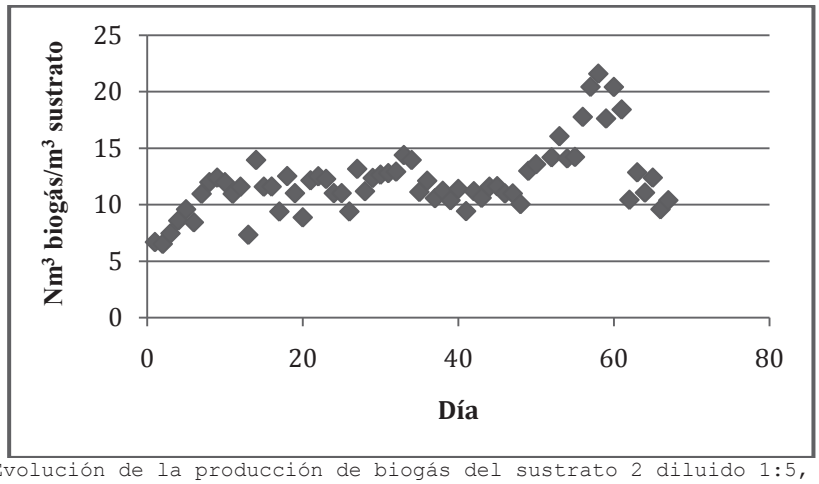


Figura 1. Evolución de la producción de biogás del sustrato 2 diluido 1:5, con pH regulado y aireado 5 días durante el 2° TRH.

Diseño, dimensionado y viabilidad económica

Para dimensionar la planta de cobiometanización a escala industrial, es necesario conocer el volumen de sustrato a tratar. Éste está condicionado por la cantidad de alpechín disponible en Troil Vegas Altas S.C. Puesto que los mejores resultados experimentales se obtienen con el sustrato 2 diluido 1:5, se realiza el dimensionado para ese caso. Así, el sustrato anual para codigestión es de 113.313 m^3 sustrato/año. Para tratar este caudal es necesario disponer de un reactor biológico de mezcla perfecta de 17.000 m^3 de volumen, con una altura de 15m y 38m de diámetro; un almacenamiento de biogás de 2.700m^3 y un decantador estático de flujo horizontal de 338m^3 de volumen para tratar el efluente digerido. Además, serán necesarias 31 motobombas de 45 kW nominales cada una. Tras realizar el estudio económico y financiero de la planta en estudio, puede confirmarse la viabilidad de dicha planta. Se obtienen beneficios anuales de 475.510€, aportando un 20% de la energía total consumida en las plantaciones de la Comunidad de Regantes del Zújar, y un 55% de la energía consumida únicamente en las plantaciones de maíz. Se obtiene un VAN total a los 20 años de 4.927.386 € y un TIR del 19%, con un periodo de retorno de la inversión de 3 años.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado en parte por el Gobierno de Extremadura a través del proyecto PCJ 100201 y de la Ayuda a Grupos de Investigación GR10045.

Referencias

[1] A. González-González., *Viabilidad medioambiental, energética y económica de la Biometanización de Residuos provenientes de la Industria Agroalimentaria en Extremadura*, Tesis Doctoral, Universidad de Extremadura, 2014.

Diseño y evaluación de una instalación fotovoltaica para autoconsumo

Mariano Sidrach-de-Cardona[1,*], Llanos Mora-López[2]

[1]Universidad de Málaga. Dpto. de Física Aplicada II. Escuela Politécnica Superior. c/ Doctor Ortiz Ramos, 29071 Málaga.
[2]Universidad de Málaga. Dpto. de Lenguajes y Ciencias de la Computación. ETS de Ingeniería Informática, 29071 Málaga

* msidrach@uma.es

Introducción

Actualmente, la energía solar fotovoltaica es capaz de producir energía eléctrica a precios competitivos [1]. En el último informe de la EPIA [2], en el que se analiza para distintos países la competitividad de la energía solar fotovoltaica en el sector residencial, se concluye que en muchos de ellos se ha alcanzado la paridad con la red eléctrica, es decir, estas instalaciones son capaces de generar electricidad a un coste normalizado igual o inferior al precio actual de venta de electricidad en el mercado libre. En el caso de España, si bien existe una situación clara de paridad con la red, no existe una regulación que permita al usuario recibir ningún tipo de compensación por la energía que se vierte a la red. Aun así, somos muchos los que pensamos que las instalaciones fotovoltaicas para autoconsumo doméstico representan una oportunidad única para el desarrollo local y sostenible de las ciudades actuales, ya que permiten introducir generación eléctrica allí donde se producen los mayores consumos de energía y las mayores tasas de contaminación ambiental.

Una instalación fotovoltaica de autoconsumo es una instalación fotovoltaica conectada a la red interna de la vivienda para el suministro de energía eléctrica a la misma, es decir, es una instalación pensada para abastecer, en la medida de lo posible, la demanda eléctrica de la vivienda. Sin embargo, la variabilidad tanto de la fuente energética como de los consumos de la vivienda, así como las limitadas horas de luz solar, hacen que sea necesario intercambiar energía con la red, enviando energía a la red cuando la producción es mayor que el consumo e importando energía de la red cuando la producción es menor que el consumo y en periodos nocturnos. Estas instalaciones tienen cuentan con un contador bidireccional a efectos de facturación eléctrica.

Objetivos

El objetivo de este trabajo es conocer cómo es el comportamiento de una instalación de autoconsumo en una vivienda unifamiliar, para lo que se analizarán tanto la generación de energía como los ahorros producidos en la factura eléctrica y su dependencia de las curvas de consumo de la vivienda.

Para ello, se utilizarán los datos de una instalación de autoconsumo que se conectó a la red en octubre de 2014 en una vivienda unifamiliar en Málaga (Figura 1). Las características técnicas de la instalación son las siguientes:

- 12 módulos fotovoltaicos de 250 Wp conectados en serie
- 1 inversor de conexión a red de 3.0 kW

La instalación cuenta con las necesarias protecciones tanto en continua como en alterna, así como las legalmente establecidas en el punto de conexión. El sistema se ha instalado sobre una pérgola situada en la terraza superior de la vivienda. Con el fin de conseguir la máxima integración arquitectónica, los módulos se han orientado siguiendo la orientación de la vivienda: orientación 10º al este e inclinación de 20º sobre la horizontal.

Para conocer el comportamiento eléctrico de la vivienda se ha desarrollado un sistema de monitorización usando tanto hardware como software abierto que monitoriza y estima los parámetros que permiten la evaluación del sistema, [3]. El sistema de adquisición de datos está desarrollado con Arduino [3]. Un servidor web que utiliza Emoncms sirve para almacenar la información, realizar los balances energéticos y visualizar los resultados. Este sistema muestra

información en tiempo real del consumo de la vivienda y de la generación fotovoltaica (Figura 2).y los balances energéticos de la instalación (Figura 3).

Resultados

Los primeros resultados indican que esta instalación va a ser capaz de generar a lo largo del año más energía eléctrica que el consumo anual de la vivienda. Este resultado unido a que la vivienda dispone de paneles térmicos para el agua caliente sanitaría y que no utiliza ningún otro tipo de energía, nos permite afirmar que es una *vivienda con emisiones cero*.
El análisis de los datos nos ha permitido conocer y evaluar los consumos de la vivienda, con el fin de proponer estrategias de gestión de los consumos y optimizar el porcentaje de autoconsumo.
Durante el periodo analizado el 26% del consumo ha sido suministrado con energía fotovoltaica. En cuanto al aprovechamiento solar se ha alcanzado un nivel de autoconsumo del 23 %, es decir, el 23% de la energía FV generada ha sido consumida directamente por la vivienda, mientras que el 77% restante ha sido exportada a la red.

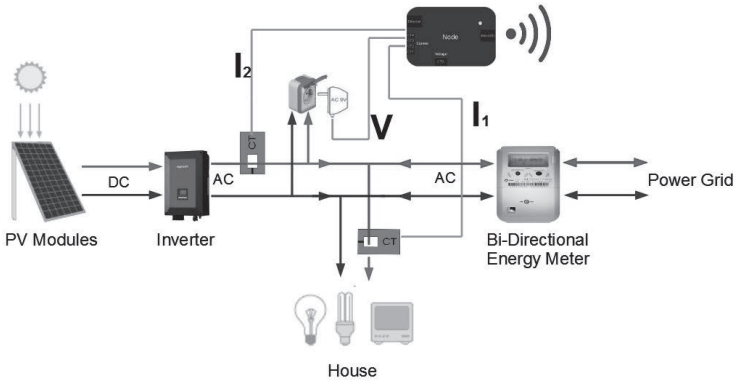


Figura 1. Esquema de la instalación FV.

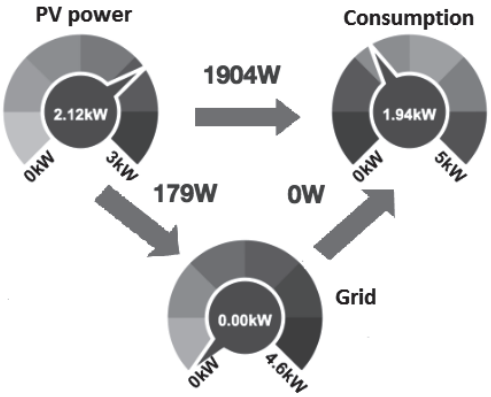


Figura 2. Visualización de los valores instantáneos del sistema

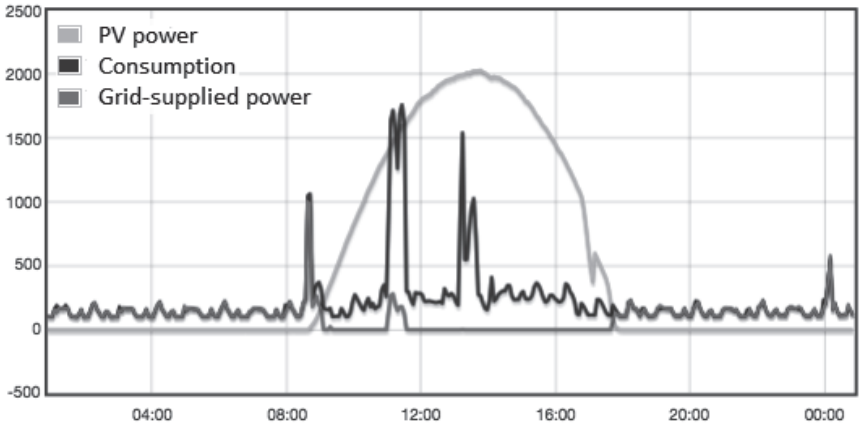


Figura 3. Valores instantáneos de la potencia FV generada, consumida y suministrada por la red para un día completo.

Referencias

[1] G. Masson, S. Orlandi, and M. Rekinger, ―Global market outlook forphotovoltaics 2014-2018,‖ European Photovoltaic Industry Association, Tech. Rep., 2014.
[2] PV grid parity monitor. Residential sector. 3rd issue. Febrery 2015
[3] Martínez-Marchena, M. Sidrach-Cardona, L. Mora-López, ―Framework for monitoring and assessing small and medium solar energy plants,‖ Journal of Solar Energy Engineering-Transactions of the ASME, vol. 137(2), 2014.
[4] URL: http://www.arduino.cc

Recubrimientos de baja reflectancia para absorbedores solares

I. Montero[1,*], L. Olano[1], L. Aguilera, M.E.Dávila[1], V. Primo[1,2], R. J. Nistal[3] and L. Galán[4]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid. CSIC. Calle Sor Juana Inés de la Cruz 3. 28049-Madrid.
[2]Universidad Carlos III de Madrid.
[3]Universidad Politécnica de Madrid
[4] Departamento de Física Aplicada. Universidad Autónoma de Madrid

* imontero@icmm.csic.es

Los colectores solares o captadores solares son dispositivos que convierten la energía solar en energía térmica. El ~~"a~~bsorbedor", uno de los elementos de los colectores o captadores solares, absorbe la energía solar que incide sobre él, de forma que su temperatura alcanza un valor superior a la ambiental, emitiendo radiación térmica. Los absorbedores se funcionalizan con una capa con la propiedad de absorber calor pero que a su vez presente baja emisión.

En este trabajo se han estudiado recubrimientos de óxido de aluminio microestructurado de alta rugosidad para obtener una máxima absorción de radiación. Las muestras se han analizado mediante espectroscopía de fotoemisión de rayos-X (XPS), microscopía electrónica de barrido (SEM), espectroscopías UV-VIS e IR y difracción de rayos-X. Mediante XPS se ha estudiado la composición de la muestra a partir de los espectros de los niveles profundos de los elementos químicos presentes en el recubrimiento, Al 2p, O1s y C 1s, y medidas de emisión de electrones secundarios. La Figura 1 muestra los espectros Al 2p y O 1s obtenidos con una energía de fotón hv =1253,6 eV, MgKα, a energías de paso constante de 20 eV (niveles profundos) y 50 eV (espectro *survey*). La composición química de la superficie de los recubrimientos se ha determinado a partir de las áreas de los picos principales de cada elemento, teniendo en cuenta su correspondiente factor de sensibilidad. Previamente se eliminó el fondo del espectro de Tougaard.

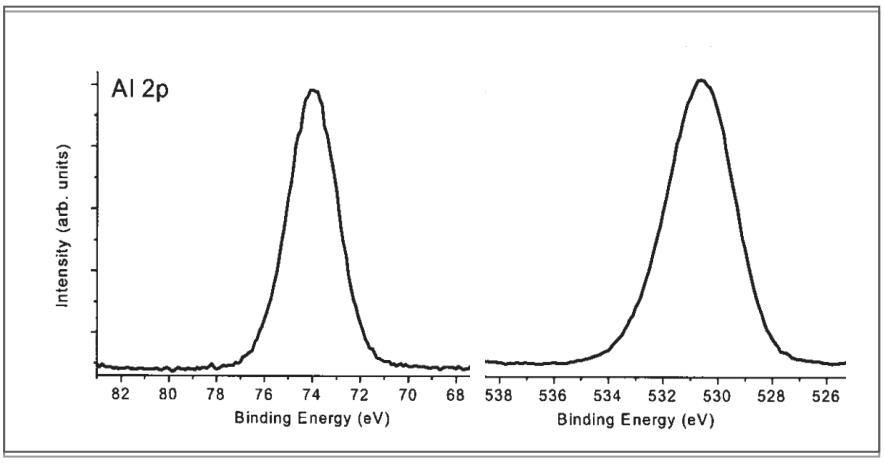
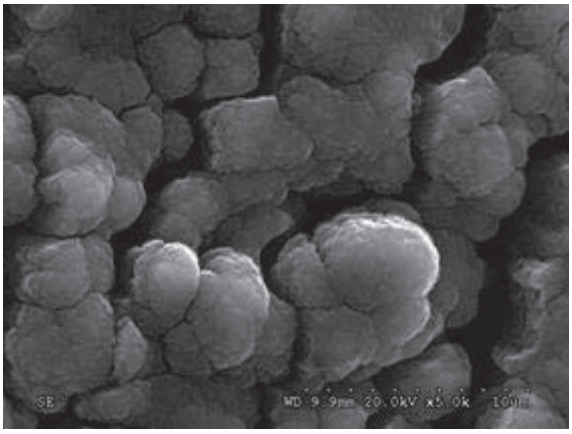


Figura 1.- Espectros XPS de los niveles profundos Al 2p y O 1s del recubrimientode óxido de aluminio microestructurada.

La Figura 2 muestra una imagen SEM del recubrimiento de óxido de aluminio microestructurado, la muestra se ha metalizado para evitar los efectos de carga espacial. Según se observa, el óxido de aluminio recubre la superficie del aluminio formando estructuras de un tamaño < 5 μm. A partir de las imágenes SEM de la sección transversal de la muestra se ha obtenido que el espesor de los recubrimientos es ~ 6 μm.



igura 2. Imagen SEM del recubrimiento microestructurado.

La superficie de la muestra es muy rugosa, produciéndose una reflexión difusa. En la Figura 3 se muestra un detalle de los resultados de las medidas de la reflectancia de los recubrimientos en función de la longitud de onda. Según se observa, la reflectancia a 65º es inferior al 1% en el rango de longitudes de onda 200 – 1000 nm.

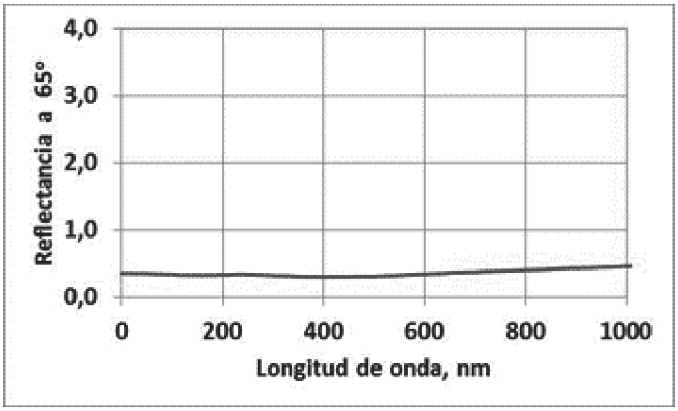


Figura 3. Reflectancia a 65º del recubrimiento de óxido de aluminio en función de la longitud de onda.

Las muestras también se han caracterizado mediante espectroscopía de electrones secundarios. Se ha obtenido el coeficiente de emisión secundaria (SEY) en función de la energía de los electrones primarios. Los resultados obtenidos indican que SEY<1 para energías primarias inferiores a 500 eV.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad dentro del Programa Nacional de Proyectos de Investigación Fundamental, ref: AYA2012-39832-C02-01 y 02.

Referencias

[1] Isabel Montero, Lydya Aguilera, María E. Dávila, Leandro Olano, Roberto J. Nistal, Ainhoa Pardo and Ramón Escobar-Galindo, –Selective coatings on solar collectors of transition metal alloys and space interactions". Currents Trends in Energy and Sustainability, Ed.RSEF (2013) pp 145-152.
[2] T. Boström, E.Wäckelgård and G. Westin, *Solar Energy*. **74(6)** (2003) 497.

Studies of the evaporation rate and the uptake/release of H in liquid lithium located in porous systems and open surfaces for application for fusion plasmas

A.B. Martín-Rojo [1,2*], E. Oyarzabal [1,2], F.L. Tabarés [1]

[1]As. Euratom-CIEMAT. Av. Complutense 22, 28040 Madrid, Spain.
[2]U.N.E.D. Ciudad Universitarias, S/N, 28040, Madrid, Spain.
* anabelen.martin@externos.ciemat.es

The selection of plasma facing materials for future Fusion devices, aiming at steady state operation of burning plasmas, remains challenging. Solid materials are known to be prone to disintegration, dust formation and neutron-induced permanent damage, among other deleterious effects. Therefore, liquid metals, and lithium in particular, have been proposed as alternative to more conservative concepts. A significant activity on the search of the most suitable solution for a liquid metal divertor design is being carried out worldwide, with an outstanding boom within the EC after the establishment of the EuroFusion Consortium. Among the different possibilities, the use of liquid lithium trapped into a capillary porous system stands out due to its relative maturity and proven performance. Although many of the relevant properties of lithium are known since long (vapor pressure, hydrogen uptake…) little is known about their possible modification by the confinement of the metal into a capillary system. Precisely, it is this kind of system that prevents lithium from splashing under the presence of strong MHD forces in a Fusion device.

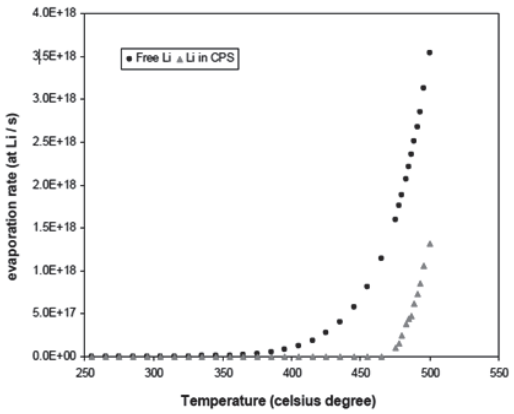


Fig 1. Lithium Evaporation rate comparation between Li located in open surface (free Li) and trapped in a capillary porous system (CPS)

In this work, we have undertaken a systematic study of the two most relevant properties of liquid lithium with respect to its suitability as a PFC element in a reactor, namely, its evaporation rate and the uptake/release of hydrogen, eventually leading to the formation of a stable hydride. These properties were characterized in a temperature range of 200-500ºC. Either a free standing liquid lithium pool or a microstructure/ mesh containing liquid lithium were exposed to a H_2 atmosphere at low pressure (<1torr) and then outgassed. Particle balance and chemical analysis were used to assess the retention properties of lithium under the two states. TDS analysis was used for the assessment of possible hydride formation. Evaporation rates were determined by using a quartz microbalance. A significant reduction of the evaporation rate was observed when Li was trapped in a microstructure of sintered stainless steel with a characteristic porous size of 5-10 microns (Fig. 1). On the other hand, a negligible rate of H2 uptake was found at temperatures above ~ 480ºC in both cases. The implications of these findings in the design of a CPS structure of possible use as PFC in a Fusion Reactor will be addressed. The work has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the Euratom research work package IPH-WPPFC (preparation of efficient PFC operation form ITER and DEMO).

Crecimiento económico, energía renovable y emisiones de CO_2: la identidad Kaya y la curva de Kuznets medioambiental

José Enrique García Ramos[1,*], Antonio A. Golpe[2], Ángel Mena Nieto[3], Andrés Robalino López[4]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[2]Departamento de Economía, Universidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[3]Departamento de Diseño de Proyectos, Unversidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[4]Escuela Politécnica Nacional, Quito, Ecuador

* enrique.ramos@dfaie.uhu.es

Introducción

En la actualidad existen múltiples factores que influyen en el nivel de emisiones de CO_2, entre las que destacan, el desarrollo económico, el crecimiento de la población, el cambio tecnológico, la estructura institucional, los modelos de transporte, los estilos de vida o el comercio internacional. Las observaciones de la concentración de CO_2 en la atmósfera muestran que las emisiones lejos de estar estabilizándose muestran un claro aumento durante el último siglo. Resulta bastante obvio que uno de los factores que está detrás de esta aumento es el continuo crecimiento económico, por tanto, el estudio de la conexión entre el crecimiento económico y las emisiones asociadas al uso de combustibles fósiles es un tema de especial interés para la comunidad científica en general y para los políticos en particular.

Por otro lado, diferentes instituciones internacionales, en concreto el Panel Intergubernamental para el Cambio Climático (IPCC), están advirtiendo sobre la necesidad de estabilizar las emisiones de CO_2 y de otros gases de efecto invernadero (GHG) para evitar un calentamiento catastrófico en el sistema climático. Por tanto, es imprescindible estudiar en detalle cuáles son las fuerzas motoras que condicionan el aumento de las emisiones de GHG.

Una de las formas habituales de analizar la conexión entre crecimiento y emisiones de CO_2 es la identidad Kaya [1], ampliamente usada, por ejemplo en los diferentes informes del IPCC. En esta identidad se relacionan de forma casi tautológica las emisiones, con la población, el producto interior bruto (PIB), la intensidad energética y los factores de emisión. Esta identidad cobra todo su sentido cuando se emplea junto con escenarios climáticos/energéticos/económicos para estimar las emisiones en el futuro próximo. Finalmente, una cuestión que surge en el marco de la identidad Kaya es si es inevitable, o no, el aumento de las emisiones ante un continuo crecimiento económico. Veremos que dependiendo de la estructura económica y del nivel de desarrollo de cada país, este continuo aumento no es inevitable, pudiendo estudiarse este punto mediante el concepto de curva de Kuznets mediambiental (EKC) [2].

El objetivo de esta contribución es presentar una modificación de la identidad Kaya en la que en lugar de trabajar con cantidades agregadas, se hace una división explícita entre sectores económicos y fuentes de energía usadas, de forma que será posible analizar el efecto que tienen cambios del mix energético o de la estructura económica sobre las emisiones futuras de CO_2 [3,4]. Para ello se diseñarán diferentes tipos de escenario para estudiar el comportamiento de las emisiones de CO2 en el medio plazo, hasta 2025. El modelo se aplicará a un país con un grado de desarrollo económico medio-bajo, como Ecuador [3,4] y a otro con un nivel alto, como España.

Metodología

Se propone una modificación de la identidad Kaya para tratar de forma desagregada la contribución al PIB de los diferentes sectores económicos, el mix energético de los distintos sectores, las diferentes intensidades energéticas y los diversos factores de emisión.

Para cada país analizado, Ecuador y España, se propondrán varios escenarios, el primero de ellos el tendencial, en el segundo simplemente se asumirá un fuerte crecimiento económico sin

ninguna medida atenuadora de las emisiones, en el tercero, además del crecimiento económico anterior, se incluirá la promoción de la energía renovable y, finalmente, en el cuarto se incluirá adicionalmente una mejora en la intensidad energética.

Con estos ingredientes será posible dar una estimación de las emisiones de CO_2 para cada uno de los escenarios propuestos.

Resultados

Una vez fijados los parámetros del modelo mediante el análisis de las series históricas de datos económicos y de emisiones y establecidos los diferentes escenarios se han calculado hasta el año 2025 las estimaciones para PIB, consumo de energía y emisiones de CO_2. En al Fig. 1 se muestran a título de ejemplo los resultados para emisiones de CO_2 en el caso de Ecuador.

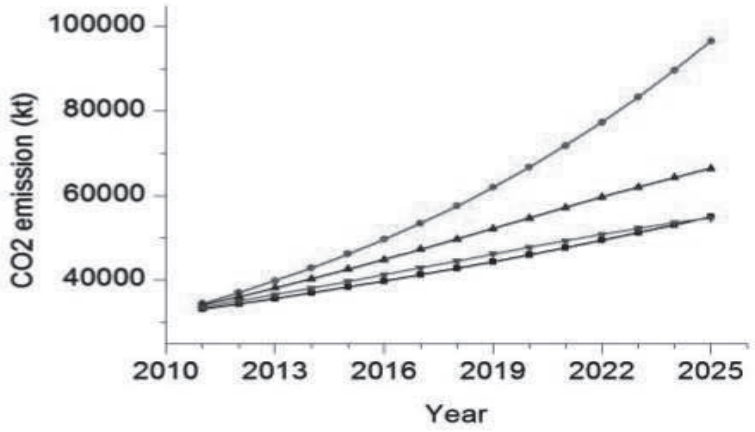


Fig. 1. Emisiones de CO2 en Ecuador en el periodo 2010-2025 bajo cuatro escenarios.

Un estudio adicional ha sido el análisis de la EKC y en concreto la determinación de la fase de la curva en que se encuentra el país para cada uno de los escenarios.

Conclusiones

Se ha mostrado cómo es posible estimar las emisiones de CO_2 asociadas al uso de combustibles fósiles con un modelo que introduce una cierta desagregación y, por tanto, permite el estudio de escenarios donde puede implementarse la promoción del uso de energías renovables, así como el efecto de la mejora de la intensidad energética.

Los resultados que se obtienen son fuertemente dependientes del país bajo estudio, pero parecen indicar que incluso ante un escenario de fuerte desarrollo económico, es posible estabilizar el crecimiento de las emisiones de CO_2 y entrar en la una fase más respetuosa con el medioambiente de la EKC [4,5]. Además, se observa cómo para reducir el crecimiento de las emisiones es igualmente efectivo promover el uso de energías renovables que disminuir la intensidad energética.

Referencias

[1] Y. Kaya, IPCC Energy and Industry Subgroup, Response Strategies Working Group, Paris, (1990).
[2] S. Kuznets, *American Economic Review* **49,** 1 (1955).
[3] A. Robalino-Lopez, A. Mena-Nieto y J.E. García-Ramos, *Energy for Sustainable Development* **20**, 11 (2014).
[4] A. Robalino-López, J.E. García-Ramos, A.A. Golpe y A. Mena-Nieto, *Energy Policy* **67,** 923 (2014).
[5] A. Robalino-López, A. Mena-Nieto, J.E. García-Ramos y A.A. Golpe, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **41**, 602-614 (2015).

Simulación termodinámica de una planta termosolar híbrida tipo Brayton

M.J. Santos[1,*], A. Medina[1], A. Calvo Hernández[1], R. P. Merchán[1]

[1]Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Salamanca, 37008 Salamanca

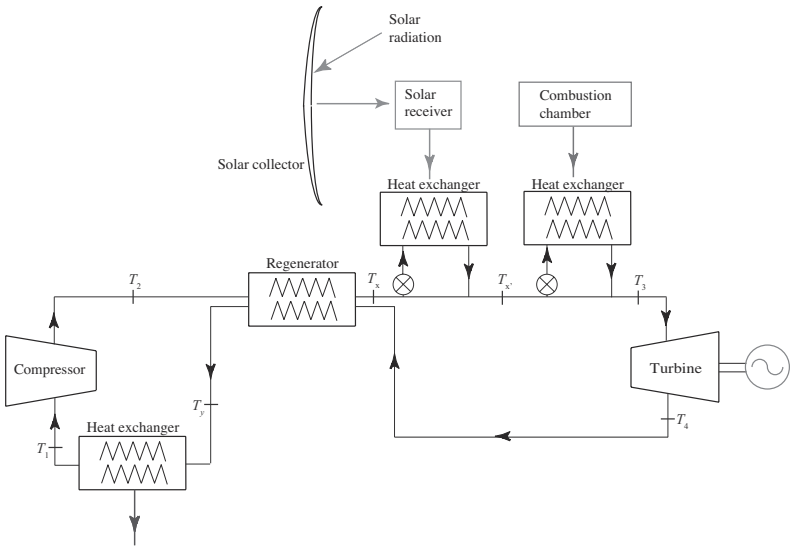
* smjesus@usal.es

Introducción

La disminución de las reservas de combustibles fósiles y la creciente preocupación por reducir las emisiones contaminantes hace necesario diversificar las fuentes de energía, en concreto en relación a la producción de energía eléctrica. Por estos motivos se ha hecho en los últimos años un destacable esfuerzo en el desarrollo de prototipos y plantas experimentales para investigar la viabilidad del concepto de plantas termosolares híbridas de ciclo Brayton [1]. En este tipo de plantas se hace uso de energía solar de concentración para precalentar un fluido de trabajo, que normalmente es aire, antes de entrar en una cámara de combustión. De este modo se reduce la utilización de combustibles fósiles y las emisiones asociadas. Al mismo tiempo se consigue un suministro a la red eléctrica aproximadamente constante, sin necesidad de recurrir a sistemas de almacenamiento. Una ventaja añadida de este tipo de instalaciones es su reducido consumo de agua, lo que las hace muy adecuadas para la generación eléctrica en regiones áridas. Los esfuerzos de I+D+i realizados durante los últimos años muestran la viabilidad técnica de estas instalaciones, pero al mismo tiempo también ponen de manifiesto la necesidad de aumentar su eficiencia para que la energía eléctrica generada sea comercialmente competitiva. Dentro de este contexto los análisis termodinámicos son básicos a la hora de prediseñar las futuras generaciones de plantas basadas en este concepto. Dichos análisis proporcionan una perspectiva integrada de todos los subsistemas y cuál es su peso en la eficiencia del sistema global. Por ello ayudan a detectar las variables de diseño claves y a dar intervalos óptimos a sus valores.

Modelo termodinámico y eficiencia de la planta

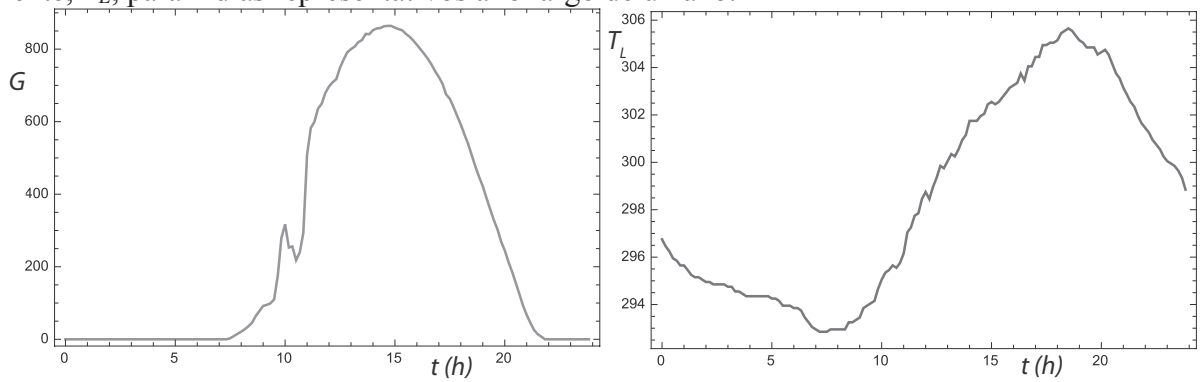
En este trabajo presentamos un modelo termodinámico integrado para una planta termosolar híbrida y regenerativa con turbina de gas tipo Brayton (véase la figura) [2]. Se incluyen en él las principales fuentes de pérdidas (irreversibilidades) de todos los subsistemas termodinámicos que forman la planta: el sistema de colectores solares con su correspondiente eficiencia óptica y pérdidas por transferencia de calor, la cámara de combustión considerando combustión incompleta y pérdidas en los intercambiadores de calor y las pérdidas en el propio ciclo Brayton. Entre estas últimas se consideran compresor y turbinas no ideales, caídas de presión en las etapas de absorción y cesión de calor, regenerador no isentrópico y transmisiones de calor en tiempos finitos.



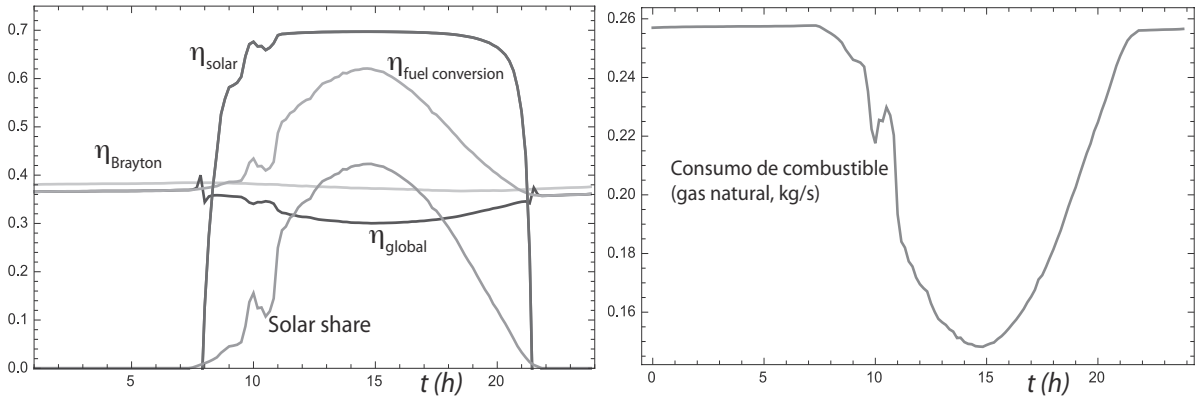
El modelo proporciona una expresión analítica para la eficiencia global de la planta en términos de las eficiencias de los subsistemas, que a su vez, dependen de todos los términos de pérdidas considerados. Con objeto de validar las predicciones del modelo, se considera la planta desarrollada por Abengoa, dentro del proyecto SOLUGAS, en Sanlúcar La Mayor, Sevilla [3]. En el trabajo se muestran los resultados de la validación en las condiciones del punto de diseño de la planta. La comparación de las predicciones del modelo con los parámetros de salida de la planta experimental son muy satisfactorios.

Análisis en condiciones dinámicas

Una vez validado el modelo en condiciones estacionarias, es decir, asumiendo unas condiciones de irradiancia solar y temperatura ambiente determinadas, hemos procedido a realizar un análisis dinámico. Para ello se han tomado valores reales de irradiancia, G, y temperatura ambiente, T_L, para 4 días representativos a lo largo de un año.



A partir de ellos se han calculado las curvas de los rendimientos de los subsistemas y el rendimiento global de la planta, el *solar share* (fracción de la energía de entrada de procedencia solar) y la potencia de salida. Se han calculado también las curvas de consumo de combustible y el correspondiente ahorro de combustible y emisiones, respecto a una planta en funcionamiento tradicional, puramente con cámara de combustión. Las figuras adjuntas muestran brevemente algunos de los resultados, obtenidos hora a hora para un día particular, en concreto para el 21 de julio de 2013.



Agradecimientos

Los autores agradecen la financiación del MINECO, proyecto ENE2013-40644-R.

Referencias

[1] O. Behar, A. Khellaf, K. Mohammedi, *Renew. Sust. Energ. Rev.* **23** (2013) 12-39.
[2] D. Olivenza-León, A. Medina, A. Calvo Hernández, *Energ. Conv. Manage.* **93** (2015) 435-447.
[3] R. Korzynietz, M. Quero, R. Uhlig, *SOLUGAS-future solar hybrid technology*, Tech. Rep., SolarPaces, 2012. http://cms.solarpaces2012.org/proceedings\\/paper/7ee7e32ece8f2f8e0984d5ebff9d77b

Caracterización intrínseca de la eficiencia energética de edificios mediante la identificación de parámetros con significación física

I. Naveros[1,2,3], J. Ordoñez[1], D.P. Ruíz[2], C. Ghiaus[3]

[1]Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Granada, Campus Fuentenueva s/n, 18071 Granada, España
[2]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Granada, Av. Severo Ochoa s/n, 18071 Granada, España
[3]CETHIL, Instituto Nacional de Ciencias Aplicadas de Lyon, Av. Albert Einstein s/n, 69100 Villeurbanne, Francia
* ibaname@correo.ugr.es

Introducción

La caracterización térmica de los edificios es un punto clave dentro de la política de eficiencia energética de la Unión Europea debido a que aproximadamente el 40% del consumo total de energía es debido a la climatización de hogares, oficinas, tiendas y otras edificaciones. El principal instrumento a nivel europeo para mejorar la eficiencia energética de los edificios es la directiva 2010/31/EU sobre el rendimiento energético de los edificios. Esta directiva presenta el concepto de edificio con consumo de energía casi cero como un edificio de alto rendimiento energético que se abastece mayoritariamente, o por completo, de fuentes de energía renovables. El problema actual surge a la hora de determinar tanto teórica como experimentalmente el rendimiento energético de un edificio. Esto es debido a que la eficiencia energética no puede ser estimada solamente a partir del consumo energético del edificio, puesto que el consumo energético es función de las condiciones meteorológicas y de la utilización del edificio por parte de los usuarios. Por tanto, deben buscarse soluciones para una medida intrínseca de la eficiencia energética de un edificio independiente de factores externos al edificio en sí. Una solución pasa por la utilización de un modelo obtenido a partir del principio de conservación de la energía utilizando la ecuación del calor y la ley de Fourier. El modelo obtenido de esta forma estará formado por parámetros con significación física que pueden ser considerados invariantes en el tiempo [1-3].

Metodología

Desde la ecuación del calor puede ser obtenido un modelo auto-regresivo con variables exógenas (ARX) [4]. Para ello la ecuación del calor puede ser discretizada en el espacio (integrada suponiendo un valor constante en el intervalo espacial de integración) y expresada como un sistema de ecuaciones diferenciales y algebraicas (DAE) cuya representación gráfica viene dada por un circuito térmico compuesto por resistencias y capacidades térmicas [5]. Después este sistema de ecuaciones es expresado en el espacio de estados y transformado mediante la transformada de Laplace en una función de transferencia continua en el dominio de la frecuencia, que una vez discretizada en el dominio de la frecuencia es transformada al dominio del tiempo como un modelo auto-regresivo [6], Figura 1. El proceso de aplicar la transformada de Laplace, discretizar y aplicar la transformada inversa Z, supone la integración en el tiempo del sistema de ecuaciones. Está metodología permite realizar el camino directo y el inverso, es decir, permite tanto la simulación de la transferencia de calor si son conocidos los parámetros físicos del edificio, como la identificación de los parámetros físicos del edificio si son conocidas las variables físicas que causan la transferencia de calor entre el edificio y su entorno. Un factor importante a tener en cuenta es que la identificación experimental debe ser utilizada para validar los resultados obtenidos mediante la simulación.

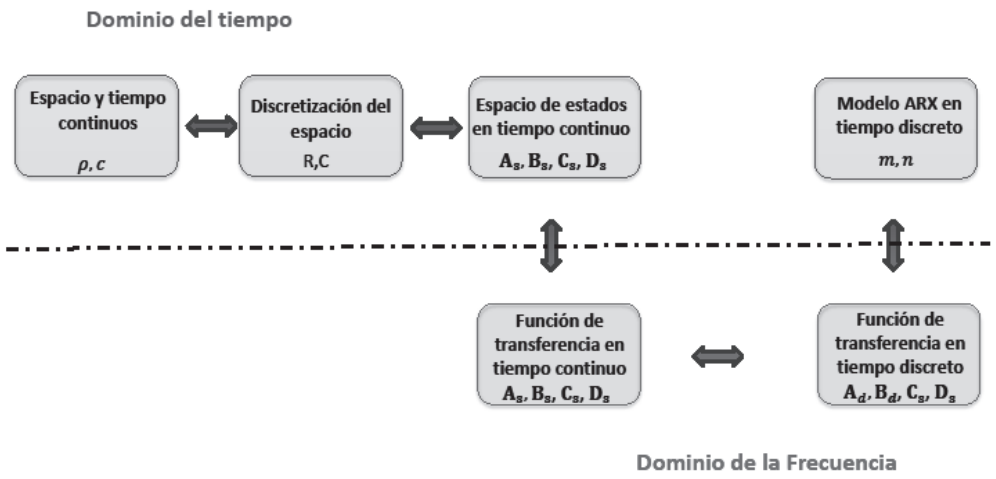


Figure 1. Esquema de la conexión entre la ecuación de calor y un modelo auto-regresivo con variables exógenas (ARX)

Conclusiones

Una metodología con base en primeros principios de la física clásica puede facilitar la caracterización térmica de los edificios y la estimación de su eficiencia energética de forma independiente a las condiciones meteorológicas que afectan al edificio y al uso energético que se hace del mismo. Además, la reproducibilidad de un método basado la ecuación del calor y la ley de Fourier estaría garantizada dentro de los límites de validez de la física clásica.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad de España a través del proyecto TEC2012-38883-C02-02 y por la Agencia Francesa de Investigación a través del proyecto LABEX IMU ANR-11-IDEX-0007.

Referencias

[1] M.J. Jiménez, B. Porcar, M.R. Heras, Application of different dynamic analysis approaches to the estimation of the building component U value, *Building and Environment* **44** (2009) 361-367.
[2] I. Naveros, M.J. Jiménez, M.R. Heras, Analysis of capabilities and limitations of the regression method based in averages, applied to the estimation of the U value of building component tested in Mediterranean weather, *Energy and Buildings* **55** (2012) 854-872.
[3] L. Castillo, R. Enríquez, M.J. Jiménez, M.R. Heras, Dynamic integrated method based on regression and averages, applied to estimate the thermal parameters of a room in an occupied office building in Madrid, *Energy and Buildings* **81** (2014) 337-362.
[4] M.J. Jiménez, H. Madsen, Models for describing the thermal characteristics of building components, *Building and Environment* **43** (2008) 152-162.
[5] C. Ghiaus, Causality issue in the heat balance method for calculating the design heating and cooling load, *Energy* **50** (2013) 292-301.
[6] I. Naveros, C. Ghiaus, Order selection of thermal models by frequency analysis of measurements for building energy efficiency estimation, *Applied Energy* **139** (2015) 230-244.

Métodos de obtención de energía capacitiva por diferencia de salinidad

M.M. Fernández*, S. Ahualli, G.R. Iglesias, M.L. Jiménez, A.V. Delgado

Departamento de Física Aplicada, Universidad de Granada

* mdelmarf@ugr.es

Introducción

La energía solar produce la evaporación del agua marina y por tanto la separación del agua de la superficie terrestre en salada y dulce. Cada vez que se mezclan dos disoluciones de diferente concentración, hay una disminución de energía libre, por ejemplo en la desembocadura de los ríos. Los procedimientos que se investigan para la extracción de esta energía renovable involucran en su mayoría el uso de caras membranas y/o turbinas [1]. Más recientemente se ha propuesto otro método que cuenta con la ventaja principal de ser muy económico y además que transforma la energía libre directamente en energía eléctrica. En este trabajo nos centramos en uno de estos métodos: la técnica CDLE (energía capacitiva por expansión de la doble capa eléctrica) [2]. En los trabajos existentes en literatura, se ha probado la viabilidad de estos métodos y existen también simulaciones teóricas [3,4]. El objetivo pues es mejorar la potencia conseguida para poder hacerla competitiva con el resto de técnicas disponibles. En este trabajo se analizan algunas claves para conseguir tal objetivo.

Funcionamiento del ciclo CDLE

En Fig. 1a se muestra un esquema del dispositivo: un par de electrodos porosos en una célula conectados a una fuente externa a través de una resistencia. En Fig. 1b se muestra la relación entra carga y la diferencia de potencial superficial entre ambos electrodos durante un ciclo CDLE. Partiendo del punto A el primer proceso es conectar los electrodos a una fuente a un potencial de carga inicial V_0. Los electrodos se cargan hasta que la diferencia de potencial se iguala a la fuente. Se abre el circuito en el punto B y se cambia la disolución a 20 mM. La carga no varía pero el potencial aumenta. En C se conecta de nuevo la fuente –ahora a un potencial menor– y se produce una corriente inversa de manera espontánea, de tal modo que la célula devuelve la carga adquirida en el primer proceso pero a un potencial mayor. Finalmente, el ciclo termina con el circuito abierto e intercambiando de nuevo la disolución a 500 mM. El resultado es la obtención de una energía neta dada por el área sombreada de la figura.

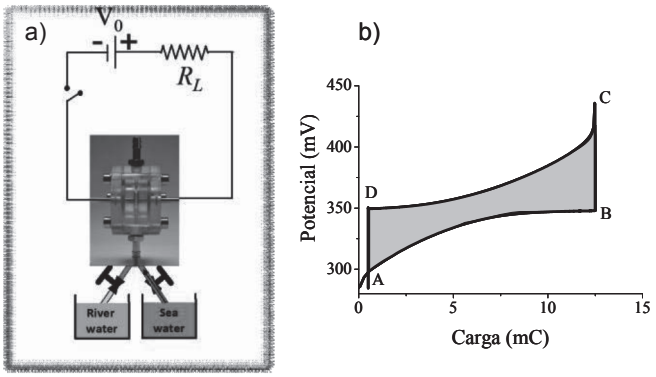


Figura 1. a) Dispositivo experimental para el ciclo CDLE. b) Carga almacenada en el electrodo positivo en función de la diferencia de potencial entre ambos electrodos durante un ciclo CDLE.

Efecto del material de electrodo

El uso de carbono activado presenta la ventaja de poseer elevadas áreas superficiales específicas (aproximadamente 1600 m^2/g) y por tanto, de carga disponible. Para ello es conveniente

que los poros tengan un tamaño nanométrico. Sin embargo, en trabajos anteriores se ha encontrado que no toda el área disponible participa en realidad del proceso [5]. De esta manera, cuando se utiliza carbono activado con tamaño de poro mayor, las pérdidas son menores debido a un intercambio iónico más eficiente. El resultado es una mayor potencia extraída a pesar de que el área específica y la carga intercambiada es menor. En Fig. 2a se representa la variación de energía en sucesivos ciclos. Las curvas decrecientes corresponden a los pasos del ciclo en el que la célula se carga y las curvas crecientes a los pasos en los que se descarga (Fig. 2b). Dado que el potencial en la célula aumenta antes de la descarga (Fig. 2c), la energía cedida supera la energía entregada en el proceso de carga y por tanto se obtiene una potencia positiva. Una vez optimizado el proceso, la potencia obtenida es 6.1 mW/m^2.

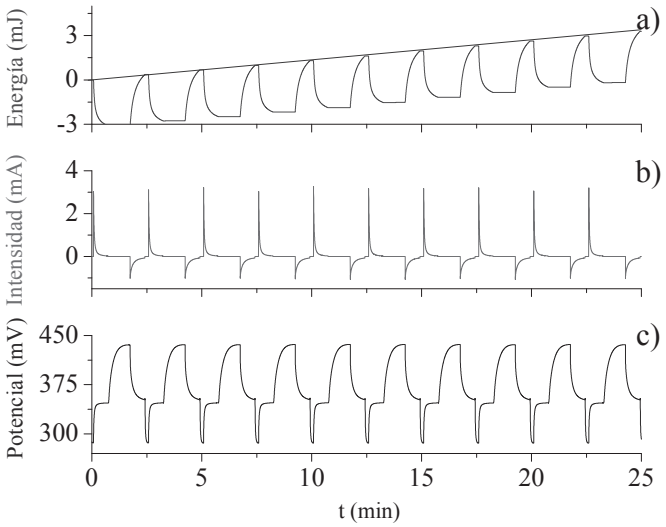


Figura 2. a) Energía obtenida en sucesivos ciclos CDLE para el caso de electrodo con poros de tamaño 10 nm. b) Intensidad en función del tiempo. c) Potencial entre electrodos en función del tiempo.

Condiciones del ciclo CDLE

Son numerosos los aspectos que se pueden optimizar. Particularmente importante es el uso de potenciales iniciales V_0 menores. Contrario a la intuición, si bien puede reducir la carga intercambiada y por tanto la energía, implica menores pérdidas, con lo cual resulta ser más ventajoso.

La temperatura es otro factor a tener cuenta. Experimentalmente se ha encontrado que si el agua de menor salinidad está a mayor temperatura aumenta considerablemente la energía extraída. Esto se debe a que la diferencia de permitividad de la disolución a 500 mM y 20 mM aumenta si ésta última está a mayor temperatura. Si el agua dulce se calienta a 80 ºC, se ha encontrado que la energía extraída puede aumentar en un factor 6.

Agradecimientos

Se agradece la financiación de la Junta de Andalucía (No. PE2012-FQM0694) y MINECO (No. FIS2013-47666-C3-1-R).

Referencias

[1] www.redstack.nl
[2] D. Brogioli, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 058501.
[3] M. Bijmans, O. Burheim, M. Bryjak, A. Delgado, P. Hack, F. Mantegazza, S. Tenisson and H. Hamelers, *Energy Procedia* **20** (2012) 108.
[4] M.M. Fernández, S. Ahualli, G.R. Iglesias, F. González-Caballero, A.V. Delgado, M.L. Jiménez, *J. Colloid Interface Sci.* doi-10-1016-jjcis201408009.
[5] S. Ahualli, M.M. Fernández, G. Iglesias, A.V. Delgado, M.L. Jiménez, *Environ. Sci. Tech.* **48** (2014) 12378.

Integración en la red de altos porcentajes de electricidad de origen renovable.

J. M. Martinez-Duart [1*], J. Hernandez-Moro [1], S. Serrano-Calle [2] and M. Casanova-Molina [3]

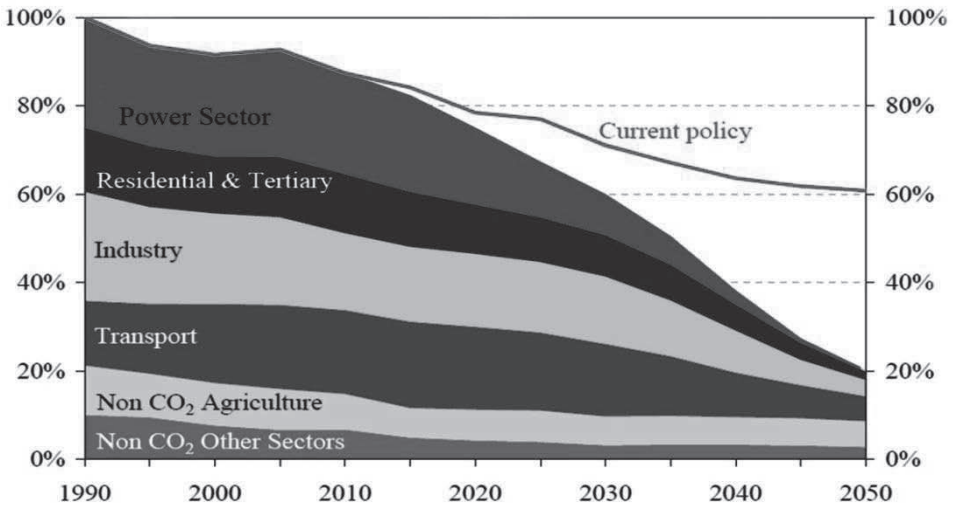
1. Applied Physics Department (C-XII), Autonoma University of Madrid and N. Cabrera Materials Institute, Madrid, Spain.
2. School of Telecommunications, Polytechnic University, Madrid, Spain.
3. Physics Department. University of Valencia. Valencia, Spain

*Corresponding author:
Telephone Number: +34 660446909.
Email: martinez.duart@uam.es

Resumen.

El principal interés de las energías renovables intermitentes, en especial la solar y la eólica, se deriva de sus bajas emisiones de carbono y del hecho de ser fuentes autóctonas con lo que contribuyen a disminuir la dependencia energética del exterior, que en el caso español llega a ser una de las mayores (aprox. 70%) a nivel mundial. Desde el punto de vista de las emisiones no debemos olvidar que en 2012 y 2013 se emitieron en el mundo 34.6 y 35.3 gigatoneladas de CO2, respectivamente, lo que supone alrededor de unas 5 toneladas por habitante y año. Como consecuencia de ello ya en Mayo de 2013 se sobrepasaron las 400 ppm de concentración atmosférica de carbono. Si continuáramos con la tendencia actual de emisiones, la temperatura del planeta podría aumentar hasta unos 5-6ºC hacia la segunda mitad de este siglo. Para evitar esta situación tanto la Agencia Internacional de Energía (IEA) como el Panel Internacional de Cambio Climático (IPCC) han propuesto unas hojas de ruta, o escenarios, que limiten este aumento a unos 2ºC tal como recomienda el 2DS Blue Map Scenario de la IEA y que implicaría no sobrepasar una concentración de alrededor de 450 ppm. De acuerdo con este Escenario, la suma de la electricidad de origen solar y eólica a nivel mundial debería de representar aproximadamente el 25%.del total en 2050.

La Comisión Europea ha publicado recientemente una Hoja de Ruta hasta el año 2050 para la reducción de emisiones en un porcentaje muy significativo según se desprende de la figura en la que se toma como base las emisiones en 1990. De la figura se puede observar que es del sector de generación eléctrica aquél del que se esperan las mayores reducciones de emisiones, que podrían llegar hasta el 85-90% respecto de los valores actuales. Evidentemente esta gran reducción se tendrá que basar principalmente en la implementación masiva de energías renovables y quizás parte de nuclear.



.

Conforme el porcentaje de electricidad procedente de fuentes intermitentes renovables supere un 30-40%, los problemas de su integración en la red aumentan muy considerablemente. Una de las formas más eficientes de dar solución a estos problemas es mediante la implementación de técnicas de almacenamiento energético, ya que de este modo se puede trasladar en el tiempo la generación de las renovables a los horarios de mayor consumo. En general, cuando la demanda supera a la generación, el almacenamiento se puede utilizar como backup; por el contrario, cuando la generación excede a la demanda, se puede almacenar la energía sobrante evitando la parada de los generadores renovables intermitentes. De todos modos, el almacenamiento energético resulta en la actualidad todavía demasiado caro por lo que sólo representa alrededor del 3% (o 141 GW) de la potencia eléctrica mundial instalada. Además, del total del almacenamiento de electricidad alrededor del 99.3% es mediante bombeo hidroeléctrico, mientras que el correspondiente a almacenamiento electroquímico (grandes baterías, supercondensadores, etc.) sólo representa alrededor del 0.5%.

Otro método de almacenamiento energético utilizado es en forma de energía térmica contenida en sales fundidas, el cual se utiliza en la mayoría de las centrales termoeléctricas de concentración solar lo que permite la generación de electricidad durante varias horas después de la puesta del sol. Por último mencionaremos, debido a las grandes expectativas que está generando en la actualidad, la técnica denominada "Power-To-Gas", o simplemente P2G. Esta técnica se basa en la transformación de las energías intermitentes (solar, eólica, etc.) en gases combustibles, tales como metano (o incluso hidrógeno), que pueden ser almacenados y transportados a través de los gaseoductos de distribución convencionales.

Aparte del almacenamiento energético, existen otros métodos que contribuyen muy positivamente a conseguir una alta penetración de renovables intermitentes en la red de distribución eléctrica. Algunas de estas técnicas son las siguientes: (1) Dotar de inteligencia a las redes eléctricas (smart grids) por medio de la utilización de sensores bidireccionales y tecnologías de las telecomunicaciones. (2) Compartir varias fuentes de energía convencionales y renovables aumentando además la superficie ocupada por las cargas y las reservas. En este sentido las conexiones internacionales pueden jugar un papel muy significativo. (3) Introducción de fuentes de generación eléctrica de gran flexibilidad y tiempos de respuesta cortos, como por ejemplo las plantas que utilizan gas como combustible. (4) Transferencia de cargas a lo largo del día de modo que la demanda diurna-nocturna traten de igualarse, por ejemplo mediante el almacenamiento de electricidad en las baterías de vehículos eléctricos.

Por último, nos gustaría dedicar unas pocas palabras a la próxima Cumbre de las Naciones Unidas sobre Cambio Climático a celebrar en París en diciembre de este año (2015). El acuerdo al que se llegue en esta Cumbre sobre emisiones de carbono tendrá que aplicarse a partir de 2020 en todos los países y, además, ser aprobado por los respectivos parlamentos cada país. En el caso de Europa se presentará un plan común para toda la Unión por lo que posteriormente cada país tendrá que seguir las asignaciones elaboradas por la Comisión Europea.

Power measurement based on a tunnel magnetoresistive effect based sensor with analysis by Fourier transform

Sergio I. Ravelo Arias[1,*], Diego Ramírez Muñoz[1], Susana Cardoso[2], Paulo P. Freitas[2,3]

[1]Department of Electronic Engineering, University of Valencia, Avda. de la Universitat, s/n, 46100-Burjassot, Spain.
[2]INESC Microsystems and Nanotechnologies (INESC-MN) and Institute for Nanosciences and Nanotechnologies, R. Alves Redol 9, Lisbon 1000-029, Portugal.
[3]INL-International Iberian Nanotechnology Laboratory, Av. Mestre José Veiga, Braga 4715-31, Portugal.
* sergio.ravelo@uv.es, ramirez@uv.es, scardoso@inesc-mn.pt, pfreitas@inesc-mn.pt.

In the field of magnetic sensors new developments and improvements appear as a consequence of the new technologies, markets and research demands. That creates a variety of options for different devices like magnetodiodes, magnetotransistors, Hall Effect devices as well as the magnetoresistances. This last type of components have several groups derived from the different magnetoresistive effects they are based on, anisotropic magnetoresistance (AMR), giant magnetoresistance (GMR), giant magnetoresistance spin valve (SV) or tunnel magnetoresistance (TMR).

In order to increase the sensitivity of the magnetoresistive sensors they are configured in different topologies, the Wheatstone bridge is one of the most effective, with the arrangement of four active magnetoresistive elements obtaining a differential measurement of maximum sensitivity and linearity [1]. In the present work a magnetoresistive Wheatstone bridge in which each one of the four elements of the bridge is composed by 360 tunnel magnetoresistive elements is proposed. The proposed power measurement system is shown in Figure 1.

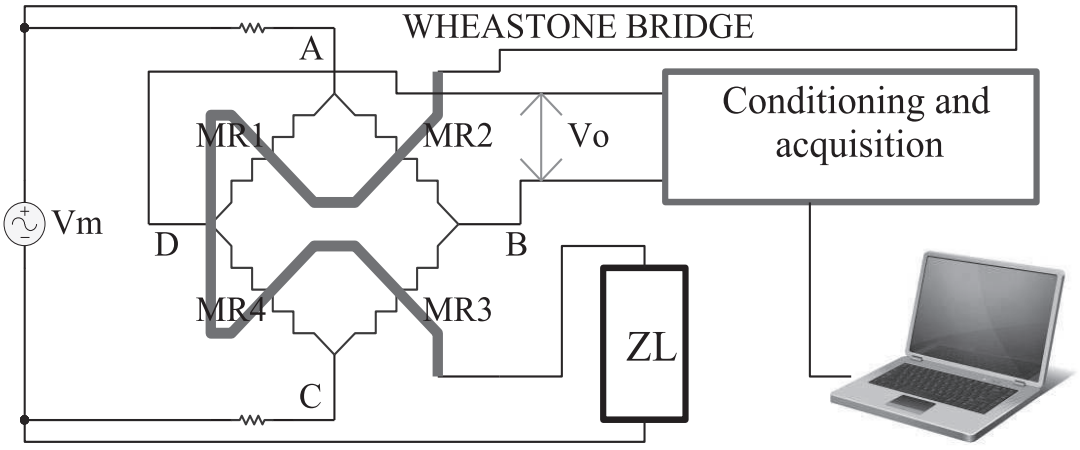


Figure 1.- Proposed power measuring system.

The Wheatstone bridge must be powered by a fraction of the voltage to be processed because the equivalent resistance of the bridge (from point A to point C) is just a few kilo ohms. Therefore the current through the sensor will be lower and will not produce damage nor create errors in the system by the self-heating of the magnetoresistive bridge elements (MR1, MR2, MR3 y MR4) [2].

In this work a sine wave function for the voltage $v(t)$ was assumed because it came from a conventional distribution grid. Then, it could be considered by the expression $v(t) = V_m \cdot \sin(w \cdot t)$ and consequently, the current through the load is given by $i(t) = I_m \cdot \sin(w \cdot t + \varphi)$. Due to the analog multiplier action performed by the magnetoresistive sensor Wheatstone bridge, its output $v_O(t)$ will be given by [3]:

$$v_O(t) = \frac{A \cdot \bar{S} \cdot I_m \cdot V_m}{2} \cdot \cos\varphi - \frac{A \cdot \bar{S} \cdot I_m \cdot V_m}{2} \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t + \varphi) + A \cdot \bar{V}_{off} \cdot V_m \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad [1]$$

The above expression has three components at different frequencies, the first one is a DC term, the second one is a component with a frequency twice the frequency of the AC mains voltage and

the third one has the same frequency. These components can be processed separately by means of a Fourier Transform (FT) algorithm to obtain the relevant information. For this purpose a signal conditioning circuit previous to make the acquisition and subsequent sampling was designed.

To analyze the signal a sampling frequency was selected with the condition to make future subsampling at the frequencies of 50 Hz and 60 Hz. To retrieve the harmonics amplitude value a Fourier transformation analysis of the signal was performed without filters and with a signal rectangular window to avoid deformation of the signal.

As shown in Figure 2 using the rectangular window function has no negative effects nor generates high frequency components by performing a fast Fourier transform with 128 points of the subsampled signals. Also it can be seen that the influence on high frequency components is low, and by using suitable sampling frequency it can be retrieved the information from the signal without dispersion of the peaks values. In addition Figure 2 shows how if a 50 and 60 Hz sub-sampling (Figure 2.b)) is applied to the acquired signal (Figure 2.a)), the following Fourier analysis (Figure 2.c)) reveals what was its signal frequency (50 Hz or 60 Hz) only seeing the highest peaks of the non-DC components.

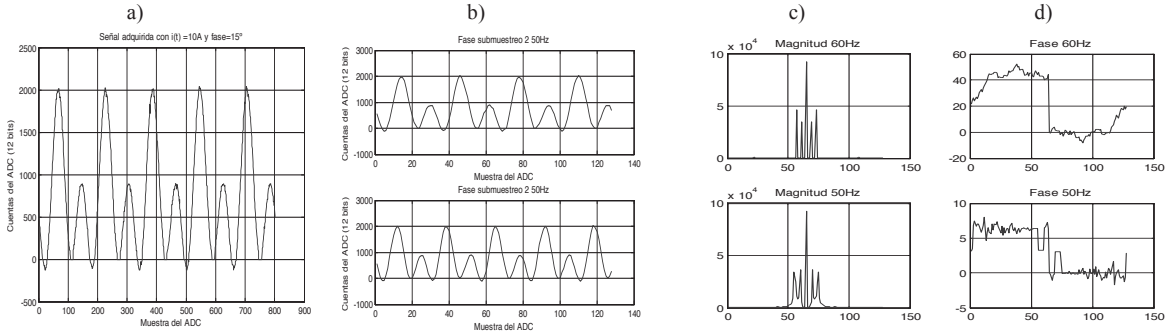


Figure 2.-Result of analysis of power measuring at 110V 10A. 60Hz. in a TMR current sensor using the FT.

Finally Figure 3 shows the comparison between the measurements made by the system with those made by a reference wattmeter.

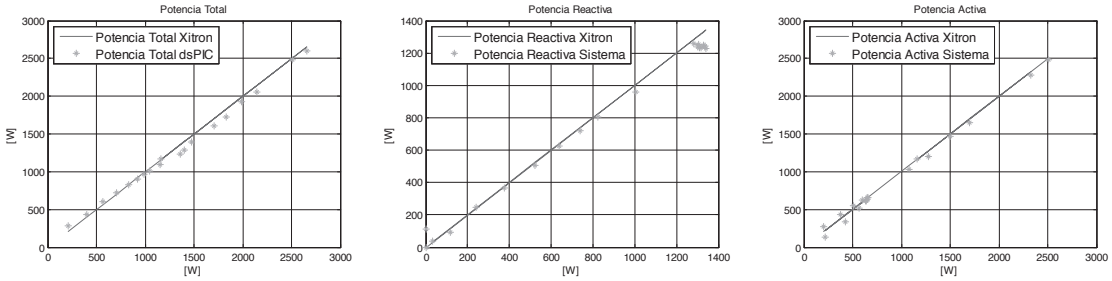


Figure 3.- Comparison of measurements made with the system and the reference power meter model Xitron 2551.

Acknowledgments: This work was supported in part by the Spanish Ministry of Economics and Competitivity under the AYA2012-37444-C02-01 project by the Generalitat Valenciana under the Prometeo/2012/044 project and by the 217152-312630 grant of the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT México). INESC-MN acknowledges FCT funding through the project EXCL/CTM-NAN/0441/2012 and IN associated laboratory (Pest-OE/CTM/LA0024/ 2011).

References

[1] R. Pallás-Areny, J. G. Webster, Sensors and Signal Conditioning, 2nd Edition, Wiley-Interscience, 2000.

[2] D. Ramírez, J. Sánchez, S. Casans, E, Castro, C. Reig, A. E. Navarro, Temperature compensation of Wheatstone bridge magnetoresistive sensors based on generalized impedance converter with input reference current, Review Scientific Instruments, 77, 105102, (2006).

[3] D. Ramírez, J. Sánchez, S. Casans, A. E. Navarro, Active power analog front-end based on a Wheatstone-type magnetoresistive sensor, Sensors & Actuators A169 (2011) 83-88.

Desarrollo de una batería de flujo redox con tecnología española. Proyecto REDOX2015.

L. Santos[1*], R. Ferret[2], A. Izpizua[3], M. Rivas[4]

[1] EDP – España
[2] ZIGOR – España
[3] TEKNIKER – España
[4] ISASTUR – España

[*] lsantos@edpenergia.es

Resumen

El Proyecto REDOX2015 es un ejemplo de los esfuerzos para mejorar el rendimiento de una de las tecnologías de almacenamiento de energía: baterías de flujo redox de vanadio. Los objetivos del proyecto fueron dos: desarrollar un VRFB por socios españoles y aumentar el conocimiento en nuevos componentes para la próxima generación de VRFB. El consorcio del proyecto estaba formado por EDP España, ZIGOR, ISASTUR, la Universidad de Oviedo, TECNALIA, IREC, INCAR y TEKNIKER. El proyecto fue financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad de España con fondos FEDER de la Comisión Europea (IPT-2011-1690-900000).

El paper completo describe las principales conclusiones del primer objetivo del proyecto en el diseño, fabricación e implementación de la batería conectada a la red.

La principal razón para cualquiera que vaya a hacer un proyecto de I+D es responder preguntas y proporcionar los indicadores adecuados para gestionar y tomar decisiones de inversión. En este proyecto hay dos tipos de indicadores. Por un lado, tenemos los indicadores de rendimiento sobre la eficiencia, estabilidad, ciclo de vida, estrategias de operación, etcétera. Y, por otro lado, tenemos indicadores de costes con respecto a los gastos de capital y los gastos operativos. Esta mezcla es particularmente relevante para RFB porque esta tecnología nos permite diseñar por separado la capacidad de potencia y la capacidad de energía.

EDP España ha llevado a cabo un estudio para encontrar la mejor localización en su red para realizar las pruebas en el sistema, de acuerdo con el tamaño de la batería y otras constantes. ZIGOR, uno de los socios industriales, ha diseñado junto con TEKNIKER el sistema completo, y ha construido un prototipo de carga/descarga, modelando el flujo dinámico y optimizando las pruebas. ISASTUR se encargó del control y la conexión de la batería a la red.

Con respecto al segundo objetivo del proyecto, INCAR (el Instituto Nacional del Carbón) ha conseguido unos resultados prometedores utilizando fieltros de grafito modificados con metales. Esto nos proporcionará electrodos más baratos con un rendimiento equivalente al de los nanomateriales más caros. IREC (el Centro Catalán de Investigación de la Energía) está centrado en la búsqueda de otros materiales para electrodos y electrolito. Han encontrado algunos aditivos que mejoran la densidad de corriente y el ciclado. TECNALIA CORPORATION ha trabajado eligiendo la membrana adecuada, probándola a nivel de celda sencilla, y realizando investigaciones en modificaciones con plasma activado en la membrana de intercambio para eliminar el cruce de vanadio.

La batería REDOX2015, con una potencia de 30 kW, está compuesta de un módulo de potencia y dos tanques de electrolito. Ha sido instalada en instalaciones de EDP y conectada a la red de BT.

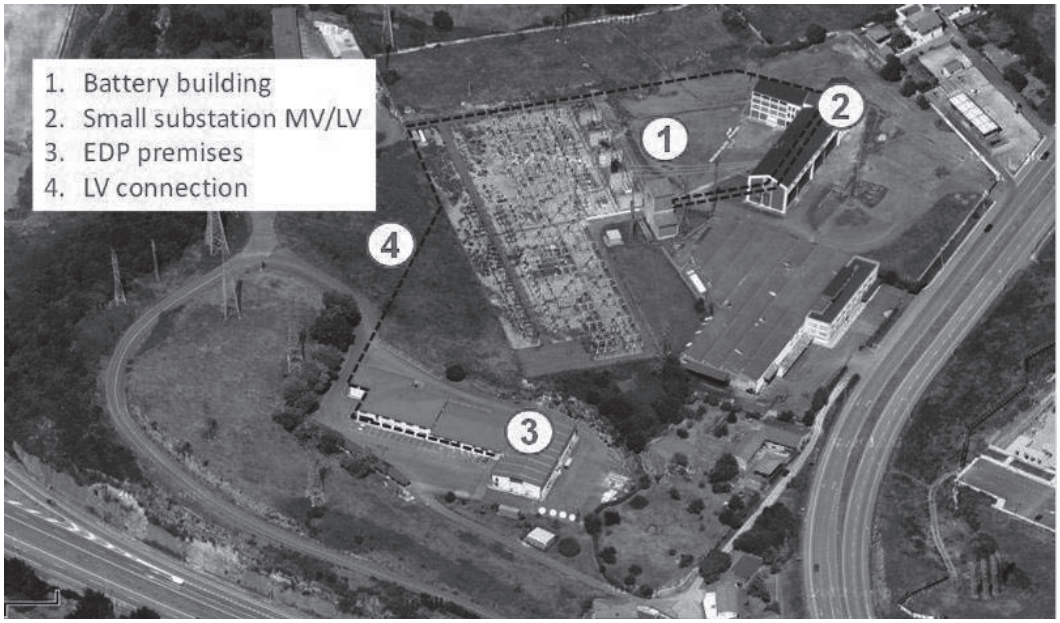


Figura 1. Localización de la batería REDOX 2015.



Figura 2. Detalle de los tanques y tubería de la VRFB.

Estrategias de control basadas en los precios para el sistema de almacenamiento de energía eléctrica en redes de distribución.

Q. Corrionero[1*], P. Nicolás[2], C. Sánchez[3], M. Rivas[4], L. Santos[5], J. Coto[6]

[1] EDP – España
[2] Universidad de Oviedo – España
[3] ISASTUR – España
[4] ISASTUR – España
[5] EDP – España
[6] Universidad de Oviedo – España

[*] qcorrionero@edpenergia.es

Resumen

Este paper presenta y evalúa diferentes estrategias de control para un sistema de almacenamiento de energía a través de una batería de flujo redox. EDP HC Energía, http://www.edphcenergia.es, y otros socios a través del proyecto de I+D ―REDOX2015" han construido un prototipo de batería de flujo redox. Este prototipo se ha integrado en la red de distribución con el objetivo de probar su funcionamiento como herramienta de equilibrio en la demanda. Además, es necesario un modelo de simulación con el fin de imaginar y diseñar diferentes estrategias de control para la siguiente implantación y funcionamiento del prototipo. En el consorcio REDOX2015, Isastur, http://www.grupoisastur.com, y la Universidad de Oviedo, están implicadas en el desarrollo de las estrategias de control.

En cuanto al modelo del sistema de almacenamiento de energía, está desarrollado en el software Digsilent Power Factory. Con el fin de mejorar la fiabilidad del modelo, no sólo se ha considerado el modelo de fuente de tensión, el convertidor, y el transformador, sino también las detalladas relaciones electroquímicas entre las magnitudes del stack de la batería, el funcionamiento de la bomba, y el estado de carga (SOC), para determinar la tensión entre los terminales de la batería y el comportamiento del controlador de carga.

En el modelo de control, se han implementado estrategias como la protección del transformador para limitar el flujo de potencia aparente a través del transformador MT/BT, ―peak shaving" para limitar la potencia activa consumida por las cargas, y un modelo de precios que determine el tiempo óptimo de carga y descarga de la batería de acuerdo con el precio de la electricidad final de los usuarios en tiempo real. Estas tres estrategias: protección de transformador, ―peak shaving" y modelo de precios, han sido probadas y validadas a través de simulaciones en diferentes situaciones de funcionamiento, mediante el software Digsilent Power Factory.

Se está llevando a cabo, de este modo, un estudio comparativo para investigar el impacto de las estrategias de control desarrolladas en los patrones de carga y descarga, y en el estado de carga de la batería. Estos estudios se han llevado a cabo con un horizonte semanal.

Los resultados de la simulación reflejan que el desarrollo de las estrategias de control puede alcanzar un rendimiento excelente, y la herramienta de apoyo a la demanda puede conducir a un uso eficiente de la energía, reduciendo el coste de la energía para el usuario final, y disminuyendo el estrés del equipamiento de las redes de distribución.

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad de España, y por subvenciones con fondos del Estado IPT-2011-1690-92000.

Tendencias de la irradiación solar global y ultravioleta y de la columna de ozono en diferentes ciudades de la Península Ibérica

J. Bilbao[1], R. Román[1], A. de Miguel[1]

[1]Universidad de Valladolid. Laboratorio de Atmósfera y Energía. Facultad de Ciencias. Valladolid
* juliab@fa1.uva.es

Introducción

En este trabajo se han analizando los datos horarios de radiación solar global horizontal, ultravioleta y de los valores diarios de la columna total de ozono de nueve estaciones de la Península Ibérica, desde 1993 a 2011. En primer lugar se ha realizado un control de calidad de los datos para descartar posibles irregularidades, como sombras y desfases. Se ha realizado un análisis estadístico de los datos, determinándose también las distribuciones de frecuencias; así mismo se han analizado las series de datos mensuales y anuales para determinar sus tendencias y evaluar su significación estadística. Existen en la actualidad un gran número de publicaciones que describen la reducción de la irradiación solar que ha sido atribuida al incremento de los aerosoles causado por la contaminación antropogénica, desiertos, biomasa y otras causas, en muchas regiones de la tierra, [1,2]. La irradiación que alcanza la superficie terrestre es una función también de la nubosidad y es necesario por tanto tener en cuenta el tipo y altura de las nubes así como el tamaño y composición de los aerosoles.

Autores como [3,4] estudian las tendencias a largo plazo de la irradiación solar en diferentes ciudades de Alemania entre 1951 y 2010, observando una disminución (dimming) de la irradiación hasta 1983 y un aumento (brightening) de la tendencia desde 1984 a 2010. Durante el periodo de dimming la tendencia fue (-1.7 ± 1.3) %/década, mientras que en el periodo de brightening fue (3.3 ± 1.6)%/década. El objetivo de este trabajo es analizar las medidas de las variables irradiación solar global, ultravioleta y columna total de ozono y calcular las tendencias mensuales y anuales, determinando también su nivel de significación.

Datos y estaciones de medida

A partir de los datos horarios de radiación se han evaluado lo diarios, los mensuales, los valores medios mensuales y los valores medios anuales. De forma semejante se ha procedido con los datos de la columna total de ozono. Los datos de ocho estaciones se han obtenido de AEMET y la estación, Villalba de los Alcores corresponde a datos registrados por nuestro laboratorio de Atmósfera y Energía [5]. Los datos de ozone se obtienen de sensores en tierra, de satélites y del proyecto europeo, COST 726.

Resultados

En la Tabla 1 mostramos el número de datos disponible de radiación solar global horizontal, en cada localidad así como la fecha de inicio y fin del período de medidas. Una vez definidas las series de datos se han calculado las características estadísticas y posteriormente se evalúan los valores medios mensuales. Para desestacionalizar las series temporales, así como para poder construir una serie promediada de las nueve series de datos, se han calculado las anomalías mensuales de las series. El período de referencia para calcular las anomalías ha sido 1985-2011, que corresponde a un período en el que las nueve localidades disponen de datos de irradiación.

Las anomalías de la radiación solar UVER muestran un crecimiento en casi todas las localidades. De 1950 a 1984 los ajustes muestran una disminución y un crecimiento entre 1980 y 2011. En cuanto a las series de radiación solar global las anomalías disminuyen de 1950 a 1984 y de

1985 a 2011 crecen, por lo que el balance es nulo. Resultados similares han sido obtenidos por diferentes autores, y concluyen que se deben a variaciones de la cantidad de aerosoles que aumentó hasta la década de 1980 (reduciendo la global) y está disminuyendo a partir de esa fecha, Fig.1.

Tabla 1. Estaciones de medida, número de datos y período de muestreo.

Localidad	Datos Horarios	Datos diarios	Fecha Inicial	Fecha Final
Ciudad Real	73182	5783	11/03/1983	29/02/2012
San Sebastián	93992	7084	12/04/1983	29/02/2012
A Coruña	122666	9560	01/01/1985	29/02/2012
Madrid	167748	13104	11/07/1973	29/02/2012
Cáceres	121866	9403	01/01/1983	29/02/2012
Murcia	128232	10005	01/04/1984	29/02/2012
Tortosa	64582	5012	01/01/1980	29/02/2012
Valladolid	85261	6677	01/03/1991	31/12/2010
Villalba	48561	3715	01/01/2001	31/12/2011

Del estudio de la evolución de las anomalías de la columna total de ozono se deduce una disminución durante todo el período, más acusada dicha disminución ente 1970 y 1995, sin embargo parece haber un aumento de las anomalías del ozono a partir de mediados de la década de 1990 hasta 2010, este período coincidió con las erupciones volcánicas Chinchón (1982) y Pinatubo (1991). Las erupciones volcánicas inyectan precursores que reducen el ozono estratosférico

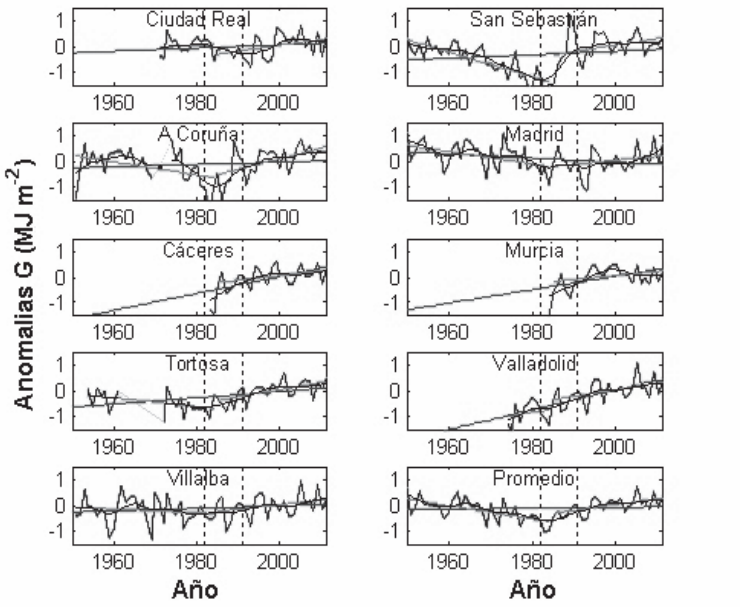


Fig. 1 Anomalías de la radiación solar global horizontal

Agradecimientos

Los autores agradecen la ayuda del Ministerio de Economía, proyecto CGL2011-25363.

Referencias

[1] G. Stanhill, Cohen. Agric For Meteorol 107(2001) 255.
[2] G. Stanhill, S. Cohen, J Geophys Res 114 (2009) 114:D00D17.
[3] B. Müller, M. Wild, A. Driesse, K. Behrens, *Solar Energy* **99** (2014) 272.
[4] E. Evseev, A. Kudish, *Energy Conv and Manag.* **97** (2015) 307
[5] J. Bilbao, R. Román, De Miguel, A., D. Mateos, *J.Geop.Reaserch* 116 (2011) D22.

Caracterización de capas selectivas basadas en nanocompositos de ZnO y Silicio Poroso

D. Gallach[1], L. Le Brizoual[2], N. Gautier[2], M.D. Ynsa Alcalá[1], V Torres Costa[1], M Manso Silván[1]*

[1]Dpto. de Física Aplicada y Centro de Microanálisis de Materiales, Universidad Autónoma de Madrid, 28049, Madrid, España
[2]Institut de Materiaux de Nantes, UMR 6502, 2 rue de la Houssinière, 44322 Nantes, France.
* miguel.manso@uam.es

Introducción

Los nanocompositos de ZnO con silicio poroso (SiP) presentan propiedades relevantes que los hacen funcionales en estructuras ópticas y electrónicas. Desde el punto de vista de dispositivos solares, atrae especialmente la atención el poder realizar estructuras anti-reflejantes [1] y eléctricamente conductoras [2], lo que permitiría optimizar simultáneamente la absorción al punto deseado del espectro solar y extracción de corriente. Las aplicaciones del ZnO en estas configuraciones de materiales avanzados exigen su estructuración en forma de láminas delgadas o nanohilos. Estas configuraciones pueden alcanzarse tanto mediante métodos en fase vapor como por técnicas en disolución.

En la presente comunicación se muestra como mediante una técnica sol-gel se puede conseguir una permeabilización de ZnO en SiP. Las propiedades de los nanocompositos ZnO/SiP cambian en función de los tratamientos térmicos a los que se han sometido. Se utilizan diversas técnicas de determinación microestructural y diversas espectroscopías para determinar procesos óptimos de transformación del ZnO. Estos resultados se confrontan con una caracterización óptica realizada mediante elipsometría. Los modelos ópticos utilizados implican una anisotropía del material compatible con la estructura columnar observada en los nanocompositos ZnO/SiP.

Experimental

Las capas de SiP se formaron mediante ataque electroquímico en Si tipo p de baja resistividad y electrolitos de HF con etanol activando el ataque mediante un galvanostato (80 $mA \cdot cm^{-2}$) con conexión a la oblea de Si a través de un contacto óhmico en la cara trasera. La permeabilización del ZnO se realizó mediante deposición sol-gel (soluciones de $C_2H_6O_4Zn \cdot 2(H_2O)$ 0.2 M) y activación térmica (200-800ºC) posterior de los procesos de cristalización y difusión.

La caracterización microestructural se llevó a cabo mediante microscopía SEM observando tanto la superficie como secciones. Adicionalmente, se realizó una observación mediante TEM de la muestra tratada a 800ºC tras la preparación de una sección transversal. Se realizaron tanto análisis de imágenes de alta resolución como de diagramas de difracción obtenidos en modo de selección de área. En estas últimas observaciones se contó adicionalmente con un sistema de detección EDX. Todas las muestras fueron analizadas mediante difracción de rayos X utilizando el modo de incidencia rasante. Se obtuvieron igualmente espectros XPS para determinar la composición de la superficie y su distribución mediante medidas resueltas en ángulo. El estudio de composición en profundidad se completó mediante espectroscopía de retrodispersión resonante. Estos resultados se utilizaron para generar un modelo de sistema óptico cuyo comportamiento fue obtenido experimentalmente mediante elipsometría.

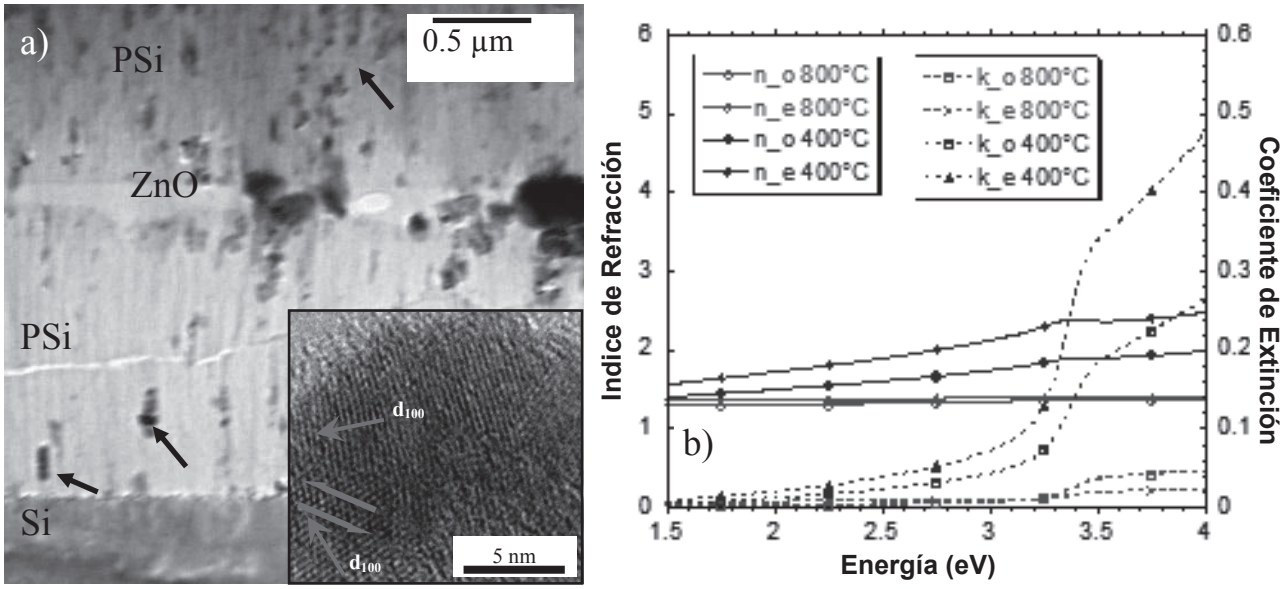
Resultados y discusión

La morfología de los nanocompositos ZnO/SiP fue observada a distintas escalas mediante microscopías SEM y TEM. Los recubrimientos sol gel forman a baja temperatura (200ºC) un tapiz que bloquea parcialmente la estructura porosa del SiP. En muestras tratadas a temperaturas crecientes (400-600ºC) se observan islas bien ancladas en la estructura porosa como se deriva de la observación de secciones. A 800ºC la formación de islas se combina con un crecimiento de

estructuras no confluyentes de ZnO fuera de la estructura porosa. Esta evolución morfológica concuerda con una transición amorfo (200ºC)-policristalino con creciente grado de orden (400-800ºC). La observación de las muestras tratadas a 800ºC en TEM en modo de sección transversal pone más de relieve la microestructura del ZnO cristalizado dentro de los poros de SiP (imagen 1.a). Se puede observar como el ZnO adopta forma de nanoparticulas que aparecen alineadas a lo largo de los poros (ver flechas) y con tamaños restringidos al diámetro del poro. La imagen de alta resolución insertada permite poner de manifiesto el carácter cristalino de las nanopartículas de ZnO.

Con respecto a la composición, el análisis XPS resuelto en ángulo pone de manifiesto que, aunque el recubrimiento de ZnO no es conforme, la composición superficial está dominada por el ZnO. La modelización de los espectros de espectroscopía de retrodispersión resonante permiten obtener perfiles de concentración en profundidad que muestran que al aumentar la temperatura de tratamiento se potencia tanto la difusión de ZnO en el interior de los poros de SiP como la oxidación de este mismo y la liberación de impurezas de C.

Los resultados de la caracterización óptica de los nanocompositos ZnO/SiP soportados sobre Si pone de manifiesto un comportamiento interferencial. Para simular los espectros se hizo uso de la información microestructural incluyendo un substrato de Si como soporte, una capa uniaxial con medio efectivo variable para considerar el carácter anisotrópico del SiP y una segunda capa superficial de ZnO. En concordancia con los datos del análisis microestructural se observó que a mayor temperatura (800ºC) descienden notablemente el índice de refracción y el coeficiente de extinción como consecuencia de la disminución del espesor del ZnO y la oxidación del SiP.



Conclusiones

Las capas formadas con nanocompositos ZnO/SiP permiten generan estructuras interferenciales con propiedades anisotrópicas derivadas de su microestructura. Esta última depende fuertemente de la temperatura de recocido de los nanocompositos. Las transformaciones descritas en este documento pueden ser utilizadas para diseñar estructuras con un comportamiento adaptado a la región del espectro solar de interés.

Agradecimientos: Financiación MAT2013-46572-C2-1-R. Ministerio de Economía y Competitividad.

Referencias

[1] K A Salman, K Omar, Z Hassan. *Solar Energy* **86** (2012) 541.
[2] Z Ben Ayadi, H Mahdhi, K Djessas, JL Gauffier, L El Mir, S Alaya. *Thin Solid Films* **553** (2014) 123.

Modelo dinámico del Sistema HTF de una Central Termoeléctrica de Colectores Cilindroparabólicos

L. Alvarez Barcia[1], R. Peón[2], J.A. Martínez[3], F.J. De Cos[4], M. A. Prieto[5], A. Nevado[6]

[1]Normagrup Technology S.A. Parque Tecnológico de Asturias – Parcela 10, 33420 Llanera (Asturias) - España
[2]Grupo TSK, 33202 Gijón (Asturias) - España
[3]Departamento de Ingeniería Eléctrica, Universidad de Oviedo, 33203 Gijón (Asturias) - España
[4]Departamento de Explotación y Prospección de Minas, Universidad de Oviedo, Oviedo (Asturias) – España
[5]Departamento de Ingeniería Eléctrica, Universidad de Oviedo, 33203 Gijón (Asturias) – España
[6]Departamento de Ingenería Eléctrica, Electrónica y de Control, UNED (Universidad Nacional de Educación a Distancia)

* lurdesalbar@gmail.com

Introducción

Las centrales solares termoeléctricas de colectores cilindroparabólicas utilizan un fluido térmico encargado de trasferir la energía térmica de la radiación solar a un ciclo agua-vapor o Rankine para mover una turbina que, unida a un generador eléctrico, produce electricidad.

Para ello, estas centrales disponen del sistema HTF (heat transfer fluid) que básicamente dispone de los elementos necesarios para transformar la radiación solar en energía térmica y transferir dicha energía a los intercambiadores agua-vapor: fluido térmico, campo solar (CS), etc. Para conseguir el máximo rendimiento en el ciclo Rankine y por ende en la planta termosolar, es necesario que el fluido térmico alcance la máxima temperatura posible cuando sale del CS. No se debe exceder la temperatura máxima de operación del HTF a partir de la cual se degradaría. El problema de conseguir que la temperatura del fluido térmico sea la óptima, estriba en el hecho de que la fuente es el Sol y que la radiación solar puede cambiar bruscamente de un instante a otro.

El objetivo de este artículo es proporcionar un modelo de los principales componentes del sistema HTF así como del proceso de calentamiento del fluido térmico, que permita optimizar el control de la temperatura de dicho fluido sin interferir en el funcionamiento normal de la planta. Los resultados obtenidos con este modelo serán contrastados con los obtenidos en una planta real.

Material y Métodos

a) Descripción del Campo Solar

Aún cuando el modelo desarrollado se puede aplicar a diferentes tamaños de campos solares así como a diferentes fluidos térmicos, el aquí descrito es el de la planta termoeléctrica de colectores cilindroparabólicos –La Africana". Se describirá dicha planta en el artículo final.

b) Descripción del proceso de calentamiento del fluido térmico

En este proceso intervienen fenómenos de mecánica de fluidos como el principio de conservación de la energía y el principio de conservación de la masa [1] que se cumplen cuando se trata de volúmenes de control con flujo estacionario y fenómenos termodinámicos que se producen por los intercambios de calor entre las diferentes paredes que conforman los tubos absorbedores

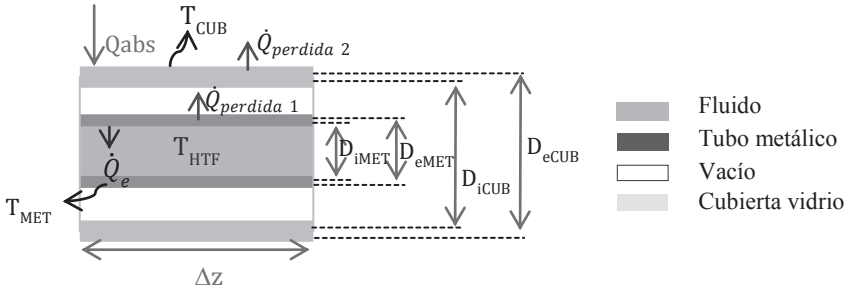


Figura 1: Transferencias térmicas entre las paredes del tubo absorbedor

En el artículo definitivo se presentan todas las ecuaciones de mecánica de fluidos y termodinámicas que se han tenido en cuenta para la obtención del modelo dinámico del CS y que nos han llevado a la ecuación (1):

$$h(t) = \int_0^t \frac{\dot{m}_{HTF} \cdot (h_s - h_e) - \dot{Q}_{ganado}}{\rho_{HTF} \cdot v_c} \cdot dt \qquad (1)$$

c) Control de la temperatura del fluido a la salida del CS

Como se ha dicho en la introducción, el proceso de regulación trata de obtener una temperatura del fluido constante y próxima a su máximo permitido. Esto se consigue modificando el flujo másico del aceite de forma que si la temperatura de salida tiene a subir, se sube el flujo másico para que el tiempo de permanencia del mismo en el CS sea menor y viceversa.

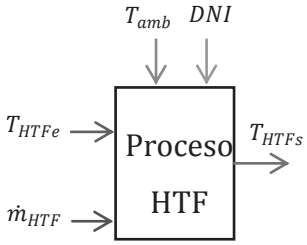


Figura 2: Proceso de calentamiento del HTF (variables de entrada (THTFe, Tamb, DNI), variable de control (mHTF) y variable de salida (THTFs)

Resultados

Con las relaciones anteriores y el proceso definido se pasa a hacer el modelo dinámico del proceso utilizando para ello las herramientas Matlab y Simulink :

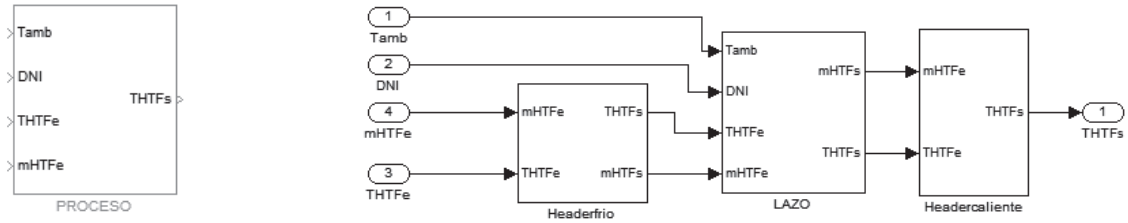


Figura 3: Modelo dinámico del proceso

En el artículo definitivo se ve el interior de los bloques anteriores así como la plataforma creada para la simulación del proceso con un control tipo PID (el que se utiliza actualmente) y los resultados obtenidos con dicha estrategia de control que ha sido también creada como un bloque de Simulink.

Validación

En este apartado se mostrarán resultados del modelo desarrollado con datos extraídos de la planta termosolar "La Africana" (Córdoba).

Referencias

[1] A. Çengel y M.A. Boles, *Termodinámica,* 7ª ed, Mc Graw Hill, México, 2011.
[2] Peón, R., Martínez, J. Á., Prieto, M. J., A-Barcia, and M, M. J. (Octubre 2014). A Novel Modeling of Molten-Salt Heat Storage Systems in Thermal Solar Power Plants. Energy (2014):
[3] F. Burkholder and C. Kutscher (Mayo 2009). Heat Loss Testing of Schott's 2008 PTR70 Parabolic Trough Receiver. National Renewable Energy Laboratory.

Elastic backscattering study of Cu_2ZnSnS_4 thin films for photovoltaic solar cells

R. Caballero[1], J.M. Merino[1], M. León[1] and A. Climent-Font[*1,2]

[1]Universidad Autónoma de Madrid, Departamento de Física Aplicada, M12, C/ Francisco Tomás y Valiente 7, E-28049 Madrid, Spain.
[2]Centro de Micro-Análisis de Materiales (CMAM), Universidad Autónoma de Madrid, C/ Faraday 3, E-28049 Madrid, Spain.

* acf@uam.es

Introducción

Kesterites, $Cu_2ZnSn(S,Se)_4$, are attractive materials for thin film solar cells. In spite of its lower achieved efficiency 12.6 %, as compared to other materials used for this purpose like $Cu(In,Ga)Se_2$ (21.7 % efficiency), kesterites have the advantage of being composed by abundant elements against the scarcity of In and Ga. A challenge for solar cell kesterites is the growth of single phase material because of the negative behavior of commonly found secondary phases. It is known that the kesterite materials films producing higher efficiency solar cells are Cu-poor and Zn-rich ($Cu/(Zn+Sn) < 1$ and $Zn/Sn > 1$ atomic ratios) [1]. An Elastic Backscattering Spectrometry (EBS) study of $Cu_xZn_ySn_zS_4$ thin films grown by flash evaporation and subsequently annealed in Ar atmosphere, has been carried out to characterize the composition profile across the thickness of the film. EBS is a suitable technique to study thin films and is capable of measuring in a non destructive way composition depth profiles of compound materials with a depth resolution of several tens of nm. A drawback of the technique is that it cannot properly resolve neighboring masses which are much heavier than the probing ion, usually He. This happens to be the case for Cu and Zn. Using complementary techniques such as scanning electron microscopy with energy dispersive X ray analysis, and x ray diffraction, a thorough characterization of the thin kesterite films has been accomplished, obtaining the secondary phases present, possible segregation and diffusion processes across different layers in the sample structure, and depth profiles of the film elements.

Experimental details and results

Stoichiometric Cu_2ZnSnS_4 (CZTS) compound was synthesized by a modified Bridgman method. This compound was used as evaporation source. CZTS thin films were fabricated by a two-stage process: evaporation followed by a thermal treatment. In the first stage, CZTS thin films were deposited by flash evaporation onto Mo coated glass substrate using the compound in powder form at nominal substrate temperature of 100º C. As previously reported [2], a preferential re-evaporation of Zn took place during the flash evaporation process, leading to Zn-poor thin films. This behavior was related to its high partial vapor pressure. The second stage of the process consisted of a thermal treatment of the samples in Ar atmosphere (at pressures of 100 Pa) under excess of S. For that purpose, the as-evaporated thin films were placed in a partially closed graphite box inserted inside a quartz tube furnace. Elemental sulfur was supplied by placing the desired amount into the graphite box prior to heating. In order to obtain Zn-rich kesterite thin films, another flash evaporation process was carried out by using Zn-rich CZTS powder compound.

Grazing Incidence X-ray diffraction (GIXRD) was used to identify the phases formed during the different processes. Scanning electron microscopy (SEM) was used to study the morphology of the CZTS/Mo/glass structure. The distribution of the elements across the thin films was investigated by He beam EBS measurements, using the 5 MV tandem accelerator of CMAM in Madrid. In order to check the most convenient He beam energy giving the lowest overlap in the EBS signals from the elements present in the sample, specially for Cu and Zn, as discussed previously, and to deduce its composition profile, EBS spectra were collected at several beam energies ranging from 3 to 10 MeV. The scattering chamber is routinely equipped with two detectors, one fixed at a scattering angle of 170.5° and the other one of variable scattering angle, was set at 140°. Both detectors were

used to collect the EBS spectra. Quantitative analysis of the results was done using the SIMNRA software code for the simulation of EBS spectra [3].

One of the purposes of this study was to validate EBS as a useful technique for the determination of the composition depth profiles of kesterite thin films, taking into account the problem of Cu and Zn having very close average atomic mass number (63.5 and 65.4 respectively). As an example, Figure 1, (a) and (b), shows two RBS spectra of a sample after thermal treatment of 600º C during 10 minutes and with 0.2 g S (see the experimental details paragraph). The He energy beam in Figure 1 (a) is 3.08 MeV and Figure 1 (b) 4.50 MeV.

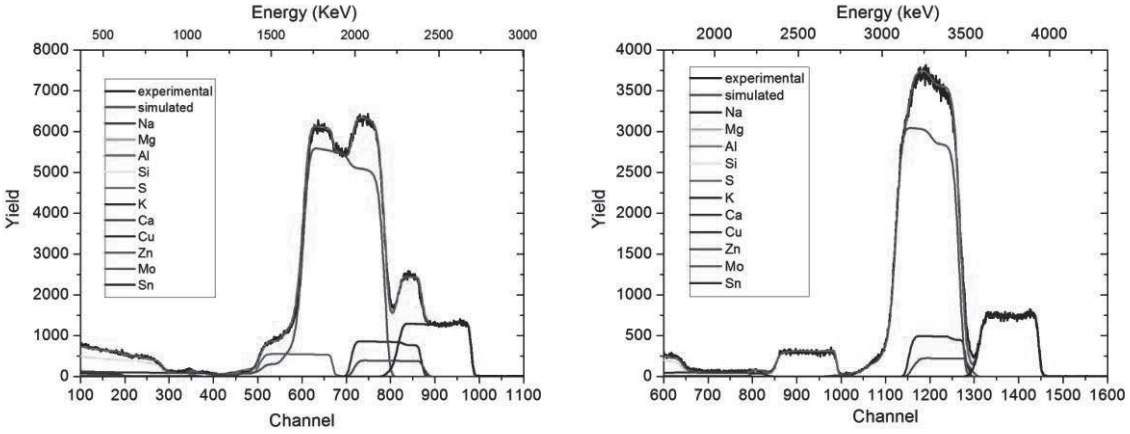


Figure 1.(a)3.08 Me He EBS spectrum of a kesterite sample described in the text. (b) 4.50 MeV He EBS spectrum of the same sample. The sample structure and composition used to simulate the EBS spectra with the SIMNRA code for both energies, in red, is precisely the same. The good quality of the fits in both cases indicates that, within the resolution capabilities of the techniques, how the assumed composition of the samples is reliable.

Comparing both spectra, it can be seen how the signal of the elements in the film are better resolved, as the energy increases. As the layer of Mo, element whose atomic mass is between Zn and Sn, is below the kesterite film, its signal progresses in an apparently less definite way. From the shape of the spectra for the signal of Mo, in the region of channels 500 to 600 in Figure 1 (a) and region of channels 1000 to 1100 in Figure 1 (b), it can be deduced, that Mo is diffusing into the glass substrate. This feature was not observed in the as-evaporated sample without thermal treatment. Another issue detected comparing EBS spectra of samples with and without thermal treatment is the diffusion of S towards the Mo substrate layer after the annealing, forming MoS_2 as also observed by SEM.

After a detailed analysis of EBS spectra we can conclude that a reliable and non destructive depth profiling of kesterites can be obtained using this technique.

Acknowledgements

RC acknowledges financial support from Spanish MINECO within the Ramón y Cajal programme (RYC-2011-08521). This work was supported by MINECO project (SUNBEAM, ENE2013-49136-C4-3-R). We thank the support collecting the EBS spectra of CMAM's technical team.

References

[1] T.K. Todorov, J. Tang, S. Bag, O. Gunawan, T. Gokmen, Y. Zhu, D.B. Mitzi, *Advanced Energy Materials* 3 (2013) 34.

[2] R. Caballero, V. Izquierdo-Roca, J.M. Merino, E.J. Friedrich, A. Climent-Font, E. Saucedo, A. Pérez-Rodríguez, M. León, *Thin Solid Films* 535 (2013) 62.

[3] M. Mayer, SIMNRA User's Guide, IPP 9/113, 1994.

Ferroelectric materials as energy converters

Julio A. Gonzalo[1], Ning Duan[2], Carmen Arago[1]

[1]Dpt. Física de Materiales, Universidad Autonoma de Madrid (UAM)
[2]NXP Semiconductors, 6534 AE Nijmegen, Netherlands
e-mail: carmen.arago@uam.es

Introduction

From the last quarter of the past century, the challenge for finding new energy sources has increased continuously: solar, eolic, geothermal or nuclear are some of the alternative energies being explored. Moreover, the balance between renewable, non-contaminant resources and high efficiency conversion process is somehow difficult to attain. Ferroelectric phase transitions are a natural choice to convert directly thermal into electrical energy. Using ferroelectrics for direct energy conversion can be dated back to 1959 and, with the deeper understanding of the fundamentals of the phase transitions, several experimental devices based on the variation of spontaneous polarization have been designed. In fact, the temperature dependence of the spontaneous polarization $P_S(T)$ in a ferroelectric material allows the transformation of thermal energy into a relatively high voltage electrical energy between the two faces of the ferroelectric sample. Hence, ferroelectric converters have a considerable interest whenever high voltages, in spite of low currents, are convenient. In all cases, of course, the conversion efficiency is limited by the Carnot's principle.

We have investigated this conversion process using thin plates of Lead Zirconate Titanate (PZT). Zr-rich compositions undergo a transition between two different ferroelectric phases F_{RL}-F_{RH} (rhombohedral low/high temperature). Such a phase transition is especially advantageous because it avoids the total depolarization of the sample, that is, the conversion process does not require external field during cyclic operation. The aging problem of the working material is apparently negligible because of the very small unit cell distortion during the F_{RL}-F_{RH} phase transition. And finally, the temperature window to operate is easily accessible; furthermore the phase transition can be easily moved close to ambient temperature by additives, which make it possible to utilize more effectively the so called "low grade" heat. Due to these advantages, PZT has attracted certain interest as a ferroelectric energy converter.

Experimental set-up

The scheme of the working principle using F_{RL}-F_{RH} phase transition for PZT is shown in Figure1. A beam light focused on the sample is periodically cut by a chopper whose frequency can be controlled. Then the thermal-electric cycle operates between two temperatures T_{min} and T_{max} below and above the critical temperature respectively. On heating the sample from 0 to 1, a charge displacement is generated because of the difference in spontaneous polarization at the corresponding temperatures. The current can be driven out connecting both electrodes through an external resistance and measured by means of an electrometer. Then on cooling the sample from 2 to 3 the same charge with negative sign is generated.

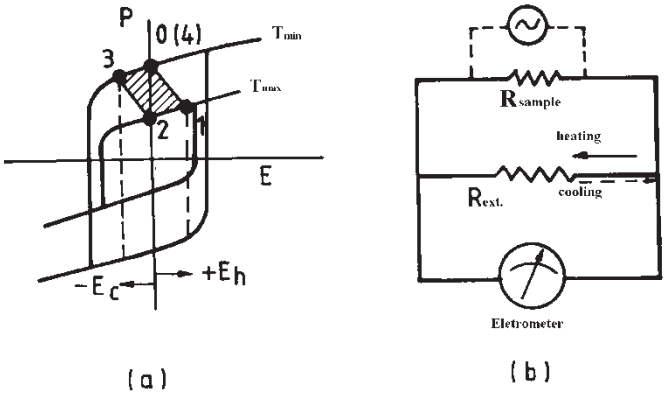


Figure1. Thermal/electric cycle for PZT ferroelectric plate and equivalent circuit

Several points should be considered in order to get the highest output power and efficiency: the working temperature window must be as narrow as possible, and the external resistance, and the light intensity and frequency can be adjusted.

The efficiency is obtained as,

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} = \frac{\int_0^t I \cdot V dt}{\int_{T_c}^{T_h} v \cdot d \cdot C_p dT} \approx \frac{\int_0^t I \cdot V dt}{v \cdot d \cdot C_p \cdot \Delta T}$$

and it may be compared with the Carnot's efficiency $\eta_C = \Delta T / T_{max}$

The efficiency and specific output power obtained up to now using some simple experimental set-up, similar to this one described above, are reasonable taking into account the efforts devoted, that have been rather limited. There is, of course, plenty of room for improvement both from the theoretical and engineering perspective.

References

(1) B. Jaffe, W.R. Cook Jr., H. Jaffe, *Piezoelectric ceramics* Academic Press, London (1971)
(2) J. A. Gonzalo, *Ferroelectrics*, **11** (1976) 423
(3) J.A. Gonzalo, Y.L. Wang, B. Noheda, G. Lifante, M. Koralewski, *Ferroelectrics* **153** (1994) 347
(4) N. Duan, N. Cereceda, B. Noheda, J.R. Fdez del Castillo, J.A. Gonzalo, *Appl. Phys. Lett.* **23**, (1997) 1787.
(5) N.Duan, N.Cereceda, B. Noheda, G.Lifante, J.A. Gonzalo, J. Korean Phys. Soc. 32 (1998) 1781
(6) J.A. Gonzalo, N. Duan, and C. Aragó, *Ferroelectrics* **400** (2010) 321

Overview of SO_2 and NO_x emissions in Europe and in Spain

R. Gómez-Calvet[1]

[1]C/ General Elio, 8. 46.010 – Valencia. Universidad Europea de Valencia. Departamento Empresa

* e-mail: roberto.gomezcalvet@uem.es

Introduction

During the last two decades there has been a long term decrease in the emissions of main pollutants in the European Union (EU) as well as in most of developed countries. The Gothenburg Protocol under the UNECE Convention on Long-range Transboundary Air Pollution (LRTAP) has been successfully setting abatement targets for almost all known pollutants.

One the most harmful air pollutants is sulfur dioxide (SO_2) which is a primary precursor of acid rain, jointly with nitrogen oxides, NO_x. Both of them were determinant for the establishment in 1985 of the Helsinky Protocol on LRTAP on the significant reduction of their Transboundary Fluxes by at least 30 % (http://www.unece.org/fr/env/lrtap/sulf_h1.html). As a result of this agreement, a substantial abatement in sulfur emissions has been achieved in Europe. As a whole, sulfur emissions were reduced by more than 50% during the period 1985-1993.

Later revisions of this Protocol[1] settled further reduction of sulfur dioxide emissions resulting in a decrease by 74% between 1990 and 2011 among EEA-33[2] countries. This success is based on a combination of measures, including fuel-switching in energy-related sectors away from high sulfur-containing fuels to low sulfur ones such as natural gas. In addition, the fitting of flue gas desulphurization abatement technology on a highly concentrated amount of power plants has permitted such a great decrease in emissions.

Sulphur dioxide (SO_2) and nitrogen oxides (NO_x) emissions

Nevertheless, as shown in Figure 1, not all sectors responsible of SO_2 emissions have shown the same abatement trend. While the *Energy Production and Distribution* sector has achieved the greatest reduction, the *Non-Road Transport* has increased emissions until 2007, gaining share among the rest of the sectors. Regarding to the situation in Spain, the pattern followed by these emissions is quite similar to the European case, but with an unsteady rate of reduction. The largest drop has been also achieved by the *Energy Production and Distribution* sector as a consequence of the boosting of renewable energy sources, and the economic crisis.

Analyzing the other pollutant responsible for the acidification of soil and water, we find that EU emissions of NO_x fell by 27% in the period 2002-2011 (see Figure 2). These emissions were about 5% higher than the emissions ceiling for the EU as a whole set in the NEC Directive (Guerreiro et al. 2014) for 2010. We also find that the dominant sector in NOx emissions is *Transport*, followed by the *Energy Sector*. Inside the *Transport* sector there are two components, *Road Transport* and *Non-Road Transport.* While the Road Transport has slightly decreased in EU and Spain, the latter is still increasing. It might be argued that the *Non-Road* sector has increased its activity, but other closer sector such as the *Road Transport* has also experienced similar development.

[1] The 1994 Protocol on Further Reduction of Sulphur Emissions and The 1999 Protocol to Abate Acidification, Eutrophication and Ground-level Ozone and its 2012 amended version.

[2] EEA-33. European Economic Area. This aggregation includes EU-28 + Iceland, Liechtenstein and Norway.

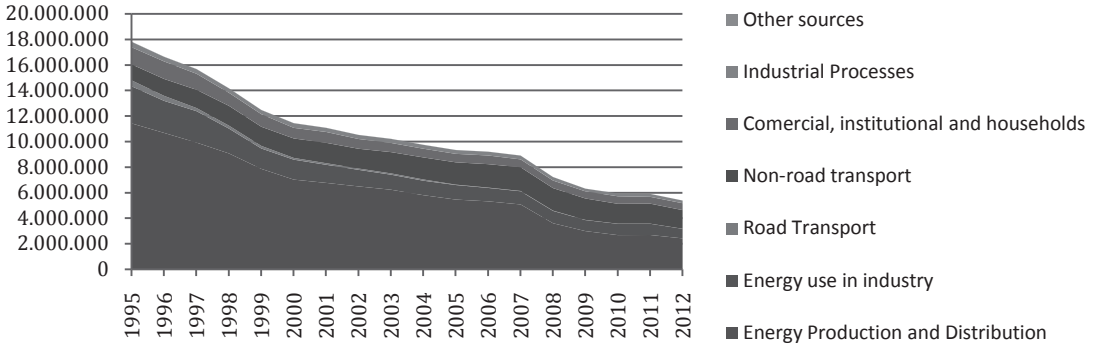


Figure 1. SO_2 emissions in EU-28. Unit: Tonnes. Source: Eurostat database

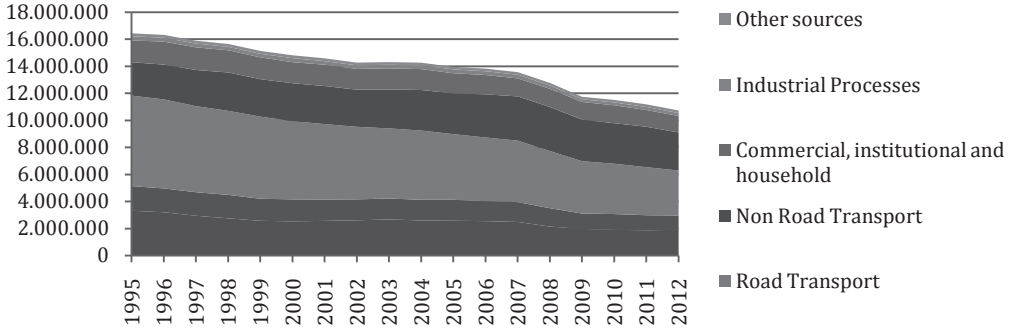


Figura 2. NOx emissions in EU-28. Unit: Tonnes. Source: Eurostat database

Further analysis, shows that a large source of SO_2 and NO_x emissions in the *Non-Road* transport arises from maritime transport. Moreover, back in 2005, the European Commission´s thematic strategy on air pollution concluded that without further action, sulfur emissions from shipping would exceed those from all land-based sources in the EU by 2020. (Source: Clean Air for Europe impact assessment, 2005). Until recently, the legislation for regulating the maximum sulfur content of the fuels used by ships operating in the Baltic Sea, the North Sea and the English Channel was 1.5%.[3] As of 1st of January 2015, EU Members States have to ensure that vessels traveling in these areas are using fuels with content of no more than 0.1%. It is also known that higher sulfur content reduction is possible, but only if suitable exhaust cleaning systems are used (Schrooten et al. 2014)

During the period addressed in this article, 1995-2012, EU environmental policies have reduced the emissions of most harmful pollutants, but a particular sector, the *Non-Road Transport* still requires large abatement and pollutant-specific targets. In the Spanish scenario, the increase of NOx emissions seems unbounded for this particular sector. As these emissions are located far from dense population areas, their effects and consequences are less harmful. Nevertheless, based on a principle of sustainable development, any potential reduction of pollutant emissions should be carried out when feasible alternatives are available.

References

- Guerreiro, C. B.; Foltescu, V. & de Leeuw, F. (2014), 'Air quality status and trends in Europe', *Atmospheric Environment* **98**, 376--384.
- Schrooten, L.; De Vlieger, I.; Panis, L. I.; Chiffi, C. & Pastori, E. (2014), 'Emissions of maritime transport: A reference system', *Journal of Maritime Research* **6**(1), 43--52.

[3] The new legislation, Directive 2012/33/EU amending Directive 1999/32/EC, was published in the Official Journal of the European Union on 17 November 2012, and the deadline for bringing Member States' legislation into compliance was 18 June 2014.

Análisis tecno-económico de la integración de altos porcentajes de renovables intermitentes en redes eléctricas.

S. Serrano-Calle [1*], J. M. Martinez-Duart [2], M. Casanova-Molina [3] and R. Gómez-Calvet [4]

1. School of Telecommunications, Polytechnic University, Madrid, Spain.
2. Applied Physics Department (C-XII), Autonoma University of Madrid and N. Cabrera Materials Institute, Madrid, Spain.
3. Physics Department, University of Valencia, Valencia, Spain
4. Business School, European University, Valencia, Spain
*Corresponding author:
Email: serrano@etsit.upm.es

Resumen.
Para altas penetraciones (>30%) en la red eléctrica de distribución de electricidad procedente de energías renovables intermitentes (eólica y solar principalmente) se requiere una serie de tecnologías habilitantes tales como almacenamiento de energía, creación de nuevas demandas (por ejemplo, carga de vehículos eléctricos), cargas adaptables, implementación de generadores flexibles (gas natural), etc. Por todo esto, la utilización de fuentes renovables intermitentes implica una serie de costes adicionales de la energía eléctrica, que se denominan generalmente costes de integración. Diversos estudios sobre penetraciones modestas de energía eólica (hasta un 20% en energía) señalan que los costes de integración son relativamente pequeños (alrededor de 0,5 €-cents/kWh). Sin embargo para integraciones de eólica por encima del 30% es muy recomendable lo que ya se hace en algunos países de Europa, que consiste en incrementar la diversidad espacial mediante el intercambio de electricidad a través de las redes de interconexión entre los diversos países.
Con respecto a la denominada flexibilidad de suministro, existen una serie de opciones con las que cuentan las empresas suministradoras para su aumento. En todos los casos, dichas opciones se ilustrarán en esta ponencia por medio de las curvas de demanda de electricidad, así como de la correspondiente cobertura a través de los respectivos sistemas de generación (combustibles tradicionales como carbón, gas y nuclear), hidroelectricidad, y recursos renovables intermitentes (solar y el viento principalmente). Nos gustaría destacar también que la flexibilidad se suele clasificar en dos tipos: primero, la flexibilidad de rampa, o habilidad para seguir las variaciones en la carga (escala de tiempos que puede variar desde unos segundos hasta algunas pocas horas), y segundo la denominada flexibilidad energética que consiste en la capacidad de solapar la producción de los generadores variables intermitentes con la demanda de electricidad.
Para mejor entender estas técnicas, nos basaremos en algunos casos en los datos de generación y consumo de electricidad en España, monitorizados cada 10 min durante todos los días del año por Red Eléctrica Española (https://demanda.ree.es/movil/peninsula/demanda/tablas). En la figura 1 se muestra la curva de demanda en MW para una semana entera (lunes a domingo) del mes de Agosto. Los mínimos de la curva se deben a que en el horario nocturno hay una menor demanda de electricidad y también se observa que el sábado y el domingo la demanda de electricidad es menor. Las zonas verde, amarilla y roja corresponden a la eólica, solar fotovoltaica (FV) y solar termoeléctrica (CSP), respectivamente. Es interesante observar, como por otra parte era de esperar, que las dos electricidades de origen solar estén en fase con la demanda, lo que facilita su integración a la red. También se observa que la CSP va algo retrasada con respecto a la FV, ya que al amanecer las plantas termoeléctricas tardan más tiempo en ponerse a funcionar debido a su inherente inercia térmica. Sin embargo, también se observa que la CSP, debido al almacenamiento, puede funcionar parcialmente toda la noche (obsérvese en la figura la lengüeta rojiza correspondiente al sábado por la noche que cabalga sobre la eólica, de color verde).

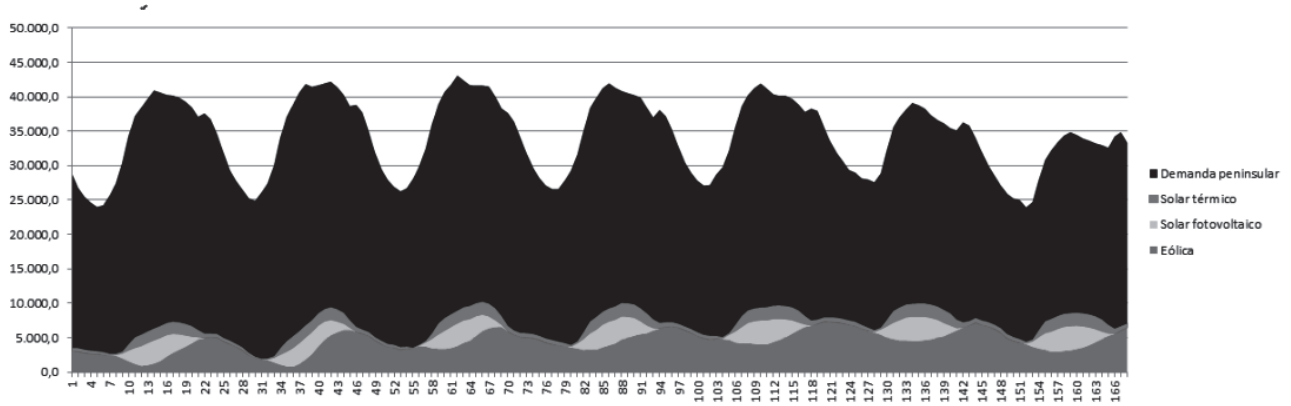


Figura 1. Curva de demanda y generación de electricidad renovable intermitente (eólica, solar FV y solar termoeléctrica), en MW, en función de las horas transcurridas desde las 0 horas del lunes primero de agosto de 2013 hasta la 24 del domingo siguiente en España peninsular. Fuente: elaboración propia a partir de datos de REE.

Por otra parte en la Fig. 2 se han representado las denominadas curvas de duración para la generación total y para las componentes renovables eólica y solar (FV y CSP). Estas curvas muestran el número de horas del total del año (8760 horas) en que, por ejemplo, la potencia generada está por encima de un cierto valor predeterminado. Debido a la gran diferencia de la potencia generada por las diversas tecnologías, tanto entre ellas como en comparación con la total, es por lo que hemos optado por representar las curvas normalizadas a su máximo valor. Como curiosidad, obsérvese que la curva correspondiente a la FV se hace cero durante medio año puesto que los números totales de horas diurnas y nocturnas coinciden. Evidentemente, lo deseable por ejemplo en el caso de la eólica es que el área bajo la curva sea la mayor posible para lo cual se debe de tratar en el diseño de todo el sistema energético que estas curvas tiendan a la horizontalidad.

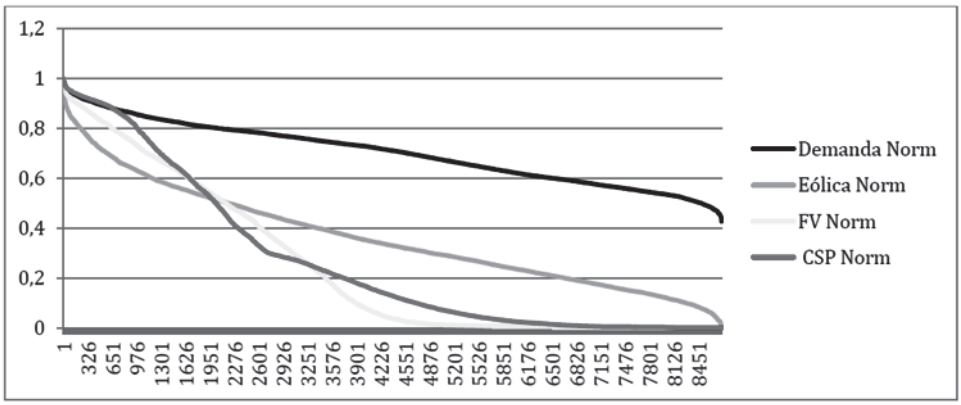


Figura 2. Curvas de duración normalizadas para la potencia total generada y para las renovables eólica y solar (FV y CSP)

Caracterización de ventanas inteligentes basadas en cristales líquidos

C. Guillén*, J. F. Trigo, J. Herrero

CIEMAT, Departamento de Energía, Avda. Complutense 40, Madrid 28040.

* c.guillen@ciemat.es

Introducción

Las ventanas o acristalamientos son a menudo considerados como uno de los elementos de construcción con menor eficiencia energética y mayores requisitos de mantenimiento. Sin embargo, su desarrollo ha crecido durante los últimos años, destacando una nueva clase de ventanas denominadas "ventanas inteligentes" que pueden cambiar propiedades tales como la transmisión de la radiación y el factor solar en respuesta a una corriente eléctrica o al cambio de las condiciones ambientales [1, 2]. Así pues, la aplicación de estas ventanas inteligentes permite una reducción del consumo energético de los edificios al reducir las cargas de enfriamiento, las cargas de calefacción y la demanda de iluminación eléctrica.

Las ventanas inteligentes basadas en cristales líquidos aprovechan la asimetría molecular de dichos cristales, que conlleva la aparición espontánea de una orientación preferencial y la posibilidad de reordenar su eje óptico mediante la aplicación de un campo eléctrico. La ordenación espontánea en ausencia de campo eléctrico externo (estado OFF) conlleva la dispersión de la luz que incide sobre los cristales líquidos, de manera que la ventana resulta opaca al ser muy baja la transmitancia global directa. Al aplicar un voltaje adecuado (estado ON) se consigue reordenar el eje óptico de los cristales de manera que se minimiza la dispersión de la radiación incidente y la ventana resulta transparente.

Existen ya en el mercado diversos tipos de ventanas inteligentes, pero a menudo las especificaciones técnicas que proporcionan los fabricantes son muy generales y no permiten una comparación precisa entre los distintos productos. La caracterización exhaustiva y comparativa de las distintas ventanas inteligentes es esencial para su evaluación en términos de confort y eficiencia energética, para lo cual debe realizarse de acuerdo a varios factores específicos [3]. El más importante es su rango de modulación de transmitancia en el espectro solar visible y global. En segundo lugar, el tiempo de conmutación entre los estados de distinta transmisión, que generalmente se expresa como el tiempo necesario para alcanzar el 90% de su gama de modulación máxima. Otros parámetros a considerar son el consumo total de energía y la tensión de funcionamiento.

Resultados y discusión

Para la caracterización óptica se ha utilizado como referencia el estándar de irradiancia solar AM1.5 que se representa en la Fig. 1, considerando tres regiones espectrales: 1) ultravioleta (UV) que comprende el rango de longitudes de onda λ= 300-380 nm, 2) visible (Vis) en el rango λ= 380-780 nm, y 3) infrarrojo (IR) que se extiende en la región λ= 780-2500 nm.

Mediante un espectrofotómetro Perkin Elmer Lambda9, se ha determinado la transmitancia espectral directa, $T(\lambda)$, de distintas ventanas en el rango completo de longitudes de onda λ= 300-2500 nm. A continuación se ha calculado la transmitancia solar global aplicando la distribución espectral relativa de la radiación solar, $S(\lambda)$, de acuerdo a la expresión [3]:

$$T_{sol} = \frac{\sum_{\lambda=0.3}^{\lambda=2.5} T(\lambda)S(\lambda)\Delta\lambda}{\sum_{\lambda=0.3}^{\lambda=2.5} S(\lambda)\Delta\lambda}$$

En la Fig. 2 se ilustran los cálculos realizados para la ventana que presenta los valores más altos (T_{sol}= 61% en estado ON) entre las que se han analizado. En todos los casos la transmitancia media ultravioleta ha resultado nula. En la región del visible, la transmitancia directa es muy baja

(1-2%) en el estado OFF de las distintas ventanas caracterizadas, y al cambiar de estado su valor medio aumenta hasta 57-65%, correspondiendo el mayor a la ventana que se ilustra en la figura. La diferencia entre estados se mantiene en la región del infrarrojo, donde las ventanas presentan transmitancia media de ~20% y ~47% en OFF y ON, respectivamente.

Respecto a las características eléctricas, se ha determinado la tensión de funcionamiento que se encuentra en el rango de 20-25 V, y el tiempo de conmutación [4] que resulta muy corto (< 1 s) y por tanto óptimo para aplicaciones que requieran de una rápida visualización. Finalmente se ha determinado que la potencia máxima requerida es del orden de 4 W/m^2, aunque el valor efectivo puede reducirse en gran medida ajustando los valores de voltaje y frecuencia aplicados de acuerdo a las necesidades concretas de operación.

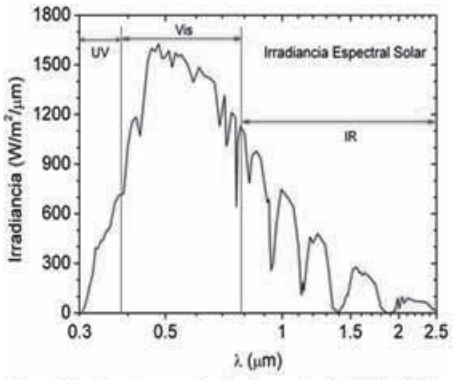


Figura 1. Irradiancia espectral solar de acuerdo al estándar AM1.5

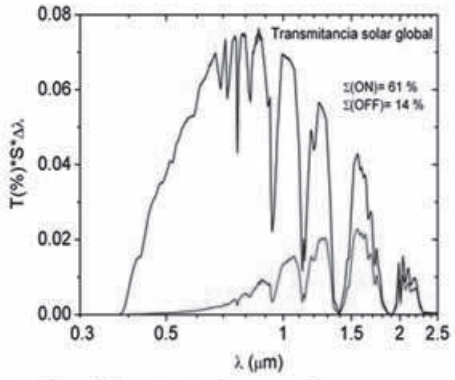


Figura 2. Transmitancia solar correspondiente a una ventana inteligente en los estados OFF y ON.

Conclusiones

Se han determinado las características ópticas espectrales y los parámetros eléctricos que determinan el comportamiento de ventanas inteligentes basadas en cristales líquidos. Para ello se han utilizado las medidas y cálculos establecidos por los estándares al uso, de manera que los valores obtenidos pueden fácilmente compararse para diferentes productos. El conocimiento y la comparación de los distintos factores ópticos y eléctricos son esenciales para seleccionar la ventana más apropiada de acuerdo a la aplicación específica del acristalamiento.

Agradecimientos

El presente trabajo se ha realizado en el marco del programa OMEGA-CM financiado por la Comunidad de Madrid, ref. S2013/MAE-2835.

Referencias

[1] R. Baetens, B. P. Jelle, A. Gustavsen, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **94** (2010) 87.
[2] K. V. Wong, R. Chan, *J. Energy Resour. Technol.* **136** (2014) 012002.
[3] B. P. Jelle, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **116** (2013) 291.
[4] M. Jiao, Z. Ge, Q. Song, S. T. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) 061102.

Modelos analíticos para la predicción de las prestaciones de turbinas eólicas de eje vertical y palas rectas

A. Meana-Fernández*, I. Solís-Gallego, J. M. Fernández Oro, K. M. Argüelles Díaz y S. Velarde-Suárez

Área de Mecánica de Fluidos, Departamento de Energía, Universidad de Oviedo. Edificio Departamental Este, C/ Wifredo Ricart, Campus Universitario 33203 Gijón, España (Spain)

* meanaandres@uniovi.es

Introducción

El aprovechamiento de fuentes de energía renovables es de vital importancia en muchos países. En este contexto, las turbinas eólicas de eje vertical (VAWT en inglés) representan una solución factible para la producción de energía limpia en zonas urbanas, al ser capaces de generar electricidad con velocidades de viento menores a las necesarias para las turbinas de eje horizontal (HAWT en inglés). Otra ventaja de las VAWTs frente a las HAWTs es que no precisan ser constantemente reorientadas para mantenerse de acuerdo a la dirección del viento. Por otra parte, la principal desventaja de las VAWTs es su dificultad para conseguir autoarrancar a bajas velocidades de viento debido al cambio constante en el ángulo de ataque entre el viento y el perfil de la pala.

Una opción interesante para predecir las prestaciones y la capacidad de autoarranque de las VAWTs son los denominados modelos analíticos. Al contrario que los modelos de CFD (Computer Fluid Dynamics), son capaces de obtener resultados en cuestión de minutos. Esto los ha convertido en una herramienta extremadamente útil a la hora de realizar prototipos de turbinas durante sus etapas de diseño.

Metodología

En este trabajo se han aplicado varios modelos analíticos basados en la teoría del elemento de pala y ecuaciones de tubo de corriente para predecir el coeficiente de potencia de distintas turbinas, contrastando los resultados con medidas experimentales. Los modelos implementados en MATLAB® son los siguientes: Single Streamtube Model (SSTM), Multiple Streamtubes Model (MSTM) y Double-Multiple Streamtubes Model (DMST), de menor a mayor complejidad y precisión. El objetivo es conseguir una herramienta que permita la rápida fabricación de prototipos para turbinas eólicas de eje vertical evitando recurrir al gran lapso de tiempo que supondría el empleo de técnicas CFD.

El modelo SSTM supone un único tubo de corriente que envuelve al rotor de la turbina. Mediante sucesivas iteraciones se calcula la velocidad real a la que el viento llega a la turbina y por consiguiente las fuerzas reales que actúan sobre sus palas. El modelo MSTM utiliza varios tubos de corriente iguales que atraviesan el rotor. Para cada tubo de corriente se realizan las iteraciones necesarias para calcular las fuerzas que actúan sobre las palas del rotor. Finalmente, el modelo DMST considera diferentes las velocidades del viento en las zonas de barlovento y sotavento de la turbina, realizando dos series de iteraciones para cada tubo de corriente.

El primer paso realizado fue la validación de los modelos analíticos para el cálculo de las prestaciones de la turbina utilizando un perfil simétrico NACA-0021. Los datos experimentales necesarios para esta etapa se extrajeron de la literatura [1].

Tras la validación de los modelos se procedió a realizar un diseño preliminar para una turbina utilizando un perfil asimétrico DU-06-W-200 [2], el cual se presupone con capacidad de autoarranque. Se realizó una serie de iteraciones a diferentes velocidades de viento y diferentes velocidades de rotación de la turbina para obtener las curvas teóricas de funcionamiento de la turbina y, una vez fijados los parámetros de diseño, se construyó un prototipo a escala mediante impresión 3D para su ensayo en el túnel de viento del Área de Mecánica de Fluidos de la Escuela Politécnica de Ingeniería de Gijón, Xixon Aeroacustics Wind Tunnel (XAWT).

Resultados y discusión

Los primeros resultados obtenidos utilizando un perfil NACA-0021 para la turbina mostraron una gran correspondencia con los datos experimentales presentados en [1]. Una vez validados los modelos analíticos, se construyó un modelo a escala reducida utilizando un perfil específico, DU-06-W-200 [2], el cual se presupone con capacidad de autoarranque. Las curvas teóricas obtenidas para el rendimiento de este prototipo se verificaron experimentalmente mediante medidas en túnel de viento realizadas en el Xixon Aeroacustics Wind Tunnel (XAWT). En los ensayos realizados se comprobó el autoarranque de la turbina a bajas velocidades de viento, observando la correlación entre los resultados de los modelos analíticos y los medidos en el túnel de viento, principalmente en el coeficiente de potencia de la turbina, obtenido a partir de la medida del par y la velocidad de rotación del rotor.

Conclusiones

Se ha comprobado que los modelos analíticos desarrollados son capaces de calcular con precisión el coeficiente de potencia del modelo experimental. Además, producen un considerable ahorro de tiempo en comparación con los métodos CFD (necesitan un 0,08% del tiempo requerido por un CFD). Estos modelos analíticos son capaces de predecir el máximo valor del coeficiente de potencia, así como el coeficiente de velocidad específica al cual se alcanza este máximo valor. Se puede concluir que se ha desarrollado una herramienta de cálculo eficiente para la realización de prototipos de turbinas eólicas de eje vertical capaz de obtener resultados en un tiempo del orden de minutos.

Agradecimientos

Este trabajo cuenta con el apoyo del Proyecto "Caracterización y predicción de la generación aerodinámica de ruido en perfiles de turbinas eólicas", DPI2011-25419 del Ministerio de Economía y Competitividad de España así como del Proyecto "Desarrollo de una herramienta de diseño optimizado de perfiles aerodinámicos para su utilización en turbinas eólicas de eje vertical", SV-GIJON-15-1 del Instituto Universitario de Tecnología Industrial de Asturias, subvencionado por el Ayuntamiento de Gijón.

Referencias

[1] M. R. Castelli, A. Englaro, E. Benini, "The Darrieus wind turbine: Proposal for a few performance prediction model based on CFD", *Energy* **36** (2011) 4919-4934.
[2] M. C. Claessens, "The Design and Testing of Airfoils for Application in Small Vertical Axis Wind Turbines", Master Thesis, TU Delft, 2006.

Monitorización del consumo energético mediante vatímetro magnetorresistivo en red (SPINWATT)

Diego Ramírez[1,*], Sergio I. Ravelo[1], Jaime Sánchez[1], Susana Cardoso[2], Paulo P. Freitas[2,3]

[1]Departamento de Ingeniería Electrónica, Escuela Técnica Superior de Ingeniería, Universitat de València, Avda. de la Universitat, s/n, 46100-Burjassot, España.
[2]INESC Microsystems and Nanotechnologies (INESC-MN) and Institute for Nanosciences and Nanotechnologies, R. Alves Redol 9, Lisbon 1000-029, Portugal.
[3]INL-International Iberian Nanotechnology Laboratory, Av. Mestre José Veiga, Braga 4715-31, Portugal.
*ramirez@uv.es

Introducción

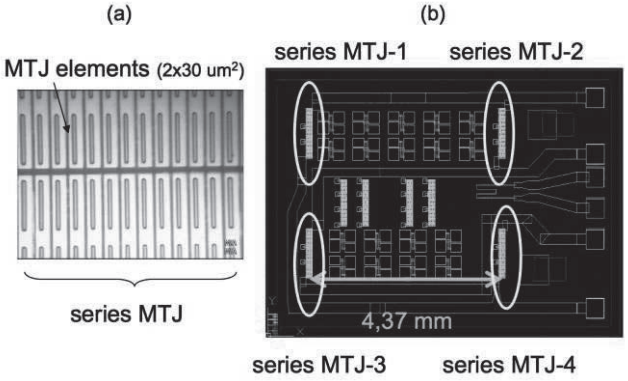
En la actualidad el usuario doméstico y la pequeña y mediana empresa conocen su consumo eléctrico mediante la factura proporcionada por su distribuidor, bien a través de correo ordinario o electrónico. En ella el consumo de energía eléctrica puede ser una lectura estimada del tarificador instalado en la acometida principal o una lectura real con una periodicidad aleatoria. La información proporcionada en la factura no permite discriminar el origen del consumo (ascensores, aire acondicionado, frigorífico, placas de inducción, etc.), sin que por lo tanto, el usuario tenga la posibilidad de gestionarlo u optimizarlo. Hoy en día no es común disponer de sistemas para monitorizar el consumo de máquinas industriales, ascensores o electrodomésticos.

La presente trabajo es una propuesta que ofrece un sistema de acceso al consumo eléctrico sencillo, inmediato e integrado en los hábitos de la población. Se ha elegido los teléfonos inteligentes como medio para interactuar con el usuario final facilitando la consulta del consumo o generación eléctrica.

Diseño y fabricación

Se diseñó un sensor de corriente en puente de Wheatstone utilizando elementos magnetorresistivos (MR) de efecto túnel (magnetic tunnel junctions, MTJ). Cada uno de los elementos MR consistía en una asociación serie de 360 elementos simples con objeto de aumentar la tensión eléctrica a soportar. La

*Fig. 1*a) muestra los elementos MTJ asociados en serie y en la parte b) la topología del sensor en puente de Wheatstone.



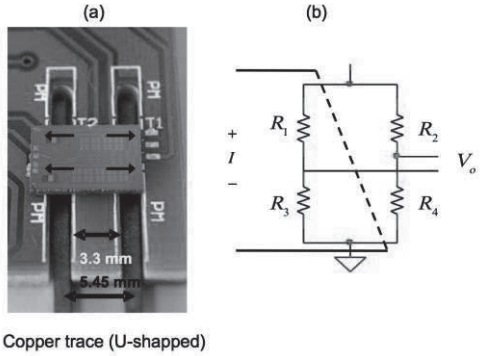


Fig. 1.- (a) Asociación en serie de elementos MTJ, (b) 4 elementos MTJ en configuración de puente de Wheatstone.
Fig. 2.- (a) PCB del conjunto sensor-conductor de cobre con indicación de la dirección del campo magnético sensible a la corriente, (b) circuito eléctrico equivalente.

Posteriormente, se diseñó una placa de circuito impreso (PCB) para poder sensar la corriente eléctrica. En particular, se dispuso un conductor de cobre en forma de U debajo de la PCB separado una distancia de 1,1 mm del sensor. Adicionalmente se dispusieron las conexiones eléctricas desde la PCB para poder procesar posteriormente la información procedente del sensor. La *Fig. 2* muestra la disposición física del conjunto sensor-conductor de cobre y su circuito equivalente eléctrico.

Caracterización física

Se observó un efecto magnetorresistivo cercano al 160% en una unión MTJ mientras que en la asociación el efecto se redujo únicamente al 120 % valor por lo demás muy satisfactorio. El barrido efectuado en campo magnético reveló una muy baja histéresis junto con una sensibilidad de 7,33 Ω/Oe en un rango lineal de 75 Oe .

Caracterización eléctrica

En relación a la obtención de la sensibilidad en DC del sensor, ésta se obtuvo sometiendo el sensor a 3 barridos de corriente entre los valores extremos de ±10 A, ±20 A y ±30 A. El resultado fue la obtención de una sensibilidad promedio de 9,8 mV/A. Este valor resultó ser de un orden de magnitud superior a la de los sensores con tecnología spin-valve.

En relación al test en AC del sensor este se sometió a las frecuencias de 500 Hz, 1 kHz, 5 kHz, 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, and 200 kHz para una amplitud en la corriente entre 0,8 y 7,5 A_{rms}. En todos los casos la caída de -3 dB correspondió a una frecuencia cercana a los 200 kHz.

Diseño e implementación de las etapas de alimentación, acondicionamiento, adquisición y procesamiento de la señal

Se montaron tres alimentaciones en DC de +5 V, - 5 V y +3 V. La etapa de acondicionamiento estaba formada por un filtro diferencial pasa baja cuya misión es la de suministrar a su salida solo la componente de DC de la señal ofrecida por el sensor. La señal de salida del filtro diferencial fue procesada por un amplificador de instrumentación dotado de ganancia para que sea procesada posteriormente por la etapa de adquisición. En cada uno de los nodos inteligentes se ubicó un microcontrolador de la firma Microchip (modelo PIC18F40K20) como unidad encargada de realizar la adquisición y el procesamiento de la señal procedente del amplificador de instrumentación. En la red inalámbrica se distinguían dos tipos de nodos: el maestro y los remotos. Se diseñó un software específico para el nodo maestro que gestiona la red Zigbee y el servidor web Wifi. El servidor Web fue diseñado con la herramienta EZWebLynx, su página web muestra la
información referente a las lecturas de potencia instantáneas de los distintos nodos. En el nodo maestro se utilizaron módulos comerciales para implementar los canales de radio Zigbee y Wifi.
Las figuras 3 y 4 muestran el desarrollo práctico efectuado.





Agradecimientos

Este trabajo fue realizado bajo el soporte financiero de los proyectos Prometeo/2012/044 de la Generalitat Valenciana, Campus de Excelencia Internacional VLC/CAMPUS (Universitat de València) y de la beca 217152-312630 financiada por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT México).

Fig. 3.- Vista del prototipo de un nodo vatímetro inteligente dispuesto en la carcasa.
Fig. 4.- Carcasa de plástico utilizada para albergar el vatímetro inteligente.

Referencias

[1] J. Sánchez, D. Ramírez, J. Amaral, S. Cardoso, P. P. Freitas, Electrical ammeter based on spin-valve sensor, *Review of Scientific Instruments*, 83, 105113 (2012).

[2] J. Sánchez, D. Ramírez, S. I. Ravelo, A. Lopes, S. Cardoso, R. Ferreira, P. P. Freitas, Electrical Characterization of a Magnetic Tunnel Junction Current Current Sensor for Industrial Applications, IEEE Transactions on Magnetics, 48, 11, 2823-2826.

[3] S. I. Ravelo, D. Ramírez, S. Cardoso, R. Ferreira, P. P. Freitas, Total ionizing dose (TID) evaluation of magnetic tunnel junction (MTJ) current sensors, Sensors and Actuators A 225 (2015) 119–127.

[4] J. Sánchez, D. Ramírez, S. Cardoso, S. Casans, A. E. Navarro, P. P. Freitas, A Non-Invasive Thermal Drift Compensation Technique Applied to A Spin-Valve Magnetoresistive Current Sensor, Sensors 2011, 11, 2447-2458.

Obtención del perfil de conductividad térmica del subsuelo de un intercambiador de calor enterrado por simulación numérica 3D

L. Monreal[1,*], J. Martos[2] , N. Aranzabal[2], A. Montero[3], J. Soret[2], J. Torres[2], R. García-Olcina[2]

[1]Departamento de Matemática Aplicada, Universidad Politécnica de Valencia, Camí de Vera, s/n, 46022, VALENCIA
[2]Departamento de Ingeniería Electrónica, Universidad de Valencia, Avda. de la Universitat, s/n, 46100, Burjassot VALENCIA
[3]Departamento de Física Aplicada, Universidad Politécnica de Valencia, Camí de Vera, s/n, 46022, VALENCIA

* lmonreal@mat.upv.es

Introducción

La bomba de calor acoplada al terreno o geotérmica (GHP, Geothermal Heat Pump), tanto como el almacenamiento térmico en el subsuelo, es una tecnología en proceso de expansión en todo el mundo y significativamente en Europa [1]. Estudios experimentales sobre instalaciones en condiciones típicas de uso [2] han demostrado que se alcanzan ahorros energéticos entre un 37% y un 43%. Pero para lograr la máxima eficiencia, ha de realizarse la caracterización térmica del intercambiador mediante proceso de medida directos sobre la instalación, ya que las características del subsuelo son difícilmente evaluables en laboratorio. Diversos equipos y métodos han sido desarrollados con el objetivo medir la resistencia térmica de la perforación y la conductividad térmica efectiva del intercambiador, destacando por su amplio uso el Test de Respuesta Térmica (TRT) [3, 4]. En el proceso de diseño se utilizan estos parámetros para determinar la profundidad y número de perforaciones de una instalación. Estos métodos no detectan los efectos de capas geológicas de mayor conductividad, las cuales podrían ser relevantes para la optimización técnico-económica de la instalación. Buscando conocer el efecto de las capas geológicas sobre la transferencia de calor, se han propuesto otros equipos y técnicas para medir la temperatura en el interior de los tubos del intercambiador [5, 6, 7], utilizando termómetros de fibra óptica e instrumentos sumergibles.

En este trabajo, se presentan los resultados de un procedimiento iterativo de simulaciones 3D mediante elementos finitos con Comsol Multiphysics, permite obtener el perfil de conductividad térmica del subsuelo que rodea un intercambiador de calor vertical que mediante el ajuste de dos conjuntos de datos obtenidos de un TRT a potencia constante.

Descripción del procedimiento

El uso de simulaciones por elementos finitos de modelos 3D se está extendiendo muy recientemente para analizar los intercambiadores de calor enterrados por su precisión capacidad de estimación de detalles geométricos [8, 9]. En este trabajo, se ha utilizado el software de simulación Comsol Multiphysics para realizar una serie de simulaciones que permitan reproducir la evolución de las temperaturas de entrada (Tin) y de salida (Tout), así como el perfil de temperatura en un tubo auxiliar insertado dentro de la perforación, llamado tubo observador (TOb), obtenidos durante un TRT de potencia constante de 1kW.

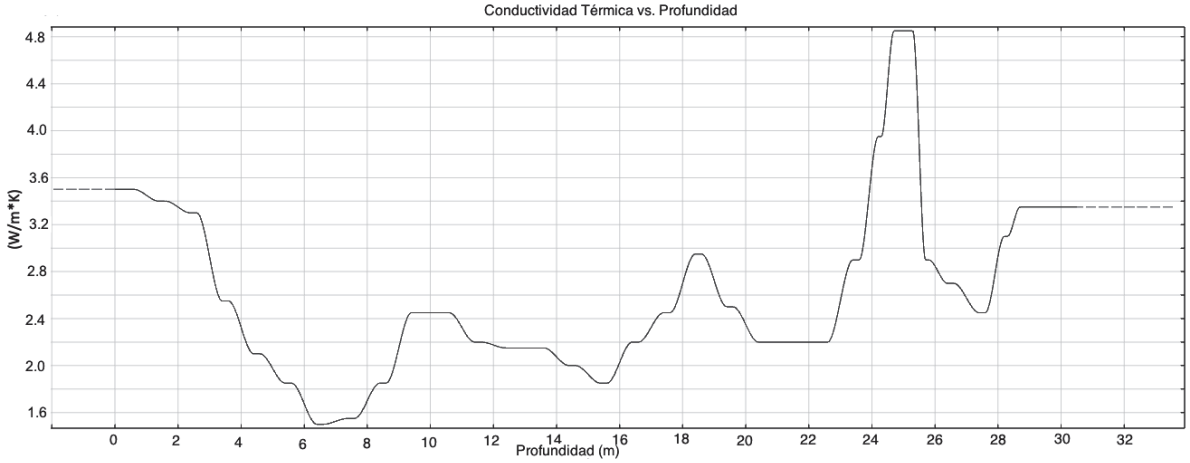
El TRT se realizó sobre una instalación experimental construida en el Campus de la Universidad Politénica de Valencia, que consiste en una perforación de 40 m de profundidad y 160 m de diámetro, dentro de la cual se insertaron dos sondas geotérmicas en U, de polietileno PE-100 de 40 mm de diámetro, una de 40 m de longitud y otra de 30 m, con un desplazamiento de 90º entre ellas.

Utilizando la sonda geotérmica de 30 m para un TRT de 1kW de potencia, se monitorizó durante 72 horas las temperaturas Tin y Tout, y se obtuvieron 5 perfiles de temperatura. En Comsol Mutiphysics se ha desarrollado un modelo 3D que representa la instalación experimental utilizando el intercambiador de 30 m de profundidad y 0,75 m de radio de subsuelo. Utilizando las físicas Transferencia de Calor en Sólidos y Flujo No Isotérmico en Tuberías, se han realizado un conjunto

de simulaciones de un TRT igual al experimental, buscando reproducir el comportamiento del experimental mediante el ajuste del perfil de la conductividad del subsuelo.

Resultados

Después de varias iteraciones de simulación, durante las que se han realizado sucesivos ajustes en el perfil de conductividad del subsuelo, con el objetivo de reproducir simultáneamente la evolución de las temperaturas Tin y Tout, junto con los perfiles de temperatura en el tubo observador, se ha obtenido un perfil de conductividad del subsuelo como se presenta en la figura siguiente.



Se observa una fuerte variación con la profundidad, como es de esperar en un terreno geológico como es en el que se realizó la instalación experimental. Además, se visualiza una capa de conductividad muy elevada respecto de las restantes, en la que debe de existir un importante flujo de agua, lo cual puede ser un factor de gran interés para facilitar la transferencia de calor.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible gracias a Campus de Excelencia Internacional VLC/CAMPUS de la Universitat de València y al Programa Climate-KIC Transforming the Built Environment Platform (TBE).

Referencias

[1] B. Sanner, et al. Current Status of Ground Source Heat Pumps and Underground Thermal Energy Storage in Europe. Geothermics 2003, 32, 579-588.

[2] J. Urchueguia, et al. Comparison between the energy performance of a ground coupled water to water heat pump system and an air to water heat pump system for heating and cooling in typical conditions of the European Mediterranean coast. Energy Conversion Management. 2008, 49, 2917-2923

[3] W. A Austin. Development of an In Situ System for Measuring Ground Thermal Properties, MSc. Thesis, Oklahoma State University, Norman, OK, USA, 1998.

[4] S. Gehlin, Thermal Response Test–In-situ Measurements of Thermal Properties in Hard Rock. Licentiate Thesis, Lulea University of Technology, Lulea, Sweden, October 1998.

[5] E. Rohner, et al. A New, Small, Wireless Instrument to Determine Ground Thermal Conductivity In-Situ for Borehole Heat Exchange Design. Proceedings of the World Geothermal Congress 2005, WGC-2005, Antalya, Turkey, 24–30 April 2005.

[6] H.- Fujii, et al. Thermal Response Tests Using Optical Fiber Thermometers. Geotherm. Resour. Counc. Trans. 2006, 30, 545-551.

[7] J. Martos, et al. Novel Wireless Sensor System for Dynamic Characterization of Borehole Heat Exchangers. Sensors, 2011, 11, 7082-7094.

[8] D. Bauer, W. Heidemann, H.-J. G. Diersch, Transient 3D analysis of borehole heat exchanger modeling, Geothermics 40 (2011) 250-260

[9] R. A. Beier, Transient heat transfer in a U-tube borehole heat exchanger, Applied Thermal Energy, 62 (2014) 256-266.

Simposio de Información Cuántica

Generalized Spin Squeezing in the vicinity of Dicke states

G. Vitagliano[1], I. Apellaniz[1], I. Egusquiza[1], G. Toth[1,2,3], B. Lucke[4], J. Peise[4], C. Klempt[4]

[1] Theoretical Physics, University of the Basque Country UPV/EHU, E-48080 Bilbao, Spain
[2] IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, E-48011 Bilbao, Spain
[3] Wigner Research Center for Physics, H-1525 Budapest, Hungary
[4] Institut for Quantenoptik, Leibniz Universitat Hannover, Welfengarten 1, D-30167 Hannover, Germany

- poissongdb@gmail.com

We study the problem of detecting entanglement and its depth in systems composed of very many particles. We derive entanglement criteria based only on few easy measurable quantities such as the mean values and variances of collective spin components. In particular we present what we call a generalized spin squeezing parameter, that can be used to detect a class of states wider than the spin squeezed states as defined in [1]. Moreover we present a criterion to estimate the entanglement depth that outperforms previous well-known criteria. It has been used in a recent experiment [2] to prove that the produced Dicke-like state had an entanglement depth of at least 28 particles. texto de la comunicación sin utilizar un título de sección específico y antes de la sección dedicada a las referencias.

Referencias

[1] A. Sorensen, L.-M. Duan, J. I. Cirac and P. Zoller, *Nature (London)*, **409** (2001) 63.
[2] B. Lucke, J. Peise, G. Vitagliano, J. Arlt, L. Santos, G. Toth and C. Klempt, *Phys. Rev. Lett.* **112**, (2014) 155304. (Editor's suggestion)

Qubits de espín moleculares: diseño, decoherencia y organización

J. J. Baldoví[1], E. Coronado[1], L. Escalera[1], D. Freedman[2], A. Gaita-Ariño[1,*], S. Hill[3], L. E. Rosaleny-Peralvo[1], N. Suaud[4]

[1]ICMol, Universidad de Valencia, c/ J. Beltrán Martínez nº 2 46980 Paterna, España
[2] Dept. of Chemistry, Northwestern University, Evanston, IL 60208, USA
[3]NHMFL, 1800 E. Paul Dirac Dr, Tallahassee, FL 32310, USA
[4]IRSAMC, Universitè Paul Sabatier, 118, route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex 09 - France

* alejandro.gaita@uv.es

¿Por qué qubits de espín moleculares?

Diversos sistemas de estado sólido han demostrado ser competidores viables en la carrera por obtener qubits útiles; el caso paradigmático lo constituyen los defectos nitrógeno-vacante en estructuras de diamante.[1] En este contexto, los sistemas moleculares son interesantes al menos en dos aspectos. Por un lado, desde el punto de vista de la ciencia básica, es posible trabajar en el diseño químico de moléculas a medida, que nos permitan estudiar fenómenos físicos con una flexibilidad difícil de superar por otros medios. Por otro, las moléculas, en particular los biopolímeros, son la forma de nanoorganización de la materia más sofisticada que se conoce, y ofrecen el potencial de extender esta capacidad de organización a los dispositivos cuánticos del futuro.

Diseño, decoherencia y organización de qubits de espín moleculares

Desde un punto de vista general, los mecanismos de decoherencia en qubits de espín moleculares son bien entendidos.[2] Sin embargo, cuando se modela la decoherencia vibracional se suele hacer de forma muy genérica y se parameterizan los efectos a posteriori. Para avanzar en el diseño molecular es fundamental trabajar con una molécula concreta y que la teoría busque ser predictiva. El gran reto es conseguir sistemas donde estemos seguros de que lo único relevante que cambia es el espectro vibracional. Se presentará un estudio teórico y experimental de estudio de acoplamiento entre el qubit de espín y las vibraciones moleculares.[3] Acotar las infinitas posibilidades del diseño químico exige herramientas con poder predictivo y un coste computacional razonable. El programa SIMPRE emplea un modelo electrostático de cargas efectivas para incluir efectos covalentes. El objetivo es explorar la estructura electrónica y los niveles de energía de espín de multitud de estructuras moleculares a bajo coste, para sintetizar las más prometedoras. Se presentarán los progresos recientes hacia completar una biblioteca de parámetros para los ligandos más comunes en la química de las tierras raras (lantánidos y actínidos); asimismo, se está empezando a trabajar en la racionalización de esa biblioteca.[4] Se presentará también un caso de éxito en el que la estructura molecular se traduce en una estructura electrónica que favorece tiempos de decoherencia largos.[5] Ante el problema abierto de la organización compleja, se ha comenzado el estudio, mediante la herramienta SIMPRE, de sistemas biológicos con qubits de espín molecular embebidos, en concreto las llamadas Etiqueta de Enlace a Lantánidos (Lanthanide Binding Tags). Se presentarán los primeros resultados, incluyendo estimaciones de los tiempos de decoherencia por interacción con el baño de espines nucleares y de la interacción entre espines electrónicos vecinos.[6]

Los autores agradecen al European Research Council por la Consolidator Research Grant ―DECRESIM". A.G.A agradece al MINECO un contrato Ramón y Cajal.

Referencias

[1] (a) Bernien et al., *Nature* 2013, **497**, 86 ; (b) Dolde et al., *Nature Physics* 2013, **9**, 139
[2] (a) S. Takahashi et al., *Nature* 2011, **476**, 76; (b) P.C.E. Stamp, A. Gaita-Ariño, *J. Mater. Chem.* 2008, **19**, 1718
[3] L. Escalera, N. Suaud, A. Gaita Ariño, trabajo en preparación
[4] J. J. Baldoví et al., *Inorg. Chem.*, **2014**, *53*, 9976 (y las referencias que contiene)

[5] S. Hill, E. Coronado, A. Gaita Ariño, trabajo en preparación
[6] L. E. Rosaleny-Peralvo, A. Gaita Ariño, trabajo en preparación

Nanoscale constrictions in superconducting coplanar waveguide resonators: attempts to perform circuit QED with small spin ensembles

M. D. Jenkins,[1] C. Extremiana,[1] U. Naether,[1] M. Ciria,[1] J. Sesé,[2] M. C. Pallarés,[2] A. Lostao,[2,3] J. Atkinson,[4] C. Sánchez-Azqueta,[5] E. del Barco,[4] J. Majer,[6] D. Zueco,[1,3] J. L. García-Palacios,[1,3] and F. Luis[1,*]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón, CSIC-Universidad de Zaragoza, Pedro Cerbuna 12, 50009 Zaragoza, Spain
[2]Laboratorio de Microscopías Avanzadas. Instituto de Nanociencia de Aragón, Universidad de Zaragoza, 50018 Zaragoza, Spain
[3]Fundación ARAID, Campus Río Ebro, 50018 Zaragoza, Spain
[4]Department of Physics, University of Central Florida, Orlando, Florida 32816, USA
[5]Dpto. de Ingeniería Electrónica y Telecomunicaciones, Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza, Spain
[6]Vienna Center for Quantum Science and Technology, Atominstitut, TU Wien, 1020 Vienna, Austria
*fluis@unizar.es

The field of cavity quantum electrodynamics (QED) studies the interaction of photons in resonant cavities with either natural or ~~–~~artificial" atoms, such as quantum dots and superconducting qubits, having a nonlinear and discrete energy level spectrum.[1] For applications in spectroscopy and especially quantum information processing, a major goal is to maximize the coupling strength *g* of the atom to either electric or magnetic cavity fields, making it larger than the decoherence rates of both the cavity and the atom (strong coupling regime).[2] Attaining this regime for individual spin qubits would open the possibility of developing an all-magnetic quantum processor. Although still very challenging, this goal appears to be within reach of state-of-the art technology provided that resonant circuits able to concentrate the RF magnetic field in nanoscopic regions can be fabricated.[3]

In this communication, we report on the design, fabrication, and characterization of superconducting coplanar waveguide resonators with nanoscopic constrictions.[4] By reducing the size of the center line down to 50 nm, the radio frequency currents are concentrated and the magnetic field in its vicinity is increased. The device characteristics are only slightly modified by the constrictions, with changes in resonance frequency lower than 1% and internal quality factors of the same order of magnitude as the original ones (Fig. 1). These devices could enable the achievement of higher couplings to small magnetic samples or even to single molecular spins and have applications in circuit quantum electrodynamics, quantum computing, and electron paramagnetic resonance. Preliminary experiments performed on small spin ensembles directly deposited onto these constrictions by dip pen nanolithography are also reported.

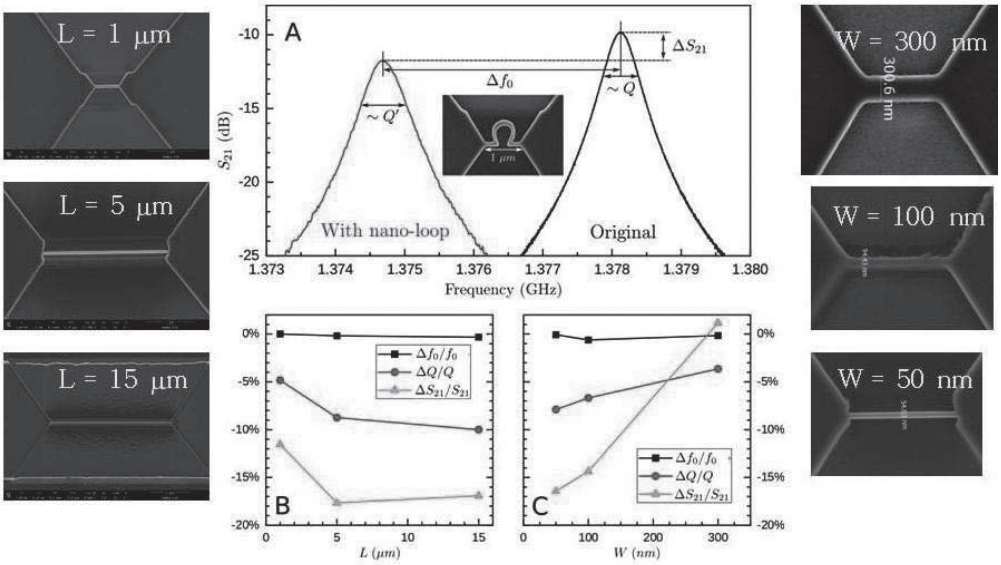


Figure 1. A: Comparison of transmission resonances measured on a superconducting resonator before and after the fabrication of a nanoloop constriction at its center line (SEM image in the

inset). B and C: Variation of resonance parameters for 50 nm wide constrictions as a function of its length *L* and of 1 μm long constrictions as a function of its width *W*, respectively. Scanning electron microscope images of six nano-constrictions fabricated in the center lines of different resonators are also shown.

Acknowledgments

We acknowledge fruitful discussions with J. J. García- Ripoll and S. Celma. The present work has been partly funded by Grant Nos. MAT2012-38318-C03, MAT2012-31309, and FIS2011-25167 from the Spanish MINECO, DGA Grants Nos. E98-MOLCHIP, E19-GEFENOL, and E81, EU project PROMISCE, and Fondo Social Europeo. Mark D. Jenkins work was funded by a JAE-predoc CSIC grant.

References

[1] R. J. Schoelkopf and S. M. Girvin, *Nature* **451** (2008) 664.
[2] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Nature* **431** (2004) 162.
[3] M. Jenkins, T. Hümmer, M. J. Martínez-Pérez, J. García-Ripoll, D. Zueco, and F. Luis, *New J. Phys*. **15** (2013) 095007.
[4] M. D. Jenkins, U. Naether, M. Ciria, J. Sesé, J. Atkinson, C. Sánchez-Azqueta, E. del Barco, J. Majer, D. Zueco, and F. Luis, *Applied Physics Letters* **105** (2014) 162601.

Quantum Phase Transition and Universal dynamics in the Rabi Model

R. Puebla[1,*], M.-J. Hwang[1], M. B. Plenio[1]

[1]Institut für Theoretische Physik and IQST, Albert-Einstein-Allee 11, Universität Ulm, D-89069 Ulm, Germany.

*ricardo.puebla@uni-ulm.de

Abstract

We consider the Rabi Hamiltonian which exhibits a quantum phase transition (QPT) despite consisting only of a single cavity field and a two-level atom. We prove QPT by deriving an exact solution in the limit where the atomic transition frequency in unit of the cavity frequency tends to infinity. The effect of a finite transition frequency is studied by analytically calculating finite-frequency scaling exponents as well as performing a numerically exact diagonalization. Going beyond this equilibrium QPT setting, we prove that the dynamics under slow quenches in the vicinity of the critical point is universal, that is, the dynamics is completely characterized by critical exponents. Our analysis demonstrates that the Kibble-Zurek mechanism can precisely predict the universal scaling of residual energy for a model without spatial degrees of freedom. Moreover, we find that the onset of the universal dynamics can be observed even with a finite transition frequency.

Quantum Phase Transition

The Rabi model describes the interaction between a two-level atom with a single-mode cavity field, whose Hamiltonian reads ($\hbar=1$)

$$H = \omega a^\dagger a + \frac{\Omega}{2}\sigma_z - \lambda(a + a^\dagger)\sigma_x, \tag{1}$$

where Ω and ω is the atomic and cavity field frequency, respectively, while λ is the coupling strength. The single-mode cavity field is described by the usual annihilation (a) and creation ($a^\dagger$) operator, and the two-level atom by the Pauli matrices (ζ_x, ζ_y, ζ_z). Having only two constituent particles, the Rabi model is far from being in the thermodynamic limit where a QPT normally occurs; however, the infinite limit of the ratio of the atomic transition frequency to the cavity field frequency, $\Omega/\omega\to\infty$, can play the role of thermodynamic limit that allows the spectral gap to be precisely closed at the critical point [1]. We obtain the exact solution for the low-energy physics in this limit by means of a Schrieffer-Wolff transformation [2] of the Hamiltonian (1), which reveals the existence of a critical value of the coupling strength where a 2nd order QPT takes place, beyond which the Z_2 parity symmetry is broken and the cavity field is macroscopically occupied (*superradiance*). Moreover, the solution allows us to show signatures of criticality in other relevant observables, as well as to obtain exactly the critical exponents z and ν that characterizes the QPT [2]. Finally, the effect of a finite value of Ω/ω on the QPT is analyzed in the spirit of the finite-size scaling [3, 4]. For that purpose, we calculate the leading order correction to the exact effective Hamiltonian in the limit $\Omega/\omega\to\infty$ and then, we rely on a variational method to analytically obtain a set of finite-frequency scaling exponents for relevant ground-state observables at the critical point, as ground-state energy or photon number. The validity of this effective Hamiltonian for a finite value of Ω/ω is verified comparing the results with the ones obtained from a numerical diagonalization of (1).

Universal dynamics and Kibble-Zurek mechanism

Once the equilibrium properties of the QPT are established, we are able to investigate the universality in the dynamics of the Rabi model. This issue is not only interesting from a fundamental point of view (how the universality emerges in non-equilibrium dynamics remains an open problem [5, 6]), but also in current schemes of quantum computation [7]. On the other hand, as an extra motivation, we find that the celebrated Kibble-Zurek mechanism (KZM) [6, 8, 9]

seemed to fail in systems undergoing a QPT without a spatial degree of freedom [10, 11], as it is the case in the Rabi model or in the well-known Dicke and Lipkin-Meshkov-Glick models [12, 13]. The KZM successfully predicts the universal scaling of the density of formed defects or excitations when the system traverses a classical or quantum second-order phase transition, where both correlation length and relaxation time diverge at the critical point causing the unavoidably cease of adiabatic dynamics [8, 9]. Hence, our establishment of the equilibrium QPT arises as a perfect test-bed to verify KZM predictions in systems where the correlation length plays no role. The simplicity of this model allows us to solve the critical dynamics in the stringent $\Omega/\omega\to\infty$ limit, confirming for the first time the KZM prediction for a system without spatial degree of freedom. In particular, we analyze the non-equilibrium dynamics of the system, initially prepared in the ground state, changing the coupling strength linearly during a quench time η_q. The larger the quench time, the slower the rate of change of the coupling strength and the less excitations will be created during the quench. Then, we measure the degree of non-adiabaticity (or excitations) produced during the evolution by means of the residual energy E_r [9-11], which results from the energy difference between the evolved state and the instantaneous ground state, i.e. zero residual energy corresponds to a perfect adiabatic evolution. We find that, when the driving ends at the critical point, the residual energy E_r scales in a universal way as a function of the quench time η_q, given by

$$E_r \sim \tau_q^{-z\nu/(z\nu+1)}, \tag{2}$$

where z and ν are the critical exponents obtained in the equilibrium QPT. This is precisely the KZM prediction. To the contrary, if the QPT is not involved in the dynamics, i.e. the critical point is not traversed, the universal scaling is lost and $E_r \sim \eta_q^{-2}$ emerges as expected from the Adiabatic Perturbation Theory [14]. Finally, we perform the same analysis for systems with a finite value Ω/ω where a crossover from the quadratic to the universal decay in η_q is observed as the ratio Ω/ω increases.

In conclusion, we find an effective low-energy description of the ubiquitous Rabi model in the $\Omega/\omega\to\infty$ limit that unveils the universality of the model both in and out of equilibrium. Our analysis shows that the superradiant QPT can be investigated even with systems of a single atom, where solving the critical dynamics is more tractable. Indeed, we report the first confirmation of the KZM prediction for a model without spatial degree of freedom. This is based on our recent work [15].

Acknowledgements: This work was supported by the EU Integrating projects SIQS and DIADEMS, the EU STREP EQUAM and an Alexander von Humboldt Professorship.

References

[1] S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions*, 2nd ed., Cambridge University Press, 2011.
[2] J. Schrieffer, P. Wolff, *Phys. Rev.* **149** (1966) 491; S. Bravyi, D. P. Vincenzo, D. Loss, *Ann. Phys.* **326** (2011) 2793.
[3] R. Botet, R. Jullien, P. Pfeuty, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 478; R. Botet, R. Jullien, *Phys. Rev. B* **28** (1983) 2955.
[4] S. Dusuel, J. Vidal, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 237204.
[5] J. Eisert, M. Friesdorf, C. Gogolin, *Nat. Phys.* **11** (2015) 124.
[6] A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, M. Vengalattore, *Rev. Mod. Phys.* **83** (2011) 863.
[7] R. Schützhold, G. Schaller, *Phys. Rev. A* **74** (2006) 060304(R); S. Santra, G. Quiroz, G. V. Steeg, D. A. Lidar, *New. J. Phys.* **16** (2014) 045006.
[8] W. H. Zurek, *Nature* **317** (1985) 505; *Phys. Rep.* **276** (1996) 177.
[9] A. del Campo, W. H. Zurek, *Int. J. Mod Phys A* **29** (2014) 1430018; B. Damski, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 035701; A. Polkovnikov, *Phys. Rev. B* **72** (2005) 161201; W. H. Zurek, U. Dorner, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 105701; J. Dziarmaga, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 245701.
[10] O. L. Acevedo, L. Quiroga, F. J. Rodriguez, N. F. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 030403.
[11] T. Caneva, R. Fazio, G. Santoro, *Phys. Rev. B* **78** (2008) 104426.
[12] R. H. Dicke, *Phys. Rev*. **93** (1954) 99.
[13] H. J. Lipkin, N. Meshkov, A. J. Glick, *Nuclear Physics* **62** (1965) 188.
[14] C. De Grandi, A. Polkovnikov, *Quantum Quenching, Annealing and Computation,* Springer, Heidelberg, 2010.
[15] M.-J. Hwang, R. Puebla, M. B. Plenio, *arXiv:1503.03090* (submitted to *Phys. Rev. Lett.*)

Quantum Walks bidimensionales en presencia de campos eléctricos

L. A. Bru[1,*], M. Hinarejos[2], C. Alonso-Lobo[1], A. Pérez[2], F. Silva[1], G. J. de Valcárcel[1], E. Roldán[1]

[1]Departament d'Òptica i d'Optometria i Ciències de la Visió, Universitat de València
[2]Departament de Física Teòrica, Universitat de València

* luis.bru@uv.es

Introducción

La acción de un campo eléctrico externo sobre el bien conocido *Discrete-time Quantum Walk* (QW) unidimensional ha sido estudiado a fondo, tanto teórica [1] como experimentalmente [2]. El interés en explorar los efectos de campo eléctrico radica, por una parte, en la adquisición de nuevas herramientas de control sobre la dinámica del *paseante*, y por otra parte, en que el QW guarda similitudes con sistemas de física del estado sólido, sistemas que de hecho puede modelizar.

La presencia de un campo eléctrico homogéneo E se traduce en la adición de una fase ϕ (proporcional a la amplitud del campo eléctrico) en la función de ondas del paseante cuando este pasa de un sitio de la red al siguiente, es decir el unitario que gobierna la evolución pasa a ser

$$\hat{U}_{\phi} = e^{j\phi\hat{x}}\hat{U}_0,$$

con $\hat{U}_0$ el operador unitario del QW convencional. La adición del operador de fase eléctrica introduce una dinámica mucho más rica, incluyendo fenómenos de localización, propagación balística con resurgimientos (*revivals*) y movimiento jerárquico, todo ello dependiendo de si la fase ϕ es una fracción racional o irracional de 2π, así como de si su valor particular es grande o pequeño. Recalquemos que el QW eléctrico conecta con el problema de conductores 2D bajo la acción de un campo magnético normal al propio conductor, problema en el que aparecen dependencias similares del comportamiento con la racionalidad del campo aplicado (piénsese en la mariposa de Hofstadter).

EQW en 2 dimensiones

En el presente trabajo, realizamos una extensión del problema al caso de QWs bidimensionales (2D-EQWs). Debido al elevado número de 2D-QWs diferentes existentes (cada uno con sus propias características), empezamos investigando la acción de campos eléctricos en el más simple de ellos, el denominado *Alternate Quantum Walk* (AQW) [3] en 2D. Se trata de un 2D-QW donde el paseo es realizado por un caminante 1D (i.e. posee un estado interno de dos niveles), que va alternando cada vez las dos direcciones en las que se puede mover. En este caso, la primera diferencia con el caso 1D es que la dirección del campo es ahora un nuevo parámetro que juega un importante papel. En el caso trivial donde aplicamos E a lo largo de un eje ortogonal encontramos que se produce localización, como en el caso 1D, solo que esta tiene lugar a lo largo de la dirección perpendicular a la del campo, mientras que se tiene una propagación cuasi-balística a lo largo de la dirección ortogonal. Aunque de forma cualitativa la dinámica es similar, existen diferencias notables cuando aplicamos E a lo largo de las diagonales principales o en general una dirección arbitraria (Fig. 1, izquierda). Esto se debe en gran parte a que no existe una isotropía en la red discreta cuadrada sobre la que se propaga el 2D-QW. Los resultados obtenidos para el AQW ayudan a entender el comportamiento de otros 2D-QW más generales, como el de Grover, en presencia de un campo eléctrico ya que éste último es muy similar al AQW (las relaciones de dispersión son las mismas salvo por el hecho de que el paseo de Grover posee además curvas de dispersión no propagantes).

Adicionalmente, proponemos un 2D-QW dado por un nuevo operador moneda en 2D (al que llamamos moneda M) que bajo la interacción del campo exhibe una localización perfecta a lo largo de las direcciones ortogonales, algo que no se da *a priori* con otros 2D-QW. Este comportamiento particular se puede entender en base a la descripción del 2D-QW en el espacio de cuasi-momentos (i.e. relaciones de dispersión).

Otras geometrías: el tubo

En la actualidad, estamos extendiendo la investigación sobre la acción de un campo eléctrico al caso de un 2D-QW propagándose sobre una red espacial en la cual una de las dimensiones está cerrada, lo que resulta en una geometría tubular en 2D. En esta geometría, el batimiento que tiene lugar alrededor de la dimensión cíclica (de *N* nodos) tiene consecuencias directas en la propagación del QW a lo largo de la dimensión abierta. En ausencia de campo eléctrico, el análisis de las relaciones de dispersión nos ha permitido entender el comportamiento del QW en esta geometría, que se desvela como una secuencia de QW unidimensionales retardados (Fig. 1, derecha). Actualmente, estamos considerando el efecto de un campo eléctrico en esta configuración y empezando también a considerar el caso 3D donde una o dos de las dimensiones están cerradas.

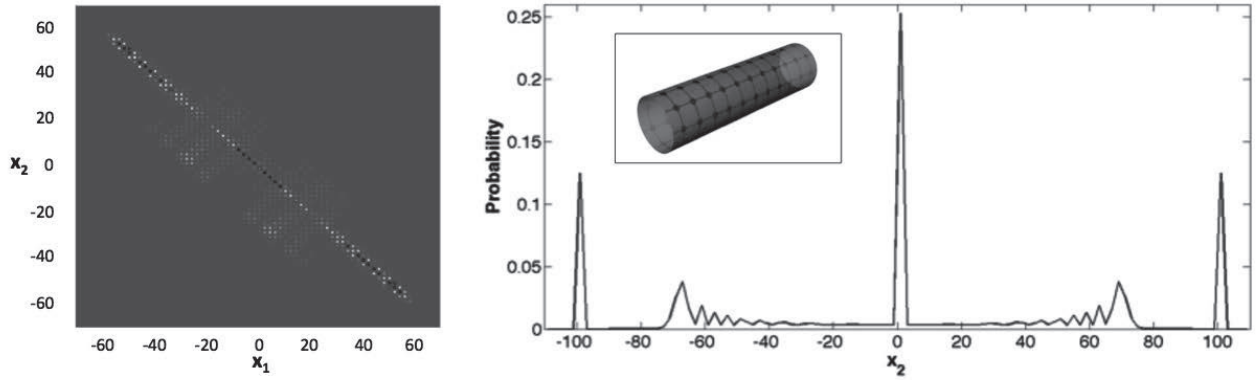


Figura 1. A la izquierda, distribución de probabilidad del AQW en 2D bajo la acción de un campo eléctrico débil a lo largo de la diagonal principal después de N=100 pasos. A la derecha, la distribución de probabilidad trazada a lo largo de la dimensión abierta (x_2) de un AQW propagándose sobre un tubo cuya dimensión cerrada tiene N=8 nodos. Adicionalmente, una ilustración de la geometría propuesta en el recuadro incluido.

Implementaciones experimentales

De forma paralela, estamos diseñando una propuesta experimental óptica que sería capaz de implementar el 2D-QW eléctrico para las geometrías estudiadas (geometrías plana y tubular). Estas propuestas están basadas en el uso de cavidades ópticas como en [4,5], es decir, se trata de implementaciones *clásicas* del QW. El paseo se produce en el espacio bidimensional formado por la frecuencia de la luz (que es la dimensión abierta) y por la orientación de la polarización (lineal) de la luz (que es la dimensión cíclica); además utilizamos dos modos transversales ortogonales (modos de Hermite-Gauss) de forma que el estado de la moneda viene dado por el modo transversal concreto en que se encuentra el haz de luz. Todos estos elementos son adecuadamente situados en el interior de una cavidad óptica de forma que el dispositivo puede simular un elevado número de pasos del QW, incluyendo el efecto del campo eléctrico.

Agradecimientos

Trabajo financiado por el Gobierno de España y por la Unión Europea (fondos FEDER) con el proyecto FIS2011-26960.

Referencias

[1] C. Cedzich, T. Rybár, A. H. Werner, A. Alberti, M. Genske, and R. F. Werner, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 160601.
[2] M. Genske, W. Alt, A. Steffen, A. H. Werner, R. F. Werner, D. Meschede, and A. Alberti, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 190601.
[3] E. Roldán, C. Di Franco, F. Silva, and G. J. de Valcárcel, Phys. Rev. A **87** (2013) 022336.
[4] P. L. Knight, E. Roldán, and J. E. Sipe, Opt. Commun. **227** (2003) 147-157.
[5] A. Schreiber, K.N. Cassemiro, V. Potocek, A. Gábris, P.J. Mosley, E. Andersson, I. Jex, and Ch. Silberhorne, Phys. Rev. Lett **104** (2010) 050502.

Experimentally friendly quantum contextuality *à la carte*

Adán Cabello[1]

[1]Departamento de Física Aplicada II. Universidad de Sevilla. E-41012 Sevilla, Spain.

* e-mail: adan@us.es

Abstract

We solve four problems that affect current contextuality tests with quantum systems. Specifically: (i) We show how to derive *standard* experimentally testable non-contextuality inequalities such that their non-contextual and quantum bounds are, respectively, the independence and Lovász numbers of any given graph. (ii) These inequalities can be tested without long sequences of measurements, (iii) recording in external devices the outcomes before deciding subsequent measurements, and (iv) even using quantum systems of high dimensión in which sequential nondemolition measurements are not feasible (e.g., internal degrees of freedom of individual photons). Result (i) extends a previous result [1] and clarifies the meaning of a recent conection between quantum contextuality and quantum computation [2]. Taken together, results (i)-(iv) provide the tools to observe in the laboratory any form of quantum contextuality on virtually any quantum system.

Introduction

In quantum theory (QT), marginal probabilities are independent of the set of compatible observables (or "context") they are extracted from. In this sense, quantum probabilities are "non-contextual". However, outcomes of quantum measurements are "contextual", since they cannot be explained under the assumption that measurements reveal pre-existing non-contextual values. This impossibility is called contextuality. Contextuality can be experimentally detected and quantified through the violation of inequalities involving the outcomes compatible measurements, called non-contextuality (NC) inequalities. Contextuality is necessary for universal quantum computation with magic states [2] and for device-independent secure communication with quantum systems [3].

Ref. [1] shows that there is a two-way connection between quantum contextuality and graph theory. On one hand, any set of correlations in Bell and NC inequalities can be expressed as a positive linear combination of probabilities of events. Exclusive events can be represented as adjacent vertices of a graph, so correlations in the inequality can be associated to a subgraph. It can be proven that, the maximum value of the correlations for non-contextual theories and QT are, respectively, the independence number and the Lovász number of this subgraph. On the other hand, for any graph, there is always a "NC inequality" (of a special type) such that the non-contextual and quantum maxima are exactly its independence and Lovász numbers. These results identify these graph-theoretic notions as fundamental physical objects and, in principle, provide a method for singling out experiments with quantum contextuality on demand.

There are four obstacles for this program of quantum contextuality *à la carte*: (i) The "NC inequalities" derived in Ref. [1] are not NC inequalities in the standard sense defined above (sometimes they involve probabilities of incompatible observables) and the method for converting them into experimentally testable standard NC inequalities involving only compatible observables depends on the graph and there are graphs for which no method is known. (ii) The resulting NC inequalities frequently require long sequences of measurements on the same individual quantum system, something that is experimentally difficult, even with trapped ions [4]. (iii)-(iv) The most interesting forms of quantum contextuality require quantum systems of high dimension. The best way to experimentally achieve these high dimensions is using internal degrees of freedom of

individual photons [5]. However, it is very difficult to perform nondemolition measurements on photons, and none of the current methods for performing contextuality tests (or their best approximation) with photons allows us to achieve something that is important for testing contextuality, namely, the possibility of chosing the measurements only *after* the outcome of the previous measurement is recorded in an *external* device.

Result

Here we solve all these obstacles simultaneously by proving that, for any graph $G(V, E)$ with vertex set V, edge set E, and Lovász optimum orthogonal representation $\{|i\rangle\}$, the following inequalities hold:

$$\sum_{i\in V} P(i=1) - \sum_{(i,j)\in E} P(i=1, j=1) \overset{NCHV}{\leq} \alpha(G) \overset{QT}{\leq} \vartheta(G),$$

where $i=1$ indicates obtaining outcome 1 when measuring the observable corresponding to $|i\rangle\langle i|$. The first inequality is a standard NC inequality involving only compatible measurements, that can be tested with sequences of two measurements in which the first non-demolition measurement, e.g., $|i\rangle\langle i|$, can be replaced by a demolition measurement followed by a preparation of the state $|i\rangle$ whenever the measurement gives 1, and followed, only in this case, by a demolition measurement of $|j\rangle\langle j|$.

This simple result allow us to observe in the laboratory any form of quantum contextuality corresponding to a graph with interesting properties and using virtually any quantum system. This does not only open the door to the program of producing contextuality on demand, but extends the result of Ref. [1], clarifies the connection between quantum contextuality and quantum computation presented in Ref. [2], and may lead to further applications for quantum information and computation.

Acknowledgments

We thank support from the FQXi large grant project "The Nature of Information in Sequential Quantum Measurements".

References

[1] A. Cabello, S. Severini, and A. Winter, *Phys.Rev. Lett.* **112** (2014) 040401.
[2] M. Howard, J. J. Wallman, V. Veitch, and J. Emerson, *Nature* **7** (2014) 031037.
[3] J. Barrett, L. Hardy, and A. Kent, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 010503.
[4] G. Kirchmair *et al.*, *Nature* **460** (2009) 494.
[5] M. Krenn *et al.*, *PNAS* **111** (2014) 6243.

Entanglement and nonlocality are inequivalent for any number of parties

R. Augusiak[1,*], M. Demianowicz[1], J. Tura[1], A. Acín[1,2]

[1]ICFO-Institut of Ciències Fotòniques, Av. Carl Friedrich Gauss 3, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain
[2]ICREA-Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, Lluis Companys 23, 08010 Barcelona, Spain

* remigiusz.augusiak@icfo.es

Introduction

It is already a well-established fact that both entanglement (the existence of compound states that do not admit a description in terms of probabilistic combinations of products of states representing individual subsystems) and nonlocality (the impossibility of describing by local hidden variable (LHV) theories the correlations arising from measuring quantum states) are essential features of quantum theory. Moreover, both have turned into key resources for quantum information theory (see, e.g., Refs. [1, 2, 3]). It is then one of the most important problems of QIT, both from the fundamental and practical points of view, to understand how these two notions relate to each other. At first sight, one might be tempted to conclude that entanglement and nonlocality are equivalent notions. And, in fact, these notions coincide for pure states as any pure entangled state always violates a Bell inequality [4]. This intuition is, however, not correct as this relationship becomes more involved for mixed states: while LHV models trivially exist for separable states, not all entangled states are nonlocal. The first to show this effect was Werner who constructed an explicit LHV model for all projective measurements for a class of highly symmetric states—the so-called Werner states [5]. Later, bulding on Werner's model, Barrett proved in [6] that some of the entangled Werner states admit an LHV model even if generalized measurements are considered. Later, the relation between entanglement and nonlocality was explored in Refs. [7, 8] (see also [9] for a recent review on LHV models for quantum states).

Now, apart from a single result concerning tripartite quantum systems [10], very little is known
about the relation between entanglement and nonlocality in the general multipartite scenario. Here, this question becomes much subtler as the multiparty scenario offers a richer variety of different types of entanglement and nonlocality. For instance, for any number of parties, it is trivial to construct a non-separable, and thus entangled state, that has a local model: it suffices to combine an entangled and local Werner state for two parties with a fully product state for the remaining ones. However, this is clearly nothing but a manifestation of the inequivalence between entanglement and locality for two parties. Thus, the most natural question in the multipartite scenario is whether for an arbitrary number of parties N, there always exists a gap between genuinely N-party entanglement and genuinely N-party non-locality, or, in other words, if there exist genuinely multipartite entangles states that are not genuinely multipartite nonlocal.

Our main goal is to show that this is the case, thus proving that entanglement and nonlocality are inequivalent for any number of parties.

The results presented below are based on [11].

The result

We are now in position to state and prove our main result: *entanglement and nonlocality are not equivalent for any number of parties*. To prove this we provide a general construction of multipartite quantum states that, for any number of parties, are genuinely multipartite entangled but not genuine multipartite nonlocal (the corresponding probability distribution generated in the Bell-type experiment admits a LHV model with respect to some partition of the parties). In order to state our construction explicitly we need two facts (their proofs may be found in [11]).

Fact 1. Let ρ_{AB} be some two-qudit quantum state. Let us then consider a pair of quantum channels Λ_A and Λ_B sending operators acting on a single-qudit Hilbert space to operators acting on

L-party and *(N-L)*-party Hilbert spaces of some local dimension *d′*. Now, if ρ_{AB} admits a LHV model, then the *N*-partite state $\sigma_{A1\ldots AN} = (\Lambda_A x \Lambda_B)(\rho_{AB})$ has a bilocal model with respect to the bipartition $S|S'$ of $A_1, \ldots, A_N$ with $S := A_1 \ldots A_L$ and $S' := A_{L+1} \ldots A_N$.

Fact 2. Let us consider a multipartite state $\sigma_{A1\ldots AN}$ and assume that with respect to some bipartition $S|S'$ of $A_1, \ldots, A_N$, the subsystems *S* and *S′* of $\sigma_{A1\ldots AN}$ are symmetric. Then, the state $\sigma_{A1\ldots AN}$ is either separable with respect to the bipartition $S|S'$, or it is genuinely multipartite entangled.

Having these two fact, our construction goes as follows. Take a bipartite state ρ_{AB} that has a LHV model for generalized measurements (as for instance the Werner states) and a pair of quantum channels Λ_A and Λ_B whose output spaces are symmetric subspaces of, respectively, *L*-party and *(N-L)*-party Hilbert spaces of some local dimension *d′*. Here, we additionally assume that these channels are invertible. Now, since the state ρ_{AB} is local, due to Fact 1, the state $\sigma_{A1\ldots AN} = (\Lambda_A x \Lambda_B)(\rho_{AB})$ is clearly not genuinely nonlocal; it is bilocal with respect to the bipartition $S|S'$. Then, since ρ_{AB} is entangled, Fact 2 directly implies that the state $\sigma_{A1\ldots AN}$ is genuinely multipartite entangled. As a result, any bipartite entangled state with an LHV model gives rise to an *N*-partite genuinely entangled states with a bilocal model with arbitrary *N*.

Conclusion and discussion

We show that entanglement and nonlocality are inequivalent for any number of parties. It should be noticed here that for simplicity in our proof we used the Svetlichny definition of nonlocality in multipartite systems, which was, however, recently shown to be inconsistent with operational definitions of nonlocality [12]. Nevertheless, our main result persists even if these operational definitions are considered.

It is finally worth mentioning that our construction also implies that genuine multipartite entanglement is inequivalent to steering another intriguing phenomenon of quantum information theory [13]. That is, by applying it to a bipartite state that has a local model with quantum response function, the construction produces a GME state which is unsteerable (in at least one direction) across the same bipartition with respect to which it is bilocal.

Acknowledgments

This work is supported by the EU ERC CoG QITBOX and AdG OSYRIS, EU project SIQS, Spanish project Chist-Era DIQIP, and the John Templeton Foundation. R. A. also acknowledges the Spanish MINECO for the support through the Juan de la Cierva program.

References

[1] A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 661.
[2] A. Acín *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 230501.
[3] S. Pironio *et al.*, *Nature (London)* **464** (2010) 1021.
[4] N. Gisin, *Phys. Lett. A* **154** (1991) 201.
[5] R. F. Werner, *Phys. Rev. A* **40** (1989) 8.
[6] J. Barrett, *Phys. Rev. A* **65** (2002) 042302.
[7] M. L. Almeida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 040403.
[8] A. Acín, N. Gisin, and B. Toner, *Phys. Rev. A* **73** (2006) 062105.
[9] R. Augusiak, M. Demianowicz, A. Acín, *J. Phys. A* **47** (2014) 424002.
[10] G. Tóth and A. Acín, *Phys. Rev. A* **74** (2006) 030306(R).
[11] R. Augusiak, M. Demianowicz, J. Tura, A. Acín, arXiv:1407.3114.
[12] R. Gallego, L. E. Würflinger, A. Acín and M. Navascués, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 070401;
J.-D. Bancal, J. Barrett, N. Gisin and S. Pironio, *Phys. Rev. A* **88** (2013) 014102.
[13] E. Schrödinger, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **31** (1935) 555; H. M.Wiseman, S. J. Jones, and A. C. Doherty, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 140402.

Localidad de la temperatura en cadenas de espines

S. Hernández-Santana[1,*], A. Riera[1], K.V. Hovhannisyan[1], M. Perarnau-Llobet[1], L. Tagliacozzo[1] and A. Acín[1,2]

[1] ICFO-Institut de Ciencies Fotoniques, Mediterranean Technology Park, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain
[2] ICREA-Institució Catalana de Recerca i Estudies Avançats, Lluis Companys 23, 08010 Barcelona, Spain

* senaida.hernandez@icfo.es

Introducción

Uno de los postulados fundamentales de la termodinámica es el llamado Principio Cero: dos cuerpos, cada uno en equilibrio termodinámico con un tercer sistema, están en equilibrio entre ellos [1, 2]. Este principio se encuentra detrás de la noción de temperatura. De hecho, consta de tres partes: (i) existe un estado térmico de equilibrio que está caracterizado por un solo parámetro llamado temperatura, y cualquier sistema aislado tiende a este estado; (ii) la temperatura es local, es decir, cada parte del sistema está en un estado térmico; y (iii) la temperatura es una cantidad intensiva: si el sistema completo está en equilibrio, todas las partes tienen la misma temperatura. Los últimos dos puntos son normalmente derivados para sistemas débilmente interactuantes. No obstante, cuando las interacciones presentes en el sistema no son despreciables, los últimos dos puntos necesitan ser revisados. Basándonos en Ref. [3, 4], en este trabajo nos concentramos en la clarificación y la generalización de estos aspectos para cadenas de espines con interacciones fuertes y de corto alcance.

Descripción del problema

Consideramos un sistema periódico descrito por un Hamiltoniano de interacciones locales H y en equilibrio térmico, dado por un estado canónico a temperatura inversa $\beta=1/k_BT$,

$$\Omega(\mathrm{H}) = \frac{\mathrm{e}^{-\beta \mathrm{H}}}{\mathrm{Tr}(\mathrm{e}^{-\beta \mathrm{H}})}, \tag{1}$$

y buscamos entender las propiedades térmicas de un subsistema arbitrario, A, del mismo. Este subsistema A se encuentra en el estado reducido

$$\rho_A = Tr_{A^c}\left[\Omega(H)\right] \tag{2}$$

donde A^c hace referencia al resto del sistema. Dado esto, no es claro cómo se puede asignar una temperatura a una parte del sistema. Por tanto, el estado reducido ρ_A no tiene la forma de un estado térmico (1) en general.

En el contexto de la información cuántica, un primer paso para lidiar con este problema fue hecho para sistemas harmónicos con interacciones locales en Ref. [3]. En concreto, se asume que el sistema está compuesto por un subsistema A, una región de frontera B rodeando A y el resto del sistema C (ver Fig. 1). Dado esto, muestran que es posible aproximar el estado reducido ρ_A por

$$\rho'_A = Tr_B\left[\Omega(H_{AB})\right], \tag{3}$$

donde H_{AB} es el Hamiltoniano local del sistema compuesto AB en el caso de que éste no interactúe con el resto del sistema C (Hamiltoniano H_0 en Fig. 1). Por tanto, se dice que la temperatura está bien definida localmente ya que el tamaño de la región B es independiente del sistema global.

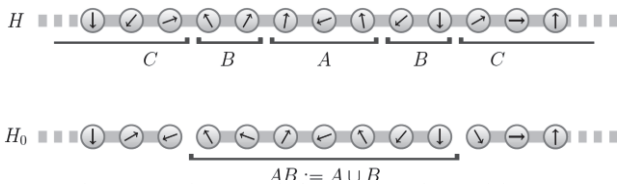


Figure 2: Esquema del subsistema de interés A, la región de frontera B, y el resto del sistema C para una cadena de espines.

Por otro lado, en Ref. [5] fue probado que la diferencia entre los valores esperados de observables locales en las situaciones descritas (Fig. 1) está directamente relacionada con las correlaciones del sistema a través de la expresión

$$Tr_A[O\rho'_A] - Tr_A[O\rho_A] = 2\int_0^1 ds \int_0^{\beta/2} dt \, \mathrm{cov}_{\Omega_s}^{t/\beta}(H_I, O), \tag{4}$$

donde O es cualquier operador actuando sobre el subsistema A, H_I es el término del Hamiltoniano que acopla el sistema AB con C, Ω_s es el estado térmico asociado al Hamiltoniano

$$H_s = H - (1-s)H_I, \tag{5}$$

y $\mathrm{cov}_{\Omega_s}^{t/\beta}(H_I, O)$ es la covarianza generalizada dada en Ref. [5] y cuantifica las correlaciones del sistema. Esta diferencia permite cuantificar la validez de la aproximación.

Resultados y conclusiones

En Ref. [5] muestran que la temperatura es intensiva para sistemas con interacciones locales a temperaturas altas. Por el contrario, nosotros estudiamos el problema para sistemas a cualquier temperatura. En concreto, para sistemas unidimensionales con interacciones locales y de corto alcance, probamos que

$$Tr_A[O\rho'_A] - Tr_A[O\rho_A] \leq f(l_B), \tag{6}$$

donde l_B es la anchura de la región de frontera y $f(l_B)$ es una función que decae exponencialmente en sistemas fuera de la criticalidad y como una ley potencial en el caso crítico. Para obtener (8) en sistemas fuera de la criticalidad, utilizamos técnicas desarrolladas en el campo de *tensor networks* [6, 7]. En el caso crítico, se utilizan también técnicas provenientes de *conformal field theory* [8, 9].

De esta manera, verificamos que siempre es posible garantizar que los estados reducidos ρ'_A y ρ_A sean equivalentes para l_B suficientemente grande, independientemente del tamaño del sistema. Por tanto, la temperatura está bien definida localmente en el sistema. Este resultado se aplica a cualquier temperatura, incluyendo estados fundamentales.

Además, ejemplificamos nuestros resultados con el modelo de Ising, para el cual estudiamos la distinguibilidad entre los estados reducidos y obtenemos la relación entre la intensividad de la temperatura y las correlaciones en el sistema.

Por último, comentamos las posibles implicaciones de nuestros resultados para la simulación clásica de sistemas cuánticos en equilibrio térmico.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el proyecto IP SIQS, el proyecto español FOQUS, y la Generalitat de Catalunya (SGR 875). S.H.S. and M.P.L. son financiados por el programa "La Caixa"-Severo Ochoa, A.R. es financiado por la beca Beautriu de Pinós (BP-DGR 2013) y A.A. es financiado por ERC CoG QITBOX. Todos los autores agradecen a *EU COST Action MP1209* "Thermodynamics in the quantum regime".

Referencias

[1] L.E. Reichl, *A Modern Course in Statistical Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1998.

[2] R. Balian, *From Microphysics to Macrophysics*, Springer, Heidelberg, 2007.
[3] A. Ferraro, A. García-Saez, and A. Acín, *Europhys. Lett.* **98** (2012) 10009.
[4] A. García-Saez, A. Ferraro, and A. Acín, *Phys. Rev. A* **79** (2009) 052340.
[5] M. Kliesch, C. Gogolin, M.J. Kastoryano, A. Riera, and J. Eisert, *Phys. Rev. X* **4** (2014) 031019.
[6] M.B. Hastings, *Phys. Rev. B* **73** (2006) 085115.
[7] A. Molnár, N. Schuch, F. Verstraete, J.I. Cirac, *Phys. Rev. B* **91** (2014) 045138.
[8] John L. Cardy, *Nucl. Phys. B* **240** (1984) 514–532.
[9] John L. Cardy, *Nucl. Phys. B* **275** (1986) 200–218.

Order of Grover's search algorithm with both total and local depolarizing channel error

I. Cohn[1], A. Fonseca de Oliveira[1] , E. Buksman[1,*], J. García-López[2]

[1]Facultad de Ingeniería, Universidad ORT Uruguay, Montevideo, Uruguay.
[2]ETSI de Sistemas Informáticos, UPM, Madrid, España.

* buksman @ort.edu.uy

Introduction

Noise is an inherent part of quantum computation. Although there exists a fault-tolerant approach to quantum computing [1], this requires many computational resources. Hence, it is important to analyze how noise affects well-known algorithms. In this paper the effect of noise in Grover's search algorithm [2] is studied. The noise is modeled as both total depolarizing channel (TDCh), and local depolarizing channel (LDCh) in every qubit [3].

An analysis of the order has been made analytically for the TDCh, and an approximation has been done for the LDCh.

Grover's Search Algorithm

Grover's quantum search algorithm [2], solves the problem of finding a marked element (the target state $|t\rangle$) in an unsorted database of N elements ($N = 2^n$), in $k_{Gr} = \left\lfloor \frac{\pi}{4}\sqrt{N} \right\rfloor$ steps, where n is the number of qubits. The search is initialized with the superposition state $|s\rangle = H^{\otimes n}|0\rangle$. The probability of finding the target after applying the operator $G = \left(I - 2|s\rangle\langle s|\right).\left(I - 2|t\rangle\langle t|\right)$, k times is [2]:

$$p_k = \sin^2\left[(2k+1)\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)\right]. \qquad (1)$$

TDCh error model in Grover's algorithm

The Total Depolarizing Channel (TDCh) acts in an n-qubit input state ρ, defined by the operator: $\Delta(\rho,\varepsilon) = \varepsilon\frac{I}{N} + (1-\varepsilon)\rho$, where ε is the probability of error. Applying this error in every step of the algorithm yields the state $\tilde{\rho}_k^T = (1-\varepsilon)^k\rho_k + (1-(1-\varepsilon)^k)\frac{I}{N}$, where k is the number of steps and $\rho_k = (G)^k|s\rangle\langle s|\left(G^+\right)^k$ is Grover's algorithm original state (without error). Thus, the probability of finding the target state is

$$\hat{p}_k^T(\varepsilon) = (1-\varepsilon)^k p_k + (1-(1-\varepsilon)^k)\frac{1}{N}, \qquad (2)$$

where p_k is the probability given by eq. (1). Deriving the eq. (2), the step in which the probability is maximum is found:

$$k_{\max} = \max\left(\left\lfloor \frac{\pi - \arcsin(\varepsilon) - \arcsin\left(\left[\left(1-\frac{2}{N}\right)+\varepsilon\right]\right)}{4\varepsilon} \right\rfloor, 1\right), \qquad (3)$$

where $\theta = \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)$ and $\delta = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{4\theta}{\ln(1-\gamma)}\right)^2}}$. A similar approach was taken in [4].

For $n >> 1$ and $0 < \alpha << \frac{2\theta}{\sqrt{N}}$, the Taylor approximation of eq. (3) is $k_{\max} \approx \left\lfloor \frac{\theta}{4}\sqrt{N} - \frac{N\alpha}{8} \right\rfloor$. Stopping the algorithm after k_{max} steps, the order with TDCh error becomes:

$$\frac{k_{\max}}{\hat{p}_{k_{\max}}} = O\left(\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1+\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1-\frac{2}{\pi^2}\right)\gamma\right)\right). \quad (4)$$

We conclude, as in [4], that for α constant the algorithm becomes of order N.

The LDCh error model in Grover's algorithm

The Local Depolarizing Channel (LDCh), acts in an n-qubit state ρ applying the depolarizing channel in every qubit independently ($\varepsilon(\rho,\alpha) = \varepsilon_1(\rho,\alpha) \otimes \cdots \otimes \varepsilon_n(\rho,\alpha)$, where $\varepsilon_i(\rho,\alpha)$ corresponds to the depolarizing channel acting in the qubit i.

We propose both lower and upper bounds to $\hat{p}_k^L(\alpha)$ (the probability of finding the target in k steps in Grover's algorithm with LDCh error) in terms of the TDCh, deduced from LDCh's Kraus operators. These are: $\alpha_l = 1 - \frac{(4-3\alpha)^n - \alpha^n}{4^n}$ and $\alpha_u = \frac{n\alpha}{2+n\alpha}$.

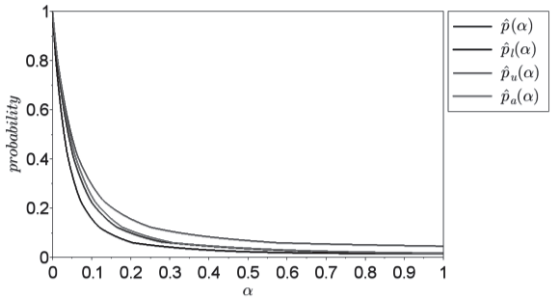


Figure 1: Probabilities of finding the target state for n = 6 at k_{max}. Simulation with LDCh error (blue), lower and upper bounds (black and green) and the proposed approximation (red).

The relationship $\hat{p}_k^T(\alpha_l(\alpha)) \le \hat{p}_k^L(\alpha) \le \hat{p}_k^T(\alpha_u(\alpha))$ holds at least numerically up to 8 qubits. We also propose an approximation of $\hat{p}_k^L(\alpha)$, trying to minimize $\left|\hat{p}_k^T(\alpha_a(\alpha)) - \hat{p}_k^L(\alpha)\right|$, given by $\alpha_a = 1 - \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right)^n$, as seen in Fig 1.

Finally, the obtained orders for $\alpha << 1$ and $n >> 1$ are: $O\left(\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1+\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1-\frac{2}{\pi^2}\right)\frac{3\alpha\log_2 N}{4}\right)\right)$ (with α_l), and $O\left(\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1+\frac{\pi\sqrt{N}}{4}\left(1-\frac{2}{\pi^2}\right)\frac{\alpha\log_2 N}{2}\right)\right)$ (with α_u and α_a).

References

[1] Daniel Gottesman, *Phys. Rev. A* **57**, (1998), 127.
[2] L.K. Grover, Proceedings, ―Afast quantum mechanical algorithm for database search", *28th Annual ACM Symposium on the Theory of Computing*, (1996), 212.
[3] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge Univ. Press (2000).
[4] P. Vrana, D. Reeb, D. Reitzner, and M. M. Wolf, *New Journal of Physics* **16,** (2014) 073033.

Caracterización de errores en circuitos cuánticos: índice de isotropía para estados de n-qubits

A. Fonseca de Oliveira[1,*], E. Buksman[1], J. García-López[2], F. García Mazarío[2]

[1] Facultad de Ingeniería, Universidad ORT Uruguay, Montevideo, Uruguay.
[2] ETSI de Sistemas Informáticos, UPM, Madrid, España.

* fonseca@ort.edu.uy

Introducción

Desde los inicios de la computación cuántica se ha investigado diversas de formas de trabajar con los circuitos cuánticos en ambientes con errores [1-3]. Usualmente se asume la hipótesis de que los errores en cada qubit son independientes, según Shor, simplemente por analogía con el modelo clásico [4]. Aunque en algunos casos esta hipótesis pueda ser realista, no está justificada para errores de decoherencia de un estado de n-qubits y errores en puertas cuánticas más de un qubit. En este trabajo se introduce una forma de caracterizar errores más generales en circuitos cuánticos mediante un índice de isotropía.

Errores isótropos

En [5] se ha definido el concepto de error de decoherencia isótropo, y temporalmente independiente, para estados cuánticos de n-qubits. El error es isótropo respecto a un estado inicial (de referencia) ψ_0, si la probabilidad de ir a un estado ψ depende solamente de la distancia entre ψ y ψ_0.

Sin perder generalidad, considerando el estado de referencia como $\psi_0 = |0\rangle$, el error isótropo puede ser representado como un estado aleatorio

$$|\psi\rangle = a_0|0\rangle + a_1 e^{i\varphi_1}|1\rangle + \ldots + a_{2^n-1} e^{i\varphi_{2^n-1}}\left|2^n-1\right\rangle, \tag{1}$$

siendo $|i\rangle$ los vectores de la base, φ_i variables aleatorias con distribución uniforme en el intervalo $[0,2\pi)$ y a_i variables aleatorias con la misma distribución para $1 \le i \le 2^n - 1$ y que cumplen con el vínculo $\sum_{i=0}^{2^n-1} |a_i|^2 = 1$.

Con las hipótesis anteriores la matriz de densidad (esperanza) de la variable aleatoria $|\psi\rangle\langle\psi|$ tiene la forma

$$\rho = E\left(|\psi\rangle\langle\psi|\right) = \begin{bmatrix} \lambda_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_1 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_1 \end{bmatrix} = \begin{cases} \left(\lambda_1 2^n\right)\dfrac{I}{2^n} + (\lambda_0 - \lambda_1)\rho_0, & \lambda_0 \ge \lambda_1 \\ \left(\lambda_0 2^n\right)\dfrac{I}{2^n} + ((\lambda_1 - \lambda_0))\dfrac{(I-\rho_0)}{\left(2^n-1\right)} & \lambda_0 < \lambda_1 \end{cases}. \tag{2}$$

Índice de isotropía para estados cuánticos de n-qubits

Sea ρ la matriz de densidad que representa el error de un circuito cuántico considerando el estado de referencia $\rho_0 = |0\rangle\langle 0|$ (en caso de otro estado de referencia se realiza un cambio de base), M la matriz de cambio de base que lleva ρ a su forma diagonal $\rho_d = M^+ \rho M$ y

$\lambda = \min(\lambda_i)$, donde λ_i son los valores propios de ρ. En este caso ρ_d se puede descomponer en la forma

$$\rho_d = \lambda I + \Theta = 2^n \lambda \frac{I}{2^n} + Tr(\Theta)\hat{\rho}_d = p\frac{I}{2^n} + (1-p)\hat{\rho}_d . \tag{3}$$

Si se realiza el cambio de base inverso ρ tiene la forma $\rho = p\frac{I}{2^n} + (1-p)\hat{\rho}.$

Definición. Se define el (doble) índice de isotropía para un estado cuántico ρ, considerando como estado de referencia el estado ρ_0 al par

$$Iso(\rho) = (A, p), \text{ siendo} \begin{cases} \text{Alineación isótropa:} & A = F(\hat{\rho}, \rho_0) - F(\hat{\rho}, \rho_{io}) \\ \text{Ancho isótropo:} & p = 2^n \lambda \end{cases} \tag{4}$$

siendo $\rho_{io} = (I - \rho_0)/(2^n - 1)$ el estado mezcla isótropo ortogonal al estado de ρ_0 y $F()$ la fidelidad. Un estado ρ representa un error isótropo cuando $A = 1$ o $A = -1$ $(\forall p)$, o $p = 1$.

Ejemplo

Como ejemplo se analiza la distorsión de información en un canal cuántico utilizando el código corrector de 5 qubits descrito en [6-7]. Los errores son aplicados a la palabra de código y son del tipo *Depolarizing Channel*, *BitFlip*, *PhaseFlip* y *BitPhaseFlip* en cada qubit del canal, y del tipo *Depolarizing Channel* en el estado completo (5 qubits) [8]. Las figuras a continuación ilustran la variación del índice de isotropía en función de la probabilidad (pn) de aplicación de cada tipo de error.

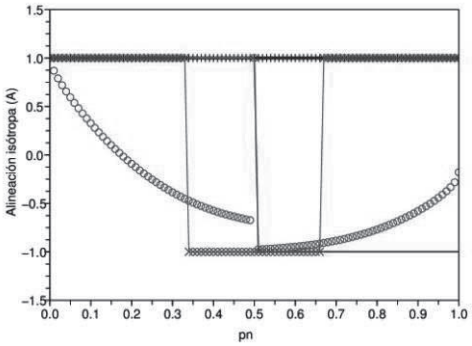


Figura 1. Variación de la alineación isótropa, en el qubit lógico corregido y decodificado, en función de la probabilidad de error. *Depolarinzing Channel* en el estado completo (negra sólida, siempre igual a 1), *Depolarinzing Channel* por qubit (azul +, siempre igual a 1), *BitFlip* (roja sólida), *PhaseFlip* (verde x) y *BitPhaseFlip* (marrón o).

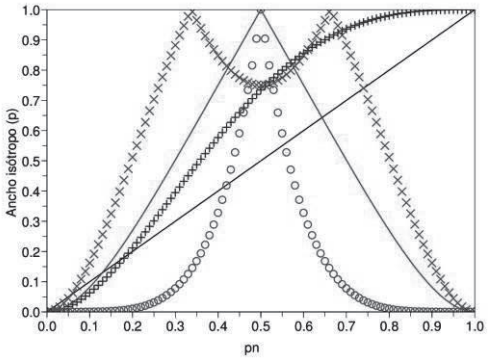


Figura 2. Variación del ancho isótropo, en el qubit lógico corregido y decodificado, en función de la probabilidad de error. *Depolarinzing Channel* en el estado completo (negra sólida), *Depolarinzing Channel* por qubit (azul +), *BitFlip* (roja sólida), *PhaseFlip* (verde x) y *BitPhaseFlip* (marrón o).

Referencias

[1] A, R, Calderbank, P. W. Shor, *Phys. Rev. A* **54** (1996) 1098.
[2] A.M. Steane, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 793.
[3] D. Gottesman, *Phys. Rev. A* **57** (1998) 127.
[4] P. Shor, *Phys. Rev. A* **52** (1995) 2493.
[5] J. García-López y F. G. Mazarío, *Modelos continuos de error en computación cuántica*, Primer Congreso Internacional de Matemáticas en Ingeniería y Arquitectura, Madrid, 2007.
[6] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, W. K. Wootters, *Phys. Rev. A* **54** (1996) 3824.
[7] D. P. DiVincenzo, P. W. Shor, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3260.
[8] M. A. Nielsen y I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, 8 ª ed., Cambridge University Press, 2005.

Implementación del algoritmo de Grover utilizando un modelo de computación cuántico discreto.

L. Gatti[1,*], A. Fonseca de Oliveira[1], E. Buksman[1], J. García-López[2]

[1] Facultad de Ingeniería, Universidad ORT Uruguay, Montevideo, Uruguay.
[2] ETSI de Sistemas Informáticos, UPM, Madrid, España.

* lgatti@uni.ort.edu.uy

Introducción

Los estados resultantes de la aplicación del algoritmo de Grover son un subconjunto de estados que se enmarcan dentro de un modelo de computación cuántica discreto. Estudiando este modelo es posible extraer algunas conclusiones del conocido algoritmo.

Modelo de computación cuántica discreta.

En [1] se presenta un modelo de computación cuántica discreta que permite mantener las principales fortalezas de la computación cuántica: la superposición y el entrelazamiento. El conjunto E (de estados discretos) consiste en todos los estados que se pueden obtener utilizando únicamente el conjunto C de compuertas cuánticas X_i (negación), H_i (Hadamard), V_i (fase $V|0\rangle = |0\rangle$ y $V|1\rangle = i|1\rangle$), $C_{i,j}$ (CNOT) y $T_{i,j,k}$ (Toffoli) partiendo de la base computacional.

Este conjunto, para sistemas de más de 2 qubits $(n_q \geq 3)$, es denso en la esfera unitaria y permite interpretarlo como la acumulación de distintos grados de refinamiento F_k :

$$F_k = \left\{ \varphi \in \mathrm{H}^{2^n} : \left(\sqrt{2}\right)^k \varphi \in (\mathrm{Z}[i])^{2^n} \text{ y } \left(\sqrt{2}\right)^{k-2} \varphi \notin (\mathrm{Z}[i])^{2^n} \right\} \quad \text{y} \quad E_K = \bigcup_{k=0}^{K} F_k \tag{1}$$

donde H^{2^n} nota al espacio de Hilbert correspondiente a un sistema de n qubits y $(\mathrm{Z}[i])^{2^n}$ a un vector complejo 2^n dimensional cuya parte real e imaginaria tienen todas sus entradas enteras.

Se prueba que F_k es un conjunto finito de estados, con $F_k \cap F_{k'} = \varnothing$ si $k \neq k'$. Por tanto $E_{k_1} \subset E_{k_2}$ (estrictamente) si $k_1 < k_2$ y $E = \lim_{K \to \infty} E_K$.

De los trabajos [2] y [3] se deduce que el conjunto de compuertas C es estrictamente universal para las matrices unitarias actuando sobre estados de $n_q \geq 3$ qubits.

Algoritmo de búsqueda Grover.

Este algoritmo [4] emplea como estado inicial la superposición uniforme de todos los $N = 2^{n_q}$ elementos de la base computacional al que llamaremos $|s\rangle$. El objetivo del algoritmo es encontrar alguno de los N estados de la base al que llamaremos $|t\rangle$. Para esto aplica sucesivamente el operador $O = 2|t\rangle\langle t| - I_d$ y el operador $G = 2|s\rangle\langle s| - I_d$.

El operador O (ó G) tiene como vector propio al vector $|t\rangle$ (ó $|s\rangle$) asociado al valor propio 1. El resto de los valores propios son -1 y corresponden a una base de vectores ortogonales a $|t\rangle$

(ó a $|s\rangle$). Por tanto el operador de Grover $U_G = G.O$ no es más que una reflexión sobre el sub-espacio generado por $|t\rangle$ y $|s\rangle$. Luego de aplicar $\Theta\left[\sqrt{N}\right]$ pasos se obtiene un estado muy cercano a $|t\rangle$.

Algoritmo de Grover sobre el conjunto discreto *E*

En el caso de las compuertas utilizadas en el algoritmo de Grover, se prueba que estas se pueden construir sin error utilizando únicamente una cantidad polinómica, en la cantidad de qubits, de compuertas del conjunto C y una cantidad lineal de ancillas. Por tanto los estados resultantes de la evolución de estados en el algoritmo son estados del conjunto E.

Este resultado permite re-interpretar los resultados del algoritmo en función del modelo de computación de cuántica discreta. La cantidad de pasos que se da en el algoritmo está directamente relacionada con el nivel de refinamiento F_k que se alcanza en los estados. Asumiendo un sistema de n_q, por cada aplicación del operador de Grover, si el estado inicial está en el nivel F_k, el estado resultante estará en el nivel F_{k+2n_q-4}. Una aplicación de Grover aumenta el refinamiento del modelo discreto una cantidad $2n_q - 4$. Como se muestra en la figura 1, k crece linealmente con la cantidad de iteraciones.

Por otro lado, es interesante analizar qué pasa cuando se toma la cantidad de iteraciones óptima de Grover, $p_o = \left\lfloor \frac{\pi}{4}\sqrt{N} \right\rfloor$. Para p_o iteraciones el nivel de refinamiento varía según la cantidad de qubits que se utilice. De hecho se puede obtener de forma exacta como $k = \left\lfloor \frac{\pi}{4}\sqrt{N} \right\rfloor \left(2n_q - 4\right) + n_q$. Resultado que se ilustra en la figura 2.

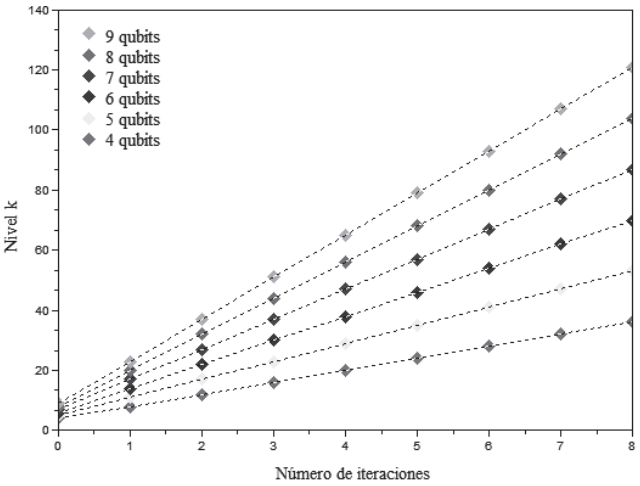


Figura 1: Crecimiento del nivel de refinamiento en función del número de iteraciones del algoritmo de Grover para distintos números de qubits.

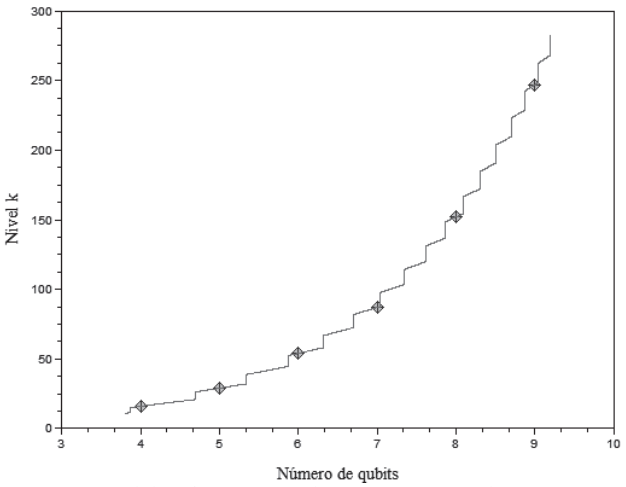


Figura 2: Nivel de refinamiento en la iteración óptima de Grover según la cantidad de qubits utilizados.

Referencias

[1] J. J. Carreño y J. García-López, CONJUNTOS DE ESTADOS PARA COMPUTACIÓN CUÁNTICA DISCRETA, XXXI Reunión Bienal de La Real Sociedad Española de Física, pág. 291, 2007, Granada.

[2] D.Aharanov, *"A Simple Proof that Toffoli and Hadamard are Quantum Universal",* arXiv:quant-ph/0301040, (2003).

[3]Y Shi, *Quantum Information & Computation* **3**(1): 84-92 (2003)

[4] L.K. Grover, Proceedings, ―Afast quantum mechanical algorithm for database search", *28th Annual ACM Symposium on the Theory of Computing*, (1996), 212.

Simposio de Óptica Cuántica y Óptica No-Lineal

Amplificación no lineal de plasmones superficiales via resonancias soliplasmónicas

A. Ferrando[1] y C. Milián[2]

[1]Departament d'Òptica i Optometria i Ciències de la Visió, Universitat de València. C/ Dr. Moliner 50. 46100 Burjassot (València) .

[2]Centre de Physique Théorique, CNRS, École Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France.

* albert.ferrando@uv.es

Introducción

En esta contribución se presenta una nueva estrategia para la compensación de las pérdidas plasmónicas basada en un mecanismo no lineal recientemente propuesto: la interacción resonante entre plasmones-polaritones superficiales y solitones espaciales en estructuras metal/dieléctrico/ Kerr. Este mecanismo conduce a la generación de una cuasi-partícula, la llamada resonancia soliplasmónica. Analizaremos cómo se puede utilizar este peculiar acomplamiento para proporcionar una nuevo mecanismo de amplificación no lineal cuasi-resonante de plasmones superficiales, el cual presenta fuertes pérdidas en ausencia del mismo. Veremos cómo la combinación única de propagación y acoplamiento no lineales junto con la presencia de ganancia en el medio Kerr da lugar a un nuevo escenario para la excitación y propagación de largo alcance de plasmones-polaritones superficiales con características muy particulares.

Soliplasmones disipativos y amplificación no lineal

El modelo utilizado para describir el fenómeno de la amplificación no lineal de plasmones superficiales es una generalización del modelo variacional introducido en la Ref. [1] para explicar las denominadas resonancias soliplasmónicas. En este caso se introducen en el modelo variacional fuentes de ganancia que permiten estudiar la posibilidad de compensación parcial o total de las pérdidas plasmónicas inherentes al metal. Mediante estas nuevas ecuaciones no lineales en presencia tanto de ganancia como de pérdidas se demuestra la existencia de soluciones estacionarias tipo solitón disipativo [2]: los denominados soliplasmones disipativos. La existencia de soliplasmones disipativos permite establecer una estrategia para la amplificación no lineal de los plasmones-polaritones de superficie que permite en determinadas condiciones su excitación y amplificación.

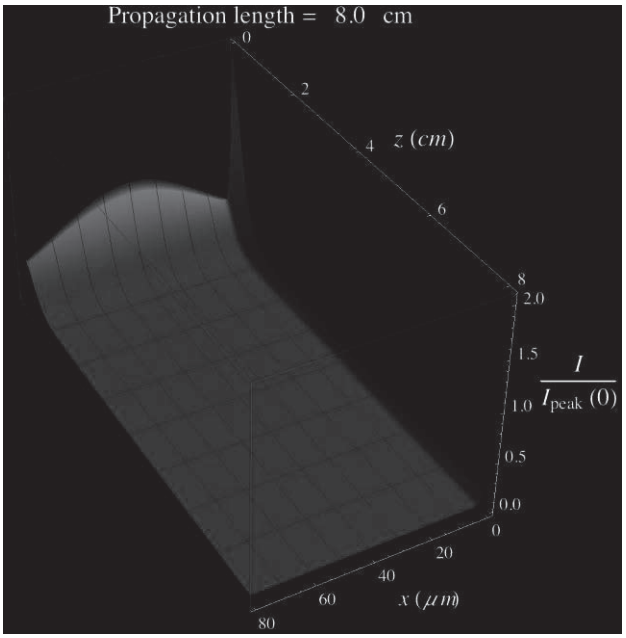


Figura 1: Ejemplo de excitación no lineal cuasi-resonante de un plasmon de superficie de largo alcance via generación de un soliplasmón disipativo.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el MINECO (Gobierno de España) mediante los proyectos No. TEC2010- 15327 y TEC2013-50416-EXP .

Referencias

[1] A. Ferrando, C. Milián, and D. V. Skryabin, ―Variational Theory of Soliplasmon Resonances," *J. Opt. Soc. Am. B* 30, no. 9 (2013): 2507.

[2] Akhmediev, Nail, and Adrian Ankiewicz. *Dissipative Solitons: From Optics to Biology and Medicine (Lecture Notes in Physics)*. Ed. Springer, 2008.

Advances in optical trapping with conical refraction

A.Turpin[1*], J. Polo[1], Yu. V. Loiko[2], V. Shvedov[3], C. Hnatovsky[3], J. Küber[4], F. Schmaltz[4], T. K. Kalkandjiev[1,5], V. Ahufinger[1], W. Krolikowski[3,6], G. Birkl[4] and Jordi Mompart[1]

1. Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain
2. Aston Institute of Photonic Technologies, School of Engineering& Applied Science Aston University, B4 7ET Birmingham, United Kingdom
3. Laser Physics Centre, Australian National University, B4 7ET Canberra, Australia
4. Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstrasse 7, D-64289 Darmstadt, Germany
5. Conerefringent Optics S.L., Avda Cubelles 28, E-08800 Vilanova i la Geltrú, Spain
6. Science Program, Texas A&M University at Qatar, Doha, Qatar

* alejandro.turpin@uab.cat

1. Introduction

The field of optical trapping was initiated by using optical tweezers based on the gradient force of light, in which tiny refractive objects are trapped due to an exchange of linear momentum between an extremely focused light beam and the object [1]. Later, it was shown that the intensity gradient of a light beam whose wavelength is close to an atomic transition can be used as a dipole potential to trap ultracold atomic samples [2]. In this context, one of the geometries which has attracted a lot of interest are annular traps due to their potential applications in the field of Atomtronics, e. g. [3]. Less known is the force of photophoresis that has been used recently to manipulate macroscopic absorbing objects [4]. The photophoretic force is a thermal force that results from the exchange of linear momentum between an absorbing particle and the molecules of the surrounding medium. When the former is illuminated with a light beam, it absorbs part of the energy of the light beam and heats the molecules of the surrounding medium. This heating increases the kinetic energy of the molecules which push the particle away from the light source. By structuring the light field appropriately, the particle can be illuminated symmetrically so that it can be confined in a region of space.

During the last years, conical refraction (CR) in biaxial crystals has emerged as an efficient and simple tool to structure a light beam and to form different interesting optical potentials for optical trapping applications [5-9]. In this communication we introduce the phenomenon of CR in biaxial crystals, show how different optical trapping potentials can be generated and present experimental implementations to trap (i) a BEC through the dipole force and (ii) absorbing particles through the photophoretic force.

2. Conical refraction

CR in biaxial crystals was predicted by Hamilton in 1832 and observed experimentally by Lloyd few months later. When a focused Gaussian light beam propagates through a biaxial crystal and parallel to one of the optic axes it is transformed into a pair of concentric bright rings at the otherwise expected focal plane and forms an optical bottle along the beam propagation direction. The dark annular region separating both bright rings is known as Poggendorff dark ring. At the focal plane, the rings are linearly polarized at every point and the azimuth of the polarization varies along the ring so that every two diametrically opposite points have orthogonal polarizations. As a consequence, if the input light beam is linearly polarized the ring has an azimuthal node corresponding with the point of the ring with orthogonal polarization to the input beam.

The evolution of the CR beam is governed by the ratio between the geometrical radius of the CR ring R_0 and the waist radius of the focused input beam w_0, i.e. by $\rho_0 \equiv R_0/w_0$. By an appropriate control of ρ_0 it is possible to generate different intensity distibutions such as dark focal points and perfect optical bottles [10], dark and bright rings and a 3D toroidal dark focus [9].

3. Dipole and photophoretic trapping with CR-based dark potentials

Dipole trapping with blue-detuned light and photophoretic trapping require the same type of optical (dark) potentials, since particles/atoms can be trapped in regions of minimum intensity surrounded in all directions by regions of higher intensity.

One the one hand, we report the trapping of a ^{87}Rb BEC in the Poggendorff dark ring of CR with blue-detuned light close to the $D_1 \rightarrow D_2$ atomic transition. We set our trapping potentials in a plane normal to gravity and use a red-detuned light sheet potential to hold the atoms against gravity. In the first row of Fig. 1 we plot the 2D atomic density distribution obtained both (b) theoretically and (a) experimentally. On the other hand, we make use of the optical bottle generated with CR to load and unload efficiently absorbing carbon coated glass shells of up to 100 μm. Our trapping procedure starts with the CR rings opened at the top due to the linear polarization of the Gaussian input beam. This allows particles to easily enter into the trap. Then, we change the state of polarization of the input beam from linear to circular, which closes the bottle. Finally, we open the bottom of the bottle and particles are allowed to leave the trap, see sequence (c)-(g) of Fig.1.

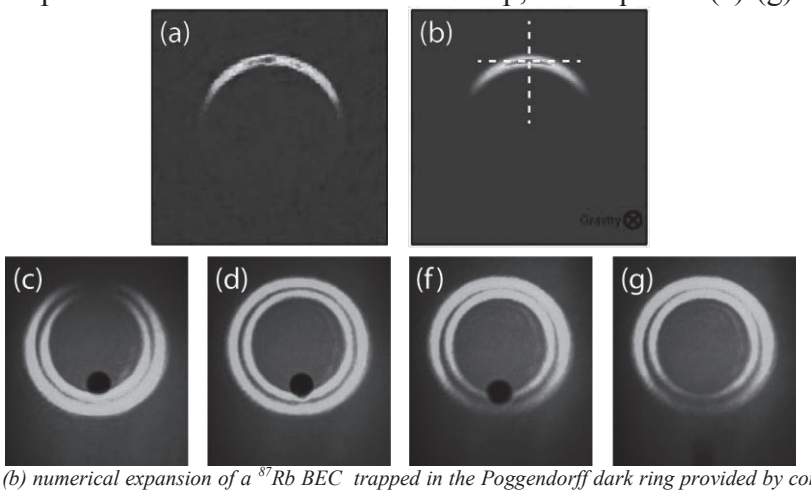


Figure 1. (a) Experimental and (b) numerical expansion of a ^{87}Rb BEC trapped in the Poggendorff dark ring provided by conical refraction. (c)-(g) Sequence of the unloading of an absorbing glass shell of 90 μm of diameter trapped at the ring plane of CR by means of the photophoretic force.

Acknowledgments

The authors gratefully acknowledge financial support through the Spanish MICINN contracts FIS2011-23719, the Catalan Government contract SGR2014-1639, the Australian Research Council, the Australian National Health and Medical Research Council, and the DAAD contracts 50024895 and 57059126. A. Turpin acknowledges financial support through the grant AP2010-2310 from the MICINN and the DAAD through the grant 91526836. J. Polo also acknowledges financial support from FPI Grant No. BES-2012-053447.

References

[1] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, *Opt. Lett.* **11** (1986) 288.
[2] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnivkov, *Adv. At. Mol. Opt. Phys*. **42** (2000) 95.
[3] C. Ryu, P. W. Blackburn, A. A. Blinova, and M. G. Boshier, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 205301.
[4] A. S. Desyatnikov, V. G. Shvedov, A. V. Rode, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, *Opt. Express* **17** (2009) 8201.
[5] D. P. O'Dwyer, C. F. Phelan, K. E. Ballantine, Y. P. Rakovich, J. G. Lunney, and J. F. Donegan, *Opt. Express* **18** (2010) 27319.
[6] D. P. O'Dwyer, K. E. Ballantine, C. F. Phelan, J. G. Lunney, and J. F. Donegan, *Opt. Express* **20** (2012) 21119.
[7] C. McDonald, C. McDougall, E. Rafailov, and D. McGloin, *Opt. Lett*.**39** (2014) 6691.
[8] A. Turpin, V. Shvedov, C. Hnatovsky, Y. V. Loiko, J. Mompart, and W. Krolikowski, *Opt. Express* **21** (2013) 26335.
[9] A. Turpin, J. Polo, Yu. V. Loiko, J. Küber, F. Schmaltz, T. K. Kalkandjiev, V. Ahufinger, G. Birkl, and J. Mompart,, *Opt. Express* **23** (2015) 1638.
[10] Yu. V. Loiko, A. Turpin. T. K. Kalkandjiev, E. U. Rafailov, and J. Mompart, *Opt. Lett.* **38** (2013) 4648.

Propagación de haces de Airy en medios con absorción no lineal

Carlos Ruiz-Jiménez[1,*], K. Z. Nóbrega[2], and M. A. Porras[3]

[1]Grupo de Sistemas Complejos, Universidad Politécnica de Madrid, Ciudad Universitaria s/n, 28040 Madrid, España
[2]Instituto Federal de Maranhão, Departamento de Electro-Electrónica, San Luis, Brasil
[3]Grupo de Sistemas Complejos, Universidad Politécnica de Madrid, Rios Rosas 21, 28003 Madrid, España

* carlos.ruizj@alumnos.upm.es

Introducción

Décadas después de que en 1979 Berry and Balazs [1] introdujeran los paquetes de onda de Airy como soluciones a la ecuación de Schrödinger de una partícula cuántica libre, con las sorprendentes propiedades de no distorsión y autoaceleración, ha sido en el terreno de la Óptica en donde, en el nuevo siglo, este hallazgo ha empezado a tomar relevancia [2], gracias a la analogía entre la ecuación de Schrödinger y la ecuación de ondas en la aproximación paraxial. Además de las propiedades de autorregeneración y curvatura, otro de los avances importantes ha sido la constatación de que pueden existir haces de Airy no lineales estacionarios incluso en medios con no linealidad Kerr y absorción no lineal [3]. Los autores de esta comunicación han demostrado que un haz de Airy propagándose en un medio no lineal con absorción no lineal se transforma en un haz de Airy no lineal que actua como atractor de la dinámica no lineal y han encontrado una ley de conservacion que determina la elección de este atractor. En experimentos de filamentacion con haces de Airy de alta intensidad, la determinación de este atractor es fundamental para la caracterización del canal de plasma que generan y sus aplicaciones prácticas.

Transformación de un haz de Airy lineal en un haz de Airy no lineal estacionario

Cuando se introduce un haz de Airy lineal ideal en un medio no lineal (por ejemplo, Kerr) con absorción multifotón, éste tiende a formar un haz de Airy no lineal estacionario independientemente de las condiciones iniciales. La Fig. 1 muestra el perfil transversal de un haz a unos pocos pasos de su evolución y el Airy no lineal estacionario al que tenderá en unos pasos más.

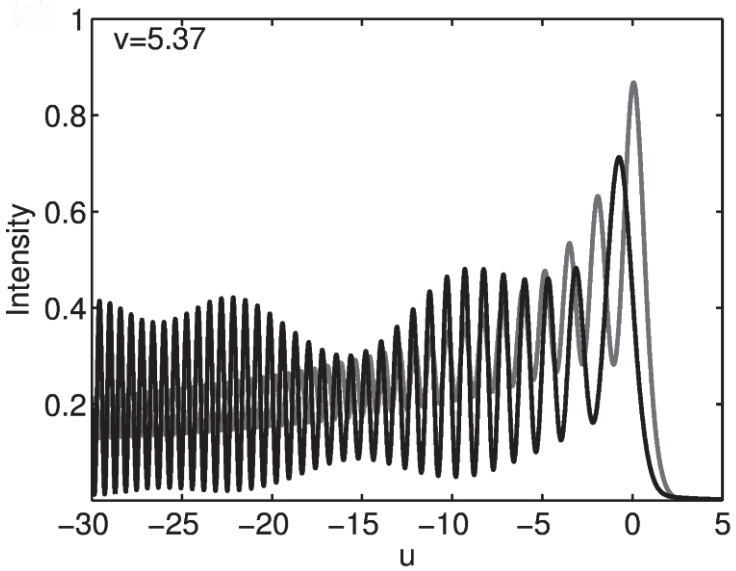


Fig1. Perfil de intensidad transversal (en unidades adimensionales u) de un haz lineal de Airy (negro)propagándose en un medio Kerr con absorción no lineal, tendiendo a su estado estacionario (rojo). La distancia de propagación normalizada es v=5.37.

La evolución es distinta cuando lo que se introduce en el medio es un haz de Airy lineal apodizado. Nuestras simulaciones nos han permitido concluir que en este caso el alcance del estado estacionario sólo se produce durante un intervalo concreto de la evolución que hemos evaluado. Además, en este caso la evolución sí depende de la manera en el que el haz es introducido en el medio. En este sentido hemos distinguido entre la inmersión cuando el haz de Airy está formado por completo, en donde los efectos no lineales iniciales son más fuertes (~~–a~~brupt input") y la inmersión en el medio del haz antes de que se haya formado completamente (~~–s~~oft input"), con un perfil más gaussiano, en donde la baja intensidad inicial hace que la evolución del haz sea más suave y el estado estacionario llegue a formarse durante más tiempo. En este último caso además hemos podido identificar un nuevo tipo de ondas límite de estados estacionarios con un comportamiento asintótico distinto a los haces de Airy no lineales estacionarios que aparecen en [3].

El estudio teórico de las aproximaciones asintóticas de las ondas nos ha permitido deducir cuál es el estado estacionario final al que tiende la onda lineal introducida en el medio. Este hecho además está estrechamente relacionado con un descubrimiento análogo aparecido hace pocas fechas en relación con los haces cónicos no lineales de Bessel en medios de las mismas características [4]. A partir de la expresión asintótica de la amplitud de la onda en términos de funciones de Hänkel, que dan idea de los flujos de potencia que salen del lóbulo principal (a_{out}) y entran en él (a_{in}) desde el almacén ~~–in~~finito" de energía del que gozan esta clase de ondas, se deduce que, de todas las ondas no lineales estacionarias a las que podría tender un haz lineal introducido en el medio, éste elige siempre aquella que conservará su componente de flujo entrante. En efecto, admitiendo que para el haz lineal las dos componentes son iguales e iguales a la amplitud inicial, es decir, $a_{in}(0)=a_{out}(0)=a_0(0)$, comprobamos la ley de conservación

$$a_{in}(\infty) = a_0(0)$$

lo que permite predecir cuál será el NAB final al que tienda la onda lineal en su evolución, esto es, siempre tenderá a aquella onda cuya componente entrante sea igual a la amplitud de inicio.

Agradecimientos

M. A. P. agradece el soporte económico de los proyectos No. MTM2012-39101-C02-01 y No. FIS2013-41709-P del Ministerio de Economía y Competitividad y K. Z. Nóbrega agradece a CNPq/PDE e IFMA por el soporte financiero.

Referencias

[1] M. V. Berry and N. L. Balazs, *Am. J. Phys.* **47** (1979) 264.
[2] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, *Opt. Lett.* **32** (2007) 979.
[3] A. Lotti, D. Faccio, A. Couairon, D. G. Papazoglou, P. Panagiotopoulos, D. Abdollahpour and S. Tzortzakis, *Phys. Rev. A* **84** (2011) 021807(R).
[4] M. A. Porras and C. Ruiz-Jiménez, *J. Opt. Soc. Am. B* **31** (2014) 2657.

Beyond Thomas–Fermi analysis of the density profiles of a miscible two-component Bose–Einstein condensate

J. Polo[1*], V. Ahufinger[1], P. Mason[2], S. Sridhar[3], T.P. Billam[3] and S. A. Gardiner[3]

[1]Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain
[2]School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Edgbaston, Birmingham B15 2TT, United Kingdom
[3]Joint Quantum Centre (JQC) Durham–Newcastle, Department of Physics, Durham University, Durham DH1 3LE, United Kingdom

* juan.polo@uab.cat

1. Introduction

In recent years a significant number of two-component Bose-Einstein condensates (TCBECs) have been experimentally obtained [1]. These systems present a large variety of density profiles depending on the ratio between the intra- and inter-species interactions [2] and, in addition, they also exhibit two different phases known as miscible and immiscible. Most of the studies involving TCBECs are based on numerical simulations or on the Thomas-Fermi approximation (TFA). This approximation, that has been largely used to describe the density profile of a single-component Bose-Einstein condensate (BEC) with large inter-atomic interactions, neglects the kinetic energy term of the Gross-Pitaevskii equation (GPE) when compared with the nonlinear term.

However, this assumption cannot be applied when describing the low density regions of a BEC, where the effective nonlinear interactions are small. The density profile of a BEC around its boundaries is important in order to characterize, for instance, the kinetic energy [3-4], the tunneling rate between the minima of two potentials [3], and in the case of two-component systems, the penetration depth of one component into the other [5]. There have been several works that go beyond the TFA for single-component BEC [3-4,6-7] and for TCBEC in the immiscible regime [5], characterizing some of the features mentioned before.

In this work we derive analytically a universal equation that describes the density profile of a miscible TCBEC trapped in a symmetric harmonic potential around its boundaries where the TFA cannot be applied [8]. We also present a general procedure to solve the TFA in one, two and three dimensions, reducing the complexity of the TFA for the spatially separated regime to a single numerical inversion. Finally, we also analytically determine the frontier that separates the spatially separated and coexisting regimes.

2. Ground states of miscible TCBECs in harmonic potentials and universal equation

Within the TFA, i.e., neglecting the kinetic energy term in the two-coupled time-independent Gross-Pitaevskii equations (TCGPEs), two different regimes within the miscible phase ($g_1 g_2 > g_{12}^2$) can be observed, the coexisting regime and the spatially separated regime. The coexisting regime corresponds to the case where one of the components is always in coexistence with the other, whereas the spatially separated regime presents a region of coexistence and a region where only one component is present for each individual component. In these two regimes, one can observe three different boundaries at which the density profile cannot be obtained within the TFA.

In this work we develop an analytical approach that provides the profile of the low density regions of a TCBEC around these three boundaries for the one, two and three dimensional cases [8] (for the one dimensional case, see Fig. 1). At the three boundaries we obtain a Painleve type-II equation:

$$\varphi_s'' - (\xi_s + \varphi_s^2)\varphi_s = 0. \qquad (1)$$

For positive-definite solutions with no divergences or sinusoidal behaviors Eq. (1) has a Hastings-McLeod (HM) solution [9] in its asymptotic limits. Eq. (1) requires different transformations for retrieving the actual density of the TCBEC around each boundary (see [8]). We also show that the TFA cannot be solved analytically in the spatially separated regime for the one and three dimensional cases, and we derive a method to reduce the complexity of the problem. We also find analytically the frontier that separates the coexisting and spatially separated regimes in one, two and three dimensions.

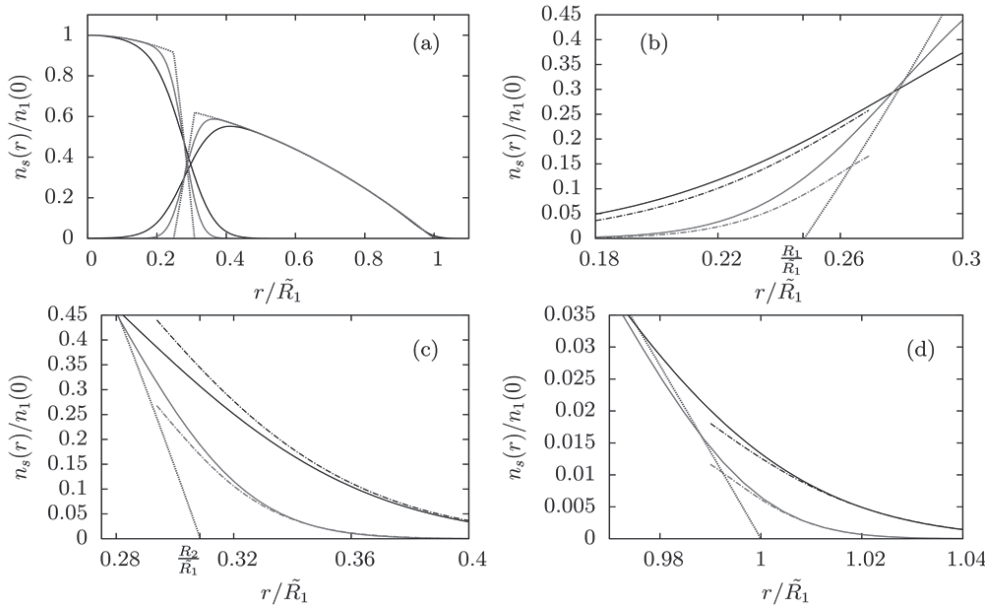


Figure 1 (a) Density profile of a miscible TCBEC trapped in a symmetric one dimensional harmonic potential in the spatially separated regime. (b-d) Show a magnification around each boundary. We plot the numerical results of the TCGPE (solid lines), the asymptotic approach of the universal equation (Eq. (1)) (dotted-dashed lines) and the TFA (dotted lines) for two different values of the effective nonlinear interactions (red and black lines).

Acknowledgement

We acknowledge support from the Spanish Ministry of Economy and Competitiveness under contract FIS2011-23719 and from the Catalan Government under contract SGR2014-1639. J. Polo also acknowledges financial support from the FPI grant with reference BES-2012-053447 and from the mobility grant EEBB-I-14-08515. P. Mason and S. A. Gardiner thank the UK EPSRC (Grant No.\ EP/K030558/1) and the European Commission for support through the Marie Curie Fellowship NUM2BEC (Grant No.\ 300285). T. P. Billam acknowledges support from the John Templeton Foundation via the Durham Emergence Project (http://www.dur.ac.uk/emergence).

References

[1] G. Modugno, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 190404 (2002); G. Ferrari, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 053202 (2002); G. Thalhammer, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 210402 (2008); D. J. McCarron, *et al.*, Phys. Rev. A **84**, 011603 (2011).
[2] T.-L. Ho and V. B. Shenoy, Phys. Rev. Lett. **77**, 3276 (1996); B. D. Esry, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3594 (1997); H. Pu and N. P. Bigelow, Phys. Rev. Lett. **80**, 1130 (1998); F. Riboli and M. Modugno, Phys. Rev. A **65**, 063614 (2002).
[3] F. Dalfovo, L. Pitaevskii, and S. Stringari, Phys. Rev. A **54**, 4213 (1996).
[4] A. L. Fetter and D. L. Feder, Phys. Rev. A **58**, 3185 (1998).
[5] P. Ao and S. T. Chui, Phys. Rev. A **58**, 4836 (1998).
[6] A. Mateo and V. Delgado, Phys. Rev. A **75**, 063610 (2007).
[7] H. Salman, Phys. Rev. A **85**, 063622 (2012).
[8] J. Polo, V. Ahufinger, P. Mason, S. Sridhar, T. P. Billam, S. A. Gardiner, arXiv:1502.05940 (submitted to PRA).
[9] S. Hastings and J. McLeod, Archive for Rational Mechanics and Analysis **73**, 31 (1980).

Enhancing the sensitivity of temperature sensing with Fiber Bragg Gratings with a weak value amplification scheme

L. J. Salazar-Serrano[1,2,*], D. Barrera[1], W. Amaya[3], S. Sales[3,] V. Pruneri[1,4], J. Capmany[3], J.P. Torres[1,5]

[1] ICFO - Institut de Ciencies Fotoniques, Av. Carl Friedrich Gauss 3, 08860 Castelldefels, Barcelona, Spain
[2] Quantum Optics Laboratory, Universidad de los Andes, AA 4976, Bogotá, Colombia
[3] iTEAM Institute, Universidad Politecnica de Valencia, 46022 Valencia, Spain
[4] ICREA - Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, 08010, Barcelona. Spain
[5] Dep. Signal Theory and Communications, Universitat Politecnica de Catalunya, Jordi Girona 1-3, 08034 Barcelona, Spain

* luis-jose-salazar@icfo.es

Sensing temperature changes with Fiber Bragg Gratings (FBG) is a well-known technique that involves the use of a broad-band light source, a Fiber Bragg grating, and an optical spectrum analyser (OSA), all interconnected by an optical circulator. The FBG essentially behaves as a filter with a temperature-dependent central frequency that reflects only a small portion of the input spectrum. The position of the peak of the spectrum of the reflected light typically varies linearly with respect to the temperature with a sensitivity of ~0.01 nm/ºC. As a result spectrum analyzers with high resolution are required to measure temperatures changes below one degree centigrade.

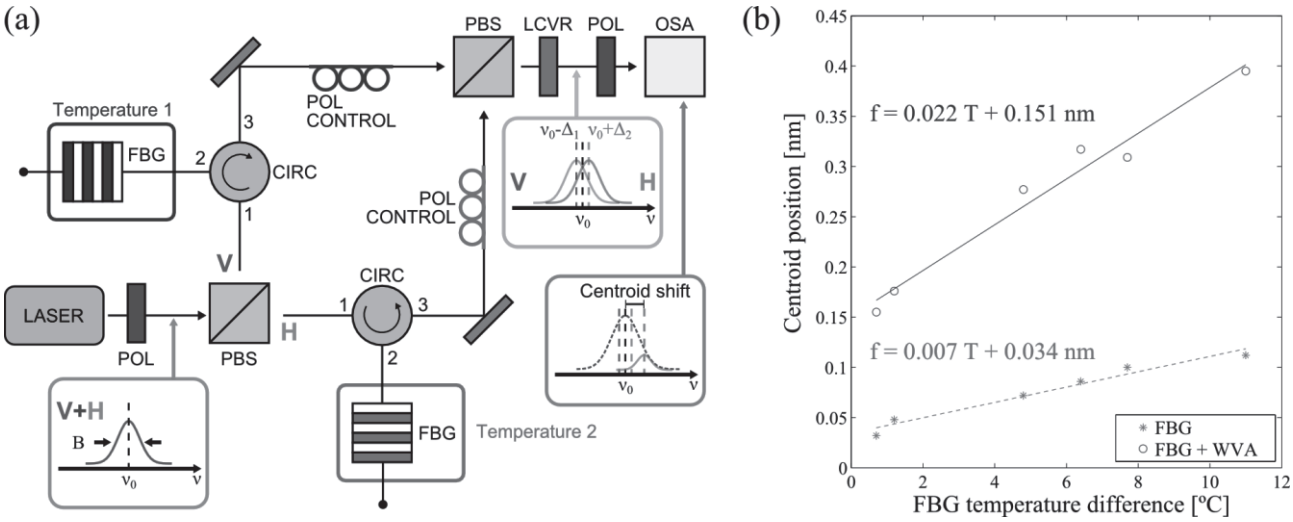


Fig. 1 (a) Experimental scheme implemented. FBG: Fiber Bragg Grating; POL: polarizer; PBS: polarizinng beam splitter; LCVP: Liquid-crystal variable retarder; OSA: Optical Spectrum Analyzer; CIRC: optical circulator; B: bandwidth. (b) Centroid shift of the output spectrum after post-selection as a function of the temperature difference T_1-T_2 with (circles) and without (asterisks) making use of the weak value amplification scheme.

In this work we demonstrate experimentally a method that substantially improves the sensitivity of the sensor described above making use only of linear optical components. This result is achieved by making use of the concept of *Weak Value Amplification* (WVA) [1-3]. In the scheme implemented [see Fig. 1(a)], a broad-band pulse with a given linear polarization (*pre-selection*) is split into its two orthogonal components (H and V) that interrogate two FBG set at different temperatures (T_1 and T_2). The pulses reflected from the two FBG, centered at different frequencies depending of each temperature, are recombined and projected into an appropriate polarization (*post-selection*) that produces the weak value amplification effect. The post-selection mediated constructive and destructive interference between different regions of the two pulses generates a reshaped version of

the input pulse with a new central frequency that carries the sought-after information about the difference in temperature T_1-T_2.

Fig. 1 (b) shows the measured variation of the centroid position of the output spectra as a function of the temperature difference between the FBGs for two different post-selections. Circles indicate the case when the output signal is projected into a polarization state rotated -40º from the horizontal polarization, so that the output spectrum centroid drifts ~0.022 nm/ºC (solid line). For the sake of comparison, asterisks show the case where the input and output polarization states are the same (no weak amplification), generating a spectrum centroid variation of ~0.007 nm/ºC (dashed line). The use of the WVA provides a three-fold enhancement of the sensitivity.

As a conclusion, we have implemented a *proof-of-concept* experiment based on the idea of weak value amplification, which improves the sensitivity of temperature measurements based on the use of FBGs. The scheme, which requires only linear optics elements for its implementation, appears as a promising method for extending the range of temperatures changes detectable to increasingly lower temperature values that state-of the-art sensors can currently provide.

References

[1] L. J. Salazar-Serrano, D. Janner, N. Brunner, V. Pruneri, and J. P. Torres, "Measurement of sub-pulse-width temporal delays via spectral interference induced by weak value amplification", Physical Review A **89**, 012126 (2014).

[2] L. J. Salazar-Serrano, A. Valencia, and J. P. Torres, "Observation of spectral interference for any path difference in an interferometer", Optics Letters **39**, 4478 (2014).

[3] J. P. Torres and L. J. Salazar-Serrano, "Weak value amplification: a view from quantum estimation theory that highlights what it is and what isn't," ArXiv 1408:1919 (2014).

[4] J. P. Torres, G. Puentes, N. Hermosa, L. J. Salazar-Serrano, "Weak interference in the high-signal regime", Optics Express **20**, 18869 (2012).

[4] P. Egan and J. A. Stone, "Weak value thermostat with 0.2 mK precision," Optics Letters **37**, 4991 (2012).

Experimental generation of different types of entanglement with single-photon and two-photon quantum states

A. Vallés[1,*] and J. P. Torres[1,2]

[1]ICFO-Institut de Ciències Fotòniques, Mediterranean Technology Park, Av. Carl Friedrich Gauss 3, 08860 Castelldefels, Barcelona, Spain
[2]Department of Signal Theory and Communications, Universitat Politècnica de Catalunya, Jordi Girona 1-3, Campus Nord D3, 08034 Barcelona, Spain

* adam.valles@icfo.es

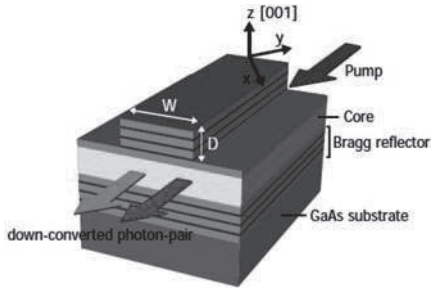
Entanglement is not only a fundamental concept in Quantum Mechanics with profound implications, but also a basic ingredient of many recent technological applications that has been put forward in quantum communications and quantum computing. Entanglement is a very special type of correlation between particles that can exist in spite of how distant they are. Nevertheless, the term entanglement can also be used to refer to certain correlations existing between different degrees of freedom of a single particle. Here we address experimentally both scenarios: entanglement between two distant photons (two-photon sate) [1] and entanglement between degrees of freedom of a single-photon [2].

By and large, the most common method to generate photonic entanglement, that is entanglement between photons, is the process of spontaneous parametric down-conversion (SPDC). In SPDC, two lower-frequency photons are generated when an intense higher-frequency pump beam interacts with the atoms of a non-centrosymmetric nonlinear crystal. Entanglement can reside in any of the degrees of freedoms that characterize light: angular momentum (polarization and orbital angular momentum), momentum and frequency, or in several of them, what is known as hyper-entanglement.

The implementation of entanglement-based photonic technologies should consider the development of high-efficient, compact, and highly tunable sources of entangled photons. High efficiency helps to reduce the pump power required to generate a high flux of down-converted photons, and broad tunability allows the preparation of different types of quantum states. Compactness makes possible to use the entanglement source under a greater variety of circumstances, such as, for instance, would be the case in free space applications. Along these lines, the use of waveguides is very advantageous. Contrary to the case of SPDC in bulk crystals, where a very large number of spatial modes is generated, and only a few of them effectively contribute to the generated entangled state, the use of waveguides allows the reduction of the number of modes to a few guided modes, and, in this way, it contributes to enhance the overall efficiency of the nonlinear interaction. The capability of integration of the SPDC source with other elements, such as the pumping laser or optical circuits, in a single platform, might be crucial for the implementation of entanglement-based quantum circuits in an out-of-the-lab environment. Semiconductor technologies are nowadays a mature technology that offers a myriad of possibilities, and that allows the fabrication of an integrated monolithic source of entangled photon pairs [3].

In this communication we will report the experimental demonstration of photonic entanglement produced in Bragg reflection waveguides (BRWs) in $Al_xGa_{1-x}As$ [1]. A schematic of the BRW used in the experiment is shown in Figure 1. We demonstrate entanglement demonstrating that the paired photons generated violate a Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) Bell-like inequality. The use of BRWs is very advantageous, since they afford great tunability to generate different types of quantum states as required for different applications [4,5]. In this talk we will describe the design, fabrication and verification process to which Bragg reflection waveguides (BRW) should be subjected for its correct functioning as entanglement generators.

We also report the recent demonstration of a scheme to generate non-coherent and coherent correlations, i.e., a tunable degree of entanglement, between degrees of freedom of a single photon. Its nature is analogous to the tuning of the purity (first-order coherence) of a single photon forming part of a two-photon state by tailoring the correlations between the paired photons. Therefore, well-known tools such as the Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) Bell-like inequality can also be used to characterize entanglement between degrees of freedom. The key point to consider regarding Bell's inequalities in this scenario is the capability to perform independent measurements in any of the degrees of freedom involved. More specifically, CHSH inequality tests are performed, making use of the polarization and the spatial shape of a single photon. The four modes required are two polarization modes and two spatial modes with different orbital angular momentum. In this way, we can demonstrate experimentally that there is a full analogy between a general quantum state (pure or mixed) that describes a two-photon state entangled in its polarization degree of freedom and the correlations (coherent or non-coherent) existing between the polarization and spatial degrees of freedom of a single photon.



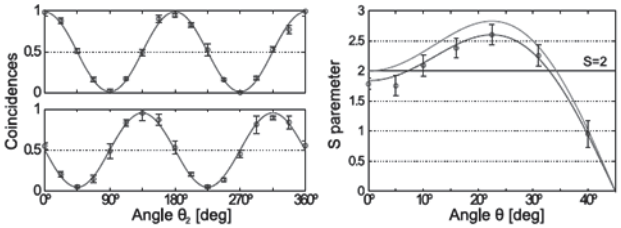


Fig. 1. Bragg reflection waveguide structure used to generate paired photons correlated in time and polarization (type-II SPDC) at the telecommunication window (1550 nm). The insets show the spatial shape of the pump mode that propagates inside the waveguide as a Bragg mode, and the spatial shape of the down-converted, which are modes guided by total internal reflection (TIR).

Fig. 2. Left two graphs: Normalized coincidence measurements as a function of the polarization state of the two photons involved. Right graph: Violation of the CHSH inequality. Parameter S as a function of the angle θ. The inequality holds if $S \leq 2$. The maximum value attained is $S = 2.61 \pm 0.16$. The data shown in S parameter is with no subtraction of accidental coincidences. The small blue circles with error bars represent the experimental data with their standard deviations.

References

[1] A. Vallés, M. Hendrych, J. Svozilík, R. Machulka, P. Abolghasem, D. Kang, B. J. Bijlani, A. S. Helmy, J. P. Torres, "Generation of polarization-entangled photon pairs in a Bragg reflection waveguide", Optics Express **21**, 10841 (2013) .

[2] A. Vallés, V. D'Ambrosio, M. Hendrych, M. Mičuda, L. Marrucci, F. Sciarrino, and J. P. Torres, "*Generation of tunable entanglement and violation of a Bell-like inequality between different degrees of freedom of a single photon*", Physical Review A **90**, 052326 (2014) .

[3] B. J. Bijlani, A. S. Helmy, "*Bragg reflection waveguide diode lasers*", Optics Letters **34**, (2009) 3734.

[4] P, Abolghasem, M, Hendrych, X. Shi, J. P. Torres, A. S. Helmy, "*Bandwidth control of paired photons generated in monolithic Bragg reflection waveguides*", Optics Letters **34**, (2009) 2000.

[5] D. Kang, L. G. Helt, S. V. Zhukovsky, J. P. Torres, J. E. Sipe, A. S. Helmy, "*Hyperentangled photon sources in semiconductor waveguides*", Physical Review A 89, 023833 (2014).

Isolated broadband attosecond pulse generation via phase and group velocity matching in high-order harmonic generation

C. Hernández-García[1,2,*], T. Popmintchev[2], M. Murnane[2], H. Kapteyn[2], L. Plaja[1], A. Becker[2] and A. Jaron-Becker[2]

[1]Grupo de Investigación en Óptica Extrema, Universidad de Salamanca, E-37008, Salamanca, Spain
[2]JILA and Department of Physics, University of Colorado at Boulder, Boulder, CO 80309-0440 USA

* carloshergar@usal.es

High-order harmonic generation (HHG) is considered one of the most reliable sources of coherent radiation extending from the XUV to the soft X-ray regime [1], in the form of light bursts emitted in the attosecond or even zeptosecond regime [2]. Microscopically the HHG process can be simply understood in semiclassical terms: an electron is tunnel ionized from an atom or molecule by an intense laser field, then accelerated, and finally driven back to its parent ion, releasing the kinetic energy acquired form the laser field in the form of XUV/X-ray radiation upon recollision. Macroscopically, the radiation emitted from each atom in the target is added coherently, according to the phase acquired from the fundamental field and from the HHG process itself.

Typically HHG is emitted in the form of pulse trains. However, in order to capture dynamical processes of electrons and nuclei in atoms and molecules, it is preferable to have a single attosecond burst. Over the last decade, different techniques were developed to reach that goal, most of them rely on controlling the HHG process on the microscopic (single atom) level, reaching maximum harmonic photon energy of 284 eV. A complementary approach for isolating a single attosecond burst from a train relies on macroscopic phase-matching, such as time-gated phase-matching [3].

In this contribution we perform advanced theory to show that keV soft X-ray isolated attosecond pulses can be generated through favorable phase and group velocity matching driven by midinfrared multi-cycle laser pulses. We identify the relevance of group velocity matching (GVM) in the time-gated phase-matching technique, and introduce a new definition of the group velocity walk-off length in HHG, different from that for perturbative processes such as second harmonic generation. Multi-cycle driver laser pulses exhibit longer walk-off lengths, and, counterintuitively, exhibit better yield scaling of the isolated soft X-ray attosecond pulses. This result opens a unique route towards the generation of isolated high-energy keV X-ray attosecond pulses.

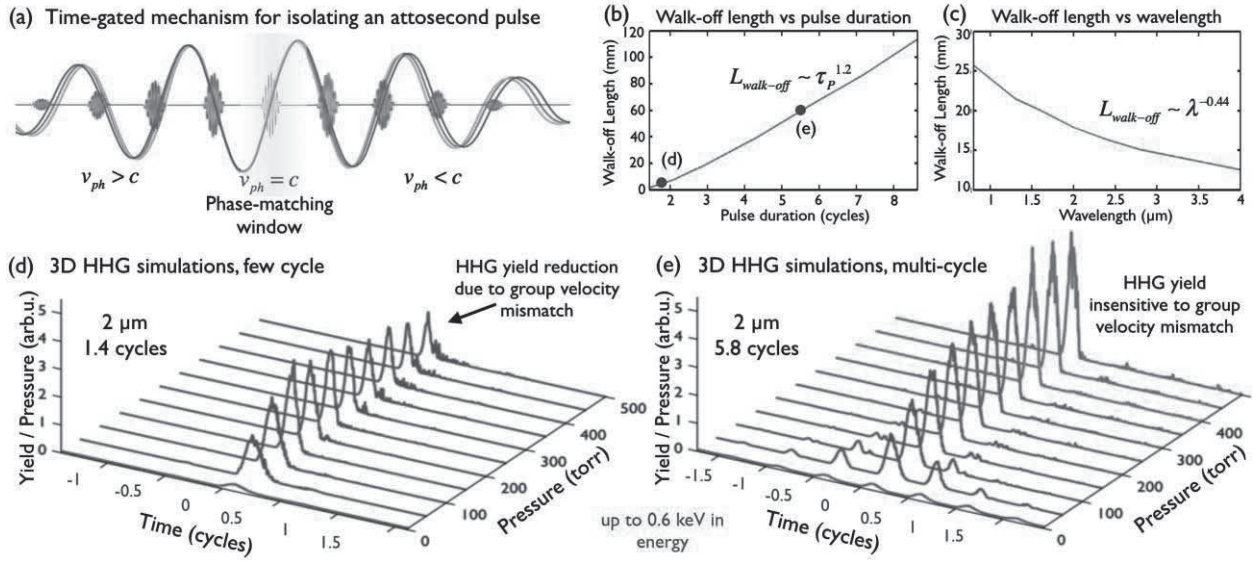


Figure 1. a) Sketch of the time-gated phase-matching mechanism to macroscopically isolate an attosecond pulse. The driving field is plotted in the background as it propagates through the generating medium, in the phase velocity frame. The isolated attosecond pulse is that one generated during the phase-matching window (where the driving field and the harmonics travel with the speed of light). b) and c) represent the scaling of the group velocity walk-off length with pulse duration and wavelength respectively. We observe that for long wavelengths, GVM presents more favorable conditions for longer multi-cycle laser pulses. Finally in d) and e) we present numerical simulations of the yield of the isolated attosecond pulse

mechanism driving by a 2 μm, 1.4 cycles (d) and 5.8 cycles (e) laser field. In both situations 0.6 keV isolated attosecond pulses are obtained, but the multi-cycle case presents better yield scaling with pressure, and thus brighter isolated attosecond pulses, due to GVM.

The time-gated phase-matching technique makes use of advantageous phase-matching to create a finite temporal window within the driving laser pulse where the fundamental laser field and the harmonics travel with the same phase velocity, namely the speed of light. This window can be restricted down to a single laser half-cycle leading to the desired phase-matched isolation of a single attosecond burst of harmonic radiation (see Fig 1a). To illustrate this effect we perform 3D macroscopic HHG simulations using a method based on the electromagnetic field propagator [4]. Note that we use midinfrared (2 μm) wavelengths to reach the soft X-ray regime [1]. In figures 1d and 1f we show the scaling of the attosecond yield with pressure for a laser field of 2 μm with (d) 1.4 cycles and (f) 5.8 cycles in FWHM pulse duration, focused into a 2-mm thick He gas jet. First, we observe how the phase-matching window is decreasing as the pressure increases towards the generation of an isolated pulse whose energy content reaches 0.6 keV. Second, we observe that the harmonic yield is dramatically reduced in the few-cycle case.

To understand the latter results, we analyze the effect of GVM in HHG. GVM is represented by the walk-off length, which in perturbative harmonic generation stand for the length that for propagation distances that exceed it, the temporal overlap between the pump and the second harmonic waves decreases significantly. However, the definition of the walk-off length in SHG is no longer valid in HHG, as it is a completely different non-perturbative process. We introduce the walk-off length in HHG as [5]

$$L_{walk\ -off} = \frac{t^{\pi}_{walk\ -off}}{|v_g(\lambda_0)^{-1} - c^{-1}|} \quad (1)$$

where $t^{\pi}_{walk\ -off}$ is the envelope walk-off time needed to imprint a π-phase shift in the harmonics, and we assume the high-order harmonics to travel with the speed of light *c*. Analogous to the coherence length, the walk-off length can be interpreted as the propagation distance between two atoms whose harmonic emission interferes destructively due to group-velocity mismatch. By using the semiclassical model of HHG [6], we predict in figures 1b and 1c the scaling of the walk-off length with wavelength and pulse duration for the central pulse of the attosecond train. We demonstrate that, in agreement with our numerical simulations, long-wavelength and few-cycle driving pulses are substantially affected by GVM. As a consequence, we predict that multi-cycle laser pulses are more suitable to generate isolated soft X-ray attosecond laser pulses with long wavelength driving fields.

C.H.-G. acknowledges support from the Marie Curie Inter- national Outgoing Fellowship within the EU Seventh Frame- work Programme for Research and Technological Development (2007-2013), under REA grant Agreement No. 328334. A.J.-B. was supported by grants from the US National Science Foundations (Grant Nos. PHY-1125844 and PHY-1068706). C.H.-G. and L.P acknowledge support from Junta de Castilla y León (Project SA116U13) and MINECO (FIS2013-44174-P). The other authors (T.P., M.M.M., H.C.K. and A.B) acknowledge support from the Department of Energy Office of Basic Energy Sciences (Atomic, Molecular, and Optical Science Program). This work utilized the Janus supercomputer, which is supported by the U.S. National Science Foundation (Grant No. CNS-0821794) and the University of Colorado Boulder.

References

[1] T. Popmintchev, et al, *Science* **336**, (2012) 1287.
[2] C. Hernández-García, J. A. Pérez-Hernández, T. Popmintchev, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, A. Jaron Becker, A. Becker, and L. Plaja, *Phys. Rev. Lett*. **111**, (2013) 033002.
[3] M.-C. Chen, C. Mancuso, C. Hernández-García, F. Dollar, B. Galloway, D. Popmintchev, P.-C. Huang, B. Walker, L. Plaja, A. Jaron-Becker, A. Becker, T. Popmintchev, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **111**, (2014) E2361-E2367.
[4] C. Hernández-García *et al.* Phys. Rev. A, **82**, (2010), 033432.

[5] C. Hernández-García, T. Popmintchev, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, L. Plaja, A. Jaron-Becker and A. Becker, *submitted* (2015).
[6] M. Lewenstein, P. Salières, and A. L'Huiller, Phys. Rev. A **52**, (1995) 4747.

Pulsos de rarefacción en la ecuación no linear de Schrödinger cúbico-quíntica en dos dimensiones

D. Feijoo*, Á. Paredes, H. Michinel

Área de Óptica, Departamento de Física Aplicada, Universidade de Vigo, As Lagoas s/n, Ourense, ES-32004 España

*dafeijoo@uvigo.es

Introducción

La ecuación no linear de Schrödinger (ENLS) en el caso cúbico (focalizante)-quíntico (desfocalizante) es un modelo arquetípico para describir fluidos en el cual una interacción atractiva se convierte en repulsiva a cortas distancias. La ecuación es usada en diferentes campos como superfluidos [1], condensados de Bose-Einstein [2] y materia nuclear [3]. En el ámbito de la Óptica no lineal, los rayos de luz adquieren características peculiares en dos dimensiones, de forma que pueden obtener propiedades similares a un líquido. Esto fue analizado teóricamente en [4]. La realización experimental de este líquido de luz fue logrado recientemente en un gas de sodio [5]. Ello aporta un mayor interés y más posibilidades prácticas.

Modelo matemático de ondas viajeras [6]

$$i\partial_z\psi = -\nabla_d^2\psi - (|\psi|^2 - |\psi|^4)\psi \qquad (1)$$

La ENLS cúbico (focalizante)-quíntica (desfocalizante) tiene la siguiente forma:

donde consideramos el laplaciano con *d=2* dimensiones transversales y los valores de los coeficientes cúbico-quínticos han sido tomados iguales a uno sin pérdida de generalidad.

Considerando soluciones de ondas viajeras en el caso crítico, la constante de propagación y la

$$\Psi_{cr} = \sqrt{3}/2\,,\ \beta_{cr} = 3/16.$$

amplitud crítica son [7]:

Es posible encontrar ondas viajeras de velocidad y forma constantes, incluyendo pulsos de rarefacción (burbujas en movimiento sin vorticidad) y pares vórtice-antivórtice. Buscamos soluciones estacionarias de ondas viajeras de (1) moviéndose a velocidad constante en la dirección *x*. Adaptando los argumentos de [8]:

$$\psi(x,y,z) = e^{i\beta_{cr}z}\Psi(x - U\,z, y) \qquad (2)$$

$$iU\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \nabla^2\Psi + \left(-\frac{3}{16} + |\Psi|^2 - |\Psi|^4\right)\Psi \qquad (3)$$

La solución trivial $\Psi = \Psi_{cr}$ es usada para fijar las condiciones de borde en el infinito. Momento y energía están definidas por las siguientes integrales sobre todo el plano:

$$p = \frac{1}{2i}\int\left[(\Psi^* - \Psi_{cr})\partial_x\Psi - (\Psi - \Psi_{cr})\partial_x\Psi^*\right]dS \qquad (4)$$

$$E = \int|\nabla\Psi|^2 dS + \frac{1}{3}\int|\Psi|^2\left(|\Psi|^2 - \Psi_{cr}^2\right)^2 dS \qquad (5)$$

Hemos calculado aproximaciones numéricas a diferentes soluciones de esta familia, siguiendo los métodos de [9] y usando un ansatz vórtice-antivórtice del estilo de [10]. Cuatro ejemplos se presentan en la Fig. 1.

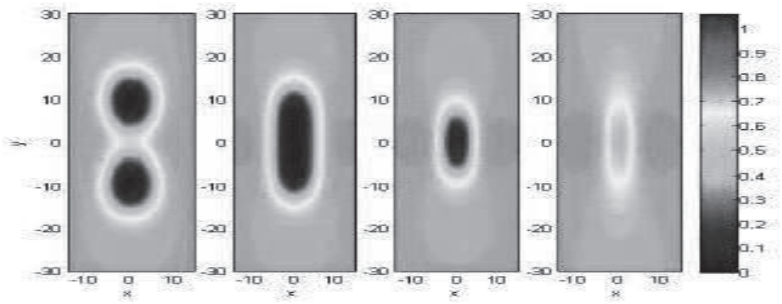


Figura 1. Mapas de contorno de la función de onda para cuatro ondas viajeras. De izquierda a derecha (U ~ 0.11, p ~ 80, E ~ 20.7); (U ~ 0.21, p ~ 35.3, E ~ 12.5); (U ~ 0.35, p ~ 10.9, E ~ 6.1); (U ~ 0.71, p ~ 2.6, E ~ 2.1).

Pulsos de rarefacción procedentes de colisiones solitón-solitón [6]

Hemos analizado la colisión de dos solitones de diferentes tamaños resolviendo numéricamente la Eq. (1). Fijando los solitones iniciales y sus posiciones, se estudió la dinámica atendiendo a la velocidad inicial que se imprimía al solitón de menor tamaño y a la fase inicial relativa entre ambos. Diferentes comportamientos fueron observados. El más característico de ellos se muestra en la Fig. 2. Consiste en la generación del vacío dentro de la "gota", el cual se desplaza con velocidad constante y finalmente sale del solitón de mayor tamaño reconvertido en un solitón brillante.

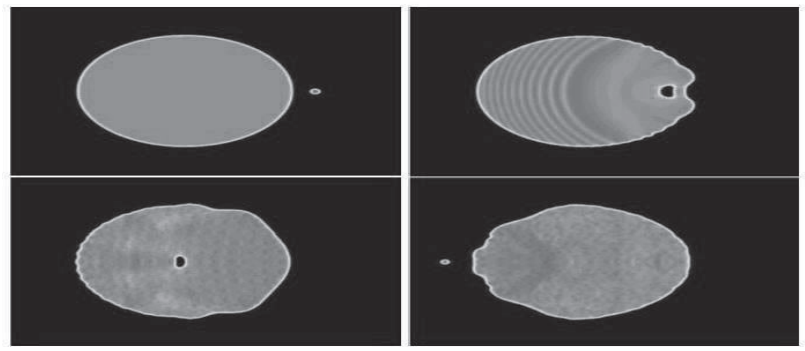


Figura 2. Ejemplo de colisión de dos solitones en el que se observa el proceso de conversión brillante-oscuro-brillante.

Referencias

[1] V. L. Ginzburg and A. A. Sobyanin, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 507 (1982); C. Josserand and S. Rica, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1215 (1997).
[2] A. Bulgac, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 050402 (2002); F. Kh. Abdullaev, A. Gammal, L. Tomio, and T. Frederico, *Phys. Rev. A* **63**, 043604 (2001); A.-X. Zhang and J.-K. Xue, *Phys. Rev. A* **75**, 013624 (2007); B.B. Baizakov, A. Bouketir, A. Messikh, A. Benseghir, B.A. Umarov, *Int. Jour. Mod. Phys. B* **25**, 2427-2440 (2011).
[3] V.G. Kartavenko, *Int. J. Nucl. Phys.* **40**, 240 (1984); V.G. Kartavenko, A. Sandulescu, W. Greiner, *Int. J. Mod. Phys. E* **7**, 449-463 (1998).
[4] D. E. Edmundson and R. H. Enns, *Phys. Rev. A* **51**, 2491 (1995); M. Quiroga-Teixeiro and H. Michinel, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2004 (1997); H. Michinel, J. Campo-Táboas, R. García-Fernández, J. R. Salgueiro, and M. L. Quiroga-Teixeiro, *Phys. Rev. E* **65**, 066604 (2002); M. J. Paz-Alonso, D. Olivieri, H. Michinel, and J. R. Salgueiro, *Phys. Rev. E* **69**, 056601 (2004), D. Novoa, H. Michinel, D. Tommasini, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 023903 (2009); D. Feijoo, I. Ordóñez, Á. Paredes and H. Michinel, *Phys. Rev. E* **90**, 033204 (2014).
[5] Z. Wu, Y. Zhang, C. Yuan, F. Wen, H. Zheng, Y. Zhang, M. Xiao, *Phys. Rev. A* **88**, 063828 (2013).
[6] Á. Paredes, D. Feijoo and H. Michinel, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 173901 (2014).
[7] V. Prytula, V. Vekslerchik, and V. M. Pérez-García, *Phys. Rev. E* **78**, 027601 (2008).
[8] C.A. Jones, P.H. Roberts, *J. Phys. A: Math. Gen.* **15**, 2599-2619 (1982).
[9] D. Chiron, C. Scheid, preprint HAL-Inria Open Archive hal-00873794 (2013).
[10] N.G. Berloff, *J. Phys. A: Math. Gen.* **37**, 1617-1632 (2004).

Control Experimental de Ondas Superficiales de Dyakonov

David Artigas*, Osamu Takayama, Jordi Gomis y Lluis Torner

ICFO-Institut de Ciències Fotòniques y Universitat Politècnica de Catalunya, Parque Mediterráneo de la Tecnología, 08860 Castelldefels (Barcelona), España.

* david.artigas@icfo.es

Introducción

Los modos ópticos superficiales son un tema de renovado interés debido a sus propiedades únicas y principalmente las perspectivas de aplicaciones en diferentes áreas de la ciencia y la tecnología. Entre estas aplicaciones está su utilización como herramienta para interrogar las propiedades de las superficies de separación de materiales, sus condiciones físicas, químicas y composición biológica. Sin embargo, las ondas superficiales son poco frecuentes, ya que sólo existen en materiales y configuraciones específicas.

Un tipo de onda de superficie único existente en la interfaz de cristales anisótropos fue predicho por Dyakonov en 1981 [1]. Las condiciones de excitación de estos estados superficiales son difíciles de cumplir en la práctica, con lo que su observación por primera vez se ha producido recientemente [2]. Sin embargo, su misma existencia brinda la posibilidad de generar nuevos modos en estructuras que incorporan una capa nanométricas de manera que la luz puede ser guiada de manera robusta para cualquier grosor de la capa por arbitrariamente pequeño que sea, incluso hasta unos pocos nanómetros (ver Fig. 1). Como consecuencia, los nuevos modos guiados habilitados por las ondas de superficie Dyakonov, o modos habilitados por Dyakonov (HD), existen muy por debajo de las condiciones de corte de guías de ondas estándar. Los modos HD existen en la superficie de materiales transparentes, por lo que pueden propagarse sin pérdidas, exhibiendo un grado de localización similar al de los plasmones de largo alcance. Además, las estructuras que incorporan nanocapas relajan las condiciones requeridas para la existencia de estados de superficie puros, pudiéndose controlar el grado de localización de los modos mediante la variación de las propiedades de la nanocapa.

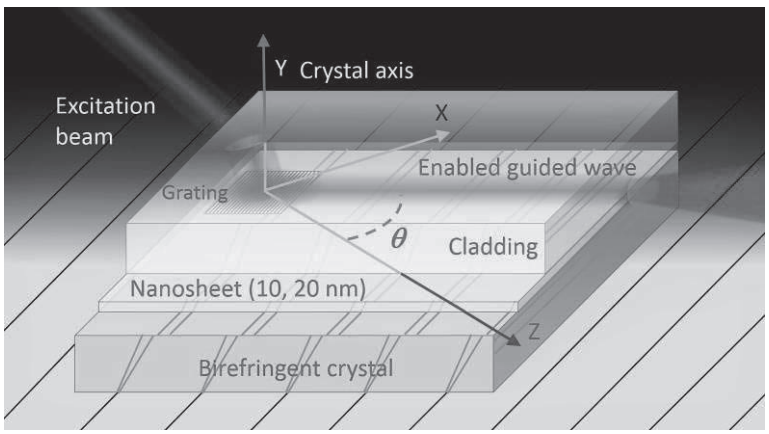


Figura 1. Esquema de la estructura estudiada. La estructura soporta modos guiados habilitados por ondas de Dyakonov, modos HD, cuando el índice de refracción de la cubierta n_c se encuentra entre los índices de refracción n_y y n_z del medio birrefringente ($n_x \leq n_y < n_c < n_z$). El índice de refracción de la nanocapa debe ser mayor de todos.

Recientemente hemos logrado demostrar tal esquema en una configuración especialmente diseñada sobre la base de un cristal biaxial de triborato litio (LBO) con nanocapas de 10 y 20 nm de alúmina y utilizando como cubierta líquidos refractivos con el índice de refracción adecuado [3]. Además, se ha observado directamente por primera vez la propagación de la luz guiada por los

nanocapas mediante la captura de la luz dispersada de los modos. Asimismo, se ha demostrado el control de la dirección de propagación de los modos HD mediante la modulación del índice de refracción del líquido refractivo que forma la cubierta. Esto nos ha permitido demostrar unas de las predicciones teóricas más importantes de las ondas superficiales de Dyakonov.

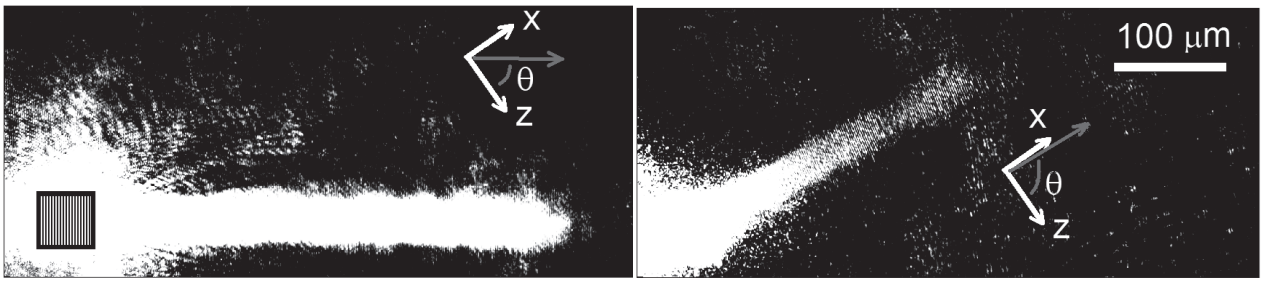


Figura 2. Exitación de los modos habilitados de Dyakonov con gratings y demostración del control de la dirección de propagación. La imagen de la izquierda muestra la propagación de un modo HD excitado en presencia de un líquido refractivo n_c con índice de refracción próximo a n_y. La Imagen de la derecha muestra la propagación cuando el índice de refracción n_c próximo a n_z.

Nuestro experimentos son una demostración del tipo prueba de concepto, pero hay que destacar que el sistema puede ser implementado en diferentes estructuras. En concreto es interesante extender el concepto a cristales birrefringentes con índices de refracción más bajo, como Mg_2F, que permita utilizarlo como sensor compatible con muestras biológicas. En el largo plazo, sería interesante la utilización de metamateriales como medio birrefringentes [4], para así poder adaptar el medio birrefringente a cualquier necesidad especifica de índices de refracción. Esto, junto a la demostración de los modos HD en nancapas abre perspectivas nuevas y fascinantes en la implementación de dispositivos fotónicos basados en ondas de superficie guiadas. Entre ellos se incluyen aplicaciones de enrutamiento y de detección basados en la sensibilidad de las ondas de superficie a las propiedades de la superficie extrínsecos y, en general, todas las aplicaciones que pueden beneficiarse de la posibilidad de un sistema de luz que se propaga sin perdidas, con una alta direccionalidad que a su vez es sintonizable y que puede estar unido a esquemas planos de metasuperfícies [5].

Referencias

[1] M. I. Dyakonov, *Sov. Phys. JETP* **67** (1988) 714.
[2] O. Takayama, et al., *Phys. Rev. Lett*. **102** (2009) 043903.
[3] O. Takayama, et al., *Nat. Nanotechnol*. **9** (2014) 419.
[4] H. N. S. Krishnamoorthy, et al., *Science* **336** (2012) 205.
[5] A. V. Kildishe, et al., *Science* **339**, (2013) 1232009.

Una propuesta experimental para la formación de estructuras disipativas en cavidades optomecánicas

Joaquín Ruiz-Rivas[1*], Carlos Navarrete-Benlloch[2], Giuseppe Patera[3], Eugenio Roldán[1] , Germán J. de Valcárcel[1]

[1]*Departament d'Òptica, Universitat de València, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, Spain*
[2]*Max-Planck Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, D-85748 Garching, Germany*
[3]*Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, Universite´ Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

* joaquin.ruiz@uv.es

Las cavidades optomecánicas han recibido mucha atención en los últimos años. En éstas, un grado de libertad mecánico oscila forzado por la luz contenida en el resonador, típicamente a través de la presión de radiación que ésta es capaz de ejercer. La mayor parte de estudios hasta la fecha han considerado un número pequeño de modos, bien en la parte óptica o la mecánica. Sin embargo, configuraciones multimodo pueden dotar a los sistemas optomecánicos con nuevas propiedades, ya que la interacción entre los modos mecánicos y ópticos tiende a generar correlaciones entre ellos.

En este trabajo proponemos una realización experimental optomecánica concreta donde observar formación de patrones, prueba de la aparición de correlaciones multimodo. En un trabajo previo [1] ya presentamos un modelo teórico donde aparecían patrones periódicos y estructuras localizadas en una región amplia del espacio de parámetros, y es el objetivo de este trabajo proporcionar una implementación experimental concreta para tal modelo, además de introducir una generalización del mismo.

En tal realización experimental consideramos una cavidad formada por dos espejos fijos entre los que se encuentra una membrana que puede deformarse localmente. Dependiendo de la posición de la membrana con respecto a la onda estacionaria formada por el modo que inyectamos en la cavidad, éste sufre un corrimiento de frecuencia que puede depender lineal o cuadráticamente del desplazamiento de la membrana [2]. En este trabajo hemos estudiado ambos casos a fondo.

Nuestros estudios numéricos exhaustivos han revelado que la existencia de un modo homogéneo en la membrana es condición necesaria para la generación espontánea de patrones a partir de iluminación homogénea. Aunque la membrana no tienen modo homogéneo (el marco que las soporta impone condiciones de contorno fijas), en nuestra propuesta conseguimos que ésta se comporte en base a un modelo efectivo con modo homogéneo en una dirección del plano transversal (digamos la x), gracias a la excitación de un único modo en la dirección ortogonal (y).

Mostramos además que los parámetros requeridos para la implementación de nuestra propuesta son compatibles con las condiciones bajo las que los experimentos actuales tienen lugar.

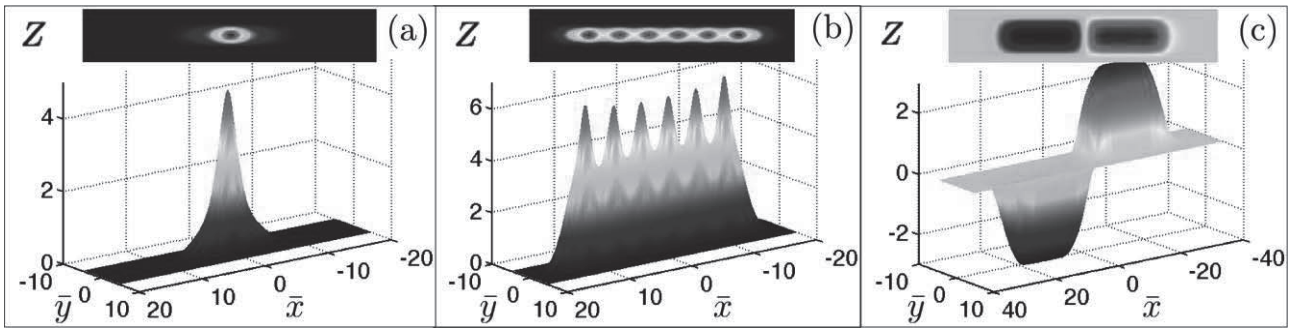


Figura 1. Ejemplos de las estructuras espaciales que se forman en la membrana: (a) solitón, (b) patrón periódico, y (c) pared de dominio. $Z(\bar{x},\bar{y})$ se refiere al desplazamiento de la membrana en un punto $(\bar{x},\bar{y})$ del plano transversal, todas las variables debidamente normalizadas.

Referencias

[1] J. Ruiz-Rivas, C. Navarrete-Benlloch, G. Patera, E. Roldán, and G.J. de Valcárcel, arXiv:1212.1364
[2] J.D. Thompsom, B.M. Zwickl, A.M. Jayich, F. Marquardt, S.M. Girving, and J.G.E Harris, Nature **452**, 72 (2008).

Scattering de pocos fotones por pocos qubits en una dimensión

E. Sánchez-Burillo[1*], D. Zueco[1,2], J. J. García-Ripoll[3], Luis Martín-Moreno[1]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón y Departamento de Física de la Materia Condensada, CSIC-Universidad de Zaragoza, E-50012 Zaragoza, España
[2]Fundación ARAID, Paseo María Agustín 36, E-50014, Zaragoza, España
[3]Instituto de Física Fundamental, IFF-CSIC, Calle Serrano 113b, Madrid E-28006, España

* edusb@unizar.es

Actualmente, existe la posibilidad de diseñar y manipular sistemas cuánticos de pocos niveles, como qubits (sistemas de dos niveles) supercondutores, puntos cuánticos, centros de color en diamante o moléculas. Por otra parte, también se pueden confinar fotones en guías de onda unidimensionales, como cristales fotónicos, líneas de tranmisión supercondutoras, guías plasmónicas, guías dieléctricas, etc. A la luz de estos hechos, en los últimos años se ha desarrollado el campo de investigación *electrodinámica cuántica en guías de onda* (conocido habitualmente como *waveguide-QED* en la literatura en inglés), en el cual se estudia la fenomenología de scattering de pocos fotones en este tipo de guías de onda por sistemas de pocos niveles como los descritos anteriormente. El objetivo del campo es inducir interacciones efectivas entre sistemas cuánticos (a través de los modos guiados) o entre fotones (mediadas por los sistemas cuánticos de pocos niveles).

Desde un punto de vista teórico, al tratarse de problemas de interacción entre muchos cuerpos, la solución no es sencilla. En general sólo se sabe cómo resolver sistemas con un único fotón y en régimen de interacción suficientemente bajo. Al considerar dos fotones, no existen métodos generales, obteniéndose soluciones de las que es muy complicado obtener información, en el caso de que los sistemas sean resolubles. Con más de dos fotones el problema es esencialmente inabordable.

En este trabajo introducimos una forma general de estudiar numéricamente estos sistemas. Adaptamos la técnica numérica conocida como MPS (*Matrix Product States*, estados producto de matriz), ampliamente utilizada para estudiar física de baja energía de sistemas de muchos cuerpos en materia condensada, a problemas de scattering en una dimensión. Esta técnica nos permite trabajar con dos o incluso más fotones, y también considerar el régimen de interacción conocido en la literatura como *ultrastrong*, régimen inaccesible en problemas de scattering con las técnicas teóricas utilizadas hasta la fecha.

Concretamente, en esta presentación tratamos el scattering de un fotón por un qubit en el régimen de acoplo *ultrastrong* [1]. El caso de interacciones más débiles, donde se puede tomar la RWA (*Rotating Wave Approximation*, aproximación de onda rotatoria) es conocido, siendo los resultados más relevantes i) el espectro de scattering es elástico y ii) se obtiene reflexión total cuando la energía del fotón coincide con la de qubit. Por contra, en nuestro caso se obtienen tres nuevos efectos: i) la frecuencia a la que se observa reflexión total cambia al ir aumentando la interacción, ii) aparece una resonancia en transmisión, debido a túnel resonante con un estado ligado del sistema y iii) existen procesos inelásticos donde la energía del fotón saliente depende tanto de la energía del fotón incidente como de la constante de interacción, permaneciendo la energía restante en un estado ligado en torno al qubit. Por otra parte, también atacamos el problema de pocos fotones frente a pocos qubits tratando de estudiar la transición de régimen no lineal a lineal [2] al ir introduciendo qubits, reduciendo el número de fotones, a través de la distancia, etc.

Agradecimientos: Agradecemos al Ministerio de Economía y Competitividad de España por los proyectos MAT2011-28581-C02, FIS2012-33022 y No. FIS2011-25167, al Gobierno de Aragón (grupo FENOL) y al proyecto europeo PROMISCE.

Referencias

[1] E. Sánchez-Burillo, D. Zueco, J. J. García-Ripoll, L. Martín-Moreno, Phys. *Rev. Lett.* **113** (2014) 263604.
[2] E. Sánchez-Burillo, J. J. García-Ripoll, L. Martín-Moreno and D. Zueco, *Faraday Discussions* (2015), DOI: 10.1039/C4FD00206G

Modulador de fase integrado y reconfigurable para circuitos ópticos miniaturizados basado en guía de ondas de tipo embudo

J. Parravicini[1,2] , R. Martinez-Lorente[3], F. Di Mei[1,4] ,D. Pierangeli[1], A. J. Agranat,[5] and E. DelRe[1,2]

[1]. Dipartimento di Fisica, –Sapienza" Universit`a di Roma, I-00185 Roma, Italy
[2]. IPCF-CNR , –Sapienza" Universit`a di Roma, I-00185 Roma, Italy
[3]. Departamento de Óptica, Universitat de Valencia, Spain
[4]. Center for life NanoScience@Sapienza, Istituto Italiano di Tecnología, 00161 Rome, Italy.
[5]. Applied Physics Department, Hebrew University of Jerusalem, IL-91904 Israel

* ruben.martinez-lorente@uv.es

Actualmente la miniaturización y la integración de elementos ópticos pasivos es un tema de gran interés en el mundo tecnológico, tales como beam splitters, moduladores rápidos de fase y de intensidad, lentes o memorias ópticas. Los cristales ferroeléctricos son plataformas ideales para lograrlo, debido a que tienen multitud de aplicaciones fotónicas y son de sobra conocidos sus efectos, tanto lineales como no lineales [1].

Dentro de la alta simetría que ofrecen estos cristales en su fase paraeléctrica, (por encima de la temperatura de Curie) está la posibilidad de desarrollar moduladores de intensidad y de fase integrados en escala de nanosegundos. Combinando esta propiedad con el desarrollo de guías de onda miméticas de tipo embudo, se pueden llegar a obtener técnicas para la integración de dispositivos electro-ópticos a pequeña escala, capaces de procesar información como puertas lógicas ópticas.

En nuestro trabajo hemos obtenido un modulador de fase independiente de la intensidad, a través de la lectura de una guía de ondas electro-activada de tipo embudo doble. Como medio no lineal usamos un cristal ferroeléctrico de KTLN [2]

Tal y como se muestra en la Fig.1, el montaje experimental está formado, como elementos óptico activos, por un cristal ferroélectrico y fotorrefractivo de KTLN y dos láseres de diodo con la misma polarización, sintonizados a λ_1= 532 nm y λ_2= 980 nm. En una primera fase, llamada fase de escritura, se graba la guía de ondas de tipo embudo doble a través de la inyección de una haz gaussiano (λ_1) focalizado en mitad del cristal, a una temperatura muy superior a la temperatura de Curie (T_c) propia del cristal y con un campo eléctrico aplicado $E_{0,1}$ al cristal de manera transversal respecto al eje de propagación de la luz [3]. En una segunda fase, conocida como fase de lectura, leemos la guía de ondas escrita con un haz gaussiano (λ_2) focalizado en la cara de entrada del cristal a una temperatura ligeramente superior a la T_c y con un campo eléctrico $E_{0,2,}$ aplicado de manera análoga al de la fase de escritura.

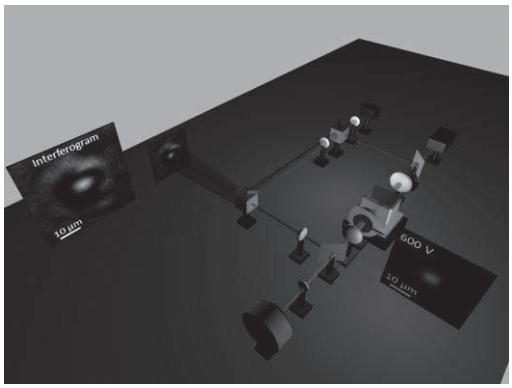
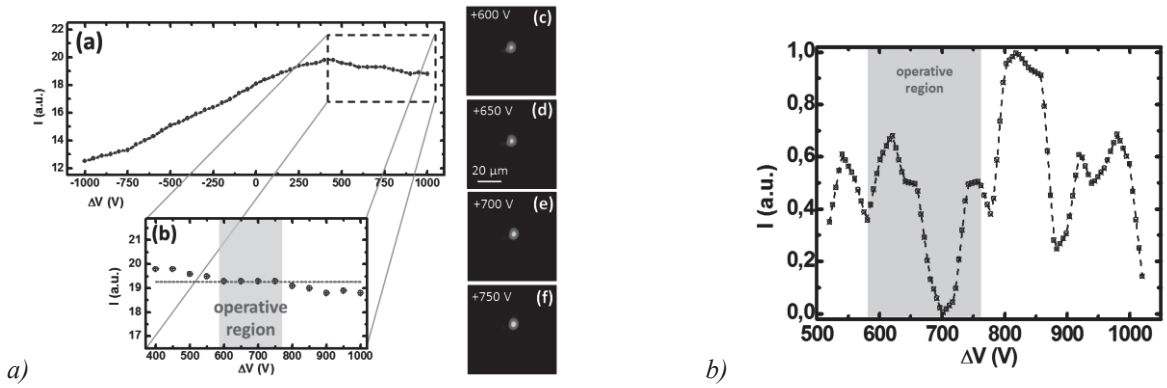


Figura 1: Montaje experimental donde se muestra la fase de escritura (haz verde), de lectura (haz rojo) y los registros de intensidad y de fase, a través de técnicas interferométricas

A través de la lectura de esta guía de ondas, el sistema soporta solitones espaciales fotorrefractivos como solución. Al cambiar el campo eléctrico $E_{0,2}$, se puede variar el enfoque del solitón, entre otras de sus propiedades, como el guiado óptico, la separación de haces, etc. [4]. Así, registramos tanto la intensidad (Fig.2.a) como la fase (Fig.2.b) del solitón, mediante técnicas interferométricas. En la Fig.2 se muestra como se produce un desacoplamiento entre la intensidad y la fase, dónde está última se modula variando en una región, llamada operativa, el campo aplicado $E_{0,2}$.



a) *b)*

Figura 2:a) Arriba, patrón de intensidad en función del campo aplicado $E_{0,2}$ de la estructura leída a través de la guía de ondas; abajo, zoom de la región operativa donde se aprecia la intensidad constante; derecha, campo cercano del solitón fotorrefractivo en la región operativa. b) Patrón de fase de la zona operativa, en donde hay una completa modulación de la fase.

El punto clave para comprender el mecanismo de este desacoplamiento entre la intensidad y la fase se debe al cambio de índice de refracción (1) [5] y a la dependencia de éste con la temperatura a través de la ley de Curie-Weiss (2). A partir de estas ecuaciones, se puede llegar a obtener la variación del índice de refracción del cristal en la fase de lectura, donde se produce dicho desacoplamiento (3).

$$\Delta n \propto (\epsilon_r(T) - 1)^2 E^2 \tag{1}$$

$$\epsilon_r(T) = C/(T - T_0) \tag{2}$$

$$\Delta n \propto (\epsilon_r(T) - 1)^2 \left(E_1(r) - E_{0,1} + E_{0,2}\right)^2 \tag{3}$$

Siendo $E_1(r)$ la distribución del campo espacial de cargas libres según el modelo de transporte de bandas [6] debido al efecto fotorrefractivo.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado parcialmente por PRIN 20212BFNWZ2, Sapienza-Ricerca2013, y el Ministerio de Economía y Competitividad del Gobierno de España a cargo del proyecto FIS2011-26960.

Referencias

[1] O. Ferraro, S. Grilli, P. De Natale , *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications* ,Edit.Springer, New York,*2009*
[2] J.Parrivicini, R. Martínez-Lorente, F. Di Mei, D. Pierangeli, A.J. Agranat and E. DelRe, *Opt.Lett*, **40**, 230547 (2015).
[3] D. Pierangelo, A. Ciattoni, E. Palange, A.J Agranat, and E. DelRe, *Opt.Express,***17**,(2009),22659
[4] E. DelRe, A. Pierangelo, J. Parrivicini, S. Gentilini, and A.J. Agranat, *Opt. Express,***20**, (2012) 16671
[5] E. DelRe, A. Pierangelo, E. Palange, A. Ciattoni, A.J.Agranat, *Appl. Phys. Lett*. **91**, 081105 (2007).
[6] E. DelRe & M. Segev, T*op. Appl. Phys*. **114**, 547-572(2009).

Simposio de Termodinámica

Tensión superficial para el sistema binario dietilcarbonato + *n*-octano

A. Gayol[1,*], L. Casás[2], J.L. Legido[1]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidade de Vigo, Campus As Lagoas Marcosende s/n, 36310 Vigo, España
[2]Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP), ENSGTI – UPPA, Rue Jules Ferry - BP 7511, 64075 Pau, Francia

* anagayol@uvigo.es

Introducción

La tensión superficial mide la energía de cohesión entre las moléculas que se encuentran dentro de un líquido, las moléculas tienen la misma fuerza de atracción en todas las direcciones por sus moléculas vecinas. El efecto se debe a la presencia de un exceso de energía libre en la superficie, se cuantifica como medida por unidad de área

En este trabajo se estudia la tensión superficial experimental de mezclas binarias de dietilcarbonato + *n*-octano, en el intervalo de temperaturas de 288.15 K – 308.15 K y a presión atmosférica.

Los resultados experimentales se comparan con los disponibles en la literatura a diferentes temperaturas. Los resultados experimentales muestran la tensión superficial de estos compuestos en función de la temperatura y se observa el mismo comportamiento a ambas temperaturas.El ajuste de la tensión superficial se realizó mediante la ecuación polinómica Redlich - Kister, y se calcularon las desviaciones estándar entre los valores calculados y experimentales.

Resultados

En la figura 1 se muestra la tensión superficial del sistema dietilcarbonato + *n*-octano, que ha sido determinada experimentalmente a presión atmosférica y a las temperaturas de 288.15 K y 308.15 K.

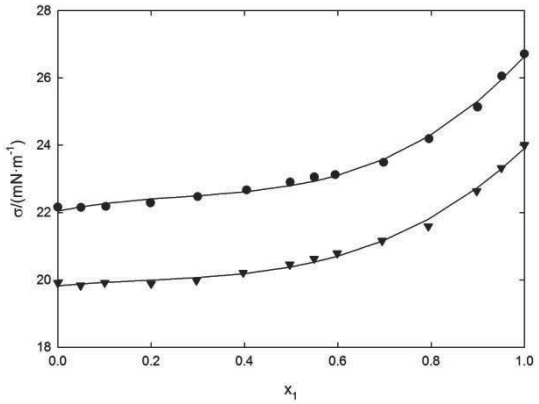


Figura 1: Tensión superficial para el sistema dietilcarbonato (1) + *n*-octano (2) a T= (•) 288.15 K, (▼) 308.15 K. La línea solida representa el ajuste polinómico.

Se observa en la Fig.1 que según aumenta la concentración de carbonato aumenta la tensión superficial. Sin embargo, la tensión superficial disminuye según aumenta la temperatura.

Las medidas de tensión superficial se han ajustado mediante una ecuación polinómica de tercer grado.

$$Y = A + B \cdot x + C \cdot x^2 + D \cdot x^3$$

Los coeficientes del ajuste obtenidos a partir de la ecuación anterior se muestran en la tabla 1.

Tabla 1. Parámetros de la ecuación polinómica de grado 3, para el ajuste de la tensión superficial, en el sistema dimetilcarbonato (1) – *n*-octano (2) y desviaciones cuadráticas medias (ζ) obtenidas en el intervalo (288.15-308.15) K.

T/K	A	B	C	D	σ
288.15	21.955	4.341	-11.551	12.246	$8.8 \cdot 10^{-3}$
308.15	19.818	1.306	-3.478	6.266	$8.1 \cdot 10^{-3}$

Agradecimientos

Expresamos nuestro más sincero agradecimiento a María Perfecta Salgado González y Sofía Baz Rodríguez por su colaboración en la realización de las medidas técnicas.

Referencias

[1] L. Mosteiro, A.B. Mariano, L.M. Casás, M.M. Piñeiro, M.M., J.L. Legido, *J. Chem. Eng. Data.* **54** (2009) 1056.
[2] A. Gayol, L.M. Casás, R.E. Martini, A.E. Andreatta, J.L. Legido, *J. Chem. Eng. Data.* **58** (2013) 758.
[3] A. Gayol, L.M. Casás, R.E. Martini, A.E. Andreatta, J.L. Legido, *J. Chem. Eng. Data.* **58** (2013) 245.

Desarrollo de una nueva membrana compuesta hidrófoba/hidrofílica para la desalación por destilación en membrana: Estudio comparativo entre diferentes configuraciones

M. Essalhi[1,*], M. Khayet[1,2,*]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Universidad Complutense de Madrid, Facultad de Ciencias Físicas, Avda. Complutense s/n. 28040. Madrid.
[2]Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net no. 4, 28805, Alcalá de Henares, Madrid.
[*] khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet); m.essalhi@fis.ucm.es (M. Essalhi)

Durante los últimos 13 años el interés en la tecnología de destilación en membrana (DM) ha aumentado considerablemente en diferentes aspectos tanto teóricos como experimentales. De hecho, la DM se conoce desde hace unos 50 años, pero sólo recientemente ha abierto camino hacia sus aplicaciones industriales [1,2]. El principal inconveniente es la falta de membranas diseñadas específicamente para la DM. Se ha visto durante la última década un interés creciente en el diseño y desarrollo de membranas para la tecnología DM. Alrededor del 25% de los estudios publicados sobre la DM durante los últimos 10 años se centraron en la fabricación de membranas y la modificación de las mismas. Por lo tanto, el principal objetivo de este trabajo trata sobre la fabricación y caracterización de un nuevo tipo de membranas porosas compuestas hidrófoba/hidrofílicas para la desalación empleando diferentes configuraciones DM. Este tipo de membranas consiste en una capa activa superficial hidrófoba delgada soportada por una sub-capa hidrófila relativamente gruesa. Este tipo de membranas se prepara utilizando una macromolécula modificadora de superficie fluorada (SMM) y un polímero hidrófilo. Este tipo de membranas demuestra exhibir unos flujos de permeado altos [3].

En este trabajo, se preparó la membrana por el simple método de inversión de fase en una sola etapa empleando SMM y el polímero hidrófilo polieterimida (PEI). Durante la formación de la membrana, la SMM migra a su superficie superior haciéndola más hidrófoba (Fig. 1 y Fig. 2). La membrana fue caracterizada por medio de diferentes técnicas incluyendo las medidas de la presión de entrada de líquido con agua destilada ($LEPw$), el ángulo de contacto con agua (θ), la fracción de volumen vacío (ε) y el espesor (δ). Además se emplearon la microscopía electrónica de barrido con espectroscopia de rayos X de energía dispersiva (SEM-EDX) y la microscopía de fuerza atómica (AFM) para analizar la estructura superficial e interna de la membrana. Algunos resultados están resumidos en la Tabla 1. Se consiguió preparar membranas porosas con una capa superior (activa) hidrófoba muy delgada con un espesor de alrededor de 4 μm.

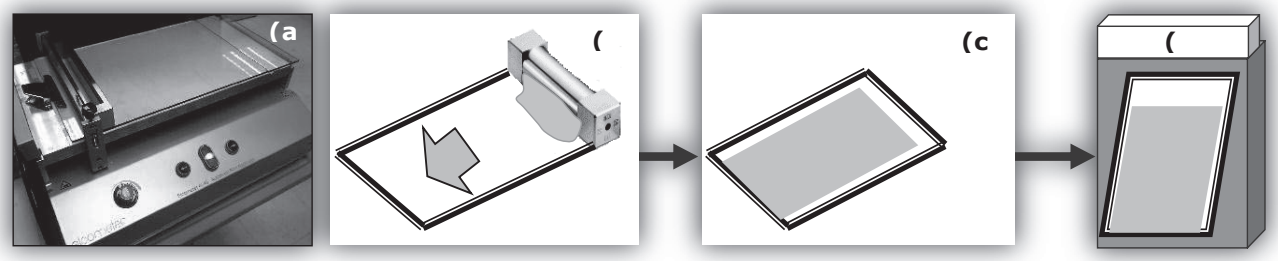


*Fig.1. Proceso de preparación de la membrana compuesta: **a)** Aplicador de la disolución polimerica (Elcometer 4340), **b)** Estiramiento de la disolución polimérica, **c)** Evaporación del disolvente y **d)** Coagulación.*

Los experimentos de DM se realizaron con disoluciones acuosas de cloruro sódico de diferentes concentraciones y varias condiciones de operación utilizando destilación en membrana con contacto directo (DMCD), destilación en membrana con cámara de aire (DMCA) y destilación en membrana con cámara de líquido (DMCL). Comparaciones entre estas 3 configuraciones fueron llevadas a cabo. Finalmente, se han medido sus flujos no-isotermos de vapor de agua (J_w) y sus factores de separación de sal del agua (α) a diferentes temperaturas y concentraciones del alimento (agua destilada, 12 y 30 g/L) [4,5].

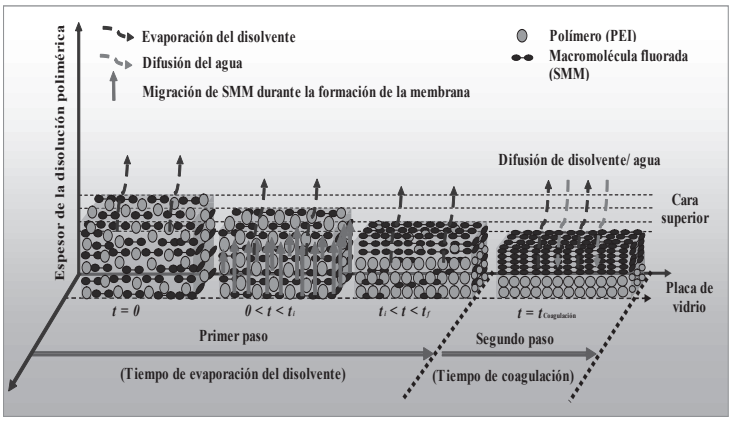


Fig.2. Diagrama esquemático que ilustra la migración de SMM durante la formación de la membrana compuesta.

Tabla 1: Propiedades estructurales de la membrana compuesta:

Espesor total, δ	64.7 ± 6.3 µm
Espesor de la capa hidrófoba δ_h	4.5 ± 1 µm
Ángulo de contacto con agua, ϑ_a	Superficie superior: 94.8 ± 0.5 (º) Superficie inferior: 74.3 ±0.8 (º)
Presión de entrada de líquido, LEP_w	3.82 ± 0.05 (10^5 Pa)
Radio de poro, r_p	46.10 ± 1.17 (nm)
Porosidad efectiva, ε/L_p	3.86 ± 0.08 (10^5 m^{-1})

Se observó que este tipo de membranas es más adecuado para la desalación por DMCD que para la DMCA o DMCL. El flujo de permeado de esta membrana en la configuración DMCA alcanzó un valor de 14.9 (kg/(m^2.h)) y el factor de rechazo de sal > 99.4%. En general, el flujo de permeado de esta membrana en la configuración DMCD es de 2.7 a 3.3 veces mayor que su flujo de permeado en la configuración DMCA [4].

El alto rendimiento en la configuración DMCD es debido a varias razones como a la presencia de una capa hidrófoba superior delgada responsable del transporte de masa en la DM y al transporte de masa a través de la membrana, que es de tipo Knudsen en el caso de la DMCD, y combinado Knudsen/Difusión molecular para la DMCA debido a la presencia de aire entre la membrana y la superficie de condensación.

Se observó que el flujo de permeado en la configuración DMCL es 2.2 – 6,5 % mayor que en la configuración DMCA. Este resultado es debido por un lado a la alta conductividad térmica del agua en comparación con la del aire, dando lugar a una temperatura en el permeado más baja y por consiguiente una mayor fuerza motriz; y por otro lado a la pequeña distancia establecida entre las interfaces líquido/vapor de la delgada capa superior hidrófoba de la membrana, ya que el agua producida en el permeado penetra dentro de la capa hidrófila de la membrana. Los factores de rechazo de sales obtenidos fueron razonablemente altos para ambas configuraciones de DM (es decir, 99.81 > α > 99.61%) y fueron prácticamente similares para ambas modalidades de DM [5].

Agradecimientos: Los autores agradecen la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables*) y la empresa Abengoa Water S.L.U. (Artículo 83, Proyecto 85/2013, Proyecto 259/2014). M. Essalhi agradece la beca del Centro de Desalación de Oriente Medio (MEDRC), proyecto MEDRC (06-AS-002).

Referencias:

[1] M. Essalhi, M. Khayet, "Membrane distillation (MD): General description", en: E. Steven Tarleton (1ª Ed.), *Progress in Filtration and Separation*, Elsevier (Academic Press), 23/10/2014, pp. 66–99.
[2] M. Essalhi, M. Khayet, "Fundamentals of membrane distillation", en: A. Basile, A. Figoli, M. Khayet (1ª Ed.), *Pervaporation, vapour permeation and membrane distillation: Principles and applications*, Elsevier Editorial (Imprinted: Wood head Publishing), Cambridge, 19/02/2015, pp. 277–313.
[3] M. Khayet, C.Y. Feng, T. Matsuura, *J. Membrane Sci*. **213** (2003) 159.
[4] M. Essalhi, M. Khayet, *J. of Membrane Sci*. **417-418** (2012) 163.
[5] M. Essalhi, M. Khayet, *Sep and Purif. Technol.* **133** (2014) 176.

Destilación en membrana con cámara de aire de disoluciones salinas saturadas

J. Sanmartino[1,*], M. Khayet[1,2 *], M.C. García-Payo[1]

[1] Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040, Madrid.
[2] Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net no. 4, 28805, Alcalá de Henares, Madrid
* khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet); julio.sanmartino@hotmail.com (J. Sanmartino)

La desalación de agua del mar, salmueras y aguas salobres está considerada, hoy en día, como una solución muy interesante al problema de la escasez de agua potable, en especial en zonas costeras. Dentro de los múltiples métodos de desalación considerados, la destilación en membrana (DM) ha ido generando un gran interés durante los últimos años como técnica emergente de desalación efectiva al tratamiento de disoluciones con altas concentraciones salinas. Sin embargo, poco se conoce a cerca de la capacidad de esta tecnología para tratar disoluciones salinas saturadas. El presente estudio propone la aplicación de la destilación en membrana con cámara de aire (DMCA) para la desalación y concentración de disoluciones salinas saturadas y su efecto sobre las características de las membranas así como su ensuciamiento irreversible por cristalización –crystallization fouling".

La DMCA permite la obtención de agua potable a partir de una disolución salina con unos flujos de permeado razonables en comparación con otros procesos de separación y con un factor de separación muy alto (>99.9%) [1,2]. Durante el proceso de desalación, la disolución del alimento se va concentrando, provocando una disminución en el flujo de permeado y un ensuciamiento de la membrana debido a la formación de cristales de sal y su deposición en la superficie de la membrana obstruyendo sus poros. Algunos estudios han publicado resultados de concentración de disoluciones salinas hasta su saturación intentando incluso recuperar los cristales formados mediante la inclusión de cristalizadores de membrana [3,4].

En el presente estudio se han realizado diferentes experimentos de desalación y concentración a diferentes temperaturas (de 318 a 355 K) partiendo de una disolución de 65 g/L NaCl como alimento y utilizando membranas hidrófobas comerciales de politetrafuoroetileno (PTFE) con distintos tamaños de poro (0.2 y 0.45 μm). Estas membranas exhiben una muy alta hidrofobocidad con ángulos de contacto por encima de 140º y unas presiones de entrada de líquido en sus poros superior a 282 y 138 kPa, respectivamente. Primero se han realizado experimentos de concentración de la disolución 65 g/L NaCl hasta la saturación. Se ha observado que los flujos de permeado obtenidos descienden con el tiempo a medida que aumenta la concentración del alimento, manteniéndose los factores de separación, en todos los casos, por encima del 99.89%. Al continuar los experimentos de desalación con disoluciones saturadas se ha podido comprobar que el sistema de DMCA continúa su funcionamiento normal una vez superada la saturación de la sal. Tal como se aprecia en la Figura 1, para la membrana TF200 los flujos de permeado no decaen significativamente, observándose concentraciones de permeado por debajo de 0.09 g/L durante las primeras 16 h de funcionamiento. Esto puede ser debido al ensuciamiento de los poros de la membrana.

En el caso de la TF450, se observa un notable incremento del flujo de permeado y de la concentración del permeado que alcanzan valores de 75 g/L. Esto puede ser debido a un mojado (–wetting") de los poros.

Experimentos anteriores y posteriores al de concentración, realizados con la misma membrana así como el análisis de las membranas por microscopía (FESEM, EDX) han sido útiles para determinar el efecto del tiempo de concentración, la temperatura y el tipo de membrana sobre el

ensuciamiento irreversible producido [1]. A título de ejemplo algunas características de las membranas están indicadas en la Tabla 1.

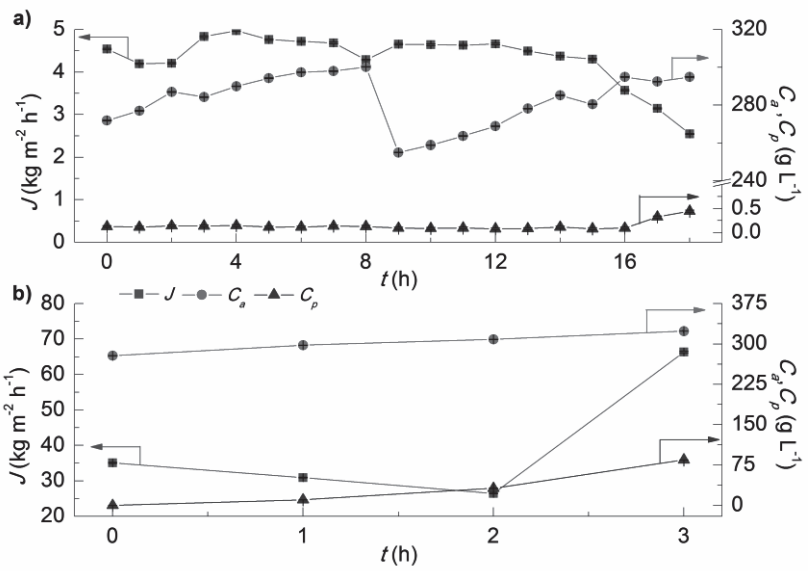


Figura 1. Flujo de permeado (verde) y de las concentraciones de la disolución salina alimento (rojo) y permeado (azul) una vez sobrepasado el punto de saturación de la disolución de NaCl. a) TF200, T_a = 318K y b) TF450, T_a = 355 K. Q_a = 100 L h^{-1}, T_{sc} = 298 K (sc: superficie de condensación).

Se pudo comprobar que la presencia de deposiciones e incrustaciones salinas en la superficie de las membranas provoca un aumento del tamaño de poro medio y del espesor de la propia membrana, así como una disminución del ángulo de contacto y de la porosidad.

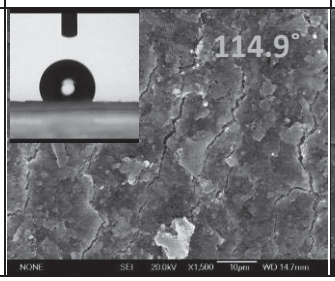
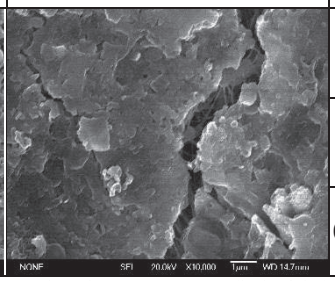
Membrana TF450	**Capa activa**		**Caracterización I**	**Caracterización II**	**Caracterización III**
	X1500	X10000	$\delta = 98 \pm 6$	$\delta = 105 \pm 5$	$\delta = 104 \pm 4$
T_a = 355K $C_{a,final}$ 323.94 g/L			$d_p = 553 \pm 4$	$d_p = 580 \pm 24$	$d_p = 599 \pm 23$
			$\varepsilon = 78 \pm 6$	$\varepsilon = 59 \pm 4$	$\varepsilon = 73 \pm 4$
			$\theta = 140.9 \pm 1.0$	$\theta = 114.9 \pm 3.1$	$\theta = 134.7 \pm 2.3$

Figura 2. Deposiciones e incrustaciones salinos sobre la capa activa (hidrófoba) de la membrana a diferentes aumentos, y parámetros característicos de las membranas: I- Características iniciales de la membrana TF450, II- Características de la membrana una vez realizado el experimento de concentración a T_a = 355 K, Q_a = 100 L/h y T_{sc} = 298K y III- Características de la membranas después de su lavado con agua. (δ es el espesor de la membrana, d_p el tamaño de poro medio, ε la porosidad y θ el ángulo de contacto).

Los autores reconocen la financiación de la Empresa Abengoa Water S.L.U. (Artículo 83: Proyecto 85/2013, Proyecto 259/2014) y la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables*). El autor Julio Sanmartino agradece el contrato PAI (Personal de apoyo a la investigación) de la empresa Abengoa Water S.L.U.

Referencias:

[1] M. Khayet y T. Matsuura, *Membrane Distillation. Principles and Aplications*, ed. Elsevier B.V. 477, The Netherlands, 2011.
[2] M. Essalhi, M. Khayet, J. Membrane Sci. **417-418** (2012). 163.
[3] A. Alkhudhiri, N. Darwish y N. Hilal. Desalination **287** (2012). 55.
[4] E. Curcio *et al.*, *Ind. Eng. Chem. Res.* **40 (12)** (2001). 2679.

Eficiencia energética de una planta piloto de ósmosis directa y efecto de sus parámetros de operación

B. Porras[1,*], M. Khayet[1,2], M. Essalhi[1]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040, Madrid.
[2]Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net no. 4, 28805, Alcalá de Henares, Madrid

*khayetm@fis.ucm.es (M.Khayet); beatrizprodriguez@hotmail.com (B.Porras)

La ósmosis directa (OD) es un proceso de separación de interés emergente como tecnología alternativa a las tecnologías maduras empleadas en el tratamiento de aguas residuales y desalación. Se trata del transporte del disolvente (agua) de una disolución de mayor potencial químico a una con menor potencial químico y mayor presión osmótica (es decir una disolución osmótica) a través de una membrana densa y selectiva principalmente al paso del disolvente. Desde el punto de vista termodinámico se trata de un proceso de no-equilibrio que evoluciona espontáneamente hacia una situación de equilibro tratando de igualar los potenciales químicos del disolvente entre ambos lados de la membrana.

Durante la última década se ha producido un notable incremento del número de trabajos publicados sobre la tecnología OD. Así mismo han surgido empresas que están estudiando y desarrollando esta tecnología como Oasys Water, Hydration Technology Innovations (HTI), Modern Water y Catalyx.

Hasta la fecha se han estudiado los efectos de los parámetros de operación de la OD (flujo de circulación de la disolución a tratar o alimento,ϕf ; flujo de circulación de la disolución osmótica o permeado, ϕp; temperatura, T) sobre el flujo de permeado del agua, el flujo retro-difusivo del agente osmótico y los coeficientes de polarización de concentración tanto externo como interno [1,2]. Sin embargo, todavía no se ha desarrollado ningún trabajo sobre la optimización y el consumo energético de esta tecnología. Este hecho puede ser debido al reconocimiento expandido de que su consumo energético específico (por metro cubico de agua producida) es bastante menor que el observado en la ósmosis inversa (OI) [3,4].

En el presente trabajo se estudia el consumo energético de una planta piloto de OD (módulo HTI, Fig. 1) optimizando sus parámetros de operación por medio de la metodología de superficie de respuesta (Response surface methodology, RSM).

La metodología RSM consiste en el diseño estadístico de experimentos (DoE) y en la variación simultánea de los parámetros de operación que en este caso son: 0.05 L/min ≤ ϕf ≤ 0.85 L/min; 0.05 *L/min* ≤ ϕp ≤ 0.55 L/h, y 20.1ºC ≤ T ≤ 41.9ºC. Este método permite estudiar, además de los efectos individuales de cada parámetro de operación, sus efectos de interacción sobre la respuesta del proceso con un número bastante reducido de ensayos [5]. En este trabajo, como agente osmótico se emplea una disolución de cloruro sódico de 35 g/L. Las respuestas de la planta consideradas son:

- El flujo de permeado del agua: $J_w = \frac{\Delta V_w}{A \Delta t}$

siendo ΔV_w el volumen de agua producida, A el área efectiva de la membrana y Δt el tiempo necesario para producir el volumen ΔV_w.

- El flujo retro-difusivo o inverso debido al paso de sal del permeado hacia el alimento:

$$J_s = \frac{\Delta(C_t V_t)}{A \Delta t}$$

siendo C_t y V_t la concentración de sal y el volumen del alimento en el tiempo t, respectivamente.

- El flujo de permeado específico es: $J_{w,sp} = \frac{J_w}{E}$

siendo E es el consumo energético de la planta piloto OD necesario para producir J_w.

- El índice específico de eficiencia de la planta es definido como: $Y_{sp} = \frac{J_w}{E\,J_S}$

El objetivo principal es aumentar J_w, disminuir J_s, reducir E y por consiguiente conseguir altos valores de $J_{w,sp}$ y Y_{sp}.

Se han desarrollado modelos empíricos para estas respuestas y se ha aplicado el análisis estadístico de varianza (ANOVA) para comprobar la bondad de cada modelo RSM [3].

Finalmente, se realizó la optimización de la planta piloto OD determinando sus parámetros óptimos de operación. El proceso de optimización se llevó a cabo empleando el método estocástico de simulación Monte Carlo, confirmándose finalmente dichos valores óptimos.

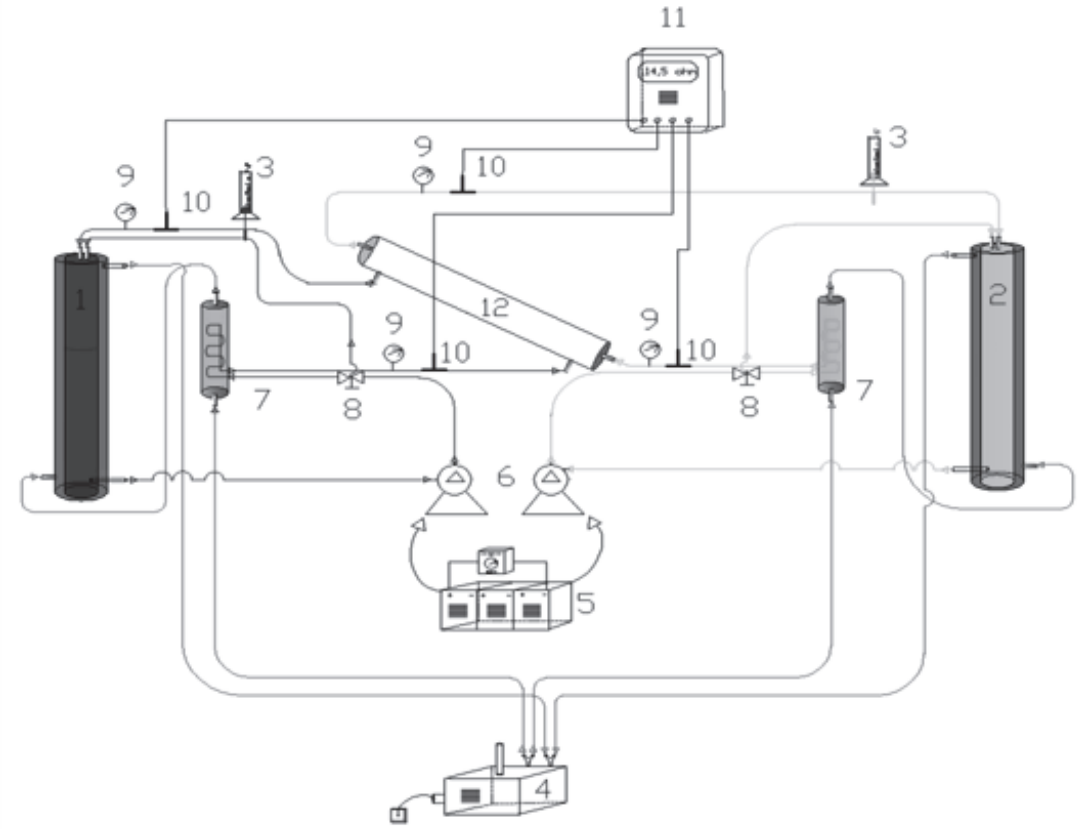


Figura 1. Esquema de la planta piloto de OD. *1. Depósito del alimento. 2. Depósito del permeado. 3. Pipeta para recoger flujo de alimento y permeado. 4. Termostato. 5. Baterías. 6. Bombas. 7. Intercambiador de calor. 8. Válvulas. 9. Manómetro. 10. Sensor de temperatura. 11. Multímetro digital. 12. Modulo con membranas.*

Los autores agradecen la ayuda del grupo UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables)*. La autora B. Porras agradece el contrato PAI de la empresa Abengoa Water S.L.U (Artículo 83, Proyecto 259/2014).

Referencias

[1] T.Y. Cath, A.E. Childress, M. Elimelech, *J. Membrane Sci.* **281** (2006) 70.
[2] W.C.L. lay, J. Zhang, C. Tang, R. Wang, Y. Liu, A.G. Fane, *J. Membrane Sci.* **394-395** (2012) 151.
[3] M. Khayet, M. Essalhi, C. Armenta-Déu, C. Cojocaru, N. Hilal, *Desalination* **261** (2010) 284.
[4] R.K. McGoven, J.H. Lienhard V, *J. Membrane Sci.* **469** (2014) 245.
[5] M. Khayet, C. Cojocaru, M. Essalhi, *J. Membrane EFICIESci.* **368** (2011) 202.

Estudio termodinámico y cinético de disoluciones copoliméricas y sus efectos en la estructura y morfología de membranas de fibra hueca

L. García-Fernández[1,*], M.C. García-Payo[1], M. Khayet[1,2,*]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n 28040 Madrid.
[2]Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net nº4, Alcalá de Henares, 28805, Madrid.

* loreto.garcia@ucm.es (L. García-Fernández); khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet)

La fabricación de nuevas membranas diseñadas específicamente para el proceso de separación destilación en membranas (DM) está siendo uno de los temas más punteros actualmente en el campo de la investigación del tratamiento de aguas [1]. La eficiencia del proceso, producción y calidad del agua dependen de las propiedades de las membranas empleadas. Concretamente, la estructura porosa de la membrana y su morfología son las características más influyentes en el mecanismo de transporte de calor y masa en la DM. En este trabajo, se han preparado membranas de fibra hueca mediante el método rotacional de inversión de fase seco/mojado. En concreto se ha estudiado el efecto del tipo de disolvente empleado en la disolución copolimérica sobre la morfología y estructura de las membranas de fibra hueca.

En la preparación de la disolución copolimérica se ha utilizado 19% en peso del copolímero fluoruro de polivinilideno-co-hexafluoruro de propileno (PVDF-HFP, M_w = 455,000 g/mol), 5% en peso del aditivo politeilenglicol (PEG, M_w = 6000 g/mol) y diferentes disolventes: simple N.N-dimetilacetamida (DMAC) y disolventes mixtos (DMAC y trimetilfosfato, TMP) así como (N.N-dimetilformamida, DMF y TMP). Las disoluciones preparadas se nombran a continuación: DMF60 (DMF/TMP = 60/40% en peso), DMAC100 (DMAC = 100%), DMAC60 (DMAC/TMP = 60/40%) y DMAC40 (DMAC/TMP = 40/60%).

Se han analizado las propiedades de las disoluciones copoliméricas mediante las interacciones disolvente/copolímero/aditivo (referidas al parámetro de solubilidad de Hansen) y las medidas de viscosidad y tensión superficial. Además, dichas disoluciones han sido caracterizadas termodinámica y cinéticamente, determinando la cantidad de agua (que es coagulante o no-disolvente) y la velocidad de coagulación, respectivamente. Para el análisis termodinámico se ha empleado el método de titración turbidimétrico manteniendo la temperatura de la disolución similar a la temperatura de fabricación de las membranas, a una agitación constante y añadiendo agua poco a poco de manera consecutiva hasta que la disolución se vuelva turbia. Esta cantidad de agua es la máxima admitida por la disolución copolimérica, la cual queda representada en el diagrama de fase ternario (Fig. 1). Los experimentos cinéticos tienen en cuenta los dos pasos del proceso de fabricación: seco/mojado. Para la evaluación de la fase seca, se ha estudiado la velocidad de evaporación de los disolventes en aire durante la formación de membranas planas. Al contrario para la evaluación de la fase mojada se ha analizado la velocidad de coagulación de las disoluciones copoliméricas en agua preparando también membranas planas. El efecto de la evaporación de los disolventes ha sido analizado mediante la pérdida de masa de dichas disoluciones a la misma temperatura de fabricación de las membranas (42 ^{o}C). Para estudiar el ritmo de coagulación, se extiende homogéneamente la disolución sobre una placa de vidrio y a continuación se sumerge en el correspondiente baño de coagulación (agua destilada). Dicho depósito se encuentra iluminado por una lámpara de sodio registrando la evolución de la transmitancia de la luz (Fig. 2) a través de la membrana mediante un fotodiodo.

Las membranas de fibra hueca han sido finalmente fabricadas empleando las disoluciones descritas anteriormente y las condiciones de preparación detalladas en [2]. Se han caracterizado estas membranas por el microscopio electrónico de barrido (FESEM, JEOL Model JSM-6335F) y el microscopio de fuerza atómica (AFM, Nanoscope III equipado con el escáner 1553D, Digital Instruments Inc., Santa Barbara, CA) para estudiar la estructura y morfología de estas membranas.

Se han correlacionado las características de las disoluciones copoliméricas con la morfología y estructura final de las membranas. Se observó que la selección del disolvente modifica la interacción disolvente/copolímero/aditivo y, consecuentemente, los procesos termodinámicos y cinéticos en la formación de la membrana se ven afectados modificando así las características morfológicas de las mismas.

Las estructuras de macro-huecos observadas en la sección transversal de las fibras huecas desaparecen cuando se usa DMAC en lugar de DMF en la mezcla de disolventes (DMAC60 y DMF60, respectivamente), debido a que DMAC es mejor disolvente para PVDF-HFP que DMF. Con el uso de DMAC como disolvente, la viscosidad aumenta mientras que la coagulación tarda más en manifestarse y su ritmo es más lento. Además, la evaporación del disolvente comienza más tarde cuando se emplea DMAC, consiguiendo así que la cara externa de las fibras sea menos densa, más rugosa, y con un tamaño de poro mayor.

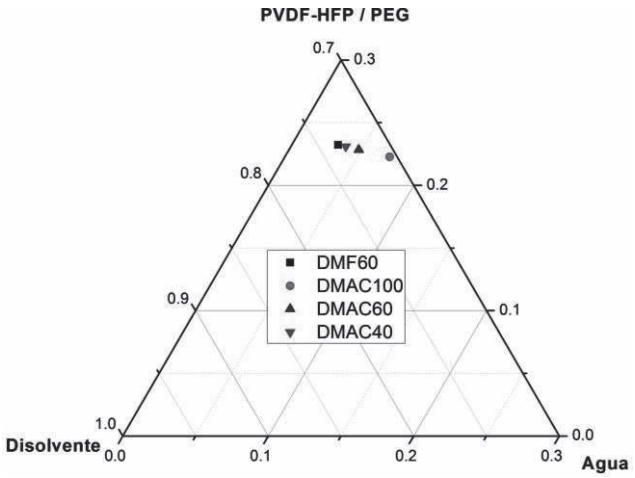


Figura 1. Diagrama de fase ternario del sistema (PVDF-HFP/PEG)/disolvente (simple y mixto)/agua.

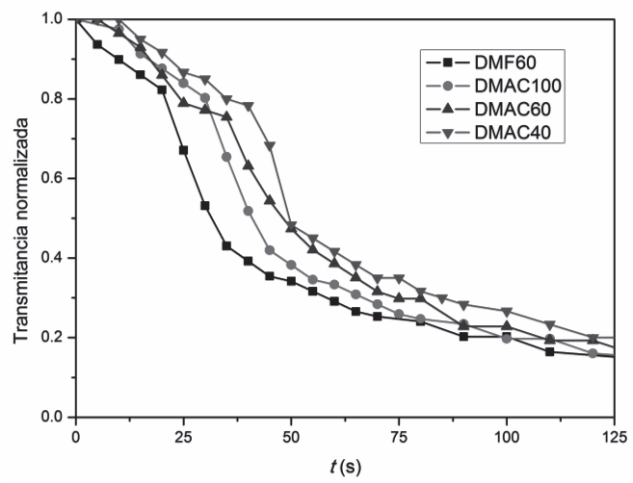


Figura 2. Experimentos de coagulación de las disoluciones copoliméricas preparadas con diferentes disolventes.

Al aumentar la concentración de TMP en la mezcla de los disolventes mixtos DMAC/TMP, la afinidad entre PVDF-HFP y los disolventes disminuye, mientras que la viscosidad de las disoluciones aumenta. Por otro lado, el ritmo de evaporación de los disolventes y la velocidad de coagulación disminuyen, reduciéndose así el tamaño de la estructura hueca de la cara externa, e incrementándose por tanto el espesor de la parte esponjosa en la sección transversal. Además de su estructura interna, también mejora la superficie externa de las fibras que pasan a exhibir una mayor rugosidad y un tamaño de poro más grande cuando se aumenta la concentración de TMP en la disolución.

En conclusión, la caracterización cinética y termodinámica previa de las disoluciones poliméricas es necesaria para entender, explicar y predecir la estructura de las membranas. La correcta selección de los disolventes es un factor imprescindible en la fabricación de membranas poliméricas.

Los autores agradecen la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables*), la financiación de la Empresa Abengoa Water S.L.U. (Artículo 83: Proyecto 85/2013, Proyecto 259/2014) y la del Ministerio de Ciencia e Innovación I+D+I Proyecto MAT2010-19249. L. García-Fernández agradece al Ministerio de Educación, Cultura y Deporte (MECD) la beca FPU (FPU12/02817).

Referencias:

[1] L. García-Fernández, M. Khayet, M.C. García-Payo, ―Membranes used in membrane distillation: preparation and characterization", en: A. Basile, A. Figoli, M. Khayet (Eds.), *Pervaporation, Vapor Permeation and Membrane Distillation: Principles and Applications*, Editorial Elsevier (Impresión: Woohead Publishing), Cambridge, 2015, pp. 317-359.

[2] L. García-Fernández, M.C. García-Payo, M. Khayet, *J. Membr. Sci.* **468** (2014) 324.

Long-range electrical coupling of non-excitable biological cells

J.A. Manzanares*, J. Cervera, S. Mafé

Depto. de Termodinámica, Fac. Física, Universitat de València, E-46100 Burjassot (Valencia)

* jose.a.manzanares@uv.es

Bistability is a key characteristic of the excitable cells in neuronal networks and plays also an important role in nonexcitable cells [1]. Hyperpolarized and depolarized membrane potentials are significant parameters for carcinogenesis. Usually, highly negative values of this potential are characteristic of terminally differentiated cells (Fig. 1), in contrast with the relatively depolarized values found in more plastic cells (e.g., stem, embryonic, and cancer cells). It is therefore of interest to study the transition between the cell hyperpolarized and depolarized states, as well as the possibility to obtain a bistability behavior, using simplified models and realistic biological parameters for the ion channels that regulate the membrane potential.

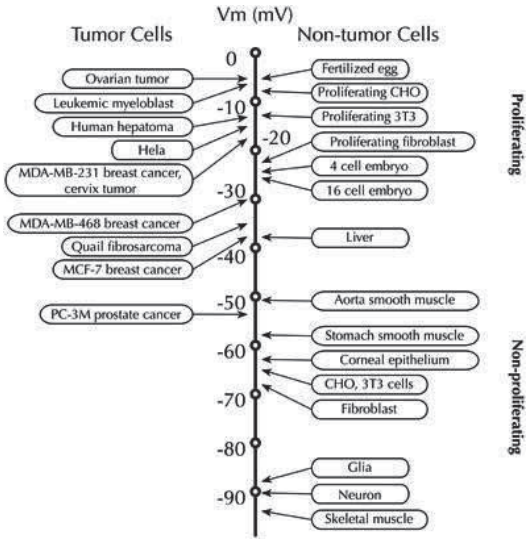


Figure 1. Membrane potential (V_m) scale. Rapidly proliferating cancer cells possess depolarized V_m, while the V_m of quiescent cells is generally more negative. Proliferative somatic cells are also depolarized, suggesting that V_m is functionally instructive in cell development [1].

The membrane potential of nonexcitable cells, defined as the electrical potential difference between the cell cytoplasm and the extracellular environment when the current is zero, is controlled by the individual electrical conductance of different ion channels. In particular, inward- and outward-rectifying voltage-gated channels are crucial for cell hyperpolarization/depolarization processes, being amenable to direct physical study. High (in absolute value) negative membrane potentials are characteristic of terminally differentiated cells, while low membrane potentials are found in relatively depolarized, more plastic cells (e.g., stem, embryonic, and cancer cells). We study theoretically the hyperpolarized and depolarized values of the membrane potential, as well as the possibility to obtain a bistability behavior (Fig. 2), using simplified models for the ion channels that regulate this potential. The bistability regions [2,3], which are defined in the multidimensional state space determining the cell state, can be relevant for the understanding of the different model cell states and the transitions between them, which are triggered by changes in the external environment.

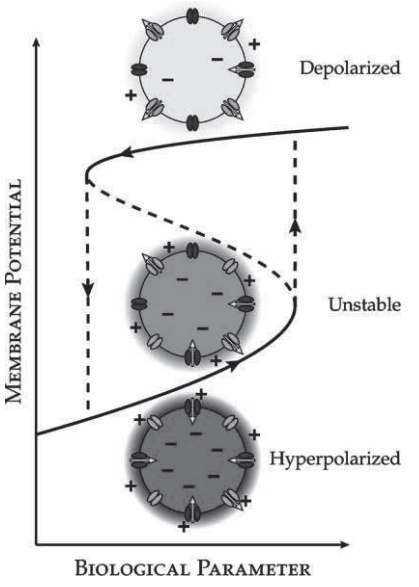


Figure 2. The model cell is a dynamical system showing transitions between the two bistable potential states which are regulated by the inward and outward-rectifying ion channels. The transitions are triggered by changes in the relevant biological parameters (e.g., the conductive characteristics of the ion channels and the ionic concentrations and the pH in the extracellular phase). The depolarized cell (up state) corresponds to a low (in absolute value) negative membrane potential (e.g., −20 mV and low charge separation), while the hyperpolarized cell (bottom state) corresponds to a high (in absolute value) negative membrane potential (e.g., −70 mV and high charge separation) [2].

We have analyzed the coupling of model nonexcitable cells assuming that the cell membrane potential is the basic individual property. We have obtained this potential on the basis of the inward and outward rectifying voltage-gated channels characteristic of cell membranes (Fig. 3). We have concentrated on the electrical coupling of a cell ensemble (Fig. 4) rather than on the biochemical

and mechanical characteristics of the individual cells, have obtained the map of single cell potentials using simple assumptions, and have suggested procedures to collectively modify this spatial map. The response of the cell ensemble to an external perturbation and the consequences of cell isolation, heterogeneity, and ensemble size have also been analyzed. The results suggest that simple coupling mechanisms can be significant for the biophysical chemistry of model biological cell ensembles. In particular, the spatiotemporal map of single cell potentials (Fig. 4) should be relevant for the uptake and distribution of charged nanoparticles over model cell ensembles and the collective properties of droplet networks incorporating protein ion channels inserted in lipid bilayers [3].

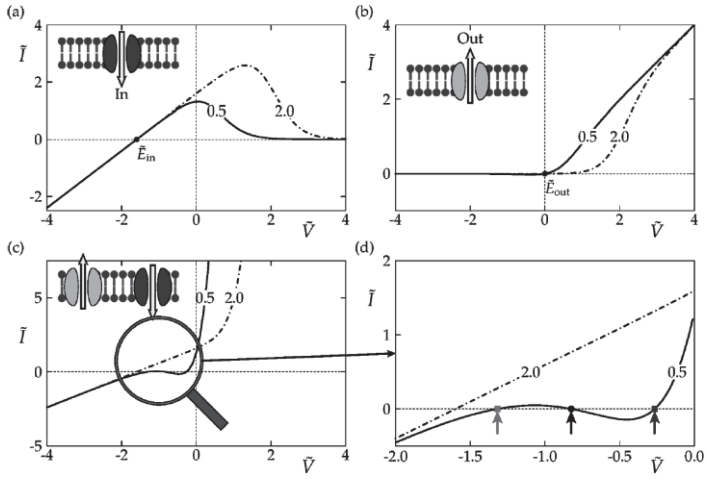


Figure 3. (a) $\tilde{I}$-$\tilde{V}$ *curve of the inward-rectifying channel calculated with z = 3 charges involved in channel gating and* $\tilde{E}_{in} = E_{in} / V_T = -1.6$ *(equivalent to □ 41 mV) for two values of the threshold potential,* $\tilde{V}_{th} = 0.5$ *and 2.0 (equivalent to* $V_{th} = 13.5$ *and 54 mV). (b)* $\tilde{I}$-$\tilde{V}$ *curve of the outward-rectifying channel with z = □ 3 and* $\tilde{E}_{out} = 0$ *. (c) Current* $\tilde{I} = \tilde{I}_{in} + \tilde{I}_{out}$ *as a function of* $\tilde{V}$ *for* N_{in} *inward-rectifying channels of maximum individual conductance* g_{in} *and potential* $\tilde{E}_{in} = -1.6$ *in parallel with* N_{out} *outward rectifying channels of conductance* g_{out} *and* $\tilde{E}_{out} = 0$ *. The conductance ratio is* $G_{out} / G_{in} = N_{out} g_{out} / N_{in} g_{in} = 50$. *(d) Bistability region of panel (c). The arrows correspond to the three solutions obtained for the membrane potential* $\tilde{V}_m = \tilde{V}(\tilde{I} = 0)$ *when* $\tilde{V}_{th} = 0.5$ *. The central unstable potential at* $\tilde{V}_m = -0.8$ *(black, center) is surrounded by the stable hyperpolarized potential at* $\tilde{V}_m = -1.3$ *(red, left) and depolarized (blue, right) potential at* $\tilde{V}_m = -0.3$ *. The insets of panels (a)-(c) schematically show the ion channels in the lipid bilayer forming the cell membrane [3].*

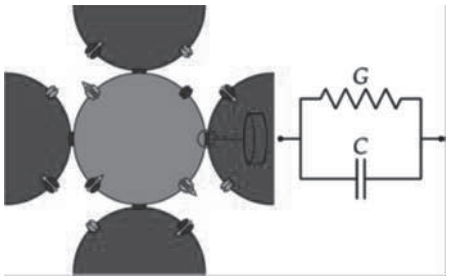


Figure 4. The time evolution of membrane potential of one the cell depends on the electrical state of its four neighboring cells due to the coupling junctions that connect them, here described by identical conduc-tances and capacitances [3].

Acknowledgments: Financial support from MINECO and FEDER (MAT2012-32084) and Generalitat Valenciana (Prometeo2012-0069) is gratefully acknowledged.

References

[1] M. Yang, W.J. Brackenbury, *Front. Physiology* **4** (2013) 185.
[2] J. Cervera, A. Alcaraz, S. Mafé, *J. Phys. Chem. B* **118** (2014) 12444.
[3] J. Cervera, J.A. Manzanares, S. Mafé, *J. Phys. Chem. B* **119** (2015) 2968.

Creeping walkers that die as they search for a target: when is the probability of eventual detection maximal?

D. Campos[1], E. Abad[2,*], V. Méndez[1], S.B. Yuste[3], and K. Lindenberg[4]

[1]Universitat Autònoma de Barcelona, Bellaterra, Spain
[2]Universidad de Extremadura, Mérida, Spain
[3]Universidad de Extremadura, Badajoz, Spain
[4]University of California, San Diego, USA

* eabad@unex.es

Introduction

In biology and ecology, search processes where the lifetime of the searchers is shorter or comparable to the typical time needed to reach a target by diffusion are a common occurrence [1-4] (e.g., oocyte fertilization by sperm). Here, we present a simple paradigm for detection of an immobile target by a Continuous Time Random Walker with a finite lifetime, which we alternatively call a mortal creeper [5]. The motion of the creeper is characterized by ballistic displacements at a fixed speed v_f and exponentially distributed duration, interrupted by random changes in the direction of motion and resumption of motion in the new direction with the same speed. The mortal creeper may die at any time during its motion according to an exponential decay law characterized by a finite mean death rate ω_m. While still alive, the creeper has a finite mean frequency ω of changes in direction. The question is how to maximize the efficiency of the search process, characterized by the probability that the creeper will eventually detect the target.

Main results

We consider a creeper of negligible spatial extent moving along an infinite line. Initially, the creeper has equal probability to start moving to the left or to the right. The creeper dies *a)* either spontaneously at a fixed rate ω_m while it moves or *b)* as soon as it hits a fully absorbing target of radius R (for computational convenience, the target is assumed to die as soon as this happens). We assume perfect target detection, i.e., the target is considered to be detected as soon as the creeper hits its surface (the survival probability of the target $S^*(t)$ up to time t is thus the probability of *not* having been detected up to that time).

Without loss of generality, we consider the limit $R \to 0$. Taking the renewal equation fulfilled by the creeper's motion as a starting point, one can show that the probability of eventual target detection is

$$1-S^*(t\to\infty)\equiv 1-S^*_\infty=\begin{cases}\dfrac{\sqrt{(\omega+\omega_m)\omega_m}}{\sqrt{(\omega+\omega_m)\omega_m}+\omega_m}\exp\left(-\sqrt{(\omega+\omega_m)\omega_m}\,|x_t-x_0|/v_f\right), & x_0\neq x_t,\\ \dfrac{\sqrt{(\omega+\omega_m)\omega_m}-\omega_m}{\sqrt{(\omega+\omega_m)\omega_m}-\omega_m}, & x_0=x_t,\end{cases} \tag{1}$$

where x_0 and x_t respectively stand for the initial positions of the creeper and the target. Above a threshold value of the mortality rate ($\omega_m > \omega_{m,T} \equiv v_f/(2|x_t-x_0|)$, the optimal frequency of

reorientation $\omega=\omega_{opt}$ maximizing the above probability is zero. In contrast, when $\omega_m \leq \omega_{m,T}$ a non-zero optimal persistence ω_{opt} given by the implicit relation

$$\omega_m = \frac{(1-\omega_{opt}\,|\,x_t - x_0\,|\,/v_f)^2}{(|\,x_t - x_0\,|\,/v_f)(2-\omega_{opt}\,|\,x_t - x_0\,|\,/v_f)} \qquad (2)$$

is observed. From here, one also sees that $\omega_{opt} \to |\,x_t - x_0\,|\,/v_f$ in the limit of an immortal creeper $\omega_m \to 0$. These analytical results are confirmed by numerical simulations. Analytic expressions in terms of modified Bessel functions can also be found for the detection probability $1-S^*(t)$ after a finite time.

As far as finite size effects are concerned, for a translationally invariant system of linear size L (ring of length L) one also finds a non-zero ω_{opt} in the appropriate regime (intermediate system sizes, see Fig. 1). For low mortality, the creeper has time to reach the target regardless of the direction in which it starts moving, reversals thus result in a waste of time and increased probability of premature death. Thus, purely ballistic motion is preferred ($\omega_{opt}=0$). When mortality is high, the creeper only has a reasonable chance to reach the target when the motion is purely ballistic (here $\omega_{opt}=0$ also). However, for intermediate values of ω_m, the probability to perform long excursions away from the target is minimized by a non-negligible rate of reversals per unit time ($\omega_m \neq 0$).

In the above problem, if the creeper is replaced by N independent creepers beginning their motion at the same location and at the same time one finds the same optimal value of ω. However, if the creepers initially start at random locations, no optimal frequency $\omega_{opt}>0$ is found in the thermodynamic limit $N, L \to \infty$ at fixed ratio N/L. In this case, the probability of eventual target detection is directly related to the asymptotic span of the creeper's walk.

Numerical results unveil a similar qualitative behavior of $1-S^*_\infty$ in d=2, thereby suggesting that the observed effects are robust to changes in dimensionality.

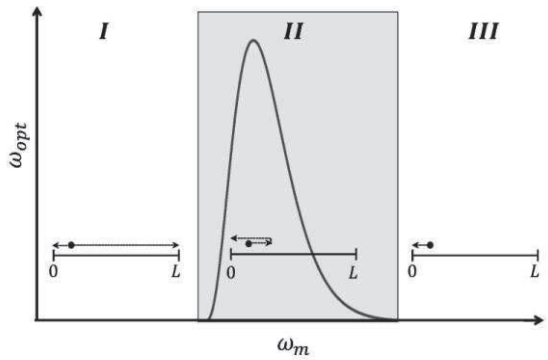


Figure 1: In the regime of intermediate system sizes L, the frequency of reorientation ω_{opt} maximizing the probability of eventual target detection becomes non-zero for intermediate values of the mortality rate ω_m.

This work was partially funded by MINECO (Spain). Additional financial support was provided by the Generalitat de Catalunya (D. C. and V. M.) and by the Junta de Extremadura through G (E. A. and S. B. Y.). K. L. gratefully acknowledges support of the U.S. Office of Naval Research (ONR).

References

[1] E. Abad, S.B. Yuste, K. Lindenberg, *Phys. Rev.E* **81** (2010) 031115.
[2] E. Abad, S.B. Yuste, K. Lindenberg, *Phys. Rev.E* **86** (2012) 061120.
[3] E. Abad, S.B. Yuste, K. Lindenberg, *Phys. Rev. E* **88** (2013) 062110.
[4] S.B. Yuste, E. Abad, K. Lindenberg, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 220603.
[5] D. Campos, E. Abad, V. Méndez, S.B. Yuste, K. Lindenberg, arXiV:1503.02013 (2015).

Entropy–enthalpy compensation at the single protein level: pH sensing in the bacterial channel OmpF

A. Alcaraz[1], M. Queralt-Martín[2], C. Verdia-Báguena[1], V. M. Aguilella[1,*], S. Mafé[2]

[1]Departamento de Física, Laboratorio de Biofísica Molecular, Universitat Jaume I, E-12080 Castellón, España
[2]Facultad de Física, Universitat de València, E-46100 Burjassot, España

* aguilell@uji.es

Ion channels allow selective communication of the cell with the external world [1]. The transfer of small ions from bulk solution to nanometer-sized aqueous holes embedded in a low-permittivity membrane is energetically unfavorable [2]. To achieve a significant electrical conductance, channels have evolved to create a suitable internal environment where the ions lose part of the hydration shell, replacing the solvation water molecules by binding sites [3]. We present here a thermodynamic analysis of ion conduction through the OmpF channel, a pore forming protein in the outer membrane of *E. coli* [4,5]. Temperature-controlled conductance experiments on single channels reconstituted into planar lipid bilayers allow analyzing the different contributions to the free energy of ion conduction as a function of the cation type, the salt concentration, and the solution acidity (pH). The large enthalpy changes required to replace different cations with protons in key binding sites involve small changes in the Gibbs free energy, showing an approximate compensation between the enthalpic and entropic terms. Entropy–enthalpy compensations have been reported for different protein–ligand associations [6–8], with significant implications for ligand engineering [9]. Experimental data usually concern ensembles of many biomolecules in solution, as opposed to the single ion channel characteristics studied here. In particular, we show that the decomposition of free energy changes into the enthalpic and entropic contributions can be useful in understanding the essential functions like the pH sensitivity at the single protein level.

Ion electrodiffusion through a channel can be described as a series of ~~"h~~ops" between states separated by barriers [1,10,11]. The Eyring rate equation [12]:

$$k = \kappa (k_B T/h) \exp\left(-\Delta G^*/RT\right) \tag{1}$$

for these elementary steps is dictated by the transmission coefficient κ (assumed to be 1) [11,13], the frequency factor k_BT/h, and the molar free energy ΔG^* for barrier translocation. In the above equation, k_B is the Boltzmann constant, T is the temperature, and h is the Planck constant. The OmpF channel has a narrow constriction zone lined by ionizable residues (the sites for ion binding) segregated into positively and negatively charged segments [14]. According to structure-based electrostatic calculations and all-atom MD simulations this arrangement creates a strong electric field that determines the pH-modulated conductance. Calculated free energy profiles show a single free energy barrier located in the central constriction acting as the rate-limiting step for ion conduction [14–19]. The current through the channel is proportional to the limiting rate constant for ion translocation [13] and then the temperature dependence of the channel conductance is:

$$g(T) = I/V = Q(k_B T/h) \exp\left(\Delta S^*/R - \Delta H^*/RT\right) \tag{2}$$

where Q is the pre-exponential factor [11] and the free energy is written in terms of enthalpic (ΔH^*) and entropic ($-T\Delta S^*$) contributions [20]. In equation (2), $R = k_B N_A$, with N_A being the Avogadro constant.

By using the Eyring formalism, we demonstrate that the pH sensing mechanism of the OmpF channel operates via ligand modification: increasing acidity induces the replacement of cations with protons in critical binding sites decreasing the channel conductance. Aside from the change in

enthalpy associated with the binding, there is also a change in the microscopic arrangements of ligands, receptors and the surrounding solvent. We show that the pH-modulation of the single channel conduction involves small free energy changes because large enthalpic and entropic contributions change in opposite ways, demonstrating an approximate enthalpy–entropy compensation for different salts and concentrations (Figure 1).

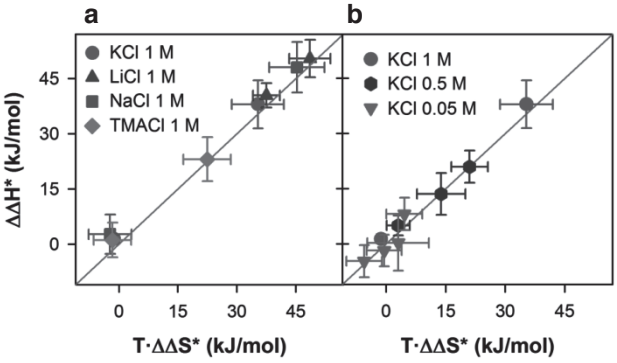


Figure 1. (a) $\Delta\Delta H^*$ versus $T\Delta\Delta S^*$ for the enthalpy and entropy shifts in 1 M solutions (Reference values are taken at pH = 6 (b) $\Delta\Delta H^*$ versus $T\Delta\Delta S^*$ for three KCl concentrations (Reference values are taken at pH = 6.

We acknowledge the support from the Spanish Ministry of Economy and Competitiveness (MINECO Projects FIS2013-40473-P and MAT2012-32084), Generalitat Valenciana (Prometeo 2012/069), FEDER and Fundació Caixa Castelló – Bancaixa (Project No. P1-1B2012-03).

Referencias

[1] B. Hille, Ion Channels of Excitable Membranes, Third Ed., Sinauer Associates Inc, Sunderland, MA, 2001.
[2] A. Parsegian, Nature. 221 (1969) 844–846.
[3] C. Miller, N. Stahl, M. Barrol, Neuron. 1 (1988) 159–164.
[4] A.H. Delcour, Front. Biosci. 8 (2003) D1055–D1071.
[5] H. Nikaido, Microbiol. Mol. Biol. Rev. 67 (2003) 593–656.
[6] K. Sharp, Protein Sci. 10 (2001) 661–667.
[7] A.T. Fenley, H.S. Muddana, M.K. Gilson, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 109 (2012) 20006–20011.
[8] S.F. Martin, J.H. Clements, Annu. Rev. Biochem. 82 (2013) 267–93.
[9] J.D. Chodera, D.L. Mobley, Annu. Rev. Biophys. 42 (2013) 121–42.
[10] C. Miller, J. Gen. Physiol. 113 (1999) 783–7.
[11] A. Chernyshev, S. Cukierman, Biophys. J. 82 (2002) 182–92.
[12] P.C. Jordan, J. Gen. Physiol. 114 (1999) 601–603.
[13] D. Busath, G. Szabo, Biophys. J. 53 (1988) 697–707.
[14] M.S. Weiss, U. Abele, J. Weckesser, W. Welte, E. Schiltz, G.E. Schulz, Science. 254 (1991) 1627–30.
[15] A. Alcaraz, M. Queralt-Martín, E. García-Giménez, V.M. Aguilella, Biochim. Biophys. Acta-Biomembranes. 1818 (2012) 2777–2782.
[16] J. Faraudo, C. Calero, M. Aguilella-Arzo, Biophys. J. 99 (2010) 2107–15.
[17] M. Aguilella-Arzo, J.J. García-Celma, J. Cervera, A. Alcaraz, V.M. Aguilella, Bioelectrochemistry. 70 (2007) 320–7.
[18] S. Pezeshki, C. Chimerel, A.N. Bessonov, M. Winterhalter, U. Kleinekathöfer, Biophys. J. 97 (2009) 1898–1906.
[19] I. Biró, S. Pezeshki, H. Weingart, M. Winterhalter, U. Kleinekathöfer, Biophys. J. 98 (2010) 1830–9.
[20] G. Portella, J.S. Hub, M.D. Vesper, B.L. de Groot, Biophys. J. 95 (2008) 2275–2282.

Estimación mediante Teoría del Funcional de la Densidad de potenciales de interacción intermolecular en hidratos de fluorometano tipo I

Á. Vidal-Vidal[1] , M. Pérez-Rodríguez[1], M. M. Piñeiro[1,*]

[1]Departamento de Física Aplicada, Facultade de Ciencias, Universidade de Vigo E36310, Vigo, España.

* mmpineiro@uvigo.es

Los hidratos de gas son sólidos de inclusión no estequiométricos constituidos por una red cristalina de moléculas de agua con cavidades en las que pueden quedar atrapadas pequeñas moléculas invitadas [1]. Se forman cuando el agua en contacto con ciertas sustancias (al disminuir la temperatura o aumentar moderadamente la presión), cristaliza rodeando las moléculas de dicha sustancia, quedando estas enclaustradas de manera más o menos permanente.

Los hidratos de gas están generando un creciente interés en la comunidad científica [2] debido, principalmente, a su capacidad para captar y retener gases de efecto invernadero [3] como el CO_2 o HCFC a la par que combustibles como el CH_4. Éste último, en particular, se ha demostrado que se encuentra en grandes cantidades en ciertos estratos de la corteza oceánica y en el permafrost [4], constituyendo una fuente alternativa de gas natural muy prometedora.

Dentro de los gases contaminantes de efecto invernadero, cabe destacar a los clorofluorocarbonos, que fueron ampliamente usados como refrigerantes industriales. Actualmente, y para reducir el calentamiento global, se emplean los conocidos como hidrofluorocarbonos. A pesar de ser menos contaminantes que los anteriores, el fluorometano (R41) posee una vida media atmosférica [5] de 3,7 años y un potencial de calentamiento global (GWP) calculado para un periodo de 100 años de 150 frente al valor de 21 para el metano o 1 para el dióxido de carbono. Este es uno de los motivos por el cual se debe reducir sus emisiones contaminantes y avanzar en la captura además del almacenamiento de estas especies para transformarlas en otras menos contaminantes y si es posible que posean algún tipo de aplicación.

Un posible modo para la captura y almacenamiento en condiciones estables es el empleo de este gas como molécula de inclusión en un hidrato de tipo *sI*.

Aunque las estructuras cristalinas de los hidratos de gas y sus características geológicas son bien conocidas, muchos aspectos de su formación y de la dinámica de la red cristalina y de las moléculas invitadas, son todavía desconocidas o han sido escasamente estudiadas. Por otra parte, aunque las variables termodinámicas de estos sistemas son accesibles experimentalmente, falta, al mismo tiempo, una teoría microscópica lo suficientemente precisa como para estimar los diagramas de fases correspondientes de manera adecuada. Dichos diagramas de fases se calculan tradicionalmente usando ecuaciones de estado, aunque en los últimos años se han empleado extensivamente otras técnicas como la simulación Monte Carlo (MC) y la Dinámica Molecular (DM). La clave de la capacidad predictiva de los modelos moleculares estadísticos se basa en buena medida en la descripción realista del potencial de interacción intermolecular. Dentro de éstos, los más habituales son aproximaciones con simetría esférica como el potencial de Kihara, o incluso más simplificados, como el pozo cuadrado. En el caso de MC o DM se utiliza un potencial efectivo, casi siempre basado en Lennard-Jones (LJ) para la interacción intermolecular, considerando o no la presencia de cargas eléctricas explícitas según el caso. A pesar de que estas aproximaciones han dado buenos resultados en una primera aproximación y permiten calcular valores aceptables de propiedades de equilibrio, cuando es necesario refinar las estimaciones o considerar condiciones de no equilibrio es preciso utilizar potenciales más realistas.

En este trabajo se presenta un estudio computacional del hidrato de fluorometano. Mediante el uso de la Teoría Funcional de la Densidad electrónica (DFT) [6] se ha calculado el potencial con el cual el fluorometano (R41) interacciona con la red de agua en los hidratos de tipo *sI*, encontrándose que para describir el sistema de manera realista es necesario suavizar los potenciales que

habitualmente se emplean. Además, haciendo uso de la teoría cuántica de átomos en moléculas (QTAIM) se han analizado la topología del sistema, obteniendo así los caminos de mínima densidad electrónica que condicionan tanto la orientación de la molécula invitada dentro de la estructura del hidrato (hecho de especial relevancia para la espectroscopia e identificación del sistema) como el mecanismo más probable de transporte interno de la molécula invitada a lo largo de la estructura.

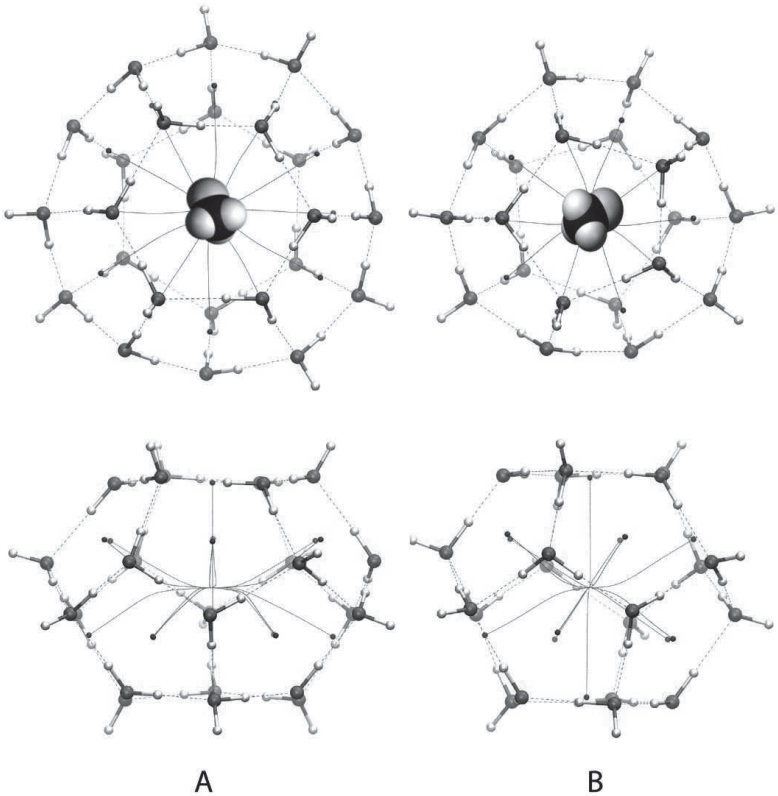


Figura 1. Representación de algunas características topológicas extraídas del análisis QTAIM en las conformaciones de mínima energía de los dos tipos de unidades estructurales vacías (sin molécula atrapada) que presenta el hidrato de gas de tipo I: celda de tipo T (A) y de tipo D (B). Arriba: vista en la dirección del eje que pasa por el centro de dos caras paralelas con una molécula de fluorometano, abajo: vista lateral de las celdas vacías. Las esferas rojas corresponden a átomos de O, la negra a un átomo carbono, en amarillo átomo de flúor y las grises a átomos de H. Las líneas de trazos son enlaces de H que presenta el sistema. Las líneas continuas dibujan los caminos de mínima densidad electrónica desde el centro de la celda hasta el centro de cada una de las caras (puntos azules).

Agradecimientos

Los autores agradecen al Centro de Supercomputación de Galicia (CESGA) los recursos computacionales prestados que han permitido la realización de este trabajo, así como al Ministerio de Economía y Competitividad por el proyecto FIS2012-33621, cofinanciado con fondos FEDER UE.

Referencias

[1] E. D. Sloan, Clathrate Hydrates of Natural Gases, Marcel Dekker, New York, 2nd edn, 1998.
[2] A. K. Sum, C. A. Koh and E. D. Sloan, (2009), 7457–7465.
[3] K. Shin, Y. Park, M. Cha, K.-P. Park, D.-G. Huh, J. Lee, S.-J. Kim and H. Lee, Energy & Fuels (2008) 2, 3160–3163.
[4] Natural Gas Hydrate in Oceanic and Permafrost Environments, ed. M. D. Max, Springer, 2011.
[5] Climate Change, The science of climate change: summary for Policymakers and Technical summary of the working group I. Report, page 22.
[6] Gaussian 09 Revision D.01, Gaussian Inc. Wallingford CT (2009).

Propiedades termodinámicas del fullereno C_{60} mediante una teoría de perturbaciones de segundo orden basada en simulación por Monte Carlo

A. Díez[1], J. Largo[1], J. R. Solana[1,*]

[1]Departamento de Física Aplicada. Universidad de Cantabria

* ramon.solana@unican.es

Introducción

La molécula de C_{60} está constituida por 60 átomos de carbono dispuestos en una configuración esférica formando 12 pentágonos y 20 hexágonos. La estructura de esta molécula puede aproximarse a una esfera hueca en cuya superficie se encuentran los átomos de carbono distribuidos uniformemente y la interacción entre pares de moléculas puede aproximarse por el potencial de Girifalco [1,2]:

$$u(r) = -\phi_1\left[\frac{1}{s(s-1)^3}+\frac{1}{s(s+1)^3}-\frac{2}{s^4}\right]+\phi_2\left[\frac{1}{s(s-1)^9}+\frac{1}{s(s+1)^9}-\frac{2}{s^{10}}\right] \quad (1)$$

donde $s=r/d$, $\phi_1 = N^2A/12d^6$ y $\phi_2 = N^2B/90d^{12}$, siendo $N=60$ el número de átomos de carbono, $d=0.71$ nm el diámetro de las partículas esféricas, y $A=32\cdot10^{60}$ erg cm^6 y $B=55.77\cdot10^{-105}$ erg cm^{12} constantes que intervienen en el potencial de Lennard-Jones que se considera para las interacciones entre dos átomos de carbono pertenecientes a diferentes moléculas. La distancia finita a la cual se anula el potencial (1) es $\sigma=0.959$ nm y la máxima profundidad del pozo de potencial es $\varepsilon=-0.444\cdot10^{12}$ erg y corresponde a la posición del mínimo $r_m=1.005$ nm.

Por otra parte, entre las herramientas más útiles para el estudio de las propiedades termodinámicas de fluidos y sólidos se encuentran las teorías de perturbaciones (véase la ref. [3] para un amplio análisis de dichas teorías). Entre ellas juega un papel destacado el denominado *desarrollo de altas temperaturas*. Los primeros términos de dicho desarrollo pueden determinarse mediante simulación por Monte Carlo, en la forma que se describe a continuación.

Desarrollo perturbativo de la energía libre de fluidos simples

Para un fluido con potencial $u(r)$ que puede dividirse en dos contribuciones $u_0(r)$, el potencial de referencia, y $u_1(r)$, el potencial perturbativo, en la forma:

$$u(r) = u_0(r) + u_1(r), \quad (2)$$

la energía libre F puede expresarse como un desarrollo en serie de potencias del inverso de la temperatura reducida $T^* = k_BT/\varepsilon$, denominado *desarrollo de altas temperaturas*, en la forma:

$$\frac{F}{Nk_BT} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{F_n}{Nk_BT}\frac{1}{T^{*n}}, \quad (3)$$

donde F_0 es la energía libre del fluido de referencia, generalmente el fluido de esferas duras, y F_n es el término perturbativo de orden n. A partir de la energía libre pueden obtenerse otras propiedades termodinámicas, como la energía de exceso o la ecuación de estado.

Una expresión para la energía libre F_0 de un fluido de esferas duras puede obtenerse mediante la integración de la ecuación de estado de Carnahan-Starling [4]. Varios de los términos siguientes pueden obtenerse mediante simulación en el sistema de referencia. Así, los términos de primer y segundo orden vienen dados por [5,6]:

$$\frac{F_1}{Nk_BT} = \frac{1}{N}\sum_i \langle N_i \rangle_0 u_1^*(r_i), \tag{4}$$

$$\frac{F_2}{Nk_BT} = -\frac{1}{2}\frac{1}{N}\sum_{i,j}\left[\langle N_i N_j \rangle_0 - \langle N_i \rangle_0 \langle N_j \rangle_0\right] u_1^*(r_i) u_1^*(r_j), \tag{5}$$

donde N_i es el número de distancias intermoleculares en el intervalo (r_i, r_{i+1}), con $\Delta r = r_{i+1} - r_i << \sigma$, $i = 1,2,\ldots$, los corchetes angulares indican promedios, el subíndice 0 indica que los promedios se realizan en el sistema de referencia, y $u_1^*(r) = u_1(r)/\varepsilon$. En el presente trabajo hemos obtenido los términos perturbativos de primer y segundo orden mediante simulación por Monte Carlo para un fluido con el potencial (1) utilizando las expresiones (5) y (6). Los resultados se han parametrizado por conveniencia para su posterior aplicación a la obtención de otras propiedades termodinámicas.

Resultados y discusión

El cálculo de los términos perturbativos requiere la definición de un diámetro efectivo de esferas duras d_{ef}. Aquí hemos considerado dos posibilidades: $d_{ef} = \sigma$ y $d_{ef} = r_m$, Con ambas, hemos calculado la energía de exceso y la ecuación de estado obtenidas mediante la teoría de perturbaciones por Monte Carlo descrita en el apartado anterior, y hemos comparado los resultados con los datos de simulación disponibles para ambas magnitudes [7]. Hemos encontrado que los mejores resultados para la energía de exceso se obtienen con la teoría de perturbaciones de segundo orden tomando $d_{ef} = \sigma$ y la concordancia con los datos de simulación es muy satisfactoria. Para la presión los mejores resultados también se obtienen con $d_{ef} = \sigma$, pero en este caso la teoría de perturbaciones de primer orden proporcionan mejores resultados que la de segundo orden, lo que resulta sorprendente. Sin embargo, para obtener conclusiones más definitivas es preciso realizar un estudio más exhaustivo incluyendo, si fuese necesario, la realización de nuevas simulaciones para complementar las disponibles en la bibliografía.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN), Proyecto Nº FIS2009-09616.

Referencias

[1] L. F. Girifalco, *J. Phys. Chem.* **95** (1991) 5370.
[2] L. F. Girifalco, *J. Phys. Chem.* **96** (1992) 858.
[3] J. R. Solana, *Perturbation Theories for theThermodynamic Properties of Fluids and Solids*, CRC Press, Boca Raton, FL, 2013.

[4] N. F. Carnahan, K. E. Starling, *J. Chem. Phys.* **51** (1969) 635.
[5] J. A. Barker, D. Henderson, "Perturbation theory and the equation of state for fluids III. Improved results for the square-well potential", en: J. R. Moszynsky (ed.), *Proceedings of the Fourth Symposium on Thermodynamic Properties*, American Society of Mechanical Engineers, 1968, pp. 30-36.
[6] J. A. Barker, D. Henderson, *Rev. Mod. Phys.* **48** (1976) 587.
[7] D. Costa, G. Pellicane, M. C. Abramo, C. Caccamo, *J. Chem. Phys.* **118** (2003) 304.

Estudio calorimétrico de la transformación martensítica del TiNi y su evolución en función del tratamiento térmico.

I. Ruiz-Larrea[1*], A. López-Echarri[2], T. Breczewski[1], G.A. López[1], I. Lopez-Ferreño[1], M.L. Nó[1], J. San Juan[2]

[1]Departamento de Física Aplicada II, [2]Departamento de Física de la Materia Condensada. Facultad de Ciencia y Tecnología, Universidad del País Vasco, Apdo.644, 48080 Bilbao, España.

* e-mail: isabel.ruiz@ehu.es

Las características propias de las aleaciones con memoria de forma y, en particular las de TiNi quasi-equiatomicas, permiten su amplia utilización en la tecnología de actuadores [1]. Las potenciales aplicaciones se basan en el comportamiento de su transformación martensítica, que se ve especialmente afectada por los diversos tratamientos termomecánicos como el recocido post-deformación, el ciclado térmico o el envejecimiento [2–4]. En muestras de TiNi recocidas en su totalidad, al enfriar desde temperaturas altas, la fase austenita (B2 cúbica) transforma directamente en martensita (B19' monoclínica) (llamaremos a ésta transformación martensitica TM). No obstante, la presencia de precipitados coherentes de Ni_3Ti_4 y tensiones internas pueden conducir a la formación de la fase intermedia R (R-fase trigonal) [1] (llamaremos a ésta transformación en R-fase TR). Esta transformación austenita↔R-fase se caracteriza por presentar una histéresis térmica muy pequeña y una alta estabilidad durante el ciclado [1,3]. Los estudios de esta transformación no han sido tan numerosos como los relativos a la TM en la que se pueden encontrar tratamientos térmicos que la desdoblan en dos o en múltiples etapas (varios picos de calor específico) [5,6]. Recientes estudios basados en técnicas de microscopia de transmisión in-situ TEM y rayos X han cuestionado estas conclusiones ya que en muestras que presentan transformaciones con etapas, la transformación mayoritaria parece ser la TR en lugar de la TM.

En este trabajo hemos realizado medidas de Calorimetría Adiabática para estudiar una muestra de $Ti_{49.7}Ni_{50.3}$ con el tratamiento térmico simple habitual en el estudio de la transformación que consiste en un recocido a 1223K + templado en agua helada. Los resultados calorimétricos proporcionan una excelente calibración en medidas absolutas de C_p, prácticamente ausentes en la bibliografía relativa al TiNi. Se ha utilizado tanto el método estático de pulsos, como el cuasi-estático de termogramas de baja velocidad de calentamiento (aprox. 8K/h) lo que, al igual que en estudios previos con aleaciones con memoria de forma con base de Cu [7,8], ha permitido estudiar las funciones termodinámicas asociadas a la transformación como la entalpía ΔH y la masa transformada μ_a.

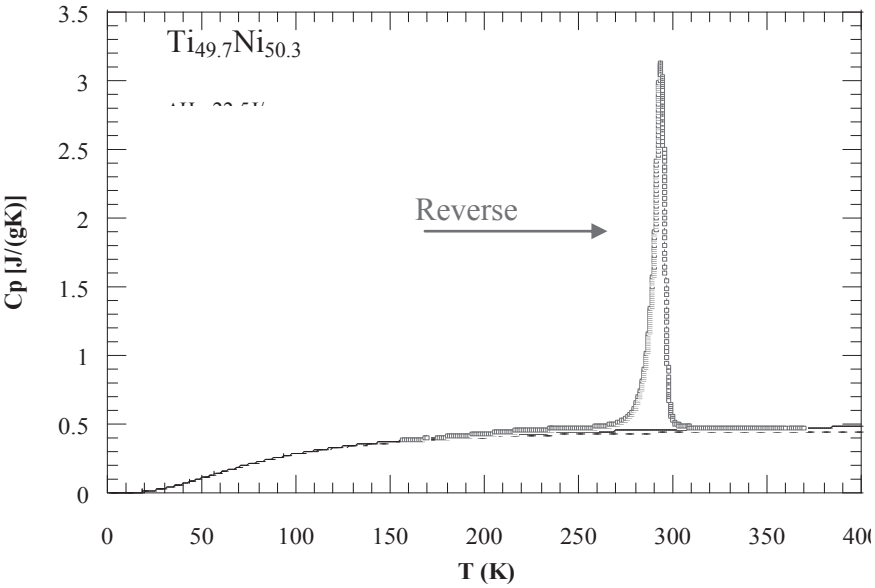


Figura 1: Calor específico de la muestra de TiNi con el tratamiento simple (a) obtenido con medias de Calorimetría Adiabática (en rojo). La línea representa la contribución de la red.

Además hemos utilizado un DSC Q2000 con compensación de línea de base para estudiar la transformación Forward (enfriando) y la Reverse (calentando) con velocidad de 10K/min. Esta

técnica permite la realización de un gran número de ciclados de calentamiento- enfriamiento (necesarios para estabilizar la transformación) y así hemos completado el estudio con diferentes tratamientos térmicos. Las medidas dinámicas en DSC se encuentran razonablemente próximas los resultados calorimétricos y las discrepancias son, como mucho, del orden del 6%, para altas temperaturas. En estas condiciones se han ajustando los datos de C_p experimental DSC a la línea de base de las medidas adiabáticas por medio de una transformación lineal. Esta corrección notable del C_p, sin embargo, no cambia significativamente los valores de la entalpía de transformación ΔH. La evolución de esta magnitud con la temperatura es sumamente importante ya que representa la fracción de masa transformada μ_a.

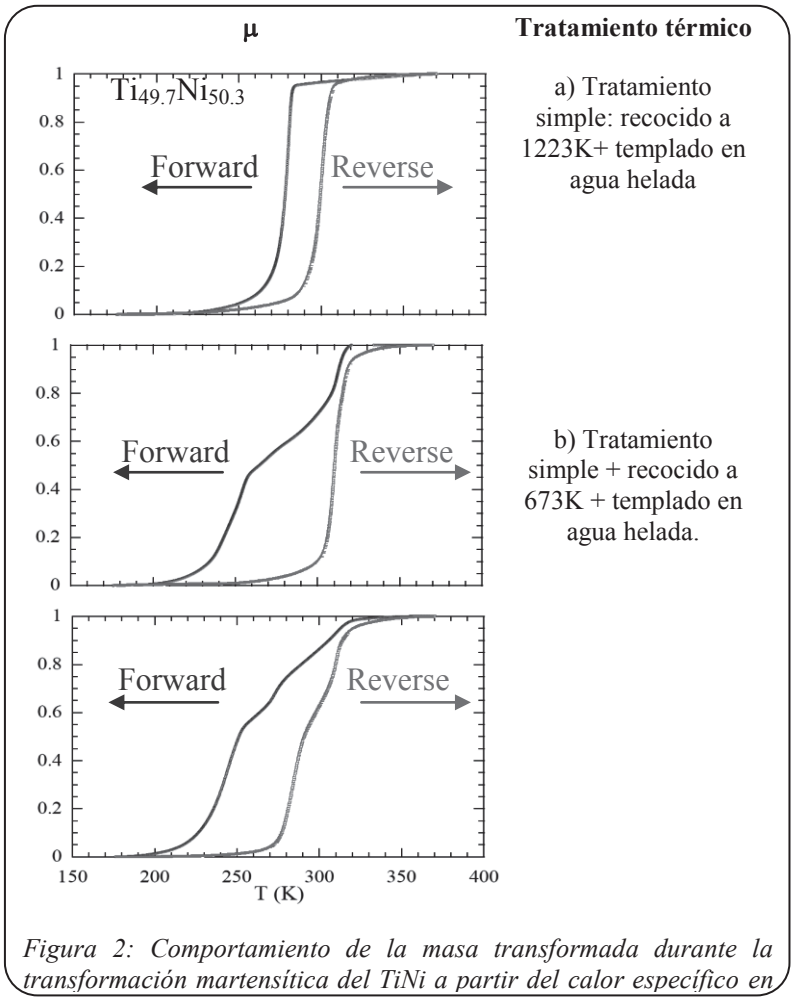


Figura 2: Comportamiento de la masa transformada durante la transformación martensítica del TiNi a partir del calor específico en

En particular hemos estudiado la muestra con 3 tratamientos térmicos diferenciados:

a) Tratamiento simple: consistente en un recocido a 1223K + templado en agua helada.

b) Tratamiento simple + recocido a 673K + templado en agua helada.

c) Para estabilizar los resultados de las muestras b) se hacen 75 ciclos previos de calentamiento/enfriamiento.

Los resultados termodinámicos han sido interpretados con las medidas complementarias de microscopia de transmisión in-situ TEM y rayos X [pendiente de publicación]

Agradecimientos

Agradecemos la subvención del MINECO con los proyectos MAT2012-36421 y CONSOLIDER-INGENIO 2010CSD2009-00013, y del Gobierno Vasco dentro del marco de Grupos Consolidados ITR-10-310 y los proyectos ETORTEK ACTIMAT y SAIOTEK S-PE12UN011. I.L-F agradece su beca pre-doctoral al Departamento de Educación del Gobierno Vasco, y su contrato en el proyecto PCIN-2013-070.

Referencias

[1] K. Otsuka, X. Ren, Prog. Mater. Sci. 50 (2005) 511.
[2] X. Huang, Y. Liu, Scr. Mater. 45 (2001) 153.
[3] J. Uchil, K.G. Kumara, K.K. Mahesh, Mater. Sci. Eng. A 332 (2002) 25.
[4] J. Khalil-Allafi, A. Dlouhy, G. Eggeler, Acta Mater. 50 (2002) 4255.
[5] X. Wang, C. Li, B. Verlinden, J. Van Humbeeck, Scr. Mater. 69 (2013) 545.
[6] X. Wang, K. Li, D. Schryvers, B. Verlinden, J. Van Humbeeck, Scr. Mater. 72–73 (2014) 21.
[7] J. Rodríguez-Aseguinolaza, I. Ruiz-Larrea, M.L. Nó, A. López-Echarri, J.M. San Juan, Acta Mater. 56 (2008) 3711.
[8] J. Rodríguez-Aseguinolaza, I. Ruiz-Larrea, M.L. Nó, A. López-Echarri, E.H. Bocanegra, J. San Juan, Intermetallics 18 (2010) 2183.

Aplicación de la destilación en membrana con contacto directo al tratamiento de aguas residuales textiles

M. Laqbaqbi[1,2], M.C. García-Payo[1], M. Essalhi[1], M. Khayet[1,3*]

[1] Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040, Madrid
[2] Laboratorio de Ingeniería de Materiales y Medioambiente, Facultad de Ciencias Dhar Mahraz, Universidad de Fez, Marruecos
[3] Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net no. 4, 28805, Alcalá de Henares, Madrid
* khayetm@fis.ucm.es

La liberación de efluentes coloreados procedentes de diversas ramas industriales como la fabricación de tintes y acabados textiles, papel, cosméticos y colorantes de alimentos, representa un serio problema medioambiental y una preocupación para la salud pública. En particular, las descargas de efluentes coloreados al medio ambiente es indeseable no solo debido a su color, sino también porque algunos colorantes de estas aguas residuales son tóxicos [1]. A título de ejemplo, la industria textil consume una enorme cantidad de agua potable que varía entre 0.06 a 0.40 m^3 de agua por cada kg de producto terminado [2]. Los efluentes de la industria textil se caracterizan por una alta demanda química de oxígeno (DQO), pH alcalino, color y salinidad. Por consiguiente, si se tiene en cuenta el volumen de descarga y la composición del efluente, se encuentra que las actividades de esta industria figuran entre las más contaminantes de todo el sector industrial. Por lo tanto, se hace imprescindible desarrollar procesos alternativos eficaces para el tratamiento de este tipo de aguas residuales.

En la actualidad, la destilación en membranas (DM) está siendo uno de los métodos de separación más competitivos y punteros en el campo de la investigación en diferentes áreas de aplicación como en la desalación de aguas, tratamiento de aguas residuales, concentración de compuestos no-volátiles procedentes de industrias alimenticias y farmacéuticas, etc. La DM es un proceso no-isotermo cuya fuerza motriz es el gradiente de presión de vapor inducido por una diferencia de temperaturas entre ambos lados de una membrana porosa e hidrófoba [3].

En este trabajo se aborda la posibilidad de reciclar aguas residuales textiles que se descargan con temperaturas elevadas (70-80ºC) en el proceso de tintura mediante la destilación en membrana en contacto directo (DMCD). Para llevar a cabo el estudio se ha empleado una membrana comercial de fluoruro de polivinilideno (PVDF) de la empresa Millipore con un tamaño de poro medio 0.22 μm, un espesor de 125 μm y una porosidad de 70%. El dispositivo experimental consistió en un sistema descrito en [4].

Se ha realizado un análisis experimental de disoluciones acuosas con el colorante azul Maxilon a una concentración de 20 mg/L estudiando los efectos en el flujo de permeado (J) y en el factor de separación (α) de la temperatura media (T_m), la temperatura del alimento (T_a) manteniendo la temperatura del permeado constante a 20ºC, la diferencia de temperatura (ΔT) y la velocidad de agitación (v). En la Fig. 1 se muestra, a modo de ejemplo, la dependencia de J con T_a. Se observa una dependencia tipo Arrhenius y una ligera disminución del flujo de permeado (< 12% en todos los casos) cuando se realizan los experimentos con la disolución acuosa con el azul Maxilon.

Se ha estudiado el factor de ensuciamiento o "fouling" (FE), expresado como el porcentaje de reducción de flujo de permeado de agua antes y después de los experimentos con azul Maxilon para cada serie de medidas. En la Fig. 2 se muestra un ejemplo de estas medidas. El factor de ensuciamiento se mantuvo por debajo del 10% en todos los casos.

Todos los resultados de estas series mostraron un factor de separación superior al 99.8%, lo que indica que la DM puede ser empleada con garantía en el tratamiento de disoluciones de colorantes que normalmente se descargan a temperaturas elevadas por las industrias textiles.

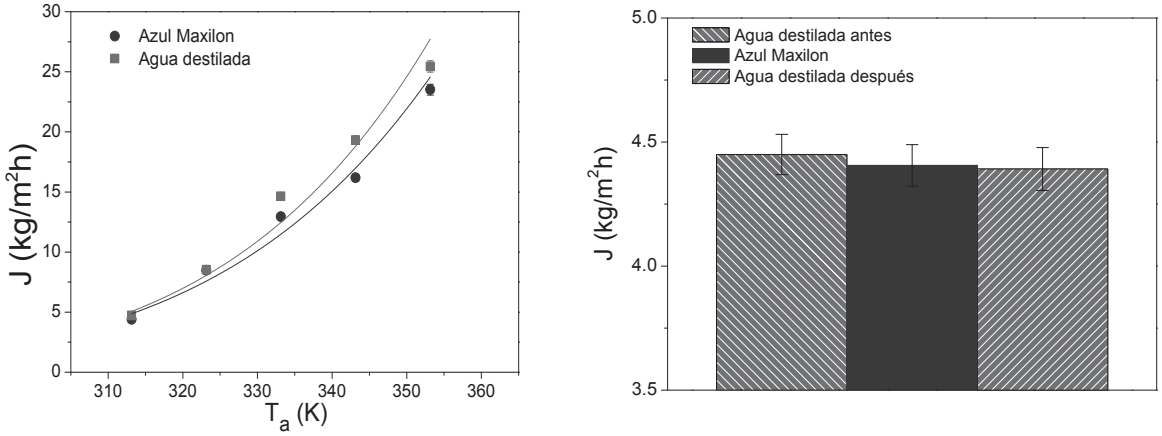


Figura 1. Flujo de permeado de agua destilada (■) y de la disolución acuosa del colorante azul Maxilon (●) en función de la temperatura del alimento.Condiciones de trabajo: T_p = 20ºC, v = 500 rpm (Disolución acuosa de 20 mg/L de azul Maxilon).

Figura 2. Flujo de permeado de agua destilada (rojo) antes y después de realizar el experimento con azul Maxilon (azul). Condiciones de trabajo: T_p = 20ºC, v = 500 rpm (Disolución acuosa de 20 mg/L de azul Maxilon).

También se han realizado experimentos de mayor duración (3 h 30 min) para estudiar la dependencia con el tiempo de J y α. Como se puede observar en la Fig. 3, los flujos de permeado permanecieron constantes, obteniéndose un factor de separación medio de (99.54 ± 0.16) %.

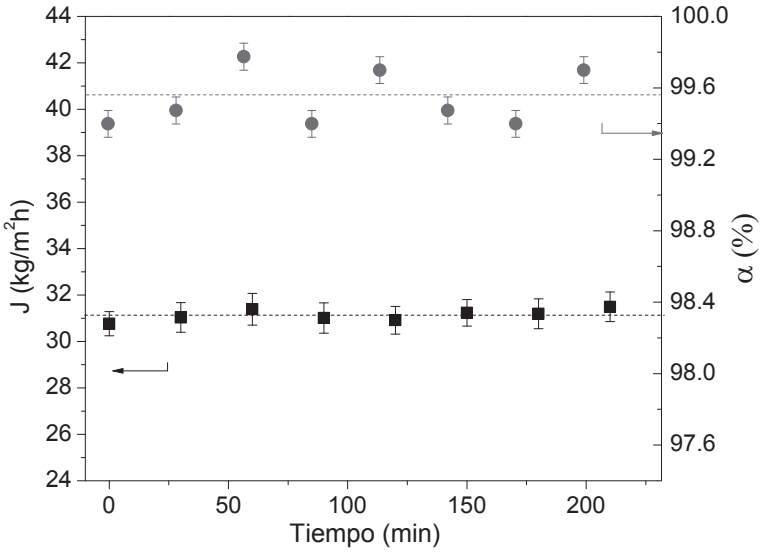


Figura 3. Flujo de permeado (■) y factor de separación (●) en función del tiempo de operación. Condiciones de trabajo: T_a = 80ºC, T_p = 20ºC, v = 500 rpm (Disolución acuosa de 20 mg/L de azul Maxilon).

Los autores agradecen la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables*).

Referencias

[1] M. Alkan, M. Dogan, Y. Turhan, O. Demirbas, P. Turan. *Chem. Eng. J.* **139** (2008) 213.
[2] N.M. Mokhtar, W.J. Lau, A.F. Ismail. *J. Water Process Eng.* **2** (2014) 71.
[3] M. Khayet y T. Matsuura, *Membrane Distillation. Principles and Aplications*, Elsevier B.V., The Netherlands, 2011.
[4] M. Essalhi, M. Khayet, *J. Membrane Sci.* **417–418** (2012) 163.

Estructura electrónica de la vacancia de teluro en CdTe

E. Menéndez-Proupin[1*], W. Orellana[2]

[1]Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile, Las Palmeras 3425, 780-0003 Ñuñoa, Santiago, Chile
[2]Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, República 220, 037-0134 Santiago, Chile

* E-mail: eariel99@gmail.com

Introducción

El telururo de cadmio (CdTe) es uno de los compuestos más utilizados en las celdas solares de segunda generación, caracterizadas por su bajo costo y eficiencias cercanas al 20%. Como en muchos semiconductores, el transporte de portadores carga es fuertemente afectado por los defectos y el dopaje y control de la conductividad es un tema abierto. Parte de los problemas radican en un conocimiento insuficiente de la termodinámica y la estructura de los defectos e impurezas. Las energías de formación se pueden determinar experimentalmente y su asignación se hace en base a comparación con cálculos de estructura electrónica. Estos últimos, presentan resultados fuertemente variables en función de detalles de los métodos empleados. En este trabajo presentamos un análisis de la vacancia de teluro, mostrando que el modelo más usado de supercelda de 64 átomos conduce a resultados totalmente inválidos.

Métodos

La estructura electrónica y las energía total de la vacancia VTe se ha calculado mediante cálculo cuántico usando el formalismo de teoría de funcional de la densidad (DFT), usando la del programa VASP. Los efectos de intercambio y correlación se incluyen mediante el funcional PBE. Como modelos estructurales, hemos considerado superceldas de la celda cúbica convencional de 8 átomos de la estructura del CdTe, tipo blenda de zinc. La multiplicación periódica 2x2x2, 3x3x3 y 4x4x4 genera superceldas de 64, 216 y 512 átomos respectivamente. A estas celdas se les extrae un átomo de Te y se optimiza la estructura, variando las coordenadas atómicas hasta lograr el mínimo de energía electrónica. El modelo de supercelda de 64 átomos ha sido utilizado extensamente en los estudios de defectos durante la última década, y para CdTe, es el modelo de casi todos los reportes encontrados en la literatura. En los cálculos cuánticos se utilizan condiciones de frontera periódica de manera que el resultado estrictamente corresponde a una distribución periódica de los dfectos con una concentración dada por el inverso el número de átomos de la supercelda. En cualquiera de los modelos mencionados, la concentración de defectos es varios ordenes de magnitud mayor a la que se encuentra experimentalmente, pero se considera que la interacción entre los defectos es razonablemente apantallada por los demás átomos de la supercelda y el límite de defectos diluidos se obtiene aplicando correcciones y extrapolaciones [1].

Resultados

La Figura 1 muestra el diagrama de bandas del modelo de supercelda de 64 átomos con una VTe. Se puede apreciar que en los estados de carga 0,1- y 2-, la banda de conducción está completamente alterada y esto es incompatible con la noción de impureza diluida, que puede hacer modificaciones limitadas a la estructura electrónica del semiconductor. Además de la alteración a la dispersión de la banda, hay cambios importantes en el valor del gap, el cual a su vez tiene efectos en la energía de los estados cargados. De hecho, los cálculos DFT subestiman fuertemente el gap semiconductor y necesitan se corregidos porque influye en la energía total del defecto. Habitualmente se pueden realizar correcciones a la energía a partir del conocimiento por otro método, experimental o teórico, del error de la DFT en los valores del mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia. En el caso mostrado, es imposible realizar estas correcciones ya que la estructura de bandas DFT no se corresponde con la realidad experimental.

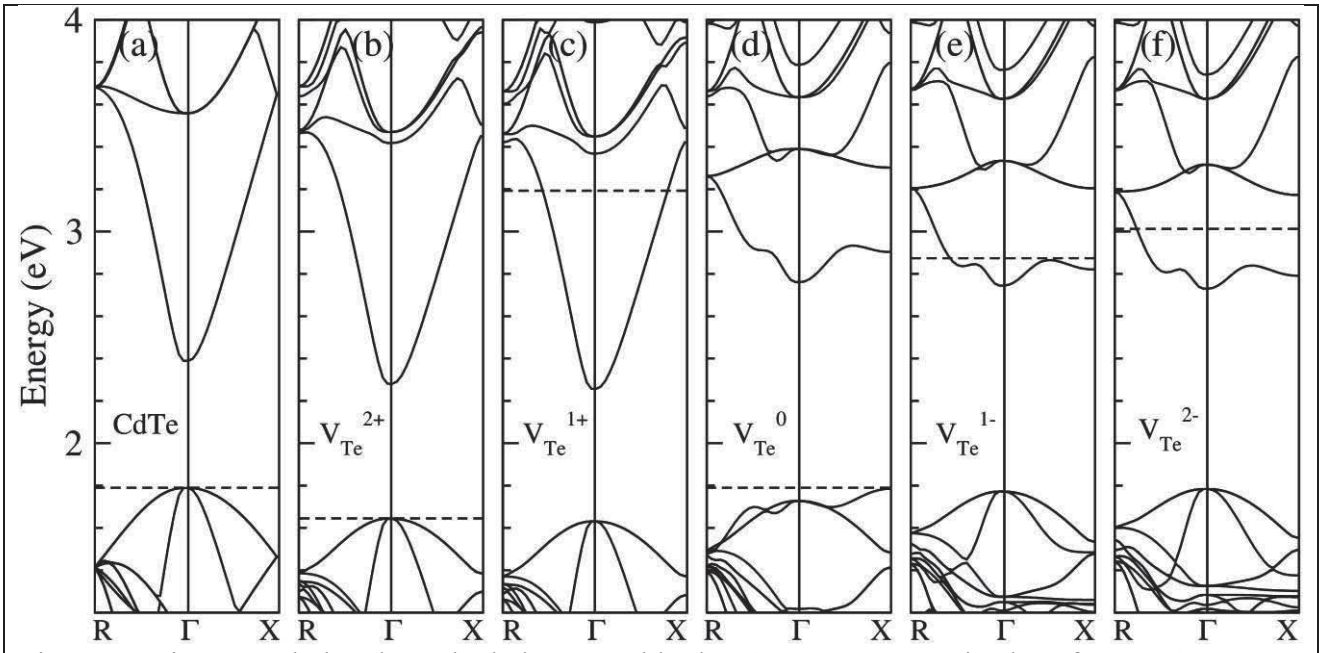


Figura 1. Diagrama de bandas calculado con celda de 64 átomos para cristal perfecto y 63 átomos para una vacancia de teluro en los estados de carga 2+,1+,0,1-, y 2-.

El problema se resuelve utilizando una supercelda cúbica con 215 átomos, con la cual el diagrama de bandas es realmente una perturbación respecto al cristal perfecto. Sin embargo, se mostrará un caso en que la estructura optimizada presenta una distorsión incorrecta físicamente. Esta distorsión es un efecto del pequeño tamaño de la supercelda, debido al llenado parcial de la banda de conducción. Esta distorsión se puede evitar imponiendo una relajación restringiendo la simetría de la supercelda, o bien usando una supercelda mayor con 511 átomos.

Finalmente, se presentan valores corregidos de la energía de formación de la vacancia de teluro.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo de proyecto FONDECYT 1130437. Se agradece a P. Wahnón por sus útiles sugerencias y su hospitalidad en la Universidad Politécnica Madrid, donde se realizó parte la parte preliminar de este estudio. Parte de los cálculos se realizaron en el Centro de Supercomputación y Visualización de Madrid (CeSViMa) a través Red Española de Supercomputación.

Referencias

[1] C. Freysoldt, B. Grabowski, T. Hickel, J. Neugebauer, G. Kresse, A. Janotti, y C. van de Walle, *Rev. Mod. Phys.* **86** (2014) 253.

Conductividad y difusividad térmica de n-alcanos en cambio fase sólido/líquido medidos por la técnica transitoria del hilo caliente

Catalina Vélez[1], Mohamed Khayet[1,*], José María Ortiz de Zárate[1,*]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense; Avda. Complutense s/n, 28040 Madrid.

* jmortizz@fis.ucm.es (J.M. Ortiz de Zárate); * khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet)

Los n-alcanos (C_nH_{2n+2}) con número de carbonos (n) entre 12 y 40 tienen temperaturas de fusión a presión atmosférica en el entorno de la temperatura ambiente. Por ese motivo se vienen utilizando como componente principal en los materiales de cambio de fase (PCM) que se usan para mejorar la transferencia y recuperación de calor en muchos procesos térmicos, para el almacenamiento de energía o en el transporte de materiales refrigerados [1,2]. Para un diseño inteligente de nuevos PCM es necesario un conocimiento fiable de las propiedades térmicas de los materiales en la base de su formulación.

Con esa motivación, estamos desarrollando un proyecto de investigación en nuestro departamento desde hace algunos años [1,2]. En esta comunicación presentamos medidas experimentales de: la conductividad térmica, λ; la difusividad térmica, a_T; el calor específico, c_p, y las temperaturas de fusión y de cristalización junto con sus correspondientes entalpías de cambio de fase, para los hidrocarburos lineales: n-pentadecano, $C_{15}H_{32}$; n-hexadecano, $C_{16}H_{34}$; n-heptadecano, $C_{17}H_{36}$; n-octadecano, $C_{18}H_{38}$; n-nonadecano, $C_{19}H_{40}$ y n-eicosano, $C_{20}H_{42}$, que contienen tanto número par como número impar de carbonos.

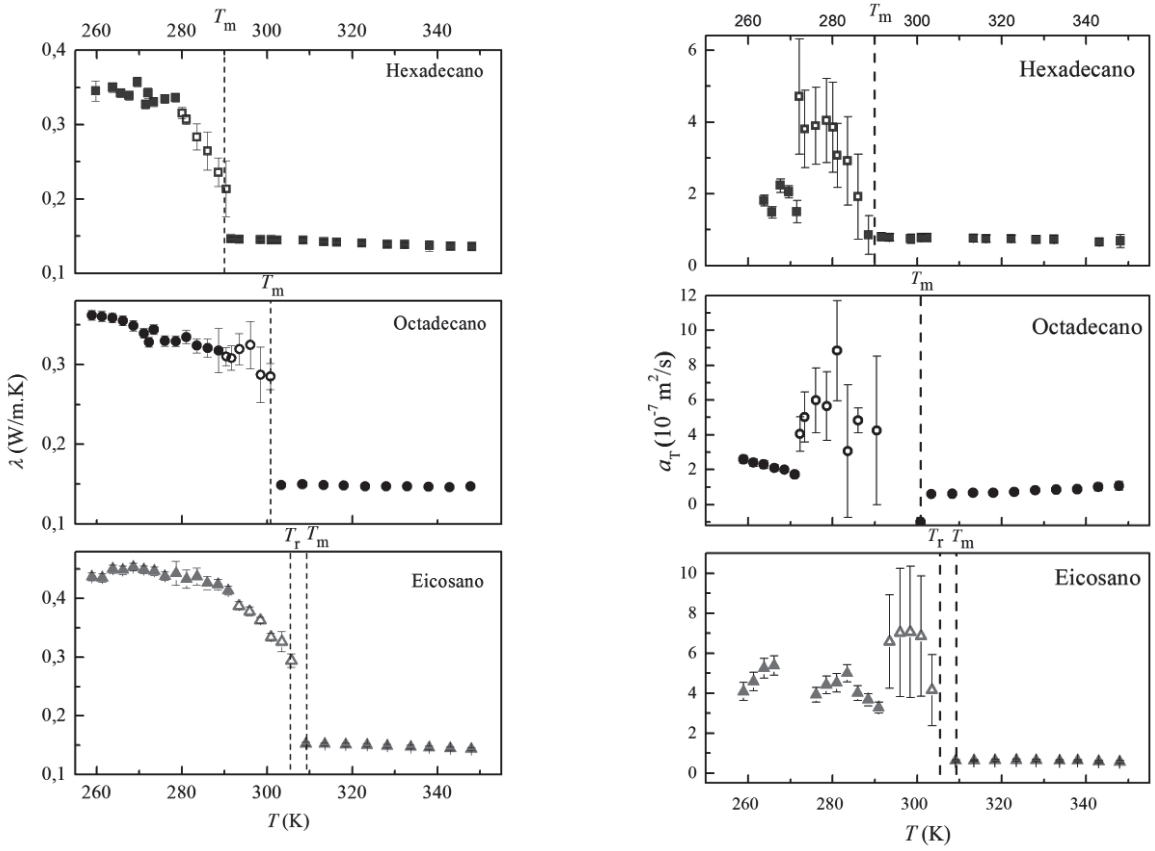


Figura 1. Conductividad térmica (λ) y difusividad térmica (a_T) de la fase sólida y líquida en función de la temperatura (T) de: (a) hexadecano, (b) octadecano y (c) eicosano. Los datos medidos de λ y a_T en la fase sólida cerca de la temperatura de transición (presentada como símbolos vacíos) se ven afectados por el calor latente de cambio de fase.

Las técnicas experimentales usadas fueron el método transitorio del hilo caliente (THW) y la calorimetría diferencial de barrido (DSC). Se midió a presión atmosférica y en un rango de temperaturas (248 - 348 K) que, para todos los alcanos lineales estudiados, incluye temperaturas correspondientes a la fase sólida, temperaturas correspondientes a la fase líquida y la propia temperatura de transición. En las dos técnicas experimentales la transición de fase tiene lugar en la misma célula de medida, de tal forma que tanto las medidas en sólido como las medidas en líquido se realizan en idénticas condiciones y utilizando el mismo procedimiento de reducción y análisis de datos. Los resultados obtenidos se compararon con datos disponibles en la literatura. Como ejemplo de los resultados obtenidos, en la figura adjunta se presentan algunos valores de λ y a_T para los n-alcanos, hexadecano, octadecano y eicosano, obtenidos por THW. Los datos de temperatura más baja corresponden a fase sólida y los de temperatura más alta a fase líquida.

Se observa que, cerca de la transición de fase sólido/líquido, aparecen importantes errores (altas dispersiones) para los tres n-alcanos, tanto en los valores de λ como en los de a_T. Este hecho es debido al calor latente de fusión/cristalización que hace que no todo el calor generado se disipe por conducción y, por consiguiente, afecta a la temperatura del hilo. Los datos obtenidos en esas condiciones son, por tanto, menos fiables y se representan con símbolos vacíos en la figura adjunta.

Se observa que, en la fase líquida, el hexadecano y el eicosano presentan una leve disminución de a_T con la temperatura. Al contrario, se observa un ligero aumento de a_T con la temperatura para el octadecano en la fase líquida, atribuida a una variación insignificante de λ con la temperatura en el rango de 318-348 K. Además, la a_T de estos tres alcanos en la fase sólida es mayor que en fase líquida. Es de destacar que las difusividades obtenidas directamente por THW concuerdan bien con las que se obtienen por combinación de los valores de c_p obtenidos por DSC y densidades en fase líquida.

En todos los casos, como claramente también muestra la figura adjunta, se observan fuertes discontinuidades en las propiedades térmicas a la temperatura de cambio de fase. Por supuesto, eso es esperable para las propiedades de equilibrio (estáticas) que se obtienen por derivación de la energía libre, pero aquí también lo vemos verificado en las propiedades de transporte (dinámicas) al menos la λ. En cualquier caso, la conclusión más importante es que, de ningún modo, se pueden extrapolar los valores de propiedades térmicas medidos en fase sólida a fase líquida, o viceversa.

Finalmente mencionamos que, para complementar este trabajo, hemos estudiado en cierto detalle la aparición de la convección en THW, que es una de las mayores fuentes de error en esta técnica. Determinando experimentalmente el tiempo necesario para que la convección se manifieste en nuestras curvas de calentamiento para líquidos, comparando éstas con las de sólidos, hemos podido comprobar que expresiones teóricas propuestas en la literatura para estimar el tiempo que tarda en manifestarse la convección (t_d) pueden considerarse correctas. Como consecuencia de estos estudios previos, hemos limitado a 1.3 s la duración del calentamiento en THW, correspondiendo a un número de Fourier de $Fo \cong 250$. Esto asegura que los valores de λ y a_T obtenidos para los líquidos no están afectados por la convección.

Agradecimientos

Los autores agradecen la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: Membranas y Energías Renovables) y la financiación de la empresa Abengoa Water S.L.U. (Artículo 83, Proyecto 85/2013, Proyecto 259/2014) y del Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto MAT2010-19249).

Referencias

[1] C. Vélez, J.M. Ortiz de Zárate, M. Khayet, *Int. J. Therm. Sci.* **94** (2015) 139.

[2] C. Vélez, M. Khayet, J.M. Ortiz de Zárate, *Appl. Energ.* **143** (2015) 383.

Estudio sobre la contribución protónica o electrónica a la conductividad eléctrica de líquidos iónicos

L. Segade[1,*], M. Cabanas[1], S. García-Garabal[1], M. Vilas[2], E. Tojo[2], L. M. Varela[3], O. Cabeza[1]

[1]Grupo "Mesturas", Departamento de Física, Universidade da Coruña, 15071 A Coruña
[2]Departamento de Química Orgánica, Universidade de Vigo, 36310 Vigo
[3]Grupo de Nanomateriales y Materia Blanda, Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidade de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela

* E-mail del autor responsable: luisa.segade@udc.es

Los líquidos iónicos (LIs) son sales orgánicas que han suscitado un gran interés, especialmente en los últimos años, debido a sus especiales propiedades físico-químicas [1,2]. Nuestros grupos de investigación se han especializado en la síntesis [3] o en la determinación experimental de densidad, viscosidad, tensión superficial, índice de refracción o conductividad eléctrica tanto de LIs puros como de disoluciones que los contengan observando la influencia, o bien del catión o bien del anión, en las distintas propiedades físicas [4,5].

En esta comunicación presentamos medidas de conductividad eléctrica, κ, de disoluciones binarias acuosas conteniendo 1-etil-3-metil imidazolio decil sulfato (EMIm-DS), 1-etil-2,3-metil imidazolio decil sulfato (EMMIm-DS) y 1-etil-1-metil pirrolidinio decil sulfato (EMPyrr-ES) realizadas comprendiendo un amplio intervalo de temperaturas. La elección de estos LIs responde a nuestro interés por conocer la influencia de la naturaleza química del catión en el mecanismo de transporte de la carga para evaluar la posible presencia en el mismo de protones y/o electrones.

Así, los LIs empleados han sido sintetizados para este trabajo con el propósito de poder investigar la influencia del protón del imidazolio en la posición 2 del EMIm-DS y de la nube electrónica π del anillo aromático en la conductividad eléctrica, por comparación con los restantes cationes que, o bien no presentan el protón ligeramente ácido en la posición 2 del imidazolio (EMMIm-DS) o bien carecen tanto del protón como de la nube π (EMPyrr-DS).

Las disoluciones acuosas se prepararon a una concentración en fracción molar de LI de aproximadamente $x_{LI} \approx 0{,}2$. Las disoluciones se realizaron por pesada utilizando una balanza Mettler AT201 que presenta una sensibilidad de 10^{-8} kg.

Las medidas se realizaron para un intervalo de temperaturas comprendido entre -25 y 99 ºC haciendo uso de un conductímetro Crison GLP 31 que opera con corriente alterna de 500 Hz. La célula de medida es el modelo 52 92 diseñado para trabajar en un intervalo de 0,2-100.000 μScm^{-1}. La incertidumbre relativa en la medida de la conductividad, $u_r(\kappa)$, es inferior al 5%. El conductímetro cuenta con una sonda de temperatura con una precisión de 0,5 ºC. La temperatura se controló por medio de un baño termostático Julabo F25 que proporciona una estabilidad en la temperatura de la muestra de ±0,1 ºC.

Agradecimientos: Este trabajo se ha realizado gracias a la financiación recibida a través del programa de Consolidación y Estructuración de Unidades Competitivas del Sistema Universitario de Galicia de la Xunta de Galicia en su modalidad de redes: red REGALIs (CN 2012/120).

Referencias

[1] A. Pérez de los Ríos, F. J. Hernández Fernández (eds.), *Ionic Liquids in Separation Technology*, 1ª ed., Elsevier, 2014. ISBN: 978-0-444-63257-9.
[2] A. Kokorin (ed.), *Ionic Liquids: Theory, Properties, New Approaches*, InTech, 2011. ISBN: 978-953-307-349-1.
[3] M. Vilas, M. A. A. Rocha, A. M. Fernandes, E. Tojo, L. M. N. B. F. Santos, Phys. Chem. Chem. Phys. **17** (2015) 2560-2572.
[4] E. Rilo, M. Domínguez-Pérez, J. Vila, L. Segade, M. García, L. M. Varela, O. Cabeza, *J. Chem. Thermodyn.* **47** (2012) 219-222.
[5] E. Rilo, J. Vila, J. Pico, S. García-Garabal, L. Segade, L. M. Varela, O. Cabeza, *J. Chem. Eng. Data* **55** (2010), 639-644.

Fraccionamiento de Extractos de *Lavandula luisieri* (Rozeira) Riv.-Mart.

M. Pinilla[1], C. Giménez-Rota[1], A. González-Coloma[2], J. Burillo[3], J. S. Urieta[1], J. F. Martínez-López, A. M. Mainar[1,*]

[1]Grupo de Termodinámica Aplicada y Superficies, Universidad de Zaragoza, Instituto de Investigación en Ingeniería de Aragón, c/. Pedro Cerbuna, 12, 50009-Zaragoza
[2]Grupo de Bioplaguicidas: Biotecnología y Química de Productos Naturales, Instituto de Ciencias Agrarias – CSIC, c/. Serrano 115-bis, 28006-Madrid
[3]Centro de Investigación y Tecnología Agroalimentaria de Aragón, Gobierno de Aragón, Avda. Montañana, 930, 50071-Zaragoza

* ammainar@unizar.es

Introducción

La *Lavandula luisieri* (Rozeira) Riv.-Mart. es una planta aromática de tipo arbustivo endémica de la península ibérica que se encuentra especialmente distribuida en regiones semiáridas del sur de España y de Portugal [1]. Al contrario de lo que sucede con otras especies de *Lavandula* cuya importancia económica está focalizada en los sectores de la perfumería y la cosmética, *L. luisieri* puede ser una alternativa para combatir la erosión de suelos generando un valor añadido por el alto potencial bioactivo de sus extractos, tanto desde el punto de vista de la protección de cultivos (*Spodoptera littoralis*, *Mizus persicae*, *Rhopalosiphy padi*) [2,3] como de la salud humana (*Candida albicans* y bacterias *Gram-positivas*) [4]. Recientemente, Julio y col. [3] han mostrado que el uso de CO_2 supercrítico como disolvente alternativo permite aumentar el efecto anti-alimentario de los extractos de *L. luisieri* frente a *S. littoralis* y *M. persicae*.

En este trabajo, se analizará tanto el rendimiento del proceso como la concentración de principios activos de *L. luisieri* combinando la extracción tradicional etanólica con el fraccionamiento antidisolvente con anhídrido carbónico en condiciones supercríticas (SAF).

Materiales y Métodos

Las hojas de *L. luisieri*, previamente secas (≤10% agua), fueron molidas y tamizadas siguiendo el procedimiento estandarizado (ANSI/ASAE S319.4) hasta alcanzar un tamaño medio de partícula comprendido entre 250-50 μm. El material, una vez desengrasado, fue macerado en etanol absoluto durante 24 h para obtener una disolución de alimentación (Fig. 1) con la que se realizaron los experimentos SAF.



Figura 1. Disolución de L. luisieri empleada como alimentación en el proceso SAF

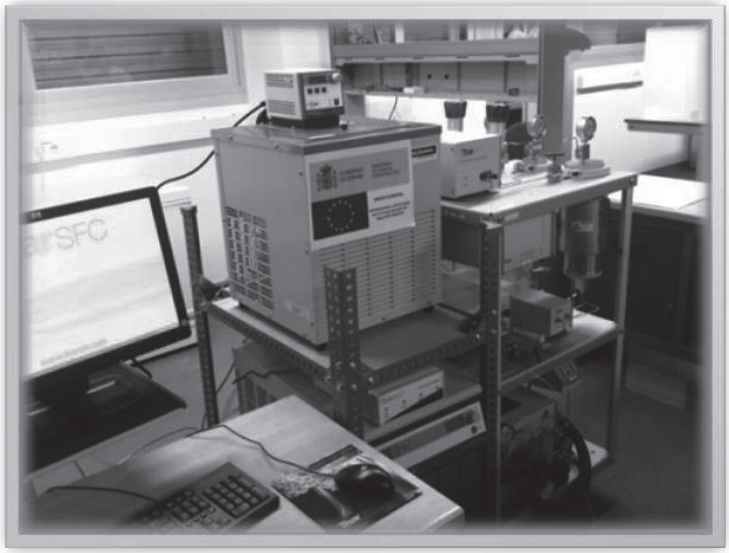
El dispositivo utilizado para realizar el fraccionamiento antidisolvente con CO_2 supercrítico que aparece en la Fig. 2, consta de una sección de bombeo y otra de separación. El control y medida de la temperatura se realiza con ayuda de resistencias eléctricas, termopares. La celda de separación contiene en el fondo un filtro metálico que recoge los compuestos insolubles en la mezcla CO_2 + etanol. Los compuestos que siguen siendo solubles en esta mezcla se acumulan en un colector situado tras la celda de separación. Ambas fracciones se cuantificaron por pesada y se analizan posteriormente para verificar su enriquecimiento en alcanfor.

Los análisis de las fracciones obtenidas se llevaron a cabo con un cromatógrafo de gases GC 2000 Series Termo Quest provisto con un detector FID y un inyector de split equipado con una

columna DB5 30 m x 0.25mm x 0.25μm. El gas portador empleado fue helio y las temperaturas del inyector y del detector de 330 ºC y 300 ºC, respectivamente. Se inyectaron muestras de 1 μL con una ratio de split de 1:20. La identificación y cuantificación del alcanfor se realizó mediante la correspondiente recta de calibrado.

Resultados y Discusión

El proceso de enriquecimiento SAF está fundamentado en la miscibilidad completa, a las condiciones de trabajo seleccionadas, del disolvente líquido del extracto y del CO_2 supercrítico y en la insolubilidad de los componentes del extracto en el nuevo medio supercrítico formado. Así, cuando la disolución extracto + disolvente orgánico se atomiza en la cámara de precipitación, el disolvente es ~~–~~extraído" por el CO_2 supercrítico provocando una precipitación de los componentes del extracto que son retenidos en el filtro. La metodología de superficie de respuesta (RSM) utilizando un diseño de compuesto central (CCD) se ha mostrado muy efectiva para determinar el efecto que en el rendimiento de extracción y en la concentración de alcanfor tienen dos factores como son la presión de trabajo y el caudal de CO_2. El análisis de resultados realizado con MINITAB muestra la mayor influencia del caudal de CO_2 empleado en el proceso de concentración de sustancias bioactivas que aquí se presenta.



Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo económico del MINECO-FEDER (CTQ-2012-38219-C03-01 y CTQ-2012-38219-C03-02) y del Departamento de Ciencia, Tecnología y Universidad del Gobierno de Aragón-Fondo Social Europeo (Grupo E52).

Referencias

[1] F. Delgado, S. Ribeiro, A. Alves, E. Bettencourt, S. Dias, *Plant Genet. Resour.*, **8** (2009) 82.
[2] A. González-Coloma, F. Delgado, J. M. Rodilla, L. Silva, J. Sanz, J. Burillo, *Biochem. Syst. Ecol.*, **39** (2011), 1.
[3] L. F. Julio, L. Martín, R. Muóz, A. M. Mainar, J. S. Urieta, J. Sanz, J. Burillo, A. González-Coloma, *Ind. Crops Prod.*, **58** (2014) 25.
[4] N. Baldovini, S. Lavoine-Hanneguelle, G. Ferrando, G. Dusart, L. Lizzani-Cuvelier, *Phytochemistry*, **66**, (2005) 1651.

Bloqueo por antibióticos de canales iónicos de bacterias

C. Peiró[1,*], M. Queralt-Martin[2], J. Cervera[1], A. Alcaraz[2], Vicente M. Aguilella[2], P. Ramírez[3], S. Mafé[1]

[1]Facultad de Física, Universidad de Valencia
[2]Departamento de Física, Universidad Jaume I
[3]Departamento de Física Aplicada, Universidad Politécnica de Valencia

*peigon@alumni.uv.es

Introducción

La permeabilidad de la membrana celular externa de las bacterias representa uno de los factores que contribuyen a la resistencia bacteriana a los antibióticos [1]. El canal iónico *OmpF* de la bacteria *Escherichia Coli* facilita el paso de sustancias hidrófilas y es considerado el paso principal de los antibióticos β-lactam hacia el interior de la bacteria. La reconstitución de este canal iónico en bicapas planas de lípido permite realizar medidas de alta resolución de la translocación de ampicilina [2]. La adsorción de las moléculas de antibiótico se observa por el bloqueo de la corriente iónica y muestra que interaccionan intensamente con los residuos de la zona de estrechamiento del canal. Esta interacción específica parece facilitar la adsorción de estas moléculas con el canal y su posterior paso hacia el interior de la bacteria. En este sentido, los modelos moleculares sugieren que la distribución de carga de la ampicilina complementa la de la zona de estrechamiento del canal *OmpF*. En este trabajo estudiamos teóricamente el equilibrio de asociación de las moléculas de ampicilina y el canal iónico *OmpF* a partir de la teoría de T. L. Hill para las interacciones intermoleculares en un par de sitios de adsorción [3,4]. Aunque la translocación a través del canal no se ha considerado, el modelo proporciona una explicación cualitativa de la frecuencia con que la adsorción de la ampicilina bloquea el canal en función de la concentración salina y el pH de la disolución [5].

Modelo físico

La figura 1 muestra de forma esquemática la adsorción de la ampicilina en la zona de estrechamiento del canal. En el modelo suponemos que las interacciones entre los grupos cargados de la ampicilina y los residuos cargados del canal son principalmente electrostáticos. La distribución de cargas positivas y negativas en el estrechamiento del canal se simula mediante un grupo funcional con pK_{P1} = 4.2 (lado del Glutamato) y otro con pK_{P2} = 12.5 (lado de la Arginina). Por su parte la ampicilina contiene un grupo carboxilo con pK_{A1} = 2.5 y un grupo amino pK_{A2} = 7.3. También incluimos la posibilidad que iones pequeños compitan con la ampicilina para la adsorción en los residuos cargados del canal (en el caso de la adsorción de cationes de potasio al residuo ácido del poro supondremos una constante pK_{C1} = 0.7). Esto nos permite analizar cómo se ve afectada la frecuencia de adsorción de la ampicilina con la concentración salina y el pH.

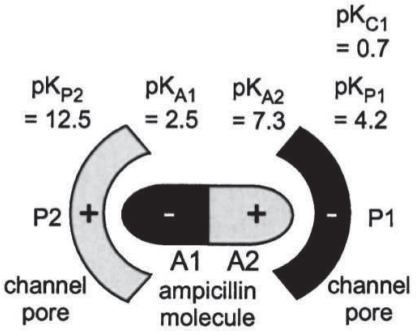


Figura 1. Dibujo esquemático de la ampicilina en la zona del estrechamiento del canal OmpF.

En el modelo consideramos cada pareja de lugares de adsorción como nuestro sistema en el formalismo de la gran función de partición de Física Estadística. Cada posible estado del sistema incluye la ampicilina y el canal, con su carga definida por el pH y la posible adsorción de cationes en el canal. La teoría de Hill nos permite relacionar el cociente de probabilidades de una pareja de estados de la gran función de partición con el cociente de las frecuencias de adsorción de la ampicilina en el canal *OmpF* medidas en condiciones experimentales diferentes (NE/NE_0).

Resultados

La figura 2 muestra el cociente en función del pH para una disolución de KCl de concentración 1 M con $u = 3\ kT$. El factor u representa la energía de interacción electrostática entre las cargas positivas y negativas de la molécula de ampicilina y los residuos del estrechamiento del canal. El valor de referencia para la adsorción de la ampicilina (NE_0) es NE(pH = 0,c = 1 M). La figura muestra los valores experimentales de NE (referencia [2]) y dos curvas con las predicciones del modelo teórico para dos series distintas de las constantes de asociación, las indicadas anteriormente (curva pK) y otra serie con un corrimiento de pKa respecto de éstas: $pK'_{P2} = pK_{P2}-1$, $pK'_{A1} = pK_{A1}+1$, $pK'_{A2} = pK_{A2}-1$, $pK'_{P1} = pK_{P1}+1$ (curva pK'). El modelo reproduce cualitativamente algunos de los resultados experimentales, en especial el pico de NE respecto al pH cuando la interacción de la ampicilina y los residuos del canal es máxima. También reproduce la disminución de NE con la concentración de KCl por la competición entre los iones de potasio y la ampicilina.

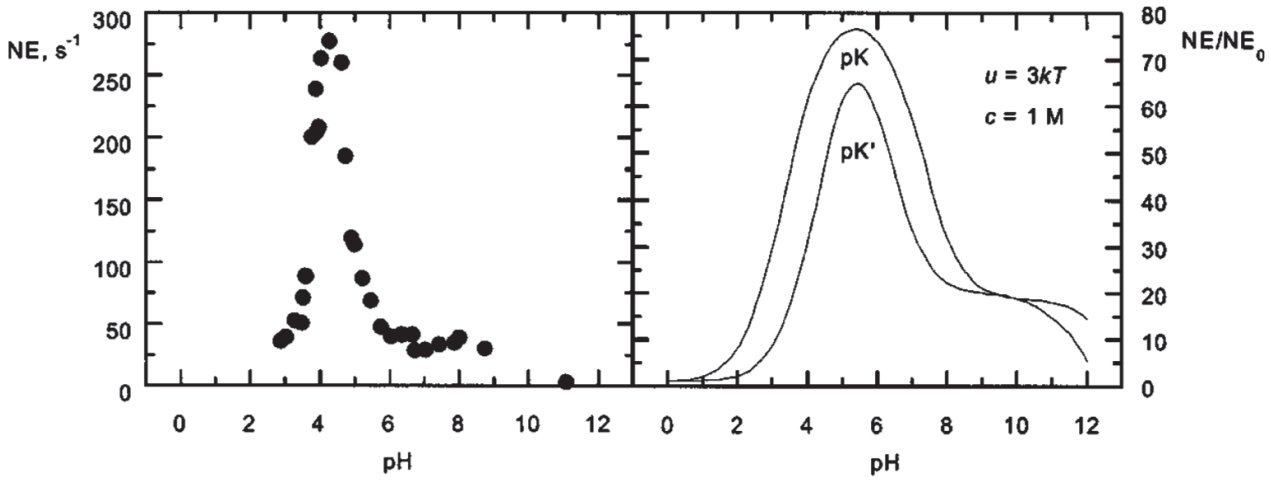


Figura 2. (izquierda) Valores experimentales de la frecuencia de bloqueo del canal OmpF por medio de la ampicilina [2]. (derecha) Predicciones del modelo teórico para dos series distintas de los valores de las constantes de asociación.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo financiero del Ministerio de Economía y Competitividad (proyecto MAT2012-32084) y la Generalitat Valenciana (proyecto Prometeo/ GV/0069).

Referencias

[1] A. H. Delcour, *Biochim. Biophys. Acta* **1794** (2009) 808.
[2] E. M. Nestorovich, C. Danelon, M. Winterhalter, S. M. Bezrukov, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **99** (2002) 9789.
[3] T. L. Hill, *J. Am. Chem. Soc.* **78** (1956), 3330.
[4] T. L. Hill, *J. Am. Chem. Soc.* **80** (1958), 2142.
[5] S. Mafé, P. Ramírez, A. Alcaraz, *J. Chem. Phys.* **119** (2003), 8097.

Encapsulado mediante tecnología supercrítica de extractos procedentes de residuos de azafrán (*Crocus sativus L.*)

A. Cristóbal,[1] A. González-Coloma,[2] O. Santana-Méridas,[3] J. I. Pardo,[1] A. M. Mainar,[1] J. S. Urieta[1,*]

[1] Grupo de Termodinámica Aplicada y Superficies, Universidad de Zaragoza, Instituto de Investigación en Ingeniería de Aragón
[2] Grupo de Bioplaguicidas: Biotecnología y Química de Productos Naturales, Instituto de Ciencias Agrarias – CSIC (Madrid)
[3] Departamento de Cultivos Herbáceos, Centro Agrario de Albadalejito (Castilla – La Mancha)

* urieta@unizar.es

Introducción

El azafrán (*Crocus sativus* L.) pertenece a la familia *Crocoideae* y es la especie más representativa del género *Crocus* que se encuentra ampliamente distribuido en Europa, Norte de África y Sudoeste de Asia. Tradicionalmente la explotación del azafrán se ha restringido a la comercialización de los estigmas. Sin embargo, para la producción de 1 kg de este "oro rojo" se generan alrededor de 2000 kg de restos vegetales entre los que se encuentran los pétalos, las hojas y los bulbos de tamaño inadecuado para replantación. Aunque estas otras partes de la planta han sido menos estudiadas, es conocido que constituyen una fuente de compuestos bioactivos con aplicaciones en farmacología, cosmética o en la industria alimentaria. Estos compuestos se pueden extraer fácilmente de los residuos mediante diferentes técnicas, entre ellas la maceración en disolventes orgánicos adecuados.

Sin embargo, dado que las sustancias bioactivas pueden perder su actividad en periodos de tiempo relativamente cortos, la aplicación directa de los extractos requiere de dosis iniciales elevadas para asegurar el efecto deseado. El encapsulado de los extractos en polímeros biodegradables permitiría la liberación controlada de las sustancias con lo que se prolongaría su efecto y se obtendrían los mismos resultados con cantidades menores.

Objetivo

Existen múltiples procedimientos para realizar encapsulados, pero recientemente se están estudiando técnicas que emplean CO_2 supercrítico para este fin [1-3]. En esta línea, el objetivo del presente trabajo consiste en encontrar las condiciones óptimas para el encapsulado de extractos de *Crocus sativus* en el polímero hidroxipropilcelulosa (HPC) haciendo uso de la técnica SAF (Supercritical Antisolvent Fractionation) que permite la co-precipitación de polímero y extracto.

Procedimiento experimental

El material vegetal se molió y posteriormente se tamizó. Para obtener los extractos a ser encapsulados, se llevó a cabo la maceración en etanol absoluto durante 24 horas de partículas con diámetros comprendidos entre 250 y 500 μm.

Los experimentos de encapsulado se realizaron en una planta de escala de laboratorio constituida por dos bombas (una para líquido y otra para CO_2) que desembocan en una cámara donde se produce la precipitación. A la salida de esta cámara se dispone un colector para recoger el disolvente y los productos que no llegan a precipitar. El equipo dispone de elementos para establecer y controlar tanto la presión como la temperatura.

Los rendimientos asociados a los experimentos se determinaron mediante análisis por HPLC de los precipitados disueltos. Estos análisis se llevaron a cabo con un equipo e-Alliance 2695 System HPLC-PDA de la casa Waters Technologies, empleando una columna XBridge Protein

BEH SEC 200Å (3,5μm, 7,8 ×300 mm). La fase móvil estaba formada por una disolución 90/10 (v/v) agua/acetonitrilo. Las separaciones se realizaron a 35 ºC y se inyectó un volumen de 10 μL.

Resultados

En la técnica SAF se introduce un caudal de CO_2 en condiciones supercríticas en una cámara a la que, por otro conducto, se alimenta una disolución homogénea de extracto y polímero en etanol. El cambio de polaridad que tiene lugar en la disolución al pasar a ser el CO_2 el disolvente mayoritario, produce la coprecipitación de extracto y polímero con la encapsulación del primero (Figura 1).



Figura 1. Sólido obtenido por co-precipitación de HPC y extracto de Crocus sativus mediante la técnica SAF.

Las condiciones óptimas de presión y temperatura se eligieron de manera que se evitase la degradación de sustancias activas. Las variables que se han seleccionado para la optimización son el caudal de CO_2 y la *ratio* polímero-extracto. Para conocer la influencia que las dos variables tienen en el proceso de encapsulado se han realizado un conjunto de experimentos en el que la variación de las condiciones se ha determinado aplicando una metodología de superficie de respuesta (RSM) con un diseño de compuesto central (CCD).

En cuanto a los resultados se han determinado tanto el rendimiento de encapsulación (r.e.)

$$\text{r.e.} = \frac{\text{masa de extracto}}{\text{masa total sólido}} \times 100$$

como la carga efectiva de encapsulamiento (c.e.e.)

$$\text{c.e.e.} = \frac{\text{r.e.}}{\text{r.e. teórico}} \times 100$$

La morfología de las partículas obtenidas se ha analizado mediante microscopía electrónica de barrido (SEM).

Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo económico del MINECO-FEDER (CTQ-2012-38219-C03-01 y CTQ-2012-38219-C03-02) y del Departamento de Ciencia, Tecnología y Universidad del Gobierno de Aragón-Fondo Social Europeo (Grupo E52).

Referencias

[1] I. De Marco, E. Reverchon, *Chem. Eng. J.* **187** (2012) 401.
[2] R. Adami, S. Liparoti, L. Izzo, D. Pappalardo, E. Reverchon, *J. Supercrit. Fluids* **72** (2012) 15.
[3] L. Martin, J.L. Marques, A. Gonzalez-Coloma, A.M. Mainar, A.M.F. Palavra, J.S. Urieta, *Phytochem. Rev.* **11** (2012) 413.

Simulación en ordenador de gotas de cristal líquido constituido por moléculas oblatas.

Luis F. Rull y José M. Romero-Enrique

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Área de Física Teórica. Facultad de Física, Universidad de Sevilla. Apartado de Correos 1065, 41080 Sevilla (España)

rull@us.es

En esta comunicación presentamos resultados obtenidos con simulación en ordenador utilizando el método de Monte Carlo NVT de gotas nemáticas en equilibrio con su vapor. El sistema simulado está formado por moléculas oblatas que interaccionan con el potencial de Gay-Berne. Para generar las gotas, inicialmente realizamos simulaciones de Monte Carlo NPT (P=0) cerca de la región de coexistencia líquido-vapor. Se han considerado dos tamaños de gotas, N=4000 y N=32000 moléculas. La estructura de la gota se analiza durante la simulación calculando los perfiles de densidad y orden orientacional. La forma de esta es, en general, casi esférica y, al contrario al caso de las moléculas prolatas [1], no se ha encontrado influencia de la elongación molecular en la esfericidad. Cuando el anclaje de cristal líquido con el vapor es planar se observa que la gota es bipolar con dos defectos topológicos superficiales, mientras que, en el caso de anclaje homeotrópico, se ha observado la aparición de una circunferencia de defectos topológicos en el interior de la gota, también denominada ―anillo de Saturno".

[1] L.F. Rull, J. M. Romero-Enrique and A. Fernández-Nieves, *J. Chem. Phys.* **137** (2012) 034505-1.

Simposio de Nanociencia Molecular

Termómetro molecular luminiscente. Implementación en capas, monocapas y nanopartículas

R. Piñol,[1] C. D. S. Brites,[2] R. Bustamante,[1] A. Martínez,[3] N. J. O. Silva,[2] J. L. Murillo,[1] R. Cases,[1] J. Carrey,[4] C. Estepa,[1] C. Sosa,[5] M. Rodrigues,[6] G. Antorrena,[7] L. Pérez-García,[6] J. A. Plaza,[8] F. Palacio,[1] L. D. Carlos,[2] A. Millan,[1*]
[1]Departamento de Fisica de la Materia Condensada e Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón, CSIC–Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza
[2]Departamento de Física and CICECO, Universidade de Aveiro, 3810–193 Aveiro, Portugal
[3]Departamento de Electrónica de Potencia. I3A. Universidad de Zaragoza 50018 Zaragoza
[4]Université de Toulouse, INSA, UPS, CNRS (UMR 5215), F-31077, Toulouse, Francia
[5]Departamento de Toxicología, Universidad de Zaragoza, 50013 Zaragoza
[6]Departamento de Farmacología y Química Terapeútica. Universitat de Barcelona, Avda Joan XXIII s/n, 08028 Barcelona,
[7]Laboratorio de Microscopías Avanzadas (LMA). INA. Universidad de Zaragoza 50018 Zaragoza
[8]Instituto de Microelectrónica de Catalunia IMB-CNM (CSIC), Campus de la UAB, 08193 Bellaterra, Barcelona

* amillan@unizar.es

Uno de los retos actuales de la nanotecnología es la determinación de la temperatura, probablemente el parámetro científico más medido, a escala nanométrica.[1] En principio cualquier propiedad medible que varíe con la temperatura puede utilizarse como termómetro, en la práctica es mucho más útil que dicha medida sea sin-contacto, con precisión y, sobretodo en este caso, con alta resolución espacial. Por tanto los sistemas nanotermométricos más estudiados son los ópticos en los que el emisor suele ser un cromóforo orgánico, un "quantum dot" o un lantánido, como es el caso que aquí nos ocupa.

El termómetro en si mismo consiste en al menos dos moléculas de complejos de iones lantánidos, i.e. Tb^{3+} and Eu^{3+}, con ligandos orgánicos embebidos en una matriz sólida.[2] Por tanto la señal se produce a nivel molecular y su resolución espacial viene principalmente restringida por sistema de captación de la señal óptica. El principio físico de funcionamiento del termómetro se basa en la existencia de un estado de energía T en la matriz tal que permita una transferencia de energía inducida térmicamente desde el nivel excitado de uno de los iones, i.e. $^5D_4 \rightarrow$ T en Tb^{3+}. En consecuencia, el estado excitado se despuebla al aumentar la temperatura y la intensidad de la emisión luminiscente correspondiente a la transición $^5D_4 \rightarrow {}^7F_3$ (I_{Tb} at 545 nm) decrece. Mientras tanto, la diferencia de energía entre el estado T de la matriz y el estado $^5D_0$ del Eu^{3+} es lo suficientemente grande como para que no se produzca una transferencia térmica de energía y la emisión $^5D_4 \rightarrow {}^7F_2$ (I_{Eu} at 612 nm) es constante con la temperature y se puede tomar como referencia para la determinación de la temperatura absoluta mediante el parámetro $\Delta = {}^{I_{Tb}}/_{I_{Eu}}$.

Este sistema termométrico puede introducirse en diferentes matrices después de una adecuada elección de los ligandos orgánicos y por lo tanto puede utilizarse en una gran variedad de aplicaciones. Hasta la fecha se ha implementado en materiales masivos[2], como una capa extendida a modo de pintura sobre una superficie[3], como una capa mono-molecular obtenida por auto-ensamblaje sobre una superficie de silicio y en varios tipos de nanopartículas[4,5] (Fig. 1), como se muestra en esta presentación.

Una de las realizaciones más relevantes logradas mediante la utilización de este sistema ha sido la de reunir en una única nanopartícula calentamiento y termometría. El calentador es un núclo de nanopartículas magnéticas y el termómetro son los complejos luminiscentes descritos arriba que están situados alrededor del núcleo magnético y en el interior de una capa de copolímero anfifílico. Este sistema ha permitido la medida de la temperatura local en el nanocalentador y la observación de un gradiente de temperatura inesperado que puede ser una reto para la teoría de transmisión de calor en la nanoescala. Esta nanoplataforma calentadora/termométrica ofrece como prestaciones más relevantes: una baja capacidad de calor termométrica ($0.021 \cdot K^{-1}$); baja resistencia calentador/termómetro ($1\ K \cdot W^{-1}$); alta sensitividad de temperatura ($5.8\% \cdot K^{-1}$ at 296 K) e

incertidumbre (0.5 K), rango de temperatura de trabajo incluyendo valores fisiológicos (295−315 K), alta reproducibilidad (>99.5%), y rápida velocidad de respuesta (0.25 s). Se ha realizado una prueba de concepto que demuestra la capacidad del sistema para el mapeo de la temperatura celular en un microscopio de fluorescencia.

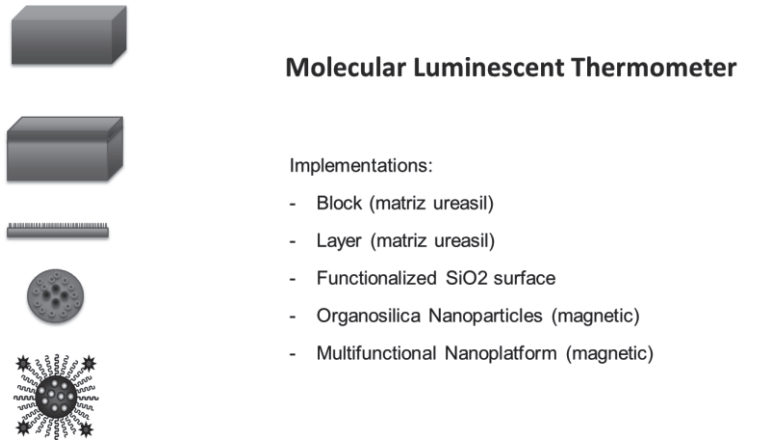


Figure 1. Esquema de los diversos tipos de materiales sobre los que se ha implementado el termómetro molecular luminiscente.

La realización más actual es la funcionalización de obleas de silicio con una capa termométrica mono-molecular de polímero hidrofílico que contiene anclado químicamente el termómetro molecular. La funcionalización se realiza mediante auto-asamblea en varias etapas. Este sistema tiene la particularidad de presentar histéresis óptica con la temperatura.

Agradecimientos

Los agradecimientos institucionales, a entidades, colaboradores, etc., se escribirán en el mismo estilo que el resto del texto, en un párrafo independiente justo a continuación del último párrafo del texto de la comunicación sin utilizar un título de sección específico y antes de la sección dedicada a las referencias.Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT, Portugal, RECI-CTM-CER-0336-2012 and EXPL-CTM-NAN-0295-2012), la Unión Europea, QREN, FEDER, COMPETE, CICECO (Pest C-CTM/LA0011/2013) el Ministerio Español de Ciencia e Innovación (MAT2011-259911). C. Brites (SFRH/BPD/89003/2012) y N. Silva agradecen al FCT por una beca post-doctoral y un contrato IF 2013, respectivamente. R. Bustamante agradece al ICMA-CSIC por una beca JAE-predoc. Los autores agradecen al Servicio General de Apoyo a la Investigación-SAI, y al laboratorio de Microscopías Avanzadas de Universidad de Zaragoza por su apoyo técnico.

Referencias

[1] C. D. S. Brites, P. P. Lima, N. J. O. Silva, A. Millán, V. S. Amaral, F. Palacio, L. D. Carlos, Nanoscale 4 (2012) 4799.
[2] C. D. S. Brites, P. P. Lima, N.J. O. Silva, A. Millán, V. S. Amaral, F. Palacio, L. D. Carlos, *Adv. Mater.* **22** (2010) 4499.
[3] C. D. S. Brites, P. P. Lima, N. J. O. Silva, A. Millán, V. S. Amaral, F. Palacio, L. D. Carlos, *Front. Chem.* **1** (2013) 9.
[4] C. D. S. Brites, P. P. Lima, N. J. O. Silva, A. Millán, V. S. Amaral, F. Palacio, L. D. Carlos, *Nanoscale.* **5** (2013) 7572.
[5] R. Piñol, C. D. S. Brites, R. Bustamante, A. Martínez, N. J. O. Silva, J. L. Murillo, R. Cases, J. Carrey, C. Estepa, C. Sosa, F. Palacio, L. D. Carlos, A. Millán *ACS Nano* **9** (2015) 3134.

Modulating light emission in a Spin-OLEDs by control of excitones statics with external magnetic fields

Helena Prima-Garcia[1], Eugenio Coronado[1], Juan P. Prieto-Ruiz[1]

[1]Molecular Science Institute, Calle Catedrático José Beltrán, Paterna Valencia
Helena.prima@uv.es

Spin-based electronics is one of the emerging branches in today's nanotechnology and the most active area within nanomagnetism. So far spintronics has been based on conventional materials like inorganic metals and semiconductors. Still, an appealing possibility is that of using molecule-based materials, as components of new spintronic systems [1]. In particular, by taking advantage of a hybrid approach one can integrate molecular materials showing multifunctional properties into spintronic devices. In this talk we illustrate the use of this approach to fabricate multifunctional molecular devices combining light and spin-valve properties (i.e., Spin-OLEDs). So far only one report of Spin-OLEDs, has been published which is based on the fabrication of an organic light emitting diode (OLED) with ferromagnetic electrodes [2]. Our approach is based on the use of a HyLED (Hybrid Light Emitting Diode) structure in which Fe or LSMO and Co are used as ferromagnetic electrode. This device works simultaneously as a spin valve and an electroluminescent device at low temperatures [3]. This new approach leads to a robust organic luminescent device in which light emission can be enhanced and modulated upon application of an external magnetic field (Figure 1).

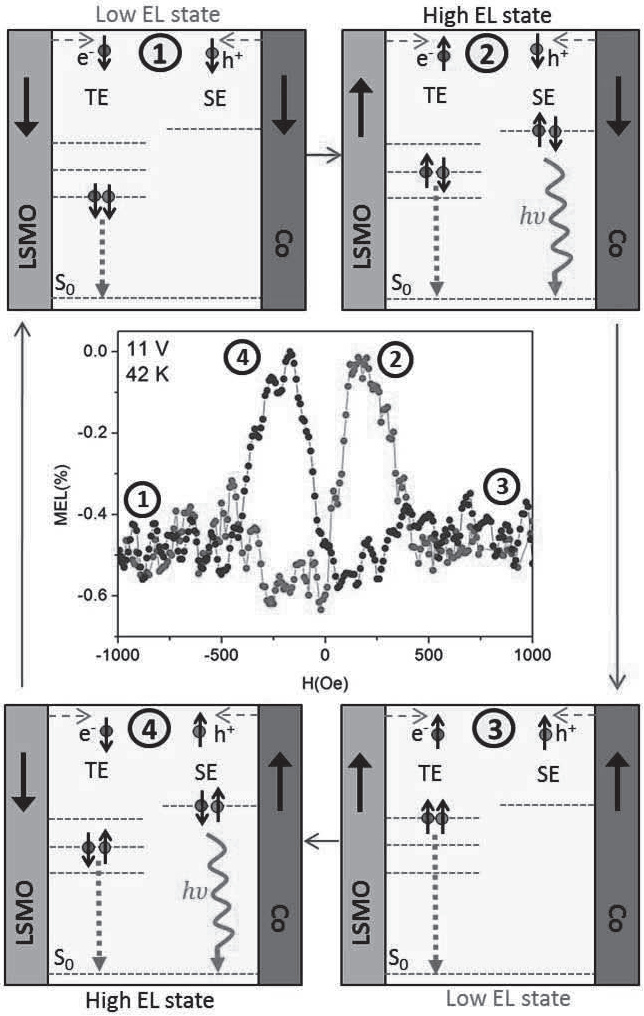


Figure 1: Illustration of the mechanism underlying the control of the exciton statistics in the device and its impact on the EL signal registered from the system. Points 2 and 4 corresponds to AP magnetization sates in which singlet excitons will be formed, decaying radiatively to the fundamental state with a consequent enhancement of the EL. On the contrary, points 1 and 3 correspond to a P magnetization state in which only triplet excitons can be formed decaying to the fundamental state via non-emissive pathways. This leads to a reduction of light emission at these points in the MEL curve. Blue and red arrows indicate the up- and down- sweeping fields respectively.

Referencias

[1] J. Camarero, E. Coronado, J. Mater. Chem. **19**, 1678 (2009).

[2] T. Nguyen, E. Ehrenfreud, Z. Valy Vardeny, Science **337**, 204 (2012).

[3] Opto-spintronic device and its fabrication method.E. Coronado Miralles; H. Prima Garcia, J.P. Prieto Ruiz. Spanish National Patent. **Ref. 201300083**, 2013, University of Valencia.

Superconductivity in the 2D limit: Tc enhancement in atomically-thin 2H-TaS_2 layers

Samuel MAÑAS-VALERO[1], Eugenio CORONADO[1], Efrén NAVARRO-MORATALLA[1], Joshua ISLAND[2], Herre VAN DER ZANT[2], Andrés CASTELLANOS-GÓMEZ[2], Luca CHIROLLI[3], Francisco GUINEA[3]

[1] Valencia University, Molecular Science Institute, Catedrático José Beltrán nº2, 46980, Paterna, Valencia, Spain

[2] Delft University of Technology, Kavli Institute of Nanoscience, Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft, The Netherlands

[3] Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (CSIC), Sor Juana Inéz de la Cruz 3, E-28049 Madrid, Spain

e-mail: samuel.manas@uv.es

Graphene [1] is one of the most studied materials due to its unique properties such as hardness, flexibility and high electric and thermal conductivity. However, probably the best quality of graphene is that it is opening the field to many other 2D crystals [2] including superconductors and topological insulators. In this work the synthesis and transport measurements on thin crystals of 2H-TaS_2 with various thickness are presented. A Tc enhancement by decreasing the number of atomic layers has been observed. Thus, Tc increases from 0.8 K in the bulk sample to ca. 2K when the layer thickness is decreased to ~3 nm (Fig. 1). This behaviour is the opposite of the one reported in other superconductor 2D crystals [3]. This result can be interpreted on the basis of a simple band model and on optical phonons localized in each plane. A maximum of the density of states crossing the Fermi level in a system formed by planes is found and, considering the phonon localization, makes the electron-phonon coupling maximum for one layer: thus, the combination of this two effects agrees with a Tc enhancement when the number of layers is decreased.

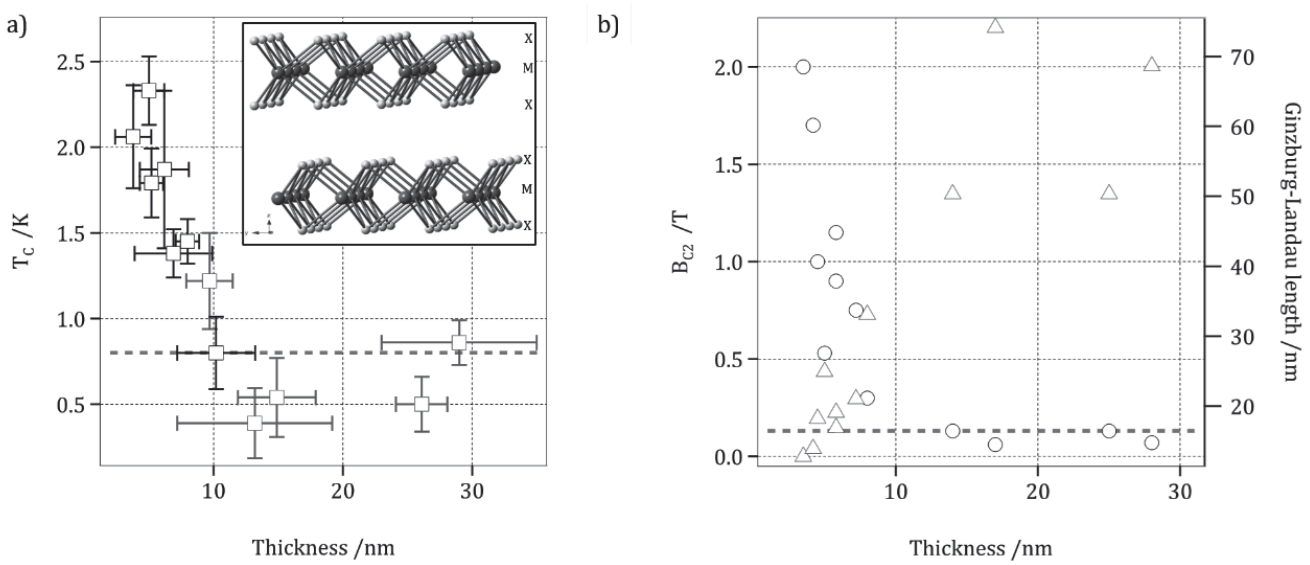


Figure 3.- **a)** Variation of the Tc as a function of the thickness of the TaS2 layers. Devices exhibiting non-zero RRR are plotted in blue. **Inset:** Stack of two layers of 2H-TaS_2 made out of sulfur (X) and tantalum (M). **b)** Variation of Bc2 (circles) and G-L length values (triangles) as a function of thickness. A dashed red line has been placed at the Tc and Bc_2 values found for bulk flakes to serve as a reference for establishing the thick layer limit.

References:

[1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, *Science* **306** (2004) 666.

[2] L. Britnell, R. M. Ribeiro, A. Eckmann, R. Jalil, B. D. Belle, A. Mishchenko, Y.-J. Kim, R. V. Gorbachev, T. Georgiou, S. V. Morozov, A. N. Grigorenko, A. K. Geim, C. Casiraghi, A. H. Castro Neto2, K. S. Novoselov, *Science* **340 (**2013) 1311.

[4] M. S. El-Bana, D. Wolverson, S. Russo, G. Balakrishnan, D. Mck, Simon. J. Bending, *Superconductor Science and Technology* **26** (2013) 1.

Computación cuántica con moléculas magnéticas

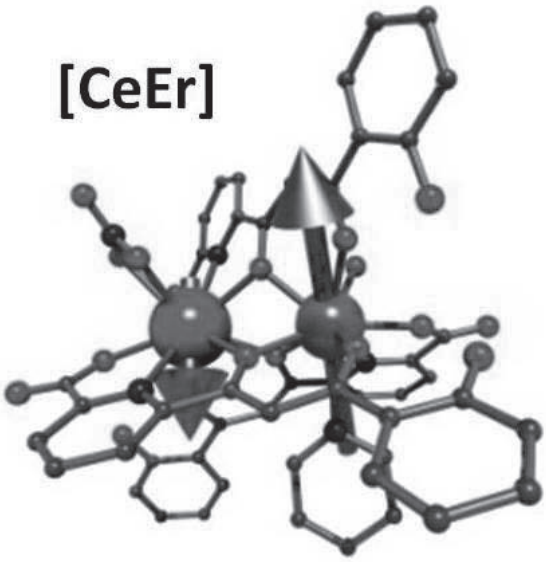
Fernando Luis[1,*], Mark Jenkins,[1] Ana Repollés,[1] Olivier Roubeau,[1] P. J. Alonso,[1] David Zueco,[1,2] Guillem Aromí,[3] David Aguilà,[3] Leoni Barrios,[3] Verónica Velasco,[3] Eugenio Coronado,[4] Yan Duan,[4] A. Gaita-Ariño[4]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón (ICMA), CSIC-Universidad de Zaragoza, Pedro Cerbuna 12, 50009 Zaragoza
[2]Fundación ARAID, Paseo María Agustín 36, 50004 Zaragoza
[3]Departament de Química Inorgànica, Universitat de Barcelona, Diagonal 645, 08028 Barcelona
[4]Instituto de Ciencia Molecular (ICMol), Universidad de Valencia, Catedrático José Beltrán Martínez No. 2, 46980 Paterna
*fluis@unizar.es

La computación cuántica, surgida de ideas pioneras de Richard Feynman y otros,[1] supone un cambio de paradigma en el procesado de la información. El aprovechamiento de estados superposición y estados entrelazados, característicos de la física cuántica, simplifica notablemente la resolución de algunos problemas de cálculo, con interés en el diseño y simulación de moléculas y materiales, criptografía y la búsqueda en grandes bases de datos. Desarrollar materiales apropiados para fabricar el hardware de un ordenador cuántico e interconectarlos entre sí en una arquitectura operativa constituyen retos fascinantes para la física, la ciencia de materiales y la ingeniería.[2]

El espín electrónico de un ión magnético, como el de una tierra rara, constituye un candidato natural para realizar un qubit, cuyos estados $|1\rangle$ y $|0\rangle$ se asocian a dos estados magnéticos diferentes.[3,4] En esta comunicación, se describen estudios recientes realizados sobre clusters moleculares que contienen bien uno o dos iones lantánidos rodeados por una ―nube" de ligandos no magnéticos. La química molecular ofrece un amplio abanico de posibilidades para diseñar la estructura de estas moléculas y, a través de ella, controlar aquellas propiedades físicas, como la anisotropía magnética, que determinan los niveles de energía de cada qubit.[4,5]

El segundo ingrediente básico de un ordenador cuántico universal es la puerta lógica CNOT que actúa sobre dos qubits.[6] El estado de uno de ellos, denominado ―control", determina si el segundo, o ―diana" cambia de estado como resultado de la operación de la puerta lógica. La realización de una puerta CNOT molecular supone un reto considerable, ya que a la presencia de dos qubits de espín débilmente acoplados, se une la necesidad de implementar una asimetría que haga que ambos qubits sean ―magnéticamente inequivalentes".



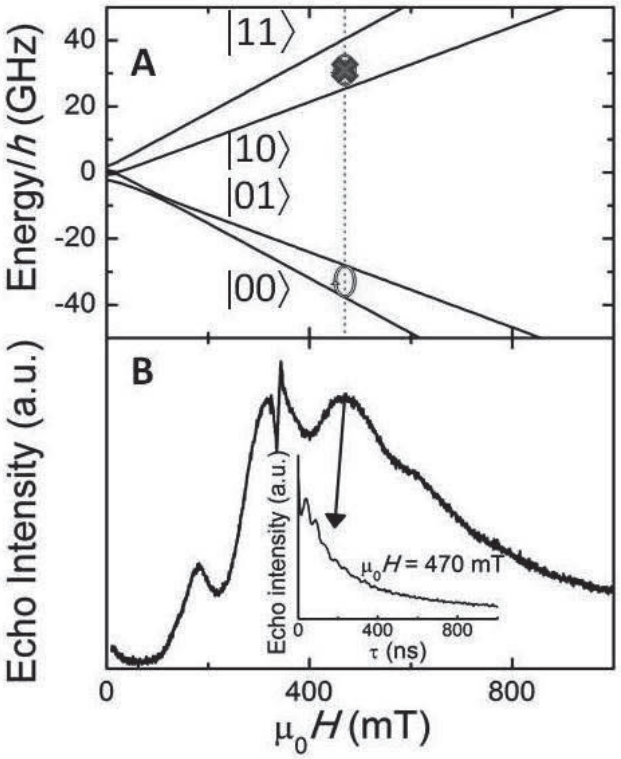


Figura 1. Izquierda: estructura molecular del complejo di-nuclear [CeEr]. Derecha: A, esquema de los niveles de energía magnética de [CeEr] en función del campo magnético. Para $\mu_0 H = 470$ mT, la aplicación de un pulso de microondas de 9.8 GHz (banda X), sólo induce la transición $|00\rangle \rightarrow |01\rangle$, tal y como requiere una puerta lógica CNOT. B, espectro de resonancia paramagnética medido con la amplitud del eco obtenido mediante una secuencia de dos pulsos $\pi/2$-π, separados por un tiempo $\tau = 140$ ns. El inset muestra el decaimiento del eco en función de τ.

Recientemente, hemos mostrado que es posible conseguir la síntesis de dímeros moleculares asimétricos, bien homonucleares como $[Tb]_2$ o incluso heteronucleares como [CeEr] (Fig. 1, izquierda).[7,8] Medidas de susceptibilidad magnética y calor específico realizados hasta la vecindad del cero absoluto muestran que la estructura de niveles de energía magnética de estos dímeros cumple con las condiciones necesarias para la realización de una puerta CNOT (Fig. 1, derecha A). Asimismo, hemos llevado a cabo experimentos de resonancia paramagnética electrónica en el dominio del tiempo sobre disoluciones congeladas de estas moléculas, que muestran tiempos de coherencia del orden de 500 ns para las transiciones relevantes a la operación de la puerta CNOT (Fig. 1, derecha B).[8]

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado, en parte, por los proyectos MAT2012-38318-C03, MAT2011-23861, CTQ2012-32247, CTQ-2011–26507 y MAT2011-24284 del MINECO así como por E98-–MOLCHIP" y E33 del Gobierno de Aragón, el premio ICREA Academia (2013) de la Generalitat de Cataluña y los programas Prometeo e ISIC-NANO de la Generalitat Valenciana.

Referencias

[1] R. P. Feynman, *Int. J. Theor. Phys.* **21** (1982) 467–488.
[2] E. Gibney, *Nature* **516** (2014) 24.
[3] S. Bertaina, S. Gambarelli, A. Tkachuk, I. N. Kurkin, B. Malkin, A. Stepanov, B. Barbara, *Nature Nanotechnology* **2** (2007) 39−42.
[4] M. J. Martínez-Pérez, S. Cardona-Serra, C. Schlegel, F. Moro, P. J. Alonso, H. Prima-García, J. M. Clemente-Juan, M. Evangelisti, A. Gaita-Ariño, J. Sesé, J. van Slageren, E. Coronado, F. Luis, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 247213.
[5] G. Aromí, D. Aguilà, P. Gamez, F. Luis, O. Roubeau, *Chem. Soc. Rev.* **41** (2012) 537−546.
[6] J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 4091–4094.
[7] F. Luis, A. Repollés, M. J. Martínez-Pérez, D. Aguilà, O. Roubeau, D. Zueco, P. J. Alonso, M. Evangelisti, A. Camón, J. Sesé, L. A. Barrios, G. Aromí, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 117203.
[8] D. Aguilà, L. A. Barrios, V. Velasco, O. Roubeau, A. Repollés, P. J. Alonso, J. Sesé, S. J. Teat, F. Luis, and G. Aromí, *J. Am. Chem. Soc.* **136** (2014) 14215−14222.

Surface deposition and nanoparticle decoration with molecular materials

L. Rosado Piquer[1], E. Jiménez[2], E. C. Sañudo[1,*]

[1]Departament de Química Inorgànica y Instituto de Nanociencia y Nanotecnología, Universidad de Barcelona, Av. Diagonal 645, 08028 Barcelona, Spain
[2]ESRF, France

* esanudo@ub.edu

Surface deposition of molecular materials is a thriving field right now. Currently a lot of attention has been given to the possibilities of using functional materials in devices, but these possibilities usually depend on the surface deposition of the molecular material onto a surface in an ordered manner to facilitate addressing each molecular entity. A different way of tackling this problem is the decoration of a nanoparticle with the molecular material in order to prepare hybrid molecular-inorganic nanomaterials. In any of the two cases, the stability of the target molecular material in the deposition or decoration conditions cannot be taken for granted.

The synthesis of molecular complexes such as single-molecule magnets (SMMs) is not trivial and usually follows serendipitous reactions. However, once a reaction system is known particular changes can be targeted, for example a metal exchange to improve SMM properties or a ligand modification to facilitate anchoring to a surface.

In our group we play with coordination chemistry to obtain products that target our specifications and then proceed to study their surface deposition or nanoparticle decoration. We will present here our results in depositing functional complexes (SMMS, ferromagnetic, fluorescent...) on surfaces and our first tests of magnetic nanoparticle decoration with a ferromagnetic complex.

Molecular Spintronics with Self-Assembled Monolayers

M. Galbiati[1,2,*], S. Tatay[1,2], C. Barraud[1], S. Delprat[1], K. Bouzehouane[1], C. Deranlot[1], E. Jacquet[1], A. Fert[1], P. Seneor[1], R. Mattana[1], F. Petroff[1]

[1]Unité Mixte de Physique CNRS/Thales associée à l'Université Paris-Sud, 91767 Palaiseau, France
[2]Instituto de Ciencia Molecular, Universitat de Valencia, 46980 Paterna, Spain

* galbiati@uv.es

Introduction

Molecular spintronics, the combination of chemistry potential to the spin degree of freedom provided by spintronics, is considered to be more than an alternative to conventional spintronics with inorganic materials. Unconventional properties and strong potentialities offered by the flexibility, chemical engineering and low production costs of molecules, add to the opportunity that spin lifetime could be enhanced by several orders of magnitude compared with inorganic materials. Very recently it has been highlighted that the metal/molecule hybridization could strongly influence interfacial spin properties going from spin polarization enhancement to its sign control in spintronics devices [1].

In this scenario, while scarcely studied [2] [3], self-assembled monolayers (SAMs) seem to be the perfect toy barriers to further test these tailoring properties in molecular magnetic tunnel junctions (MTJs) since they are composed by a head, a body and an anchoring group that can be independently tuned thus allowing an easy engineering of the barrier.

To concentrate our studies in this direction, one first step is to find SAMs that can be grafted on ferromagnetic metals and demonstrate their validity for spintronics. This allows to set the bases towards the engineering of the spin polarization properties of spintronic devices at the molecular level.

Self-assembled monolayers on ferromagnetic electrodes

A major concern when grafting molecules over ferromagnetic metals (Co, Ni, Fe, etc…) is that they can get easily oxidized in contact with molecules or solutions and especially air. For this reason, we chose to use the half-metallic manganite oxide $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO) as ferromagnetic electrode. This material is largely used in organic spintronics for its advantageous properties: it is air stable, compatible with molecules grafted in solution and it also presents a very high spin polarization (nearly 100%). We performed structural, chemical and electrical characterization of SAMs over LSMO (contact angle, AFM, ellipsometry, infrared spectroscopy, XAS, XPS, UPS, ...) to verify that alkyl-phosphonic acid chains ($C_xPO_3H_2$) form a compact self-assembled monolayer over this surface [4]. This characterization also allowed to determine the molecular orbitals energy position and the influence of SAMs grafting on the magnetic properties of LSMO.

LSMO/$C_xPO_3H_2$/Co magnetic tunnel junctions

Magnetic tunnel nano-junctions were fabricated using the nanoindentation lithography technique. The principle of this technique is illustrated in Figure 1.

A tunnel magnetoresistance (TMR) of the order of 40% was measured at 4K in these junctions. The study of TMR dependence with temperature shows that the TMR decreasing with increasing temperature is mainly driven by the LSMO surface polarization. A striking point is the TMR behavior with bias voltage (Figure 2). While at low temperature a small decrease of TMR is observed when increasing bias, at higher temperature (T> 100K) TMR no longer depends on the bias voltage up to 2V. [5] We will discuss the possible role of magnons and phonons in these molecular magnetic tunnel junctions. Finally, we will present some preliminary results of TMR dependence on the alkyl chain length.

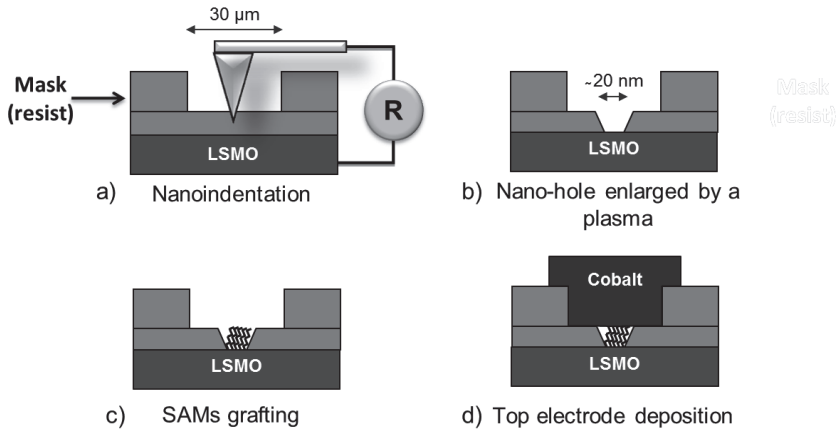


Figure 1: Schematic of the main steps of the device fabrication. A nanohole is notched into a resist using a conductive AFM tip. After the hole is enlarged by an O_2 plasma, SAMs are grafted in the nanohole and the Co top electrode is deposited by sputtering.

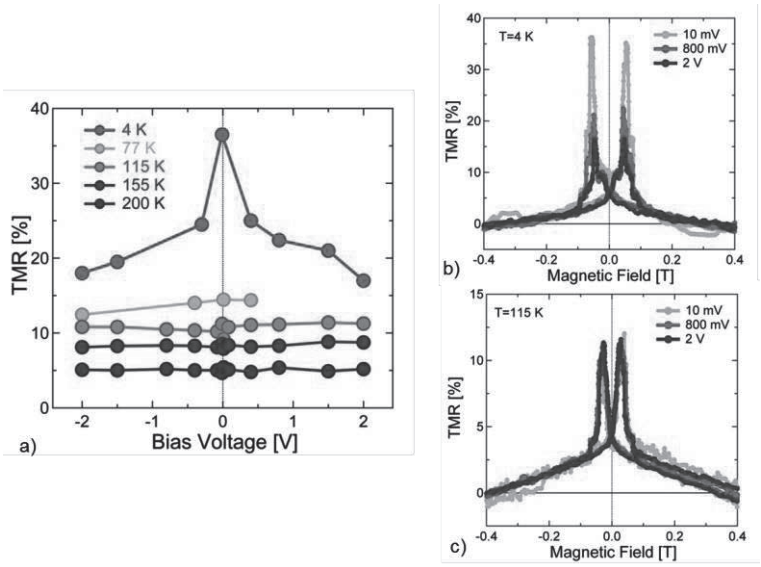


Figure 2: (a) TMR dependence on bias voltage at different temperatures. (b),(c) TMR curves measured at 10 mV, 800 mV and 2 V for different temperatures: (b) T=4 K and (c) T=115 K..

These results confirm the high quality of the devices and unravel the potential of self-assembled monolayers as tunnel barrier for conventional spintronics applications and beyond, such as spinOLEDs which relies on spin injection at high bias voltage.

Acknowledgements: S.T. acknowledges the European Union FP7 IEF Marie Curie actions under project NANOCON (FP7/2007-2013-252757) for its financial support. P.S. wishes to thank the Institut Universitaire de France for a junior Fellowship. This work is also partly funded through the European Union Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under grant agreement no. 263104 and ANR agency (MELAMIN 2011-NANO-021).

References

[1] C. Barraud, P. Seneor, R. Mattana et al., *Nature Phys*. **6** (2010) 615
[2] W. Wang, C.A. Ritcher, *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) 153105
[3] J. R. Petta, S. K. Slater and D. C. Ralph. *Phys. Rev. Lett*. **93** (2004) 136601
[4] S. Tatay, C. Barraud, M. Galbiati et al., *ACS Nano* **6** (2012) 8753
[5] M. Galbiati, C. Barraud, S. Tatay et al., *Adv. Mater.* **24** (2012) 6429

Transistores de espín basados en imanes mono-moleculares

E. Burzurí[1,*], R. Gaudenzi[1], H. S. J. van der Zant[1]

[1]Kavli Institute of Nanoscience. Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

* e.burzurilinares@tudelft.nl

El uso de moléculas magnéticas individuales como parte funcional de circuitos electrónicos es la idea central en el emergente campo de la espintrónica molecular. Las complejas propiedades magnéticas de algunas de estas familias moleculares pueden dar lugar a dispositivos electrónicos mono-moleculares como elementos de memoria, rectificadores de corriente o interruptores electrónicos. Los imanes mono-moleculares, con espín y anisotropía magnética altos, son algunos de los candidatos más interesantes. El reto en los últimos años ha sido detectar y controlar estos espines individuales mediante una corriente electrónica.

Presentamos transporte de carga por tres terminales a través de moléculas individuales de Fe4. En estos transistores, una única molécula está anclada a dos electrodos (fuente y drenador) de oro separados 1-2 nm y fabricados mediante electromigración –self-breaking" de un nano-hilo de oro [1,2]. Un tercer electrodo puerta se usa para acceder a distintos estados redox de la molécula independientemente del potencial aplicado entre fuente y drenador. Uno de estos dispositivos está representado esquemáticamente in la Fig.1.

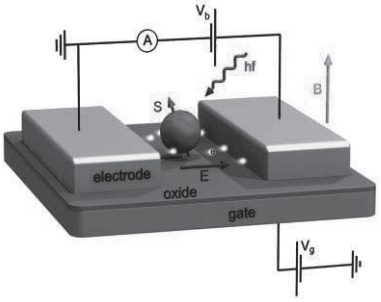


Fig 1. Esquema de un transistor molecular con tres terminales

Nuestras medidas revelan que las propiedades magnéticas de la molécula individual son preservadas en esta configuración de transistor. Más aún, la anisotropía magnética y el espín pueden ser modificados de manera reversible si añadimos un único electrón en la molécula [3,4]. La sensibilidad de la técnica utilizada permite demostrar que la corriente a través de la molécula puede ser substancialmente afectada por la pequeña contribución de la anisotropía transversal de la molécula [5] e incluso por modos de vibración individuales de esta [6,7]. Tanto la anisotropía transversal como las vibraciones son de especial relevancia para el uso de imanes moleculares como elementos de memoria o qubits. Su estudio y caracterización abren la puerta para el estudio de propiedades cuánticas de los imanes moleculares (efecto túnel o interferencias cuánticas) a nivel de molécula individual.Con el objetivo de dar un paso más allá en el control de espines moleculares individuales, trabajamos en electrodos híbridos de grafeno[8] funcionalizados con materiales ferromagnéticos para inyectar corrientes polarizadas de espín en moléculas magnéticas.

Este trabajo ha sido financiado por el programa europeo EU FP7 a través del proyecto 618082 ACMOL y la subvención ERC advanced (Mols@Mols). Fue también apoyado por la organización neerlandesa para la investigación fundamental (FOM), OCW, NWO (VENI).

[1] H. Park et al., *Appl. Phys, Lett.* **75** (1999) 301; K. O'Neil et al., *Appl. Phys. Lett.* **90** (2007) 133109.
[2] M. L. Perrin, E. Burzurí and H. S. J. van der Zant, *Chem. Soc. Rev.* **44** (2015) 902.
[3] E. Burzurí et al, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 14203.
[4] E. Burzurí et al, *J. Phys.: Condens. Matter*. **27** (2015) 113202
[5] M. Misiorny, E. Burzurí et al, *Phys. Rev. B*. **91** (2015) 035442
[6] E. Burzurí et al, *Nano Lett.* **14** (2014) 3191.
[7] A. McCaskey et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 125419
[8] J. O. Island et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **26** (2014) 474205

Control cuántico de las propiedades termoeléctricas en uniones moleculares

Laura Rincón-García[1,2,*], Charalambos Evangeli[1], Edmund Leary[1,2], M. Teresa González[2], Gabino Rubio-Bollinger[1,3], y Nicolás Agraït[1,2,3]

[1] Departamento de Física de la Materia Condensada y Centro de Física de la Materia Condensada (IFIMAC), Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid
[2] Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Nanociencia IMDEA-Nanociencia, E-28049 Madrid
[3] Instituto Universitario de Ciencia de Materiales "Nicolás Cabrera", Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid

* e-mail del autor responsable de la comunicación: laura.rincon@uam.es

El estudio de las propiedades termoeléctricas de materiales resulta de gran interés para el desarrollo de dispositivos termoeléctricos que permitan una conversión eficiente de pérdidas térmicas en corriente eléctrica aprovechable. En los últimos años, experimentos realizados con diferentes técnicas en uniones moleculares han mostrado resultados muy prometedores debido a los elevados valores de coeficiente termoeléctrico que presentan este tipo de sistemas [1][2][3][4][5].

En este contexto, presentamos una nueva estrategia para la optimización de las propiedades termoeléctricas de uniones moleculares, basada en el control cuántico de los niveles energéticos. En concreto, hemos estudiado uniones moleculares formadas por un fulereno endohédrico ($Sc_3N@C_{80}$) (Fig. a) entre dos electrodos de oro, utilizando para ello una técnica desarrollada recientemente por nuestro grupo y que nos permite medir simultáneamente la conductancia y el coeficiente termoeléctrico de uniones moleculares individuales utilizando un microscopio de efecto túnel en condiciones ambiente [5].

Los experimentos realizados en uniones individuales de $Sc_3N@C_{80}$ han mostrado que estas moléculas presentan coeficientes termoeléctricos elevados y, lo que resulta aún más interesante, presentan distinto signo del coeficiente termoeléctrico dependiendo de la orientación y el acoplamiento de cada molécula con la superficie de oro (Fig. b-c). Debido a este comportamiento, producido por la presencia de los átomos metálicos en el interior del C_{80}, el coeficiente termoeléctrico de las uniones formadas es sintonizable mediante interacción mecánica, por ejemplo, ejerciendo presión sobre la molécula con la punta de oro. Nuestros resultados son los primeros en confirmar, en una única molécula, la relación entre el signo del coeficiente termoeléctrico y la posición del nivel de Fermi respecto a los niveles moleculares.

Este trabajo es una colaboración con Prof. Colin Lambert (cálculos teóricos) y Dr. Kyriakos Porfirakis (síntesis de los fulerenos endohédricos). Agradecemos la ayuda financiera del MICINN/MINECO a través del programa MAT2011-25046, de la Comunidad de Madrid a través del programa Nanofrontmag-CM S2013/MIT-2850 y de la Unión Europea (FP7) a través del programa ITN "MOLESCO" Proyecto Número 606728.

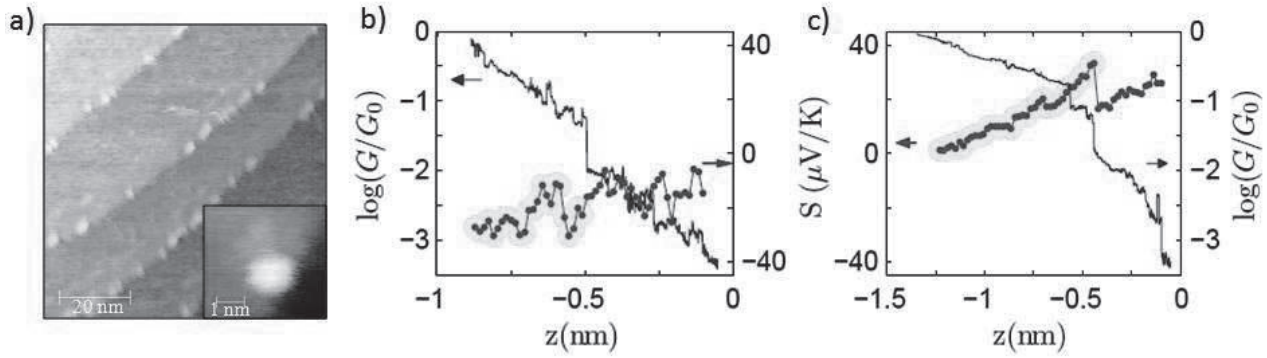


Figura a) *Imágenes realizadas con un microscopio de efecto túnel en condiciones ambiente que muestran moléculas $Sc_3N@C_{80}$ depositadas sobre una superficie de oro.* ***Figuras b) y c)*** *Dos ejemplos de medida simultánea de conductancia, G, y coeficiente termoeléctrico, S, (de color azul y verde, respectivamente) en función del desplazamiento de la punta de oro sobre una molécula, z, durante el acercamiento de la punta a la molécula para formar la unión. En el caso de la Fig. b, la molécula muestra un coeficiente termoeléctrico negativo, mientras que en la Fig. c, una molécula diferente presenta un coeficiente termoeléctrico positivo. En ambas figuras se ha marcado en amarillo el coeficiente termoeléctrico medido mientras la punta está tocando la molécula. G_0 es el cuanto de conductancia.*

Referencias

[1] P. Reddy, S. Y. Jang, R. A. Segalman, A. Majumdar, *Science* **315** (2007) 1568.
[2] J. A. Malen, S. K. Yee, A. Majumdar, R. A. Segalman, *Chem. Phys. Lett.* **491** (2010) 109.
[3] S. K. Yee, J. A. Malen, A. Majumdar, R.A. Segalman, *Nano Lett.* **11** (2011) 4089 .
[4] J.R. Widawsky, P. Darancet, J.B. Neaton, L. Venkataraman, *Nano Lett.* **12** (2011) 354.
[5] C. Evangeli, K. Gillemot, E. Leary, M. T. González, G. Rubio-Bollinger, C. J. Lambert, N. Agraït, *Nano Lett.* **13** (2013) 2141.

Molecules and optical antennas: Vectorially mapping the local density of optical states with nanometer resolution

Pablo M. de Roque[1,*], Anshuman Singh[1], Gaëtan Calbris[1], James T. Hugall[1] and Niek F. van Hulst[1, 2]

[1] ICFO – The Institute of Photonics Sciences, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain
[2] ICREA - Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, 08010 Barcelona, Spain

* pablo.deroque@icfo.es

Introduction

Optical antennas are equivalent to radiowave antennas in the optical regime. As in the microwave case, they allow the control of electromagnetic fields at the subwavelength scale, with the ability to optimize energy transfer between a localized source or receiver and freely propagating radiation; acting as transducers. These transducers typically have a size of tens of nanometers at optical frequencies; the length scale at which light–matter interactions become quantized, and sources and receivers are true quantum objects such as molecules, or quantum dots [1]. In addition, the magnitude of interaction between quantum emitters and optical fields is not purely an intrinsic property of the emitter, but crucially depends on the emitter's environment. For example, the excited state lifetime of an emitter is governed by the local density of optical states (LDOS) available, into which it can radiate. Since optical antennas convert localized fields into freely propagating radiation they represent a valuable tool to modify light-matter interactions in the close near-field vicinity of quantum emitters. Furthermore, dramatic enhancements in emission are achieved when antennas are engineered to be resonant with the dipole transition of the emitter. In this situation the radiative decay rate channel becomes competitive with the non-radiative channels, boosting the emission rates up to tens of ps Rabi periods, while maintaining a quantum efficiency (the relative fraction of radiative decay) close to unity. However, the LDOS, and thus excited state lifetime, however, are is sensitive to both the orientation of the molecule dipole and its spatial position with respect to the electromagnetic field around the antenna, requiring nanometer scale position control. To truly understand and control the radiation properties of a quantum emitter, we need to understand the full vectorial nature of the LDOS surrounding an optical nanoantenna.

Previous studies have mapped the LDOS around antennas but have focused on a particular molecule orientation positioned within the antenna hotspot [2-4]. Here, we illuminate the full vectorial LDOS map of a resonant optical dipole antenna at all positions around an antenna and probed using various molecule orientations [5]. Moreover, our experiment crucially provides spatial resolution of tens of nm, an order of magnitude higher than previous reports.

Methods and experiments

We fabricate a stand-alone optical antenna at the apex of a pulled optical fiber. In particular, a rod-shaped antenna tuned to its dipolar resonance was milled into the aluminium coated fiber using a focused beam of Ga^+ ions (Fig.1b). Next, we mount our antenna into a near-field scanning optical microscope (NSOM) incorporating closed-loop shear-force feedback. This allows us to scan the antenna over individual molecules with nanometer accuracy (Fig.1a). We continuously excite single fluorescent molecules using ps-laser pulses tuned to their absorption maxima. A set of dielectric long-pass filters block the laser light, and the fluorescent signal is collected using avalanche photodiodes capable of single photon detection. Two photodetectors collect photons with perpendicular polarizations. Using standard time-correlated single photon counting techniques, each single photon detection event is time-tagged with up to 8 ps resolution, while the signals are continuously synchronized with the position of the piezoelectric scanner. Software post-processing allows us to generate histograms of the arrival time of photons with respect to laser excitation, generating a lifetime trace for each pixel in an image.

We use the previously described technique to probe molecules with different orientations with respect to the antenna (both in- and out-of-plane), building lifetime images in two perpendicular polarization channels, i.e. polarization resolved LDOS maps of the antenna. To understand our experimental results, we first simulate the local scattered fields in the vicinity of our resonant dipole antenna using a finite-difference time-domain electromagnetic solver (Fig.1c-Left). Excitation fields polarized along the antenna long axis generate points of maximum near-field, hotspots, with different spatial distribution for each polarization. Conversely, reciprocity in electromagnetism implies that near-field sources polarized along the points of maximum field enhancement will radiate most efficiently. We generate intensity images of photons radiated by single molecules oriented along the three axes while raster scanning our optical antennas over them (Fig.1c-Centre). The point of maximum molecular emission rate corresponds to the point of maximum scattered field of the antenna, hence confirming that our metallic rods act as optical antennas. Moreover, optical antennas generate additional radiation channels surrounding a quantum emitter. Hence a molecule behaving as a point-like dipole shows decreased excited state lifetime when positioned at the hotspots of the antenna

(Fig.1c-Right). The observed lifetime shortening is almost an order of magnitude shorter at particular positions around the antenna, positions which also depend on the relative molecule-antenna orientation.

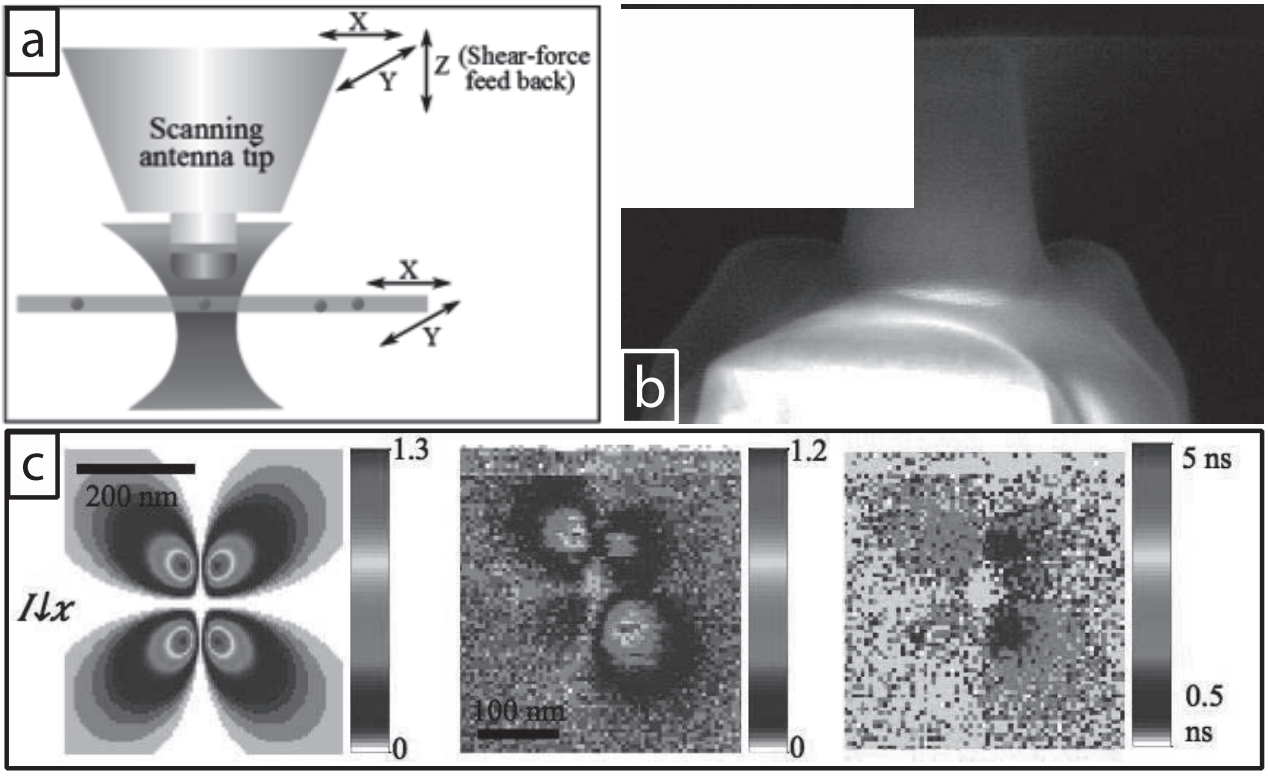


Fig. 5. (a) Sketch of our near-field scanning optical microscope. The shear-force feedback loop allows us to position the optical antenna in close proximity to fluorescent molecules. (b) Scanning electron microscope images of aluminium antennas carved into the apex of a pulled optical fiber. The antenna length and shape is carefully tuned to have a dipolar resonance at the emission wavelength of the molecules (680nm). (c) (Left) Numerical simulation of the Y-polarized scattered local field surrounding an antenna for far-field excitation along antenna long axis. (Centre) Intensity images generated by raster-scanning an optical antenna over single molecules oriented along the three axes. (Right) Lifetime images obtained combining time-correlated single photon counting techniques with a near-field scanning optical microscope. Points of shorter lifetime (larger decay rate) correspond to points of maximum local field of the optical antenna.

Conclusions

We have vectorially mapped the full LDOS distribution of resonant dipolar optical antennas with ~20nm resolution. These results were obtained using time-correlated single photon counting electronics synchronized with an NSOM. Our results illuminate the full picture of the LDOS in the near-field of an optical antenna and demonstrate ultimate control over antenna-molecule interactions.. Additionally, such precise control over the optical near-field of single emitter emission paves the way to realize super-bright single-photon sources ideal for applications in quantum optics.

Acknowledgements

This work is supported by the EU project NanoVista (FP7-ICT-2011-7, No.288263), an ERC-Advanced Grant 247330-NanoAntennas and Fundació Privada CELLEX (Barcelona). PMdR acknowledges financial support from Spanish Government MINECO-FPI grant and European Science Foundation under the PLASMON- BIONANOSENSE Exchange Grant program.

References

[1] L. Novotny, N. F. van Hulst, *Nature Photonics* 5 (2011) 83.
[2] J. N. Farahani, D. W. Pohl, H. J. Eisler, and B. Hecht, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 017402.
[3] P. Anger, P. Bharadwaj, and L. Novotny, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 113002.
[4] S. Kuhn, U. Hakanson, L. Rogobete, and V. Sandoghdar, *Phys. Rev. Lett*. 97 (2006) 017402.
[5] A. Singh, G. Calbris and N.F. van Hulst, *Nano Lett.* 14 (2014) 4715.

Detección electromagnética de nanopartículas superparamagnéticas

D. Lago-Cachón[1,*], M. Rivas[1], J.C. Martínez-García[1], J.A. García[1]

[1]Departamento de Física de la Universidad de Oviedo, Edificio Departamental Este, Campus de Viesques, 33204 Gijón, España.

* dlagocachon@gmail.com

El superparamagnetismo es una forma de magnetismo presente en nanopartículas de materiales magnético (NPM) [1]. Si el tamaño de estas partículas es pequeño, forman un único dominio magnético o monodomino, y si la temperatura es suficientemente elevada, el momento magnético de esos monodominios cambia aleatoriamente de sentido. El tiempo típico entre dos cambios de sentido se conoce como *tiempo de relajación de Néel*, y si este tiempo es mucho menor que el tiempo necesario para medir la imanación de las nanopartículas, su imanación aparenta ser cero. Al aplicar un campo magnético externo es posible imanar las NPM, de forma similar a un material paramagnético, aunque la susceptibilidad magnética de los materiales superparamagnéticos sea mucho mayor.

Las posibles aplicaciones de las NPM son abundantes, especialmente en el campo de la biotecnología. Modificando la superficie de las NPM adecuadamente se consigue que las NPM se adhieran específicamente a una sustancia deseada, lo que se conoce como marcaje magnético. Se pueden utilizar las NPM para purificación de fluidos, métodos de cuantificación de sustancias o incluso tratamientos clínicos.

En este trabajo se expone una descripción física de un método de detección de NPM basado en la variación de la impedancia de una pista de cobre debido a la presencia de las nanopartículas [2]. Diversos parámetros afectan a la detección, como el material de fabricación de la pista o su geometría [3], la frecuencia de la corriente alterna que circula por la pista, así como la composición y diámetro de las nanopartículas.

Se puede describir la interacción física entre nanopartículas y corriente alterna que circula por la pista como causa de la detección. Los momentos magnéticos de las NPM oscilan, debido a su naturaleza superparamagnética, generando un campo magnético variable e induciendo corrientes de Foucault en la superficie de la pista de cobre. Lo que a su vez afecta a la corriente alterna que circula por la misma incrementando la impedancia medida.

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado parcialmente por los proyectos MAT2012-33405 y GRUPIN14-037. D. Lago Cachón agradece al Instituto Universitario de Asturias por una beca.

Referencias

[1] C. P. Bean, J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30** (1959) S120.
[2] D. Lago-Cachón, M. Rivas, J. C. Martínez-García, J. A. García, *Nanotechnology* **24** (2013) 245501.
[3] M. Rivas, D. Lago-Cachón, J. C. Martínez-García, J. A. García, A. J. Calleja, *Sensor Actuat A-Phys* **216** (2014) 123.

Diseño de un complejo molecular metálico de alta coherencia cuántica

L. Escalera-Moreno[1,*], D. Freedman[2], A. Gaita-Ariño[1], N. Suaud[3]

[1]Instituto de Ciencia Molecular, Universidad de Valencia, c/ J. Beltrán Martínez nº2 46980 Paterna, España
[2]Department of Chemistry, Northwestern University, Evanston, IL 60208, US
[3]IRSAMC, Universitè Paul Sabatier, 118, route de Narbonne – 31062 Toulouse Cedex 09 - France

* luis.escalera@uv.es

La decoherencia cuántica es un fenómeno por el que un determinado sistema cuántico interacciona con su entorno de tal manera que, si dicho sistema contenía cierta información, ésta queda eventualmente destruida. En este sentido, el diseño y construcción de un futuro ordenador cuántico, basado en las propiedades del mundo cuántico, deberá tener en cuenta dicho fenómeno y tratar de minimizarlo tanto como sea posible.

Uno de los candidatos a realizar físicamente el concepto de qubit, la unidad mínima de información con la que se trabaja en el ordenador cuántico análoga al bit en el ordenador clásico, es el qubit basado en espín electrónico en moléculas [1-4]. En este contexto molecular, tres principales mecanismos de decoherencia cuántica han sido descritos [5]: ~~"a~~coplamiento espín electrónico con espín electrónico", ~~"a~~coplamiento baño de espines nucleares con espín electrónico" y ~~"a~~coplamiento fonones con espín electrónico". Con el objetivo de arrojar luz en el diseño de moléculas de alta coherencia cuántica y profundizar en el entendimiento teórico a nivel molecular del mecanismo de decoherencia cuántica ~~"a~~coplamiento fonones con espín electrónico" (por tanto, con la información almacenada en espín electrónico) a partir de sistemas moleculares que permitan un estudio combinado tanto experimental como teórico, basamos nuestra investigación en dos complejos moleculares metálicos de Mn^{+2}, los cuales ya han sido sintetizados y se están estudiando experimentalmente. Es importante resaltar que estos complejos han sido concebidos de tal modo que la diferencia relevante entre ellos es el espectro vibracional. Así, hasta cierto punto, podremos estar seguros de que el mayor peso en la decoherencia proviene precisamente del mecanismo que queremos estudiar. Es decir, de dos complejos muy similares química y magnéticamente, con el mismo número de átomos de hidrógeno en posiciones similares, la diferencia más marcada son los modos normales de vibración, luego nuestra hipótesis es que ese va a ser el factor dominante en lo que a diferencia en decoherencia cuántica comparando ambos complejos se refiere.

En concreto, empezamos nuestro estudio focalizándonos en el acoplamiento del sextete fundamental electrónico con los mismos modos normales de vibración del propio complejo. En el sentido que habíamos apuntado en el párrafo anterior, comparamos cómo cambia dicho acoplamiento al incrementar la rigidez del complejo (y, por tanto, al cambiar el espectro vibracional) al pasar del complejo menos rígido al complejo más rígido. Para cada modo normal de vibración estudiado en cada uno de los dos complejos, se parte de la geometría de mínima energía calculada con el funcional UB3LYP empleando el software Gaussian y se deforma ésta según el modo normal de vibración considerado. En cada geometría deformada, se calculan las energías y funciones de onda de las seis componentes del sextete fundamental electrónico mediante un cálculo CAS(5/10)PT2/RASSISO empleando el software MOLCAS. Con los resultados obtenidos, se derivan Hamiltonianos efectivos para los complejos modelo así como Hamiltonianos de acoplamiento vibrónico de los que se estiman los parámetros de acoplamiento.

Referencias

[1] J. Lehmann, A. Gaita-Ariño, E. Coronado, D. Loss, *J. Mater. Chem.* **19** (2009) 1672-1677.
[2] D. Stepanenko et al., *Inorganica Chimica Acta* **361** (2008) 3740-3745.
[3] Michael N. Leuenberger, D. Loss, *Nature* **410** (2001) 789-793.
[4] J. Lehmann, A. Gaita-Ariño, E. Coronado, D. Loss, *Nature Nanotech.* **2** (2007) 312-317.
[5] S. Takahashi, I. S. Tupitsyn, J. van Tol, C. C. Beedle, D. N. Hendrickson, P. C. E. Stamp, *Nature* **476** (2011) 76-79.

YBCO nanoSQUIDs applied to the investigation of small spin systems

Maria Jose Martinez-Perez[1]*, T. Schwarz[1], B. Müller[1], R. Wölbing[1], C. F. Reiche[2], T. Mühl[2], B. Büchner[2], J. Sesé[3], R. Kleiner[1] and D. Koelle[1]

[1]Physikalisches Institut – Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA+, Universität Tübingen, 72076 Tübingen, Germany
[2]Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW, 01069 Dresden, Germany
[3]Instituto de Nanociencia de Aragón and Advanced Microscopy Laboratory, E-50009 Zaragoza, Spain

* mariajose.martinez@uni-tuebingen.de

We present the realization of ultra-sensitive YBCO nanoSQUIDs based on submicron grain boundary junctions patterned by focused ion beam milling which can be operated in strong magnetic fields. White flux noise down to ~50 $n\Phi 0/Hz^{1/2}$ has been achieved, yielding spin sensitivities of down to a few $\mu_B/Hz^{1/2}$. Moreover, we demonstrate that magnetic fields up to the tesla range can be applied. Our efforts focus now on the development of reliable techniques for controlling the position of magnetic nano-systems with respect to the SQUID, which ultimately limits the optimum spin sensitivity of the devices. As a proof-of-principle we present the successful deposition and characterization of a Fe-filled carbon nanotube and an individual Co nanopillar close to the YBCO nanoSQUID loop enabling the detection of the magnetization reversal of the particle under different ambient conditions.

Agradecimientos

T. Schwarz acknowledges support by the Carl-Zeiss-Stiftung. M. J. Martinez-Perez acknowledges support by the Alexander von Humboldt Foundation. We grate- fully acknowledge fruitful discussions with D. Drung (PTB Berlin) and technical support by M. Turad and 8 R. Löffler (instrument scienists of the core facility LISA+). This work was supported by the Nachwuch- swissenschaftlerprogramm of the Universität Tübingen, by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) via projects KO 1303/13-1, MU 1794/3-2 and SFB/TRR 21 C2 and by the EU-FP6-COST Action MP1201.

Ion implantation at particle accelerators for nanoparticle production

S.Bruschetta[1*], J. Ferrer[2], J. Garcia [1,2]

1. National Centre of Accelerators (CNA), 41092 Seville, Spain.
2. Department of Atomic, Molecular and Nuclear Physics (FAMN), University of Seville, 41012 Seville, Spain.

* sbruschetta@us.es

Introduction

Noble metal (Au, Ag, Pt, Pd) nanostructures show unique optical properties such as resonant optical absorption, scattering, and near-field enhancement that are related to the excitation of surface plasmon resonances (SPRs).

Ion implantation

The proposed aims is to study the ion implantation of noble metals (Au, Ag, Pt, Pd) in transparent metal oxides thin films (SiO_2, TiO_2) using accelerators that can provide ions in the MeV energy range. The subsequent coalescence of nanoparticle after thermal annealing will also be studied. Specifically, it is important to study the differences in the formation of nanoclusters in host with different morphologies.

Accelerator used

The accelerator used at the CNA is a 3MV Tandem of the company NEC. It accelerates protons, alpha particles and a wide variety of ions by means of a high potential gap and Ion Beam Analysis techniques. It can be used for: implantation, irradiation, neutron production. Ions are extracted from two different ion sources. The ALPHATROSS source generates ions from a gaseous state using radiofrequency techniques and it is also used for RBS technique. The other source SNICS II produces ions from a Cs sputtering and it'll be used for Au implantation

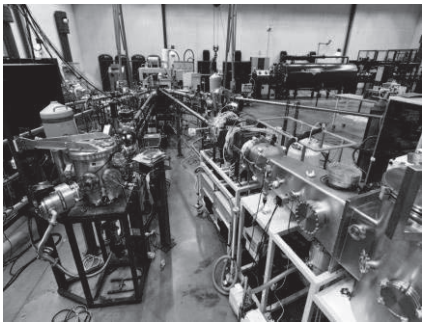


Figure 1: Implantation line

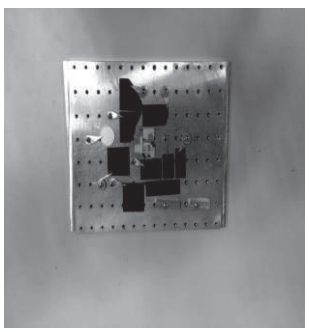


Figure 2: Example of target

Cool molecules

M. Evangelisti[1]

[1]Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón, CSIC - Universidad de Zaragoza, Departamento de Física de la Materia Condensada, 50009 Zaragoza, Spain

* evange@unizar.es

The recent progress in molecule-based magnetic materials exhibiting a large magnetocaloric effect at liquid-helium temperatures is reviewed. Advanced applications and future perspectives in cryogenic magnetic refrigeration are also discussed.

Sistemas moleculares en superficie: de los modificadores de interfases a las unidades de memoria

A. Forment-Aliaga[1*], E. Pinilla-Cienfuegos[1], M. Mattera[1], R. Torres-Cavanillas[1], S. Tatay[1], E. Coronado[1], L. Catala[2], T. Mallah[2]

[1]Instituto de Ciencia Molecular (Universitat de València) C/ Catedrático José Beltrán 2, 46980 Valencia
[2]Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay CNRS, Université Paris Sud 11, 91405 Orsay, France

* alicia.forment@uv.es

Introducción

El ilimitable número de sistemas moleculares que pueden imaginarse y diseñarse experimentalmente, permite pensar en una amplio abanico de aplicaciones en nanotecnología. En esta comunicación, como muestra del espectro de posibilidades que los materiales moleculares suponen para el desarrollo de la nanociencia, presentaré dos tipos de sistemas totalmente diferentes, cuya implementación en nanodispositivos desempeña papeles muy distintos.

Interfases híbridas

En primer lugar hablaré de las moléculas más sencillas, cadenas alquílicas terminadas en diferentes grupos funcionales usados como punto de anclaje para enlazarse sobre una superficie. La deposición viene acompañada por una autoorganización molecular, lo que origina las conocidas como monocapas autoensambladas, SAMs (*Self-Assembled Monolayers*). Las SAMs pueden encontrar diferentes aplicaciones por ejemplo como modificadores de propiedades superficiales, como capas de adhesión o como capas protectoras.[1] En los últimos años se han aplicado eficazmente en nanoelectrónica [2] y más recientemente se ha descubierto su interés en dipositivos espintrónicos,[3] ya que las monocapas formadas sobre el electrodo ferromagnético, no sólo pueden funcionar como espaciadoras nanométricas de diseño totalmente modulable, sino además, generan dependencia del espín con la hibridación en la interfase molécula/ferromagneto, lo que ofrece nuevas posibilidades para modular las propiedades de los dispositivos espintrónicos.

Pese al interés observado, la formación de SAMs en disolución sobre ferromagnetos está poco estudiada[4] debido principalmente a la inestabilidad de la mayoría de estos materiales en condiciones ambientales. En esta comunicación mostraré diferentes aproximaciones que hemos seguido para la formación de SAMs en materiales ferromagnéticos, como el permalloy (una aleación de Fe:Ni) y la posibilidad de usar estas SAMs como máscara para la generación de estructuras magnéticas submicrométricas (Fig. 1).

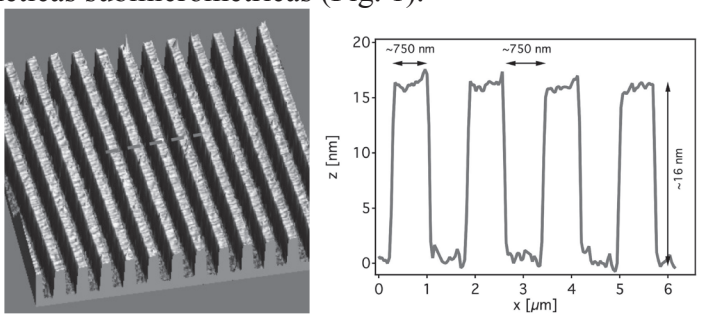


Figura 1. Imagen topográfica de microscopio de fuerza atómica y el correspondiente perfil de altura, de un patrón de franjas de permalloy obtenido usando franjas de SAM como máscara protectora frente a un ataque químico. Tamaño de las imágenes: 20 μm x 20 μm.

Unidades de información

En la carrera por la minituarización de dipositivos para nanoelectrónica, las nanopartículas magnéticas (MNPs) se presentan como potenciales unidades de información en dispositivos de

almacenaje o procesado de memoria ultradensos. Los materiales de base molecular permiten sintetizar MNPs, que junto a las propiedades intrínsecas de los materiales moleculares (transparencia, baja densidad…) tienen la ventaja de prepararse con elevado control, pudiendo cambiar la composición, la forma o el recubrimiento a conveniencia. Entre estas, las NPs basadas en redes bimetálicas de puentes cianuro de la familia de los azules de Prusia han sido estudiadas en profundidad.[5] Sin embargo, antes de ser implementadas en dispositivos reales, es necesario controlar su organización sobre superficies y dominar la manipulación individual de sus propiedades. En esta comunicación mostraré como MNPs basadas en complejos análogos de azul de Prusia pueden organizarse en superficie con muy elevada precisión, de forma local (por litografía de oxidación local con microscopía de fuerza atómica)[6] o a gran escala (mediante métodos de litografía suave). Mostraré como sus propiedades magnéticas son medidas y alteradas de forma individual gracias al uso de un microscopio de fuerza magnética (MFM) de bajas temperaturas con campo variable,[7] (Fig. 2) llegando a resolver los diferentes procesos de reversibilidad magnética dentro de cada MNP de forma individual.

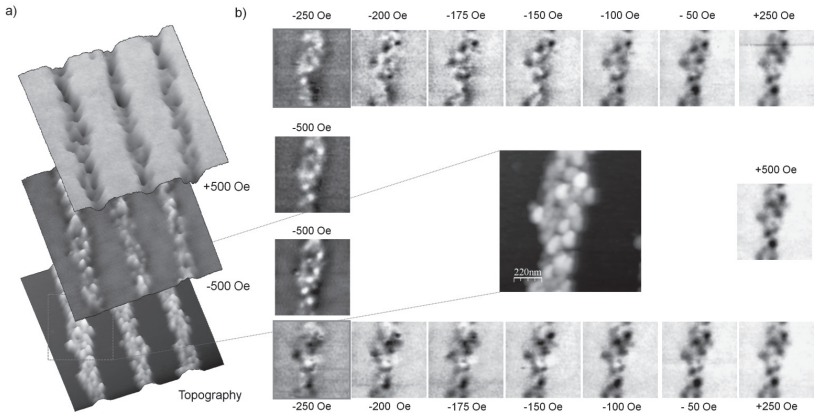


Figura 2. (a) Imágenes de topografía y magnéticas (B_{ext} = ± 500 Oe) tomadas con el MFM de franjas de MNPs de análogos de azul de Prusia. (b) Conjunto de imágenes magnéticas de un fragmento de las franjas tomado a diferentes campos. Tamaño de las imágenes: 1.1 μm x 1.1 μm.

Referencias

[1] (a) Gooding, J. J.; Ciampi, S. *Chem. Soc. Rev.* **40** (2011) *40*, 2704; (b) Heimel, G.; Romaner, L.; Zojer, E.; Bredas, J.-L. *Acc. Chem. Res.* **41** (2008) 721.

[2] (a) Dibenedetto, S. A.; Facchetti, A.; Ratner, M. A.; Marks, T. J. *Adv. Mater.* **21** (2009) 1407. (b) R. T. Weitz, U. Zschieschang, A. Forment-Aliaga, D. Kälblein, M. Burghard, K. Kern, H. Klauk Nano Letters **9** (2009) 1335.

[3] (a) S. Tatay, C. Barraud, M. Galbiati, P. Seneor, R. Mattana, K. Bouzehouane, C. Deranlot, E. Jacquet, A. Forment-Aliaga, P. Jégou, A. Fert, F. Petroff, *ACS Nano* **6** (2012) 8753; (b) M. Galbiati, C. Barraud, S. Tatay, K. Bouzehouane, C. Deranlot, E. Jacquet, A. Fert, P. Seneor, R. Mattana, F. Petroff, *Adv. Mater.* **24** (2012) 6429.

[4] Hoertz, P. G.; Niskala, J. R.; Dai, P.; Black, H. T.; You, W. *J. Am. Chem. Soc.* **130** (2008) 9763.

[5](a) Y. Prado, et al. Chem. Commun. **3** (2011) 1051; (b) D. Brinzei, et al. J. Am. Chem. Soc. **129 (**2007) 3778

[6] E. Coronado, A. Forment-Aliaga, E. Pinilla-Cienfuegos , S. Tatay, L. Catala, J. A. Plaza *Adv. Funct. Mater.* **22** (2012) 3625

[7] E. Pinilla-Cienfuegos , S. Kumar , S. Mañas-Valero , J. Canet-Ferrer , L. Catala , T. Mallah , A. Forment-Aliaga, E. Coronado *Part. Part. Syst. Charact.* **2015**, DOI: 10.1002/ppsc.201400224

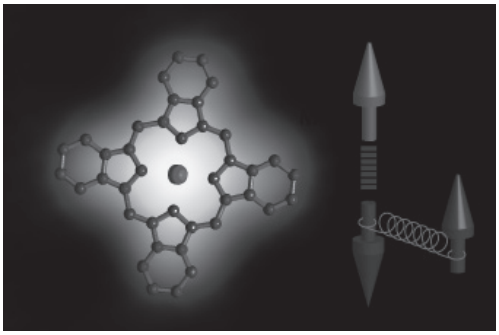
Magnetic molecules on the surface of a superconductor

K.F. Franke[1], B. W. Heinrich[1], G. Schulze[1], L. Braun[1], and J.I. Pascual[1,2]

1 Institut für experimentalphysik, Freie Universität Berlin, Berlin 14195, Germany
2 CIC nanoGune, Donostia - San Sebastian 20018, Euskadi

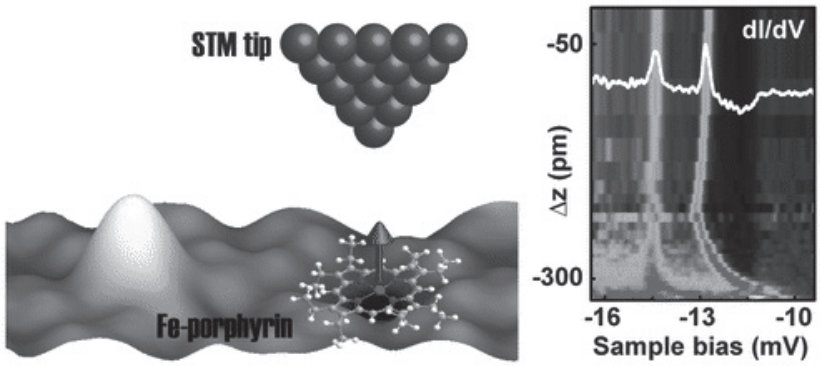
* ji.pascual@nanogune.eu

Magnetism and superconductivity are phenomena that cannot simultaneously exist in the same region of a material: weak applied magnetic fields are expelled from the superconductor, while strong magnetic fields destroy the superconducting properties. An interesting playground to study the interplay between both phenomena are magnetic impurities on a superconductor. Using scanning tunnelling spectroscopy, we investigate interactions, and excitations of individual paramagnetic molecules on a superconducting lead Surface.



For the case of sizeable coupling between magnetic moment and quasiparticles at the lead substrate, we observe localized states in the superconducting energy gap [1,2,3]. These bound states reflect the weakening of the superconducting paring (Figure right) and allows us to track the local destruction of superconducting phenomena by magnetic impurities [4].

By simply adding passive end groups to the molecular ligands the interaction with the environment can be reduced, and coupling with substrate quasiparticles vanishes. In this scenario, inelastic tunnelling processes mediate spin excitations between states with different magnetic anisotropy. The presence of the superconductor electrodes enhances the energy resolution and allows us to track slight modification of magnetic anisotropy in response to tip-induced variations of their ligand field (Figure right and refs.[5,6]).



An interesting outcome found when low energy spin excitations on superconductors is that they may survive for nanoseconds [5], a much larger time scale than on normal metal surfaces. This is interpreted as due to the depletion of electronic states within the superconducting energy gap at the Fermi level, which prohibits pathways of energy relaxation into the substrate.

Referencias

[1] A. Yazdani, et al. Science 275, 1767 (1997)
[2] S.-H. Ji, et al. Phys. Rev. Lett. 100, 226801 (2008)
[3 K. J. Franke, G. Schulze, J. I. Pascual, Science 332, 940 (2011)
[4] H. Shiba, Prog. Theor. Phys. 40, 435 (1968)
[5] B.W. Heinrich, L. Braun, J.I. Pascual, K.F. Franke. Nat. Phys. 9, 765 (2013).
[6] B.W. Heinrich, L. Braun, J.I. Pascual, K.F. Franke. Nanolett. DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b00987

Anchoring and functionality profiling in single-molecule electronic junctions

J. Ferrer[1,2,*], R. R. Ferradás[1,2], V. M.García-Suárez[1,2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Oviedo, Oviedo, Spain
[2]Nanomaterials and Nanotechnology Research Center, CSIC-Universidad de Oviedo-Principado de Asturias

* ferrer@uniovi.es

Abstract

Single-molecule electronics has been around for a few years since its initial proposal by Aviram and Rattner in the early 70'. Its deployment as the ultimate nanoelectronics technology has been hindered by a serious lack of reproducibility and of stability, inherent to its single-particle nature. These obstacles have been tackled by the community in the past decade and are slowly being overcome. We present here our recent efforts directed to improve reproducibility and stability issues, as well as functionality [1,2,3]

[1] Low variability of single-molecule conductance assisted by bulky metal-molecule contacts , R. R. Ferradás, S. Marqués-González, H. M. Osorio, J. Ferrer, P. Cea, S. J. Higgins, R. J. Nichols, P. J. Low, V. M. García-Suárez, S. Martín, submitted.

[2] High-yield molecular junction formation via strongly directional covalent bonds, A. Vladyka, J. Brunner, M. Gantenbein, M. Mayor, C. Schönenberger, R. R. Ferradás, V. M. García-Suárez, J. Ferrer, M. Calame, submitted.

[3] Diode Behavior of Single-Molecule Junctions with Rectification Ratios up to 500, F. Von Wrochen, H. Riel, R. R. Ferradás, V. M. García-Suárez, J. Ferrer, E. Lörscher, submitted.

I Encuentro de Jóvenes Investigadores en Física de Plasmas y sus Aplicaciones

Diagnóstico y modelado de plasmas fríos de H_2+N_2 y H_2+O_2

M. Jiménez-Redondo, I. Tanarro, V. J. Herrero

Instituto de Estructura de la Materia, IEM-CSIC, Serrano 123, 28006 Madrid, España

* m.jimenez@csic.es

El estudio de los plasmas fríos de H_2+N_2 y H_2+O_2 tiene interés en una gran variedad de campos. La caracterización de las especies en estos plasmas y su interacción con las superficies tiene aplicaciones tecnológicas, como el crecimiento de láminas delgadas y el procesado de materiales [1,2]. En la investigación en fusión, se ha considerado el papel del N_2 como inhibidor de la deposición de material sometido a sputtering [3], mientras que el O_2 ha sido propuesto para la eliminación de depósitos en las paredes del reactor [4]. Los iones que se pueden observar en este tipo de plasmas tienen un papel importante en la formación de moléculas en el medio interestelar [5].

En este trabajo se presenta un estudio de la química de las especies neutras e iónicas presentes en los plasmas de H_2+N_2, H_2+O_2 y H_2+aire, generados en descargas de cátodo hueco, basado en el diagnóstico experimental y el modelado cinético.

El reactor de cátodo hueco empleado en los experimentos, descrito en detalle en [6,7], consiste en un cilindro de acero inoxidable con un ánodo central, sometido a vacío por medio de una bomba turbomolecular y una bomba seca. Las especies neutras del plasma se analizan mediante un espectrómetro de masas cuadrupolar, mientras que los iones positivos se muestrean mediante un monitor de plasmas que permite analizar sus distribuciones de energía. Ambos instrumentos están instalados en una cámara con vacío diferencial. La temperatura y densidad electrónica del plasma se determinan usando una sonda de Langmuir doble. Para generar el plasma se emplean mezclas de H_2+N_2, H_2+O_2 y H_2+aire en diferentes proporciones, con una presión total de 8 Pa. Durante la descarga se mantiene una corriente de ~150 mA, con voltajes de 400-550 V. Para el encendido del plasma se usa un cañón de electrones.

Con el objetivo de reproducir las abundancias de las diferentes especies determinadas experimentalmente en cada tipo de mezcla y determinar los mecanismos que gobiernan la cinética del plasma, se emplea un modelo cinético que tiene en cuenta los principales procesos físicoquímicos que tienen lugar en la descarga. Entre ellos, los más relevantes son las reacciones de ionización y disociación por impacto electrónico y las reacciones ion-molécula, que tienen lugar en fase gas, y procesos heterogéneos que ocurren en las paredes de la cámara. El conjunto de reacciones en superficie justifica la formación, a través de varias etapas, de NH_3 y H_2O respectivamente. El equilibrio entre las reacciones de impacto electrónico y las reacciones del tipo ion-molécula depende fuertemente de la temperatura electrónica del plasma, y determina las concentraciones observadas de las diferentes especies iónicas.

Ambos tipos de plasma se caracterizan por un predominio de las especies protonadas H_3^+, N_2H^+, NH_4^+, HO_2^+ y H_3O^+ frente a las producidas por impacto electrónico directo sobre los precursores. Esta observación experimental, junto a los datos de los modelos, pone en evidencia la alta eficiencia de los procesos de transferencia protónica, y justifica la correlación de las abundancias de estas especies con la afinidad protónica de sus precursores neutros. En la Fig.1 se pueden observar las concentraciones de las especies neutras e iones protonados en un plasma de H_2+aire.

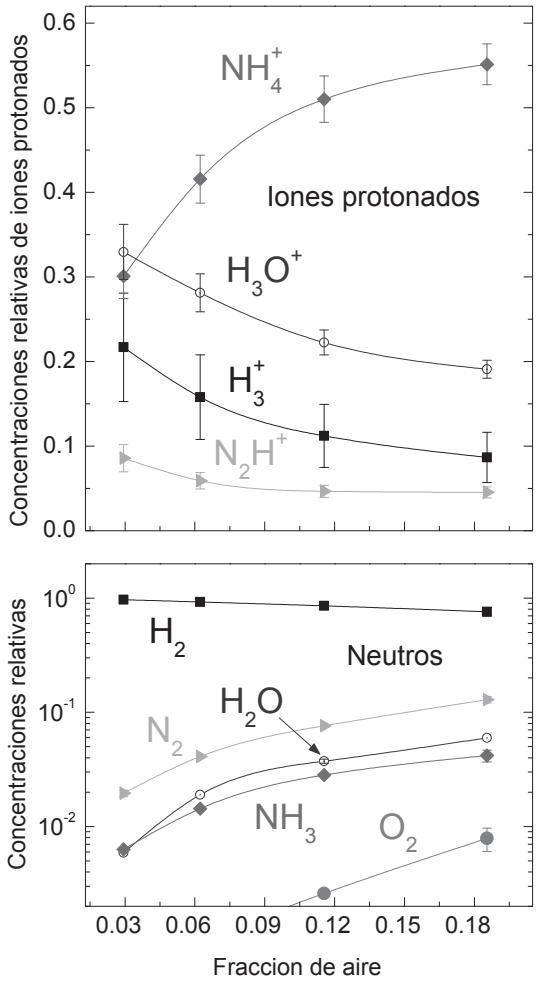


Figura 1. Evolución de las concentraciones relativas de neutros e iones en una descarga de H_2+aire a 8 Pa en función de la fracción de aire.

Este trabajo ha sido financiado por el MINECO a través de los proyectos FIS2013-48087-C2-1-P y el Consolider Astromol, CDS2009-00038. Agradecemos también el apoyo del European Research Council con el proyecto ERC-2013-Syg 610256-NANOCOSMOS. MJR ha recibido financiación del programa FPI del MICINN.

Referencias

[1] K. Ostrikov, U. Cvelbar, A.B. Murphy, *J. Phys. D-Appl. Phys.,* **44** (2011) 174001.
[2] T. Thandavan, C. Wong, S. Gani, R. Nor, *Appl. Nanosci.,* **2** (2012) 47.
[3] F.L. Tabarés, D. Tafalla, I. Tanarro, V.J. Herrero, A. Islyaikin, C. Maffiotte, *Plasma Phys. Control. Fusion,* **44** (2002) L37.
[4] G. Counsell, P. Coad, C. Grisola, C. Hopf, W. Jacob, A. Kirschner, A. Kreter, K. Krieger, J. Likonen, V. Philipps, J. Roth, M. Rubel, E. Salancon, A. Semerok, F.L. Tabares, A. Widdowson, JET EFDA contributors, *Plasma Phys. Control. Fusion,* **48** (2006) B189.
[5] E. Herbst, *Philos. Trans. R. Soc. A-Math. Phys. Eng. Sci.,* **358** (2000) 2523.
[6] E. Carrasco, M. Jiménez-Redondo, I. Tanarro, V.J. Herrero, *Phys. Chem. Chem. Phys.,* **13** (2011) 19561.
[7] M. Jiménez-Redondo, E. Carrasco, V.J. Herrero, I. Tanarro, *Plasma Sources Sci. Technol.,* **24** (2015).

Cálculo analítico de las velocidades asintóticas en problemas del tipo de Richtmyer-Meshkov

F. Cobos[1,*], J.G. Wouchuk[2]

[1,2]*E.T.S.I. Industriales, Instituto de Investigaciones Energéticas and CYTEMA, Universidad de Castilla-La Mancha, 13071 Ciudad Real, Spain*

* Francisco.Cobos@uclm.es

Resumen

Se presenta un modelo analítico que permite caracterizar el flujo perturbado situado entre un pistón corrugado y una onda de choque. Se estudian minuciosamente dos escenarios: onda de choque generada por una pared rígida y una superficie libre corrugadas. Una vez que el choque viaja por el fluido, el mismo tendrá su superficie deformada y generará perturbaciones de presión, velocidad, densidad y vorticidad en el fluido comprimido. Las fluctuaciones de presión decaen en el tiempo y emerge un campo de velocidades rotacional. Dependiendo de las condiciones de contorno impuestas en el pistón, se generarán perturbaciones asintóticas de velocidad tangenciales o normales sobre la superficie del mismo. Es el cálculo de estas velocidades mediante fórmulas totalmente analíticas, el objetivo de este trabajo. Se estudian los límites de choque débil y choque fuerte y también se presenta una fórmula analítica aproximada válida para cualquier intensidad de choque.

Perturbaciones generadas por un choque corrugado

Presentamos un modelo analítico para estudiar los flujos perturbados entre un pistón corrugado y la onda de choque generada por el mismo (Fig. 1). Se estudian las condiciones de contorno de pared rígida y superficie libre. Se resuelve la ecuación de ondas para las perturbaciones de presión en el fluido comprimido por el choque y se imponen las condiciones de contorno sobre el choque y el pistón. El campo de velocidades que se genera entre ambas superficies está dominado por las ondas de presión acústicas y las perturbaciones de vorticidad que produce el choque corrugado. Cuando el choque se ha alejado suficientemente del pistón, en el sistema de referencia del fluido comprimido, estos campos de velocidad permanecen estacionarios y las perturbaciones de velocidad en el pistón alcanzan un valor asintótico. La determinación de dichas velocidades (tangenciales o normales al pistón) es importante como herramienta complementaria para analizar los resultados de experimentos numéricos o reales. Este problema es importante en las etapas iniciales de la compresión de blancos termonucleares en la Fusión por Confinamiento Inercial y High-Energy-Density Physics [1].

La principal dificultad en la resolución de esta clase de problemas es que la solución de la ecuación de ondas en el fluido comprimido nos lleva a una ecuación funcional para la transformada de Laplace de las perturbaciones. La misma se puede resolver exactamente mediante un esquema numérico de iteraciones o con expresiones aproximadas, válidas en diferentes regiones del espacio de parámetros (intensidad de choque, compresibilidad del fluido). En las Fig. 2 y 3 se muestran las soluciones exactas para las velocidades sobre el pistón así como el límite de choque débil, para mas detalles ver Ref. [1]. En la Fig. 4 se compara una solución aproximada a la ecuación funcional con la solución exacta para gases con cociente de calores específicos $\gamma > 1.1$. Los cálculos explícitos se muestran en la Ref. [1].

Estos resultados y el método de cálculo desarrollados aquí constituyen el primer paso en el desarrollo de cálculos más complejos destinados a obtener expresiones analíticas explícitas para el clásico problema de la inestabilidad de Richtmyer-Meshkov en dos fluidos [2].

Figuras

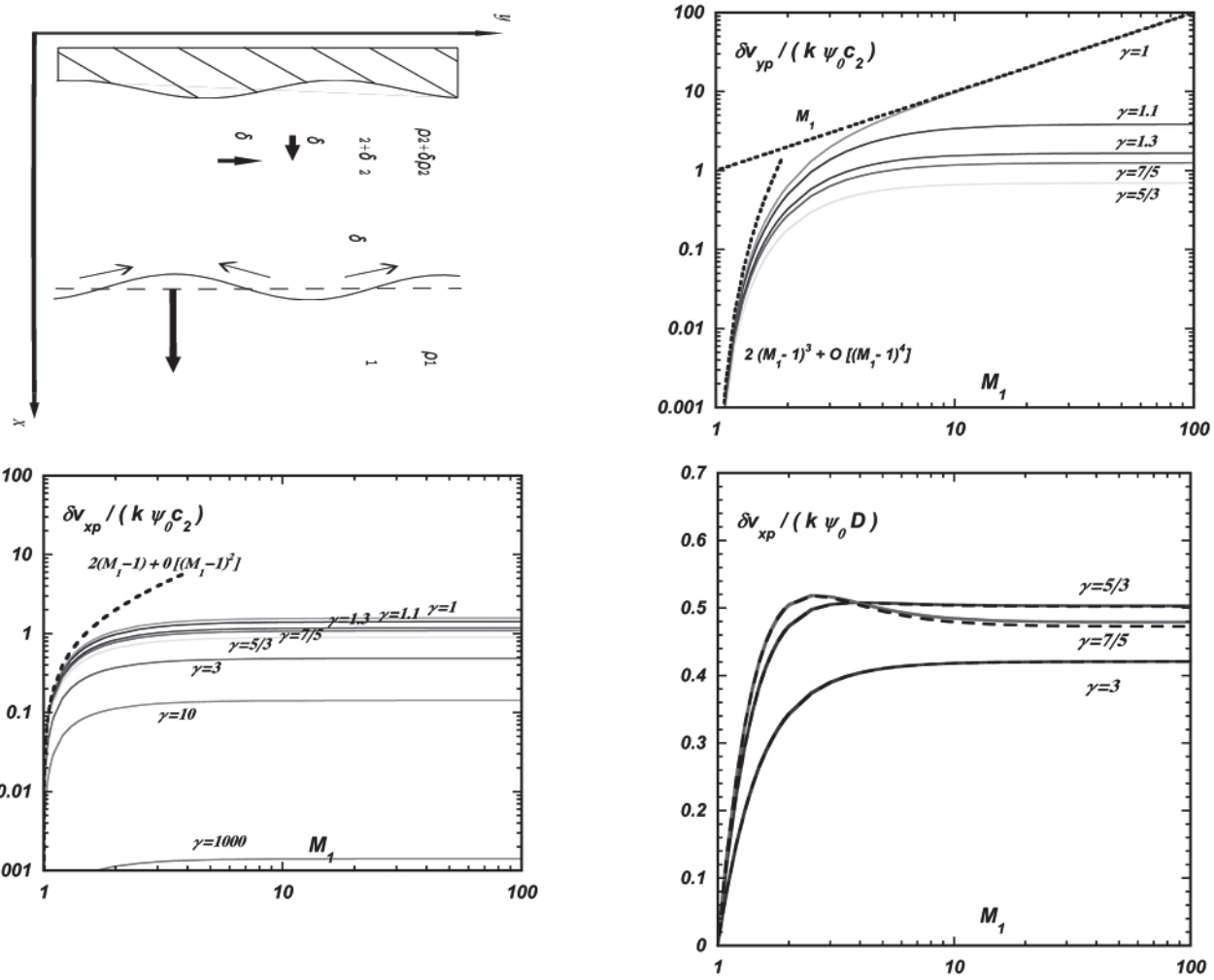


Figura 1. Un pistón corrugado genera un choque en un gas. Ver [1].

Figura 2. Velocidad tangencial sobre la superficie del pistón rígido en función del número de Mach para diferentes valores de γ. Ver [1].

Figura 3 Velocidad normal sobre la superficie libre en función del número de Mach para diferentes valores de γ. Ver [1].

Figura 4. Comparación de las soluciones exacta y aproximada para la velocidad asintótica normal para una superficie libre. Ver [1]

Agradecimientos

F. C. C. disfruta de un contrato pre-doctoral de la Universidad de Castilla La Mancha y es también estudiante de doctorado del programa –Doctorado en Ciencias y Tecnologías Aplicadas a la Ingeniería Industrial" en la ETSII de Ciudad Real. Agradece también el apoyo brindado por el INEI (Instituto de Investigaciones Energéticas y Aplicaciones Industriales).

Referencias

[1] F. Cobos Campos and J. G. Wouchuk, Phys. Rev. E **90**, 053007 (2014).

[2] R. D. Richtmyer, Commun. Pure Appl. Math. **13**, 297 (1960); E. E. Meshkov, Fluid Dyn. **4**, 101 (1969).

Cámaras visibles de alta velocidad como técnica experimental en física de plasmas de fusión

E. de la Cal*, U. Losada, A. Manzanares, A. Martín Aguilera, J. L. De Pablos, C. Hidalgo

Laboratorio Nacional de Fusión, CIEMAT

* e.delacal@ciemat.es

Introducción

Las cámaras visibles de alta velocidad se han convertido en los últimos años en una herramienta de gran utilidad para estudiar determinados aspectos la física de plasmas de fusión por su capacidad de visualizar sucesos que ocurren en el rango de $1\text{-}10^{-6}$ segundos con buena resolución espacial en dos dimensiones (típicamente 1000x1000 pixels). Los campos de aplicación son tan diversos como el estudio de las inestablidades del plasma, la turbulencia, la interacción plasma-pared, la inyección de gases y partículas, la formación y terminación del plasma, etc. La utilización de filtros interferenciales de banda estrecha (típicamente 1 nm) permite además seleccionar líneas atómicas discretas emitidas por el plasma y con ello visualizar fenómenos resueltos espectralmente y estudiar bidimensionalmente fenómenos de física atómica. Inversamente, conocida o modelada dicha física atómica, las medidas espectroscópicas experimentales pueden utilizarse para diagnosticar los plasmas y obtener algunos de sus parámetros, como por ejemplo la densidad y temperatura electrónica. Por otro lado las cámaras visibles operan rutinariamente en los grandes dispositivos de fusión no solamente para estudios de la física en sí, si no también para visualizar el plasma y su interacción con las paredes del reactor en tiempo real y así poder prevenir daños de los materiales en caso de sobreexposición a las elevadas densidades de potencia térmica.

En el presente trabajo se mostrarán algunos de los estudios realizados en este campo tanto en el Stellarator TJ-II del Laboratorio Nacional de Fusión del Ciemat, como en diferentes dispositivos experimentales de fusión a través de colaboraciones internacionales incluyendo el mayor Tokamak del mundo (JET). Se explicará resumidamente diferentes aspectos de la instrumentación, no solo de las cámaras en si, sino también de intensificadores de imagen y de componentes ópticos necesarios en el montaje experimental. El principal objetivo será sin embargo mostrar en una selección de vídeos la física de plasma que se estudia en ellos, abordándose brevemente la fenomenología del suceso observado. Se incluirán ejemplos de gran diversidad en diferentes dispositivos de fusión. También se abordará la utilización de las cámaras como técnica de medida espectroscópica de la densidad y la temperatura electrónica del plasma en 2 dimensiones. Finalmente se expondrá brevemente el proyecto en el cual un consorcio Europeo, que incluye al Laboratorio Nacional de Fusión, dedicado al diseño de un sistema de cámaras visibles e infrarrojas para la vigilancia, seguridad y explotación científica del futuro reactor ITER, actualmente en construcción en el sur de Francia y que pretende demostrar la viabilidad de la fusión termonuclear como fuente de energía competitiva y sostenible.

Influencia del campo eléctrico de escala radial larga en el tamaño radial de la turbulencia y en la aparición de flujos zonales en plasmas NBI de TJ-II

U. Losada[1*], M. Ángeles Pedrosa[1], A. Alonso[1], C. Silva[2], B. van Milligen[1], C. Hidalgo[1]

[1]Laboratorio nacional de Fusión, CIEMAT
[2]Instituto Superior Técnico, Lisbon

* ulises.losada@ciemat.es

Introducción

En los últimos años, se ha demostrado que los campos eléctricos y la topología magnética juegan un papel importante en el control del transporte turbulento en plasmas confinados magnéticamente. El mecanismo físico responsable del impacto de los campos eléctricos en transporte se debe a que la presencia de campos eléctricos con cizalladura produce gradientes radiales en la velocidad de deriva de las partículas que se mueven en presencia de campos eléctricos (Er) y magnéticos (B) perpendiculares entre si. Esta deriva viene dada por $v = E_r \times B / B^2$ y no depende ni de la masa ni de la carga de las partículas. Cuando esta velocidad con cizalla alcanza un cierto valor crítico, las estructuras generadas por la presencia de modos inestables en el plasma se fragmentan y la escala radial del transporte turbulento se reduce y el nivel de transporte de naturaleza turbulenta decae. El transporte en plasmas puede ser de naturaleza neoclásica o turbulenta. El transporte neoclásico está fuertemente condicionado por la geometría y por la configuración magnética, mientras que el transporte turbulento se debe a la presencia de inestabilidades del plasma [1].En dispositivos de fusión por confinamiento magnético no simétricos respecto de un eje magnético (mayoría de los stellarators) el campo eléctrico radial se debe a flujos neoclásicos no ambipolares [2], y está caracterizado por longitudes de onda radiales largas. En el stellarator TJ-II se han observado estructuras dinámicas radialmente localizadas, con características de flujos zonales, que llevan asociados campos eléctricos con escalas radiales en el rango de la escala radial de las estructuras turbulentas (centímetros). La importancia de estas estructuras reside en el papel que juegan en el control del transporte turbulento en plasmas [3]. Los mecanismos de transporte neoclásico y turbulento están acoplados y la reducción del transporte neoclásico favorece una reducción en el transporte turbulento y la generación de flujos zonales [4].

En este trabajo se muestran resultados experimentales que corroboran la relación empírica entre campos eléctricos radiales globales (escalas radiales de varias longitudes de correlación de la turbulencia) y la generación de flujos zonales.

Dispositivo experimental

Los experimentos han sido llevados a cabo en el stellarator TJ-II, en plasmas calentados mediante inyección de haces neutros (NBI), con una potencia de 0.5-1 MW. El radio menor de TJ-II es $a = 22cm$ y la transformada rotacional oscila entre $\frac{\iota}{2\pi} = 1.65$ en la LCFS y $\frac{\iota}{2\pi} = 1.5$ en el centro. El campo magnético es $B_T = 1T$. Existe un número determinado de sistemas instrumentales para determinar los diferentes parámetros del plasma. Los resultados aquí mostrados han sido obtenidos mediante el uso de dos sistemas compuestos de sondas de Langmuir dispuestas radialmente situados en dos posiciones toroidales distintas (Fig. 1). Esta disposición nos permite estudiar, simultáneamente, el campo eléctrico radial, el comportamiento radial de la turbulencia y las correlaciones entre medidas de sondas de Langmuir separadas toroidalmente.

Resultados

Las sondas de Langmuir proporcionan una medida del valor del potencial flotante en un punto. Al disponer de varias sondas dispuestas radialmente (12 y 18 en los dos sistemas empleados) se pueden obtener un número determinado de medidas del potencial flotante en diferentes posiciones radiales. Estos datos se pueden ajustar linealmente, obteniendo así el valor del campo eléctrico radial de escala global. Es muy importante tener en cuenta que se asume que el campo eléctrico se puede aproximar por la derivada espacial del potencial flotante. En cuanto al estudio de las fluctuaciones, se ha evaluado el coeficiente de correlación entre señales medidas separadas radialmente y el espectro cruzado resuelto en frecuencias para analizar la correlación entre señales medidas por sondas de Langmuir separadas toroidalmente. Estas técnicas de análisis han sido empleadas con anterioridad en trabajos similares [5]. Los resultados muestran una relación empírica entre los gradientes radiales de potencial flotante y la longitud de correlación radial de la turbulencia, así como un incremento de las correlaciones entre medidas de sondas separadas toroidalmente, en especial para las frecuencias menores de 20 KHz, que son las que dominan el espectro de correlación (Fig. 2).

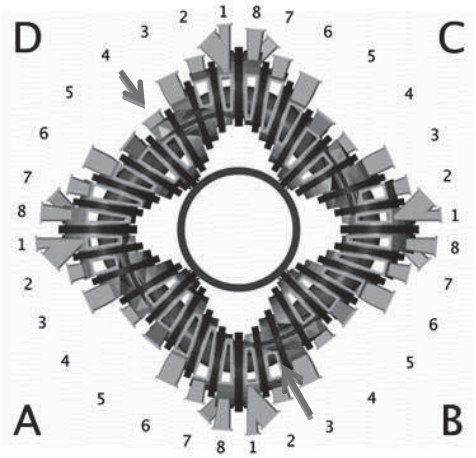


Figura 1: Vista en planta de TJ-II en la que se pueden apreciar las posiciones, en rojo, de los dos sistemas de sondas de Langmuir.

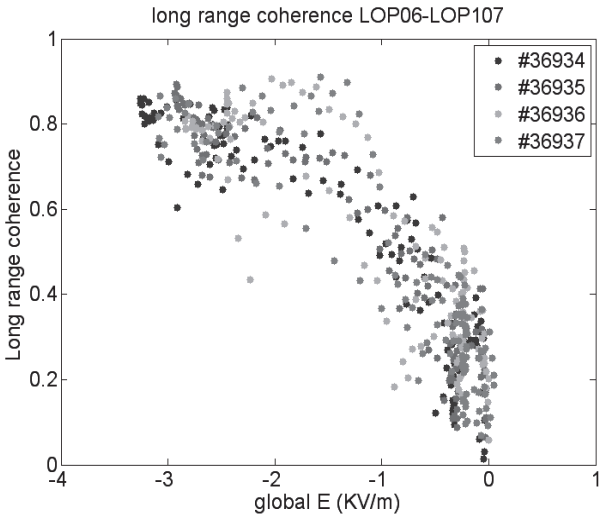


Figura 2: Coeficiente de coherencia para cuatro disparos analizados. Está tomado para las frecuencias menores de 20 KHz, que dominan el espectro. Se aprecia como la coherencia aumenta hasta valores cercanos a 1 cuando el campo eléctrico global supera 1-2 KV/m

Conclusiones

Se ha comprobado que la amplitud de las correlaciones a larga distancia está fuertemente acoplada a los campos eléctricos neoclásicos, siendo estos resultados son consistentes con simulaciones previas [6]. Los resultados podrían ser explicados considerando que el campo eléctrico rompe la simetría de las estructuras turbulentas y permite la aparición de estructuras zonales que se manifiestan a bajas frecuencias. Estos resultados son consistentes con los obtenidos en experimentos previos [7].

Agradecimientos

Este trabajo ha sido realizado bajo la financiación del Plan Estatal de Investigación Científica y Técnica y de Innovación. Referencia ENE2012-38629-C02-01.

Referencias

[1] W. Horton, Rev. Mod. Phys.71 735 (1999)
[2] P.Helander et al., Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 145003.

[3] J. A. Alonso et al., Plasma Phys. Control. Fusion 55 (2013) 014001.
[4] T. H. Watanabe et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 195002.
[5] C. Silva et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 063025.
[6] A. Mishchenko and R. Kleiber., Phys. Plasmas 19 (2012) 072316.
[7] M. A. Pedrosa et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 215003

Estudios de la longitud de correlación radial mediante reflectometria Doppler en el stellarator TJ-II: experimentos y simulaciones

F. Fernández-Marina[1*], T. Estrada[1], E. Blanco[1] y L. García[2]

[1] Laboratorio Nacional de Fusión. CIEMAT, 28040 Madrid, Spain
[2] Univ. Carlos III, Madrid, Spain

* francisco.fernandez@ciemat.es

Introducción

Uno de los principales problemas en los plasmas de fusión confinados magnéticamente es el transporte anómalo de partículas y energía. Entre las causas fundamentales de dicho transporte está la turbulencia. Desde el punto de vista experimental, es importante caracterizar dicha turbulencia midiendo distintos parámetros en el plasma, tales como las fluctuaciones de densidad, el espectro en número de onda, etc… Entre ellos, uno de los parámetros más importantes para la caracterización de la turbulencia en plasmas de fusión es la longitud de correlación radial (L_r).

La reflectometría convencional [1] es una herramienta de diagnóstico que se basa en la medición de la señal reflejada de un haz de ondas electromagnéticas (EM) previamente lanzado hacia el plasma. Una de las características de la reflectometria convencional es que dicho haz de ondas es perpendicular a la capa de corte. La reflectometría Doppler [2] es un diagnostico similar al anterior, pero una de sus diferencias fundamentales está en que el haz tiene una inclinación con respecto a la normal a la capa de corte, por ello mide la retro-dispersión de Bragg. Este diagnóstico se puede utilizar para medir el espectro en número de onda, el campo eléctrico radial y la velocidad perpendicular de las fluctuaciones de densidad en el plasma. La reflectometría ofrece una utilidad como diagnóstico para mediciones de Lr. Al variar la frecuencia del haz de ondas, también varía la localización radial del punto de medida, por ello es capaz de medir perfiles de L_r.

La teoría sobre reflectometria [3] distingue dos posibles regímenes de medida: lineal y no lineal. Dichos regímenes vienen determinados por parámetros tanto del plasma como del reflectometro.

Este trabajo consta de dos partes: un estudio experimental de capacidad de la reflectometria Doppler para medir la longitud de correlación radial (llamado RCDR) y otro de simulación que muestra el efecto que sobre la longitud de correlación radial tienen las islas magnéticas.

Estudio experimental RCDR

Han sido varios los intentos de medir la longitud de correlacion mediante reflectometria convencional [4-5], pero es sabido desde hace tiempo que la interpretación de la medida es compleja. Una nueva teoría sobre la técnica *Radial Correlation Doppler reflectometry* (RCDR) en régimen lineal [6] sugiere que para valores del ángulo de incidencia iguales o mayores a uno crítico, la medida de la L_r podría ser más precisa. Estudios posteriores basados en simulaciones [7] con un código Full-Wave muestran la existencia de un ángulo óptimo para medir L_r y un método para calcularlo a partir de las medidas experimentales. El trabajo experimental abordado [8] es un paso posterior al estudio numérico y trata sobre la verosimilitud de la medida de L_r con reflectometria Doppler en el stellarator TJ-II [9].

La metodología seguida en el estudio experimental se ha basado en buscar las condiciones adecuadas en el plasma y el reflectometro para medir en régimen lineal. Posteriormente, se trata de observar si las medidas de L_r muestran el mismo comportamiento observado en las simulaciones cuando se incrementa el ángulo de incidencia. Finalmente aplicar el método obtenido en [7] para medir la L_r.

Los resultados de este estudio experimental muestran que las medidas realizadas con reflectometria Doppler en el stellarator TJ-II tienen un comportamiento similar al que se ha

observado en las simulaciones en régimen lineal. A su vez se ha determinado L_r utilizando el método desarrollado en [7], obteniendo valores de $L_r \approx 1.5$ cm. Los experimentos muestran que la medida de la L_r disminuye en regiones cercanas al borde del plasma en comparación con las zonas cercanas al núcleo, ya que en estas últimas el nivel de turbulencia es menor. Ello podría estar relacionado con efectos no lineales. Así mismo se ha encontrado una relación entre L_r y el gradiente de densidad del plasma.

Efecto de las islas magnéticas sobre L_r

Las islas magnéticas son un tipo de perturbaciones que pueden estar presentes en los plasmas de fusión [10]. Estas tienen su origen en la propia estructura magnética del dispositivo. Mediante códigos basados en las ecuaciones de la teoría MHD resistiva [11], se pueden simular plasmas con este tipo de perturbaciones [12]

Uno de los objetivos de este estudio consiste en utilizar los resultados de las simulaciones MHD para calcular el perfil de L_r en las perturbaciones producidas en el plasma por las islas magnéticas y compararlo con el perfil de L_r que se obtendría con reflectometria Doppler. Para ello se realizan simulaciones Full-Wave considerando el plasma obtenido con las simulaciones MHD. Es importante tratar de asociar dicha forma del perfil de L_r a parámetros característicos de la turbulencia del plasma. Otro objetivo es identificar el perfil de la L_r de forma experimental mediante el reflectometro Doppler instalado en el stellarator TJ-II [9]

Con respecto a la metodología, este estudio está basado en simulaciones realizadas mediante el mismo código Full-Wave [13] antes mencionado. Con la diferencia de que el plasma es el resultado de las simulaciones realizadas mediante un código MHD [11]. La unión de ambos códigos, permite obtener relaciones entre valores de magnitudes reales (turbulencia MHD simulada con el código de MHD resistiva) y valores medidos con reflectometría Doppler (simulados con el código Full-Wave) que de otra manera serían más complejas de obtener. Por último, los resultados de estas simulaciones han de estar contrastados con experimentos que para tal propósito están programados en TJ-II.

Los resultados del estudio realizado hasta ahora muestran que se ha detectado una forma característica en el perfil de L_r en las simulaciones MHD. Dicha forma del perfil de L_r también se ha observado en los resultados obtenidos en las simulaciones Full-Wave. Este estudio se encuentra actualmente en curso y pendiente de experimentos en TJ-II.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad a través del proyecto ENE2013-48109. Nuestro agradecimiento al Dr. B.A. Carreras (BACV Solutions) por su ayuda con los resultados de las simulaciones MHD.

Referencias

[1] C. Laviron *et al Plasma Phys. Control. Fusion* **38** (1996) 905
[2] M Hirsch *et al Plasma Phys. Control. Fusion* **43** (2001) 1641
[3] Gusakov E Z and Popov A Y *Plasma Phys. Control Fusion* **44** (2002) 2327
[4] Gilmore M., Peebles W.A. and Nguyen X.V. 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** L1
[5] Sanchez J., Branas B., de la Luna E. and Estrada T. 1993 *Rev. Sci. Instrum.* **64** 487
[6] Gusakov E and Popov A (2011) Proc. 10th Int. Reflectometry Workshop (Padova, Italy)
[7] E Blanco and T Estrada *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** (2013) 125006
[8] F. Fernández-Marina et al. *Nucl. Fusion* **54** (2014) 072001
[9] Happel T. *et al Rev. Sci. Instrum.* **80** (2009) 073502
[10] F.L. Waelbroeck, Nucl. Fusion **49** (2009) 104025
[11] L. Garcia et al. *Jour. Of Comp. Phys* **65** (1986) 253
[12] L. Garcia et al. *Phys. Plasmas* **8** (2001) 4111
[13] E. Blanco *Rev. Sci. Instrum* **75** (2004) 3822-3824

Glow Discharge studies of the mechanism of ammonia formation and isotope exchange on Tungsten walls.

A. de Castro[1,*], D. Alegre[1], and F.L. Tabarés[1]

[1]Asociación Euratom-Ciemat, Avenida Complutense 22. 28040 Madrid. Spain

* alfonso.decastro@ciemat.es

Nitrogen is commonly considered as the best candidate for radiator in impurity-seeded plasma operation. Its extended use with tungsten as Plasma Facing Material and the interaction between hydrogen isotopes and nitrogen on W surface, leads to a significant ammonia production on the walls of relevant nuclear fusion devices. [1,2]. The possible associated tritium retention in ITER, could pose a serious risk for its operation and maintenance. Ammonia sticking on recessed areas and pumping ducts could also represent an important issue, increasing the associated tritium retention. Under this scenario, detailed studies on the surface chemistry behind the formation and sticking of ammonia on W and SS are clearly necessary. Moreover, the understanding of the underlying processes may lead to the implementation of methods of preventing the ammonia formation. In this work, studies on ammonia sticking and isotope exchange reactions on W at several temperatures and concentrations of N on the surface have been carried out.

The release of deuterium as NH_2D molecules from a cold-rolled W sheet saturated with pure D_2 Glow Discharge plasmas (total fluence of ~10^{23} D/m^2, discharge voltage ~400 V and pressure of 2 Pa), by flowing ammonia gas has been observed. The influence of wall temperature, chemical state and gas flux in the process, have been studied in laboratory experiments. The first results, at 423 K, indicate an amount of deuterium released from the wall per injected ammonia molecule, (NH_2D/NH_3 ratio) strongly evolving with time, with an average value of 0.05, a yield significantly lower than that obtained in ASDEX Upgrade for room temperature conditions [3].The results are combined with previous findings in our laboratory [4] about the impact of wall material, chemical state and temperature on the yield of ammonia formation in N_2/H_2 glow discharges plasmas and a tentative picture of the leading processes is reported.

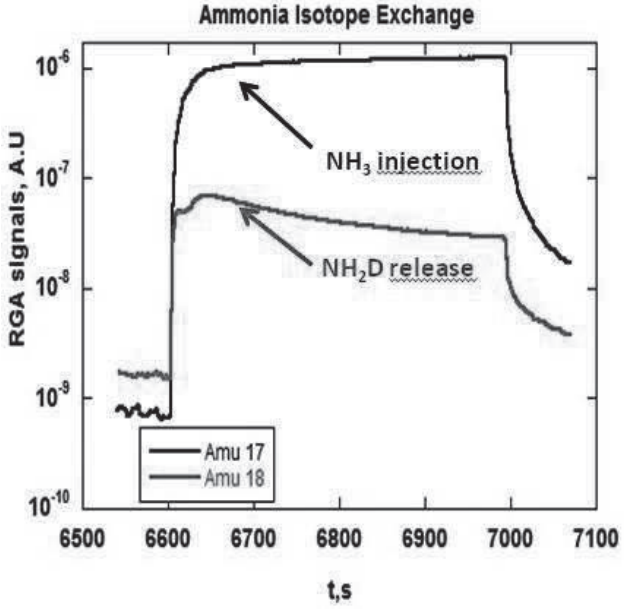


Figure 1. Example of ammonia isotope exchange reaction on a W wall saturated with deuterium at 423K of wall temperature.

This work was partially financed by the Spanish "Ministry of Economy and Competitivity" under project FIS2010-20911. A. de Castro wants to acknowledge financial support from the PhD grant awarded by CIEMAT (BOE resolution n175, 23/7/2012).

References

[1] D. Neuwirth, V. Rohde et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 54 085008 (2012)
[2] M. Oberkofler, D. Douai, S. Brezinsek et al., J.Nucl. Mater. 438 S258-S261 (2013)
[3] D. Neuwirth, "Formation of ammonia during nitrogen seeded discharges at theTokamak ASDEX Upgrade", Ph.D Thesis, Technische Universität München
[4] A. de Castro, D. Alegre, F.L. Tabarés, J. Nucl. Mater. (2015)

Deposición de energía de iones de uranio en un plasma de hidrógeno

R. Morales[1,2,3], M. D. Barriga-Carrasco[2*], O. Haas[1], D. Casas[2], O. Boine-Frankenheim[1], J. Jacoby[3]

[1]Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder, Technische Universität Darmstadt, Schloßgartenstr 8 64289 Darmstadt, Germany
[2]ETS Ingenieros Industriales, Universidad de Castilla-La Mancha, Av. Camilo José Cela s/n, 13005 Ciudad Real, España
[3]Institut für Angewandte Physik, J. W. Goethe-Universität, D-60438 Frankfurt am Main, Germany

* ManuelD.Barriga@uclm.es

Introducción

La fusión nuclear debería contribuir en gran medida a la producción de energía en el futuro. La fusión por confinamiento inercial (FCI), conducida por intensos haces de iones pesados, es uno de los métodos a tener en cuenta para obtener energía mediante el proceso de fusión nuclear. De esta forma, los procesos involucrados en el frenado de iones en plasmas son de un interés primordial para el desarrollo definitivo de la FCI.

Los iones pesados poseen propiedades más favorables para calentar pequeñas muestras de materia y alcanzar los regímenes de alta temperatura y densidad necesarios para que la fusión nuclear tenga lugar, por lo que es imprescindible conocer la física que rige la deposición de energía de iones pesados al viajar a través de plasmas.

En este trabajo se ha calculado la deposición de energía (pérdida de energía) de iones de uranio en un plasma de hidrógeno completamente ionizado. Esto nos permite estudiar de forma clara la influencia del estado de carga del ion incidente. Además, se ha desarrollado un método para calcular la evolución del estado de carga del ion dentro del plasma. Finalmente, se han comparado nuestros cálculos con datos experimentales disponibles en bibliografía, obteniendo un gran ajuste entre nuestras predicciones teóricas y la realidad.

Metodología

La pérdida de energía de iones en plasmas es proporcional al cuadrado del estado de carga del ion incidente, por lo que es indispensable un estudio detallado del estado de carga.

La pérdida de energía del ion en el plasma ha sido calculada de acuerdo con el formalismo dieléctrico [1] que afirma que la energía depositada depende de la velocidad y la densidad de carga del ion, y depende también de la función dieléctrica del plasma; en este trabajo se ha hecho uso del modelo "Random Phase Approximation" para describirla debido a los buenos resultados obtenidos en trabajos previos [2]. De esta forma, la pérdida de energía se calcula según la ecuación (1),

$$\Delta E(MeV) = 51.422062 \cdot 100 \cdot l(cm) \cdot \frac{2}{\pi v^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \left[Z - \frac{\langle N \rangle}{1+\left(k \frac{0.48\,\langle N \rangle^{\frac{2}{3}}}{Z - \frac{1}{7}\langle N \rangle} \right)^2} \right]^2 \int_0^{kv} dw\, w\, Im\left[\frac{-1}{\epsilon(k,w)} \right] \quad (1)$$

dónde l es la longitud del plasma, v es la velocidad del ion incidente, Z es su número atómico, $\langle N \rangle$ es su número promedio de electrones enlazados (calculado como se indica más abajo) y $\epsilon(k,w)$ es la función dieléctrica del plasma dado por el modelo RPA.

El número promedio de electrones enlazados al ion puede obtenerse a partir del cálculo de su estado de carga promedio, calculado mediante dos métodos; (i) a partir del criterio de desnudez de Kreussler *et al.* [3] y (ii) a partir secciones eficaces según se describe en la ecuación (2),

$$dP_q/dt\ (t) = c_{q+1}P_{q+1} + l_{q-1}P_{q-1} - (c_q + l_q)P_q, \quad (2)$$

dónde c_q y l_q son, respectivamente, los coeficientes de captura y pérdida de electrones del ion en su interacción con el plasma obtenidos de [4] y P_q representa la probabilidad de encontrar al ion en el estado de carga q. Según este método, el estado de carga viene dado por la ecuación (3):

$$Z_{eff}(t) = \sum_{q=0}^{Z} qP_q. \quad (3)$$

De esta forma, podemos calcular la evolución del estado de carga conociendo el estado de carga inicial del ion incidente y la evolución de la densidad de electrones libres y temperatura del plasma, y resolviendo de forma conjunta las ecuaciones (2) y (3).

Finalmente, el número promedio de electrones $\langle N \rangle$, se obtiene aplicando la ecuación (4):

$$\langle N \rangle = Z - \langle Q \rangle, \quad (4)$$

dónde Z es el número atómico del ion y $\langle Q \rangle$ es el estado de carga promedio calculado mediante los dos métodos anteriormente mencionados: (i) mediante el modelo de Kreussler *et al.* y (ii) asumiendo caso estacionario en el método de secciones eficaces.

Resultados

En este trabajo hemos comparado nuestros cálculos teóricos de la pérdida de energía de iones de uranio, con una energía inicial de 333.2 MeV, viajando a través de un plasma de hidrógeno completamente ionizado con datos de uno de los primeros experimentos llevados a cabo en el GSI-Darmstadt (Alemania) [5].

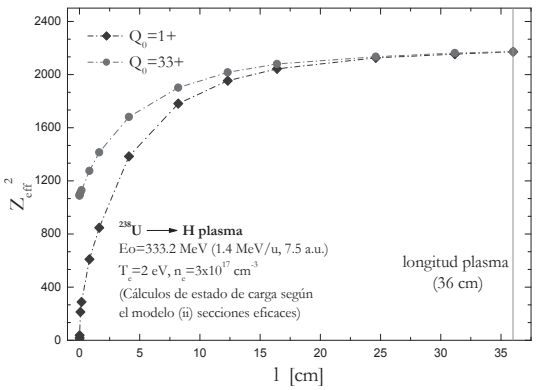


Figura 1: Evolución del cuadrado del estado de carga de un ion de uranio viajando a través de un plasma de hidrógeno.

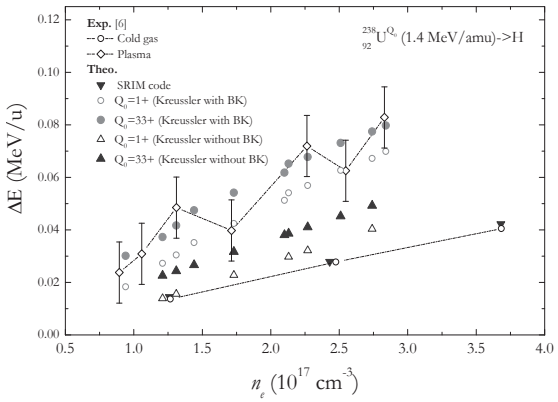


Figura 2: Pérdida de energía de un ion de uranio viajando a través de un plasma de hidrógeno.

En la Fig. 1 hemos representado el cuadrado del estado de carga debido a que la deposición de energía es cuadráticamente proporcional a dicho estado de carga.

En la Fig. 2 se puede apreciar la importancia del estado de carga inicial, obteniendo unos valores de pérdida de energía mayores para estados de carga altos (diferencia entre triángulos azules y círculos rojos en Fig. 2), obteniendo un gran ajuste entre teoría y experimento cuando suponemos que el estado de carga inicial es Q_o=+1. Por otro lado, podemos apreciar la dependencia cuasi-lineal de la pérdida de energía del ion con la densidad electrónica del plasma. Por último, podemos destacar como en la Fig. 2 se hace evidente la mayor pérdida de energía en plasmas comparada con la pérdida de energía en sólidos en las mismas condiciones.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido posible gracias al Proyecto Nacional ENE2013-45661-C2-1-P y al Proyecto Regional PEII-2014-008-P, financiado con Fondos FEDER.

Referencias

[1] E. Fermi, *Phys. Rev.* **57** (1940) 485.
[2] M. D. Barriga-Carrasco, *Laser Part. Beams* **29** (2011) 81-86.
[3] S. Kreussler, C. Varelas, W. Brandt, *Phys. Rev. B***23** (1981) 1.

[4] Th. Peter, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. A***43** (1991) 4:2015-2030.
[5] D. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, D. Gardes, R. Bimbot, C. Fleurier, *Phys. Rev. A***42** (1990) 4:2313-2321.

Stopping power of heterogeneous plasmas for proton beams

D. Casas[1,*], M. D. Barriga-Carrasco[1], A. A. Andreev[2], M. Schnürer[2], R. Morales[1], L. Gónzalez-Gallego[1]

[1]E.T.S.I. Industriales, Universidad de Castilla-La Mancha, Ciudad Real 13071, Spain
[2]Max Born Insitute, Max Born Str. 2a D-12489, Berlin, Germany

* David.Casas2@alu.uclm.es

Nuclear fusion is a promising way to obtain endless energy using a clean resource, like deuterium, that it is obtained from water. However, there are many challenges in the requirements of this kind of energy source. The main are the high temperature and density needed in order to obtain the fusion of deuterium nuclei. At these conditions the matter is a state knows as plasma, a fluid made of positive ions, electrons, neutral atoms and photons. Understand how to create and maintain this fusion plasma is nowadays an important field of research. In the case of inertial confinement fusion, plasma is created using energetic beams, like laser or ion beams, being the proton the simplest ion.

Proton beams are used to create and analyse plasma targets, including inertial confinement fusion plasmas. The estimation of the energy loss of a proton bunch that traverses a plasma target is made by means of electron stopping power, which is divided into two contributions: free electron stopping power and bound electron stopping power. The first one, due to plasma electrons, is calculated using a kind of Random Phase Approximation (RPA) dielectric function. The latter one is estimated for electrons bound to plasma ions and is calculated by means of an interpolation between low and high projectile velocities [1, 2].

This method has been previously tested for a density profile of a plasma target where the energy loss distribution of a proton beam traversing the plasma was obtained [3]. The ionization degree gives the ratio between free and bound electrons. Stopping power of free electrons is higher than bound electron stopping power, mainly at low proton velocities. Furthermore, when temperature rises the energy loss due to free electrons decreases. On the other hand, when temperature decreases the energy loss due to free electrons increases. Stopping power also shows a non-linear dependence on density, for this reason the final energy loss depends on number and density of plasma layers. We can estimate this dependence through this expression obtained from Bethe formula:

$$Sp(n_e) = K_1 n_e \left\lfloor \ln \frac{K_2}{\sqrt{n_e}} \right\rfloor$$

This work is supported by the National Project ENE2013-45661-C2-1-P and Regional Project PEII-2014-008-P (FEDER Funds).

References:

[1] D. Casas, M. D. Barriga-Carrasco, J. Rubio, *Phys. Rev. E* **88** (2013) 033102.
[2] M. D. Barriga-Carrasco, D. Casas, *Laser and Particle Beams* **31** (2013) 105.
[3] D. Casas, F. Abicht, A. A. Andreev, M. D. Barriga-Carrasco, M. Schnürer, *Proc. 41st EPS Conference on Plasma Physics* (2014).

Collaborative pellet injection experiments in TJ-II and other stellarator devices

K. J. McCarthy[1], N. Tamura[2], N. Panadero[1], J. Hernández Sánchez[1], and TJ-II team[1]

[1]Laboratorio National de Fusion, CIEMAT, Madrid, Spain
[2]National Institute for Fusion Science, Toki, Japan

* kieran.mccarthy@ciemat.es

Introduction

At present, several medium- and large-sized stellarator devices are operated around the world, *e.g.* the TJ-II in Spain[1], LHD in Japan[2], while a new device, the W7-X located in Wendelstein, Germany[3], will commence operation in 2015. When operational, it will be the largest stellarator device. Moreover, its modular superconducting coils will permit steady state plasma operation to be undertaken, an essential point for exploring the reactor relevance of this concept. Since fusion research, magnetically confined plasma devices have required diagnostics to provide insights into the physical processes taking place within the hot plasma. In general, it is a prerequisite that as many plasma parameters as possible are diagnosed simultaneously, preferably with temporal and spatial resolutions smaller than the typical time and length scales of plasma instabilities. Thus a broad range of techniques are needed, *e.g.* electric probes, magnetics, spectroscopy (infra-red through X-ray), laser-aided diagnostics, and particle diagnostics.[4] Since, there is a vast range of knowledge and knowhow required to develop, install, operate and maintain plasma diagnostics, collaborations between the research institute that operates a magnetically confined device and other national or international research institutes and universities has become the norm. For the above reasons the Laboratorio Nacional de Fusión, Ciemat, Madrid has collaborated with Spanish and international groups both before and since the TJ-II began operation in 1998.

Within this framework, operation of a cryogenic hydrogen pellet injector, which can be used both for plasma fuelling and as a diagnostic for probing its plasmas, has begun on TJ-II. This has opened a doorway for the TJ-II group to participate in pellet injection experiments at LHD and pellet studies for W7-X while at the same time stimulating interest in the LHD group to perform TESPEL injections in TJ-II. TESPEL is a material injection experiment, where a small polystyrene ball (outer diameter of 1 mm), filled with an element of interest (*e.g.* lithium, iron), is injected into a plasma in order to study impurity transport across its minor radius and to determine impurity accumulation[5]. This is a critical point for stellarators since the accumulation of high Z impurities (*e.g.* Cr, Fe) in the plasma core can give rise to enhanced radiation losses and hence plasma cooling. In the collaboration, a TESPEL system will be fixed to the TJ-II pellet injector in order to allow injection of loaded polystyrene pellets (300 μm diameter, filled with aluminium or lithium) into neutral beam heated plasmas in TJ-II. Smaller polystyrene containers are preferred in order to avoid perturbing the plasma (total plasma electron content for such experiments is $\leq 2\times10^{19}$) with electrons arising from ablation and ionization of its C_8H_8 shell (a 300 μm shell contains 5×10^{18} electrons).

In a separate but parallel collaboration, pellet injection experiments currently being performed with cryogenic hydrogen pellets on TJ-II will be evaluated to study plasma fuelling and will be integrated into a pellet database that will be used for predicting pellet fuelling on the W7-X. For this pellets are injected into neutral beam only heated plasmas. Using light sensors, the hydrogen ablation rates can be determined to provide electron deposition radial profiles. Then using the numerous diagnostics available on the TJ-II, the drift and diffusion of the ablated particles can be followed along the remaining discharge. In this way, optimum plasma conditions can be evaluated for central plasma fuelling. As part of this collaboration, a pellet injection experiment was performed at LHD where pellets with different diameters were injected into electron cyclotron and/or NBI heated plasmas for a range of heating powers and target plasma densities[6].

Experiment descriptions

The TJ-II is a heliac-type stellarator with major radius of 1.5 m and average minor radius of ≤0.22 m.[1] Plasmas created are heated using 2 gyrotrons operated at 53.2 GHz, the 2nd harmonic of the electron cyclotron resonance frequency (P_{ech} ≤600 kW), so central n_e and T_e up to 1.7×10^{19} m^{-3} and 1 keV, respectively, are achieved. Additional heating by the injection of accelerated neutral hydrogen atoms from 2 neutral beam injectors provides up to 1 MW for ≤130 ms so that n_e ≤5×10^{19} m^{-3} is attained. The pellet injector was developed, and built by the Fusion Energy Division of Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, USA[7]. In the case of cryogenic hydrogen pellets, small pellets (0.5 mm diameter containing 3×10^{18} hydrogen atoms) are required for some experiments to avoid raising the electron density above the gyrotron cut-off limit (~1.7×10^{19} m^{-3}). Larger pellets (0.66 mm, 0.76 mm and 1 mm diameter containing ≤1.2×10^{19}, ≤1.8×10^{19} and ≤4.1×10^{19} H particles, respectively) are needed to penetrate deep into NBI heated plasmas.

Cryogenic hydrogen pellets are injected into TJ-II plasmas at velocities between 800 and 1200 m/s using fast propellant valves. Their mass and velocity are determined from the signals produced in a lightgate and in a microwave cavity diagnostic[7]. Once a pellet has penetrated the last closed magnetic flux surface ablation of its surface begins as plasma electrons bombard it. In this way a neutral cloud of hydrogen is created around the pellet thus creating an ablation limiting screen. This cloud emits Balmer Hα (at 656.3 m) light which is collected by light sensitive detectors located outside of nearby viewports. The signals provide a means of comparing experimental and modelled ablation rates[8]. Also, electron drift and diffusion can be studied by obtaining Thomson Scattering electron density and temperature profiles at different times before and after injection. In addition, other diagnostics, such as the Heavy Ion Beam probes and Mirnov coils[4], can provide interesting insight into the plasma physics. The initial goal of the collaborative experiments for W7-X is to study plasma fuelling by injecting various sized pellets into TJ-II with a broad range of target densities and magnetic configurations so as to identify conditions that enhance central core fuelling.

TESPEL is a compact pellet injector consisting of a rotatable magazine containing polystyrene balls and a fast propellant valve, connected to a gas bottle, for propulsion. Pellets reach the plasma edge where ablation by plasma electrons and ions removes the outer C_8H_8 shell to expose the impurity material. In this way the impurity is delivered to the plasma core where it is subsequently ionized and diffuses across the plasma. In order to follow the outer shell ablation a silicon photodiode fitted with a Hα (656.3 nm) filter will be used. A second silicon photodiode fitted with a filter for neutral aluminium line emission is employed. Moreover, a fast-frame camera fitted with a filter for Al^{+1} line emission will allow material dispersion along the magnetic field lines to be studied. Finally, impurity transport around the TJ-II, and its confinement within the plasma, will be determined from the temporal evolution of spectral emission lines using a vacuum ultraviolet spectrometer, of broadband radiation detected by bolometer arrays and of X-ray radiation collected by X-ray detector arrays. Such data will be crossed checked with experimental data from LHD plasmas in order to identify possible underlying physics that plays a role in impurity accumulation.

Acknowledgements: This work is partially financed by a grant from the Spanish Ministerio de Ciencia y Innovación (Ref. ENE2013-48679-R).

Referencias

[1] J. Sánchez et al., Nucl. Fusion **51** (2011) 094022
[2] N. Ohyabu et al., Nucl. Fusion **34** (1994) 387.
[3] C. Nuhrenbergy et al., Fusion Engineering **6-10** (1997) 40.
[4] K. J. McCarthy et al, Proc. XXXIV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Santander, Spain, Part IV, PUbliCan, Santander, 2011, 65.
[5] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **52** (2012) 063012.
[6] K. J. McCarthy et al., to be presented at the 42nd EPS Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, June 2014.
[7] S. K. Combs et al., Fusion Sci. Tech. **64** (2013) 513.
[8] N. Panadero et al, to be presented at this conference.

ALEX: Experimentos sobre la dinámica de plasmas metálicos.

Gonzalo Rodríguez Prieto[1,*]

[1] Universidad de Castilla-la Mancha, E.T.S.I.I. Ciudad Real

* gonzalo.rprieto@uclm.es

Introducción

El alambre explosivo, sistema experimental donde una corriente eléctrica se hace pasar por un alambre conductor muy fino provocando su vaporización, tiene una larga y fructífera historia en la física desde sus comienzos en el siglo XIX hasta la actualidad, donde se emplea fundamentalmente para el estudio de los plasmas generados en este proceso y sus características físicas principales, por ejemplo ref.[1].

Esta comunicación presenta los primeros resultados del sistema experimental ALEX para el estudio de la dinámica del plasma metálico con el uso de cámaras «streak» donde se comprueba la validez de la ley de Taylor-Zedoff. ALEX es un experimento del tipo de alambre explosivo con

2,27 μF de capacidad y un máximo de 30 kV de voltaje de carga, situado en el laboratorio de plasmas del Instituto de Investigaciones Energéticas y Aplicaciones Industriales (INEI) que la Universidad de Castilla-la Mancha posee en Ciudad Real.

Montaje Experimental

ALEX es un montaje experimental aparentemente sencillo, con un conjunto de dos condensadores en paralelo de una capacidad total de 2,27 μF, una fuente de alto voltaje y otra de «trigger» como elementos principales, Fig. 1, panel izquierdo. Como se puede deducir del panel derecho de la Fig. 1, tanto el voltaje como la corriente que pasan por el alambre son regis-tradas mediante un divisor resistivo de voltaje y una sonda Rogowsky de co-rriente, respectiva-mente, ambos dise-ñados, calibrados y testeados en el laboratorio. Además, para ser capaces de regis-trar la dinámica del plasma se han empleado dos me-dios ópticos de diagnóstico: Un fotodiodo con un «rise time» del orden de los nanosegundos para registrar toda la luz visible emitida por el conjunto del alambre y una cámara «streak» para observar la dinámica del plasma generado. De las imágenes registradas por la cámara se puede deducir el valor del radio del plasma generado en función del tiempo a lo largo de todo el tiempo que dura la expansión del plasma, tras un procesamiento manual de las mismas para obtener la dinámica del plasma reflejada en el cambio en el tiempo del radio del plasma, Fig. 3.

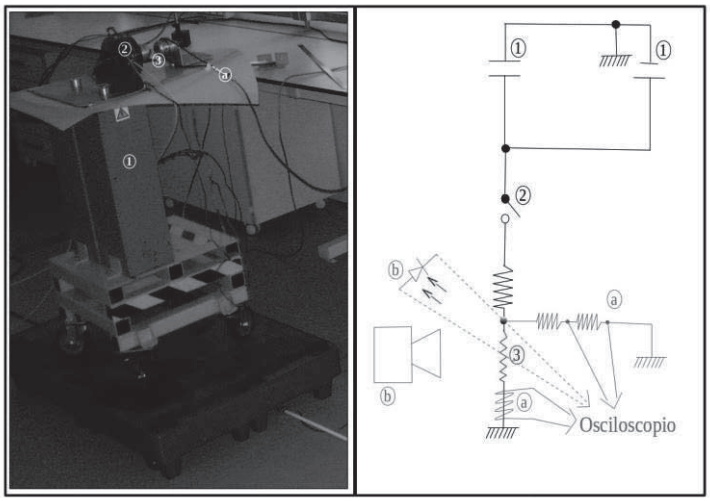


Figura 1. Panel Izquierdo: Fotografía de ALEX. Panel derecho: Esquema. 1) Condensadores, 2) Interruptor «spark gap», 3) Alambre. a) Diagnósticas eléctricas y b) diagnósticas ópticas (No presentes en la foto).

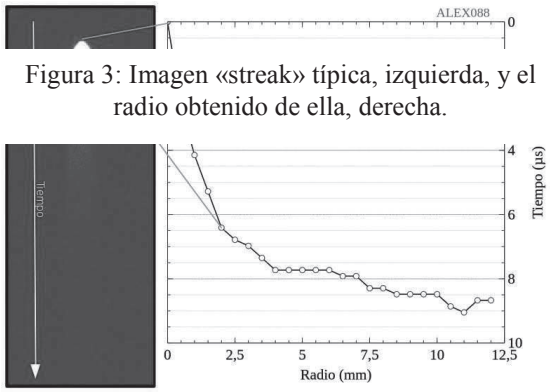


Figura 3: Imagen «streak» típica, izquierda, y el radio obtenido de ella, derecha.

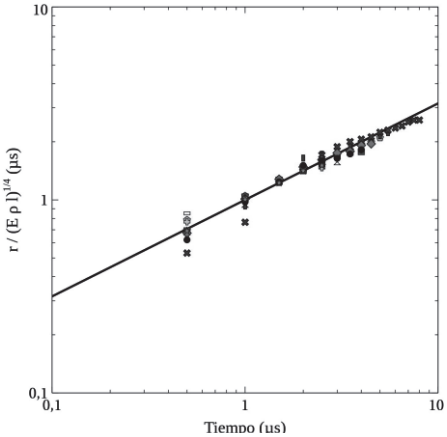


Figura 4: Radio frente a tiempo de expansión.

Los primeros resultados se pueden observar en la figura 4, donde el radio adimensional de varios experimentos con metales y energías distintas se ajustan a la dinámica predicha por la ley de Taylor-Zedoff considerando la geometría del alambre como la de un cilindro en expansión uniforme. Cuando Taylor dedujo la energía de la bomba nuclear a partir de algunas fotografías, empleó geometría cilíndrica[2]. En sistemas de alambre explosivo, este ajuste fue observado por Bennett[3] para alambres de cobre y una sola energía de carga, si bien en estudios más recientes sobre la dinámica del alambre explosivo nombran un resultado similar[4]. En este estudio se ha podido extender este resultado a varios metales y energías distintas, ver Fig. 4. Se puede observar directamente que la ley de Taylor-Zedoff es válida para mayores rangos de duración de la explosión al proporcionar más energía eléctrica al alambre.

Referencias

[1] J. Stephens, J. Dickens, A. Neube, *Phys. Rev. E.* **89** (2014) 053102.
[2] Geoffrey Taylor, *Proceedings of the Royal Society of London.*
Series A, Mathematical and Physical Sciences **200** (1950), pp. 235-247
[3] F. D. Bennett, *Progress in high temperature physics and chemistry.* **2** (1969) pp. 1-55.
[4] K. M. Chandler, D. A. Hammer, D. B. Sinars, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, *IEEE Transactions On Plasma Science.* **30** (2002) pp. 577-587.

Estimación de la incertidumbre de probabilidades de transición medidas mediante espectroscopia de emisión en un plasma pulsado

M.T. Belmonte[1], L. Gavanski[2], R.J. Peláez R.[3], J.A Aparicio[1], S. Djurovic[2], S. Mar[1]

[1]Departamento de Física Teórica, Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid, Paseo de Belén 7, 47011 Valladolid
[2]Faculty of Sciences, Department of Physics, Trg Dositeja Obradovica 4, 21000 Novi Sad, Serbia
[3] Grupo de Procesado Láser, Instituto de Óptica, CSIC, C/ Serrano, 121 28006 Madrid

* teruca.opt.uva@gmail.com

Introducción

En la medida de probabilidades de transición, A_{ki}, en un experimento de espectroscopia de emisión nos encontramos con ciertos problemas a la hora de determinar la incertidumbre asociada a nuestras medidas experimentales. El cálculo o estimación de estas incertidumbres resulta de vital importancia a la hora de realizar recopilaciones o bases de datos atómicos como sugieren Vujnović & Wiese [1]. El cálculo de estas incertidumbres está siendo un tema de interés no solo en el mundo de las medidas experimentales de probabilidades de transición, sino también en el campo del cálculo teórico [2].

Las probabilidades de transición de Ar, Kr y Xe son medidas en nuestro laboratorio a partir de la medida de intensidades relativas de las líneas espectrales emitidas por los átomos en una lámpara de descarga pulsada por la que fluye a baja presión el gas en estudio y en la cual se genera un plasma del mismo. Las temperaturas de excitación de los plasmas generados varían con el gas, encontrándose normalmente entre los 19 000- 30 000 K. En cuanto a las densidades electrónicas varían entre 3- 9 x 10^{22} m^{-3}.

Método experimental

El dispositivo experimental utilizado en nuestro laboratorio ha sido descrito con detalle en artículos anteriores [3] y por lo tanto solo se resumirán los aspectos más relevantes del mismo. Las medidas de probabilidades de transición se llevan a cabo con una técnica de espectroscopía de emisión en un plasma pulsado. El plasma se produce en el interior de un tubo cilíndrico de Pyrex de 175 mm de longitud y 19 mm de diámetro interior en el cual se introduce el gas noble en estudio a una presión de unos pocos cientos de pascales, la adecuada para obtener mínima autoabsorción y máxima intensidad de las líneas espectrales. El gas se hace fluir de manera continua a un flujo de 1cm^3min^{-1}. El plasma se crea descargando una batería de condensadores de 20 μF cargada a 7.5 kV. El gas introducido en la lámpara es preionizado con una corriente continua de varios mA para asegurar la reproducibilidad del plasma. En estas condiciones, la emisión del plasma tiene una duración de unos 150 μs.

Un paso fundamental para la medida de probabilidades de transición es la determinación de los parámetros del plasma. La temperatura electrónica del plasma se determina utilizando la técnica del Boltzmann-Plot para líneas espectrales del gas en estudio para las cuales los valores de A_{ki} son conocidos. Estas líneas son seleccionadas de la base de datos del NIST [4] cuando es posible y de otros trabajos en casos en los que el NIST no recoge ningún valor, intentando abarcar un intervalo de niveles superiores de energía de esas líneas lo más amplio posible. Para determinar la densidad electrónica a lo largo de la vida del plasma se utiliza un método de interferometría con dos láseres.

Resultados y discusión

Siguiendo la recomendación de Vujnović & Wiese [1], se ha prestado especial atención a la estimación de la incertidumbre para cada uno de los valores de A_{ki} medidos. Para realizar esta tarea de manera objetiva y consistente se han tenido en cuenta las siguientes fuentes de incertidumbre:

1. Incertidumbre en el cálculo de la temperatura electrónica del plasma.
2. Incertidumbre asociada al proceso de calibración espectral del dispositivo
3. Incertidumbre asociada a la medida del área de las líneas espectrales. Las principales fuentes de incertidumbre que contribuyen a la incertidumbre total en la intensidad de una línea son las siguientes:

(a) Incertidumbre en el ajuste (ζ): cociente entre la desviación de los residuos en un intervalo 2ω (siendo ω la anchura a altura mitad) y la altura de la línea.

(b) Coeficiente de autoabsorción de las líneas espectrales (SA): es la fracción que es necesario añadir para reconstruir la línea espectral en estudio. Este coeficiente es obtenido para cada línea a partir del cociente entre el incremento en la intensidad del pico debido al procedimiento de reconstrucción y la intensidad de ese pico en el perfil original. Cuando no existe autoabsorción el incremento es nulo, siendo también nulo el coeficiente SA. Se excluyen de las tablas de resultados de A_{ki} todas las líneas cuyo coeficiente SA es mayor que 0.2.

(c) Fondo/pico (BP): cociente entre la intensidad del fondo y la altura máxima de la línea en estudio.

(d) Solapamiento con las líneas adyacentes a izquierda (O_L) y derecha (O_R): se calcula mediante la expresión:

$$O_i = \frac{\omega + \omega_i}{d} \qquad (1)$$

en donde *i* representa izquierda (L) o derecha (R), ω y ω_i las anchuras a altura mitad de la línea en estudio y las líneas adyacentes (izquierda o derecha) respectivamente y *d* la distancia entre los picos de la línea en estudio y la adyacente. El segundo factor contiene el cociente entre la intensidad de la línea adyacente (I_i) y la intensidad de la línea en estudio (I).

La incertidumbre (U) asociada al cálculo del área de cada una de las líneas espectrales se calcula a partir de la expresión (2), la cual tiene en cuenta cada uno de los aspectos enumerados anteriormente:

$$U = \sqrt{\sigma^2 + (2(SA)^2)^2 + (\frac{BP}{2})^2 + (\frac{O_L}{20})^2 + (\frac{O_R}{20})^2} \qquad (2)$$

Las incertidumbres más bajas se obtienen para líneas intensas y aisladas, mientras que las incertidumbres más elevadas aparecen en aquellos casos en los que se estudian líneas poco intensas o con líneas vecinas cercanas de intensidad comparable o mayor. Los detalles y valores obtenidos, así como varios ejemplos, serán discutidos durante la presentación del trabajo.

Agradecimientos: Los autores agradecen a S. González por su colaboración en el montaje experimental. M.T. Belmonte agradece a la Universidad de Valladolid por su beca de doctorado y Peláez R. J. agradece al programa Juan de la Cierva por la beca JCI-2012_13034. S. Djurović agradece al Ministerio de Educación, Ciencia y Desarrollo Tecnológico de la República de Serbia por su apoyo a través del Proyecto 171014.

Referencias

[1] V. Vujnović, W.L. Wiese, *J.Phys. Chem. Ref. Data,* **21** (1992) 919.
[2] H. Chung, P. Jönsson, A. Kramida, *Atoms,* **1** (2013) 14.
[3] S. Djurović, S. Mar, R. J. Peláez, J. A. Aparicio, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** (2011) 1389.
[4] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.

Identification of the wave-particle resonances underlying the observed fast-ion losses induced by Alfvén Eigenmodes in the ASDEX Upgrade tokamak

L. Sanchís[1,2,3*], M. García-Muñoz[1,2,3], J. Galdón-Quiroga[1,2,3], J. García-López[1,2], M. Rodriguez-Ramos[1,2,3], N. Lazanyi[3,4] and the ASDEX Upgrade Team.

[1]Dept. of Atomic, Molecular and Nuclear Physics. University of Seville, Seville, Spain.
[2]CNA (U. Sevilla, CSIC, J. De Andalucía), Seville, Spain
[3]Max-Plank-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany
[4]BME NTI, Pf 91, H-1521 Budapest, Hungary

* E-mail: lucsansan@alum.us.es

Introduction

Fast-ions are a key ingredient in fusion plasmas as they constitute an important source of energy and momentum. In fusion devices, most fast-ions are produced by the three main plasma heating mechanisms: neutral beam injection (NBI), electron/ion cyclotron resonance heating (ECRH/ICRH) and fusion reactions.

The fast-ion confinement is, however, extremely sensitive to magnetohydrodynamic (MHD) fluctuations and symmetry breaking 3D fields that, under certain conditions, can cause a significant degradation of the plasma heating efficiency and current drive as well as severe damage to plasma facing components [1]. The resonant interaction between fast-ions and MHD perturbations, dynamics or stationary, can cause a significant radial transport leading to, in some cases, intense and localized heat loads. A wave-particle resonance occurs if the characteristic orbital frequencies of the particles and the wave phase velocity fulfil a certain resonance condition that in tokamaks reads [2]:

$$0 = n \cdot \omega_t + p \cdot \omega_p - \omega_{MHD}$$

Where n is the toroidal mode number, p is the poloidal harmonic and ω_t, ω_p, ω_{MHD} are the toroidal and poloidal orbital frequencies and the fluctuation frequency respectively. As the resonance condition depends on the fast-ion orbital frequencies, measurements and simulations of the fast-ion phase-space are mandatory when studying the fast-ion transport caused by MHD perturbations . Scintillator based fast-ion loss detectors (FILD) [3] are typically used to measure the velocity -space of escaping ions at the plasma edge with Alfvénic temporal resolution ($\sim 1\mu s$). Time-resolved measurements of the escaping ion velocity space allows to identify the fluctuations that are responsible for the losses as well as the ion topology providing the full information needed to track the wave-particle resonance underlying the fast-ion loss.

Resonance calculations

In this work, the resonance conditions responsible for the observed fast-ion losses induced by NBI driven Alfvén Eigenmodes (AEs) [4] in the current ramp-up phase of the ASDEX Upgrade (AUG) tokamak have been identified by means of orbit simulations. A full orbit code has been used to calculate the theoretical resonance conditions using the measured escaping ion velocity-space. The main resonances underlying the observed losses induced by Reversed Shear Alfvén Eigenmodes (RSAEs) and Toroidal Alfvén Eigenmodes (TAEs) have been identified and are presented here together with some other cases where a resonant interaction could not be identified. We present here a rather straightforward model to identify the resonance conditions that might be responsible for the fast-ion transport. The numerical tool developed here might be especially useful

when designing experiments to work on the active control on the fast-ion distribution through externally applied resonant magnetics perturbations (RMPs).

The resonance conditions obtained through the simulation tools are to be compared with the experimental data provided by FILD in order to identify the possible resonances compatible with the actual ion losses measured.

By overlapping the data containing the information about energy and pitch angle of the lost fast-ions and several resonance simulations we obtain the resonances that are compatible.

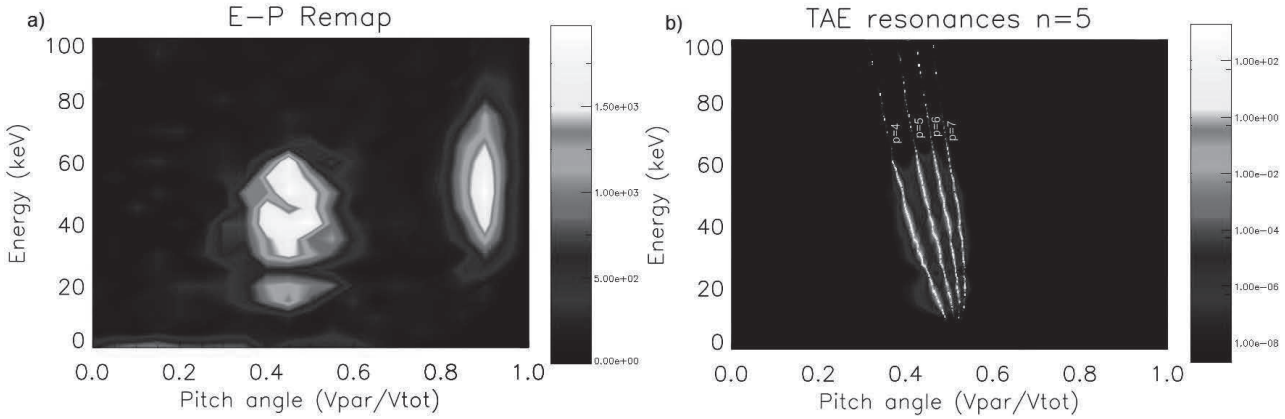


Figure 1: (a) Energy-Pitch data of a CCD camera (installed on FILD) image for shot #30370 at time t=0.24s. (b) Overlapping of the simulated resonance conditions (maximum highlighted in yellow) and the energy-pitch data of the experimentally measured lost fast-ions.

Conclusions and outlook

From this comparison we can determine that TAE resonances corresponding to the pair of values (n=5, p=4), (n=5, p=5), (n=5, p=6) and (n=5, p=7) are compatible with the lost fast-ions, therefore it is possible that a resonant interaction between fast-ions and Alfvén waves are responsible for the losses on trapped orbits at energies from 20 to 60 keV with pitch angles between 0.35 and 0.55.

Future work will focus on the application of this numerical tool to identify possible resonances between fast-ions and externally applied RMPs. A more realistic simulation of the fast-ion transport induced by AEs will be carried out using the ASCOT code [5].

References

[1] A. Fasoli, Phys. Rev. Lett. (1995) 75 645
[2] R. B. White et al., Phys. Fluids. (1983) 26 2985
[3] M. García Muñoz et al., Rev. Sci. Instrum. (2009) 80 053503
[4] M. García Muñoz et al., Nucl. Fusion, (2011) 51 103013
[5] E. Hirvijoki et al., Computer Phys. Communications. (2014) 1310-1321

Espectroscopía infrarroja de alta resolución de iones de interés astrofísico producidos en plasmas fríos moleculares

M. Cueto[1], J. L. Doménech[1], V. J. Herrero[1], J. Cernicharo[2], I. Tanarro[1*]

[1]Inst. de Estructura de la Materia, CSIC, Serrano 123, 28006 Madrid
[2]Inst. de Ciencia de Materiales de Madrid, CSIC, Sor Juana Inés de la Cruz 3, 28049 Madrid

* i.tanarro@csic.es

Introducción

Desde mediados del pasado siglo, la astrofísica y la espectroscopía de iones han mantenido muy estrecha relación. Iones moleculares como el CH^+ o el HCO^+ figuran entre las primeras especies detectadas en el medio interestelar gracias a sus emisiones en visible-UV y microondas; y varios de estos iones resultan clave para la formación en el espacio de moléculas más complejas. Sin embargo, el estudio espectroscópico en laboratorio de iones moleculares no floreció hasta los años 80 y 90, con el estudio pionero del espectro infrarrojo del ion H_3^+ [1] en una descarga luminiscente de H_2, lo que permitiría su identificación diez años después en la atmósfera de Júpiter y posteriormente en el espacio [2].

Actualmente ya se han detectado más de 200 compuestos moleculares en el medio interestelar, entre ellos varias especies cargadas positiva y negativamente. Investigaciones recientes sobre regiones de nueva formación estelar mediante telescopios de última generación en infrarrojo medio y en ondas sub-milimétricas (o microondas) han renovado el interés por los espectros de estos iones, algunos de ellos muy exóticos para los patrones terrestres.

En este trabajo se presenta un estudio reciente realizado en una descarga de cátodo hueco de las transiciones vib-rotacionales del ion NH_3D^+ por espectroscopía de absorción infrarroja (IR) de alta resolución, mediante un espectrómetro láser por diferencia de frecuencias ópticas con el que se ha obtenido mayor precisión que en los datos previamente existentes. Los nuevos resultados han permitido confirmar la presencia de este ion en el espacio [3,4]. También se aportan nuevos datos espectroscópicos de los iones $^{36}ArH^+$ y $^{38}ArH^+$ [5], detectados recientemente en la nebulosa del Cangrejo [6] y en el medio interestelar difuso [7], donde los isótopos ^{36}Ar y ^{38}Ar son los únicos existentes, a diferencia de la Tierra, en donde el ^{40}Ar se forma por desintegración radiactiva del ^{40}K y es mayoritario.

Sistema experimental

El espectrómetro IR consta de un láser de Ar^+ anclado en frecuencia a una transición hiperfina del $^{127}I_2$ y un láser de colorante en anillo de frecuencia sintonizable, cuya frecuencia se mide con gran precisión y exactitud ($\sigma \sim 3$ MHz) mediante un ondámetro comercial. Ambos láseres de luz visible se combinan en un cristal de $LiNbO_3$. Dicho cristal genera radiación láser a la frecuencia diferencia de los otros dos (i. e., en el IR medio) por procesos no lineales y se halla situado en un horno cuya temperatura se ajusta finamente dependiendo de la frecuencia a generar. El rango espectral es de ~2,2–4,2 μm, con anchura de línea de ~3 MHz y potencia de ~5 μW.

El reactor de descarga en cátodo hueco tiene 1 m de longitud y una configuración óptica multi-paso tipo White, de modo que la radiación IR alcanza caminos ópticos de hasta 22,4 m en el plasma. La descarga, refrigerada por agua, opera a condiciones típicas de 200-250 mA y 250-400 V, con presiones de ~0,4 mbar. Para la reducción del ruido en la detección de la señal de absorción IR se aplica una doble modulación en amplitud de la radiación IR y la descarga a distintas frecuencias en el rango de varios kHz, y se utiliza detección en fase a la frecuencia suma. Un segundo detector que registra la intensidad IR procedente del propio láser permite reducir el ruido de modo común previamente al amplificador sensible a fase.

Para generar los iones NH_3D^+ se utiliza como gas precursor una mezcla de ~37% NH_3 + 63% D_2. Para producir $^{36}ArH^+$ y $^{38}ArH^+$ se utiliza argón puro en su composición isotópica natural (0,063% ^{38}Ar, 0,337% ^{36}Ar, 99,600% ^{40}Ar). En este caso, las trazas de H_2 presentes en el gas

residual de la descarga son suficientes para generar estos iones, disminuyendo su concentración cuando se incorporan pequeñas cantidades adicionales de H_2. Debido a la baja proporción de ^{36}Ar y, especialmente, ^{38}Ar disponible frente al ^{40}Ar en el gas precursor, es necesario promediar un elevado número de barridos espectrales para cada transición estudiada.

Resultados y discusión

En la Fig. 1 se representa parte del espectro vib-rotacional de la banda ν_4 del NH_3D^+, mezclado con líneas del NH_4^+ que también se forma en la descarga. En total se han registrado 114 líneas del NH_3D^+ en el rango entre 3268,4 y 3414,7 cm^{-1}. El ajuste de las frecuencias de las transiciones a un hamiltoniano para rotores trompo-simétricos ha permitido predecir con gran exactitud la frecuencia de la transición rotacional J_K (1_0–0_0), resultando 262816,8 ± 6 MHz (±3σ) [4], que coincide exactamente con la radiación detectada en la región de formación de estrellas Orion IRc2 y en la nube fría Perseo B1-bS mediante ondas sub-milimétricas con el telescopio IRAM de 30 m, ubicado en Sierra Nevada, España.

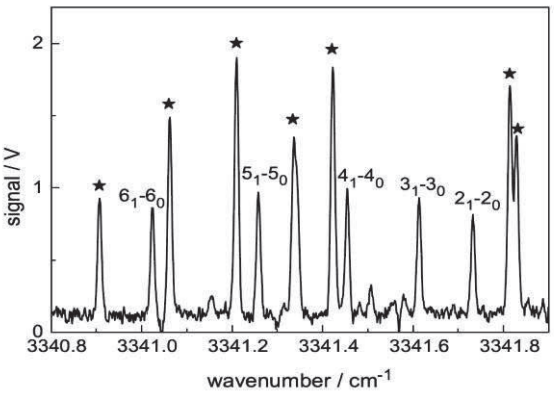


Figura 1. Espectro parcial de la banda ν_4 del NH_3D^+.

Las líneas marcadas con asterisco pertenecen al NH_4^+.

La Fig. 2 muestra dos transiciones del ion $^{36}ArH^+$ obtenidas tras promediar 100-200 barridos. En total se han registrado 14 líneas entre 2458,4 y 2729,3 cm^{-1} de la banda ν =1-0, que han permitido determinar varios parámetros moleculares con mayor precisión de la existente previamente. Para el $^{38}ArH^+$ se han registrado por primera vez 5 líneas, promediando hasta 800 barridos alguna de ellas [5]. Tras el cese de operación del telescopio espacial Herschel en 2013 en la región de microondas, que permitió detectar estos iones en el espacio [6,7], futuros estudios de estas especies desde Tierra deberán realizarse justamente en la zona IR, donde la atmósfera presenta una transparencia adecuada.

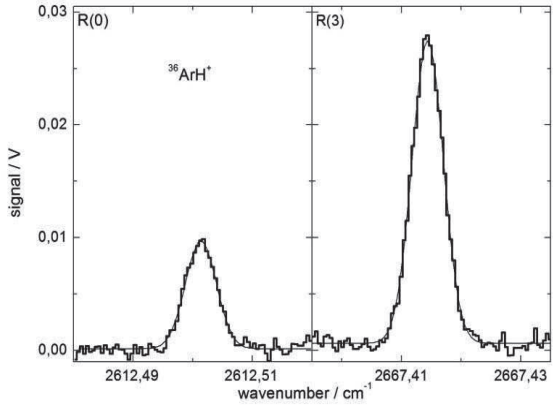


Figura 2. Líneas espectrales del $^{36}ArH^+$.

Agradecimientos:

Este trabajo ha sido financiado por el MINECO español con los proyectos FIS2012-38175, FIS2013-48087-C2-1-P y Consolider Astromol CDS2009-00038. Agradecemos también el apoyo adicional del European Research Council por el proyecto ERC-2013-Syg 610256-NANOCOSMOS.

Referencias

[1] T. Oka, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 531.
[2] T. R. Geballe, T. Oka, *Nature* **384** (1996) 334.
[3] J. Cernicharo, B. Tercero, A. Fuente, et al., *The Astrophysical Journal Letters*, **771** (2013) L10.
[4] J. L. Doménech, M. Cueto, V. J. Herrero, et al., *The Astrophysical Journal Letters*, **771** (2013) L11.
[5] M. Cueto, J. Cernicharo, M. J. Barlow, et al., *The Astrophysical Journal Letters*, **783** (2014) L5.
[6] M. J. Barlow, B. M. Swinyard, P. J. Owen, J. Cernicharo et al., *Science*, **342** (2013) 1343.
[7] P. Schilke, D. A. Neufeld, H. S. P. Müller, et al., *Astron. Astrophys.*, **566** (2014) A29.

Procesado de análogos de polvo carbonáceo interestelar depositados por plasma mediante irradiación UV, bombardeo con electrones y exposición a plasma

M. Jiménez-Redondo, B. Maté, I. Tanarro, V. J. Herrero

Instituto de Estructura de la Materia, IEM-CSIC, Serrano 123, 28006 Madrid, Spain

* m.jimenez@csic.es

Los compuestos carbonáceos, tanto sólidos como en fase gas, se encuentran en medios astronómicos muy diversos [1]. Una parte importante del carbono elemental se encuentra en pequeños granos de polvo formados principalmente en las últimas fases de la evolución de las estrellas ricas en carbono, y posee unas bandas de absorción IR características que revelan la presencia de grupos funcionales alifáticos, aromáticos y olefínicos en proporciones variables [2]. Entre los diferentes materiales propuestos como posibles responsables de estas bandas, el carbono amorfo hidrogenado (a-C:H) proporciona la mejor concordancia con las observaciones. Los granos carbonáceos son procesados por átomos de H, radiación UV y rayos cósmicos en su camino desde las estrellas de la rama asintótica gigante a las nebulosas planetarias y al medio interestelar difuso. Los mecanismos de producción y evolución del a-C:H en medios astronómicos son objeto de investigación actualmente.

En este trabajo presentamos un estudio de la estabilidad de análogos de polvo interestelar generados en descargas de radiofrecuencia de He+CH_4. Para simular el procesado de polvo en medios interestelares, las muestras han sido sometidas a bombardeo con electrones, irradiación UV y procesado por plasmas de He y de H_2. El seguimiento de los cambios en la estructura y composición de las películas carbonáceas se ha realizado mediante espectroscopía IR.

El sistema experimental consta de dos montajes y se encuentra descrito con detalle en [3].

El reactor de descarga RF acoplado inductivamente utilizado para la generación de depósitos consiste en un tubo de Pyrex (30 cm de longitud, 4 cm de diámetro) con una bobina de 10 espiras de cobre alrededor de la parte central. Se utiliza una fuente RF a 13.56 MHz para producir el plasma, que se mantiene con una potencia de 40 W durante el proceso de deposición. La entrada de gases se sitúa en uno de los extremos del tubo, conectándose en el otro extremo una bomba rotatoria con una válvula reguladora, con objeto de mantener una presión constante en la cámara. Para determinar el grado de disociación del CH_4 precursor y las concentraciones de especies neutras en la descarga se utiliza un espectrómetro de masas cuadrupolar situado en una cámara con vacío diferencial. Como gases precursores se usan mezclas de 40% CH_4 y 60% He, con una presión total de 0.3 mbar. Para obtener dos tipos diferentes de depósitos, se sitúan como portamuestras en diferentes puntos del reactor (dentro de la bobina y ~ 5 fuera hacia la salida de gases) dos sustratos de silicio de 2.5 cm de diámetro y 1 mm de grosor. Dependiendo del tiempo de deposición (1 – 90 min), el grosor de las películas carbonáceas depositadas varía entre ~ 30 nm y 3 μm.

Este mismo reactor se usa también para el procesado por plasma, que se realiza con una descarga de He puro o de H_2 puro a 0.3 mbar y 40 W. En este caso, las muestras se sitúan en el interior de la bobina.

El procesado de los análogos de polvo con fotones UV y electrones se lleva a cabo en un montaje diferente. Las muestras se introducen en una cámara cilíndrica de acero inoxidable, con una presión residual de 5×10^{-8} mbar, que puede ser enfriada con un criostato de ciclo cerrado de helio o con nitrógeno líquido. El sistema está acoplado a un espectrómetro FTIR en configuración de transmisión en incidencia normal. Dependiendo del experimento, se instala una lámpara UV de D_2 (fotones de ~ 165 nm o ~7 eV) o un cañón de electrones (de 2 keV) en la cámara.

El espectro infrarrojo de las películas depositadas tiene características diferentes dependiendo de la posición dentro del reactor de plasma donde se sitúe el sustrato. Siguiendo el método utilizado por Chiar *et al.* [2], es posible analizar la estructura del hidrocarburo, estimando las abundancias

relativas de hidrógeno y de los dos tipos de enlace del carbono (sp^2 y sp^3). Para ello, se debe obtener el espectro sintético identificando las diferentes bandas. Los resultados obtenidos muestran que los análogos depositados dentro de la bobina tienen una mayor abundancia de carbono sp^2 en comparación con los crecidos fuera de ella. El espectro de estos últimos es similar a los que se pueden observar en el medio interestelar [2,4].

El procesado de las muestras con fotones UV, electrones y plasma se monitoriza mediante su espectro IR. En la Fig. 1 se puede ver un ejemplo del espectro de un depósito de a-C:H antes y después del procesado con un plasma de H_2. Las variaciones observadas en el espectro implican cambios en la estructura y composición del depósito que son diferentes según el tipo de procesado al que se somete la muestra.

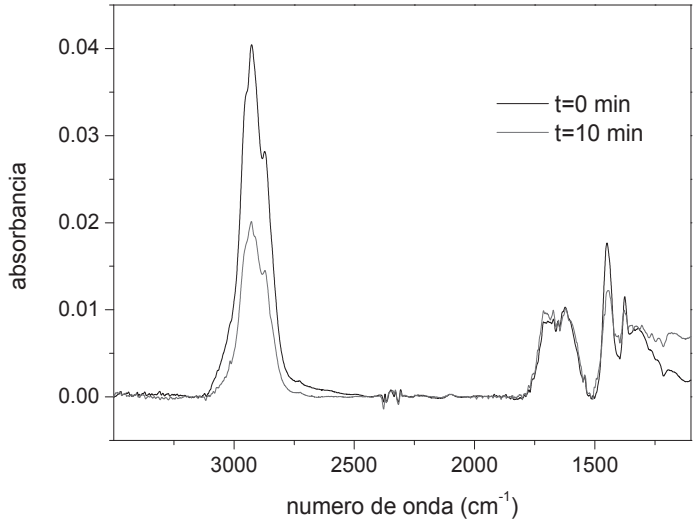


Figura 4. Espectros de un depósito carbonáceo antes (negro) y después (rojo) de un procesado de 10 minutos con un plasma de H_2.

Los resultados muestran que el bombardeo por electrones no tiene un gran efecto sobre la estructura del depósito. Los electrones erosionan las películas capa por capa, dejando sin cambios la composición del hidrocarburo. Por el contrario, los fotones UV cambian la estructura del depósito carbonáceo, produciendo una deshidrogenación de la estructura de carbono. El procesado con plasmas de He y H_2 tiene un marcado efecto sobre la parte de la estructura sp^3 alifática, que se ve disminuida, mientras que la componente aromática no se ve apenas afectada. El tipo de gas usado para el procesado no parece tener una gran influencia en el resultado, que es la reducción de la cantidad de hidrógeno y la disminución de los enlaces de tipo sp^3.

Este trabajo ha sido financiado por el MINECO a través de los proyectos FIS2013-48087-C2-1-P y el Consolider Astromol, CDS2009-00038. Agradecemos también el apoyo del European Research Council con el proyecto ERC-2013-Syg 610256-NANOCOSMOS. MJR ha recibido financiación del programa FPI del MICINN.

Referencias

[1] A.G.G.M. Tielens, *Rev. Mod. Phys.,* **85** (2013) 1021.
[2] J.E. Chiar, A.G.G.M. Tielens, A.J. Adamson, A. Ricca, *Astrophys. J.,* **770** (2013) 78.
[3] B. Maté, I. Tanarro, M.A. Moreno, M. Jiménez-Redondo, R. Escribano, V.J. Herrero, *Faraday Discuss.,* **168** (2014) 267.
[4] E. Dartois, T.R. Geballe, T. Pino, A.T. Cao, A. Jones, D. Deboffle, V. Guerrini, P. Brechignac, L. d'Hendecourt, *A&A,* **463** (2007) 635.

First hydrogen pellet injections in the TJ-II stellarator

N. Panadero[1*], K. J. McCarthy[1], S. K. Combs[2], C. Foust[2], R. García[1], J. Hernández Sánchez[1], F. Martín[1], M. Navarro[1]

[1]Laboratorio National de Fusion, CIEMAT, Madrid, Spain
[2]*Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, USA*

* nerea.panadero@ciemat.es

Frozen hydrogen pellets are injected into magnetically confined plasmas for fuelling, for modifying density profile and as an active diagnostic. It is a powerful tool for plasma fuelling since it permits delivering fuel to the plasma core. As a diagnostic, the local magnetic field pitch can be determined or suprathermal electron populations can be located. Indeed, for all purposes, understanding the complex process of pellet ablation is fundamental so that ablation rate, penetration depth, particle deposition or fueling efficiency can be determined.

A compact pellet injector (PI) is now operating on the TJ-II stellarator, a medium-sized magnetically confined plasma device located at Ciemat, Madrid [1]. It is a 4-period, low magnetic shear stellarator with major radius R = 1.5 m and average minor radius ≤ 0.22 m. Its magnetic field is generated by a system of poloidal, toroidal and vertical field coils; the plasma cross-section is bean-shaped with magnetic field B(0) ≤ 1 T and fully 3-dimensional plasma structure. For this work, a neutral beam injector (NBI) provides up to 500 kW of heating (t_{NBI}≤ 130 ms) so the attained central density, $n_e(0)$, and temperature, $T_e(0)$, are $\leq 3\cdot10^{19}$ m^{-3} and ≤ 300 eV respectively.

The TJ-II PI is a pipe gun device that uses a cryogenic refrigerator for in-situ hydrogen pellet formation. It was designed, built and tested at the Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, USA [2, 3]. It possesses an in-line diagnostic system that includes light gates (to provide a timing signal) and a microwave cavity (to provide a timing signal proportional to the pellet mass). Pellets are formed by filling a gun barrel (at 30 K) with a controlled quantity of H_2 gas to a predetermined pressure (~5 to 40 Torr). When the heater is turned off the barrel temperature drops below to 14 K, the triple point of hydrogen (to ~10 K). Once formed, a fast-acting solenoid valve (~70 bar H_2 gas) accelerates the pellet into TJ-II at ~800 to ~1200 m/s.

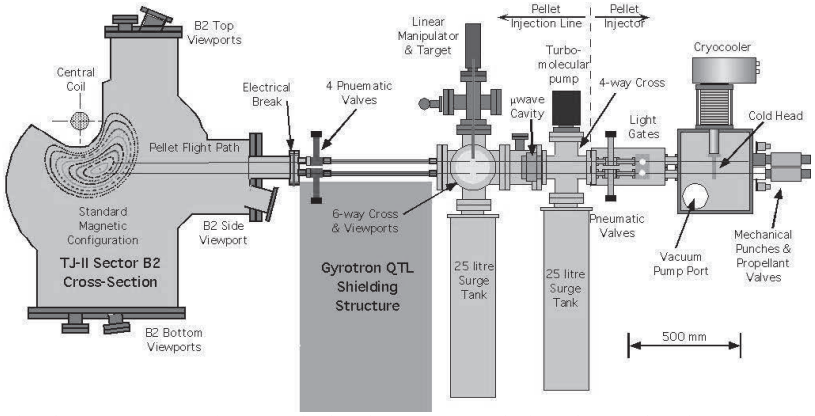


Figure 4: The TJ-II vacuum chamber cross-section (sector B2) plus the compact multi-barrel PI and PI line. A standard bean-shaped magnetic configuration is shown.

Plasma diagnostics are used for pellet studies. Firstly, amplified silicon photodiodes with H_α filters (656.3 nm) follow the temporal evolution of the light emitted by the neutral hydrogen cloud that surrounds the pellet as it crosses the plasma. In addition, an ultra-fast frame CMOS-camera is used to obtain multiple images of the cloud. Other diagnostics of interest are a Thomson scattering system that provides electron density and temperature profiles, a microwave interferometer that provides a line-integrated electron density along a discharge, broadband bolometers, a multi-filter soft X-ray diagnostic to follow the temporal evolution of the $T_e(0)$ and a hard X-ray detector [4].

When a pellet arrives at the plasma, ablation starts. Sublimated hydrogen forms a neutral cloud that shields it from ambient plasma. It expands and moves with the pellet until ionization occurs. It then experiences a Lorentz force that stops its transversal movement and the ionized cloud follows the magnetic field lines. The basic model describing pellet ablation, the Neutral Gas Shielding model [5], assumes that the cloud is formed by neutral atoms. Its behavior is described by a fluid

model and the ablation profile can be simulated using a simple code [6]. The modeled ablation rate can be compared with the experimental one if the number of emitted H_α photons per particle is known. For this, the H_α (λ = 656.28 nm) light intensity is assumed proportional to the ablation rate.

At present, H_α signals from top and side viewports of TJ-II is analyzed. Assuming constant velocity, the pellet position across the plasma is known. The H_α signals are corrected for light collection solid angle, detector efficiency, amplifier gain and filter transmission. Oscillations seen in H_α emissions may be related to rational numbers in the iota profile or to striations. Their frequency changes when the pellet crosses the plasma center. Also, an intense peak is sometimes seen in H_α that concurs with a hard x-ray signal peak. This indicates the location of fast electrons.

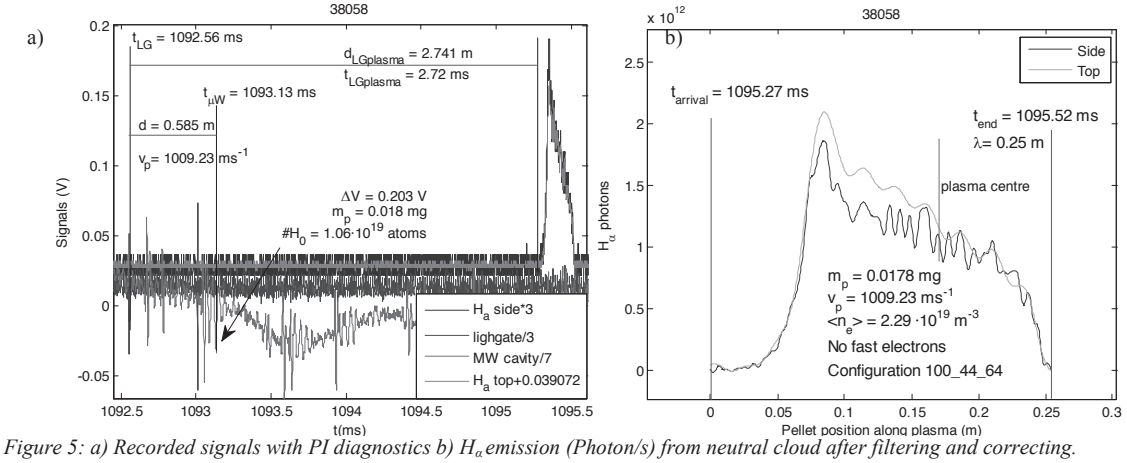


Figure 5: a) Recorded signals with PI diagnostics b) H_α emission (Photon/s) from neutral cloud after filtering and correcting.

The injection of a pellet modifies the plasma. For instance, the density increases while the temperature decreases, the plasma current and energy are modified and some internal modes can be triggered.The evolution of the density and temperature profiles as pellet is ablated is follow by collecting Thomson Scattering profiles at different times, as seeing in fig. 3 b).

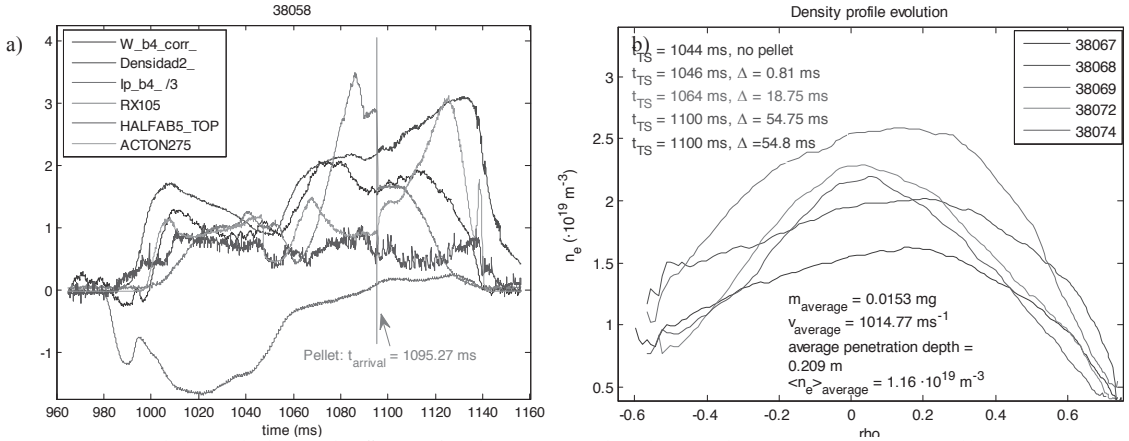


Figure 6: a) Recorded signals during shot #38058 for plasma energy, line density, plasma current, X-rays, H_α b) Density profile evolution obtained using the Thomson Scattering system

This working is being partially financed by a grant from the Spanish *Ministerio de Economía y Competitividad*, ENE2013-48679-R

[1] J. Sanchez et al., *Nucl Fusion* **49** (2009) 104018
[2] S. K. Combs et al., *Rev. Sci. Tech* **44** (2003) 513
[3] K. J. McCarty et al., *Rev. Sci. Instrum*. **79** (2005) 10F32
[4] K. J. McCarthy et al. *Proc. XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Santander*, Part IV (PUbliCan, Santander, 2011) 65.
[5] P. B. Parks, R.J. Turnbull, C.A. Foster, *Nucl. Fusion* **17** (1977) 539
[6] Y. Nakamura, H. Nishihara, *Nucl. Fusion* **26** (1986) 907

Estudio de una descarga de cátodo hueco en régimen de *glow discharge* para su aplicación en espectroscopia láser de alta resolución

V. González-Fernández[1*], G. Pérez[1], E. Vasallo[1], K. Grützmacher[1], L.M. Fuentes[2], C. Pérez[1], M.I. de la Rosa[1]

[1]Dpto. de Física Teórica, Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid, Paseo Belén7, CP 47011, Valladolid, España
[2]Dpto. de Física Aplicada, Universidad de Valladolid, Paseo Belén7, CP 47011, Valladolid, España
* veronica.gonzalez.fernandez@uva.es

El desarrollo y la aplicación de técnicas de espectroscopia láser, no invasivas y de gran resolución espacial y temporal para el diagnóstico de plasmas en diferentes tipos de descargas es un tema actual de investigación. En el laboratorio de Espectroscopia Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid se realizan medidas de la determinación del campo eléctrico mediante espectroscopia optogalvánica y de polarización, aplicadas a la transición 1S-2S del átomo de hidrógeno y deuterio [1, 2]. El campo eléctrico presente en la descarga provoca el desdoblamiento y desplazamiento Stark del nivel 2S, cuya medida permite determinar el valor del campo. El láser empleado emite radiación sintonizable pulsada en 243 nm con un solo modo longitudinal y duración temporal de 3 ns.

En este trabajo, y como paso previo a las medidas espectroscópicas, se ha realizado un estudio experimental de la lámpara de cátodo hueco diseñada y construida en nuestro laboratorio [1], llevando a cabo una puesta a punto y un análisis del comportamiento de la misma. La descarga se realiza en hidrógeno a baja presión en régimen de *glow discharge* [3]. El dispositivo experimental ha requerido la instalación de un sistema de vacío y manipulación de gases, que controla de manera precisa el flujo y la presión de hidrógeno. La lámpara de descarga está formada por tres cuerpos con simetría cilíndrica, uno central, el cátodo, y los dos exteriores, los ánodos; separados del cátodo mediante sendos discos de teflón. Todas las piezas cuentan con una perforación axial, por donde circula el gas y se produce la descarga. La lámpara de descarga se mantiene refrigerada en todo momento mediante un circuito de agua. En estas condiciones, se mide la curva característica de la descarga V-I, con distintos parámetros: material del cátodo (acero inoxidable y wolframio), diámetro (10 y 15 mm), presión de la descarga (desde 270 a 1350 Pa) y la intensidad de corriente aplicada (desde 25 hasta 300 mA). En la Figura 1 se puede ver cómo la variación de los parámetros de presión y corriente modifica la descarga, presentando zonas más claras y más oscuras, típicas de una descarga en régimen de *glow discharge* [3].

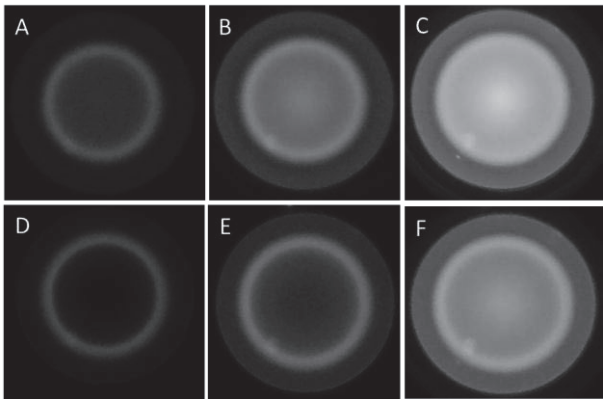


Figura 1: Fotografías de la descarga de cátodo hueco con diferentes valores de presión y corriente, con un cátodo de acero inoxidable de 15 mm de diámetro. A: 400 Pa y 50 mA, B: 400 Pa y 100 mA, C: 400 Pa y 200 mA, D: 600 Pa y 50 mA, E: 600 Pa y 100 mA, F: 600Pa y 200 mA.

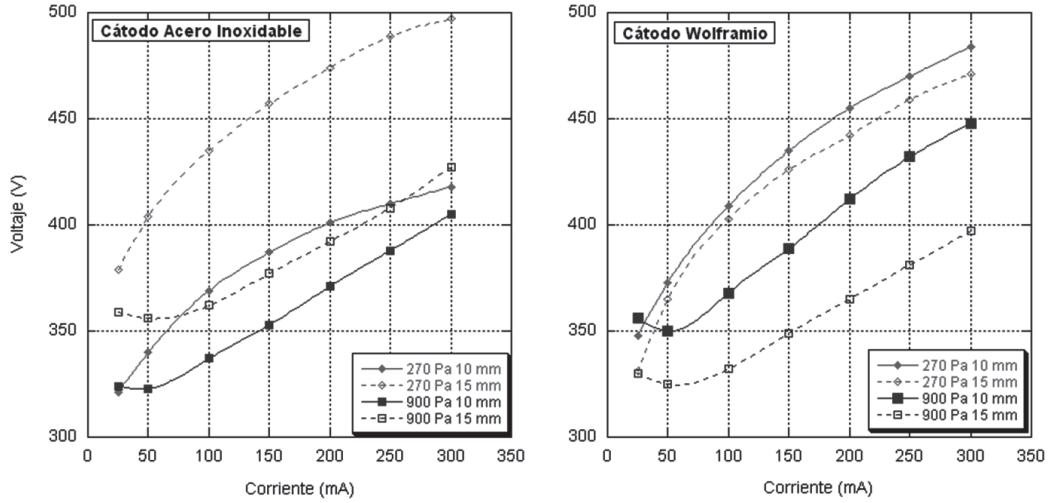


Figura 2: Curvas V-I para 270 y 900 Pa, con corrientes que varían desde 25 mA hasta 300 mA para cátodos de acero inoxidable y wolframio. Los puntos se encuentran unidos para una mejor visualización.

La Figura 2 muestra un ejemplo de las curvas V-I para 270 y 900 Pa, con corrientes que varían desde los 25 hasta los 300 mA, para cátodos de acero inoxidable y wolframio, y diámetros de 10 y 15 mm. En la figura se aprecian diferentes tendencias para los dos materiales: mientras que la diferencia de voltaje que presenta el acero inoxidable para los dos diámetros y para una presión de 270 Pa tiende a reducirse cuando se aumenta la presión, en el wolframio ocurre justamente lo contrario. De la Figura 2 se deduce que a partir de 50 mA, la característica V-I de las descargas estudiadas siempre tiene una pendiente positiva, por lo que está actuando en régimen de *abnormal glow discharge*. Un análisis más completo se presentará en la Reunión.

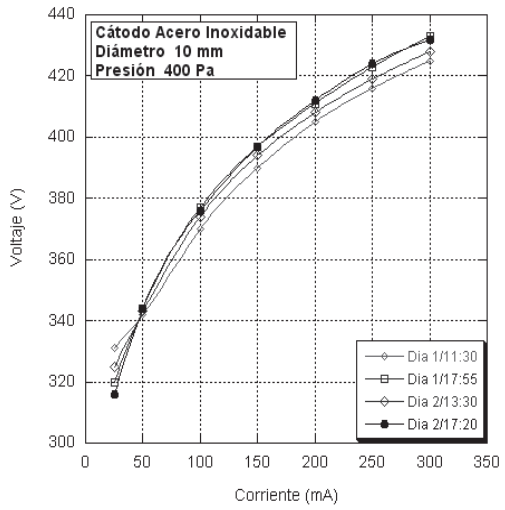


Figura 3: Curva V-I para 400Pa, con intensidades desde 25 mA hasta 300 mA, que muestra la estabilidad de la descarga.

Puesto que la lámpara de cátodo se integra en un experimento espectroscópico complejo, es necesario conocer las condiciones de estabilidad y reproducibilidad de la descarga, pues las características de la misma han de mantenerse a lo largo de todas las medidas espectroscópicas. La Figura 3 muestra la estabilidad de las curvas V-I en medidas realizadas en distintos intervalos de tiempo. Las medidas que aquí se presentan han sido realizadas sin proceder a una limpieza de la lámpara, en cuyo caso la reproducibilidad es aún mejor.

Agradecimientos: Los autores agradecen la financiación recibida por el DGICYT (Ministerio de Economía y competitividad), proyecto ENE2012-35902, fondos FEDER y la beca BES-2013-063248 concedida a V. González-Fernández.

Referencias

[1] M.I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, L.M. Fuentes, *Plasma Sources Sci. And Technol* **18** (2009) 015012
[2] C. Pérez, M.I. de la Rosa, K. Grützmacher, *Eur. Phys. J. D* **56** (2010) 369
[3] J. D. Cobine, *Gaseous conductors. Theory and engineering applications*, Dover Publications Inc., New York, 1957

Descarga luminiscente concéntrica a presión atmosférica como fuente de ionización en espectrometría de masas: caracterización del régimen de operación de la descarga.

J. Orejas[1,*], J. Pisonero[1], N. Bordel[1], P. Guillot[2],A. Sanz-Medel[3]

[1]Edificio Politécnico de Mieres, C/ Gonzalo Gutiérrez Quirós s/n, 33600, Mieres, Universidad de Oviedo.
[2]CUFR Jean François Champollion, Place Verdun, 81012, Albi, Francia.
[3]Facultad de Química, C/ Julián Clavería 8, 33006, Oviedo, Universidad de Oviedo.

* jorejasibanez@hotmail.com

Introducción

Los plasmas basados en descargas eléctricas han tenido desde sus inicios un gran interés tanto en investigación fundamental como en aplicaciones prácticas. Una de las aplicaciones más importantes es su papel como fuente de ionización en Espectrometría de Masas (MS, por sus siglas en inglés). Existen numerosas descargas eléctricas utilizadas para dicho fin: el plasma de acoplamiento inductivo (ICP, por sus siglas en inglés), las descargas corona (CD) o las descargas luminiscentes (GD, Glow Discharge), incluyendo variaciones de éstas como puede ser la descarga luminiscente a presión atmosférica (APGD).

Tradicionalmente, el uso de fuentes de ionización a presión atmosférica con detección basada en MS ha estado limitado por los requerimientos de la presión de trabajo en el analizador de masas (10^{-4}-10^{-7} Pa). Sin embargo, el desarrollo de tecnologías de vacío ha eliminado estas restricciones permitiendo el uso de fuentes de ionización a presión atmosférica. Estas mejoras han contribuído a la aparición de una nueva forma de realizar análisis por MS, denominada Espectrometría de Masas por Desorción/Ionización en Ambiente (Ambient Desorption/Ionization Mass Spectrometry, ADI-MS). [1]

ADI-MS

Para la mayoría de fuentes de ionización utilizadas en MS es necesario adaptar la muestra a analizar a las condiciones de trabajo de todo el sistema. Esta adaptación se consigue mediante procesos de pretratamiento de muestra que encarecen los costes y alargan el tiempo de análisis.

Las fuentes utilizadas en ADI tratan de eliminar este pretratamiento realizando en un mismo paso el muestreo, la desorción y la ionización, todo ello a condiciones estándar, típicas de un laboratorio de análisis. Además, estas fuentes proveen iones moleculares en estado gaseoso con una baja fragmentación. De esta manera es posible obtener un método de análisis rápido, con un coste ajustado, aplicable a muestras en estado gaseoso, líquido o sólido, obteniendo información molecular a través de espectros de masas simples (con baja fragmentación). A estas características se añaden las típicas de la detección por MS: gran sensibilidad y selectividad. Adicionalmente, el uso de espectrómetros de masas portátiles permitiría su aplicación *in situ*.

En la fig. 1 se muestra un esquema del funcionamiento de una fuente ADI. La fuente se dirige hacia la muestra. Las moléculas presentes en la muestra son primero desorbidas y posteriormente ionizadas por diferentes procesos (que dependen de la fuente en concreto). Estos iones son captados por el espectrómetro de masas, que los discrimina en función de su relación masa/carga y que permiten la identificación de los componentes de la muestra.

De entre las fuentes ADI desarrolladas, existen muchas que se basan en descargas eléctricas a presión atmosférica, normalmente utilizando gas He como gas plasmógeno.[2] El He es el gas más adecuado debido a la gran energía de sus estados metaestables (1s2s ^{3}S con 19,82 eV y 1s2s ^{1}S con 20.62 eV), la larga vida media de estas especies y la alta conductividad térmica del gas (0.221 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ a 500 K y 101,325 kPa), parámetros muy importantes para los efectividad de los procesos de desorción basados fundamentalmente en procesos térmicos. Estas descargas se hacen interaccionar

con el espacio ambiente y, gracias a las reacciones entre las especies excitadas de He y los componentes atmosféricos (N_2, O_2 y H_2O), se generan una serie de iones reactivos: N_2^+, O_2^+, NO^+, H_2O^+ y, los más importantes, los clusters de agua protonados $[(H_2O)_n + H]^+$ involucrados en la reacción de ionización más importante, la protonación.[3] Cabe destacar también la presencia de iones reactivos con carga negativa (p.ej. OH^-, O_2^-, NO_3^-). Todos estos iones reactivos son los responsables de la ionización (positiva o negativamente, según su naturaleza) de los analitos de interés.

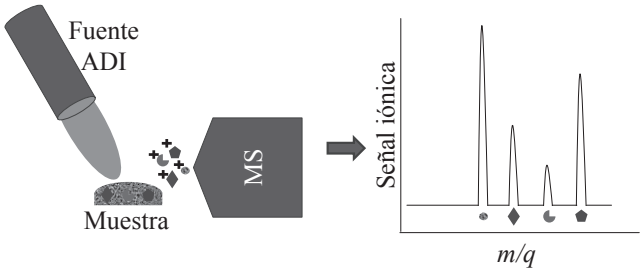


Figura 2: Esquema de funcionamiento de un sistema ADI-MS.

Caracterización de una APGD.

En nuestro laboratorio hemos desarrollado en los últimos años un sistema experimental para análisis utilizando una fuente ADI en combinación con un espectrómetro de masas de tipo cuadrupolar. Dentro de este desarrollo está incluido el diseño de una nueva fuente ADI basada en una APGD con electrodos concéntricos, utilizando He como gas de descarga. Uno de los pasos imprescindibles para obtener un sistema experimental fiable y con un amplio rango de aplicación es la caracterización de la descarga. En este estudio se presenta una caracterización eléctrica del régimen de operación en función de los parámetros de descarga (flujo de He utilizado y dimensiones de los electrodos). Adicionalmente, esta caracterización está complementada por la adquisición de imágenes de la emisión total de la descarga, poniendo énfasis en la distribución de la citada emisión en el interior del dispositivo en función del régimen de trabajo (se presentan dos ejemplos en la fig. 2). Por último, se relaciona el régimen de trabajo con el espectro de iones reactivos que esta fuente es capaz de generar.

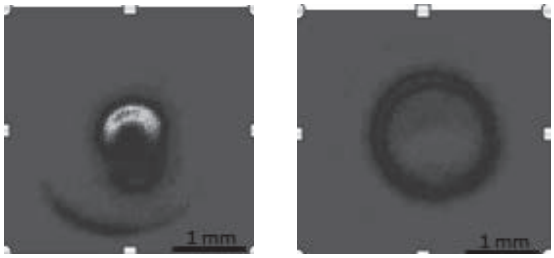


Figura 3: Distribución de la emisión óptica total de la descarga en distintos regímenes de trabajo.

Agradecimientos: Los autores agradecen el apoyo económico a través del proyecto nacional referencia MINECO-13-CTQ2013-49032-C2-2-R. Jaime Orejas agradece el apoyo económico para la realización de su tesis doctoral a través de la beca FPU con referencia FPU-AP2009-1372 que ha disfrutado y también la contribución de B. Caillier y L. Chauvet, miembros del laboratorio de plasmas, Albi, Francia, para la caracterización espacial del plasma.

Referencias

[1] Z. Takáts, J. Wiseman, B. Gologan, R. G. Cooks, Science **306** (2004) 471.
[2] A. Albert, J. T. Shelley, C. Engelhard, Anal Bioanal Chem **406** (2014) 6111.
[3] J. Orejas, K. P. Pfeuffer, S. J. Ray, J. Pisonero, A. Sanz-Medel, G. M. Hieftje, Anal Bioanal Chem **406** (2014) 7511.

Espectroscopia de Ruptura Inducida por Laser (LIBS) para la cuantificación directa de minerales.

C. Álvarez*[1], J. Pisonero[1], N. Bordel[1]

[1] Departamento de Física, Universidad de Oviedo, Mieres, España

* ceallas@gmail.com

La técnica LIBS (Laser-Induced Breakdown Spectroscopy) es un método espectroscópico utilizado para la determinación de la composición elemental de muestras. El principio de funcionamiento se basa en enfocar un láser pulsado sobre una pequeña región de una muestra (~µm) generando un pequeño plasma con una duración de µs [1]. En este proceso de interacción laser-materia se consigue vaporizar, ionizar y excitar parte de la muestra cuya composición puede ser determinada mediante la medida de la emisión óptica producida por el plasma [2].

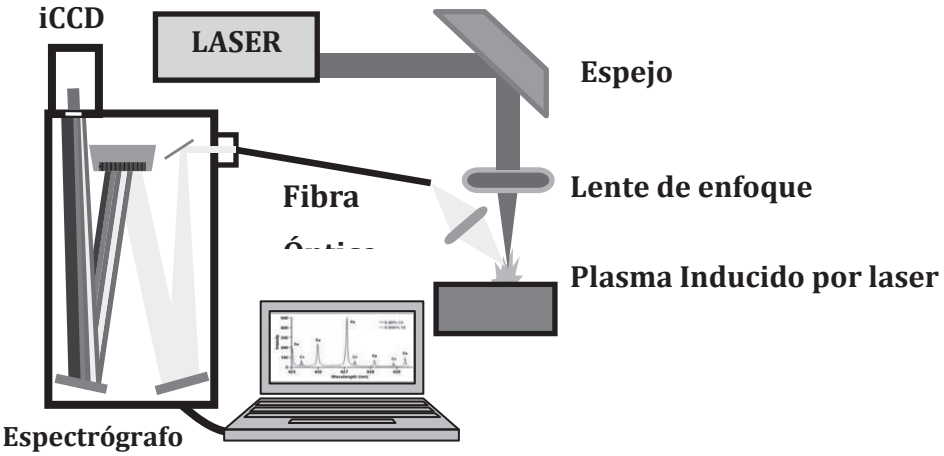


Figura 4 Representación esquemática de un sistema LIBS

En este trabajo se presenta una metodología basada en LIBS para caracterizar el mineral de Fluorita midiendo la pureza de la fluorita en el mineral, y realizando un estudio cualitativo y semi-cuantitativo de las impurezas del mismo (p.e., Si, Fe, P…). La fluorita es un mineral compuesto por fluoruro de calcio (CaF_2), ampliamente usado en diferentes industrias como la química o la metalúrgica. La medida, durante el proceso de purificación, del contenido de fluorita en el mineral es un punto clave en el proceso minero. Los métodos analíticos usualmente utilizados (electrodo de ion selectivo, AAS, ICP-OES…) requieren una etapa de disolución previa de la muestra [3]. También se pueden utilizar técnicas basadas en activación neutrónica pero estas requieren instalaciones radiactivas [4].

El sistema experimental LIBS se ha calibrado utilizando muestras con concentraciones conocidas de los distintos analitos y midiendo diferentes líneas espectrales representativas. El uso combinado de varias líneas de emisión atómicas (F I (685.60 nm), Si I (líneas de emisión entre 240-290 nm)…), junto con la emisión de bandas moleculares de CaF proporcionan una adecuada metodología de cuantificación de la CaF_2 y de sus impurezas, en un rango amplio de concentraciones de fluorita en la muestra (2-99%).

Adicionalmente se ha desarrollado un método LIBS para la determinación de trazas de flúor basado en la medida de las bandas de emisión de CaF. Los métodos tradicionales para la determinación de trazas de flúor se basan en la medida de líneas espectrales de F en la región UV (100-190 nm) pero esta radiación es absorbida por el oxígeno atmosférico, lo que impide su detección en condiciones

de presión atmosférica. Una alternativa consiste en generar el plasma inducido por láser en atmósfera de He ya que se consigue aumentar así la intensidad de las líneas de F en el entorno de 600-700 nm [5]. Sin embargo, el uso de las bandas moleculares de CaF para la determinación de F permite mejorar los límites de detección en condiciones atmosféricas, simplificando la instrumentación necesaria. Estás bandas presentan mayor sensibilidad que las líneas elementales. Los límites de detección obtenidos usando bandas de CaF se encuentran en el entorno de 100 ppm de F; siendo comparables a los obtenidos mediante la emisión elemental de F en atmosfera de He.

Agradecimientos

Los autores quisieran agradecer el apoyo económico del Principado de Asturias a través del Plan de Ciencia, Tecnología e Innovación 2013-2017 y del FEDER a través del proyecto FC-15-GRUPIN14-040. Además los autores quisieran agradecer a Teresa Alonso Sanchez y Miguel Ángel Ronco de la Universidad de Oviedo, y al Grupo Minersa su apoyo y las útiles discusiones de los resultados obtenidos

Referencias

[1] R.E. Russo, X. Mao, H. Liu, J.J. Gonzalez, S.S. Mao, *Talanta*. 57 (2002) 425.
[2] D.W. Hahn, N. Omenetto, *Appl. Spectrosc.* 64 (2010) 335.
[3] R.B. Fulton, M.M. Miller, *Ind. Miner. Rocks*, 7th ed., Society for Mining, Metallurgy and Exploration, Inc. 2006: pp. 461–473.
[4] M.P. Castro-García, T. Alonso-Sánchez, M. a. Rey-Ronco, *J. Radioanal. Nucl. Chem*. 298 (2013) 915.
[5] C.D. Quarles, J.J. Gonzalez, L.J. East, J.H. Yoo, M. Morey, R.E. Russo, *J. Anal. At. Spectrom.* 29 (2014) 1238.

Evaluación de un sistema de ablación laser acoplado a una descarga luminiscente con detección por espectrometría de emisión óptica (LA-GD-OES) para el análisis de materiales

C. González de Vega[1,*], N. Bordel[2], R. Pereiro[1], A. Sanz-Medel[1]

[1]Universidad de Oviedo, Departamento de Química Física y Analítica, Julián Clavería 8, 33006, Oviedo, España.
[2]Universidad de Oviedo, Departamento de Física, Calvo Sotelo s/n 33007, Oviedo, España.

* claudiaglezdevega@gmail.com

La descarga luminiscente (GD, Glow Discharge) es un dispositivo típicamente utilizado como fuente espectroquímica primaria para el análisis directo de sólidos ya que presenta propiedades interesantes, tales como una alta resolución en profundidad (nm), capacidad de análisis multielemental y bajos efectos de matriz. La mayor desventaja que presenta esta técnica es su limitada resolución lateral (típicamente 1-4 mm).

Por otro lado, LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) es una técnica de espectroscopia óptica en la que la detección de la emisión del plasma inducido por láser proporciona información sobre la composición elemental de la muestra. Es ampliamente empleada en análisis elemental de sólidos debido a sus importantes ventajas entre las que se puede destacar que no requiere preparación previa de la muestra, es aplicable a la mayoría de materiales, y proporciona alta resolución lateral (μm). Como inconvenientes se puede señalar su baja resolución en profundidad, actualmente limitada a unos pocos de cientos de nanómetros y los efectos de matriz a la hora de llevar a cabo análisis cuantitativos.

Para superar estos efectos de matriz que presenta la técnica LIBS, es posible desligar los procesos de excitación/ionización de la atomización mediante el uso de una fuente secundaria. Un posible enfoque es la combinación de LA con GD, donde el láser vaporiza las muestras sólidas y una vez en fase gas son excitadas de manera eficiente por la GD. Esta disposición permite el análisis con una alta resolución lateral, y por tanto, la superación de una de las desventajas sufridas por GDs tradicionales.

En esta línea, Tarik y Günter han explorado la combinación LA-GD [1] acoplada a espectrometría de masas, mostrando su capacidad como una técnica analítica molecular mediante el análisis de compuestos orgánicos. Por otro lado Wagatsuma [2] y Tereschuk et. al. [3] han demostrado la capacidad de mejorar las señales analíticas cuando se emplea un sistema de LA-GD-OES.

El objetivo del presente estudio es realizar una evaluación detallada de las capacidades analíticas de una GD como fuente secundaria de excitación / ionización del material previamente arrancado por un láser de Nd: YAG. Se lleva a cabo una comparación entre el sistema LIBS y LA-GD-OES a baja presión (~Torr) utilizando muestras conductoras y aislantes. Además, se evalúan dos modos de operación de la descarga luminiscente: modo continuo (la GD permanece siempre encendida) y pulsado (~ ms). En este último caso la sincronización entre el disparo láser y el pulso GD juega un papel fundamental: en cada pulso la descarga GD presenta tres regímenes temporales (prepeak, plateau y afterpeak) y el acoplamiento LA-GD tiene unas características diferentes dependiendo del momento en el que se realiza el disparo láser con respecto al pulso GD. En este trabajo se investiga las propiedades de la emisión del plasma LA-GD cuando el disparo láser se efectúa en cada uno de los regímenes temporales de la GD.

Se agradece el apoyo financiero del "Plan Nacional de I+D+I" (Ministerio español de Ciencia e Innovación y el Programa FEDER) a través MAT2010-20921-C02, así como de la Consejería de Educación y Ciencia del Principado de Asturias (ref. COF11-21). C. González de Vega agradece a su beca FPI (ref. BES-2011-045044). Los autores agradecen también el apoyo económico del Principado de Asturias a través del Plan de Ciencia, Tecnología e Innovación 2013-2017 y del FEDER a través del proyecto FC-15-GRUPIN14-040.

Referencias

[1] M. Tarik, D. Günter,. *J. Anal. At. Spectrom*. **25** (2010) 1416.
[2] T. M. Naeem, H. Matsuta, K. Wagatsuma, *Analytical Sciences* **20** (2004) 1717.
[3] K. A. Tereszchuk, J. M. Vadillo, J. J. Laserna, *J. Anal. At. Spectrom*. **22** (2007) 183.

FAPA-APGD como fuente de ionización para instrumentación basada en movilidad iónica

M. Bouza[1], J. Orejas[2], J. Pisonero[2], N. Bordel[2], R. Pereiro[1], A. Sanz-Medel[1].

[1]Departamento de Química-Física y Analítica, Facultad de Química, Universidad de Oviedo, C/ Julían Clavería, nº8, 33006, Oviedo

[2]Departamento de Física, Facultad de Física, Universidad de Oviedo, C/ Calvo Sotelo, 33007 Oviedo

* mbouza86@gmail.com

Introducción

Las fuentes de ionización a presión atmosférica acopladas a espectrometría de masas se han convertido en un campo de investigación de gran relevancia durante los últimos años. El potencial de estas descargas para su aplicación al análisis de muestras con un mínimo tratamiento previo y su sencillez de uso y montaje las han convertido en una prometedora alternativa a las fuentes tradicionales de ionización [1]. Dada su gran versatilidad resultan también de interés como fuentes de ionización en otras técnicas analíticas como es el caso de la movilidad iónica [2]. En estas técnicas, la diferente movilidad iónica o movilidad eléctrica (Z) que, bajo la acción de un campo eléctrico y un flujo de gas, presentan distintos compuestos se utiliza para lograr su separación. La movilidad de un compuesto depende de parámetros como su tamaño, forma o carga. [3].

La instrumentación basada en movilidad iónica puede clasificarse en tres grandes grupos en función de la configuración empleada: la espectrometría de movilidad iónica (IMS) en la que el campo eléctrico y el flujo de gas llevan la misma dirección, la espectrometría de movilidad diferencial (DMS) caracterizada por utilizar un campo de rf oscilante transversalmente a un voltaje constante (se puede equiparar al funcionamiento de un cuadrupolo) y el analizador de movilidad diferencial (DMA). Esta última es la técnica utilizada durante el presente trabajo y en ella el campo eléctrico y el flujo del gas son perpendiculares. En este instrumento se aplica un barrido del voltaje aplicado entre dos placas paralelas o concéntricas a través de las cuales se hace pasar un alto caudal de gas arrastre (gas sheath), normalmente aire.

Los equipos de movilidad iónica se han utilizado tradicionalmente en el análisis de compuestos volátiles, p.e. desde el punto de vista militar, en ambientes de trabajo o agentes químicos. Este tipo de instrumentos se ha utilizado para análisis in-situ mediante ionización con fuentes radiactivas y de fotoionización. El desarrollo de nuevas fuentes de ionización aumenta la versatilidad de esta técnica, ampliando su campo de aplicación al análisis de biomoléculas (análisis estructural) o al análisis de muestras en estado líquido.

Texto de la comunicación

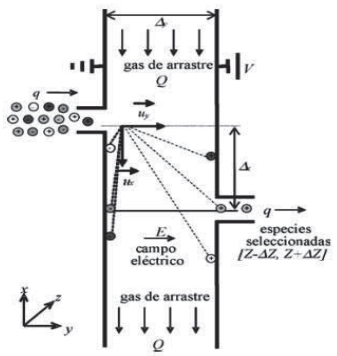


Figura 5. Esquema de la zona de separación del DMA utilizado.

En el presente trabajo se ha investigado el potencial de una fuente FAPA-APGD (Flowing Atmospheric Pressure Afterglow-Atmospheric Pressure Glow Discharge) como fuente de ionización de un prototipo de DMA de placas paralelas (HRIMS High Resolution Ion Mobility Spectrometry) [4] desarrollado por RAMEM (www.ioner.eu). El esquema de la zona en la que se realiza la separación en función de movilidad se muestra en la Figura 1.

La movilidad de los iones clasificados (Z) es función del caudal del gas de arrastre (Q), del voltaje aplicado (V) y de la geometría del instrumento utilizado a través de las distancias recorridas por los iones en la dirección del flujo (Δx), en la dirección del campo (Δy) y en el plano perpendicular (Δz):

$$Z = \frac{Q\ \Delta y}{V\ \Delta x\ \Delta z}$$

Mediante un barrido de voltaje se consigue que especies de diferentes movilidades (Z) alcancen la rendija de salida donde son detectadas.

En este trabajo se ha utilizado una fuente de ionización FAPA desarrollada en nuestro laboratorio [5]. En la Figura 2 se muestra el esquema de la cámara de descarga. Esta fuente FAPA presenta una configuración "pin-to-plate", donde una varilla de tungsteno terminada en punta (cátodo) se enfrenta a una pieza metálica con una salida capilar de 1.6 mm que permite la salida del plasma (región afterglow) fuera de la cámara de descarga. Para la creación del plasma se utiliza helio como gas plasmógeno debido a la alta energía de sus estados metaestables (19.6 and 20.4 eV [6]). Típicamente la descarga utiliza voltajes dc de 400 V y corrientes de 25 mA para la generación de la descarga, siendo el voltaje de ruptura de 2 kV. En el plasma se generan diferentes especies de helio (principalmente He^m, y He_2^+). Estas especies abandonan la cámara a través del capilar y en la región afterglow reaccionan con los constituyentes atmosféricos creando los llamados iones reactivos que permiten la ionización del compuesto de interés. Algunas especies de las que se forman son N_2^+, O_2^+, NO^+, H_2O^+ y clústeres de agua protonados ($(H_2O)_nH^+$, n=1,2,3…[7]).

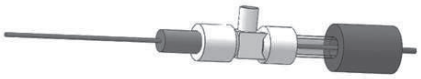


Figura 6.Esquema de la fuente FAPA-

Para realizar la caracterización del acoplamiento se han utilizado diferentes compuestos orgánicos volátiles (VOCs). Se ha evaluado la influencia de los parámetros instrumentales de la fuente (corriente y caudal de He) en las señales de los iones reactivos y también sobre analitos que presentan diferentes estructuras, como pueden ser el dimetil metilfosfato, la acetona o el tolueno. Finalmente, con el objetivo de mejorar la aplicabilidad de esta fuente de ionización para su futura implementación en instrumentos de movilidad iónica, se han perseguido varias estrategias para el análisis de VOCs, incluyendo la adición de dopantes y la evaluación de diferentes gases de arrastre.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo financiero a través del proyecto CTQ2013-49032-C2 (Ministerio de Economía y Competitividad).

Referencias

[1] Glenn A. Harris, Asiri S. Galhena, Facundo M. Fernández, *Anal. Chem.***83** (2011) 4508–4538.
[2] C. Dong, W. Wang, H. Li, *Anal. Chem.***80** (2008) 3925–3930.
[3]G.A. Eiceman, Z. Karpas, Herbert H. Hill, Jr., *Ion Mobility Spectrometry*, 3ª ed., CRC Press, Nueva York, 2013.
[4] J. P. Santos, E. Hontañon, E. Ramiro, M. Alonso *Atmos. Chem. Phys.***9**(2009) 2419-2429.
[5] J. Orejas, K. P. Pfeuffer, S. J. Ray, J. Pisonero, A. Sanz-Medel, G. M. Hieftje, *Anal. Bioanal. Chem.***406**(2014) 7511–7521.
[6] NIST Atomic Database He metastables (available at http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASD/energy1.pl)
[7] F. J. Andrade, W. C. Wetzel, G. C. Y. Chan, M. R. Webb, G. Gamez, S. J. Ray, G. M. Hieftje *J. Anal. At. Spectrom.* **21**(2006)1175-1184.

Factor de estructura dinámica de plasmas parcialmente ionizados

J.M. Gil[1,2*], R. Rodríguez[1,2], G. Espinosa[1], J. Rubiano[1,2], M.A. Mendoza[1,2], E. Mínguez[2], P. Martel[1,2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, Las Palmas de Gran Canaria, España
[2]Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, España

* juanmmiguel.gil@ulpgc.es

Introducción

Un gran número de propiedades de la materia puede ser comprendido a partir del análisis de los cambios o fluctuaciones de la densidad de partículas que constituyen la materia, cambios que resultan del intercambio de momento y energía entre distintitas partes del sistema o del sistema con el exterior. Los cambios en densidad de partículas, tanto en el espacio como en el tiempo, están caracterizados por la denomina función de correlación de van Hove cuya transformada de Fourier define el factor de estructura dinámico (FED). Por ejemplo, el FED aparece de forma natural en las ecuaciones que gobiernan los procesos de colisión inelástica de un proyectil (electrón, protón,…) con la materia, o integrado en frecuencias, gobierna el comportamiento de los procesos de difusión elástica o determina propiedades termodinámicas tales como la energía interna o la presión [1].

En este trabajo presentamos un modelo para construir el FED de plasmas en condiciones de densidad y temperatura donde la ionización es parcial. A diferencia de lo que ocurre en plasmas totalmente ionizados, donde se tienen dos componentes (electrones libres y núcleos atómicos), en los plasmas parcialmente ionizados se tiene también los electrones ligados. Además, éstos pueden formar diversas estructuras dependiendo del estado de carga del ion al que pertenecen o del estado cuántico, y cabe destacar que resulta conveniente construir un FED que contenga la riqueza de las estructuras asociadas a dichos electrones ligados. El modelo desarrollado contiene una serie de ingredientes que pasamos a comentar brevemente a continuación. En primer lugar, se tendrá en cuenta que el plasma está formado por electrones libres e iones en un número suficiente de estados de carga que a su vez podrán estar en su estado fundamental y un gran número de estados excitados. En segundo lugar, las propiedades atómicas así como las abundancias de cada ion se determinarán en un procedimiento auto consistente en donde están acopladas las ecuaciones de Dirac con las ecuaciones de tasas de los distintos iones. El acoplamiento entre ambos conjuntos de ecuaciones radica en que el potencial atómico usado en la resolución de la ecuación de Dirac contempla la interacción de los electrones del ion con las otras partículas del plasma (electrones libres e iones), por lo que dicho potencial depende de las abundancias iónicas. Y en tercer lugar, haremos uso del formalismo de la respuesta lineal (FRL) para determinar la función dieléctrica (FD) de un plasma parcialmente ionizado y del teorema de disipación-fluctuación que relaciona el FED con la FD.

El FED obtenido en el contexto anterior nos permitirá afrontar el cálculo de distintas magnitudes del plasma en una amplia variedad de condiciones entre las que cabe destacar plasmas parcial o totalmente ionizados, plasmas en equilibrio local termodinámico o fuera de él, y finalmente, plasmas débil o fuertemente correlacionados. En el presente trabajo se presentarán cálculos de la potencia de frenado (stopping power) de protones en plasmas parcialmente ionizados.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el programa ToIFE de la Unión Europea.

Referencias

[1] M.S. Murillo, Jon C. Weisheit, *Physiscs Reports* **302** (1998) 1-65.

Caracterización microscópica de plasmas de gases nobles en rangos de densidad y temperatura de interés en Astrofísica de Laboratorio

G. Espinosa[1*], R. Rodríguez[1,2], J.M. Gil[1,2], J.G. Rubiano[1,2], P. Martel[1,2], E. Mínguez[2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria
[2]Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid

* guesvi@hotmail.com

La Astrofísica de Laboratorio es una disciplina enfocada al estudio de cierto tipo de fenómenos astrofísicos susceptibles de ser presentados en un laboratorio, con la finalidad de servir como complemento a los estudios típicamente observacionales, ofreciendo nuevos puntos de vista y nuevos criterios en la investigación del Universo. En este sentido, esta disciplina relativamente novedosa, se plantea como pieza fundamental en la proyección futura de la Astrofísica Moderna.

Los experimentos desarrollados bajo el contexto de la Astrofísica de Laboratorio, que presentan la ventaja de ser en cualquier caso controlables y repetibles, abarcan ya muy diversos fenómenos como son supernovas por colapso nuclear, nubes moleculares fotoevaporadas, discos de acreción, ondas de choque en remanentes de supernova, interiores planetarios o jets protoestelares [1]. Para ser capaces de abordar este tipo de recreaciones en una escala de laboratorio, fueron fundamentales los desarrollos de, por un lado, la teoría del escalado hidrodinámico [2], que venía directamente a salvar la enorme diferencia entre las magnitudes o escalas físicas de un fenómeno producido en el Universo y el reproducido en laboratorio y, por otro lado, el avance y perfeccionamiento de las llamadas grandes instalaciones [1], emplazamientos en los que se llevan a cabo estos experimentos haciendo uso de dispositivos capaces de comunicar altas potencias.

El excepcional interés del desarrollo de estos experimentos en el estudio de fenómenos astrofísicos concretos, junto con el hecho de que la Astrofísica de Laboratorio es también usada en la validación de modelos y códigos numéricos y en la interpretación de nuevas teorías, ha llevado a que cada vez más autores centren en ella sus investigaciones en cada vez más campos y fenómenos.

En este trabajo se presenta el estudio y análisis teórico de ciertas simulaciones de propiedades microscópicas de plasmas típicos de experimentos de Astrofísica de Laboratorio, en concreto, nos centramos en la caracterización de los elementos que participan y en las condiciones en las que se desarrollan dos experimentos concretos, como son la recreación en laboratorio de una onda de choque (*blast wave*) radiativa típica de un remanente de supernova [3] y la de un jet protoestelar típico de un objeto Herbig Haro [4].

Así, esta caracterización incluirá como elementos a los gases nobles (elementos que comúnmente son utilizados para simular el medio en el que se propagan tanto las ondas de choque como los jets en experimentos de esta naturaleza) y el aluminio (elemento con el que se simula el jet protoestelar que analizamos), trabajando con condiciones de densidad de materia y temperatura electrónica entre 10^{-5} – 10^{-3} gcm^{-3} y 1 – 50 eV para los gases nobles y densidad y temperatura electrónicas entre 10^{16} – 10^{20} cm^{-3} y 1 – 1000 eV para el aluminio, y abarcará, en función de la densidad y la temperatura, los estudios de los regímenes termodinámicos de los plasmas, las ionizaciones medias y abundancias relativas de iones, las opacidades y emisividades monocromáticas, las opacidades y caminos libres medios de Planck y Rosseland, y las pérdidas de potencia por radiación (*radiative power losses, RPLs*) y tiempos de enfriamiento radiativos. El conocimiento acerca del comportamiento de estas propiedades analizadas nos ofrece una información muy útil tanto en el análisis del propio fenómeno en estudio como en el diseño de experimentos futuros.

En el cálculo de las propiedades analizadas en esta caracterización se ha llevado a cabo la resolución de un modelo colisional-radiativo (CR), cubriendo con ello condiciones del plasma tanto en equilibrio local termodinámico como en no equilibrio local termodinámico, suponiendo en todo caso los plasmas en estado estacionario y ópticamente delgados. Por otra parte, el cálculo de los

datos atómicos ha sido llevado a cabo bajo la aproximación de configuración relativista detallada. En los cálculos han sido incluidas las contribuciones ligado-ligado, ligado-libre y libre-libre de las propiedades radiativas. Con este primer estudio conseguimos definir las regiones de densidad y temperatura en las cuales son importantes, por ejemplo, los efectos del tiempo o de la radiación con el fin de que estos efectos puedan ser considerados en las simulaciones de los experimentos.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el programa ToIFE de la Unión Europea.

Referencias

[1] B. A. Remington, R. P. Drake, D. D. Ryutov, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006).
[2] D. Ryutov , R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, W. M. Wood-Vasey, *ApJ **518**: 821-832* (1999).
[3] J. Osterhoff, D. R. Symes, A. D. Edens, A. S. Moore, E. Hellewell, T. Ditmire, New J. Phys. **11** (2009) 023022
[4] F. Suzuki-Vidal, M. Bochhi, S. V. Lebedev, G. F. Swandling, G. Burdiak, S. N. Bland, P. de Grouchy, G. N. Hall, E. Harvey-Thomson, E. Khoory, S. Pantakar, L. Pickworth, J. Skidmore, R. Smith, J. P. Chittenden, M. Krishnan, R. E. Maden, K. Wilson-Elliiot, A. Ciardi, A. Frank, *Phys. Plasmas* **19** (2012) 122708

Estudio de las inestabilidades térmicas por enfriamiento radiativo en ondas de choque radiativas generadas en plasmas de elementos típicos en experimentos de astrofísica de laboratorio

R. Rodríguez[1,2*], G. Espinosa[1], J.M. Gil[1,2], J.G. Rubiano[1,2], M.A. Mendoza[1], P. Martel[1,2], E. Mínguez[2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria
[2]Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid

* rafael.rodriguezperez@ulpgc.es

Las inestabilidades en plasmas que ocurren debido a balances entre los ritmos de enfriamiento y calentamiento se denominan inestabilidades térmicas y están asociadas a enfriamientos radiativos que pueden provocar la condensación o la fragmentación de regiones del plasma. El estudio de las inestabilidades térmicas ha sido muy intenso durante los últimos 40 años y ese interés es debido a su posible implicación en la formación de diversos objetos estelares. Lifshitz [1] mostró que el crecimiento de una inestabilidad gravitacional en un universo homogéneo que se expande es demasiado lento (en una aproximación lineal) como para formar sistemas ligados gravitatoriamente. Gold y Hoyle [2] por su parte sugirieron que las inestabilidades térmicas asociadas al enfriamiento radiativo debían tener un papel relevante en la formación de las galaxias. Así, una fluctuación en la densidad del gas creada por una inestabilidad térmica de este tipo puede crecer rápidamente debido a una contracción gravitatoria no lineal después de que el exceso de densidad se vuelva lo suficientemente grande. La fractura del gas interestelar en dos fases estables (nubes densas y frías y el gas caliente enrarecido entre las nubes) puede ser explicada por las inestabilidades térmicas que se origina, por ejemplo, cuando una onda de choque se propaga por el medio interestelar. Finalmente, estas inestabilidades podrían ser también responsables de la fractura del gas intergaláctico, en la formación de las estrellas y en la condensación de las nebulosas planetarias.

Por otra parte, se han detectado también otro tipo de inestabilidades térmicas por enfriamiento radiativo que, a diferencia de las inestabilidades comentadas en el párrafo anterior, consisten en un fenómeno global en el que se producen oscilaciones estables en el frente de las ondas de choque radiativas y en el plasma que se encuentra en la región que se encuentra justo detrás del frente de la onda de choque como un todo. Este tipo de inestabilidades fue analizado por primera vez por Langer et al. [3] en los flujos de acreción sobre estrellas degeneradas y breve tiempo después en ondas de choque radiativas con simetrías plana y esférica.

La posibilidad actual de recrear situaciones astrofísicas adecuadamente escalas hidrodinámicamente empleando grandes instalaciones de láser de alta potencia o de potencia pulsada, creadas en principio para la Fusión Inercial, ha llevado a que el estudio teórico y experimental de las inestabilidades térmicas haya tomado un nuevo impulso e interés.

El estudio teórico de la posibilidad de aparición de ambos tipos de inestabilidades térmicas por enfriamiento radiativo recae en el análisis del *radiative power loss* (RPL) del plasma, esto es la pérdida de potencia por radiación. En particular, esta propiedad se ajusta a una ley de potencias (en principio de la densidad y temperatura del plasma) y los criterios de la posibilidad de la inestabilidad para unas condiciones dadas del plasma se establecen en función de los valores de los exponentes de dicha ley de potencia. Las leyes de potencia más empleadas en la bibliografía para el RPL suelen fijar el exponente de la densidad en dos y dejar únicamente libre el parámetro de la temperatura. Sin embargo esto es sólo válido si el plasma se encuentra en Equilibrio Corona o la contribución más relevante en el RPL es la libre-libre lo cual no tiene por qué verificarse para cualquier condición del plasma.

En este trabajo analizaremos los criterios para la aparición de inestabilidades térmicas por enfriamiento radiativo en ondas de choque radiativas generadas en plasmas de gases nobles que son elementos típicamente usados en experimentos de astrofísica de laboratorio y en rangos de densidad

de materia y temperaturas electrónicas comprendidas entre $10^{-5} - 10^{-3}$ gcm^{-3} y 1-50 eV, respectivamente, condiciones esta típica de este tipo de experimentos. Los RPLs de estos elementos para este rango de condiciones fueron obtenidos mediante la resolución de un modelo colisional-radiativo, suponiendo a los plasmas en estado estacionario y ópticamente delgados. El uso del modelo colisional-radiativo nos asegura cubrir condiciones del plasma tanto en equilibrio local termodinámico como fuera de él. Por otra parte, los datos atómicos fueron obtenidos en la aproximación de configuración relativista detallada. En el cálculo de las propiedades radiativas, tales como el RPL, fueron incluidas las contribuciones ligado-ligado, ligado-libre y libre-libre. Una vez calculados los RPLs estos fueron ajustados localmente por una ley de potencia dejando libres los exponentes tanto de la densidad como de la temperatura, generalizando así lo disponible en la bibliografía. Con todo ello, obtenemos los nuevos criterios que deben verificarse para la aparición o no de las inestabilidades térmicas y delimitamos las regiones de densidad y temperatura en las que pueden aparecer, lo cual resulta muy útil a la hora de interpretar y diseñar experimentos en ondas de choque radiativas.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el programa ToIFE de la Unión Europea..

Referencias

[1] E. M. Lifshitz, *J.Phys.* **10** (1946) 110.
[2] T. Gold, F. Hoyle, *Paris symposium on radio astronomy,* Standford University Press, 1959.
[3] S.H. Langer, G. Chanmugam, G. Shaviv, *Astrophys. J. Lett.* **245** (1981) L23.

Aplicaciones de Microplasmas a Presión Atmosférica: Síntesis de MWCNTs y Grafeno Multicapa

C. Melero[1], R. Rincón[1], J. Muñoz[1], M. Jiménez[1], M.D. Calzada[1,2*]

[1]Laboratorio de Innovación en Plasmas, Edificio Einstein (C2), Campus de Rabanales, Universidad de Córdoba
[2]Plasmas Advances S.L. Parque Científico-Tecnológico Rabanales 21, C/ Astrónoma Cecilia Payné Aldebarán Mod 4.7

* fa1cazal@uco.es

Introducción

Los nanotubos de carbono (NTCs) descubiertos por el científico japonés Iijima en1993 [1]y el grafeno que fue aislado por primera vez porGeim y Novoselov en 2004 [2] se han convertido en unos de los materiales más importantes del siglo XXI por su proyección científica y tecnológica. Estos materiales poseen unas propiedades físicas, químicas, térmicas y mecánicas únicas que posibilitan su uso en multitud de aplicaciones tales como electrónica, informática, fabricación de baterías más eficientes, fabricación de membranas desalinizadoras e incluso en la fabricación de chalecos antibalas.

Aunque estos materiales nanoestructurados de carbono se pueden sintetizar mediante un gran número de técnicas como la ablación láser, descargas de arco eléctrico, deposición química de vapor (CVD), exfoliación mecánica e incluso mediante tratamiento químico a partir de grafito tridimensional, su síntesis a escala industrial es aún desafío para la comunidad científica, al requerir estas técnicas de condiciones drásticas de reacción tales como altas temperaturas, el uso de catalizadores metálicos y aditivos, lo que incrementa de manera considerable los costes de producción.

Recientemente, diferentes grupos de investigación han reportado que técnicas basadas en el uso de microplasmas a presión atmosférica pueden ser una alternativa eficiente, limpia y ecológica para la síntesis de estos materiales.

Objetivo, dispositivo experimental y resultados

Durante los últimos años, nuestro grupo de investigación ha ideado e implementado un proceso experimental basado en plasmas de Ar generados por microondas a presión atmosférica,que permite la síntesis de grafeno y NTCs utilizando alcoholes alifáticos como fuente de carbono. Esto ha dado lugar a toda una línea de investigación aplicada en las síntesis de material nanoestructurado de carbono por plasmas de micrrondas a presión atmosférica; habiéndose iniciado, esta línea de investigación, a partir de los resultados obtenidos en un proyecto financiado por el Plan Nacional de I+D.

Enel proceso experimental, patentado por nuestro grupo de investigación [3], se utilizó un generador de microondas de 2.45 GHz para para la generación del plasma de Ar en modo continuo en un tubo de cuarzo de 1.5 mm y 4 mmde diámetro interno y externo respectivamente utilizando un dispositivo de tipo surfatron. El Ar y el alcohol se añadió al plasma mediante el uso de controladores de flujo másicos a través de un sistema calefactado a 110 ºC para evitar así la condensación del alcohol. Cuando la mezcla Ar/alcohol llega al plasma, se produce un cambio en la morfología del mismo pasando de violeta a verde observándose también un acortamiento en su longitud. Este cambio de color en el plasma es una prueba de los procesos de descomposición del alcohol por las especies presentes en la descarga. Pocos segundos después de producirse la descomposición del alcohol, comienza a observarse la formación de material sólido de color negro en las paredes del tubo de cuarzo.

Los análisis de dicho material sólido, mediante dispersión de energía de rayos X (EDX), microscopía electrónica de transmisión, espectroscopia de Raman y microscopía de fotoelectrones

emitidos por rayos X (XPS), mostraron la presencia de nanotubos de carbono de pared múltiple y láminas de grafeno de menos de 10 capas.

Durante la descomposición del alcohol, además de la obtención de estas nanoestructuras, a la salida del plasma se detectó hidrógeno molecular como producto gaseoso mayoritario, el cual fue identificado y cuantificado por un espectrómetro de masas acoplado a la salida del tubo de descarga[4].

Con objeto de identificar las especies formadas en el plasma durante la descomposición del alcohol, la reacción fue monitorizada mediante espectroscopia óptica de emisión. Esta técnica nos permitió observar la formación de las especies C_2 y C I, las cuales están consideradas como los precursores para la formación de materiales nanoestructurados de carbono. El incremento significativo de la intensidad de la línea correspondiente a la especie atómica del hidrógeno (H_α)explica la formación del hidrógeno molecular, a la salida del plasma, mediante acoplamiento radicalario[5].

Finalmente, indicar que el proceso propuesto, implementado y patentado para la obtención de dos productos con valor añadido como material nanoestructurado de carbono e hidrógeno molecular a partir de la descomposición de alochol por un plasma de microondas y generado a presión atmosférica, es un proceso limpio y económico ya que se utilizan compuestos económicos y fácilmente accesibles como fuente de carbono e hidrógeno.

Agradecimientos

Esta investigación ha sido parcialmente financiado por los proyectos ENE2008/01015, del Plan Nacional de I+D, y FQM301-7489, de la convocatoria de Proyectos de Excelencia de la Consjería de Innovación, Ciencia y Empresa de la Junta de Andalucía. En ambos casos ha existido, además, cofinanciación con fondos FEDER.

Referencias

[1] S. Iijima and T. Ichihashi, Nature **363**, 603 (1993).
[2] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S. V Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V Dubonos, I. V Grigorieva, and A.A. Firsov, Sci. **306** , 666 (2004).
[3]D.D. Calzada, M. Jiménez, Method for producing carbon nanotubes in the absence of metal catalysts. EP 2743231A1
[4] M. Jiménez, R. Rincón, A. Marinas, and M.D. Calzada, Int. J. Hydrogen Energy **38**, 8708 (2013).
[5] M. Jiménez, C. Yubero, and M.D. Calzada, J. Phys. D. Appl. Phys. **41**, 175201 (2008).[3] A. Gapito, I. Saias, *Phys. Rev. X***7** (2017) 031037.

Estudio espectroscópico y modelo cinético simplificado para un plasma de onda de superficie de argón-nitrógeno a presión atmosférica

J. A. Bravo[1], A. Sánchez[1], J. Muñoz[1], M.D. Calzada[1]

[1]Laboratorio de Innovación en Plasmas, Edificio Einstein (C2), Campus de Rabanales, Universidad de Córdoba 14071

* jmespadero@uco.es

Introducción

Los plasmas de microondas de argón-nitrógeno, así como otras mezclas más complejas cuya composición incluye a ambos gases, han sido utilizados con éxito en numerosas aplicaciones, Sin embargo, el rendimiento de dichas aplicaciones depende de muchos parámetros. Tal nivel de complejidad requiere de un estudio previo que permita comprender el comportamiento de las descargas. Una de las líneas de investigación de nuestro grupo es el estudio de la física de un plasma de onda de superficie generado con mezclas argón-nitrógeno, a presión atmosférica y su aplicación a la modificación de superficies de materiales. En particular, se utilizan concentraciones de nitrógeno inferiores al 10%; que son las empleadas en la mayoría de las aplicaciones dirigidas a la modificación de superficies.

Dispositivo experimental y metodología

Una descripción detallada del dispositivo experimental puede encontrarse en [3], destacando el *surfatron* como dispositivo de acoplo de energía al plasma y un monocromador para registrar la radiación emitida por el plasma.

Al objeto de monitorizar espectroscópicamente las especies excitadas de interés, cuyas intensidades son proporcionales a la concentración de las especies del estado superior de la transición, se seleccionaron las longitudes de onda 706.7, 646.8, 337.1 y 391.4 nm correspondientes, respectivamente, a átomos excitados del Ar, en niveles $4\mathrm{p}$, y a especies moleculares de nitrógeno $\mathrm{N}_2\left(B^3\Pi_\mathrm{g}\right)$, $\mathrm{N}_2(C^3\Pi_\mathrm{u})$ y $\mathrm{N}_2^+(B^2\Sigma_\mathrm{u}^+)$.

El modelo cinético utiliza la densidad electrónica y la temperatura del gas, tomadas de [4], como parámetros de entrada, y tiene en cuenta estado fundamental de los átomos de argón, los estados 4s y el estado fundamental de los iones atómicos y moleculares de argón. Para el nitrógeno, el modelo considera, además del estado fundamental, los niveles excitados moleculares $\mathrm{N}_2(A^3\Sigma_\mathrm{u}^+)$, $\mathrm{N}_2\left(B^3\Pi_\mathrm{g}\right)$ y $\mathrm{N}_2(C^3\Pi_\mathrm{u})$ junto al nivel fundamental del ión molecular y el nivel excitado $\mathrm{N}_2^+(B^2\Sigma_\mathrm{u}^+)$. No se tienen en cuenta los niveles vibracionales ni rotacionales de las moléculas.

Para cada una de las especies, se tienen en cuenta procesos de excitación e ionización por impacto electrónico y los procesos inversos correspondientes, para los cuales se asume una distribución maxwelliana de la energía de los electrones. Para los iones moleculares se considera su creación mediante procesos de impacto atómico y su destrucción por el proceso inverso, así como por impacto electrónico y recombinación disociativa. Por último, el modelo contempla también las reacciones de excitación Penning entre átomos de argón y moléculas de nitrógeno, así como reacciones de transferencia de carga entre sus respectivos iones. El modelo se completa con las pérdidas por radiación de aquellas especies no metaestables y las pérdidas por difusión de las especies metaestables e iónicas, tratadas de forma simplificada para el caso cero-dimensional. A pesar de su simplicidad, el modelo constituye una primera aproximación que será completado con el avance de la investigación.

Resultados

Algunos de los resultados obtenidos se muestran en la Figura, donde se representan las intensidades de las emisiones espectroscópicas obtenidas experimentalmente junto con las densidades calculadas mediante el modelo teórico simplificado. En el caso de los niveles 4s del argón, al ser estados metaestables, su densidad se comparó con la intensidad emitida por los niveles

4p del argón, cuya concentración depende fuertemente de la de los 4s debido al predominio de la cinética de excitación por etapas en su cinética de creación, tal y como atestiguan los resultados del modelo cinético. Como puede verse, el modelo predice con bastante exactitud el comportamiento experimental de la descarga en cuanto a los procesos considerados en este estudio, y permiten extraer información sobre la cinética interna de la misma.

El desacuerdo más importante de nuestro modelo lo encontramos para el caso de la especie $N_2(C^3\Pi_u)$, especialmente para concentraciones de nitrógeno superiores al 1%. Este desacuerdo puede deberse, entre otros factores, a las simplificaciones realizadas en el proceso de modelización, que al considerar una distribución de energía de los electrones maxwelliana, puede sobreestimar la importancia de los procesos de excitación por impacto electrónico.

La fuerte reducción de la densidad de los niveles 4s (y 4p) se debe al drástico descenso en la densidad electrónica de la descarga tras la introducción del nitrógeno, así como a la eficiencia de las reacciones de excitación Penning que despueblan este nivel atómico para incrementar la población de moléculas de nitrógeno excitadas $N_2(C^3\Pi_u)$. Por otra parte, las especies iónicas de nitrógeno se generan principalmente por reacciones de transferencia de carga con los iones de argón, seguidas en importancia por las reacciones de ionización por etapas desde los niveles $N_2(B^3\Pi_g)$ y $N_2(C^3\Pi_u)$. Estas especies excitadas de nitrógeno son pobladas y despobladas principalmente por procesos de excitación por etapas y, en menor medida, mediante procesos de decaimiento radiativo que contribuyen a la elevada densidad de moléculas de nitrógeno en estado metaestable, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.

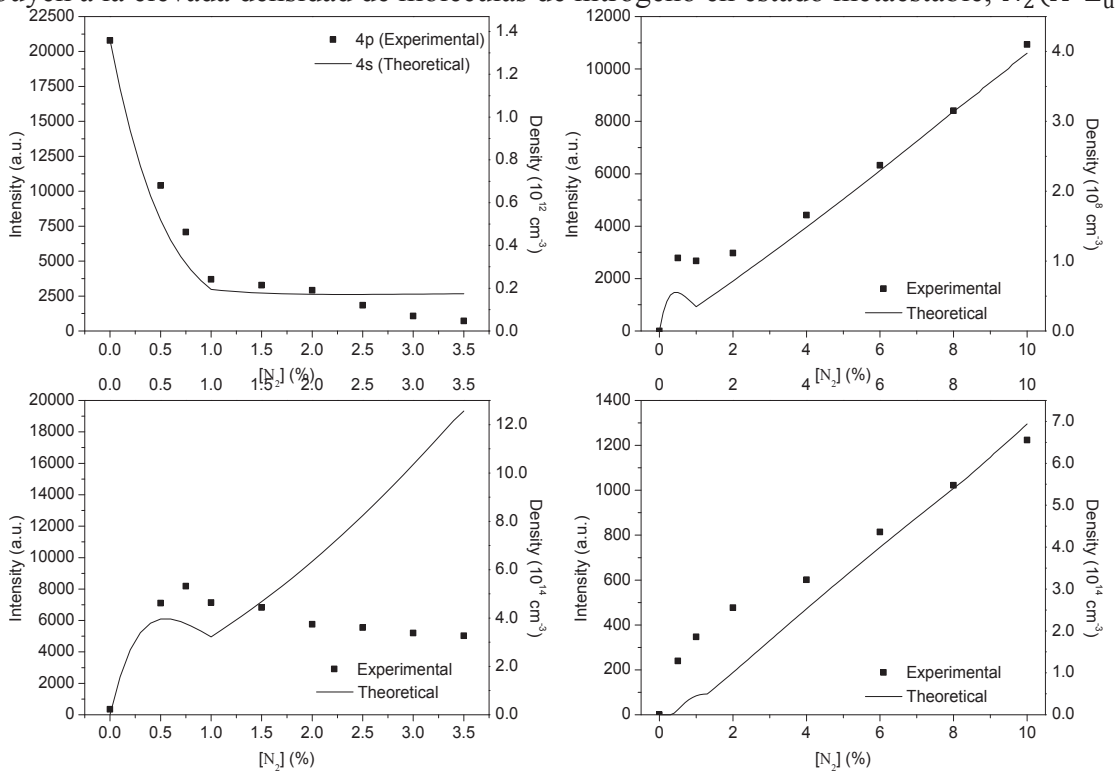


Figura 1. Intensidades registradas de las especies excitadas de interés y resultados del modelo teórico.

Agradecimientos Esta investigación ha sido parcialmente financiado por el proyecto FQM301-7489, Consejería de Innovación, Ciencia y Empresa (Junta de Andalucía). Cofinanciación FEDER.

Referencias

[1] S. Chuang, J. Duh, *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** (2014) 11RA01.
[2] L. Potočňáková, J. Hnilica, V. Kudrle, *Int. J. Adhes. Adhes.* **45** (2013) 125.
[3] J. Muñoz, J. A. Bravo, M.D. Calzada, *The Open Spectroscopy Journal* **3** (2009) 52.
[4] J.A. Bravo, *Estudio preliminar de plasmas de onda de superficie generados con mezclas argón-nitrógeno a presión atmosférica*, Universidad de Córdoba, Córdoba, 2013

Optimización de los parámetros que afectan a la autodeposición de Po sobre soportes de Ag

P. Blanco Rodríguez[1,*], A. Camello Lázaro[1], F. Vera Tomé[2], J.C. Lozano[3]

[1]Departamento de Física, Universidad de Extremadura
[2]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura
[3]Departamento de Física Fundamental, Universidad de Salamanca

* pbr@unex.es

Introducción

Presentamos un estudio de la optimización del rendimiento de autodeposición de Po sobre planchetas de plata, utilizando la espectrometría alfa como técnica de medida. En este proceso [1], el Po se dispone en una solución ácida, habitualmente se usa medio clorhídrico, en la cual se introduce la plancheta de plata. La variable a optimizar es el rendimiento de la autodeposición, siendo los parámetros a variar en el proceso el tiempo de autodeposición y la temperatura del medio. Para obtener los mejores parámetros utilizamos el método Simplex de optimización, propuesto por Nelder y Mead [2]. Este método ya ha sido utilizado para obtener los valores óptimos de la intensidad de corriente y tiempo en la electrodeposición de uranio sobre soportes de acero [3].

Procedimiento experimental

Para preparar las muestras en el proceso de autodeposición, partimos de una disolución constituida por 50 mL de HCl 0.5 M, 1 mL de ácido ascórbico y una cantidad conocida de ^{210}Po. Una vez preparada la disolución, se lava la plancheta de Ag con HCl concentrado y se coloca en un soporte adecuado, poniéndose en contacto con la disolución preparada para el proceso de autodeposición (Fig. 1). Con el propósito de favorecer la homogeneidad en el proceso, la disolución se mantiene en agitación continua. Además, el proceso de autodeposición se ve favorecido por la temperatura, por lo que el dispositivo se coloca en una plancha calefactora fijándose la temperatura del medio. En el proceso de optimización seguido, se han realizado tres réplicas para cada uno de los puntos de temperatura y tiempo considerados en el estudio. Posteriormente las muestras fueron medidas por espectrometría alfa con detectores PIPS de 450 mm^2 de área activa.



Figura 1. Muestras preparadas para la autodeposición de Po.

Resultados

Puesto que los parámetros considerados son dos (tiempo y temperatura), el Simplex inicial debe ser un triángulo. Los puntos A1, B1 y C1 (ver Tabla 1) fueron escogidos como Simplex inicial.

En el desarrollo de la optimización se impusieron ciertas ligaduras a los valores posibles de los parámetros (tiempo y temperatura). La temperatura mínima se consideró que debería estar por encima de la temperatura ambiente, fijándose en 30 ºC, de manera que pueda ser controlada mediante una plancha calefactora. Por su parte, la temperatura máxima vendría determinada por la evaporación de la disolución, así como, y de manera más determinante, por la volatilización del Po, fijándose en 90 ºC.

Los valores obtenidos para el rendimiento en los puntos de los diferentes Simplex considerados se presentan en la Tabla 1.

De los resultados obtenidos (Tabla 1) se deduce que no necesariamente para altos valores de tiempo la eficiencia en la autodeposición es mayor, sino que viene influenciada por el valor de la temperatura de la disolución. Debe establecerse, por tanto, un compromiso temperatura-tiempo de autodeposición, de manera que, para tiempos pequeños es necesaria una temperatura relativamente alta, en torno a los 70 ºC, mientras que para tiempos mayores (5-7 horas) es necesario establecer temperaturas en torno a los 30 ºC para evitar la continua evaporación de la disolución. Resumiendo, del estudio realizado concluimos que para la autodeposición de Po sobre soporte de Ag los valores de temperatura y tiempo que conducen a un mayor rendimiento (~ 100%) son 70 ºC y 2 h, resultados que están en acuerdo con otros estudios descritos en la bibliografía [1,4,5].

Tabla 1. Rendimientos obtenidos en el proceso de optimización en la autodeposición de Po

Punto	Tiempo (h)	Temperatura (ºC)	Rendimiento (%)
A1	3	40	62.80±2.07
B1	5	30	73.77±4.00
C1	4	60	72.91±1.46
A2	6	50	57.39±3.09
C2	7	20	64.58±1.36
B3	2	70	96.27±2.98
A3	3	90	67.19±3.21

Agradecimientos

Nuestro agradecimiento al Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto CTM2011-25400), así coma al Fondo Social Europeo de Desarrollo Regional (FEDER).

Referencias

[1] W.W. Flynn, *Anal. Chem. Acta*, **43**(1968)221.
[2] W.H. Press, S.A. Flannery, W.T. Teukolsky, T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, 1986, p. 305.
[3] F. Vera Tomé, M. Jurado Vargas, A. Martín Sánchez, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A*****348** (1994) 183.
[4] R.F. Clayton, E.J. Bradley, *Sci. Total Environ*. **173/174** (1995) 23.
[5] P. Vesterbacka, T.K Ikäheimonen, *Anal. Chem. Acta*, **545**(2005)252.

Simposio de Enseñanza, Divulgación e Historia (EDH)

El aparato de Colladon y su relación con la fibra óptica: Reseña histórica y aplicaciones didácticas

M. Martín[1,*], G. Pinto[1,2], J. M. Hernández[1], M. T. Martín[1]

[1] Grupo de Didáctica e Historia, Reales Sociedades Españolas de Física y de Química, Ciudad Universitaria, 28040 Madrid.

[2] E.T.S. de Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Madrid, José Gutierrez Abascal 2, 28006 Madrid.

* mmartins@edu.ucm.es

Se presenta un trabajo relacionado con la historia y la didáctica de la Física, en el contexto de la celebración del *Año Internacional de la Luz y las Tecnologías basadas en la Luz.* Tras una reseña de la biografía de Jean Daniel Colladon (Ginebra, 1802 – Ginebra, 1893), se pone de manifiesto cómo sus estudios sobre la reflexión total de la luz en una corriente del agua que sale de un recipiente son precursores del descubrimiento de la fibra óptica, con importantes aplicaciones en la actualidad en el ámbito de las telecomunicaciones.

La biografía de Colladon es llamativa porque inicialmente se doctoró en Derecho pero después, con su amigo (desde niños) Charles François Sturm (Ginebra, 1803 – París, 1855) realizaron estudios de matemáticas y física, inicialmente en Ginebra y luego en París. Ambos abordaron la realización de trabajos para presentarse a un concurso de la *Académie des Sciences* francesa sobre la compresibilidad de los principales líquidos. Tras una serie de vicisitudes, y entre otros logros, consiguieron medir con bastante exactitud, gracias a sus experimentos en el Lago Lemán, la velocidad de la propagación del sonido en el agua. Finalmente consiguieron el premio en 1827, lo que les dio suficiente renombre como para trabajar de ayudantes de André Marie Ampère (1775 – 1836) y de Jean Baptiste Joseph Fourier (1768 – 1830). Previamente, con solo 22 años, Colladon ya había obtenido otro premio importante, en este caso para recompensar el mejor instrumento de medida de intensidad de la luz, por la *Société des Sciences et des Arts* de Lille, por la construcción de un fotómetro. Lo describió con todo tipo de detalles y planteó las bases de los fundamentos de la fotometría

Fue profesor de Física (primero en París y luego en Ginebra) y desarrolló importantes aplicaciones prácticas de ingeniería en campos como: barcos de vapor, diseño de compresores para transmisión de fuerza por aire comprimido en construcción de túneles, y sistema de alumbrado y calefacción por gas ciudad en Ginebra, entre otros. [1-3]

Para ilustrar las diferentes formas que puede tomar un chorro de agua al salir de un recipiente a través de orificios de distinto diámetro, diseñó un aparato con una lente convergente para concentrar el haz luminoso que iluminaba la base del chorro. El resultado fue sorprendente; Colladon escribió: *~~l~~a lumière circule dans ce jet transparent, comme dans un canal, et en suit toutes les inflexions*". Con sus experimentos consiguió ~~a~~trapar" la luz en un chorro de agua. Como las fuentes luminosas de aquella época eran poco potentes, inicialmente utilizó la luz solar, que introducía en la sala mediante un sistema de espejos y lentes. Posteriormente la fuente de luz fue una lámpara de arco. Se pudieron construir así, en la segunda mitad del siglo XIX, distintos modelos de ~~f~~uentes de Colladon" con chorros de agua de distintos colores, por ejemplo en exposiciones universales. [4, 5]

El aparato de Colladon se encuentra en catálogos de material didáctico de comienzos del siglo XX [6]. Aún hoy día se sigue utilizando para demostrar la transmisión de la luz por la fibra óptica, aunque se puede hacer mucho más espectacular utilizando rayos laser de colores diferentes.

Los fenómenos físicos que explican el confinamiento de la luz en el aparato de Colladon son los que también justifican el funcionamiento de la fibra óptica. Esta consiste en un fino hilo transparente de vidrio o material plástico que permite que un haz de luz quede totalmente confinado y se propague por su interior. El envío de pulsos de luz en esta fibra permite la transmisión de datos a grandes distancias a velocidad muy superior a la del cable convencional.

De este modo, la fabricación y exposición de ―fuentes de Colladon", preparadas incluso con materiales cotidianos, puede ser especialmente motivador para los alumnos, para entender los fundamentos del funcionamiento de la fibra óptica, que muchos conocen porque en sus hogares llega así la señal de Internet y con ella las llamadas telefónicas y la televisión.

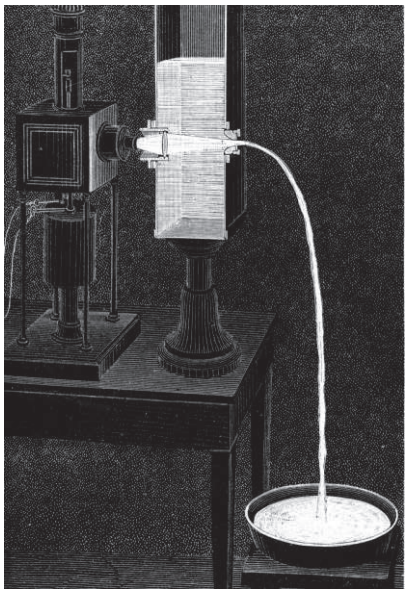


Figura 1. Ilustración del aparato de Colladon [5].

Figura 2. Inicio del trabajo donde Colladon expone su aparato óptico para visualizar un chorro de líquido saliendo de un recipiente [4].

PHYSIQUE. — *Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique;* Lettre de M. COLLADON.

« J'ai souvent cherché dans mes cours à rendre visibles pour tous les élèves les différentes formes que prend une veine fluide en sortant par des orifices variés. C'est pour y parvenir que j'ai été conduit à éclairer intérieurement une veine placée dans un espace obscur. J'ai reconnu que cette disposition est très-convenable pour le but que je m'étais proposé, et que de plus elle offre dans ses résultats une des plus belles et des plus curieuses expériences que l'on puisse faire dans un cours d'optique.

» L'appareil que j'emploie pour ces essais se compose d'un vase parallélipédique de 1 mètre de hauteur; sur une des faces, un peu au-dessus du fond, est une ouverture où s'adaptent à vis différents diaphragmes pour varier la grosseur du jet. Cette veine s'échappe du vase dans une direction horizontale : pour l'éclairer intérieurement on perce un trou dans la paroi opposée sur la même direction, et on adapte à ce trou une lentille convexe; on ajoute en dehors du vase un tube horizontal, noirci à l'intérieur, destiné à empêcher les rayons obliques à l'axe du jet de pénétrer dans le vase. L'appareil est ensuite placé dans une chambre obscure; un des volets de cette chambre est percé d'un trou auquel on adapte le tube noirci, et l'on renvoie par un miroir un faisceau de lumière solaire parallèlement à l'axe du tube.

» Les rayons lumineux traversent la lentille et le liquide, et vont converger dans l'ouverture par laquelle s'échappe la veine; une fois entrés dans la veine, ils rencontrent sa surface sous un angle assez petit pour éprouver une réflexion intérieure totale; le même effet se reproduit à chaque nouveau point d'incidence, en sorte que la lumière circule dans ce jet transparent comme dans un canal, et en suit toutes les inflexions.

En la actualidad podemos encontrar muchos ejemplos de fuentes luminosas con rayos laser que utilizan un dispositivo del tipo del aparato de Colladon. Entre otros destacamos, por la explicación y fotografías que aporta al respecto, el trabajo de Sébastien Forget [7]. También señalamos una página Web donde se recoge, además de información detallada, un video explicativo dentro de un proyecto educativo más amplio, titulado ―*Physique à main levée*" de la *Université de Lille 1* [8].

En nuestro trabajo hacemos propuestas para su utilización a nivel didáctico, para explicar, por ejemplo, la reflexión total, que se produce cuando un rayo de luz pasa de un medio más refringente (mayor índice de refracción) a otro, para un ángulo de incidencia mayor que el ángulo límite (valor crítico) que se deduce de la Ley de Snell.

Agradecimiento

Se agradece la ayuda recibida de la Universidad Politécnica de Madrid, a través del proyecto de innovación educativa PT14_15-03002.

Referencias

[1] S. Fischer, *Jean-Daniel Colladon: Savant et Industriel Genevois*. Musée d'histoire des sciences. Ginebra (2010). Accesible en:http://www.ville-ge.ch/mhs/pdf/aide_colladon

[2] J. Hecht, *City of Light: The Story of Fiber Optics (Sloan Technology)*, Oxford University Press (1999), 12-20.

[3] D. Colladon, *Recueil des Travaux de la Société des Sciences et de l'Agriculture et des Arts de Lille* (1825), 20-33 y 560.

[4] D. Colladon, *Comptes Rendus* (1842), 15, 800-802.

[5] D. Colladon, *La Nature* (1884), 325 y 525-526.

[6] Colección de instrumentos para la Didáctica de las Ciencias. Catálogo del material antiguo de Física y Química del Museo Bartolomé Cossío, Universidad Complutense de Madrid. Actualizado en 2009. Accesible en: http://www.ucm.es/didactica_cc_exp/museos-y-colecciones

[7] S. Forget, *Réalisation d'une "fontaine laser"*: http://www-lpl.univ-paris13.fr:8088/lumen/Ressources_Diverses.htm

[8] J. M. Blondeau, B. Bonnel, M. Vindevoghel, B. Mikolajczyk, G. Destrun, *Service d'Enseignement Multimedia de l'Université de Lille 1. Physique à main levée*: http://phymain.unisciel.fr/la-fontaine-lumineuse/

El conocimiento al final de un hilo:

La cometa a través de la historia de la ciencia y la tecnología

Juan Miguel Suay Belenguer[1,*]

[1]C/ El de Pagan, 44-03550 – San Juan de Alicante (alicante) – España.

* jm_suay@yahoo.com

Introducción

Esta comunicación es un resumen de mi tesis doctoral en el que se analiza la biografía de la cometa como objeto científico y tecnológico fracasado [1]. Para ello se parte de la noción de objeto científico de la filósofa e historiadora Lorraine Daston [2], con el fin de para disponer de un concepto lo suficientemente general para dar cuenta de las múltiples funciones científicas que desempeñó la cometa. Daston nos propone analizar la capacidad de un objeto para organizar la investigación científica a partir de cuatro características: su notoriedad, su novedad, su productividad y su institucionalización. Es decir, en qué medida un objeto capta la atención de los científicos y es capaz de generar resultados interesantes y perdurables. En segundo lugar, pretendo explicar por qué la cometa desaparece, es decir su fracaso. Para caracterizar el fracaso (y, por extensión, el éxito científico) adopto el enfoque que el filósofo e historiador de la ciencia Thomas Kuhn [3] expone en el epílogo de *La Estructura de las Revoluciones Científicas* (1969): el éxito de un objeto científico sería incorporarse al paradigma sobre el que se articula una ciencia normal. La cometa no lo logró nunca, lo cual, a mi juicio, se explica principalmente a su falta de productividad de resultados teóricos y experimentales, en comparación con otros objetos con los que entró en competencia.

Cometa como objeto científico

Entre 1752 y 1914, las cometas fueron utilizadas como objetos científicos en diferentes ramas de la ciencia y la tecnología [4] (Figura 7). En primer lugar, como dispositivo experimental en la física del XVIII para probar la naturaleza eléctrica del rayo. Luego como modelo teórico en la mecánica racional durante el siglo XVIII. A lo largo del XIX, la cometa se convierte en objeto tecnológico, al desarrollarse diseños especializados para su uso en la observación meteorológica (elevando instrumentos de medición). Por último, las cometas fueron utilizadas como modelo a escala en la naciente ingeniería aeronáutica, para perfeccionar el desarrollo del ala, durante la segunda mitad del XIX y principios del XX. La cometa no se consolidó dentro del acervo científico de estas disciplina en ninguna de estas cuatro categorías (dispositivo experimental, modelo teórico, instrumento auxiliar, modelo a escala), de forma que la cometa no es reconocida hoy como objeto científico, salvo por una minoría de especialistas.

La cometa como dispositivo experimental

La cometa inicia su vuelo como dispositivo experimental con el famoso experimento de Benjamín Franklin en 1752 para descubrir la naturaleza eléctrica del rayo [5]. Este resultó lo suficientemente cautivador como para que, una vez agotado su interés científico, los aficionados a la física recreativa lo siguiesen practicando como divertimento en el siglo XIX. Movido inicialmente por mejorar el dispositivo de Franklin, Johann Albert Euler desarrolló en 1758 modelos mecánicos para poder elevar una cometa a mayor altura [6]. Sin mayor repercusión científica, estos modelos tuvieron también una posteridad didáctica, a modo de ilustración, en manuales de física recreativa durante más de cien años [7] [8].

Las cometas en meteorología y como modelos a escala de aviones

En 1896 se comienza a usar la cometa como dispositivo de elevación de instrumentos de medida meteorológico [9]. Esto propulsa el desarrollo tecnológico de la cometa, adquiriendo formas demasiado complejas para un simple juguete. Fueron estos desarrollos los que propiciaron, a partir de 1898, el uso de cometas como modelos a escala para probar formas de ala, en los primeros días de la aviación. Sin embargo, la aparición de alternativas más eficientes abortó la investigación sobre cometas [10].

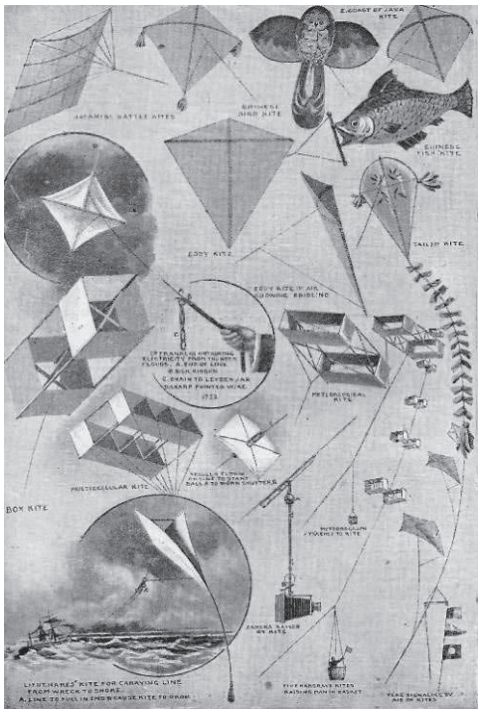


Figura 7 Usos científicos y tecnológicos de la cometa

Agradecimientos

Agradezco a David Teira del Departamento de Filosofía e Historia de la ciencia de la Facultad de Filosofía de la UNED, por su labor de director de mi tesis y por su ayuda en la misma.

Referencias

[1] J. M. Suay*, El conocimiento al final de un hilo: La cometa a través de la historia de la ciencia y la tecnología,* Tesis doctoral (2013). http://e-spacio.uned.es/fez/view/tesisuned:Filosofia-Jmsuey.
[2] L. Daston, (Ed.), *Biographies of Scientific Objects*, University Chicago Press, Chicago, 2000.
[3] T. S. Khun, *La Estructura de las Revoluciones Científicas*, Méjico, Fondo de Cultura Económica, 2006.
[4] J. M. Suay, D. Teira, *Nuncius* **29** (2014) 439–463.
[5] J. M. Suay, D. Teira, *Nuncius* **29** (2014) 441–450.
[6] J. M. Suay, Quaderns d'Història de l'Enginyeria IX (2008). 117-144.
[7] J.M. Suay, Llull 36, 77 (2013) 115-131.
[8] J. M. Suay, Lat. Am. J. Phys. Educ. **6**, **3** (2012) 423-438.
http://www.lajpe.org/sep12/18_LAJPE_677_Juan_Suay_preprint_corr_f.pdf
[9] J. M. Suay, D. Teira, *Nuncius* **29** (2014) 450–455.
[10] J. M. Suay, D. Teira, *Nuncius* **29** (2014) 455–461.

Implementación y evaluación de un laboratorio virtual de Física

J.A. Molina Bolívar [1*], A.I. Urquiza García [1], F. Galisteo González [2]

[1]Departamento de Física Aplicada II, Escuela Politécnica Superior, Universidad de Málaga, 29071, Málaga, España

[2]Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada,18071, Granada, España

* jmb@uma.es

Introducción

La implantación del Espacio Europeo de Enseñanza Superior ha supuesto el planteamiento de un nuevo modelo educativo de enseñanza-aprendizaje centrado en la formación del alumno dentro de un entorno interactivo en el que se utilizan de forma eficiente las Tecnologías de la Información y la Comunicación (TIC). Para afrontar los retos que se nos platea, la Universidad de Málaga dispone del Campus Virtual que es una herramienta muy valiosa para la creación de sistemas de apoyo al proceso de enseñanza-aprendizaje. Dentro de este marco educacional hemos desarrollado una estrategia didáctica innovadora para realizar prácticas de laboratorio. Se ha creado una librería de películas de experimentos que constituyen un laboratorio virtual para la asignatura de Física. Estas películas han sido grabadas con una cámara digital de alta velocidad que ha permitido disponer de experimentos muy novedosos y diferentes a las prácticas clásicas de Física. En la e-actividad los alumnos analizan estas películas mediante un programa de análisis de video (Tracker) con el que obtienen y procesan datos experimentales con los que confirmar los principios teóricos de la Física. El desarrollo de la práctica no se realiza a partir de un guión preestablecido sino que se lleva a cabo en base a los fundamentos de la Enseñanza Basada en Proyectos (PBL), con el fin de conseguir que los estudiantes aprendan siguiendo pautas activas, participativas y cooperativas. El laboratorio virtual ha sido evaluado durante el presente curso académico por alumnos de los grados de Ingeniería Eléctrica, Ingeniería en Diseño Industrial y Desarrollo del Producto, e Ingeniería Química de las universidades de Málaga y Granada.

Contexto de la experiencia

La Física es una actividad eminentemente práctica, por lo que la realización de prácticas de laboratorio es un elemento fundamental en el proceso de enseñanza-aprendizaje. Como objetivos principales de estas experiencias podemos citar: que los estudiantes adquieran las habilidades propias de los métodos de investigación científica y servir de ~~"v~~isualización" de lo estudiado en las ~~"c~~lases de teoría". Con las prácticas de laboratorio el alumno amplía, profundiza, consolida y comprueba los fundamentos teóricos de la asignatura. Se trata de un recurso de enseñanza centrado en el alumno, ya que la realización de las prácticas constituye parte integrante del trabajo independiente del estudiante. Es obvio que la motivación del alumno es un factor decisivo en el éxito de esta actividad. Nuestra misión como profesores debe ser no sólo formar en las materias que impartimos, sino conseguir que nuestros estudiantes sean capaces de manejar las herramientas disponibles para resolver los problemas con los que se encontrarán en su vida profesional. Evidentemente, entre estas herramientas cabe señalar las TICs. Las TICs amplían los recursos didácticos y ofrecen nuevas posibilidades en la enseñanza, dentro de las cuales nos encontramos con la enseñanza virtual (*e-learning*). Actualmente las universidades se enfrentan a importantes problemas que incluyen la carencia de recursos humanos y de espacio, y problemas presupuestarios para la adquisición de prácticas de laboratorio. Por otra parte, la metodología de enseñanza utilizada en las prácticas convencionales de laboratorio requiere, en muchos casos, un guiado bastante importante por parte del profesor, cuando lo que se pretende en la actualidad es la promoción del trabajo autónomo de los estudiantes. Las principales ventajas que ofrecen las prácticas virtuales de laboratorio que proponemos frente a las prácticas tradicionales presenciales son: se puede realizar un mayor número de prácticas, el horario para hacer las prácticas es completamente flexible, se

puede repetir el experimento tantas veces como se quiera, se reduce el costo de instalación y mantenimiento del laboratorio

Descripción de la experiencia

El laboratorio virtual está formado por 28 prácticas agrupadas en los temas Cinemática, Dinámica, Trabajo y Energía, Sistema de Partículas, Dinámica de Rotación del Sólido Rígido, Movimiento Oscilatorio y Fluidos. La actividad está diseñada para que los alumnos se conecten a través del Campus Virtual de la Universidad de Málaga. En su composición se ha trabajado para dotarle de una configuración atractiva para el estudiante. Una vez dentro de la página del laboratorio el alumno elige el tema que desea donde podrá encontrar las diferentes prácticas que pertenecen a dicho tema (Figura 1). En cada práctica el estudiante encuentra el video del experimento y un guión de la práctica. El guión de la práctica tiene una estructura totalmente diferente al tradicional, no encontrando en ella los alumnos un fundamento teórico ni una estructura guiada para hacer la práctica. Nuestra experiencia docente nos ha mostrado que muchas veces los alumnos se limitan a la reproducción mecánica de los pasos de la técnica del experimento que aparecen descritos en el guión de la práctica. Esto en gran medida se puede evitar con la estructura y características de la práctica virtual que presentamos. Pretendemos que el alumno adquiera habilidades a través de su enfrentamiento a problemáticas similares a las que encontrará en su futura actividad profesional.

Evaluación de la experiencia

Para evaluar la actividad, 318 alumnos de las tres titulaciones contestaron a una encuesta en la que comparaban las prácticas virtuales y las presenciales. Las principales conclusiones que se pueden extraer de sus respuestas son: los alumnos encontraron más dificultades y tuvieron que trabajar más en la realización de las prácticas virtuales que las presenciales, que las prácticas virtuales le han ayudado a aprender y motivarse más por la asignatura.



Figura 1

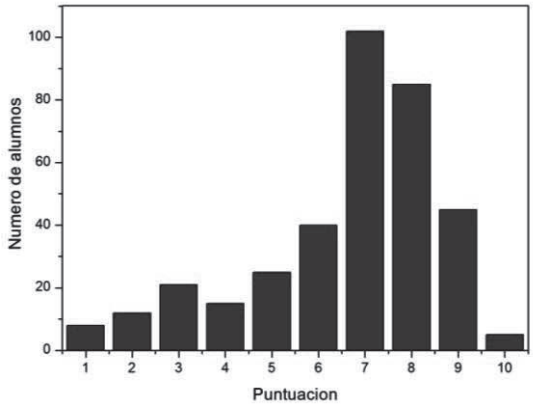


Figura 2

La figura 2 recoge la puntuación otorgada a la experiencia docente. La nota media fue 7.5. Algunos de los comentarios que plasmaron los estudiantes son: *"son muy entretenidas y si te manejas bien con el Tracker puedes aplicar los conceptos básicos de la Física"; "las prácticas son verdaderamente útiles, ya que nos ayudan a comprender y ver los fenómenos físicos de otra forma"*

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado en el marco del Proyecto de Innovación Docente PIE13-005 de la Universidad de Málaga.

"Game of Physics": acercando la Física a alumnos de Bachillerato

V. González-Fernández[1,2*], B.G. del Río[1,2], L. Ares[1], J.L. Martín[1], J. Cítores[1], L. Sánchez-Tejerina[1], J. Hernández[1], C. González[1], S. Martín[1], S. García[1], A. Álvarez[1], D. Mateos[1,2]

[1] Asociación S.A.L Physics League, C/Río Sequillo 20, Urb. El Cotanillo, CP 47170, Renedo de Esgueva, Valladolid, España

[2] Dpto. de Física Teórica, Atómica y Óptica, Fac. de Ciencias, Universidad de Valladolid, Paseo Belén 7, CP 47011, Valladolid, España

* physicsleague.asoc@gmail.com

Introducción

Esta actividad, realizada por primera vez en Noviembre de 2014, consiste en la realización de talleres para alumnos de Bachillerato. La actividad se nombró "Game of Physics" aprovechando la popularidad de la serie de televisión "Game of Thrones". La actividad consiste en tres talleres que se llevan a cabo de manera simultánea, llegando en cada representación a una audiencia aproximada de 200 personas. A la finalización del taller se ha entregado a los asistentes un código QR enlazando a una pequeña encuesta, recibiendo una valoración global de 4,7 sobre 5.

Talleres de la experiencia divulgativa "Game of Physics"

- Termodinámica: Taller ambientado en la Casa Targaryen debido a su vinculación con el fuego. Se muestra el comportamiento de algunos fluidos (mayormente gases), la importancia de la presión (efecto Venturi) y cómo trabajar con diagramas de fase, utilizando específicamente los correspondientes al agua y CO_2. Para ello, se realizan experimentos como juntar dos pelotas de ping-pong soplando entre ellas, hervir agua a menos de 100ºC y deformar una botella por acción de la presión atmosférica. Se crea también una nube instantánea en una botella gracias a la despresurización, y cómo se puede obtener hielo seco con un extintor. Las distintas densidades del CO_2 y del aire propician pequeños experimentos. Para acabar el taller, los monitores de los talleres se prenden fuego en las manos sin quemarse, mostrando el efecto Leidenfrost (ver Figura 1).



Figura 1: Realización de un experimento relacionado con el efecto Leidenfrost en el taller de Termodinámica.

- Electromagnetismo: Taller ambientado en la región de "Más allá del muro" debido a los poderes desconocidos de sus habitantes. El taller se inicia explicando los conceptos básicos de atracción y repulsión electrostática, mediante globos y tiras de papel de aluminio, y con pompas de jabón. Este concepto también se ilustra usando una esfera de Van der Graff , y realizando diferentes pruebas. Se continúa demostrando el fundamento de una jaula de Faraday, envolviendo un teléfono móvil o una radio en papel de aluminio. Conceptos básicos sobre magnetismo son explicados en la segunda parte de taller. Se trabaja con un ferro-fluido (ver Figura 2), limaduras de hierro, imanes de

neodimio y un visualizador de campo magnético para mostrar el comportamiento y la forma de los campos magnéticos creados, y con un kit de levitación magnética ver hasta dónde puede llegar la repulsión magnética. Para finalizar, mediante una bola de plasma (ver Figura 2) y una bobina de Tesla se ilustra cómo suceden las auroras boreales.

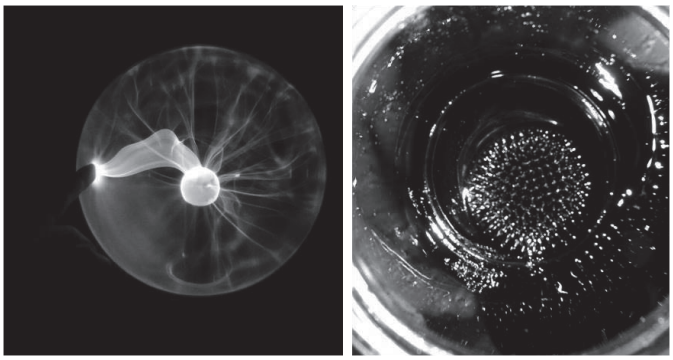


Figura 2: Esfera de plasma (izquierda) y fluido ferromagnético (derecha) usados en el taller de Electromagnetismo

Óptica: Taller ambientado en la Casa Baratheon por su vinculación al "Dios de la Luz". Los conceptos de refracción y reflexión, ángulo límite, y funcionamiento de la fibra óptica son explicados mediante un kit de lentes y un láser. Gracias a un experimento Tyndall, se muestra que el agua puede actuar como fibra óptica. Se crea una ilusión de invisibilidad, aprovechando que el aceite de girasol y el Pyrex tienen el mismo índice de refracción. Como pequeña introducción a la interacción luz-materia, se usa un dispositivo ―vapor-display" (una lámina de vapor de agua atrapada entre dos flujos laminares de aire) construido específicamente para este taller. En la segunda parte del taller, se explican conceptos más avanzados. La polarización lineal se muestra con un monitor sin filtro polarizador (ver Figura 3). El fenómeno de extinción total se enseña usando dos polarizadores lineales cruzados. Finalmente, se crean ilusiones ópticas tridimensionales mediante una pirámide de acetato, y un efecto de invisibilidad (cloaking) con un sistema de cuatro espejos.



Figura 3: Experimento de polarización de la luz en el taller de Óptica.

Agradecimientos

La asociación sin ánimo de lucro Physics League está compuesta por 28 miembros, todos ellos dedicados a la divulgación de la física. Se agradece la financiación económica proveniente de la European Physical Society (Young Minds Project) [ref. EPSYM2015G24; EPSYM2015G25; and EPSYMIYL2015-15], Optical Society of America [Universidad de Valladolid OSA chapter], and American Physical Society [APS outreach mini grant].

La física en la universidad española: el caso de las oposiciones a las cátedras de Física Matemática de 1952 y 1955.

P. Soler Ferrán[1]

[1] Plaza Peñuelas, 7, 7ºE. 28005 Madrid.

E-mail: ferranpablo@gmail.com

Introducción

Se presenta un caso particular de la historia de la Física en España, como es el de las oposiciones a las cátedras de Física Matemática (FM) por la Universidad de Madrid en 1952 y la de Barcelona en 1955, que consideramos ejemplifica perfectamente el estado de la Física en la dictadura franquista.

Este trabajo se basa en el análisis de dos tipos de fuentes primarias: los expedientes de dichas oposiciones,[1] y la correspondencia de uno de los aspirantes, Ramón Ortiz Fornaguera, sobre el proceso previo de convocatorias y el resultado de las mismas.[2, 3]

Texto de la comunicación

En la historiografía reciente sobre la Física en España se han establecido algunas características generales de esta disciplina durante la dictadura franquista: la prioridad sobre lo aplicado frente a lo teórico, la ausencia de la Universidad en la investigación, el clientelismo como norma de relación entre sus profesionales, así como los intentos de ―espiritualización" de la física al servicio de la ideología del régimen, basada en el ―nacionalcatolicismo".[4,5]

Los aspirantes a la convocatoria de 1952 fueron Rafael Domínguez (1915-2001), Jesús María Tharrats (1923-2001), Ramón Ortiz (1916-1974) y Miguel Aspiroz (1916-1965). A la de 1955 sólo fueron candidatos Ortiz y Tharrats. Domínguez ganó la plaza de Madrid, Tharrats la de Barcelona y Aspiroz posteriormente obtendría una cátedra de Física del Aire. Ortiz, que venía trabajando en la Junta de Energía Nuclear (JEN), al considerar injustos los resultados de ambas pruebas, decidió no optar a más cátedras.

Ya en el proceso inicial de convocatorias se adivinan las luchas de poder y juegos de influencia en torno a las cátedras (otra característica de la ciencia española el franquismo). Se dotó una nueva cátedra de FM en Barcelona en 1949, a cuya convocatoria sólo se presentó Ortiz, pero se anuló posteriormente abriéndose nueva convocatoria, con posteriores anulaciones y cambios de miembros de tribunal, no convocándose definitivamente hasta 1955, en una sucesión de órdenes del BOE cuanto menos rocambolesca.[6] La de Madrid se convocó como consecuencia de la muerte de su titular, Esteban Terradas. En ambos casos, durante el periodo previo a la convocatoria definitiva de ambas cátedras, se adivinan las luchas de influencia comentadas anteriormente, especialmente por parte de los dirigentes de la JEN, a través de la correspondencia de Ortiz.[7]

La cátedra de Madrid la ganó quien menores méritos académicos tenía, no había publicado ningún trabajo sobre física teórica o física matemática, con una memoria de la asignatura basada en la Física Clásica y sin ninguna indicación sobre la labor investigadora de la cátedra. De hecho, posteriormente Domínguez se especializaría en la física de las microondas, no publicó trabajos sobre FT/FM ni incentivó la investigación en este campo.

Ortiz presentó una reclamación sobre el resultado, al entender que no se cumplió el reglamento vigente en el sistema de votación definitivo, pero su recurso se desestimó por defecto de forma.[8]

En las siguientes oposiciones, a pesar de que Tharrats solo resolvió un problema práctico y Ortiz los dos, en la votación ganó Tharrats por entender tres miembros del tribunal que había realizado la exposición de la parte teórica con mayor claridad. Al respecto, entre la amplia correspondencia que mantuvo Ortiz posteriormente con otros colegas, algunos de estos estimaban el carácter subjetivo sobre la valoración de la exposición teórica frente al objetivo de los problemas.

Pero independientemente del resultado de las oposiciones, consideramos que lo más interesante de estas es la propuesta innovadora de Ortiz Fornaguera en su memoria sobre el concepto y método de la FM.[9] En efecto, su programa proponía temas actuales de la época, como la Teoría Cuántica de Campos, la Electrodinámica Cuántica y la Teoría de Grupos, para desarrollar en seminarios y programas de doctorado, además incidía en la necesaria labor investigadora que debía desarrollar la cátedra. La memoria de Tharrats también trató sobre aspectos de investigación, brevemente y sin concretar contenidos, y aunque su programa coincidía en parte con el de Ortiz, no incluía las novedades de esos años que eran precisamente los susceptibles de investigación de acorde a los estándares de la ciencia internacional.

El propio Ortiz interpretó los resultados como un boicot expreso hacia él y consideraba que los miembros del tribunal no tenían suficiente preparación para entender los temas de su programa.[10] Es difícil demostrar dicho boicot, aunque parece plausible, probablemente por su independencia ideológica respecto del régimen.[11] Lo que es cierto es que posteriormente se denunciaron públicamente algunas arbitrariedades en la adjudicaciones de cátedras.[12]

En conclusión, creemos que la propuesta de Ortiz, al ser ignorada por los tribunales, supuso una rémora importante para el desarrollo de esta disciplina en España y el inicio de la investigación en FT/FM en el ámbito universitario, lo que no empezaría hasta finales de los años 1960, con el inicio del Grupo Interuniversitario de Física Teórica. Consideramos que tanto la correspondencia de Ortiz, como su memoria sobre la FM, que ha permanecido desconocida hasta ahora, tienen un alto valor como patrimonio histórico documental de la Física en España.

Referencias

[1] Actas de oposiciones a la Cátedra de Física Matemática de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Madrid. 1952. Archivo General de la Administración (AGA) Educación 31/5715; *Ibídem* Universidad de Barcelona, 1955, AGA Educación 32/18181. Incluyen las memorias sobre la asignatura de dos de los aspirantes: Domínguez y Tharrats.

[2] G. Gimeno, P. Soler y M. Xipell, "Descripción del Archivo Ramón Ortiz Fornaguera" *Actes d'Història de la Ciéncia i de la Técnica*, *Nova época*. **6** (2013) 117-128.

[3] Se ha contactado personalmente con familiares de dos aspirantes, Tharrats y Aspiroz, pero no se han localizado documentos privados relativos a las oposiciones. Para el caso de Domínguez no se ha conseguido dicho contacto.

[4] N. Herran y X. Roqué, "Los físicos en el primer franquismo: conocimiento, poder y memoria", en: N.Herran y X. Roqué (Eds.), *La física en la dictadura. Físicos, cultura y poder en España (1939-1975)*, Barcelona, 2012, pp. 85-102.

[5] L.E. Otero (dir.) *La Universidad Nacionalcatólica. La reacción antimoderna*, Univ. Carlos III de Madrid, 2014.

[6]. Boletines Oficiales del Estado de 27/09/1949 p.4113; 24/01/1950 p.317; 13/8/1950 p.3550; 08/02/1951 p.623; 05/03/1951 p.978; 09/04/1951 p.1577; 14/12/1951 p.5623; 03/04/1952 p.1514; 19/05/1952 p. 2260; 15/06/1952 p. 2679; 20/07/1954 p.4967; 16/11/1955 p.6927.

[7] Archivo Ramón Ortiz Fornaguera (AROF, disponible en *ddd.uab.cat* a partir de junio 2015). Carta de Jose María Otero Navascués a Ortiz, 27 junio 1950, AROF C50_24; carta de Ortiz a Otero, 2 mayo 1953, AROF C53_8; carta de Armando Durán a Ortiz, 20 mayo 1953, AROF C53_13; carta de Otero a Ortiz 18 febrero 1954, AROF C54_2; carta de Otero a Ortiz 17 octubre de 1953, AROF C53_19.

[8] Ortiz obtuvo dos votos en la primera votación, y cada uno de los tres restantes candidatos uno. Al no obtenerse la mayoría necesaria de tres votos, se realizó una segunda votación en la que Domínguez obtuvo tres votos y Ortiz mantuvo los dos. En realidad, según el reglamento solo se tenía que haber realizado la segunda votación con Ortiz como único aspirante y si no hubiera obtenido los tres votos declararse desierta la convocatoria. (Ref. 1).

[9]. R. Ortiz, *Sobre el concepto y los métodos de la Física Matemática*, (inédito), memoria presentada para las oposiciones de cátedra de Física Matemática por la Universidad de Madrid, 1952; *Apéndice*, *Ibídem* Universidad de Barcelona, 1955. Archivo Ramón Ortiz Fornaguera (AROF) (disponible en *ddd.uab.cat* a partir de septiembre 2015).

[10] Correspondencia de Ortiz (AROF, disponible en *ddd.uab.cat* a partir de junio 2015). Entre otras muchas, por ejemplo, carta de Ortiz a Isidre Polit, 18 enero 1956, AROF C56_3; carta de Isidre Polit a Ortiz, 22 enero 1956, AROF C56_5; Carta de Ortiz a anónimo 18 enero 1956, AROF C56_3.

[11] Según testimonio de Teresa Ortiz, hija de Ramón, en comunicación privada al autor.

[12] Díez-Alegría, "Principios morales aplicables en las oposiciones a cátedras", *Physicalia*, **23** (1957) 11-12.

Aspectos históricos y pedagógicos sobre la naturaleza de la luz

J.M. Arsuaga[1,*], A. Arencibia[1], A. Sotto[1]

[1]Departamento de Tecnología Química. Escuela Superior de Ciencias Experimentales y Tecnología (ESCET). Campus de Móstoles de la Universidad Rey Juan Carlos (C/Tulipán, s/n. 28933 – Móstoles, Madrid)

* jesusmaria.arsuaga@urjc.es

El 20 de diciembre de 2013, la Organización de las Naciones Unidas (ONU), en su 68ª Asamblea Anual proclamó 2015 como el Año Internacional de la Luz y las Tecnologías basadas en la Luz. Dado que la RSEF forma parte del Comité Español para la celebración del Año Internacional de la Luz, parece apropiado abordar esta temática en la Bienal del presente año.

La comunicación que aquí se extracta está dividida en dos partes. En primer lugar se ofrece un resumen histórico de las diferentes especulaciones que se han formulado desde la antigüedad sobre qué es la luz y cómo se genera, propaga y percibe. Igualmente, se mencionarán los principales hitos experimentales que han conducido a la moderna interpretación dual de su naturaleza. En este contexto, destacan especialmente el descubrimiento de la luz no visible, las experiencias de Young y Fresnel sobre difracción e interferencias, la generación y detección de ondas electromagnéticas por Hertz y la interpretación de Einstein del efecto fotoeléctrico (Fig. 1) [1 - 3].

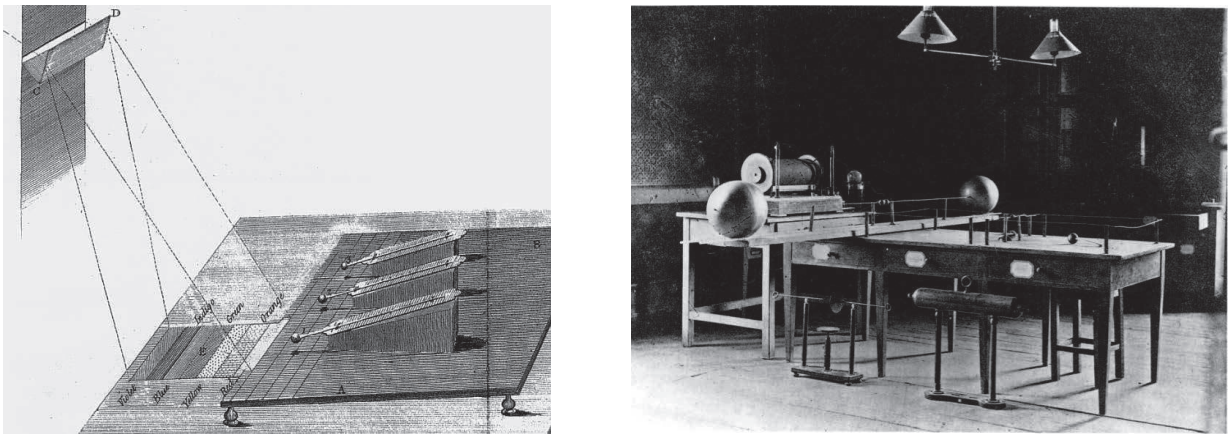


Figura 1. Experiencia de Herschel sobre el poder calorífico de los rayos luminosos que condujo al descubrimiento de la luz invisible para el ojo humano (izquierda); equipo de experimentación con ondas electromagnéticas utilizado por Hertz (derecha).

Dado que el Año Internacional de la Luz pretende comunicar a la sociedad la importancia de la luz, y sus tecnologías asociadas, en el mundo actual incluyendo la educación, la segunda parte de la comunicación consiste en un breve análisis sobre el papel que el estudio de la luz y de los fenómenos luminosos recibe en el nuevo currículo ESO/Bachillerato de la LOMCE tal como se recoge en el Real Decreto 1105/2014, de 26 de diciembre, por el que se establece el currículo básico de la Educación Secundaria Obligatoria y del Bachillerato [4] y la Orden ECD/65/2015, de 21 de enero, por la que se describen las relaciones entre las competencias, los contenidos y los criterios de evaluación de la educación primaria, la educación secundaria obligatoria y el bachillerato [5].

Los autores desean agradecer a la Universidad de Mayores de la Universidad Rey Juan Carlos el apoyo económico necesario para la asistencia y participación a la XXXV Reunión Bienal de la Real Sociedad española de Física (Gijón, 2015).

Referencias

[1] E.T. Whittaker, *A history of the theories of aether and electricity: from the age of Descartes to the close of the nineteenth century*, version electrónica disponible en https://archive.org/details/historyoftheorie00whitrich.
[2] E. Segrè, *From falling bodies to radio waves*, 1ª ed., Dover Publications Inc., New York , 2007.
[3] E. Segrè, *From X-rays to Quarks*, 1ª ed., Dover Publications Inc., New York , 2007.
[4] http://www.boe.es/boe/dias/2015/01/03/
[5] http://www.boe.es/boe/dias/2015/01/29/

Introducción a la física y la astronomía de forma festiva: "Noche Lunática"

A. Martínez Vázquez[1,*], M. Álvarez Jiménez[1,2], A. Calzada Díaz[3], E. Castañón[1,4], J. Jáñez[1], R. Ramos Núñez[1], M. Suárez[1], C. Valle Villarroel[1], I. Vega González, J. Villanueva García[1], D. Lago Cachón[1,4]

[1] Asociación Cielos Despejados, Avda. Fernández Ladreda, 48, 33011 Oviedo.
[2] IES Doctor Fleming, C\ Doctor Fleming, 7, 33005 Oviedo.
[3] Department of Earth and Planetary Sciences, Birkbeck College, Malet Street, London WC1 7HX, UK.
[4] Departamento de Física, Universidad de Oviedo, C\Calvo Sotelo sn, 33005 Oviedo.

* UO236861@uniovi.es

Introducción

La asociación Cielos Despejados, formada mayoritariamente por estudiantes del grado de física de la Universidad de Oviedo, organiza actividades divulgativas sobre astronomía, física o ciencias afines. El propósito es acercar la ciencia al público más general posible, haciendo un especial esfuerzo en atraer a familias, jóvenes o adultos indistintamente. El ambicioso objetivo pasa por generar contenidos que sean de interés para todos los asistentes.

La Noche Lunática, celebrada el pasado 6 de septiembre en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Oviedo, es la actividad más relevante de las organizadas por la asociación. En la organización de la misma se siguió una filosofía similar a las *star parties*, reuniones informales o casi festivas, habituales entre los aficionados a la astronomía. Sin embargo, el clima asturiano ofrece pocas garantías de si se programa una actividad con antelación, dicha noche no esté nublada o llueva. Por lo tanto, además de una observación astronómica, se prepararon las siguientes actividades en el interior del edificio:

- Talleres didácticos infantiles.
- Presentación y concurso de pósteres realizados por alumnos de secundaria.
- Conferencias divulgativas.
- Curso sobre software libre para iniciarse en la astronomía.
- Exposición de mapas y muestras lunares.
- Exposición de fotografías.

La asistencia al acto sobrepasó las 300 personas a pesar de que la observación astronómica tuvo que ser suspendida por la lluvia. La elevada asistencia y la valoración positiva del público son indicadores del atractivo de dicha actividad. Creemos que este modelo divulgativo/festivo es exportable a muchos lugares, y puede ayudar a incrementar el interés de la sociedad por la ciencia.

Agradecimientos

Dicha actividad no hubiera sido posible sin la disposición de la Facultad de Ciencias a alojar la actividad y la ayuda de la Oficina de Transferencia de Recursos de Investigación (OTRI) de la Universidad de Oviedo. También colaboraron la Sección lunar de la Instalación Regional de Fotografía Planetaria de la NASA del Centro de Ciencias Planetarias de la University College London y Birkbeck College, la asociación universitaria de biólogos de Asturias (Physis) y la librería especializada Mazinger Gijón.

Los aportes de Augustin Fresnel a la Teoría de los medios

F. Sotres

Departamento de CCEE , Facultad de Educación UCM. Grupo de Didáctica e Historia de la Física y la Química

f_sotres@hotmail.com

Introducción

Tras los intentos de Huygens y Young (condenado en vida al ostracismo intelectual por discutir los postulados de Newton), Augustin Fresnel (1788-1827) aúna una habilidad experimental fuera de lo común con un cuerpo matemático que asienta de modo definitivo para la época, el nuevo paradigma ondulatorio.

Texto de la comunicación

El joven ingeniero, condenado al destierro en Normandía por su oposición a Napoleón, inicia unos de los ocios forzosos más fructíferos de la Ciencia con sus trabajos sobre la Luz. En la ponencia se intenta una vista panorámica de su obra científica de los hitos que se destacan así como sus posibles aplicaciones a los curriculum de física de la enseñanza secundaria:

- La prueba definitiva del desmantelamiento de los –fits" de Newton
- Las láminas delgadas
- Los espejos de Fresnel
- El asentamiento de la coherencia
- El éter y la polarización de la luz
- Las zonas [1]
- La mancha de Arago-Poisson [2]
- Las lentes de Fresnel

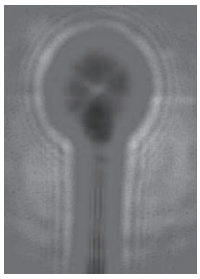


Fig. 1.- La mancha de Arago ©F.Sotres

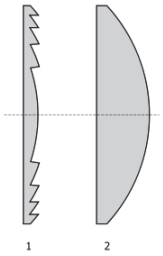


Fig.2.- ©http://es.wikipedia.org/wiki/Lente_de_Fresnel

Referencias:

[1] Fresnel, A.: 1866. Oeuvres Complètes, (1815-1827) .Publicado por H. de Senermont, E.Verdet y L. Fresnel

[2] Fresnel, A. :1819, Mémoire sur la Diffraction de la Lumière, Comptes Rendues 5.

Simposio de Comunicación y Divulgación (CyD)

Materiales innovadores al alcance de la mano: una experiencia de divulgación en el Instituto de Ciencia de los Materiales de la Universitat de València

A. Cros[1,*], F. Sapiña[1]

[1]Instituto de Ciencia de los Materiales. Parc Científic de la Universitat de València. c/ Catedrático José Beltrán 2. 46980 Paterna, Valencia, España.

* Ana.Cros@uv.es

Introducción

La Ciencia de los Materiales es un campo interdisciplinar que trata del diseño de materiales con nuevas funcionalidades. Combina de forma estratégica elementos de física, química e ingeniería para abordar los cuatro pilares del desarrollo de nuevos materiales: su síntesis, la determinación de su estructura y su microestructura, la comprensión de sus propiedades y el desarrollo de sus aplicaciones.

Durante gran parte de la historia de la humanidad, los materiales se han empleado tal y como la naturaleza los proporcionaba: piedra, madera, arcilla, paja… Pero es, precisamente, el desarrollo de materiales con propiedades innovadoras el que marca los grandes cambios de la humanidad: de la Edad de Piedra pasamos a la Edad de los Metales (Cobre, Bronce y Hierro), uno de los periodos tecnológicos más productivos de la Prehistoria.

La Ciencia de los Materiales como área de investigación se establece de forma relativamente moderna. De hecho, aunque la mayor parte de los elementos de la tabla periódica ven la luz a lo largo del siglo XIX, no es hasta mediados del siglo XX que éstos comienzan a combinarse para desarrollar materiales con propiedades que no existían antes en la naturaleza, dando lugar a campos como la micro- y opto-electrónica, la ciencia de polímeros, los nanomateriales o los biomateriales, entre otros. Como consecuencia de esta rápida expansión, las propiedades de estos materiales las aprovechamos a diario [1,2]. Sin embargo, estos avances están tan integrados en nuestra vida que no somos conscientes de su relevancia y del esfuerzo investigador necesario para su desarrollo.

La actividad divulgativa que se describe pretende llamar la atención de nuestros visitantes sobre la importancia de los materiales que nos rodean y sobre la necesidad y el interés de la investigación en esta área. De esta toma de conciencia depende en buena medida la financiación de nuestra investigación y la atracción de nuevos talentos hacia el área de la Ciencia de Materiales.

Estructura de la actividad divulgativa

El Instituto de Ciencia de los Materiales de la Universitat de València (ICMUV) acoge visitas periódicas tanto de público general como de estudiantes de Secundaria, Bachillerato y Grado que desean conocer nuestras actividades. Tanto el número de visitantes como la duración de las visitas oscilan mucho dependiendo de cada situación: por eso la actividad propuesta es versátil tanto en contenidos como en duración. Teniendo esto en cuenta, la actividad se estructura en dos partes bien diferenciadas. En una primera, de carácter lúdico, se presentan de forma participativa distintos experimentos relacionados con materiales que nos podemos encontrar en la vida diaria. En la segunda parte, más académica, se describen las distintas líneas de investigación del ICMUV relacionándolas, en la medida de lo posible, con los experimentos que se han mostrado en la introducción. La duración total de la actividad puede variarse fácilmente entre media hora y una hora, modificando el peso relativo de las dos partes. Dado que la mayoría de nuestras visitas corresponden a estudiantes de Bachillerato, en esta comunicación describiremos la estructura correspondiente a este caso.

En una mesa central se disponen un conjunto de demostraciones que ilustran las propiedades de algunos materiales y sus aplicaciones tecnológicas. Los visitantes, usualmente en torno a 30 personas, se sitúan alrededor de la mesa. La presentación se realiza entre dos personas, a las que

denominaremos *narrador* y *experimentador*. El *narrador* introduce la actividad y desarrolla una historia de la vida cotidiana en la que van apareciendo distintos materiales, resaltando la importancia de éstos en el día a día. Simultáneamente, los visitantes deben localizar sobre la mesa los materiales a los que el narrador hace referencia. Una vez localizado alguno de los materiales, el *experimentador* realiza las demostraciones experimentales relacionadas con ese material. Esta forma de organizar la sesión resulta muy dinámica y participativa. Para aumentar el interés, las demostraciones están organizadas de forma que su complejidad y atractivo va en aumento hasta el final de la sesión.

Con el fin de favorecer la implementación de este tipo de actividades en otros centros pasamos a detallar algunas de las demostraciones, organizadas según la familia de materiales a la que pertenecen:

Materiales magnéticos: Se utilizan imanes de neodimio de gran tamaño. Dos visitantes los sujetan y tratan de acercarlos, sintiendo su enorme fuerza de atracción o repulsión. Una vez unidos, se pide a otro asistente que intente separarlos. La actividad se aprovecha para comentar la diferente intensidad de las fuerzas magnéticas normales y tangenciales. Finalmente el experimentador separa los imanes. Como aplicación tecnológica, los imanes se ponen en relación con el funcionamiento de los discos duros magnéticos. Se muestra y se deja manipular el interior de uno de estos discos.

Materiales optoelectrónicos: Se muestran láseres y diodos de varios colores (rojo, verde, violeta). Los láseres se relacionan con el almacenamiento de información en CD, DVD y blu-ray, explicando el papel de la longitud de onda en los distintos formatos de grabación. Los diodos se relacionan con la iluminación, tanto mediante el método RGB como por la excitación de fósforos.

Materiales para telecomunicaciones: En esta actividad se emplean diodos (verde y rojo), un fotodiodo como detector de luz y una radio. Se lleva a cabo la codificación de la salida de una radio, transformándola en modulación de la intensidad del diodo. Esa información se transmite por el aire, la detecta el fotodiodo y se reproduce en el altavoz al que éste está conectado. A continuación se muestra cómo esa luz puede llevarse a través de fibra óptica a donde uno desee. Finalmente, el experimento se realiza con los diodos verde y rojo simultáneamente. Cada color codifica una fuente musical distinta. El canal que se desea escuchar se escoge mediante la utilización del filtro de color adecuado.

Polímeros: Se muestra el comportamiento de un polímero con viscosidad dinámica, es decir, un polímero que actúa de forma diferente bajo una fuerza lenta o rápida. Como aplicación de uso cotidiano se muestra poliacrilato de sodio, un hidrogel que constituye el polímero absorbente que se utiliza en los pañales.

Materiales para la transformación de energía: Además de mostrar células fotovoltaicas y módulos Peltier, se enseña cómo pueden transformarse diferencias de temperatura en movimiento mediante un motor basado en un material con memoria de forma (nitinol).

Agradecimientos

Quisiéramos agradecer a J. Heredero y A. Lázaro, personal técnico del ICMUV, y a M. Andrés, S. Murcia, C. Roldán y R. Ibáñez (investigadores del ICMUV) su participación en la realización de las demostraciones con mayor contenido tecnológico.

Referencias

[1] C. Hall, *Materials: a very short introduction*, OUP Oxford, Oxford, 2014.
[2] M. Miodownik, *Stuff matters: exploring the marvelous materials that shape our man-made world*, Penguin, London, 2014.

La aceptación social de la ciencia y sus medios de difusión

Javier Ablanque Ramírez

Miembro del grupo de innovación educativa Física Interactiva, ETSI Agrónomos, Universidad Politécnica de Madrid, Av. Complutense s/n, 28040 Madrid.
Colaborador del programa A Hombros de Gigantes-RNE, Casa de la Radio. Prado del Rey. 28223 Madrid

E-mail: jablanque.agronomos@upm.es

Introducción

Al autor de esta comunicación y a raíz de su colaboración en el programa *A Hombros de Gigantes de RNE* [1] le surgen las siguientes preguntas: ¿Qué medios utiliza la población preferentemente para informarse sobre ciencia? ¿Cuáles son sus preferencias sobre la investigación y la tecnología frente a otras partidas? En esta comunicación se presenta un pequeño estudio sobre el grado de aceptación de la ciencia en la sociedad a raíz de una encuesta realizada en internet.

El grado de aceptación de la ciencia en la sociedad comparativamente con otros sectores

Son pocos los programas dedicados a acercar la ciencia al gran público. El programa *A Hombros de Gigantes* es uno de ellos y se emite en Radio Nacional de España, los lunes de 02,00 a 03,00 de la madrugada, si bien puede descargarse el podcast en la dirección: http://www.rtve.es/alacarta/audios/a-hombros-de-gigantes/



Figura 1. Arquímedes de Siracusa y el espejo ustorio.

El primer programa se emitió el 7 de septiembre de 2007 y por el estudio ya han pasado un gran número de científicos de todas las disciplinas. En dicho programa, el autor de esta comunicación presenta una pequeña sección que relaciona conceptos físicos básicos con grandes hechos históricos, mitos y leyendas. Son muchos los pasajes comentados desde el punto de vista físico (La presa de la villa de Nerón en Subiaco y la estática de fluidos, Arquímedes y el espejo ustorio, etc.) y esperamos haber contribuido al acercamiento a esta disciplina. De ser elegida esta comunicación, durante la presentación se mostrarán algunos ejemplos de esta sección que relaciona la física y la historia, elegidos de entre los comentados durante estos años.

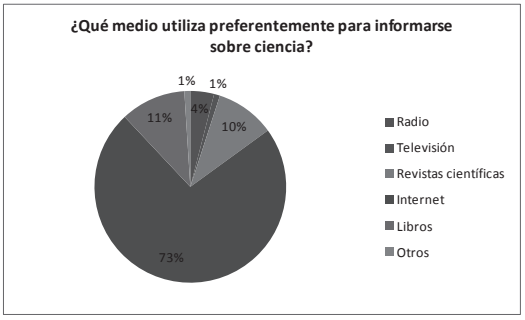
En plena época donde el papel de las Tecnologías de la Información y la Comunicación (TIC) tienen un papel preponderante en la sociedad, se da la circunstancia que cuanto más acceso a la información tenemos, más desinformada parece estar la sociedad en cuanto a ciencia, no hay más que realizar una búsqueda con ayuda de un navegador por internet para darnos cuenta de que el número de páginas web dedicadas a las pseudociencias es mucho mayor que las dedicadas a artículos científicos serios y bien documentados.

Ante este panorama, se debería pedir una mayor rigurosidad en los medios y apoyar la divulgación científica por su contribución en la difusión de los conocimientos científicos al público general y por su papel en el fomento de nuevas vocaciones científicas en alumnos de secundaria y bachillerato.

Ante esta situación nos podemos preguntar ¿Cuál es el grado de aceptación de la ciencia en la sociedad frente a otros sectores? ¿Cuál es el medio más utilizado por parte de la población para adquirir conocimientos científicos?

Desde el año 2002 la Fundación Española para la Ciencia y la Tecnología (FECYT) realiza cada dos años un análisis sobre el grado de Percepción Social de la Ciencia y la Tecnología en España. Este breve estudio no aspira a equipararse con el mencionado naturalmente, dotado con más medios, pero sale a resultas del estudio realizado por el FECYT en el 2012 [2], en el que, entre otros muchos datos, se analizaban estos tres aspectos: los medios de información científica, el gasto público en ciencia y tecnología y el nivel de conocimientos en ciencia que tienen los españoles.

En este caso se ha realizado una encuesta en la red con solo tres preguntas para que cualquier ciudadano, independientemente del país de origen, pudiese contestarla tratando de esta forma, tener una visión algo más global del problema. En apenas unos días se han recopilado gran número de encuestas, pero es la intención mantener abierto el cuestionario hasta el día en que se celebre la bienal. A continuación se exponen los datos registrados hasta la fecha.

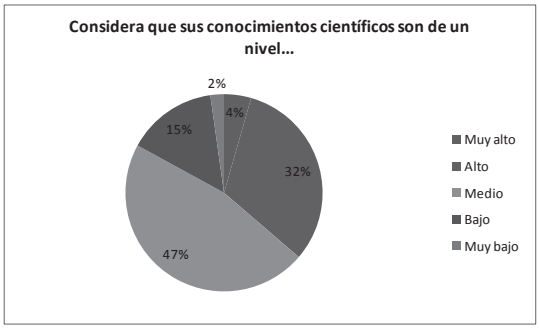


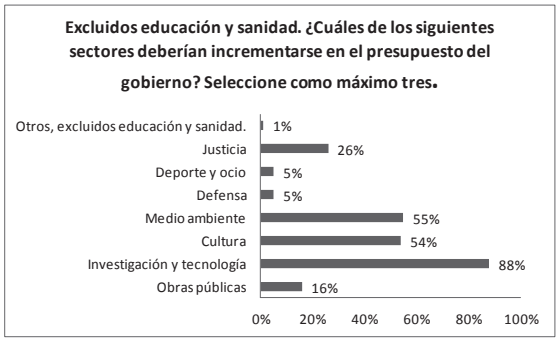
En cuanto al medio que preferentemente utiliza el ciudadano a la hora de informarse sobre ciencia, los entrevistados prefirieron en su inmensa mayoría la red. Hay que tener en cuenta que se preguntaba por el medio que utiliza en primer lugar, por lo que solo se podía elegir una opción. La población busca cada vez más las respuestas a sus preguntas a través de la red y eso exige saber discernir entre la información veraz y las pseudociencias.

Se les preguntó también sobre como consideraban su nivel de conocimientos sobre ciencia. La mayoría respondió, nivel medio, seguidos de los de nivel alto, por lo que, teniendo en cuenta que la pregunta es un tanto subjetiva, estaríamos estudiando una muestra de la población interesada por la ciencia.

Por último, en la tercera pregunta se pedía elegir en cuales de los sectores mostrados, que excluían sanidad y educación, se debería incrementar el presupuesto (se podían marcar tres). La inmensa mayoría eligió de entre las opciones posibles a Investigación y tecnología, seguido casi a la par por Medio ambiente y Cultura.

Durante la presentación se incitará a la reflexión sobre los resultados obtenidos.





Agradecimientos:

A todos aquellos que de manera desinteresada han colaborado en la realización de esta encuesta y a los oyentes del programa, gracias a ellos podemos realizar nuestra gran pasión, divulgar.

Referencias

[1] Programa *A Hombros de Gigantes – RNE*. http://www.rtve.es/alacarta/audios/a-hombros-de-gigantes/
[2] *Percepción social de la ciencia y la tecnología 2012*. Fundación Española para la Ciencia y la Tecnología, FECYT, 2013.

Divulgación en Física de Partículas: "International Masterclasses", concurso "CERN-Beamline" y el "International Particle Physics Outreach Group"

A. Ruiz-Jimeno[1*], M.A. Sanchis [2]

[1]Instituto de Física de Cantabria (IFCA, CSIC-Univ. Cantabria)
[2]Instituto de Física Corpuscular (IFIC, CSIC-Univ. Valencia)

* ruiz@ifca.unican.es

Introducción

La red internacional de científicos y comunicadores IPPOG (–International Particle Physics Outreach Group") tiene como objetivo divulgar y educar en física de partículas. La estructura elemental de la materia y la dinámica que rige su comportamiento las muestra al gran público mediante diversas actividades que tratan de fortalecer la curiosidad por la cultura científica. En esta comunicación se presenta una de sus actividades de mayor éxito, las *Clases Magistrales Internacionales* (–International Masterclasses") en Física de Partículas. Además se presenta una actividad desarrollada por el CERN para mantener el interés de estudiantes de enseñanza secundaria por la física que se desarrolla en las grandes instalaciones científicas, el concurso –CERN Beamline". Los miembros del IPPOG actúan en el mismo como colaboradores expertos.

El "International Particle Physics Outreach Group (IPPOG)" [1]

La red internacional IPPOG nació en 1997, como un proyecto europeo (EPPOG) por encargo del *–European Committee for Future Accelerators (ECFA)" y la "High Energy Particle Physics Board of the European Physical Society (EPS-HEPP Board)"*. En 2011, dadas las intensas colaboraciones internacionales surgidas para la operación del –Large Hadron Collider (LHC)", del CERN, la red se transformó en la actual IPPOG.

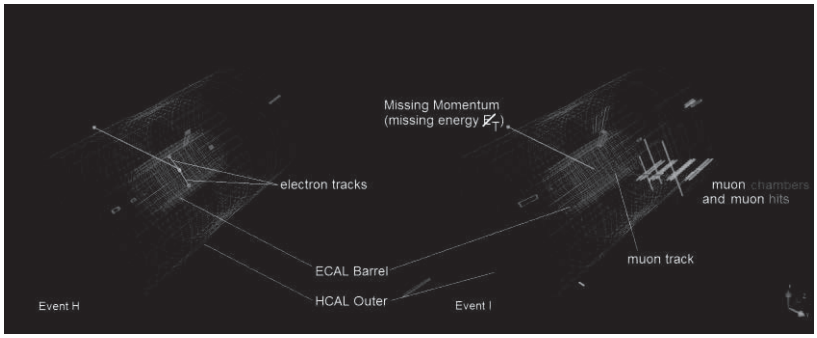
Los miembros del IPPOG representan a los diferentes estados miembros del CERN, y algunos otros países, así como a algunos de los grandes laboratorios mundiales de partículas y de los experimentos de LHC. El IPPOG tiene una amplia colección de aplicaciones y materiales diversos para ser utilizados por estudiantes de todas las edades y público en general. Estos materiales, almacenados por sus miembros y asociados están a disposición de cualquiera que desee utilizarlos [2].

Las *Clases Magistrales Internacionales* (International Masterclasses) en Física de Partículas [3]



Esta actividad está dirigida por la –Technical University" de Dresden y QuarkNet [4] en colaboración con IPPOG. Reúnen cada año, en centros de investigación y educación superior, a un conjunto de varios miles de estudiantes de enseñanza secundaria de todo el mundo, Europa principalmente. Se desarrolla durante un período superior a un mes, participando cada día en torno a 6 grupos de estudiantes. Reciben lecciones magistrales sobre la estructura íntima de la materia y sus propiedades y sobre los grandes aceleradores y detectores; analizan datos reales del LHC mediante una aplicación interactiva; finalmente obtienen resultados de dichas medidas que comentan y ponen

en común con los estudiantes de otros países, como si fuera una auténtica colaboración internacional. En todo el proceso son supervisados y ayudados por físicos de altas energías, incluyendo personal científico del CERN que modera la sesión de videoconferencia.

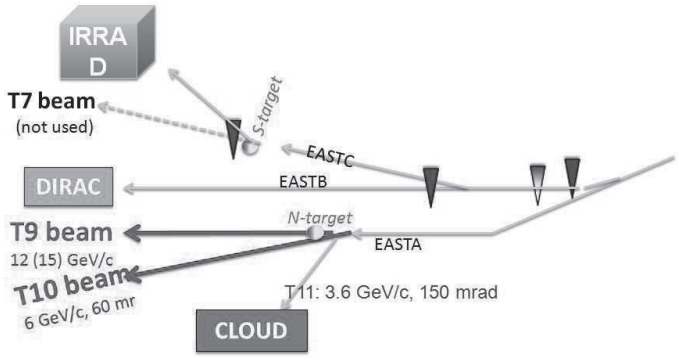


El examen de las colisiones entre las componentes elementales de los protones inyectados en el acelerador de 27 Km. del CERN les permite adentrarse en los grandes descubrimientos, como la búsqueda del Higgs, o las propiedades de los bosones mediadores de las interacciones nucleares débiles.

En el presente año han participado 210 instituciones de investigación de 42 países, 8 de ellas españolas.

El concurso CERN-Beamline [5]

Tras los éxitos recientes en el CERN con el descubrimiento del bosón de Higgs, el CERN pone a disposición de un equipo de estudiantes jóvenes de enseñanza secundaria un dispositivo experimental que incluye un haz secundario de partículas (T9), con el fin de que puedan realizar un experimento. Para ello el grupo de escolares, constituido por menos de 30 estudiantes y un supervisor, debe ser elegido en un concurso internacional en el que se califican las propuestas enviadas en base a su motivación, creatividad, capacidad, así como a la posibilidad de ser implementadas. Un grupo de técnicos del CERN y un equipo internacional de expertos asesora durante todo el proceso.



En el año 2015 se ha desarrollado la segunda edición del concurso. Se han presentado, en la primera fase, 212 propuestas de 40 países de las cuales 36 son españolas, siendo la nación con mayor número de solicitudes

Agradecimientos: Se agradece a todos los miembros de la IPPOG, a los organizadores y colaboradores del concurso "CERN-Beamline" y a todos los participantes en las sesiones de las "International Masterclasses", así como a todas las instituciones que prestan sus infraestructuras para el desarrollo de las mismas. Asimismo queremos agradecer al CPAN (Centro Nacional de Física de Partículas, Astropartículas y Nuclear) [6] por toda la ayuda prestada para la difusión de las actividades.

Referencias

[1] http://ippog.web.cern.ch/
[2] http://ippog.web.cern.ch/resources
[3] http://physicsmasterclasses.org/
[4] https://quarknet.i2u2.org/
[5] http://home.web.cern.ch/students-educators/spotlight/2013/competition-beam-line-schools
[6] https://www.i-cpan.es/

El Pati de la Ciència de la Universitad d'Alacant: un proyecto para acercar la ciencia a los más jóvenes

Isabel Abril[1], Vicent Esteve[1], Rafael Garcia-Molina[2,*]

[1]Departament de Física Aplicada, Universitat d'Alacant, 03080 Alacant, España
[2]Departamento de Física - Centro de Investigación en Óptica y Nanofísica, Universidad de Murcia, 30100 Murcia, Españas

* rgm@um.es

El Pati de la Ciència es un proyecto de divulgación científica que viene desarrollándose de forma ininterrumpida en la Universitat d'Alacant desde el año 2005. Su objetivo es acercar la Ciencia a los más jóvenes (en particular) y a la sociedad (en general) de forma diferente a la habitual, reivindicando el carácter lúdico y divertido de la misma, sin descuidar los aspectos formativos.

Está dirigido a los cerca de 400 niños y jóvenes (de 6 a 16 años) que cada mes de julio participan en la Escuela de Verano de la Universitat d'Alacant (UA), así como a cualquier persona interesada y con curiosidad por la ciencia. Además de la estacionalidad de las actividades anuales, también se colabora con ayuntamientos y asociaciones que solicitan la presencia de espectáculos y talleres científicos en cualquier época del año.

El origen de *El Pati de la Ciència* se remonta al año 2005, cuando surgió la iniciativa por parte de los autores de este trabajo, la cual fue (y sigue siendo) apoyada con entusiasmo por el equipo de gobierno de la universidad. El objetivo de este proyecto es promover la cultura científica entre los más jóvenes y conseguir que sus primeros contactos con la ciencia resulten una experiencia gratificante. Para ello, se les muestra la ciencia desde una perspectiva en la que prime la proximidad, la cotidianeidad y, también, la espectacularidad de las manifestaciones científicas. Todo ello se enmarca en lo que ha dado en denominarse «Ciencia recreativa» [1], cuyos objetivos pueden resumirse en la máxima horaciana de «enseñar deleitando».

A continuación se detallan las principales actividades realizadas en este proyecto de divulgación científica.

Talleres científicos, denominados «Jocs de Ciència», donde los niños realizan sus propios experimentos, convenientemente tutelados por monitores (que son estudiantes universitarios de grados científicos). Estos experimentos se realizan con materiales muy asequibles (incluso material reciclado), de manera que se pueden reproducir fácilmente por parte de los niños en sus hogares, en las escuelas, con los amigos…. Esto permite implicar a toda la sociedad en un proceso de divulgación científica a través del juego con la ciencia. En la Fig. 1 aparecen varios ejemplos de las actividades que se desarrollan en los talleres.



Figura 1. Niños con sus creaciones científicas, tal como se desarrollan en los talleres «Jocs de Ciència».

Espectáculos científicos de física, química y matemáticas, en los que se realizan experimentos sorprendentes, espectaculares y divertidos que ayudan a captar la atención y el interés del público por la ciencia. De este modo se estimula la curiosidad científica y se difunde el conocimiento de conceptos y fenómenos científicos. Hasta la fecha se han realizado 30 espectáculos científicos a cargo de reconocidos divulgadores de todo el estado español y de Portugal, entre los cuales se

hallan profesores de enseñanza primaria, secundaria y universitaria. En la Fig. 2 se pueden ver tres escenas de espectáculos científicos, en los cuales participa muy activamente el público asistente.



Figura 2. Tres ejemplos de espectáculos científicos, en los cuales puede apreciarse la «colaboración» de los niños.

Para que estas actividades de divulgación científica perduren en el tiempo y puedan llegar a diferentes sectores de la sociedad, se han grabado todos los espectáculos científicos, colocándolos en la web [2,3,4]. La acogida de los audiovisuales generados en *El Pati de la Ciència* ha sido excelente, tanto entre profesionales de la educación, como entre el público en general.

Para reforzar la presencia de la ciencia en el día a día de los niños, cada año se distribuyen camisetas con la imagen de un científico, como las que se muestran en la Fig. 3. De este modo, los jóvenes se familiarizan con el nombre y la vida de ilustres científicos, y también conocen a mujeres científicas; la elección de los científicos que aparecen cada año en las camisetas que visten los niños está relacionada con la conmemoración de alguna efeméride científica.

También se obsequia a todo el público asistente a los espectáculos con juguetes que tienen un fundamento científico (tubos silbadores, peonzas de colores, mariposas equilibristas, varitas mágicas…), el cual se les explica para que sean conscientes que la ciencia también se manifiesta en entornos de la vida cotidiana.



Figura 3. Científicos en las camisetas que visten los niños durante la Escuela de Verano en la cual se enmarca El Pati de la Ciència*: Albert Einstein (2005), Santiago Ramón y Cajal (2006), Maria Sklodowska-Curie (2007) y Niels Bohr (2011). El autor de las imágenes de los científicos es el dibujante Enrique Pérez.*

Una actitud positiva y receptiva hacia la ciencia es esencial, no sólo para conseguir más vocaciones científicas, sino también para poder contar con más ciudadanos interesados en la ciencia y que, de esta forma, sean capaces de tener opiniones formadas en temas científicos. Mediante la realización de las actividades de divulgación científica descritas anteriormente, se ha intentado contribuir a la alfabetización científica de la sociedad.

Referencias

[1] R. García Molina (coord.), Monográfico sobre ciencia recreativa. *Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias* **8** (número extraordinario), (2011) 365-518.
[2] Repositorio de la Universitat d'Alacant (RUA) <http://rua.ua.es/dspace/handle/10045/15064>.
[3] YouTube <http://www.youtube.com/user/UAVideoTube>, dentro de Cursos y Colecciones.
[4] iTunesU <https://itunes.apple.com/es/course/el-pati-de-la-ciencia/id809605079>

De la biofotónica a la encriptación óptica: diferentes haces para diferentes aplicaciones

R. Martínez-Herrero[1*], A. Carnicer[2], J.C. González de Sande[3], I. Juvells[2],D. Maluenda[2],G. Piquero[1], M. Santarsiero[4], J. Serna[1], Bahram Javidi[5] y Franco Gori[4]

[1]Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Pza. de Ciencias 1, 28040 Madrid, España; [2]Departament de Física Aplicada i Òptica, Universitat de Barcelona, Martí i Franquès 1, 08028 Barcelona, España; [3]Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones,ETSIS de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, Campus Sur 28031 Madrid, España;[4]Dipartimento di Ingegneria, UniversitàdegliStudi Roma Tre, y CNISM, ViaVitoVolterra 62, 00146 Roma, Italia;[5]Electrical and Computer Engineering Department, University of Connecticut, 371 Fairfield Road, Storrs, Connecticut 06269, USA

* r.m-h@fis.ucm.es

En los años sesenta del siglo pasado se pensaba que el estudio de la luz (la Óptica) era un campo científico y tecnológico bien comprendido e incluso completado en sus aspectos esenciales. La aparición del Láser supuso un verdadero impulso que propició el crecimiento de esta parcela de la Física. Desde entonces el estudio de la luz desempeña un papel esencial en diferentes ámbitos científicos y tecnológicos (nanofísica, biofotónica, medicina, tecnología de la información y comunicaciones, etc.). Esto es debido a que el estudio de las características de la luz permite obtener información relevante en muchas ramas de la ciencia. Ejemplos son la reciente obtención del patrón de polarización de la radiación cósmica de fondo que podría permitir obtener información del universo cuando comenzó el Big Bang [1] o la aparición de la Optogénetica donde se utiliza la luz para controlar neuronas genéticamente sensibilizadas [2], así como los últimos avances en nanofotónica [3].

Ahora bien, cada aplicación concreta necesita que el haz de luz utilizado tenga unas características determinadas de irradiancia, coherencia y polarización de manera que se pueda manejar y controlar la mayor cantidad de información posible sobre el problema a estudiar. Esto conlleva que se necesite moldear las características de la fuente de luz utilizada en cada caso.

En esta comunicación se muestran algunas de las estrategias diseñadas por el equipo investigador para la manipulación de los haces luminosos. Las técnicas utilizadas involucran tanto componentes ópticos convencionales [4-6] (polarizadores, láminas de fase, etc.), como dispositivos de cristal líquido junto con técnicas de codificación del frente de onda mediante holografía digital [7-9].

El interés de los haces obtenidos se pone de manifiesto en aplicaciones que van desde diagnóstico y tratamiento de algunas enfermedades hasta la encriptación óptica pasando por el atrapamiento de nanopartículas.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad mediante el Proyecto Coordinado FIS2013-46475.

Referencias

[1] ―Waves from the Big Bang", *Nature News* (2014).
[2] E. Pastrana,*Nature Methods***8**(2011), 24.
[3] G.Rui, Q. Zhan,*Nanophotonics*, **3**(2014), 351-361.
[4] J.C.G. de Sande, M.Santarsiero, G. Piquero, F.Gori, *Opt. Ex*.**20** (2012), 27348-27360.
[5] J.C.G. de Sande, G. Piquero, M.Santarsiero, F.Gori, *J.Opt.***16** (2015), 035708.
[6]M.Santarsiero, J.C.G. de Sande, G. Piquero, F.Gori, *J.Opt.***15** (2013), 055701.
[7]D. Maluenda, I. Juvells, R. Martínez-Herrero, A. Carnicer,*Opt. Ex.***21**(2013), 5432-5439.
[8] R. Martínez-Herrero, D. Maluenda, I. Juvells, A. Carnicer, *Opt. Ex.***22** (2014) 32419-32428.
[9]D. Maluenda, A. Carnicer, R. Martínez-Herrero, I. Juvells, B. Javidi, *Opt. Ex.***23** (2015) 655-666..

Simposio de Altas Energías y Física Teórica (AE_FT)

Revised (g-2)$_\mu$ in two-Higgs-doublet models

Victor Ilisie[1]

[1]IFIC, Universitat de Valencia, (CSIC),
Apt. Correus 22085, E-46071 Valencia, España.

*ilisiev@ific.uv.es

Introducción

We study the contribution of new sets of two-loop Barr-Zee type diagrams to the anomalous magnetic moment of the muon within the two-Higgs-doublet model framework. We show that some of these contributions can be quite sizable for a large region of the parameter space and can significantly reduce, and in some cases even explain, the discrepancy between the theoretical prediction and the experimentally measured value of this observable. Analytical expressions are given for all the calculations performed in this work.

Texto de la comunicación

Now that a SM-like Higgs particle has been experimentally discovered, the possibility of an enlarged scalar sector becomes very plausible. In this analysis we are going to use the anomalous magnetic moment of the muon as a probe for new physics and study new contributions to this observable within the two-Higgs-doublet model (2HDM) framework. The anomalous magnetic moment of the muon has been extensively analyzed within the Standard Model (SM) and its numerous extensions. Even if the SM prediction still suffers from large theoretical uncertainties (mostly hadronic and electroweak) it is a nice place to look for new physics.

In this work [1] we study the two-loop Barr-Zee type contributions to muon (g-2) that have not been analyzed previously within the 2HDM. We show that some of these diagrams can bring rather sizable contributions for a quite large region of the parameter space and therefore can reduce the value of the difference between theory and experiment. We also show that other sets of these type of diagrams bring small contributions and can be safely discarded. For the calculations we use the most generic Higgs potential and the generic Yukawa structure of the aligned two-Higgs-doublet model.

Agradecimientos

I am grateful to Antonio Pich for reviewing this work and to Alejandro Celis for helpful comments. This work has been supported in part by the Spanish Government and ERDF funds from the EU Commission [Grants FPA2011-23778 and CSD2007-00042 (Consolider Project CPAN)] and by the Spanish Ministry MINECO through the FPI grant BES-2012-054676.

Referencias

[1] V. Ilisie, *New Barr-Zee contributions to (g-2)$_\mu$ in two-Higgs-doublet models*, arXiv:**1502.04199** [hep-ph]

Search for top quark-antiquark resonances

in semileptonic final states with the CMS detector

M. Missiroli[1]

[1]Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid - Madrid, Spain
* marino.missiroli@uam.es

Introduction

Several models proposed to extend the Standard Model (SM) predict the existence of new heavy particles which preferentially decay to a top quark-antiquark (ttbar) pair due to the large mass of the top quark, compared to the other SM particles. The production of such new particles would give rise to a resonant structruce in the invariant mass spectrum of the ttbar system, on top of the steeply falling distribution predicted by the SM. Examples of such ~~"b~~eyond Standard Model" (BSM) theories include models with an extended gauge sector which predict the existence of an heavy Z-like boson [1], and models with extra-dimensions characterized by the presence of Kaluza-Klein excitations of the SM gluon [2]. We present a search for resonant production of a ttbar pair with data collected by the CMS experiment at the CERN LHC in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 8 TeV [3]. The analysis described hereafter focuses on the semileptonic decay of the ttbar system, in which one W-boson decays to a charged lepton (muon or electron) and a neutrino, while the other W-boson decays hadronically.

Analysis strategy and results

The dataset considered in the analysis amounts to an integrated luminosity of 19.7 fb-1. The search is optimized to probe the production of ttbar resonances with masses greater than 1 TeV. In this kinematic regime, the top decay products can potentially be highly collimated, leading to the presence of merged jets and non-isolated leptons at the reconstruction level. We thus select events with exactly one reconstructed lepton (electron or muon), at least two high-pT jets and missing transverse energy. No cut on lepton isolation nor minimum distance requirement between lepton and jets is enforced in the analysis, as this would critically reduce the signal acceptance. Jet substructure techniques are employed in the analysis to identify the hadronic decay of a highly-boosted top quark, which could be reconstructed in the event as one single jet; for this purpose, the so-called CMS Top Tagging algorithm [4] is used to reconstruct large-radius jets and study their kinematics. Jet b-tagging is used to identify jets associated with the decay of a bottom quark, in order to further discriminate the ttbar final state from other sources of background. Finally, the kinematics of the ttbar decay is fully reconstructed by means of a χ^2-hypothesis test.

Several sources of systematic uncertainties are considered in the analysis, in particular for lepton identification and trigger efficiency, jet energy scale and resolution, b-tagging and top-tagging efficiencies, cross sections of SM backgrounds and choice of renormalization and matching scale in the simulation of ttbar and W/Z+jets production. SM backgrounds are estimated using MC simulations and the total background prediction is normalized to data using a binned maximum-likelihood fit of the ttbar mass distributions. Fig. 1 shows the invariant mass distributions of the ttbar pair for events with one reconstructed top-tagged jet.

No excess is observed in data with respect to the expected background, thus exclusion limits are set on the production cross section (ζ) times branching ratio (BR) for a resonance decaying to a ttbar pair, as a function of the resonance mass. A bayesian statistical method is used to extract 95% CL upper limits on $\zeta \times$ BR using as template the ttbar mass distribution. Exclusion limits are set for three benchmark models of BSM resonances (see Fig. 2): Z' gauge bosons with relative width of 1.2% (10%) are excluded at 95% CL for masses below 2.3 (2.8) TeV; Kaluza-Klein excitations of a gluon in the Randall-Sundrum model are excluded for masses below 2.5 TeV.

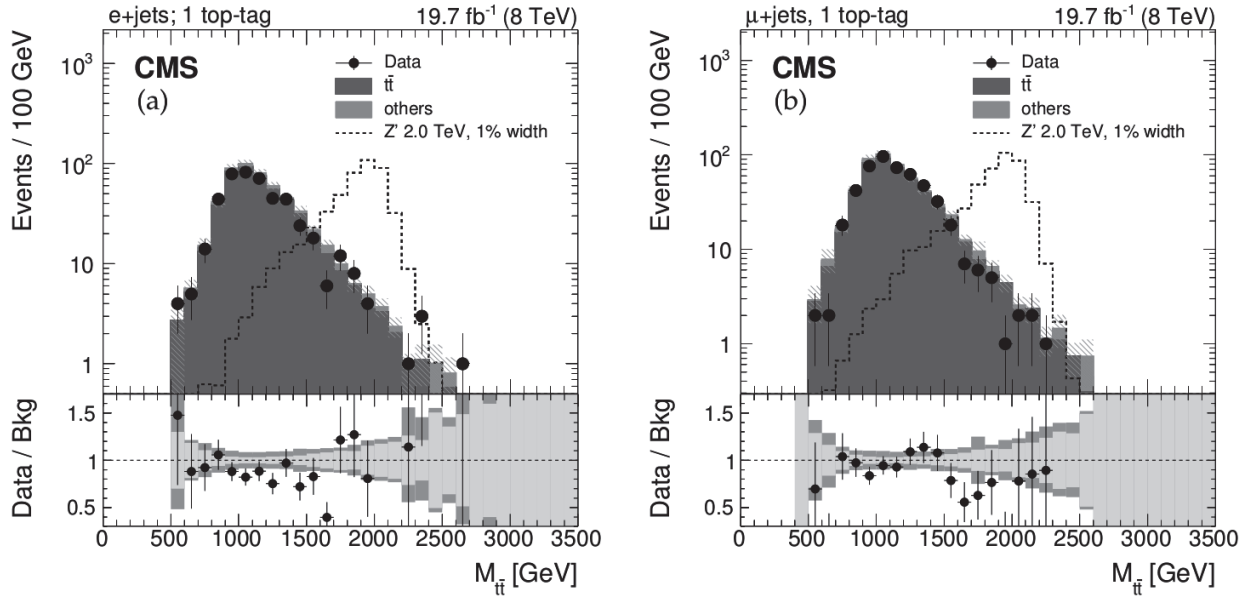


Figure 1: Invariant mass distribution of the reconstructed top quark-antiquark pair for events with one top-tagged jet, in the electron channel (left) and in the muon channel (right).

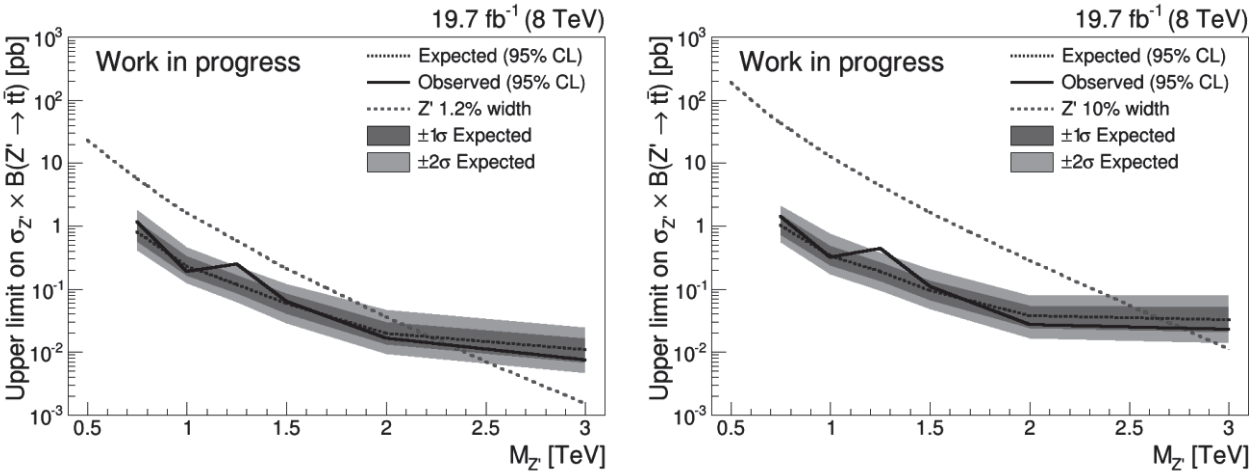


Figure 2: 95% CL upper limits on ζ × BR for a BSM resonance decaying to ttbar, as a function of the resonance mass, in the semileptonic analysis. Limits are shown for a color-singlet Z' boson resonance with relative width of 1.2% (left) and 10% (right).

Acknowledgements

The author acknowledges the financial support of the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, under project number FPA2011-29237-C02-02.

References

[1] CMS Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 211804, erratum ibid, **112** (2014) 119903
[2] J. Rosner, *Phys. Lett. B* **387** (1996) 113, doi:10.1016/0370-2693(96)01022-2
[3] K. Agashe et al., *Phys. Rev. D* **77** (2008) 015003, doi:10.1103/PhysRevD.77.015003
[4] CMS Collaboration, CMS-PAS-JME-13-007, URL https://cds.cern.ch/record/1647419

The integrable KdV Hénon-Heiles Hamiltonian on the sphere and the hyperboloid

A. Blasco[1 *], A. Ballesteros[2], F. J. Herranz[3], F. Musso[4]

[1]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Escuela Politécnica (Campus Vena), Avda. Cantabria s/n 09006 Burgos
[2]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Facultad de Ciencias, Pza. Misael Bañuelos s/n 09001 Burgos
[3]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Escuela Politécnica (Campus Milanera), C. Villadiego s/n 09001 Burgos
[4]Istituto Comprensivo ``Largo Dino Buzzati" 15, I-0014 Roma, Italia,

*ablasco@ubu.es

Introduction

The integrable Hénon-Heiles systems can be written as particular cases of the multiparametric family of two-dimensional Hamiltonian systems given by [1]

$$H = \frac{1}{2}({p_1}^2 + {p_2}^2) + \Omega_1 {q_1}^2 + \Omega_2 {q_2}^2 + \alpha({q_1}^2 q_2 + \beta {q_2}^3),$$

where Ω_1, Ω_2, α, β are real constants.

In particular, the only known Liouville integrable cases are [2, 3]:

The Sawada-Kotera Hamiltonian ($\beta = \frac{1}{3}, \Omega_1 = \Omega_2$).
The Korteweg-de-Vries (KdV) Hamiltonian ($\beta = 2$).
The Kaup-Kupershmidt HAmiltonian ($\beta = \frac{16}{3}, \Omega_2 = 16\,\Omega_1$).

Comunication text

In this contribution we present a constant curvature analogue H_κ of the integrable Euclidean KdV Hénon-Heiles Hamiltonian and its invariant I_κ, whose construction hinges on the appropriate formulation for the curved versión [4] of the Ramani homogeneous potentials [5]. The starting point is the new curved anisotropic oscillator proposed in [6], for which the special tuning in the frequencies ($\Omega_2 = 4\Omega_1$), coincides with the well known superintegrable curved 1:2 oscillator, this system was obtained in [7].

Our approach is based on the use of the constant Gaussian curvature of the underlying spaces as an explicit deformation parameter κ [6, 7], thus connecting the Euclidean and the curved systems (on the sphere and hyperbolic spaces) in a smooth way. This allows us to present the integrable curved KdV Hénon-Heiles Hamiltonian in a geometric unified approach, so covering, simultaneously, the Euclidean, spherical and hyperbolic cases. Hence, the Euclidean system is obtained as the flat limit $\kappa \to 0$ performed over the new integrable curved system H_κ and its invariant I_κ.

References

[1] M. Hénon, C. Heiles, *Astronomical J.* **69** (1964) 73.
[2] J. Hietarinta, *Phys. Reports* **144** (1987) 87.
[3] A. Ballesteros, A. Blasco, *Annals Phys.* **325** (2010) 2787.
[4] A. Ballesteros, A. Blasco, F. J Herranz, F. Musso, *Arxiv*: **1411.2033** (2014).
[5] A. Ramani, B. Dorizzi, B. Grammaticos, *Phys. Rev. Letters*. **49** (1982) 1539.
[6] A. Ballesteros, A. Blasco, F. J Herranz, F. Musso, *J. Phys. A. Math. Theor.* **47** (2014) 345204.
[7] M. Rañada, M. Santander, *J. Math. Phys.* **40** (1999) 5026.

Search for top-squark pair production in the single-lepton final state in pp collisions at √s=8TeV

L. Lloret Iglesias[1*]

[1]Laboratorio de Instrumentaçao e Fisica de Particulas (LIP)
Av Elias Garcia 14 1º Lisboa (Portugal)

* lara@cern.ch

Introduction

The standard model (SM) has been extremely successful at describing particle physics phenomena. However, it suffers from such shortcomings as the hierarchy problem, where fine-tuned cancellations of large quantum corrections are required in order for the Higgs boson to have a mass at the electroweak symmetry breaking scale of order 100 GeV. Supersymmetry (SUSY) is a popular extension of the SM that postulates the existence of a superpartner for every SM particle, with the same quantum numbers but differing by one half-unit of spin. SUSY potentially provides a ―natural", i.e., not fine-tuned, solution to the hierarchy problem through the cancellations of the quadratic divergences of the top-quark and top-squark loops. In addition, it provides a connection to cosmology, with the lightest supersymmetric particle (LSP), if neutral and stable, serving as a dark matter candidate in R-parity conserving SUSY models. A search for the pair production of top squarks is described here. The full dataset collected at √s=8 TeV by the Compact Muon Solenoid (CMS) experiment at the Large Hadron Collider (LHC) during 2012 is used, corresponding to an integrated luminosity of 19.5 fb-1. This search is motivated by the consideration that relatively light top squarks, with masses below around 1 TeV, are necessary if SUSY is to be the natural solution to the hierarchy problem [1]. These constraints are especially relevant given the recent discovery of a particle that closely resembles a Higgs boson, with a mass of ~ 125 GeV [2]. The search presented here focuses on two decay modes of the top squark: one in which it decays to top-neutralino and another where it decays to b quark-chargino. The full decay chain can be seen in Figure 1.

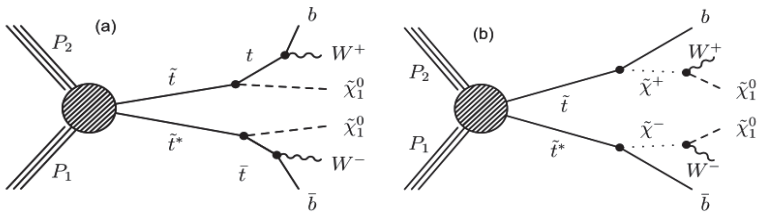


Figura 1. The full decay chain for the two different decay modes under study for the direct stop production

These modes are expected to have large branching fractions if kinematically allowed. The charginos are unstable and may subsequently decay into neutralinos and W bosons. The lightest neutralino is considered to be the stable LSP, which escapes without detection. The analysis is based on events where one of the W bosons decays leptonically and the other hadronically. This results in one isolated lepton and four jets, two of which originate from b quarks. The two neutralinos and the neutrino from the W decay can result in large missing transverse momentum.

Control Regions and Main Backgrounds

Two approaches are pursued to define the signal regions (SRs): a ―cut-based" approach based on sequential selections on individual variables, and a Boosted Decision Tree (BDT) multivariate approach. The cut-based signal regions are defined by adding requirements on individual kinematic

variables. In contrast, the BDT combines the kinematic variables into a single discriminant, and the BDT SRs are defined by requirements on this discriminant. The BDT approach improves the expected sensitivity of the search by up to 40 % with respect to the cut-based approach, at the cost of additional complexity. The primary result of this search is obtained with the BDT, while the cut-based analysis serves as a crosscheck.

The SM background is divided into four categories that are evaluated separately . The largest background contribution after full selection is $\bar{t}t$ production in which both W bosons decay leptonically, but one of the leptons is not identified . The second largest background consists of $\bar{t}t$ production in which one W boson decays leptonically and the other hadronically, as well as single-top-quark production in the s- and t-channels: These are collectively referred to as "single-lepton-top-quark" processes. The third largest background consists of a variety of SM processes with small cross sections, including tt events produced in association with a vector boson, processes with two (WW, WZ, ZZ) and three (WWW, WWZ, WZZ, ZZZ) electroweak vector bosons, and single top-quark production in the tW-channel. These processes are collectively referred to as the "rare" processes. The fourth and final background contribution is from the production of W bosons with jets (W+jets). The multijet contribution to the background is negligible in the signal regions due to the requirement of a high-p_T isolated lepton, large M_T with $M_T \equiv \sqrt{2E_T^{miss} p_T (1-\cos(\theta))}$, large Missing E_T, and a b-tagged jet. Backgrounds are estimated from MC simulations, with small corrections from data. The simulation is validated in control regions (CRs) designed to enrich the data sample in specific sources of background while maintaining kinematic properties that are similar to those in the signal regions. In the CRs the kinematic variables used in the cut-based and BDT selections are examined to verify that they are properly modeled. Systematic uncertainties have been estimated carefully for each of the signal regions.

Results

The observed yields in the signal regions agree with the predicted backgrounds within the assessed uncertainties. The results are interpreted in the context of models of top-squark pair production and decay. The analysis probes top squarks with masses up to about 650 GeVand significantly restricts the allowed parameter space of natural SUSY scenarios. The cross section upper limits set can be seen in Figure 2.

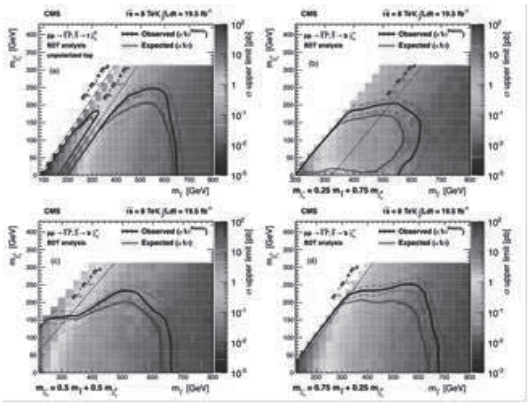


Figure 2: Interpretations using the primary results from the BDT method. The color scale indicates the observed cross section upper limit. The observed, median expected, and ±1 standard deviation (σ) expected 95 % CL exclusion contours are indicated.

References

[1] R. Barbieri, G.F. Giudice, Upper bounds on supersymmetric particle masses. Nucl. Phys. B 306 , 63 (1988). doi:10.1016/0550-3213(88)90171-X
[2] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys. Lett. B 716 ,30 (2012). doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235

Search for new physics using events with two same-sign isolated leptons in the final state at CMS.

Santiago Folgueras[1] on behalf of the CMS Collaboration

[1]*Universidad de Oviedo, 33006 Oviedo, Asturias, España*

*E-mail: Santiago.folgueras@cern.ch

Introduction

Although same sign dileptons final states are very rare in the SM context, they appear naturally in many different new physics scenarios such as SUSY where two same-sign dileptons can be produced in the decay chain of supersymetric particles.

Different scenarios can be presented: Same-sign dileptons accompanied by b-quarks can arise from SUSY processes where 3rd generation quark superpartners are lighter that other squarks, resulting in an abundance of top and bottom quarks produced in the cascade decays. In general, same-sign dileptons can be particularly sensitive to SUSY models with compressed spectra where the mass of the LSP is very close to the mass of the produced supersymetric particle, either if it is produced via strong production (squarks or gluinos) when it is accompanied with high hadronic activity or if it is produced via ewk production (charginos or neutralinos) when almost no hadronic activity is present. In all cases the SUSY decay chain ends with the LSP, that escapes undetected and therefore contribute strongly to the MET of the event.

We therefore search for SUSY using same sign dilepton events with/out hadronic activity and large missing E_T, using the full 2012 integrated luminosity and we interpret our results in the context of various SUSY models.

Selection and signal regions

Two same-sign leptons are required accompanied by some missing transverse energy due to the undetected neutralinos. For the strong-production case we will also require the presence of some hadronic activity (2 identified (b) jets), while for the electro-weak production we select events with missing $E_T > 120$ GeV. Search regions are defined on top of this baseline selection by tightening the cuts on the missing transverse energy and in the hadronic activity in order to gain sensitivity to our models. For the strong production we binned our signal regions in number of (b)jets, missing transverse energy and H_T.

Background estimation

This analysis suffers mainly from four different sources of background: charge miss-identification of electrons, SM processes with one or two ~~"f~~ake" lepton, WZ production and other Rare SM processes that naturally gives to two same-sign leptons in the final state. The former two will be estimated from data-driven techniques as the later will be estimated from MC.
We apply our background estimation to our signal regions.

Results on strong production of SUSY

We apply our background estimation methods to our search regions. In Figure 1 we show the predicted and observed yields in the missing transverse energy and hadronic energy spectrum

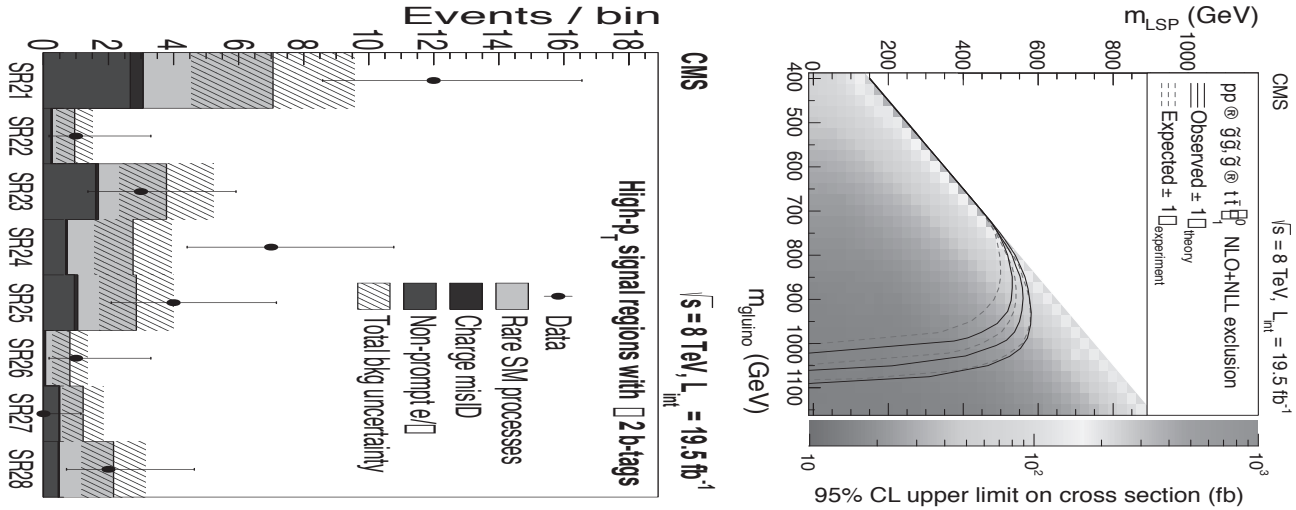


Fig.1 Predictions and observed yields for the strong production of SUSY scenario (left). Exclusion limits for the gluino production decaying to a stop quark and then to a neutralino.

that we use for defining our signal regions. Since no excess is found we set limits on the direct stop/sbottom production to which this analysis is particularly sensitive.

Results on electro-weak production of SUSY.

We apply our background estimation methods to our search regions. All predictions are in good agreement with the observed limits and therefore we set limits on the chargino-neutralino production, these models may be favoured if the mass of the squarks and gluinos are very heavy. The same sign result is particularly sensitive when the mass of the LSP is too close to the mass of the chargino or the slepton

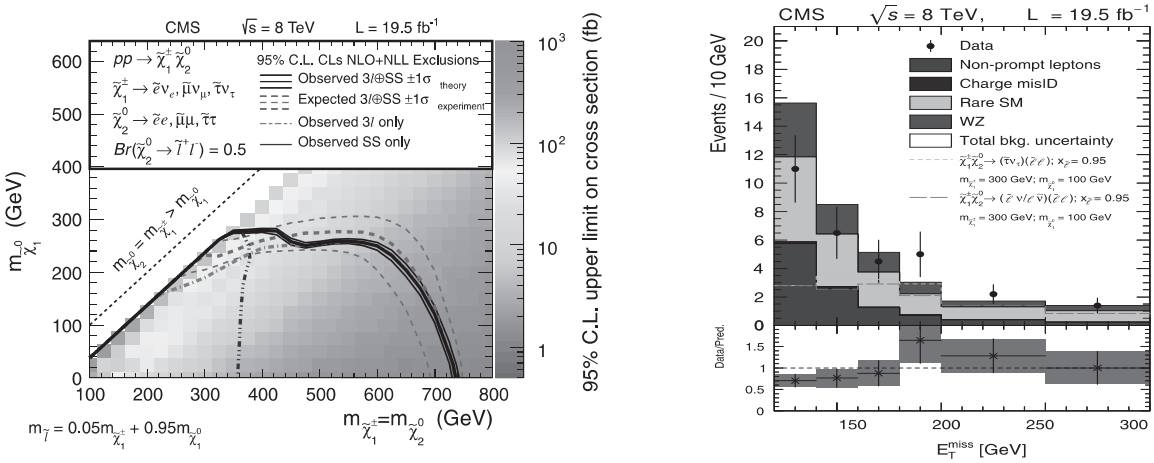


Fig.2 Predictions and observed yields for the electroweak production of SUSY. The results are combined with the 3 lepton search.

Conclusions

No significant excess over the SM predictions is observed and therefore we set limits in various scenarios of SUSY production. We probe gluino masses up to 1TeV and chargino masses up to 700 GeV.

[1] CMS Collaboration, *Searches for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons decaying to leptons and W,Z, and Higgs bosons in pp collisions at 8 TeV*. EPJC 74 (2014) 3036. arXiv:1405.7570
[2] CMS Collaboration, *Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at* $\sqrt{s} = 8$ *TeV*. JHEP 1401 (2014) 163. e-Print: arXiv:1311.6736

Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in pp colisions in the $e\mu$ channel at CMS

Sergio Sánchez Cruz[1] on behalf of the CMS Collaboration

[1]*Universidad de Oviedo, 33006 Oviedo, Asturias, España*

*E-mail: sergio.sanchez.cruz@cern.ch

Introduction

The study of top quark production and decay modes is one of the main goals of the LHC physics programme, in order to test the accuracy of QCD theoretical calculations. Moreover, the top quark takes part in many of the Beyond Standard Model (BSM) processes, leading to additional production and decay modes. For that reason, top quark pair production appears to be a significant background process for several BSM searches. The study of such processes and their cross-section is therefore crucial for performing those searches.

We present a precision measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in pp collisions with $\sqrt{s} = 8$ TeV using events with an electron, a μ and b-jets in the final state. We also compare this analysis with a different approach, followed in [1], which we quote as cut-and-count method. The total luminosity recorded in 2012 at CMS is used for this analysis.

Event selection

The analysis is aimed to measure the dileptonic decay of the $t\bar{t}$ pair. Events are therefore required to have an opposite sign $e\mu$ pair. The $t\bar{t}$ are also expected to contain b-jets from the hardonization of the b quarks produced in the top decay. In order to decrease the background from the Drell-Yan and diboson production processes, events are classified in two classes, with exactly one and two b-jets.

For the cut-and-count approach, events are required to have at least two jets and one b-jet, besides the dileptonic preselection.

Background estimation

The main background sources affecting this analysis are the following: single top (tW) production, dibosons (WW, WZ, ZZ), Drell-Yan processes, rare ($t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}\gamma$, WWW, WWZ, WZZ, ZZZ) processes and leptons not produced in W/Z decays. The effect of these background processes is estimated using MC simulations.

Extraction of the cross-section

In the cut-and-count approach, the cross-section is obtained by solving

$$N = L\,\sigma_{t\bar{t}}\epsilon + N_{bkg}\,,$$

where N and N_{bkg} are the number of selected and background events, while ϵ is the selection efficiency.

Instead of using a plain cut-and-cut approach, we used the method described in [2], in which the cross-section is calculated by combining the information obtained in each one of the b-jet classes, using the equations

$$N_1 = L\,\sigma_{t\bar{t}}\,\epsilon_{e\mu}\cdot 2\epsilon_b(1 - C_b\epsilon_b) + N_{1,bkg}$$

$$N_2 = L\,\sigma_{t\bar{t}}\epsilon_{e\mu}\cdot 2\epsilon_b^2 C_b + N_{2,bkg}\,,$$

where $N_{1(2)}$, $N_{1(2),bkg}$ are the number of selected and background events with one (two) b-jets, L is the integrated luminosity, while $\epsilon_{e\mu}$ and ϵ_b are the dilepton selection and b-jet efficiencies. C_b is the coefficient describing the correlation between identifying the first and second b-jet, and is estimated using MC simulations of $t\bar{t}$ production events.

This method allows to obtain the cross-section without explicitly estimating the b-jet identification efficiency and is therefore more robust to b-tag variations. Moreover, the event selection followed in this approach does not require a requirement on the jet multiplicity and is less sensitive to jet energy scale uncertainties.

Systematic uncertainties

In order to estimate the systematic uncertainties, we follow a top-down approach. For that purpose, we the following systematic uncertainties are taken into account: jet energy scale, lepton energy scale, jet energy resolution, b-jet identification efficiency and mis-identification rate, the lepton and trigger efficiencies and theoretical uncertainties. Uncertainties on the cross-section of the background processes are also taken into account.

Results

The $t\bar{t}$ production cross-section was measured to be

$$\sigma_{t\bar{t}} = 248.0 \pm 5.9\,(\text{sys.}) \pm 6.6\,(\text{lumi.}) \pm 1.9\,(\text{stat.})\ \text{pb}.$$

Conclusions

The measured cross-section is consistent with recent NNLO calculations.

References

[1] CMS Collaboration, JHEP **1402** (2014) 024
[2] ATLAS Collaboration, Eur.Phys.J. **C74** (2014) 10, 310

Resonancias en el Lagrangiano Efectivo Electrodébil

I. Rosell[1], A. Pich[2], J. Santos[2,*], J.J. Sanz-Cillero[3]

[1]Departamento de Ciencias Físicas, Matemáticas y de la Computación, Universidad CEU Cardenal Herrera, c/ Sant Bartomeu 55, 46115 Alfara del Patriarca, València, España.
[2]Departament de Física Teòrica, IFIC, Universitat de València – CSIC, Apt. Correus 22085, 46071 València, España.
[3]DDepartamento de Física Teórica and Instituto Física Teórica, IFT-UAM/CSIC, Universidad Autónoma de Madrid, Cantoblanco, 28049 Madrid, España.

* Joaquin.Santos@ific.uv.es

Introducción

Recientemente, una partícula de masa 126 GeV tipo bosón de Higgs fue descubierta en el LHC. Aunque todavía se están midiendo sus propiedades, esta partícula satisface todas las propiedades que se esperan para ser el candidato al bosón de Higgs del Modelo Estándar. Una cuestión inmediata surge al preguntarse por posibles escenarios alternativos que expliquen la Rotura Espontánea de la Simetría Electrodébil (EWSB) para así estudiar cuáles de ellos pueden ser descartados o bien, fuertemente acotados. En particular, ¿cuáles son las implicaciones para los modelos fuertemente acoplados en los que la rotura de la simetría electrodébil ocurre dinámicamente?

Acotando la teoría de resonancias

Los tests fenomenológicos hasta ahora realizados han confirmado una rotura de la simetría de la forma $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{L+R}$, dando lugar a tres bosones de Goldstone π que, en el gauge unitario, corresponden a las polarizaciones longitudinales de los bosones gauge. Cuando se toma el límite a cero de g', asociado a la simetría $U(1)_Y$, la dinámica de los bosones de Goldstone se describe con un Lagrangiano formalmente idéntico al de QCD con piones, con la sustitución de la constante de desintegración del pión por la escala de la rotura electrodébil $v = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} = 246$ GeV [1, 2]. En la mayoría de los modelos fuertemente acoplados la simetría se representa de una manera no lineal, por lo que cabe esperar la aparición de estados de resonancias masivas, generadas al ser la interacción no perturbativa.

La dinámica de los Goldstones y de los estados de resonancias masivas se analiza de forma genérica mediante un Lagrangiano efectivo, de acuerdo con las simetrías que satisface. El marco teórico que se emplea es completamente análogo a «Resonance Chiral Theory» en QCD en las energías del GeV [3].

Utilizando estas técnicas, hemos investigado en Ref. [4, 5] los parámetros «oblique» S y T [6], que permiten caracterizar las contribuciones de nueva física a través de las autoenergías de los bosones electrodébiles, para los modelos fuertemente acoplados que incorporan partículas ligeras tipo Higgs. Haciendo uso de un formalismo dispersivo e imponiendo las adecuadas condiciones de altas energías, ha sido posible calcular dichos parámetros S y T a orden «next-to-leading» (NLO), es decir, a un «loop». Cabe resaltar que este planteamiento hace innecesaria la utilización de «cut-offs» en el cálculo. La conclusión es que existe espacio para este tipo de modelos, pero resultan notablemente acotados. Los estados vectorial y vector axial deberían ser lo suficientemente pesados (con masas por encima del TeV), mientras que se prefiere una separación no demasiado grande en el espectro de masas para estos estados. Por otra parte, el escalar tipo Higgs ha de presentar un acoplamiento a WW muy similar al del Modelo Estándar. Los análisis previos a un «loop» se pueden encontrar en Ref. [7].

Seguidamente [8], se determinan las constantes de bajas energías (LECs) de la teoría efectiva electrodébil a bajas energías, realizando una estimación para diferentes Lagrangianos. Como

primera aproximación se estudia el Lagrangiano de Longhitano [2] (sin Higgs y sin resonancias) y también un Lagrangiano puramente bosónico incluyendo el Higgs. El siguiente paso es la consideración de operadores con fermiones y campos de Higgs simultáneamente (en progreso [8]). En este caso también se evalúa un caso más general al estudiar un Lagrangiano efectivo invariante bajo CP (y no bajo C y P separadamente).

Deseamos agradecer el esfuerzo de los organizadores para llevar a cabo esta conferencia. Este trabajo ha sido apoyado por en parte por el Gobierno de España y la Comisión Europea [FPA2010-17747, FPA2011-23778, FPA2013-44773-P, SEV-2012-0249 (Programa Severo Ochoa), CSD2007-00042 (Consolider Project CPAN)], la Generalitat Valenciana [PrometeoII/2013/007], la Comunidad de Madrid [HEPHACOS S2009/ESP-1473] y La Caixa [Beca de doctorado para universidades españolas 2014].

Referencias

[1] T. Appelquist and C. Bernard, Phys. Rev. D 22 (1980) 200; A. Dobado, D. Espriu and M. J. Herrero, Phys. Lett. B 255 (1991) 405.
[2] A. C. Longhitano, Phys. Rev. D 22 (1980) 1166; Nucl. Phys. B 188 (1981) 118.
[3] G. Ecker, J. Gasser, A. Pich and E. de Rafael, Nucl. Phys. B 321 (1989) 311; G. Ecker et al., Phys. Lett. B 223 (1989) 425; V. Cirigliano et al., Nucl. Phys. B 753 (2006) 139.
[4] A. Pich, I. Rosell and J. J. Sanz-Cillero, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 181801; JHEP 1401 (2014) 157.
[5] A. Pich, I. Rosell and J. J. Sanz-Cillero, JHEP 1208 (2012) 106.
[6] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. D 46 (1992) 381; Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 964.
[7] S. Matsuzaki, R. S. Chivukula, E. H. Simmons and M. Tanabashi, Phys. Rev. D 75 (2007) 073002; R. Barbieri, G. Isidori, V.S. Rychkov and E. Trincherini, Phys. Rev. D 78 (2008) 036012; O. Cata and J.F. Kamenik, Phys. Rev. D 83 (2011) 053010; R. Foadi and F. Sannino, Phys. Rev. D 87 (2013) 015008; A. Orgogozo and S. Rychkov, JHEP 1203 (2012) 046; JHEP 1306 (2013) 014.
[8] A. Pich, I. Rosell, Joaquín Santos and J. J. Sanz-Cillero, work in progress.

Estudio de la Energía Oscura en Dark Energy Survey

M. Garcia-Fernandez*, E. Sánchez, F. J. Sánchez, I. Sevilla

CIEMAT, Departamento de Investigación Básica, Avenida Complutense 40, 28040 Madrid

* e-mail: manuel.garcia-fernandez@ciemat.es

Introducción

La expansión del Universo es un hecho que se conoce desde que E. Hubble estudió la velocidad de recesión de galaxias mediante la medida del corrimiento al rojo de sus espectros [1], había sido predicha anteriormente por Lemaître para un universo homogéneo en el marco de la Relatividad General [2].

Hace unos 20 años, mediante el estudio de supernovas de tipo Ia, se demostró que dicha expansión es acelerada [3]. Desde entonces las medidas se han refinado mucho, especialmente las del fondo cósmico de microondas por la colaboración Planck [4].

Para vencer el colapso gravitatorio que introduce la materia (oscura y bariónica) y explicar esta aceleración, es necesario introducir una nueva contribución a la energía en el Universo, la energía oscura, que tiene una ecuación de estado $p = \omega \rho$, donde $\omega < -1/3$. La energía oscura puede ser la constante comológica introducida por Einstein (caso $\omega = -1$) [5], una nueva sustancia parametrizada por uno o varios campos cuánticos [6], o modificaciones a la Relatividad General [7].

Para distinguir entre los tres casos, es necesario estudiar cómo varía el parámetro de la ecuación de estado en función del tiempo o, equivalentemente, el corrimiento al rojo z [8]. La evolución con el corrimiento al rojo de la ecuación de estado de la energía oscura se parametriza

$$\omega(z) = \omega_0 + \omega_a \, z/(1+z).$$

Descripción del experimento Dark Energy Survey

Un experimento capaz de distinguir entre los casos expuestos y el único específicamente diseñado para ello en funcionamiento actualmente es Dark Energy Survey (DES).

DES es un cartografiado fotométrico que, tras cinco años de toma de datos, pretende cubrir un octante del cielo (~ 5000 grados cuadrados), llegando a una profundidad fotométrica $i_{AB} \sim 24$. Al final de las cinco campañas de observación se detectarán 300 millones de galaxias con un corrimiento al rojo de hasta $z \sim 1.5$ así como numerosas supernovas de tipo Ia (~3000) [9].

Para ello, DES ha montado en el Telescopio Víctor M. Blanco del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo la cámara más potente construída hasta la fecha, la DECam, que cuenta con 570 megapíxeles CCD [10].

Como cartografiado fotométrico, DES no mide el corrimiento al rojo mediante el desplazamiento de las líneas espectrales de emisión o absorción, sino que se toman imágenes en cinco bandas (o intervalos) diferentes de longitud de onda llamadas *g, r, i, z, Y*. A partir de estas imágenes se identifican los objetos y se mide la magnitud de cada objeto en cada una de las bandas. Luego, con los valores de la magnitud de cada una de las bandas, se puede estimar el corrimiento al rojo de los objetos.

Las diferencias entre un cartografiado fotométrico y uno espectroscópico son notables con sus respectivas ventajas e inconvenientes. En el cartografiado espectroscópico la precisión en la medida del corrimiento al rojo es excelente, pero para poder obtener los espectros hay que hacer una

selección previa de los objetos que se desean observar, con lo que se introduce un sesgo de selección. Por el contrario, en un cartografiado fotométrico contamos con un mayor error en el corrimiento al rojo pero se tiene la ventaja de que no hay que hacer selección de galaxias. Además, permite contar con una mayor estadística, así como medir la forma de las galaxias si el lugar de observación es bueno y los instrumentos son lo suficientemente sensibles. Ésto hace que se pueda medir el efecto de lente gravitacional débil, uno de los métodos clave de DES para el estudio de la energía oscura.

Métodos para el estudio de la energía oscura en DES

Para el estudio de la ecuación de estado de la energía oscura en DES, se han propuesto 4 análisis diferentes: las supernovas Ia (SN), las oscilaciones acústicas de bariones (BAO), las lentes gravitacionales (WL) y la abundancia de cúmulos de galaxias (clusters) [8].

Las supernovas de tipo Ia son candelas estándar, esto es, todos los objetos de este tipo tienen la misma magnitud absoluta. De este modo, midiento su magnitud aparente se puede conocer la distancia a la que se encuentran, la distancia de luminosidad, que es dependiente de los parámetros cosmológicos.

Las oscilaciones acústicas de bariones se originan porque, antes del desacoplo, los fotones y bariones se encontraban en equilibrio termodinámico. Debido a las fuctuaciones en la densidad originadas en la inflación, la materia cae en los pozos de potencial creados por las sobredensidades. Cuanto mayores son las sobredensidades, mayor es la presión de radiación causada por el aumento de la densidad de fotones, lo que provoca ondas acústicas que dejan un exceso en la función de correlación cuya posición constituye una regla estándar para medir distancias.

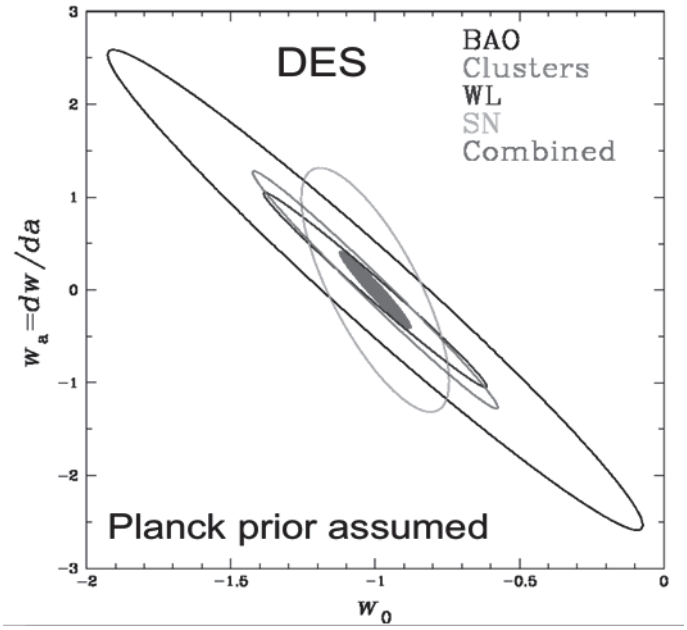


Figura 1: Contornos esperados en los parámetros de la energía oscura al final de la toma de datos en DES

Las lentes gravitacionales son un efecto que se produce porque los fotones se curvan por los campos gravitatorios. Ésto produce una distorsión coherente de las formas de las galaxias (cosmic shear), así como el efecto de magnificación cósmica. La magnificación permite que se puedan ver galaxias de baja magnitud que, por su bajo brillo, serían imposibles de ver en el caso de que no existiesen dichas lentes que hacen que los rayos de luz emitidos por las galaxias lejanas converjan.

Los cúmulos de galaxias se originan por el colapso gravitatorio en los pozos de potencial causados por las sobredensidades de materia. Dado que la energía oscura se opone al colapso gravitatorio, observando la variación del número de cúmulos con el corrimiento al rojo, es posible trazar la evolución de la energía oscura.

Para un modelo fiducial ΛCDM (constante cosmológica más materia oscura fría) en la Figura 1 se muestra que que DES proporcionará una precisión sin precedentes en la medida de los parámetros de la ecuación de estado de la energía oscura.

Referencias

[1] E. Hubble, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **15.3** (1929), 68-173.
[2] G. Lemaître, *Annales de la Société Scientifique de Bruxeles* **47** (1927), 49-59.
[3] M. Betoule *et al.*, *Astronomy & Astrophysics* **568** (2014), A22.
[4] Planck Collaboration, *Astronomy & Astrophysics* **571** (2014), A16.
[5] S. Weinberg, Reviews of Modern Physics **61.1** (1989), 1-23.
[6] L. Amendola, *Physics Review D* **62** (2000), 043511.
[7] T. Clifton *et al.*, *Physics Reports* **513** (2012), 1-189.
[8] D. H. Weinberg *et al.*, *Physics Reports* **530** (2013), 87-255.
[9] B. Flaugher *et al.*, *International Journal of Modern Physics A* **20.14** (2005), 3121-3123.

ATLAS Inner Detector Alignment

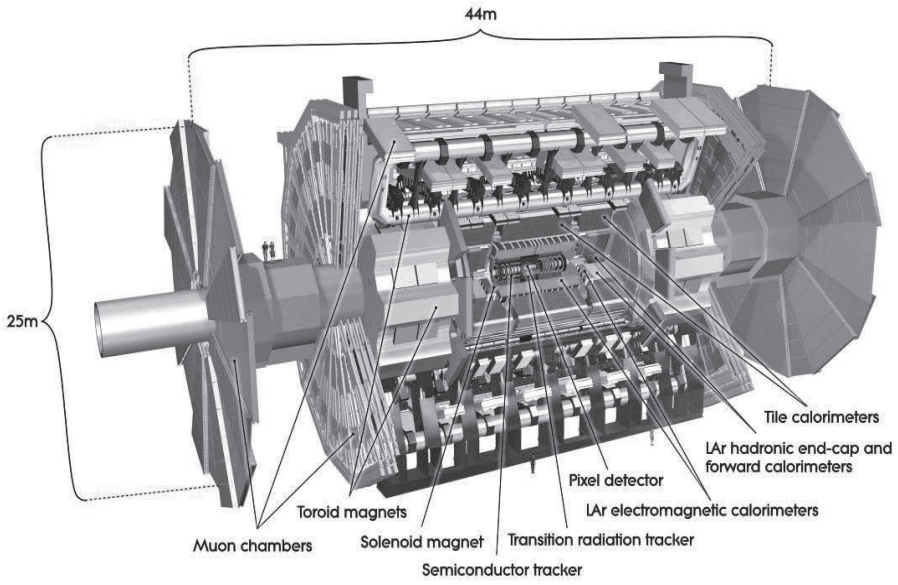
L.Barranco[1*]

[1]Instituto de Física Corpuscular. Centro mixto Universitat de València-CSIC. Parque Científico, C/Catedrático José Beltrán, 2. E-46980 Paterna, Valencia

* laura.barranco@ific.uv.es

LHC and ATLAS detector

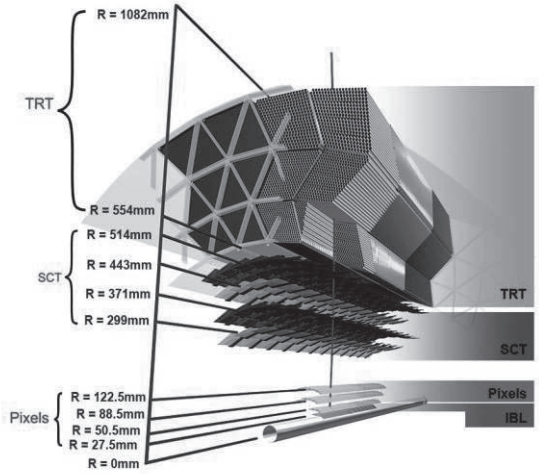
The Large Hadron Collider (LHC), the largest accelerator at CERN, is a 27 km of perimeter ring in which two proton beams are accelerated in opposite directions and made to collide in the points where the detectors are installed. The LHC is designed to study particle physics at TeV scale.
One of the two general-purpose detectors of the LHC is ATLAS [1], as it is shown in Fig. 1, which investigates a wide range of physics from precise Standard Model measurements to searches of new physics. The proton beams collide at the center of ATLAS creating thousands of new particles. Six different detecting subsystems are settled in layers around the collision points allowing to record the



paths, momentum and energy of these particles in order to individually identify them.

Figure 1: Schematic view of the ATLAS detector

The Inner Detector (ID), shown in Fig. 2, is the innermost of the six subsystems. It is designed to provide robust pattern reconstructions and both primary and secondary vertex measurements. The ID is contained within a solenoidal magnetic field of 2 T which allows to precision momentum resolution. The ID consists of three independent but complementary sub-detectors. The Pixel Detector provides a very high granularity, high precision set of measurements as close to the interaction point as possible. It is composed by 1,744 silicon pixel modules with a pixel size of 50 μm x 400 μm. They are mounted in three cylindrical layers around the beam axis and three disks perpendicular to the beam axis in the end-cap region. The Semiconductor Tracker (SCT) contributes to the measurement of momentum, impact parameter and vertex position. It is composed by 4,088 modules installed in 4 layers in the barrel and 9 discs in the end-cap. Each SCT module is formed by two silicon micro-strips detectors of 80 μm pitch glue back-to-back with a stereo angle of 40 mrad. Finally, The Transition Radiation Tracker (TRT) helps in the pattern recognition and momentum measurement. The technology used is based on around 300,000 straw



tubes filled with gas elements with 4 mm of diameter and variable length depending on the zone of the detector.

Figure 2: Schematic transverse view of the inner detector.

Between the Run-I and the future Run-II of the LHC a long technical stop, known as the Long Shutdown 1 (LS1) has occurred. During this stop, the ID has been prepared for the upcoming collisions, and new detectors as the Insertable B-Layer (IBL) or the DBM have been installed.

The IBL [2] is a fourth layer added to the Pixel detector between a new beam pipe and the old inner Pixel layer. It consists of a cylindrical layer of active length 64 cm and 33.4 mm inner radius. 14 staves are mounted along the cylinder, each one equipped with 12 planar sensors situated in the central region of the stave an 8 3D sensors placed in the forwarded region (4 at each side).

Inner Detector Alignment

With this high granularity of the ID it happens that after the installation and assembly of all the structures, the final position of all the modules is known with worse precision than their actual intrinsic resolution. This fact affects the reconstruction of the trajectories of the particles and thus the final physics results. The process to solve this issue is known as alignment [3], i.e., to precisely determine the position and orientation of all the detector modules. Each alignable structure has 6 DoFs corresponding to the alignment parameters: three translations and three rotation. Thus, the whole silicon system involves nearly 35,000 DoFs.

The alignment of the ID tracking system is done using track-based algorithms, in which the residual, i.e., the distance between the hit measured and the extrapolated track, is used to find the detector misalignments. Thus, the main ID alignment algorithm, The Globalχ^2, is based on the minimization of a χ^2 equation built from residual information.

The ID alignment is performed at different levels which mimic the steps of the assembly detector process. The alignment proceeds in stages, from the largest (for instance, the whole pixel detector) to the smallest structures (module level). The biggest structures are aligned in order to correct the collective movements. The expected size of the corrections decreases with the size of the alignable objects. By contrast, the statistics required for each level increases with the granularity.

Before the Run-II collisions start, a lot of effort is being made in order to upgrade the software for the new detector and run conditions. With this purpose, cosmic rays are recorded in order to test the good operation of the detector as well as the performance of the track reconstruction and alignment algorithms.

References

[1] ATLAS Collaboration, JINST 3 (2008) S08003
[2] ATLAS Collaboration, CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19 (2010)
[3] ATLAS Collaboration, ATL-SOFT-PUB-2014-003

Búsqueda de bosones de Higgs pesados en el experimento CMS

E. Navarro De Martino[1,*], P. García Abia[1], J.M. Hernández Calama[1]

[1]Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Av. Complutense 40, 28040, Madrid, España

* eduardo.navarro@ciemat.es

Introducción

El descubrimiento del bosón de Higgs, h(125), en los experimentos CMS [1] y ATLAS [2] del LHC, utilizando colisiones entre protones a energías de centro de masas de 7 y 8 TeV, ha supuesto la confirmación de la existencia del sector escalar predicho por el modelo estándar de la física de partículas (SM). Muchas propuestas para extender esta teoría contienen un mayor número de partículas escalares, como pueden ser las predichas por la supersimetría o las debidas a la presencia de nuevos campos (singletes, dobletes electrodébiles adicionales).

En este contexto, el experimento CMS ha realizado la búsqueda de bosones de Higgs adicionales, H, con propiedades similares a las predichas por el SM y con masas mayores a la del bosón escalar recientemente descubierto (m_h=125 GeV). Dicha búsqueda se basa en datos de colisiones de protones, recogidos durante el primer periodo del LHC, que corresponden a una luminosidad integrada de 5.1 fb^{-1} para colisiones a 7 TeV y de 19.6 fb^{-1} para colisiones a 8 TeV [3].

Descripción del análisis

La búsqueda de bosones de Higgs pesados se realiza combinando varios estados finales de las desintegraciones de los procesos WW y ZZ. Según el SM, dichos estados finales son dominantes en el rango de masas de H mayores de 150 GeV. Para los procesos WW se consideran los estados finales $\ell\nu\ell\nu$ [4] y $\ell\nu qq$ [5], donde ℓ representa $e^{\pm}$ o $\mu^{\pm}$. Los estados finales analizados para los procesos ZZ son 4ℓ [6], $2\ell 2\eta$, $\ell\ell qq$ [7] y $\ell\ell\nu\nu$ [8].

Los procesos que contienen quarks ($H\rightarrow WW\rightarrow\ell\nu qq$ y $H\rightarrow ZZ\rightarrow\ell\ell qq$) presentan una dificultad adicional. Los quarks emergentes de la colisión hadronizan, produciendo chorros de partículas (*jets*) que atraviesan los distintos detectores de CMS. En el rango de alta masa, entre 600 y 1000 GeV, el alto momento de los bosones vectoriales produce pares de quarks en la misma dirección, provocando que pares ambos *jets* se solapen. Estos sucesos se identifican y reconstruyen utilizando técnicas que son capaces de resolver la estructura interna de los *jets* [9].

El análisis llevado a cabo por la colaboración CMS es sensible a los dos mecanismos de producción dominantes en el LHC [10]: la fusión de gluones, proceso mediado por un bucle de quarks top, y la fusión de bosones vectoriales. Los sucesos debidos a este último mecanismo de producción presentan dos *jets* adicionales en la dirección de los haces de protones. Esta diferencia en la topología de los sucesos permite que ambos mecanismos de producción puedan separarse y analizarse independientemente.

Resultados

Los resultados de los distintos modos de desintegración utilizan la distribución de masa invariante reconstruida para ambos bosones vectoriales (o distribuciones correlacionadas con la masa) como variable discriminante entre las contribuciones esperadas para procesos conocidos del SM, que dejan señales similares a la buscada (fondos) y posibles señales de una partícula escalar, H. La contribución de los fondos se manifiesta en distribuciones suaves de masa invariante, mientras que una señal genuina se observaría como una resonancia centrada en la masa de la partícula. Los resultados se combinan en un análisis estadístico, con objeto de establecer la presencia o ausencia de una partícula escalar, con propiedades similares a las del bosón de Higgs del SM, pero con mayor masa (Figura 1, izquierda). Para el rango entre 145 y 500 GeV, la mayor sensibilidad a una

posible señal proviene del análisis H→ZZ→4ℓ, mientras que a alta masa, hasta 1000 GeV, el canal H→ZZ→ℓℓνν es el más sensible, con contribuciones sustanciales de los demás canales. Los resultados son compatibles con las predicciones del modelo estándar y excluyen la presencia de un bosón de Higgs adicional con propiedades similares a las del h(125) en todo el rango de masas bajo consideración.

Los resultados se reinterpretan en una extensión mínima del SM. Esta extensión añade un nuevo campo al lagrangiano del sector escalar, un singlete electrodébil [11]. Dicho campo tiene asociada una partícula escalar masiva, H, que se mezcla con el bosón escalar h(125). Este modelo posee dos parámetros adicionales: la fuerza de la señal C'^2 y la fracción de desintegración B_{new} para procesos no predichos por el SM, como la desintegración H→hh. Los resultados del análisis combinado de los canales ZZ y WW son capaces de descartar parte del espacio de parámetros de este modelo (Figura 1, derecha). Los valores altos de C'^2 se excluyen para todo el rango de masas bajo estudio y sólo aquellas partículas escalares con alta m_H, baja fuerza de la señal C'^2 o grandes contribuciones de B_{new} no han sido exploradas. Los parámetros no excluidos en este análisis serán estudiados durante la siguiente toma de datos del LHC, con colisiones de protones a energías de centro de masas de 13 TeV.

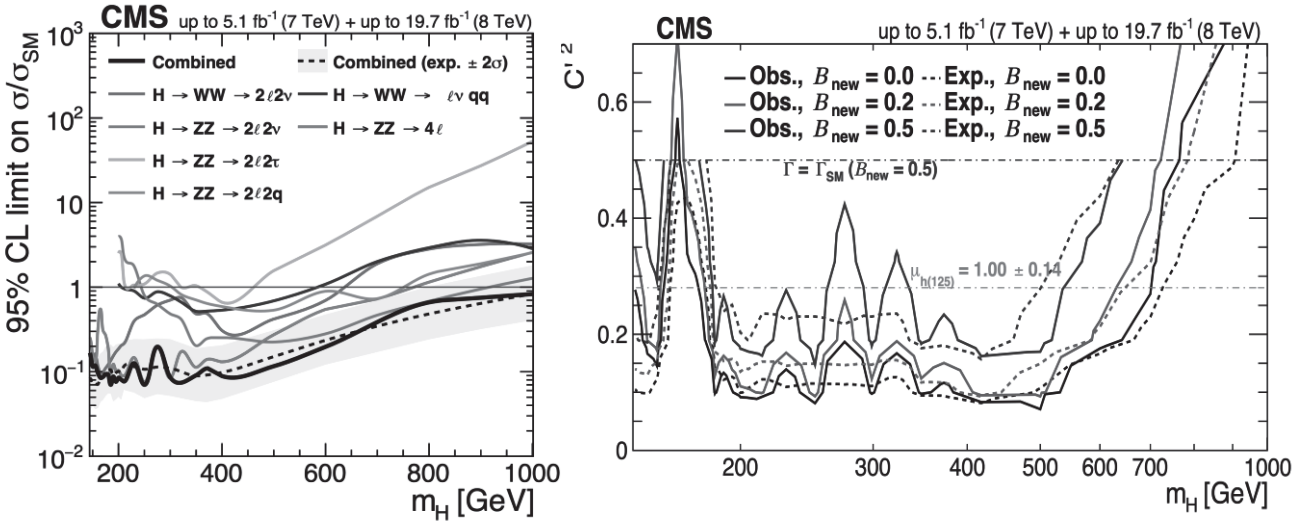


Figura 1: (Izqda.) Límite al 95% de nivel de confianza a la producción de una partícula escalar en función de su masa, m_H. La línea negra corresponde a la combinación de los distintos canales de desintegración (líneas de color) comparada con lo esperado en el SM para el fondo (banda amarilla centrada en la línea negra discontinua). (Dcha.) Región de exclusión al 95% de nivel de confianza para el singlete electrodébil adicional en función de C'^2 y su masa, para tres hipótesis de B_{new} (0, 0.2 y 0.5; negro, rojo y azul, respectivamente) [3].

Referencias

[1] CMS Collaboration, *J. High Energy Phys.* **06** (2013) 081.
[2] ATLAS Collaboration, *Phys. Lett. B*, **716** (2012), 1-29.
[3] CMS Collaboration, Enviado a *J. High Energy Phys.,* arXiv:1504.00936.
[4] CMS Collaboration, *J. High Energy Phys.* **01** (2014) 96.
[5] CMS Collaboration, *Tech. Report* CMS-PAS-HIG-13-027.
[6] CMS Collaboration, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 092007.
[7] CMS Collaboration, *Tech. Report* CMS-PAS-HIG-14-007.
[8] CMS Collaboration, *J. High Energy Phys.* **03** (2012) 040.
[9] CMS Collaboration, *Tech. Report* CMS-PAS-JME-10-013.
[10] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier et al., (2011), arXiv:1101.0593.
[11] V. Barger et al., *Phys. Rev. D* **77** (2008) 035005.

Medida de la desaparición de antineutrinos en el experimento Double Chooz

Diana Navas Nicolás[1]

[1]Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, CIEMAT, 28040, Madrid, España

* diana.navas@ciemat.es

En el Modelo Estándar de la física de partículas, los neutrinos son partículas sin masa. Sin embargo, el descubrimiento del fenómeno de oscilaciones de neutrinos es una fuerte evidencia de que la masa del neutrino es no nula, siendo una muestra de física más allá del Modelo Estándar.
Dicho fenómeno viene descrito por los siguientes parámetros: tres ángulos de mezcla, tres diferencias cuadráticas de masa (de las cuales dos son independientes) y una fase de violación CP. Double Chooz fue el primer experimento en medir el ángulo de mezcla θ_{13} [1], a partir de la desaparición de los antineutrinos $\bar{\nu}_e$ producidos en la central nuclear de Chooz.
El efecto de oscilaciones es observable a distancias cortas ($L{\sim}1$ km) y energías E_ν (MeV) de los $\bar{\nu}_e$ de los reactores, permitiendo medir θ_{13} mediante la probabilidad de supervivencia de los $\bar{\nu}_e$:

$$P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27\Delta m^2_{31}(eV^2)L(m)/E_\nu(MeV)) \quad (1)$$

El detector Double Chooz se diseñó para detectar los antineutrinos mediante la desintegración beta inversa en protones (IBD): $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$, en la que se producen dos señales. El positrón perderá su energía cinética y se aniquilará rápidamente, con lo que se observa como la señal rápida. Unos 30 μs después, el neutrón es capturado en Gd, emitiendo rayos γ de 8 MeV.

Montaje experimental. Detectores de Double Chooz

El experimento cuenta con dos detectores casi idénticos (ND y FD), situados a 400 m y 1050 m de los dos reactores nucleares respectivamente. Cada detector consta de 4 cilindros concéntricos (Figura 1). El más interno, llamado ν-*target* (NT), consiste en 10 m^3de líquido centelleador dopado con Gd y es donde se producen las capturas de neutrones en Gd. El NT está rodeado de otro cilindro lleno de líquido centelleador sin Gd, llamado γ-*catcher* (GC), que recoge los γ que puedan escapar del NT. En la cara interna del siguiente volumen, el *buffer*, se sitúan 390 fotomultiplicadores (PMT) que detectan la luz de centelleo. Contiene además una capa de aceite mineral no centelleante que aisla los volúmenes centelleadores de la radioactividad de los PMTs. Estas tres regiones, separadas ópticamente del resto del detector, forman lo que se conoce como *inner detector* (ID). A continuación se sitúa una nueva capa de líquido centelleador equipada con 72 PMTs que constituye el *inner veto (*IV) y rechaza muones (μ). Recubriendo todo el detector se encuentra un blindaje de acero (FD) o de agua (ND). Por último el *outer veto* (OV), formado por tiras centelleadoras, cubre la parte superior del detector e identifica la traza de μs que cruzan o pasan cerca del detector.

Reconstrucción de los eventos

La digitalización de las señales de los PMTs se realiza mediante un conversor analógico-digital (flash-ADC). El sistema de disparo establece el umbral a 350 keV, suficiente para detectar los $\bar{\nu}_e$.
La posición de cada evento se reconstruye asumiendo que la luz es emitida por una fuente puntual mediante un algoritmo de probabilidad que emplea la carga y el tiempo recogidos por cada PMT.
La energía visible (E_{vis}) se reconstruye a partir del número total de fotoelectrones N_{pe} medidos por los PMTs como:

$$E_{vis} = N_{pe}(\rho, z, t) \cdot f_u^i(\rho, z) \cdot f_{MeV}^i(\cdot f_s^{data}(E_{vis}^0, t))(\cdot f_{nl}^{MC}(E_{vis}^0)) \quad (2)$$

donde i representa datos o simulación de Monte Carlo (MC), ρ y z son las coordenadas de la posición del vértice y t es el tiempo del evento. f_u es el factor de uniformidad que corrige la dependencia del N_{pe} con la posición. f_{MeV} es el factor de conversión de fotoelectrones (pe) en MeV. El factor de estabilidad temporal (f_s) corrige la variación temporal de la ganancia y respuesta del detector. Por último el factor f_{nl} corrige la no linealidad de la respuesta de detector que no está simulada en el MC.

Selección de neutrinos

Los neutrones producidos en IBD no se capturan sólo en Gd, sino también en H del GC principalmente. Double Chooz realiza el análisis para ambas capturas, siendo la selección de $\bar{\nu}_e$ ligeramente diferente en cada una. En primer lugar se realiza una preselección para identificar las señales de $\bar{\nu}_e$, rechazando parte del fondo (señales similares a las de $\bar{\nu}_e$ pero no producidas por éstos: *stopping muons*, neutrones rápidos, ^{9}Li o ^{8}He y coincidencias accidentales). La preselección exige que el sistema de disparo sea totalmente eficiente ($E \geq 0.4$ MeV), elimina los μ (se exige que no haya señales en el IV ni sucesos de alta energía $E_{ID} > 20$ MeV en el ID) y los eventos inmediatamente posteriores a éstos (tabla 1) y rechaza señales de *light noise* (LN), producidas por la emisión de luz en los PMTs.

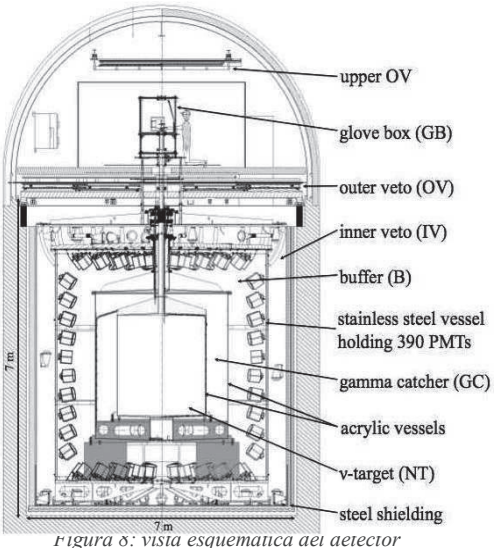


Figura 8: vista esquemática del detector

A partir de la muestra preseleccionada se identifican los $\bar{\nu}_e$ como parejas de señales próximas en el tiempo. El rango energético de la señal rápida (e^+) es muy amplio porque depende de la energía del neutrino incidente. El rango energético de la segunda señal se escoge considerando las posibles energías de la captura del neutrón para minimizar los fondos. Por último, existen varios cortes adicionales que se aplican para reducir el fondo (tabla 1).

Variable	Análisis de Gd	Análisis de H	Fondo rechazado
Tiempo desde último μ	$\Delta t > 1000 \mu s$	$\Delta t > 1250 \mu s$	Relacionados con μ
Multiplicidad (sin señales extra en este periodo)	[-200,600] μs tomando señal rápida como referencia	[-600,900} μs tomando señal rápida como referencia	Neutrones rápidos
E señal rápida	$0.5 < E_{vis} < 20\ MeV$	$0.7 < E_{vis} < 20\ MeV$	Relacionados con μ
E señal retardada	$4 < E_{vis} < 10\ MeV$	$1.3 < E_{vis} < 3\ MeV$	Todos
Coincidencia temporal y espacial	$0.5 < \Delta T < 150\ \mu s$ $\Delta R < 100\ cm$	$0.5 < \Delta T < 800\ \mu s$ $\Delta R < 120\ cm$	Accidentales
Bondad de la reconstrucción (FV)	$E_{vis} > 0.068 \cdot \exp(FV/1.23)$	$E_{vis} > 0.2755 \cdot \exp(FV/2.0125)$	LN y *stopping* μ
IV veto	$Multiplicidad\ PMT \geq 2$ $Q_{IV} > 400\ DUQ$ $\Delta d_{ID-IV} < 3.7\ m$ $-110 < \Delta t_{ID-IV} < -10\ ns$	$Multiplicidad\ PMT \geq 2$ $Q_{IV} > 400\ DUQ$ $\Delta d_{ID-IV} < 4.0\ m$ $-110 < \Delta t_{ID-IV} < -20\ ns$	Neutrones rápidos y accidentales
OV veto	Sin señales en el OV	Sin señales en el OV	*Stopping* μ y n rápidos
Función de probabilidad de ^9Li como señal rápida	*Likelihood* $\mathcal{L}_{Li}$ ≤0.4	$\mathcal{L}_{Li}$ ≤0.4	^{9}Li

Tabla 1: cortes para la selección de antineutrinos

Tras analizar los datos recogidos durante 460.67 días en el análisis de Gd [2], se observaron 17351 candidatos IBD frente a los 18290 que se predijeron a partir de la simulación de MC del flujo del reactor. Observar menos candidatos de los predichos supone una prueba de la desaparición de los $\bar{\nu}_e$ a lo largo de la distancia que separa los reactores del FD, confirmando así que el ángulo θ_{13} es distinto de cero y permitiendo determinar su valor: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$.

Referencias

[1] Y. Abe et al. (Double Chooz), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 131801.
[2] Y. Abe et al. (Double Chooz), *JHEP* **1410** (2014) 86.

First results from LHC Run 2

J. Vizán[1]

[1]Universidad de Oviedo, Departamento de Física, Facultad de Ciencias, C\ Calvo Sotelo S/N, 33007

* jesus.manuel.vizan.garcia@cern.ch

Introduction

The discovery in 2012 of a Higgs boson with a mass of ~125 GeV by the ATLAS and CMS experiments during the Run I of the LHC [1-2] opened a new era for particle physics. With the imminent restart of the LHC and its operation for the following years at energies of 13 and 14 TeV, the picture of the physics at the TeV scale will be broadened once again. In the upcoming Run 2 of the LHC the luminosity will reach the design value of (10^{34}cm^{-2}s^{-1}), and an integrated luminosity of ~75-100pb^{-1} of pp data will be delivered to the experiments. A long shutdown is foreseen in 2018 to upgrade the detectors for running at double design luminosity for the Run 3 of the LHC, with the goal of integrating 300fb^{-1} of pp data by the end of 2021. Another shutdown in the period 2022-2023 is foreseen to upgrade the machine and detectors for pp running at a luminosity of $5\text{x}10^{34}$cm^{-2}s^{-1}, with the goal of accumulating 3000fb^{-1} during this new phase, referred to as High Luminosity LHC (HL-LHC).
The main prospects for the physics program of the LHC are discussed, with special emphasis on the expectations for the upcoming Run 2 [3-4]. The foreseen results presented in this communication cover areas such as the measurement of couplings of the 125 GeV Higgs boson, and direct searches for new Physics for SUSY theories and other models.

Higgs boson

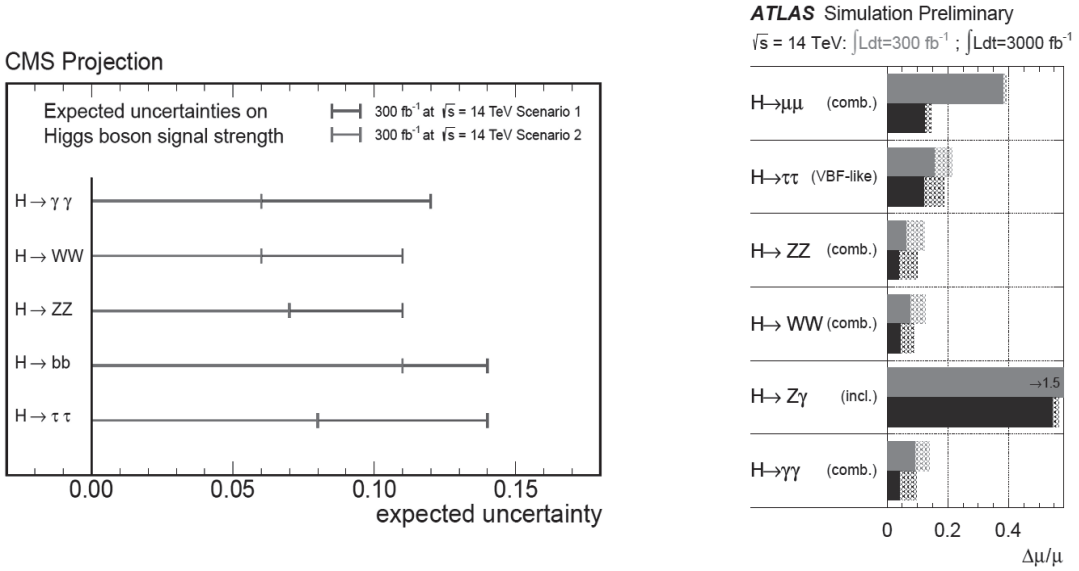
After the discovery of the 125 GeV Higgs boson, the measurement of the properties of this particle has become a major goal of the LHC program. No significant indication of deviations from the properties of a SM Higgs boson has been observed during the Run I. Of particular importance are the couplings of the Higgs boson to each fermion and boson, predicted by the SM for a given mass of the SM Higgs boson, which have been found to be consistent with the SM predictions with the current uncertainties. An objective of the Run 2 will be to achieve the best possible sensitivity to potential non-SM Higgs boson couplings, what requires precision measurements for specific production mechanisms and decay modes. To date, the Higgs boson mass, which determines the couplings to the different SM particles, is measured with an uncertainty of a few hundreds of MeV [5]. The projections for the expected performance of the LHC show that this uncertainty could be reduced to 150 (100) MeV at the end of the Run 2 (Run 3) of the LHC. The uncertainties for the different main decay channels ($H\to\gamma\gamma$, $H\to WW$, $H\to ZZ$, $H\to bb$, $H\to\eta\eta$) will decrease significantly, with expected uncertainties for ~300fb^{-1} between 5-15%. These results are summarized in Fig. 1. In addition LHC will improve its reach for new production mechanisms, namely ttH, with an expected uncertainty on the the coupling κ_{top} of 15-22% (for the same value of the integrated luminosity), and decay modes, such as $H\to\mu\mu$, with an uncertainty on κ_μ of ~21-23%, $H\to Z\gamma$, with an uncertainty on $\kappa_{Z\gamma}$ of ~24-41%, or $H\to$invisible, with an expected uncertainty on the 95% confidence level on the branching ratio of 22-28%. In addition in the HL-LHC phase, it is expected to reach potential for observation with a large significance for ttH production and $H\to\mu\mu$ decays, and for evidence of $H\to Z\gamma$.

SUSY searches

The observation of a Higgs boson with a mass of 125 GeV makes more relevant than ever the question about the large quantum corrections to its mass (hierarchy problem). Supersymmetry provides one of the most effective solutions to this problem, with the introduction of new particles

with the same quantum numbers as their SM partners, apart from spin, responsible of the cancellation of those corrections. In addition to this, another attractive aspect is that supersymmetry can provide candidates for dark matter. However, no evidence for SUSY particles has been found yet at LHC, driving the need to extend the mass reach and the scope of those searches.

Figure 1: Projections for the uncertainty on the signal strength for CMS (left) and ATLAS (right) with 300fb^{-1} of 14 TeV data. The results include the expectations for some of the most important SM Higgs boson decay modes. In the ATLAS case, also projections with 3000fb^{-1} are shown.



The gluino pair production provides some of the most interesting channels for the Run2, with an estimated discovery reach of about 1.7 TeV for 100 fb^{-1} in final states with 4 top or 4 bottom quarks and 2 LSPs in the final state . The searches for third-generation squarks constitute one of the most pressing goals for the Run 2. One possible production mechanism is the decay of gluinos to stops and sbottoms. In the case that the stops are the lightest squarks and are directly produced in pairs, a discovery reach for stop masses of 750-950 GeV, and LSP masses of 300-450 GeV could be possible with ~300fb^{-1} for final states with one muon or electron, improving very significantly upon the 8 TeV reach. An important improvement for the potential of sbottom searches is also expected, For a relatively light sbottom directly produced in pairs, with 300fb^{-1} the discovery region could be extended up to sbottom masses of 600-700 GeV and LSP masses up to 350 GeV for final states with 4 W bosons and 2 b quarks. Important improvements are also expected for many other SUSY searches including generic squark and gluino, or chargino and neutralino production.

Other BSM searches

Many other new physics searches will be performed for different models and areas, such as searches for additional gauge bosons, heavy stable charged particles, vector-like top partners, or dark matter. As an example, searches for new physics in a final state with a high p_T muon or electron and missing energy are considered at LHC for the sequential standard model W', or in the context of a dark matter effective theory. For the dark matter model, an important discovery reach relative to Λ, the scale of the effective interaction for associated dark matter pair production, is foreseen. Signals with Λ up to 1.4 (2.3) TeV could be discovered for the destructive (constructive) scenarios, defined depending on the vector or axial-vector type couplings.

References

[1] ATLAS Collaboration, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1-29.
[2] CMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 30-61.
[3] ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-PUB-2013-007, arXiv:1307.7292 [hep-ex]
[4] CMS Collaboration, CMS NOTE-13-002, arXiv:1307.7135 [hep-ex].
[5] ATLAS, CMS Collaborations, *Submitted to Phys. Rev. Lett.* arXiv:1503.07589 [hep-ex].

Ensamblaje y pruebas eléctricas de un prototipo de pétalo para el sistema de reconstrucción de trazas de ATLAS

D. Rodríguez[1]*, C. Lacasta[1], C. García[1], U. Soldevila[1], C. Solaz[1], D. Santoyo[1], J.V. Civera, J. Bernabeu[1], F. González[1], S. Martí[1], A. Platero[1]

[1]Instituto de Física Corpuscular (IFIC, CSIC-UV), 46100 Burjassot, Valencia, España

* daniel.rodriguez@ific.uv.es

Introducción

Como extensión del programa científico del colisionador de hadrones (LHC) del CERN se plantea llevar a cabo un aumento de luminosidad que se realizará en dos fases, en la primera fase se aumentará la energía a los valores de diseño del acelerador y la luminosidad a 10^{34} cm^{-2} s^{-1}, en la segunda fase denominada High *Luminous LHC* (HL-LHC) se espera aumentar la luminosidad a $5x10^{34}$ cm^{-2} s^{-1}. La fase HL-LHC requiere de una considerable mejora en los detectores. En concreto en ATLAS, el sistema de trazas actual no será capaz de trabajar bajo estas condiciones de muy alta radiación y alto número de trazas. Por ello, se está desarrollando un nuevo detector de trazas que sustituya al actual.

El objetivo del proyecto es el diseño, la construcción y la caracterización de un detector de trazas de silicio que cumpla las estrictas especificaciones requeridas por el HL-LHC: alta resistencia a la radiación, dimensiones limitadas pese al aumento de granularidad, electrónica asociada, etc, al tiempo que se mantienen las prestaciones del detector actual. Varios institutos de distintos países trabajan conjuntamente con este propósito. En particular, el Instituto de Física Corpuscular (IFIC, Valencia) está involucrado en el desarrollo de la parte hacia delante (*"End Cap"*) del futuro sistema de reconstrucción de trazas usando detectores de micro-bandas, cuya unidad fundamental son los Pétalos [1]. Frente al diseño basado en el módulo (sensor + electrónica) de ATLAS, el concepto actual se basa en el supermódulo o pétalo, que incorpora varios módulos además de otros componentes del sistema como los soportes mecánicos y la refrigeración.

Un pétalo está formado, básicamente, por un núcleo compuesto por dos láminas de fibra de carbono sobre las que se colocan los sensores de micro-bandas de silicio. Están separadas por una estructura en forma de panel de abeja también de carbono. En el interior de dicho núcleo hay una tubería de titanio por la que circula CO_2 para refrigerarlo. La tubería está rodeada por una espuma de fibra de carbono que proporciona el camino térmico para disipar el calor generado.

Dada la complejidad de esta estructura, antes de construir un prototipo del pétalo de tamaño real, con sus seis geometrías diferentes para los sensores, se ha diseñado un objeto más pequeño que permita caracterizar las particularidades de una geometría como la del pétalo y verificar aquellos aspectos más complejos de su diseño. Este es el conocido como "Proyecto Petalet" [2].

Desarrollo del prototipo: "Petalet"

El "Petalet" [3] es el resultado de querer probar la tecnología que se va a usar en el pétalo en una escala más pequeña. El paso del pétalo al "petalet" se puede ver en la figura 1. Es el resultado de seleccionar una de las filas con dos detectores y otra fila de un único detector. La figura 2 muestra un "petalet" real entero.

Este prototipo está compuesto por un núcleo de carbono ("Core"), un circuito impreso en kapton ("Bustape") y los módulos. El "core" es el encargado de dar soporte y refrigeración. El "Bustape" contiene las pistas para alimentar los circuitos híbridos y comunicarse con ellos. Y por último, los módulos, que están formados por los circuitos híbridos que contienen los chips de adquisición y el sensor de micro-bandas de silicio.

En el IFIC ya se han caracterizado los detectores a usar, midiendo sus curvas características de corriente de fugas y capacidad frente el voltaje, y la curva de eficiencia de recolección de carga. Además, se ha diseñado el "Bustape". Actualmente nos encontramos en la fase de ensamblaje de los componentes, para lo que se han tenido que diseñar los útiles necesarios para pegar los componentes, realizar las micro-soldaduras y las conexiones necesarias para las pruebas eléctricas.
La caracterización de un módulo tiene los siguientes pasos. Primero se caracterizan eléctricamente los híbridos poniendo especial atención en el ruido y la ganancia, cuyos valores deben de ser los adecuados para poder tener un buen valor de señal/ruido. Posteriormente se hace el pegado del híbrido sobre el detector. Una vez efectuado el pegado, es necesario unir eléctricamente el híbrido y el sensor. El conectado eléctrico se realiza a través de un proceso de bondado. Una vez realizado, se efectúan nuevamente las pruebas eléctricas. En este caso, éstas son más complicadas, ya que al estar el híbrido pegado encima del detector el ruido introducido debe de controlarse mejor.
Las principales pruebas eléctricas que se realizan son dos. La primera es asegurarnos de que hay comunicación entre el híbrido y el programa de control. La segunda prueba es para obtener la ganancia y el ruido. Para conseguir estos resultados se envían 3 cargas (ej: 0,5 – 1 – 1,5 fC), y se recibe la respuesta de cada canal. Un ejemplo de gráfica de ganancia y ruido adecuados se muestra en la figura 3. En el eje X se muestra el número de canales, y en el eje Y, el valor de la ganancia (mV/fC) y ruido (ENC) respectivamente.
Una vez se consigan los resultados requeridos, se pasará a pegar el "Bustape" encima del "core" y encima de ellos los módulos, obteniendo así un "Petalet" final. En él se repetirán las pruebas eléctricas nuevamente para verificar su comportamiento

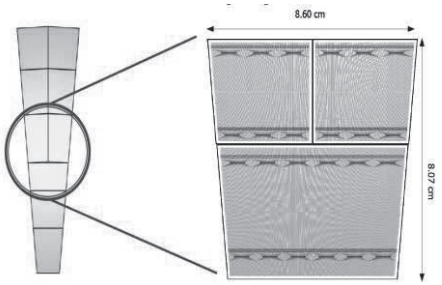


Figura 1: Paso de pétalo a "petalet"

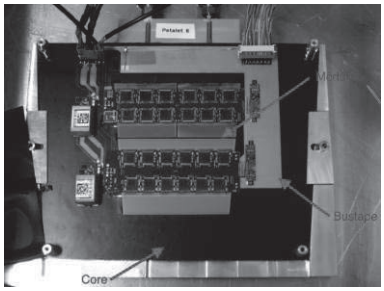
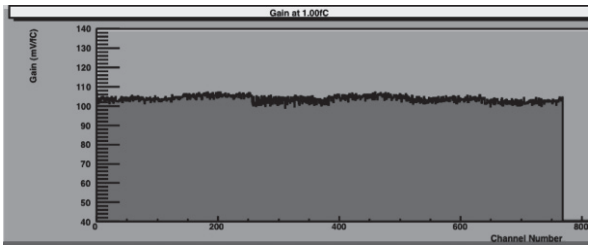


Figura 2: Vista completa de un prototipo completo de pétalo, el "Petalet", con todas sus partes indicadas



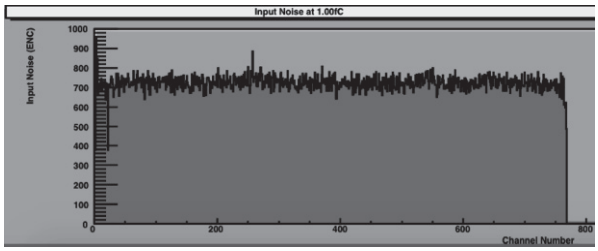


Figura 3: Ganancia y Ruido

Agradecimientos

Esta trabajo ha sido realizado dentro del proyecto FPA2012-39055-C02-01 ("Contribuciones Al Experimento Atlas En El Colisionador Hadrónico LHC").

Referencias

[1] Design and fabrication of sensor prototypes for the end-cap tracker of the ATLAS upgrade, Benitez, V.; Ullan, M.; Lacasta, C.; Pellegrini, G,; Fleta, C; García, C.; Lozano, M.
(http://ieeexplore.ieee.org/xpl/abstractAuthors.jsp?arnumber=6551302)

[2] S. Wonsak, A forward silicon strip system for the ATLAS HL-LHC upgrade, doi:10.1016/j.nima.2013.05.155 (http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213007663)
[3] S. Kuehn (Freiburg U.) for the ATLAS collaboration, The Phase-2 Upgrade of the Silicon Strip Tracker of the ATLAS experiment, (https://inspirehep.net/record/1306113)

Unitarization and parameter space of the One-loop $W_L W_L$ and $Z_L Z_L$ scattering from the Electroweak Chiral Lagrangian

Rafael L. Delgado

Dep. Física Teórica I, Facultad de CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Parque de las Ciencias 1, 28040, Madrid

rdelgadol@ucm.es

A new Higgs-like boson with a mass of about 125 GeV has been found at the LHC [1-2]. Thus, the Electroweak Symmetry Breaking Sector (EWSBS) is a weakly interacting system which, at energies below the electroweak scale, gives masses to the elementary particles through the Higgs mechanism, being the Higgs boson a free bosonic degree of freedom. Furthermore, the presence of this boson would also make the vector boson scattering to be unitary and *weak* at the TeV scale. Is this all?

Actually, strongly interacting models with a light Higgs-like scalar are still experimentally allowed, leading to a different phenomenology at the TeV scale. It is remarkable that, besides the Higgs-like boson, the first run of LHC finished without any other finding [3] up to an energy of about 600-700 GeV, and even higher for additional vector bosons. So, there is an energy gap respect to any new physics, which could suggest that the Higgs is indeed an additional Goldstone boson.

In this kind of models, the vector boson scattering is no longer weak. The leading order of this scattering matrix element would increase, breaking unitarity. Thus, corrections of higher and higher orders become dominant at the TeV scale. This is the same case of QCD at low energies [4], where the so-called UV asymptotic freedom gives place to the *IR slavery* and the usual perturbative analysis is no longer valid. However, several methods, like unitarization procedures, have been successfully used for dealing with such problems. So, could they be used in the case of a strongly interacting EWSBS?

In this presentation, based on [5-8], the effective one-loop computation [6] with the Electroweak Chiral Lagrangian is unitarized by using different unitarization procedures. Such different methods are compared, and the resulting parameter space studied in detail.

The compatibility of our model with that of [9], whose analysis relies on a slightly different set of approximations, is also remarkable. In any case, both our and that of [9] analyzes rely on the Equivalence Theorem [10], which sets a limit on the validity of the analyzes ($\sqrt{s} \gg m_H, m_W, m_Z$).

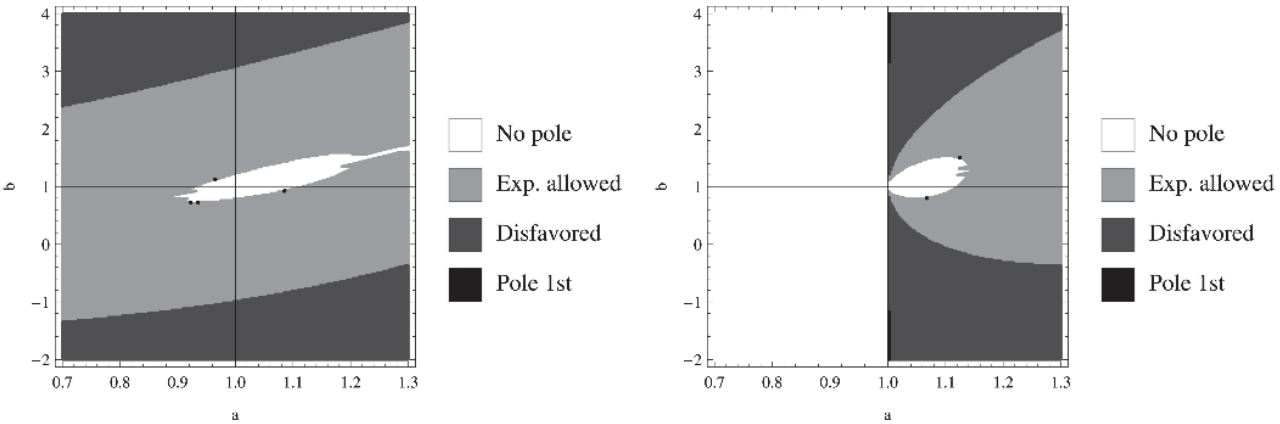


Figure 1: From left to right, presence of poles for channels IJ=00 (isoscalar) and 20 (isotensor). All the NLO parameters set to zero. The experimentally disfavoured regions are those with $|s| \leq (\mathbf{700}\ \text{GeV})^2$.

We thank useful conversations with D. Espriu, M.J. Herrero, J.R. Peláez and J.J. Sanz-Cillero. A. Dobado and Rafael L. Delgado thank, respectively, the CERN TH-Unit and the high energy group

at the University of Southampton (and the NEXT institute) for their hospitality. This work has been supported by the Spanish grants FPA2011-27853-C02-01, UCM:910309 and BES-2012-056054 (RLD).

[1] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **716** (2012) 1
[2] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), Phys. Lett. B **716** (2012) 30
[3] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **704** (2011) 123;
G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **712** (2012) 22;
G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **722** (2013) 305
[4] Phys. Rev. D **83** (2011) 114041; E. Oset and A. Ramos, Eur. Phys. J. A **44** (2010) 445
[5] Rafael L. Delgado, Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, e-Print: arXiv:1410.3984 [hep-ph]
[6] Rafael L. Delgado, Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, e-Print: arXiv:1502.04841 [hep-ph]
[7] Rafael L. Delgado, Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, JHEP **1402** (2014) 121
[8] Rafael L. Delgado, Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, J.Phys. G **41** (2014) 025002
[9] D. Espriu, F. Mescia and B. Yencho, Phys. Rev. D **88** (2013) 055002;
D. Espriu and B. Yencho, Phys. Rev. D **87** (2013) 055017;
D. Espriu and F. Mescia, Phys. Rev. D **90** (2014), no. 1, 015035
[10] J.M. Cornwall, D.N. Levin and G. Tiktopoulos, Phys. Rev. D **10** (1974) 1145;
C.E. Vayonakis, Lett. Nuovo Cim. **17** (1976) 383;
B.W. Lee, C. Quigg and H. Thacker, Phys. Rev. D **16** (1977) 1519;
M.S. Chanowitz and M.K. Gaillard, Nucl. Phys. **261** (1985) 379;
M.S. Chanowitz, M. Golden and H. Georgi, Phys. Rev. D **36** (1987) 1490;
A. Dobado, J.R. Peláez Nucl. Phys. B **425** (1994) 110;
Phys. Lett. B **329** (1994) 469 (Addendum, ibid, B **335** (1994) 554)

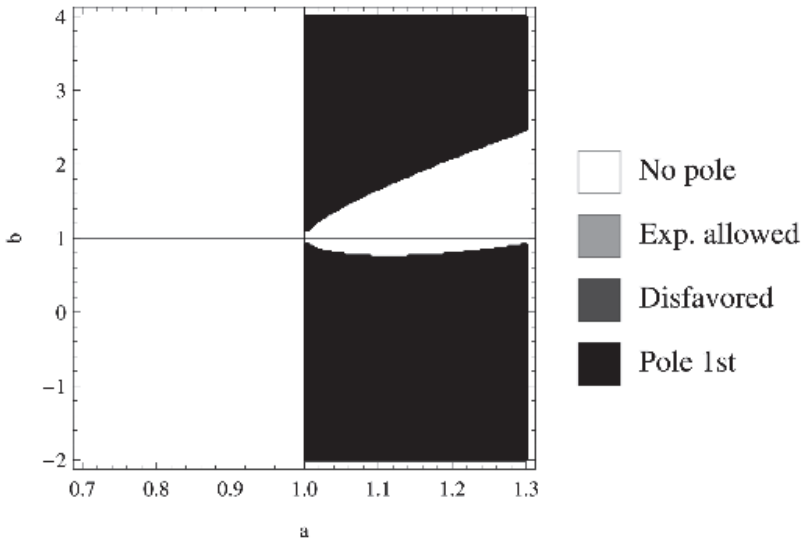


Figure 2: presence of poles for channel IJ=11 (isovector). All the NLO parameters set to zero. The experimentally disfavoured regions are those with $|s| \leq (\mathbf{1.5}\ \mathrm{TeV})^2$. Note the presence of a pole in the first Riemann sheet of this channel.

The effective number of neutrinos: standard and non-standard calculations

P. F. de Salas[1]

[1]AHEP Group, Instituto de Física Corpuscular. Centro mixto Universitat de València-CSIC. Parque Científico, C/Catedrático José Beltrán, 2. E-46980 Paterna, Valencia

* Pablo.FernandezDeSalas@ific.uv.es

Summary

The existence of a relic sea of neutrinos is a generic prediction of the standard cosmological model, in number only slightly below that of the relic photons that constitute the cosmic microwave background (CMB) [1]. The presence of the cosmic neutrino background has been indirectly established both at MeV temperatures by the accurate agreement between the calculated and observed primordial abundances of light elements from big bang nucleosynthesis (BBN) and, at later epochs, by data on the anisotropies of the CMB and the distribution of large scale structures in the Universe. The main observable is the so-called effective number of neutrinos (N_{eff}), a parameter that characterizes the contribution of neutrinos or other relativistic particles to the radiation content of the Universe.

In the standard cosmological model and in the absence of extra relativistic particles, the three species of neutrinos lead to a value of N_{eff} =3. This is, however, an approximation valid under the assumption of instantaneous neutrino decoupling, where neutrinos are no longer interacting when electron-positron pairs annihilate into photons below a temperature of the order of 1 MeV. More accurate calculations show that neutrinos are still slightly coupled to the cosmic plasma when these annihilations occurred. These relic interactions of neutrinos with electrons and positrons produce non-thermal distortions in the neutrino energy spectra at the per cent level. A few analyses have solved the corresponding kinetic equations, including flavour neutrino oscillations, and found that that final value of N_{eff} is 3.046 [2] (with an uncertainty in the last figure).

We have performed a new numerical calculation of the decoupling process of neutrinos in the early Universe [3], including the values of all mixing parameters from a recent analysis [4] and taking into account the full set of differential equations for the neutrino density matrices (equivalent to the occupation numbers for mixed neutrinos) [5]. Our results are important for fixing the radiation content of the Universe in the standard case in terms of N_{eff}, and they are very timely taking into account the recent analysis of data from the Planck satellite on CMB anisotropies. It has been shown [6] that combining Planck observations with other data one finds $N_{eff} = 3.15 \pm 0.23$ (68% CL, depending on the combination of data used), a quite stringent range that leaves almost no room for extra relativistic particles. We will also show [3] to which extent the value of N_{eff} can be enhanced in the presence of non-standard neutrino interactions with electrons [7,8].

We have also considered the case of a very low reheating scenario, where the last radiation-dominated phase of the Universe begins at temperatures as low as MeV [9]. The main consequence of such scenarios concerns the production of neutrinos, because they are the known relativistic particles with the largest decoupling temperature. The thermalization of the neutrino background could be incomplete due to the lack of interactions, leading to $N_{eff} < 3$. We will show [10] the bounds on the reheating temperature both from BBN and from late-time cosmological observables, including the latest results of the Planck satellite.

References

[1] J. Lesgourgues, G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, *Neutrino Cosmology*, Ed. Cambridge Univ. Press, 2013.
[2] G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, T. Pinto, O. Pisanti, P.D. Serpico, *Nuclear Physics B* **729** (2005) 221.
[3] P.F. de Salas, S. Pastor, *in preparation.*
[4] D.V. Forero, M.A. Tórtola, J.W.F. Valle, *Physical Review D* **90** (2014) 093006.
[5] G. Sigl, G. Raffelt, *Nuclear Physics B* **406** (1993) 423.
[6] P.A.R. Ade et al (Planck Collaboration), e-Print: arXiv:1502.01589.

[7] G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, T. Pinto, O. Pisanti, P.D. Serpico, *Nuclear Physics B* **756** (2006) 100.
[8] D.V. Forero, M.M. Guzzo, *Physical Review D* **84** (2011) 013002
[9] S. Hannestad, *Physical Review D* **70** (2004) 043506.
[10] P.F. de Salas, M. Lattanzi, G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, O. Pisanti, *in preparation.*

Alineamiento del detector IBL con rayos cósmicos de 2014-2015 en ATLAS

J. Jiménez Peña[1,*]

[1]Instituto de Física Corpuscular (IFIC), Centro mixto Universitat de València-CSIC,Valencia.

* javier.jimenez@ific.uv.es

Introducción

Entre el Run-I y el futuro Run-II del LHC una gran parada técnica (LS1), tuvo lugar. Durante el LS1 se realizaron numerosos trabajos de mantenimiento en el detector interno de ATLAS (ID) y nuevos detectores como el "Insertable Barrel Layer" (IBL) fueron instalados.

El IBL [1, 2] es una nueva capa en el barril del detector de píxel, más cercano al punto de interacción que el detector de píxel antiguo, lo que permite una mejor determinación de los parámetros de impacto longitudinales y transversales de las trazas. El IBL es mecánicamente independiente del resto de los píxeles, ya que está unido a la tubería del haz. Por eso, es muy importante estudiar la estabilidad IBL bajo cambios operacionales. Los datos de rayos cósmicos grabados durante 2014-2015 han sido los primeros después de la LS1 y la primera vez que en ATLAS se han tomado datos con el IBL. Estos datos han sido utilizados para realizar un primer alineamiento del IBL y para estudiar su estabilidad.

El IBL se encuentra situado a un radio de 33,25 mm, mientras que la capa mas interna del resto de los píxeles esta a 50,5 mm del punto de interacción. Usa dos tecnologías diferentes de detectores de pixel: sensores planos y sensores 3D. Es la primera vez que la tecnología 3D se usa en un experimento de física de altas energías. Se compone de 14 tablillas, compuestas a su vez cada una de ellas de 12 módulos planos, en el centro de la tablilla, y 8 módulos 3D, 4 a cada extremo de la tablilla. El diseño del IBL alrededor de la tubería del haz y la configuración de los módulos a lo largo de la tablilla se puede ver en la figura 1.

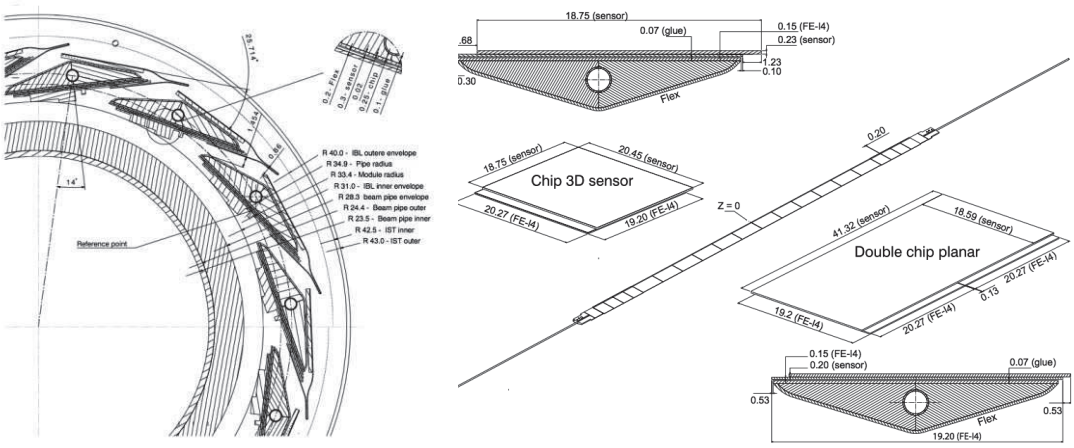


Figura 1. Diseño de la capa IBL de pixel en el experimento ATLAS.

Fundamentos del alineamiento

Los algoritmos de alineamiento basados en trazas se fundamentan en la minimización de residuos [3,4]. Los residuos se definen como la distancia entre una señal y su posición extrapolada en la traza. Se definen la función χ^2 de residuos y la condición de minimización como sigue

$$\chi^2 = \sum_{tracks} [r(a,p)]^T V^{-1} [r(a,p)], \qquad \frac{d\chi^2}{da} = 0$$

donde $\boldsymbol{r(a,\tau)}$ es el vector de distancia traza-señal, $\boldsymbol{\tau}$ son los parámetros de las trazas, $\boldsymbol{a}$ son los parámetros del alineamiento y V es la matriz de covarianza de las medidas del detector.
El proceso de alineamiento se divide en tres niveles para hacer frente a un gran número de grados de libertad del alineamiento y para imitar las estructuras de montaje del detector. El IBL se ha introducido en el marco del alineamiento como una estructura independiente separada del resto de detectores de pixel.

Primer alineamiento del IBL

Los datos recogidos durante las campañas de rayos cósmicos de ATLAS han sido usados para comprobar el rendimiento del nuevo IBL y para alinearlo por primera vez. Inicialmente, como no había experiencia previa con el IBL, se supuso que se encontraba en la forma y posición nominales. Tras analizar los primeros datos, se encontraron grandes correcciones. Por ejemplo, se encontró que una brida de cierre que fijaba el IBL a la tubería del haz era 2 mm mas ancha en la realidad que en el modelo geométrico, lo que resultó en un desplazamiento de 2 mm del IBL en la dirección del haz. Las correcciones encontradas resultaron en una mayor eficiencia del IBL, que al principio apenas recogía señal debido a los grandes desalineamientos iniciales.
Como se obtuvo suficiente estadística durante la campaña de cósmicos, el IBL fue alineado hasta el nivel de módulo, en el cual cada módulo es corregido independientemente. Se encontró un combado tangencial de las tablillas y que la longitud total de las mismas era ligeramente mayor a la esperada. El alineamiento a nivel de módulo fue capaz de dar cuenta de estas deformaciones. El ancho de las distribuciones de residuos del IBL se redujeron en un factor 5 con el alineamiento.

Estabilidad del IBL

Los datos con rayos cósmicos registrados en ATLAS durante 2014-2015 fueron grabados con diferentes configuraciones con el objetivo de estudiar la estabilidad del IBL bajo cambios operacionales. El alineamiento de tres muestras grabadas con diferentes valores del campo magnético (0, 1 y 2 T) mostraron que el IBL es estable bajo variaciones del campo magnético.
Se encontró que la forma del IBL varía con la temperatura, causando un combado tangencial de las tablillas a medida que se enfría. La causa del combado parece venir de los diferentes coeficientes de expansión térmica de las pistas flexibles de cobre, pegadas a un lado de la tablilla, y de la tablilla de fibra de carbono. Esto causa un torque asimétrico en la tablilla.
Para estudiar la dependencia de esta deformación con la temperatura, se han tomado datos a varias temperaturas [20ºC, -18ºC]. Variaciones de 300 μm en el residuo medio local en x han sido encontrados entre las temperaturas máximas y mínimas para los módulos centrales de cada tablilla. Una vez que la dependencia de la temperatura haya sido parametrizada, estudios mas detallados pueden realizarse alrededor de la temperatura de operación del IBL (-12ºC) para predecir cual será la estabilidad del IBL durante el Run-II y cual será el impacto en otras acciones como la determinación del punto de interacción, la eficiencia de identificación de quarks b, etc.

Referencias

[1] ATLAS Collaboration, *Insertable B-Layer: Technical design report,* http://cds.cern.ch/record/1291633/files/ATLAS-TDR-019.pdf
[2] ATLAS IBL Collaboration, *Prototype ATLAS IBL Modules using the FE-I4A Front-End Readout Chip,* J.Instrum. 7 (2012) P11010
[3] ATLAS Collaboration, *Alignment of the ATLAS Inner Detector Tracking System with 2010 LHC proton-proton collisions at* $\sqrt{s}$ *= 7 TeV*, http://cds.cern.ch/record/1334582/files/ATLAS-CONF-2011-012.pdf
[4] ATLAS Collaboration, *Alignment of the ATLAS Inner Detector and its Performance in 2012*, http://cds.cern.ch/record/1741021/files/ATLAS-CONF-2014-047.pdf

Medida del ángulo de mezcla θ_{13} con el experimento de neutrinos Double Chooz

J.M.López-Castaño

CIEMAT, 28040 Madrid, España

email: josemariano.lopez@ciemat.es

El objetivo del experimento Double Chooz es realizar una medida de alta precisión de $\theta_{13,}$ uno de los parámetros de oscilación de los neutrinos. Para ello, detecta mediante la desintegración β inversa, $\nu e+p \rightarrow e^{+}+n$, los ν_e producidos por la central nuclear de Chooz. Double Chooz usa dos detectores a diferentes distancias de los reactores para cancelar la incertidumbre procedente de la determinación del flujo de antineutrinos. Desde Abril de 2011 hasta finales de 2014 sólo uno de los dos detectores (el más lejano, donde se observa la oscilación) estaba operativo, permitiendo realizar un primer análisis con los datos adquiridos[1].

La medida del parámetro θ_{13} se realiza midiendo la desaparición de los ν_e por comparación entre los observados en el detector y el flujo esperado obtenido mediante simulaciones MonteCarlo (MC). Los ν_e se identifican mediante la coincidencia temporal $\Delta T = [0.5,150]\mu s$ de las señales del positrón (señal rápida) y del neutrón (señal retrasada). El neutrón se captura en Gd emitiendo varios γ con una energía total de 8 MeV, por lo que el rango energético de la segunda señal está restringido E = [4,10] MeV. Además, se introducen varios cortes para aumentar la relación señal/ruido manteniendo la eficiencia de detección de los ν_e por encima del 90%. El número de ν_e esperado es de unos 50 al día.

El análisis tiene 3 fuentes de incertidumbre sistemática en la normalización del MC: La incertidumbre en la determinación del flujo del reactor (1.7%), en la estimación de los fondos (+1.1/-0.4 %) y en la eficiencia de detección (0.6%).

La **incertidumbre debida a la estimación de la eficiencia de detección** surge de la necesidad de corregir las diferencias en la detección de ν_e entre la simulación de MC, usada para obtener θ_{13}, y los datos recogidos por el detector. El positrón se detecta con una eficiencia muy próxima al 100%, pero hay varios procesos físicos que hay que tener en cuenta para calcular la eficiencia de detección del neutrón: concentración de Gd, escala de energía y otros. Esta eficiencia se evalúa mediante los datos de calibración de una fuente de ^{252}Cf y la muestra de ν_e seleccionados. Los datos son comparados con simulaciones MC para obtener el factor de corrección (C) en la normalización del MC y su incertidumbre. Este factor de corrección se expresa como el producto de tres contribuciones independientes: la fracción de capturas de neutrón por Gd, la eficiencia de selección y la migración de eventos del/hacia el blanco de líquido centelleador.

La fracción de capturas en Gd frente a las que se producen en H se mide mediante los datos de la fuente de ^{252}Cf, isótopo que emite neutrones junto con gammas. Cuando el detector registra señales coincidentes, la segunda de ellas corresponde a la captura del neutrón. Si la energía de la segunda señal tiene un valor entre 3.5 y 10 MeV se asocia a Gd y si es más baja se considera una captura en H. El factor de corrección se estima en $C_{GdF} = 0.9750 \pm 0.0011(stat) \pm 0.0041(syst)$.

La eficiencia de selección para datos y MC se calcula sobre una muestra en la que los cortes de selección se han relajado. El factor de corrección final, $C_{Eff} = 1.0000 \pm 0.0019$, se determina por combinación de los datos de calibración de ^{252}Cf y los de la muestra de ν_e .

La migración es un efecto geométrico en el que una reacción de desintegración que ocurre fuera del volumen del blanco puede producir una captura del neutrón en él o viceversa. Sólo puede cuantificarse mediante simulaciones de MC. El resultado obtenido es $C_{Sio} = 1.0000 \pm 0.0027$.

El factor de corrección global de la eficiencia de detección es 0.915 con una incertidumbre del 0.6 % (incluidas correcciones debidas a la eficiencia del sistema de disparo y a diferentes vetos que se aplican para aumentar la relación señal/ruido).

Tras los cortes aplicados a la selección de ν_e, quedan 4 fuentes de **fondo** residual: muones que se

paran en el detector, neutrones rápidos, isótopos cosmogénicos inestables β-n y coincidencias accidentales entre señales.

Los isótopos cosmogénicos son producidos por muones. De ellos, los que producen el fondo más importante son los isótopos de largo tiempo de vida **^{9}Li y ^{8}He** que posteriormente se desintegran en una partícula beta y un neutrón, produciendo una señal similar a la del antineutrino. Esta contribución es evaluada mediante un ajuste de la diferencia de tiempo entre los antineutrinos y los muones anteriores. La estimación es $0.97^{+0.41}_{-0.16}$ sucesos al día.

Los **neutrones rápidos** son neutrones de alta energía producidos por muones que al colisionar con los protones del detector crean la señal rápida y posteriormente son capturados. También son similares a las señales del antineutrino las de los **muones que** entran en el detector por una zona donde el veto de muones es menos eficiente, **se paran** y se desintegran rápidamente. La traza de estos muones es tan pequeña que se confunde con una señal producida por un positrón y los electrones de Michel producen la señal retardada. Estos dos fondos se evalúan conjuntamente extrapolando el espectro del positrón a alta energía, donde sólo están presentes estas dos contribuciones, a energías menores. La estimación es 0.604 ± 0.051 sucesos al día.

Las **coincidencias accidentales** son procesos en los que dos señales no correlacionadas, principalmente una de radiactividad natural y una desintegración β de un isótopo cosmogénico, coinciden en el tiempo simulando una señal de antineutrino. Este fondo se mide desplazando la ventana de coincidencia 1 segundo, tiempo en el que los fondos correlacionados son despreciables. El fondo accidental remanente está estimado en $0.0701 \pm 0.0003(\text{stat}) \pm 0.0026(\text{syst})$ sucesos al día.

En 460.7 días se han encontrado 17351 ν_e y se esperaba encontrar 18290. Este déficit se interpreta como una **oscilación de los antineutrinos electrónicos** a cortas distancias de la fuente. θ13 se halla mediante dos análisis complementarios: la *Modulación de la tasa con la potencia de los reactores (RRM)* y el *ajuste de la tasa y el espectro (R+S)*.

El método RRM mide la relación entre antineutrinos detectados y esperados para diferentes potencias en los reactores y mediante un ajuste lineal de esta relación se obtiene θ_{13} (Figura 1). El resultado es $\text{sen}^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.0034}_{-0.0035}$.

El método R+S obtiene el parámetro mediante el ajuste del espectro del positrón obtenido experimentalmente, a la del predicho mediante simulaciones de MC (Figura 2). El valor de θ_{13} en este análisis es $\text{sen}^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.0032}_{-0.0029}$. El resultado medido con estos métodos independientes es compatible, lo que confiere consistencia y robustez al resultado. El uso del segundo detector, que ha comenzado a tomar datos a finales de 2014, permitirá aumentar la precisión de la medida en unos meses.

[1]Y.Abe et al. (Double Chooz), JHEP 1410 (2014) 86

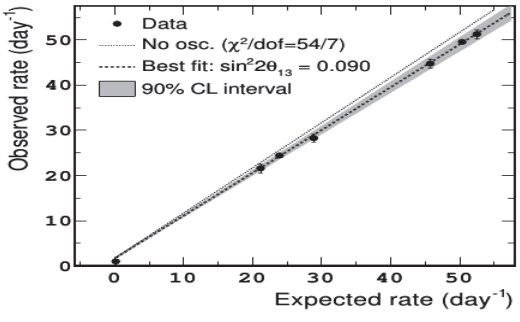


Figura 1: Relación entre las tasas observadas y esperadas de candidatos para diferentes potencias de trabajo de los reactores

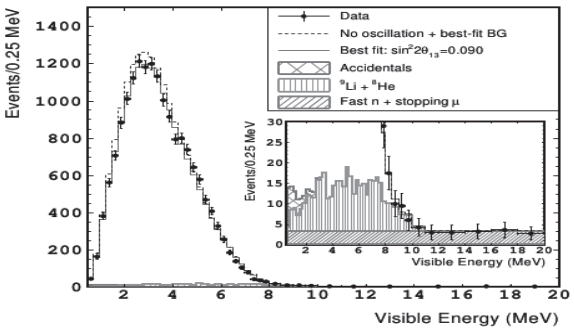


Figura 2: Espectro medido del positrón superpuesto al esperado sin oscilación y al del mejor ajuste del parámetro de oscilación

Prospects for the search of top squark particles in pp collisions at √s = 13 TeV in the CMS experiment

Juan Rodrigo González Fernández, on behalf of CMS collaboration

Universidad de Oviedo, 33006 Oviedo, Asturias, España
E-mail: *Juan.Rodrigo.Gonzalez.Fernandez@cern.ch*

1 Introduction

Supersymmetric theories (SUSY) that solve the hierarchy problem predict bosonic superpartners for the fermions of the Standard Model (SM). If naturalness for the theory is expected, some of these new particles should have masses near to the electroweak scale, and therefore, could be created in pp collisions at LHC. The production of these particles, in particular the superpartner of the top quark, the stop quark ($\tilde{t}$), is more likely to be produced in the Run2 of the LHC, when √s = 13 TeV collisions are reached.

We present results of the indirect search with an energy in the center of mass of 8 TeV and prospects for the direct search of pair production of squarks top with a leptonic final state, in which is considered the decay $\tilde{t} \rightarrow \bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ where the top quark t has a leptonic decay. We consider the neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ as lightest supersymmetric particle (LSP) and thus, stable. Then, prospects for the direct search of this process are presented.

2 Event selection

Depending on the flavour of the final lepton states we consider 3 channels: ee or double electron, μμ or doble muon and eμ or different flavour. We expect to have two b-tagged jets in the final state, corresponding to the hadronization of b-quarks coming from the decay of the top and the anti-top quarks produced.

Then, we select events with two leptons with invariant mass M_{ll} > 20 GeV/c^2, E_T^{MISS} > 20 GeV for eμ channel and E_T^{MISS} > 40 GeV for ee and μμ, and at least two jets, one of which is identified as originating from hadronization of a bottom quark.

3 Indirect search

Stop quark pair production with each particle decaying into a top quark and a neutralino could produce final states very similar to those from $t\bar{t}$ production but with additional E_T^{MISS}. Furthermore, if the difference between the stop quark mass and the neutralino mass is close to the top quark mass, those events would be very similar to the SM $t\bar{t}$ events and thus could be searched by looking for a small excess in the measured cross section.

Stop samples were generated for this study, where top quarks from the decay are assumed to be fully right handed polarized. The 95% exclusion limits are implemented using Bayesiand and modified CLs techniques. The observed and expected limits on the mass of the stop are obtained for different values of the mass of the neutralino, the results are shown in Fig. 1. The effect of the top polarization on the final result was studied by calculating the exclusion limits assuming that the top quarks are 0% right handed polarized. No significant differences are observed.

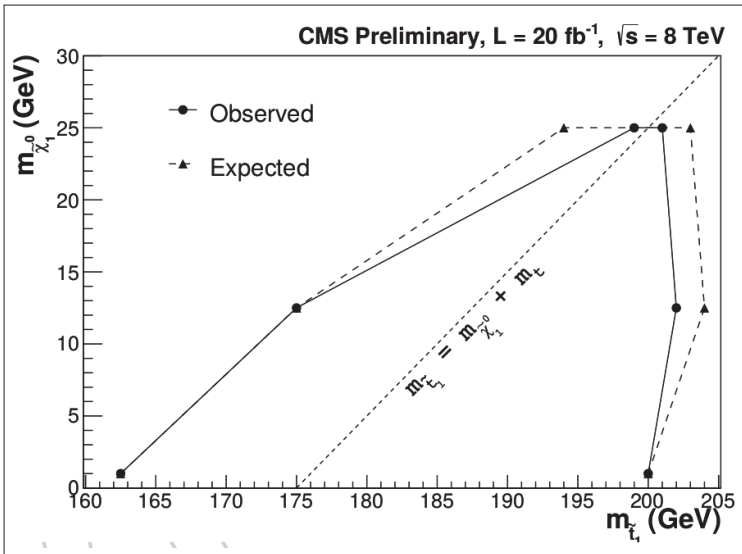


Figure 1: 95% CL observed and expected excluded stop mass regions as a function of the neutralino mass. Top quarks coming from a stop quark decay are assumed to be 100% right handed polarized.

4 Prospects for the direct Search

To separate the stop signal from the background we use the M_{T2} variable, described in [1], that maximizes the difference between the final states of the signal and main background processes. The spectrum of this variable has an endpoint for the $t\bar{t}$ background while still contains events in that region for the signal of $\tilde{t}\tilde{t}$. This method is useful to search for stop pairs production with high masses for both stop and neutralino.

5 Results

The measured cross section for $t\bar{t}$ production at $\sqrt{s}$ = 8 TeV is $\zeta(t\bar{t}) \approx 247$ pb, in agreement with the prediction of the SM and with previous measurements [2]. For a neutralino with a mass of about 1 GeV/c^2, stop quarks with masses below 195 GeV/c^2 are excluded at 95% CL with this method.

In the direct search using M_{T2} signals of up to ~450 GeV/c^2 can be excluded, with masses of the neutralino of up to ~120 GeV/c^2.

6 Summary and prospects

The stop pair production cross section will increase considerably in the Run2 of the LHC so we will be able to explore regions of higher mass for the stop and neutralino. The $t\bar{t}$ production cross section, the main background, so our understanding of this process will be fundamental for the search of the scalar supersymmetric partner.

References

[1] C.G.Lester, D.J.Summers, *Measuring masses of semi-invisibly decaying particles pair produced at hadron colliders,* Phys.Lett.B463:99-103. 1999.

[2] CMS Collaboration, *Measurement of the t t-bar production cross section in the dilepton channel in pp collisions at √s = 8 TeV*, JHEP 02 (2014) 024. 2013.

Estudio de la anisotropía dipolar en e^- y e^+ con AMS-02

M. Aguilar[1], J. Berdugo[1], J. Casaus[1], I. Cernuda[1], C. Delgado[1], C. Díaz[1], B. García[1], F. Giovacchini[1], H. Liu[1,2], C. Mañá[1], J. Marín[1], G. Martínez[1], A. Oliva[1], C. Palomares[1], S. Pérez[1], I. Rodríguez[1], M. A. Velasco[1,*], X. Xia[1,3]

[1]Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Madrid, España
[2]Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei, China
[3]Shandong University, Shandong, China

* miguelangel.velasco@ciemat.es

Introducción

El estudio de anisotropías en rayos cósmicos puede proporcionar información de utilidad acerca de la existencia de posibles fuentes primarias así como de los mecanismos de propagación en el medio interestelar. En esta comunicación se presenta un estudio de la anisotropía dipolar en e^- y e^+ con energías en el rango 10-350 GeV, correspondientes a un 30% de la estadística recogida durante los 30 primeros meses de operación de AMS-02. Las componentes dipolares obtenidas son consistentes con la hipótesis de isotropía, lo que permite establecer un límite superior sobre la anisotropía dipolar, $\delta < 0.010$ para e^- y $\delta < 0.044$ para e^+, al 95% de nivel de confianza.

El detector AMS-02

El Espectrómetro Magnético Alpha (AMS-02) es un experimento de Física de Partículas situado en la Estación Espacial Internacional (ISS), cuyos objetivos son la búsqueda de antimateria primordial y materia oscura, y la realización de medidas de precisión el flujo y composición de los rayos cósmicos [1]. Cinco subdetectores proporcionan una medida redundante de las propiedades de la partícula. El detector de radiación de transición (TRD) permite identificar los e^- y e^+ distinguiéndolos de los protones de la radiación cósmica. El contador de tiempo de vuelo (ToF) proporciona una medida de la velocidad de la partícula y actúa como sistema de disparo del detector. A continuación, la partícula cargada se desvía en el interior de un imán permanente. Su trayectoria es reconstruida gracias a las nueve capas del detector de trazas de silicio (STD) y su curvatura permite obtener una medida del signo de la carga y del momento de la partícula. El detector de radiación Čerenkov (RICH) proporciona una determinación precisa de la velocidad de la partícula y permite una identificación isotópica de las diferentes especies. Finalmente, el calorímetro electromagnético (ECAL) permite distinguir entre leptones y hadrones, y proporciona una medida precisa de la energía de los primeros hasta unos pocos TeV.

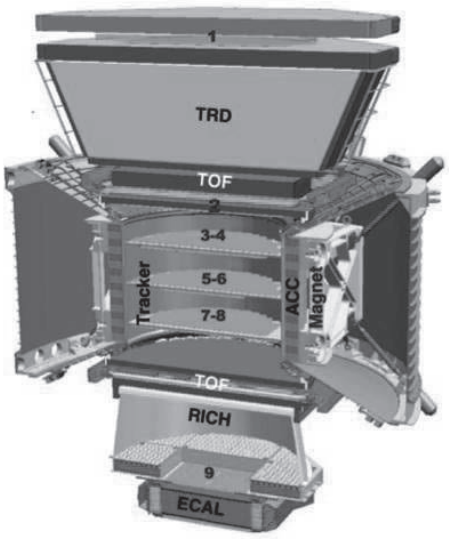


Figura 1: esquema del experimento AMS-02 y

Estudio de las anisotropías en e^- y e^+ cósmicos

Diversos experimentos, astrofísicos y cosmológicos, muestran un Universo dominado por materia frente a la antimateria. En el caso de los rayos cósmicos, las partículas de antimateria representan una fracción muy pequeña (~0.01%) y se cree que tienen un origen secundario, resultado de procesos de espalación o interacción de partículas primarias (producidas en la fuente) en el medio interestelar.

El estudio de la antimateria en los rayos cósmicos aporta información fundamental sobre su origen y propagación en el medio. En este sentido, una medida interesante es la fracción de positrones (FP), definida como el cociente entre el flujo de positrones y el flujo total de electrones y

positrones. Asumiendo un origen únicamente secundario para los positrones, los cálculos teóricos muestran que la FP debe decrecer al aumentar la energía [2]. En las últimas décadas, diversos experimentos [3, 4] han sugerido un incremento de la FP a partir de ~10 GeV. Recientemente, el experimento AMS-02 [5, 6] ha permitido extender la medida hasta 500 GeV con una precisión sin precedentes, confirmando un crecimiento continuo de la FP a partir de ~10 GeV y hasta ~250 GeV. Este resultado indica que un origen únicamente secundario para los positrones es insuficiente para explicar las observaciones.

Para explicar este comportamiento se han propuesto numerosos modelos que se engloban en dos escenarios [7]: producción de pares en objetos astrofísicos cercanos (típicamente púlsares o remanentes de supernova) o bien aniquilación o desintegración de partículas de materia oscura en el halo galáctico. Si bien los rayos cósmicos que llegan a la Tierra presentan una distribución fuertemente isótropa debido a la difusión en los campos magnéticos galácticos, la presencia de fuentes primarias daría lugar a una anisotropía residual que, a primer orden, puede caracterizarse por su contribución dipolar, δ. Este parámetro puede calcularse para cada uno de los modelos, y a 100 GeV resulta ser de $\delta_{e^+/e^-} \sim 10^{-3}$ para el escenario astrofísico y $\sim 10^{-4}$ para el escenario de materia oscura [8]. Por tanto, el estudio de anisotropías es una potencial herramienta en la distinción entre ambos modelos.

Análisis y resultados

El análisis de las anisotropías absolutas se realiza utilizando como referencia mapas de tiempo de exposición, que muestran cómo sería el cielo visto por el detector AMS-02 si la distribución de rayos cósmicos fuese isótropa. Las muestras de e^- y e^+ analizadas corresponden a los 30 primeros meses de operación de AMS-02. El análisis se efectúa para aquellas partículas con energía en el rango 10-350 GeV y con ángulo de incidencia inferior a 25º (traza en los 9 planos del STD). Se utiliza el esquema HEALPix de pixelización de la esfera. Para cada uno de los píxeles en que se divide el cono de aceptancia de 25º se construyen los correspondientes mapas de tiempo de exposición y mapas de sucesos observados en función de la energía, ambos en coordenadas galácticas. Desarrollando el flujo de e^- y e^+ en armónicos esféricos Y_{lm} y utilizando el tiempo de exposición T_i y el número de sucesos detectados n_i se construye un estimador *log-likelihood:*

$$L = -\sum_i n_i \log\left[T_i\left(1 + \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{lm}\, Y_{lm,i}\right)\right]$$

Para cada multipolo *l* fijado se minimiza la función *L* utilizando el paquete MINUIT, que proporciona los coeficientes a_{lm} del desarrollo multipolar. Los resultados obtenidos para *l*=1 para la muestras de e^- y e^+ seleccionadas se recogen en la Tabla 1.

	Electrones (~ 470 000 sucesos)			Positrones (~ 33 000 sucesos)		
	Valor	**Error**	**Error/σ_{teo}**	**Valor**	**Error**	**Error/σ_{teo}**
$\mathbf{a_{1-1}}$	$-7.14\cdot10^{-3}$	$5.08\cdot10^{-3}$	0.99	$-3.29\cdot10^{-2}$	$1.93\cdot10^{-2}$	1.00
$\mathbf{a_{10}}$	$6.49\cdot10^{-3}$	$5.33\cdot10^{-3}$	1.04	$1.23\cdot10^{-2}$	$2.00\cdot10^{-2}$	1.03
$\mathbf{a_{1+1}}$	$-6.91\cdot10^{-4}$	$5.36\cdot10^{-3}$	1.04	$-3.64\cdot10^{-2}$	$2.02\cdot10^{-2}$	1.03

Tabla 1: Valores obtenidos para las componentes del momento dipolar para la muestra de electrones y positrones.

Los valores obtenidos son compatibles con una distribución isótropa, lo que permite establecer un límite superior para el parámetro δ al 95% C.L.: $\delta < 0.010$ para e^- y $\delta < 0.044$ para e^+.

Referencias

[1] J. Casaus, *J.Phys.Conf.Ser.* **171** (2009) 012045.
[2] T. Delahaye, F. Donato, N. Fornego J. Lavalle, R. Lineros, *et al*., *Astron. Astrophys.* **501** (2009) 821.
[3] M. Ackermann *et al.* (Fermi LAT Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 011103
[4] O. Adriani *et al.* (PAMELA Collaboration), *Nature,* **458** (2009) 607
[5] M. Aguilar *et al.* (AMS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 141102

[6] L. Accardo *et al.* (AMS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 121101
[7] P. D. Serpico, *Astropart. Phys.* **39-40** (2012) 2
[8] I. Cernuda, *Astrop. Phys.* **34** (2010) 59

Measurement of the W+W- cross section in pp collisions at √s = 8 TeV and limits on anomalous gauge couplings with the CMS detector

Nicolò Trevisani1, on behalf of the CMS Collaboration

1 Insituto de Física de Cantabria, CSIC, Universidad de Cantabria – Santander, Spain
*nicolo.trevisani@cern.ch

Introduction

The Standard Model (SM) description of electroweak and strong interactions can provide very precise calculations of the vector boson production cross section. Vector bosons pair production is one of the most important electroweak processes at hadron colliders, and W+W− takes a special role, having a larger cross section than W±Z or ZZ production. The SM description can be tested through precision measurements of W+W− production cross section at hadron colliders.
Any deviation from SM expectations in measured production rates and kinematical distributions of vector bosons decay products could provide an evidence of new physics effects beyond the SM at high energy scales. These effects can be described by operators with mass dimension larger than four in an effective field theory (EFT) framework, that can generate anomalous trilinear gauge couplings (ATGC) [1].
The ATGC modifications of certain kinematic distributions from the SM predictions can be used to place limits on the coupling constants associated to the EFT operators, providing a model independent probe of the existence of physics beyond the SM.
Moreover, W+W− production represent an important background source for new particles searches [2].
We present the measurement of the W+W− production cross section with data collected by the CMS [3].
The SM diagrams leading to W+W− pair production at hadron colliders are s–channel and t–channel qq annihilation and, in a minor part, gluon gluon fusion [4].
The analysis focused on the fully leptonic decay channel of the W+W− bosons.

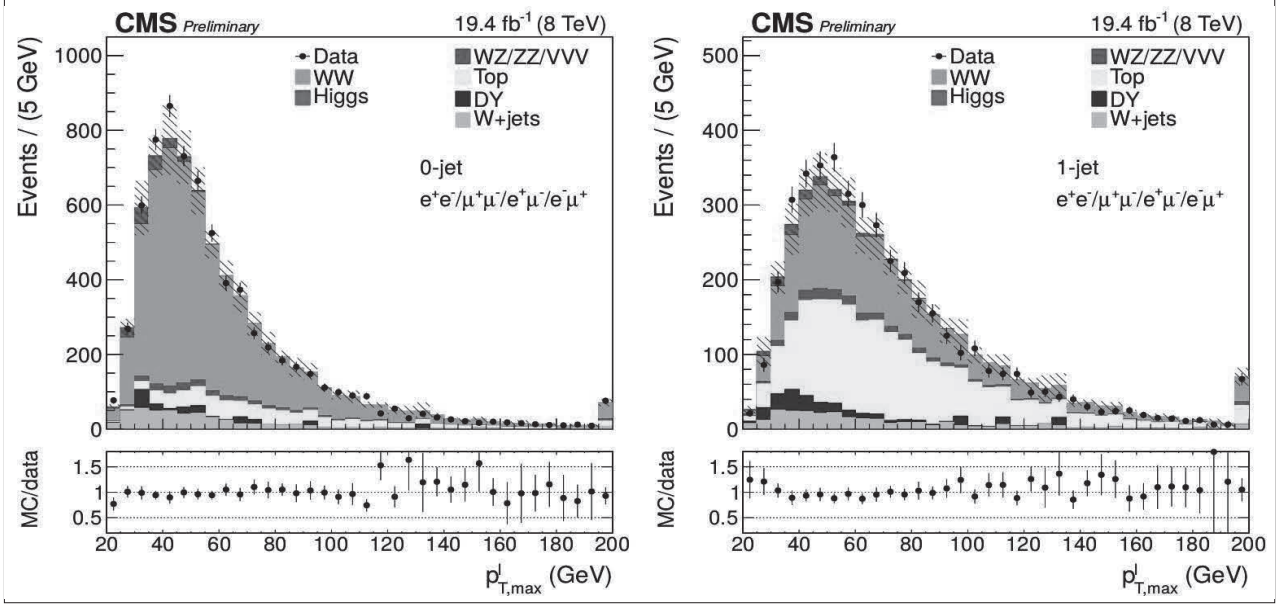
Analysis Strategy and Results

The dataset considered in the analysis amounts to an integrated luminosity of 19.4 fb-1.
Events are selected by requiring two high pT opposite charged and isolated leptons, and missing trans- verse energy due to the presence of the neutrinos.
The main background comes from the production of top quarks ($t\bar{t}$ or single top quark, like Wt). To reduce these processes, events with two or more reconstructed jets (pT above 30 GeV and $|\eta| < 4.7$) are rejected. Moreover, events with at least one b–tagged jet are discarded. In the case of same flavour leptons, the Drell–Yan Z/γ^* production represent an important background due to finite resolution on the missing transverse energy and to the high cross section. To reject these events as much as possible the invariant mass of the two leptons system is required to be more than 15 GeV away from the Z boson mass, and a dedicated MVA is exploited. All the backgrounds, including W + jets and multiboson processes (Wγ, WZ, ZZ, triboson) are taken into account partly by generating simulated samples, and partly by inspecting data.The inclusive W+W− production cross section is calculated through a cut and count method:

$$\zeta(WW) = \frac{Ndata - Nbkg}{L\varepsilon(3\,B(W \to l\nu))2}$$

where L is the luminosity, ε is the signal efficiency and B is the branching ratio of the W→lν process

Figure 1: Transverse momentum of the leading lepton in the 0–jet bin (left) and in the 1–jet bin (right) distribution for signal and background compared to Run I data, in the different flavour channel.



The cross section is measured separately in events with same and different flavour leptons, and in events with exclusively zero or one reconstructed and identified jet.
The results of the selections are shown in Figure 1, where the pT of the leading lepton is drawn in the 0–jet and in the 1–jet bin.
The theoretical systematic uncertainties affecting the signal efficiency are due to the choice of the QCD theoretical parameters: PDFs [5] [6], αs, renormalization (μR) and factorization (μF) scales and higher order corrections [7]. For the background an additional source of uncertainty is given by the normalization factor, when is applied. Finally, the experimental uncertainty and the one on the luminosity were considered.
The W+W− measured cross section resulted to be 60.1 ± 0.9 (stat.) ± 3.2 (exp.) ± 3.1(th.) ± 1.6 (lumi) pb, consistent with the NNLO theoretical prediction of ζ N N LO (pp→W+W−) = 59.84+2.2-1.9pb.
No evidence of anomalous triple gauge–boson couplings is found, and stringent limits on their magnitude are set.

References

[1] Celine Degrande, Nicolas Greiner, Wolfgang Kilian, Olivier Mattelaer, Harrison Mebane, et al. Annals Phys., 335:21– 32, 2013.
[2] Serguei Chatrchyan et al. JHEP, 1401:096, 2014.
[3] Technical Report CMS-PAS-SMP-14-016, CERN, Geneva, 2015.
[4] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. JHEP, 1107:018, 2011.
[5] Michiel Botje, Jon Butterworth, Amanda Cooper-Sarkar, Albert de Roeck, Joel Feltesse, et al. 2011.
[6] Sergey Alekhin, Simone Alioli, Richard D. Ball, Valerio Bertone, Johannes Blumlein, et al. 2011.
[7] Patrick Meade, Harikrishnan Ramani, and Mao Zeng. Phys.Rev., D90(11):114006, 2014.

Estudio de la radiación de fondo en las cámaras de tubos de deriva del detector CMS del LHC

M. Barrio Luna[1*] on behalf of the CMS DT collaboration.

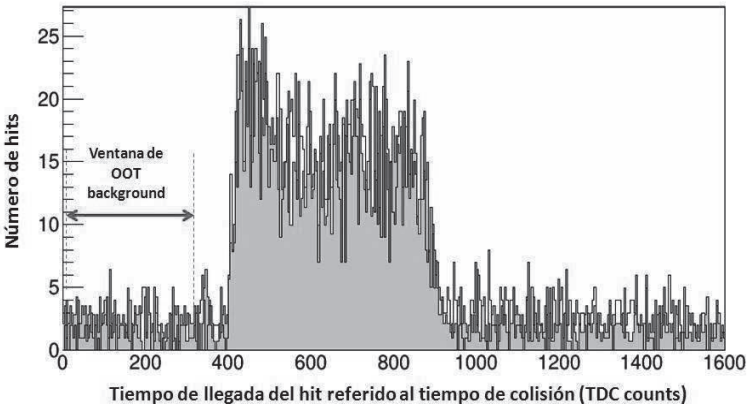
[1]CIEMAT. Avda. Complutense, 40. 28040 – Madrid. SPAIN.

* mar.barrio@ciemat.es

El detector CMS y las cámaras de deriva

El experimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) es uno de los detectores multipropósito del colisionador de hadrones LHC (*Large Hadron Collider*), cuyo resultado más relevante hasta la fecha ha sido el descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012. Los subdetectores de CMS y su imán solenoidal superconductor (3.8 T) se organizan en capas concéntricas alrededor del tubo del haz. Las cámaras de deriva o DT (*Drift Tubes*) [1], responsables de la detección y medida de muones, se sitúan en el exterior del solenoide cubriendo la zona central de CMS.

Las DT son detectores gaseosos construidos a partir de celdas de deriva que, mediante unos cátodos en sus laterales, un hilo anódico en su centro y dos tiras estrechas situadas frente al hilo en las paredes superior e inferior, crean un campo eléctrico en su interior. El diseño y los voltajes aplicados se han optimizado para garantizar la uniformidad de este campo y permitir que la velocidad de deriva de los electrones de ionización generados al pasar una partícula cargada sea constante.



De esta forma se puede extraer una relación lineal espacio-tiempo entre la distancia del punto por el que pasó la partícula cargada y la posición del hilo y el tiempo de deriva. La electrónica de lectura de las DT se encarga de medir estos tiempos de deriva. La ventana de tiempos en cada evento es de 1,25 μs, suficiente para cubrir ampliamente todas las señales procedentes de esa colisión (Fig. 1), ya que el tiempo máximo de deriva es 400 ns.

Figura 1: La distribución de tiempos asociada al ruido de fondo muestra un perfil plano que aparece superpuesto a la distribución de los hits de señales de muones procedentes de las colisiones protón-protón (región 400-800

Estudio de la radiación de fondo en las DT

La radiación de fondo en el detector de muones de CMS puede estar originada tanto por muones secundarios (generados en desintegraciones de piones y kaones) como por chorros de hadrones muy energéticos capaces de atravesar todo el calorímetro hasta el espectrómetro de muones (*punch through*), entre otros procesos. Una fuente importante de contaminación asíncrona con respecto al cruce de haces procede de interacciones nucleares de neutrones que llegan al volumen del detector tras escapar de las zonas internas e interaccionar elásticamente con las paredes de la caverna.

El estudio del ruido de fondo y su dependencia con la luminosidad es clave para evaluar los niveles de ocupación del detector y de las memorias y enlaces de los sistemas electrónicos, en particular, de los sistemas de lectura. Este aspecto es fundamental para evaluar el funcionamiento del detector y su electrónica al aumentar la luminosidad del acelerador tal y como se planea durante

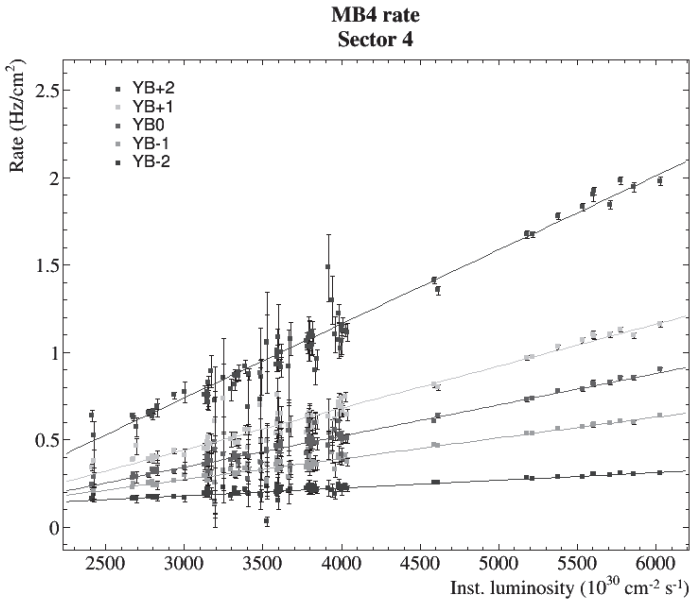
las actualizaciones del mismo –hasta un factor 2 la luminosidad nominal en 2016 y hasta un factor 10 a partir de 2023 en el HL-LHC (*High Luminosity LHC*)-.

En este estudio, aprovechando la amplia ventana temporal de medida de DT, nos hemos centrado en las señales de ruido de fondo con largo tiempo de vida, debidas principalmente a interacciones de neutrones. Las medidas, por lo tanto, se realizan en un intervalo de tiempos fuera de la zona de señal, durante los primeros 250 ns de la ventana de tiempos, tal y como se muestra en la figura 1. Además, para evitar solapamiento de eventos procedentes de colisiones anteriores, tomamos sólo aquellos sucesos que no son compatibles con tener una traza asociada en esa cámara en ese evento.

De esta forma obtenemos una medida de la tasa de contaminación en las cámaras en función de la luminosidad para las diferentes regiones del detector, que podrá compararse con los resultados previos al primer periodo de toma de datos (*Run I*) del LHC [2].

De los resultados obtenidos se observa que la radiación de fondo se comporta de forma muy lineal con la luminosidad, no obteniéndose grandes diferencias entre distintas inyecciones de haces en el acelerador. Se ha estudiado la distribución geométrica de este ruido de fondo y se observa que el ruido de fondo aumenta en las ruedas externas, particularmente en las cámaras más internas. Esto es debido a la separación entre el calorímetro interno y el de la tapa lateral de CMS, que reduce la cantidad de material que apantalla los productos resultantes de las colisiones.

Por otro lado, también se observa una importante asimetría en el plano transverso al haz para las cámaras más externas de DT. Las cámaras que se encuentran en la parte superior de CMS, y no están apantalladas por el suelo o las paredes de la caverna, presentan un ruido de fondo hasta 3 veces mayor que las de la parte inferior.



En la Fig. 2 se muestran los resultados obtenidos para las cámaras MB4 del Sector 4 de CMS en las distintas ruedas al analizar datos de 2012. Estas cámaras son las más externas del detector y están situadas en la parte superior de CMS. La extrapolación de estos valores de ruido a la luminosidad esperada a partir de 2016 y en el HL-LHC proporciona valores máximos de 3.7 Hz/cm^2 y 41.8 Hz/cm^2, respectivamente. Estos valores se emplearán para evaluar el correcto funcionamiento de la electrónica de lectura presente y futura a las luminosidades requeridas.

Figura 2: Resultados de la tasa de ruido de fondo asíncrono con los haces en el detector DT en función de la luminosidad para las cámaras MB4 del Sector 4 en las distintas ruedas de CMS.

Referencias

[1] CMS Collaboration, "*The Muon Project Technical Design Report*", CERN/LHCC 97-32 (1997).
[2] CMS collaboration "*The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at √s = 7 TeV at the LHC*." 2013 JINST **8** P11002 doi:10.1088/1748-0221/8/11/P11002.

Measurement of *t*-channel single top-quark polarization observables in *pp* collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector

S. Pedraza López[1*]

[1] Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-UV. Apartado de correos 22085, E-46071
* Sebastian.Pedraza@ific.uv.es

The single-top final state provides a direct probe of the *Wtb* coupling and is sensitive to many models of physics beyond the Standard Model [1] and in particular to new contributions to the *Wtb* vertex (anomalous couplings) [2]. In an effective operator framework this vertex can be written as

$$L_{Wtb} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\gamma^{\mu}(V_L P_L + V_R P_R)tW_{\mu}^{-} - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\frac{i\sigma^{\mu\upsilon}q_{\upsilon}}{M_W}(g_L P_L + g_R P_R)tW_{\mu}^{-} + h.c.$$

being V_L, V_R, g_L and g_R the left and right-handed vector and tensor couplings. At leading order in the Standard Model, V_L is almost one and the others are zero. Non-zero values of V_R, g_L and g_R can give hints to new physics beyond Standard Model.

In the *t*-channel process, the top-quark produced is highly polarized along the direction of the ligh-quark. This feature can be exploited by defining new directions in space that allow us to measure different observables sensitive to *Wtb* couplings. Taking the direction of the *W* boson momentum ($\vec{q}$) and the top-quark spin direction ($\vec{s}$) we can define the normal and transverse direction like:

$$\vec{N} = \vec{s} \times \vec{q}$$

$$\vec{T} = \vec{q} \times \vec{N}$$

Therefore, once we have defined the frame as it is shown in Fig. 1, we can define four angular distributions for which we measure the different observables:

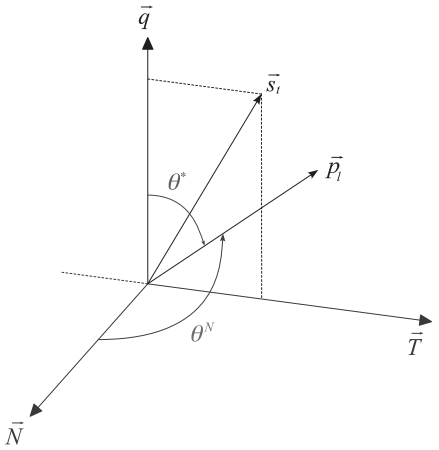


Figure 9 Here is shown the polarization frame, where the different angular distributions are measured

- $\cos\theta^*$, being θ^* the angle between the momentum of the lepton in the *W* rest frame and the momentum of the *W* in the top rest frame. With this angular distribution we can measure the *W* helicity fractions (F_R, F_0, F_L) and the asymmetries[4] A_{FB}, A_{+}, A_{-}.
- $cos\theta^N$, being θ^N the angle between the momentum of the lepton and the normal direction. With this angular distribution we can obtain the normal *W* polarization fractions (F_+^N, F_0^N, F_-^N) and the asymmetries A^N_{FB}, A^N_{+}, A^N_{-}. These observables are more interesting, in particular the A^N_{FB} asymmetry because it's very sensitive to the imaginary part of g_R. This asymmetry has already been measured using the $\sqrt{s}$ = 7 TeV dataset by our team [3], and we expect to improve this result using the new dataset.
- $cos\theta^T$, being θ^T the angle between the momentum of the lepton and the transverse direction. In this case we obtain the transverse *W* polarization fractions (F_+^T, F_0^T, F_-^T) and the asymmetries A^T_{FB}, A^T_{+}, A^T_{-}.
- $cos\theta^X$, being θ^X the angle between the momentum of the lepton and the top spin. With this angular we can measure is $\alpha_l P$, where α_l is the spin analyser power of the lepton and P the polarization of the top-quark.

For this analysis, an integrated luminosity of 20.8 ± 0.6 fb^{-1} recorded by ATLAS at $\sqrt{s}$ = 8 TeV has been used. A cut based selection is applied in order to enhance the *t*-channel contribution on the final selected events. These cuts consist in to require a forward light-jet; a minimum separation between the light-jet and the b-jet; high total p_T of all objects and a good reconstructed top mass. After the selection,the signal to background ratio is 1.20 for both channels, being the main background contributions to the *t*-channel *W* +jets and top quark pairs, as can be seen in Fig. 2 for $cos\theta^T$ and $cos\theta^N$. Electron and muon channels are combined in order to perform the measurements. The different angular distributions used are affected by mismodeling of backgrounds, detector resolution and acceptance effects. Furthermore, the observables we want to measure have to be compared with theoretical results, so we have to be able to go from reconstructed objects in the detector to the parton level. In order to correct all these effects and unfold the reconstructed angular distributions to parton level, an Iterative Bayesian method has been used [4]. This technique is an aplication of the Bayes theorem using as initial prior the migration matrix for the different observables. Final results including the evaluation of systematics will be shown at the conference.

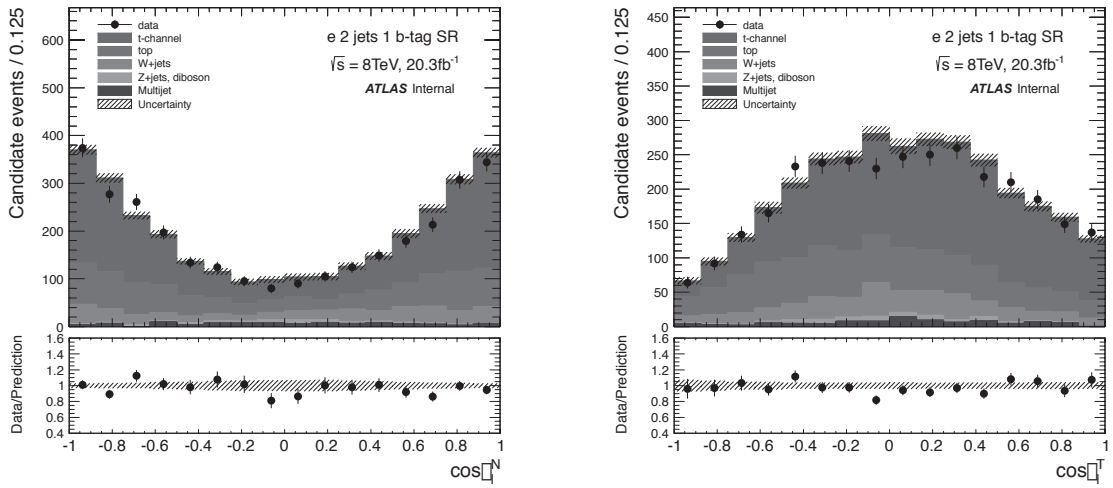


Figure 10 On the left is shown the $cos\theta^N$ and on the right the $cos\theta^T$, both distributions for the electron channel at selection level. The signal to background ratio reached after the selection is 1.20 in both channels.

[4] One can define asymmetries around any fixed point z in the interval [-1,1] as: $A_z = \frac{N(cos\theta > z) - N(cos\theta < z)}{N(cos\theta > z) + N(cos\theta < z)}$, being $cos\theta$ one of the angular distributions. In our case, we define 3 points to measure the asymmetries; $z = 0$, giving the forward-backward asymmetry (A_{FB}); $z = -(2^{2/3}-1)$ giving the A_+ asymmetry, and $z = (2^{2/3}-1)$ giving the A_- asymmetry.

References

[1] T. M. Tait and C. P. Yuan, *Phys. Rev. D* 63(2000) 014018
[2] J. A. Aguilar-Saavedra and J. Bernabéu, *arXiv*: 1005.5382v2 (2010)
[3] The ATLAS Collaboration, *ATL-COM-CONF-2013-007* (2013)
[4] T. Adye, *arXiv*: 1105.1160 (2011)

Measurement of ttbar production cross section at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with Multivariate Analysis in the CMS experiment at LHC

I. Suárez Andrés[1,*]

[1] Universidad de Oviedo, C/ Calvo Sotelo S/N - 33007 Oviedo, España

* Ignacio.Suarez.Andres@cern.ch

Introduction

Refining measurements of the $t\bar{t}$ production cross section at $\sqrt{s}$ = 8 TeV provides us with further tests for Standard Model predictions, while improving estimations of the strong coupling constant at high energy scales and fitting of parton distributions functions at NNLO. Top quarks are also prevalent in relevant processes predicted by supersymmetric theories, so precise knowledge of their behavior is necessary in searches for physics beyond the Standard Model.

Previous measurements at CMS gave a value of $\sigma_{t\bar{t}}$ = 239 $\pm$ 2 (stat.) $\pm$ 11 (syst.) $\pm$ 6 (lumi.) pb[1], in accordance with the NNLO SM prediction of $\sigma_{t\bar{t}} = 252.9\ ^{+6.4}_{-8.6}$ (scale) $\pm$ 11.7 (PDF + α_s) assuming a top quark mass of 172.5 GeV[2]. These values have been taken as references to compare our results with.

Cross section measurements such as the ones previously mentioned are usually cut-based, meaning that signal/background discrimination is performed in a suboptimal way, although it is relatively easy to understand and analyze. This work seeks to enhance this selection by introducing Multivariate Analysis (MVA) for classification, more precisely Boosted Decision Trees (BDTs), making use of the TMVA toolkit for ROOT[3].

Event selection and datasets

As a consequence of the $t\bar{t}$ characteristic signature, we consider exclusively events with two leptons of opposite charge in the final state, along with two or more jets. The analysis is performed in the Different Flavor channel, i.e. one electron and one muon.

The classifier is trained with $t\bar{t}$ Monte Carlo simulations as signal, while tW, W^+W^- and Drell-Yan are used for training as they are the main background sources. Other background processes are not used due to their less relevant contribution.

The full 19.5 fb^{-1} dataset measured at CMS in 2012 is used in this work. On the other hand, all physics processes have been generated using Monte Carlo generators MadGraph[4] or Powheg[5], in addition to Pythia[6] for the hadronization stage.

Signal vs background classification

Jet b-tagging is performed by an algorithm known as *Track Counting High Efficiency*[7]. This provides us with a key variable for discriminating signal from background, especially from tW, where only one bottom quark is expected to be produced. Thus, the second highest TCHE value is one of the main variables passed to the classifier.

After ordering jets according to their b-tagging value, the transverse momentum of the two jets with the highest THCE values allows us to eliminate events whose jets originate from particles that are noticeably lighter than the top quark, such as W^+W^-.

High Missing Transverse Energy is also expected due to the presence of neutrinos in the final state, marking the difference between $t\bar{t}$ and Drell-Yan events which contain more than one jet.

Several other variables, such as the highest THCE value, the mass and transverse momentum of the dilepton system, and the highest transverse momentum out of the two leptons, have also been considered for training the classifier and their impact on the analysis has been discussed.

Summary

A Boosted Decision Tree classifier has been trained on different sets of input variables from Monte Carlo simulations, generating functions that classify events as either signal or background according to the value of a single output variable, as shown in Fig. 1. Then, this classification has been applied to the full dataset from 2012, with 19.5 fb^{-1} of integrated luminosity and center of mass energy of $\sqrt{s}$ = 8 TeV, thus obtaining the number of signal/background events needed for the $t\bar{t}$ production cross section estimation.

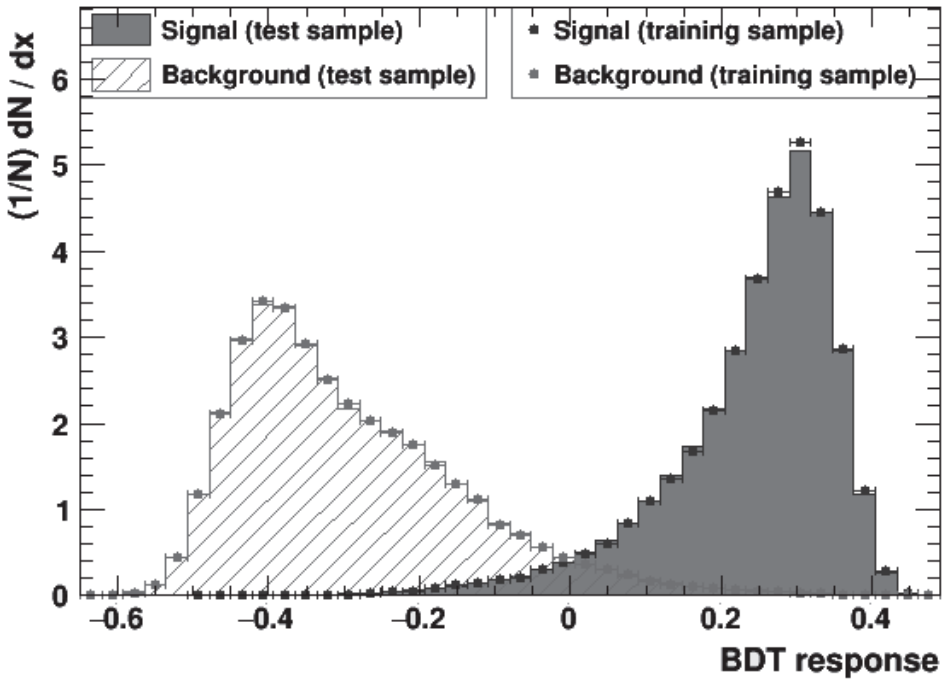


Figure 11. Distributions of signal and background events from simulations after training and testing the Boosted Decision Trees.

References

[1] CMS Collaboration, **Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV**, JHEP **02** (2014) 024. 2013.
[2] M.Czakon, A. Mitov**, Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders**, Comput. Phys .Commun. **185** (2014) 2930.
[3] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss, **TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis**, PoS ACAT **040** (2007).
[4] J. Alwall et al., **MadGraph 5 : Going Beyond**, JHEP **1106** (2011) 128.
[5] S. Frixione et al, **Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method**, JHEP **0711** (2007) 070.
[6] T. Sjostrand et al., **PYTHIA 6.4 Physics and Manual,** JHEP **0605** (2006) 026.
[7] C. Ferro, **B-tagging in CMS**, EPJ Web Conf. **28** (2012) 12055.

Search for Supersymmetry in events with a Z boson, jets and large missing transverse momentum in $\sqrt{s}$ = 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector

V.A. Mitsou[1], E. Romero Adam[1,*], E. Torró Pastor[1]

[1]Instituto de Física Corpuscular (IFIC), 46980 Paterna (Valencia), España

* Elena.Romero@ific.uv.es

Introduction

Supersymmetry (SUSY) [1] is one of the most popular extensions of the Standard Model (SM) that can provide solutions to several of its shortcomings. It introduces supersymmetric particles (sparticles) that differ from their SM counterpart by half a unit of the spin. If strongly interacting sparticles have masses around the TeV scale, they should be produced at the LHC.

This contribution summarises a search for SUSY in final states containing a leptonically-decaying Z boson, jets and large missing transverse momentum ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$) [2]. The proton-proton collision data used in this search were collected at a centre-of-mass energy $\sqrt{s}$ = 8 TeV by the ATLAS detector [3] at the Large Hadron Collider (LHC) and correspond to an integrated luminosity of 20.3 fb^{-1}.

An excess of events above the expected SM background is observed, with a significance of three standard deviations. The results are interpreted in the context of a generalised gauge-mediated (GGM) supersymmetry-breaking model where the gravitino is the lightest supersymmetric particle (LSP) and the next-to-lightest SUSY particle (NLSP) is a higgsino-like neutralino.

Event selection

Events are required to contain at least two same-flavoured leptons (electrons or muons) with opposite electric charge. If more than two leptons are present, the two with the largest values of p_{T} are selected. The leading (highest p_{T}) lepton, must have a $p_{\mathrm{T}} > 25$ GeV, whereas the subleading lepton p_{T} can be as low as 10 GeV. Their invariant mass must fall within the Z boson mass window, here considered as $81 < m_{\mathrm{ll}} < 101$ GeV. In addition, all events are required to contain at least two jets of $p_{\mathrm{T}} > 35$ GeV and $|\eta| < 2.5$ (signal jets) and to have $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 225$ GeV and $H_{\mathrm{T}} > 600$ GeV, where H_{T} is the scalar sum of the p_{T} of all signal jets and the two leading leptons. Furthermore, the azimuthal angle between each of the two leading jets and the $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ is required to be $\Delta\phi > 0.4$.

Background estimation

A great effort has been made to accurately estimate the number of SM events that survive the previous selection. The dominant background processes and those that are expected to be most difficult to model using MC simulation are estimated using data-driven techniques. A brief description of the considered backgrounds and their estimation methods is given below.

The dominant backgrounds come from so-called "flavour-symmetric" processes. Here the branching fractions to ee, μμ and eμ have a 1:1:2 ratio such that the same-flavour contributions can be estimated with data using information from the different-flavour contribution. This group of backgrounds is dominated by *ttbar* and also includes *WW*, Single Top (*Wt*) and $Z \rightarrow \tau\tau$, and makes up ~ 60% of the predicted SM background.

Diboson backgrounds with real Z boson production contribute up to 25% of the total background. These are estimated using MC simulation, as are "Rare Top" backgrounds, which include *ttbar* + *W*, *ttbar* + *Z*, and *t* + *Z* processes. The Rare Top contribution is less than 5%.

Processes with "fake leptons", i.e. jets mis-reconstructed as leptons, contribute up to 10% and are estimated using the Matrix Method [4], which is a data-driven method widely used in most of ATLAS analyses.

Finally, there is the special case of the Z/γ^* + jets background. Since only $Z \to ee$ and $Z \to \mu\mu$ (and not $Z \to \tau\tau$) decays are selected, no real E_T^{miss} can be produced in these events. Consequently, high E_T^{miss} in events from this background (usually called instrumental or fake E_T^{miss}) is due to jet mismeasurements. Given that the Z/γ^* + jets background could mimic a possible signal, particular care has been taken to suppress it as much as possible (the $\Delta\phi$ cut described in the previous section reduces this background to negligible levels) and to estimate its remaining, although negligible, contribution as precisely as possible. To perform this estimation, given the difficulties of modelling instrumental E_T^{miss} in MC simulation, the data-driven "jet smearing" method [5] is applied. This method provides an estimate for the contribution from events containing both fake E_T^{miss}, from object mismeasurements, and real E_T^{miss}, from neutrinos in heavy flavour quark decays.

Results and interpretation

The resulting background estimates along with the observed event yields are displayed in Table 1, showing that the data exceeds the background expectations with a significance of 3.0, 1.7 and 3.0 standard deviations (σ) in the electron, muon and combined channels respectively. This significance is calculated, using pseudo-experiments, as the local probability for the background estimate to produce a fluctuation greater than or equal to the excess observed in the data.

Table 1: Number of observed data events, total number of expected background events and Gaussian significance for the electron, muon and combined channels. Uncertainties are statistical and systematic combined.

Channel	**ee**	**μμ**	**ee+μμ**
Observed	**16**	**13**	**29**
Expected background	**4.2 ± 1.6**	**6.4 ± 2.2**	**10.6 ± 3.2**
Gaussian significance	**3.0σ**	**1.7σ**	**3.0σ**

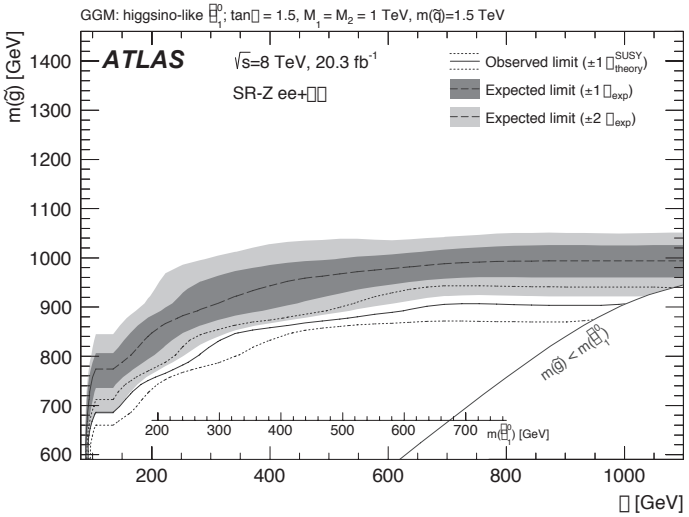


Figure 1: The 95% CL exclusion limit from the combined same-flavour channels in the higgsino mass (μ) versus gluino mass plane in the GGM model with tanβ=1.5.

The results are interpreted in a GGM model where the gravitino is the LSP and a higgsino-like neutralino is the NLSP. The higgsino mass (μ) and the gluino mass are free parameters. The U(1) and SU(2) gaugino mass parameters, M_1 and M_2, are fixed to be 1 TeV, and the masses of all other sparticles are set at ~ 1.5 TeV. In addition, μ is set to be positive and the ratio of the vacuum expectation value for the two Higgs doublets (tanß) is set to 1.5. Figure 1 shows the expected and observed exclusion contours for this GGM model. The $\pm1\sigma_{exp}$ and $\pm2\sigma_{exp}$ experimental uncertainty bands indicate the impact on the expected limit of all uncertainties considered on the background processes. The $\pm1\sigma^{SUSY}_{theory}$ uncertainty lines around the observed limit illustrate the change in the observed limit as the nominal signal cross section is scaled up and down by the theoretical cross-section uncertainty. Given the observed excess of events with respect to the SM prediction, the observed limits are weaker than expected. Updating these interesting results, once the LHC Run2 data become available, is among the priorities of the ATLAS SUSY Working Group.

References

[1] S.P. Martin, *arXiv:hep-ph/9709356* (1997).
[2] ATLAS Collaboration, *arXiv:1503.03290* [hep-ex], *CERN-PH-EP-2015-038*.

[3] ATLAS Collaboration, *JINST* **3** (2008) S08003, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
[4] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **71**, (2011) 1577, doi:10.1140/epjc/s10052-011-1577-6.
[5] ATLAS Collaboration, *Phys. Rev. D* **87** (2013) 012008, doi:10.1103/PhysRevD.87.012008.

TileCal Response to Single Isolated Charged Particles with run 1 data

L. Cerdá Alberich[1,*], C. Solans Sánchez[2]

[1]Instituto de Física Corpuscular, Paterna (Valencia), Spain
[2]CERN, Geneva, Switzerland

* lcerdaal@cern.ch

Introduction

The hadronic Tile Calorimeter (TileCal) [1] is one of the sub-detectors of the ATLAS experiment for the LHC accelerator at CERN. It is a sampling calorimeter with scintillating tiles embedded between steel absorber plates, mechanically divided into three barrels, one central long barrel (LB), covering the region $|\eta| < 0.7$ and two extended barrels (EBA and EBC), covering $|\eta| < 1.7$. Each segment is assembled from 64 wedge-shaped modules, arrayed in the θ direction. These modules are split into 3 layers, labeled A, BC and D, which are 1.5, 4.1 and 1.8 interaction lengths thick respectively at $\eta = 0$. This splitting defines a three-dimensional cell structure which has granularity in $\Delta\eta \times \Delta\theta$ of 0.1 x 0.1 in layers A and BC, and 0.2 x 0.1 in layer D. Cells are read-out on both sides by photo-multipliers to provide uniformity and redundancy.

The performance of TileCal is probed in-situ by using the calorimeter response to charged hadrons. These are selected from pp collision data, and only isolated particles are considered. The response is characterized by the ratio of the energy of a charged hadron (E) as measured by TileCal, to that hadron's momentum (p), as measured by the ATLAS inner detector system.

Samples

The data used in this analysis spans over the three years of data taking of LHC Run 1. The 2012 dataset corresponds to an integrated luminosity of 23 fb^{-1} collected between April and November of 2012. In 2012 the spacing between proton bunches was either 25 or 50 ns and the average number of interactions per crossing (μ) was between 3 and 30. The 2011 dataset corresponds to an integrated luminosity of 4.7 fb^{-1} collected between February and October of 2011. In 2011 the spacing between proton bunches was either 50 or 75 ns and μ was between 10 and 18. The 2010 dataset collected between March and September of 2010 comprises 92 nb^{-1} triggered using the Minimum Bias Trigger Scintillators (MBTS) [2]. The spacing between proton bunches was 150 ns and μ was between 2 and 3, much lower than in the case of 2011 and 2012.

Event selection

A pre-selection is applied on the data requiring that the tracks are isolated in p_T: the sum of the tracks p_T in a cone ΔR around the track is 15% of the p_T of the track. It is also required that the track has a momentum higher than 2 GeV, in order to reach the TileCal, and that the extrapolated track falls within the limits of the calorimeter, $|\eta| < 2$. These cuts reduce the events approximately by a factor 2 in all datasets. Events are selected following seven consecutive cuts, e.g. requiring that the energy deposited by the hadron in the LAr must be compatible to that of a minimum ionising particle.

Results and Conclusions

Fig. 1 shows the E/p distribution for particles passing all the cuts. The mean value of the E/p distribution integrated over momentum, η and θ, is in very good agreement throughout the three years of data taking, being very close to 0.5, reflecting the non-compensation of TileCal. The disagreement is maximal in 2011. However the predicted value is consistent across the years. The negative tail of the distribution is the result of cells where electronics noise is dominating.

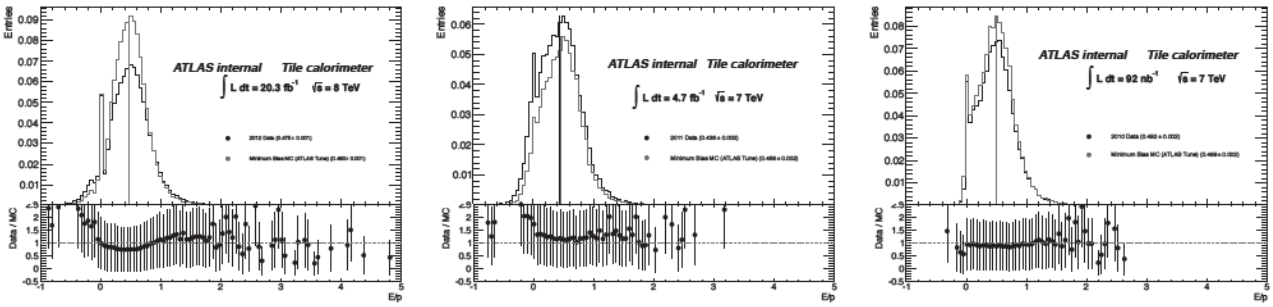


Figure 1. E/p distribution response to charged hadrons after all cuts for (left) 2012 dataset, (middle) 2011 dataset and (right) 2010 dataset.

E/p is evaluated as a function of η, θ, momentum and average number of interactions for the three years of data taking, as shown in Fig. 2, Fig. 3, Fig. 4 and Fig. 5 respectively. Level of agreement between data and MC is very good in all cases.

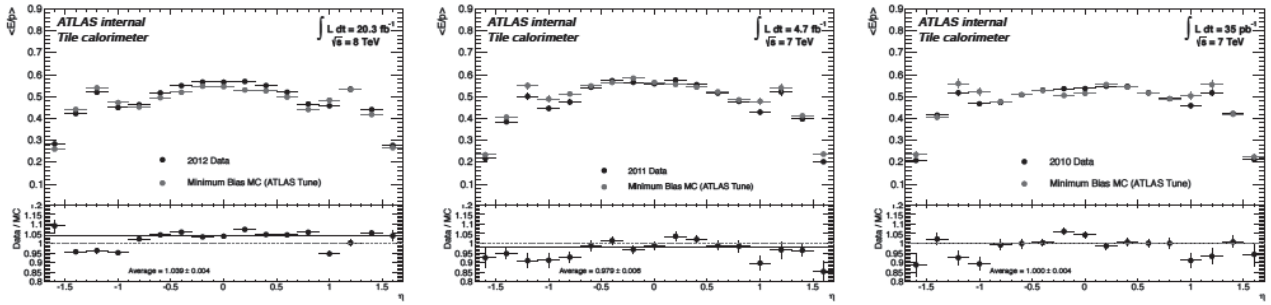


Figure 2. Mean E/p response to single charged hadrons as a function of η after all cuts for (left) 2012, (middle) 2011 and (right) 2010 dataset.

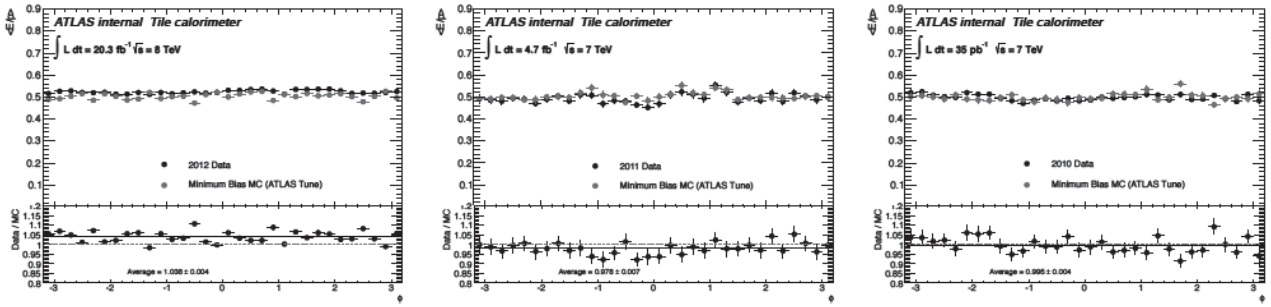


Figure 3. Mean E/p response to single charged hadrons as a function of θ after all cuts for (left) 2012, (middle) 2011 and (right) 2010 dataset.

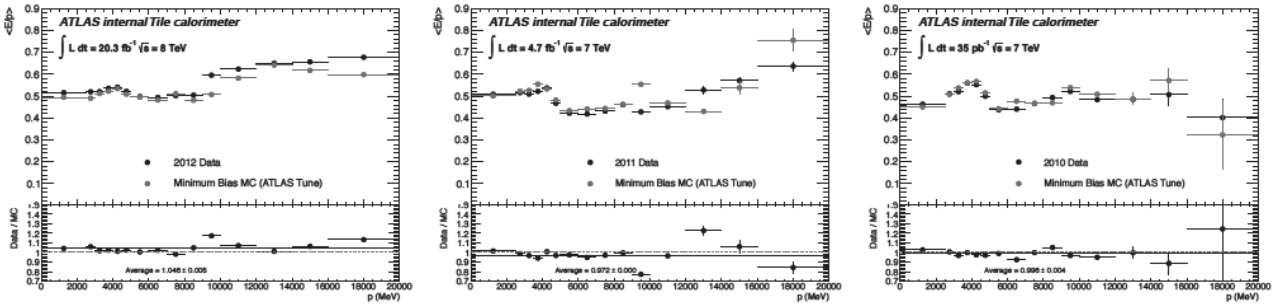


Figure 4. Mean E/p response to single charged hadrons as a function of p after all cuts for (left) 2012, (middle) 2011 and (right) 2010 dataset.

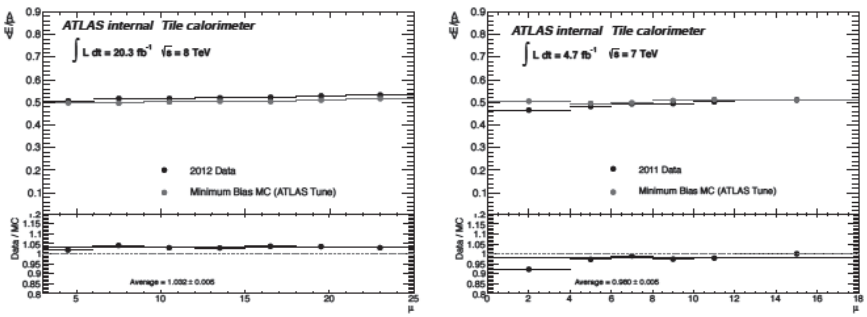


Figure 5. Mean E/p response to single charged hadrons as a function of μ after all cuts for (left) 2012 dataset and (right) 2011 dataset.

Functional behaviour as a function of η is reproduced along the three years with a maximum disagreement around $\eta \approx \pm 1$ that goes up to 10% in 2010, 8% in 2011 and 5% in 2012.

E/p is approximately 0.5 when evaluated as a function of θ. This corresponds to the value of E/p for the lowest momentum bin. A similar small increase is observed in the response for momentum ranges between 2 and 5 GeV, although in 2011, a lower average is observed in the range from 5 to 10 GeV. This is not explained but well reproduced by MC however. As a function of the average number of interactions, the mean value of E/p stays around 0.5 with very small variation. The maximum disagreement is 10% in 2011 for low pile-up values and 5% in 2012 with no particular outlier.

Overall E/p studies [3] show that ATLAS has a good understanding of the energy scale for isolated hadrons using the three years of data taking of Run 1.

References

[1] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **70** no. arXiv:1007.5423.CERN-PH-EP-2010-024, (2010) 1193-1236. 64 p.
[2] ATLAS Collaboration, *Phys. Lett.* **B688** (2010) 21-42, arXiv:1003.3124 [hep-ex]
[3] –Tile Calorimeter Public Results.” https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TileCaloPublicResults

Search for the Standard Model Higgs boson in H → $\tau^+\tau^-$ decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector

D. Álvarez Piqueras[1]*, L. Fiorini[1] and J. A. Valls[2]

[1] Universidad de Valencia (UV)
[2] Instituto de Física Corpuscular (IFIC)

* damian.alvarez.piqueras@cern.ch

Introduction

The study of the spontaneous symmetry breaking is one of the main research topics in the Physics Program of the Large Hadron Collider (LHC) at CERN.

The discovery of the Higgs boson in 2012 [1] opened a new phase in Particle Physics to measure the properties of this new particle and check its compatibility with the predictions of the established theory, the Standard Model (SM). In particular, the couplings of the Higgs boson to fermions and bosons. So far the Higgs particle has been observed in the bosonic channels (ZZ, W^+W^- and $\gamma\gamma$) and evidence of its decay to the final state $\tau^+\tau^-$ has been observed [2]. The direct measurements of the couplings to fermions are a key step in the study of the properties of the particle, with the aim of confirming that it matches exactly the prediction of SM or that we are at the doors of New Phsysics.

This abstract will present the results of the search of the Higgs boson in the channel $\tau^+\tau^-$, analyzing all the data obtained though proton-proton collisions with the ATLAS detector at CERN during the Run I. This accounts for 4.5fb^{-1} at 7 TeV e.c.m and 20.3fb^{-1} at 8 TeV e.c.m.[3]

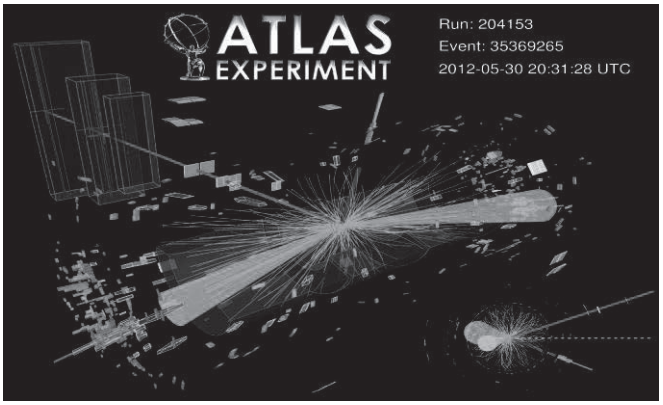


Figure 1: H→ $\tau_{lep}\tau_{lep}$ candidate event in the VBF category

Higgs boson production mechanisms

The process with the largest SM Higgs boson production cross-section at the LHC is gluon gluon fusion, gg→H. Higgs boson production via W or Z vector-boson fusion qq→qqH (denoted VBF) and via Higgs-strahlung qq→VH (denoted VH), in association with a hadronically decaying vector boson (V = W or Z), are highly relevant as well. This is due to the resulting additional jets in the final state, which provide distinct experimental signatures.

Background Estimation

The background composition and normalization are determined using data-driven methods and simulated event samples. The main background to the Higgs boson is due to the irreducible $Z/\gamma^*\rightarrow\tau^+\tau^-$ process, computed by the embedding process (in a sample of selected $Z/\gamma^*\rightarrow\mu^+\mu^-$ data

events, the muon tracks and associated calorimeter cells are replaced by $\tau^+\tau^-$ leptons from a simulated process $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay with the same kinematics). Fake lepton background, which consists of events that have a reconstructed lepton that did not originate from the decay of a τ lepton or the leptonic decay of a W or Z boson, are also relevant. Other backgrounds taken into account are the diboson background, which is estimated from MC. Background systematics uncertainties come from lepton efficiency scale factors, lepton energy scale and resolution, jet energy scale and resolution, soft-jet scale and luminosity.

Results

The data is analyzed through a likelihood fit to the background and signal model, uusing as discriminant variable the output score from a Multi Variate Analysis (MVA) to enhance the signal

An excess of events over the expected background was found with an observed (expected) significance of 4.5 (3.4) standard deviations. The measured signal strength, normalized to the SM expectation was:

The results show a strong evidence of the coupling of the Higgs boson to $\tau^+\tau^-$, being this excess compatible with the SM.

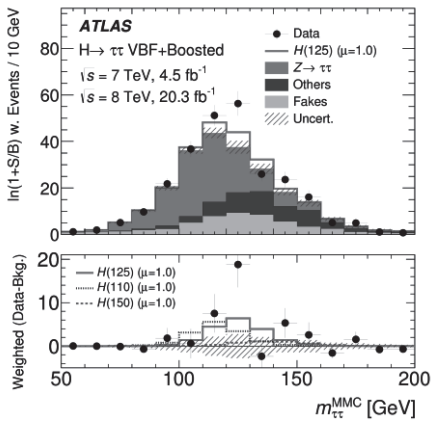


Figure 1: Invariant mass of $m_{\tau\tau}$ weighted by (1+S/B)

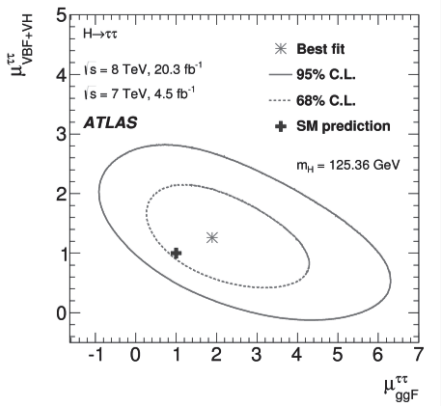


Figure 2: Likelihood contours for the combination of all channels

References

[1] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Letters B*, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012
[2] ATLAS Collaboration, Search for the Standard Model Higgs boson in H->tau+tau- decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector, *ATLAS-CONF-2012-160*, 13 November 2013
[3] ATLAS Collaboration, Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector, *JHEP* (DOI). http://arxiv.org/abs/1501.04943

Contribución española a la detección de radiación cósmica de ultra-alta y extremadamente alta energía desde el Espacio con el Observatorio Espacial del Universo Extremo (EUSO)

J. F. Soriano[1,*], L. Del Peral[1], L. López-Campano[2], G. Sáez-Cano[1], A. Merino[2], Y. Martín[3], M. Reyes[3], E. Joven[3], C. González-Alvarado[4], T. Belenguer[4], J. Meseguer[5], I. Pérez-Grande[5], M. Sanz-Palomino[4], E. García-Ortega[2], E. Gascón[2], S. Fernández-González[2], G. Alonso[5], A. Sanz-Andrés[5], S. Pindado[5], S. Franchini[5], J. L. Sánchez[2], J. Licandro[3] y M. D. Rodríguez Frías[1,6,7]

[1]Space & Astroparticle (SPAS) Group, UAH, Madrid.
[2]GFA. IMA. Universidad de León, León.
[3]Instituro de Astrofísica de Canarias (IAC), Vía Láctea S/N, Tenerife.
[4]Laboratorio LINES, Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial (INTA), Madrid.
[5]IDR/UPM, E. T. S. I. Aeronáutica y del Espacio, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid.
[6]IFIC, CSIC, Universitat de València, Valencia.
[7]Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universitat de València, Valencia.

* jorge.fernandezs@uah.es

Introducción

La detección de radiación cósmica de ultra alta ($E > 10^{18}$ eV) y extremadamente alta ($E > 10^{20}$ eV) energía, para inferir la composición, dirección de llegada y energía del rayo cósmico primario (protones, neutrinos, fotones,…), supondrá el inicio de la astronomía de partículas y un avance en el conocimiento del funcionamiento de las fuentes más extremas de rayos cósmicos así como de los fenómenos que suceden a lo largo de su propagación por el medio interestelar y la atmósfera, hasta su detección, propiciando descubrimientos en diferentes áreas de la física.

El programa espacial EUSO proporciona un nuevo enfoque para la detección de estos rayos cósmicos, barriendo la atmósfera desde el espacio durante su trayectoria desde la Estación Espacial Internacional (ISS), para obtener una estadística de sucesos muy superior a las alcanzables por experimentos en Tierra: Telescope Array en el hemisferio norte y Pierre Auger en el hemisferio sur. Dicho programa espacial incluye además una serie de precursores, alguno de ellos ya en funcionamiento, que se consolidan como demostradores tanto tecnológicos como científicos, para garantizar el éxito de la misión principal. Uno de los objetivos exploratorios del programa EUSO consiste en el estudio de los neutrinos de ultra alta y extremadamente alta energía como parte del espectro de rayos cósmicos. Se espera que con este experimento se puedan resolver las incógnitas que conciernen a los neutrinos, uno de los primeros problemas que han de ser resueltos para alcanzar una extensión correcta al modelo estándar de Física de partículas.

La misión principal

El mecanismo de detección de rayos cósmicos desde el Espacio consiste en la observación de la radiación que producen en la atmósfera las cascadas de partículas iniciadas por una partícula primaria. Las interacciones electromagnéticas en la atmósfera excitan las moléculas que hay en ella y que, posteriormente, emiten luz de fluorescencia. Por otra parte, la elevada velocidad de las partículas de la cascada hace que también se produzca radiación Cherenkov.

La construcción del experimento permitirá, con este método, la observación de rayos cósmicos a energías muy elevadas. Esto no es algo único del programa EUSO, ya que otros experimentos situados en la superficie terrestre también permiten la observación de eventos a estas energías. La ventaja de la observación desde el espacio es la gran exposición alcanzada, muy superior a la de experimentos en la superficie, que permitirá tener suficientes sucesos a estas energías como para poder mejorar significativamente la estadística [1]. Además del telescopio principal en el UV, esta

misión espacial incluye un sistema de monitorización atmosférica [2], compuesto principalmente por una cámara infrarroja [3] y un LIDAR (LIght Detection And Ranging). La cámara infrarroja, responsabilidad del consorcio español, permitirá conocer la altura del techo nuboso bajo el telescopio, mientras que el LIDAR permitirá obtener información sobre la profundidad óptica de las nubes a lo largo de la trayectoria de las cascadas, datos imprescindibles para realizar adecuadamente el estudio de los sucesos [4].

Los precursores

Dentro del programa EUSO hay varios precursores de la misión principal, aprobados como demostradores tecnológicos de dicha misión, así como para obtener resultados científicos. A continuación se presenta una descripción de los mismos:

- EUSO-Balloon, de la Agencia Espacial Francesa (CNES) [5]: con un primer vuelo el 24 de agosto de 2014, desde Timmins (Canadá). Se subió a 40 km de altitud un globo aerostático con un sistema de tres lentes de Frensel y un PDM (Photo Detector Module), formando un sistema de detección de luz ultravioleta entre 290 y 430 nm y un FoV de $12^{\circ} \times 12^{\circ}$, y una cámara infrarroja, responsabilidad del consorcio español que firma este trabajo, para obtener la altura del techo nuboso, y con los objetivos de probar la tecnología y medir el fondo UV.
- Mini-EUSO, de la Agencia Espacial Rusa (ROSCOSMOS): este es el primer precursor que será transportado hasta la ISS, a 450 km de altitud. Contendrá un PDM y dos lentes para la observación en el rango UV, y una cámara infrarroja responsabilidad del consorcio español. Como objetivos, pretende medir la radiación UV de fondo desde la ISS para caracterizar la emisión terrestre así como el albedo, además del estudio de eventos atmosféricos y meteoros, la búsqueda de materia extraña y la detección de rayos cósmicos desde la ISS.
- K-EUSO, de la agencia espacial rusa (ROSCOSMOS): también estará a bordo de la ISS. Teniendo como objetivo primordial la detección de radiación cósmica de ultra alta y extremadamente alta energía desde el Espacio por primera vez, y como objetivos secundarios el estudio de fenómenos atmosféricos como los planteados en Mini-EUSO.

Neutrinos en el programa EUSO

Llevando a cabo un estudio de los procesos implicados en los dos canales de detección de neutrinos, las cascadas iniciadas en la atmósfera tras la interacción de un neutrino en ella, o tras la interacción de un neutrino en la corteza terrestre produciendo un leptón que sale a la atmósfera, se podrá estudiar el flujo de neutrinos en la Tierra así como las secciones eficaces de las interacciones implicadas, de las que no se tienen medidas a las energías de la misión principal.

Agradecimientos: Este trabajo está financiado por el Gobierno Español, MICINN y MINECO, bajo el Programa Espacial: AYA2009-06037-E/AYA, AYA-ESP 2010-19082, AYA-ESP 2011-29489-C03, AYA-ESP 2012-39115-C03, AYA-ESP 2013-47816-C5, MINECO/FEDER-UNAH13-4E-2741, CSD2009-00064 (consolider MULTIDARK) y por la Comunidad de Madrid bajo los proyectos S2009/ESP-1496 Y S2013/ICE-2822. M. D. Rodríguez Frías agradece al IFIC y al Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear (UV) una estancia d'investigadors convidats, dentro del Programa «Atracció de Talent» del Vicerrectorado de Investigació de la Universidad de Valencia.

Referencias

[1] J. H. Adams *et al* (JEM-EUSO Collaboration), *Astropart, Phys.* **44** (2013) 76-90.
[2] M. D. Rodríguez Frías, S. Toscano, E. Bozzo, L. Del Peral, A. Neronov and S. Wada for the JEM-EUSO Collaboration. *EPJ Web Conf.* **89** (2015) 02007.
[3] J. A. Morales de los Ríos, E. Joven, L. Del Peral, M. Reyes, J. Licandro and M. D. Rodríguez Frías for the JEM-EUSO Collaboration. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **749** (2014) 74-83.

[4] G Sáez-Cano, K. Shinozaki, L. Del Peral, M. Bertaina and M. D. Rodríguez Frías for the JEM-EUSO Collaboration. *Adv. Space Res.* **53** (2014) 1536-1543.
[5] P. von Ballmoos *et al* for the JEM-EUSO Collaboration. *Adv. Space Res.* **53** (2014) 1544-1550.

Division Algebras and the Four Fundamental Forces in Nature

Luis J. Boya

Física Teórica, Universidad de Zaragoza

* luisjo@unizar.es

We interpret the four forces of Nature (gravitation, electricity(e.m.), weak and strong forces as related to the numbers: the reals R, the complex C (for e.m.), the quaternions |H (for the weak) and the octonions O (for the strong forces): the associated GAUGE groups we relate with the automorphism group of these Division Algebras (namely I for gravitation or the reals |R), U(1) or O(1) = C_2 for (e.m.), SU(2) or SO(3) for the weak, and SU(3) as subgroup of G_2 for the strong forces...

All this points also to G_2 as "Grand Unification Group".

Búsquedas de física más allá del Modelo Estándar en sucesos con un fotón y un jet en el experimento ATLAS

M. Villaplana[1,*], L. Carminati[1], R. Turra[1]

[1]Università degli Studi e INFN Milano

* Miguel.Villaplana@mi.infn.it

No existe en el Modelo Estándar (SM) un mecanismo por el cual las colisiones protón-protón del LHC producen resonancias que posteriormente se desintegren en un fotón y un jet (γ + jet). La producción directa de γ + jet puede ocurrir a orden árbol vía dispersión Compton de un quark y un gluón, o vía la aniquilación de un par quark-antiquark. Sucesos con un fotón altamente energético y uno o más jets pueden surgir también de radiación de quarks en el estado final o de procesos con varios jets, donde fotones secundarios emergen durante la fragmentación de quarks o gluones. La forma suave y rápidamente decreciente de la distribución de masa del par γ + jet ($m_{\gamma j}$) resultante de esta mezcla de procesos la hace óptima para revelar posibles resonancias. Este texto describe la búsqueda de nueva física en la producción de sucesos γ + jet en el canal s usando los datos de ATLAS a 8 TeV (20.3 fb^{-1}) [1].

Un primer filtro selecciona sucesos con al menos un fotón con un p_T mayor de 120 GeV. Después se descartan los sucesos en que el fotón o el jet no cumplen los criterios estándar de calidad de ATLAS. Estos criterios reducen el ruido instrumental en la identificación de fotones a un nivel despreciable, pero aún queda un fondo de fotones de fragmentación o de radiación de quarks. Este fondo se reduce gracias a un requerimiento adicional sobre el aislamiento del fotón. La energía depositada en el calorímetro en un cono $\Delta R=0.4$ alrededor del fotón, sin contar la energía de éste, no debe ser mayor que $0.0011p_T+3.65$. Además, se requiere que sólo exista un jet con $\Delta R(\gamma, \text{jet})<0.1$, y que la separación angular entre el fotón y el resto de jets con $p_T>30$ GeV sea $\Delta R(\gamma, \text{jet})>1.0$. Se seleccionan para el análisis final los sucesos con al menos un fotón y un jet, ambos con un $p_T>125$ GeV. En caso de haber más de un candidato se escoge el de mayor p_T para calcular $m_{\gamma j}$. La sensibilidad de la búsqueda se mejora con un requisito extra. La producción de sucesos con dos jets aumenta con η, mientras que ésta disminuye en el caso de una señal en el canal s. Por tanto, se restringe la selección a fotones con $|\eta|<1.37$ y se requiere $|\eta_\gamma - \eta_j|<1.6$.

El modelado del fondo en esta búsqueda se determina con un ajuste de esta distribución a la función,

$$f(x) = p_1 (1-x)^{p_2} x^{-(p_3 + p_4 \ln x)}, \quad x = m_{\gamma j}/\sqrt{s}$$

La motivación del uso de esta función se discute ampliamente en [2].

En la búsqueda de evidencia estadística de resonancias se usa el algoritmo BumpHunter [3]. En ausencia de excesos significativos, se procede a excluir tres tipos de señales: una señal genérica con forma de Gausiana y sección eficaz arbitraria, un modelo que predice agujeros negros cuánticos no térmicos [4], y un modelo que predice quarks excitados [5]. Se computan límites Bayesianos al 95%CL como se describe en [6].

El efecto de incertidumbres sistemáticas en los límites es evaluado. El número final de sucesos de señal seleccionados se ve afectado por incertidumbres en la luminosidad integrada (2.8%), la eficiencia del aislamiento del fotón (1.2%), la eficiencia del *trigger* (0.5%), y la eficiencia en la identificación de fotones (1.5%). Esta última incluye efectos de la extrapolación a fotones de alto p_T (0.1%) y *pile-up* (0.1%). La incertidumbres en la escala de energía de fotones y jets, 1.0-1.5% y 0.3% respectivamente, afectan tanto al número de sucesos de señal seleccionados

como a la forma de la distribución. Estas incertidumbres son tratadas como parámetros independientes en el cálculo de límites. La incertidumbre sistemática debida al modelado del fondo se estima desde 1% del numero de sucesos de fondo seleccionados a 1 TeV hasta el 20% a 3 TeV. Esta incertidumbre calculada para cada *bin* es tratada en el cálculo de límites como totalmente correlacionada, usando un parámetro que afecta a la escala de la distribución de fondo al completo.

En conclusión, la distribución de $m_{\gamma j}$ medida en los 20.3 fb^{-1} de colisiones protón-protón a 8 TeV detectados por ATLAS está bien descrita por el modelo de fondo (Modelo Estándar), y no se ha encontrado evidencia de nueva física. Se presentan límites al 95%CL calculados usando estadística Bayesiana para procesos que generan señales con forma Gausiana, agujeros negros cuánticos no térmicos, y quarks excitados. Se excluyen resonancias Gausianas de 4 TeV con una sección eficaz visible cerca de 0.1 fb. Agujeros negros cuánticos no térmicos y quarks excitados son excluidos para masas de hasta 4.6 TeV y 3.5 TeV respectivamente como puede verse en Fig. 1.

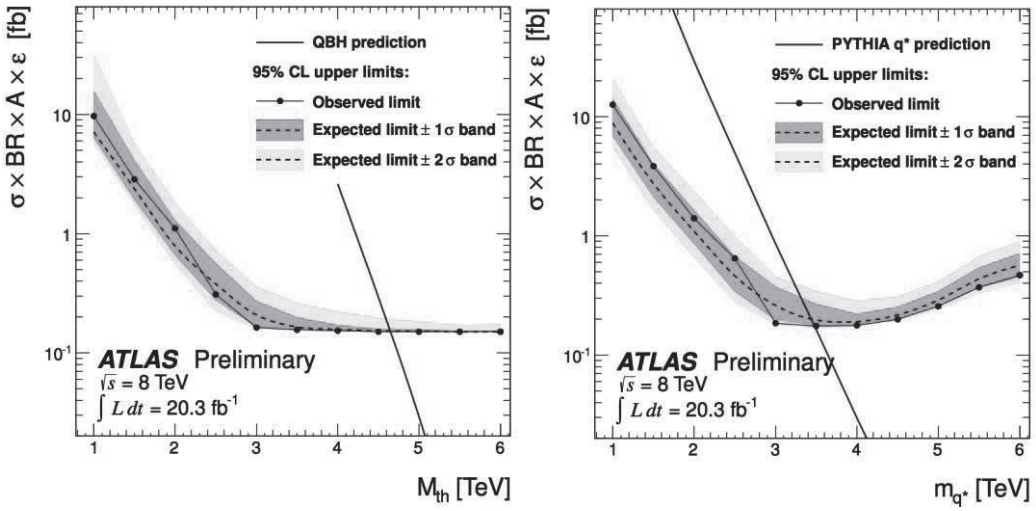


Figura 1: Límites superiores al 95% CL sobre la producción de agujeros negros cuánticos no térmicos, QBH, (izquierda) y quarks excitados (derecha) desintegrándose en γ+jet en función de la masa de la resonancia. Los puntos sobre la línea sólida negra indican la masas de la señal sobre las que se calcula el límite. También se muestran los intervalos ±1ζ (verde) y ±2ζ (amarillo) que indican la distribución de posibles resultados compatibles con la hipótesis de solo fondo. La sección eficaz visible predicha para los dos modelos aparece como una línea sólida azul.

Agradecemos el apoyo del Departamento de Física de la Universidad de Milán y del INFN. Este trabajo se ha financiado por el proyecto italiano PRIN2010 (20108T4XTM).

[1] ATLAS Colaboration, Physics Letters B, Volume 728, 20 January 2014, Pages 562-578, ISSN 0370-2693.
[2] R. M. Harris and K. Kousouris, Int. J. Mod. Phys. A 26 (2011) 5005.
[3] G. Choudalakis, arXiv:1101.0390 [physics.data-an].
[4] P. Meade and L. Randall, J. High Energy Phys. 05 (2008) 003. X. Calmet, W. Gong, and S. D. Hsu, Phys. Lett. B 668 (2008) 20. D. M. Gingrich, J. Phys. G 37 (2010) 105008.
[5] S. Bhattacharya, S. S. Chauhan, B. C. Choudhary, and D. Choudhury, Phys. Rev. D 80 (2009) 015014. U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D 42 (1990) 815.
[6] ATLAS Collaboration, J. High Energy Phys. 01 (2013) 029.

Simposio de Física Nuclear

Análisis por espectrometría gamma del agua enriquecida recuperada en la producción de [^{18}F]FDG en el ciclotrón del CHUB

M. Jurado Vargas[1,*], J. Carbajo Chaves[2], R. Sánchez Sánchez[3]

[1]Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06006, Badajoz, Spain.
[2]Servicio de Protección Radiológica y Radiofísica, Hospital Universitario Infanta Cristina, 06006, Badajoz, Spain
[3]Unidad de Radiofarmacia, Hospital Universitario Infanta Cristina, 06006, Badajoz, Spain

* mjv@unex.es

Introducción

La producción del radiofármaco [^{18}F]FDG, utilizado para el diagnóstico mediante tomografía por emisión de positrones (PET), comprende la producción del radioisótopo ^{18}F al bombardear el blanco de agua enriquecida en ^{18}O de un ciclotrón con un intenso haz de protones, mediante la reacción nuclear ^{18}O(p,n)^{18}F. El bombardeo directo del haz primario de protones, así como el campo secundario de neutrones generado en las reacciones producidas en el blanco activan los materiales del ciclotrón, contaminando el agua enriquecida con iones metálicos y subproductos radiactivos. Las impurezas presentes al entrar en el módulo de síntesis dependerán de la composición de estos materiales y de los parámetros propios de producción (energía de los protones, intensidad de corriente del haz, tiempo de irradiación y otros) [1].

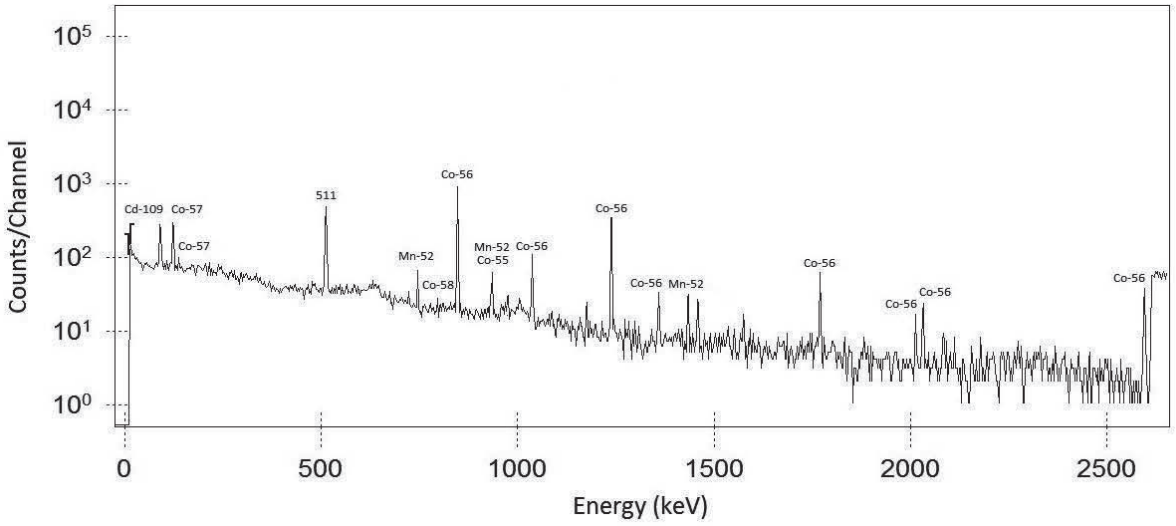
El Complejo Hospitalario Universitario de Badajoz (CHUB) cuenta con un ciclotrón MINItrace (GE Healthcare) que se emplea exclusivamente para una producción media diaria de unos 12-13 GBq de ^{18}F. El ciclotrón genera un haz de protones de 9.6 MeV con una intensidad de unos 45 μA y un tiempo de haz de 25-30 minutos, que impactan sobre la lámina de entrada de HAVAR y sobre el blanco de plata con el agua enriquecida en ^{18}O. La síntesis del radiofármaco se realiza mediante el módulo Tracerlab MXFDG, reteniéndose los iones negativos del ^{18}F, mientras que los cationes son recogidos en el agua enriquecida recuperada. Posteriormente, se eluye el fluoruro con el ^{18}F, llevándose a cabo la síntesis del producto. Tras la hidrólisis con cartucho de fase inversa, la purificación e isotonización, el producto final [^{18}F] FDG está listo.

La recuperación del agua enriquecida tiene importantes implicaciones económicas debido a su alto coste. Para su reutilización en el blanco después de ser irradiada, es necesario purificarla mediante procedimientos que no suelen estar disponibles en la propia instalación. Por ello es común que la empresa proveedora solicite la devolución del agua enriquecida recuperada tras ser utilizada. En este sentido, la legislación española, basada directamente en la de ámbito internacional, hace recaer en gran parte la responsabilidad del transporte de material radiactivo en el remitente, que deberá clasificar el tipo de remesa para determinar los requisitos de seguridad que debe cumplir. Por tanto, es obligatorio identificar las especies de radionúclidos presentes en los depósitos de agua recuperada y cuantificar sus actividades antes de autorizar el envío.

Procedimiento y resultados

En este trabajo hemos procedido a la identificación y cuantificación de las impurezas radiactivas presentes en el agua enriquecida recuperada tras la producción de [^{18}F]FDG, empleando para ello la espectrometría gamma de alta resolución. De este modo, pueden establecerse las necesidades de gestión de los residuos generados en la producción, centrándonos en el problema de transporte del agua enriquecida recuperada. Para ello, se ha empleado un detector coaxial de germanio hiperpuro tipo p de CANBERRA, con una eficiencia relativa del 20% respecto a la de un detector de NaI(Tl) de 3"x3", y una resolución en energía de 1.93 KeV, ambas referidas a la energía

de 1332 KeV del ^{60}Co. A modo de ejemplo, en la figura se ilustra el espectro gamma obtenido de una muestra tomada a la salida del módulo de síntesis para el agua enriquecida recuperada.



Varios radionúclidos (^{52}Mn, ^{55}Co, ^{56}Co, ^{57}Co, ^{58}Co, ^{95}Tc, ^{96}Tc, and ^{109}Cd) fueron identificados en muestras de agua irradiada. Las especies de Mn, Co y Tc provienen de la activación de la lámina de Havar del ciclotrón (aleación compuesta de Co, Ni, Fe, Cr, Mn, W y Mo), mientras que el ^{109}Cd proviene de la activación del blanco de plata. Ninguno de estos nucleidos fueron detectados en la muestra correspondiente al producto final [^{18}F]FDG.

La evolución temporal de las actividades y concentraciones de actividad en el contenedor de almacenamiento del agua enriquecida depende de la tasa de almacenamiento y del decaimiento radiactivo de cada nucleido. Esta evolución se ha estimado en condiciones de funcionamiento estándar para el ciclotrón asumiendo los valores de concentración de actividad encontrados para cada nucleido en una muestra de agua enriquecida tras las separación del módulo de síntesis, y una tasa de almacenamiento de 1 producción por día, equivalente a una tasa de 2 mL/día de agua enriquecida. De esta manera, el contenedor de 1L se llenaría tras 500 producciones individuales. Las actividades estimadas para el ^{56}Co y ^{58}Co alcanzan la saturación tras unas 300 producciones del ciclotrón, antes de que el depósito esté lleno, mientras que las actividades para ^{57}Co y ^{109}Cd tienen un crecimiento más lento. En cualquier caso, los valores de actividad para todos los radionúclidos son mucho menores que los correspondientes valores de exención (BSS) para su transporte [2]. La evolución de las concentraciones de actividad disminuye con el tiempo, como consecuencia de la dilución, siendo en todo momento inferiores a los correspondientes valores de exención, a excepción del ^{56}Co. No obstante, para este último nucleido, la concentración también llega a ser inferior al valor de exención (10 Bq/g) tras cerca de 200 producciones. Por tanto, todos los nucleidos identificados estarían exentos en cuanto al transporte, una vez que el contenedor con el agua enriquecida recuperada está lleno. No obstante, como medida de seguridad, el contenedor ya lleno podría dejarse almacenado en la instalación durante un año, antes de su transporte.

Este trabajo ha sido realizado gracias a la financiación recibida por el Gobierno de Extremadura (proyecto GR10160).

Referencias

[1] Bowden, L., León Vintró, L., Mitchell, P.I., O'Donnell, R.G., Seymour, A.M., Duffy, G.L., 2009. Appl. Radiat. Isot. 67, 248–55.

[2] International Atomic Energy Agency (IAEA), 2009. Regulations for the safe transport of radioactive material. 2009 Edition. Safety Series No. TS-R-1, IAEA, Vienna.

Estudio del contenido radiactivo en carbones vegetales de diversa procedencia

A.M. Carrasco Lourtau[1],M.P. Rubio Montero[1*], M. Jurado Vargas[2]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura, 06800 Mérida, España

[2]Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06006 Badajoz, España

* pilar@unex.es

Introducción

El carbón vegetal presenta usos muy variados como colorante alimentario, combustible en barbacoas o en instalaciones de producción de energía donde se quema sólo o conjuntamente con carbón mineral. En ocasiones, se tiene constancia de que algunos productores mezclan el carbón vegetal con carbón mineral por motivos económicos. Estas prácticas pueden redundar en problemas ambientales dependiendo del uso que se le vaya a dar al carbón vegetal. La calidad del carbón vegetal es una cuestión de interés primordial para garantizar la seguridad de su uso.

El objetivo de este trabajo es caracterizar el contenido radiactivo de carbones vegetales de diversas procedencias. Las vías de incorporación de trazas de isótopos radiactivos cambian si el origen es mineral o vegetal, lo que unido a factores ambientales da lugar a diferentes concentraciones según el tipo de carbón. El protocolo seguido se basa en analizar todas las muestras inicialmente por espectrometría de radiación gamma, analizando el contenido en ^{226}Ra, ^{228}Ra, ^{228}Th, ^{40}K y ^{137}Cs. En los casos en los que se detectaron concentraciones de actividad superiores dos veces al AMD (Actividad Mínima Detectable) en ^{228}Ra, ^{226}Ra o ^{228}Th, se procedió a determinar la concentración de los progenitores correspondientes por espectrometría de partículas alfa. En concreto, se han analizado las concentraciones de actividad de radionúclidos pertenecientes a las series naturales ^{232}Th (^{232}Th y ^{228}Th) y ^{238}U (^{238}U, ^{234}U y ^{230}Th).

Se han colectado muestras de carbones vegetales y minerales. Los carbones vegetales adquiridos pueden dividirse en tres grupos: *a*) carbones fabricados en condiciones controladas en nuestros laboratorios, *b*) carbones adquiridos en centros comerciales y diversos puntos de venta al público, *c*) carbones en forma de briquetas que son comercializadas para su uso en barbacoas. Hemos incluido en el estudio algunos carbones minerales de diversos rangos, cedidos por el INCAR-CSIC, para evaluar su contenido radiactivo y comparar los resultados con los obtenidos en carbones vegetales.

Todas las muestras fueron trituradas y homogeneizadas antes de su análisis, utilizando las partículas menores de 0.50mm de tamaño de grano para el estudio por espectrometría gamma, y menores de 0.25mm para las determinaciones por espectrometría alfa. Los métodos seguidos en los análisis se describen en detalle en [1] y [2].

No se hizo un estudio masivo de briquetas porque su contenido en aditivos puede desvirtuar el contenido radiactivo del carbón. Solamente se consideraron en el estudio dos briquetas de especial interés: la muestra de código M-231-10 importada como briqueta de origen vegetal, y M-38-11 importada como briqueta de origen mineral fabricada a partir de lignito.

Resultados y discusión

Las concentraciones de actividad obtenidas por espectrometría gamma y espectrometría de partículas alfa se muestran en las Figuras 1 y 2, respectivamente. En la Figura 2, las muestras nombradas con asterisco corresponden a duplicados de la misma muestra por dos métodos radioquímicos. Todas las gráficas están divididas en cuatro sectores que incluyen los tipos de carbones estudiados: I) carbones minerales, II) carbones vegetales comerciales, III) carbones vegetales fabricados en condiciones controladas y IV) briquetas.

Las mayores concentraciones de actividad correspondieron a los carbones minerales, en los cuales se observan cantidades cuantificables de todos los isótopos de las series naturales estudiadas. Entre los niveles más elevados de actividad encontrados en los carbones vegetales destaca el contenido de la muestra M-125-11, que corresponde a un carbón comercial de tipo aglomerado, y

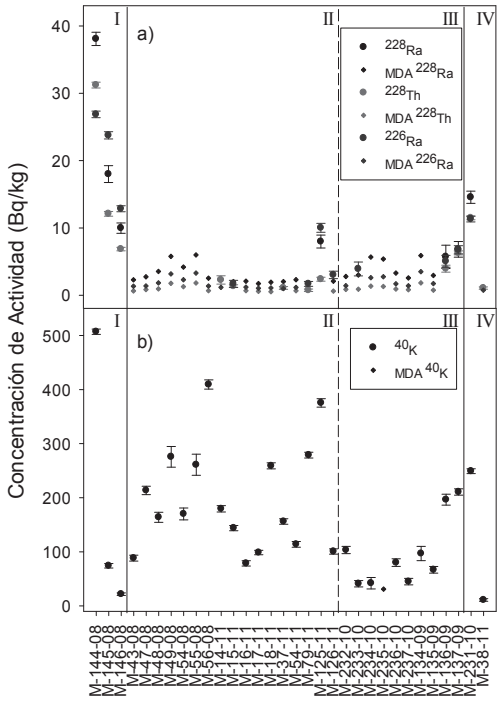
las muestras M-136-09 y M-137-09 que corresponden a un carbón producido en condiciones controladas a partir de madera de encina a 500ºC y 700ºC, respectivamente.

La briqueta M-38-11 fabricada a partir de un carbón vegetal, lignito, presentó índices más bajos de radiactividad que algunos de los carbones vegetales. La briqueta garantizada 100% vegetal (M-231-10) presenta niveles de actividad mayores incluso que algunos carbones minerales.

Un hecho destacado es que no se encontró relación entre la presencia de ^{228}Ra y ^{226}Ra (Figura 1a) con sus progenitores, destacando la ausencia de isótopos de uranio y torio (Figura 2a y figura 2b) por encima de la actividad mínima detectable, en la mayor parte de los carbones vegetales. Este es un hecho diferenciable respecto de los carbones minerales, donde es frecuente encontrar equilibrio radiactivo entre los isótopos de la cadena.

Los valores de ^{40}K obtenidos (Figura 1b) señalan una distribución aleatoria de estos niveles por lo que por sí solo, la concentración de actividad de ^{40}K no parece ser un indicador del tipo de carbón. Los niveles de ^{134}Cs y ^{137}Cs estuvieron por debajo de la actividad mínima detectable.

Se realizó un estudio de la influencia de la temperatura de fabricación en el contenido radiactivo del carbón, empleando maderas de pino (M-134-09 y M-135-09) y de encina (M-136-09 y M-137-09). En ambos casos se observó que las temperaturas empleadas (500ºC y 700ºC) para la fabricación, no influyeron en el contenido radiactivo de los isótopos estudiados.



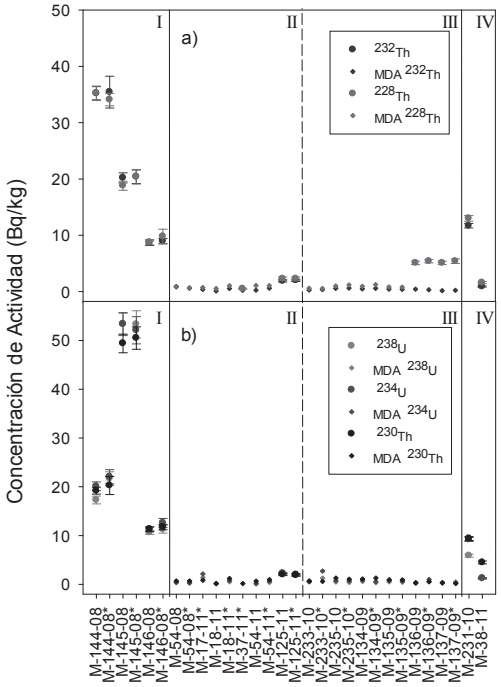


Figura 1. Concentraciones de actividad determinadas por espectrometría γ.

Figura 2. Concentraciones de actividad determinadas por espectrometría γ.

Trabajo financiado mediante el proyecto MICINN (CTM2010-17776). Los autores agradecen a A. Botet y a D.Omenat el acondicionamiento de las muestras para su análisis.

[1] A.M. Carrasco Lourtau, M.P. Rubio Montero, M. Jurado Vargas Radiation Physics and Chemistry. http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2014.12.013

[2] A.M. Carrasco Lourtau, M.P. Rubio Montero, Journal of Radioanalytical Nuclear Chemistry. Enviado a publicación.

Fraccionamiento mecánico de suelos para la asociación de la concentración de actividad de radionucleidos naturales con la textura edáfica.

C. Prieto[1], J.P. Romero[1], J.C. Lozano[1,*], P. Blanco Rodríguez[2], F. Vera Tomé[2]

[1]Departamento de Física Fundamental, Universidad de Salamanca, 37008 Salamanca, España.
[2]Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz, España

* jll390@usal.es

Introducción

En el estudio de la movilidad de radionucleidos en el medio ambiente, suelo y plantas juegan un papel fundamental. Los factores de transferencia (*TF*) suelo-planta se emplean como datos de entrada en modelos dosimétricos y sus soluciones son clave para la toma de decisiones en materia de protección radiológica [1]. Mediante la disolución del suelo la planta adquiere los nutrientes que necesita para su desarrollo, pero también agentes tóxicos entre los que se encuentran los radionucleidos que a través de las plantas son introducidos en la cadena trófica.

El modo de determinar esos *TF* todavía no está universalmente establecido, y es reconocido que los valores publicados en la bibliografía adolecen de una enorme variabilidad, en gran medida achacable a la variedad de procedimientos empleados para su obtención [2]. Resultados de estudios previos del equipo de investigación indican que los *TF* para radionucleidos de las series naturales en la transferencia suelo-plantas se determinan con mayor coherencia si se obtienen desde la fracción asequible del suelo, esto es, desde la concentración de estos radionucleidos presentes en la disolución del suelo, evaluados mediante el coeficiente de reparto, K_d [3]. Algunos de los factores más importantes que determinan esta asequibilidad son el pH y la textura, determinada a través de la distribución del tamaño de partícula [4].

Como parte integrante del procedimiento de tratamiento general de los suelos para la determinación de los K_d entre la matriz sólida y la disolución del suelo, en este trabajo se propone un método para realizar el fraccionamiento inicial de los suelos mediante cribado en seco a luz de malla definida con ayuda de una agitadora orbital, originalmente no destinada a estos fines. Se lleva a cabo la optimización, y se pretende la validación del procedimiento propuesto.

Resultados y discusión

La determinación del coeficiente de reparto entre el suelo y su disolución para un radionucleido dado requiere por lo general un cierto tratamiento inicial de la muestra sólida. El mecanizado de dicho suelo es tarea básica para lograr la homogeneización de la muestra o la selección de las fracciones del suelo significativas para el estudio, amén de otros procesos como es el secado de la muestra o la calcinación cuando convienen.

La estructura natural del suelo está ligada a su textura mediante la distribución granulométrica pero también por la conformación de agregados, que a su vez se relaciona con la composición mineralógica, los contenidos de humedad, la existencia o no de aglutinantes y un largo etcétera. Dicha estructura confiere al suelo propiedades físicas relevantes como son la porosidad o la conductividad hídrica, pero al mismo tiempo condiciona el intercambio de sustancias con la disolución del suelo. Los autores consideran muy interesante examinar la influencia que dicha textura tiene sobre el valor del K_d para radionucleidos de las series radiactivas naturales. Para ello, el suelo original debe ser fraccionado en porciones que representen diferentes tamaños de partícula (en mm): arena gruesa ($2>x>0.250$), arena fina ($0.250>x>0.063$), limos y arcillas ($0.063>x$).

Para la realización del fraccionamiento físico existen en el mercado tamizadoras que funcionan normalmente mediante movimiento horizontal circular con impulsos de golpeteo verticales (Figura 1.a). Aunque útil para la caracterización de los suelos, el procesado en húmedo puede desvirtuar algunas de las propiedades interesantes del suelo, concretamente aquellas que dependen del efecto de lixiviación que ejerce el agua o la disolución empleada en la disgregación. Por otro lado, realizando la tamización en seco con este sistema los autores han observado que una gran parte de los agregados se consolidan y se integran en fracciones superiores que a nivel de textura no les corresponde y, por tanto, en la asociación del intercambio de sustancias con la mineralogía y el tamaño de grano, los agregados actuarán de una forma que no representa la fracción en la que están contenidos. Para evitarlo se suelen disgregar mecánicamente antes del tamizado, y es común procesar manualmente la muestra con ayuda de un rodillo. Su efectividad es dudosa y cuanto menos poco reproducible.

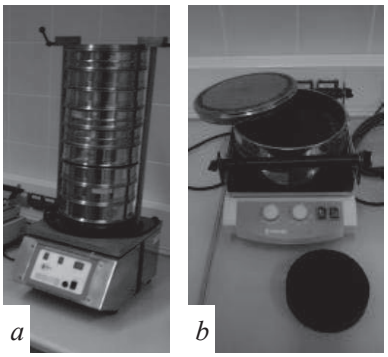


Figura 12.- Dispositivos empleados para tamizar suelo en seco: a) tamizadora

Manteniendo el interés por los métodos basados en el cribado en seco, se ha diseñado un dispositivo que emplea, además de los tamices con la luz de malla conveniente, una agitadora orbital (Heidolph, Mod. Rotamax 120) y un disco o "muela" de fabricación propia de forma cilíndrica con las paredes de goma (Figura 1.b). El beneficio perseguido es automatizar la disgregación de los agregados del suelo y al mismo tiempo realizar el cribado.

El disco debe tener el peso apropiado para aprovechar su inercia en el movimiento orbital y además provocar el rozamiento entre partículas a un nivel que conduzca solamente a la disgregación. Para los tamices empleados (22 cm de diámetro) el disco que ha producido mejores resultados tiene una masa de 980 g y una base de 12 cm de diámetro. La pared (2.5 cm de altura) ayuda a desplazar parte de la muestra para facilitar el recambio constante de partículas en contacto con la malla, mientras simultáneamente se permite el paso del material más fino.

En la Tabla 1 se aportan resultados obtenidos de aplicar la tamizadora convencional y el sistema propuesto a dos alícuotas de la misma muestra de suelo. De una muestra de suelo previamente secada al aire, se selecciona el tamaño de grano inferior a 2 mm. La muestra es tamizada en seco empleando la tamizadora y una columna de tamices para separar las fracciones de arena gruesa, arena fina y limos-arcillas. Posteriormente, cada uno de los tamices anteriores, de manera secuencial de mayor a menor luz de malla, se colocan en la agitadora orbital con el disco, manteniéndose la agitación hasta obtener masa constante. La fracción de paso se integra con la quedó del tratamiento con tamizadora y se procesa de nuevo en la agitadora orbital con el disco.

Tabla 2.- Comparación de las dos tamizadoras utilizadas sobre dos alícuotas de la misma muestra de suelo

	% de la porción de suelo < 2 mm	
Intervalos, en mm	**Tamizadora convencional**	**Agitadora orbital con disco**
[2.000 , 0.250]	45.9	22.9
[0.250 , 0.063]	28.9	15.2
[0.063 , 0.000]	25.2	61.9
TOTAL	100.0	100.0

Se observa cómo una vez finalizado el proceso con la tamizadora (peso constante en las fracciones alojadas en cada tamiz), las fracciones recuperadas y sometidas al proceso con el sistema diseñado siguen aportando material de tamaño más fino. Esto ocurre a todos los niveles de cribado ensayados.

Agradecimientos: Al Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto de referencia CTM2011-25400) y al Fondo Social Europeo de Desarrollo Regional (FEDER).

Referencias

[1] IAEA. *Technical Note-472*, 2010, JRC, Vienna, Austria.
[2] A. Hosseini, K. Stenberg, R. Avila, N.A. Beresford, J.E. Brown, *J. Environ. Radioactivity* **126** (2013) 376.
[3] P. Blanco Rodríguez, F. Vera Tomé, J.C. Lozano, *Sci Total Environ* **284** (2002) 167.
[4] F. Vera Tomé, P. Blanco Rodríguez, J.C. Lozano, *J. Environ. Radioactivity* **65** (2003) 161.

Mezcla de isospín y estudio en haz de los estados no-yrast del ^{56}Co en la TUM (Munich) con Miniball

A. Montaner-Pizá[1*], B. Rubio[1], S.E.A. Orrigo[1], J. Agramunt [1], A. Algora[1], V. Guadilla[1], D. Mücher[2], S. Reichert[2], S. Hellgartner[2], C. Bender[2], W. Gelletly[3], Y. Fujita[4], E. Ganioglu[5]

[1] Instituto de Física Corpuscular IFIC (CSIC-Univ. Valencia), Valencia, Spain
[2] Technische Universität München (TUM), Munich, Germany
[3] Surrey University, Surrey, United Kingdom
[4] RCNP, Osaka, Japan
[5] Istanbul University, Istanbul, Turkey

* ana.montaner@ific.uv.es

Introducción

Se han estudiado los estados excitados del núcleo impar-impar ^{56}Co mediante un experimento de fusión evaporación a través de la reacción ^{56}Fe(p,n)^{56}Co a diferentes energías (9, 10 y 12 MeV). Se midieron las desexcitaciones gamma de dichos estados usando el multidetector de cristales de germanio de alta resolución Miniball [1] en el Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL), en la Technische Universität München (TUM, Garching, Alemania).

El multidetector Miniball, utilizado anteriormente en REX-ISOLDE (CERN) a lo largo de 10 años, consta de una formación de 24 cristales de germanio de alta pureza, segmentados (6 segmentos por cristal) y encapsulados, posibilitando obtener una gran resolución energética y espacial. Para el experimento llevado a cabo en la TUM se utilizó parte de esa formación, concretamente 12 cristales en 4 clusters.

Motivación y resultados

El estudio fue inicialmente motivado por la observación de dos estados 0^+ en su núcleo espejo ^{56}Zn en la instalación de fragmentación GANIL [2]. Estos dos estados se pueblan mediante una desintegración β tipo Fermi y corresponden a un desdoblamiento de "Isobaric Analogue State" (IAS). Dos estados muy similares existen en el ^{56}Co, y uno de los principales objetivos de este experimento era estudiar en detalle su desexcitación electromagnética y compararla con el núcleo espejo.

A pesar de que el análisis se encuentra aún en proceso, ya se ha observado la desexcitación gamma de los dos estados 0^+ de interés que motivaron el estudio. Aparte, con nuestro experimento se ha alcanzado un nivel de sensibilidad para la desexcitación gamma de niveles del ^{56}Co mucho mayor al que se conoce a través de la literatura para estados de espín 0 hasta 6. Esto es muy importante dado que este núcleo tiene un protón menos y un neutrón más que el núcleo doblemente mágico ^{56}Ni.

Referencias

[1] Miniball: http://isolde.web.cern.ch/experiments/miniball
[2] S.E.A. Orrigo, B. Rubio, et al. *Phys. Rev. Lett.* ***112*** *(2014)* 222501.

Radioactividad natural en las aguas de pozos en la isla de Gran Canaria

A. Tejera*, H. Alonso, T. Cruz-Fuente, A. Rodríguez-González, J. González- Guerra, M.A., Arnedo, JG. Rubiano, M.C. Cabrera, F.J. Pérez-Torrado y P. Martel

Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 35017 Las Palmas de Gran Canaria, España

* e-mail: alicia.tejera@ulpgc.es

En este trabajo presentamos el índice de actividad alfa total de las aguas subterráneas de los pozos situados al noroeste de la isla de Gran Canaria. Los resultados se evaluarán, por un lado, al amparo de la ley española que establece un nivel de referencia máximo de actividad de alfa en las aguas de consumo humano de 0.1 Bq L^{-1} [1], y por otro lado, estudiando la viabilidad de dicho índice como trazador de la hidrogeología subterránea en la isla.

Los pozos muestreados son representativos del acuífero insular de Gran Canaria, acuífero que se recarga por infiltración de la lluvia en las zonas medio-altas de la isla y su descarga se produce principalmente por extracciones en pozos y galerías. El área de estudio está situada al noroeste de la isla de Gran Canaria (Fig. 1). La campaña de recogida de muestras fue realizada en el verano de 2014 en 28 acuíferos situados al noroeste de la isla de Gran Canaria. Estas aguas, una vez llegan al laboratorio, son filtradas y aciduladas para garantizar que los radionucleidos no se adsorben sobre la paredes del recipiente e inhibir el crecimiento biológico [2]. Para la determinación del índice de actividad de alfa total en las aguas subterráneas se utilizó el método de coprecipitación, siguiendo el procedimiento establecido por Suárez-Naranjo et al. (2002) [3] y por el Consejo de Seguridad Nuclear, (2006) [4]. La medida se realizó a través de detector de centelleo sólido de ZnS(Ag). La actividad alfa total (A), su incertidumbre ($u(A)$) y la Actividad Mínima Detectable (AMD) en Bq L^{-1}, se calcularon utilizando las expresiones dadas por el Consejo de Seguridad Nuclear (2006) [4]:

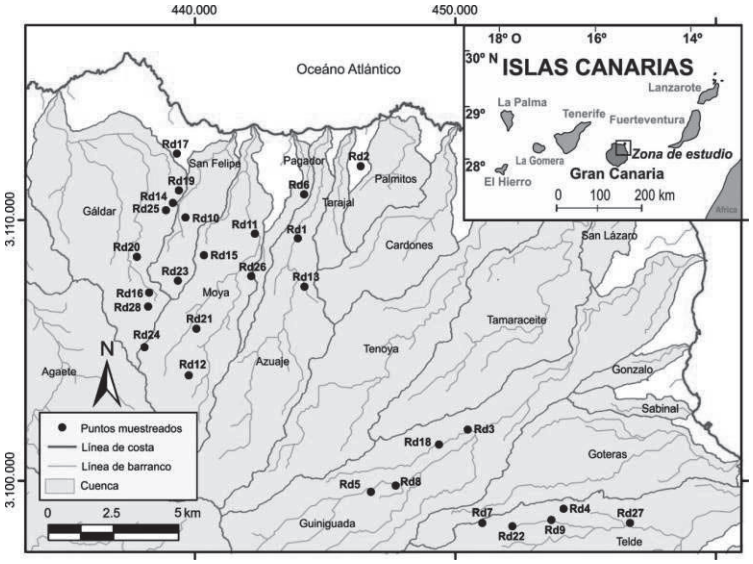


Figura 1. Localización de la zona de estudio. Los puntos indican las localizaciones del muestreo de las aguas subterráneas.

$$A = \frac{cpm_m - cpm_f}{60 \cdot E \cdot F_a \cdot V}$$

$$u(A) = \frac{2}{60 \cdot E \cdot F_a \cdot V} \cdot \sqrt{\frac{cpm_m}{T_m} + \frac{cpm_f}{T_f}}$$

$$AMD = \frac{3,29 \cdot \sqrt{\frac{cpm_m}{T_m} + \frac{cpm_f}{T_f}} + 2,7 \cdot \left(\frac{1}{T_m} + \frac{1}{T_f} \right)}{60 \cdot E \cdot F_a \cdot V}$$

donde cpm_m son la cuentas de la muestra por minuto, cpm_f las cuentas del fondo, E es la eficiencia, F_a es el factor de autoabsorción, V es el volumen en litros y T_m y T_f es el tiempo de medida de la muestra y del fondo en minutos, respectivamente.

La eficiencia fue calculada a partir de un patrón de ^{241}Am (P2177/LMRI/RN/1068) proporcionado por el CIEMAT mientras que el factor de autoabsorción se tomó de Suárez-Naranjo et al. (2002) [3]:

$$F_a = (0,00087 \pm 0,00023) \cdot w^2 - (0,072 \pm 0,012) \cdot w + (2,02 \pm 0,15)$$

donde F_a es el factor de autoabsorción y *w* es el peso final del precipitado en miligramos.

A modo de avance, en la Tabla 1, mostramos los estadísticos obtenidos de las actividades alfa medidas de las aguas de los pozos muestreados en esta primera campaña. Es de destacar que el 25% de los valores de alfa total de las muestras analizadas están por encima de la normativa española para las aguas de consumo humano. La AMD máxima obtenida es de 0,002 Bq L^{-1}, valor muy por debajo del límite de detección requerido por la directiva europea (2013) [5] para la determinación del índice de actividad alfa total (0,04 Bq L^{-1}).

Tabla 1. Estadísticos de la actividad alfa total en BqL^{-1}

	Mínima	Mediana	Máxima	Media geométrica	Media aritmética	Desviación típica
Actividad	0,004±0,001	0,045±0,004	1,46±0,02	0,052±0,004	0,189±0,005	0,362±0,004

En este trabajo, también, compararemos estos resultados con las medidas de las concentraciones de radón en las aguas realizadas por nuestro grupo en el momento de la campaña de recogida de muestras a fin de estudiar la utilidad de este índice como trazador hidrogeológico.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por las convocatorias de proyectos I+D 2009 y 2012 del Consejo de Seguridad Nuclear y parcialmente también por fondos FEDER a través de un proyecto del Gobierno de Canarias.

Referencias

[1] España, Real Decreto 140/2003, de 7 de febrero, por el que se establecen los criterios sanitarios de la calidad del agua de consumo humano. *BOE*, 21 de febrero de 2003 , núm. 45, pp. 7228-7245.
[2] N.C.Sturchio, *Appl. Geochem*. **5** (1990) 631-640.
[3] J: A. Suarez Navarro, Ll. Pujol, M.A . de Pablo. *J. Radioanalytical Nucl. Chem*. **253** (1), (2002) 47-52.
[4] CSN, 2006. Procedimientos para la determinación del índice de actividad alfa total en muestras de agua. Métodos de coprecipitación y evaporación. Informes Técnicos 11.2006.
[5] Unión Europea. DIRECTIVA 2013/51/EURATOM DEL CONSEJO de 22 de octubre de 2013 por la que se establecen requisitos para la protección sanitaria de la población con respecto a las sustancias radiactivas en las aguas destinadas al consumo humano . *Diario Oficial de la Unión Europea L 296*, 7 de noviembre de 2013, pp. 12-21.

Impacto radiológico del volcán submarino de El Hierro (Canarias)

A. Tejera[1,*], M.A. Arnedo[1], H. Alonso[1], J.M. Gil[1], R. Rodríguez[1], JG. Rubiano[1], P. Martel[1] y J.P. Bolívar[2]

[1]Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 35017 Las Palmas de Gran Canaria, España

[2]Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias Experimentales, Universidad de Huelva, Campus de El Carmen, 21007, Huelva, España

* e-mail: alicia.tejera@ulpgc.es

Las erupciones volcánicas son una fuente de radionucleidos naturales que se incorporan al medioambiente y pueden ser usados como trazadores de varios procesos volcánicos [1]. Los desequilibrios en las series del ^{238}U, ^{235}U y ^{232}Th pueden proporcionar información relevante para el análisis de las escalas de tiempo y la dinámica de los procesos magmáticos [2] [3], para datar la erupción volcánica [4], o como señal precursora de las erupciones volcánicas [5]. Además de este papel relevante como trazadores de los procesos volcánicos, es importante evaluar el impacto radiológico de los radionucleidos liberados en las erupciones volcánicas sobre el medio ambiente y la población cercana. El ^{222}Rn, responsable de la mayor parte de la radiación media anual sobre la población mundial [6], está clasificado entre los gases peligrosos que liberan los volcanes [7]. Sin embargo, no hay muchos estudios sobre el impacto radiológico de las erupciones volcánicas, por ejemplo Lanzo et al, (2010) [8] evalúa el riesgo radiológico a largo plazo, bien por habitar en zonas volcánicas, o bien por el uso de los productos volcánicos como materiales de construcción. Menos estudios encontramos sobre estos impactos radiológicos cuando la erupción es submarina, solo algunos que analizan sus efectos sobre la biota [9],[10], [11] ,[12].

En este trabajo mostramos los resultados del seguimiento de los niveles de radioactividad natural en los entornos del volcán submarino de la isla canaria de El Hierro durante la erupción (10 de octubre de 2011 al 5 de marzo de 2012) y su impacto posterior. Con este propósito, se han determinado mediantes espectroscopías alfa y gamma la composición radioisotópica de:

1. Lavas de las 6 erupciones registradas.
2. Agua marinas a diferentes profundidades del entorno del volcán durante y después de la fase eruptiva.
3. Aguas costeras durante la fase eruptiva.
4. Sedimentos costeros y submarinos durante y después de la fase eruptiva.
5. Muestras de suelos de la isla durante y después de la fase eruptiva.

Los emisores alfa fueron medidos a partir de detectores de silicio de implantación iónica (ORTEC) con una eficiencia absoluta del 25% por el grupo FRYMA de la Universidad de Huelva, mientras que los gammas se calcularon con un detector coaxial de HPGe (Canberra) de rango extendido (XtRa) con un 40% de eficiencia relativa y una FWHM de 1.1 keV a 88 keV por el grupo GIRMA de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.

Como un avance de los resultados, en la Tabla 1 se muestran los radionúclidos obtenidos mediante espectroscopía gamma de las lavas de todos los episodios eruptivos, las de la primera erupción, "restingolitas" (LV1), que flotaban y estaban caracterizadas por una parte interior blanca y una corteza exterior negra (Fig.1a), y las de las siguientes erupciones constituidas de una grandes rocas negras flotantes, bombas volcánicas (LV2-LV6), que una vez se enfriaban (desgasificaban) se hundían nuevamente (Fig.1b)

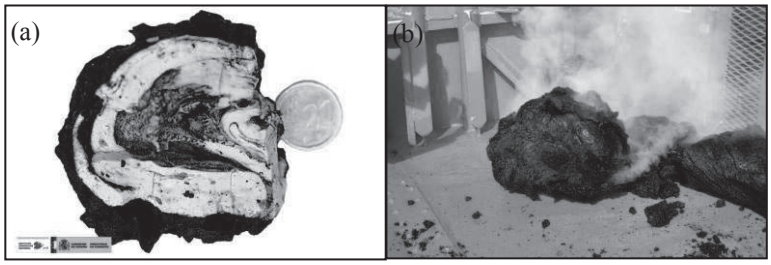


Figura 1: (a) Restingolita; (b) bomba volcánica (28-1-2012). Las imágenes están tomadas del catálogo del Instituto Nacional de Geografía (www.ign.es).

Tabla 1: Concentraciones de actividad en Bq/Kg de las lavas determinada por espectrometría gamma.

Lava	Erupción	^{226}Ra	^{210}Pb	^{228}Ra	^{228}Th	^{235}U	^{40}K
LV1	15/10/2011	171.2 ± 7.1	196.6 ± 8.8	38.8 ± 1.7	38.4 ± 2.6	21.2 ± 7.1	877 ± 39
LV2	27/11/2011	33.9 ± 1.9	22.8 ± 8.4	21.7 ± 2.3	19.6 ± 2	ND	396 ± 20
LV3	06/12/2011	33.4 ± 1.8	33.1 ± 9.2	23.1 ± 2.3	20.2 ± 1.9	ND	391 ± 20
LV4	04/01/2012	34.3 ± 1.7	34.1 ± 8	19.6 ± 1.8	20.6 ± 1.6	ND	356 ± 17
LV5	18/01/2011	32.6 ± 1.7	31.9 ± 8.7	16.9 ± 2	18.9 ± 1.7	ND	361.1 ± 18
LV6	21/01/2011	33 ± 1.7	22.1 ± 4.1	15.2 ± 1.7	20.1 ± 1.6	ND	358.7 ± 17.2

Agradecimientos

Los autores agradecen al Instituto Geográfico Nacional, en particular a María José Blanco, por las facilidades dadas durante la recogida de muestra en Diciembre de 2011. También queremos agradecer al Instituto Español de Oceanografía por proporcionarnos las muestras de agua recogidas durante la campaña oceanográfica RAPROCAN, así como a los profesores de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria Santana Casiano y González Dávila. Este trabajo ha sido financiado por las convocatorias de proyectos I+D 2009 y 2012 del Consejo de Seguridad Nuclear y parcialmente también por fondos FEDER a través de un proyecto del Gobierno de Canarias.

Referencias

[1] J. Sato. *Applied Radiation and Isotopes* **58** (2002) 393-399.
[2] K.W.W. Sims, S. Pichat, M.K. Reagan, P.R. Kyle, H. Dulaiova, N.W. Dunbar, J. Prytulak, G. Sawyer, G.D. Layne, J. Blichert-Toft, P.J. Gauthier, M.A. Charette, T.R. Elliott. *J. Petrol*. **54** (2013) 235‑271.
[3] F. Huang, C.C. Lundstron, H. Sigurdsson and Zhang, Z. *Geochim. Cosmochim. Acta* **75**, (2011) 480-503.
[4] K.B. Turner, M.K. Reagan, S.P. Turner, R.S.J. Sparks, H.K. Handley, G. Girard, C.E. Suh, *J. Volcanol. Geoth. Res*. 262 (2013) 38-46.
[5] C. Cigolini, M. Laiolo, G. Ulivieri, D. Coppola, M. Ripepe. *J. Volcanol. Geotherm. Res.* **264** (2013) 49-65.
[6] United Nations Scientific Committee on the effects of Atomic Radiation (UNSCEAR). Source and Effects of Ionizing Radiation. Report to General Assembly; Annex A: Exposures from natural sources of radiation. New York: United Nations; 2000.
[7] A. Amaral, V. Rodrigues, J. Oliveira, C. Pinto, V. Carneirto, R. Sanbento, R. Cunha, A. Rodrigues. *Sci Total Environ* **367** (2006) 123-128.
[8] G. Lanzo, S. Basile, M. Brai and Rizzo. *Radiation Measurements*. **45** (2010) 816-822.
[9] F. Boisson, JC. Miquel, O. Cotret, SW. Fowler. *Sci. Total Environ.* **281** (2001) 111–119.
[10] S. Charmasson, PM. Sarradin, A. Le Faouder, M. Agarande, J. Loyen, D. Desbruyères. J. Environ. Radioact. **100** (2009) 522–526.
[11] S. Charmasson, A.L. Fouder, J. Loyen, R.P. Cosson, P.M. Sarradin. *Sci .Total Environ.* **409** (2011) 771–777.
[12] S. Aközcan and A. Uğu. *Marine Pollution Bulletin* **68** (2013) 152–156.

Characterization of the DTAS detector and first measurements

V. Guadilla[1,*], A. Algora[1,2], J. L. Tain[1] et al.

[1]IFIC, CSIC - University of Valencia, E-46071, Valencia, Spain
[2]Inst. of Nuclear Research of the Hungarian Acad. of Sciences, H-4001, Debrecen, Hungary

* victor.guadilla@ific.uv.es

Introduction

A new modular Total Absorption Gamma-Ray Spectrometer (TAS) has been developed to be employed in the determination of β-decay intensity distributions of exotic nuclei in the Decay SPECtroscopy (DESPEC) experiment at FAIR. The spectrometer is made up of a maximum of 18 rectangular NaI(Tl) crystals of 150mmx150mmx250mm. The optimal dimensions, as well as the reflector and the mechanical protection that enclose the crystals, were determined from Monte Carlo simulations [1].

This detector was commissioned at the Gamma Spectroscopy Group laboratory in Valencia by using radioactive sources. A gain stabilization system based on a light pulser coupled to a bundle of optical fibers together with an external reference NaI(Tl) Well detector with a 137Cs source, was also successfully tested.

The commissioning at a radioactive facility was carried out with beams provided by the mass separator of the upgraded IGISOL IV at JYFL [2]. A 18-crystals configuration was used in the first measurements at IGISOL .

Characterization of the detector

In order to determine a β-intensity distribution from an experimental spectrum measured with a total absorption spectrometer, a de-convolution of the measured spectrum has to be done with the spectrometer response to the decay [3]. This response function represents the probability that a certain amount of feeding to a level gives a count in a certain channel of the experimental spectrum. It has been proved that it is possible to calculate the decay response from the responses to individual gamma-rays, as well as it has been implemented a method to de-convolute the feeding distribution [3],[4] that has been successfully applied to previous measurements [5],[6]. Since the response function is unique to each detector and each decay scheme, it has to be calculated via MC codes, with the geometry and the physics involved in the detection process. Hence, the key step in the characterization consists of simulating the calibration sources to obtain the best matching with the source measurements (as show Figures 1 and 2). For this purpose the package Geant4 has been used [7]. The electronic pileup must also be taken into account to reproduce properly the experimental spectra [8].

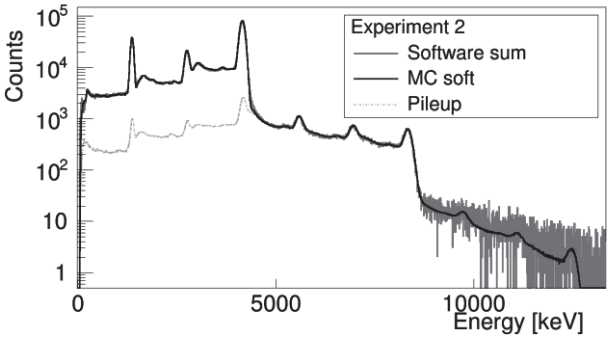


Figure 1: 24Na source experimental and simulated spectra.

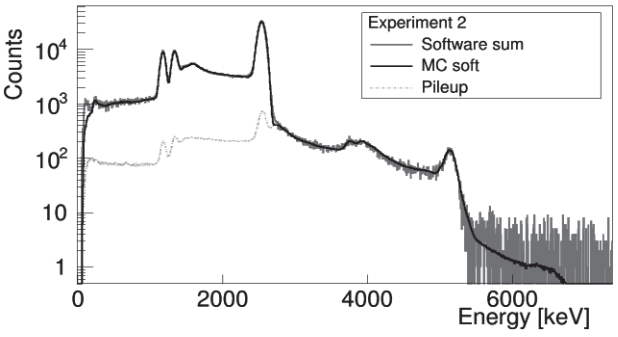


Figure 2: 60Co source experimental and simulated spectra.

First measurements

Around a dozen 235U fission products of interest in neutrino physics and reactor technology were measured in 2014 at IGISOL with the DTAS. Since the purity of the sources was a basic requirement in the measurements, the Penning trap was used to isotopically clean the beams produced by IGISOL. The nuclei of interest were implanted directly on a tape placed in vacuum at the centre of the total absorption spectrometer and in front of a plastic scintillator detector devoted to the detection of beta particles. Behind the beta detector, a SEGe detector to identify possible contaminants completed the setup. The implantation and measurement times were optimized according to the half life. The software sum of the 18-crystal was reconstructed off-line and β-γ coincidences were required in order to obtain a clean spectrum. The coincidence was done with signals above the threshold (around 60 keV for the plastic and 80 keV for the DTAS) and taking into acount the timing coincidence between both detector signals. An example of a preliminary analysis is shown in Figure 3. As in the case of the sources, the electronic pileup has to be calculated.

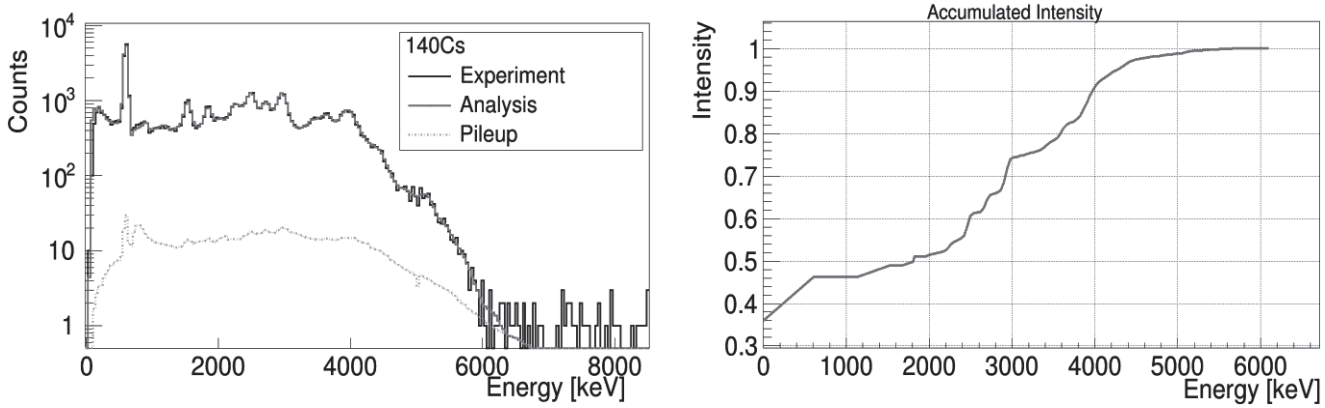


Figure 3: 140Cs β-intensity distribution extracted from the analysis (right) and experimental beta gated spectrum compared with the resulting MC spectrum calculated with these intensities.

Acknowledgments

This work has been supported by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad under the FPA2011-24553 and the AIC-A-2011-0696 Grants and by the Spanish Ministerio de Educación under the FPU program.

Referencias

[1] J.L. Tain et al., *Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of the DESPEC Beta Decay Total Absorption Gamma-Ray Spectrometer (DTAS),* (2012).
[2] T. Eronen et al., Eur. Phys. J. A 48 (2012).
[3] J.L. Tain, D. Cano-Ott, Nucl. Instrum. and Methods A 571, 728 (2007).
[4] D. Cano-Ott et al., Nucl. Instrum. Methods A 430, 333 (1999).
[5] A. Algora et al., Phys. Rev. Lett. 105, 202501 (2010).
[6] D. Jordan et al., Phys. Rev. C 87, 044318 (2013).
[7] The GEANT 4 program package; S. Agostinelli et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 506, 250 (2003).
[8] D. Cano-Ott et al., Nucl. Instrum. Methods A 430, 488 (1999).

Status of the Accelerator Mass Spectrometry facilities at the Centro Nacional de Aceleradores: SARA and MICADAS

C. Vivo Vilches[1,2,*], M. García León[1,3], J.M. López Gutiérrez[1,2], E. Chamizo Calvo[1], F.J. Santos Arévalo[1], S. Padilla Domínguez[1], G. Scognamiglio[1], M. López Lora[1], J. Alcalde García[1], J.I. Peruchena[1], I. Gómez Martínez[1], L. Agulló García[1]

[1]Centro Nacional de Aceleradores, C/ Thomas Alva Edison 7, 41092 Sevilla
[2]Universidad de Sevilla, Dpto. de Física Aplicada I, C/ Virgen del África 7, 41011 Sevilla
[3]Universidad de Sevilla, Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Avda. Reina Mercedes S/N, 41012 Sevilla

* cvivo@us.es

1. Introduction

Accelerator Mass Spectrometry technique, at first conceived for ^{14}C detection with tandem accelerator with terminal voltage higher than 2 MV, has evolved in last years, and several systems have been developed which are able to detect other very long half-life radionuclide, such as ^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl, ^{41}Ca, ^{129}I and actinides (U, Pu, Np, etc.), and using more compact and lower terminal voltage accelerators [A].

At the CNA in Sevilla, there are two AMS facilities: SARA (Spanish Accelerator for Radionuclide Analysis) is a 1 MV multi-elemental system designed by High Voltage Engineering Europa [B], and was installed in 2005; MICADAS (MIni radioCArbon DAting System) is a compact facility designed by the ETH Laboratory of Ion Beam Physics in Zurich suited only for ^{14}C detection [C], and was installed in 2012.

2. The 1 MV multi-element AMS system: SARA

The 1 MV AMS system in Sevilla is a compact facility with a footprint of 3.8 m × 6.3 m, and measurements of several typical AMS radionuclides are carried out, such as ^{10}Be and ^{26}Al, ^{129}I and actinides.

Several changes have been made during the last year in the SARA system and, at present, it consists in these parts [B]:

· A model SO-110B sputtering ion source with a sample carrousel with a capacity for 200 different cathodes, where negative ions with energy up to 35 keV are generated and focused with an Einzel lens.

· A 90º magnet injector that allows a first mass selection in the Low Energy side where different masses are sequentially injected thanks to a changing potential in order to avoid changes in the magnetic field.

· The 1 MV Tandetron™ accelerator, with two electrostatic lens systems, one each side, that allows the electrostatic potential to grow and decrease gradually while the ion is entering or leaving the accelerator tank. In the middle, the gas stripper chamber is located, where the He gas (Ar before Fall 2014) breaks molecules and strip electrons form the ions, turning their charge state from (–) to (q+).

· A 90º magnet that allows the selection of the desired mass and charge state (same $E{\cdot}M/q^2$).

· A chamber where two Faraday cups are placed: a fived one for measuring ^{12}C current, and a moveable one for other stable isotopes currents (^{9}Be, ^{13}C, ^{27}Al, ^{40}Ca, ^{127}I, and ^{238}U).

· A 120º electrostatic analyzer that avoids that ions with different mass but same $E{\cdot}M$ product get into the detector, since it makes an E/q selection.

· A new two-anode miniaturized gas ionization chamber to detect the radionuclide of interest.

In Table 1, the radionuclides studied with SARA are shown, such as the performance parameters used to detect them and the main applications we work in, or we expect to research, besides nuclear waste characterization, which is an application all radionuclides are used for. Most

Table 1
Radionuclides analyzed with the 1 MV AMS system, performance parameters and main applications for them at Centro Nacional de Aceleradores

Radionuclide	^{10}Be	^{26}Al	^{41}Ca	^{129}I	^{236}U, ^{239,240}Pu, ^{237}Np …
Low Energy side ion	$(BeO)^-$	Al^-	$(CaF_3)^-$	I^-	$(UO)^-$
Charge state	1+ / 2+	1+ / 3+	2+	2+ / 3+	3+
Transmission (%)	58 (1+)	No measurements with He stripper	42	43 (2+) / 25 (3+)	36
Background (× 10^{-15})	40	30	500-800	200	50000 (^{236}U)
Aplications (apart from nuclear waste characterization)	Geological events dating	Geological events dating	Calcium metabolism labeling (expected)	^{129}I from NFRPs and Fukushima in marine water	Actinides presence in marine water

of these applications include collaboration with other universities or with enterprises, like the National Company for Radioactive Waste, in the case of nuclear waste characterization.

3. The 200 kV ^{14}C de AMS system: MICADAS

The MICADAS system is a very compact system, whose dimensions of 2.5 m × 3 m make possible to place it within a common laboratory room. Instead of using a conventional particle accelerator, MICADAS' acceleration unit use a commercially available high-voltage power supply connected through a high voltage vacuum feedthrough. Terminal voltages up to 200 kV have been proven to eliminate background from molecular isobars to levels below 2×10^{-15}, which correspond to ages ~50.000 years), which allow radiocarbon dating of natural samples. The rest of the system has a similar configuration to that from the 1 MV system: a sputtering ion source; a 90º low energy magnet; the accelerator unit with the stripper chamber (which uses N_2 gas stripper); a 90º high energy magnet; a chamber where Faraday cups for ^{12}C and ^{13}C detection; a 90º electrostatic deflector; and the gas ion chamber where ^{14}C is detected. This detector is the same model that has been placed in the 1 MV system, which was placed in MICADAS system before.

The system is not only used to biological sample dating (archeological, for biological processes…), but also for environmental applications such as studies of ^{14}C in different parts of trees because of the nuclear tests.

4. Prospects

Experiments of He stripping made show a great improvement of transmission and suitability of ^{41}Ca detection has been proven in the last months. Knowing the relation between He stripper pressure and transmission, next step is setting the relation between the first one and background for each ion. The implementation of an absorber material for $^{13}C^+$ suppression is being studied in order to make possible detection of ions with equal M/q such as $^{26}Al^{2+}$ and $^{39}K^{3+}$.

Acknowledgements: The group is financed through the Ministry of Economy and Competitiveness project FIS2012-31853, and the Junta de Andalucía excellence project P10-FQM-5956. The AMS group at the CNA in indebted to the ETH Zürich group and to HVEE for their support and help.

References

[A] M. Suter, *Nucl. Instr. Methods* **B139** (1998) 150.
[B] M.G. Klein, D.J.W. Mous, A. Gottdang, *Nucl. Instr. Methods* **B249** (2006) 764.
[C] H.-A. Synal, M. Stocker, M. Suter, *Nucl. Instr. Methods* **B259** (2007) 7.

Crecimiento económico, energía renovable y emisiones de CO_2: la identidad Kaya y la curva de Kuznets medioambiental

José Enrique García Ramos[1,*], Antonio A. Golpe[2], Ángel Mena Nieto[3], Andrés Robalino López[4]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[2]Departamento de Economía, Universidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[3]Departamento de Diseño de Proyectos, Unversidad de Huelva, 21071 Huelva, España
[4]Escuela Politécnica Nacional, Quito, Ecuador

* enrique.ramos@dfaie.uhu.es

Introducción

En la actualidad existen múltiples factores que influyen en el nivel de emisiones de CO_2, entre las que destacan, el desarrollo económico, el crecimiento de la población, el cambio tecnológico, la estructura institucional, los modelos de transporte, los estilos de vida o el comercio internacional. Las observaciones de la concentración de CO_2 en la atmósfera muestran que las emisiones lejos de estar estabilizándose muestran un claro aumento durante el último siglo. Resulta bastante obvio que uno de los factores que está detrás de esta aumento es el continuo crecimiento económico, por tanto, el estudio de la conexión entre el crecimiento económico y las emisiones asociadas al uso de combustibles fósiles es un tema de especial interés para la comunidad científica en general y para los políticos en particular.

Por otro lado, diferentes instituciones internacionales, en concreto el Panel Intergubernamental para el Cambio Climático (IPCC), están advirtiendo sobre la necesidad de estabilizar las emisiones de CO_2 y de otros gases de efecto invernadero (GHG) para evitar un calentamiento catastrófico en el sistema climático. Por tanto, es imprescindible estudiar en detalle cuáles son las fuerzas motoras que condicionan el aumento de las emisiones de GHG.

Una de las formas habituales de analizar la conexión entre crecimiento y emisiones de CO_2 es la identidad Kaya [1], ampliamente usada, por ejemplo en los diferentes informes del IPCC. En esta identidad se relacionan de forma casi tautológica las emisiones, con la población, el producto interior bruto (PIB), la intensidad energética y los factores de emisión. Esta identidad cobra todo su sentido cuando se emplea junto con escenarios climáticos/energéticos/económicos para estimar las emisiones en el futuro próximo. Finalmente, una cuestión que surge en el marco de la identidad Kaya es si es inevitable, o no, el aumento de las emisiones ante un continuo crecimiento económico. Veremos que dependiendo de la estructura económica y del nivel de desarrollo de cada país, este continuo aumento no es inevitable, pudiendo estudiarse este punto mediante el concepto de curva de Kuznets mediambiental (EKC) [2].

El objetivo de esta contribución es presentar una modificación de la identidad Kaya en la que en lugar de trabajar con cantidades agregadas, se hace una división explícita entre sectores económicos y fuentes de energía usadas, de forma que será posible analizar el efecto que tienen cambios del mix energético o de la estructura económica sobre las emisiones futuras de CO_2 [3,4]. Para ello se diseñarán diferentes tipos de escenario para estudiar el comportamiento de las emisiones de CO2 en el medio plazo, hasta 2025. El modelo se aplicará a un país con un grado de desarrollo económico medio-bajo, como Ecuador [3,4] y a otro con un nivel alto, como España.

Metodología

Se propone una modificación de la identidad Kaya para tratar de forma desagregada la contribución al PIB de los diferentes sectores económicos, el mix energético de los distintos sectores, las diferentes intensidades energéticas y los diversos factores de emisión.

Para cada país analizado, Ecuador y España, se propondrán varios escenarios, el primero de ellos el tendencial, en el segundo simplemente se asumirá un fuerte crecimiento económico sin ninguna medida atenuadora de las emisiones, en el tercero, además del crecimiento económico

anterior, se incluirá la promoción de la energía renovable y, finalmente, en el cuarto se incluirá adicionalmente una mejora en la intensidad energética.

Con estos ingredientes será posible dar una estimación de las emisiones de CO_2 para cada uno de los escenarios propuestos.

Resultados

Una vez fijados los parámetros del modelo mediante el análisis de las series históricas de datos económicos y de emisiones y establecidos los diferentes escenarios se han calculado hasta el año 2025 las estimaciones para PIB, consumo de energía y emisiones de CO_2. En al Fig. 1 se muestran a título de ejemplo los resultados para emisiones de CO_2 en el caso de Ecuador.

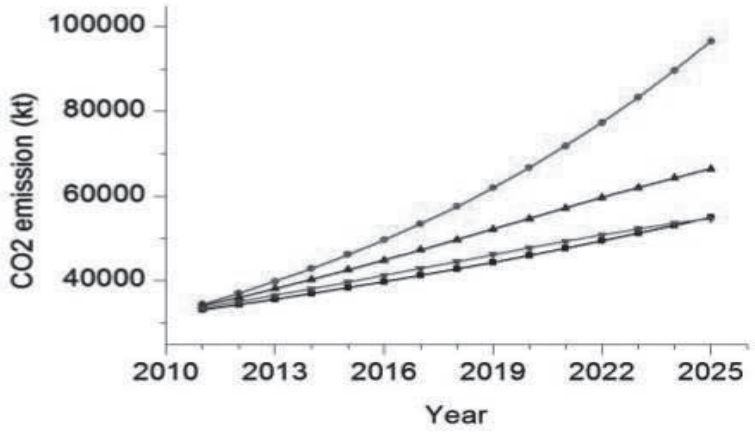


Fig. 1. Emisiones de CO2 en Ecuador en el periodo 2010-2025 bajo cuatro escenarios.

Un estudio adicional ha sido el análisis de la EKC y en concreto la determinación de la fase de la curva en que se encuentra el país para cada uno de los escenarios.

Conclusiones

Se ha mostrado cómo es posible estimar las emisiones de CO_2 asociadas al uso de combustibles fósiles con un modelo que introduce una cierta desagregación y, por tanto, permite el estudio de escenarios donde puede implementarse la promoción del uso de energías renovables, así como el efecto de la mejora de la intensidad energética.

Los resultados que se obtienen son fuertemente dependientes del país bajo estudio, pero parecen indicar que incluso ante un escenario de fuerte desarrollo económico, es posible estabilizar el crecimiento de las emisiones de CO_2 y entrar en la una fase más respetuosa con el medioambiente de la EKC [4,5]. Además, se observa cómo para reducir el crecimiento de las emisiones es igualmente efectivo promover el uso de energías renovables que disminuir la intensidad energética.

Referencias

[1] Y. Kaya, IPCC Energy and Industry Subgroup, Response Strategies Working Group, Paris, (1990).
[2] S. Kuznets, *American Economic Review* **49,** 1 (1955).
[3] A. Robalino-Lopez, A. Mena-Nieto y J.E. García-Ramos, *Energy for Sustainable Development* **20**, 11 (2014).
[4] A. Robalino-López, J.E. García-Ramos, A.A. Golpe y A. Mena-Nieto, *Energy Policy* **67,** 923 (2014).
[5] A. Robalino-López, A. Mena-Nieto, J.E. García-Ramos y A.A. Golpe, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **41**, 602-614 (2015).

Half-life of the 1p-2h intruder state in ^{65}Co

B. Olaizola,[1,2,*] L.M. Fraile,[1] H. Mach,[1,3] J.A. Briz,[4] J. Cal-Gonzalez,[1] D. Ghita,[5] U. Köster,[6] W. Kurcewicz,[7] S.R. Lesher,[8] D. Pauwels,[9] E. Picado,[1, 10] D. Radulov,[9] G.S. Simpson,[11] and J.M. Udias[1]

[1]Grupo de Física Nuclear, Facultad de Físicas, Universidad Complutense - CEI Moncloa, E-28040 Madrid, Spain

[2]Department of Physics, University of Guelph, Guelph, ON, Canada N1G 2W1

[3]BP1, NCBJ - National Center for Nuclear Research, Otwock, Poland

[4]Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, E-28006 Madrid, Spain

[5]Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania

[6]Institut Laue-Langevin, B.P. 156, 38042 Grenoble Cedex 9, France

[7]Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Hoza 69, PL 00-681 Warsaw, Poland

[8]Department of Physics, University of Wisconsin - La Crosse, La Crosse, WI 54601, USA

[9]K.U. Leuven, IKS, Celestijnenlaan 200 D, 3001 Leuven, Belgium

[10]Sección de Radiaciones, Departamento de Física, Universidad Nacional, Heredia, Costa Rica

[11]LPSC, Université Joseph Fourier Grenoble 1, CNRS/IN2P3, Institut National Polytechnique de Grenoble, F-38026 Grenoble Cedex, France

* bruno.olaizola@ucm.es

The region below ^{68}Ni has recently attracted great attention from both experimental and theoretical studies, due to the weak sub-shell closure at N=40 and Z=28, which disappears as soon as a few nucleons are added or removed. The collectivity in the region is revealed in the even-even Fe and Cr isotopes by the low energy of the first 2^+ states and the enhanced B(E2;$2^+ \rightarrow 0^+$) reduced transition probabilities, which peak at 21(5) W.u. for ^{64}Cr [1], ^{66}Fe [2] and 22(3) W.u. for ^{68}Fe [1]. These effects can only be reproduced by large-scale shell model calculations with the inclusion of the $\nu g_{9/2}$ and $\nu d_{5/2}$ orbitals.

Precise experimental information on the Co isotopes is important for understanding the nuclear structure in this region, with particular interest in the transition rates, as they can be interpreted as originating from a $\pi f_{7/2}$ proton hole coupled to its even-even Ni neighbor. With this aim, a fast-timing ATD βγγ(t) [3] experiment was performed at ISOLDE in CERN, where the β-decay chains of exotic neutron-rich Mn isotopes were measured.

In this work we report on the investigation of the low-energy structure of ^{65}Co populated in the β-decay of ^{65}Fe by means of γγ and fast-timing spectroscopy. Our ^{65}Co level scheme confirms the transitions previously observed in [4] and expands it with several new gamma rays and levels up to ~2.5 MeV. Employing the ATD βγγ (t) method, the half-lives and lifetime limits of some of the low-lying states have been measured for the first time. A level at the low energy of ~1 MeV and with a half-life in the nanosecond range has been interpreted as a proton 1p-2h intruder state from across Z=28, analogous to the isomer found in the heavier ^{67}Co [5].

[1] H.L. Crawford et al., Phys. Rev. Lett. 110, 242701 (2013).
[2] W. Rother et al., Phys. Rev. Lett. 106, 022502 (2011).
[3] H. Mach et al., Nucl. Instrum. Meth. A280, 49 (1989).
[4] D. Pauwels et al. Phys. Rev. C 79, 044309 (2009).
[5] D. Pauwels et al. Phys. Rev. C 78, 041307(R) (2008)

Medida de vidas medias de estados excitados del ^{81}Ge

V. Paziy[1]*, H. Mach[1, 2], L. M. Fraile[1] *et al.*

[1]*Grupo de Física Nuclear, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense - CEI Moncloa, E-28040 Madrid, Spain*

[2]*National Centre for Nuclear Research, BP1, ul. Hoża 69, 00-681, Warsaw, Poland*

*E-mail: vadym@nuclear.fis.ucm.es

Se ha realizado el estudio de la estructura del núcleo ^{81}Ge que se encuentra en la zona del doble mágico ^{78}Ni. El objetivo principal de nuestro trabajo es determinar el comportamiento de capas en la zona de núcleos exóticos ricos en neutrones. Una de las metas propuestas es verificar también si se produce la migración aparente de los estados de partícula independiente en la región de capas cerradas N = 50 y Z = 28. El ^{81}Ge, con Z = 32 y N = 49, posee un hueco en el orbital $g_{9/2}$ de la capa N = 50 y 4 protones fuera de Z = 28 distribuidos en la capa pf. El experimento para su obtención se realizó en la instalación de ISOLDE (CERN) dentro de una campaña de investigación de núcleos ricos en neutrones poblados por la desintegración del Zn con la técnica de coincidencias ultrarrápidas [1]. Las medidas de este tipo han proporcionado información clave para interpretar la estructura de baja energía en un gran número de núcleos exóticos. Gracias al uso de la fuente de ionización por Resonancia Laser (*RILIS*) y una línea de transferencia refrigerada de cuarzo entre el blanco de producción de ISOLDE y la fuente de iones [2] se ha conseguido producir un haz ultrapuro de ^{81}Zn. El haz se ha transportado a una estación experimental compacta que constaba de un detector beta plástico y dos detectores gamma de $LaBr_3$(Ce) con muy buena respuesta temporal y un par de HPGe de buena resolución en energía.

Los resultados presentados en este trabajo se centran en el análisis de las coincidencias β-γ y γ-γ en la desintegración beta del ^{81}Ga al ^{81}Ge. El esquema de niveles es ampliado con 10 niveles nuevos y 15 transiciones gamma con respecto al último estudio de este núcleo [3]. Junto con ello se ha podido medir un valor más preciso de la vida media del estado fundamental del ^{81}Ga. Mediante la técnica de coincidencias β-γ(t) y β-γ-γ(t) conseguimos vidas medias de primeros estados excitados del ^{81}Ge en el rango de 2 MeV. A la luz de los datos obtenidos se discute una posible asignación de spin-paridad de los niveles y se compara con los cálculos del modelo de capas.

[1] H. Mach, R.L. Gill, M. Moszynski, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 280**, 49 (1989).
[2] U. Köster *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 266**, (2008) 4229-2439.
[3] P. Hoff and B. Fogelberg, Nuclear Physics **A368**, (1981) 210-236.

Planteamientos de acciones de remedio y protocolos de actuación en lugares con altas concentraciones de radón

A. Martín Sánchez[1,*], M. J. Nuevo Sánchez[1]

[1]Departamento de Física. Universidad de Extremadura. 06006 Badajoz

* ams@unex.es

Introducción

Se está realizando un estudio detallado de las variaciones temporales de la concentración de radón en ciertos puestos de trabajos y en algunas viviendas en Extremadura. Los lugares para la realización de las medidas han sido elegidos merced a los resultados obtenidos en un estudio previo [1]. Además de estimar la dosis recibida por el personal expuesto, se pretenden llevar a cabo acciones para la disminución de las citadas concentraciones. En este sentido, si las acciones de remedio propuestas se llegaran a instaurar, se deberían realizar los correspondientes estudios de control y seguimiento, con objeto de determinar un análisis de la eficacia de las medidas correctoras.

Recientemente han sido publicadas nuevas normativas sobre la obligatoriedad de la medida de la concentración de radón en viviendas y en ciertos lugares de trabajo. Por ello, surge la necesidad de crear un protocolo que facilite el trabajo en un futuro a todas las empresas que queden obligadas a la realización de medidas de radón en interiores, como parte de la prevención de riesgos laborales, o de la protección de la salud, en general.

Metodología de trabajo

Después de la puesta a punto de todos los dispositivos de medida de radón de los que se dispone en el laboratorio, se realizó un estudio comparativo entre todos ellos, con el fin de buscar el método más significativo, económico, rápido y eficiente para estas medidas de la concentración de radón en interiores. Entre los diversos equipos utilizados figuran los enumerados a continuación:

- Cartuchos o cánisters de carbón activo, usados para determinaciones de cuarenta y ocho horas, cuando se desean resultados rápidos; tienen el inconveniente de no poder medir durante tiempos más largos y, por tanto, no poder promediar mensual o anualmente.
- Detectores de trazas, cuyo tiempo de exposición es de tres meses, para la estimación de valores medios promediados a lo largo de un trimestre, o de un año (con correcciones); tienen el inconveniente de que la tasa de pérdida de detectores es alta, teniendo en cuenta el elevado tiempo de muestreo.
- Monitores en continuo; serían los ideales, pero su precio los hace totalmente prohibitivos cuando se quieren tomar medidas simultáneamente en muchos lugares; no obstante, son los más fiables y adecuados para estudios pormenorizados en un determinado lugar.

Con la realización de este proyecto el equipo de trabajo ha pretendido continuar con la red de vigilancia radiológica ambiental de medidas de concentración de radón en interiores en la región de Extremadura, desarrollada en el proyecto anterior, ampliando las medidas también a viviendas en aquellas regiones consideradas de riesgo, informando a la sociedad de la necesidad de la realización de dichas medidas.

El grupo de investigación cuenta con un equipo de monitorización en continuo, que puede ser utilizado en algún lugar específico, pero el método que se ha seguido como procedimiento general ha sido la exposición de detectores de trazas durante tres meses en los lugares elegidos. Los detectores son de tipo CR-39 y su tratamiento y determinación han sido llevados a cabo con el conocido sistema Radosys.

El trabajo pretende quedar finalizado en dos años. En este periodo, la primera tarea ha sido la identificación de los lugares objeto de estudio, a partir de los resultados obtenidos en el proyecto anterior [1]. Se han identificado los centros donde ya se realizaron medidas y se ha estudiado la necesidad de establecer controles en algunas dependencias. Por otro lado, se ha estado llevando a cabo también la identificación de nuevos lugares, tanto de trabajo como viviendas, donde se ha considerado interesante la realización de medidas sobre las concentraciones de radón en interiores y, llegado el caso, del correspondiente seguimiento.

Las acciones de remedio propuestas dependen fundamentalmente de las características de los lugares. Pueden realizarse actuaciones arquitectónicas que mitiguen el efecto de acumulaciones importantes de radón en el interior en algunos lugares, frecuentados por público, y siempre que la realización de obras sea permisible o aconsejable. Cuando las actuaciones arquitectónicas no puedan llevarse a efecto, se deberán estudiar acciones que conlleven a fijar límites en cuanto a la permanencia de las personas en los lugares de mayor riesgo. En última instancia, y para casos en que la concentración de radón sea excesivamente elevada, el diseño de equipos de protección individual puede ser otra solución que merezca la pena plantear.

Un objetivo importante de todo este estudio es el establecimiento de un protocolo claro de actuación para los lugares donde se encuentre una elevada concentración de radón en una primera medida. De cualquier modo, es necesaria la notificación a los interesados de los resultados obtenidos, programando nuevos muestreos y determinando las posibles variaciones estacionales. La estimación de la dosis recibida por el personal expuesto es otro asunto de gran importancia. Con todos los datos, se debe plantear la ejecución de la mejor medida de remedio, cuando se considere necesaria, para cada caso. Por último, se debe realizar un control, seguimiento y evaluación de las acciones de remedio llevadas a cabo en aquellos casos en que proceda.

Agradecimientos

Este proyecto ha sido financiado por el Gobierno de Extremadura (Ref. IB13058).

Referencias

[1] A. Martín Sánchez, J. de la Torre Pérez, A.B. Ruano Sánchez, F.L. Naranjo Correa, *J. Environ. Radioact.* **107** (2012) 86.

El radón como trazador en aguas subterráneas del norte de Gran Canaria

H. Alonso[1,*], T. Cruz-Fuentes[1], J. González-Guerra[1], A. Rodríguez-González [1], M.A. Arnedo[1], A. Tejera[1], P. Martel[1], M.C. Cabrera[1], F.J. Pérez-Torrado[1], J.G. Rubiano[1]

[1]Departamento de Física. Edificio de Ciencias Básicas. Campus universitario de Tafira. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.

* e-mail: hector.alonso@ulpgc.es

Introducción

El radón es un gas noble radiactivo presente en las cadenas de desintegración de radioisótopos naturales como el ^{238}U, ^{232}Th y ^{235}U. El ^{222}Rn es el isótopo natural de radón más utilizado como trazador geoquímico natural en Ciencias de la Tierra, debido a sus casi 4 días de vida media. Las principales fuentes de ^{222}Rn son los suelos, las rocas en las que haya podido quedar atrapado y las aguas subterráneas que pueden contener sus precursores (uranio/radio) o directamente radón disuelto. El radón tiene preferencia por la fase gaseosa y su solubilidad en aguas depende de la temperatura, siendo su coeficiente de solubilidad inversamente proporcional a ella. El contenido de este gas en las aguas subterráneas depende de las características geológicas e hidrogeológicas del acuífero, de la concentración de radio en las rocas que atraviesa y de la temperatura. Los niveles de radón en las aguas subterráneas pueden ser muy altos y es rápidamente liberado cuando las aguas subterráneas entran en contacto con las aguas superficiales o con el aire. Por este motivo el radón puede ser usado como trazador en los sistemas de flujo de agua subterránea para identificar y cuantificar descargas de agua subterránea a las aguas superficiales o para intentar dilucidar el tipo de rocas por las que circula la misma [3]. En este trabajo, se han determinado los contenidos de ^{222}Rn en el acuífero noreste de Gran Canaria, a partir del muestreo de aguas subterráneas realizado en el verano de 2014. El objetivo es hacer un primer intento de uso de este gas como trazador de la hidrología subterránea en Gran Canaria.

Material y método.

El gas ^{222}Rn ha sido medido en 28 muestras de agua subterránea tomadas en la zona noreste de Gran Canaria. La medida de radón en aguas se ha realizado con un equipo AlphaGUARD PQ2000PRO.

El procedimiento de medida se basa en la espectrometría alfa del radón y sus descendientes en el aire que haya entrado en el volumen de detección de la cámara de ionización y que previamente ha sido filtrado para permitir únicamente la entrada del gas radón, ***Figura 1***.

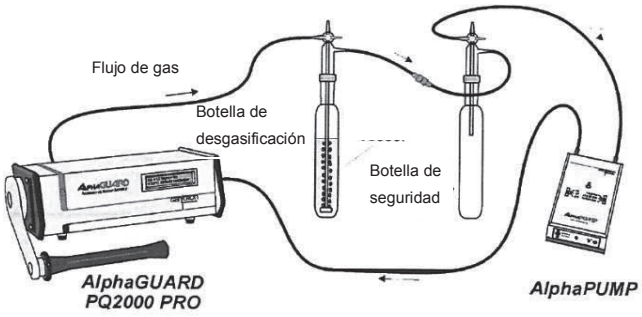


Figura 1. Esquema del montaje experimental del sistema de medida de radón en agua indicando el flujo de gas radón

El valor medido por el detector es la concentración del radón exhalado por la muestra y diluido en el aire dentro del circuito cerrado. Por lo tanto, para determinar la concentración de actividad de radón en la muestra de agua, es necesario cuantificar el efecto de la dilución en todo el volumen de aire dentro del sistema [1]. Para ello se utiliza la siguiente ecuación:

$$C_{agua} = \frac{C_{aire}\, x \left(\frac{V_{sist\,ema} - V_{muestra}}{V_{muestra}} + k\right) - C_0}{1000}$$

Resultados

Los pozos muestreados son representativos la zona norte del acuífero insular de Gran Canaria, donde la recarga se produce por infiltración de la lluvia en las zonas medio-altas de la isla y la descarga se produce por extracciones en pozos y galerías y hacia el mar [2]. Los niveles de concentración de actividad de radón en agua obtenidos varían desde 0,3 Bq/L hasta los 76,9 Bq/L, ***Figura 2***, no superando los 100 Bq/L, valor mínimo que ha establecido el Consejo de la Unión Europea en su directiva 2013/51/EURATOM de 22 de octubre de 2013, donde establece los requisitos para la protección de la salud de la población con respecto a las sustancias radiactivas en las aguas destinadas al consumo humano.

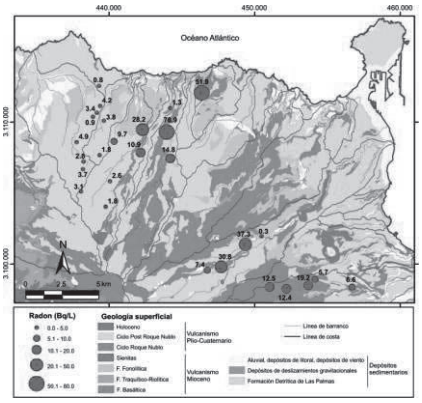


Figura 2. Resultados de la campaña de medidas de radón en aguas en Gran Canaria.

Atendiendo a la distribución espacial de los niveles de radón obtenidos, repartidos por cinco barrancos del norte de la isla, el radón permite clasificar estos resultados en tres clases o agrupamientos que explicarían el comportamiento parecido de pozos cercanos entre sí, pero situados en cuencas diferentes. En los pozos localizados más al norte se observan dos agrupamientos, pozos con bajos niveles hacia el noroeste y pozos con niveles medios y altos hacia el noreste. Los pozos ubicados hacia el este de la zona de estudio, si bien también próximos entre sí, pero en cuencas diferentes, se observan comportamientos similares, niveles de radón medios-bajos.

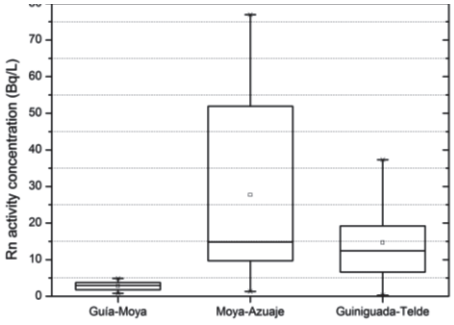


Figura 3. Distribución de los resultados por zonas, de oeste a este.

En la ***Figura 3*** se representa el diagrama de cajas y bigotes para la concentración de actividad de radón según las zonas propuestas, de oeste a este. Los niveles de la primera zona (en el oeste) son claramente inferiores a los obtenidos en la segunda y tercera (zona central y este respectivamente). Las zonas central y este presentan medianas muy similares, pero geográficamente alejadas entre sí. Los valores bajos de radón están relacionados con rocas magmáticas basálticas, materiales básicos, pobres en elementos traza y los medios-altos, con rocas magmáticas fonolíticas y riolíticas, materiales más ácidos. Para confirmar estos resultados, sería necesario acudir a otros trazadores geoquímicos o a otro tipo de análisis, como la determinación del índice de actividad alfa total, que nos informe de la presencia de radionúclidos fuentes de radón.

Agradecimientos: El presente trabajo se ha financiado a través de proyectos del Consejo de Seguridad Nuclear (CSN) en sus convocatorias de I+D 2009 y 2012 y por el Fondo Europeo de Desarrollo Regional (FEDER) mediante un proyecto de investigación (PI2007_035) concedido por Agencia Canaria de Investigación, Innovación y Sociedad de la Información del Gobierno de Canarias en su convocatoria del año 2007.

Referencias

[1] Correa, J.N., Paschuck, S. A., Perna, A., Kappke, J., Del Claro, F., Denyak, V., Schelin, H., Rocha, Z. **2011**. *Radon and radium measurement in well water at Curitiba (Pr), Brazil*. INAC 2011 (International Nuclear Atlantic Conference). October 24-28.

[2] Custodio, E., Cabrera, M.C. **2008**. *Síntesis de la hidrogeología de las Islas Canarias*. Geo-Temas. Vol. 10. 785-788.

[3] Schubert, M., Brueggemann, L., Knoeller, K., Schirmer, M. **2011.** *Using radon as an environmental tracer for estimating groundwater flow velocities in single well tests*. Water Resources Research, 47, W03512.

Accelerator Mass Spectrometry (AMS) at the *Centro Nacional de Aceleradores*: recent and future developments

G. Scognamiglio[1,*], E. Chamizo[1], J.M. López-Gutiérrez[1,2], F.J. Santos[1], S. Padilla[1], M. García-León[1,3], C. Vivo[1], M. López-Lora[1], A.M. Muller[4], J.A. García[1]

[1] Centro Nacional de Aceleradores (Universidad de Sevilla, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Junta de Andalucía). Thomas Alva Edison 7, 41092, Seville, Spain.
[2] Dpto. de Física Aplicada I, Escuela Universitaria Politécnica, Universidad de Sevilla. Virgen de África 7, 41011, Seville, Spain.
[3] Dpto. de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla. Reina Mercedes s/n, 41012, Seville, Spain.
[4] Ion Beam Physics, Paul Scherrer Institute and ETH-Zurich, 8093 Zurich, Switzerland.

*gscognamiglio@us.es

Introduction

The *Centro Nacional de Aceleradores*, located in Seville, has hosted a 1 MV Accelerator Mass Spectrometry (AMS) apparatus since 2005. The facility is known by the name of SARA, acronym for Spanish Accelerator for Radionuclides Analysis, and it is able to measure a specific family of long-lived radionuclides whose concentrations are very low in the general environment. Isotopes under study include ^{10}Be ($t_{1/2} = 1.387 \cdot 10^6$ years), ^{14}C ($t_{1/2} = 5730$ years), ^{26}Al ($t_{1/2} = 7.17 \cdot 10^5$ years), ^{41}Ca ($t_{1/2} = 1.03 \cdot 10^5$ years), ^{129}I ($t_{1/2} = 1.57 \cdot 10^7$ years) and actinides such as ^{239}Pu ($t_{1/2} = 2.41 \cdot 10^4$ years), ^{240}Pu ($t_{1/2} = 6564$ years) or ^{236}U ($t_{1/2} = 2.3 \cdot 10^7$ years).

SARA belongs to the first generation of compact AMS facilities, with accelerator terminal voltages of 1 MV and below. In such a facility, the ion source generates a negative molecular beam (X^-) through a cesium sputtering process. Then, the beam molecules are selected on their masses by a first magnet before entering the accelerator and undergoing the so-called stripping process. The accelerator is a 1 MV Tandetron and accelerates the beam into a gas-filled channel, where ions invert their charge ($X^- \rightarrow X^{n+}$) and, most importantly, molecules break up eliminating interfering species. Upon leaving the accelerator, ions are subjected to two filters: another magnet and an electrostatic deflector, which selects them on energy. Finally, the rare isotopes are counted and identified in a gas ionization chamber (GIC), while major ones are counted as a beam current in a Faraday cup placed before the electrostatic analyzer [1]. Details about the different measurement techniques for the studied radionuclides will be presented in **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** and, as an example of the applications performed at our facility, results in oceanography will be presented in **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**.

During the years 2014 and 2015, two important developments saw SARA as the protagonist. The first one consisted of changing the stripping gas from Ar to He, leading to a transmission improvement especially for heavy ions. The second advance consisted of the substitution of the GIC, originally provided by High Voltage Engineering Europa (HVEE), the company that manufactured the AMS system, with another one provided by ETH of Zurich and optimized for AMS purposes.

Improving the transmission: He gas as stripper

The transmission through the accelerator is one of the critical parameters in an AMS facility. It depends on the physics of the stripping process, on the design of the stripper channel, and the ion optics of the accelerator. So far, the AMS community has oriented many efforts in order to optimize it. The transmission for the selected charge state depends on: (i) the nature of the incoming beam, (ii) the stripper gas pressure, (iii) the stripping gas and (iv) the energy of the particles.

Because of some evidences which suggest a transmission improvement especially for heavy ions, last year the SARA stripping gas was changed from Ar to He. Even if the performances of the

facility are still under study, the measured transmission for almost every isotope results to be higher: in the case of light ions such as beryllium, it improved from a 55% to a 58%, while actinides transmission changed from 13% to 35%. Furthermore, the helium stripper makes possible the measure of rare isotopes in new charges states than argon. The drawback is the abundance sensitivity that can be achieved for the different radionuclides (i.e. minimum atomic ratio between the rare and the stable isotope that can be measured). Preliminary tests point out to a deterioration of this figure of merit compared to Ar, due to the worse vacuum conditions along the acceleration tubes with He. The advantages and disadvantages of He stripping on our facility for the different radionuclides will be discussed.

Improving the detection: a miniaturized GIC

The second advance consisted of the substitution of the existing gas ionization chamber designed by HVEE (with a total length of 32 cm) with a new one provided by ETH of Zurich (total length of 6 cm). The compact ETH detector is optimized for AMS purposes at low energies (particles of a few MeV of energy) and it is characterized by a very low noise design, resulting in an evident improvement in resolution [5]. This is essential for light isotopes which suffer from abundant interferences, as in the case of ^{10}Be and its most abundant stable isobar, the ^{10}B [6]. First results will be presented: the calibration parameters, the new values of many isotopes resolutions and first measurements.

Beyond the installation of the new GIC, a detailed study of several ways which could improve ions detection has been performed. The conclusion is that specific strategies need to be adopted for each isotope. For ions suffering interferences, such as ^{10}Be or ^{26}Al^{2+}, a so-called passive absorber could be effective, as highlighted by previous works [7] and by simulations. On the other hand, a Time of Flight detection system can have positive effects on heavier ions separation.

Acknowledgments

The AMS group at the CNA is very grateful to the ETH team for its support and help.

This project has received funding from the project FIS2012-31853 and from the European Union's Seventh Framework Programme for research, technological development and demonstration under grant agreement no 289485.

References

[1] E. Chamizo, F.J. Santos, J.M. López-Gutiérrez, S. Padilla, M. García-León, J. Heinemeier, C. Schnabel, G. Scognamiglio, **Status report of the 1 MV AMS facility at the Centro Nacional de Aceleradores**, Nucl. Instr. Meth. B (2015), http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.02.022.

[2] C. Vivo Vilches, M. García León, J.M. López Gutiérrez, E. Chamizo Calvo, F.J. Santos Arévalo, S. Padilla Domínguez, G. Scognamiglio, M. López Lora, J. Alcalde García, J.I. Peruchena, I. Gómez Martínez, L. Agulló García, **Status of the Accelerator Mass Spectrometry facilities at the Centro Nacional de Aceleradores: SARA and MICADAS**, XXXV Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Gijón, July 13-17 (2015). This meeting.

[3] M. López-Lora, E. Chamizo, M. Villa, N. Casacuberta, J.M. López-Gutiérrez, M.K. Pham, M. García-León, **Estudios de ^{236}U en el Centro Nacional de Aceleradores y sus aplicaciones en oceanografía**, XXXV Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Gijón, July 13-17 (2015). This meeting.

[4] C. Vockenhuber, V. Alfimov, M. Christl, J. Lachner, T. Schulze-König, M. Suter, H.-A. Synal, **The potential of He stripping in heavy ion AMS**, Nucl. Instr. Meth. B, vol. 284, pp. 382-386 (2013).

[5] A.M. Müller, M. Döbeli, M. Suter, H.-A. Synal, **Performance of the ETH gas ionization chamber at low energy**, Nucl. Instr. Meth. B, vol. 287, pp. 94-102 (2012).

[6] A.M. Müller, M. Christl, M. Döbeli, P.W. Kubik, M. Suter, H.-A. Synal, **Boron suppression with a gas ionization chamber at very low energies (E < 1 MeV)**, Nucl. Instr. Meth. B, vol. 268, pp. 843-846 (2010).

[7] J. Lachner, M. Christl, A.M. Müller, M. Suter, H.-A. Synal, **^{10}Be and ^{26}Al low-energy AMS using He-stripping and background suppression via an absorber**, Nucl. Instr. Meth. B, vol. 331, pp. 209-214 (2014).

Evaluación del equivalente de dosis neutrónica en tratamientos de protonterapia.

M. Romero-Expósito[1,*], O. Ortega-Gelabert[1], C. Domingo[1], L. Stolarczyk[2], P. Olko[2] and R.M. Harrison[3]

[1]Grup de Recerca en Radiacions Ionitzants, Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, España.
[2]Instituto de Física Nuclear PAN, Radzikowskiego 152, 31-342, Cracovia, Polonia.
[3]Universidad de Newcastle upon Tyne, Tyne and Wear NE1 7RU, Newcastle upon Tyne, Reino Unido.

* mariateresa.romero@uab.cat

Introducción

Actualmente existe una clara preocupación por estudiar la dosis recibida fuera del propio campo de tratamiento, la llamada dosis periférica, por los pacientes de radioterapia. La problemática surge a raíz de observarse, dado el aumento de la esperanza de vida de los pacientes, una incidencia no despreciable de aparición de un segundo cáncer, sin relación alguna con el inicial. En los últimos años el trabajo del *Grup de Recerca en Radiacions Ionitzants* de la Universidad Autònoma de Barcelona (UAB) ha centrado sus esfuerzos a la evaluación de la componente neutrónica de dicha dosis periférica. En el ámbito de la radioterapia convencional, empleando haces de fotones, se ha desarrollado una metodología que permite esta evaluación de manera sencilla [1,2]. Sin embargo, dado que el uso de haces de protones se está extendiendo, se hace necesario realizar nuevos estudios de las dosis neutrónicas en este escenario.

En este trabajo se presentan resultados de la medidas realizadas en el *Centro di Protonterapia* de Trento durante una campaña del *Working Group 9* (*Radiation dosimetry in radiotherapy*) del *European Radiation Dosimetry Group* (EURADOS).

Material y métodos

Un maniquí de agua, con paredes de metacrilato, se irradió uniformemente usando un *pencil beam* de protones de 3 mm de diámetro cubriéndose un volumen de 10 x 10 x 10 cm^3 con una dosis de 40 Gy. Se prepararon tubos estancos en los que alojar los dosímetros y fueron insertados dentro del agua a distintas distancias y profundidades (Fig. 1).

Para las medidas se empleó el dosímetro de la UAB basado en el polímero CR-39 [3]. Este dosímetro permite evaluar fluencias neutrónicas y presenta una respuesta relativamente plana en un amplio rango de energías, desde los neutrones térmicos hasta neutrones rápidos. Tras irradiarse, el CR-39 es revelado electroquímicamente con un procedimiento estandarizado [3] para, posteriormente, determinar la densidad de trazas N mediante un procedimiento de lectura semi-automático [4].

La fluencia neutrónica Φ se calcula a través de un factor de respuesta promedio $\bar{R}_{\Phi}$ que se obtiene teniendo en cuenta las respuestas en cada rango energético pesadas por la proporción de neutrones de dicho rango en el punto específico de medida.

Una vez obtenida las fluencias, el equivalente de dosis neutrónica se evalúa empleando la siguiente ecuación:



Figura 1. Colocación de los tubos con los dosímetros alojados en el interior del maniquí de agua empleado en las irradiaciones. La flecha indica el plano en el que se encuentran el conjunto de tubos para los que se presentarán

$$H = \Phi \cdot \int_E Q(E) \cdot k(E) \cdot \frac{d\varphi(E)}{dE} \cdot dE \quad ,$$

donde *Q(E)* es el factor de calidad de la radiación como función de la energía, *k(E)*, el factor de kerma y $\frac{d\varphi(E)}{dE}$, el espectro energético unitario. *Q(E)* y *k(E)* pueden encontrarse tabulados en la literatura.

Adicionalmente, dado que para calcular R_Φ y *H* se requiere el cálculo de la distribución energética de la fluencia de neutrones en cada uno de los puntos de medida, se llevó a cabo una simulación Monte Carlo de la irradiación empleando el código MCNPX-2.7.0 [5].

Resultados y discusión

La Fig. 2 muestra los equivalentes de dosis evaluados por los dosímetros colocados en el plano indicado en la Fig. 1. Esta dosis es del orden del mSv/Gy alrededor del volumen tratado y decae hasta las centésimas de mSv/Gy a medida que nos alejamos lateralmente del campo.

Teniendo en cuenta que las dosis de tratamiento son del orden de decenas de Gy, nos encontramos que en zonas próximas al volumen tratado los órganos pueden recibir una dosis nada despreciable de decenas de mSv.

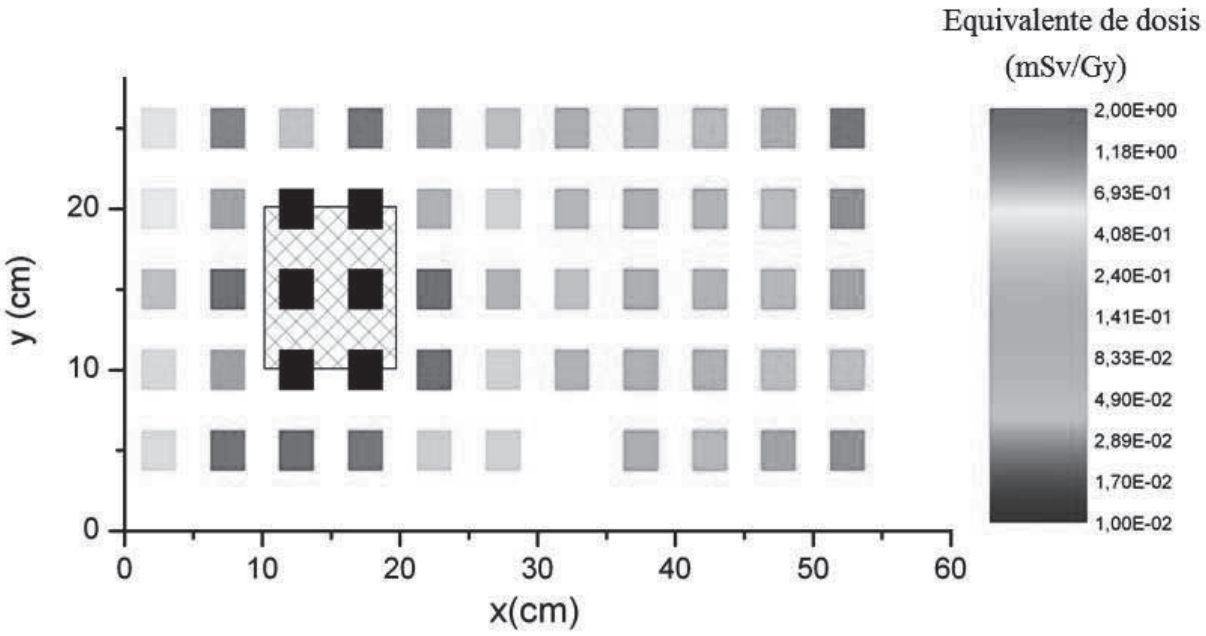


Figura 2. Equivalentes de dosis en el plano indicado en la Fig. 1. Los dosímetros en negro se saturaron por estar dentro del campo de tratamiento (indicado con el cuadrado).

Los autores querrían agradecer la contribución de M. Schwarz del *Centro di Protonterapia* de Trento y del equipo del *WG9* de *EURADOS*.

Referencias

[1] F. Sánchez-Doblado *et al*, *Phys. Med. Biol.* **57** (2012) 6167.
[2] M. Romero-Expósito *et al*, *Med. Phys*. **42** (2015) 276.
[3] MJ García *et al*, *Radiat. Meas*. **40** (2005) 607.
[4] K Amgarou *et al, Radiat. Meas.* **33** (2001) 203.
[5] DB Pelowitz *et al*, "MCNPX™ USER'S MANUAL", Los Alamos National Laboratory, 2011.

Low energy proton dosimetry with EBT3 Gafchromic films

M.C. Battaglia[1], D. Schardt[2], J. M. Espino [1,3], M. I. Gallardo[3], J. M. Quesada[3], D. Guirado[4], A. M. Lallena[5], H. Miras[6], M. Villalobos[7], A. Tornero[4], J. Torres[4], M. A. Cortés-Giraldo[3]

1. National Centre of Accelerators (CNA), 41092 Seville, Spain.
2. GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research, 64291 Darmstadt, Germany
3. Department of Atomic, Molecular and Nuclear Physics (FAMN), University of Seville, 41012 Seville, Spain.
4. University Hospital San Cecilio, 18012 Granada, Spain.
5. Department of Atomic, Molecular and Nuclear Physics, University of Granada, 18012 Granada, Spain.
6. University Hospital Virgen Macarena, 41009 Seville, Spain
7. Department of Radiology and Physical Medicine, University of Granada, 18012 Granada, Spain.

* mbattaglia@us.es

Introduction

Radiotherapy, involving both photons and charged particles, is a technique widely used in cancer treatment that is in continuous progress. It is important to widen the knowledge of both basic biological and physical aspects involved in this therapy. In this context, the authors of this work are aiming to study the damage produced by proton irradiation in cells using the 3MV Tandem Accelerator installed in the National Center of Accelerators (CNA) in Seville, Spain. The first task of this research work is to provide a proton beam with low and homogeneous intensity in a wide area, in order to assure a uniform dose delivery onto the whole cell sample surface. For this purpose, one of the beam lines of the Tandem has been modified and different methods to measure the dose delivered to the cells are being set up.

Characterization of EBT3 Gafchromic films

In order to study the homogeneity of the beam and the dose deposited by protons, dosimetric studies with Gafchromic films have been carried out. Such films are widely used for the dosimetry of external radiotherapy beams and brachytherapy sources. The EBT3 Gafchromic films are a new technology of radiochromic films, which present a symmetric structure (Fig.1) and are calibrated to estimate the dose delivered by radiation. Fig.2 shows an example of radiochromic film after being exposed to proton irradiation with several absorbed doses.

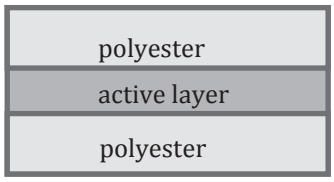


Figure 1: transversal view: EBT3 technology

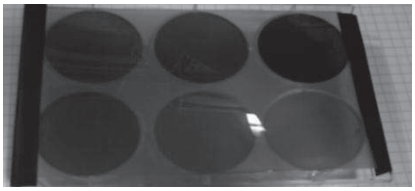


Figure 2: EBT3 film after exposure to radiation.

An important goal of this work is to calibrate in absolute dose the Gafchromic films for proton energies in the region of the Bragg curve, where the linear energy transfer (LET) effects are more significant for radiobiology studies. As an illustration of this study, the response of a radiochromic film irradiated with protons accelerated to 5 MeV and scattered by a gold foil, for 3 different doses, is reported in Fig. 3. In these conditions, the protons reach the active layer with an energy of 1.3 MeV, which is outside the Bragg peak. The intensity profiles are highly uniform in all three cases. Such profiles are obtained by means of a EPSON 700 V photo scanner installed at CNA and dedicated to the analysis of Gafchromic films while, the public domain software ImageJ allows to extract the response profiles along X and Y directions. Dose calibration of EBT3 films implies associating an output (intensity) of the scanner to a dose value. This can be done through a calculation using the charge measured by an Ionization Chamber (IC). The comparison, for various

irradiations, of these values of doses with those obtained by employing the dose calibration for clinical photons are presented in Fig. 4, for the same energy mentioned above.

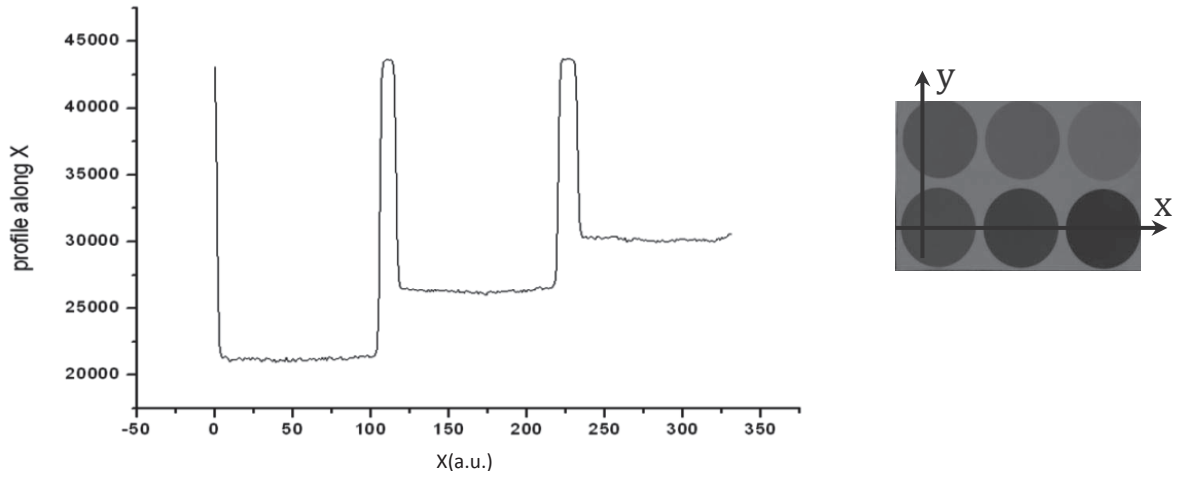
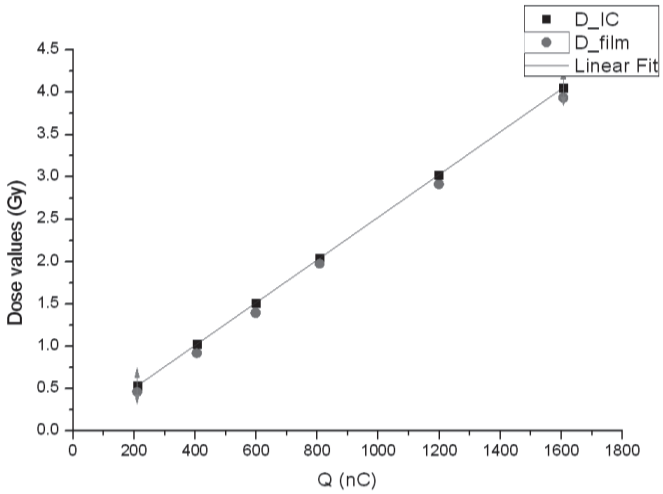


Fig. 3: profile along X of the response of the film after being irradiated



Q (nC)	D_IC (Gy)	D_film (Gy)	D_IC/D_film
210	0.53	0.46	1.15
405	1.02	0.92	1.11
598	1.51	1.39	1.08
807.9	2.04	1.98	1.03
1198.5	3.03	2.91	1.04
1606.24	4.05	3.94	1.03

Fig.4: comparison between the dose values obtained with the photon calibration of EBT3 and the dose values obtained with the IC measurements for proton irradiation.

Conclusions

The EBT3 film, for the proton energies studied, shows a linear response in the dose region 1-4 Gy and therefore is a useful dosimeter. Furthermore, the absolute doses obtained from the photon calibration of the films and independently deduced from measured proton fluences (IC-charge) agree within 5-10%, which means that the dose deposition of protons appears to be similar as for photons. The study for proton energies in the Bragg peak region is in progress.

Bibliography

[1] A. Niroomand-Rad et al. "Radiochromic film dosimetry", *Medical Physics*, vol **25**, November 1998.
[2] D. Guirado et al. "Low dose radiation hyper-radiosensitivity in multicellular tumour spheroids, *The British Journal of Radiology*, **85**, 1398-1342 (2012).
[3] M. Müller "Physical and biological characterization of light ionizing radiation", Diploma thesis, University of Darmstadt, December 2004.

Determinación de la concentración de radioisótopos ambientales y de la exhalación de ^{222}Rn en materiales de construcción de la provincia de Las Palmas

J.G. Rubiano[1], H. Alonso[1,*], J. González-Guerra[1], E. Gutiérrez-Labory[2], M.A. Arnedo[1], A. Tejera[1], P. Martel[1]

[1]Departamento de Física. Edificio de Ciencias Básicas. Campus universitario de Tafira. ULPGC
[2]Departamento de Expresión Gráfica y Proyectos Arquitectónicos. Edificio de Arquitectura. Campus universitario de Tafira. ULPGC

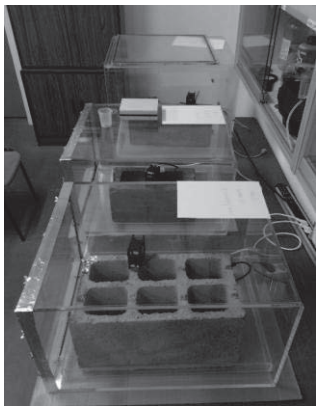
* e-mail: jesus.garciarubiano@ulpgc.es

Introducción

El ^{222}Rn constituye la mayor fuente de exposición natural a las personas (50% del total de radiación natural) [1]. La peligrosidad de la exposición a altas concentraciones de radón, no proviene de este gas en sí, sino de su progenie (descendientes) que son elementos emisores de partículas α en estadio sólido, que se fijan al tejido pulmonar radiándolo. La exposición al radón ocurre principalmente por inhalación en recintos deficientemente ventilados, también pueden asimilarse el radón y sus descendientes por ingestión, bien sea disuelto en agua o bien a través del consumo de vegetales y muy notablemente con el tabaco. El principal foco de radón es el terreno en el que se generará ^{222}Rn-^{220}Rn a partir de las cadenas de desintegración del ^{238}U y ^{232}Th presentes de forma natural en suelos y rocas [2]. El radón del suelo penetra en las edificaciones, a través de grietas de los cimientos, las paredes, huecos pared/cañería en incluso por las propias cañerías de los cuartos de baño, así como por difusión a través de los cerramientos en contacto con el suelo. Otros focos de radón son los materiales utilizados en la construcción de las viviendas, especialmente cementos de bajo coste y calidad realizados a base de escorias de la industria metalúrgica. La concentración de radón en el interior del edificio crece en función de la porosidad de los materiales utilizados en su construcción.

Material y método

Dado el carácter insular del territorio muchos de los materiales de construcción utilizados proceden del exterior y es necesario un control radiológico de los mismos. En colaboración con el departamento Expresión Gráfica y Proyectos Arquitectónicos han sido recopiladas doce muestras de bloques estándar, bloques representativos de los usados en las Islas Canarias y muestras de los materiales constituyentes del cemento más usado (puzolana, yeso, clinker, arena y sulfato ferroso), además del propio cemento. También nos han puesto a disposición tres muestras de gravas, de diferente tamaño, de origen fonolítico proveniente de una cantera del sur de la Isla de Gran Canaria. Para caracterizar estos materiales, el grupo GIRMA dispone de tres cámaras de acumulación construidas en metacrilato, una primera de 150 L de capacidad y paredes de 10 mm de grosor, y otras dos cámaras de acumulación, también construidas en el mismo material, con una capacidad de 135 L, con paredes, también, del mismo grosor que la primera, ***Fig. 1***.



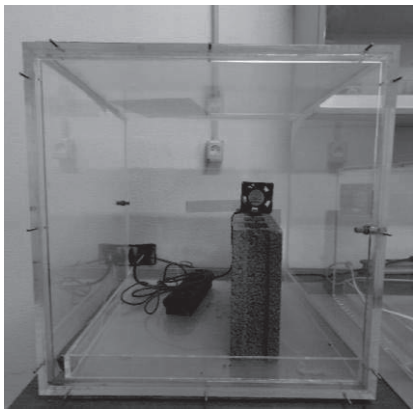


Figura 1. Cámaras de acumulación de ^{222}Rn. Laboratorio de detectores del grupo GIRMA.

Las tres cajas de acumulación poseen la misma bandeja portamuestras, de 0,31 m^2 de superficie, que permite analizar tanto bloques como gravas. El procedimiento consiste en caracterizar cada muestra mediante la tasa de exhalación a partir de las curvas de acumulación de radón exhalado en una caja herméticamente cerrada. Posteriormente, tras convertir las muestras de bloques en grava, se obtendrá las concentraciones de distintos radioisótopos como ^{226}Ra, ^{232}Th y ^{40}K. Se repetirá el proceso de acumulación de radón en las cámaras para este nuevo estado de agregación. Para la obtención de las curvas de acumulación de radón se están utilizando medidores portátiles de radón en continuo SARAD-SCOUT. Este equipo mide la concentración de radón en el aire, actualizando los datos cada hora.

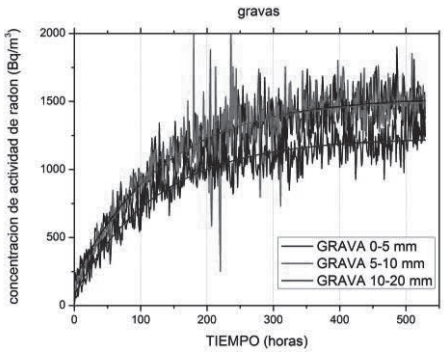


Figura 2. Curvas de acumulación obtenidas para los tres tipos de gravas fonolíticas.

Resultados

La tasa de exhalación de la muestra se define como el flujo de actividad de radón que atraviesa la intenfase muestra-aire, depende de la concentración de radón en la cámara de acumulación y disminuye a medida que aumente la concentración en la cámara de acumulación [3]. Del ajuste de las curvas obtenidas, ***Fig. 2***, podremos estimar la tasa de exhalación por unidad de superficie de la muestra [4,5].

$$E = \frac{C_{Rn}^{sat} \lambda_{eff} V_C}{S}$$

Tabla 1. Resultados obtenidos para las muestras de gravas fonolíticas.

ID	Masa (kg)	Superficie (m^2)	Exhalación ($Bqm^{-2}h^{-1}$)
GRAVA 0-5	12,46 ± 0,01	0,31 ± 0,02	5,5 ± 1,0
GRAVA 5-10	12,13 ± 0,01	0,31 ± 0,02	5,4 ± 1,0
GRAVA 10-20	14,27 ± 0,01	0,31 ± 0,02	4,4 ± 0,8

Agradecimientos: El presente trabajo se ha financiado a través de proyectos del Consejo de Seguridad Nuclear (CSN) en sus convocatorias de I+D 2009 y 2012 y por el Fondo Europeo de Desarrollo Regional (FEDER) mediante un proyecto de investigación (PI2007_035) concedido por Agencia Canaria de Investigación, Innovación y Sociedad de la Información del Gobierno de Canarias en su convocatoria del año 2007.

Referencias

[1] A. Baeza, E. Navarro, C Roldán, J.L. Ferrero, D. Juanes, J.A. Corbacho and F.J. Guillén **103** (2003) *Indoor radon levels in buildings in the autonomous community of Extremadura (Spain). Radiation Protection Dosimetry* 263–8.
[2] L.S. Quindós, P.L. Fernández, C. Sainz, I. Fuente, J. Nicolás, L. Quindós, J. Arteche. 99. (2008*) Indoor radon in a Spanish region with different gamma exposure levels. Journal of Environmental Radioactivity 1544-1547*
[3] N.P. Petropoulos, M.J. Anagnostakis, S.E. Simopoulos. **272** (2001). Building materials radon exhalation rate: ERRICCA intercomparison exercise results. *The Science of the Total Environment*. 109-118.
[4] I. López-Coto, J.L. Mas, E.G. San Miguel.J.P. Bolivar and D. Sengupta. **67** (2009) *A comparison between active and passive techniques for measurements of radon emanation factors. Applied Radiation and isotopes.* 849-853.

[5] L. Zhang, X. Lei, Q. Guo, S. Wang, X. Ma and Z. Shi. **32**. (2012) *Accurate measurement of the radon exhalation rate of building materials using the closed chamber method. Journal of Radiological Protection. 315-323*

Optimized Monte Carlo dose calculation for superficial low energy X-rays intraoperative radiation therapy

P. Ibáñez[1]*, M. Vidal[1], L. Parent[2], M. Goubert[2], P. Guerra[3] and J.M. Udías[1]

[1]Grupo de Física Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, CEI Moncloa, Madrid, Spain
[2]Institut Universitaire du Cancer, SIMAD laboratory, Toulouse, France
[3]Department of Electronic Engineering, Universidad Politécnica de Madrid, CEI Moncloa, Madrid, Spain

* pbibanez@ucm.es

Introduction

Low energy X-rays Intra-Operative Radiation Therapy (XIORT) is increasingly used in oncology (ex: INTRABEAM®, Carl Zeiss, and Axxent®, Xoft), predominantly for breast cancer treatments with spherical applicators [1]. However, little information is available about dose distributions for INTRABEAM® surface and flat applicators used in treatments such as skin or gastrointestinal cancer, as only a few institutions are involved in XIORT for flat tumor beds [2].

This study proposes a fast and precise method to calculate Monte Carlo (MC) dose distribution from a previously stored full database of Monte Carlo monochromatic phase space files (PHSP) and percentage depth dose profiles (PDD) in the case of flat and surface applicators.

Materials and Methods

A detailed geometry of the device which describes the observed general features of the dose produced by standard flat and surface applicators has been simulated with penEasy [3]. A set of monoenergetic PHSP, covering the range of the particle spectrum coming from the device, and the corresponding PDD, have been generated only once and stored, one for each energy up to 50 keV. This requires a computing time of several CPU-days. Each PHSP is binned [4] in the type of particle, energy, axial angle and radial position, which are the relevant degrees of freedom of the problem.

After that, our procedure consists of two consecutive phases. In phase one, the energy spectrum is considered as a fitting function. A generic spectrum composed by a Bremsstrahlung tail and characteristic X-rays, whose general features were derived form a realistic MC simulation of the X-ray source, is fine-tuned by means of a genetic algorithm [5] until it describes the experimental PDD of any given applicator. In phase two, the previously simulated monoenergetic PHSP are combined with weights given by the energy spectrum derived in phase one, to build the resulting PHSP optimized to describe the dose distribution of the considered applicator. These two phases are performed for each individual applicator. This takes a couple of minutes of computation time in a single core (i7@2.5 GHz) PC.

From the final optimized PHSP, the dose is computed either by penEasy or by an in-house hybrid (MC and analytical) algorithm [6] which takes into account condensed history simulations of both photoelectric and Compton interactions for X-rays up to 50 keV. To validate the method, we compared the computed dose distributions with measurements first in water, then in homogeneous and heterogeneous media (lung, bone, air).

Results

The spectrum generated by the genetic algorithm performs an accurate fitting to the experimental PDD. Dose distributions computed with the proposed strategy from the optimized PHSP are in good agreement with the measurements performed at the Institut Universitaire du Cancer (Toulouse, France) with both flat and surface applicators. As mentioned before, computation time for building the fitted PHSP is below 3 minutes in a single core PC.

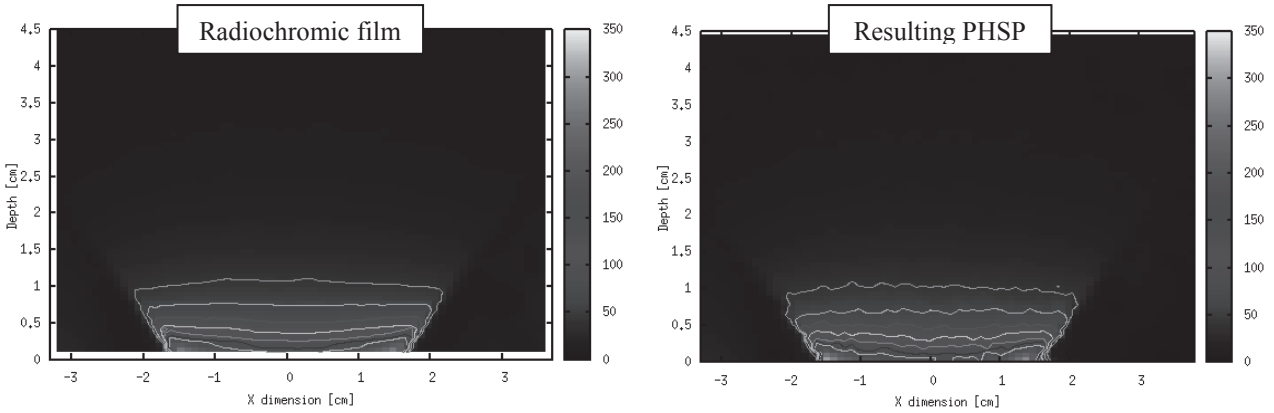


Figure 1. Dose comparison in water for a 3 cm diameter flat applicator. More than 95% voxels with gamma index < 1 for the 2 % - 1 mm criteria (5% threshold)

Conclusions

The dose calculation process presented in this work is fast, flexible and accurately enough for XIORT planning. This method is being implemented in Radiance® (GMV SA, Spain), a powerful IORT Treatment Planning System [7], for all INTRABEAM® (Carl Zeiss) applicators and can be used for a wide range of clinical indications.

This work is supported by Comunidad de Madrid (S2013/MIT-3024 TOPUS-CM), Spanish Ministry of Science and Innovation (FPA2010-17142), Spanish government (XIORT grant IPT-2012-0401-300000, ENTEPRASE PSE-300000-2009-5 and PRECISION IPT-300000-2010-3), and by CPAN, CSPD-2007-00042@Ingenio2010. Calculations were performed in the "Clúster de Cálculo de Alta Capacidad para Técnicas Físicas" and at EOLO, the cluster of the Laboratory for Global Change, funded in part by UCM and in part by the Spanish Government within the Campus of International Excellence actions, also funded in part by UE under the FEDER program. This is a contribution to the International Excellence Campus of Moncloa.

References

[1] J.S. Vaidya *et al*. 2010. TARGIT-A trial. Lancet, **376**, 91-102.
[2] F. Schneider *et al*. 2014. J Appl. Clin. Med. Phys. **15**, 4502.
[3] J. Sempau *et al*. 2011. Med. Phys. **38**(11), 5887.
[4] E. Herranz, *et al.* 2015. Phys. Med. Biol. **60**(1):375-401.
[5] C. Fernández-Ramírez *et al*. 2008. Phys. Rev. C **77**(6), p. 065212.
[6] M. Vidal *et al.* 2014. Radiother. Oncol. **111**(S.1):117-118.
[7] J. Pascau *et al.* 2012. Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. **83**(2), 287-295.

Characterization of electron fluence in tungsten x-ray converters

G. Hernández[1,*], F. Fernández[2]

[1]Departamento de Física Fundamental, USAL, 37008 Salamanca España
[2]Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas, USAL, 37008 Salamanca España

* guillehg@usal.es

Introduction

Models for photon production in x-ray converters are widely used in literature with applications to medical imaging[1-3] or radiation dosimetry[4,5]. Thus, more accurate models yield better imaging properties or better dosimetric knowledge. A very influential factor on their accuracy is the description of the electron penetration in the target, as any error will be carried over subsequent calculations.

We are carrying a detailed study of electron fluence characterization in tungsten with the aim of modelling x-ray production, taking into account both energy and angular distributions. Each component of the model is adjusted to Monte Carlo-simulated data in the energy range 20–400 keV for tungsten targets. We discuss the validity of the model, the backscattering effect, energy straggling and the diffusion approximation. The results of this work can be used to develop a complete model for x-ray production which will be the subject of a future work.

Methodology and results

Suppose a mono-energetic electron beam is normally incident at a solid target which can be thought of as a half-space, i.e., much larger than the distance traveled by any electron. For the purpose of x-ray production the only relevant information is the (differential) path-length traveled by those electrons, i.e., the differential fluence. Assuming the x-ray production cross-section to be angle-independent this fluence at depth x in the converter due to electrons with energy fraction u (the ratio to the incidence energy) can be expressed without loss of generality as:

$$\psi(x,u)\mathrm{d}x\mathrm{d}u = \eta(x) f_U(x;u) d(x,u)\mathrm{d}x\mathrm{d}u$$

In the previous decomposition η is the ratio of the number of crossings at a plane perpendicular to the incidence direction at a given depth x (*crossing fraction*), f_U is the marginal distribution of the energy fraction for crossings at depth x, and d is the ratio between the total distance traveled by particles and the total projected distance in the normal direction (*mean diversion*). All this terms are supposed to be well defined assuming the incident electron number is large enough.

Simulations are being carried by means of the Monte Carlo simulation package FLUKA 2011.2c[6,7]. Mono-energetic electrons with energies in the range 20–400 keV are simulated to normally penetrate a semi-infinite tungsten converter and boundary-crossing electron distributions are scored with code-supplied USRBDX detectors. In order to choose representative values for the depth x a mesh was chosen according to the scale of the continuous slowing down approximation range[8].

Besides our model, various approximations available in literature are discussed using these simulation results, from the works of Whiddinton[9], still influential in more recent models[10,11], to the model of Poludniowski and Evans[12,13], used in many state-of-art works[1-5]. The discussion is thus mainly aimed to improve the description of the latter, where a similar decomposition of the one in the present work is used.

As an outline of the results, a new simple parametric model is presented for the crossing fraction, in-depth discussion of the complexity of fitting f_U with parametric methods is carried – which are substituted by interpolation numerical methods–, and quantitative analysis of the departure of the diffusion approximation[12] is made by means of $d(x,u)$. Discussion on the

first/multiple crossing decomposition is also given, leading to a small correction factor which can be applied to the results of Poludniowski and Evans[13].

Future work will address to the development of full x-ray production models with the various levels of refinement found in this work, as well as providing an automated method for its calculation and generalization to energy-distributed incident electrons.

One of the authors (G. H.) gratefully acknowledge the Consejería de Educación de la Junta de Castilla y León and the European Social Fund for their financial support.

References

[1] P. M. Shikhaliev, S. G. Fritz, *Physics in Medicine and Biology* **56** (2011) 1905.
[2] P. M. Shikhaliev, *Physics in Medicine and Biology* **57** (2012) 1595.
[3] C. Kottler, V. Revol, R. Kaufmann, C. Urban, *J. Appl. Phys.* **108** (2010) 114906.
[4] P. Andreo, D. T. Burns, F. Salvat, *Physics in Medicine and Biology* **57** (2012) 2117.
[5] A. A. Rahman, *et al*., *Appl. Radiat. Isot.* **70** (2012) 1436.
[6] T.T. Bohlen, *et al.*, *Nuclear Data Sheets* **120** (2014), 211.
[7] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso`, J. Ranft*, FLUKA: a multi*-particle transport code, CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773, 2005.
[8] M. Berger J. Coursey, M. Zucker, J. Chang, *Stopping-Power and Range Tables*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 2009. Available at http://www.nist.gov/pml/data/star/.
[9] R. Whiddington, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **86** (1912), 360.
[10] D. Findlay, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **276** (1989) 598.
[11] D. Tan, B. Heaton, Appl. Radiat. Isot., **45** (1994) 1101.
[12] G. G. Poludniowski, P. M. Evans, *Med. Phys.* **34** (2007) 2164
[13] G. G. Poludniowski, P. M. Evans, *Med. Phys.* **34** (2007) 2175

Caracterización del campo neutrónico producido en reacciones p+^{7}Li y d+d en el acelerador tándem del CNA mediante espectrometría con esferas Bonner

C. Domingo[1,*], S. Viñals[1], .B. Fernández[2], O. Ortega-Gelabert[1], J. Praena[2], M. Romero-Expósito[1]

[1]Grup de Recerca en Radiacions Ionitzants, Departament de Física. Universitat Autònoma de Barcelona. E-08193 Bellaterra.
[2]Centro Nacional de Aceleradores (U. Sevilla, CSIC, Junta de Andalucía), E-41092, Sevilla.

* carles.domingo@uab.cat

Introducción

Los haces de protones y de deuterones producidos en la línea dedicada a la Física Nuclear del acelerador tándem del *Centro Nacional de Aceleradores* (CNA) de Sevilla se han utilizado para la producción de neutrones mediante blancos adecuados. En concreto, se ha bombardeado un blanco de ^{7}Li con protones de 1.912 MeV con el objeto de obtener neutrones epitérmicos a partir de la reacción $p + {}^{7}\mathrm{Li} \rightarrow n + {}^{7}\mathrm{Be}$, así como un blanco de deuterio implantado en Ti con deuterones de 1 MeV para obtener un haz de neutrones rápidos mediante la reacción $d + d \rightarrow n + {}^{3}\mathrm{He}$.

El presente trabajo tiene un doble objetivo: *i*) establecer las características de los campos neutrónicos obtenidos en la instalación del CNA con el fin de estudiar la posible viabilidad de su utilización como campos de referencia a nivel metrológico, y *ii*) verificar por primera vez el funcionamiento del espectrómetro de esferas Bonner utilizado en el rango de energías epitérmico, dado que las instalaciones metrológicas donde se calibran y verifican habitualmente estos instrumentos sólo disponen de campos térmicos y rápidos.

Método experimental

Las medidas del campo neutrónico se han efectuado mediante el espectrómetro de esferas Bonner del *Grup de Recerca en Radiacions Ionitzants* (GRRI) de la UAB [1], basado en contadores proporcionales de ^{3}He en el centro de las esferas de polietileno utilizadas como moderadores (ver Fig. 1). Las esferas utilizadas tienen diámetros de 2.5”, 3”, 4.2”, 5”, 6”, 8”, 10” y 12”. Además, se utiliza una cubierta de 1 mm de espesor de Cd sobre las tres esferas más pequeñas para obtener tres configuraciones adicionales, útiles para determinar la componente térmica del campo. La Fig. 2 muestra esquemáticamente la geometría de la irradiación. En el caso de protones incidiendo sobre litio, se han efectuado medidas a 0º, 30º, 45º, 60º y 90º, todas ellas a 60 cm del blanco, con el objetivo de verificar la dependencia angular de la producción de neutrones, mientras que para deuterones sobre deuterio sólo se ha considerado el caso de 0º y se han efectuado las medidas a 120 cm del blanco. Cada una de las medidas implica la irradiación de las 11 configuraciones del espectrómetro, obteniéndose los espectros mediante la deconvolución de las medidas mediante un método adecuado. En nuestro caso, hemos utilizado FRUIT [2] para la deconvolución.

La cinemática de las reacciones implica que la energía de los neutrones emitidos es función exclusivamente del ángulo de emisión para una reacción y una energía del haz incidente dadas. En el caso de la reacción de protones de 1.912 MeV con Litio, no se espera producción de neutrones para ángulos de dispersión por encima de ≈ 60º. De todos modos, las esferas Bonner utilizadas, especialmente las mayores, cubren un rango de ángulos alrededor de la dirección especificada que no permite considerar el campo de neutrones como monoenergético.

Resultados y discusión

La Fig. 3 muestra los espectros unitarios (por neutrón incidente y en representación equiletárgica) simulados utilizando MCNPX 2.7.0 [3] para los protones sobre litio, mientras que en la Fig. 4 se presentan los espectros unitarios obtenidos a partir de la deconvolución de las medidas efectuadas con el espectrómetro de esferas Bonner. La estadística de los resultados medidos a 90º

no es significativa y por ello no se representa. Se puede observar que los resultados de las medidas y la simulación siguen una tendencia similar. Debemos destacar que el número absoluto de neutrones medidos (o simulados) disminuye muy apreciablemente al aumentar el ángulo, por lo que las incertidumbres en este caso aumentan considerablemente. En la actualidad se está trabajando para caracterizar los valores absolutos de la fluencia de neutrones medida y para relacionar esta fluencia con la intensidad de haz medida en la copa de Faraday del acelerador. Los resultados de la reacción deuterón sobre deuterio se encuentran igualmente en fase de análisis.

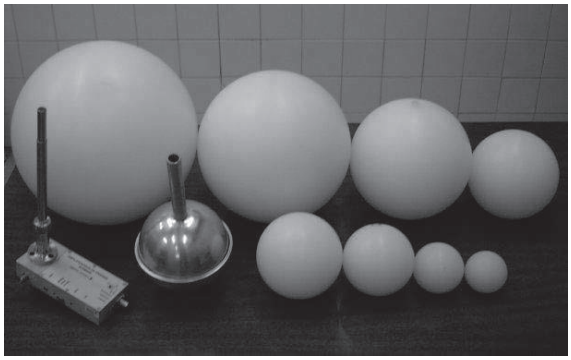


Figura 1.- Espectrómetro de esferas Bonner del GRRI de la UAB

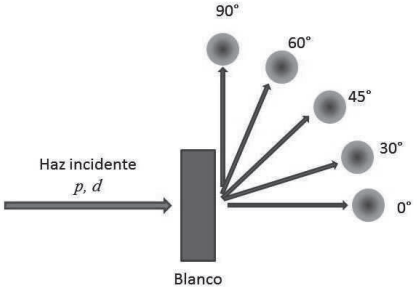


Figura 2.- Esquema de las irradiaciones

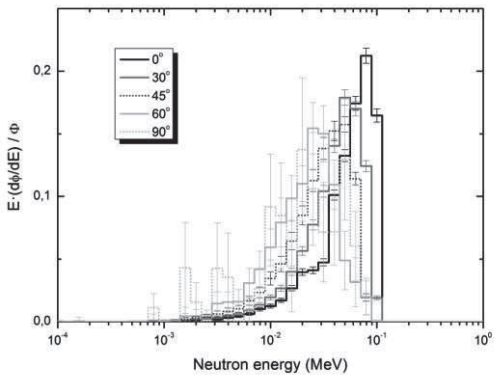


Figura 3.- Espectros unitarios simulados para la reacción p + ^{7}Li a distintos ángulos

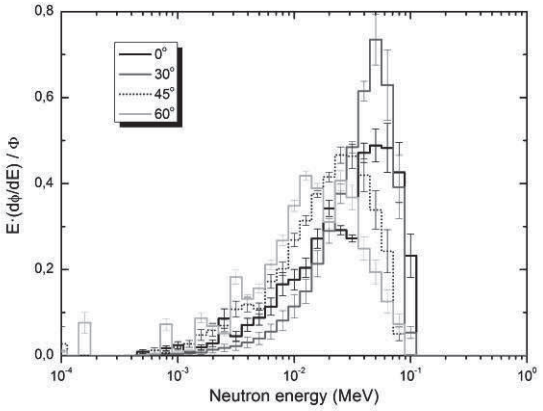


Figura 4.- Espectros unitarios obtenidos por deconvolución de las medidas efectuadas con las esferas Bonner

Referencias

1] T. Bouassoule, F. Fernández, M. Tomás, M. Bakali, J. Castelo, P. Carmena, L. Lara. *Radiat. Meas.* **34** (2001) 199.
[2] R, Bedogni, C. Domingo, A. Esposito, F. Fernández. *Nucl Instr and Meth in Phys Res A* **580** (2007)1301.
[3] D.B Pelowitz *et al*., LA-UR-11-02295 Report, Los Alamos, 2011

Deformation effects on beta decay patterns for light Hg and Pt isotopes

J.M. Boillos[1,2*], P. Sarriguren[2]

[1]Universidad de Santiago de Compostela, Spain
[2] Instituto de Estructura de la Materia, IEM-CSIC, Serrano 123, E-28006 Madrid, Spain

* juanmanuel.boillos@rai.usc.es

We studied deformation energy curves (DECs) and shape coexistence in neutron-deficient even-even and odd-A Hg and Pt isotopes, as well as charge mean square radii and Gamow-Teller (GT) strength distributions.

The nuclear structure is described microscopically from deformed quasiparticle random-phase approximation calculations with residual interactions in both particle-hole and particle-particle channels, performed on top of a self-consistent deformed quasiparticle Skyrme Hartree-Fock basis. We used the Skyrme SLy4 interaction. The observed sensitivity of the GT strength distributions to deformation, which has not measured yet, is proposed as an additional complementary signature of the nuclear shape. The β-decay half-lives resulting from these distributions are compared to experiment to demonstrate the ability of the method. We propose to use the sensitivity to deformation of the B(GT) profiles as fingerprints of the nuclear shape.

Results and discussions

Firstly we represented DECs (Fig.1), which were calculated with three Skryme forces, Sk3, SGII, and, SLy4, as a function of the quadrupole deformation parameter calculated microscopically as: $\beta = \sqrt{(\pi/5)}\, Q_p / \left(Z\left\langle r_c^2 \right\rangle\right)$ where Q_p is the proton quadrupole moment, and $\left\langle r_c^2 \right\rangle$ is the charge m.s. radius.

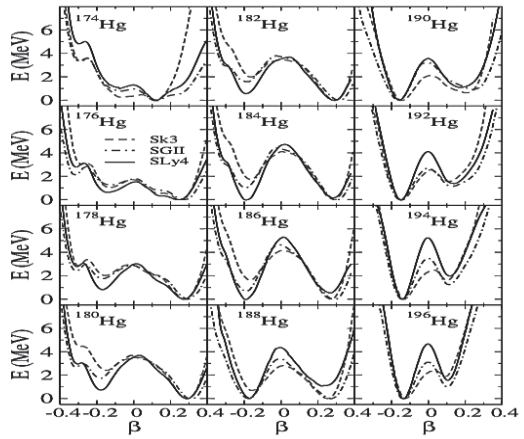


Figure 1a DECs for 174-196 Hg isotopes obtained from constrained HF+BCS calculations with Sk3, SGII and SLy4 Skyrme forces.

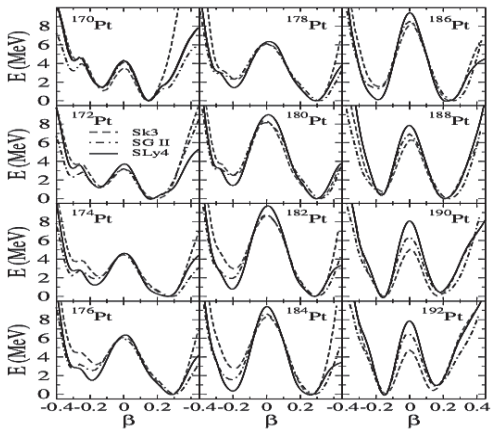


Figure 1b DECs for 170-192 Pt isotopes obtained from constrained HF+BCS calculations with Sk3, SGII and SLy4 Skyrme forces.

We got similar qualitative results for the three Skyrme forces, in particular for Hg isotopes and SLy4 force, the transition occurs smoothly around 184 Hg from prolate to oblate minima. For Pt nuclei the ground states are prolate except to 190 and 192 isotopes. The results obtained for the deformed minima and for the spherical barriers are in qualitative agreement with recent calculations [1-4] comparing the effects of different interactions (SLy4, SLy6, Gogny).

Charge radii and their isotopic differences have been shown to be a powerful method to study the evolution of nuclear shapes [5]. New laser spectroscopic techniques provide us precise measurements of m.s. radii of the charge distributions that can be expressed as [6] $\left\langle r_c^2 \right\rangle = \left\langle r_c^2 \right\rangle_Z + \left\langle r_c^2 \right\rangle_p + \left(\frac{N}{Z}\right)\left\langle r_c^2 \right\rangle_n + \left\langle r_{CM}^2 \right\rangle$ where $\left\langle r_c^2 \right\rangle_Z$ comes from the point proton distribution in the nucleus, $\left\langle r_c^2 \right\rangle_p = 0.80 fm^2$ and $\left\langle r_c^2 \right\rangle_n = -0.12 fm^2$.

The most important correction to the point proton m.s. nuclear radius, $\langle r_c^2 \rangle_p$, vanishes when isotopic differences are considered, since it does not involved any dependence on N.

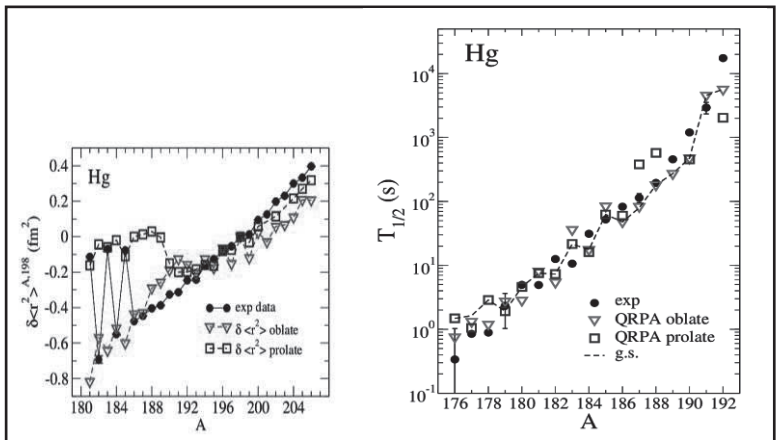


Figure 2: Calculated (right) and $T_{1/2}$ (left) in Hg isotopes with oblate (red triangles) and prolate (blue squares) deformations and compared with experimental data (dots).

We show for the Hg isotopes the differences:

$$\delta\langle r_c^2 \rangle^{A,198} = \langle r_c^2 \rangle^{A} - \langle r_c^2 \rangle^{198}$$

and compare them with experimental data measured by laser spectroscopic and compiled in ref [7].

The light even-even isotopes are well described with an oblate shape, whereas the odd-Hg are rather associated with a prolate shape. We also observe a bump at A=190 and 188 for oblate and prolate radii respectively.

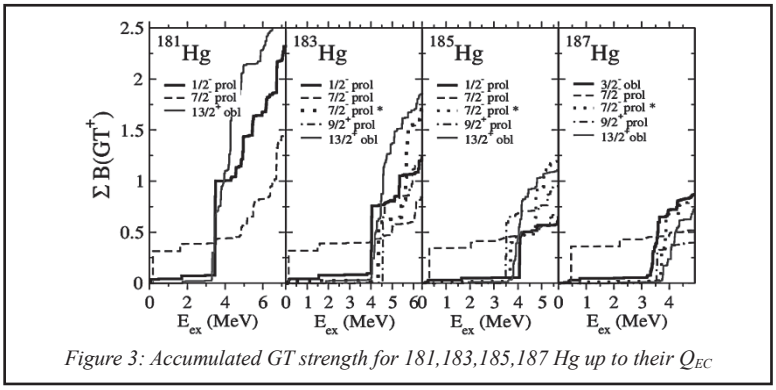


Figure 3: Accumulated GT strength for 181,183,185,187 Hg up to their Q_{EC}

For Gamow-Teller strength distribution the major differences between both shapes can be better appreciated in the accumulated plot, where we observe more fragmentation for oblate shapes; while prolate shapes produce a strong peak at low excitation.

To show further the sensitivity of GT strength distributions to the spin and parity of the odd-A parent nucleus, we show in Fig. 3 the results for several more choices of spins and parities in 181,183,185,187 Hg. These are nuclei that are currently being considered as candidates to measure their GT strength distributions at ISOLDE/CERN [8]. Obviously, the decay patterns should be affected by the spin and parity of the odd nucleon because they determine to a large extent the allowed spin and parities that can be reached in the daughter nucleus. This is especially true in the case of 1qp transitions where the odd nucleon involved determines the low-lying spectrum. Thus, one expects the low-lying GT strength to be especially sensitive to the spin-parity of the odd nucleon. This sensitivity translates immediately to the half-lives that depend on the strength contained below Q_{EC}.

Acknowledgements

We are grateful to E.Moya de Guerra, A. Algora, E. Nácher and L.M. Fraile for useful discussions.

[1] J.M. Boillos P. Sarriguren *Phys. Rev. C* **91** *(2014 034311*
[2] R. Rodríguez-Guzmán, et al.,*Phys. Rev. C* **81** *(2010) 024310*
[3] J. García-Ramos, et al., *Phys. Rev. C* **89** (2014) 034313.
[4] P. Sarriguren, et al., *Phys. Rev. C* **77** (2008) 064322.
[5] R. Rodríguez-Guzmán, et al., *Phys. Rev. C* **82** (2010) 061302(R); *Phys. Rev. C* **83** (2011) 044307; and *Phys. Rev. B* **691** (2010) 202.
[6] J.W. Negele et al., *Phys. Rev. C* **1** (1970) 1260 & W. Bertozzi et al., *Phys. Rev. B* **41** (19729 408.
[7] I. Angeli et al., Atomic Data Nuclear *Data Tables* **87** 185 (2004) .
[8] Algora et al. Submitted for publication.

Description of structure and reactions with exotic nuclei: *core* excitations

J. A. Lay[1,2,*], A. M. Moro[2], J. M. Arias[2]

[1] Dipartimento Fisica e Astronomia —Galileo Galilei", U. di Padova e INFN, Sezione di Padova, Via Marzolo 8, 35131 Padova, Italia.
[2] Departamento de FAMN, Universidad de Sevilla, Apdo. 1065, 41080 Sevilla

* lay@pd.infn.it

From the analysis of nuclear reactions with exotic nuclei, it is possible to learn more about their structure and to find new properties and processes. Such results can rarely be obtained or extrapolated from the study of stable nuclei. A well-known example of these new results is the presence of a neutron or proton halo in certain exotic nuclei. In this case, one or few nucleons are so barely bound that they can describe orbits far from the rest of the nuclei giving rise to a halo. One of the most successful tools for the understanding of halo nuclei and other exotic weakly bound nuclei has been the analysis of nuclear reactions within few-body reaction formalisms like the continuum-discretized coupled-channels (CDCC) method. In these analyses, one-neutron halo nuclei are treated as a valence-plus-core two-body system, whose interaction is adjusted phenomenologically to reproduce the known properties of the nucleus, such as the radius or the low-lying spectrum. Since the system is weakly bound, reactions involving these nuclei are strongly influenced by the coupling to the continuum states, i. e. unbound states representing the break up of the system. The continuum is replaced by a discrete set of functions, each one representative of a region of the continuum relevant for the reaction. The standard method of continuum discretization consists on dividing the continuum into a set of energy or momentum intervals (named "bins"). For each bin, a representative wave function is constructed by means of a weighted average of scattering states within the bin interval (the average method). Alternatively, the continuum spectrum can be described by the eigenstates of the two-body Hamiltonian in a basis of square-integrable functions, or pseudo-states (PS). The core is assumed to be inert so that the only way to excite the nucleus is changing the relative motion of core and valence. This is a good approximation for light nuclei were the neutron separation energy is very small and the core is a closed-shell, spherical nucleus. New experimental facilities allow us to explore new halo nuclei with higher and higher masses whose cores will also be exotic and easy to excite. Therefore, the effect of the excitations of the core will be more and more important in the understanding of these new nuclei.

In this direction, we have extended a PS basis, the transformed harmonic oscillator (THO), to describe systems with a valence-plus-core structure, taking into account possible excitations of the core [1] in order to be able to include it in a CDCC formalism. This is applied to the case of ^{11}Be and odd-A carbon isotopes. In this case, the states of the projectile can be expressed as a combination of core states and valence configurations coupled to the corresponding total angular momentum. The amplitude of each component will be determined by the Hamiltonian describing the core+valence system. This Hamiltonian can be obtained within particle-rotor or particle-vibrator models although the standard formalism is still based on phenomenological potentials.

From the point of view of the reaction, a great effort has been made in order to introduce the effect of a non-inert core in few-body reaction formalisms giving rise to the no-recoil extension of the Distorted Wave Born Approximation (NR-DWBA) [2], the extended CDCC (XCDCC) [3,4], and the extension of the Faddeev/AGS equations [5]. Therefore, it is now possible to analyze the importance of core excitations in terms of static effects, present in the structure of the projectile, and dynamical effects, regarding excitations taking place along the reaction process.

Together with the excitations of the core, usually collective modes, the *standard* excitations of the relative motion between core and valence, simply called valence or single particle excitations, will be present in the reaction. The interplay of core and valence excitations makes break-up observables sensitive to the spectroscopic factors of the ground state and resonances of the exotic nuclei [6]. Reactions of ^{11}Be on ^{12}C, ^{23}O and ^{19}C on protons at intermediate energies are analysed

within this framework. Comparing with the experimental data, it is possible to extract spectroscopic information of the different resonant states. As an example, we show in Fig. 1 the cross section for the break-up of ^{11}Be on ^{12}C associated to its first resonance ($5/2^+$). Neither the excitation of the valence (dashed line) nor the excitation of the core (dot-dashed line) is able to reproduce by itself the angular maxima and minima seen in the experimental data from [7]. Only the interference between both processes (solid line) reproduces the angular pattern. This total cross section is, therefore, sensitive to the weights of each component, which is connected to the spectroscopic information. Moreover, some of these resonances have a large component based on the first excited state of the core. This fact makes it difficult to obtain the same information from reactions traditionally used for the extraction of spectroscopic factors like transfer reactions.

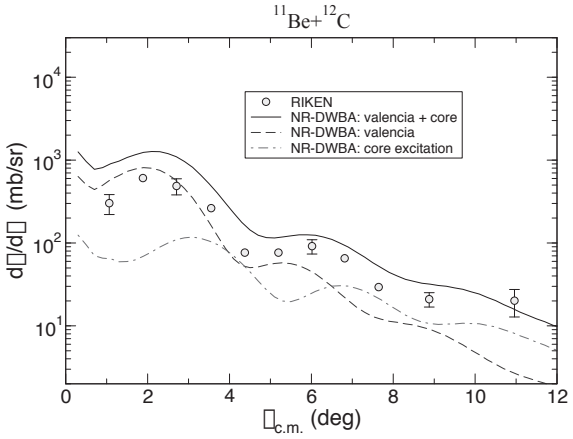


Figure 1. Break-up cross section for the ^{11}Be on ^{12}C reaction at 67 MeV/nucleon associated to the first $5/2^+$ resonance in ^{11}Be. We compare the total cross section calculated within the NR-DWBA method (solid line), the contribution from the valence (dashed line) and from the core excitations (dot-dashed line) with the experimental data from RIKEN [7].

In addition, it is possible to go beyond phenomenological potentials by constructing a semi-microscopic folding potential based on core transition densities [8]. This model has been tested on the well-known ^{11}Be nucleus showing an appealing predictive power, which we applied to ^{19}C and ^{21}C. The model is in an overall good agreement with Shell Model calculations and succeeds in reproducing the known properties of the ground state of ^{19}C. Very little information is known about ^{21}C since it is an unbound nucleus but we compare our prediction with different models.

As a conclusion, core excitations play an important role both in the structure and reaction of exotic nuclei. Its importance is presumed to be more visible with the present and future development of nuclear facilities and the study of new exotic nuclei. The generalization of the present methods is crucial for the correct analysis of latest experimental data and could open the possibility of reaching structure information not available before.

Acknowledgements: The main part of the present work forms the PhD thesis of J.A.L. entitled *"Descripción de la estructura y reacciones de núcleos exóticos en una base de oscilador armónico transformado*" which will received in this *XXXV Reunión Bienal de la RSEF* an *accesit* from the ATI SISTEMAS - GEFN awards to the best thesis in Nuclear Physics defended in 2012. The thesis was developed under a research grant from the Ministerio de Ciencia e Innovación. Nowadays, J.A.L. is a Marie Curie Piscopia fellow at the University of Padova. The research leading to these results has received funding from the European Commission, Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under Grant Agreement n^o 600376. A.M.M. is supported by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, under grant FIS2013-41994-P.

References

[1] J. A. Lay, A. M. Moro, J. M. Arias, J. Gómez Camacho, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 054618.
[2] A. M. Moro, R. Crespo, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 054613.
[3] N. C. Summers, F. M. Nunes, I. J. Thompson, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 014606.
[4] R. de Diego, J. M. Arias, J. A. Lay, A. M. Moro, *Phys. Rev. C* **89** (2014) 064609.
[5] A. Deltuva, *Phys. Rev. C* **88** (2013) 011601.
[6] A. M. Moro, J. A. Lay, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 232502.
[7] N. Fukuda et al., *Phys. Rev. C* **70** (2004) 054606.

[8] J. A. Lay, A. M. Moro, J. M. Arias, Y. Kanada-En'yo, *Phys. Rev. C* **89** (2014) 014333.

Search for the ground state doublet $1/2^-$ - $3/2^-$ in ^{73}Ga

V. Vedia[1], L.M. Fraile[1], H. Mach[1, 2], A. Aprahamian[3], C. Bernards[4, 5], J.A. Briz[6], B. Bucher[3], C.J. Chiara[7, 8], Z. Dlouhy[9], I Gheorghe[10], D. Ghiţă[10], P. Hoff[11], U. Köster[12], W. Kurcewicz[13], N. Mărginean[10], R. Mărginean[10], B. Olaizola[1], V. Paziy[1], J-M. Régis[5], M. Rudigier[5], T. Sava[10], G. Simpson[14], M. Stănoiu[10], L. Stroe[10], J.M. Udías[1], and W. B. Walters[7]

[1]*Grupo de Física Nuclear, Universidad Complutense, Maldrid, España*
[2]*National Centre for Nuclear Research, Division for Nuclear Physics, BP1, Warsaw, Poland*
[3]*Department of Physics, University of Notre Dame, USA*
[4]*Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, New Haven, USA*
[5]*Institut für Kernphysik, Köln, Germany*
[6]*Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Madrid, España*
[7]*Department of Chemistry and Biochemistry, University of Maryland, Maryland, USA*
[8]*Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA*
[9]*Nuclear Physics Institute of the ASCR, Rez, Czech Republic*
[10]*National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Magurele, Romania*
[11]*Department of Chemistry, University of Oslo, Oslo, Norway*
[12]*Institut Laue Langevin, Grenoble, France*
[13]*Faculty of Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*
[14]*LPSC, Université Joseph Fourier Grenoble 1, CNRS/IN2P3, INP de Grenoble, Grenoble France*

* mv.vedia@ucm.es

Abstract

The first studies of ^{73}Ga via beta decay were done by Runte et *al.* in 1983 [1]. Their results in addition to spectroscopy information, confirmed the spin-parity assignment of $3/2^-$ for the ground state that was previously measured in a (t,p) transfer reaction study [2]. However, later collinear laser spectroscopy studies in the odd-A gallium isotopes, measured the ^{73}Ga ground state spin as $1/2^-$ in contrast with the neighboring ^{67,69,71}Ga. This finding was also supported by Coulomb excitation measurements [3], which showed the presence of a $3/2^-$ state near the $1/2^-$. These observations suggest the presence of a quasi-degenerated $1/2^-$-$3/2^-$ doublet within less than 1 keV [3]. This explanation is compatible with nuclear transfer information and shell model calculations that predict an energy decrease of the low-lying $1/2^-$ state in ^{73}Ga and ^{75}Ga [4].

Considering these facts and taking advantage of the very good quality of ISOLDE Zn beams [5], we performed an experiment at ISOLDE-CERN [6] to study with high sensitivity the level scheme of ^{73}Ga from the β-decay of ^{73}Zn. The experimental set up consisted of 5 detectors placed in close geometry around an aluminum foil where radioactive Zn beams were continuously implanted creating a saturation source. In the set up two HPGe detectors were used to gain spectroscopy information and three fast scintillator detectors for lifetime measurements. The level scheme of ^{73}Ga is constructed by the analysis of γ–γ coincidences between the two HPGe. Thanks to the good quality of the recorded data, the ^{73}Ga level scheme has been extended with the identification of 4 new energy levels and more than 20 tentatively assigned new γ transitions. The search for the low-lying $1/2^-$ state will be reported.

References

[1] E. Runte et al., Nucl. Phys. A399 (1983) 163-180
[2] M.N. Vergnes et al., Phys. Rev. C **19 ,** 1276 (1979)
[3] J. Diriken et al., Phys. Rev. **C82** 064309 (2010)
[4] B. Cheal et al., Phys. Rev. Lett. 104, 252502 (2010)
[5] U. Köster et al., NIM B 266 (2008) 4229-4239
[6] H. Mach et al., ISOLDE proposal INTC-P-201-ADD (2008)

GEANT4 simulation of the neutron production at the n_TOF spallation target

J. Lerendegui[1,*], M. A. Cortés-Giraldo[1], C. Guerrero[1] y J. M. Quesada[1]

[1]Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla, 41012 Sevilla, España

*jlerendegui@us.es

Resumen

Con el doble objetivo de validar GEANT4 como herramienta Monte Carlo para cálculos de producción y transporte de neutrones por espalación a energías mayores que las estudiadas hasta la fecha y de utilizar los datos resultantes para la caracterización del nuevo haz de neutrones de la instalación n_TOF-EAR2, hemos realizado un estudio detallado del resultado de un haz de protones de 20 GeV/c incidente sobre un modelo detallado del blanco de plomo de la instalación n_TOF (CERN). Los resultados demuestran que GEANT4 es un firme candidato como herramienta Monte Carlo para los estudios de espalación a energías significativamente mayores de las estudiadas anteriormente.

Las instalaciones con haces de neutrones permiten llevar a cabo experimentos de muy diversa índole, y es por ello que en la última década hay varias instalaciones de este tipo de que se han construido o se están construyendo en Europa. Los ejemplos más ilustrativos y el modo de producción de neutrones correspondiente son:

- European Spallation Source ESS [1] en Suecia, donde un haz de protones de 2 GeV incide en un blanco de tungsteno para producir neutrones por espalación.
- MYRRHA Accelerator Driven System [2] en Bélgica, donde nuevamente un haz de protones, esta vez de 600 MeV, incide sobre un blanco de plomo-bismuto.
- Neutrons For Science NFS [3] en Francia, donde protones y deuterones de baja energía inciden en blancos ligero de litio y berilio para inducir reacciones como Li(p,n) o Be(d,n).
- n_TOF [4] en el CERN en Suiza, donde protones de 20 GeV/c inciden en un blanco de plomo para producir neutrones por espalación.

En todos estos casos los cálculos de producción y transporte de neutrones son cruciales a la hora tanto de diseñar como de explotar dichas instalaciones. Los códigos que se utilizan habitualmente son MCNP [5] y FLUKA [6], y desde hace relativamente poco tiempo también la herramienta GEANT4 [7]. La producción de neutrones por espalación con GEANT4 ha sido validada recientemente [8] para energía de la partícula incidente por debajo de 3 GeV, pero no hay ningún trabajo a mayores energías.

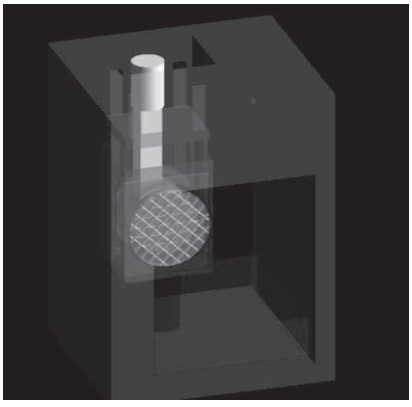
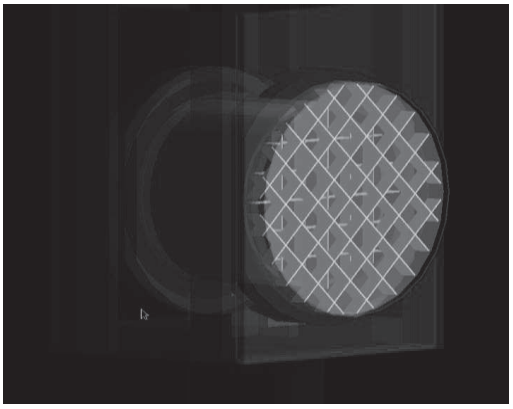


Figura 1. geometría espalación el CERN.



Detalle de la del blanco de de n_TOF en

La geometría del blanco de espalación de n_TOF ha sido implementada en detalle (Fig.1) siguiendo los dibujos técnicos de la instalación. Así mismo, se han tenido en cuenta las composiciones precisas tanto del blanco de plomo como de todos los materiales estructurales que lo rodean. Para el transporte de neutrones hemos utilizado librerías de secciones eficaces evaluadas aprovechando la herramienta [9] desarrollada recientemente por el CIEMAT y provista por el OIEA.

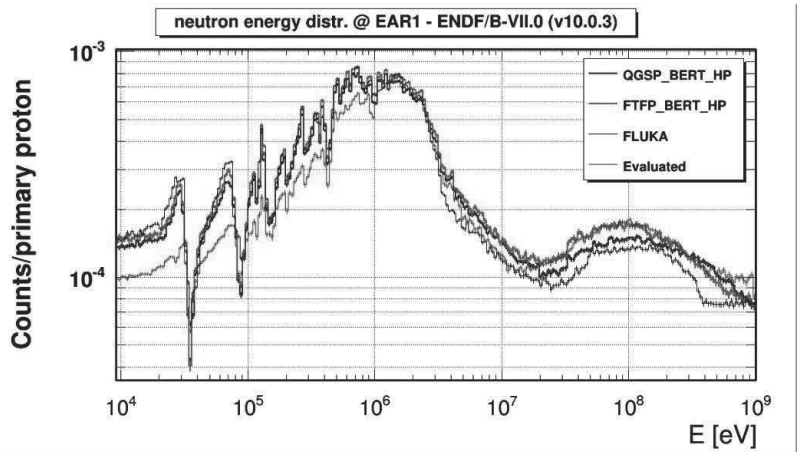


Figura 2. Resultado preliminar de la distribución en energía de los neutrones que entran en la línea del haz que se dirige a la primera zona experimental EAR-1. Comparación entre diferentes listas de física en GEANT4, simulaciones realizadas con FLUKA y MCNPX junto con flujo de neutrones evaluado.

En nuestro trabajo hemos utilizado el cluster FIS-ATOM de la Universidad de Sevilla con 576 procesadores para estudiar la producción de neutrones con las diferentes listas de física disponibles, el transporte a través de la geometría y obtener la intensidad, distribución en tiempo y energía del haz de neutrones resultante. Los resultados han sido comparados preliminarmente con simulaciones realizadas con FLUKA y MCNPX a nivel del blanco de producción (Fig. 2). Las discrepancias observadas entre las diferentes listas de física de Geant4 y con las simulaciones con FLUKA+MCNPX son debidas a los diferentes modelos utilizados en cada caso y su validación frente a los datos experimentales evaluados [10] queda pendiente del transporte a EAR1, en el cual se trabaja actualmente. En resumen, este trabajo, ver detalles en [11], tiene como objetivo poner de manifiesto que GEANT4 es un código válido en cuanto a resultados y competitivo en cuanto tiempo de procesado para los estudios de espalación a energías significativamente mayores de las estudiadas hasta la fecha.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Proyecto de I+D del Ministerio de Economía y Competitividad FPA2011-28770-C03-02 y por el Proyecto Europeo FP7-PEOPLE-2012-CIG-334315 –NeutAndalus".

Referencias

[1] M. Lindroos et al., –*The European Spallation Source*", Nucl. Instrum. And Meth. A 269 (2011) 3258-3260
[2] *MYRRHA: Multi-purpose hybrid research reactor for high-tech applications* http://myrrha.sckcen.be
[3] X. Ledoux et al., –*The Neutrons for Science Facility at SPIRAL-2*", Nuclear Data Sheets 119, 353-356 (2014)
[4] E. Chiaveri et al., –*The CERN n_TOF Facility: Neutron Beams Performances for Cross Section Measurements*", Nuclear Data Sheets 11, 1-49 (2014)
[5] –*MCNPX User's Manual version 2.6.0*", LA-CP-07-1473 (2008)
[6] T.T. Böhlen*et al.*, "*The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications*", Nuclear Data Sheets 120, 211-214 (2014)
[7] S. Agostinelli et al., –*GEANT4 – A simulation toolkit*", Nucl. Instrum. And Meth. A 506 (2003) 250-303
[8] J. M. Quesada et al., –*Results obtained with nuclear models of GEANT4 in IAEA Benchmark of Spallation*", Second Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions (2010)
[9] E. Mendoza, D. Cano-Ott, T. Koi and C. Guerrero, –*New Standard Evaluated Neutron Cross Section Libraries for the GEANT4 Code and First Verification*", IEEE Trans. Nucl. Science 61 (2014) 2357
[10] M. Barbagallo *et al*., –*High-accuracy determination of the neutron flux at n_TOF*", European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei 49, 156 (2013).
[11] M. A. Cortés-Giraldo and J. Lerendegui et al., –*GEANT4 simulation of the n_TOF spallation target*", n_TOF Analysis Meeting 25-27 February 2015 (CERN)

El uso de centelleadores rápidos: aplicación a la caracterización del *g-flash* del CERN-nTOF

Maria Soledad Robles, Ignacio Durán)

[1]Universidad de Santiago de Compostela
[2]Universidad de Santiago de Compostela

* Ignacio.duran@usc.es

Resumen de la comunicación

La instalación internacional CERN-nTOF [1] utiliza el haz pulsado de protones de 20 GeV del PS haciéndolos incidir sobre un blanco de espalación de plomo. Se producen así unos pulsos de neutrones extremadamente cortos e intensos que, tras ser colimados, se hacen llegar a las salas de experimentación EAR1 y EAR2 a través de tubos de vacío de, respectivamente, 182 m y 18 m de longitud. El tiempo de vuelo determina de forma extraordinariamente precisa la energía de los neutrones, al producirse las reacciones (n,f) o (n,g) sobre los blancos que se quieren estudiar.

Las partículas cargadas, son deflectadas por sendos imanes situados en la parte central de los tubos de vuelo, entre los colimadores correspondientes. Ahora bien, los fotones producidos en las reacciones de espalación en el blanco de plomo llegan a la velocidad de la luz produciendo lo que se denomina el *g-flash*. Estos fotones, en su mayoría de muy alta energía, interaccionan con el tubo y con las ventanas de vacío, produciendo, a su vez, pares electrón-positrón de muy alta energía. Estos fotones y pares, al incidir sobre los detectores los dejan *ciegos* durante un determinado tiempo, que puede ser excesivamente grande en aquellos centelleadores que tengan tiempos largos de respuesta. Para optimizar la instalación nTOF se han desarrollado una serie de mediciones de la radiación asociada con este *g-flash.*

Se presentan en esta comunicación los resultados obtenidos con centelleadores de nueva generación, caracterizados por una muy rápida respuesta temporal, entre los que se incluyen cristales de $CeBr_3$, CeF_3, CsI:Na. Se comparan los resultados obtenidos combinando estos cristales con diferentes fotodetectores y se discuten las diferentes técnicas utilizadas para el análisis de las señales.

Un problema común al manejo de señales producidas por detectores con componentes de frecuencia por encima del GHz es el deterioro de la información que se produce por la limitada banda pasante de los fotodetectores, primero, y de la cadena electrónica de amplificación y análisis de las señales. Se presentan las soluciones encontradas y los resultados obtenidos.

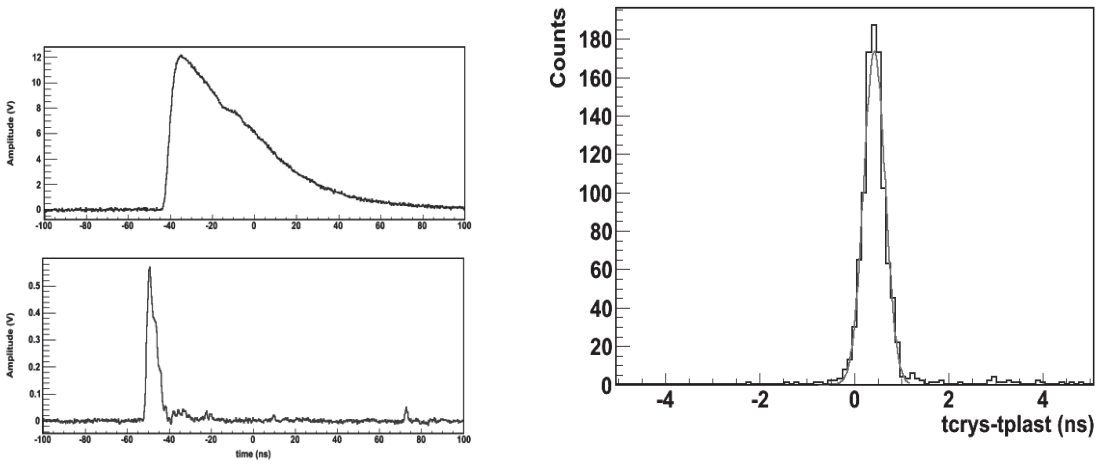


Fig 1.- Resolución temporal para los cristales de CeBr3

En la Fig 1 pueden verse las señales obtenidas al detectar un muon cósmico en coincidencia de un centelleador plástico ultra-rápido y un cristal de $CeBr_3$. La resolución temporal obtenida es inferior a 200 ps, incluyendo las convoluciones de ambos detectores y la cadena electrónica.

En la Fig 2 se observan las señales obtenidas en sucesos del g-flash en los que se detectó un único fotón, apreciándose menor anchura en el caso del cristal de $CeBr_3$ que en el del $LaBr_3$. En la Fig 3 se observan algunos sucesos del *g-flash* en los que se produjeron apilonamientos de fotones, comprobándose la buena capacidad de resolución obtenida.

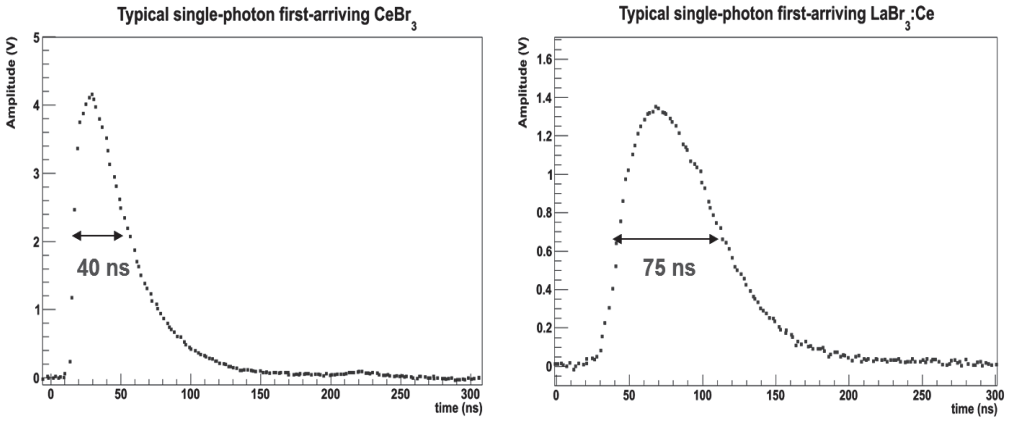


Fig 2.- Señales correspondientes a un solo fotón del g-flash

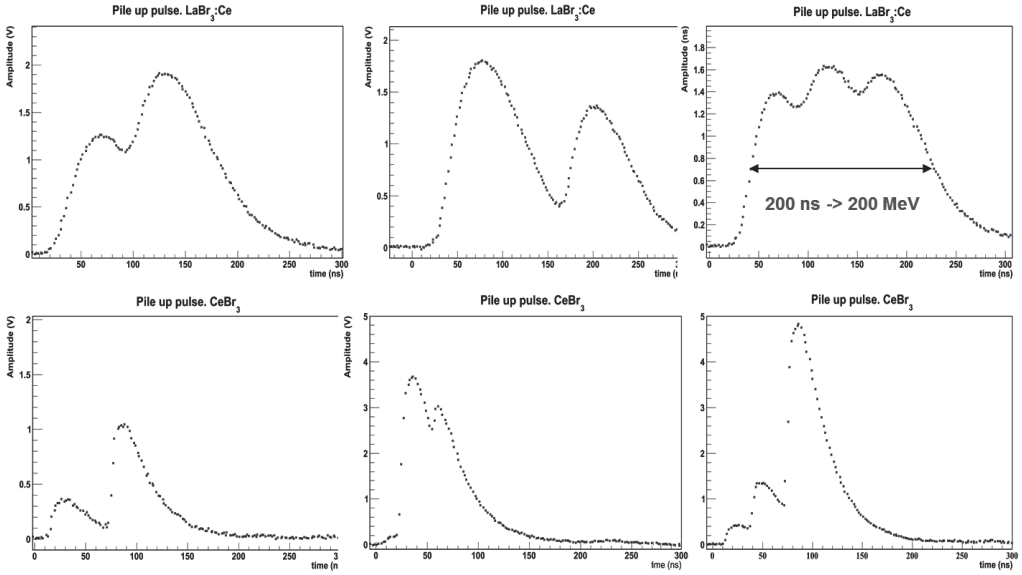


Fig 3.- Señales correspondientes a varios fotones apilados del g-flash

ECOS-LINCE: a proposal for a new European facility of high-intensity heavy-ion beams

I. Martel[1] for the ECOS collaboration

[1]Departamento de Física Aplicada, Facultad de CCEE, Universidad de Huelva, 21071 Huelva, España

* imartel@uhu.es

Introduction

Knowledge of subatomic degrees of freedom and nuclear structure has been exponentially growing during the last decades through the use of heavy-ion facilities. A number of facilities are presently operating in the European Union delivering ion beams with intensities of up to a few 10^{12} particles/sec, being recognised as leading European research infrastructures. However, as the understanding of the atomic nucleus has increased, new physics domains have emerged that require the construction of a dedicated European facility for providing higher intensity stable heavy-ion beams.

ECOS-LINCE

The European Collaboration on Stable-Ion Beams (ECOS) [1] is a working group of the Nuclear Physics European Collaboration Committee (NuPECC) [2], an expert committee of the European Science Foundation (ESF). In the latest report of ECOS [3], the construction of a high-intensity accelerator for stable beams at energies at and above the Coulomb barrier, is considered as one of the most important issues in the next long-term plan of the nuclear physics community in Europe.

The new accelerator facility should be dedicated to fundamental research proposals requiring long beam times and high intensities, which will not be feasible at existing or newly planned facilities in the EU. The ECOS report, which summarises the interests of the nuclear-physics community in Europe, identifies several topics where investigations can be only addressed with or could strongly benefit from the use of high-intensity stable beams:

- Synthesis and spectroscopy of super-heavy nuclei
- Nuclear-structure studies at low, medium and high spin
- Ground-state properties
- Near-barrier transfer and fusion reactions
- Nuclear astrophysics
- Ion-ion collisions in plasma

The ECOS-LINCE proposal therefore emerges from the needs of a large European scientific community to make available in Europe a new world-class facility producing high-intensity heavy-ion beams in the milliamp range on target, and at energies around 10 MeV/u, using a dedicated superconducting CW linac. A post accelerator system is foreseen (FFAG synchrotron) to increase energies of light ions up to 200 MeV/u and of heavy ions up to around 50 MeV/u thus enabling the possibility to fully address a unique class of fundamental physics cases, e.g., Gamow-Teller studies and related fundamental interactions, isospin dynamics and correlations in heavy-ion collisions.

This worldwide unique facility should be able to perform high-precision long-run measurements of rare phenomena, with lowest cross sections down to the pico-barn regime. Prior to considering building such a challenging Research Infrastructure, a detailed physics programme and the design study become compulsory initial steps.

Although ECOS-LINCE is to a large extent dedicated to fundamental research, and the scientific community is becoming aware of the initiative, it is also foreseen to dedicate a sizeable fraction of the ion-beam to industry and societal applications. In addition to nuclear physics, a large number of areas of basic research covering atomic physics, material science and particle physics will benefit from the availability of ECOS-LINCE ion beams. Applied research can be carried out in the fields of medical physics, energy, aerospace and material sciences. The construction of such facility should be based on a reliable design using well-established technologies, aiming to provide an effective beam-time allocation of about 5000 h/y for fundamental physics and 2000 h/y for applications.

References

[1] ECOS, http://www.ensarfp7.eu/projects/ecos.
[2] NuPECC committee, http://www.nupecc.org/
[3] http://www.nupecc.org/pub/ECOS-Final.pdf

Multi-particle emission from ^{31}Ar at IDS

I. Marroquín[1*], O.Tengblad[1], A.Perea[1] for the MAGISOL[**] collaboration

[1]Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Spain
**Madrid-Aarhus-Göteborg collaboration

* i.m.alonso@csic.es

Introduction

In the beta decay of exotic nuclei, far from stability, the daughter nuclei might be formed in an excited state, which is unstable against particle emission. This phenomenon is called β-delayed particle emission and is due to a high Q-value and low separation energy for particle emission.

The decay of the proton drip-line nucleus ^{31}Ar is one of the most exotic β-delayed multi-particle decays. It has a large Q_β -window and as a consequence many different β-delayed decay channels are open: βγ, βp, βpγ, β2p, β2pγ, β3p and perhaps also β3pγ [1].

The aim of the IS577 experiment performed last October at the ISOLDE Decay Station (IDS) was the identification of the β3p-decays in ^{31}Ar as well as to provide important information on the resonances of ^{30}S and ^{29}P, relevant for the astrophysical rp-process [2].

Text communication

The IDS is a new installation at ISOLDE devoted to β-decay measurements. Our collaboration installed a new detection chamber; the *MAGISOL Si-Plugin Chamber,* consisting in 5 Double Sided Si Strip Detectors (DSSSD) backed by un-segmented Si-pad detectors in ΔE-E telescope configuration. This setup is compact with high efficiency for multi-particle emission detection and with low cutoff energy. The Si-array (Fig. 3) detects multi proton emission over a wide energy range with the good energy (25 KeV) and angular (3^O) resolution that are needed to characterize the different p-channels of ^{31}Ar. A proton spectrum from one of the DSSSDs is shown in Fig. 5.

The IDS station also includes 4 HPGe clover-detectors surrounding the chamber for high gamma ray detection efficiency (Fig. 2). Gamma rays from the decay of ^{16}N and ^{15}C were observed indicating presence of N_2H and CO molecules on mass 31 from the CaO target which was operated at an unusual low temperature of ~500ºC. It should be stressed the stable ^{31}Ar yield of 1-2 atoms/μC over the 7 days of experiment. This value remained in spite of a significant power cut on the Meyrin site affecting all systems at ISOLDE.

Figures, tables and equations

Nucleus	drip line nucleus
Half-life	14.4 ms
T_z, J_p	$5/2^-$, $5/2^+$
Q_{EC}	18.5 MeV
Decay modes	Beta delayed protons

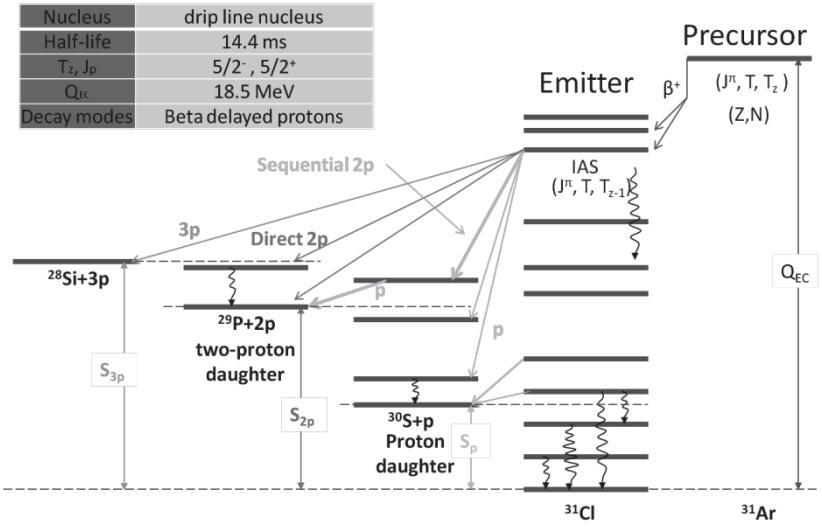


Figure 1. The decay of ^{31}Ar not to scale. This decay scheme is drawn as an illustration. The proton separation energy (S_p) are marked with dashed lines.

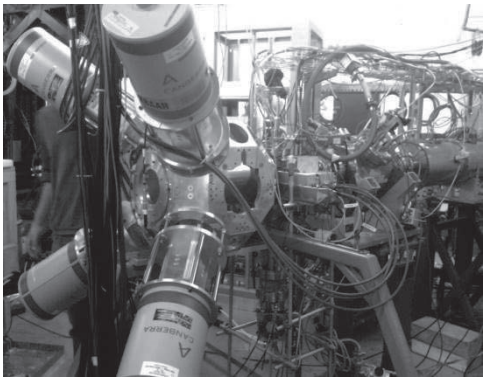


Figure 2. MAGISOL Si-plugin Chamber is surrounded by 4 HPGe clover-detectors for gamma detection.

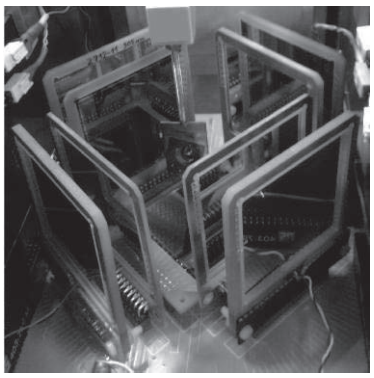


Figure 3. Charged particle detector setup. The beam was collected in a carbon foil located at the middle of the detector setup.

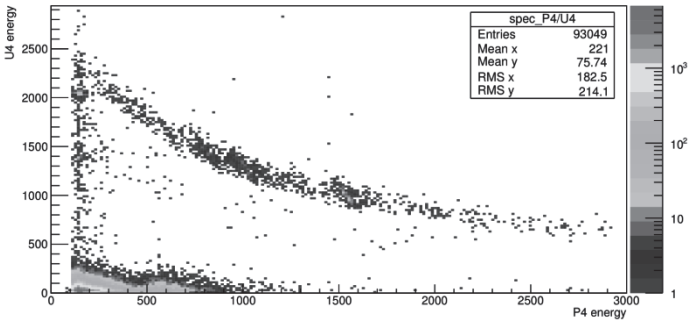


Figure 4. ΔE-E plot from two of the detectors in telescope configuration which enables particle identification. A clear proton band is seen in the plot as well as "two beta zones".

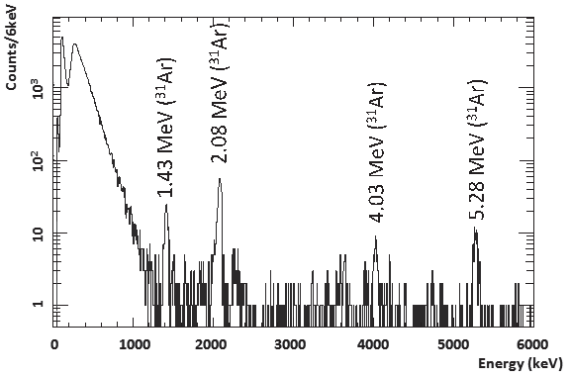


Figure 5. β-delayed proton spectrum from ^{31}Ar (only small part of the data recorded is shown). Several proton lines from the decay are observed.

Acknowledgements: Acknowledge the support received from the Spanish research council under project FPA2012-32443 and FPI 2013 grant BES-2013-066348.

References

[1] Proposal to the ISOLDE and Neutron ToF Committee, INTC-P-386, September 2013
[2] G.T. Koldste et al. Phys. Letters B 737 (2014) 383-387.

Identificación del orden de una transición de fase cuántica mediante la entropía de Wehrl en el espacio de fase

O. Castaños[1], M. Calixto[2], F. Pérez-Bernal[3,*], E. Romera[4]

[1]Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-543, 04510, DF, México.
[2]Depto. de Matemática Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, Fuentenueva s/n, 18071 Granada.
[3]Depto. de Física Aplicada, Fac. de CC. Experimentales, Universidad de Huelva, Campus del Carmen, 21071 Huelva.
[3]Depto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear e Instituto Carlos I de Física Teórica y Computacional, Universidad de Granada, Fuentenueva s/n, 18071 Granada.

* francisco.perez@dfaie.uhu.es

Introducción

La extensión del concepto tradicional de transición de fase a sistemas cuánticos (transición de fase cuántica, QPT) ha permitido tratar sistemas novedosos como son los sistemas mesoscópicos y las transiciones de fase a temperatura cero. En los sistemas mesoscópicos su carácter finito suaviza las discontinuidades en observables asociados a las transiciones de fase en sistemas en el límite termodinámico. Aún así, aún para sistemas muy pequeños se pueden encontrar evidencias de la transición de fase. Las transiciones a T = 0 implican que una pequeña variación de un parámetro del Hamiltoniano del sistema (parámetro de control) provoque un cambio sustancial en la naturaleza del estado fundamental del sistema.

Estos dos fenómenos pueden estudiarse de forma conveniente en las QPTs en sistemas bosónicos, que se han aplicado de forma exitosa al estudio de la estructura molecular y nuclear. En particular se han estudiado este tipo de transiciones en modelos bosónicos aplicados a la estructura nuclear [3, 4]. Estos modelos bosónicos poseen un límite clásico bien definido y cumplen la teoría de Landau por lo que las transiciones de fase pueden clasificarse con el criterio de Ehrenfest, asignando un orden que corresponde a la aparición de discontinuidades en las derivadas del potencial del sistema en el límite termodinámico (tamaño infinito) [3].

El estudio numérico de las discontinuidades antes citadas en sistemas de tamaño finito resulta un problema complejo, donde errores numéricos pueden dificultar una correcta clasificación de la transición de fase. Para evitar esto se han propuesto diferentes alternativas. Entro estas cabe destacar el uso de las degeneraciones alrededor del punto crítico [5], el uso del concepto de fidelidad [6] o el uso de conceptos de información cuántica como son las medidas de entropía de entrelazamiento [7, 8].

En la presente comunicación proponemos un forma alternativa de averiguar el orden de una transición de fase mediante la evaluación de la entropía de Wehrl $W(\psi)$ en el espacio de fase. La conexión con el espacio de fase se consigue mediante la distribución de Husimi, $Q(\psi)$, que se define como el cuadrado del solapamiento del estado cuántico ψ con un estado coherente arbitrario [9].

Resultados obtenidos

Para identificar el orden de la transición de fase observamos el comportamiento de la entropía de Wehrl de la función de Husimi alrededor del punto crítico de la QPT. La entropía de Wehrl se define como

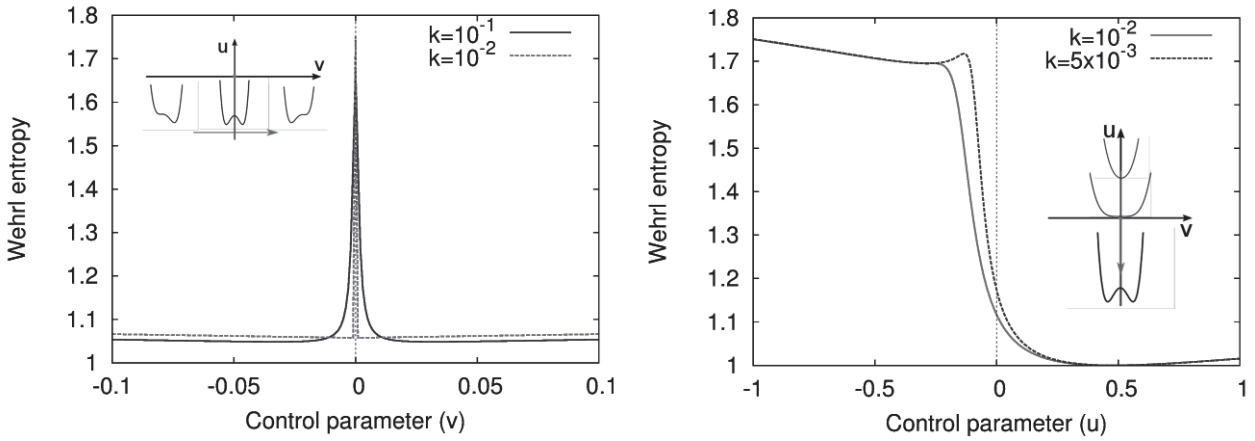
$$W(\psi) = -\int Q(\psi,\eta)\ln\left(Q(\psi,\eta)\right) d\mu(\eta),$$

donde $d\mu(\eta)$ es el jacobiano del espacio de fase cuyos estados están etiquetados con η. Como hemos dicho la función de Husimi es

$$Q(\psi,\eta) = |\langle\eta|\psi\rangle|^2,$$

siendo η el estado coherente.

Para llevar a cabo nuestro estudio nos centramos en el modelo de la catástrofe en cúspide con un potencial cuártico del tipo sombrero mexicano $V(x) = x^4/4 + u\,x/2 + v\,x$ [10]. Este es un modelo paradigmático en el que aparecen QPTs de primer y segundo orden. Observamos que, como puede verse en el panel izquierdo de la Figura 1, en el caso de una transición de fase de primer orden $W(\psi)$ se hace máxima en el punto crítico. Dicho máximo se hace más estrecho conforme aumenta el tamaño del sistema. Sin embargo, en el caso de una transición de fase de segundo orden se observa que la entropía de Wehrl muestra un comportamiento similar al de una función escalón, con una subida en el punto crítico que se hace más acusada cuando crece el tamaña del sistema, como se aprecia en el panel derecho de la Figura 1. El valor del parámetro k está relacionado con el tamaño del sistema, siendo inversamente proporcional a este.



Conclusiones

Se presenta una forma computacionalmente eficiente y clara de asignar el orden a una QPT en sistemas bosónicos. Se ha comprobado con otros modelos de interés como son el modelo de vibrones, el modelo de Dicke, el modelo de Lipkin-Meshkov-Gluck y el límite 1D del modelo de bosones en interacción [11].

Agradecimientos

FPB agradece la financiación obtenida a través del proyecto del MINECO FIS2011-28738-C02-02.

Referencias

[1] F. Iachello y A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
[2] F. Iachello y R. D. Levine, *Algebraic Theory of Molecules*, Oxford University Press, Oxford, 1994.
[3] P. Cejnar y J. Jolie, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62** (2009) 210.
[4] P. Cejnar, J. Jolie y R. Casten, *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 2155.
[5] P. Cejnar, S. Heinze y M. Macek, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 100601.
[6] P. Zanardi y N. Paunković, *Phys. Rev.* **E74** (2006) 031123.
[7] N. Lambert, C. Emary y T. Brandes, *Phys. Rev.* **A71** (2005) 053804.
[8] M. Calixto, E. Romera y R. del Real, *J. Phys.* **A45** (2012) 365301.
[9] I. Bengtsson y K. Zyckowski, *Geometry of Quantum States: an introduction to Quantum Entanglement*, Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
[10] R. Gilmore, S. Kais y R. D. Levine, *Phys. Rev.* **A34** (1986) 2442.
[11] O. Castaños, M. Calixto, F. Pérez-Bernal y E. Romera, enviado a *Phys. Rev. Lett.*

Direct reactions with weakly-bound systems: a one-dimensional toy model

L. Moschini[1,2,*], A. Moro[2], A. Vitturi[1]

[1]Dipartimento di Fisica "G.Galilei", Universita di Padova and I.N.F.N.- Sez. di Padova; v. Marzolo, 8, I-35131, Padova, ITALY
[2]Depto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla, Apartado 1065, E-41080 Sevilla, SPAIN

* laura.moschini@pd.infn.it

This contribution addresses the description of the dynamics of weakly-bound systems with one or more valence particles. The problem is relatively easy with one valence particle, but starts to be more complex with two particles, becoming then extremely complicated with more particles. To simplify the problem, it is assumed that the particles move just in one dimension. In spite of this drastic assumption, it is expected that the problem will maintain the main features and properties of the full three-dimensional case.

Different aspects of the one-dimensional problem have been developed and discussed in different papers. In [1] it is presented the problem of the excitation to the continuum of an initially bound particle, due to the action of an external perturbation. The exact solution has been compared with the results obtained by applying a CDCC approach. In [2,3] it is discussed the situation of a two-particle "borromean" system, bound due to the action of the residual pairing interaction, considering different discretization methods and studying both ground-state properties and the response functions to different operators. In [4] the break-up of such "borromean" systems due to the action of an external one-body field is studied.

In this contribution the attention is focused on transfer processes. The model includes a fixed well, with one particle initially sitted on one of the levels of the well; this is assumed to be representative of a system characterized by an inert core plus a valence particle. The system is then perturbed by a second moving well and the time evolution of the single-particle wave function is followed. For simplicity the motion of the second well is assumed to have a classical quadratic time dependence, and by choice of the distance of closest approach and of the acceleration different kinematical conditions of the reaction are simulated (bombarding energy, impact parameter, etc). In the same way, the choice of the depths of the two wells (assumed to have a Woods-Saxon shape), as well as the choice of the initial single-particle state, determine the characteristics of the two colliding objects, for example the situation of weak binding in a halo-like system.

In the case depicted in Fig. 1 the fixed well is chosen in such a way that the single particle is moving in the only weakly-bound single-particle states, while the moving well admits two (initially empty) bound levels. The different frames refer to different times and in each frame the upper part gives the square of the one-particle wave function while the lower frame gives the actual position of the two potentials at the same time. As apparent from the figure, when the tail of the moving well starts to overlap with the fixed well (frame c) part of the wave function enters in the moving well and then follows its movement (frames d-f).

At the end of the process, by taking the overlap of the final wave function with the initial wave function and the wave functions of the single-particle states of the moving well one can determine the probability of the different reachtion channels: elastic scattering, one-particle transfer process or break-up. The presence of a node in the part of wave function inside the moving well already clearly indicates that the transfer takes place to the second single particle state. To evidence the continuum part of the wave function, which is distributed over a large interval, it is shown in the insets an amplification of the wave function in a region far from the two wells.

The results shown in this contribution have been obtained by directly solving the time-dependent one-particle Schroedinger equation. The same equation can be solved within the standard time-dependent coupled-channels formalism by constructing the non-diagonal transfer form factors and expanding the wave function into the dual basis associated with the two wells. One can in this way test the validity of the first-order approximation and the necessary truncations, that are particularly relevant in the case of weakly-bound systems in connection with the procedures used for the discretization of the continuum.

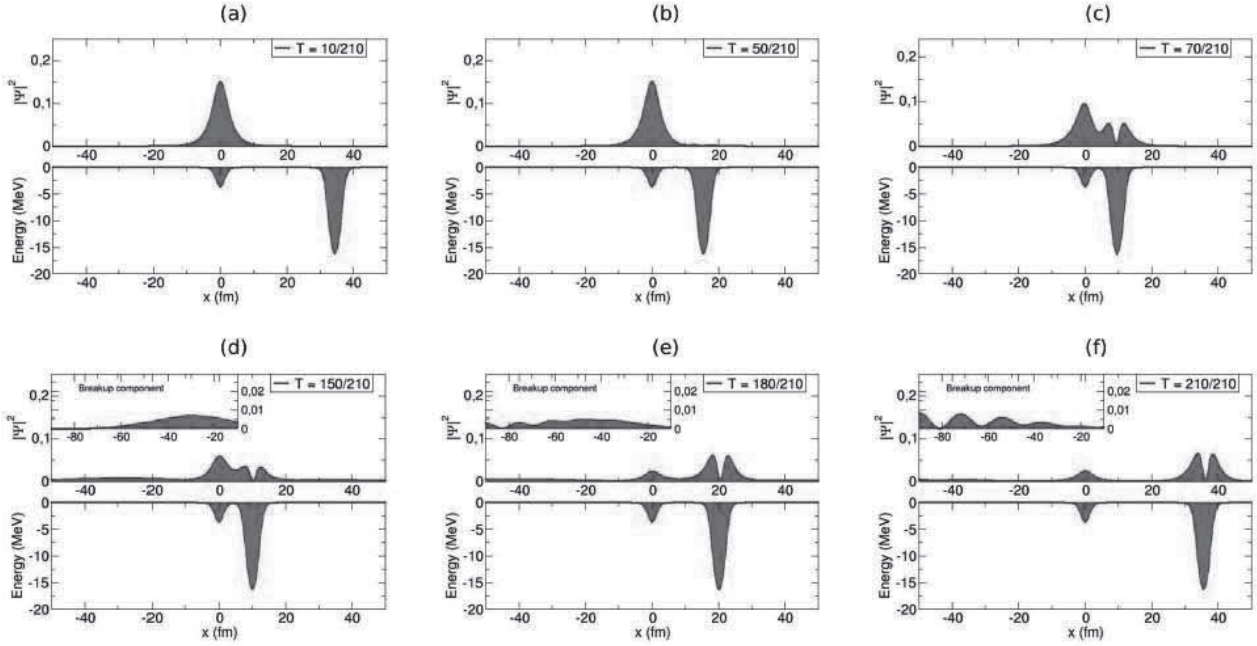


Figure 1: In all frames, corresponding to different times, the upper part gives the square of the one-particle wave function at that time, the lower part the actual position of the two potentials at the same time. The wave function is amplified in the insets, to put in evidence the continuum (break-up) part.

A further improvement involve the extension to the case of two-particle sytems and two particle transfer processes. In this case we will have two particles initially sitting in one single-particle state of the fixed well and one will follow the time evolution of the two-particle wave function due to action of the other moving one-body potential plus the residual pairing-like interaction between the two particles. By switching on and off the residual pairing interaction one will determine its effect in the enhancement of the two-particle transfer probabilities with respect to the one-particle transfer. As in the case of one-particle transfer, the exact results will be compared with those obtained in the conventional coupled-channel scheme or in its lowest-order two-step perturbation limit.

Acknowledgements

LM wishes to thank F. Pérez Bernal for useful comments and discussions.

References

[1] C.H. Dasso and A. Vitturi 2007 *Nucl. Phys. A* **787** 476
C.H. Dasso and A. Vitturi 2009 *Phys. Rev. C* **79** 064620
[2] F. Pérez Bernal and A. Vitturi 2009 *AIP Conf. Proc.* **1165** 305
A. Vitturi and F. Pérez Bernal 2010 *Nucl. Phys. A* **834** 428c
A. Vitturi and F. Pérez Bernal 2012 *AIP Conf. Proc.* **1488** 220
[3] L. Moschini 2013 arXiv:1410.7167 (Master's thesis)
L. Moschini 2014 *J. Phys.: Conf. Ser.* **566** 012027
[4] K. Hagino, A. Vitturi, F. Pérez Bernal and H. Sagawa 2011 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **38** 015105

GEANT4 simulation of optical photons in $LaBr_3$(Ce) detectors

M. Carmona-Gallardo[1*], L.M. Fraile[1], V. Vedia[1]

[1] Grupo de Física Nuclear, Facultad de Ciencias Físicas, CEI Moncloa, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain

* m.carmona.gallardo@ucm.es

Abstract

Due to their fast response, high γ–detection efficiency and good energy resolution, $LaBr_3$(Ce) crystals have become the choice for a wide range of applications. Nowadays, they are the key element in the application of Ultra Fast Timing method [1], allowing the experimental determination of nuclear lifetimes of excited nuclear states in the range of few nanoseconds to tens of picoseconds. In particular, they are the chosen crystals for FATIMA [2], the *FAst TIMing Array* designed to measure sub-nanosecond half-lives of excited states in exotic nuclei produced at FAIR. The sensitivity of the method is directly influenced by the $LaBr_3$(Ce) time resolution, and therefore the optimization of operation parameters is required to obtain the best performance [3]. In addition, the size and shape of the crystals and the amount of Ce doping, have an impact on the time resolution.

In order to test the effect of the geometry and the doping in the $LaBr_3$(Ce) FATIMA crystals, and compare to the experimental measurements performed in our group, optical photon simulations have been performed using the Geant4 Monte Carlo simulation toolkit [4]. Geant4 allows for the simulation of interaction of radiation with matter and includes the generation of optical photons and light transport models. In our study we have studied the time response and energy resolution of crystals of different shapes and compared them to the available experimental information. The experimental results can be well reproduced once an optimalsignal rise time is included in the simulations.The study of different reflector materials, boundary surfaces, as well as intrinsic properties of the crystals, such as the refraction index, provides a better understanding of the experimental results. This will make it possible to achieve better detector designs and help us determine the important parameters affecting the time and energy resolution.

In this paper a description of the simulations will be given and the comparison with the experimental results will be discussed.

References

[1]H. Mach *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 280, 49 (1989).
[2] L.M. Fraile *et al.*, "Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of FATIMA, the FAst TIMing Array" (2015), submitted to the FAIR ECE.
[3] V. Vedia *et al*., JPS Conf. Proc. Volume 6 (2015), and submitted to Nucl. Instrum.Meth. A.
[4] S. Agostinelli et al., Geant4 a simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506, 250 (2006), *URL: geant4.cern.ch*.

Simposio de Física Médica

Resultados y Consideraciones en el Control de Calidad de los Tratamientos de Radioterapia con Intensidad Modulada. Evaluación Gamma

Fco. Javier de Luis[1,*], F. García-Cases[1], Manuel Herránz[1], Rosa Cañón[2], Loubna Aakki[2], Meritxell Vila[2], Antonio Brugarolas[3].

[1]Servicio de Radiofisica y Protección Radiologica
[2]Servicio de Oncología Radioterápica.
[3]Servicio de Oncología Médica.
Plataforma de Oncología. Hospital Quirón Torrevieja. Ptda. de la Loma s/n. 03184 Torrevieja (Alicante).

* fjavier.deluis@quiron.es

Introducción y Objetivos

Un sistema de control de calidad es un conjunto de acciones necesarias para asegurar que un producto se adecua a unos determinados estándares de calidad [1]. En nuestro hospital tenemos implementado un *Programa de Garantía de Calidad en Radioterapia*, fundamentado en el REAL DECRETO 1566/1998 [2], y en distintos protocolos de asociaciones de física médica internacionales [3] [4].

Para cada tratamiento planificado con radioterapia de intensidad modulada (*IMRT*), se realizan dos pruebas experimentales específicas con las que se valora seguir adelante o no con dicho tratamiento. La primera de ellas es la dosimetría absoluta en uno o más puntos de interés, realizada sobre un maniquí al que se le inserta una cámara de ionización. La segunda es la comparación entre la distribución de dosis calculada, con la experimental. Para valorar cuantitativamente la adecuación en esta segunda prueba, de las dos distribuciones de dosis, es para lo que se realiza la evaluación gamma [5].

El objetivo de este estudio es describir nuestro programa de garantía de calidad específico para los tratamientos de IMRT, mediante el uso del criterio de evaluación gamma, estudiando su idoneidad.

Material y Método

Los tratamientos en nuestro hospital comenzaron en el año 2003. El hospital está dotado con un acelerador lineal de electrones *Clinac 2100 C/D* (Fig.1), de la firma *Varian Medical Systems*. El cual lleva incorporado un sistema de colimación con multiláminas, que le permitió ser uno de los centros pioneros en España en realizar tratamientos de radioterapia de intensidad modulada dinámica (*sliding windows*). Además incorpora un sistema de imagen portal (*Portal Vision*), sobre un brazo mecánico replegable, válido para extraer imágenes que sirven tanto para posicionar al paciente, como para determinar experimentalmente distribuciones de fluencia y dosis de los distintos campos de tratamiento.



Figura 1. Acelerador *Clinac 2100 C/D*, con el sistema de imagen *Portal Vision* desplegado.

El sistema de planificación de los tratamientos es *Eclipse 8.6*, de la misma firma, el cual posee una herramienta, *Portal Dosimetry* [6], cuyo fin es comparar la distribuciones de dosis, calculada y experimental, de los tratamientos de *IMRT*. La comparación se puede realizar vía evaluación gamma o vía diferencia de dosis.

Se han analizado los datos recogidos durante los últimos cinco años, para cada tratamiento de *IMRT*, en los que se detallan por una parte la información del paciente y de la planificación, y por otra: las unidades monitor, el giro de gantry, la dosis adquirida en la cámara de ionización, los desplazamientos necesarios, y los valores, gamma máximo, gamma medio, y gamma>1%, para cada campo de cada tratamiento planificado.

Resultados y Conclusiones

En el año 2014, se han tratado con radioterapia externa 471 pacientes en nuestro centro, de los cuales alrededor del 40% fueron tratados con IMRT dinámica, para todo tipo de localizaciones de lesión.

Se presentan como resultado un análisis estadístico de un mes tipo de los datos adquiridos, de ése año, así como distintas consideraciones sobre la experiencia adquirida y la casuística de este tipo de evaluación. Por último se aportan conclusiones sobre las ventajas e inconvenientes de la misma.

Queremos agradecer a *Varian Medical Systems* la colaboración, al habernos facilitado la guía de referencia del *Portal Dosimetry*, y otros documentos, que nos han sido de gran utilidad. Además queremos agradecer la dedicación constante de los técnicos de radioterapia del servicio sin cuyo tesón no dispondríamos de los datos que hemos evaluado en este trabajo.

Referencias

[1] J. Rosello. *Control de calidad en radioterapia externa conformada e IMRT*. *Oncología (Barc.)* [online]. 2004, vol.27, n.6, pp. 28-29. ISSN 0378-4835.

[2] REAL DECRETO 1566/1998, de 17 de julio, por el que se establecen los criterios de calidad en radioterapia. BOE 206/1998.

[3] G.A.Ezzell *et alli*. Guidance document *on delivery, treatment planning, and clinical implementation of IMRT: Report of the IMRT subcommittee of the AAPM radiation therapy committee*. Medical Physics, Vol. 30, No. 8, August 2003

[4] J. Besserer *et alli*. Swiss Society for Radiobiology and Medical Physics (SSRMP). *Quality control for Intensity-modulated radiation therapy*. Recommendations No. 15. ISBN 3 908 125 41 3 September 2007.

[5] D.A. Low, J.F. Dempsey. *Evaluation of the gamma dose distribution comparison method*. Medical Physics, Vol.30, No. 9, September 2003

[6] Varian Medical Systems. *Portal Dosimetry Referente Guide*. December 2009.

Microdosímetros de silicio basados en diodos cilíndricos

S. Esteban[1,*], C. Fleta[1], M. Baselga[1], D. Quirion[1], G. Pellegrini[1], C. Guardiola[2], M.A. Cortés-Giraldo[3], F. Gómez[4], J. García Lopez[5], M.C. Jiménez-Ramos[5], M. Lozano[1]

[1]Instituto de Microelectrónica de Barcelona, (IMB-CNM,CSIC) E-08193, Bellaterra, Barcelona, Spain
[2]Department of Radiation Oncology, University of Pennsylvania Philadelphia, PA 19104, USA
[3]Dep. Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla, Apdo. 1065, 41080 Sevilla, Spain
[4]Dep. de Física de Partículas, Universidad de Santiago de Compostela (USC), Santiago de Compostela, E-15782, Spain
[5]Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Universidad de Sevilla, CSIC, J. de Andalucía

* sergi.esteban@imb-cnm.csic.es

Introducción

La microdosimetría estudia la distribución espacial y temporal de la energía depositada por radiación en volúmenes micrométricos [1]. Para calcular esta energía se necesitan estructuras de tamaño celular conocidas como microdosímetros que proporcionan, con gran exactitud, la dosis absorbida en cada volumen. Estos detectores son de gran interés en el marco de la radioterapia, puesto que permiten determinar la energía absorbida por el tejido a escala microscópica, pudiendo así caracterizar en términos radiobiológicos la distribución de dosis absorbida en dicho tejido sano [2].

En este trabajo se presenta la nueva generación de microdosímetros de silicio basados en diodos cilíndricos diseñados y fabricados en la sala blanca del Instituto de Microelectrónica de Barcelona (IMB-CNM, CSIC). Estos detectores están confeccionados en tres tipos diferentes de obleas SOI con espesores activos de 6, 10 y 20 μm. Para formar la unión p-n del diodo semiconductor se ha grabado un anillo circular dopado con fósforo (Si n+) que rodea el electrodo tipo-p (Si p+) dopado con boro y situado en el centro. La Fig. 1a muestra una célula HeLa y el diseño de uno de los microdosímetros del IMB-CNM en el que el volumen activo es del mismo orden de magnitud que los volúmenes celulares típicos.

Un mismo detector está formado por una matriz de 11x11 microdosímetros (Fig. 1b) que resultan en 121 canales independientes de lectura para proporcionar resolución espacial en 2-D.

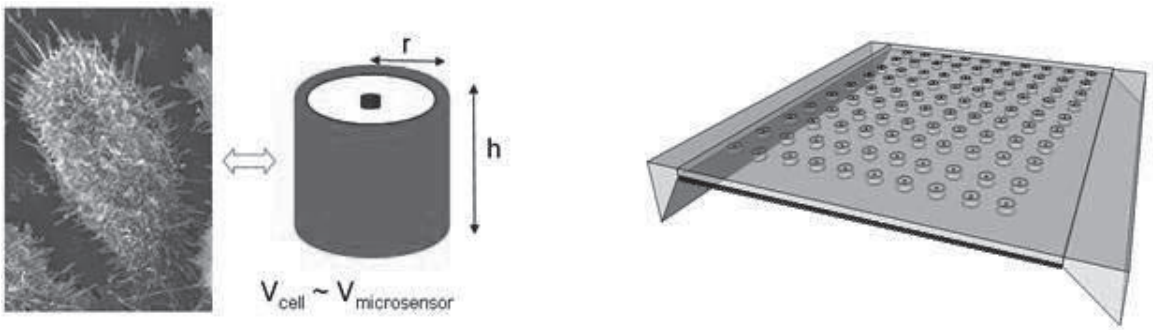


Figure 1. a) Célula HeLa y estructura de un microdosímetros. b) Detector con la matriz de 121 microdosímetros.

Caracterización eléctrica y simulaciones

La caracterización eléctrica básica para este tipo de dispositivos consiste en realizar una medida intensidad-voltaje para observar la corriente del microdosímetro. La Fig. 2a muestra esta caracterización para tres píxeles independientes. Puede observarse que el comportamiento es el típico de un diodo y que la corriente en inversa es del orden de los picoamperios.

Simulaciones con Synopsis TCAD Sentaurus [3] han sido realizadas para entender el comportamiento eléctrico y de colección de carga de los detectores. Este tipo de simulaciones permiten calcular la zona de carga espacial del diodo semiconductor y el campo eléctrico para

distintos valores de voltaje. La Fig. 2b muestra el corte transversal de un sensor simulado indicando el valor del campo eléctrico y la zona vaciada al aplicar un voltaje en inversa de 5 voltios.

El código Monte Carlo GEANT4 10.1 [4] también ha sido utilizado para simular la interacción de diversas partículas con los dispositivos y obtener los espectros de energía depositada para comparar con las medidas experimentales.

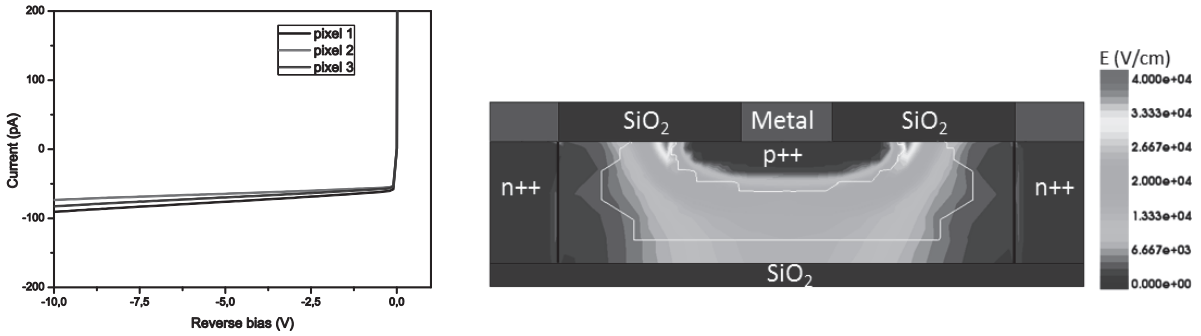


Figure 2. a) Medida I-V de tres de los 121 pixels en cada detector. b) Simulación con Synopsis TCAD Sentaurus mostrando el campo eléctrico y la zona vaciada a -5 voltios.

Medidas realizadas con la técnica: Ion Beam Induced Charge (IBIC)

Los microdosímetros fueron testeados en el Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla mediante la técnica IBIC. El estudio IBIC utiliza un haz de iones para escanear un área elegida del detector y obtener un mapa de las zonas donde hay colección de carga. El análisis de estos mapas permite saber con exactitud el diámetro del volumen sensible, la energía que depositan los iones y la funcionalidad de cada uno de los dispositivos. La Fig. 3 muestra dos mapas de colección de carga obtenidos con un haz de He^{2+} de 5x5 μm^2 y de 5 MeV donde se puede ver que toda la matriz de microdosímetros es funcional y se aprecia la forma circular de la estructura.

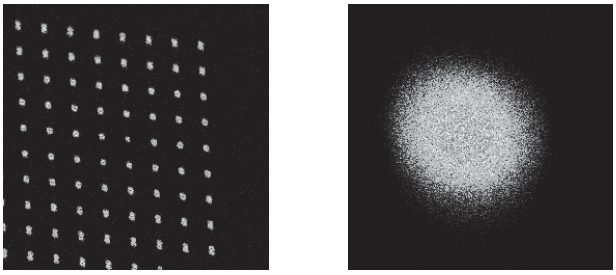


Figure 3. a) Mapa de colección de carga de todo el detector. El área visible es de 1x1 mm^2. b) Mapa de colección de carga de un solo microdosímetro. Área 40x40 μm^2.

Agradecimientos

Al Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) ya que esta investigación es posible gracias al financiamiento logrado a través del Programa Nacional de Física de Partículas: FPA2013-48308-C2-2-P.

C. Fleta agradece el apoyo del programa Ramón y Cajal. D. Quirion agradece el apoyo del programa JAE-Doc. C. Guardiola agradece el apoyo de la fundación Ramón Areces.

Referencias

[1] H.H. Rossi and M.Zaider, *Microdosimetry and its applications*, Springer, Berlin, 1996.
[2] Y. Kase et al., *Microdosimetric Measurements and Estimation of Human Cell Survival for Heavy-Ion Beams,* Radiation Research, 166 (4): 629-638 (2006)
[3] Sentaurus Device User Guide (2012) Synopsys Inc., v. G-2012.06.

[4] Geant4 collaboration, S.Agostinelli et at., *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 506 (2003) 250.

Implementación en rutina clínica en el Hospital Universitario Virgen Macarena de una herramienta Geant4 con lectura de ficheros DICOM

Á. Perales[1,*], M. A. Cortés-Giraldo[2], M. I. Gallardo[2], R. Arráns[1]

[1]Servicio de Radiofísica. Hospital Universitario Virgen Macarena, Sevilla.
[2]Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Facultad de Física, Universidad de Sevilla.

* alvpermol@gmail.com

Motivación

En este estudio mostramos la ampliación de las prestaciones del código, desarrollado con Geant4 [1], para la simulación Monte Carlo del acelerador Siemens Oncor [2] existente en el Hospital Universitario Virgen Macarena, de manera que se puedan efectuar simulaciones Monte Carlo de tratamientos reales de fotonterapia incluyendo la geometría del propio paciente. El objetivo es poder comparar las distribuciones de dosis obtenidas por Monte Carlo con aquéllas calculadas mediante un sistema de planificación comercial (TPS), con el fin de determinar las posibles inexactitudes de éste último y las circunstancias en que se dan.

Para ello se ha desarrollado una herramienta acoplada a la aplicación Siemens Oncor, que permite la lectura de ficheros DICOM para generar la geometría particular del paciente de forma automática en nuestra aplicación Geant4. De esta manera se cuenta con todos los elementos necesarios para llevar a cabo un cálculo más exhaustivo, de la dosis recibida por el paciente y efectuar la comparación entre distribuciones de dosis antes mencionada.

Introducción

Actualmente se conoce la validez del método Monte Carlo en la verificación de tratamientos de fotonterapia, lo cual implica su uso para determinar en qué situaciones los tratamientos producidos por medio del TPS, no reproducen con exactitud la liberación de dosis en el paciente. De hecho, una revisión de la literatura muestra que para cambios de densidad extremos, la desviación entre los valores hallados en una modalidad y otra difieren considerablemente [3].

Siguiendo esta línea, se propone realizar una comparativa dosimétrica entre planificaciones calculadas con Monte Carlo y un TPS comercial en localizaciones que comprendan altos gradientes de densidad. Para ello es necesario, tanto un conocimiento elevado de la geometría del acelerador lineal de electrones, como de las características del paciente en término anatómicos. Una vez realizado el modelado preciso del primer ítem en la plataforma Geant4, se requiere implementar la anatomía del paciente dentro de la aplicación ya desarrollada para el acelerador. Para ello contamos con los ficheros DICOM [4] del estudio tomográfico (CT) del paciente y, por medio de la lectura de éstos, extraemos la información necesaria para crear la geometría *voxelizada* del paciente en la simulación Monte Carlo.

Metodología

En este trabajo hemos partido de una aplicación ya realizada para simular con precisión el cabezal del acelerador clínico Siemens Oncor (modo de fotones), incluyendo su colimador multiláminas 160-MLC [2]. Para ellos, hemos desarrollado la clase *DPatientConstruction*, que se encarga de la lectura de ficheros DICOM, y creación del volumen paciente, de acuerdo con la siguiente figura:

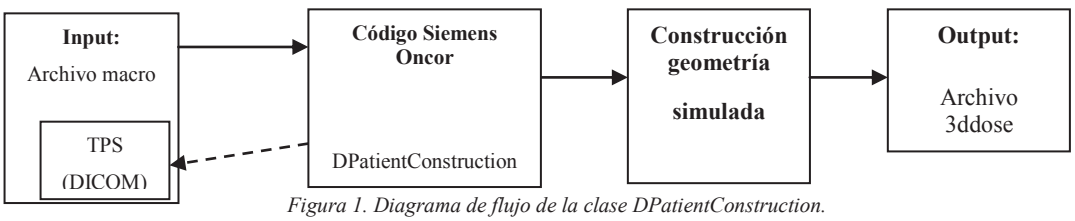


Figura 1. Diagrama de flujo de la clase DPatientConstruction.

Es necesario remarcar que para la validación del *output* de *DPatientConstruction*, se usaron maniquíes específicos con una geometría fácilmente reproducible por Geant4. Esto facilita una comparativa entre la geometría creada vía ficheros DICOM y la creada a partir de las herramientas disponibles en Geant4, que representa la validación de esta clase.

Resultados

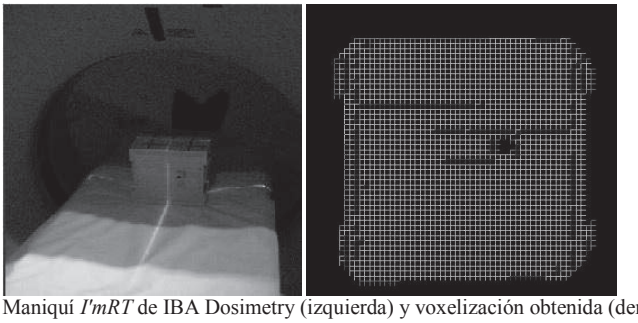


Figura 2. Maniquí *I'mRT* de IBA Dosimetry (izquierda) y voxelización obtenida (derecha).

En la figura 2 se muestra la geometría reproducida de un maniquí específico con nuestra clase *DPatientConstruction*, justificando su uso para estudios CT de pacientes de radioterapia. Por otro lado, es reseñable mencionar las prestaciones existentes en *DPatientConstruction*. Entre ellas destaca la capacidad de elegir entre distintas opciones de parametrización de la geometría voxelizada para así comparar y determinar qué opción es la idónea, según anatomía del paciente y potencia de cálculo. Asimismo usamos los materiales tabulados en el informe nº 89 de la ICRP [5], que conlleva tener presente en el cálculo de la dosis los distintos tejidos presentes en el cuerpo humano.

Conclusiones

Se han desarrollado los elementos necesarios para la simulación de un tratamiento de fotonterapia, fundamentalmente en los aspectos relacionados con la inclusión de los datos anatómicos del paciente en la aplicación GEANT4.

No obstante, nuestro trabajo pretende incorporar próximamente la posibilidad de usar de forma rutinaria el cálculo Monte Carlo, como método alternativo y complementario al TPS, de forma que se puedan obtener resultados dosimétricos más precisos en aquellas situaciones que lo requieran. Esta posibilidad tiene una clara relevancia clínica ya que permite una determinación más exacta de la distribución de dosis, tanto en términos de cobertura y homogeneidad del volumen tumoral, como de las zonas sanas circundantes.

Referencias

[1] S. Agostinelli, *et al.* "Geant 4: A simulation toolkit", *Nucl.Instrum.Meth. A* **506** (2003) 250-303.

[2] M. A. Cortés-Giraldo, "Desarrollos y aplicaciones de Geant4 para radioterapia y microdosimetría en detectores y circuitos integrados", Tesis Doctoral. Universidad de Sevilla (2011).

[3] B. Vanderstraeten, *et al*. "Accuracy of patient dose calculation for lung IMRT: A comparison of Monte Carlo, convolution/superposition, and pencil beam computations", *Medical Physics* **33** (2006) 3149.

[4] American College of Radiology, National Electrical Manufacters Association. *Digital Imaging and Communications in Medicine* (DICOM), (2003).

[5] ICRP. Basic Anatomical and Physiological Data for Use in Radiological Protection Reference Values. *ICRP Publication* **89** (2002). Ann. ICRP 32 (3-4).

Full wave reconstruction method in time domain for ultrasound computer tomography

Perez-Liva M[1], Herrainz JL[1,2], Miller E[3], Udias JM[1*].

[1] Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid
[2] Madrid-MIT M+VISION Consortium, Massachusetts Institute of Technology (MIT), Boston, MA, US
[3] Department of Electrical & Computer Engineering, Tufts University, Medford, MA, US.

* jose@nuc2.fis.ucm.es

Introduction

Breast cancer (BC) is the most frequent malignant tumor in women and one with the highest mortality rate [1]. Fortunately, survival rates are nearly 100% if the cancer is detected at early stages [2]. For this reason, a great variety of image techniques are being developed to obtain the best possible tumor detectability and image quality. Among these techniques are the Ultrasound Computer Tomography Systems (UCTS) which are capable to provide several modalities of ultrasound images depending on the process experienced by the ultrasound wave (reflection, transmission, etc). By analyzing the transmitted wave, maps of speed and attenuation of sound in the different tissues can be obtained, which can be correlated with their density and stiffness. USCT provide a full perspective of the mamma, so potential lesions may be located accurately, and these may have a performance comparable to Magnetic Resonance Imaging [3], considered the gold standard for BC.

UCTS avoid the ionizing radiation and breast compression of conventional mammography. These also minimize some drawbacks of conventional echography, because as all insonification angles can be covered, the spatial resolution is isotropic and it is also possible to resolve to a high level of detail internal breast structure with far less noise and speckle. The potential of these systems as a main diagnostic or screening tool is currently limited by the large computational cost required for data processing and image reconstruction, especially when full-wave based codes are employed for image formation. Although faster reconstruction methods exists (these are based on approximate models, typically Born or Rytov linearization of the full wave physics) [4], they do not obtain the high spatial resolution obtained by full-wave inversion methods.

In this work we present preliminary results of the implementation of a full wave code working in time domain implemented in Matlab.

Materials and methods

The implemented method is based on the backprojection of the adjoint field [5] and aims to find the speed distributions of absorption and sound speed that best predict the experimental data, i.e., the time signals in the receptors positions such as the mean square error could be minimized with a gradient-based method.

For the forward and backward propagation we employed the k-wave [6] software. This code allows the full simulation of an UCTS. In this case, the simulated setup consisted in a circular ring of detectors of 256 point elements. The field of view (FOV) employed was 200 mm and the central frequency of the arrays was 500 kHz.

To minimize the mean square error we followed the method presented by Norton [5]. It consisted on the calculation of the Frechet derivative to update the image as follows:

$$n^{j+1}(r) = n^{j}(r) - \alpha_j \nabla_F \varepsilon^{j}(r) \quad (1)$$

Here the mean square error is expressed as:

$$\nabla_F \varepsilon(r) = \frac{1}{{c_o}^2} \int_0^T \frac{\partial \psi(r,t)}{\partial t} \frac{\partial \tilde{\psi}(r,t)}{\partial t} dt \quad (2)$$

In equation (2) the right term is the Frechet derivative and it consists in the product of the temporal derivative of direct and adjoint fields. The former is the field generated by the propagation of the ultrasound wave (solving the wave equation) from the emitter position and the latter is the backward propagation of the time reversal difference between reference and simulated signals at receivers position.

In this study, we evaluated the performance of this method with simulated data corresponding to typical numerical breast phantom [7] using k-wave. We analyzed the quality of the reconstructed image and the computational time required to obtain it.

Results

Figure 1 a) and b) show the original and the reconstructed images. The total simulation time was 8 hours but we believe this time can be reduced parallelizing the method. We obtained adequate recovery of the edge of the several cysts included in the phantom.

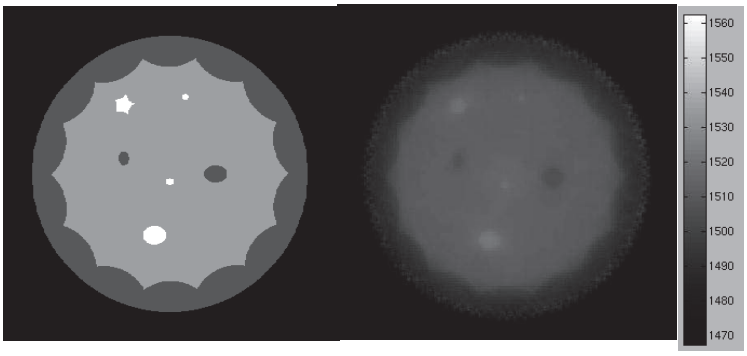


Figure 1a) Actual numerical breast phantom. b) Reconstructed image, 8h of reconstruction.

Conclusions:

A full wave code was implemented in time domain mode for UCTS image reconstruction in transmission mode. The obtained images employed simulated data and present adequate recovery of structures shape. They are obtained in a reasonable amount of time (8 hours), taking into account the computational cost this method requires. We believe these times can be reduced by parallelizing the code, which will facilitate its use in the future. These results are encouraging and we are currently working on methods to speed-up the computation based on GPUs [8] We are confident that the possibility of having quantitative US images in a reasonable time will expand the possibilities and applications of this new technique.

References

[1] Jemal A, Bray F, Center MM, Ferlay J, Ward E, Forman D. *CA Cancer J Clin* 2011; 61:69-90.
[2] Breast cancer. (2014). Retrieved May 20, 2014, from http://www.cancer.org/cancer/breastcancer.
[3] Ranger B, Littrup PJ, Duric N, Chandiwala-Mody P, Li C. Schmidt S, Lupinacci J. *AJR Am J Roentgenol*
[4] Medina-Valdés, L., Perez-Liva M. 43rd Annual Symposium of the Ultrasonic Industry Association. 2014
[5] Norton, S. J. (1999). The Journal of the Acoustical Society of America, 106(5), 2653-2660.
[6] Treeby, B. E., & Cox, B. T. (2010). Journal of biomedical optics, 15(2), 021314-021314.

[7] Roy O, Jovanović I, Hormati A, Parhizkar R,Vetterli, M 2010. *SPIE Med Im* Int Society for Opt and Photonics.
[8] Herraiz, J. et al (2011). Nuclear Science, IEEE Transactions on, 58(5), 2257-2263.

Simposio de Astrofísica

La aceleración anómala de las Pioneer

A. Astillero

Departamento de Tecnología de Computadores y Comunicaciones, Universidad de Extremadura, 06800 Mérida

aavivas@unex.es

En esta comunicación se realiza un estudio de revisión bibliográfica sobre la anomalía de las Pioneer. En primer lugar, se presentan las misiones Pioneer 10 y 11, así como algunas de las características más importantes de las mismas. A continuación, se comenta el descubrimiento inicial de la anomalía y los primeros intentos para explicarla. Seguidamente, se repasan las principales teorías propuestas para resolverla, así como el estado actual del problema. Finalmente, se exponen algunas conclusiones.

A comienzos de la década de los setenta fueron lanzadas al espacio las sondas Pioneer 10 y 11 en misión hacia Júpiter y Júpiter/Saturno, respectivamente. Posteriormente, en 1980, los datos telemétricos recibidos desde ambas sondas comenzaron a mostrar la presencia de un desplazamiento pequeño y anómalo en la frecuencia de los mismos. Esto comenzó a ocurrir cuando las sondas se encontraban a una distancia del Sol de entre 20 y 70 unidades astronómicas (AU) [1,2]. Se encontró que las sondas iban frenando más de lo esperado. El efecto consiste en una aceleración extremadamente pequeña y dirigida hacia el Sol de $a = (8.74 \pm 1.33) \cdot 10^{-10}$ m/s^2. Esta violación aparente de la segunda ley de Newton se conoce con el nombre de anomalía de las Pioneer. La última comunicación con ambas sondas tuvo lugar en 2003. Mientras tanto, se han seguido analizando los datos recibidos con anterioridad a dicha fecha.

Posteriormente, las mediciones fueron repetidas y se comprobó que la discrepancia seguía teniendo lugar. Este hecho indicó a los científicos que, fuera cual fuere la causa que provocaba la anomalía, ésta seguía actuando sobre las sondas. Mediciones de la velocidad de las sondas mediante efecto Doppler mostraron que el desplazamiento al rojo observado era menor que el esperado. Esto de nuevo confirmó que las sondas se frenaban más de lo previsto.

Lo que es ciertamente destacable es que la anomalía ha despertado un gran interés en los últimos años y que se han presentado multitud de teorías para intentar explicarla. El objetivo de esta comunicación es presentar el estado del arte de la anomalía de las Pioneer.

El autor desea agradecer la ayuda económica prestada por el Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto FIS2010-16587) y por el Gobierno de Extremadura (proyecto GR10158), parcialmente financiados por fondos FEDER (Fondo Europeo de Desarrollo Regional).

[1] S. G. Turyshev, V. T. Toth, *Living Reviews in Relativity* **13**, 4 (2010).
[2] A. Astillero, *Revista Española de Física* **28(2)**, 9 (2014).

Formación Estelar recurrente y agrupamiento de fuentes Lyman α de alto z

J.M. Rodríguez Espinosa[1,2,*], N. Castro[1,2], R. Calvi[1,2], et al.[3]

[1] Instituto de astrofisica de Canarias, La Laguna, Tenerife
[2] Universidad de La Laguna, La Laguna, Tenerife
[3] Et Al. Colegas de los proyectos ALBA y SHARDS

* jmr.espinosa@iac.es

Introducción

Hemos encontrado los primeros casos de formación estelar recurrente en un par de fuentes Lyman α a z = 5. Estas fuentes ha salido del catalogo SHARDS, realizado con datos del telescopio GTC. También con datos de GTC, esta vez del proyecto ALBA, encontramos una sobre-densidad de fuentes que nos lleva a concluir que estas fuentes forman parte de un proto-cúmulo. Si se confirma dicho proto-cúmulo sería el proto-cúmulo de mas alto desplazamiento al rojo conocido.

1) Formación estelar recurrente en dos emisores Lyman α a z = 5

El cartografiado SHARDS [1] realizado con el Gran Telescopio Canarias (GTC), ha mapeado el campo de GODDS Norte en dos apuntados cada uno en 24 filtros semi-estrechos en el rango de longitud de onda de 500 nm hasta 940 nm. Las observaciones han alcanzado profundidades de 26.5 magnitudes AB (3 ζ) en todos los filtros.

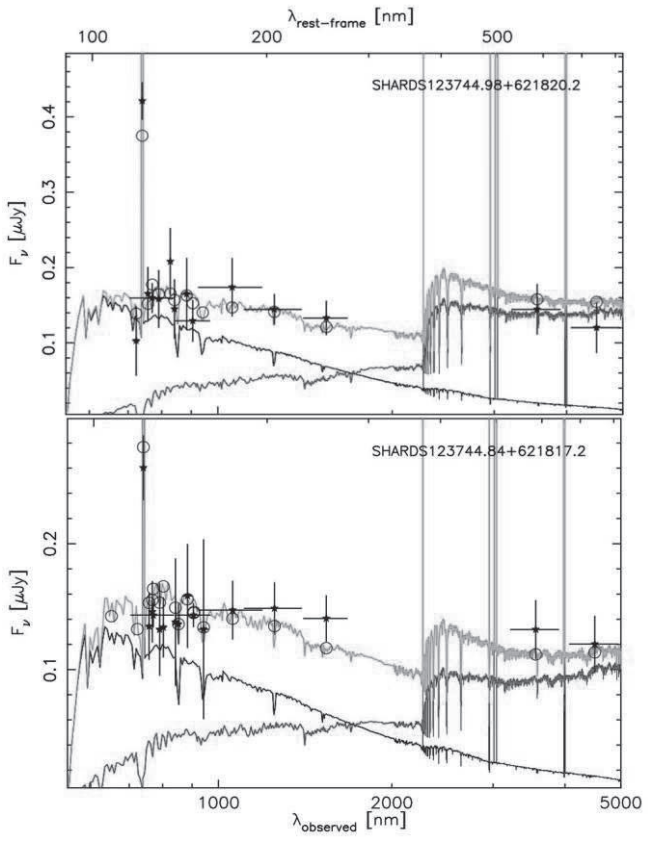


Fig. 1 Distribuciones espectrales de energía y ajustes con dos poblaciones. Los datos son los puntos negros. La población joven se está en azul, mentiras que la evolucionada está en rojo.

El examen de estas imágenes, y la búsqueda en concreto de emisores Lyman α, así como de galaxias Lyman Break, ha producido una lista de unas 70 fuentes. Entre ellas, dos galaxias perecieron estar muy próximas en el plano del cielo, y su distribución espectral de energía apuntaba a que eran emisores Lyman α, y que ambos podrían estar a un desplazamiento al rojo cercano a 5.

Espectroscopía de rendija larga realizada con el GTC/OSIRIS, de tal modo que la rendija incluía ambas fuentes, produjo como resultado la confirmación de que ambas fuentes estaban asimismo muy próximas en velocidad.

Con la espectroscopía, que proporcionó los flujos en la línea de Lyman α, los datos SHARDS, y datos adicionales de la literatura, especialmente datos de Spitzer, llevamos a cabo un estudio detallado de ambas fuentes. Concretamente hicimos un estudio de sus poblaciones estelares, encontrando que una sola población no podía ajustar la distribución espectral de energía de estas fuentes. Dos poblaciones (Fig.1) fueron necesarias [2]. Ambas galaxias ofrecían el mismo patrón de comportamiento. Las poblaciones eran, una muy joven, de entre 1 y 2 millones de años, y otra más evolucionada, con unos 150 millones de años. La primera población daba cuenta del la

emisión Lyman α, mientras que la segunda es la responsable de la masa actual de esas galaxias. Esto se ha interpretado como formación estelar recurrente. Este tipo de formación estelar se ha discutido en la literatura, pero nunca antes se había encontrado en estas fuentes de alto desplazamiento al rojo.

2) Agrupamiento de fuentes emisoras Lyman α

Se piensa que la re-ionización del Universo fue completada en gran parte por una numerosa población de galaxias con formación estelar de muy baja luminosidad [3]. Además, es conocido de la literatura [4, 5] que la visibilidad de las fuentes Lyman α de alto desplazamiento al rojo aumenta si están agrupadas. Nosotros hemos realizado imágenes profundas del campo cosmológico SXDX, en torno a dos fuentes a z=6.5 con alta tasa de formación estelar, singularizadas por Ouchi [3] por estar en un filamento de la web cósmica. Nuestra idea era tratar de detectar esa población de fuentes Lyman α de baja luminosidad. Y para maximizar las posibilidades de encontrar dichas fuentes hemos explorado este campo de Ouchi.

El resultado ha sido que hemos encontrado del orden de 40 fuentes con las características de ser bien emisores Lyman α, o galaxias con el corte de Lyman a z=6.5. Este número de fuentes, si se confirma, supone una sobre-densidad de más de un factor 3 sobre la densidad esperada fuentes en el campo (unas 13 en nuestro campo [6]). Un análisis previo con metodología Monte Carlo y algoritmos tipo "Friend of Friends", llega a la conclusión de que estamos ante una agrupación de fuentes, o proto-cúmulo, que sería el proto-cúmulo de mayor desplazamiento al rojo observado hasta ahora.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el MINECO, mediante el proyecto del PNAYA AYA2012-39168-C03- 01. Basado en observaciones realizadas con el Gran Telescopio Canarias, del Instituto de Astrofísica de Canarias, Instalado en el Observatorio del Roque de los Muchachos.

Referencias

[1] http://guaix.fis.ucm.es/pgperez/SHARDS/
[2] J.M. Rodríguez Espinosa, et al. *MNRAS Letter,* (2014) **444**, L68.
[3] R. J. Bouwens et al. *ApJ Letter, (2013)* ***765****, L16*
[4] J. Miralda Escudé *Ap J. (1998)* **501**, 15
[5] McQuinn et al. *MNRAS (2007)* **381**, 75
[6] H. Yan et al. *ApJ Letter* (2011) **728**, L22

Simposio de Física de la Atmósfera y del Océano.

Medidas de irradiación UVB diaria directa, difusa y global

M.P. Utrillas[1], S. Gandía[1], F. Tena[1], R. Pedrós[1], M.J. Marín[2], J.L. Gómez-Amo[1] y J.A. Martínez-Lozano[1]

Grupo de Radiación Solar.
[1]Departamento de Física de la Tierra y Termodinámica, Universitat de Vàlencia, Spain
[2]Departamento de Matemáticas para la Economía y la Empresa. Universitat de València, Spain.

utrillas@uv.es

Introducción

El estudio de las componentes de la radiación solar (directa y difusa) es de gran importancia en numerosas aplicaciones del aprovechamiento energético de la misma, en particular para todas aquellas que requieren el conocimiento de los niveles de radiación sobre un plano distinto del horizontal. En este caso no es posible hacer una estimación a partir de la irradiancia incidente sobre un plano horizontal, sino que hay que recurrir a las componentes directa y difusa en dicho plano [1].

Instrumentación

Las medidas de UVB se realizaron en el campus de Burjassot de la Universidad de Valencia (39º 35'N; 0º 25'W, 30 m s.n.m.) usando cuatro radiómetros de banda ancha YES-UVB-1 situados en la terraza del edificio de la Facultad de Física. Estos dispositivos miden irradiancia UVB integrada entre 280 y 320 nm.

Las medidas de irradiancia UVB difusa se obtuvieron mediante un disco y una banda de sombra. Las medidas de UVB difusa con banda de sombra se realizaron con una banda semicircular diseñada para ser acoplada al YES UVB-1, con los laterales anclados a la estructura de soporte y con la misma inclinación que la latitud del lugar de medida. Se mueve a lo largo del año ajustándola sobre un eje paralelo al eje polar, Figura 1. Simultáneamente se midió también UVB difusa usando otro radiómetro YES UVB-1, provisto de disco de sombra que oculta 6º de FOV (Field Of View), y que sigue al sol al estar anclado en un seguidor solar Eppley, Figura 2. Las medidas de irradiancia UVB directa normal se realizaron con un tercer YES UVB-1, acoplado sobre el mismo seguidor, en el soporte previsto para ubicar los pirheliómetros. Para medir irradiancia directa se le diseñó y acopló un tubo limitador de radiancia (colimador) de 5º de FOV, Figura 2.



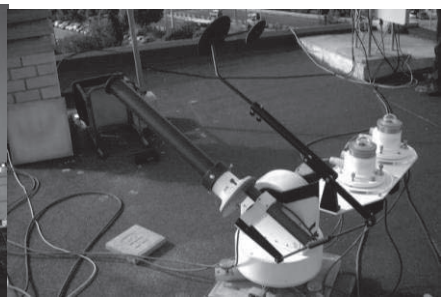


Figura 1. Medidas de UVB difusa con banda de sombra Figura 2. Medidas de UVB difusa con disco de sombra y directa normal

Resultados

En primer lugar se han comparado los valores de irradiación de UVB diarios medidos con los dos sistemas: banda de sombra y disco de sombra. La banda de sombra no solo elimina la irradiancia directa proveniente del sol sino que también intercepta, debido a su tamaño, parte de la irradiancia difusa proveniente de la bóveda celeste. Por lo tanto es necesario corregir los valores de irradiancia difusa UVB que alcanzan el sensor. Para ello se ha aplicado la modificación propuesta por Utrillas et al. [2]

Una vez corregidos dichos valores, se han comparado con los de irradiancia difusa UVB obtenidos a partir del disco de sombra. Para dicha comparación se han correlacionado las dos series de valores diarios correspondientes al periodo comprendido entre el 1 de Enero de 2012 y el 31 de Diciembre de 2014. El resultado puede verse en la Figura 3. La recta de regresión corresponde al ajuste:

$$I_{UVBdbs} = 0.97\ I_{UVBdds} \qquad R^2 = 0.98 \tag{1}$$

donde UVB_{dds} es la difusa obtenida con el disco de sombra y UVB_{dbs} es la difusa obtenida con la banda de sombra, obteniéndose una discrepancia menor que la incertidumbre del radiómetro, lo que valida nuestros resultados.

A continuación, se pretende estimar la importancia, en promedio, que tiene la UVB difusa en el conjunto de la UVB global mediante el índice de nubosidad UVB definido como:

$$k_{DUVB} = \frac{I_{UVBd}}{I_{UVBg}} \tag{2}$$

En la Figura 4 se ha representado la evolución anual de los valores diarios de k_{DUVB}. Se observa que los valores de I_{UVBd} mínimos varían entre un 40% y un 60 % de los de I_{UVBg}.

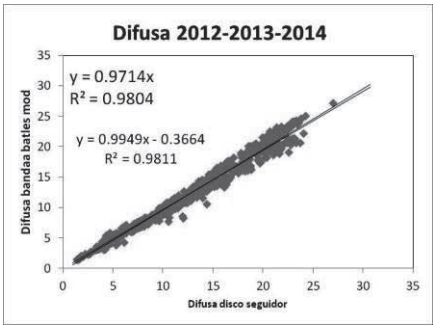


Figura 3. Comparación de la irradiación difusa

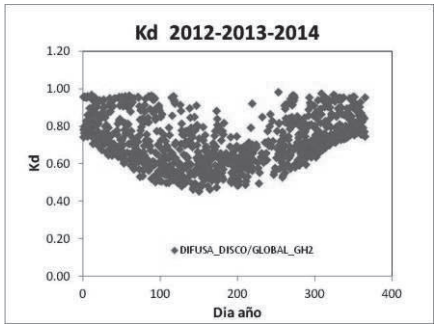


Figura 4. Medidas diarias de k_{DUVB}

Por último, para obtener la UVB global se han sumado los valores de directa y difusa:

$$I_{UVBgm} = I_{UVBb}\cos\theta + I_{UVBd} \tag{3}$$

Estos valores, I_{UVBgm}, se han acumulado para cada día y se han comparado con los valores de I_{UVBg} medidos directamente. La Figura 5 muestra la correlación entre ambas series de valores.

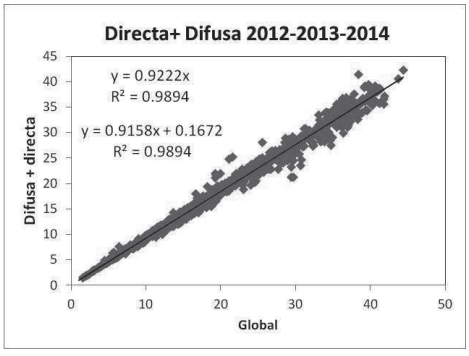


Figura 5. Comparación de la irradiación global mediante los dos métodos

Referencias

[1] M.P. Utrillas et al., *Solar Energy* **47** (1991), 223.
[2] M.P. Utrillas et al., *Journal Geophysical Research* **112** (2007), doi:10.1029/2007JD008846.

Fluorometer for remote phytoplankton tracking

Ó.Sampedro[1,*], J.R.Salgueiro[1], H.Michinel[1]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidade de Vigo, As Lagoas, s/n, 32004 Ourense, Spain

* oscar.sampedro@uvigo.es (Óscar Sampedro)

In the present work we introduce a device able to sense phytoplankton in the ocean, which performs remote measurements and sends data via satellite. Its operating principle is the detection of the fluorescence of chlorophyll-a (chl-a), a pigment present in most types of phytoplankton [1]. When lit with ultraviolet or blue radiation, chl-a emits light with a peak wavelength around 675 nm [2].

The apparatus has two LEDs as emitters and a phototransistor (with a red filter) as detector. The first LED is centered in 470 nm (blue) while the second one has peak wavelength of 390 nm (UV). Both of them are placed at 90º from the phototransistor to avoid the direct incidence of the source beams. This type of measurement is known as 90º-scattering [3]. A copper piece was designed to implement such a configuration; a schematic representation is shown in Fig. 1. Copper was selected as manufacturing material to prevent the accumulation of marine organisms that could block the detector or the light sources [4]. The copper plate is integrated on the bottom of a commercial buoy, so that it lays immersed in the water, at a constant depth of about 30 cm. The buoy also contains the control electronics, batteries that supply the device and the solar panels used to charge the batteries.

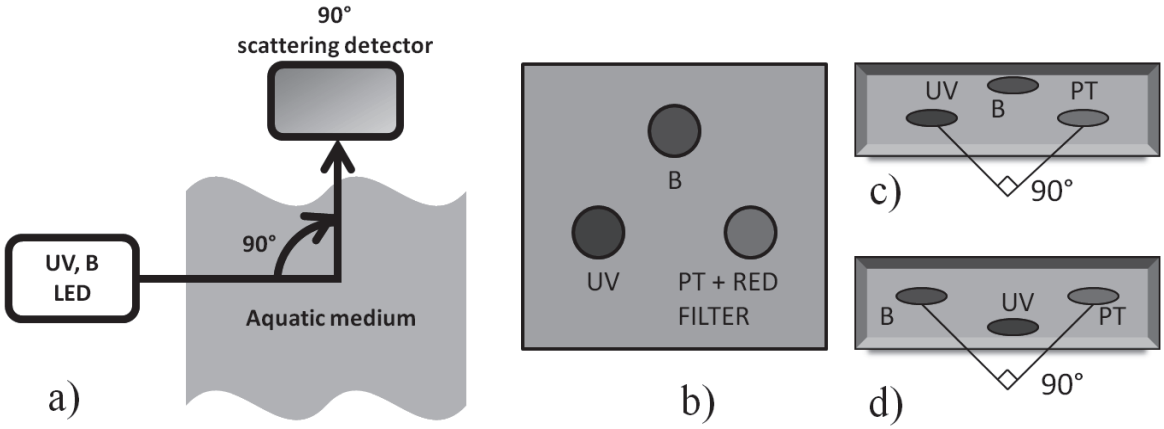


Figure 1 (a) Scheme showing the operating principle, based on detecting the 90-degree scattered radiation. (b) Placement of the LEDs (UV and B) and the phototransistor with a red filter. (c,d) Detail of the orientation of both sources and the detector with the red filter.

Apart from the emitters and detector the electronics of the device consist of (see Fig. 2): a microcontroller (μC), an A/D converter, a GPS module, a satellite modem to transmit the data worldwide and to receive telecommands, and finally a negative temperature-coefficient resistor (NTC) for temperature calibration.

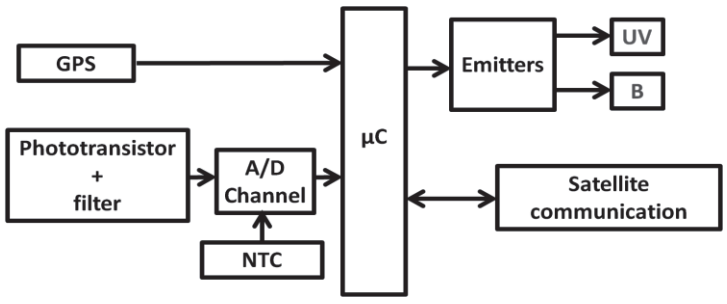


Figure 2 Scheme showing the parts of the device.

The value of fluorescence provided by the device is the average of 5 measurements subtracting in all of them the background illumination. Every data point is calibrated in temperature. This procedure is done first for UV LED and then for the blue LED. Subsequently, the data is sent by satellite (including: time, coordinates, charge of batteries, data from the NTC, red fluorescence induced by UV LED and red fluorescence induced by blue LED).

We tested the device in Vigo estuary (NW, Spain) during twelve days taking measurements every 30 minutes. Fig. 3 shows the variation of fluorescence during the trial of the device. A periodic fluorescence signal is observed with both light sources. The peak of this variation is perceived around 12:00 GMT. This daily variation can be due to the diel vertical migration of phytoplankton [5, 6]. The environmental light has proven to modulate the position of these microorganisms [6]. In fact in our measurements we found that in cloudy days (see days 25th to 27th August in Fig. 3) the fluorescence signal is lower than during sunny days. The lack of solar excitation keeps phytoplankton at lower depths.

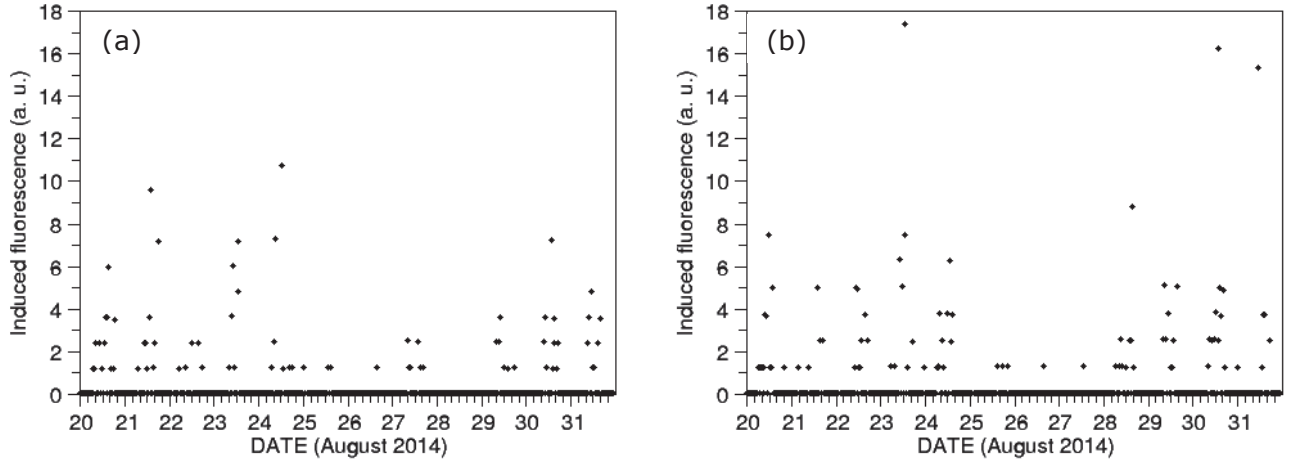


Figure 3 Periodic variation of the fluorescence during twelve days. The graph (a) represents the fluorescence induced by the UV LED while (b) corresponds to the fluorescence induced by blue LED.

Applications of the apparatus include the control of phytoplankton population for ecological purposes. It can also be used for other different purposes as for instance in the alimentary and cosmetic sector to monitor the algae harvesting.

Future work could include calibration with chl-a standard samples to obtain the concentration of this pigment in µg/l. To improve the sensitivity of the device we could replace the detector by a photodiode with a transimpedance amplifier or even a spectrometer. The accuracy of chl-a detection can also be enhanced with a customized filter, narrow and centered in the fluorescence response of this substance.

References

[1] M. Felip, J. Catalan, J. Plankton Res. **22** (2000) 91–105.
[2] J. T. O. Kirk, *Light and photosynthesis in aquatic ecosystems* ed., Cambridge University Press, Melbourne, 1994.
[3] A. F. Bin Omar, M. Z. Bin MatJafri, Sensors **9** (10) (2009) 8311–8335.
[4] K. D. Efird, Inter-relation of corrosion and fouling for metals in sea water, Mater. Perform. **15** (4).
[5] Ó. Sampedro, J.R. Salgueiro, Measurement, in press, doi:10.1016/j.measurement.2015.02.049.
[6] F. L. Figueroa, F. X. Niell, F. Figueiras, M. Villarino, Mar. Biol. **130** (3) (1998) 491-499.

Anomalías en las fuentes de humedad para la sequía de 2012 en el centro de USA: un análisis Lagrangiano

Luis Gimeno[1*], Anita Drumond[1], Raquel Nieto[1]

[1]Ephyslab. Universidad de Vigo. Facultad de Ceincias de Ourense. 32004. Ourense

* l.gimeno@uvigo.es

Introducción

La sequía severa experimentada en 2012 en el centro de USA se caracterizó por su gran extensión (la más grande desde los años 50 del siglo pasado) y por el hecho de combinar gran deficit de precipitación y elevadas temperaturas, lo que no había ocurrido desde la década de los 30 del siglo pasado. Debido a los daños ocasionados, el Departemento de Agricultura de USA considera este espisodio de sequía como el mayor desastre natural en términos agricolas del pais.

En este trabajo se analiza mediante un sofisticado método Lagrangiano las anomalías de las fuetnes de humedad atmosférica para este episodio.

Resultados

Se utilizó el índice –Standardized Precipitation Evapotranspiration Index (SPEI)", [1] un indice que combina la sensibilidad del PDSI al incorporar precipitación y temperatura y a su vez tiene las características multiespaciales del SPI para determinar el periodo de sequía

La extensión del área de sequía se puede ver en la Figura 1 (izquierda), que muestra el índice SPEI para tres meses obtenido con julio de 2012 como mes central.

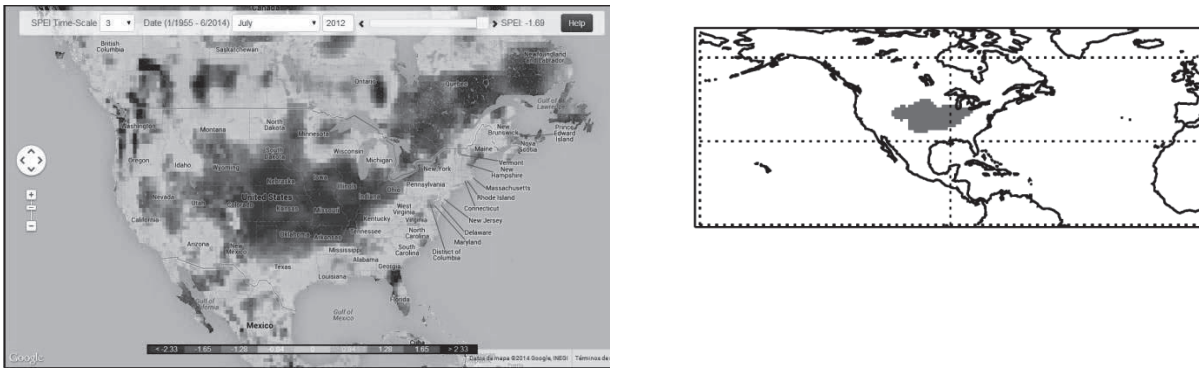
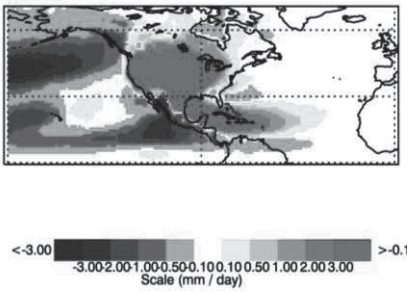


Figura 1 izquierda: *valores de SPEI 3 para Julio de 2012,* ***derecha:*** *el área considerada en el experimento Lagrangiano*

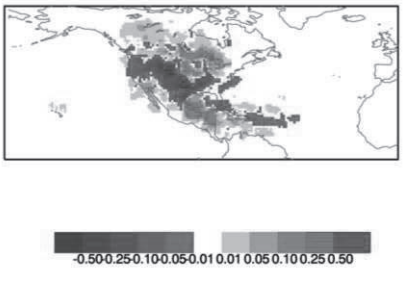
Para estudiar las anomalías en el transporte de humedad, primero es necesario definir el área de estudio de la sequía. El color rojo en la figura 1 (izquierda) representa área con valores negativos de SPEI, y se tomó el umbral de -1.5 para aislar las regiones más afectadas. El área a analizar mediante análisis lagrangiano se muestra en la parte derecho de la figura 1.

Se utilizo un medodo basado en FLEXPART [2] para el análisis de las fuentes de humedad y se realizó un experimento backward para identificar las principales fuentes de humedad para la región afectada por la sequía así como las anomalías de estas durante el episodio. La Figura 2 (arriba, derecha) muestra las anomalías mensuales (E-P) integrados para trayectorias de 10 días para Julio de 2012. Los valores positivos (negativo) de (E-P) representan regiones dónde E > P (E < P) en el balance hidrológico, caracterizando una región fuente (sumidero). De este modo anomalías positivas de (E-P) (en color rosa) en la figura 2 indican regiones dónde las fuentes se intensificaron durante en episodio. Lo contrario es válido para valores negativos (en color verde). Un vistazo a la figura sugiere que la reducción de la contribución de las regiones continentales fue la que prevaleció.

El área fuente considerada en el análisis se muestra en ala figura 2 (centro, izquierda), y puede ser dividida en tres componentes: componente local (coincidiendo con el area de sequía), la continental, y la oceánica (fig 2 centro-derecha, abajo-izquierda y abajo-derecha, respectivamente). Si se mantienen constantes estas áreas fuentes a lo largo del año y se integran los valores climatológicos (E-P) sobre ellas, se puede ver el incremento de la contribución de las fuentes, que es particularmente evidente entre Marzo y Noviembre, con un pico en Julio (fig 3 izquierda). Parece que las fuentes local y continental contribuyen más en valor absoluto. Un vistazo a las anomalías de 2012 (fig 3 derecha) sugiere que la reducción en la contribución ocurrió preferentemente de Junio a Octubre (anomalías negativas en la contribución total). Parece que la contribución de las fuentes local y continental prevaleció en la configuración de la anomalía negativa, por encima de la mayor contribución del océano.



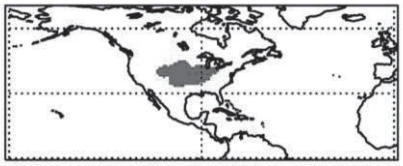
July climatological sources



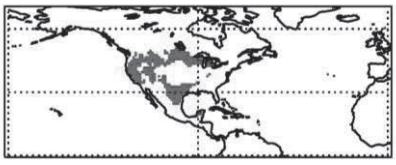
2012 July anomalies



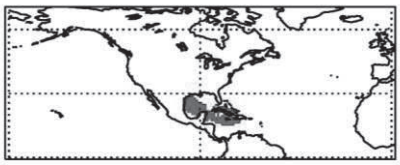
Source – Total



Source – local

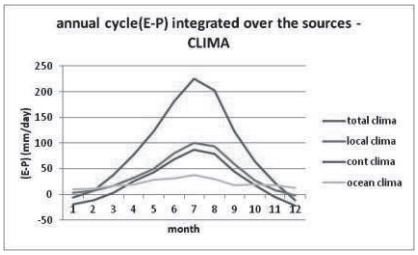


Source – continental



Source – Oceanic

Figure 2 *arriba: (E-P) climatológico de Julio (1980- 2013) usando el integrado de 10 días de las retrotrayectorias, para el área de sequía (izquierda), y para las anomalís para Julio de 2012 (derecha). Otras figuras: el área fuente basada en el percentil 95% de todos los valores positivos de (E-P) (centro-izquierda) y sus componentes local (centro-derecha), continental (abajo-izquierda) y oceánico (abajo-derecha).*



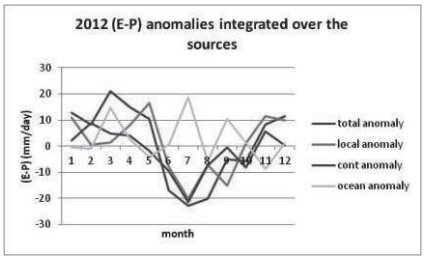


Figura 3 *izquierda: Ciclo climatológico anual de 10-d (E-P) integrados sobre cada una de las áreas fuentes consideradas en figura 2 (mm/día), derecha: lo mismo que para la izquierda, pero para las anomalía de 2012.*

Agradecimientos

El trabajo ha sido financiado por el proyecto TRAMO del MINECO y FEDER

Referencias

[1] Vicente-Serrano S.M et al *Journal of Climate* **23** (2010) 1696.
[2] Gimeno et al *Journal of Hydrometeorology,* (2010*) doi: 10.1175/2009JHM1182.1*

Análisis de las situaciones sinópticas correspondientes a episodios de lluvia severa en Barcelona

J.C. Peña[1], M. Aran[1], N. Pérez-Zanón[2], M.C. Casas-Castillo[3,*], R. Rodríguez-Solà[4], A. Llabrés[1], A. Redaño[5]

[1]Servei Meteorològic de Catalunya, Berlin, 38-46, 08029 Barcelona
[2]Centre for Climate Change (C3), University Rovira i Virgili, Campus Terres de l'Ebre, Av. Remolins, 13-15, 43500 Tortosa
[3]Departament de Física i Enginyeria Nuclear, EET, Universitat Politècnica de Catalunya - BarcelonaTech, Colom 1, 08222 Terrassa
[4]Departament de Física i Enginyeria Nuclear, EPSEVG, Universitat Politècnica de Catalunya - BarcelonaTech, Víctor Balaguer s/n, 08800 Vilanova i la Geltrú
[5]Departament d'Astronomia i Meteorologia, Facultat de Física, Universitat de Barcelona (UB), Martí i Franqués, 1, 08028 Barcelona

*m.carmen.casas@upc.edu

Introducción

El objetivo de este estudio es la clasificación y el análisis de las situaciones sinópticas correspondientes a una selección de episodios lluviosos severos registrados en Barcelona. Los datos de lluvia proceden de los registros entre 1927 y 1992 del pluviógrafo Jardí situado en el Observatori Fabra de Barcelona y de la red pluviométrica de la ciudad gestionada por la empresa Clavegueram de Barcelona, S.A. (CLABSA) entre 1994 y 2009. El criterio de selección de dichos episodios ha sido que igualen o superen el período de retorno de 5 años en alguna duración entre 5 minutos y 24 horas, según las curvas de intensidad-duración-frecuencia (IDF) de Barcelona. El método utilizado para analizar las situaciones sinópticas correspondientes a la selección de episodios severos ha sido el análisis multivariante de las anomalías diarias corregidas de los campos de presión en superficie (SLP), de temperatura a 850 hPa (T850) y de geopotencial a 500 hPa (Z500). Los datos de dichos campos proceden del 20th Century V2 Reanalysis Project (20CRP); un proyecto que reproduce mapas meteorológicos desde 1871 en adelante, con una resolución espacial horizontal de 2°.

Estudios previos

Los episodios lluviosos considerados en este trabajo ya habían sido clasificados por Casas et al. (2004) [1] y Casas et al. (2010) [2] hasta 2001 utilizando la técnica de análisis de conglomerados, y su grado de complejidad se había analizado calculando el valor de un índice ponderado de intensidad IP que tiene en consideración las contribuciones de cada escala meteorológica en el origen de cada chubasco. Tanto en [1] como en [2], los episodios analizados quedaron clasificados en 4 grupos diferenciados: el grupo I de las tormentas con altas intensidades para las duraciones muy cortas características de la microescala, el grupo II (subdividido en IIA y IIB) de chubascos con intensidad alta para las duraciones de mesoescala, el grupo III de lluvias de escala sinóptica y un cuarto grupo (IV) compuesto, en ambos casos, por chubascos complejos con dos o más escalas meteorológicas involucradas. Estos últimos son, por tanto, los casos que presentaron valores más altos del índice ponderado de intensidad. La Tabla 1 muestra estos resultados previos.

Tabla 1: Clasificación de los episodios extremos e índice ponderado de intensidad para período de retorno de 5 años IP(5)

Jardí (ddmmaa/**IP(5)**)

I	II			III	IV
	A		B		
011035/**0.70**	050927/**0.75**	250953/**0.64**	151027/**0.88**	050130/**0.70**	251028/**1.18**
310858/**0.70**	130830/**0.84**	160758/**1.04**	111031/**0.92**	280230/**0.38**	140934/**1.15**
010965/**0.65**	090831/**0.98**	300860/**0.87**	280653/**0.82**	240244/**0.65**	111053/**0.82**
030972/**0.75**	070732/**0.67**	250962/**0.78**	300559/**0.96**	290648/**0.55**	031087/**0.95**
260873/**0.61**	050639/**0.75**	061171/**0.83**	040961/**0.76**	261048/**0.45**	051271/**1.42**
040978/**0.62**	070740/**0.71**	220590/**0.87**	291071/**0.76**	201156/**0.62**	
141083/**0.63**	180845/**0.69**	250953/**0.64**	210881/**0.85**	200959/**0.59**	
221090/**0.63**	030948/**0.69**			020469/**0.46**	
	130952/**1.00**			291271/**0.45**	

Red urbana

ddmmaa	grupo	IP(5)
290994	III	0.50-0.59
191094	IIB	0.74-0.77
240895	IV	1.29
210995	IIA-IV	0.76-1.30
070896	I	0.68
141096	III	0.50-0.69
031298	III	0.45-0.80
140999	IIA	0.77-1.04
150701	IIB	0.88
091001	I	0.86

Análisis multivariante

En este trabajo se propone otra clasificación de los episodios lluviosos seleccionados aplicando un análisis multivariante que tiene en consideración dos niveles atmosféricos (presión al nivel del mar, geopotencial y temperatura a 500 hPa), con el fin de identificar las principales características correspondientes a los procesos dinámicos y termodinámicos atmosféricos (Aran et al., 2011 [3]; Peña et al., 2011 [4]). Las variables utilizadas han sido las anomalías diarias de los campos SLP, Z500 y T500, corregidas en cada punto por la raíz cuadrada de la latitud. Estos datos se han obtenido a partir de los campos del reanálisis 20CRP proporcionados por la NOAA/ESRL-PSD (Compo et al., 2011, [5]). La metodología utilizada consta de tres pasos: los dos primeros, análisis de componentes principales y de conglomerados, se utilizan para reducir el número de variables y obtener una primera clasificación acorde a lo que se pretende; el tercer paso es un análisis discriminante para validar los resultados obtenidos (Fig. 1).

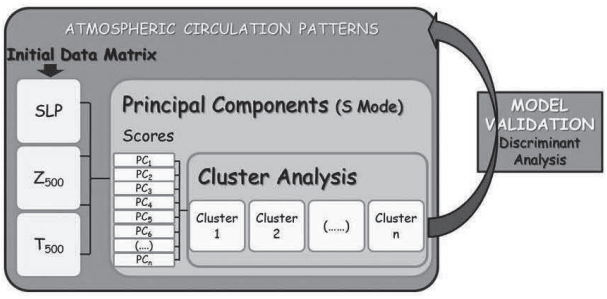


Figura 1: Esquema del análisis multivariante empleado

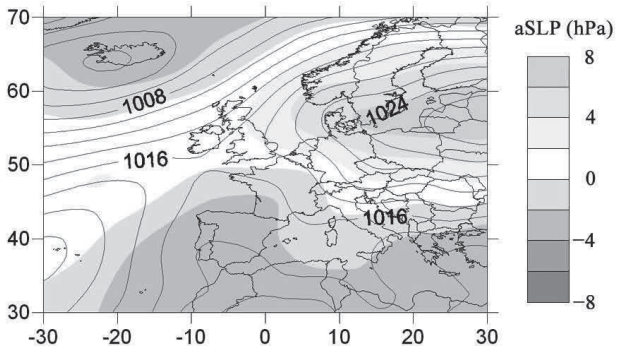


Figura 2: Composición del patrón sinóptico SLP correlacionado con el grupo IV

Como resultado, los patrones sinópticos vinculados a la lluvia severa en Barcelona se caracterizan principalmente por la presencia de un anticiclón de bloqueo en Europa que obliga a los sistemas de baja presión a moverse hacia el sur. En particular, uno de estos patrones se caracteriza por un fuerte anticiclón que se encuentra más hacia el este que en el resto y una depresión sobre el SO de la Península Ibérica (Fig. 2, Peña et al. (2015) [6]). Este patrón se ha correlacionado con los chubascos complejos del grupo IV. En general, esta estructura atmosférica provoca lluvias de larga duración por el estancamiento de la configuración sinóptica, combinada con actividad convectiva relacionada con el flujo SE cálido y húmedo del Mediterráneo en niveles bajos de la troposfera.

Referencias

[1] M.C. Casas, B. Codina, A. Redaño, J. Lorente: A methodology to classify extreme rainfall events in the western Mediterranean area, *Theor. Appl. Climatol*. **77** (2004) 139-150. doi 10.1007/s00704-003-0003-xD

[2] M.C. Casas, R. Rodríguez, A. Redaño: Analysis of extreme rainfall in Barcelona using a microscale rain gauge network. *Met. App.* **17** (2010) 117-123. http://hdl.handle.net/2117/6733

[3] M. Aran, J.C. Peña, M. Torà: Atmospheric circulation patterns associated with hail events in Lleida (Catalonia). *Atmos. Res.* 100 (2011) 428-438.

[4] J.C. Peña, M. Aran, J. Cunillera, J. Amaro: Atmospheric circulation patterns associated with strong wind events in Catalonia. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **11**(2011) 145-155
[5] G.P. Compo, J.S. Whitaker, P.D. Sardeshmukh, N. Matsui, R.J. Allan, X. Yin, B.E. Gleason, R.S. Vose, G. Rutledge, P. Bessemoulin, S. Brönnimann, M. Brunet, R.I. Crouthamel, A.N. Grant, P.Y. Groisman, P.D. Jones, M.C. Kruk, A.C. Kruger, G.J. Marshall, M. Maugeri, H.Y. Mok, Ø. Nordly, T.F. Ross, R.M. Trigo, X.L. Wang, S.D. Woodruff, S.J. Worley: The Twentieth Century Reanalysis Project. Q.J.R. *Meteorol. Soc*., **137** (2011) 1–28. doi: 10.1002/qj.776
[6] J.C. Peña, N. Pérez-Zanón, M. Arana, A. Rius, M.C. Casas-Castillo, R. Rodríguez-Solà, A. Redaño, G. Solé: Analysis of synoptic types related to episodes of severe rainfall in the Ebre Observatory (Spain). International Symposium CLIMATE-ES 2015. Progress on climate change detection and projections over Spain since the findings of the IPCC AR5, 11-13 March 2015, Tortosa (Tarragona, Spain)

Análisis del transporte de humedad debido a "Atmospheric Rivers" en la Cornisa Atlántica Europea

R. Nieto[1,*], L. Gimeno[1], A.M. Ramos[2], R.M. Trigo[2]

[1]EPhysLab, Facultade de Ciencias, Universidade de Vigo, España
[2]Instituto Dom Luiz, Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa, Portugal

* rnieto@uvigo.es

Introducción

Estudios recientes han puesto en evidencia que gran parte de los eventos ligados a precipitación extrema en el oeste del continente europeo es resultado de los efectos combinados asociados a los sistemas meteorológicos conocidos como Atmospheric Rivers (ARs, [1]) asociados con sistemas de bajas presiones profundas con origen en el océano Atlántico. Los ARs son regiones relativamente estrechas de vapor de agua concentrado responsables del transporte horizontal del mismo desde latitudes bajas hacia latitudes altas en la troposfera. La cantidad de vapor de agua transportado es frecuentemente responsable de precipitaciones muy copiosas e inundaciones.

En el trabajo presentado aquí se realiza un algoritmo automatizado de detección de ARs para identificar aquellos eventos que afectan a la Cornisa Atlántica Europea (CAE) usando datos de reanálisis ERA-Interim desde 1980 a 2012. La identificación de los ARs se realizó mediante el cálculo de valores integrados medios del transporte de vapor de agua en la vertical. Se identificaron aquellos ARs que llegaron a la CAE entre 70-35ºN. Una vez identificados el objetivo principal es cuantificar la cantidad de humedad que transportan los ARs, y determinar aquellas regiones fuentes anómalas de la misma. Para esto se usa un modelo lagrangiano de transporte de humedad, FLEXPART [2] para intentar entender en detalle la relación física entre los ARs y las precipitaciones extremas. Las anomalías de humedad que alimentan a los ARs serán ligadas con las anomalías de evaporación oceánica usando datos de OAFlux, considerados como el ―estado del arte" para la evaporación oceánica.

Método y Resultados

La identificación de los ARs que llegan a la CAE se realizó siguiendo el método de Lavers y Villarini [3] mediante el cálculo del transporte de vapor integrado (IVT) usando los siguientes

$$\mathrm{IVT} = \sqrt{\left(\frac{1}{g}\int_{1000\,\mathrm{hPa}}^{300\,\mathrm{hPa}} \mathrm{qudp}\right)^2 + \frac{1}{g}\int_{1000\,\mathrm{hPa}}^{300\,\mathrm{hPa}} \mathrm{qvdp}^2}$$

datos del reanálisis ERA-Interim del ECMWF: humedad específica (q), SLP y viento zonal (u) y meridional (v) entre los niveles de 1000hPa a 300hPa, ambos incluidos, con una resolución de 0.7ºx0.7º en latitud y longitud para el periodo invernal (de octubre a marzo) desde 1980 a 2012. El IVT será usado para detectar los ARs que llegan a la CAE, ajustando la línea de longitud de detección lo más cerca posible de la costa, por ejemplo en el caso de la Península Ibérica se detectan aquellos que llegan a 10ºW y entre las latitudes 36-43.75ºN (Figura 1, izquierda). Siguiendo el método de Lavers y Villarini [3] se calcula un valor umbral de IVT teniendo en cuenta los valores máximos de IVT para el paso de tiempo a las 1200 UTC para cada día en el periodo de estudio de 1980 a 2012. El límite impuesto al IVT fue del percentil 85% siguiendo el trabajo de Lavers et al. [4] para cada una de las longitudes cubriendo todo el rango latitudinal de estudio.

Una vez detectados los ARs se determinaron sus fuentes de humedad usando el modelo Lagrangiano FLEXPART computando el valor de E-P. Se calcularon las retrayectorias de todas las partículas que llegan a una caja 5º hacia el Este de la línea de detección de los ARs para toda la

CAE (ejemplo para la zona de la Península Ibérica en la figura 2 derecha) para el período 1980 a 2012 para conocer las fuentes de humedad climatológicas asociadas a la región de estudio.

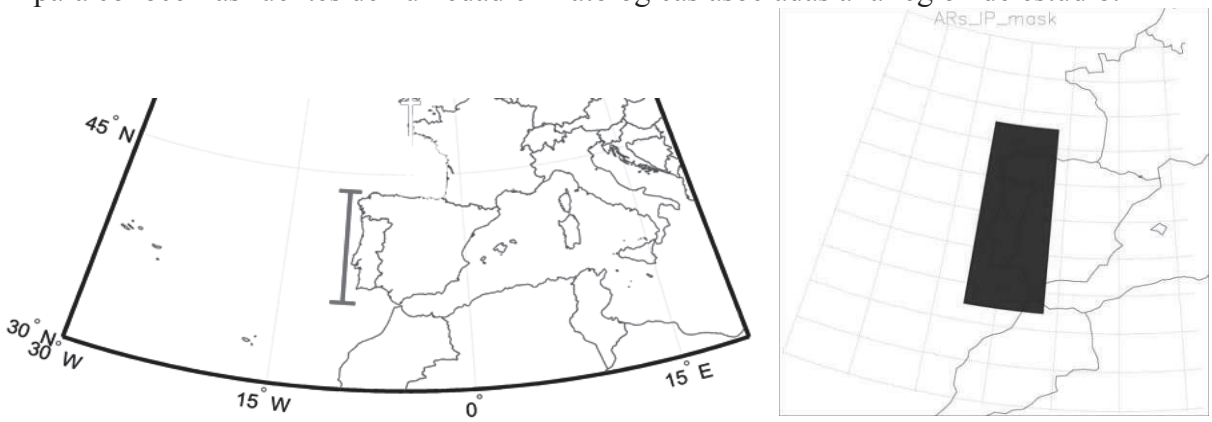


Figura 1: Izquierda: en rojo se marca la línea de longitud a 10ºW sobre la que se detectan los ARs que llegan a la Península Ibérica. Los límites latitudinales son 36ºN y 43.75ºN. Derecha: en violeta el área considerada en el experimento. Para la región señalada, entre 10ºW-5ºW y 35ºN-45ºN, se calcularon las retrotrayectorias de las partículas que llegan a ella usando el modelo FLEXPART. Las trayectorias se calcularon para un periodo de 10 días.

El objetivo principal de este estudio es localizar aquellas regiones donde las partículas que llegan a la región sumidero (figura 2 derecha) ganan humedad. Por lo tanto del término E-P que computa el modelo FLEXPART interesan los valores positivos, E-P>0, es decir, cuando la evaporación excede a la precipitación. Se computan los valores climatológicos del campo de E-P>0 para los días de ARs detectados, así como también para los días individuales de AR y sus anomalías, para así conocer de dónde procede la humedad anómala que alimenta a los ARs (figura 2) que luego dejará precipitaciones intensas sobre la CAE. Asimismo se calcularán las anomalías de evaporación oceánica usando datos de OAFlux y se determinará la relación entre ambos campos.

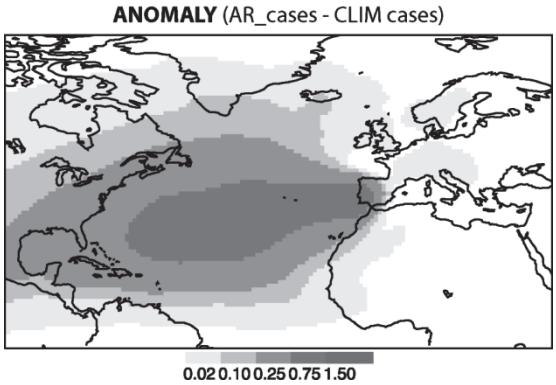


Figura 2: Anomalías del campo de (E-P), en mm/día, para los días de ARs de octubre a marzo entre 1980 y 2012, ambos incluidos, usando el integrado de 10 días de las retrotrayectorias para el área de estudio indicado en la figura 2.

Los autores agradecen la financiación al MINECO y FEDER a través del proyecto TRAMO.

Referencias

[1] L. Gimeno, R. Nieto, M. Vázquez, D.A. Lavers. Atmopsheric Rivers: a mini-review. *Front. Earth Sci.* **2**:2 (2014) doi: 10.3389/feart.2014.00002

[2] A. Stohl, P. James. A Lagrangian analysis of the atmospheric branch of the global water cycle. Part I: Method description, validation, and demonstration for the August 2002 flooding in central Europe. *J. Hydrometeorol.* **5** (2004) 656–678.

[3] D.A. Lavers, G. Villarini. The nexus between atmospheric rivers and extreme precipitation across Europe. *Geophys. Res. Lett.* **40** (2013) 3259–3264. doi: 10.1002/grl.5063

[4] D.A. Lavers et al. The detection of atmospheric rivers in atmospheric reanalyses and their links to British winter floods and the large-scale climatic circulation. *J. Geophys. Res.* **117** (2012) D20106. doi: 10.1029/2012JD018027

Estudios de ^{236}U en el Centro Nacional de Aceleradores y sus aplicaciones en oceanografía

M. López-Lora[1,*], E. Chamizo[1], M. Villa[2,3], N. Casacuberta[4], J.M. López-Gutiérrez[1,5], M.K. Pham[6], M. García-León[1,7]

[1] Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Thomas Alva Edison 7, 41092 Sevilla, España
[2] Dpto. de Física Aplicada II, Universidad de Sevilla, Av. Reina Mercedes 4ª, 41012 Sevilla, España
[3] Servicio de Radioisótopos, Centro de Investigación, Tecnología e Innovación, Universidad de Sevilla, Av. Reina Mercedes 4B, 41012 Sevilla, España
[4] Laboratory of Ion Beam Physics, ETH Zürich, Otto-Stern-Weg 5, CH-8093 Zürich, Suiza
[5] Dpto. de Física Aplicada I, Escuela Universitaria Politécnica, Universidad de Sevilla, Virgen de África 7, 41011 Sevilla, España
[6] IAEA-Environment Laboratories, Monte Carlo 98000, Mónaco
[7] Dpto. de Física Atómica Molecular y Nuclear, Facultad de Física, Universidad de Sevilla, Reina Mercedes s/n, 41012 Sevilla, España

* mlopezlora@us.es

La emisión de radiactividad artificial al medio ambiente se debe fundamentalmente a actividades relacionadas con la energía nuclear. La principal fuente es la inyección de partículas radiactivas desde la estratosfera (*fallout* global) como consecuencia de las pruebas termonucleares, realizadas a cielo abierto en los años 60. También existen otras fuentes, de carácter más local entre las que podemos destacar, por su importancia en oceanografía, los vertidos controlados al mar de las fábricas de reprocesamiento de combustible nuclear de la Hague (Francia) o Sellafield (Reino Unido).

Entre los diferentes radioisótopos artificiales presentes en el medio ambiente como consecuencia de la actividad nuclear destacan aquellos que, por su comportamiento conservativo en agua de mar, juegan un papel destacado en oceanografía como radiotrazadores. Tradicionalmente los más utilizados han sido los emisores beta ^{129}I ($T_{1/2}$ =1,57·10^7 años) y ^{137}Cs ($T_{1/2}$ =30,07 años) y, más recientemente, los emisores alfa ^{237}Np ($T_{1/2}$ =2,14·10^6 años) y ^{236}U ($T_{1/2}$ =2,34·10^7 años).

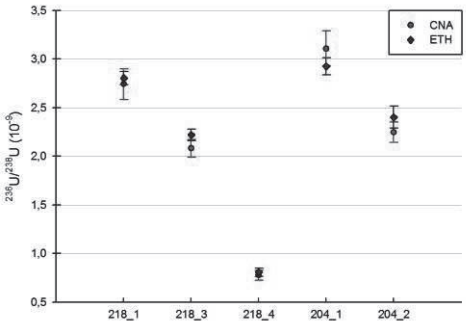
Estos radiotrazadores oceanográficos son una herramienta fundamental para el estudio de los océanos, gracias a su origen antropogénico y enmarcado en un espacio y tiempo concretos. Además, estos radioisótopos artificiales, a diferencia de los de origen natural presentes en el medio ambiente, no han alcanzado una situación de equilibrio por lo que nos aportan información, por ejemplo, sobre las corrientes e intercambios de agua entre distintas zonas.

Recientemente, diversos estudios destacan el potencial del ^{236}U en oceanografía ya que, debido a su elevado período de semidesintegración (2,342·10^7 años), ofrece una información cada vez más difícil de abordar a través del ^{137}Cs (30,07 años), cuya progresiva desaparición en el medio ambiente es ya notable, y permite, además, obtener información complementaria al ^{129}I. Sin embargo, la baja actividad de este radionúclido en muestras ambientales (~10^{-7}-10^{-10} Bq/L) hace muy difícil su cuantificación mediante técnicas radiométricas. Por ello, su medida se realiza mediante técnicas de espectrometría de masas. Actualmente, la única técnica capaz de alcanzar los límites de detección requeridos para el estudio de muestras oceanográficas es la Espectrometría de Masas con Aceleradores (AMS, del inglés *Accelerator Mass Spectrometry*). El rango de valores para el cociente isotópico $^{236}U/^{238}U$, en número de átomos, en muestras oceanográficas varía entre 10^{-6}, para zonas del mar de Irlanda muy influenciadas por los vertidos de Sellafield, y 10^{-13}, en base a estimaciones para el ^{236}U en muestras pre-antropogénicas.

En el CNA se han desarrollado métodos radioquímicos para la extracción y purificación del ^{236}U en muestras oceanográficas (agua de mar y sedimientos) para su posterior medida por AMS con el sistema compacto de 1 MV ubicado en sus instalaciones. Se trata del único sistema de España de estas características [1,2]. El cociente isotópico $^{236}U/^{238}U$ mínimo (en número de átomos) que puede evaluarse con este sistema es del orden de 3·10^{-11}[3]. Recientemente, el método de medida de ^{236}U en agua de mar ha sido validado mediante el estudio de una serie de muestras de intercomparación, proporcionadas por el Instituto de Física de Partículas del ETH (Zürich). En la

Figura 1 podemos comparar los resultados obtenidos en esta intercomparación mediante AMS en el CNA y en el ETH, observándose una alta concordancia en todas las muestras. [4]

La información proporcionada por el ^{236}U en muestras ambientales resulta de especial interés al combinarla con los resultados de otros radionúclidos, como pueden ser el ^{129}I y los isótopos del plutonio ($^{239,240}Pu$), cuya medida mediante AMS en el CNA ha sido ampliamente consolidada [4,5]. Recientemente se han estudiado el ^{236}U y los isótopos del plutonio en dos sedimentos marinos procedentes del océano Pacífico y suministrados por la IAEA [4]. El IAEA-412, por su ubicación, es bastante probable que sólo presente influencias debidas al *fallout* global. En cambio, el IAEA-410 procede del atolón Bikini donde se realizaron pruebas nucleares. La relación isotópica $^{240}Pu/^{239}Pu$ está estrechamente relacionada con la fuente de origen de estos isótopos, pero además, los resultados obtenidos para el ^{236}U pueden complementar esta información. La muestra proveniente del atolón Bikini (IAEA-410) presenta un cociente isotópico $^{236}U/^{238}U$ dos órdenes de magnitud mayor que la IAEA-412, debido a la influencia de las pruebas termonucleares realizadas en esa zona. En la Figura 2 se me muestran estos resultados. Los isótopos de uranio y plutonio presentan un distinto comportamiento físico-químico en muestras oceanográficas por lo que es necesario un estudio en profundidad de estas relaciones que nos permita extraer una mayor información de los cocientes $^{236}U/^{239}Pu$.



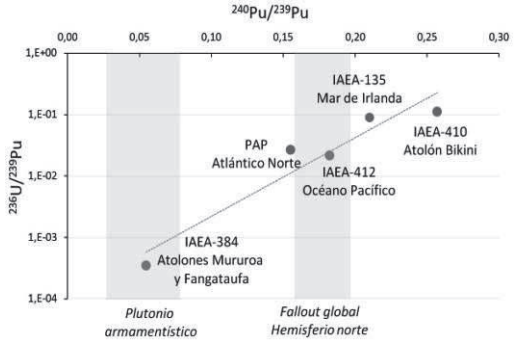


Figura 1. Resultados obtenidos para el cociente isotópico ^{236}U ^{238}U, en número de átomos, por AMS en el CNA y el ETH en un ejercicio de intercomparación a partir de 5 muestras de agua de mar procedentes del océano Ártico.[4]

Figura 2. Relación entre los cocientes isotópicos $^{240}Pu/^{239}Pu$ y $^{236}U/^{239}Pu$, en número de átomos, para sedimentos marinos procedentes de distintas zonas. Se recogen los resultados obtenidos para las muestras IAEA-410, IAEA-412 junto con otros sedimentos medidos por AMS en el CNA, IAEA-384 y PAP (Porcupine Abyssal Plain, Atlántico Norte), y junto con los resultados obtenidos de la bibliografía para la muestra IAEA-135 [6,7].

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y competitividad mediante el proyecto FIS2012-31853.

Referencias

[1] C. Vivo Vilches, M. García León, J.M. López Gutiérrez, E. Chamizo Calvo, F.J. Santos Arévalo, S. Padilla Domínguez, G. Scognamiglio, M. López Lora, J. Alcalde García, J.I. Peruchena1, I. Gómez Martínez, L. Agulló García, *Status of the Accelerator Mass Spectrometry facilities at the Centro Nacional de Aceleradores: SARA and MICADAS*. Esta Conferencia

[2] G. Scognamiglio, E. Chamizo, J.M. López-Gutiérrez, F.J. Santos, M. García-León, S. Padilla, C. Vivo, M. López, A. M. Muller, J.A. García, *Accelerator Mass Spectrometry (AMS) at the Centro Nacional de Aceleradores: recent and future developments*. Esta conferencia

[3] E. Chamizo, M. Christl, L.K. Fifield, aceptado en Nucl. Inst. Mth. B (2015)

[4] E. Chamizo, M. López-Lora, M. Villa, N. Casacuberta, J. M. López-Guitérrez, M. K. Pham, Nucl. Inst. Mth. B (2015), http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.02.066

[5] M. Villa, J.M. López-Gutiérrez, Kyung-Suk Suh, Byung-II Min, R. Periáñez, Mar. Pollut. Bull., 90, 15-24 (2015)

[6] S.H. Lee, P.P. Povinec, E. Wyse, M.A.C. Hotchkis, App. Radiat. Isot., 66, 283 (2008)

[7] Y. Muramatsu, S. Uchida, K. Tagami, S. Yoshida, T. Fujikawa, J. Anal, At. Spectrom., 14, 859 (1999)

Efecto de las nubes sobre la irradiancia solar ultravioleta medida en superficie y desde satélite

J. Lorente[1*], Y. Sola[1], J. Bech[1], A. Ossó[2]

[1]Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona, Martí i Franquès 1 Planta 7, 08028 Barcelona, España
[2]Space Physics Units, Department of Physics, University of Oulu, Oulu, Finland

* jeroni@am.ub.es

Introducción

La nubosidad es el principal factor en la variabilidad diaria de la irradiancia solar incidente sobre la superficie terrestre, ejerciendo un gran impacto sobre el balance radiativo de la atmósfera y en consecuencia, sobre el clima. Su influencia sobre en el espectro la radiación incidente en superficie es compleja dadas las diferentes propiedades ópticas de los diversos tipos nubes y de su estructura microfísica. En consecuencia, el forzamiento radiativo de las nubes continua siendo una de las mayores incertidumbres en la aplicación de los modelos climáticos.

En el caso de la radiación solar ultravioleta (UV), que supone el 8.3% de la radiación solar total en la cima de la atmósfera, las nubes representan una atenuación adicional a la correspondiente a la absorción por parte del ozono estratosférico y de las partículas aerosoles. Esta atenuación es muy dependiente de la longitud de onda, hecho que determina sus particulares impactos biológicos negativos tales como el eritema o el daño al ADN. La efectividad de la radiación UV para desencadenar una determinada respuesta biológica se describe a través de un espectro de acción que permite determinar la irradiancia biológicamente efectiva para el efecto descrito. Uno de los más utilizados es el del eritema [1], $S_{\lambda,}$ con el que se determina la irradiancia eritemática, E_{ery} o el índice UV (UVI):

$$E_{ery} = \int_{280\,nm}^{400\,nm} E_{\lambda} S_{\lambda} \, d\lambda$$

$$\mathrm{UVI} = 40(\mathrm{Wm}^{-2})^{-1} E_{ery}$$

utilizados internacionalmente para informar a la población de los niveles de radiación UV [2].

El objetivo del presente trabajo es analizar el efecto de las nubes sobre la variabilidad de la irradiancia eritemática medida desde superficie y comparar con valores estimados desde satélite analizando el impacto que tiene la cobertura nubosa en las diferencias observadas.

Datos y metodología

La irradiancia solar eritemática ha sido medida en superficie con un radiómetro de banda ancha YES UVB-1 instalado en Barcelona (41.35º N, 2.16º E) que forma parte de la Red Radiométrica Nacional de la Agencia Estatal de Meteorología (AEMET) y que ya ha sido utilizada en estudios previos [3]. Así mismo medidas de irradiancia solar total de un piranómetro Kipp & Zonen CM11 han permitido determinar el índice de claridad, k_T. La información de nubosidad se ha completado con observaciones sinópticas realizadas en el Observatorio Fabra, próximo a los radiómetros. En cuanto a las medidas de satélite, los datos de irradiancia eritemática proceden del sensor *Ozone Monitoring Instrument* (OMI) seleccionando el píxel de 0.25º x 0.25º que contiene Barcelona.

Resultados

A partir de las observaciones de cobertura nubosa realizadas desde el Observatorio Fabra a las 13 UTC se ha analizado la variación del valor medio de la E_{ery} entre las 12:30 y las 13:30 UTC para diversos ángulos solares cenitales (SZA). Se observa que E_{ery} disminuye más rápidamente al aumentar la cobertura nubosa para SZA pequeños, correspondientes a los meses de verano (Fig. 1). Por ejemplo, para SZA<30º, se produce una disminución del 28% del UVI al pasar de cielos despejados a muy nubosos. Estos valores son inferiores a los observados en otras zonas de la costa Mediterránea [4]. E_{ery} depende además del tipo de nube, su extensión y posición relativa respecto al Sol, siendo especialmente importante en cielos parcialmente cubiertos (3-5 octas).

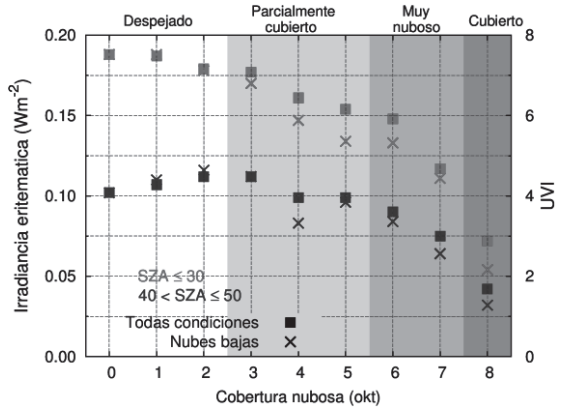


Figura 1: Variación de la irradiancia eritemática media entre las 12:30 y 13:30 UTC (y UVI equivalente) según la cobertura nubosa observadas a las 13 UTC para dos rangos de SZA considerando únicamente nubes bajas o todas las condiciones de cielo.

Para mostrar las diferencias en la irradiancia eritemática medida desde superficie y desde satélite se han analizado primero los valores para cielo despejado (CS). Los valores de $E_{ery,CS}$ al mediodía de OMI se han comparado con las valores medios 30-min de las 12 UTC que cumplían que la cobertura observada fuera de 0 okt a las 13 UTC y que el valor medio del k_T entre 11:30 y 13:30 UTC fuera superior a 0.65 (ver [3]). Se aprecia que el sensor OMI sobreestima los valores en superficie (Fig. 2), especialmente durante los meses de invierno con un error relativo medio anual del 19%. La dispersión de valores es mayor si se comparan medidas para cielos nublados. Los resultados están en acuerdo con trabajos publicados en otras regiones con OMI 1º[5].

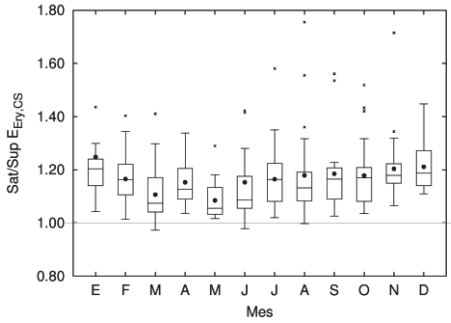


Figura 2: Diagrama de cajas del cociente de E_{ery} medida desde satélite y desde superficie para cielos despejados según el mes del año.

Este trabajo ha sido desarrollado en el marco del proyecto CGL2012-38945 (Influencia de los patrones climáticos en la variación de ozono y radiación UV en el suroeste de Europa). Los autores quieren agradecer a AEMET por proporcionar los datos de irradiancia eritemática y al Observatorio Fabra por las observaciones de cobertura nubosa. Asimismo, agradecemos al equipo científico encargado de OMI por la provisión de datos utilizados.

Referencias

[1] Commission Internationale de l'Eclairage, CIE S007E-1998, Viena, Austria, 1998
[2] K. Vanicek, T. Frei, Z. Litynska, A. Schmalwieser, *UV index for the public*, European Commision, Bruselas, 2000.
[3] J. Bech, Y. Sola, A. Ossó, J. Lorente, *Int. J. Climatol.* **35** (2015) 45.
[4] A.R. Esteve, M.J. Marín, F. Tena, M.P. Utrillas, J.A. Martínez-Lozano, *Int. J. Climatol.* **30** (2010) 127.
[5] M.R. Pitkänen, A. Arola, K. Lakkala, T. Koskela, A.V. Lindfors, *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* **8** (2015) 487.

Características físicas de la lluvia en León

M. Fernández-Raga[1, *], A. Castro[1], C. Palencia[1], E. Marcos[2], R. Fraile[1]

[1]Departamento de Química y Física Aplicada, IMARENAB, Universidad de León, España
[2]Departamento de Biodiversidad y Gestión Ambiental, Universidad de León, España
maria.raga@unileon.es

Introducción

La variedad climática que tiene la Península Ibérica ha sido destacada por varios autores ([1][2]) encontrando que esta variabilidad es el resultado de varios factores combinados, como el tipo de precipitación, la topografía, la dirección predominante de los vientos y la influencia del mar ([3][4]). Dado que la situación sinóptica condiciona la dirección de los vientos, se va a utilizar para poder clasificar los días en diferentes tipos de tiempo, y poder posteriormente estudiar la precipitación asociada en cada uno de esos días.

Por lo tanto, en este trabajo se ha tratado de caracterizar la precipitación en León mediante los datos recogidos con un disdrómetro óptico, comparando estos datos con los tipos de tiempo de Lamb, determinados mediante los valores de la presión atmosférica en superficie sobre una red de puntos establecida ([5][6]). Para ello se han recogido los datos de las lluvias correspondientes a un periodo de dos años y 10 meses de duración (desde marzo de 2006 a diciembre de 2008) sobre la ciudad de León.

Zona de estudio

Se han medido las precipitaciones en el campus universitario de la ciudad de León, al noroeste de Castilla y León. El punto de muestreo se encuentra en una zona de transición entre las dos regiones climáticas principales de España, la zona continental y la mediterránea. La configuración orográfica de la provincia de León se caracteriza por la presencia de barreras montañosas al norte y al oeste, que la protegen de la entrada de aire oceánico.

Material y métodos

Para caracterizar y cuantificar las precipitaciones en León, se utilizó el disdrómetro óptico THIES Laser Precipitation Monitor, muy utilizado para el estudio del número de gotas y su velocidad terminal en la península ([7][8]). A partir de estos datos, se calculó el tamaño medio y máximo de las gotas, la reflectividad, la precipitación acumulada, las intensidades medias y máximas, la duración de los eventos de precipitación, el número de gotas diarias, los parámetros característicos de la distribución, las energías cinéticas acumuladas, y el tamaño de gotas que más energía cinética tienen. Posteriormente, se analizaron estos parámetros estudiando cada una de las estaciones del año por separado.

Resultados y Conclusiones

Al detenernos en el análisis estacional de la duración de las precipitaciones se observa cómo existe una altísima variabilidad de la duración de los episodios (Tabla 1). Por ejemplo, durante el invierno duran más, con una media de 40 minutos, seguido muy de cerca por la duración media durante el otoño que es de 36 minutos (Tabla 1).

El estudio, además, señala al otoño como la estación donde se producen los minutos de intensidad más elevada, así como también donde se concentran los valores máximos de energía

cinética de las gotas de lluvia, debidos principalmente al aumento de las gotas de tamaños comprendidos entre los 1.5 y los 2.5 mm de diámetro.

Tabla 1. Duración media y desviación estándar de los episodios de lluvia de más de 5 minutos ocurridos durante el periodo muestral.

	Duración de los episodios (minutos)			
	Otoño	**Invierno**	**Primavera**	**Verano**
Promedio	36	40	23	12
Desviación	92	96	55	22

Los tipos de tiempo con un componente oeste o suroeste en la Península Ibérica causan eventos de lluvia con gotas mayores que los de componentes norte en León. Esto puede deberse a que cargan la humedad procedente del Océano Atlántico sin una barrera montañosa elevada en su camino. Además, los tipos de tiempo de circulación del norte y los que tienen alguna componente del oeste (*NW, W* y *SW*), así como los ciclónicos, son los tipos de tiempo más lluviosos.

Todos los minutos de mayor intensidad de precipitación tuvieron lugar a finales del otoño, lo que concuerda con que la mayor cantidad de energía cinética fue detectada durante los meses de otoño, y para las gotas comprendidas entre los 1.5 y los 2.5 mm.

Se han ajustado los tamaños de las gotas de lluvia a una distribución gamma, muy frecuente en los trabajos sobre precipitación. Con los datos registrados por el disdrómetro, se han calculado los valores máximos (modas) de las distribuciones. Se observa que, en general los tipos de tiempo más lluviosos tienden a presentar la moda de tamaños de gotas un poco mayor que los tipos de tiempo menos lluviosos. Esta moda se situaría ligeramente por encima de los 0.15 mm, excepto para los tipos de tiempo con flujo del *N* y *NW*. Sin embargo, este resultado es excepcional, ya que los tipos de tiempo de componente norte suelen presentar modas menores.

Agradecimientos

Este estudio ha sido parcialmente financiado por el Ministerio Español de Ciencia y Tecnología (Grant TEC2010-19241-C02-01).

Referencias

[1] M. de Luis, M. Brunetti, J .Gonzalez-Hidalgo, L. Longares, J. Martin-Vide. Changes in seasonal precipitation in the Iberian Peninsula during 1946-2005. *Global Planet Change* **74** (2010) 27-33.

[2] J.C.Gonzalez-Hidalgo, B.Michele, M. de Luis. Precipitation trends in Spanish hydrological divisions, 1946-2005. *Climate Research* **43** (2010) 215-228

[3] S. Fernández-González, S. del Río, A. Castro, A. Penas, M. Fernández-Raga, A.I. Calvo, R. Fraile. Connection between NAO, weather types and precipitation in León, Spain (1948–2008). *Int J Climatol* **32** (2011) 2181-2196

[4] N. Cortesi, R.M. Trigo, C. Gonzalez-Hidalgo, A.M. Ramos. Modelling monthly precipitation with circulation weather types for a dense network of stations over Iberia. *Hydrol Earth Syst Sci* **17** (2013) 655-678

[5] R.Y. Trigo, C. Dacamara Circulation weather types and their influence on the precipitation regime in Portugal. *Int J Climatol* **20**(2000) 1559-1581

[6] M. Fernandez-Raga, R. Fraile, J.J. Keizer, M. E. V. Teijeiro, A. Castro, C. Palencia, A.I. Calvo, J. Koenders, R.L.D. Marques. The kinetic energy of rain measured with an optical disdrometer: An application to splash erosion. *Atmos Res* **96** (2010) 225-240

[7] D. Sempere Torres, R. Sanchez-Diema, I. Zawadski, J.D. Creutin. Identification of stratiform and convective areas using radar data with application to the improvement of DSD analysis and Z-R relations. Phys Chem Earth, Part B *Hydrol Oceans Atmos* **25** (2000) 985- 990

[8] M. Fernández-Raga. El estudio de la precipitación mediante disdrómetros. Una aplicación particular: erosión por salpicadura. (2012) *Doctoral Thesis University of León*, León

Análisis y caracterización de distintas variables meteorológicas en diferentes localidades de la Península Ibérica.

J. Bilbao[1], R. Román[1], A. de Miguel[1]

[1]Universidad de Valladolid. Departamento Física Aplicada. Facultad de Ciencias

* juliab@fa1.uva.es

Introducción

Se analizan las variables meteorológicas, viento, v, horas de sol, h, precipitación, Prec, temperatura, T, radiación solar global horizontal, G, y radiación UV eritemática, UVER. Así mismo se realiza un estudio de los siguientes componentes atmosféricos: columna total de ozono, TOC, el espesor óptico de aerosoles, AOD, el vapor de agua, w, y el albedo de superficie. Posteriormente se han analizado las series de datos evaluándose las anomalías y las tendencias de las series.

Los datos de las variables meteorológicas han sido proporcionados por la Agencia Estatal de meteorología, AEMET, y corresponden a 8 estaciones, de 8 Comunidades Autónomas. Las series de datos tratados son series largas dependiendo de la disponibilidad y de la variable, muchas de ellas son series de más de 50 años. Datos registrados también por el Laboratorio de Atmósfera y Energía (LAtEN, Universidad de Valladolid) en Villalba de los Alcores, Valladolid, (41º48'50"N; 4º55'48"O; 840 m s.n.m), también se han incluido.

Resultados

De los histogramas de frecuencia de las velocidades diarias medias y máximas para cada localidad se observa que en Tortosa se han registrado velocidades de viento superiores. San Sebastián, La Coruña y Villalba son las únicas localidades que tienen más de un 20% de velocidades de viento medias mayores de 5 ms^{-1}. Más del 60% de las velocidades diarias máximas se encuentran entre 5 m s^{-1} y 10 m s^{-1} en las localidades de Ciudad Real y Murcia, además en Cáceres, Madrid y Murciano casi no han registrado velocidades máximas de más de 20 m s^{-1} en el periodo de medida

La dirección del viento en las localidades de Ciudad Real, Madrid, Cáceres, Valladolid y Villalba predominante es de vientos del Este; en La Coruña y San Sebastián los vientos son del Norte en verano y Sur en invierno; Murcia predominan vientos del Este, [1].

La fracción de insolación es máxima en Murcia, 70%; menor en San Sebastián, 41%, La Coruña 47%, y Valladolid, 59% y Villalba 61%. La precipitación diaria media anual es de 4.4± 0.9 en San Sebastián y menor en el sur, 0.8±0.3 mm y 1.1±0.5 mm en Murcia y Ciudad Real respectivamente. En todos los histogramas de precipitación diaria domina el modo de valores menores de 2 mm, siendo San Sebastián y A Coruña las únicas localidades que muestran más del 20% de días con precipitación mayor de 2 mm. Esto coincide con los resultados obtenidos con la insolación. Las precipitaciones mayores de 12 mm no son frecuentes en Cáceres ni en Valladolid, precipitación superior a 10 mm tampoco ocurre normalmente en Ciudad Real, Madrid y Villalba. Finalmente, es raro encontrar precipitaciones mayores de 6 y 8 mm en Murcia y Tortosa, respectivamente. En cuanto a esta variable podemos indicar que en Tortosa el día 18 de octubre 1940 la precipitación fue de 209.2±1 mm

Se han construido los histogramas de frecuencias de las temperaturas diarias mínima, media y máxima. Se observa que en las localidades costeras las temperaturas máximas y mínimas están más próximas a la media, estando todo el rango de temperaturas comprendido entre 5 y 25 ºC. En el resto de localidades existe mayor diferencia entre las máximas y mínimas, quedando en un punto intermedio las temperaturas medias. Esta menor diferencia se debe a la influencia del mar y a la alta presencia de nubes. Las temperaturas mínimas más bajas son más frecuentes en Ciudad Real, Madrid, Valladolid y Villalba, teniendo temperaturas mínimas menores de 0 ºC ocasionalmente.

Temperaturas máximas mayores de 35 ºC aparecen en Ciudad Real, Cáceres y Murcia. Estos resultados indican que en Ciudad Real es donde mayor rango de temperaturas hay, al contrario que en las localidades costeras, seguidas de Tortosa, cuyas temperaturas se encuentran entre 0ºy 35 ºC.

Los datos diarios de la columna total de ozono se han tomado de sensores en tierra, datos de satélites y de series climatológicas de proyecto europeo, COST 726. Los resultados muestran que el mínimo del ozono promedio aparece en los meses de octubre y noviembre y el máximo en abril. El mes que muestra mayor dispersión en los valores de ozono es marzo, al revés que agosto que muestra la menor desviación. Existe un incremento en el ozono promedio anual según incrementa la latitud de la localidad, siendo Ciudad Real, Cáceres y Murcia las estaciones con menor ozono promedio. El promedio anual de ozono varía entre 319 y 328 DU dependiendo de la localidad. San Sebastián y A Coruña presentan mayor variación en los valores de ozono mensuales, siendo Murcia, Ciudad Real y Cáceres las que menos dispersión presentan.

Se analizan los datos diarios obtenidos de espesor óptico de aerosol (AOD) a 443 y 670 nm del instrumento MISR (a bordo del satélite Terra) y también los datos del instrumento OMI (a bordo del satélite Aura) que contienen los datos de albedo de dispersión simple (SSA) a 354 y 500 nm. Los resultados muestran que Ciudad Real, La Coruña, Cáceres, Valladolid y Villalba presentan la mayor frecuencia del exponente de Angström (α) en torno a 1 y 1.2; los valores de AOD a 443 nm se encuentran generalmente entre 0.05 y 0.15. Estos valores se asemejan a los valores estándar de un aerosol “continental limpio” según la librería OPAC [2]. Madrid presenta un aerosol “urbano” y Murcia aerosol " continental contaminado". Los datos de vapor de agua (w) son de MODIS (a bordo del satélite Terra). Presenta un ciclo anual con valores máximo en verano. Las localidades próximas al mar muestran una distribución de frecuencias con más intervalos de valores, es decir w puede ser mayor de 3 mm.

Los datos diarios de albedo de superficie a 360 nm se han obtenido del proyecto COST-726. Los valores varían entre 0 y 0.4 y el 80% de los valores se encuentran entre 0.03 y 0.04. El albedo es mínimo en verano y asciende en invierno.

Se ha realizado un control de calidad de los datos horarios de radiación solar global horizontal y de UV eritemática y se han caracterizado los valores promedios mensuales horarios. A continuación se ha establecido un método para seleccionar los días sin nubes. Con el fin de conocer la evolución climatológica de las series se han evaluado las anomalías y tendencias [3].

Agradecimientos

Los autores agradecen a Aemet por suministrarnos los datos necesarios para el estudio, así mismo agradecemos la ayuda de obtenida mediante el Proyecto de investigación CGL2011-25363, del VI Plan Nacional de Investigación Científica, Ministerio de Economía y Competitividad. Agradecemos a la Universidad de Valladolid por los medios y becas PIF-UVA.

Referencias

[1] M. Ledesma, Principios de meteorología y climatología, *Ediciones Paraninfo*, 2011.
[2] M. Hess, P. Koepke, P.I. Schult, *Am. Meteor. Soc.* **79** (1998) 844.
[3] E.G. Evseev, A.I. Kudish. *Energy Conversion and Management* **97** (2015) 307.

25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física

Experimentos de Física combinando el *smartphone* con técnicas de videoanálisis

M. I. González[1,*], A. Blasco[1], I. Gómez[2], A. Serna[3]

[1]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Escuela Politécnica (Campus Vena), Avda. Cantabria s/n 09006 Burgos
[2]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Escuela Politécnica (Campus Milanera), C. Villadiego s/n 09001 Burgos
[3]Departamento de Física, Universidad de Burgos. Facultad de Ciencias, Pza. Misael Bañuelos s/n 09001 Burgos

*miglez@ubu.es

Introducción

La popularización de las nuevas tecnologías abre interesantes caminos que explorar en relación con el aprendizaje de la Física. En este trabajo se presentan varios experimentos, en el ámbito de la Cinemática y la Dinámica, articulados en torno al empleo de dos aparatos de amplia difusión entre nuestros alumnos: teléfonos móviles y dispositivos de captura de vídeo.

Texto de la comunicación

La utilización del *smartphone* como dispositivo de medida en Física es reciente, pero ha generado un importante volumen de trabajos. Por ejemplo Castro-Palacio et al. [1] proponen el estudio de oscilaciones libres y amortiguadas con el acelerómetro de un teléfono móvil, mientras que Monteiro et al. [2] analizan el movimiento circular utilizando las lecturas combinadas del acelerómetro y del giroscopio.

Algo más dilatada e igual de fecunda es la historia del videoanálisis como procedimiento que permite extraer información física a partir de una grabación de vídeo. A modo de muestra, Eadkhong et al. [3] utilizan este tipo de técnicas en el estudio de la dinámica de rotación, mientras que Onorato et al. [4] analizan la interacción entre imanes.

En este trabajo se proponen varios experimentos que combinan ambos tipos de técnicas. La idea común a todos ellos es grabar escenas de vídeo en las que ~~–el~~ móvil sea el teléfono móvil". A medida que el teléfono se mueve una aplicación (que el usuario debe instalar previamente) registra las lecturas de su acelerómetro; al mismo tiempo, un dispositivo de captura de vídeo –por ejemplo una cámara fotográfica digital o un segundo *smartphone*– registra el movimiento del teléfono.

Finalizado el movimiento el fichero con los registros del acelerómetro y la película de vídeo se transfieren a un ordenador. Una simple hoja de cálculo permite procesar el registro del acelerómetro; por su parte, existen programas específicos de videoanálisis [5] que permiten extraer cómodamente información cinemática a partir de la escena de vídeo. La tarea de procesado culmina cotejando e interpretando los registros de aceleración obtenidos a partir de ambas técnicas. También es posible comparar las aceleraciones obtenidas con las correspondientes expresiones teóricas.

Todos los experimentos que se proponen están diseñados para ser llevados a cabo con muy pocos medios materiales (a excepción de los dispositivos electrónicos). En este sentido, es posible llevarlos a cabo en el laboratorio pero también se pueden encomendar a los alumnos para que los realicen en sus casas. Su nivel es flexible: se puede adaptar a los cursos de Bachillerato o a los primeros cursos de Grado. En concreto, he aquí algunas de nuestras propuestas:

- Plano inclinado
- Máquina de Atwood
- Movimiento circular
- Movimiento armónico simple
-

A título de ejemplo la Fig. 1 muestra un fotograma de la escena en que un teléfono oscila suspendido por un muelle. La imagen es una captura de pantalla del programa *Tracker* [5], con el que se ha llevado a cabo el procesado. Las tres curvas de la parte superior derecha, aunque por su

tamaño son difícilmente legibles, representan la posición, velocidad y aceleración del móvil en función del tiempo, y presentan el patrón sinusoidal característico.

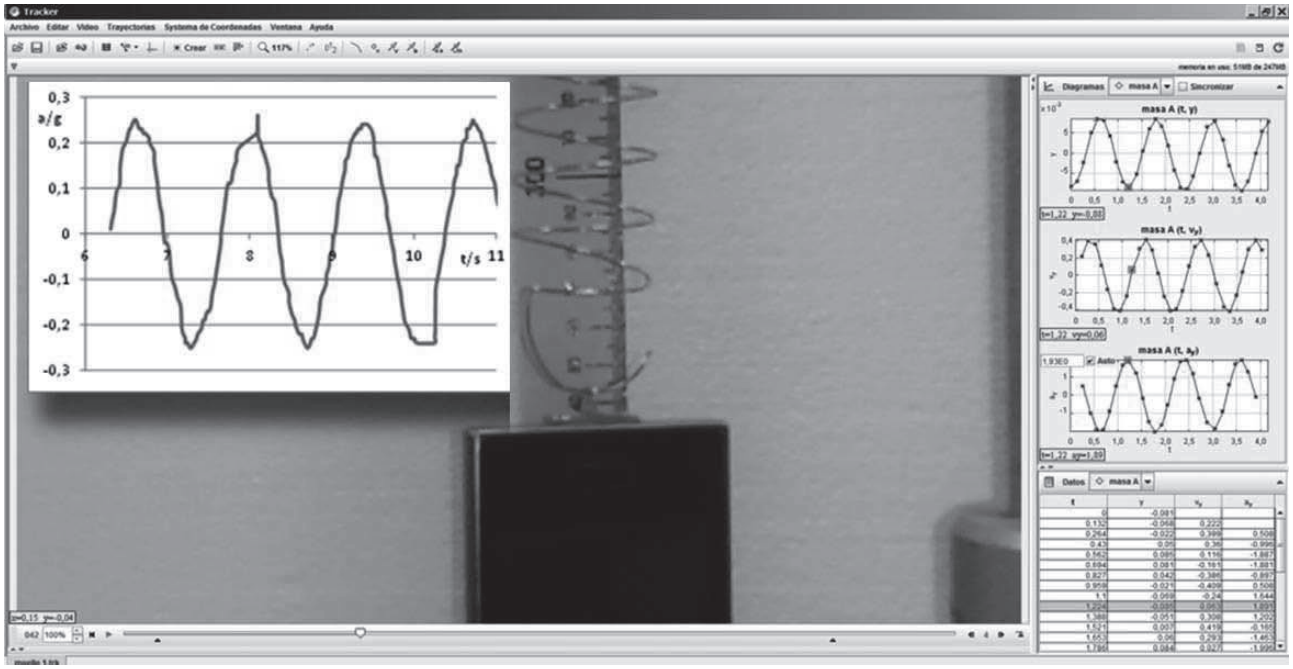


***Figura 13: Smartphone oscilando suspendido de un muelle. A la derecha se representan la posición, la velocidad y la aceleración del teléfono tal como se obtienen a partir del procesado en* Tracker *de la película de vídeo. El recuadro superpuesto contiene el registro temporal del acelerómetro en unidades de* g.**

El recuadro insertado en la Fig. 1 muestra, representado en una hoja de cálculo, el registro de aceleraciones obtenido a partir del acelerómetro del teléfono. El aspecto sinusoidal también es claramente visible y en este sentido el trabajo del alumno culminará (i) contrastando ambos tipos de registros, con el fin de comparar períodos, valores máximos,… y (ii) obteniendo parámetros experimentales del problema, por ejemplo la constante elástica del resorte, como haría en experimentos convencionales.

Referencias

[1] J. C. Castro-Palacios, L. Velázquez-Abad, M. H. Giménez, J. A. Monsoriu, *Am. J. Phys*. **81** (2013) 472.
[2] M. Monteiro, C. Cabeza, A. C. Martí, *Eur. J. Phys*. **35** (2014) 045013.
[3] T. Eadkhong, R. Rajsadorn, P. Januual, S. Danworaphong, *Eur. J. Phys*. **33** (2012) 615.
[4] P. Onorato, P. Mascheretti, A. DeAmbrossis, *Eur. J. Phys*. **33** (2012) 385.
[5] Por ejemplo *Tracker*, programa *freeware* disponible en https://www.cabrillo.edu/~dbrown/tracker/

Práctica sobre la ley de enfriamiento de Newton

A.Gayol[1*], L. Mourelle[1], V. Tricio[2], J.L. Legido[1]

[1]Departamento de Física Aplicada, Universidad de Vigo, Lagoas-Marcosende s/n, 36310 Vigo, España.
[2]Departamento de Física, Universidad de Burgos, Plaza de Misael Bañuelos s/n, 09001 Burgos, España.

*anagayol@uvigo.es

Introducción

El estudio experimental del intercambio térmico entre diferentes cuerpos es de interés para el aprendizaje de estudiantes de los primeros cursos de grados, por lo que resulta muy común realizar experiencias de laboratorio en las que se transfiera calor por conducción entre sólidos o líquidos. Para los estudiantes que cursan el Grado de Física o el de Ciencia y Tecnología de los Alimentos también importa el estudio de la transferencia de calor entre un cuerpo y el medio ambiente que le rodea, pero es menos común incorporar este contenido formativo. En base a esa necesidad, se presenta una práctica de laboratorio para estudiar el enfriamiento de sólidos cuando están rodeados de un medio ambiente frío. La experiencia realizada, en particular está acomodada al nivel formativo del primer curso de los Grados, por lo que no se pretende atender a la descripción detallada de los tres mecanismos que se dan de transmisión de calor, sino más bien comprobar que se pueden obtener buenos resultados experimentales mediante la sencilla ley empírica de Newton.

Es formativo también que el alumno conozca el experimento histórico que fue desarrollado por Isaac Newton en el siglo XVIII, en el que al calentar un bloque de hierro, hacerlo llegar al rojo vivo y retirarlo del fuego, observó que el bloque se enfriaba más rápido, cuanto más caliente estaba. En este estudio se realiza un desarrollo a modo de guía didáctica para que el alumno de primer curso de grado realice un estudio termodinámico del proceso de enfriamiento.

Fundamento teórico

El fundamento del comportamiento de una curva de enfriamiento responde a la fórmula, siendo $\dot{q}$ el flujo de calor y t el tiempo [1].

$$\dot{q} = \frac{dq}{dt} = k \cdot (T - T_0) \tag{1}$$

A partir de esta ecuación se deduce que:

$$T - T_0 = (T_{max} - T_0) \cdot e^{-kt} \tag{2}$$

Donde T es la temperatura del cuerpo, T_0 es la temperatura ambiental, k es una constante que define el ritmo de enfriamiento (s^{-1}), t es el tiempo (s) y T_{max} es la temperatura inicial de la experiencia. La constante k es un parámetro que es función de la temperatura.

Desarrollo experimental

Para la realización de la experiencia práctica, se han empleado los siguientes materiales: Baño termostático, Celda de experimentación, Sonda de temperatura, Sistema de adquisición de datos. Para realizar las mediciones se utilizan dos baños termostáticos: En el primer baño se termostatizan las muestras que han sido previamente introducidas en la celda, hasta que llegan a 60ºC. El segundo baño termostático es en el que se introduce la celda de medida, (Fig. 1) que tiene una capacidad de 50 ml. Se utiliza una sonda termométrica para control externo de la temperatura. La sonda termométrica se inserta en la muestra debidamente aislada y se conecta a un sistema de adquisición de datos (Fig. 2).

Las etapas más significativas del proceso experimental son: Se procede a la preparación de la muestra. Posteriormente se termostatiza a la temperatura de inicio de medida. Transcurrido el tiempo adecuado, se extrae la celda del primer baño y se pasa al segundo baño termostático, donde

la temperatura es constante. Para realizar las mediciones, se introduce la celda con la muestra de medida en el baño termostático (en esta experiencia, el medio ambiente que rodea a la muestra es agua), de forma que la celda quede suspendida y el agua la cubra. Posteriormente se van realizando medidas del tiempo que lleva enfriar la muestra. Periódicamente se registran los valores de la temperatura de la muestra que está en la celda, y del tiempo, en un determinado rango de temperaturas que ha sido previamente determinado.



Figura 1. Montaje de la celda

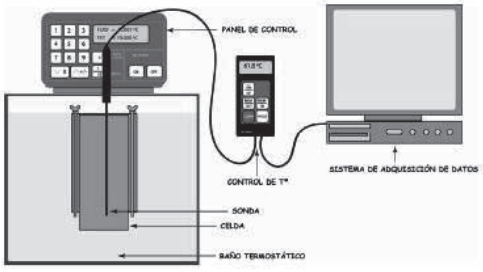


Figura 2. Equipo de medida

Resultados y discusión

En la Figura 3 se muestra la curva de enfriamiento de un sistema formado por una mezcla de arcilla y agua, donde se representa la temperatura (ºC) frente al tiempo (s) de experimentación. El periodo de toma de muestra es cada 20 segundos. Aplicando logaritmos a la ecuación 2 resulta:

$$\ln(T - T_0) = ln(T_{max} - T_0) - k \cdot t \qquad (3)$$

Aplicando $\ln(T - T_0)$ frente al tiempo como se muestra en la ecuación 3, da una recta en la cual la pendiente es k (Fig. 4).

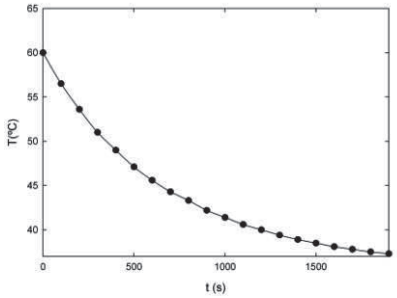


Figura 3. Representación de T frente al tiempo

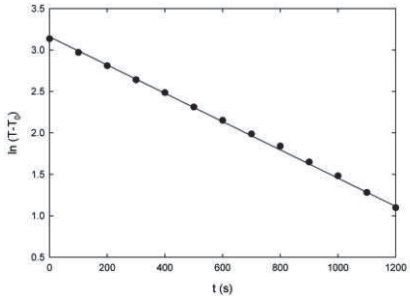


Figura 4. Representación de $\ln(T-T_0)$ frente al tiempo

Con todo ello, esta experiencia se adecúa al nivel de estudios para el que está prevista, de modo que el alumno de 1º utilice ecuaciones lineales y polinómicas para tratar valores reales obtenidos de un experimento.

Resaltamos que los resultados obtenidos permiten concluir que el método empleado es bueno, por su precisión y sencillez tanto experimentalmente, como para el tratamiento de datos. Los cuales han sido ajustados mediante la ecuación de Newton. El método, sin embargo, presenta la desventaja de que en el momento que se cambia la celda de baño termostático, se produce una pequeña bajada de temperatura, observándose la pérdida de alguna décima de grado Celsius, por ello esta fase del proceso requiere una especial atención.

Agradecimientos: Se agradece la colaboración de Mª P. Salgado y S. Baz en las medidas experimentales.

Referencias

[1] J.W. Stout, 1968. Low temperature Calorimetry with Isothermal Shield and Evaluated Heat Leak. In:H.P. McCullough, D.W. Scott, (Eds.), Experimental thermodinamics. Vol. I, Calorimetry and nonreactingsystems. IUPAC publications, Norwich, UK, 215.

Medida de temperaturas con termómetros de infrarrojos

J. A. Ibáñez Mengual[1,*], R. Valerdi Pérez[1], J. A. García Gamuz[1]

[1]Departamento de Física. Facultad de Química. Universidad de Murcia. Campus de Espinardo (30100). Murcia

* jaibanez@um.es

Los cuerpos emiten radiación infrarroja cuya intensidad es función de su temperatura. Los termómetros de infrarrojos son sensores optoelectrónicos capaces de medir la intensidad de la radiación infrarroja emitida por un cuerpo y correlacionarla con la temperatura a la que se encuentra sin estar en contacto con él, permitiéndose así, la determinación de la temperatura de cuerpos en movimiento o que se encuentran en lugares de difícil acceso. El intervalo de longitudes de onda empleado en la técnica de medición por infrarrojos se sitúa entre 1 y 20 μm. Los componentes principales de un termómetro de infrarrojos son, por una parte, la lente, cuyas propiedades determinan la trayectoria de los rayos a detectar y que se caracteriza por la relación entre la distancia del objeto (D) y el tamaño del área de medición focal (S); por otra, el filtro espectral que selecciona el paquete de longitudes de onda relevante para la medición de temperatura y por último, el detector, que asociado a la electrónica de procesamiento, transforma la intensidad de la radiación emitida en señales eléctricas [1]. En nuestro caso, el termómetro utilizado es un Optris® LS con focalización dual infrarroja.

Se propone aquí un procedimiento para ajustar emisividades térmicas (ε) en materiales problema (no caracterizados), en el que se emplean muestras discoidales de dimensiones adecuadas. La ley de Planck establece una relación entre la intensidad de la radiación emitida por un cuerpo (E: energía emitida por unidad de área y unidad de tiempo), su temperatura absoluta y la longitud de onda de la radiación emitida (λ), dada por [2, 3]

$$E = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} (\exp(C_2 / \lambda T) - 1)^{-1}$$

siendo ε la emisividad térmica, que es un parámetro indicativo de la capacidad del cuerpo para emitir radiación cuyo valor varía entre 0 (cuerpo reflectante) y 1 (cuerpo negro), con $C_1=8\pi hc$ y $C_2=hc/k$, donde todos los símbolos tienen su significado habitual. Se trata de una magnitud característica del cuerpo problema, dependiente de la zona del espectro de emisión y de la naturaleza y tipo de la superficie emisiva (pulida, oxidada, rugosa, etc.), así como de la geometría y del ángulo de medición. La correcta selección de ε en el caso de la determinación de la temperatura de un cuerpo por medio de un termómetro de infrarrojos, es muy importante, ya que si se fija una emisividad inadecuada, se obtendrá valores erróneos en la medida de temperaturas.

Las muestras a manejar se disponen sumergidas en agua desionizada, contenida en un vaso de vidrio apoyado sobre un elemento calefactor regulable. La temperatura θ_1 del agua se mide con un termopar tipo K y su valor determina el flujo calorífico, sirviendo de referencia en el proceso de calentamiento del sistema. La temperatura (θ_2) del disco se sigue y registra con ayuda del termómetro de infrarrojos de emisividad configurable, y provisto de un dispositivo de señalamiento láser que incide sobre la parte superior del mismo (formando una cruz cuyo centro se sitúa en el centro del disco), disponiendo así de una guía para la distancia óptima de medida (relación D:S, en nuestro caso 75:1 del disco en estudio). Sonda y termómetro están conectados a sendos dispositivos de registro y almacenamiento de datos, provistos de salida para PC, en cuya pantalla se puede seguir los valores instantáneos de θ_1 y θ_2 frente al tiempo de calentamiento.

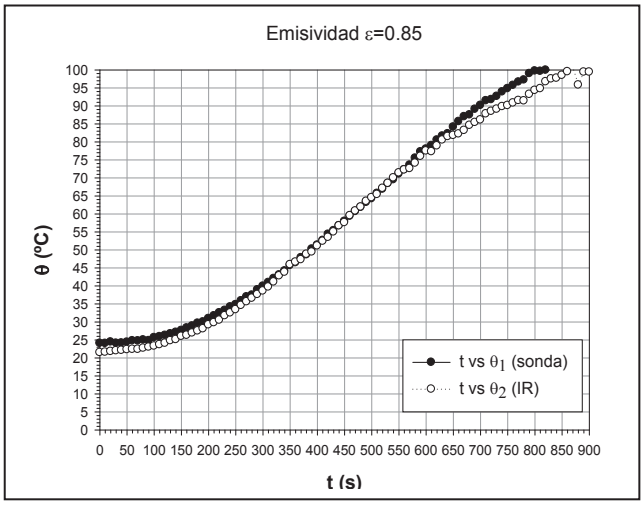


Figura 1. Calibración del termómetro de infrarrojos: respuesta térmica del mismo y de un termopar tipo K (sonda patrón), cuando se mide la temperatura de un disco de cobre puro sumergido en agua, en un rango de temperaturas entre 20 y 80 ºC, para la emisividad óptima (ε=0,85).

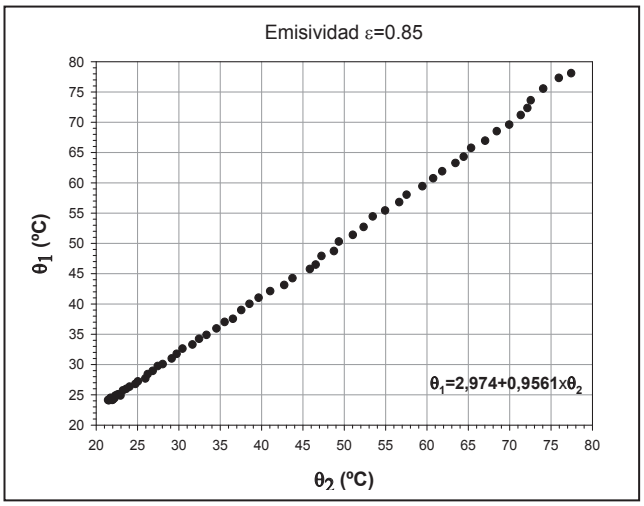


Figura 2. Recta de calibrado para la temperatura del termómetro de infrarrojos vs temperatura de la sonda K, entre 20 y 80 ºC.

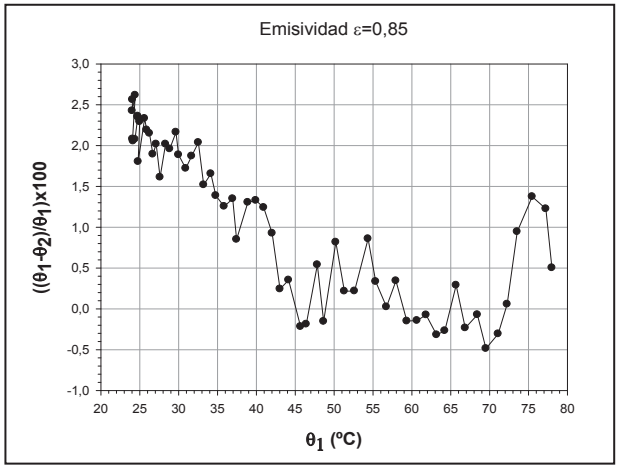


Figura 3. Error relativo en la medida de temperatura con el termómetro de infrarrojos Optris® LS.

Una vez ubicada la muestra a estudiar, se fija el valor de consigna para la emisividad ε y se inicia el registro de la respuesta térmica del sistema, plasmada por los valores de θ_1 y θ_2. En cualquier caso, se observa que existe una diferencia entre la temperatura de la sonda (θ_1) y la del disco (θ_2) a lo largo del proceso de calentamiento para la emisividad seleccionada, siendo esta discrepancia progresivamente creciente con la temperatura. Dicha diferencia es indicativa de la adecuación en la selección del valor de emisividad, que caso contrario conlleva a valores erróneos en la temperatura del disco problema registrada por el termómetro IR. Partiendo de ésta situación, se puede seleccionar otro valor de ε y repetir el proceso, volviendo a comparar las dos temperaturas en la banda térmica de nuestro interés. El objetivo es encontrar un valor de ε tal que, en ese rango, la diferencia entre las temperaturas θ_1 y θ_2 exhiba valores lo más pequeño posible, lo que será indicativo de una adecuada elección de ε, que proporcionará temperaturas correctas para el disco problema.

La Fig. 1 ilustra el seguimiento de θ_1 y θ_2 para un disco de cobre, con un valor para ε de 0,85, que resultó ser el óptimo de entre todos los seleccionados en el proceso, para el rango de temperaturas [20 a 80] ºC. La Fig. 2 representa la recta de calibración (coeficiente de regresión r=0,999) de la temperatura del termómetro de infrarrojos frente a la de la sonda K (patrón) para ε=0,85, en el rango considerado. Por último la Fig. 3 muestra el error relativo correspondiente a las temperaturas medidas con el termómetro de infrarrojos y en ella puede apreciarse que dicho error varía entre 0,2 y 2,7 % en la banda térmica considerada.

[1] R. Girwidz, G. Ireson, *Physics Education.* **46** (1) (2011) 64.
[2] D.P. Dewitt, and G. Nutter, *Theory and Practice of Radiat*ion *Pyrometry*, Wiley-Interscience, 1988.
[2] J.A. Ibáñez et al, *Física Básica, Vol. 2*, J. Lorente Ed., Murcia, 2009.

Participación de la UNED en el proyecto PARTNeR

E. Martínez[1], M. Montoya[2], J.A. Vaquerizo[3], A. Williart[2,*]

[1]Departamento de Matemáticas Fundamentales, Facultad de Ciencias UNED, 28040 Madrid
[2]Departamento de Física de los Materiales, Facultad de Ciencias UNED, 28040 Madrid
[3]Centro de Astrobiología (INTA-CSIC), 28850 Torrejón de Ardoz, Madrid

* awilliart@ccia.uned.es

Introducción

Los Grados en Física y en Matemáticas de la UNED incluyen como oferta formativa las asignaturas optativas *Introducción a la Astronomía* y *Astrofísica General*, comunes para ambos Grados. La materia de estas asignaturas tiene un fuerte carácter observacional que debe desarrollarse con la realización de prácticas. La realización de prácticas permite la evaluación de algunos de los resultados de aprendizaje de ambas materias y contribuyen a la adquisición de algunas de las competencias específicas de la titulación. Por este motivo, ambas asignaturas contemplan la realización de un conjunto de prácticas en línea.

No obstante lo anterior, resulta muy interesante para los estudiantes de estas asignaturas realizar prácticas que incluyan una fase observacional real. Por este motivo se planteó y se puso en marcha en el pasado curso académico la colaboración en el proyecto PARTNeR (Proyecto Académico con el Radio Telescopio de NASA en Robledo). Esta participación ha sido fruto de una Red de Innovación Docente de la UNED [1].

El proyecto PARTNeR, presentado en la *XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física*, (Santander 2011) [2], es un proyecto educativo que permite el acceso a una antena parabólica de 34 metros de NASA situada en el Complejo Espacial de Comunicaciones con el Espacio Lejano de Robledo de Chavela (Madrid), para realizar prácticas de radioastronomía en tiempo real, a través de un escritorio remoto. Está orientado tanto a estudiantes de Educación Secundaria Obligatoria y Bachillerato como de Universidad. El Centro de Astrobiología (CAB) de CSIC-INTA, a través de su Unidad de Cultura Científica, es el encargado del Centro de Coordinación de PARTNeR y el personal adscrito al proyecto gestiona la utilización de la antena asesorando a los usuarios sobre cualquier aspecto científico o técnico relacionado con PARTNeR.

Además de la realización de prácticas en las asignaturas de *Introducción a la Astronomía* y *Astrofísica General*, la participación con PARTNeR ha posibilitado que el Grado en Física de la UNED oferte una línea de Trabajo Fin de Grado dedicada a la Radioastronomía.

Objetivo

El objetivo de la participación de la UNED en este proyecto educativo es que los estudiantes lleven a cabo observaciones en tiempo real con el radiotelescopio de Robledo de Chavela conectándose mediante escritorio remoto al Centro de Control de Partner. Debido a la dispersión geográfica y ocupacional de los estudiantes de la UNED, no es posible que todos ellos estén presentes en la sede central de la UNED donde se realiza la conexión con Partner. Sin embargo, aquellos que no pueden acudir, participan en la observación a través de aula AVIP.

Así pues, este objetivo plantea un doble reto técnico: por una parte, asegurar el manejo correcto de la antena a través de escritorio remoto y por otro, que los estudiantes que se conectan a través del aula AVIP puedan seguir sin dificultades la realización de la observación, como si se encontraran presentes.

En el caso de los estudiantes que hacen su Trabajo Fin de Grado en Radioastronomía son ellos los que realizan la conexión con el Centro de Control y operan la antena desde sus casas, realizando las observaciones necesarias para llevar a cabo su trabajo.

Metodología

Como se ha comentado, la realización de las observaciones se hace mediante el acceso remoto al radiotelescopio desde un aula de la sede central de la Facultad de Ciencias de la UNED, en donde se encuentran el equipo docente de la asignatura y los estudiantes que han podido asistir presencialmente. El Centro de Control de PARTNeR cede el control de la antena y pone a disposición de los observadores un astrónomo de soporte que guía y ayuda en las distintas cuestiones (tanto científicas como técnicas) que puedan surgir durante la observación.

Simultáneamente, los estudiantes que no han podido asistir presencialmente se conectan a la sesión de observación mediante conexión **AVIP** (*Herramienta AudioVisual sobre tecnología IP* [2]), que es una herramienta docente síncrona que permite dar soporte tecnológico a las tutorías, seminarios y actividades presenciales e interconectar a los estudiantes para su funcionamiento en Red. Se trata de una plataforma tecnológica orientada a servicios audiovisuales que permite aprovechar el enorme potencial de la estructura multisede de la UNED. AVIP proporciona la denominada ***"presencialidad virtual"*** que consiste en que desde cualquier lugar se puede acceder a las actividades presenciales de cualquier o Centro o Aula de la UNED *como si se estuviera allí.* Por tanto, la plataforma AVIP nos proporciona el soporte técnico para que desde cualquier punto con acceso a Internet los estudiantes accedan a la sesión de observación radiastronómica que se celebra en un aula de la Facultad de Ciencias en conexión con el centro de control de Partner.

Resultados

Durante el curso 2013/14, 30 estudiantes de la UNED realizaron prácticas de radioastronomía, de los cuales 7 asistieron a la sede central y 23 lo hicieron mediante conexión AVIP. En dichas prácticas obtuvieron los datos para calcular el índice espectral de los siguientes objetos astronómicos: Nebulosa del Cangrejo, Perseo A y Cygnus A. Asimismo, se realizó el Trabajo Fin de Grado en Física denominado *Introducción a la radioastronomía: la magnetosfera de Júpiter*. En la figura 1 se muestran los datos de un tránsito sobre Júpiter en el que se ha llevado a cabo el ajuste de la curva base y a continuación, el ajuste a una gaussiana para determinar la temperatura de antena.

En el curso 2014/2015 se estima que al menos otros 30 estudiantes hagan prácticas de radioastronomía y ya se están realizando dos nuevos Trabajos Fin de Grado en Física sobre la Nebulosa Rosetta.

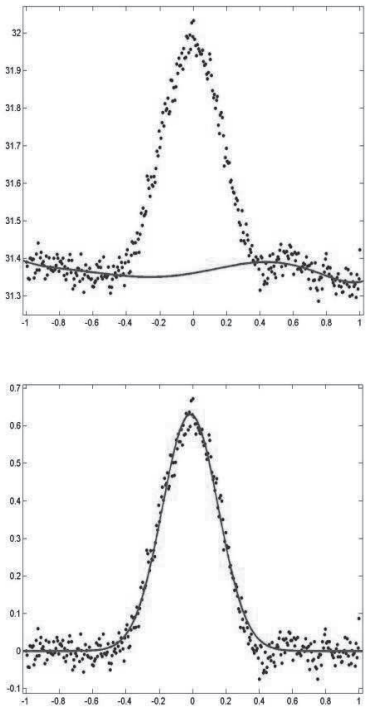


Figura 1:Ajustes de la curva base y de la Gaussiana de un tránsito sobre Júpiter

Referencias

[1] Redes de Innovación Docente de la UNED:
http://portal.uned.es/portal/page?_pageid=93,1156250,93_20552809&_dad=portal&_schema=PORTAL

[2] J. A. Vaquerizo, J.S. Pérez, D. Cabezas, *Libro de resúmenes de la XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física,* (2011), pp. 149-150.

[3] http://www.intecca.uned.es

Diseño de sistemas de energía solar utilizando ayudas avanzadas de formación y aprendizaje: Proyecto Europeo Tempus SOLEDA

M. Khayet[1,*], M. Essalhi[1,*], R. Ghannam[2], A.S.G. Khalil[2,3]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040, Madrid.
[2] Egypt Nanotechnology Center, Cairo University, Zayed Campus, Giza (Egypt)
[3]Department of Physics, Fayoum University, Algamaa Street nº1, 63514, Fayoum (Egypt)

* Khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet); m.essalhi@fis.ucm.es (M. Essalhi)

El objetivo del proyecto europeo SOLEDA (*Solar Energy Systems Design using Advanced Learning Aids*) es desarrollar un programa de post-grado certificado en Energía Solar para la capacitación técnica en Egipto de estudiantes graduados y técnicos. La duración del proyecto es de 3 años comenzando desde octubre de 2013 y su cuantía es algo más que 1 millón de euros (1.089.509 €). El proyecto lo coordina el *Grupo de Membranas y Energías Renovables* de la Universidad Complutense de Madrid (UCM) y ha sido diseñado en colaboración con universidades europeas, universidades egipcias, empresas y organizaciones no-gubernamentales. El consorcio está formado por las siguientes 11 instituciones además de la UCM:

- Centro Egipcio de Investigación en Nanotecnología (Egypt Nanotechnology Research Center, Egipto)
- Universidad de Agricultura de Atenas (Agricultural University of Athens, Grecia)
- Universidad Heriot-Watt (Reino Unido)
- Universidad de Ciencias Aplicadas en Aachen (Fachhochschule Aachen, Jülich, Alemania)
- Empresa Studio Wolf s.r.l. (Italia)
- Universidad del Cairo (Cairo University, Egipto)
- Universidad de Fayum (Fayoum University, Egipto)
- Universidad Valle del Sur (South Valley University, Egipto)
- Empresa BIC para Electrónica, Medio ambiente y Energía (BIC for Electronics, Environment & Energy, Egipto)
- Cámara Germano-Árabe de Industria y Comercio (German-Arab Chamber of Industry and Commerce, Egipto)
- Organización de Caridad Resala (Resala Charity Organisation, Egipto).

Los objetivos específicos del proyecto son los siguientes:

- Mejorar la educación, perspectivas de empleo, aumentar la conciencia medio-ambiental y enseñar a los egipcios el diseño e instalación de sistemas de energía solar.
- Cerrar la brecha entre academia e industria a través de un diploma en sistemas de energía solar descentralizados.
- Proporcionar a espirantes herramientas avanzadas y técnicas necesarias para iniciar negocios en el campo de la energía solar.
- Equipar 3 centros educativos en 3 Universidades Egipcias con herramientas y materiales necesarios así como ayudas avanzadas de formación y aprendizaje en energía solar.
- Ampliar la red de expertos en energía solar en Egipto.
- Ampliar la difusión de información técnica en Europa a los países con economías de transición como Egipto.

El programa se basa en 3 pilares fundamentales: i) Radiación solar, ii) Energía solar térmica y iii) Energía solar fotovoltaica. Se trata sobre todo de sistemas de energía solar descentralizada. Consiste en tres importantes componentes de enseñanza: i) Teoría, ii) Formación práctica y iii) Simulación de diseños e instalaciones. La ponderación de estos componentes varía en función del grupo al cual va dirigido el programa. La estructura ~~"p~~iramidal" bien conocida (Fig. 1) se puede

utilizar para describir la relación entre diferentes niveles de educación y el número de posibles participantes en cada nivel.

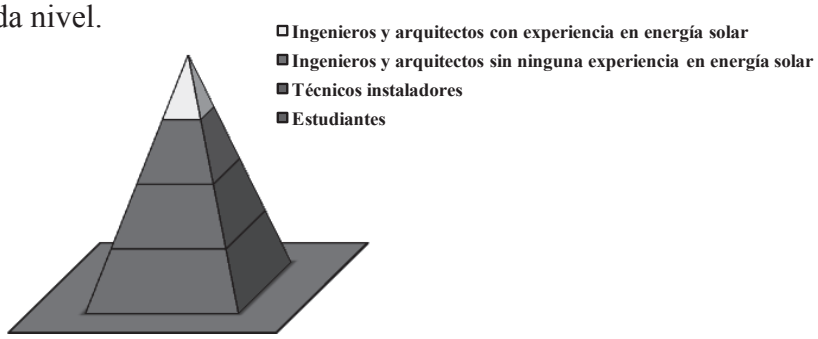


Fig. 1. Estructura piramidal mostrando los diferentes nivels de educación del proyecto SOLEDA.

La duración del diploma de postgrado es de 2 semestres (un año) para los estudiantes, un curso de dos semanas de entrenamiento intensivo para los técnicos instaladores y un curso de una semana de entrenamiento intensivo para los profesionales. La entrega se lleva a cabo en las 3 Universidades socias egipcias. Puesto que estas se distribuyen geográficamente en torno a Egipto, los estudiantes tienen más facilidad para inscribirse en el programa de energía solar más cercano.

En general, las actividades del proyecto se dividen en 6 paquetes de trabajo (WP):

- WP1: Programas educativos y negocios sobre energía solar en Egipto: Se llevó a cabo un barrido y una encuesta de todos los programas educativos y empresas que se dedican a la utilización o explotación de la energía solar. Los resultados de este paquete de trabajo permitieron al consorcio diseñar un plan de estudios profesionalizante sobre energía solar en Egipto y los potenciales candidatos a los cuales va dirigido.
- WP2 y WP3: Preparación de asignaturas (teoría, simulación y prácticas de laboratorio): Se diseñó el programa para el proceso de certificación y se completó la lista de materiales necesarios. Además, se tradujo al árabe el software que se programó para la simulación de sistemas e instalaciones solares. Se llevaron a cabo sesiones de entrenamiento intensivas en Egipto y en Europa (Madrid, Atenas, Jülich y Edimburgo) para los instructores eventuales del diploma.
- WP4: Actividades de difusión: Se estableció una página web del proyecto. Se publicaron artículos y comunicaciones en prensa sobre el proyecto [1].
- WP5: Instalación de prácticas y acreditación del diploma: Se aprobó el diploma en las 3 Universidades Egipcias.
- WP6: Gestión del proyecto: Un panel de gestión del proyecto fue formado por el coordinador del proyecto y dos miembros de dos instituciones Egipcias. Se redactó un acuerdo de colaboración para hacer frente a posibles conflictos y malentendidos que pueden surgir entre socios. Las tareas en este paquete de trabajo permiten activar el buen funcionamiento de todas las actividades. Los informes progresivos se envían al consorcio. Teleconferencias regulares y reuniones se celebran tanto en Egipto como en Europa.

El objetivo principal de este trabajo es compartir con el público en general nuestra experiencia en este desafiante proyecto. Para más detalles del proyecto, le invitamos a visitar la siguiente página web: www.solardiploma.com

Agradecimientos: El consorcio SOLEDA agradece el apoyo financiero de la Unión Europea, Comisión Europea TEMPUS (Educación, Audiovisual y Agencia Ejecutiva de Cultura, EACEA) (TEMPUS IV): Número del proyecto 530296-TEMPUS-1-2012-1-ES-TEMPUS-JPHES.

Referencias: [1] M. Khayet, R. Ghannam, A. Khalil, Solar energy system design using advanced learning aids (SOLEDA): An EU Tempus Project, 8th International Technology, Education and Development Conference, IATED, Valencia, 2014, pp. 2283-2291.

Scientix: nuevas metodologías en enseñanza de la física

Miguel A. Queiruga[1,2,*]

[1]Profesor STEM colegio Jesús-María Burgos
[2]Embajador Adjunto Scientix en España

* queiruga@inicia.es

Introducción

El proyecto Scientix está promovido por European Schoolnet (EUN), un consorcio del sector público financiado por 31 ministerios de Educación (ME) y apoyado por la Comisión Europea para la Investigación y la Innovación. Nace en 2009 con la intención de reunir y difundir materiales educativos e informes de investigación de proyectos europeos relacionados con la educación en el área de las ciencias, así como facilitar formación en la enseñanza de las ciencias basada en la investigación, indagación, experimentación y divulgación de resultados.

El fin de Scientix es facilitar la constante divulgación e intercambio de conocimientos técnicos y ejemplos prácticos en la enseñanza de las ciencias en la Unión Europea. Es un proyecto que involucra a profesores y a todas las personas e instituciones interesadas en la enseñanza de las ciencias (STEM: *Science, Technology, Engineering, Maths*; CTEM en castellano: Ciencia, Tecnología, Ingeniería, Matemáticas). Este continuo intercambio de experiencias y buenas prácticas se realiza a través de congresos, nacionales e internacionales, conferencias, charlas, encuentros, y un elemento muy importante para centralizar estas acciones: el Portal Scientix.

Filosofía

Los proyectos promovidos por Scientix abarcan todas las disciplinas científicas, como podemos ver navegando por el portal *http://www.scientix.eu*, pero en todos los proyectos hay una filosofía que subyace relacionada con otras formas de enseñar la ciencia o, como indico en el título del resumen, nuevas metodologías de enseñanza de la ciencia, en general, y de la física. Esta filosofía está relacionada con el aprendizaje basado en el desarrollo de proyectos colaborativos, la indagación, la experimentación, la reflexión y la comunicación, con lo que todo esto presupone: la implementación de nuevos escenarios de enseñanza-aprendizaje en los que los alumnos son los protagonistas responsables del proceso.

Para fijar ideas, me limito a describir brevemente uno de estos proyectos, *Go-Lab*.

Go-Lab

El proyecto Go-Lab (*Global Online Science Labs for Inquiry Learning at School*) es un proyecto de la Unión Europea, aprobado en el año 2013 y lo conforman cerca de veinte socios (universidades, escuelas, asociaciones, centros de investigación) de 12 países europeos. Tiene previsto ofrecer al menos diez experimentos remotos, tales como el uso de telescopios Faulkes para investigar el Sistema Solar (duración del día en Júpiter, descubrimiento de satélites, etc.), el uso de resultados del acelerador de partículas del CERN (para estudiar la naturaleza subatómica de la materia, los choques de partículas, etc.), el uso de diferentes objetos, cubetas y sensores para describir y comprobar el Principio de Arquímedes y muchos más.

Con este proyecto, alumnado y profesorado acceden a un experimento real (montaje, instrumental, manipulación, etc.) a través de Internet. Es decir, completan una experiencia práctica desde el aula, desde casa o desde cualquier otro sitio con conexión. Igualmente se ofrece un modelo docente que favorece el trabajo creativo en ciencia mediante el planteamiento de preguntas e hipótesis y su contraste a través de experimentos (Fig.1). Es decir, facilita en el aula el método científico mediante un programa informático y el correspondiente interface.

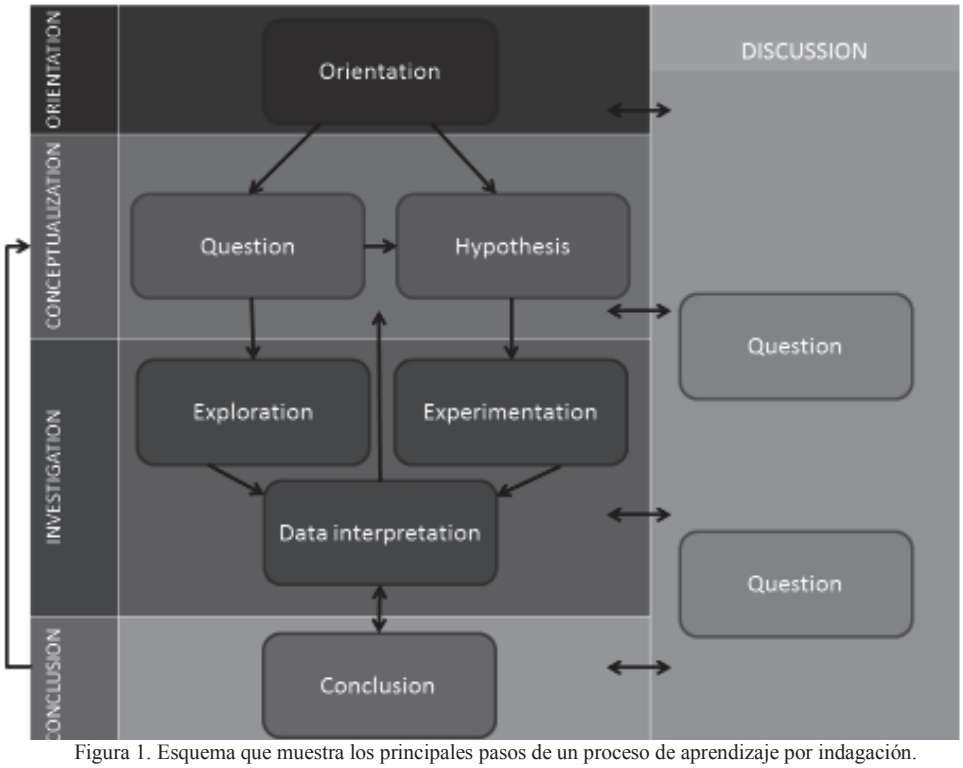


Figura 1. Esquema que muestra los principales pasos de un proceso de aprendizaje por indagación. http://www.go-lab-project.eu/[Consultado el 3 de marzo de 2015]

Agradecimientos: a Trinidad Ruiz y Berta Maestro, profesoras del colegio Jesús-María de Burgos, a Verónica Tricio Gómez, profesora del Departamento de Física de la Universidad de Burgos y Presidenta del Grupo Especializado de Enseñanza de la Física (RSEF) y a Daniel Aguirre Molina, profesor STEM y Embajador Scientix en España.

Referencias

[1] European Schoolnet. http://www.eun.org
[2] Portal Scientix. *http://www.scientix.eu*
[3] Go-Lab Project. http://www.go-lab-project.eu
[4] D. Aguirre, ―Scientix: la comunidad para la enseñanza de las ciencias", en: Varios Autores, *Divulgación. Innovación en la enseñanza de las ciencias*, Editorial Q, pp. 16–27.

Blog como herramienta didáctica para estudiantes de Master

M.J. Santos[1,*], C. Prieto[2], M.D. Merchán[3]

[1]mjsantos@usal.es
[2]cprieto@usal.es
[3]mdm@usal.es
* e-mail del autor responsable de la comunicación

Introducción

El uso de los blog es reconocido como herramienta educativa de gran potencia dentro de un modelo constructivista. Cuando el estudiante es responsable de la gestión de su blog se fomenta claramente el aprendizaje activo, autónomo y reflexivo. Además, al ser el blog una ventana al exterior y abierta a la comunicación el autor presta especial cuidado en que el resultado final sea un trabajo bien hecho.

Presentamos un proyecto realizado dentro del Master Universitario en Profesor de Educación Secundaria Obligatoria y Bachillerato, Formación Profesional y Enseñanzas de Idiomas (MUPESOB) por la Universidad de Salamanca que promueve la creación y uso de un blog personal como actividad formativa y unificadora del trabajo realizado en distintas asignaturas de la especialidad de Física y Química:

- "Didáctica de la especialidad de Física y Química",
- "Innovación docente en la especialidad de Física y Química" y
- "Evaluación en la especialidad de Física y Química".

Justificación

Diarium es una herramienta para la gestión de blogs y páginas web personales basada en WordPress; se trata de una solución potente, flexible y sencilla de utilizar que permite a cualquier usuario de la Universidad de Salamanca (USAL) crearse su propio espacio personal con sólo disponer de una cuenta de correo electrónico de la USAL.

Ferdig y Trammell [1] establecen las ventajas principales de uso del blog en el ámbito educativo, señalando que aumenta el interés de los estudiantes en el aprendizaje, les abre cauces de participación y les acerca y ofrece nuevas perspectivas dentro y fuera del aula.

Los estudiantes de dichas asignaturas han desarrollado sus propias bitácoras de clase, utilizándolas como plataforma de publicación de contenidos relacionados con su formación como docentes.

Objetivos

Los objetivos concretos que se plantearon en el proyecto son:

- Formación de los estudiantes para la creación de su blog en Diarium.
- Orientación de los alumnos para definir el enfoque de sus bitácoras.
- Elaboración de entradas en el blog relacionadas con los temas de formación de profesor de Secundaria dentro de las asignaturas citadas, creando y difundiendo contenidos, compartiendo enlaces a recursos web interesantes, expresando opiniones, interactuando con otros usuarios…
- Puesta en común del trabajo realizado por los estudiantes a largo de las diferentes asignaturas del Master.
- Realización de encuestas a los estudiantes para evaluar los resultados del proyecto.

Mejora esperadas

Con ello inicialmente esperábamos obtener una serie de mejoras en el proceso formativo:

- Desarrollo del espíritu crítico de los estudiantes.
- Fomentar el aprendizaje activo situando al estudiante como protagonista de su propio aprendizaje.
- Fomentar el aprendizaje visual, la participación, motivación y creatividad.
- Presentar los contenidos a través de diversos medios, respetando los diferentes estilos de aprendizaje de los estudiantes.
- Dotar a los estudiantes de la especialidad en Física y Química del MUPESOB de la USAL de una herramienta digital de utilidad en su futuro profesional como profesores de Enseñanza Secundaria y Bachillerato que mejorará la comunicación y motivación de sus estudiantes.

Impacto sobre la docencia

Finalmente esta metodología lleva implícito un impacto en la docencia en aspectos como:

- Enriquecer el proceso de enseñanza-aprendizaje aprovechando la realidad de nuestros estudiantes, como nativos digitales, para incorporarlo al aula.
- Trasladar el aula hacia la plataforma virtual de Internet, rompiendo barreras de espacio físico y temporal de la institución educativa.
- Acceder y compartir de forma gratuita una inmensa cantidad y variedad de contenidos de calidad, actividades y situaciones de aprendizaje para poder participar activamente en el proceso de creación de conocimiento y contenido.
- Crear una herramienta útil tanto para el Máster como en su labor posterior como docentes en Secundaria, y que el estudiante puede seguir enriqueciendo en el futuro. Como producto final del proyecto se han elaborado las páginas web y blog personales de todos los estudiantes. Se puede consultar, a modo de ejemplo:
  - César Fuentes Ramajo http://diarium.usal.es/cesarpolvo/
  - Eva María Gallego Sánchez http://diarium.usal.es/emgs/

Evaluación

En la actualidad trabajamos en la evaluación de los resultados del proyecto. La evaluación tanto de los estudiantes como de los docentes permitirá valorar el trabajo y su posible mejora de cara a otros cursos.

Agradecimientos

Agradecemos el apoyo institucional y económico de la Universidad de Salamanca a través de los Proyectos de Innovación y Mejora Docente (ID2014/0066), ya que con ellos motivan al profesorado a realizar una reflexión de su labor educativa y a llevar a cabo acciones que contribuyan a renovarse.

Dar las gracias al equipo de profesionales del Servicio de Producción e Innovación Digital de la Universidad de Salamanca por apoyar la idea inicial del proyecto y ofrecernos la formación necesaria para llevarlo a buen término.

Referencias

[1] R.E. Ferdig y K.D. Trammell, T.H.E. Journal Online Febrero, (2004)

http://defiant.corban.edu/jjohnson/pages/teaching/bloggingblogosphere.pdf (consultada en marzo de 2015)

Física Experimental en Ambientes Informales con Smartphones

Manuel A.González[1], Miguel A. González[2*], Esther Martín[1] Rodrigo Santos[3], Alberto del Pozo [4], Ana Diez[3], Víctor Prieto[3], Pablo Martínez[3], Jaime Aznar[3], Daniel de los Mozos [4]

[1]Departamento de Física de Aplicada, Escuela de Ingeniería Informática Universidad de Valladolid
[2]Departamento de Física la Materia Condensada, Escuela de Ingenierías Industriales, Universidad de Valladolid
[3]IES Andrés Laguna, Segovia
[4]IES Diego de Praves, Valladolid

* mrebollo@eii.uva.es

Introducción

Los laboratorios de prácticas son herramientas fundamentales en el aprendizaje de las materias relacionadas con la ciencia y tecnología, pero a veces el coste y la obsolescencia de los equipos impiden que estén siempre actualizados y bien equipados. Sin embargo dispositivos como los smartphones pueden utilizarse para diseñar laboratorios de prácticas bien equipados y actualizados [1] a un coste razonable. Sensores como acelerómetros, giróscopos, magnetómetros, micrófonos,.. [2] presentes en ellos, pueden ser empleados en el diseño y montaje de prácticas docentes. Además su amplia difusión entre los estudiantes permite su utilización en los laboratorios y fuera de ellos [3], posibilitando la conexión entre lo expuesto en el aula con lo observado fuera de ella [4], (aprendizaje en ambientes informales [5]), a la vez que se provechan las habilidades y competencias implícitas (escondidas), de los estudiantes.

Objetivos y Desarrollo

En el marco del Proyecto Bachillerato de Excelencia (BE) [6] que la Junta de Castilla y León ha puesto en marcha, los estudiantes de 2º de bachillerato realizan un trabajo de investigación asociado a alguna de las materias cursadas, propuesto por Investigadores de la Universidad. En este caso el proyecto consistía en la realización de experiencias de Física empleando sus smartphones. Se estructuró en tres tipos de actividades: **(a)** Utilización de smartphones reemplazando a instrumentos de medida clásicos en varias experiencias en un laboratorio de prácticas de física; **(b)** Evaluación de aplicaciones que permiten acceder a los sensores existentes en los teléfonos; **(c)** Realización de medidas en situaciones cotidianas elegidas por los propios estudiantes e interpretación de los resultados.

El proyecto fue elegido por 5 alumnos, el mayor número entre los presentados en todas las disciplinas. Para organizarlo se establecieron 3 equipos de 2, 2 y 1 alumnos. El trabajo con estos alumnos comenzó con un seminario de introducción al tema de investigación, donde también se entregó bibliografía, pasando posteriormente a la primera de las actividades citadas **(a).** Esta actividad, que tenía como objetivo familiarizar a los estudiantes con los instrumentos, consistió en la realización de diferentes experiencias: carril de aire para el estudio del movimiento uniforme y uniformemente acelerado y de diferentes tipos de choques, péndulo físico, y movimiento circular. La segunda actividad **(b)**, en la que se utilizó un cuestionario predefinido pero abierto, tenía como objetivo la elección de la aplicación más apropiada, a juicio de los propios estudiantes, para utilizar en la tercera fase del proyecto **(c)**. En esta última fase se dejó completa libertad a los estudiantes, limitando la actividad de los tutores únicamente a la resolución de las dudas que se plantearan.

Resultados

Las experiencias realizadas por estos jóvenes investigadores correspondientes a la tercera actividad **(c)** fueron: (1) Estudio de diferentes tipos de movimiento; i- carrusel de feria; ii- ascensor; iii- trayecto AVE Segovia-Madrid; iv- columpio en un parque; v- péndulos artesanales; vi- rozamiento en un plano inclinado; vii- movimiento en una pista de hielo; (2) Estudio de las

frecuencias emitidas por diferentes instrumentos musicales. Aunque alguna de estas experiencias fue realizada por más de uno de los equipos, todos ellos presentaron experimentos exclusivos. En la Fig. 1 se ven imágenes y gráficas de algunos de los resultados más significativos: 1- medida del coeficiente de rozamiento entre las cuchillas de los patines y la pista de hielo contrastada con una búsqueda en Internet de su valor aproximado; 2- medida de la velocidad y de la distancia recorrida en el arranque del AVE contrastando el valor de la velocidad con el que aparece en la pantalla del tren; 3- medida de la frecuencia fundamental y los armónicos, lo cual se ha realizado con una app de uno de los autores de esta ponencia (R. Santos).

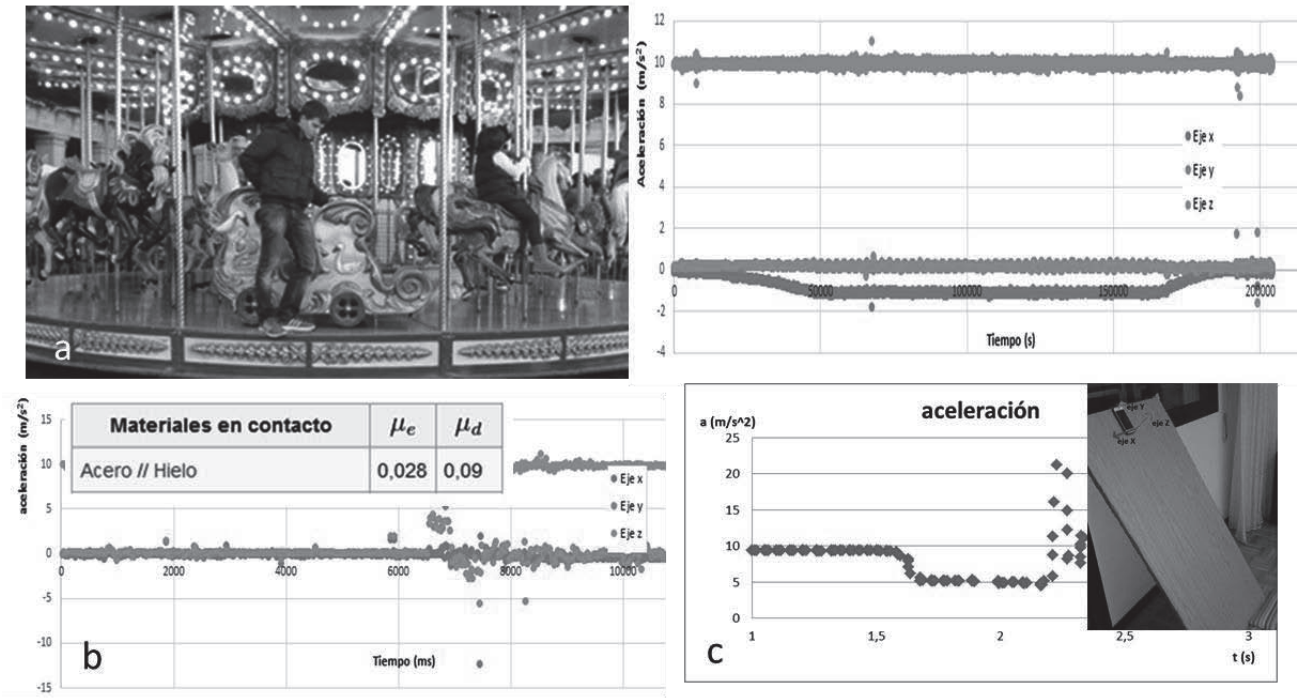


Figura 1. *a- Tiovivo, a su derecha gráfica de aceleraciones (z dirección vertical, x dirección radial); b- valores aceleración en una pista de hielo con impulso inicial horizontal (y), valores coeficiente rozamiento cuchillas-hielo; c- imagen plano inclinado y aceleración correspondiente*

Conclusiones

La valoración y el interés del trabajo realizado resultaron muy positivos constatándose cómo la utilización de estos dispositivos facilita el aprendizaje de la física, estimula el trabajo autónomo y la creatividad de los estudiantes ayudando a observar e integrar el análisis y la interpretación del pensamiento científico en fenómenos cotidianos.

Referencias

[1] P. Klein, P. M. Hirth, S. Gröber. J. Kuhn, A. Müller, *Phys. Education* **49** (4) 412, 2014.
[2] C. Countryman, L. Colleen, *Phys. Teacher*. **52**, 557, 2014.
[3] P. Kuhn Vogt, P. Kuhn, *Phys. Teacher*. **50**, 439, 2012.
[4] M.Fenichel, H.A. Schweingruber, *National Research Council*. http://www.nap.edu/catalog/12614/surrounded-by-science-learning-science-in-informal-environments . Último acceso 3/04/2015
[5] J. Gutschank et al. *iStage 2: Smartphones in Science Teaching, The European Platform for Science Teachers* http://www.science-on-stage.de/page/display/en/3/70/0/istage-2-smartphones-im-naturwissenschaftlichen-unterricht 1 ed., Science on Stage Deutschland e.V. Berlín, 2014. Último acceso 3/04/2015
[6] http://www.educa.jcyl.es/es/informacion/sistema-educativo/bachillerato/bachillerato-regimen-diurno/bachillerato-investigacion-excelencia/acceso-bachillerato-investigacion-excelencia. Último acceso 3/04/2015

Preparar professores para desenvolverem atividades de inquiry através de estações experimentais sobre o "Som"

T. Esperança[1], M.J de Almeida[1], P.M. Gordo[2]

[1] CEMDRX, Departamento de Física, FCT, Universidade de Coimbra
[2] CEMUC, Departamento de Física, FCT, Universidade de Coimbra

*telmaesperanca@fis.uc.pt

Resumo

No âmbito de um Doutoramento em Ensino das Ciências – ramo de Ensino da Física, propõem-se atividades experimentais sobre o Som, adequadas às Orientações Curriculares e aos alunos do 8º ano em Portugal, com o objetivo de potenciar competências associadas a uma atitude de inquiry na aprendizagem da Física. Estas atividades são organizadas segundo estações experimentais rotativas, que se pretende que sejam potenciadoras de um desenvolvimento de competências cognitivas, de autonomia, atitudinais e processuais, segundo uma metodologia de desenvolvimento de trabalho científico (inquiry).

A organização das atividades selecionadas e a introdução de desafios potenciadores da coesão de conhecimentos deverão estimular o interesse dos alunos pela busca das respostas e a vontade de aprender, tendo como consequência uma aprendizagem mais eficaz.

As estratégias adotadas na realização destas atividades potenciam a capacidade de pensar e a racionalidade (justificação de escolhas ou de opções), promovendo a recolha e/ou análise de informações em linguagens científicas diversas (tabelas, gráficos, textos, etc.).

Introdução

A disciplina de Ciências Físico-Químicas, no 8º ano, é lecionada em Portugal segundo as orientações dos documentos oficiais (comum a todas as escolas), nomeadamente as Metas de Aprendizagem, e com o suporte de manuais escolares. [2, 4-7]

1.1 Metodologia inquiry

Uma metodologia inquiry tem como objetivo envolver os alunos no processo de investigação científica. O conhecimento é construído através da experimentação, discussão de ideias com professores, e colegas, e interação direta com o fenómeno científico [1]. É um ~~"d~~escubra você próprio" através da experiência, da resolução de problemas e da investigação. O professor deve proporcionar situações e desafios que levem os aprendizes a relacionar ideias emergentes com a rede de conceitos já existente e a refletir criticamente sobre as evidências [8]. Defende-se que esta metodologia, com um grau de autonomia variável em função do nível conceptual, permite que os alunos se apercebam que a física é uma ciência com uma forte componente experimental. Pretende-se estimular o interesse dos alunos pela busca de respostas e consequentes aprendizagens ativas e mais eficazes, contribuindo para eventuais correções conceptuais sobre os fundamentos de Física neste domínio de conhecimento.

1.2 Organização das atividades

A organização dos alunos em sala de aula foi planeada segundo uma estrutura rotativa entre estações experimentais. Cada aula é programada de acordo com um tema e, dependendo dos casos, há entre 2 a 4 atividades a decorrer ao mesmo tempo. Cada grupo de alunos tem o mesmo tempo para completar cada estação experimental, tendo de passar por todas as estações propostas nessa aula.

As atividades foram agrupadas em três blocos: Ondas mecânicas; Vibrações e produção de som; e Observação de som.

1.3 Documentos produzidos

Com base nos pressupostos anteriores foi criado para os alunos um documento de apoio a um conjunto de atividades laboratoriais. Estas atividades diferem das focadas nos documentos oficiais relativamente ao modo como são propostas - com questões que, abrangendo os conceitos identificados como fundamentais para a progressão de estudos, potenciam a curiosidade e permitem o envolvimento ativo e a exploração pelo próprio aluno. As atividades são acompanhadas de dois instrumentos de avaliação: pré teste (permite identificar o estado inicial dos alunos antes de realizarem as atividades) e pós teste (permite verificar qual o ganho que a realização das atividades trouxe aos alunos). Estes instrumentos de avaliação têm por base as pré-conceções conhecidas na literatura e os conceitos abordados nas atividades sugeridas.

1.4 Resultados

A aplicação desta metodologia nos anos letivos 2011/2012 (estudo piloto) [3] e 2012/2013 (várias escolas ao longo do país) permitiram aferir os instrumentos e introduzir melhoramentos que resultaram numa reestruturação da proposta, que está, no presente ano letivo, a ser novamente aplicada em quatro escolas da zona centro de Portugal.

Através dos instrumentos de avaliação e da perspetiva dos professores que aplicaram a metodologia nas suas aulas em 2012/2013, concluiu-se que a aprendizagem conseguida deste modo é mais significativa e que os alunos "estão mais capazes de explicar as suas ideias". No entanto identificaram-se algumas dificuldades, sobretudo relacionadas com gestão de tempo e a organização da estrutura de funcionamento por parte dos professores. Ainda que cada professor tenha recebido um documento com toda a fundamentação teórica e características das mudanças que teria de realizar, o conhecimento alcançado revelou-se insuficiente durante a prática pedagógica.

1.5 Alterações

Pretende-se que, durante o presente ano letivo, os contactos entre o investigador e os professores que estão a aplicar a proposta sejam mais eficazes (sempre que possível – presenciais) para que todas as dificuldades e evoluções sejam partilhadas e resolvidas atempadamente. Verificou-se, portanto, a necessidade de "formar" os professores antes da aplicação da metodologia inquiry em sala de aula, através da partilha, discussão e resolução conjunta e atempada das dificuldades surgidas.

Faz-se notar que as atividades sofreram algumas alterações de acordo com as Metas de Aprendizagem que foram divulgadas em 2014 [2], mantendo-se a estrutura rotativa e a identificação dos mesmos conceitos base para a progressão de estudos.

Referências

[1] Allende, J.: *Academies active in education. Editorial*, *Science; 2008.*

[2] Fiolhais C. (coordenador), Ferreira A. J., Constantino B., Portela C., Braguez f., Ventura G., Nogueira R., Rodrigues S. *Metas Curriculares do 3º Ciclo do Ensino Secundário, Ciências Físico-Químicas*. Ministério da Educação e da Ciência, 2014.

[3] Esperanca T., Almeida M. J. B. M., Gordo P. M. Som no 8º ano – Atividades Laboratoriais de Física numa perspectiva Inquiry. Um estudo piloto. *Livro de Resumos do FÍSICA 2012* - 22º Encontro Ibérico para o Ensino da Física, Comunicação e Informação em Ciência, 2012.

[4] Freire, A., Galvão, C., Lopes, A., Neves, A., Oliveira, M., Pereira, M., Santos, M., Vilela: M. Ciências Físicas e Naturais Orientações Curriculares 3º Ciclo, p.8; 2011.

[5] Rodrigues M., Dias F.: *Física e Química na nossa vida. Sustentabilidade na Terra*. Porto Editora; 2007.

[6] Rodrigues M., Dias F. : *Física e Química na nossa vida. Sustentabilidade na Terra*. *Guia do Professor.* Porto Editora; 2007.

[7] Rodrigues M., Dias F.: *Física e Química na nossa vida. Sustentabilidade na Terra*. *As nossas atividades*. Porto Editora; 2007.
[8] Skinner D. : *Effective Teaching And Learning In Practice*; Continuum International Publishing Group ltd; 2010.

Estudo sobre o modelo das atividades experimentais olímpicas de Física no contexto das escolas secundárias de Portugal

F. Oliveira [1*], J. A. Paixão[2]

[1 , 2] CFisUC, Departamento de Física, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade de Coimbra, Rua Larga, P -3004 – 516, Coimbra, Portugal.

* filipa.oliveira@uc.pt

Introdução

Este estudo de investigação educacional teve como ponto de partida a constatação de uma degradação da aprendizagem das competências experimentais em Física dos estudantes portugueses do ensino secundário, evidenciada pelos resultados obtidos nas olimpíadas nacionais e internacionais de Física [1]. Atualmente, não existe uma disciplina específica para o ensino experimental nas escolas portuguesas, estando esta componente integrada nos programas oficiais com um número reduzido de atividades experimentais de realização obrigatória. Em décadas anteriores, os alunos mostravam nas competições de Física um melhor desempenho na componente experimental, talvez porque nas escolas houve alguma desvalorização do ensino da prática laboratorial.

Para colmatar esta lacuna na formação dos alunos selecionados para as olimpíadas internacionais de Física, desenvolvemos no âmbito do projeto Quark!- Escola de Física para Jovens da Universidade de Coimbra um conjunto de atividades experimentais, inspiradas nas competições internacionais de Física, que envolvem materiais simples, de baixo custo e acesso. Estas atividades são mais desafiadores do que as do programa oficial, tendo uma maior componente criativa e um tratamento de dados mais elaborado. Neste estudo, procuramos testar a eficácia deste tipo de atividades experimentais no contexto mais geral da escola portuguesa, para alunos do 12º ano, quando inseridos na leccionação dos programas em vigor.

Metodologia do estudo

Para este estudo piloto foram selecionadas 9 escolas secundárias do ensino público, com turmas de Física do 12º ano. As turmas foram divididas em dois turnos: turno experimental e turno de controle. É o professor da turma que realiza a atividade experimental em ambos os turnos. No turno de controle o professor realiza a atividade experimental de acordo com o protocolo, orientações metodológicas e material sugerido pelo manual escolar adoptado. No turno experimental a atividade experimental é realizada segundo as novas metodologias por nós propostas, sendo providenciados os novos guiões para alunos e sugestões metodológicas para professores, bem como o material e equipamento necessário. Neste turno as atividades são realizadas em grupos de apenas 2 alunos (fig.1).

Os alunos dos dois turnos foram sujeitos a um mesmo conjunto de pré e pós-testes, para avaliar o impacto da realização da atividade experimental na aprendizagem de um conjunto chave de conceitos e competências hierarquizadas segundo a taxonomia de *Bloom* [2]. A opinião dos alunos e professores sobre o interesse e dificuldades na realização da atividade foi inquirida em entrevista e questionários separados.

Exemplo de atividade experimental

Uma das atividades experimentais obrigatórias no programa do 12º ano de Física é a determinação do coeficiente de viscosidade de um fluido pelo método de *Stokes*. Assuntos como a influência do confinamento do fluido (efeito de paredes) na viscosidade aparente ou o efeito da

temperatura não são usualmente explorados. Na nossa proposta, a atividade foi revista de modo a explorar estes efeitos, numa perspetiva inquiridora, próxima de uma ~~–e~~xperiência olímpica" [3].



Fig. 1 – Grupos de 2 alunos a realizar a atividade experimental na Escola Secundária C/ 3º Ciclo do Ensino Básico de Pedro Nunes, Lisboa.

Algumas conclusões preliminares

Estando ainda em curso este estudo, há já algumas conclusões preliminares que podem ser extraídas da análise dos instrumentos de investigação implementados.

Há dificuldades que os alunos de todas as escolas partilham, sobretudo de natureza operacional, seja na execução experimental ou no tratamento de dados. As mais recorrentes são no manuseamento de aparelhos de medida tais como craveiras, cronómetros, multímetros, na montagem de circuitos elétricos, na construção de gráficos e estimativa de incertezas. Por outro lado, o aspeto de criatividade e a perspectiva inquiridora das atividades, em que os alunos tinham de investigar questões mais elaboradas (como o efeito das paredes do tubo de *Stokes* ou da temperatura na viscosidade) foi motivador para os alunos e promoveu uma melhor compreensão dos conceitos. Também foi notório que muitas escolas apenas realizam as atividades obrigatórios em modelos demonstrativos, ou em grupos numerosos, e muitos alunos não chegavam a por as ~~–m~~ãos na massa" retendo das atividades experimentais do programa um conhecimento mais ~~–te~~órico" do que ~~–o~~peracional". A existência de um espaço próprio (laboratório e apoio técnico) e tempo suficiente para a realização das atividades experimentais foi considerado pelos professores uma necessidade imperativa, nem sempre satisfeita nas escolas. A falta de formação contínua na componente experimental a nível nacional é um aspeto muito salientado nos inquéritos aos professores.

Nesta comunicação serão então apresentados mais alguns resultados e conclusões desta investigação.

Agradecimentos: Agradecemos a todos os alunos e professores que se voluntariaram para participar neste estudo.

Bibliografia

[1] Nogueira, F. *Uma participação (quase) brilhante na XV OIBF. Gazeta de Física* – Sociedade Portuguesa de Física. **33** (2010) 35-36.

[2] Anderson, L. & Krathwohl, D. *A Taxonomy for Learning, Teaching, and Assessing: A Revision of Bloom's Taxonomy of Educational Objectives*. Abridged edition. NY: Addison Wesley Longman. (Eds.) (2001).

[3] Olimpíadas Ibero-Americanas de Física. *Experiência I: Medidas de viscosidade; Lei de Stokes*. Salvador. (2004).

Elementos difractivos de fase: espesor e índice de refracción

R. Fernández[1], S.Gallego[1,2,*], A. Márquez[1,2], M.Ortuño[1,2], J. Francés, C. Neipp[1,2], I. Pascual[1], A. Beléndez [1,2]

[1] Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante. Apartado 99, 03080 Alicante, Spain
[2] Dept. Fisica, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal, Universidad de Alicante. Apartado 99, 03080 Alicante, Spain [3]Dirección del tercer autor

* sergi.gallego@ua.es

Introducción

Al introducir los elementos ópticos difractivos de amplitud y fase a los alumnos del Grado se ha observado que respecto a los primeros siempre suelen tener una idea intuitiva mucho más desarrollada que respecto a los segundos. En concreto nos referimos a estudiantes de la asignatura Fundamentos Ópticos, que se imparte en el primer semestre del segundo curso del Grado en Telecomunicación especialidad Sonido e Imagen en la Universidad de Alicante. En general el concepto de fase presenta más dificultades para los alumnos y por ello es necesario introducirlo cuidadosamente para que lo asimilen con mayor éxito. Con anterioridad a estudiar los conceptos de difracción y elementos ópticos difractivos sencillos los estudiantes ya han adquirido competencias básicas relativas a materiales birrefringentes y a polarización, por ello asumimos que los conceptos referentes a la fase de una onda electromagnética ya pertenecen al conjunto de competencias específicas de los alumnos a los que introducimos los elementos ópticos difractivos.

Mientras que los elementos ópticos difractivos, EOD, de amplitud se obtienen mediante una modulación de la absorción del elemento, los de fase se pueden producir con variaciones tanto del espesor como del índice de refracción. En este trabajo se propone una experiencia de laboratorio sencilla para que los alumnos asimilen conceptos relacionados con los elementos difractivos de fase. En concreto se propone utilizar un material de registro óptico de fase muy económico, fácil de fabricar y de muy buena calidad óptica: los fotopolímeros. Clásicamente estos materiales han sido utilizados para aplicaciones holográficas como el almacenamiento de datos, memorias holográficas [1] o dispositivos fotónicos [2]. Los fotopolímeros se caracterizan por ser un medio de fase, pues al incidir la luz, con la longitud de onda a la que son sensibles, sobre ellos se producen cambios en el índice de refracción de las zonas iluminadas y/o de espesor. Esto se produce al absorber la luz de registro el colorante, generar radicales libres y polimerizar el monómero, dicha polimerización aumenta la compactación del material produciendo un encogimiento inicial de las zonas iluminadas. Con estas reacciones se genera un gradiente espacial en las concentraciones de las diferentes sustancias, debido a este gradiente se produce la difusión de las mismas dentro del material desde las zonas de mayor concentración a las de menor regida por la ley de Fick produciéndose así nuevos cambios en el índice de refracción y/o en el espesor. Para esta demostración nos centraremos en unos fotopolímeros que presentan unas variaciones acentuadas en el espesor para mostrar en la práctica cómo influye por separado los cambios tanto en el espesor como del índice de refracción [3]. Los elementos de fase que se estudiarán en la práctica son uno de los más sencillos, redes de difracción sinusoidales, en esta experiencia se propone estudiar redes de difracción de 168μm, pues es donde los cambios de espesor son más acentuados para estos materiales. La idea es que los alumnos fabriquen ellos mismos dichos elementos difractivos de fase proyectando una luz modulada sinusoidalmente en intensidad sobre el material y de esta manera generar el EOD. En principio el EOD de fase almacenado en el fotopolímero será un elemento mixto de espesor e índice de refracción. Mediante el uso de sellantes con un índice de refracción igual al promedio del fotopolímero se buscará para evitar los efectos del cambio de espesor en las medidas realizadas y así tener un EOD donde toda la modulación de la fase de la onda incidente sea debida a las variaciones del índice de refracción.

Resultados y discusión

Los alumnos mediaran mediante una cámara CCD de alto rango dinámico la energía de los diferentes órdenes difractados en la región de Fraunhofer durante el registro del EOD y su posterior evolución. En la figura 1 se muestra la evolución de los órdenes del rendimiento en difracción, RD, durante el registro, 50 s, de una red de fase de 168 μm de periodo en una capa de fotopolímero de 100μm. En la figura 1.a se muestran los resultados cuando no se utiliza sellante y la figura 1.b cuando se utiliza glicerina con un índice de refracción de 1.477. Los alumnos podrán observar en la primera figura como durante el registro la evolución de los órdenes 1 y 0 es mucho más lenta que en la segunda, debido a que el encogimiento por polimerización de las zonas iluminadas contrarresta el aumento del índice de refracción de dichas zonas. Por otra parte una vez finalizado el registro, después de 50 s, la energía que hay en cada uno de los órdenes 0 y 1 cambia bastante. Esto indica que la forma de la red de fase lo está haciendo también. Este hecho hizo pensar a algunos autores que al no haber polimerización, después de 50 s, todo era debido a los cambios producidos por la difusión de sustancias gobernada por la ley de Fick. No obstante si se sella la película con una sustancia líquida, de índice de refracción ajustado al del material, anulando de esta manera los cambios que hubiera en la superficie, se muestra que los cambios debidos a la difusión interna es mucho más lenta, esta se puede medir viéndose que es 100 veces más lenta. De esta manera se pueden asimilar competencias de la influencia del índice de refacción y del espesor en los EOD de fase como del comportamiento de este material óptico de registro.

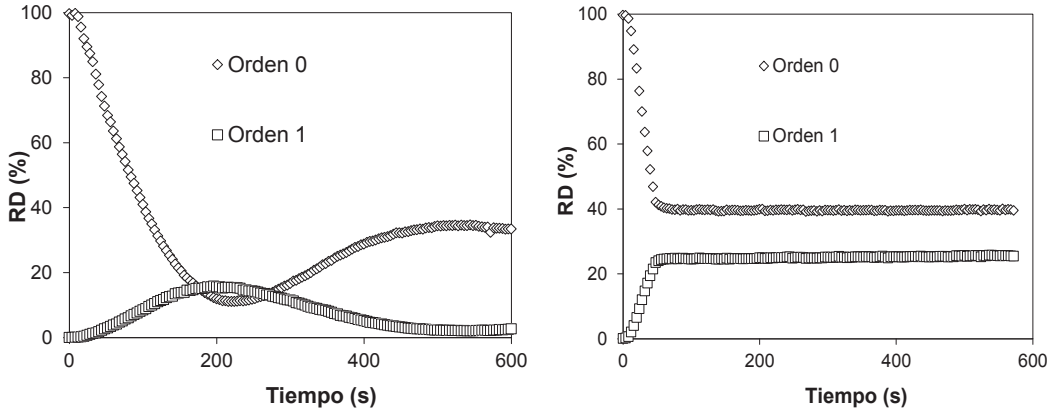


Figura 1.- Rendimiento de los órdenes 0 y 1 de redes de difracción almacenadas. A) Influencia del índice de refracción y del espesor. B) Con glicerina de sellante, sólo influye el índice de refracción.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad bajo los proyectos FIS2011-29803-C02-01 y FIS2011-29803-C02-02 y por la Generalitat Valenciana bajo los proyectos PROMETEO/2011/021 y ISIC/2012/013.

Referencias

[1] M. S. Weiser, F. K. Bruder, T. Fäcke, D. Hönel, D. Jurbergs and T. Rölle, Self-processing, diffusion-based photopolymers for holographic applications. Macromolecular Symposia," 296: 133–137 (2010).

[2] C. P. Jisha, V. C. Kishore, Beena Mary John, V. C. Kuriakose, K. Porsezian and C. Sudha Kartha, ―Self-written waveguide in methylene blue sensitized poly(vinyl alcohol)/acrylamide photopolymer material," Appl. Opt. 47, 6502-6507 (2008).

[3] S. Gallego, A. Márquez, M. Ortuño, J. Francés, A. Beléndez, and I. Pascual, ―Relief diffracted elements recorded on absorbent photopolymers," Opt. Express 20, 11218-11231 (2012).

El teléfono móvil inteligente: una nueva herramienta docente para el trabajo experimental en Física

J.A. Sans, F.J. Manjón, V. Cuenca-Gotor, M.H. Giménez-Valentín, I. Salinas, J.A. Gómez-Tejedor, J.A. Monsoriu*

Escuela Técnica Superior de Ingeniería del Diseño, Universitat Politècnica de València, Camí de Vera s/n, 46022 Valencia, España

*jmonsori@fis.upv.es

Introducción

En los últimos años se ha abierto una nueva corriente docente que explora el uso de dispositivos electrónicos en experimentos de Física a nivel universitario y preuniversitario que se traduce en el uso de elementos cotidianos, y comunes a la vida de los estudiantes, en demostraciones científicas tradicionales. En este trabajo se explora el uso de teléfonos móviles llamados inteligentes (―smartphones") como herramienta para el diseño de nuevas prácticas de Física. Las grandes ventajas del teléfono móvil inteligente son: i) tiene una gran cantidad de sensores y ii) se trata de un dispositivo familiar a la mayoría de estudiantes. Recientemente, nuestro grupo ha trabajado en el uso de los distintos sensores de un teléfono móvil de gama media intentando abarcar distintos campos de la Física. En este trabajo, presentamos cuatro ejemplos de prácticas de Física impartidas en primer curso de ingenierías que han sido optimizadas para el uso de cuatro sensores diferentes del teléfono móvil: 1) acelerómetro, 2) sensor de luminosidad ambiente, 3) micrófono y 4) sensor magnético.

Discusión y resultados

1) Acelerómetro

En el primer ejemplo se utiliza el acelerómetro del teléfono móvil para estudiar la cinemática de los movimientos circular uniforme y circular uniformemente acelerado de un disco en rotación [1]. El montaje experimental (figura 1.a) consta de: i) un disco en posición horizontal que puede girar libremente alrededor del eje perpendicular que pasa por su centro, ii) el teléfono móvil que actúa como dispositivo de medida y iii) un sistema de poleas que permite acelerar la rotación del disco mediante el uso de una pesa. En esta experiencia se usó la aplicación gratuita de Android, ―Accelerometer Toy ver 1.0.10" que permite registrar la aceleración del teléfono móvil en tiempo real. En el caso del movimiento circular uniforme, se aplica un pequeño empuje inicial al disco, dotándolo de una velocidad de giro aproximadamente constante, y se registra con el teléfono el valor de la aceleración centrífuga a partir del cual se obtiene el valor de la velocidad angular. En el caso del movimiento circular uniformemente acelerado, se cuelga una pesa de una polea tangente al disco y éste se acelera de tal forma que la aceleración centrífuga que se mide con el teléfono permite obtener la aceleración angular. La desviación de los resultados obtenidos con el teléfono móvil respecto a los métodos tradicionales es menor al 5% en los dos casos, lo que da una idea de la validez del método.

2) Sensor óptico

En este segundo ejemplo se usa el sensor de luz ambiente del teléfono móvil para estudiar la cinemática de los movimientos armónico simple y amortiguado [2]. El montaje experimental (figura 1.b) consta de un carril cinemático y un carro deslizante que permiten variar el rozamiento entre ambos regulando el flujo de aire que sale por los orificios del carril. En nuestra experiencia, se coloca una bombilla en uno de los extremos del carril y el teléfono móvil sobre el carro deslizante que, a su vez, está conectado a los dos extremos fijos del carril mediante dos muelles iguales. En esta experiencia se midió la variación de la intensidad de la luz en función del tiempo gracias a la aplicación gratuita para Android ―Physics Toolbox Light Sensor". Teniendo en cuenta que el carro

deslizante permite poner distintas masas adicionales y que el flujo de aire a través del carril cinemático es regulable, se puede aumentar o reducir el rozamiento variando estos dos parámetros lo que permite estudiar dos tipos de movimientos: el armónico simple y el oscilatorio amortiguado.

Gracias a este montaje y al uso del teléfono móvil, se pudo obtener la frecuencia, el periodo y la constante del muelle para el movimiento armónico simple y la constante de amortiguamiento y el tiempo de extinción para el movimiento oscilatorio amortiguado. Estos resultados se compararon con los obtenidos mediante métodos tradicionales mostrando la validez del método descrito.

3) Micrófono

Este experimento fue diseñado para medir el efecto Doppler gracias al micrófono que incorporan los teléfonos móviles [3]. El montaje experimental (figura 1.c) consta de un altavoz que emite un sonido de frecuencia fija, el carril cinemático anteriormente descrito y un carro deslizante donde va acoplado el teléfono móvil. Para este experimento tuvimos que diseñar una aplicación de Android que registrase gracias al micrófono la frecuencia recibida en función del tiempo[4]. Con este montaje se midió la velocidad (constante) del carro por efecto Doppler con una discrepancia de menor del 2% respecto a métodos tradicionales. Es más, al inclinar el carril cinemático se puede estudiar el movimiento uniformemente acelerado. En este caso se pudo obtener la velocidad en función del tiempo gracias al efecto Doppler y posteriormente se calculó la aceleración (constante) como la pendiente de la velocidad en función del tiempo. Los valores de la aceleración obtenidos con el teléfono móvil y mediante la segunda ley de Newton muestran un desacuerdo inferior al 3%.

4) Sensor magnético

Esta práctica meramente cualitativa, reproduce el experimento de Oersted usando el sensor magnético del teléfono móvil y la aplicación gratuita de Android –Magnetic Field Sensor". Esta aplicación permite usar el teléfono móvil como una brújula virtual para visualizar la dirección del campo magnético. En este experimento (figura 1.d) se hace circular una corriente eléctrica continua por un cable rectilíneo situado justo por encima del sensor de campo magnético del teléfono móvil y alineado en la dirección del campo magnético terrestre (determinado previamente con el sensor de campo magnético antes de poner el cable). Al hacer pasar la corriente por el cable se puede apreciar en la brújula virtual el cambio en la dirección del campo magnético registrado.

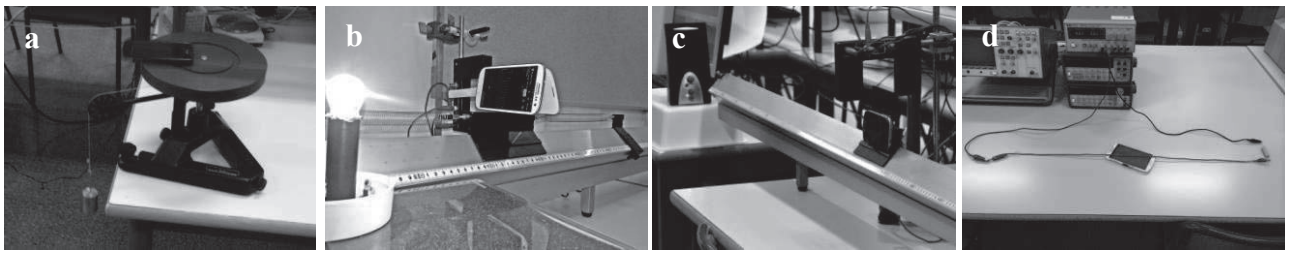


Figura 1. Fotos de los montajes experimentales propuestos.

Agradecimientos

Los autores desean agradecer al Instituto de Ciencias de la Educación de la Universitat Politècnica de València por su apoyo en los grupos de innovación docente MoMA y e-MACAFI y por subvencionar el proyecto PIME/2014/A/031/B que ha dado lugar a este trabajo.

Referencias

[1] J.C. Castro-Palacio, L. Velzaquez, J.A. Gómez-Tejedor, F.J. Manjón, J.A. Monsoriu, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **36** (2014) 2315.
[2] J.A. Sans, F.J. Manjón, A.L.J. Pereira, J.A. Gómez-Tejedor, J.A. Monsoriu, *Eur. J. Phys.* **34** (2013) 1349.
[3] J.A. Gómez-Tejedor, J.C. Castro-Palacio, J.A. Monsoriu, *Eur. J. Phys.* **35** (2014) 025006.
[4] J.A. Gómez-Tejedor, J.C. Castro-Palacio, J.A. Monsoriu, *Comput. Appl. Eng. Educ*. (2015) doi: 10.1002/cae.21618

Medida de la eficiencia luminosa de una lámpara halógena usando el sensor de luz de un *smartphone*

A.R. Esteve[1], J. Solbes[1], J.A. Sans[2], J.A. Gómez-Tejedor[2], J.A. Monsoriu[2,*]

[1]Departamento de Didáctica de las Ciencias Experimentales y Sociales, Universitat de València, España
[2]Escuela Técnica Superior de Ingeniería del Diseño, Universitat Politècnica de València, España

[*]jmonsori@fis.upv.es

Introducción

En la actualidad, el uso de dispositivos electrónicos comunes como cámaras digitales [1], ratones ópticos de ordenador [2] o mandos de consola [3, 4] permiten realizar nuevos experimentos de Física para acercar a los estudiantes a las técnicas de medida en los laboratorios. El uso generalizado de los *smartphones* entre los jóvenes y la constante evolución de la tecnología de estos dispositivos los convierte en una herramienta atractiva para la realización de demostraciones científicas y medidas experimentales en los laboratorios de Física.

En este trabajo hemos utilizado el sensor de luz de un *smartphone* para medir la eficiencia luminosa de una lámpara halógena. Aunque los sensores de luz son dispositivos utilizados habitualmente en los laboratorios para la enseñanza de Óptica [5], se puede inferir a partir de otras investigaciones [6] que si los estudiantes utilizan sus propios *smartphones* para realizar las medidas, se sentirán más motivados y tendrán un mayor interés cuando realicen el experimento.

Discusión y resultados

La eficacia luminosa de una fuente de luz es la relación entre el flujo luminoso emitido por una fuente de luz (F, en lm) y la potencia eléctrica consumida (P, en W):

$$\eta = \frac{F}{P} \quad (1)$$

Así, la eficiencia luminosa (en %) de la fuente de luz puede calcularse teniendo en cuenta que el valor de la eficacia luminosa de una fuente ideal monocromática a 555 nm (683 lm/W) equivale a una eficiencia del 100% [7].

La Figura 1 muestra el dispositivo experimental que se ha utilizado en este trabajo para medir la eficiencia luminosa de una lámpara halógena, que se ha colocado sobre un banco óptico y se ha conectado a una fuente de alimentación variable. Un *smartphone* Samsung Galaxy S5 se ha colocado también sobre el banco óptico de manera que su sensor de luz quedase enfrente de la lámpara. Con la app gratuita *Sensor Box for Android* [8] se ha medido la iluminancia (en lx) de la lámpara halógena en función de la distancia (d, en m) a la que se encontraba el *smartphone* para 3 potencias eléctricas consumidas diferentes: (7.75±0.19)W, (14.8±0.3)W y (21.6±0.3)W.

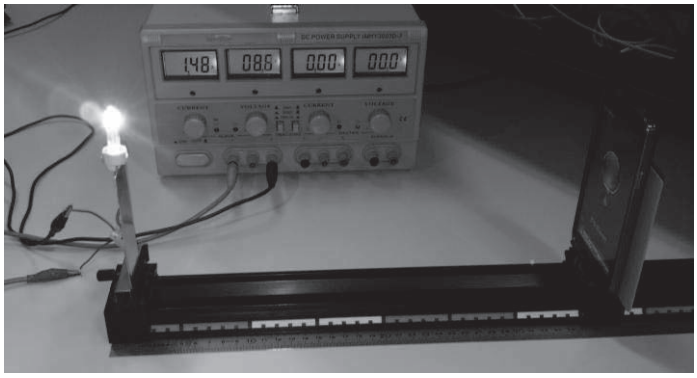


Figura 1. Dispositivo experimental.

El flujo luminoso emitido por la lámpara halógena para cada una de las tres potencias eléctricas consumidas ha sido calculado a partir de un ajuste por mínimos cuadrados como el que se muestra en la Figura 2. Para todos los casos se obtienen muy buenos resultados para los ajustes, con valores del coeficiente de correlación alrededor de 0.99, y valores de la ordenada en el origen despreciables dado el orden de magnitud de los valores de la iluminancia.

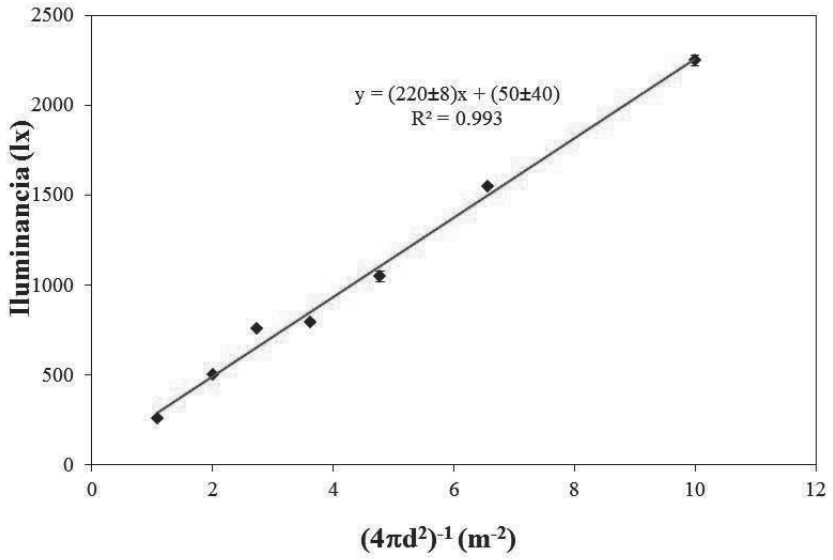


Figura 2. Ajuste por mínimos cuadrados para la obtención del flujo luminoso emitido por la lámpara halógena con una potencia eléctrica consumida de (14.8±0.3)W.

A partir de los valores obtenidos del flujo luminoso emitido para las diferentes potencias eléctricas consumidas por la lámpara halógena, hemos calculado su eficacia luminosa a partir de la ecuación 1, así como su eficiencia luminosa considerando que 683 lm/W equivalen a una eficiencia del 100%. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 1.

Tabla 1. Flujo luminoso emitido, eficacia y eficiencia luminosas de una lámpara halógena obtenidos para tres potencias eléctricas consumidas diferentes.

Potencia eléctrica consumida (W)	Flujo luminoso emitido (lm)	Eficacia luminosa (lm/W)	Eficiencia luminosa (%)
7.75 ± 0.19	57.8 ± 1.8	7.5 ± 0.4	1.1
14.8 ± 0.3	220 ± 8	14.9 ± 0.8	2.2
21.6 ± 0.3	503 ± 13	23.3 ± 0.9	3.4

Agradecimientos

Los autores desean agradecer al Instituto de Ciencias de la Educación de la Universitat Politècnica de València por su apoyo en los grupos de innovación docente MoMA y e-MACAFI y por subvencionar el proyecto PIME/2014/A/031/B que ha dado lugar a este trabajo.

Referencias

[1] J.A. Monsoriu, M.H. Giménez, J. Riera, A. Vidaurre, *Eur. J. Phys.* **26** (2005) 1149.
[2] T.W. Ng, K.T. Ang, *Am. J. Phys.* **73** (2005) 793.
[3] S.L. Tomarken, D.R. Simons, R.W. Helms, W.E. Johns, K.E. Schriver, M.S. Webster, *Am. J. Phys.* **80** (2012) 351.
[4] J. Ballester, Ch. Pheatt, *Am. J. Phys.* **81** (2013) 71.
[5] P.J. Ouseph, K. Driver, J. Conklin, *Am. J. Phys.* **69** (2001) 1166.
[6] Oscar Lozano "*La ciencia recreativa como herramienta para motivar y mejorar la adquisición de competencias argumentativas*", Tesis Doctoral, Universitat de València (2012).
[7] D.L. MacAdam, *J. Opt. Soc. Am.* **40** (1950) 120.
[8] https://play.google.com/store/apps

Detección de errores conceptuales a partir de cuestionarios elaborados por los alumnos

J. Gil[*,1], E. Abad[1], F. Solano[1]
[1]Centro Universitario de Mérida. Universidad de Extremadura
* juliagil@unex.es

Introducción

En este trabajo se presentan parte de los resultados de una experiencia realizada con la participación de los alumnos del primer curso de varios grados de ingeniería del Centro Universitario de Mérida durante el curso actual. En el trascurso de la impartición de la asignatura de Fisica 2 se les pidió a los alumnos que elaboraran un test objetivo de respuestas cerradas sobre los contenidos de cada uno de los temas de la asignatura. Nuestro enfoque inicial (inspirado por algunos estudios previos sobre metodologías de aprendizaje basada en cuestiones redactadas por los propios estudiantes [1-3]) era que el alumno asumiera un rol más autónomo en el proceso de enseñanza-aprendizaje, estimulando así el desarrollo de habilidades cognitivas y metacognitivas clave. Sin embargo, al corregir los tests elaborados por los alumnos, constatamos que pueden constituir una herramienta muy útil para la detección de errores conceptuales y preconcepciones. Algunos de estos errores y preconcepciones, sobre todo aquellos relacionados con conceptos físicos que requieren un importante grado de abstracción (por ejemplo el de campo) aparecen de forma especialmente reiterada en los tests.

Antecedentes

En un mismo alumno pueden coexistir dos tipos distintos de conocimiento sobre un mismo fenómeno: el académico (más formal y riguroso) y el personal empírico-práctico (informal, implícito pero bastante predictivo) que no siempre coinciden [4]. Conocer las ideas previas de los alumnos es el punto de partida necesario, y diseñar la instrucción para corregir los aspectos erróneos de estas ideas previas es el trabajo del profesor. Este cambio es lo que se denomina cambio conceptual. Entender el aprendizaje como un proceso de cambio conceptual supone confrontar, explícita y deliberadamente, ambos tipos de conocimiento a través de técnicas y recursos didácticos.

Ahora bien, la condición más importante para que este conflicto genere un auténtico cambio conceptual es que, al mismo tiempo, el alumno tome plena conciencia de sus ideas ``a priori'' y reflexione sobre los fenómenos en que están implicadas cada una de ellas. Una de las técnicas de investigación más utilizadas para conocer las ideas alternativas en clase son los cuestionarios [5]. En este contexto, un medio rápido de detección ampliamente utilizado son las preguntas cerradas, como por ejemplo las de elección múltiple, en las que se da a los alumnos un enunciado o una representación gráfica o simbólica y se les pide que elijan entre varias respuestas prefijadas, donde uno de los distractores coincide con la preconcepción o error que se busca. En el presente trabajo la novedad reside en que estos cuestionarios tipo test son elaborados por los propios alumnos, y son por tanto sus propios enunciados de preguntas y respuestas los que revelan preconcepciones erróneas acerca del tema en cuestión, sin la influencia de ningún agente externo.

El método arriba descrito tiene otras ventajas adicionales: los alumnos deben desarrollar habilidades comunicativas por escrito, y el profesor puede así monitorizar y corregir sus déficits en el uso de un lenguaje científico, lográndose una mayor calidad de los cuestionarios mediante la práctica continuada [2]. Al seleccionar la temática de las preguntas, el alumno se ve obligado a revisar buena parte de la materia, lo que implica que tenga que familiarizarse con ella a lo largo del cuatrimestre y previene situaciones en las que la preparación para el examen se pospone hasta poco antes del mismo. Estudios previos inciden en que el aprendizaje bajo estas condiciones es más profundo (se pasa de adquirir conocimientos a usarlos de manera activa), genera un mayor grado de autoconfianza en el alumno acerca de su dominio de la materia, y aumenta el interés por actividades relacionadas con la temática de los tests [1,2]. El alumno se involucra así de manera más activa en

el proceso de enseñanza-aprendizaje, flexibiliza y diversifica sus formas de pensamiento, y mejora también sus habilidades comunicativas. Por último, destacamos también que los cuestionarios redactados por alumnos pueden utilizarse en un contexto pedagógico más amplio; por ejemplo, para construir juegos de pregunta-respuesta que ayuden a aprender de forma amena los contenidos de la asignatura, tanto dentro como fuera del aula [3].

Errores sobre el concepto de Campo

Un aprendizaje significativo de conceptos científicos clave, como el de campo, es una condición necesaria para la formación científica de los estudiantes, su comprensión de los fenómenos físicos y el conocimiento de principios que sustentan diversas aplicaciones tecnológicas [6]. He aquí ejemplos de los errores conceptuales que con mayor frecuencia han aparecido:

1.- Pensar que la perturbación en un punto del espacio sólo existe cuando está allí la carga testigo. 11 alumnos de los 35 que participaron en esta tarea presentaron un ítem referente a esta característica de los cuales 10 acusaban el error. Como ejemplo de un ítem de este tipo se presenta el siguiente, en la que se considera como verdadera la solución que aparece subrayada.

Un campo eléctrico existe en:

a) Cualquier región del espacio donde exista una carga eléctrica en movimiento.

b) Cualquier región del espacio donde una carga eléctrica en reposo experimente una fuerza.

c) Cualquier región del espacio donde exista una carga

d) Todas son verdaderas

2.- Dar un sentido «real» a las líneas de campo y confundirlas con la intensidad del campo en un punto:

Un alambre por el que circula una corriente eléctrica:

a) Produce un campo magnético circular alrededor del alambre

b) Produce un campo magnético proporcional a la intensidad de corriente,

c) Generará un campo inversamente proporcional a la distancia del alambre.

d) Todas son correctas

Al preguntarle al alumno autor de este ítem qué quería decir con la respuesta a) contestó que el campo gira alrededor del alambre.

3.-Considerar que la interacción eléctrica es una interacción entre cargas y el campo es el lugar del espacio donde interaccionan las cargas no en realidad el vehículo de esa interacción [7].

Las cargas eléctricas, positivas como negativas ejercen una influencia de atracción o repulsión en el espacio que les rodea. ¿qué nombre recibe este espacio?

a) Espacio de Coulomb

b) Potencial eléctrico

c) Densidad de carga

d) Campo eléctrico

Agradecimientos: Al Gobierno de Extremadura por su apoyo económico a través de la ayuda GR10102 y GR10158, parcialmente financiadas con fondos FEDER.

Referencias

[1], F.-Y. Yu and Y.-H. Liu, *British Journal of Educational Technology* **40** (2009) 1109.
[2] S.P. Bates, R.K. Galloway, J. Riise, D. Homer, *Physical Review Special Topics- Physics Education Research.* **10** (2014) 020105.
[3] E. Abad, P. Suárez, J. Gil, arXiV:1501.06439
[4] E. Mazur, *Science.* **323** (2009) 1168927.
[5] J. Gil, A. L. Pérez, M. I. Suero, F. Solano, P. J. Pardo, *Int. J. Engng Ed.* **26** (2010) 0949.
[6] A. Llancaqueo, M. C. Caballero, M. A. Moreira, *Revista Electrónica de Enseñanza de las Ciencias*, **2** (2003).
[7] C. Furió y J. Guisasola, *Enseñanza de las Ciencias*, **19** (2001).

I – STEAM – Trabalho de professora com alunos e ex-alunos

Ligação da obra de Sophia de Mello Breyner Andresen a temas de Física

T. Paiva[1*], B. Peixoto[2], Alunos do 8.º ano[3]

[1]Salesianos de Lisboa
[2]Instituto Superior Técnico
[3]Salesianos de Lisboa

*teresa.paiva@salesianos.pt

Introdução

O trabalho do professor é essencialmente feito com os alunos em contexto de sala de aula e, numa visão pedagógica mais atual, num contexto STEAM: *Science, Technology, Engineering, Arts, and Mathmatics* (Ciência, Tecnologia, Engenharia, Arte, e Matemática). A introdução da Arte no modelo pedagógico anterior STEM, permite um maior desenvolvimento das capacidades cognitivas e da criatividade dos alunos. Nesta comunicação, que se espera ter a intervenção de alguns alunos, os agentes para quem o professor trabalha, o I (de I-STEAM) é das *Iberian Languages*, o espanhol, que os alunos portugueses têm no currículo, e o português, da Poetisa Sophia de Mello de Breyner, vencedora, em 2003, do Prémio Rainha Sofia de Poesia Iberoamericana. Relata-se uma experiência pedagógica, feita com alunos de uma turma do 8º ano de escolaridade, que exploraram poemas de Sophia de Mello Breyner para os relacionar com a temática das ondas de Física, Som e Luz, e que realizaram posteriormente trabalhos em Espanhol. Se o trabalho do professor deixa marcas nos alunos, pode estender-se para lá do currículo secundário… Relata-se ainda uma colaboração com ex-alunos, agora universitários, de voluntariado na divulgação de astronomia, também numa filosofia I-STEAM: os materiais didáticos das maletas pedagógicas Universe in a Box, da EU-UNAWE, serão apresentados, a crianças em zonas mais remotas e isoladas (Cabo Verde, Moçambique, diferentes aldeias de Portugal e, eventualmente, países da América Latina…).

Terá sido Ada Lovelace (1815-1852), única filha legítima de Lord Byron, o Poeta Romântico inglês que passou por Sintra, a precursora dos computadores (era matemática e amiga de Babage) e também da ideia de que o melhor ensino não é aquele que muito se especializa, mas o que faz interligações entre todas as áreas do saber e as artes. [1] Ada era amiga de Faraday, um dos maiores físicos de todos os tempos, um *selfmademan* da Física e da Química e um excelente divulgador de ciência.

1 – Experiência em contexto de sala de aula, 8º ano : Poesia e Som e Luz

–Há muito que deixei aquela praia
De grandes areais e grandes vagas
Mas sou eu ainda quem na brisa respira
E é por mim que espera cintilando a maré vaza."[2]

Depois de lecionada a matéria, Som e Luz, os alunos pesquisaram poemas de Sofia onde encontraram referências ao som e à luz, relacionaram esses versos com a matéria aprendida em Física e elaboraram textos em português e espanhol, com ênfase na exploração das figuras de estilo literárias e nos conceitos de física (Ex: diferença entre onda e sinal, frequência como a característica que distingue diferentes tipos de ondas, sonoras ou eletromagnéticas, velocidade de propagação de ondas, de acordo com as novas metas curriculares.[3]) Escreveram ainda textos semelhantes em Espanhol.

2 – Voluntariado com ex-alunos: A Fada Oriana e as Estações do Ano – Universe in a Box

–Passou um verão, passou um outono, passou um inverno. E chegou a primavera. E certa manhã de abril, Oriana acordou ainda mais cedo do que o costume. Mal o primeiro raio de Sol entrou na floresta...” [4]

Desenvolveram-se várias unidades do Livro de Atividades –Universe in a Box” [5], começando pelas Estações do Ano, introduzidas a partir do Livro Infantil –A Fada Oriana”. Fizeram-se workshops para voluntários salesianos que se deslocarão a Cabo Verde em Agosto de 2015, estabeleceram-se contactos com familiares da Poetisa para divulgar esta ação de levar a literatura e a astronomia a lugares –inesperados” e pretende-se estender este voluntariado a missões em Portugal (Missão País).

Referências

[1] J. Calado, *Haja Luz!,* 1ªed., IST Press, Lisboa, 2011
[2] http://www.triplov.com/sophia/helena.html
[3] file:///C:/Users/Cl%C3%A1udia/Downloads/eb_cfq_metas_curriculares_3c.pdf
[4] S. de Mello Breyner Andresen, *A Fada Oriana*, Porto Editora, 2012
[5] http://www.unawe.org/resources/education/Universe_in_Box_activitybook/

Aprendizaje continuo en la enseñanza de Física General en los grados de Física, Matemáticas e Ingeniería Electrónica mediante el uso de la plataforma *Moodle*

G.A. López[1,*], J. Saenz[1], I.G. Gurtubay[2], A. Leonardo[1]

[1]Departamentos de Física Aplicada II y [2]Departamento de Física de la Materia Condensada, Facultad de Ciencia y Tecnología, Universidad del País Vasco/Euskal Herriko Unibertsitatea UPV/EHU, Apdo. 644 – 48080 Bilbao, España

* gabrielalejandro.lopez@ehu.es

Resumen

Se ha implementado un sistema de evaluación continua del proceso de aprendizaje del estudiante utilizando la plataforma Moodle. La asignatura en la que se ha llevado a cabo el trabajo es Física General para los Grados de Física, Matemáticas e Ingeniería Electrónica de la Facultad de Ciencia y Tecnología de la Universidad del País Vasco/Euskal Herriko Unibertsitatea (UPV/EHU). Haciendo uso de un banco de más de 1000 preguntas los estudiantes deben realizar a lo largo del año un test con 10 cuestiones por cada tema del temario. Se ha observado que existe una correlación positiva entre el rendimiento en los tests de *Moodle* y la nota final de los estudiantes. Además, se deduce que los estudiantes que aprueban los tests de *Moodle* triplican las posibilidades de aprobar.

Introducción

La docencia de la asignatura Física General para los Grados de Física, Matemáticas e Ingeniería Electrónica de la Facultad de Ciencia y Tecnología de la Universidad del País Vasco (UPV/EHU) se ha estructurado siguiendo los criterios del Sistema Europeo de Transferencia de Créditos (ECTS, del inglés *European Credit Transfer System*), que son el estándar adoptado por las universidades del Espacio Europeo de Educación Superior (EEES) para garantizar la convergencia de los diferentes sistemas europeos de educación (comúnmente llamado Proceso de Bolonia) [1,2]. A diferencia de los sistemas de enseñanza tradicionales donde el profesor tenía un rol protagonista, este sistema de enseñanza se basa en el trabajo personal del estudiante en todas las facetas del proceso de aprendizaje para alcanzar los objetivos del programa de una asignatura [3]. Los objetivos se concretan como resultado del aprendizaje y como consecución de dichas competencias. Teniendo en cuenta lo expuesto, se ha utilizado la plataforma *Moodle* para fomentar el aprendizaje continuo de Física General por los estudiantes. En la presente contribución se mostrará el impacto de dicha metodología en el rendimiento de los estudiantes de los grados de Física, Matemáticas e Ingeniería Electrónica de la Facultad de Ciencia y Tecnología de la UPV/EHU.

Marco de trabajo y metodología implementada

Según el plan de estudios de la Facultad de Ciencia y Tecnología de la UPV/EHU la asignatura Física General para los grados de Física, Matemáticas e Ingeniería Electrónica es una asignatura anual de 12 créditos *ETCS* en la que se enseñan los conocimientos típicos de este tipo de asignaturas, a saber: mecánica, gravitación, fluidos, oscilaciones y ondas, electromagnetismo y óptica. Las competencias específicas de la asignatura Física General en dicho plan son: 1) Conocimiento y comprensión de los fenómenos y de las teorías físicas más importantes, 2) Capacidad de estimar órdenes de magnitud para interpretar fenómenos diversos, 3) Capacidad de formalizar resultados e interpretarlos en términos físicos, 4) Transmitir conocimientos de forma clara tanto en ámbitos docentes como no docentes y 5) Aplicar los conocimientos matemáticos en el contexto general de la Física. En los tres grados mencionados además de las competencias específicas de cada asignatura se trabajan también competencias transversales. En particular mediante la metodología de *tests* implementada se trabajan las siguientes competencias transversales: Capacidad de análisis, Capacidad de organización y planificación; Comunicación oral y/o escrita; Conocimientos de informática relativos al ámbito de estudio, Capacidad de gestión de la información, Resolución de problemas, Razonamiento crítico, Aprendizaje autónomo y creatividad.

Se ha preparado un banco de más de 1000 preguntas de opción múltiple y, a lo largo del curso académico, mediante la utilización de la plataforma *Moodle* los estudiantes deben realizar un test de 10 cuestiones por cada tema del temario. Una vez finalizado el plazo que disponen los estudiantes para llevar a cabo los *tests* a través de internet se hace una corrección automática y ellos reciben un *feedback* inmediato. El rendimiento de los estudiantes en los *tests* de *Moodle* se tiene en cuenta en la nota final de la asignatura. Un 15 % de dicha nota corresponde a sendos exámenes de control que se realizan a mediados de cada cuatrimestre, otro 15 % corresponde a la nota media de *Moodle* y el restante 70 % corresponde a los exámenes cuatrimestrales. Para ser tenida en cuenta la nota media de *Moodle*, ésta debe ser mayor que 5 y se tienen que haber realizado el 75 % de los *tests*.

Datos, análisis estadístico y resultados

Para tener una mejor muestra estadística se han tratado de manera conjunta los resultados académicos de los estudiantes correspondientes a los cursos académicos 2011-2012, 2012-2013 y 2013-2014. Se han calculado las notas medias de los *tests* realizados a través de la plataforma *Moodle* y se han utilizado dichas notas junto con las notas obtenidas por los estudiantes en las convocatorias a exámenes ordinarias y extraordinarias. Los criterios de evaluación de la asignatura se han mantenido constantes en esos años lectivos, por lo que la metodología de evaluación fue la misma para todos los estudiantes. Con esos datos se obtuvieron ajustes a líneas rectas mediante mínimos cuadrados relacionando la nota media en los *tests* de *Moodle* con la nota final de la asignatura (Fig. 1a) y se determinó la probabilidad de que ocurra la pendiente de los ajustes. También se aplicaron el test de Kolmogorov-Smirnov y el *test t*, para asegurar la robustez de los resultados, así como la probabilidad condicionada.

De acuerdo al tratamiento estadístico de los datos se ha observado que existe una correlación positiva entre el rendimiento académico en los *tests* de *Moodle* y la nota final de los estudiantes. Se observó claramente que los que aprueban dichos *tests* obtienen una nota promedio más alta que los que no aprueban (Fig. 1b). Se pudo deducir también que los estudiantes que aprueban los *tests* de *Moodle* triplican las posibilidades de aprobar la asignatura.

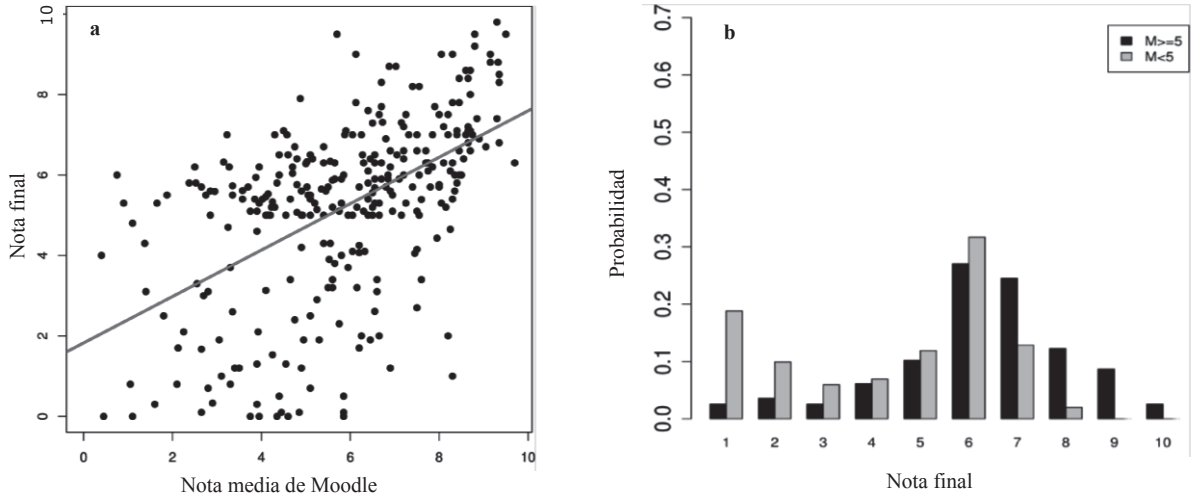


Figura 1. (a) Ajuste a una línea recta mediante mínimos cuadrados de acuerdo a la ecuación $n_d=n_0+n_1m$ teniendo en cuenta los datos de los tres Grados investigados. En dicha ecuación m es la nota media lograda por los estudiantes en Moodle y n_d es la nota que han obtenido los estudiantes en la convocatoria ordinaria. (b) Histograma de distribución de notas para la convocatoria ordinaria. En este diagrama se dividieron los estudiantes en dos grupos, los que han aprobado los tests (m>5) y los que no lo han hecho (m<5).

Referencias

[1] –Real Decreto 1393/2007" BOE, 30 de octubre de 2007, 44037.

[2] J.L. González Geraldo, C. Trevitt, S. Carter, J. Fazey, *European Educational Research Journal* **9** (2010) 81.
[3] M.C. Martinez Serrano, *Revista de la Escuela Universitaria de Magisterio de Toledo* **17** (2007) 171.

Cortometrajes para el laboratorio docente LABFIS

E. Navarrete*, J. Rodríguez, R. Roa, A. Varias, J. J. Alonso

Dpto. Física Aplicada I, Facultad de Ciencias, Universidad de Málaga. 29071, Málaga

* enavarrete@uma.es

Introducción

Alumnos de la asignatura Física de muchos primeros cursos de los nuevos Grados en que imparte docencia nuestro departamento provienen del Bachillerato de Ciencias de la Salud, con una buena base en Química y Biología, pero no en Física y Matemáticas. Esto es especialmente cierto en Grados como Ciencias Ambientales, Bioquímica, Biología, Química, Ingeniero Químico e Ingeniero de Salud.

Para estos alumnos, realizar en el laboratorio experimentos intuitivos que ilustren buena parte del *core teórico* del curso es una forma efectiva de comprender y asimilar la teoría. Para ello, en nuestras asignaturas de Física (típicamente de 6 créditos), programamos un crédito presencial de laboratorio, de forma que los alumnos visitan el laboratorio en cinco sesiones de dos horas.

En esta comunicación se expone el trabajo realizado a través de un proyecto de innovación educativa, mediante el cual se ha desarrollado material multimedia de apoyo al laboratorio docente de Física *LABFIS*. Este material consiste en vídeos explicativos de corta duración, a través de los cuales el alumno es capaz de desarrollar de manera autosuficiente la práctica correspondiente en el laboratorio.

Texto de la comunicación

En el laboratorio LABFIS, los alumnos realizan experimentos para cubrir créditos prácticos en cinco sesiones presenciales de dos horas. El material de apoyo virtual desarrollado tiene como finalidad la preparación y el mejor aprovechamiento de cada visita del alumno al laboratorio, haciendo más fácil la tarea de la toma de datos de cada experimento y haciéndola, a su vez, más directa e intuitiva.

Los vídeos desarrollados para cada práctica son presentados en el laboratorio en *tablets* para cada grupo de prácticas, y el alumno los ejecuta antes, durante y tras la realización de la práctica para su completa comprensión. Como se observa en la Fig. 1, dichos vídeos se componen de una primera parte teórica (a, b), seguida de la explicación paso a paso de la práctica de laboratorio (d), incluyendo alguna experiencia al aire libre donde el alumno puede asimilar mejor el objetivo de la práctica (c).

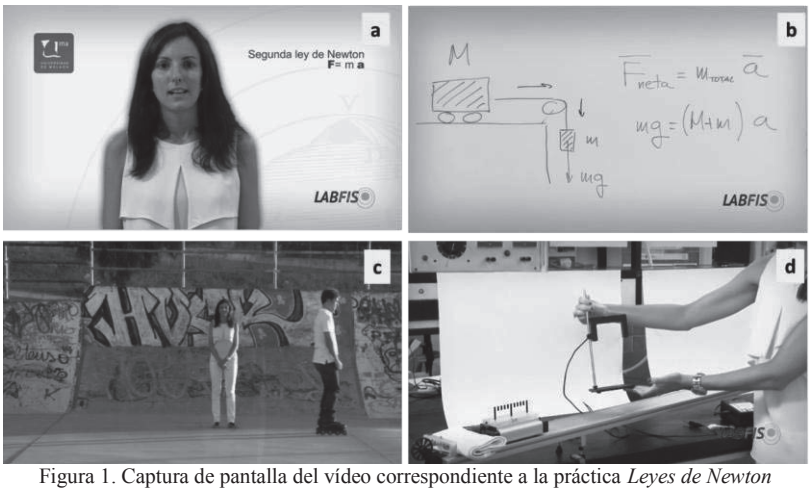


Figura 1. Captura de pantalla del vídeo correspondiente a la práctica *Leyes de Newton*

Se ha podido comprobar el éxito del experimento en el laboratorio, ya que los alumnos han podido realizar las prácticas de una manera más independiente y comprendiendo a fondo el contenido de cada práctica sin necesidad de que el profesor pase por cada puesto explicándolo de manera pormenorizada.

Agradecimientos

Los autores de esta comunicación quieren agradecer a la Universidad de Málaga, por el apoyo prestado para la realización del proyecto de innovación educativa (PIE) de mismo título que el presente trabajo, así como al Vicerrectorado de Ordenación Académica y Profesorado a través de *Enseñanza virtual y laboratorios tecnológicos*.

Adquisición de la Competencia Matemática y en Ciencia y Tecnología a través del trabajo cooperativo mediante el uso del laboratorio virtual en Física

Mª Fernanda Fernández Varela
IES La Corredoria. Oviedo. Asturias

e-mail : mfernandfv@gmail.com

Introducción

Con la investigación realizada se pone de manifiesto la oportunidad que los profesores de Enseñanza Secundaria consideran que tiene la utilización del laboratorio virtual en el área de ciencias experimentales y especialmente en Física. El uso de los laboratorios virtuales permite no sólo suplir las dificultades por falta de espacio, materiales, recursos humanos y sesiones lectivas que se presentan a la hora de programar experiencias reales con grupos de alumnos numerosos o ante programaciones desbordadas de contenidos; nos permite además, realizar una propuesta de innovación educativa para la enseñanza de la Física que persigue lograr un aprendizaje significativo de la disciplina y la adquisición de las competencias clave que debe alcanzar el alumnado, mediante una metodología de trabajo cooperativo para abordar los contenidos y resolver los interrogantes que surgen en su tratamiento.

El presente estudio se basa en las respuestas de 20 profesores de Física y Química del Principado de Asturias a un cuestionario diseñado al efecto y de 38 alumnos de 2º Bachillerato y 4º ESO que cursan estos niveles educativos durante el curso 2014-15.

Marco teórico

En el campo de la enseñanza de la Física es necesario buscar estrategias didácticas que favorezcan el aprendizaje significativo, constructo esencial que propone en su teoría Ausubel y que constituye la pieza clave para comprender el constructivismo moderno. Más de cuarenta años de vigencia tiene esta teoría [1], tiempo en el que los profesionales de la educación hemos intentado lograrlo en nuestro alumnado, no siempre con el éxito deseado.

En busca de ese éxito hemos colocado al estudiante ante situaciones diversas, susceptibles de generar reestructuración en su conocimiento, es decir, de propiciar modelos mentales más funcionales y eficaces, pero consistentes con el conocimiento científico, que le permita construir un conocimiento mucho más sólido y perdurable de un contenido.

En las últimas décadas ha ido creciendo la utilización de programas de ordenador de todo tipo en la enseñanza de la ciencias, ya que tales recursos presentan indudables ventajas pedagógicas, que se han expuesto en múltiples trabajos de investigación y divulgación [2].

En la propuesta didáctica investigada hemos utilizado diferentes aplicaciones de laboratorio virtual [3] con un nuevo enfoque de la enseñanza, donde se fomenta la cooperación y el desarrollo del espíritu investigador. Cada experiencia virtual se plantea como una situación de investigación que permite desarrollar destrezas en la resolución de problemas. La metodología de trabajo cooperativo permite además que mediante la interacción grupal el estudiante pueda discutir, razonar y comparar lo que se ha hecho en el trabajo práctico.

Objetivos

La investigación se diseña con dos objetivos:

1º Conocer la opinión del profesorado de Física en secundaria respecto a dos aspectos diferenciados:

- La contribución de las experiencias de laboratorio virtual a la adquisición de la competencia matemática y en ciencia y tecnología.
- EL uso de la metodología de trabajo cooperativo en las experiencias de laboratorio virtual

2º La mejora del proceso de enseñanza-aprendizaje de los alumnos, tras el trabajo de los contenidos a través de experiencias virtuales. Los objetivos de aprendizaje propuestos son:

- Mejora de la comprensión de fenómenos físicos a través de un método interactivo.
- Fomento de la reflexión y la participación activa de nuestros alumnos.
- Introducción de nuevos métodos de trabajo y estudio basados en las TIC.
- Aumento y mejora de la comunicación entre los alumnos y con el profesorado.

Método

La metodología aplicada en esta investigación es de naturaleza cuantitativa y se han utilizado dos instrumentos diseñados respectivamente para cada uno de los objetivos perseguidos.

El primero es un cuestionario para el profesorado realizado online en Google Drive. Se trata de un formulario de dos dimensiones (relativa cada una de ellas a uno de los dos aspectos de estudio del primer objetivo) formado por un total de diez ítems (cinco para la primera dimensión con tres opciones de respuesta y cinco para la segunda con dos opciones de respuesta).

El segundo instrumento utilizado es una prueba objetiva con veinte ítems relativos a los contenidos de Física trabajados en las experiencias virtuales con cuatro opciones de respuesta donde sólo una es correcta. Consideramos los resultados obtenidos por los estudiantes en la prueba antes y después de la utilización del laboratorio virtual para evaluar la mejora de rendimiento.

Resultados

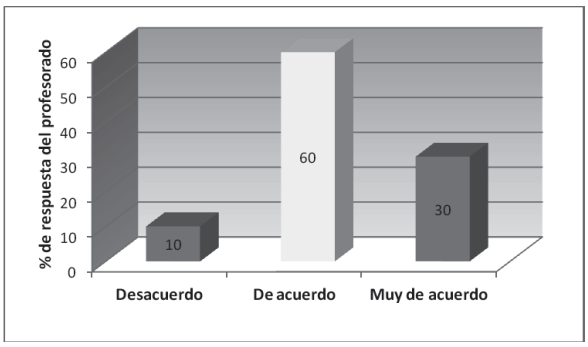


Figura 1. Las competencias mejoran a través del uso del laboratorio virtual

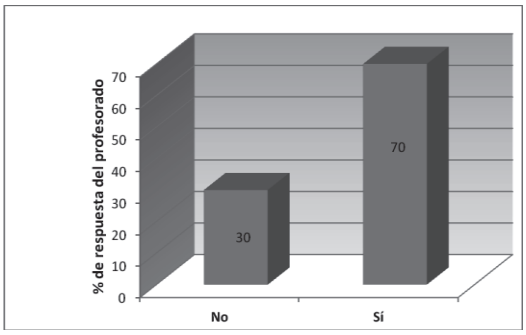


Figura 2. El laboratorio virtual favorece el trabajo colaborativo

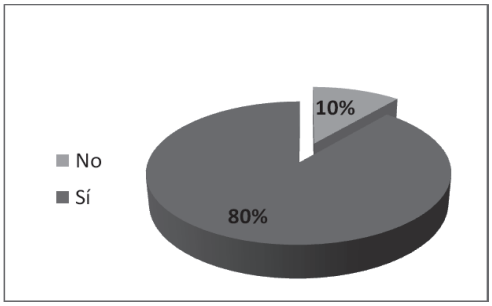


Figura 3. Los resultados académicos han mejorado con la utilización del laboratorio virtual

Referencias

[1] D.P. Ausubel , *Algunos aspectos psicológicos de la estructura del conocimiento*, El Ateneo, Buenos Aires, 1973.
[2] A. Caamaño, *Alambique – Didáctica de las Ciencias Experimentales*, **39** (2004) 8
[3] García L.I., *FisQuiweb. Didáctica de la Física y la Química*. http://web.educastur.princast.es/proyectos/fisquiweb/ [Recuperado el 19 de abril de 2015]

Enseñanza del campo magnético desde una perspectiva histórica

L. M. Tobaja[1], J. Gil[2], F. Solano[3]

[1]*Colegio Salesianos, 06800 Mérida, Badajoz, España*
[2]*Dpto. Física Aplicada, 06800 Mérida, Badajoz, España*
[3]*I.E.S. Extremadura, 06800 Mérida, Badajoz, España*

E-mail: ltobaja@terra.com

INTRODUCCIÓN

Quienes hemos estudiado siglos después de los descubrimientos de Newton, Ampère, Maxwell o Einstein hemos aprendido una historia encapsulada, que señala las bondades del método científico. Para no pecar de orgullo, y como aviso a navegantes, mantenemos la memoria de algunos fracasos (aunque siempre han desembocado en posteriores éxitos): el calórico, el éter…

Pero raramente hemos recorrido en nuestra formación el camino original que desembocó en tal o cual teoría. Se podría decir que ¿Para qué? ¿Por qué perder tiempo y energías en hipótesis o experiencias fallidas? Y del mismo modo, mayoritariamente, al devenir en docentes hemos reproducido los esquemas aprendidos.

La crisis de vocaciones científicas actual nos ha hecho reflexionar sobre nuestra forma de enseñar ciencia y se han propuesto numerosas técnicas con el objetivo último de mostrar los valores y principios de la ciencia, más allá de los hechos históricos y las teorías actualmente vigentes. Algunas propuestas son la introducción de contenidos de ciencia, tecnología y sociedad o de historia de las ciencias [1-3], uso de nuevas tecnologías de la información o investigaciones abiertas realizadas por los alumnos [4]. En este trabajo se presenta una experiencia de enseñanza aprendizaje del campo electromagnético para alumnos de 2º de bachillerato según una perspectiva histórica. Se ha realizado un diseño cuasi-experimental con un grupo experimental y otro de control con 23 y 21 alumnos. En ambos grupos se ha valorado la adquisición de conocimientos sobre el tema y de actitudes hacia la asignatura y la ciencia con cuestionarios pretest y postest.

JUSTIFICACIÓN

El siglo XIX nació con un invento decisivo para el desarrollo científico y social, la pila de Volta. En el primer tercio del siglo se realizaría una labor ímproba tanto experimental como teórica para desentrañar los misterios de dos fenómenos conocidos desde antaño, la electricidad y el magnetismo. Años después Maxwell incluiría a la luz en su teoría electromagnética. El siglo terminó con la constatación experimental por parte de Hertz de las teorías de Maxwell.

Actualmente, la enseñanza del campo electromagnético, en los niveles preuniversitarios y primeros cursos universitarios, se estructura en torno a las experiencias de Oersted en 1820 y Faraday en 1831. De la primera se deduce automáticamente que las corrientes eléctricas son las causantes del movimiento de la brújula y por ello las causantes del campo magnético. De la segunda que el proceso puede invertirse, consiguiéndose la creación de corrientes eléctricas a partir de campos magnéticos variables en una región del espacio. Se completa el apartado experimental con la experiencia de Ampère, usualmente interpretada como un caso particular de acción de un campo magnético sobre un elemento de corriente; y la experiencia de Henry, que refuerza la de Faraday y se explica con la ley de Lorentz. A este aparato experimental se añade otro teórico-interpretativo formado por la ley de Biot y Savart, la interpretación de Ampère de las corrientes como productores del campo magnético, las leyes de Faraday-Henry y de Lenz y la fuerza que un campo magnético produce sobre una carga en movimiento (ley de Lorentz). Para concluir, las leyes de Maxwell cierran el apartado teórico. Este esquema tiene como virtudes su simplicidad, se basa en pocas leyes con gran capacidad explicativa, y un adecuado asiento experimental.

Sin embargo, son varios los aspectos que se obvian. Por un lado se minusvaloran o excluyen las aportaciones de grandes científicos que contribuyeron significativamente a esta obra coral:

Ampère, apenas conocido por alumnos e incluso docentes, Gauss, Weber, Arago, Biot, Savart, Volta o, posterior en el tiempo, Tesla. Por otro, se da una imagen en exceso lineal del avance científico y una errónea identificación entre una experiencia concreta y su formulación matemática.

DESARROLLO

Con los objetivos de acercar los principios del método científico a los alumnos y de mejorar la actitud hacia el aprendizaje de las ciencias, se propone la enseñanza del campo electromagnético desarrollada históricamente. Algunos de los motivos para elegir este tema son: la gran importancia en nuestro modo de vida actual por sus aplicaciones tecnológicas; importantes relaciones con historia, filosofía o química; no es necesaria una alta base matemática; una adecuada relación entre experimentación y teoría; trata interesantes personajes (científicos), en general poco conocidos; y la posibilidad de realizar experiencias en el aula o laboratorio de modo sencillo.

Como principio general se ha privilegiado la ordenación de contenidos cronológicamente frente a la lógica deductiva tradicional, fruto de las reelaboraciones posteriores que se han realizado de las experiencias y teorías expuestas en su momento. Este enfoque pone en evidencia la no linealidad entre la experiencia y su formulismo matemático, que puede haber sido desarrollado muy posteriormente o por científicos diferentes a los que realizaron la experiencia. Además, se enfatiza el carácter colectivo de la ciencia, destacándose las relaciones entre los distintos científicos y sus trabajos, incluso en situaciones políticas adversas.

La inserción de los descubrimientos de Oersted, Ampère o Faraday en su contexto histórico realza las aportaciones de la ciencia a la sociedad, en este caso, con las aplicaciones técnicas de la electricidad y el magnetismo al desarrollo social y económico occidental en los siglos XIX y XX.

Se han desarrollado actividades teóricas, experimentales y prácticas con los alumnos, profundizando en los aspectos históricos de la primera mitad del siglo XIX e incidiendo en datos biográficos de los científicos mencionados más arriba. Se ha respetado una temporización similar a la seguida con un método no histórico a pesar de haberse introducido una mayor información en el desarrollo del tema.

CONCLUSIONES

Este enfoque puede pecar de no mantener una lógica coherente de conceptos deducidos a partir de leyes elementales, sin embargo, muestra de modo más certero los ~~–p~~alos de ciego" que la ciencia, encarnada en los científicos, debe dar hasta descifrar una nueva realidad física. De otro modo, muestra la labor realizada por los científicos, no como el trabajo particular y aislado de cada uno de ellos, sino como una obra coral en la que los resultados de unos estimulan los trabajos de otros. También asienta las leyes matemáticas en resultados experimentales, dando mayor ~~–c~~redibilidad" a estos. Por último, acerca la figura de los científicos a los alumnos, creando un vínculo afectivo con ellos y su obra, desmitificando y humanizándolos.

Según el estudio realizado, y con las cautelas propias debidas a la pobre estadística, podemos concluir que la satisfacción del alumnado con el tema en el grupo experimental ha sido alta (media de 3'8 sobre 5) y los resultados de las pruebas de adquisición de conocimientos realizadas han tenido mejor ganancia media normalizada (G=0.18) que el conseguido con el enfoque académico tradicional (G=0.14). Además, el grupo experimental identifica más acertadamente cada científico con su descubrimiento. En el cuestionario de actitudes destacan las respuestas dadas a preguntas sobre el interés respecto a la vida de los científicos estudiados, la labor científica como labor colectiva o el factor suerte en los descubrimientos.

Referencias

[1] A. Beléndez, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, **30** (2) (2008) 2601.
[2] J. Solves y M. Traver, *Enseñanza de las Ciencias* **19** (2001) 151-162.

[3] M. Álvarez Lires, A. Arias, U. Pérez Rodríguez y J.F. Serrallé, *Enseñanza de las Ciencias* **31** (2013) 213-233.
[4] C. Furió y J. Guisasola, *Enseñanza de las Ciencias.* **19**(2) (2001) 319-334.

Motivar para a Ciencia

C. António, Jorge[1]

[1]Agrupamento de Escolas do Bonfim
Avenida do Bonfim
7300 Portalegre
Portugal

* jorge.antonio2007@gmail.com

Introdução

"Sabem, é que eu posso viver com a dúvida e a incerteza e não saber. Acho que é muito mais interessante viver não sabendo coisas do que ter as respostas que podem estar erradas. Tenho respostas aproximadas, crenças possíveis e diferentes e diferentes graus de certeza sobre asuntos diferentes, mas não estou absolutamente certo de coisa nenhuma…" Richard P. Feynman

A **Ciência**, empreendimento humano tão antigo como a Humanidade, tem acumulado um manancial de conhecimento ao longo de milénios, proporcionando uma melhoria muito significativa dos padrões de vida das sociedades. O conhecimento científico, podendo ser desenvolvido por partes que comunicam entre si, de forma integrada, deve ser acessível a todos e proporcionar a formação de cidadãos ativos e esclarecidos, aptos a tomar decisões.

A **Astronomia** é considerada a ciência mais antiga. A Humanidade habitou-se a observar o "Cosmos" com curiosidade e admiração, e por vezes, com medo. Três as motivações fundamentais, conduziram ao seu desenvolvimento: *sobrevivência, orientação e contagem do tempo*. *Galileu Galilei* abriu-nos as portas do Universo. Com as suas descobertas, em janeiro de 1610, estabeleceu os fundamentos da Ciência e o *método científico.* Todavia, hoje, como dantes, continuamos incessantemente à procura de respostas para questões muito antigas, como as seguintes: *Quem somos? De onde vimos? Para onde vamos?* Ou ainda, *Será que estaremos sós no Universo?*

Projetos e Atividades

Para compreender estas questões e empreender esforços na busca de respostas, torna-se necessário uma grande curiosidade, espírito crítico, empenho, perseverança, resiliência e atitude.

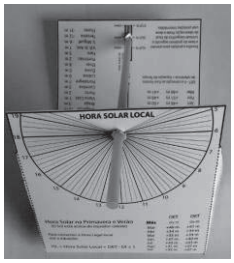


Fig.1 – ***Relógio de Sol***

Nas sociedades modernas as atividades científica e educativa revelam enorme importancia enorme. Torna-se necessário captar talentos e integrar cada vez mais jovens nas gerações antecedentes e disseminar o conhecimento a todos os cidadãos. A Escola pode (e deve) promover a descoberta desse caminho.

Apresenta-se um conjunto de atividades (experimentais), projetos e estratégias que têm como objetivo primordial demonstrar o desenvolvimento da ciência no contexto educativo, promovendo a motivação e envolvimento dos jovens. Realizam-se algumas atividades experimentais simples e de fácil execução, com materiais de uso comum: "relógios de Sol" e quadrantes; e atendendo a que este ano se celebra o ***Ano Internacional da Luz***, também sobre a luz, a sua importância e aplicações tecnológicas.



Fig.2 – A ***luz que "dobra"***

Atualmente é unanimemente aceite que se torna importante, ou mesmo decisivo no processo de consolidação e aprendizagem da Ciência, proporcionar aos alunos um ambiente que lhes permita fazer previsões, descobrir, experimentar, errar e procurar soluções, comunicar, partilhar e desenvolver competências ao nível do trabalho colaborativo. Em suma, utilizar o espírito científico, "com as mãos na massa".

As atividades de ciência contribuem para o desenvolvimento destas competências. Destacam-se ainda as seguintes, apresentando evidências da sua eficácia no processo de ensino-aprendizagem:

- *medição do comprimento da sombra de um lápis, determinação do meio-dia-solar;*
- *Sessões de observação astronómica/observação de fenómenos astronómicos;*
- *Visitas a Centros e Museus de Ciência (Ciência Viva, em Portugal; Museus de Ciência…);*
- *Visitas a grandes laboratorios de investigação (ex.º: CERN)*
- *Palestras, Conferências, Seminários e Workshops, trazendo cientistas à escola;*
- *Projetos, concursos e competições (Beam Line For Schools, Olimpíadas…).*

Estratégias

Apresentam-se algumas estratégias possíveis para alcançar bons resultados neste dominio:

- *Em sala de aula, dar "espaço" ao aluno para desenvolver a criatividade e a inovação;*
- *Dinamizar "Clubes" (de Ciências, Astronomia, Física, Química, Biologia…);*
- *Premiar o mérito, atribuindo prémios, com regularidade aos melhores desempenhos e resultados.*

Agradecimentos

A todos os alunos e profesores que me têm acompanhado nesta odisseia, com quem muito aprendi.

Referências

[1] Feynman, Richard P. , O Prazer da descoberta, 1.ª ed., Gradiva, Lisboa, (2006)
[2] Carvalho, J.P. Maurício, Astronomia em tempos remotos. FC U. Porto (2003).

Trabajo por Proyectos: Taller de Sonido

M. L. del Valle Suárez[1]*

1Departamento de Física y Química. IES Concejo de Tineo.

* luival@telecable.es

Introducción.

El instituto donde se desarrolla la experiencia didáctica que presentamos, se encuentra ubicado en la zona suroccidental del Principado de Asturias, el entorno en el que se asienta, el único del concejo, modela las características de nuestro alumnado. Esta experiencia se gesta con la finalidad de concienciar al alumnado de la necesidad de mitigar el elevado ruido ambiental presente en el centro, los alumnos se hablan ~~–a~~ voces", alcanzándose altos niveles de intensidad sonora en tiempos de exposición importantes y que afectan al rendimiento en el desempeño de las actividades de la totalidad de la comunidad educativa.

Diseño de la experiencia.

La experiencia se concibe en una primera fase, como un proyecto de trabajo común entre los Departamentos de Física y Química y Tecnología del centro, no obstante durante su implementación han colaborado otros departamentos didácticos, desde la perspectiva holística que supone la contribución de todas las áreas a la adquisición de competencias clave y que se integra en el proyecto educativo de nuestro instituto.

Desde esta concepción, la metodología más adecuada consideramos que sería de trabajo colaborativo [1], estableciendo grupos, y adjudicando funciones dentro del grupo, entre los alumnos de 2º de bachillerato que cursan Física y Tecnología como materias optativas de modalidad.

El desarrollo de la experiencia didáctica denominada por los propios estudiantes *"Taller de sonido"* tiene lugar durante el primer trimestre del curso 2014-15, periodo para el que está programado en la materia de Física el bloque de contenidos relativo a Ondas Mecánicas.

La novedad de la propuesta que presentamos respecto a la forma tradicional con la que se habían abordado estos contenidos en cursos anteriores, se encuentra en las tres últimas etapas de trabajo que hemos resaltado en la *Tabla 1*.

Tabla 1. *Etapas para el desarrollo del "Taller de sonido". Relación entre los contenidos programados y los recursos metodológicos empleados.*

Etapas de trabajo	Ondas Mecánicas. Contenidos Programados	Recursos metodológicos empleados para abordar los contenidos
Formación Inicial	El sonido: onda mecánica longitudinal	- Experiencias con muelles , diapasones, panderetas,
Formación Inicial	Características de una onda: λ, T, ϒ, A …..	- Utilización de un osciloscopio
Formación Inicial	Velocidad del sonido	- Visionado de un video corto acerca del ~~–B~~ang Sónico"
Formación Inicial	Cualidades del sonido: intensidad, tono y timbre	- Experiencias con osciloscopio: guitarra, clavinova…
Formación Inicial	Reverberación y armónicos	- Experimentos con tubos y diapasones,
Formación Inicial	Resonancia	- Experimento con un péndulo y un abanico - Visionado de un video: ~~–P~~uente de Takoma"
Búsqueda de Formación complementaria	Aplicaciones de los sonidos: medicina, construcción navegación	- Documento elaborado en formato presentación que recoge resumen de lo expuesto.
Búsqueda de Formación complementaria	Contaminación acústica: Legislación y Efectos	- Documento elaborado en formato presentación - Presentación de un sonómetro
Aplicación de aprendizajes	Contaminación acústica en el IES	- Gráficos y resultados obtenidos - Valoración de los mismos
Consolidación	Curiosidades diseñadas por los alumnos	- Fluidos y dispositivos LED que bailan con la música

	Exposición pública de resultados	-Formación entre iguales.

Desarrollo y resultados

En la etapa de formación inicial los objetivos de aprendizaje previstos para los alumnos es el conocimiento de los conceptos y leyes físicas así como de los procedimientos de trabajo experimental con los instrumentos que permiten medir las magnitudes y/o poner de manifiesto las características propias de las ondas sonoras.

La búsqueda de información sobre las aplicaciones médicas y tecnológicas del sonido, así como sobre sus efectos nocivos y sobre legislación en materia de contaminación acústica, permite ese acercamiento de los contenidos adquiridos en la etapa de formación a la realidad del alumno.

La aplicación de los aprendizajes adquiridos hace que nuestros alumnos sean capaces de realizar un estudio sobre el nivel de contaminación acústica en el centro, tras un proceso de toma de datos, equipados con varios sonómetros, controlando fundamentalmente dos variables: lugares (hall de entrada, pasillos, cafetería…) y diferentes horas a lo largo de la mañana (a primera hora, recreo, intercambio de clases, salida…). El análisis y tratamiento posterior de esos datos se resume en la *Figura 1*

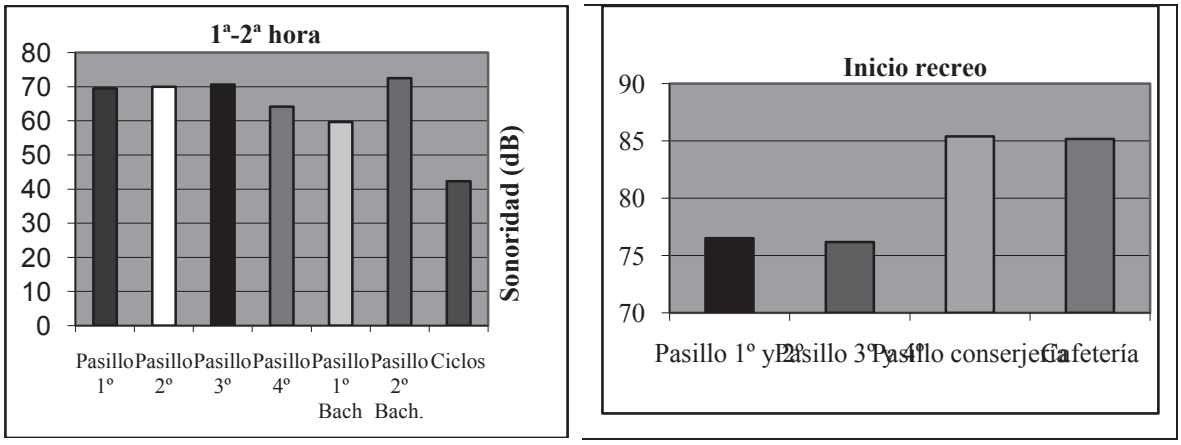


Figura1. *Niveles de contaminación acústica a diferentes horas y lugares del centro determinados por los alumnos*

Para la consolidación de aprendizajes nuestra propuesta didáctica contempla como objetivo que los alumnos diseñen dispositivos que funcionen en base a lo aprendido. Consiguen este objetivo, proponiendo fluidos no newtonianos que bailan y dispositivos que se iluminan a ritmo de música.

La última tarea prevista para la fase de consolidación, es la exposición pública del *"Taller de Sonido"*. Los alumnos presentan al resto de estudiantes del centro [2], de forma atractiva y participativa, empleando distintos dispositivos (osciloscopios, diapasones, guitarras, clavinovas,…) sus conocimientos sobre el sonido y sus aplicaciones. Esta exposición finaliza con la presentación de los resultados de su estudio sobre el nivel de contaminación acústica, que permite la toma de conciencia por parte del alumnado presente, de la necesidad de reducir el ruido ambiental en el centro. Es de destacar el grado de atención y participación del público asistente a estas sesiones.

Conclusiones

Un enfoque metodológico basado en las competencias clave y en los resultados de aprendizaje conlleva importantes cambios en la concepción del proceso enseñanza– aprendizaje. Estos cambios en los métodos de trabajo van encaminados a una enseñanza por proyectos, caracterizada por su transversalidad y carácter integral. Nuestra propuesta metodológica cumple con todo lo anterior.

Referencias

[1] G. Bernaza, F. Lee, Revista Iberoamericana de Educación, 4 (2012) 165
[2] V. Valdebenito, D. Duran, Perspectiva Educacional, 52 (2013) 154

Laboratorios virtuales y remotos de Óptica en UNILabs

J.P. Sánchez[1,*], C. Carreras[1], M. Yuste[1], L. de la Torre[2], J. Sáenz[2] y S. Dormido[2]

[1]Dpto. de Física de los Materiales, Facultad de Ciencias (UNED). Pº Senda del Rey, 9. 28040-Madrid
[2]Dpto. de Informática y Automática, ETS de Ingeniería Informática (UNED), c/ Juan del Rosal, 9. 28040-Madrid
* jpsanchez@ccia.uned.es

Introducción

El proyecto UNILabs consiste en una red de laboratorios virtuales y remotos (VLs y RLs) de diversas áreas de las Ciencias en la que participan varias universidades. La Universidad Nacional de Educación a Distancia (UNED) ha desarrollado ya varios cursos temáticos (Informática y Automática, Física, Matemáticas, Ciencias Ambientales,…), en los que se ofrecen diversos experimentos, tanto en versión virtual como remota.

En otras ediciones de este evento han sido ya presentados algunos de los trabajos desarrollados en el marco de este proyecto [1]. En la presente comunicación se muestra la oferta actual de laboratorios virtuales y remotos de Óptica. El portal UNILabs es el entorno de experimentación on-line, basado en Moodle, en el que los estudiantes utilizan estos recursos educativos (http://unilabs.dia.uned.es/?lang=es) [2].

A continuación se describen brevemente los experimentos de Óptica que se ofrecen.

La luz en la superficie de separación de medios isótropos transparentes (tres experimentos)

El estudio del comportamiento de la luz en la superficie de separación de dos medios isótropos suele ser de uno de los primeros temas en abordarse en cualquier curso de Óptica. Por su gran interés, en este curso ha sido desarrollado en tres partes.

La parte I consiste en un laboratorio virtual y remoto en el que se estudian las leyes de la reflexión y la refracción (o ley de Snell) [3].

La parte II consiste en un laboratorio virtual en el que se analiza el reparto de la energía transportada por el haz incidente entre los dos rayos que surgen al alcanzar dicha superficie: el reflejado y el transmitido. Las denominadas ecuaciones de Fresnel establecen cómo se produce dicho reparto introduciendo la reflectancia R y la transmitancia T, que en los medios isótropos no absorbentes deben verificar la relación $R+T=1$ para satisfacer el principio general de conservación de la energía. El experimento que se propone permite comprobar las ecuaciones de Fresnel con la ayuda de un rayo láser linealmente polarizado, una cubeta rellena de un medio isótropo (agua, aceite,…) y un fotómetro. Básicamente, se trata de hacer incidir el rayo láser sobre la superficie del líquido isótropo y medir con el fotómetro la intensidad de luz del rayo reflejado. Repitiendo la medida para diferentes ángulos de incidencia, así como para distintas orientaciones del plano de polarización del haz incidente, se comprueba fácilmente la validez del modelo teórico estudiado.

En la parte III se ha desarrollado un laboratorio virtual y remoto sobre lentes delgadas. En él se lleva a cabo el análisis del comportamiento de una lente como elemento óptico formador de imágenes y su caracterización mediante la determinación experimental de su distancia focal por distintos métodos.

Difracción de la luz (tres experimentos)

El estudio del fenómeno óptico de la difracción de la luz se ofrece en dos partes, en las que se emplean dos modelos físicos con distintos grados de complejidad matemática.

La parte I consiste en un laboratorio virtual y remoto en el que se trata el fenómeno empleando el modelo más sencillo, la denominada aproximación de Fraunhofer. En este experimento se propone observar y analizar las figuras de difracción producidas por distintos objetos y llevar a cabo una estimación de sus dimensiones, con dos grados de precisión diferentes (dos niveles).

Como primer nivel se propone un análisis cualitativo, basado en la identificación y medición de las posiciones de los máximos y mínimos de intensidad de luz en la pantalla sobre la que se proyectan y observan las figuras de difracción.

Como segundo nivel se propone el registro de la curva de intensidad de luz a lo largo de una de las figuras de difracción, la producida por una rendija estrecha, lo que permite la caracterización espacial del haz difractado y la deducción del tamaño del objeto difractante con mayor precisión.

La parte II del estudio de la difracción de la luz consiste en un laboratorio virtual en el que se trata el fenómeno empleando un modelo en un nivel superior, la denominada aproximación de Fresnel. En este caso las imágenes son cada vez más compactas y reducidas, por lo que la realización de experimentos en estas condiciones implica la necesidad de utilizar dispositivos de detección óptica con resolución media/alta (por ejemplo, cámaras CCD), conectados a un ordenador, y un potente software para la captura, procesamiento y análisis de las imágenes. Con el objeto de introducir al estudiante en estas técnicas antes de que acceda a un laboratorio real (presencial o remoto) se ha desarrollado la simulación de un experimento consistente en la observación y análisis de figuras de difracción producidas a cortas distancias por objetos de geometrías sencillas (objetos de bordes rectos y agujeros circulares). Haciendo uso del programa ofrecido, las imágenes capturadas con una cámara virtual pueden ser analizadas en detalle y comparadas con los perfiles teóricos correspondientes. En el experimento también se propone un método sencillo para la determinación del tamaño de los píxeles del elemento detector de una cámara CCD cualquiera; el conocimiento de dicho parámetro es imprescindible para conocer la escala espacial de las imágenes que captura.

El efecto fotoeléctrico. Determinación de la constante de Planck (un experimento)

Este experimento ha sido desarrollado tanto en versión virtual como remota y trata el fenómeno conocido como efecto fotoeléctrico, que pone de manifiesto el carácter corpuscular de la radiación electromagnética. En este laboratorio virtual y remoto se propone al estudiante analizar la energía cinética máxima de los fotoelectrones en función de la frecuencia v de la radiación y determinar experimentalmente el valor de la constante h de Planck. El dispositivo empleado para ello está basado en un equipo de la marca comercial LEYBOLD DIDACTIC, que ha sido adaptado para posibilitar su control de manera remota. Básicamente, consiste en un banco óptico sobre el que se sitúan una lámpara de mercurio de alta presión, un revolver giratorio con una colección de filtros interferenciales de distintas longitudes de onda y una célula fotoeléctrica, conectada a un condensador y a un voltímetro.

La adaptación del montaje ha consistido en acoplar un motor "paso a paso" a un nuevo disco giratorio con una colección de filtros interferenciales más amplia (se ha pasado de 4 a 8 filtros), utilizar una tarjeta de control (tecnología Arduino) para actuar sobre el motor y para registrar el voltaje entre placas del condensador (que también es leído por el voltímetro analógico original), añadir un circuito paralelo de descarga del condensador con una resistencia y un interruptor electrónico de tipo ON/OFF y colocar una webcam para visualizar el dispositivo.

La constante h de Planck puede ser determinada experimentalmente midiendo el potencial de frenado V_0 correspondiente a cada frecuencia v emitida por la lámpara de mercurio (la selección individual de frecuencias puede llevarse a cabo mediante el empleo de los distintos filtros interferenciales).

Referencias

[1] C. Carreras *et al. XXXIV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física*. Valencia, 15-19 julio 2013.
[2] L. de la Torre *et al*. *Revista Española de Física*, **27**, nº 1 (2013) 57-60.
[3] L. de la Torre *et al. Eur. J. Phys.,* **32** (2011) 571-584.

Evolución de los conceptos de Electricidad. De la ESO al Máster de Secundaria

A. Alonso[1], M.C. Pérez de Landazábal[2], P. Varela[3*]

[1]Departamento Didáctica Ciencias Experimentales. Facultad de Educación. UCM
[2] CETEF l. Torres Quevedo, CSIC (jubilada)
[3]Departamento Didáctica Ciencias Experimentales. Facultad de Educación. UCM

* varelap@ucm.es

Introducción

La formación de los futuros profesores implica su inmersión en las propuestas educativas que debe utilizar en el aula para conseguir un aprendizaje significativo de sus alumnos [1]. Por ello los formadores de profesores utilizan los mismos cuestionarios de exploración de los esquemas conceptuales de Secundaria en el Máster de Formación del Profesorado. La constatación de la persistencia de esquemas alternativas en ellos mismos es la mejor prueba del fracaso del aprendizaje receptivo y de la necesidad de proponer modelos de enseñanza que permitan construir el conocimiento a partir de sus ideas previas.

Para que un modelo sea eficaz, es preciso que la evaluación sea coherente con el planteamiento introducido, lo cual implica una evaluación que no se limite a señalar al alumno si su respuesta es correcta o no, sino que le proporcione información (también al profesor), del nivel alcanzado [2]. En esta investigación se ha utilizado para el análisis de las respuestas *rúbricas de evaluación*, definidas como un conjunto de directrices para la aplicación de criterios *de rendimiento de los alumnos* [3]. Constan de una escala de niveles que indican el grado de consecución del objetivo incluyéndose para cada uno de ellos una descripción de los indicadores de evaluación en forma de características de las respuestas de los alumnos.

En este trabajo se ha profundizado en el estudio de la *Electricidad* a partir de explorar tres esquemas conceptuales básicos en este campo [4]:

a) *Constancia de la corriente eléctrica.* Se estudia *tanto* en circuitos serie como paralelo.
b) *Razonamiento secuencial.* Se investiga en los mismos tipos de circuitos.
c) *Relación entre la corriente y el voltaje.* Se emplean para su detección dos tipos de representaciones, una cotidiana (pila de petaca y bombilla) y otra simbólica utilizada usualmente en los textos escolares.

Metodología

La *muestra* de alumnos de Educación Secundaria ha estado constituida por 41 estudiantes de 3º de ESO y 21 de 1º de Bachillerato (itinerario científico-técnico) pertenecientes al Instituto de Secundaria *Gregorio Marañón* de Madrid. Los alumnos universitarios participantes en el estudio han sido 43 estudiantes del Máster de Formación del Profesorado de Secundaria, de la Universidad Complutense de Madrid, especialidad *Física y Química*.

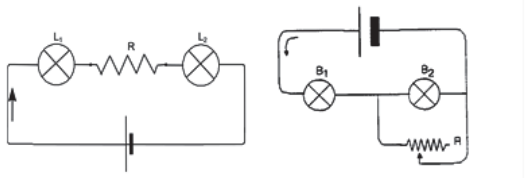
El *instrumento de medida* explora consta de 6 pruebas correspondientes a los tres esquemas ya citados. En la Fig.1 se presenta, a modo de ejemplo, las pruebas y la rúbrica utilizadas para detectar el uso por parte de los estudiantes del *Razonamiento secuencial*.

Resultados

En la Tabla1 aparecen los resultados para cada una de las muestras. Incluso en los circuitos serie (~~–m~~ás sencillos"), el porcentaje de estudiantes en 3º de ESO que no reconoce la *Constancia de la corriente eléctrica* es del 61%. En los alumnos de Bachillerato se obtiene un porcentaje 6 puntos inferior y, además, el porcentaje de los que utilizan el esquema científico sube cinco puntos. Los resultados obtenidos son sensiblemente superiores en los alumnos del Máster, donde solo un 17% utiliza el esquema alternativo acompañado de un número de respuestas correctas 42 puntos superior

al de Bachillerato. Cuando se pasa a circuitos en paralelo, en términos generales se puede afirmar que el número de respuestas científicas disminuye, lo cual indica que la introducción de ramas supone un obstáculo a la hora de resolver los circuitos.

	N2	*N1*
El alumno …	Considera el circuito como un sistema en equilibrio donde cualquier cambio afecta a todos los elementos.	Utiliza un *razonamiento secuencial*: la modificación de un elemento sólo afectará a los ubicados "detrás" de él.



¿Qué ocurrirá con el brillo de cada bombilla si aumenta el valor de R?

Tabla 1. Porcentajes de alumnos que presentan el esquema científico (N2) y el esquema alternativo (N1) en cada uno de los esquemas eléctricos investigados

ESQUEMA CONCEPTUAL		3º ESO %		1º Bach. %		Máster %	
		N2	N1	N2	N1	N2	N1
Constancia de la corriente	Serie	32	61	36	55	78	17
	Paralelo	20	56	27	64	67	28
Razonamiento secuencial	Serie	10	78	14	82	33	64
	Paralelo			5	45	24	38

La dificultad de los alumnos para considerar el circuito como un sistema se manifiesta en la similitud entre 3º ESO y 1ª Bachillerato (órden del 80%). Porcentaje que solamente disminuye al 64% para los alumnos del Master. Para circuitos en paralelo se observa una mayor dificultad a la hora de resolverlo: un 62% en Bachillerato y un 38% en el Máster presentan respuestas no-codificables. El bajo porcentaje de respuestas correctas indica que los alumnos terminan sus estudios (Bachillerato e incluso Licenciatura) sin llegar a considerar el circuito eléctrico como un sistema.

En 3º de la ESO sólo un 12% reconoce en contextos cotidianos que *el voltaje es la causa de que circule la corriente eléctrica* (y no al revés). El porcentaje se eleva al 27% en Bachillerato y llega al 50% en los alumnos del Máster. Con las representaciones simbólicas se produce un claro descenso de respuestas correctas en 3º ESO, aunque el aumento de las respuestas alternativas al 73% indican que ha bajado sensiblemente el número de respuestas no-clasificables. Algo similar sucede en 1º Bachillerato salvo que el porcentaje de respuestas científicas no ha variado. Sorprendentemente en el caso de los alumnos del Máster al pasar al contexto simbólico se produce un descenso del 10% en respuestas científicas, porcentaje en que se eleva el esquema alternativo.

Agradecemos a D. Francisco Sotres, Catedrático de Física y Química del Instituto *Gregorio Marañón* de Madrid, su colaboración en la recogida de datos.

Referencias

[1] M.M. Martínez Aznar, P. Varela Nieto, A. Ezquerra Martínez, F. Sotres Díaz, *Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias* 10 (2013), 616.
[2] M.C. Pérez-Landazábal, MP. Varela, J. Alonso-Tapia, *Infancia & Aprendizaje 35* (2012), 215.
[3] M. D. Miller, R. L. Linn y N.E. Gronlund, *Measurement and assessment in teaching,* New Jersey, Pearson, (2009).
[4] M.P. Varela, M.C. Pérez-Landazábal, M. J. Manrique, A. Favieres, *Electricidad y Magnetismo,* Editorial Síntesis, Madrid, (2000).

Leyes de escala: una aproximación geométrica a un problema biológico planteado como experimento de física

E. Cros-Alfonso[1], A. Cros[2,*] y N. Garro[2]

[1]IES, La Laguna. c/ del Río Guadiana 0. 28981 Parla, Madrid.
[2]Instituto de Ciencia de los Materiales. Parc Científic de la Universitat de València. c/ Catedrático José Beltrán 2. 46980 Paterna, Valencia, España.

* Ana.Cros@uv.es

Introducción

Pocos de nuestros estudiantes son conscientes de que la forma de los seres vivos está fuertemente condicionada por su tamaño. En efecto, las patas de una araña que aumentara su tamaño hasta el de un elefante ni siquiera podrían sostener su propio peso. De hecho, el diseño de los seres vivos se rige por principios generales como la adaptación al entorno o el principio de economía, según el cual su forma ha de satisfacer, sin exceder, los requerimientos funcionales. En base a esto, una araña del tamaño de un elefante tendría que tener las patas muy anchas (como el elefante) para poder mantenerse en pie. El estudio de las leyes de escala en biología trata de descubrir patrones sencillos que relacionan las dimensiones y las distintas funciones de los seres vivos a medida que su tamaño cambia. Intenta dar respuestas a preguntas como ¿por qué se divide una célula cuando su tamaño aumenta? ¿Qué animal sobrevivirá más tiempo sin comida, un ratón o un elefante? ¿Por qué no vuelan los avestruces? En este contexto, la importancia de entender las relaciones entre distintas magnitudes, como longitud, área, volumen o masa, a medida que cambia el tamaño, surge de manera natural. El estudio experimental de estas relaciones constituye un proyecto de realización sencilla que combina conceptos de biología, física y matemáticas. Permite introducir a los estudiantes en la medida de longitudes y masas, desarrollar el concepto de densidad y las relaciones entre longitudes, áreas y volúmenes, ejercitando la representación gráfica de funciones. Y todo ello a través de un tema motivador: los seres vivos.

Propuesta práctica

El estudio básico de las leyes de escala puede realizarse a través de medidas de objetos obtenidos del medio natural, como proponen P. Núñez y colaboradores [1] utilizando hojas de adelfa, helecho o ramilletes de brócoli. Aquí proponemos un sistema de estudio más sencillo, basado en el análisis de modelos geométricos que el estudiante puede construir en su propia casa. Se proponen cuatro modelos diferentes realizados con papel: estándar de papel DIN A [2], una caja sencilla (masu [3]) que se obtiene plegando papel cuadrado y dos conjuntos de cilindros (tipo 1 y tipo 2) cuya relación diámetro/altura varía en distinta proporción al cambiar su tamaño.

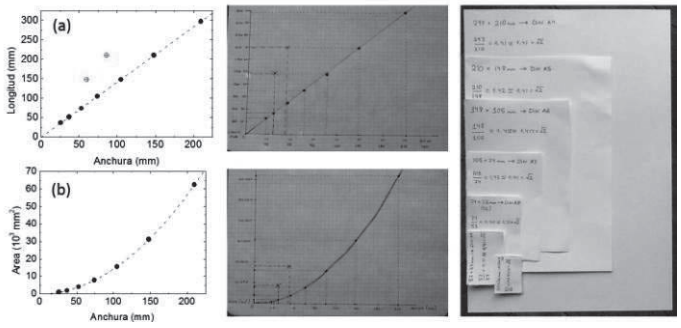


Figura 1: Estudio del estándar de papel DIN A. (a) Longitud frente a anchura. La línea discontinua es un ajuste lineal. Los puntos fuera del ajuste no corresponden al estándar DIN A. (b) Área frente a Anchura. La línea discontinua es un ajuste parabólico. Las gráficas de la derecha han sido realizadas por una estudiante de cuarto de la ESO. Se incluye una foto de la serie de rectángulos según el estándar DIN A utilizada para el análisis.

En el estándar de papel DIN A la relación longitud/anchura está siempre en la misma proporción ($\approx \sqrt{2}$). Sigue por tanto una ley de escala isométrica. Nuestra serie de papel comienza con el estándar DIN A4, que se divide en dos mitades iguales (DIN A5), se vuelve a dividir (DIN A6) y así sucesivamente, hasta DIN A10 (ver Fig. 1). Los estudiantes miden la anchura y la longitud de los rectángulos con una regla milimétrica, calculan la razón de estas dimensiones y su

área. Las leyes de escala se obtienen representando la longitud y el área frente a la anchura. El ejercicio se completa introduciendo en la serie dos rectángulos de papel que no estén diseñados conforme a este estándar. La Fig. 1 incluye gráficas ilustrativas de estos resultados, junto con las representadas por una estudiante de cuarto de ESO y una fotografía de las hojas utilizadas.

Las leyes de escala analizadas siguen una relación funcional de la forma $y = Kx^b$. En el caso representado en la Fig. 1(a) la relación que se obtiene es lineal (b=1) y la constante K nos da la definición del estándar DIN A (K=1.41). Para el área [Fig. 1(b)], que involucra el producto de dos dimensiones, b=2. Cuando el coeficiente b es distinto de 1 resulta más conveniente transformar la gráfica en una recta representando los logaritmos de las magnitudes medidas:

$$y = Kx^b \rightarrow \log y = \log K + b \log x,$$

de forma que el exponente que nos da la relación de escala, b, se obtenga a partir de la pendiente.

Para analizar las leyes de escala de los seres vivos sus dimensiones lineales suelen compararse con la masa. Esto se consigue fácilmente en el laboratorio utilizando los modelos tridimensionales: cajas y cilindros tipo 1 y 2. Las cajas se obtienen a partir de cuadrados de papel cuyas dimensiones coinciden con la anchura de las hojas DIN A. Los cilindros tipo 1 se obtienen pegando con celo dos lados opuestos de las hojas DIN A, de forma que el perímetro de su base coincida con la mayor longitud del papel. Los cilindros tipo 2 se construyen de forma similar, pero a partir de rectángulos que no siguen el estándar DIN A. Para definir sus dimensiones se ha utilizado la relación $h = 2.34P^{2/3}$, donde h es la altura y P el perímetro de los cilindros medidos en mm. Como en los cilindros tipo 1, P coincide con la mayor longitud del papel en la serie DIN A. El cilindro más pequeño es común para las dos series. Las dimensiones características de los cilindros tipo 2 (altura y diámetro) no cambian en igual proporción con el tamaño, es decir, son alométricos. Sus dimensiones se relacionan según una ley que tiene en cuenta la resistencia de los cuerpos al pandeo. Según esta ley, al aumentar su altura los árboles, las patas de los elefantes o las patas de las arañas deben aumentar su diámetro con mayor rapidez, de forma que su estructura pueda soportar su peso. Expresada en función del diámetro de los cilindros, la ley que relaciona la altura y el diámetro de los cilindros tipo 2 viene dada por $h = 5d^{2/3}$ (distancias en mm).

Se propone medir la altura de los objetos y determinar la masa de estos cuerpos rellenos de arroz utilizando un peso electrónico de cocina que aprecia gramos. La evolución de la altura frente a la masa de arroz contenida en los cuerpos se ilustra en la Fig. 2(a). En escala logarítmica se obtienen rectas cuya pendiente refleja la ley de escala correspondiente (exponente b). La ley de escala para los cilindros del tipo 1 (cuadrados negros) y para las cajas (cuadrados blancos) es la misma, puesto que al cambiar de tamaño mantienen sus proporciones (isometría, b=1/3). En cambio, para los cilindros del tipo 2 (círculos negros) se obtiene un exponente menor (alometría, b=1/4). Sin embargo, dado que todos los cuerpos se han rellenado del mismo material (arroz), su densidad es la misma. Esto se evidencia representando el volumen de los cuerpos en función de la masa: todos los puntos caen sobre la misma recta, como puede apreciarse en la Fig. 2(b).

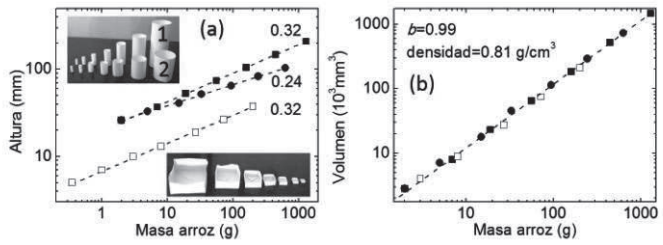


Figura 2: (a) Evolución de la altura y la masa de cajas isométricas (cuadrados blancos), cilindros isométricos (tipo 1, cuadrados negros) y cilindros alométricos (tipo 2, puntos negros). Para determinar la masa los tres cuerpos se han rellenado con arroz. (b) Volumen en función de la masa. Se indica el exponente b de las leyes de escala $h=K\cdot M^b$, así como el ajuste lineal en escala logarítmica (línea discontinua).

Referencias

[1] P. Núñez, S. E. Calderón, S.Gil, *Lat. Am. J. Phys. Educ.* **4**, (2010) 118.
[2] http://es.wikipedia.org/wiki/Formato_de_papel
[3] https://www.youtube.com/watch?v=Q5LoSB1Vweo

Enseñanza y aprendizaje de las ciencias en Educación Infantil. Identificación y evaluación de recursos en Internet

S. Yuste[1], G. Ros[1*]

[1] Departamento de Física y Matemáticas. Universidad de Alcalá. Alcalá de Henares (Madrid)

*german.ros@uah.es

Introducción

La enseñanza de la Ciencia en Educación Infantil es muy importante. Así, en [1] se defiende la presencia curricular de los conocimientos científicos por dos motivos: porque forman parte de la cultura y porque son una forma de cultura. Además, las ciencias proporcionan habilidades, actitudes y destrezas muy necesarias para la vida: los niños tienen que ser curiosos para hacer y aprender ciencia; la admiración y la percepción estéticas de la naturaleza y de los objetos; reporta sensaciones, proporciona descubrimientos, ofrece la posibilidad de interaccionar con el medio y con los iguales, preguntarse por lo que les rodea. Sin embargo, existe poca investigación en este ámbito para esta etapa.

El objetivo general de este trabajo es encontrar y revisar recursos en Internet de ciencias experimentales para Educación Infantil y evaluarlos de forma sistemática de modo que los maestros dispongan de una valoración sobre los mismos que les ayude a decidir acerca de su utilización en el aula. Este trabajo es un resumen del presentado en [2].

Metodología

Se han buscado en Internet cualquier tipo de recurso, de Física o Química que fuera adaptable para Educación Infantil. Los recursos encontrados se dividen en tres tipos: actividades con el ordenador (software) (13), experimentos (10) y unidades didácticas, talleres o actividades (12). No ha sido fácil la búsqueda de este material ya que hay muy poco disponible en español para esta etapa.

Para la evaluación de recursos se ha empleado un instrumento propuesto en [3]. Se trata de una lista de criterios en los que se han realizado algunas modificaciones. Los criterios se dividen en categorías: significatividad, diversidad e identidad, globalidad, interacción y comunicación, autonomía, creatividad, estética y descentralización. Para la calificación se ha utilizado una escala de Likert del 1 al 5 (5: muy de acuerdo, 4: de acuerdo, 3: ni de acuerdo ni en desacuerdo, 2: en desacuerdo, 1: muy en desacuerdo). Además de la evaluación cuantitativa, se ha realizado una evaluación cualitativa de cada recurso. De este modo se ha realizado una ficha específica para cada recurso con su evaluación, lo que creemos que puede ser de gran utilidad para los profesores.

El proceso que se ha seguido para la evaluación es el siguiente. Para un determinado recurso se califica cada criterio entre 1 y 5, y con una media ponderada con pesos específicos para cada uno, se calcula media ponderada para cada categoría. A su vez, a cada categoría se le asigna un peso diferente según el tipo de recurso y se calcula con ello la puntuación final de cada recurso. De este modo se tiene además, una calificación global de cada categoría en cada grupo de recursos. Por último, se calcula la calificación global que obtienen cada grupo de recursos.

Discusión

Los resultados más destacados acerca del software fueron que la calificación más alta en este grupo es 4.2 en la categoría de estética, lo que es positivo, ya que los recursos de este grupo tienen que tener una buena oferta visual de imágenes y formato. Lo más destacado de estos recursos en la calificación de 2.9 de la categoría creatividad, es un aspecto que deberían mejorar, aunque si es cierto que la creatividad en este tipo de recursos es complicado incluirlo ya que son actividades más

mecánicas. Además, las actividades con ordenador obtienen la calificación más baja en la categoría de significatividad, lo que muestra su principal necesidad de mejora en este aspecto.

En cuanto a los resultado obtenidos en los recursos de experimentos, la categoría con la calificación más alta es la de interacción y comunicación con un 4.4, es de las categorías más relevantes, ya que en los experimentos hay que estar relacionándose continuamente con los compañeros y el profesor. En estos recursos destaca la calificación obtenida en la categoría de diversidad e identidad con un 3.6. Es de las más relevantes en este tipo de recursos porque tienen que favorecer el uso de diferentes materiales, la realización de diversas actividades que se puedan adaptar a diferentes necesidades, niveles de capacidad, intereses..., en cambio, ha obtenido la calificación más baja.

En los resultados de los recursos de unidades didácticas, talleres y actividades, las calificaciones más altas son las de las categorías de significatividad e interacción y comunicación con un 4.3, que son las que consideramos más relevantes para este tipo de recursos porque tienen que tener en cuenta los conocimientos previos de los niños y sus intereses, tienen que ser actividades en las que se relacionen con el maestro y con los compañeros. La calificación más baja en la de la categoría de autonomía con un 3.7, obviamente en Educación Infantil hay que trabajar la autonomía de los niños, pero normalmente las actividades siempre requieren cierta ayuda, seguimiento o apoyo del maestro.

La calificación global de los recursos de software (3.5) es menor que la de los experimentos (3.9) y esta a su vez menor que la de las unidades didácticas, actividades y talleres (4.2). Estos resultados coincides con la impresión que teníamos al realizar las evaluaciones. Consideramos que los software son los recursos de peor calidad. En cambio, las unidades didácticas, actividades y talleres exponen bastante bien el conjunto de actividades, al igual que los recursos de experimentos.

Conclusiones

El trabajo de la ciencia en Educación Infantil es un aspecto relevante y, por ello, hay que llevarlo a cabo en las aulas. Pero en esta etapa, hay muy pocos recursos de ciencias experimentales, lo que ha hecho que haya resultado bastante complicado encontrar un número significativo de ellos para este estudio. Es importante tener en cuenta que la utilización de los diferentes recursos debe ser de forma contextualizada en el aula, para que de esta manera suponga una herramienta realmente útil.

Las unidades didácticas, actividades y talleres son los recursos más generales y mejor puntuados. Aún así también habría que hacer modificaciones en ellos, para mejorar en creatividad y autonomía. Los experimentos tienen que mejorar en las categorías de globalidad, autonomía y diversidad e identidad. Los software han sido los recursos que perores resultados han obtenido, por lo tanto, deberían mejorar en la mayoría de los aspectos, sobre todo, en las categorías de significatividad y creatividad.

En [2] pueden encontrarse las fichas de evaluación de los 35 recursos de este estudio, donde se indica la puntuación en cada categoría junto con una evaluación cualitativa donde se describen los contenidos que aborda este recurso, edad a la que va dirigido, dirección web etc. Esperamos que estas fichas sean útiles para los profesores de Educación Infantil a la hora de buscar y seleccionar actividades de Física que realizar en sus aulas.

Referencias

[1] Abella, R., Pedreira, M., de Pro, A. y otros. *Hacemos ciencia en la escuela: Experiencias y descubrimientos*. Barcelona. Ed. Graó (Vol. 45).

[2] Sofía Yuste. Enseñanza y aprendizaje de las ciencias en Educación Infantil: Identificación y Evaluación de recursos de Internet. Trabjo Fin de Grado de Magisterio en Educación Infantil. Escuela de Magisterio de Guadalajara. Universidad de Alcalá. 2014.

[3] Trueba, B. Modelos didácticos y materiales curriculares en educación infantil. Investigación en la Escuela, **33**, (1997) 35-46.

Grado y Licenciatura en el estudio de la Física para distintas titulaciones

M.P. Utrillas, M.C. Martínez-Tomas, F. Tena, A.R. Esteve, V. Estellés, y J.A. Martínez-Lozano

1Departamento de Física de la Tierra y Termodinámica, Universitat de València, España
2Departamento de Física Aplicada, Universitat de Vlència, España
3Departamento de Didáctica de las Ciencias Experimentales y Sociales, Universitat de València, España

tenaf@uv.es

El paso de las licenciaturas a los grados ha supuesto, además de un cambio en el número de años de estudio, una modificación en las tareas que el estudiante debe realizar para aprobar la asignatura y desarrollar las habilidades y destrezas que se plantean en los distintos planes de estudio [1].

En este trabajo se realiza un primer análisis de la evolución en los abandonos y en las notas de la asignatura de Física para dos titulaciones de Ciencias, pero diferentes a la titulación de Física, en particular para la titulación de la Licenciatura/Grado en Ciencias Ambientales (CCAA) y para la titulación de la Licenciatura/Grado en Biología,.

La Facultad de Biología de la Universitat de València puso en marcha el primer curso del Grado en Ciencias Ambientales en el curso académico 2009/2010, sustituyendo a la anterior Licenciatura en Ciencias Ambientales que fue implantada el curso 2002/2003. Por su parte el primer curso de la Titulación de Grado en Biología también se puso en marcha en el curso 2009/2010, existiendo una licenciatura anterior.

En el Grado en CCAA se introduce un primer módulo de ~~"B~~ases científicas generales", y en él se incluyen las 5 materias de formación básicas de rama, de 6 créditos cada una, y que introducen al estudiante en los fundamentos matemáticos, físicos, químicos, geológicos y biológicos. Todas las materias que forman el módulo se imparten en el primer curso, y todas, salvo la Geología, en el primer cuatrimestre

En las dos titulaciones de CCAA la asignatura tiene 60 horas totales, aunque en la licenciatura solo se dividía en 45 +15 horas (estas últimas horas de laboratorio), y en el grado la división es de 39+6+3+12, con 6 horas de seminarios, 3 de tutorías y 12 horas de laboratorio, estas últimas (3+12) con grupos reducidos de 16 estudiantes.

En el Grado en Biología, la asignatura ha pasado de 45+15 horas a 34+8+3+15, con 34 horas de teoría (grupo completo), 8 horas de problemas (en grupos reducidos con la mitad de los estudiantes), 3 horas de tutorías y 15 horas de laboratorio (ambos en grupos reducidos de 16 estudiantes).

En la figura 1 hemos representado en porcentaje la evolución por años de la presencialidad a los exámenes en la licenciatura y en el grado para la primera y la segunda convocatoria. Se observa cómo se invierte el histograma cuando se pasa al grado desde la licenciatura, en el caso de la primera convocatoria. En la segunda convocatoria la tendencia es la misma aunque con una menor diferencia entre ellos. Si analizamos los valores medios de los últimos 5 años de la licenciatura y los primeros 5 del grado (Figura 2) encontramos que en primera convocatoria se han presentado el (57±3)% en la licenciatura, mientras que en el grado este ratio aumenta hasta un (74±5)% esto supone una disminución en la tasa de abandono de la primera convocatoria de casi un 25% respecto a la licenciatura. Uno de los principales motivos que se suponen en este cambio, lo constituye la diferente forma de abordar la evaluación en el grado y en la licenciatura. En el caso del grado y debido al trabajo continuo del estudiante en las tutorías, seminarios, cuestionarios ~~"on~~ *line*", este se siente más preparado a la hora de abordar el examen por lo que la presencialidad es mucho mayor. Si nos fijamos en la titulación de Biología no ocurre lo mismo, en este caso la presencialidad es prácticamente igual en el grado y la licenciatura. Esto se debe a que este grupo era un grupo en la licenciatura de ~~"in~~novación educativa" con las mismas pautas de funcionamiento que los grupos del grado por lo que no hay diferencia en las metodologías y por lo tanto en los resultados.

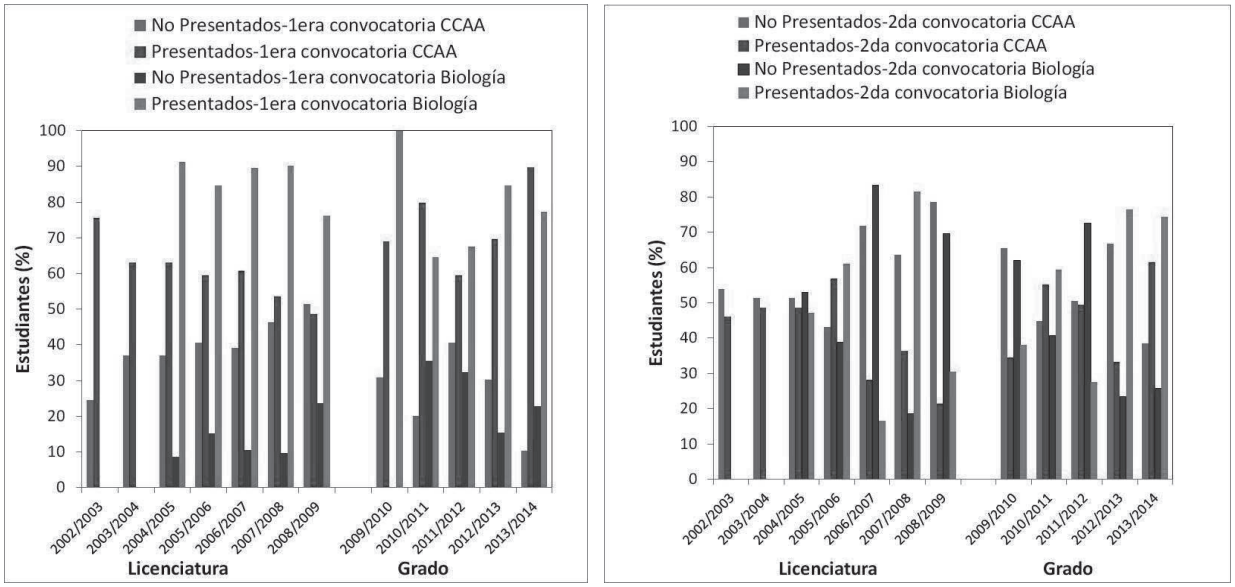


Figura 1. Comparación de presencialidad en a) primera convocatoria b) segunda convocatoria en CCAA.

También hay que destacar diferencias significativas en lo que respecta a las notas medias de la licenciatura y del grado en CCAA. Se observa como en el caso del grado aumenta el número de aprobados un 83% frente a un 77% (de los presentados), pero también hay mucha más variedad en las calificaciones como se observa en la figura 2. El número de ~~–n~~otables" aumenta en un 10% y el número de ~~–s~~obresalientes" y ~~–s~~obresalientes MH" se sitúa por encima del 5%.

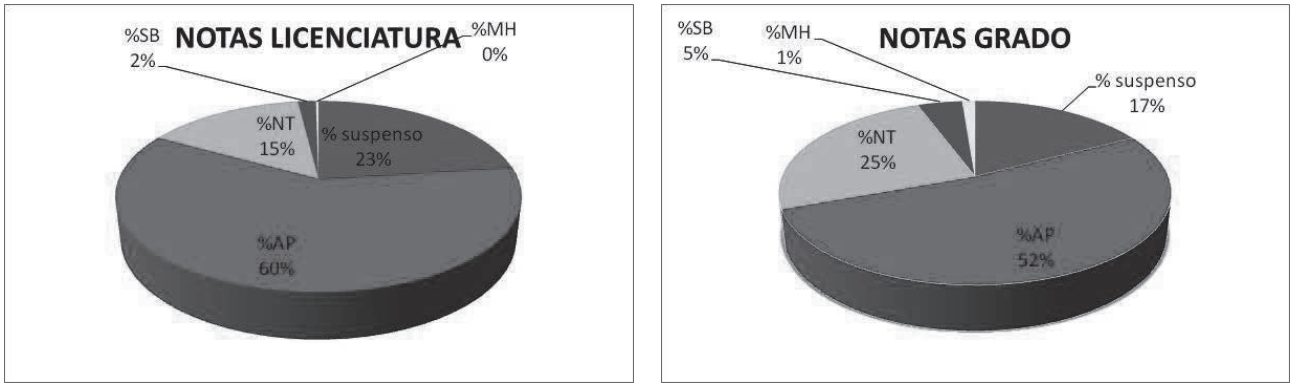


Figura 2. Comparación de notas medias de cinco años en la licenciatura y el grado en CCAA.

En el caso de la titulación en Biología, tanto en la licenciatura como en el grado el número de aprobados oscila en un 85% de los presentados, aunque cabe destacar que la media de notas por encima de notable está por debajo del 3% en el caso del grado.

Referencias

[1] M.C. Martínez-Tomas et al., *Un análisis comparativo de las actividades docentes para la enseñanza de las ciencias en los nuevos grados universitarios*. Bienal física 2013. Valencia

Qué conocen los alumnos de Educación infantil sobre los estados de la materia

A.M. Franco Corrales[1], F. Cañada-Cañada[1,*], G. Martínez Borreguero[1]

[1]Departamento de Didáctica de las Ciencias Experimentales y las Matemáticas. Universidad de Extremadura, Avda. Elvas s/n, 06006 Badajoz

* flori@unex.es

Introducción

En este trabajo se presenta un estudio realizado con 25 alumnos de tercero de educación infantil sobre los estados de la materia. Entendiendo que la ciencia de los cero a los seis años es necesario comprenderla y sentirla como una ciencia viva, participativa y próxima, que les permita pensar, imaginar e interpretar las situaciones que vayan surgiendo en su día a día a través de actividades que les hagan sentir pequeños investigadores.

El trabajo ha consistido en una sesión práctica de dos horas de duración, realizada en su aula habitual, donde se han desarrollado diferentes actividades, tanto de carácter exploratorio, para conocer las ideas de los alumnos de infantil sobre la materia y sus estados; como de carácter manipulativo, para experimentar con los diferentes estados de la materia. De esta manera, se pretende por un lado, acercar la ciencia a una clase de educación infantil trabajando el concepto de materia y sus estados. Y por otra parte, observar las reacciones del alumnado en las distintas actividades realizadas averiguando qué ideas tiene sobre los diferentes estados en los que se encuentra la materia y cómo los interpreta.

Trabajos prácticos que acercan la ciencia a la educación infantil

Lemke [1], fundamenta que aprender ciencias consiste en seguir procesos de reinterpretación continuos del mundo natural que nos rodea, procesos donde se reincorporan nuevos conocimientos y significados que van entremezclándose con otros puntos de vista ayudando a contribuir así, a nuevas intervenciones con el entorno.

En la denominada *ciencia de la cotidianidad* [2], de la cual podemos formar parte si permitimos que las aulas de nuestros alumnos y alumnas se conviertan en espacios de aprendizaje, donde:

- Se anime a pensar.
- Fluyan las preguntas, las inquietudes y los interrogantes a través de la observación.
- El profesorado sea capaz de proporcionar experiencias enriquecedoras a partir de situaciones cotidianas.
- Se realicen diferentes mezclas de materiales que animen a probar e investigar a través de juegos y experiencias sencillas donde los más pequeños puedan aprender a través de situaciones lúdicas que les sean afines.

En la bibliografía se encuentran estudios encaminados a promover experiencias de ciencia en esta etapa de educación infantil. Entre ellos está el trabajo realizado por Uría Fernández [3], donde muestra las experiencias que se realizan con niños de 4 y 5 años en el "Taller de la Ciencia o de los científicos" en el que se pretende que los alumnos manipulen algunos objetos de la vida cotidiana y ver qué ocurre con ellos en determinadas situaciones. En otro estudio, Ramiro [4], nos acerca una experiencia desde la que se pretende animar a la experimentación en la etapa de educación infantil ofreciendo recursos para disfrutar de su práctica. Esto lo hace a través de un proyecto denominado el "Cubo de la Ciencia" con una práctica denominada: ¿Cómo puede entrar el agua y no salir?

Metodología

La metodología empleada ha sido activa, participativa, dinámica y motivadora, con una perspectiva globalizadora donde el aprendizaje sea significativo, reine el principio de actividad y

donde los aspectos afectivos y de relación siempre vengan marcados por un claro carácter preventivo y compensador de desigualdades.

En el estudio han participado 25 alumnos de tercero de educación infantil de un colegio público de la ciudad de Badajoz, reseñar que al estar en la etapa de educación infantil, se encuentran en un momento de pleno descubrimiento de la realidad que les rodea percibiendo ésta de forma globalizada. De la observación se deduce cómo su desarrollo, tanto físico como intelectual, va en aumento acorde con su grado de autonomía.

Los conocimientos que poseen los alumnos de este estudio acerca de los conceptos que se van a trabajar relativos a la materia y sus diferentes estados son debidos a su vivencia cotidiana ya que el tema no se ha abordado aún en el aula.

Las actividades se han realizado en una sesión de trabajo práctica para que, a través del juego y de manera manipulativa, el alumnado tuviera contacto con experiencias directas y cercanas relativas a la ciencia. La sesión de trabajo la conformaron cinco experiencias que se desarrollaron a lo largo de 2 horas en su aula habitual. Las actividades desarrolladas fueron las siguientes:

1. Lluvia de ideas
2. Preguntas abiertas
3. Dibujos
4. Distribución de fichas en diferentes montones (sólido, líquido y gas).
5. Experimentación y manipulación de diferentes objetos.

Resultados y conclusiones

A lo largo de las actividades realizadas se fue adentrando a los alumnos en los diferentes estados en los que nos encontramos la materia. Inicialmente, solo daban ejemplos de objetos en estado sólido y, concretamente, de aquellos que tenían a su alrededor. A través de preguntas se les fue guiando para que pusieran ejemplos de sustancias en estado líquido y gaseoso. Este último fue el más complicado, los ejemplos que ponían eran siempre sobre lo que ellos podían percibir con la vista, con lo cual los ejemplos que pusieron fueron: la niebla, el humo del tubo de escape de los coches, que, aunque no es el estado gaseoso, porque lo que vemos son partículas en suspensión, pensamos que es interesante en referencia a la comprensión de las propiedades de los gases, en cuanto a que no tienen forma ni un volumen fijo, se pueden expandir por todo el espacio, etc.

También se trabajó con el cambio de estado que experimentaban las sustancias, la mayoría de los alumnos se quedaron sorprendidos de que una misma sustancia pudiera estar en tres estados diferentes. El ejemplo que se utilizó fue el del agua, donde se experimentó con cubitos de hielo, agua líquida y se presentaron imágenes de agua en ebullición donde se desprendía el vapor de agua.

De esta experiencia concluimos que para promover el aprendizaje de las ciencias en los primeros niveles educativos hay que dejar a un lado todos los formalismos y prejuicios y dejarse llevar por la creatividad y la interacción del alumnado con las cosas que les rodean. Lo más importante fue la experiencia que tuvieron al descubrir y poner nombre a materiales que les eran familiares pero que no eran capaces de clasificar. Aparte de incorporar nuevos nombres y clasificaciones a las ya conocidas.

Referencias

[1] J. Lemke, *Aprender a hablar ciencia*, Paidós, Barcelona, 1997.
[2] M. Pedreira, –La ciencia de la cotidianidad", en AAVV, *Hacemos ciencia en la escuela. Experiencias y descubrimientos*, Graó, Barcelona, 2009, pp. 51–55.
[3] U. Fernández, *Infancia* **87** (2004) 22.
[4] E. Ramiro, *Aula de Infantil* **60** (2011) 33.

Diseño y elaboración de Proyectos de Innovación Docente para la enseñanza de la física en la Educación Secundaria: Una experiencia en el MFPES.

G. Martínez Borreguero[1], F.L. Naranjo Correa[2,*]

[1]Departamento de Didáctica de las Ciencias Experimentales, Universidad de Extremadura, 06006 Badajoz, España
[2]Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06006 Badajoz, España

* naranjo@unex.es

Introducción

En los últimos años los procesos de enseñanza en todos los niveles educativos se han visto modificados por los principios que ha marcado el Espacio Europeo de Educación Superior [1]. Se hace cada vez más necesario diseñar e implementar estrategias docentes innovadoras que mejoren los procesos de enseñanza y aprendizaje de las asignaturas como la de "física y química" en la educación secundaria, como las desarrolladas en trabajos previos [2].

En este trabajo se presenta una experiencia desarrollada en la materia de "Innovación Docente e Investigación en Ciencias", con los alumnos del Máster de Formación del Profesorado de Educación Secundaria (MFPES). Una de las finalidades de esta asignatura es formar y motivar a los recién Licenciados para que afronten su profesión desde el reto de la innovación educativa, con especial atención a la utilización de las TIC. Entre los descriptores de contenidos de esta asignatura, se encuentran los siguientes: "*La innovación educativa. Programas de innovación educativa. Materiales didácticos para la enseñanza de las ciencias y TIC. Retos y dificultades en la enseñanza de las ciencias*". En el contexto de estos contenidos teóricos, uno de los trabajos prácticos que se desarrolla con nuestros alumnos, ha sido el de aprender a enseñar a través de la elaboración de "Proyectos de Innovación Docente para la Enseñanza de la Física" que puedan ser implementados en las aulas de educación secundaria obligatoria. Aunque la incorporación en las aulas de diferentes metodologías basadas en proyectos de innovación son acciones que se vienen llevando a cabo desde hace algunos años en el contexto universitario, consideramos que estas metodologías, diseñadas por futuros profesores de secundaria en formación, pueden constituir un proyecto innovador y efectivo. Para ello, deben diseñarse con la finalidad de desarrollar de manera conjunta diferentes habilidades: cognitivas, metacognitivas, prácticas, afectivas e incluso sociales. De este modo, los proyectos podrían implementarse más allá del aula de clase, e incluso llegar a tener una aplicación en el mundo real si se lleva a cabo desde un punto de vista constructivista.

Metodología

La experiencia ha sido llevada a cabo por 67 alumnos del MFPES. Cada uno de ellos ha diseñado y elaborado un "Proyecto de Innovación Docente" para su posterior aplicación en la asignatura de física y química de secundaria. El objetivo general y común de todos los proyectos elaborados ha sido crear actividades e iniciativas que incrementen el conocimiento y el interés general por las ciencias, en particular la física. De manera transversal se han diseñado para promover en los futuros alumnos de secundaria la responsabilidad e implicación necesarias para potenciar la competencia científica, el aprendizaje significativo de conceptos de física y el respeto por el medio natural. Para la elaboración de los proyectos, en los seminarios de nuestra asignatura del MFPES se animó a los alumnos a que potenciaran al máximo su creatividad y justificaran ampliamente el carácter innovador del proyecto a desarrollar. Para mantener un patrón común en todos los proyectos, se facilitó a nuestros alumnos de Máster una plantilla en la que debían completar los siguientes apartados:

- *Apartado 1: Título e Introducción al Proyecto.* En este apartado se debía incluir un título creativo que captase la atención del alumnado de ESO, la introducción, antecedentes,

experiencia, destinatarios, justificación del carácter innovador del proyecto y publicaciones o referencias relacionadas con el proyecto a desarrollar.

- *Apartado 2: Contenidos, objetivos y competencias a alcanzar*. Este apartado estaba destinado a la vinculación del proyecto de innovación con el currículo oficial de la asignatura de física. Se pedía de manera particular desarrollar los objetivos didácticos propios.
- *Apartado 3: Medios a utilizar / material a elaborar / plan de trabajo/ metodología seguida.*
- *Apartado 4: Ayuda económica solicitada.*
- *Apartado 5: Autoevaluación.*

Los alumnos dispusieron de un mes para la realización de sus proyectos que posteriormente debían ser defendidos en un seminario práctico del Máster para su evaluación por parte de un comité de expertos. La experiencia didáctica llevada a cabo ha dado como resultado la creación de 67 Proyectos de Innovación Docente para la Enseñanza de la Física. Para la validación cualitativa del trabajo realizado se utilizó como instrumento de evaluación las opiniones de los alumnos que participaron en la experiencia, así como la autoevaluación de los mismos, y las conclusiones que se desarrollaron en la plataforma Moodle de la asignatura con respecto a los Proyectos de Innovación elaborados. En la Fig. 1 se muestra el número de Proyectos de Innovación que han realizado nuestros alumnos del Máster en cada una de las categorías relacionadas con el concepto de "Innovar en la enseñanza de la física".

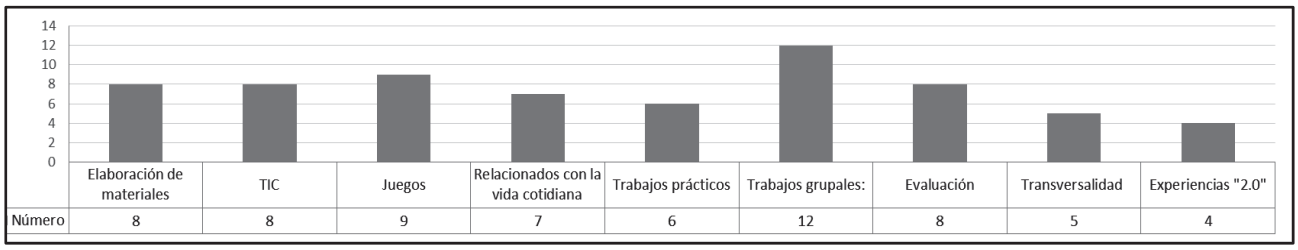


Figura 1. Número de Proyectos de Innovación en cada categoría

Conclusiones

Los resultados de esta experiencia han demostrado que con el desarrollo de este tipo de proyectos, los estudiantes que serán futuros docentes amplían sus conocimientos y aprenden, de una manera muy activa, diferentes formas de enseñar física en el aula de secundaria. Estos Proyectos de Innovación para la Enseñanza de la Física constituyen un recurso interdisciplinar que permite trabajar los contenidos científicos desde un punto de vista transversal, aportando originalidad, creatividad, motivación y otros muchos factores que no aporta una enseñanza tradicional. Consideramos que una metodología de enseñanza para la física debe englobar mucho más que la simple clasificación de teoría o práctica. Las encuestas realizadas revelan que los procesos de innovación docente pueden ir encaminados de maneras muy diferentes, aunque el objetivo común sea lograr un aprendizaje significativo, duradero y ameno en el alumnado de secundaria para romper la monotonía del aula convencional.

Agradecimientos

Los autores agradecen la financiación recibida de los proyectos EDU2012-34140 y GR15009, parcialmente financiado por FEDER.

Referencias

[1] T. Mauri, C. Coll, J. Onrubia, *RedU. Revista de Docencia Universitaria*, **5** (2007) 1.
[2] G. Martínez, A.L. Pérez, M.I. Suero, P.J. Pardo, "ICTs and their applications in education", en E. Pontes (Ed.), *Methodologies, tools and new developments for e-learning,* InTech, Rijeka, 2012, pp. 169-190.

Desarrollo de Trabajos Fin de Grado para mostrar la validez didáctica de la física recreativa en el aula de primaria

G. Martínez Borreguero[1,*], F.L. Naranjo Correa[2], F. Cañada Cañada[1]

[1]Departamento de Didáctica de las Ciencias Experimentales, Universidad de Extremadura, 06006 Badajoz, España
[2]Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06006 Badajoz, España

* mmarbor@unex.es

Introducción

La ciencia es considerada como una de las bases de la cultura y, aunque es valorada positivamente por parte de la sociedad, la mayoría de los alumnos no muestran interés por estudiar materias científicas como la física, especialmente a medida que aumenta la edad de los mismos [1]. Este desinterés inicial, e incluso emociones negativas que muestran nuestros alumnos universitarios del último curso del Grado en Educación Primaria, es debido en ocasiones al estereotipo de que los conceptos de física son complicados de entender y aún más complicados de enseñar a sus futuros alumnos de primaria. Es por ello que se hace cada vez más necesario llevar a cabo experiencias motivadoras en el proceso de enseñanza y aprendizaje de las asignaturas de Física que tenemos a nuestro cargo en la Universidad. Por lo general, la mayoría de nuestros alumnos, futuros profesores de Educación Primaria, llegan al último curso del Grado con carencias y desinterés en el área de física y química. Uno de nuestros retos es enseñarles a despertar el interés por la Física en sus futuros alumnos, para que puedan transmitirles un aprendizaje significativo y cercano a la realidad.

El trabajo que se presenta se enmarca dentro del contexto de la asignatura –Trabajo Fin de Grado (TFG)" del curso académico 2013/2014 en la línea de investigación de –Didáctica de las ciencias experimentales en la educación primaria". Concretamente, hemos dirigido 5 TFG en los que se han desarrollado e implementado diferentes experiencias de física recreativa para comprobar su utilidad didáctica en el aprendizaje de conceptos básicos de física en el aula de primaria. Si hacemos una revisión bibliográfica, encontramos trabajos [2,3] relacionados con la ciencia recreativa, así como sus posibilidades docentes (tanto en contextos formales como no formales). Algunos autores [4] señalan que la ciencia recreativa es un recurso didáctico motivador, que nos muestra una manera de aprender ciencias a través de experiencias llamativas. Sin embargo, la pregunta de investigación que nos planteamos ha sido: ¿La realización de experiencias de física recreativa en el aula facilita la comprensión del concepto científico? ¿Mejoran los rendimientos académicos de los alumnos que realizan este tipo de experiencias?

Metodología

La implementación didáctica en el aula de estas experiencias ha sido llevada a cabo por alumnos universitarios del 4º curso del Grado en Educación Primaria que realizaban sus TFG en nuestra área de conocimiento bajo nuestra dirección. En estos TFG, se han seguido diseños experimentales paralelos en diferentes centros escolares de nuestra región utilizando pre-tests y post-tests para validar la utilidad didáctica de la experiencia y la explicación, así como para comprobar con qué metodología persisten mejor los conceptos explicados. La muestra ha estado constituida por 180 alumnos de 5 centros escolares. En cada centro se ha elegido un grupo de control y un grupo experimental, de unos 18 alumnos de media cada uno de ellos, con edades de entre 9 y 11 años. En los grupos experimentales se ha utilizado la ciencia recreativa como metodología de enseñanza, y en los grupos de control una metodología tradicional. De este modo, se ha podido analizar si hay diferencias en el aprendizaje y satisfacción de los alumnos que constituyen cada uno de los grupos descritos.

Tanto el alumnado como el profesorado elegido para la investigación se prestaron de forma voluntaria a participar en esta experiencia. Se consideró que la edad elegida de los alumnos, de 9-11 años, era la más apropiada para empezar a complementar con física recreativa los conocimientos científicos (los cuales empiezan a ser más complejos a partir de este ciclo). Las experiencias han sido realizadas con materiales reciclados y sencillos de conseguir para garantizar la reproducibilidad de las mismas fuera del entorno escolar.

Resultados

Los resultados obtenidos en los pre-tests de todos los grupos muestran que los alumnos no tenían conocimientos iniciales sobre los conceptos que se iban a desarrollar, lo que nos permitió establecer un punto de partida común entre grupos de control y experimentales. La comparación de los resultados de los post-test realizados inmediatamente después de llevar a cabo las intervenciones didácticas ha revelado que los alumnos de todos los grupos, tanto de control como experimentales, incrementan notablemente el número de respuestas correctas, sin que exista una diferencia estadísticamente significativa entre los grupos. Esto parece indicar que a priori son igual de efectivas la metodología tradicional y la basada en experiencias de física recreativa. Sin embargo, el análisis de los datos de un segundo post-test, que se llevó a cabo un mes después de las intervenciones didácticas, ha revelado que el grupo experimental obtiene mejores resultados académicos que el grupo de control. Esto parece señalar que los alumnos que han aprendido los conceptos con física recreativa lo han hecho mediante un aprendizaje más significativo y no tan memorístico como los alumnos del grupo de control, quienes han olvidado con el tiempo el concepto aprendido.

Conclusiones

Tras la realización de este trabajo podemos afirmar que la metodología tradicional puede reforzarse con metodologías de enseñanza que despierten un mayor interés y entusiasmo en los niños, con el fin de que los conceptos se aprendan más significativamente. Consideramos que ambas metodologías pueden complementarse para motivar, enseñar los conocimientos y mantener el interés del alumno por la ciencia. Con estas experiencias se rompe la monotonía del aula convencional y se capta la atención de los niños, quienes llegan a entusiasmarse con la física, comprobando así la utilidad didáctica de realizar experiencias de física recreativa en el aula de primaria. Estas actividades parecen muy apropiadas e interesantes como complemento a los contenidos curriculares del curso, e incluso resultan motivadoras para nuestros alumnos, futuros maestros de primaria, quienes pierden el miedo a la enseñanza de la física.

Agradecimientos

Los autores agradecen la financiación recibida de los proyectos EDU2012-34140 y GR15009, parcialmente financiado por FEDER.

Referencias

[1] A. Vázquez y M.A. Manassero, *Ciencia & Educaçao* **17** (2011) 249.
[2] R. García Molina, *Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias* **8** (2011) 370.
[3] O. Lozano, R. García-Molina, J. Solbes, *Alambique. Didáctica de las Ciencias Experimentales* **54** (2007) 115.
[4] G. Martínez et al. (2014). *GIREP MPTL Teaching Learning Physics, Palermo* (2014)

El cambio de combustible en el transporte y las actividades marítimas. Perspectivas de futuro en la flota pesquera gallega.

F. Miguelez,[1,*] M. Lara[2], R. Borrás[1] y Emilio Menéndez[3]

[1] ETS de Náutica y Máquinas. Instituto Universitario de Estudios Marítimos. Universidade da Coruña
[2] ETS de Ingeniería Industrial de Ferrol. Instituto Universitario de Estudios Marítimos. Universidade da Coruña
[3] Departamento de ecología. Universidad Autónoma de Madrid.

* fermigue@udc.es

Introducción

Con mas del 80 por ciento del movimiento de mercancías por la vía marítima, la protección de los espacios que rodean a las costas es cada vez mas necesaria. La exigencia de la disminución de emisiones contaminantes en el transporte por mar es ya una realidad que se constata en las denominadas zonas ECA en las que es imparable el cambio de combustible con la clara apuesta del gas natural para el relevo.

Es evidente que los grandes buques tendrán que ser adaptados al nuevo combustible, así como las infraestructuras, la capacitación de los operadores etc. Pero Galicia, dotada de gran cantidad de kilómetros de costa y con un sector productivo pesquero muy importante, también debe hacer el esfuerzo de reciclar su flota pesquera, aprovechando su potencial industrial, especialmente del metal, astilleros e infraestructuras estratégicas de GNL, y además de colaborar en la eficiencia energética y la sostenibilidad, buscar negocio en otros lugares de España y Europa.

Marco legal y propuestas

En lo que respecta al transporte marítimo en Europa, las zonas SECAs (Sulphur Emission Control Areas) son áreas donde las emisiones de azufre están estrictamente controladas. La OMI designó en la UE las dos zonas siguientes: el mar Baltico desde 2006 y el mar del Norte y el Canal Inglés desde 2007.[1]

El 1 de enero de 2015 entró en vigor la norma ECA (Emission Control Area) que tiene en cuenta no solo las emisiones de azufre sino también de otros contaminantes: SO_x, NO_x, CO_2 y partículas, para los buques que operen en el Canal de la Mancha, Mar del Norte y Mar Báltico, de modo que los combustibles utilizados no podrán tener un contenido superior al 0,1 por ciento de azufre descendiendo del 1% permitido hasta entonces.

Varias son las soluciones técnicas que los buques pueden utilizar para cumplir con esta nueva norma[2]:

- Instalación de catalizadores (*scrubbers*) a bordo.
- Instalación de sistemas de propulsión que usen combustibles mas limpios: dual fuel/GNL o solo GNL.
- Uso de diésel marino bajo en contenido de azufre.
- Mejora de la eficiencia energética en la hidrodinámica del buque, buscando fórmulas para rebajar los costes de la actividad, principalmente reduciendo el consumo de combustible.[3] Soluciones centradas en el mantenimiento de la hélice (con un ahorro de combustible del 5%), la reducción de fricción en obra viva (hasta un 34%), la optimización de las rutas (4%), el autopiloto adaptativo (2,5%) o el incremento de la eslora del buque para la misma potencia.

Las soluciones sin duda irán ligadas al tipo de negocio de la compañía naviera y a la zona en la que desarrolle la mayor parte de su actividad.

Algunos armadores y astilleros, así como la propia Unión Europea, parecen optar por potenciar el uso de GNL. Dentro del programa CEF-Transport 2014-2020 (Connecting Europe Facility-Transport), se persigue contribuir al desarrollo e implementación en España de la Directiva 2014/94

de infraestructuras de combustibles alternativos (clean power for transport) y avanzar en el desarrollo de una cadena logística de GNL robusta, segura y eficiente para el suministro al sector transporte. Se trata de convertir el know-how fruto de años de experiencia en referente europeo para el desarrollo de procedimientos y normativa, y el establecimiento de actividades de formación así como facilitar la internacionalización del sector del GNL español, integrando iniciativas distintas en un proyecto coherente y global, aunando esfuerzos públicos y privados.

Como negativo nos encontramos que es un sistema de combustible poco probado, falto de experiencia en el sector pesquero, pero que en Noruega esta dando buenos resultados. Los expertos consideran que alli el gas natural licuado primará a corto plazo en todas las flotas, especialmente en la pesquera, al permitir una reducción en los costes de explotación, en los que el combustible es una partida que en muchos casos supera el 30% del gasto total del buque.

Otros armadores optan por dotar a sus buques de *scrubbers* como solución intermedia que sirva durante el periodo de vida que les queda a los barcos en servicio y como mal menor, aunque tiene un coste de inversión y operación elevado, no reduce la emisiones de NO_x y además se requiere de un tratamiento del agua de mar que se ha utilizado para el lavado de los gases, con el fin de evitar verter agua ácida al mar[4]. Por ello que se considera que es un procedimiento sin demasiado futuro.

Finalmente están los que consideran que la mejor opción es usar el diésel marino bajo en azufre todo el tiempo en que los buques permanezcan en la zona ECA, si bien este es fundamentalmente un caso a considerar por aquellos armadores que efectúan sus tráficos dentro y fuera de la zona ECA designada. Esta opción es considerada también como una opción temporal a la espera de ver cual es el desarrollo de los sistemas duales.

En 2020 la norma será universal y entonces habrá que adecuar la flota mundial a esta nueva realidad y lo que está claro es que los armadores afectados consideran que sufrirán unos costes añadidos y no están dispuestos a soportarlos en unas circunstancias económicas adversas.

¿Cómo armonizar estas dos realidades? ¿Qué pasará en 2020, o antes si la presión de los armadores del norte de Europa triunfa y consigue que las normas ECA se apliquen para los armadores y zonas de la Europa meridional antes de esta fecha?[5] El 4 de marzo de 2015 la subdirección general de Innovación Tecnológica de la Consejería del Medio Rural y del Mar de la Xunta de Galicia, presentó el proyecto de transformación de la flota pesquera gallega a gas natural, que tiene como objetivo reducir el gasto en combustible de los barcos, favoreciendo la cuenta de explotación de las empresas pesqueras gallegas y el mantenimiento del empleo en el sector. El ahorro que supone la combinación de la utilización del gas natural junto con otras medidas de eficiencia energética en la actividad pesquera podrían generar ahorros de hasta el 60% en los gastos operacionales de los barcos de pesca. Este proyecto permitirá además reducir la contaminación medioambiental de esta actividad y mejorar la calidad del aire en el entorno. La flota pesquera gallega, compuesta por más de 4.500 buques, representa cerca del 10% de la capacidad de pesca de la Unión Europea, y según un estudio del Instituto Energético de Galicia (INEGA), en 2012 consumió alrededor de 135 millones de litros de combustible.

Referencias

[1] MARPOL Anexo VI.

[2] S. Brynolf , M. Magnusson, E. Fridell, K. Andersson. Compliance possibilities for the future ECA regulations through the use of abatement technologies or change of fuels. Transportation Research Part D 28 (2014) 6–18.

[3] J. Calleya,R.Pawling,A.Greig. Ship impact model for technical assessment and selection of Carbon dioxide Reducing Technologies (CRTs) Ocean Engineering97(2015)82–89.

[4] H. Ülpre, I. Eames. Environmental policy constraints for acidic exhaust gas scrubber discharges from ships. Marine Pollution Bulletin 88 (2014) 292–301

[5] Trans-European Transport Network Executive Agency (TEN-T EA) ―NG hub in the northwestern Iberian Peninsula" TEN-T2012 annual call, proposal for an Implementing Decision on the selection of proyects; July 2013. Disponible en http://tentea.ec.europa.eu/download/call2012/map_wp/map_fac_brochure_final_web_2013.pdf.

Cursos b-learning y en abierto en la enseñanza universitaria

P. Palacios[1,*], J. C. Jimenez-Saez[1], S. Ramírez de la Piscina[1]

[1]Dpt. Física Aplicada a las Ingenierías Aeronáutica y Naval, ETSI Aeronáutica y del Espacio, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, España

* pablo.palacios@upm.es

Introducción

En el grupo de innovación educativa –Innovación Docente en Estudios Aeronáuticos" de la UPM se está desarrollando un curso completo de Física de primer curso de carrera en formato abierto dentro del portal web –OpenCourseWare" (OCW) [1] de la UPM [2]. Como base de este curso estamos utilizando material pedagógico previamente desarrollado para un curso b-learning utilizado en la enseñanza de Física durante más de un quinquenio y alojado en una aula virtual Moodle [3]. Se trata de un curso de introducción a la Física para alumnos de primer año y centrado en temas como la mecánica, termodinámica o electromagnetismo. El portal OCW contiene materiales docentes creados por profesores de la Universidad Politécnica (UPM) repartidos en diversas áreas de conocimiento coincidentes con las asignaturas que se imparten en estudios oficiales de la Universidad. Los materiales se ofrecen libremente y están publicados bajo licencia Creative Commons [4]. En este trabajo presentaremos los componentes o –ingredientes" principales de ambos tipos de cursos: programa, bibliografía, lecturas sobre conceptos teóricos, presentaciones basadas en transparencias para cada uno de los temas propuestos, ejercicios, problemas con resoluciones y pruebas de evaluación, y discutiremos las características que deben tener en uno u otro medio (b-learning, en abierto) y su eficacia en la enseñanza universitaria. Nos interesará también cual es la valoración del curso que hacen los alumnos y estadísticas sobre el acceso que ha tenido.

Interes

El alcance e interés de los materiales publicados en abierto se puede medir hoy en día principalmente por el número de visitas y descargas de los mismos. Para realizar dicha medición la Universidad ofrece estadísticas relativas a dicha información. Actualmente existe una asignatura en el OCW de nombre Física I de nivel más básico que la que queremos crear actualmente realizada por parte de las personas del grupo de innovación educativa. Esta asignatura ha tenido 20621 visitas desde el mes de Septiembre de 2008 lo que da una media de 9 entradas diarias desde ese año tal y como se muestra en la Figura 1. Los principales visitantes de dichos cursos son indudablemente los alumnos matriculados en las enseñanzas oficiales. Sin embargo, si realizamos un conteo de los mismos desde el mencionado año de 2008: unos 4000 alumnos, observamos que la diferencia es abrumadora. Aunque siempre es posible que un mismo alumno acceda a dicho portal en más de una ocasión, la estadística anterior demuestra que personas ajenas a la Universidad acceden a estos cursos. Por tanto un portal en abierto es un claro escaparate de cara a la sociedad de la enseñanza que se imparte en una Universidad. Y es la propia Universidad la más interesada en publicitar sus enseñanzas.

Los materiales que utilizan los cursos b-learning o e-learning y los portales en abierto son en todo momento muy similares, no en vano los contenidos de la asignatura son o deben ser los mismos. Sin embargo, existe una diferencia fundamental a nivel pedagógico y es que en los cursos en abierto se pierde totalmente la interactividad y por tanto, la realimentación en el aprendizaje. Los portales en abierto muestran los contenidos en páginas web estáticas y por tanto, el visitante no tiene la posibilidad de interactuar con ellas. A diferencia un curso b-learning está integrado en una plataforma que permite diseñar actividades para el visitante, actividades que son evaluadas y que

dan una información al que las realiza de su grado de aprendizaje o nivel de conocimientos en un determinado tema.

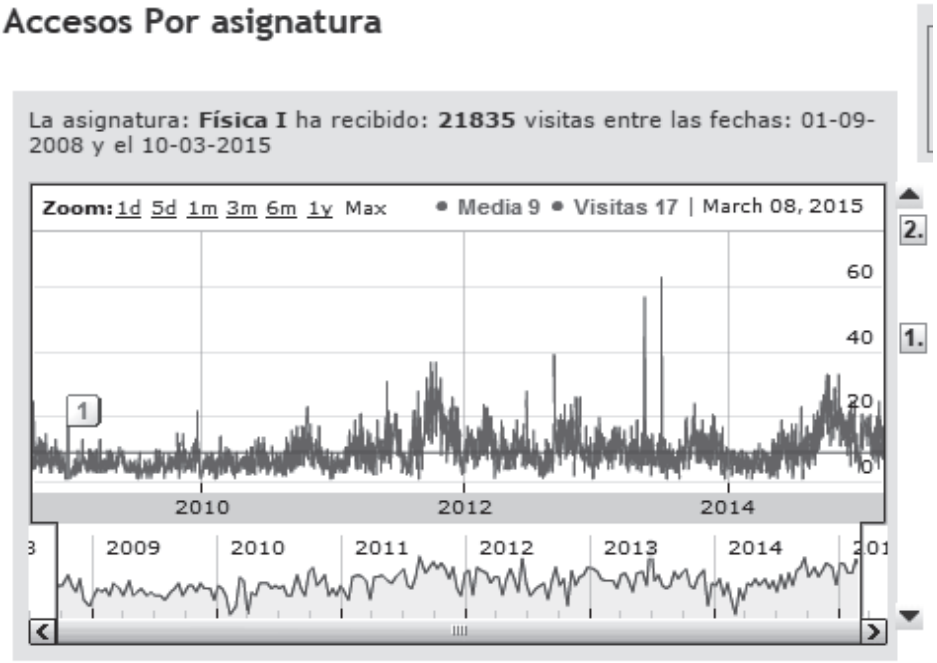


Fig. 1. Gráfico de acceso a la asignatura Física I en el portal OCW de la UPM desde el 1-09-2008 hasta el 11-12-2014.

La calidad de un curso b-learning es un aspecto complejo de medir siendo varios los procedimientos más habituales. Por un lado, tenemos la contabilización del número de alumnos que han realizado actividades en el curso, entendiendo por actividades tanto descargas como realización de cuestionarios, éste sería el método más parecido al utilizado con los cursos en abierto. Por otro, tenemos la mejoría en resultados en la evaluación de los alumnos que han utilizado provechosamente el curso respecto de los que no han obtenido ese provecho. Y finalmente las encuestas de satisfacción repartidas a los alumnos valorando la calidad de los materiales del curso. En todo momento nos estamos refiriendo a cursos puestos a disposición del alumno para facilitar su estudio en los cuales ninguna de sus actividades tiene influencia o reflejo en su nota final en la asignatura. En nuestro caso, estudiaremos en este trabajo este último aspecto de valoración de la calidad de un curso.

El material existente en el curso Moodle se ha revisado y mejorado y se ha adaptado para el nuevo tipo de público de esta plataforma en abierto. La interactividad en la resolución de cuestionarios se pierde en este tipo de cursos en abierto donde todos los materiales se muestran en forma de ficheros pdf. De esta manera los problemas propuestos, test de teoría y test de examen a modo de cuestionarios en la plataforma virtual se han convertido a ficheros pdf para su inclusión en el curso OCW. Se espera que lo aprendido en esta transformación y los resultados obtenidos sirvan para la creación futura de un curso MOOC.

Referencias

[1]OCW Consortium Members; http://www.oeconsortium.org/members/all/
[2] Curso de Física en la OCW-UPM; http://ocw.upm.es/fisica-aplicada/fisica-i
[3] Moodle; https://moodle.org/?lang=es
[4] Licencia Creativa Commons; http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/es/

¿Se puede "ver" la Física?

P. Nacenta[1,*], C. González[2] , J. Nacenta[3]

[1] IES Alameda de Osuna. Madrid
[2] IES Alameda de Osuna. Madrid
[3] Universidad Joseph Fourier. Grenoble.

* pablo.nacenta@telefonica.net

Introducción

Las ferias científicas son un recurso ideal para acercar la Física a todo tipo de personas; si además los protagonistas activos del proceso de enseñanza son alumnos, se consigue dar un plus al valor de la propuesta expuesta.

En este trabajo se pretende cuestionar fenómenos físicos inusuales relacionados con la ingravidez, como la caída libre y el movimiento de objetos o la gravedad artificial entre otros. Para ello se aúna la experimentación con aportaciones que proceden de disciplinas aparentemente alejadas de la ciencia académica como son el comic, las películas de ciencia ficción e incluso el arte.

Comunicación

La propuesta didáctica se ha llevado a cabo con alumnos de técnicas experimentales de 1º de bachillerato con dos objetivos fundamentales: que el alumno comprenda de forma cualitativa contenidos relacionados con las leyes de Newton y la Gravitación Universal y, que sea capaz de transmitir dichos contenidos a otros compañeros y a un público variado. Nuestra máxima ha sido "a investigar se aprende investigando".

Los experimentos se realizan de cara al público y se han agrupado en seis epígrafes: primera, segunda y tercera ley de Newton, movimiento relativo, caída libre y tensión superficial. A modo de ejemplo, la caída libre de un vaso de agua con un agujero en el fondo permite explicar la relación íntima entre caída libre e ingravidez. Por otro lado para comprender la forma que adquieren los líquidos cuando se encuentran en ingravidez aparente, se puede introducir aceite en un vaso que contiene agua y alcohol.

El arte, a su vez, sirve para analizar la evolución de la representación de los cuerpos celestes, de la instrumentación o de los avances científicos entre los siglos XV y XVIII (figuras 1 y 2).

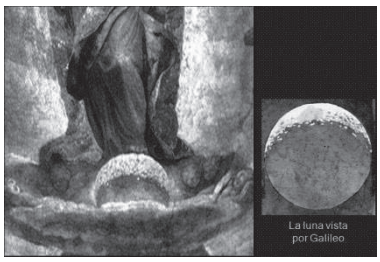


Figura 1. Detalle de la Asunción de la Virgen de Ludovico Cigoli, 1612. Santa María Maggiori, Roma.



Figura 2. The orrery (el planetario de mesa) de Joseph Wright, 1765. Museo de Derby.

Es importante remarcar que el cine de ciencia ficción o los comics no suelen tratar la ciencia de forma verosímil. Sin embargo encontramos casos como el del guionista y dibujante belga Hergé

o el director de cine Stanley Kubrick, que demostraron que la acción no estaba reñida con el rigor científico. Nosotros hemos trabajado con Tintín, "Objetivo la Luna" y "Aterrizaje en la Luna" y con la película "2001: una odisea en el espacio", combinados con vídeos e imágenes de la NASA o de la ESA, como fuente de inspiración (figuras 3 y 4). El resultado se ha plasmado sobre cinco pósteres en los que se han utilizado códigos QR, para que el visitante pueda servirse de su móvil o tablet para visualizar los videos (figuras 5 y 6)

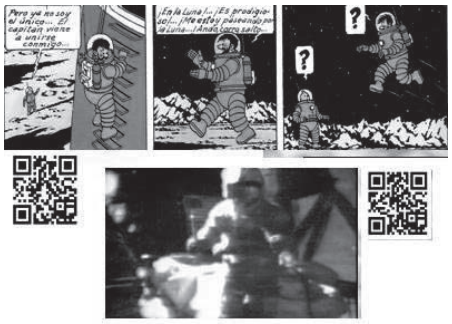


Figura 3. Viñeta de "Aterrizaje en la Luna" de las aventuras de Tintín. Reproducción del experimento de Galileo realizado por el astronauta David Scott en la misión Apolo 15.



Figura 4. Imagen de la nave girando sobre sí misma y vídeo en código QR de la película "2001: Una odisea en el espacio".

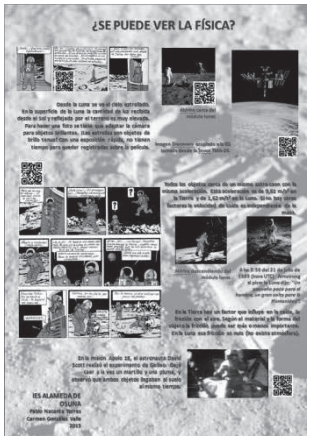


Figura 5. Póster dónde se explica por qué se registran las estrellas en una fotografía realizada desde la Luna o la ISS y se estudia la caída libre en la Luna.



Figura 6. Póster en el que se explica cómo determinar el valor de la gravedad artificial creada por una nave que gira sobre uno de sus ejes.

En el proyecto se aplicó una metodología activa y participativa con los alumnos, tanto en lo referente a la selección de las experiencias, como en la selección de viñetas e imágenes. La parte relacionada con el arte quedó a cargo de los profesores.

La experiencia ya se ha llevado a cabo con éxito en la feria científica "Con ciencia en la escuela" organizada en el mes de marzo en el Círculo de Bellas Artes de Madrid. Además en se repetirá en el IES Alameda de Osuna el mes de mayo ante 1200 alumnos.

Unir educación formal y no formal con actividades fuera del aula es una grata manera de estimular la vocación científica tanto de los estudiantes que han desarrollado el proyecto como del público que asiste al evento. Nuestros alumnos han valorado muy positivamente la experiencia, señalando como conclusión la dificultad de transmitir contenidos científicos con un cierto rigor.

La enseñanza de la Física de las energías renovables en la transición hacia la sostenibilidad.

V. Tricio[1*], L. R. Rodríguez[2*], R. Valdés[2*]

[1]Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Burgos autor
[2]Departamento de Física, Escuela Politécnica Superior, Universidad de Burgos

*vtricio@ubu.es, lrcano@ubu.es, rvaldes@ubu.es

Introducción

Es reiterativo, aunque también necesario, insistir sobre el papel crucial que desempeña la energía en nuestra sociedad. El Secretario General de las Naciones Unidas [1] recientemente declaró que *la energía es fundamental para todo lo que hacemos – para impulsar nuestra economía con el fin de alcanzar los Objetivos de Desarrollo del Milenio ... para combatir el cambio climático manteniendo la seguridad mundial, entre el crecimiento económico, la equidad social y la preservación del medio ambiente*…. La ONU proclamó 2012 –Año Internacional de la Energía Sostenible para Todos" [2]. Esta iniciativa busca crear conciencia sobre la importancia de la energía sostenible y al mismo tiempo incrementar el acceso y la eficiencia energética a nivel local, nacional, e internacional. Unos años atrás, el 1 de enero de 2005 se inició la Década de la Educación por la Sostenibilidad promovida por la Naciones Unidas. En el año actual, recién finalizada la Década, ONU pone en marcha un Programa de Acción Global con el mismo objetivo de impulsar la necesaria y posible transición a la Sostenibilidad [3] [4].

En este contexto de compromiso, los autores de la comunicación propusieron impartir –Física de las energías renovables" dentro de un Curso de formación ofertado por el Departamento de Física de la Universidad de Burgos. Se presenta en esta comunicación la metodología y contenidos de dicha actividad, que ha sido desarrollada recientemente y ha estado dirigida a profesores de educación secundaria y formación profesional de áreas científicas y técnicas. Se pretende que la actividad que se presenta en esta comunicación forme parte de las respuestas a los llamamientos realizados a los educadores de todas las áreas y todos los niveles para que contribuyamos a la impostergable transición hacia la sostenibilidad.

Método y actividades

Con la realización del bloque –Física de las energías renovables" se ha pretendido no solo abordar y comprender los principales conceptos de la física relativos a las energías renovables, sino también vincularlos a problemas de interés y constatar la gran aportación que dicha ciencia hace a la evolución cultural dentro orientada al desarrollo sostenible. Para ello se articularon varias actividades teórico-prácticas de tres horas de duración y con la estructura siguiente: *Sesión de conferencia*. Durante la charla se expusieron los fundamentos físicos de la producción y utilización de algunas de las energías renovables, así como el estado actual y las perspectivas de las investigaciones en este campo. *Sesión de actividades prácticas*. La primera fase de esta sesión consistió en un seminario donde se presentaron y analizaron de manera muy general, fuentes bibliográficas y experiencias de laboratorio de interés para los profesores de educación secundaria. La segunda fase estuvo dedicada a la realización de experiencias en el laboratorio, con la participación activa de los asistentes al curso.

Materiales docentes

Se han preparado y presentado a los asistentes recursos y experimentos de –Física de las energías renovables" [5]. Por un lado, *Fundamentos físicos de las energías renovables*, centrados en tres áreas, cada una con varios apartados de interés para la enseñanza de estos contenidos (Tabla

1.a). Por otro lado, *Aplicaciones prácticas*, orientadas en el seminario a la exposición de las numerosas vertientes que se pueden enseñar sobre energías renovables; la descripción de algunas experiencias prácticas y experiencias de tipo casero y la sugerencia de alguna metodología didáctica [6]. En cuanto a recursos web, fue suministrada a los asistentes una selección de más de 80 direcciones web (20 de temática general y 62 de las nueve actividades prácticas) que permiten acceder a información relacionada con las energías renovables y en particular a recursos didácticos para el aula. En el Laboratorio se observaron y realizaron mediciones durante la realización de experimentos (Tabla 1.b) que podrían servir de apoyo a los que se hicieran en la enseñanza secundaria. Una vez finalizada la sesión presencial, se puso en Internet material didáctico complementario con actividades prácticas y recursos relativos a la producción y utilización de energías renovables.

Tabla 1.a. ***Fundamentos físicos de las energías renovables***

Áreas	Fundamentos físicos de la energía fototérmica	Fundamentos físicos de la energía fotovoltaica	Fundamentos físicos de la energía eólica
	*Introducción. Origen de la energía solar; magnitudes radiométricas. *Leyes de la radiación. Espectro solar e infrarrojo térmico. Masa de aire. *Sistemas térmicos solares. Bajas temperaturas. Temperaturas medias y altas. Seguimiento solar. Superficies selectivas.	*Concepto de barrera de potencial. *Teoría de bandas en los sólidos. *Semiconductores impurificados. *El efecto fotovoltaico. *La célula solar. *El módulo y el generador fotovoltaicos. Sistemas fotovoltaicos aislados.	*Circulación general atmosférica. *La potencia del viento. Límite de Betz. *Flujo viscoso. Capa límite *Arrastre y sustentación. *Regulación por pérdida de carga. *Máquinas eólicas. *El sistema eólico de generación eléctrica aislado.

Tabla 1.b. ***Aplicaciones prácticas (experimentos)***

*Casa solar con muro Trombe. *Comportamiento de módulos fotovoltaicos. *Motor Stirling accionado por energía solar. *Aprovechamiento de la energía eólica. *Pila de hidrógeno. *Refrigeración termoeléctrica Peltier con alimentación de energía eólica.

Conclusiones

Valoramos haber alcanzado los objetivos propuestos de actualizar el conocimiento científico de los profesores de Ciencias, proporcionar recursos útiles para la labor docente-educativa con sus estudiantes y presentar algunos retos de actualidad a los que se enfrenta la investigación en el campo de las energías renovables.

Los asistentes han dado una buena valoración al Curso de formación recibido. Destacamos los resultados medios de los siguientes ítems del cuestionario: adecuación metodología-innovación (7,33), valoración global de los formadores (7,78), grado de aprovechamiento individual (7,22), satisfacción con la formación realizada (7,38). Respecto a la valoración de bloque –Física de las energías renovables" los asistentes han manifestado comentarios muy favorables como una contribución a la necesaria y urgente transición hacia el desarrollo sostenible.

Referencias

[1] ONU-SENG. http://www.un-ngls.org/spip.php?page=article_es_s&id_article=3751
[2] http://www.un.org/es/events/sustainableenergyforall/index.shtml
[3] http://unesdoc.unesco.org/images/0023/002310/231074s.pdf
[4] http://www.unesco.org/new/fileadmin/MULTIMEDIA/FIELD/Santiago/pdf/apuntes-2-2014.pdf
[5] http://www.ubu.es/es/depfisica/actividades/recursos-experimentos-fisica-educacion-secundaria

[6] N. Arias Ávila y V. Tricio Gómez, *Cartilla para la enseñanza de las energías renovables en la enseñanza media*, 1ª ed., Universidad de Burgos, Burgos, 2013. Accesible en http://www.e-libro.net/libros/libro.aspx?idlibro=12741

Sesiones de pósters realizadas por estudiantes: aplicación a la radiactividad ambiental

J.C. Lozano[1], C. Prieto[1*]

[1]Departamento de Física Fundamental, Universidad de Salamanca, 37008- Salamanca

* cprieto@usal.es

Introducción

El uso de metodologías docentes innovadoras, con especial énfasis en promover la motivación del alumno, ha sido objeto de numerosa bibliografía en los últimos años [1]. Especialmente con la incorporación al EEES, el desarrollo de actividades alternativas a la clase tradicional ha permitido la aplicación de diversos formatos en las actividades lectivas. Entre las dificultades que el profesor encuentra para la puesta en marcha de actividades alternativas está el tiempo que puedan consumir en relación a la duración del curso académico, aspecto agravado en las clases numerosas [2].

En esta comunicación se describe una experiencia docente en la asignatura de Radiactividad Ambiental de la licenciatura de Ciencias Ambientales en la Universidad de Salamanca (USAL). Se ha organizado una sesión de pósters que los estudiantes elaboran sobre contenidos de la materia, siguiendo las características de las presentaciones de paneles habituales en los congresos científicos. Las características de la actividad y los resultados de la misma se describen a continuación.

Desarrollo del proyecto

La asignatura de Radiactividad Ambiental ha formado parte de la licenciatura de Ciencias Ambientales de la USAL. Se trata de una materia de 4,5 créditos, que tradicionalmente ha contado con más de 100 alumnos matriculados por curso. La extensión del programa, así como el número de matriculados, nos movió a organizar una sesión de posters tipo congreso científico en que se trataron aspectos interesantes de la materia que de otra forma hubiera sido imposible considerar en el aula. Para esta actividad los estudiantes, dispuestos en grupos de 2 ó 3 personas, presentaron en un cartel diversos aspectos de un tema relacionado con la radiactividad ambiental y contestaron a las preguntas del público asistente a la sesión de presentación (entre ellos sus compañeros, que deben hacer una evaluación de los distintos trabajos).

La organización de la actividad ha seguido distintas etapas:

1- En la semana 7ª del cuatrimestre el profesor propone una serie de aspectos cualitativos de la radiactividad ambiental sobre los que pueden versar los trabajos.
2- Se establecen los requisitos que deben seguir los trabajos presentados: modelo de formato y fechas para el desarrollo del proyecto. También se informa sobre los criterios de valoración.
3- Los estudiantes se agrupan en equipos de 2-3 para profundizar en el tema elegido y resumir sus investigaciones en un póster. Uno de los estudiantes es elegido como portavoz, con las tareas de coordinar el trabajo y transmitir las decisiones del grupo al profesor.
4- La semana 11ª el profesor hace una primera revisión de los trabajos.
5- La última semana del cuatrimestre se hace una sesión pública de presentación de los carteles. En ella se procede también a la evaluación de la actividad, tanto por profesores como por estudiantes.
6- Los estudiantes valoran la actividad cumplimentando una encuesta

Resultados y discusión

La actividad se propuso como voluntaria, pero con repercusión en la nota final. Un total de 44 estudiantes (38% de los matriculados) participó en ella.

Los temas elegidos cubrieron diversos aspectos de radiactividad ambiental. En general se podrían agrupar como:

- Generales: radón en viviendas, rayos cósmicos, datación por ^{14}C, remediación de terrenos con contaminación radiactiva, aplicaciones industriales de la radiactividad…
- Residuos radiactivos: de media y baja actividad, de alta actividad, transporte de material radiactivo, transmutación nuclear como alternativa a la basura radiactiva…
- Incidentes radiológicos y vigilancia: accidentes como el de Chernobyl, Fukushima, emergencias radiológicas, programas de vigilancia radiológica ambiental,…

En el desarrollo del trabajo alrededor del 40% de los estudiantes participantes solicitaron atención personalizada del profesor, a pesar de disponer de las directrices del mismo en el campus virtual. La presentación efectiva de información en un póster requiere distribuirla de una manera lógica, concisa y atractiva [3]. La mayor dificultad para los estudiantes fue seleccionar qué información mostrar de forma legible y atractiva en un póster de 70x90 cm. Como ejemplos, la Figura 1 muestra algunos de los pósteres realizados.

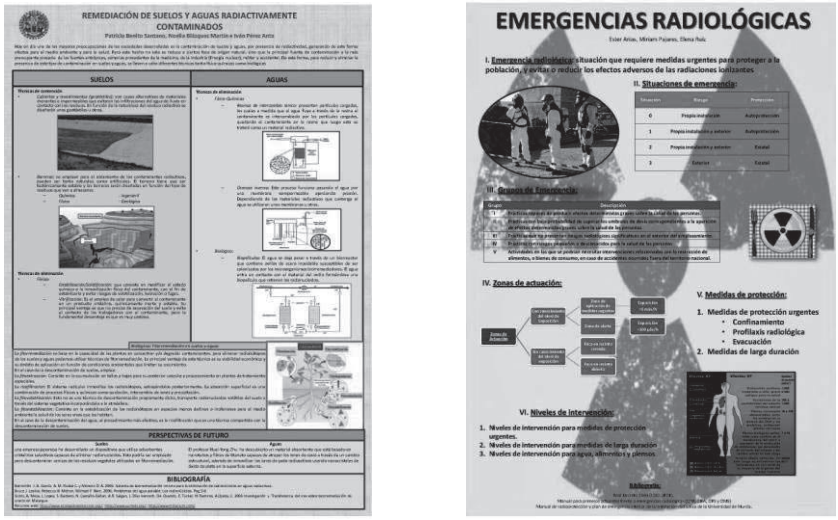


Figura 14.- Dos ejemplos de póster de los alumnos

Después de estar expuestos durante 3 jornadas en las zonas comunes de la facultad, la presentación formal de los pósteres se realizó en una sesión de tres horas. En ella los autores contestaron a las preguntas que el público hacía sobre sus trabajos. Al mismo tiempo debieron examinar los pósteres de sus compañeros y evaluarlos completando un modelo proporcionado por el profesor.

Posteriormente los estudiantes cumplimentaron una encuesta sobre las características de la experiencia. Entre sus opiniones cabe destacar:

- la novedad de la experiencia (100%)
- consideran apropiado este formato para comunicaciones de contenido científico (70%) y que podría aplicarse a otras asignaturas (65%)
- valoran positivamente el trabajo que supone la búsqueda y selección de la información
- en definitiva, un 80% consideró la experiencia motivadora y satisfactoria.

Agradecimientos: Los autores agradecen a la USAL por la financiación del Proyecto de Innovación Docente ID2012/095 –Jornadas sobre Radiactividad y el Medio Natural"

Referencias

[1] D. Palmer, *Int. J. Sci. Ed.* **27** (2005) 1853.
[2] L. Deslauriers, *Science* **332** (2011) 862.
[3] G. R. Hess, K. Tosney y L. Leigel *Med. Teach.* **31** (2009) 319

1, 2, 3, 4,… ¡¡¡Higgs!!! o cómo introducir la física de partículas en secundaria

Miguel A. Queiruga[1,2,*]

[1]Profesor STEM colegio Jesús-María Burgos
[2]Investigador de la Universidad de Burgos

* queiruga@inicia.es

Introducción

Estos últimos años hay una noticia que inunda los medios: el hallazgo del Bosón de Higgs.

Desde los primeros cursos de secundaria se trabaja el concepto de átomo y partículas subatómicas así como algunos de los primeros modelos atómicos. Solo los estudiantes más especializados alcanzan a estudiar vagamente las partículas subatómicas y muy superficialmente las distintas fuerzas en la naturaleza.

En el proyecto *1, 2, 3, 4,… ¡¡¡Higgs!!!* pretendemos crear el puente entre los conceptos que pueda poseer el estudiante y la comprensión de la teoría de Higgs. Si logramos ese objetivo, ampliar y construir nuevo conocimiento a partir de la información disponible en la red no resultará una gran dificultad para cualquiera.

El proyecto *1, 2, 3, 4,… ¡¡¡Higgs!!!* fue galardonado con una Mención de Honor en el certamen Ciencia en Acción 2013 en la modalidad *"Materiales Didácticos de Ciencias en Soporte Interactivo" por hacer una propuesta muy atractiva y divertida en torno al descubrimiento del bosón de Higgs, utilizando implícitamente elementos indirectos de aprendizaje desde la perspectiva histórica de los científicos involucrados y el momento de sus descubrimientos*. La versión impresa del proyecto, recibió un Primer Premio en la edición posterior de dicho certamen, en la modalidad *"Materiales Didácticos de Ciencias en Soporte No Interactivo" por tratarse de una propuesta muy atractiva y "simpática" tratando de explicar conceptos actuales, no simples, de la Física con un lenguaje no técnico y muy divulgativo.*



Fig. 1. Portada y participantes en el proyecto

Objetivos

Los objetivos de este proyecto son:

- Introducir a los estudiantes de secundaria y bachillerato, algunos conceptos de la física de partículas.
- Dar a conocer el concepto de Bosón de Higgs y Campo de Higgs.
- Organizar unos contenidos que permitan un aprendizaje autónomo.
- Divulgar la importancia de algunos de los hallazgos del CERN entre un público no especializado.

Para ello seleccionamos solamente los contenidos necesarios que nos permitan llegar a comprender qué es ese famoso bosón y hemos buscado un diseño que resultase agradable a los más jóvenes estudiantes, cuyo estilo se puede apreciar en la figura 1.

La justificación de la elección de los contenidos podemos verlo en el siguiente diagrama. Si partimos de la pregunta *¿qué necesitamos saber para llegar hasta aquí?* Nos damos cuenta de que los contenidos elegidos son los necesarios para seguir una trayectoria sencilla y directa, a partir de los conocimientos previos.

La estructura de estos contenidos está separada en cuatro pasos o bloques. Se recomienda al lector que sean seguidos en ese orden secuencial. Dicha estructura es la siguiente:

1. **Hacia el salto cuántico**. Principales modelos atómicos, desde la teoría atomista de Demócrito hasta las concepciones actuales del átomo. Asimilación de los conceptos de cuantización de la energía, dualidad onda-corpúsculo.
2. **Equivalencia masa-energía**. La relación de Einstein, tan importante para comprender el porqué de los experimentos que se realizan en el LHC del CERN.
3. **Partículas elementales**. **Interacciones**. Partículas elementales: asociadas a la masa y asociadas a las interacciones. Este apartado es necesario para comprender que las interacciones también tienen una partícula asociada.
4. **El bosón de Higgs**. El último paso de este viaje es, a partir de los anteriores, llegar al conocimiento del bosón de Higgs y del campo de Higgs de forma sencilla pero rigurosa.

El proyecto *1, 2, 3, 4,… ¡¡¡Higgs!!!* puede visualizarse en formato digital y ser utilizado bajo licencia Creative Commons: ***http://www.rinconsolidario.org/higgs***.

Agradecimientos por su colaboración en el proyecto: Trinidad Ruiz López, Santi Lustres, Diego Güemes Peña, Ignacio Villanueva Romero, Berta Maestro Santamaría, Nicolás A. Cordero Tejedor y Jesús Garoz Ruiz.

Referencias

[1] 1, 2, 3, 4… ¡¡¡Higgs!!! http://www.rinconsolidario.org/higgs
[2] M.A. Queiruga. *1, 2, 3, 4... ¡¡¡Higgs!!! El bosón de Higgs para todos*. Editorial Q, 2014. ISBN-13:978-8415575030

Divulgación. Innovación en la enseñanza de las ciencias

Miguel A. Queiruga[1,2,*], Verónica Tricio Gómez[3]

[1]Profesor STEM colegio Jesús-María Burgos
[2]Vocal, Grupo Especializado de Enseñanza de la Física de la Real Sociedad Española de Física
[3]Profesora del Departamento de Física de la Universidad de Burgos

* queiruga@inicia.es

Introducción

Divulgación. Innovación en la enseñanza de las ciencias, es el título del libro que recoge experiencias innovadoras, reflexiones, actividades y metodologías relacionadas con ~~–o~~tras formas de enseñar la ciencia". En esta publicación queremos establecer el nexo enseñar-aprender, a través de la divulgación, transformándonos los profesores en divulgadores llevando la ciencia al aula y sacando el aula a la ciencia, haciendo de nuestros alumnos divulgadores y aprovechando los recursos que nos ofrecen instituciones científicas, universidades, centros de investigación, museos, asociaciones culturales, empresas, etc. Para conseguir estos objetivos, debemos ampliar la noción de aula más allá del espacio físico contenido entre las paredes de un recinto académico, de forma que toda la sociedad se convierta en agente educativo que prepare a nuestros alumnos para el mundo laboral y social actual, con los conocimientos científicos, técnicos y éticos necesarios.

Estructura y contenidos del proyecto

Divulgación. Innovación en la enseñanza de las ciencias, surge con la idea de crear un marco en el que compartir experiencias, reflexiones y buenas prácticas de enseñanza-aprendizaje de la ciencia desde los distintos contextos en los que el profesor y el estudiante entran en contacto con ella. En la fig. 1 se muestra la portada de dicha monografía, editada en el año 2015 por Editorial Q.



Fig. 1.a. Portada del Libro presentado.

- *Artículos*
- *Jóvenes Investigadores*
- *Entrevistas*

Fig. 1.b. Estructura del libro presentado.

Intencionadamente el estilo de redacción se ha dejado a la decisión de los autores de cada capítulo. Para alcanzar los objetivos propuestos, la estructura para desarrollar el proyecto se ha agrupado en varios bloques, como se ve en la figura 1.b.

Bloque de *Artículos*. En los primeros capítulos del libro se habla de ***Scientix***, un proyecto de *European Schoolnet* cuyo objetivo principal es dar a conocer y dar cobertura a las buenas prácticas en la enseñanza-aprendizaje de las ciencias. Aunque sólo lo dicho es suficiente para justificar su introducción en este libro, además, algunos de los autores estamos vinculados a este proyecto como Embajadores, lo que nos ha permitido estar en contacto con las líneas y tendencias de investigación

e innovación en la enseñanza-aprendizaje de la ciencia en Europa. Así que, cómo no, os invitamos a visitar el portal, utilizar los recursos y conocer los proyectos que están a disposición de todos, además de invitaros a formar parte de la Comunidad *Scientix*: *http://www.scientix.eu*.

Otro apartado de este bloque lo componen los capítulos de autores, docentes e investigadores, que nos relatan sus impresiones desde distintos ámbitos educativos y sociales. Como es lógico, encontraremos puntos de concordancia y similitudes en sus reflexiones, pero cada uno de ellos ha aportado su matiz personal y punto de vista desde su contexto. Se trata de compartir una reflexión, una actividad, un proyecto o una forma de hacer. Un capítulo que no podía faltar es el dedicado a las mujeres investigadoras y divulgadoras. Sirva como homenaje al papel tan importante de la mujer en el mundo de la ciencia, la divulgación y la enseñanza (entre muchos otros). De la mano de su autora, profesora y artista muy implicada en el proyecto, se puede disfrutar también de la belleza de las ilustraciones y diseño.

Bloque de *Jóvenes investigadores*. Hemos querido recoger en el proyecto las opiniones de aquellos estudiantes, que en su día emprendieron proyectos colaborativos innovadores guiados por algún profesor y que ahora pueden hacer una reflexión retrospectiva y compartirla con los lectores. Como profesor implicado en aquellos proyectos me interesa esa reflexión: los profesores hemos dedicado tiempo y esfuerzo coordinando proyectos con alumnos, muchas veces fuera de nuestro horario lectivo. Además de la satisfacción personal, ¿ha influido en el desarrollo de nuestros alumnos y alumnas? Leeremos la reflexión de algunos antiguos alumnos a ver si nos resuelven esa duda. Es de agradecer a estos alumnos que, después de tantos años en el caso de algunos de ellos, se hayan animado a participar en esta publicación. Exceptuando a la joven investigadora con grandes inquietudes, que conocimos en la ESI2013 en Abu Dhabi, con todos esos jóvenes he compartido momentos y esfuerzos como coordinador en el camino de lograr nuevas metas.

Es interesante para todos los que nos dedicamos o estamos relacionados con la enseñanza de la ciencia, conocer de primera mano el impacto que puede tener en los jóvenes las nuevas metodologías como el trabajo colaborativo y el trabajo en proyectos. Al mismo tiempo, esperamos que esta reflexión pueda servirnos como sugerencia en el emprendimiento de nuevos proyectos.

Bloque de *Entrevistas*. Cerramos los contenidos de este libro con un bloque de entrevistas a personas vinculadas con el mundo de la investigación y la divulgación que nos aportan su visión de la importancia de la integración de la divulgación y en general de nuevas metodologías de enseñanza de la ciencia.

Deseamos que estas reflexiones os parezcan interesantes. Os invitamos a contactar con los autores para ampliar cualquier aspecto o para contarnos vuestras propias reflexiones, al fin y al cabo, el objetivo de todos es aprender y compartir. Al mismo tiempo, esperamos que este libro sirva como punto de partida a nuevas ideas que puedan materializarse en nuevos proyectos, nuestros, vuestros o, por qué no, conjuntos. También sería interesante que compartierais e hicierais llegar este recurso a vuestros alumnos, para los que muchos capítulos, sin duda, resultarán muy motivadores.

Agradecimientos: a Trinidad Ruiz y Berta Maestro, profesoras del colegio Jesús-María de Burgos y a Verónica Tricio Gómez, profesora del Departamento de Física de la Universidad de Burgos y Presidenta del Grupo Especializado de Enseñanza de la Física (RSEF).

Ósmosis directa como práctica grupal en el laboratorio de Termodinámica: Aplicación de la metodología de superficie de respuesta

M. Essalhi[1,*], M. Khayet[1,2,*]

[1]Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040, Madrid.
[2]Instituto Madrileño de Estudios Avanzados en Agua (IMDEA Agua), Calle Punto Net no. 4, 28805, Alcalá de Henares, Madrid
* m.essalhi@fis.ucm.es (M. Essalhi), khayetm@fis.ucm.es (M. Khayet)

Se trata de una práctica de laboratorio de Termodinámica que los estudiantes de grado en Ciencias Físicas pueden realizar en grupo basada en la metodología de superficie de respuesta (RSM) y diseño experimental estadístico (DEE). La práctica puede aplicarse también en otras disciplinas como el grado en Ciencias Químicas e Ingeniería Química o postgrado como el máster en Energía, especialidad Energías Renovables, Ciencia y Tecnología Químicas, e Ingeniería de Procesos que se imparten en la Universidad Complutense de Madrid. Esta práctica permite a los estudiantes trabajar en grupo llevando a la práctica los conocimientos adquiridos no solamente en Termodinámica pero también en Dinámica de Fluidos, Fenómenos de Transporte, Cálculo, Matemáticas, Estadística y Análisis de Datos, manejo de software informáticos como Matlab y/o Matcad, etc.

Esta práctica viene inspirada por el interés emergente que ha visto actualmente la tecnología de ósmosis directa (OD) a nivel mundial para el tratamiento de aguas residuales y desalación. La OD es uno de los procesos de membrana englobado dentro de la ingeniería de ósmosis. Las membranas utilizadas en la OD son semipermeables selectivas al agua (disolvente), densas o porosas con un tamaño de poro del orden de algunos nanómetros (< 10 nm). El transporte espontáneo del disolvente se produce desde el lado de la membrana en contacto con la disolución acuosa de mayor potencial químico (menor concentración de soluto, alimentación) hacia el lado de la membrana en contacto con una disolución osmótica de menor potencial químico (permeado) [1-3]. La presión hidrostática del permeado se mantiene menor que la presión osmótica de la disolución. Los agentes osmóticos que se utilizan son sacarosa, glucosa, $MgCl_2$, $CaCl_2$, NaCl, KCl, etc.. En esta tecnología solo es necesario circular cada disolución tangencialmente a cada lado de la membrana por medio de bombas de circulación. Por consiguiente, el consumo energético es muy bajo en comparación con otros procesos de separación, y si se utiliza la energía solar por medio de paneles fotovoltaicos, la eficiencia energética específica de la OD puede aumentar considerablemente.

Las ventajas más importantes de la aplicación del DEE y RSM es disminuir considerablemente el número de ensayos en comparación con el número de ensayos que normalmente se realizan en los estudios convencionales en los que se fijan todos los parámetros de operación excepto uno, permitir al estudiante analizar los efectos de interacción entre parámetros sobre la respuesta objeto de estudio y finalmente optimizar el sistema determinando los parámetros de operación óptimos [4,5].

Como ejemplo de diseño experimental estadístico puede aplicarse el diseño central compuesto ortogonal (CCD) a 3 parámetros de operación de un sistema de OD (Flujo de la disolución alimento, ϕ_F; Flujo de la disolución osmótica, ϕ_P y temperatura T) con un total de 16 experimentos tal como se indica en la Tabla 1(b). Los estudiantes determinan primero el rango de los parámetros de operación del sistema OD, por ejemplo los identificados en la Tabla 1(a), y calculan los valores codificados [4,5].

Tabla 1.

(a) *Rango de los parámetros de operación tanto actuales como codificados:*

Variable	Símbolo	Valores reales de los niveles codificados				
		- α [a]	-1	0	+1	+α [a]
ϕ_F (L/min)	x_1	0.050	0.121	0.450	0.779	0.850
ϕ_P (L/min)	x_2	0.050	0.094	0.300	0.506	0.550
T (ºC)	x_3	20.07	22.00	31.00	40.00	41.94

[a] −1 = valor pequeño, 0 = valor centro, +1 = valor alto, +/−α = valor

[b] O = Puntos del diseños orthogonal, C= Punto central,
S = Puntos axiales o estrella.

(b) *Diseño experimental estadístico (CCD):*

Nº de ensayo (N) y tipo [b]		ϕ_F	ϕ_P	T	Valor de la respuesta objeto de estudio (Y) para cada ensayo
		x_1	x_2	x_3	
1	O1	+1	+1	+1	
2	O2	-1	+1	+1	
3	O3	+1	-1	+1	
4	O4	-1	-1	+1	
5	O5	+1	+1	-1	
6	O6	-1	+1	-1	
7	O7	+1	-1	-1	
8	O8	-1	-1	-1	
9	S1	+α	0	0	
10	S2	-α	0	0	
11	S3	0	+α	0	
12	S4	0	-α	0	
13	S5	0	0	+α	
14	S6	0	0	-α	
15	C1	0	0	0	
16	C2	0	0	0	

Se propone un grupo de 16 estudiantes. Cada uno lleva a cabo un experimento de la Tabla 1(b) de forma aleatoria en diferentes sesiones. Después los alumnos comparten y discuten los resultados obtenidos determinando la(s) respuesta(s) del sistema. Los estudiantes pueden después dividirse en grupos de 4 para determinar el modelo empírico que relaciona la respuesta (Y) con los parámetros de operación (x_i, valores codificados) tal como indica la siguiente ecuación utilizando un software informático como Matlab y/o Matcad [4,5]:

$$Y = b_0 + \sum_{i=1}^{n} b_i x_i + \sum_{i=1}^{n} b_{ii} x_i^2 + \sum_{i<j}^{n} b_{ij} x_i x_j + x$$

siendo b_0, b_i, b_{ii}, b_{ij} los coeficientes de regresión y ξ el error estadístico. Se comprueba la importancia de estos coeficientes de regresión en la respuesta empleando el test de la t de Student de tal forma que solamente los coeficientes más significativos se mantienen en el modelo RSM. La bondad del modelo desarrollado será validada estadísticamente por medio del análisis de varianza (ANOVA) utilizando las respuestas calculadas por el modelo RSM y las experimentales medidas. Finalmente, una vez comprobada la bondad del modelo se analizan los efectos de interacción entre parámetros (coeficientes de regresión b_{ij} en la ecuación anterior) sobre la respuesta y se dibujan las figuras en función de los tres parámetros (ϕ_F, ϕ_P, T). Los parámetros óptimos serán determinados utilizando el modelo RSM desarrollado empleando por ejemplo el método estocástico de simulación Monte Carlo que se puede programar en una hoja Excel por ejemplo. Por último, los valores óptimos obtenidos son confirmados experimentalmente [4,5] y un informe es presentado por cada grupo de 4 estudiantes.

Agradecimientos:
Los autores agradecen la ayuda UCM y Banco Santander (GR3/14, Grupo de Investigación UCM: *Membranas y Energías Renovables*) y la financiación de la empresa Abengoa Water S.L.U (Artículo 83: Proyecto 85/2013, Proyecto 259/2014).

Referencias:

[1] K. Lutchmiah, A.R.D. Verliefde, K. Roest, L.C. Rietveld, E.R. Cornelissen, *Water Res.* **58** (2014) 179.
[2] T.Y. Cath, Amy.E. Childress, Menachem. Elimelech, *J. Membrane Sci.* **281** (2006) 70.
[3] Shuaifei Zhao, Linda Zou, Chuyang Y. Tang, Dennis Mulcahy, *J. Membrane Sci.* **396** (2012) 1.
[4] M. Khayet, M. Essalhi, C. Armenta-Déu, C. Cojocaru, N. Hilal, *Desalination.* **261** (2010) 284.
[5] M. Khayet, C. Cojocaru, M. Essalhi., *J. Membrane Sci.* **368** (2011) 202.

Un intento de modernización de la Universidad española: El programa y método de enseñanza de Física Matemática propuestos por Ortiz Fornaguera en 1952.

Soler Ferrán[1]

[1] Plaza Peñuelas, 7, 7ºE. 28005 Madrid.

E-mail: ferranpablo@gmail.com

Introducción

Se analiza la memoria del matemático y físico teórico Ramón Ortiz Fornaguera (1916-1974) sobre el concepto, método y programa de Física Matemática, presentada como aspirante a las Cátedras de Física Matemática (FM) de la Universidad de Madrid en 1952 y de la de Barcelona en 1955.[1] Se destaca la importancia histórica de dicha memoria, inédita y hasta ahora desconocida, por el carácter innovador de su propuesta de investigación y enseñanza para la época en que fue presentada en España. Propuso una asignatura centrada en la física cuántica, relativista y los métodos matemáticos asociados, programa que tenía por objeto iniciar la investigación sobre esta disciplina en el ámbito universitario español.

Texto de la comunicación

Ramón Ortiz desarrolló casi toda su carrera profesional en la Junta de Energía Nuclear donde acabaría teniendo reconocimiento internacional, ya en los años 1960, como experto en cálculo de rectores nucleares. Anteriormente ejerció como profesor ayudante en la Universidad de Barcelona, realizando trabajos teóricos que señalaron sus posibilidades de proyección en física teórica (FT), lo que fue reconocido por científicos como Esteban Terradas o Werner Heisenberg (aunque su obra científica ya ha sido analizada, dicha memoria solo lo ha sido sintéticamente[5]). De esta forma optó a las cátedra de FM anteriormente citadas, fracasando en ambas convocatorias,[3] lo que consideró como injusto y producto de un boicot hacia él.[4]

Para dichas convocatorias presentó una memoria de la asignatura que consideramos representa un intento de modernización de la física universitaria en España, cuando la investigación en FT/FM no se empezó a desarrollar en la Universidad hasta finales de los años 60, por lo que creemos que no es aventurado pensar que la ausencia de Ortiz de la Universidad española fue una rémora importante para el desarrollo de la FT/FM en nuestro país.

La asignatura de FM era común en el cuarto curso de las licenciaturas de Físicas y Exactas, lo que implicaba para Ortiz la necesidad de buscar un equilibrio entre las teorías físicas y los métodos matemáticos (MM) para la asignatura. En realidad él consideraba que era un error identificar los MM con la FM, ya que en realidad ésta es más bien el desarrollo de dichos métodos, pero esta faceta la dejaba para la extensión de la asignatura a programas de doctorado.

En cuanto a la materia del programa, Ortiz defiende que la asignatura debe circunscribirse a la relatividad, física cuántica y métodos matemáticos asociados, ya que uno de los objetivos de la Universidad debe ser la investigación y ésta surge ante lo problemático, lo no resuelto. Y precisamente la física moderna es en la que se dan estas posibilidades por la relación de problemas pendientes. Por este motivo, cuando Ortiz en su memoria realiza una revisión histórica de la relatividad y la física cuántica, precisamente se para en detalle en los asuntos más recientes, para esos años, y en los problemas pendientes de resolver, como por ejemplo aspectos de la Teoría Cuántica de Campos (QTF). Además, esos temas eran en ese momento motivo de investigación entre la comunidad científica internacional, lo que facilitaría a los futuros estudiantes de esta asignatura la introducción en el ámbito investigador.

Así, su programa planteaba contenidos tanto de FM como de FT. Incluyó geometría de espacios n-dimensionales y geometría del espacio de Hilbert-Dirac, así como teoría de grupos, todo ello para su uso en relatividad (especial y general), mecánica cuántica, QTF y partículas elementales. Evidentemente era consciente de la dificultad de desarrollar este temario en un curso

de licenciatura, pero en su memoria consideraba la labor de la cátedra como extensible a seminarios, programas de doctorado y labor investigadora, lo que no era nada habitual en esos años.

En cuanto al método de enseñanza, Ortiz reflexionó sobre el fuerte carácter abstracto y la ausencia de imágenes intuitivas en la física moderna, lo que provoca resistencias psicológicas en los alumnos y dificulta su aprendizaje. La clave debe estar en que el proceso de aprendizaje debe realizarse por aproximaciones sucesivas y no en buscar un modelo intuitivo que tenga su reflejo en la realidad, ya que este reflejo, esta utópica imagen, no va a poder captarla el alumno por la propia característica de la FT moderna, y en su intento de buscar imágenes intuitivas sólo va a encontrar frustración y por tanto mayor dificultad. Detalla Ortiz varios casos concretos de conceptos, tanto físicos como matemáticos, incidiendo en la importancia de que el profesor guíe al alumno para que este los redescubra por sí mismo. En definitiva, el alumno no puede tener una actitud puramente receptiva, para lo que daba mucha importancia al uso abundante de bibliografía, especialmente de trabajos científicos actuales (esto lo plantea más a nivel de doctorado), porque así se detectan diversos enfoques ante un mismo problema e incluso discrepancias entre científicos, así como aspectos contradictorios cuyo abordaje es una de las bases de la investigación.

Evidentemente, este planteamiento estaba basado en la concepción instrumentalista de la Ciencia. Es conocido el debate realismo-instrumentalismo en la Filosofía de la Ciencia. Si nos ceñimos a la Física, desde la visión realista su objetivo sería establecer modelos que se corresponden con la realidad. En cambio, desde el punto el punto de vista instrumentalista las leyes de la Física tienen exclusivamente un valor instrumental como método de predicción, sin elaborar modelos o imágenes mentales que puedan entenderse con criterios de verdad o falsedad. Ahora bien, no se debe confundir el instrumentalismo con el relativismo científico.[6] Así, la física teórica tendría por objetivo encontrar un sistema de postulados de los que se puedan deducir las propiedades de la naturaleza, pero éstas son relaciones entre fenómenos, no características esencialistas, que pueden validarse o refutarse experimentalmente. El caso más claro que señala Ortiz, entre otros, es el de la Electrodinámica Cuántica. En este sentido Ortiz mostraba una clara independencia frente a la concepción espiritualista de la física que se propugnaba en esos años.

Por último, la base del aprendizaje está también en saber despertar el interés en los alumnos. Ortiz señaló la importancia de la vocación del profesor, que no debe limitarse a comunicar ciencia, sino a transmitir con entusiasmo. Así, el interés de los alumnos ~~n~~no surgirá si, en primer lugar, el que explica no está íntima y profundamente interesado en aquello que es objeto de su explicación y si, en segundo lugar, no está animado por la vocación de enseñarlo a los demás. (…) hay que comunicar también parte por lo menos del entusiasmo que se siente por lo que se explica, no por lo explicado en sí, sino por el enriquecimiento que supone para la personalidad el entusiasmarse".[1]

Referencias

[1]. R. Ortiz, *Sobre el concepto y los métodos de la Física Matemática*, (inédito), memoria presentada para las oposiciones de cátedra de Física Matemática por la Universidad de Madrid, 1952; *Apéndice*, *Ibídem* Universidad de Barcelona, 1955. Archivo Ramón Ortiz Fornaguera (AROF) (disponible en *ddd.uab.cat* a partir de septiembre 2015).

[3] Actas de oposiciones a la Cátedra de Física Matemática de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Madrid. 1952. Archivo General de la Administración (AGA) Educación 31/5715; *Ibídem* Universidad de Barcelona, 1955, AGA Educación 32/18181.

[4] Correspondencia R. Ortiz, Entre otras muchas, carta de Ortiz a Isidre Polit, 18 enero 1956, AROF C56_3; carta de Isidre Polit a Ortiz, 22 enero 1956, AROF C56_5; Carta de Ortiz a anónimo 18 enero 1956, AROF C56_3.

[5]. P. Soler, ~~L~~a obra científica de Ramón Ortiz Fornaguera (1916-1974): un capítulo de la física matemática, teórica y nuclear en la dictadura franquista", *Actes d'Història de la Ciéncia i de la Técnica, Nova época.* **8** (2015) (aprobado el 27/10/2014, en edición).

[6] J.A. de Azcárraga, ~~C~~ontra el relativisme", *Método*, **23** (1999) (versión en español: ~~c~~ontra el relativismo" disponible en www.uv.es/~azcarrag/articulos.htm).

El Goniobarímetro de Darío Bacas. Construcción de una báscula, basada en propiedades de la cicloide.

J. del Rey Pantín jarepan@gmail.com

C/Ribagorza-5-6B-33208-Gijón. Tf: 606134573

En 1885, el Coronel de Ingenieros de la Armada, Darío Bacas y Montero (Cilleros, Cáceres, 1845-1913) [2], presenta en Madrid la patente de una báscula a la que llama Goniobarímetro [1]. Con este nombre quiere significar una báscula que alcanza el equilibrio al girar un ángulo proporcional al peso que se trata de medir.

El problema mecánico lo resuelve con un diseño como el que se muestra en Fig 1.

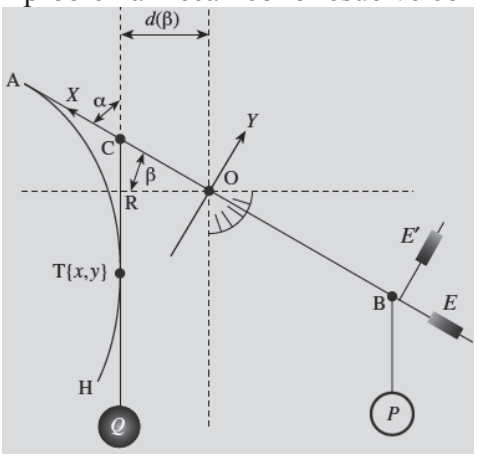


Figura 1.Esquema del Goniobarímetro

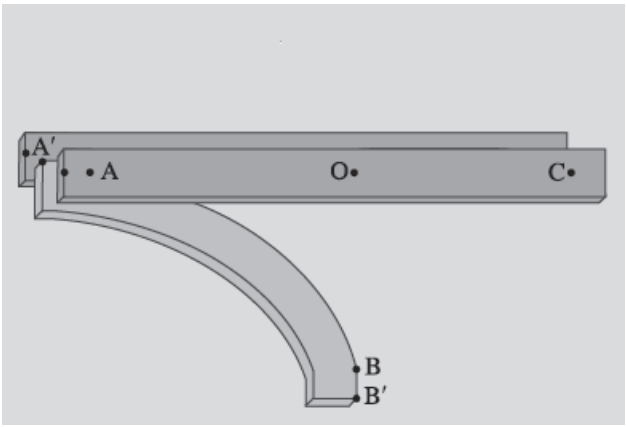


Figura 2. Primera fase de la construcción.

La báscula que gira en torno al punto fijo O. Del punto B cuelga el peso P que se quiere medir. En el otro brazo de la báscula y fijada rígidamente a él, la curva directriz ATH, guía el contrapeso Q, mediante un hilo enrollado en ella, que se va desenrollando a medida que la báscula se inclina, por la acción del peso P. E y E' son dos pesos, que equilibran el de la curva directriz y, su posicionamiento, consigue que el centro de gravedad de la parte móvil, se sitúe exactamente en el punto O. ¿Cuál ha de ser la curva ATH para que el ángulo, en el equilibrio, sea proporcional al peso? Desde la ecuación de equilibrio de los torques

$$Q.d(\beta) = P.OB.cos\beta$$

y sin demasiadas complicaciones matemáticas [5] y [6], se alcanza la respuesta: esa curva ha de ser un arco de cicloide, concretamente el arco comprendido entre el punto de tangente horizontal y el de tangente vertical.

A partir de aquí, se propone la construcción de un modelo de esta báscula como actividad de tiempo libre, con fines tanto didácticos como de entretenimiento. Se trata de fabricar con recursos caseros un instrumento útil en el que se puedan hacer pesadas reales entre 0 y 90 gramos ó entre 0 y 9 gramos, según el contrapeso elegido, con un error máximo del 1%. El proceso pormenorizado de construcción está recogido en [4] y [5]. Junto con la presentación en póster de estos resultados y de un resumen del proceso de construcción, se mostrará un modelo construido de goniobarímetro, Fig. 4, con el que los participantes podrán observar y practicar su funcionamiento.

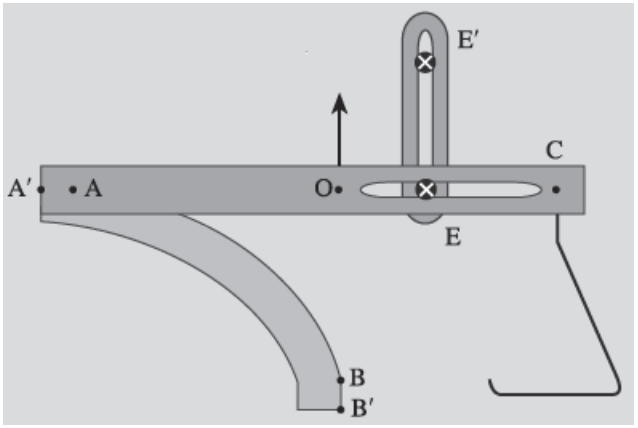


Figura 3. Segunda fase de la construcción.

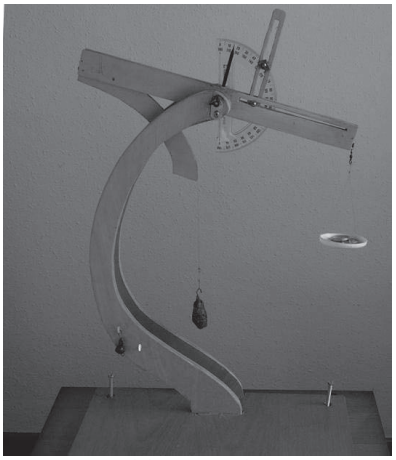


Figura 4. Modelo construido. 2 monedas de 1 euro=15g.

Referencias

[1] D. Bacas, *El goniobarímetro*, Fortanet, Madrid 1885.
[2] P. Bacas, *Darío Bacas Ingeniero Naval 1845-2013*, E. Diputación de Cáceres, Cáceres 1998
[3] J. Rey, *Llull,* **25** (2002) 369.
[4] J. Rey, *Revista Española de Física,* **23-3** (2009) 38.
[5] J. Rey, J.M. Ortiz de Zárate, *Physics Education,* **45** *(2010) 475.*
[6] O. Ciaurri, –Problema 156", *La Gaceta de la Real Sociedad Matemática Española,* **14-2** (2011) 292

Ver para entender: demostraciones de física en los grados de ciencias y tecnología de la Universitat de València

Ch. Ferrer-Roca[1,*], R. Cases[2], A. Cros[1], C. Coll[3], J. L. Cruz[1], N. Garro[1], J.C. Guirado[4],M. J. Hernández[3], J. C. Jiménez[3], D. Martinez[1], M. C. Martinez[1], R. Pedrós[3], C. Roldán[1], J. F. Sánchez[1], F. Silva[5], E. Valor[3], O. Vives[6] , J. Zúñiga[2]

[1]Dep. Física Aplicada, [2] Dep. Física Atómica, [3] Dep. Física de la Tierra y Termodinámica, [4] Dep. Astronomía y Astrofísica, [5] Dep. Óptica , [6] Dep. Física Teórica, Universitat de Valencia

* chantal.ferrer@uv.es

La Facultad de Física de la Universidad de Valencia cuenta con un proyecto único de uso de demostraciones (demos) experimentales en la docencia de física. El núcleo del proyecto es una colección de dispositivos experimentales sencillos desarrollada y mantenida por un grupo de profesores de forma colaborativa y que está disponible para ser utilizada por todo el profesorado de la Facultad. Las demostraciones, su almacenaje y ubicación y el material complementario están pensados para que puedan tomarse en préstamo y usarse en las clases de todas las titulaciones en las que se imparte docencia de física. Creada en 2006, esta colección cuenta actualmente con más de 120 demos, utilizadas por unos 30 profesores de todos los departamentos de la Facultad, involucrados en la docencia de 25 asignaturas de física de 15 grados diferentes de ciencia y tecnología, además de algunos máster. Se realizan 250 préstamos de demostraciones cada curso, para la docencia de más de 2000 estudiantes (www.uv.es/fisicademos) [1, 2]. En esta comunicación presentamos un balance de los desarrollos emprendidos durante los 9 años en que este proyecto ha estado en marcha, el uso de las demostraciones y las valoraciones de profesores y alumnos.

Las demos experimentales se encuentran en el origen de la física como ciencia, e históricamente fueron elementos fundamentales de las discusiones en las primeras academias y salones científicos [1, 2]. De ahí que intervinieran en la docencia de física desde sus inicios y, con algunos cambios (dispositivos más sencillos), se hayan mantenido en muchos países junto a las sesiones experimentales de laboratorio, tanto en la enseñanza secundaria como en la universidad. De hecho, el proyecto "Tuning" de armonización de títulos europeos de física incluye explícitamente el uso de demos en la docencia universitaria [3].

Actualmente y en nuestro país, el uso de las demos en la docencia es más bien excepcional, y el contacto de los estudiantes de secundaria con los fenómenos físicos, bien mediante demos o por realización de prácticas cuantitativas en el laboratorio, es cada vez menos frecuente. La escasa relación entre las asignaturas de ciencias y la asignatura de tecnología en secundaria y la ausencia de una cultura práctica cotidiana (reparaciones caseras, etc.) o manipulativa (preferencia temprana por lo virtual) contribuyen probablemente a un desacoplamiento entre los conceptos y teorías físicas y la realidad percibida, y a una dificultad objetiva para entender las consecuencias inmediatas de los principios físicos. Se razona y cuantifica en la pizarra sobre aspectos de la realidad jamás experimentados y cuyo conocimiento se limita a las ilustraciones del libro. No todo puede verse o experimentarse en el contexto docente, ni las demos son una panacea. Pero hay fenómenos fácilmente reproducibles y comprensibles que evidencian la relación entre la realidad y los principios físicos y su poder predictivo. Se añade el hecho de que muchos estudiantes que cursan grados universitarios de ciencia y tecnología prácticamente no han estudiado física en la enseñanza secundaria. En estos casos el uso de las demostraciones tiene una importancia que va más allá de una mera visualización de fenómenos vistosos y sorprendentes.

La colección cuenta en este momento con 20 demostraciones de mecánica, 12 de oscilaciones y ondas, 28 de fluidos, 16 de termodinámica, 23 de electromagnetismo, 14 de óptica, 8 de física

cuántica y estructura de la materia y 2 de bases de la física. En la página web (abierta) del proyecto se encuentran fichas descriptivas de cada una de ellas con explicación de los fenómenos que se pueden observar, el marco teórico que permite interpretar lo que sucede en términos de magnitudes y leyes físicas, y propuestas de presentación a los estudiantes, o preguntas que se pueden plantear para discutir aquello que se observa. Las demostraciones se realizan en las clases de teoría o problemas y permiten ilustrar algunos fenómenos y discutirlos a la luz de la teoría física que se aborda en cada momento. En muchos casos se pide a los estudiantes que realicen ejercicios conceptuales o cuantitativos relacionados con las demostraciones o su explicación, que también aparecen en las pruebas y exámenes del curso.

Desde 2010 se ha iniciado la elaboración de vídeos de algunas demos con el objetivo de que los estudiantes puedan volver a ver los fenómenos cuando estudian los contenidos de física y puedan reflexionar mejor sobre sus implicaciones. En algunos casos se trata de demos que permiten ver mejor los movimientos que son ralentizados en el video, por lo que se aprecia y entiende mejor lo que sucede. En otros, se trata de demos que no se pueden realizar en clase, (como el lanzamiento de un cohete de agua con aire a presión basado en al conservación del momento lineal), o cuya visión es difícil para quienes están más lejos del profesor. Algunos relacionan aplicaciones o fenómenos cotidianos con demostraciones de conceptos de física (por ejemplo, la velocidad de giro de una patinadora con la conservación del momento angular). Estos vídeos no sustituyen en general el uso directo de las demos en clase, aunque permiten verlas de nuevo, recordarlas y repensarlas.

Se han realizado algunas encuestas a los estudiantes de diferentes titulaciones para conocer su valoración del uso de las demos en las clases y las respuestas son abrumadoramente positivas. El 75% de los encuestados (sobre un total de 120) pertenece a primeros cursos de diferentes titulaciones, como física (55%), química (31%), y otras como ingeniería química, óptica y optometría, farmacia o biología. El 80% de los estudiantes encuestados nunca o casi nunca había visto demostraciones en clase o realizado experimentos de laboratorio en la enseñanza secundaria. El 99% está de acuerdo o muy de acuerdo en que ayudan a entender mejor el significado de los conceptos y principios físicos, reconociendo que tienen una relación directa con los contenidos estudiados en clase. El 95% considera (muy de acuerdo o de acuerdo) que la explicación de los fundamentos físicos de las demos hechas en clase mediante los conceptos desarrollados en los diferentes temas de la asignatura ha sido en general clara y comprensible. Mayoritariamente están muy de acuerdo (84%) o de acuerdo (15%) en que la clase es más amena. Y un 77% está muy de acuerdo (34%) o de acuerdo (43%) en que la visualización de los fenómenos físicos hace que la física parezca más fácil. Aunque estas encuestas de satisfacción no permiten relacionar directamente el uso de las demos con los resultados académicos, si se puede afirmar que la percepción de la física mejora, también entre estudiantes que prácticamente no la han estudiado con anterioridad. Esto contribuye a normalizar una docencia que se ve lastrada tanto por la falta de formación previa como por el peso del prejuicio. Tanto esta experiencia de trabajo colaborativo (creación y mantenimiento de la colección de demos y los materiales complementarios) como el uso directo y sistemático de las demos en las clases de pizarra son trasladables a la docencia de física de otras universidades.

Agradecimientos: Este trabajo cuenta con la financiación del proyecto docente UV-SFPIE_DOCE14-223091.

Referencias

[1] Ch . Ferrer Roca et al. INTED2012 6th International Technology, Education and Development Conference, pp. 6436-6443, ISBN 978-84-615-5563-5, Valencia 2012

[2] Ch . Ferrer Roca et al., 19º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física, Ciudad Real, 7-11 Sep 2009. (p. 52-53)

[3] –Tuning Educational Structures in Europe. Informe Final, fase Uno". J. Gonzalez y Robert Wagenaar eds.. Univ. de Deusto 2003. ISBN: 84-7485-892-5 http://www.escuelasdearte.es/recursos/tuning.pdf (enlazado el 6/4/2014)

Fotoquímica: conexiones docentes entre la física y la química

J.M. Arsuaga[1,*], A. Arencibia[1], A. Sotto[1]

[1]Departamento de Tecnología Química. Escuela Superior de Ciencias Experimentales y Tecnología (ESCET). Campus de Móstoles de la Universidad Rey Juan Carlos (C/Tulipán, s/n. 28933 – Móstoles, Madrid)

* jesusmaria.arsuaga@urjc.es

La fisicoquímica o química física es el puente natural de conexión entre estas dos disciplinas científicas no siempre bien avenidas; de hecho, los especialistas de la materia han tenido a veces un difícil encaje académico por las suspicacias que generaban tanto a químicos como a físicos. De forma muy simplificada, junto con la química cuántica y la espectroscopia, la fisicoquímica tiene cuatro grandes campos de acción: electroquímica, termodinámica química, cinética química y fotoquímica. De todos ellos, la fotoquímica es el gran ausente en el ámbito docente, incluso universitario. La formación en este campo tanto de los graduados en Química como, muy especialmente, en Física es prácticamente nula.

Cierto es que algunos procesos fotoquímicos como la fotosíntesis, el smog fotoquímico y la formación/destrucción de la capa de ozono (Fig. 1), reciben cierta notoriedad mediática e incluso curricular en el ámbito de la educación secundaria, pero muchas veces esto incluso empeora la situación dado que la sociedad frecuentemente reconoce como autoridad en la materia a efectos informativos e incluso docentes a colectivos inadecuadamente preparados. Dado que la RSEF forma parte del Comité Español para la celebración del Año Internacional de la Luz 2015, una incursión en el mundo de la fotoquímica parece apropiada en este 25º Encuentro Ibérico de Gijón.

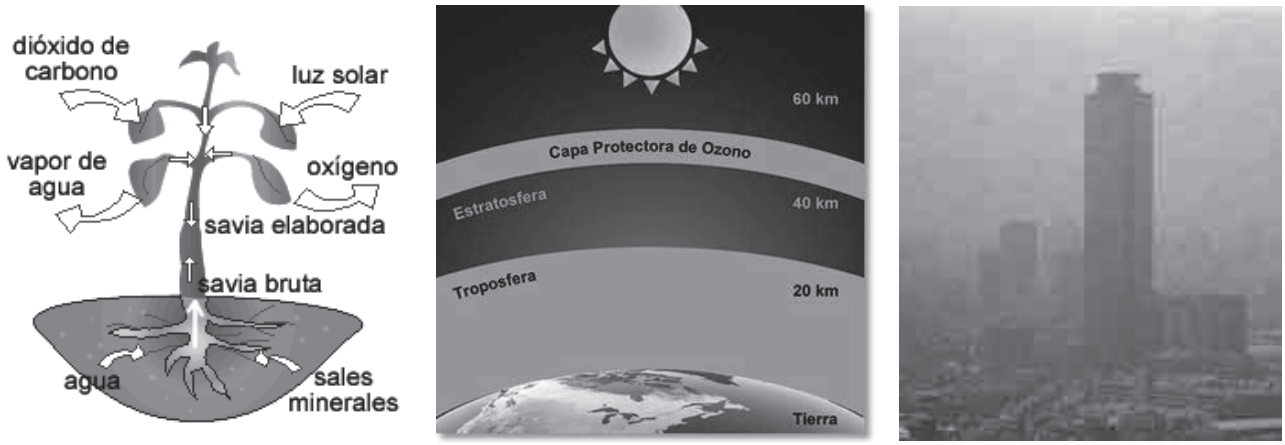


Figura 1. La fotosíntesis (izquierda), las características de la capa de ozono (centro), ambas en versión para Ed. Primaria, y la problemática medioambiental del smog fotoquímico (derecha) son tres aspectos de interés general típicamente fotoquímicos.

La comunicación sobre fotoquímica que aquí se extracta está dividida en tres partes. En primer lugar se ofrece un breve resumen histórico de la materia donde se mencionarán los principales hitos experimentales que han conducido al actual desarrollo de la especialidad. La segunda parte de la comunicación consiste en un breve análisis sobre el papel que los procesos fotoquímicos reciben en el nuevo currículo ESO/Bachillerato de la LOMCE [1,2]. Por último, se esbozará una propuesta docente de la materia como asignatura optativa interdisciplinar en grados universitarios de ciencias.

Los autores desean agradecer a la Universidad de Mayores de la Universidad Rey Juan Carlos el apoyo económico necesario para la asistencia y participación al 25º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física (Gijón, 2015).

Referencias

[1] http://www.boe.es/boe/dias/2015/01/03/
[2] http://www.boe.es/boe/dias/2015/01/29/

Enseñando energías renovables con un proyecto colaborativo

N. Arias Ávila[1*], V. Tricio Gómez[2]

[1]Universidad Distrital Francisco José de Caldas, Bogotá, Colombia.
[2]Universidad de Burgos, España.

* narav2@gmail.com

Introducción

Es comúnmente aceptado que el esquema de producción de energía, basado en combustibles fósiles, es insostenible; además se ha comprobado que su empleo indiscriminado tiene efectos nocivos sobre el ambiente. Por ello es clara la necesidad de modificar el modelo energético vigente, sustituyendo los combustibles fósiles; en ese proceso las energías renovables jugarán un papel fundamental. Dicho proceso implica la necesidad de un cambio en la mentalidad de las personas, y a la educación le corresponde una parte esencial e insustituible en el mismo. [1,2,3]

Dada la importancia de la energía para el desarrollo sostenible, y partiendo de la premisa de la necesidad de enseñar energías renovables (ER) y temas relacionados, particularmente en los niveles básico y medio de educación, las universidades de Burgos (UBU) y Distrital de Bogotá (UDFJC), dentro de un Convenio interinstitucional, han formulado el PROCOLER (Proyecto colaborativo en Energías Renovables). La intención principal de dicho proyecto es brindar al profesorado de educación básica y media una herramienta que, a modo de guía de orientación y apoyo, le ayude en el proceso de enseñanza de las ER y de algunos temas relacionados.

El proyecto se basa en el libro: Cartilla para la enseñanza de las Energías Renovables (CEER) publicado en la UBU, por los autores del presente trabajo. [4]

Objetivos

General:

- Evaluar las temáticas, estructura y metodologías propuestas en la CEER, por medio de su implementación, en colegios de Bogotá y Burgos.

Específicos:

- Revisar los planes curriculares de dichos colegios, en lo referente a las ER y temas afines.
- Implementar la metodología planteada en la CEER.
- Elaborar materiales, por parte de los integrantes de los colegios.
- Crear y mantener un sitio web centrado en la enseñanza y difusión de las ER y temas relacionados en los niveles básico y medio de educación.
- Vincular a estudiantes de pregrado y posgrado (Maestría) al proyecto.
- Revisar y actualizar la CEER, de acuerdo a los resultados de proyecto.
- Posibilitar la ampliación del proyecto a otras ciudades.

Metodología

La metodología se ha resumido en cinco etapas: preparación, revisión y análisis de documentos, ejecución, informes y retroalimentación, y difusión. La metodología general que mejor define la participación de los profesores en el proyecto es la investigación-acción.

El proyecto, que fue aprobado por la UBU y cuenta con el aval de la Licenciatura en Física de la UDFJC, se ha presentado en varias reuniones a diferentes profesores de secundaria de Burgos y Bogotá. Actualmente se adelantan las gestiones para el inicio formal del mismo en planteles ―piloto".

Agradecimientos

Se agradece a la Universidad Distrital Francisco José de Caldas de Bogotá y a la Universidad de Burgos por el apoyo otorgado para la realización de este trabajo.

Referencias

[1] G. Boyle, *Renewable Energy. Power for a Sustainable Future*, 2d. Ed., Oxford, New York, 2004.
[2] C. Gutiérrez, C. Gutiérrez, *La actuación frente al cambio climático: guía para un consumo sostenible*, Universidad de Murcia, Murcia, 2009.
[3] M. Heras, *Fuentes de energía para el futuro*, Ministerio de Educación, Madrid, 2008.
[4] N. Arias Ávila, V. Tricio Gómez, *Cartilla para la Enseñanza de las Energías Renovables*, Editorial Universidad de Burgos, Burgos, 2012.

Un manuscrito atribuido a Diego Pérez de Mesa (1563-c.1632) en la Biblioteca Histórica de la Universidad Complutense

José María Ortiz de Zárate Leira*

Departamento de Física Aplicada I. Universidad Complutense. Plaza de las Ciencias 1, 28040 Madrid

*e-mail: jmortizz@fis.ucm.es

Resumen

La Biblioteca Histórica de la Universidad Complutense custodia, con la Signatura BH MSS 205, un manuscrito antiguo que contiene material diverso de naturaleza científica, astronómica y cosmográfica, pero, principalmente, astrológica. El material se atribuye a Diego Pérez de Mesa, una figura interesante y polifacética de la ciencia española en el siglo de oro. Pérez de Mesa nació en Ronda en 1563, y fue alumno de Jerónimo Muñoz en Salamanca (1577-1581). Entre 1585 y 1595 ocupa la cátedra de matemáticas (incluyendo astronomía, cosmografía y astrología) de la Universidad Complutense, entonces en Alcalá de Henares. En 1595 se traslada a Sevilla donde continúa su labor docente hasta 1600-1601 cuando pasa al servicio del cardenal Gaspar de Borja y Velasco, que ocupó diversos cargos políticos de la administración española en Italia (Roma y Nápoles). El último dato biográfico que se conserva es un manuscrito, datado en 1632, y dedicado al cardenal que por entonces había vuelto a España como arzobispo de Sevilla.

Como la mayoría de los científicos españoles de la época, Pérez de Mesa publicó muy poco en vida y la mayoría de sus obras se conservan en manuscritos. Desde una perspectiva actual, quizá lo más interesante sea un curso de álgebra, conservado en la Biblioteca de la Universidad de Salamanca, que recientemente ha estudiado Fátima Romero [1]. Nosotros hemos leído el manuscrito que se conserva la Complutense, que procede de la "Librería del Colegio de S. Ildefonso", por lo que parece ha estado en posesión de la universidad desde época original. El contenido es misceláneo, y debe considerarse más como apuntes personales para clase que como una monografía coherente y completa. Contiene un Curso de Astrología Judiciaria en castellano, un Tratado de Gnómica en latín y un Tratado de los círculos de la esfera y relojes horizontales, en castellano. Además contiene material diverso, como poesías, el catálogo de una biblioteca personal, horóscopos también personales, hojas con cálculos, copias de obras de otros autores, tablas con latitudes y longitudes de diversas ciudades españolas, etc.

El objetivo de nuestra comunicación es presentar el manuscrito, efectuar un análisis preliminar de su contenido y situarlo en el contexto más amplio de las obras conservadas de Pérez de Mesa.

El estudio de la vida y obra de Pérez de Mesa muestra, desde una perspectiva española, la importancia de la astrología en las sociedades europeas del renacimiento y, aunque ahora pueda resultar paradójico, el relevante papel de la astrología en el desarrollo de la revolución científica [2].

Agradecimientos

Agradezco a Víctor Navarro Brotóns y a Darrel Rutkin sus comentarios, que me han servido de ayuda e inspiración durante la realización de este proyecto.

Referencias

[1] Fátima Romero Vallhonesta, *Algebraic symbolism in the first algebraic works in the Iberian Peninsula*, Philosophica, vol. 87 (2012), pp. 117-152

[2] Darrel Rutkin, *Reframing the Scientific Revolution: Astrology, Magic and Natural Knowledge. Volume I (1250-1500)*. En peoceso de publicación (2015), Springer, Dordrecht.

Observación directa y medida del ritmo de evaporación de un líquido

Rafael Garcia-Molina[1,2*], José Antonio Ibáñez Mengual[1], Josip Slisko[2], Isabel Abril[4]

[1]Departamento de Física, Universidad de Murcia, 30100 Murcia, España
[2]Centro de Investigación en Óptica y Nanofísica, Universidad de Murcia, 30100 Murcia, España
[3]Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, A. P. 1152, 72001 Puebla, México
[4]Departament de Física Aplicada, Universitat d'Alacant, 03080 Alacant, España

* rgm@um.es

La evaporación desempeña un papel importante en fenómenos atmosféricos, procedimientos tecnológicos e, incluso, en el funcionamiento de algunos juguetes, como el pajarito bebedor [1]. Debido a su importancia, el fenómeno de la evaporación tiene una presencia significativa en los currículos de disciplinas científicas.

A pesar de ello, numerosos estudios en todos los niveles educativos, han puesto en evidencia que el aprendizaje conceptual de la evaporación por parte de los estudiantes no es satisfactorio. Además de la falta de visión científica sobre la evaporación, los estudiantes desarrollan ideas erróneas sobre este fenómeno, tales como las siguientes: (i) la evaporación es un proceso que tiene lugar en un plazo largo de tiempo, (ii) la evaporación sólo ocurre a la temperatura de ebullición, y (iii) la temperatura de un líquido no cambia durante el proceso de evaporación.

En esta comunicación mostramos cómo puede observarse a simple vista el proceso de evaporación, así como realizar medidas cuantitativas que permiten relacionar la evaporación con magnitudes características de los líquidos que se están evaporando, tales como su masa molecular y su presión de vapor, así como la temperatura a la cual transcurre el proceso.

El ritmo de evaporación de un líquido puede observarse directamente a simple vista mediante una balanza digital, como las que se encuentran habitualmente en los laboratorios de física. Para ello basta con colocar sobre el plato de la balanza una placa Petri (u otro recipiente similar) con una pequeña cantidad de líquido. En unos pocos segundos se observa cómo va disminuyendo la masa que indica la pantalla de la balanza. Esta variación de masa es tanto más notable cuanto más volátil sea el líquido y mayor sea la sensibilidad de la balanza (es decir, cuantos más «ceros» tenga). Los resultados que presentamos en esta comunicación corresponden a las observaciones realizadas con agua, etanol y acetona, empleando una balanza cuya sensibilidad es de 0,001 g.

En la Fig. 1 se puede ver la placa Petri (con líquido) colocada sobre el plato de la balanza; en la pantalla de la misma se aprecia la disminución de masa desde que se taró a cero la balanza. De esta forma se comprueba mediante observación directa que el proceso de evaporación conlleva una pérdida de masa a un ritmo que puede detectarse a simple vista. Si se utiliza una balanza de menor sensibilidad, también es posible apreciar que disminuye la masa del líquido, pero el ritmo al que cambian los números en la pantalla es más lento, por lo que en estos casos conviene emplear un líquido muy volátil.

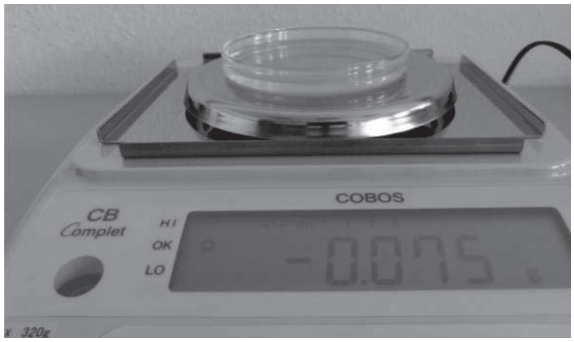


Figura 1. La balanza indica que se han evaporado 0.075 g del líquido que contiene la placa Petri. Este proceso ha tenido lugar en un periodo de tiempo de unos pocos segundos, de manera que los estudiantes pueden comprobar a simple vista la pérdida de masa debida al proceso de evaporación.

Por otra parte, hemos empleado una cámara digital para grabar la pantalla de la balanza durante varios minutos, mientras el líquido se está evaporando. Posteriormente se ha elaborado una tabla con la masa que registra la balanza en los instantes que indica el visor de tiempo de la grabación. Procediendo de esta forma se obtienen las gráficas del ritmo de evaporación que se muestran en la Fig. 2, correspondientes a los diferentes líquidos estudiados en este trabajo.

Es importante medir la temperatura de los líquidos durante todo el tiempo que se está grabando el proceso de evaporación. Para ello se ha empleado un termómetro de infrarrojos, el cual no

perturba la evaporación porque no está en contacto con el líquido. Las temperaturas registradas fueron aproximadamente las siguientes: agua (T=22 ºC), etanol (T=22 ºC) y acetona (T=23 ºC para tiempos menores que 300 s, T=16 ºC a partir de 300 s). Mientras que para el agua y el etanol la temperatura del líquido se mantuvo prácticamente constante, en el caso de la acetona, que es mucho más volátil, se aprecia un claro enfriamiento del líquido a medida que se va evaporando.

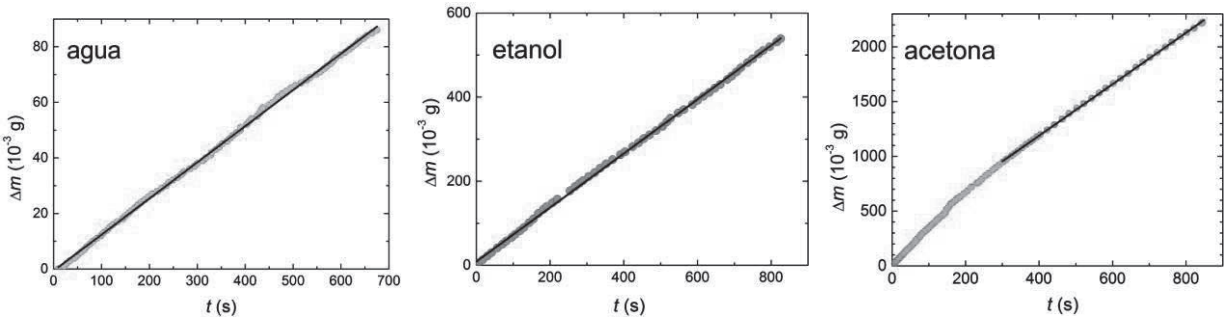


Figura 2. Ritmos de evaporación de agua, etanol y acetona. Los símbolos corresponden a datos experimentales, mientras que las líneas rectas son el resultado de un ajuste mediante regresión lineal. En el caso de la acetona puede apreciarse que la pendiente cambia a mitad de la gráfica, debido a la notable disminución de la temperatura de la acetona durante la evaporación. Por este motivo tan solo se ha realizado el ajuste lineal a partir de 300 s. En todos los casos los líquidos se colocaron en placas Petri del mismo tamaño.

A partir de la ecuación para el ritmo de evaporación [2] es posible relacionar la presión de vapor del líquido, p, con la reducción de masa Δm que experimenta dicho líquido cuando ha transcurrido un tiempo Δt:

$$\Delta m/\Delta t = p\,\alpha\,, \qquad (1)$$

donde $\alpha = A\sqrt{M/(2\pi RT)}$, siendo A la superficie de evaporación, M la masa molecular y T la temperatura del líquido; R es la constante de los gases.

En la tabla 1 aparecen los ritmos de evaporación que se obtienen de los ajustes por mínimos cuadrados a partir de los datos experimentales que se muestran en la Fig. 2. También se presentan las presiones de vapor correspondientes a cada temperatura y las masas moleculares de cada sustancia.

A partir de los datos que aparecen en la tabla 1 es posible obtener el cociente de los ritmos de evaporación experimentales y compararlos con el cociente de los ritmos de evaporación predichos por la ecuación (1). Estos valores se presentan en la tabla 2. Puede comprobarse que hay un acuerdo razonablemente bueno entre los datos predichos teóricamente y los medidos mediante el procedimiento que se ha explicado previamente.

Tabla 1. Valores experimentales de la temperatura y el ritmo de evaporación de los líquidos estudiados en este trabajo. También se dan las correspondientes presiones de vapor y masas moleculares.

	T (K)	$\Delta m/\Delta t$ (mg/s)	p (mmHg)	M (g/mol)
agua	295	0.13	19.7	18,0
etanol	295	0.64	51.3	46.1
acetona	289	2.35	157.5	58.8

Tabla 2. Cociente entre ritmos de evaporación obtenidos experimentalmente y predichos teóricamente, mediante la ecuación (1).

	experimental	teórico
agua/etanol	0.20	0.24
agua/acetona	0.055	0.069
etanol/acetona	0.27	0.29

Mediante esta experiencia es posible mostrar a los estudiantes que la evaporación tiene lugar mientras haya líquido expuesto al aire, sin necesidad de que éste hierva y que su temperatura se reduce a medida que se evapora. Además, también se puede relacionar el ritmo de evaporación con magnitudes características de la naturaleza molecular de la sustancia que se evapora.

Referencias

[1] J. Güémez, La física del pájaro bebedor. *Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias* **8** (número extraordinario), (2011) 399-403.

[2] I. Langmuir, The vapor pressure of metallic tungsten. *Physical Review* **2** (1913) 329-342.

Sobre el origen del sonido emitido por gong sobre el que se dispara un flash

Rafael Garcia-Molina[1*], Javier Abellán[1]

[1]Departamento de Física - Centro de Investigación en Óptica y Nanofísica, Universidad de Murcia, 30100 Murcia, España

* rgm@um.es

Si se dispara un flash a corta distancia de un gong (o cualquier placa metálica delgada con un factor de calidad *Q* elevado), éste emite un sonido similar al que produciría si hubiera sido golpeado por un objeto, aunque de menor intensidad. Esta experiencia se ha convertido en un clásico de la física recreativa, a pesar del poco tiempo transcurrido desde que fue propuesta [1]. Sin embargo, la explicación del fenómeno por el cual vibra (y emite sonido) el gong es objeto de debate entre algunos profesores y divulgadores [2], y hasta la fecha no se ha propuesto ningún experimento que aclare de forma concluyente el origen del estimulo que produce el sonido emitido por el gong.

En esta comunicación demostramos que, como cabía esperar, el sonido procedente del gong se debe a la incidencia de la onda acústica emitida súbitamente por el flash. La otra explicación, que suele ser la que primeramente sugieren muchas personas, es que el sonido emitido por el gong se debe a la presión de radiación de los fotones procedentes del flash.

Para realizar nuestro estudio, hemos colgado verticalmente un gong con un alto valor de *Q*, delante del cual se han colocado dos micrófonos de condensador electret (extraídos de los micrófonos que se conectan típicamente a los ordenadores). Uno de los micrófonos (al que llamaremos 1) está orientado hacia el flash, mientras que el otro (que denominaremos 2) está orientado hacia el gong. La distancia *D* entre la abertura del micrófono 1 y el flash, así como la distancia *d* entre la abertura del micrófono 2 y el gong, se miden mediante una regla graduada en milímetros. Mediante el programa Audacity [3] se registra la llegada de señales a cada micrófono, las cuales son de dos tipos, principalmente.

La primera señal que queda registrada (simultáneamente) en ambos micrófonos corresponde a la llegada del destello luminoso emitido por el flash; este registro puede deberse a la sensibilidad de los electrets ante la incidencia de un fuerte destello. Esta señal se toma como origen de tiempos, dado que podemos considerar que la velocidad de la luz es infinita para las cortas distancias que intervienen en la experiencia.

A continuación de esta señal de referencia, aparece un pico mucho más intenso, que corresponde a la llegada del sonido a cada micrófono, seguido de otro pico debido al sonido reflejado en el gong. El tiempo transcurrido entre la llegada de las señales acústicas a cada micrófono se determina a partir del instante de referencia en que llegó el destello luminoso. La Fig. 1 muestra un espectro típico registrado en los dos micrófonos.

En la tabla 1 aparecen los tiempos transcurridos entre el instante en que se disparó el flash y el instante en que la señal acústica llegó a cada micrófono, así como las distancias de cada micrófono respecto del flash y del gong, *D* y *d*, respectivamente.

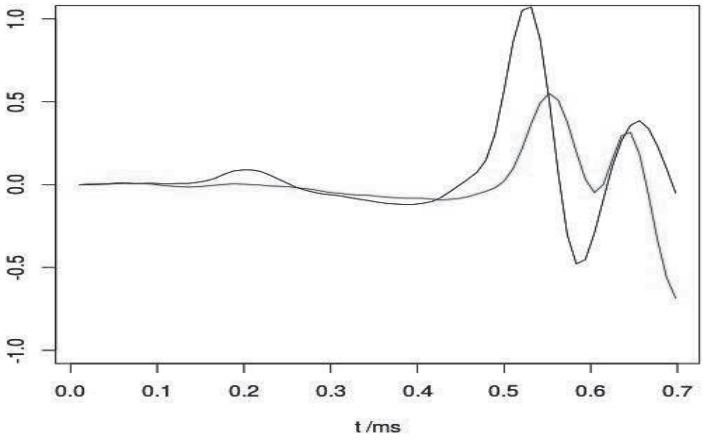


Figura 1. Espectro típico registrado en los dos micrófonos. La línea negra corresponde al micrófono 1 (encarado al flash); el pequeño pico inicial sirve como referencia para determinar el momento en que se disparó el flash. La línea roja corresponde al micrófono 2 (encarado al gong). El primer gran pico (posterior al de referencia) corresponde a la llegada directa de la onda acústica procedente del flash. El siguiente pico se debe al sonido que procede del gong.

Puede apreciarse que la velocidad de la señal que llegó a los micrófonos procedente del flash, bien sea directamente, bien sea tras rebotar en el gong, corresponde muy aproximadamente a la velocidad del sonido, tal como corresponde al caso en que la señal que llega al gong haciéndolo sonar es la debida a una onda acústica. Además, si el sonido del gong se debiera a la onda de presión de los fotones, el tiempo que transcurriría entre la llegada de la onda al primer micrófono y luego al segundo micrófono sería la mitad del registrado en este experimento.

Tabla 1. D representa la distancia entre el flash y el micrófono 1 (encarado al flash), d es la distancia entre el gong y el micrófono 2 (encarado al gong); t_{01} es el tiempo transcurrido desde que se dispara al flash hasta que llega el sonido al micrófono 1, t_{12} es el tiempo transcurrido entre la llegada del sonido al micrófono 1 y luego al micrófono 2; D+2d es la distancia que recorre la señal emitida por el flash desde que se dispara y llega al micrófono 2 tras rebotar en el gong; t_{02} es tiempo transcurrido desde que se disparó el flash hasta que llegó el sonido al micrófono 2. También de dan las velocidades obtenidas al dividir la distancia recorrida por la señal entre el tiempo empleado.

D (mm)	t_{01}(ms)	v_{01} (m/s)	d (mm)	t_{12}(ms)	v_{12} (m/s)	$D+2d$ (mm)	t_{02}(s)	v_{02} (m/s)
134	0.461	330	22	0.134	328	178	0.595	329
84	0.324	315	22	0.129	340	128	0.453	322
75	0.288	322	33	0.221	300	141	0.510	312

Así pues, mediante este experimento, en el que se han utilizado materiales de fácil adquisición, se ha dilucidado que el sonido emitido por el gong cuando se le dispara un flash a corta distancia se debe a la incidencia de la onda acústica provocada por el flash y no a una onda de presión de fotones.

Referencias

[1] A. Serrano, Hearing a Camera Flash. *The Physics Teacher* **43** (2005) 309.
[2] C. Chiaverina, Small wonders. *Forum on Education of the American Physical Society Newsletter* (Fall 2007) 5-7. <http://www.aps.org/units/fed/newsletters/upload/fall07.pdf>.
[3] Audacity. Programa libre para editar grabaciones y sonidos <http://audacity.sourceforge.net>.

Explorando los errores conceptuales durante varios cursos en un Laboratorio Virtual de Física

J. Ablanque, R:M. Benito, J. C. Losada

Grupo de Innovación Educativa –Física Interactiva". Departamento de Física y Mecánica. ETSI Agrónomos. Universidad Politécnica de Madrid. Av. Complutense, s/n. 28040-Madrid
E-mail: jablanque.agronomos@upm.es

Introducción

Esta comunicación describe los resultados llevados a cabo durante varios años con los estudiantes que cursan la asignatura Laboratorio virtual de Física, una asignatura de libre elección de la Universidad Politécnica de Madrid. Explicaremos nuestra experiencia y analizaremos algunos de los errores conceptuales cometidos por parte de los alumnos durante estos años.

Descripción del material didáctico

A la hora de plantearnos la elaboración de los materiales se tuvieron presentes las ventajas que aporta al alumnado un laboratorio de Física, como por ejemplo: su contribución en el desarrollo de destrezas para identificar, plantear y resolver problemas, así como en la mejora de la asimilación de los conceptos explicados en las clases teóricas y el fomento del trabajo en grupo. Además, al tratarse este caso de un Laboratorio Virtual, los alumnos trabajan la competencia digital.

El Laboratorio Virtual de Física consta de un conjunto de materiales didácticos interactivos que cubren las prácticas más habituales en un laboratorio de Física General y está instalado en la Plataforma Institucional de Telenseñanza de la Universidad Politécnica de Madrid. Desde hace varios años es utilizado para impartir la asignatura del mismo nombre y cada práctica presenta los apartados:

- *Objetivos*: objetivos a alcanzar al término de la experiencia.
- *Material*: listado de equipos y herramientas necesarios.
- *Introducción teórica*: conceptos necesarios para abordar la experiencia.
- *Montaje*: descripción de los equipos y del montaje de la práctica.
- *Registro y tratamiento de datos*: desarrollo paso a paso de la experiencia.
- *Aplica*: ejercicios propuestos.
- *Amplía*: ampliación de contenidos.

Descripción de la experiencia

Desde el año 2009 se están estudiando los datos de esta asignatura. Al inicio de cada curso se solicitó a los alumnos que contestaran un test de conocimientos previos con el fin de conocer el nivel con el que partía cada grupo. Este test contiene algunos conceptos básicos y necesarios para afrontar con éxito las distintas experiencias de laboratorio. Algunas de las preguntas se repitieron a lo largo del curso insertadas en los cuestionarios de cada experiencia y también en el cuestionario final de la asignatura, lo que nos han servido a modo de comprobación sobre la asimilación conocimientos por parte del alumnado.

Para esta comunicación y a modo de ejemplo, presentaremos las respuestas de los distintos cursos sobre algunas de las preguntas, aquellas que por la experiencia hemos visto que presentan una mayor dificultad. Para ello, se comparan los resultados de la pregunta presente en los cuestionarios iniciales (realizados a partir de 2010) con los resultados obtenidos cuando se contesta una vez trabajada la práctica.

Algunos resultados de la evaluación de la experiencia

El alumnado durante estos años provino de las distintas escuelas de la Universidad Politécnica de Madrid y en su mayor parte de: Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicaciones, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Aeronáuticos, Escuela Universitaria de Ingeniería Técnica Aeronáutica, Escuela Universitaria de Arquitectura Técnica y Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Industriales.

Hemos comprobado que los alumnos inician el curso cada vez con mayores conocimientos informáticos, dato que queda confirmado por su mayor dominio de la hoja de cálculo y que las mayores carencias conceptuales que presentan los alumnos tienen lugar en los conceptos de incertidumbre y precisión de los instrumentos de medida, en el manejo de las hojas de cálculo para realizar el ajuste por mínimos cuadrados y en el montaje de los equipos. Los conceptos teóricos los tienen asimilados en su mayoría pero presentan deficiencias al desarrollar la práctica paso a paso hasta expresar el resultado final acompañado de su incertidumbre. A modo de ejemplo se insertan algunas gráficas.

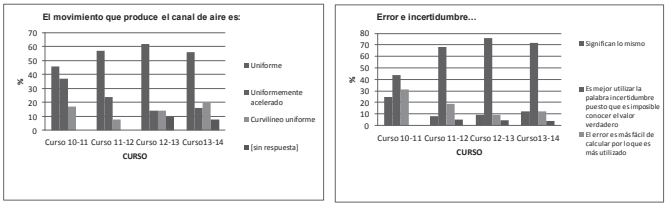


Figura 1.Cuestionarios de inicio del curso.



Figura 2. Respuestas del test de la primera práctica.

A la vista de los resultados, consideramos que esta metodología de la enseñanza contribuye a reforzar el contenido de las clases teóricas, a promover actitudes científicas y a que el alumnado se familiarice con un laboratorio de Física convencional.

Referencias

1. J. Ablanque, R. M. Benito, J. C. Losada, L. Seidel, *Laboratorio de Fisica con soporte interactivo en Moodle.* Editorial Pearson (2010).
2. J. Ablanque, R. M. Benito, J. C. Losada, L. Seidel, Relada 3 (2): 107, (2009).
3. R. M. Benito, J. Ablanque, XXXIV Reunión Bienal de Real Sociedad Española de Física. (2013).

Nuestra historia en la web: El Museo Virtual del Patrimonio del IES "Pedro Espinosa"

M. M. Ariza[1,*], A. M. Naz[2], F. J. González[3]

[1]IES –Pedro Espinosa". 29200-Antequera (Málaga)
[2]IES –Martín Rivero". Fernando de los Ríos, 1. 29400-Ronda (Málaga)
[3]IES –Pedro Espinosa". 29200-Antequera (Málaga)

* matiarizamontes@gmail.com

Introducción

La idea de hacer un museo virtual del patrimonio en el IES –Pedro Espinosa" surgió de la necesidad de exponer al mundo nuestro legado científico-histórico, de crear un espacio nuevo donde la comunidad educativa, en particular, y el público, en general, tuvieran la posibilidad de enriquecer su cultura a través de la web.

Desde 2003 con motivo del 75 aniversario del instituto, se cuenta con una exposición permanente de aparatos científicos y fue la base para crear los códigos QR de los mismos hace tres años, que dio lugar al museo virtual que ahora se presenta.

Desarrollo de la actividad

En primer lugar, se cogió toda la documentación del material científico-histórico con que contaba el centro para mejorarla y ampliarla como consecuencia de la creación del museo virtual.

Se trata de un museo en construcción permanente, no sólo en su comienzo sino porque continuamente se irán incluyendo nuevos materiales a los ya existentes además de ampliarlos con nuevas investigaciones. De ahí, que nuestro museo se asemeja más a un organismo vivo que a un objeto inanimado.

El Museo Virtual del Patrimonio del IES –Pedro Espinosa" pretende adoptar funciones muy diversas, actuando no sólo como museo, sino también como centro de exposición, escuela, laboratorio, cine, periódico, arte y diseño, incluso teatro, un lugar donde todo y todos tengan cabida, un espacio que ofrezca una respuesta a tanto desconocimiento científico-histórico y donde los alumnos tengan fácil acceso a su contribución y donde se vea reflejado su trabajo al hacerlos protagonistas.

Decía Hopper Greenhill que –los museos deben ser medios de comunicación en un sentido muy amplio" y estamos totalmente de acuerdo, de ahí, que hayamos querido potenciar el mayor número de ofertas y posibilidades para su creación a través de su contenido, legado que nos dejaron los fundadores de los centros educativos de enseñanza media a mediados del siglo XIX, con la clasificación del material científico-histórico en cada uno de los apartados y donde los alumnos colaboran desde ámbitos tan dispares como la ciencia, el arte, la geografía, la historia, los idiomas, el diseño, etc.

Esta creación es un eslabón más del esfuerzo que los institutos históricos de España está realizando para difundir su patrimonio. Por ello, no debemos olvidar que es una creación en auge, un proyecto ambicioso y por qué no decirlo, un proyecto excepcional en el que los institutos históricos están una vez más ofreciendo material de un valor incalculable para la sociedad del

conocimiento, una iniciativa única, ya que sin haberla planificado instituciones políticas, es un tipo de museo creado con el esfuerzo, la ilusión y la pasión de todos los que nos interesa sacar del olvido tanto material valioso como existe en nuestros centros educativos.

Gracias a la nuevas tecnologías, alcanzaremos la mayor escala, la escala mundial, donde la posibilidad de adentrarse en cualquier rincón del planeta ya es posible gracias a la web y donde apostamos porque sea una incorporación a la cultura, un fenómeno que es imprescindible en esta, nuestra sociedad de la información, para convertirla en conocimiento, sin olvidar que cualquier persona con móvil puede acceder a este material a partir de los códigos QR con que cuenta el material del museo.

Como conclusión, destacar la internacionalidad del museo y potenciar que los centros educativos no son el único escenario del proceso educativo y que necesitan de otros pilares, como son los museos virtuales de los institutos históricos, ayudando a ese gran cambio en la pedagogía que está ocurriendo en los últimos años.

Al mismo tiempo, destacar la percepción pública del papel social de la creación de nuestro museo, pues se está potenciando el creciente interés del gran público por la ciencia y la tecnología, aumentando el éxito de quien nos visita, ya que el público puede utilizar todos los recursos disponibles con toda la flexibilidad de horario, lo que hace muy atrayente entrar y descubrir este museo.

Por todo ello y por todo lo que nos importa, creemos que es una forma más de seducir a la población de que la ciencia y la cultura van de la mano, a la par que son atractivas como cualquier tipo de sabiduría.

Nuestro más sincero agradecimiento por su inestimable ayuda a los miembros del departamento de Física y Química del IES "Pedro Espinosa": Rafael Jiménez Morales, Visitación Bracho del Río y Carlos Puga Pérez y a la profesora de Francés, Leonor Sillero Serrano; al alumnado de Física, Química y Ciencias para el Mundo Contemporáneo de Bachillerato y 4º de la ESO por su colaboración creando y traduciendo del francés nuevos materiales; a Elfin Toar Moningka por la incansable colaboración en la creación del material fotográfico; a la ANDPIH por su valioso apoyo, refuerzo y colaboración continua; y a todos los miembros de la comunidad educativa del IES "Pedro Espinosa" que, con su aportación, han contribuido a que este proyecto se haga realidad.

Referencias

[1] A. Sebastián y otros. *Instrumentos científicos para la Enseñanza de la Física,* Ministerio de Educación , Cultura y Deporte, 2000.
[2] E. Leybold's Nachfolger. *Instalaciones y aparatos para la Enseñanza de la Física*, Colonia (Alemania).
[3] F. Gires y otros. *L'Empire de la Physique*, ASEISTE, Niort, 2006.
[4] https://rsef.es
[5] https://sites.google.com/site/andelpih/

Despliegue de un laboratorio de medidas de bajo nivel como actividad formativa complementaria al diseño curricular de Grado

Diego Ramírez[1,*], Sergio I. Ravelo[1]

[1]Departamento de Ingeniería Electrónica, Escuela Técnica Superior de Ingeniería, Universitat de València, Avda. de la Universitat, s/n, 46100-Burjassot, España
* ramirez@uv.es

El Real Decreto 1393/2007 por el que se establece la ordenación de las enseñanzas universitarias oficiales establece que las enseñanzas de Grado tienen como finalidad la obtención por parte del estudiante de una formación general, en una o varias disciplinas, orientada a la preparación para el ejercicio de actividades de carácter profesional. Las nuevas directrices del acuerdo de Bolonia establecen, a la hora de admitir como satisfactoria la formación adquirida en un determinado Grado universitario, la adquisición de competencias. En particular, para los Grados de Física, Ingeniería Electrónica Industrial e Ingeniería Electrónica de Telecomunicación se contemplan competencias tales como: adquirir conocimientos avanzados y comprender los aspectos teóricos y prácticos y de la metodología de trabajo en el campo de la instrumentación y medida. Las habilidades relacionadas con el manejo de equipos de medida controlables, el conocimiento de rutinas de automatización y control basadas en instrumentación virtual y el diseño de sistemas de instrumentación remotos deben ser consideradas, por lo menos en una fase inicial, como de formación general. Sin embargo, es patente la ausencia de contenidos de Grado relacionados con los anteriores tópicos. En los Grados relacionados con la Ingeniería (Industrial o Telecomunicación) sí cabe encontrarlos en sus cursos superiores como parte de una asignatura de carácter más fundamental o como asignatura optativa [4]. No ocurre lo mismo en el Grado en Física donde están ausentes siendo la realización de medidas uno de los pilares fundamentales de esta Ciencia. La Universitat de València dispone de un programa de Cursos de Extensión Universitaria que en su línea 2 tiene como objetivo el diseño de actividades formativas de carácter complementario orientadas a contribuir a la formación integral de los estudiantes, completando su preparación curricular reglada y cubriendo déficits formativos específicos no contemplados en los actuales diseños curriculares de las titulaciones oficiales [5]. La presente propuesta diseña bajo la modalidad anterior un Curso de Extensión Universitaria de la Universitat de València denominado "Experimentación con equipos electrónicos para medidas de bajo nivel". En particular, es una oportunidad de conocer, desde un punto de vista totalmente práctico, diversos equipos electrónicos destinados a la realización de medidas de bajo nivel (electrómetro, unidad de alimentación y medida, multímetros de alta resolución, fuentes de corriente, etc.), [6], [7]. De forma simultánea, en cada una de las experiencias proyectadas, los equipos electrónicos que se utilicen serán controlados mediante el establecimiento de sesiones de diálogo VISA (Virtual Instrument Software Architecture) utilizando el software de instrumentación virtual LabView de la firma National Instruments. Las rutinas de control que se implementen se caracterizarán por su sencillez y bajo consumo de recursos al estar basadas en el uso del lenguaje estándar de comandos SCPI (Standard Commands for Programmable Instruments) evitando la utilización del driver propio del equipo, [8]. Para las titulaciones anteriores, el curso proporciona contenidos de tipo práctico en el control de equipos electrónicos avanzados no cubiertos por la duración limitada de los módulos regulares de los Planes de Estudio asociados o por su ausencia y estaría dirigido a estudiantes de 3º y 4º cursos. Debido a las limitaciones que impone el número de equipos electrónicos disponibles solo sería posible admitir a un número máximo de 10 estudiantes aunque podría plantearse la posibilidad de su repetición debido a este inconveniente.

El curso consta de cinco experiencias cada una de ellas programada para ser realizada en una sesión de 4 h. Se trata, por lo tanto de un curso de 20 h presenciales de laboratorio. Ademáse del equipamiento electrónico específico (aportado por el curso) el laboratorio debe disponer de un

equipamiento básico que estaría formado por un computador personal, fuente de alimentación DC y multímetro digital de mano.

Las experiencias que se han programado son:

Experiencia 1. Caracterización de un diodo de unión mediante la unidad de alimentación y medida Keithley 2400.

Experiencia 2. Medida de la corriente de cortocircuito de un fotodiodo mediante el multímetro Keithley 2010.

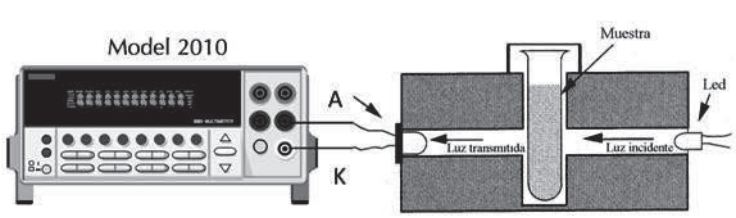
Experiencia 3. Medida de la absorción dieléctrica de un condensador mediante el sistema de adquisición Keithley 2700 y el electrómetro Keithley 6517A.

Experiencia 4. Medida de la resistencia efectiva de shunt mediante el sistema de adquisición Keithley 2700 y el módulo multiplexor Keithley 7700.

Experiencia 5. Obtención de la respuesta en frecuencia en amplitud de la impedancia de un electrodo de conductividad electrolítica mediante la fuente de corriente Keithley 6221.

Las figuras 1, 2 y 3 muestran como ejemplo el sistema de medida que se diseña en su sección de hardware y el diagrama de bloques con las rutinas basadas en sesiones de diálogo VISA creado mediante el software de instrumentación virtual en relación a la experiencia 2

Cada una de las experiencias dispone de un guión estructurado en las secciones de: presentación, objetivos, fundamentos teóricos, actividades y desarrollo experimental, actividades complementarias y referencias. Con ello se pretende acercar de una manera sencilla al estudiante no familiarizado con el control de equipos electrónicos de medida y la instrumentación virtual



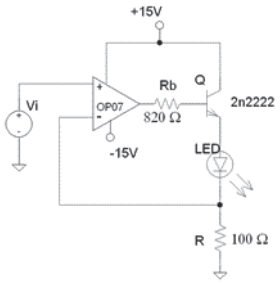


Fig. 1.- Parte del montaje experimental (multímetro digital 61/2 dígitos y celda de medida de radiación infrarroja (Experiencia 2).
Fig. 2.- Fuente de corriente diseñada para excitación a corriente constante del led de infrarrojos.

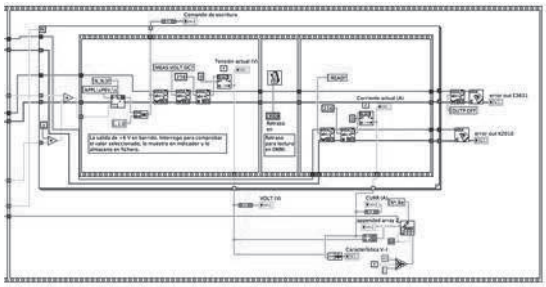


Fig. 6.- *Instrucciones de lectura y escritura mediante sesiones de diálogo VISA en el instrumento virtual diseñado para la experiencia 2.*

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado bajo el soporte financiero de los proyectos Prometeo/2012/044 de la Generalitat Valenciana, AYA2012-37444-C02-01 del Ministerio de Economía y Competitividad y de la beca 217152-312630 financiada por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT México).

Referencias

[4] Guías docentes de las asignaturas Sistemas electrónicos de instrumentación y medida (Grado de Ingeniería Electrónica Industrial) y de Sensores e instrumentación virtual (Grado de Ingeniería Electrónica de

Telecomunicación). http://www.uv.es/uvweb/enginyeria/ca/estudis-grau/graus/oferta-graus/graus-1285847234367.html
[5] Página web del Servicio de extensión universitaria de la Universitat de València (http://www.uv.es/extensiouni).
[6] Página web de la empresa Keithley (http://www.keithley.com/).
[7] Keithley, "*Low Level Measurements*", 6ª Ed., Cleveland, OH, 1992.
[8] Página web de la empresa National Instruments en España (http://spain.ni.com/).

Estudio de Parámetros Característicos de la Producción Eléctrica de Aerogeneradores. Experiencia en Grados de Ingeniería

R. Valdés[1,*], L. Rodríguez[1], V. Tricio[2], J. Lucio[1]

[1]Dpto. de Física. Universidad de Burgos. EPS. Calle Villadiego s/n. 09001 Burgos.
[2]Dpto. de Física. Universidad de Burgos. Facultad de Ciencias. Plaza Misael Bañuelos s/n. 09001 Burgos.

*rvaldes@ubu.es

Introducción

El estudio indicado en el título es parte del curso de Energías Renovables impartido por el Dpto. de Física de la Universidad de Burgos. Una de los contenidos tratados por la asignatura es el cambio climático, íntimamente ligado a las emisiones de gases de efecto invernadero. Los alumnos analizan los datos estadísticos de la rapidez media de emisión per cápita de CO_2 antropogénico y de la fracción del gas que puede ser captada por los mares y la biosfera [1]. Sobre esta base toman conciencia de la apremiante necesidad de ahorrar materias primas, de sustituir la quema de combustibles fósiles por el uso de energías renovables y de trasformar las tecnologías de la construcción y de la producción agrícola, para mitigar los efectos del ya inevitable cambio climático. Una de las formas ampliamente difundidas de emplear las energías renovables es la producción de electricidad mediante aerogeneradores. Atendiendo al contexto esbozado el profesor plantea a los estudiantes el siguiente problema, actualmente abordado por los investigadores:

Optimizar las instalaciones para la producción de electricidad con generadores eólicos.

Un componente básico de la resolución del problema anterior es la estimación de los valores de parámetros característicos de la producción de electricidad durante un año y en la estación menos favorable. En correspondencia con el problema enunciado el profesor y los alumnos se plantean el siguiente objetivo de trabajo:

Estimar la producción de energía eléctrica, la potencia media, el factor de carga y la probabilidad de generación de electricidad, que caracterizan el funcionamiento de un aerogenerador a lo largo de un año y durante la estación menos favorable en una localidad determinada.

A través del planteamiento y de la resolución de un sistema de actividades de aprendizaje el profesor orienta la labor de los alumnos encaminada a lograr el objetivo propuesto.

Secuencia de actividades de aprendizaje

Actividad 1. Estudiar las características de los aerogeneradores Gamesa G80-2,0 MW y GARBÍ 200. Expresar en forma de tabla la dependencia de la potencia de generación respecto de los valores de velocidad del viento.

Para solucionar la tarea anterior, los alumnos utilizan la información aportada por los fabricantes [2, 3].

Actividad 2. Determinar las herramientas del Atlas Eólico de España útiles para solucionar la problemática planteada [4].

Actividad 3. Emplear el Atlas Eólico de España con el fin de elegir una localidad donde el valor medio de la velocidad del viento sea apropiado para la producción de electricidad con los aerogeneradores considerados.

El Atlas Eólico de España permite definir los valores de velocidad media del viento a distintas alturas en diferentes zonas del país. Cuando la velocidad media del viento supera los 5 m/s puede considerarse que hay condiciones favorables para aprovechar la potencia eólica.

Actividad 4. Emplear el Atlas Eólico de España para determinar el parámetro de forma k y el de escala c de la distribución de Weibull de valores de velocidad del viento en la localidad elegida. Expresar en forma de tabla y de gráfico la función densidad de probabilidad correspondiente.

La densidad de probabilidad de valores de velocidad, correspondiente a la distribución estadística de Weibull es

$$f(v) = \left(\frac{k}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)^{k-1} exp\left[-\left(\frac{v}{c}\right)^{k}\right] \quad (1)$$

La expresión (1) permite estimar la probabilidad de que los valores de velocidad del viento se encuentren en determinado intervalo. Ello permite hallar la probabilidad de generación de electricidad, la producción de energía, la potencia media y el factor de carga, característicos de determinado intervalo de tiempo *T* de funcionamiento de la máquina eólica.

Actividad 5. Deducir las fórmulas necesarias para estimar la producción de energía G_T y la potencia media de generación P_T, correspondientes a determinado período *T* de funcionamiento del sistema eólico de producción de electricidad.

Las fórmulas que deben ser deducidas son las siguientes:

$$P_T = \Delta v \sum_{i=1}^{n} P(\xi_i) f(\xi_i) \quad (2)$$

$$G_T = T\Delta v \sum_{i=1}^{n} P(\xi_i) f(\xi_i) \quad (3)$$

donde $\xi_i = \frac{v_i + v_{i+1}}{2}$ y $(v_i - v_{i+1}) = \Delta v$ es un paso constante de integración numérica.

Actividad 6. Construir el algoritmo necesario para estimar la probabilidad W_T de generación de electricidad, la producción de energía G_T, la potencia media P_T y el factor de carga *FC*. Desarrollar con *Excel* dicho algoritmo.

Actividad 7. Comparar los resultados obtenidos con los valores que aporta la herramienta de cálculo disponible en el Atlas Eólico de España.

Diferentes empresas e instituciones españolas facilitan herramientas informáticas que permiten hallar automáticamente el valor de los parámetros que los alumnos deben estimar. Sin embargo, la formación de auténticos ingenieros requiere que los estudiantes de carreras tecnológicas se familiaricen con los fundamentos físicos y matemáticos de tales herramientas, sean capaces de concebir la suya propia y de usarla en la creación de otras nuevas.

Actividad 8. Precisar las limitaciones del estudio realizado y plantear nuevos aspectos de interés para continuar trabajando en la resolución del problema planteado.

Entre los aspectos de interés que pueden ser considerados para ampliar y profundizar los conocimientos en torno al problema de optimización enunciado se encuentran los siguientes: 1) Analizar vías para aprovechar el potencial eólico de producción de electricidad durante las horas de bajo consumo de la población. Por ejemplo, almacenar el superávit de energía en baterías o utilizarlo para producir hidrógeno electrolítico aprovechado en el transporte automotor. 2) Profundizar en el estudio de los medios para el almacenamiento de la energía y prestar especial atención a desarrollos tecnológicos prometedores como las baterías de flujo y las pilas de combustible. 3) Estimar la probabilidad de pérdida de potencia de un sistema eólico de producción de electricidad. 4) Analizar vías para determinar la configuración de mínimo coste de sistemas eólicos y eólico-fotovoltaicos aislados de producción de electricidad.

Los aspectos anteriormente indicados y otros son sometidos al análisis colectivo. Así, los estudiantes se relacionan con líneas actuales de la investigación y de los desarrollos tecnológicos en el campo de las energías renovables.

Actividad 9. Presentar una memoria del estudio realizado.

Referencias

[1] P. Valdés, R. Valdés, Estudio del aumento de la concentración del CO_2 atmosférico en un curso universitario inicial de ciencias. Revista Iberoamericana de Educación, 65/ 2(2014) 1-16.

[2] Gamesa. Catálogo de aerogeneradores.
http://www.gamesacorp.com/es/productos-servicios/aerogeneradores/catalogo/ [Consulta: abril de 2015].

[3] ElectraWind. Ficha técnica de aerogeneradores de media potencia.
http://www.electriawind.com/productos.html [Consulta: abril de 2015].

[4] IDAE. Atlas Eólico de España. http://atlaseolico.idae.es/ [Consulta: abril de 2015].

El día de la LUZ

V. Tricio*, R. Viloria

Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Burgos

* vtricio@ubu.es

Introducción

El año actual, proclamado por la Organización de las Naciones Unidas (ONU) como el Año Internacional de la Luz y las Tecnologías basadas en la Luz, representa un excelente motivo para que el profesorado colabore en la comunicación a la sociedad de la importancia de la luz, y sus tecnologías asociadas. En este afán de colaboración de esta celebración, y conocida la importancia de difundir a la sociedad desde las etapas escolares, los autores de esta comunicación han seleccionado unos contenidos y preparado unas actividades acomodadas a dos de los objetivos del Año de la Luz [1]: a) mejorar el conocimiento de la sociedad acerca de cómo la luz y sus tecnologías relacionadas afectan a la vida cotidiana y son esenciales para el futuro desarrollo de la Humanidad. b) desarrollar la capacidad educativa mediante actividades orientadas a la difusión de la cultura científica entre los jóvenes.

Para conseguir estos objetivos se ha diseñado *El día de la LUZ*, un proyecto docente de comunicación y divulgación, con un título homenaje al año que representa. Para realizar esta experiencia, se ha dispuesto una metodología de aprendizaje activo, en la que haya participación de la diversidad de alumnos a los que va dirigida la misma.

Esta iniciativa se desarrolla en formato taller para llevarla a cabo en cada Institución o Centro que la solicita. En esta comunicación se presentan los contenidos de algunas acciones ya realizadas.

Estructura y contenidos

Son talleres de óptica en los que se presentan y visualizan algunas propiedades de la luz, a través de experiencias de cátedra y participación activa de los alumnos. Se han preparado materiales y demostraciones orientadas a los niveles educativos de primaria y secundaria. En las presentaciones también se pone de manifiesto, a nivel cualitativo, y si se requiere a nivel cuantitativo, algún principio físico de la óptica y sus aplicaciones.

El día de la LUZ se realiza en un formato taller de bloques independientes: *1. Una maleta llena de luces…y algunas sombras. 2. Los caminos y los colores de la Luz. 3. La flecha de la luz. 4. Construcción de instrumentos ópticos caseros. 5. Comparación de espectros*.



Figura 1. Carátula de presentación del Proyecto

El programa de acciones ha empezado en el mes de marzo. En la Figura 1 se muestra la carátula de presentación que se hace en la web [2] del Departamento de Física de la Universidad de Burgos.

Se realizan actividades que se adaptan a las necesidades del Centro educativo o Institución donde se presentan y se pretende que los alumnos asistentes puedan descubrir y comprender distintos conceptos científicos y técnicos de la luz. Así por ejemplo, se pretende que los alumnos manipulen algunos objetos de la vida cotidiana y ver qué ocurre con ellos en determinadas situaciones; también se trata de observar las reacciones del alumnado en las distintas actividades realizadas averiguando qué ideas tiene sobre los diferentes conceptos de física y de óptica.

Para los distintos grupos de interés, las actividades se realizan en una sesión de trabajo práctica para que, a través de diferentes recursos didácticos, como el descubrimiento o el juego y de manera manipulativa, el alumnado tenga contacto con experiencias directas y cercanas relativas a la ciencia de la luz y sus aplicaciones cotidianas.



Figura 2. Presentación del Proyecto Docente en el portal del Año de la Luz

Hasta ahora la experiencia *El día de la LUZ* se ha llevado a cabo tres veces desde el mes de marzo, previa solicitud de los interesados y se tienen previstas más acciones para realizarlas a lo largo del año. En el portal del Año de la Luz [3] ha quedado incluida en el apartado de proyectos Docentes; la Figura 2 ilustra la imagen de la difusión del proyecto.

Resultados preliminares

Está resultando una experiencia muy satisfactoria, por las favorables opiniones que vierten los alumnos durante la realización de los talleres. Los profesores de los alumnos asisten también a las sesiones dan una valoración muy positiva y manifiestan que para ellos es además formativa.

Agradecimientos

Los autores agradecen al Comité Español para la celebración del Año Internacional de la Luz 2015 la invitación a desarrollar este proyecto y a los centros donde estamos realizando esta actividad, por haber sido invitados a la realización de los talleres.

Referencias

[1] http://www.luz2015.es/objetivos.php.
[2] http://www.ubu.es/es/depfisica/actividades/dia-luz
[3] Proyecto Docente, *El Día de la Luz*, http://www.luz2015.es/Docentes.php.

Angry Physics

L. Santos[1,*], A. Du[1], P. Carvalho[1]

[1] Rua de São Miguel nº 512, 4585-017 Baltar, Portugal (Colégio Casa-Mãe)

* l_f_santos@hotmail.com

Introdução

Tendo em atenção todos os conceitos de Física latentes aos jogos dos nossos dias (como posição, trajetória, movimento, repouso, etc.) e, tendo em conta a possibilidade de obtenção de gráficos verídicos e consensuais com dados científicos, a partir de jogos de computador (com base no modelo da partícula material, etc.), não nos é possível tirar outra indução que não seja a de que os jogos realmente se regem pelas leis da Física, comprovando-se, assim, mais uma vez, a universalidade e globalidade desta disciplina nas mais variadas e diversificadas áreas do conhecimento humano.

Do ponto de vista de um estudante é muito mais rápida e simples a apreensão de conhecimentos de uma forma mais lúdica e desafiante comparativamente com um método mais tradicional e repetitivo, sem um caráter experimental intenso. Com base neste princípio, concluímos que o processo por nós aplicado ao longo deste projeto, permitirá aos estudantes uma compreensão mais alargada e diversificada dos princípios da Física, sendo este método marcante ao longo do seu percurso académico por se tratar de algo inovador e estimulante ao desenvolvimento da sua capacidade cognitiva.

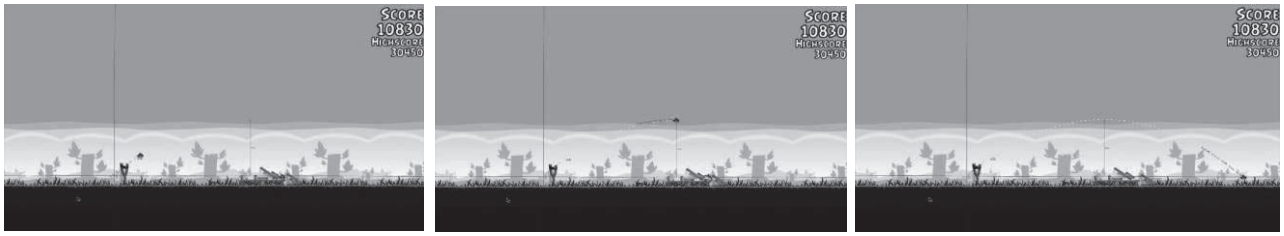
Desenvolvimento

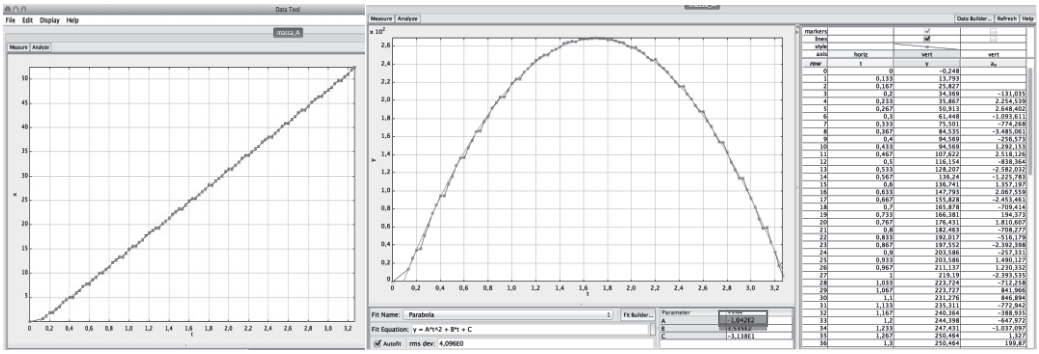
Com este projeto é pretendido verificar-se que as leis teóricas lecionadas nas aulas de Física se aplicam nos mais variados cenários, entre os quais se destaca os jogos de computador (neste caso, "Angry Birds").

Assim, deverá ser possível a averiguação da existência de um movimento retardado, no eixo dos yy, (anterior ao momento de altura máxima) e de um movimento acelerado, também no eixo dos yy, (posterior ao momento de altura máxima), típicos do movimento oblíquo, bem como o estudo deste mesmo movimento nas suas componentes (x e y). Pretende-se, igualmente, comprovar que quando o ângulo de lançamento é de 45º, o alcance (que será máximo) será quatro vezes superior à altura máxima atingida.

Para cumprir estas etapas é necessário, primeiro, ter em conta algumas considerações: visto estarmos a analisar um jogo, é possível considerar a resistência do ar desprezável; uma vez que a trajetória do pássaro é uma parábola (movimento oblíquo), tal leva-nos a deduzir que teve de existir a ação inicial de uma força externa a atuar no pássaro (fisga); e, dada a verificação de uma aceleração vertical, tal sugere a existência de uma força semelhante à da aceleração gravítica. Desta forma, pode considerar-se que o mundo virtual de "Angry Birds" possui um ambiente semelhante ao da Terra, pelo que a aceleração gravítica será de 9,81 m/s^2, sendo, assim, possível criar-se uma relação diretamente proporcional entre o valor da aceleração gravítica e a unidade standard (pixel), o que permite a sua conversão para a unidade SI (metro). Desta forma, podemos ficar a conhecer as dimensões reais do pássaro "Red" e de outros componentes do jogo.

Imagens, tabelas e equações





$y = y_0 + v_{0y}\,t + 1/2at^2$

$y = y_0 + v_{0y}t - 1/2at^2$

$-1/2a = -104{,}2$

$\Leftrightarrow a = 208{,}4$

$\Leftrightarrow g = 208{,}4$ pixeis/s²

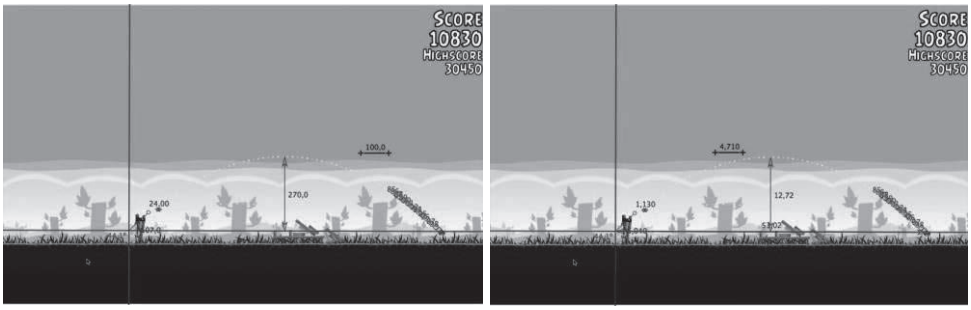
208,4 pixeis = 9,81 m

Tendo em conta a escala presente no bastão de calibração, é necessário multiplicar o número de pixeis (100) pelo fator de conversão (unidade standard, neste caso, 0,0471):

0,0471 x 100 = 4,71 m

Por fim, basta apenas substituir a medida do bastão de calibração pelo valor obtido, sendo que chegamos às seguintes conclusões:

- Fisga = 5,040 m



Agradecimentos: A realização deste projeto contou com importantes apoios sem os quais este não se teria tornado uma realidade. Ao professor Luís Santos, pela sua orientação, total apoio, disponibilidade e colaboração ao longo de todo o projeto. Ao professor Paulo Simeão Carvalho e professor Marcelo José Rodrigues, pela creatividade e formulação de todo o conceito inerente ao projeto desenvolvido.

Referências

Trabalho baseado em:

http://www.researchgate.net/publication/257066562_TEACHING_PHYSICS_WITH_ANGRY_BIRDS_Exploring_the_kinematics_and_dynamics_of_the_game

Tríade do conhecimento

Santos L. [1,*], Trigueira A. [1], Sampaio M. [1], Namora F. [1], Costa V. [1], Abreu V. [1]

[1] Rua de São Miguel nº 512, 4585-017 Baltar, Portugal (Colégio Casa-Mãe)

* l_f_santos@hotmail.com

Introdução

Há uma quantidade incomensurável de tempo que o atrito gerado entre professores e alunos se prende pela imiscibilidade de opiniões quanto a métodos de ensino. Tentando um posicionamento vanguardista relativamente ao assunto em questão, o nosso quinteto decidiu transpor uma problematização até então apenas teórica, em algo exequível.

Não obstante à nossa condição de finalistas do ensino secundário, o objeto de estudo teve como *corpus essentialis* um conteúdo de décimo primeiro ano (de acordo com o programa de Física e Química A do Ministério de Educação Português): queda e ascensão de graves. Esta escolha deveu-se a um ponderado processo de deliberação onde os fatores com maior relevo foram tanto o facto de ser uma atividade laboratorial com uma multiplicidade de métodos de execução, como, também, a dificuldade revelada pelos alunos na sua aprendizagem.

Desenvolvimento

Com efeito, elaboramos um póster com estrutura tripartida: *Photogate*, *Start and Stop* e *CBR2*. Como os próprios tópicos de estudo indicam, cada segmento desenreda-se nos procedimentos de cada excelsa técnica reproduzida. Estes incluem, para além das variadas etapas de execução, os materiais utilizados e uma módica síntese que compila os dados recolhidos e as respetivas conclusões.

Assim, este nosso epílogo salienta o primígeno propósito laboratorial: a aferição do método didático passível de se revelar aos alunos como singelo, no ápice educacional. Além-mundo da precisão dos resultados, procuramos refletir na nossa escolha baseando-nos na perspetiva ótica dos mecanismos e na adaptabilidade maioral dos conteúdos abordados no ano de instrução. Balançados os tópicos, a chave da problemática revelou-se ser o *Photogate*.

Imagens, tabelas e equações

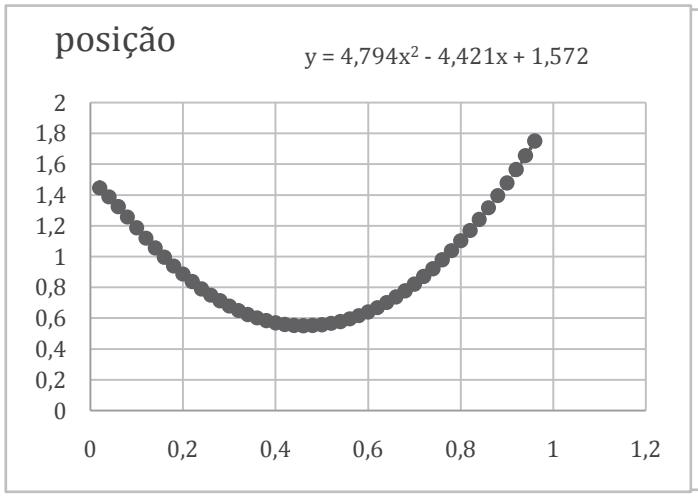


*Figura 1 – Gráfico Posição-Tempo (*obtido com o CBR2*)*

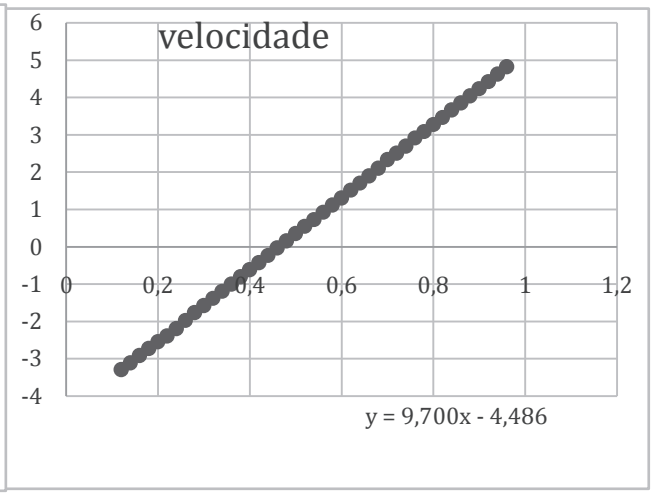


Figura 2 – Gráfico Velocidade-Tempo (obtido com CBR2)

t_a= 0,05301 *s* (média ponderada dos 10 ensaios)

$v_1 = \frac{0,285}{0,05301} = 0,538\ m/s$ ⟶ diâmetro

$v_2 = 2,50\ m/s$

$2,50 = 0,538 + gt$

$g = \frac{2,50 - 0,538}{0,21743} = 9,1\ m/s^2$

Figura 3 – Cálculos elaborados com os dados do photogate

$\Delta y = y - y_0$

$\Delta y = 0,285\ m$

$\Delta y = \cancel{v_0 t}^{0\ m/s^2} + \frac{1}{2} g t^2$

$\Delta y = \frac{1}{2} g t^2 \ (=)\ g = \frac{2\Delta y}{t^2}$

$g = \frac{2 \times 0,285}{(0,21743)^2} \ (=)\ g = 12,07\ m/s^2$

Figura 4- Cálculos efetuados com o sistema Start and Stop

Agradecimentos

A realização deste projeto deve-se, primeiramente, ao professor Luís Santos que, para além de ser o responsável pelo lançamento do desafio em questão, mostrou um apoio incondicional sempre que requerido. Igualmente, agradecemos aos criadores destas mobilidades que permitem a focalização de esforços dos alunos na criação de algo inovador com base nos conhecimentos adquiridos em contexto de sala de aula.

Bibliografia

1. *Física e Química: Física 11ºano*. 1 ed. Lisboa: Texto Editores, 2013.

Desarrollo de competencias clave en Física a través de la elaboración de informes de laboratorio

M. Amieva[1]*, J.D. Santos[2], M.S. García[3]

[1]Departamento de Física y Química. IES Valle de Aller.
[2]Departamento de Física. Universidad de Oviedo.
[3]Departamento de Ciencias de la Educación. Universidad de Oviedo.

* marialuisaar@iesvalledealler.com

Introducción

El trabajo que se presenta corresponde a una experiencia de investigación en el aula-laboratorio de Física de 2º de bachillerato. Se desarrolla a partir de la producción de 48 estudiantes de un instituto de enseñanza secundaria situado en un entorno rural del Principado de Asturias. En la programación del IES se propone como uno de los instrumentos de evaluación de rendimiento del alumno, el informe que de manera individual cada estudiante debe de realizar de las experiencias prácticas realizadas en el laboratorio con metodología de trabajo colaborativo [1].

Esta investigación se enmarca dentro de un proyecto más ambicioso que pretende realizar un diagnóstico del proceso de enseñanza-aprendizaje en Física en la Enseñanza Secundaria en Asturias, conocer las variables relacionadas con el rendimiento del alumnado en la materia y generar una propuesta de intervención en el aula que mejore este rendimiento. El estudio de diferentes factores permite realizar propuestas de mejora [2] con el fin de facilitar la adaptación de los alumnos a los estudios que vayan a cursar en la universidad.

Justificación de la propuesta didáctica

No pretendemos presentar como una innovación didáctica la inclusión de experiencias prácticas en la enseñanza de la Física. Desde hace décadas se vienen publicando trabajos sobre las bondades didácticas del trabajo experimental como forma de aproximación de los alumnos al método científico. La aportación de este trabajo a la innovación en la didáctica de la Física se encuentra en dejar testimonio de la experiencia positiva que ha supuesto la aplicación de rúbricas como instrumentos de evaluación de los aprendizajes que pretendemos conseguir con nuestros estudiantes, a través de la realización de tareas asociadas al trabajo experimental y la contribución de la metodología experimental a la adquisición de las competencias básicas.

Objetivo de la experiencia y Competencias Clave.

El objetivo de la investigación fue detectar las debilidades que de forma generalizada se podían encontrar en los informes de laboratorio elaborados por los alumnos, para poder de este modo intervenir para mejorar las producciones futuras y a partir del desarrollo de las competencias específicas en la elaboración de informes, contribuir a la adquisición de competencias clave.

La Física, como el del resto de materias, debe contribuir a la adquisición de las ocho competencias básicas que contempla el currículo de educación secundaria en nuestro país. El proceso de enseñanza-aprendizaje de la Física mediante una metodología basada en experiencias prácticas, consideramos que contribuye especialmente a la adquisición del conocimiento y la interacción con el mundo físico pero también contribuye al resto de competencias. A la hora de seleccionar las experiencias prácticas a llevar a cabo y la metodología de trabajo, en nuestra propuesta hemos considerado la relación de los elementos propios de la metodología utilizada con cada una de las competencias, esta relación la presentamos en [3].

En nuestra búsqueda de instrumentos válidos para la evaluación de rendimiento del alumno, analizamos en una primera investigación [3] los resultados obtenidos con la rúbrica utilizada para

la evaluación del trabajo experimental de las cinco prácticas de laboratorio programadas para 2º de bachillerato: 1- Estudio dinámico de un resorte. 2-Péndulo simple, determinación de la gravedad local. 3-Ondas mecánicas, velocidad del sonido en el aíre. 4-Experiencias electromagnéticas. 5-Fenómenos ópticos, determinación del índice de refracción.

Ese análisis nos permitió valorar positivamente estos instrumentos tanto desde la óptica de la profesora como desde la de los estudiantes evaluados, y diseñamos entonces una rúbrica para la evaluación de los informes de prácticas.

Desarrollo y Resultados.

La rúbrica de evaluación de informes se diseña con tres bloques o dimensiones, completando un total de 15 ítems con una escala de valoración de 4 niveles, definido cada nivel para cada ítem. Las dimensiones consideradas han sido: redacción e información (A), presentación y tratamiento de datos (B), conclusiones y vinculación de la experiencia a su entorno (C).

En la *Figura 1* presentamos los resultados obtenidos en la evaluación de los informe elaborados por los 28 alumnos para las cinco experiencias. Consideramos esencial que los alumnos conozcan previamente a la elaboración del informe los ítems de la rúbrica y su ponderación en la puntuación final.

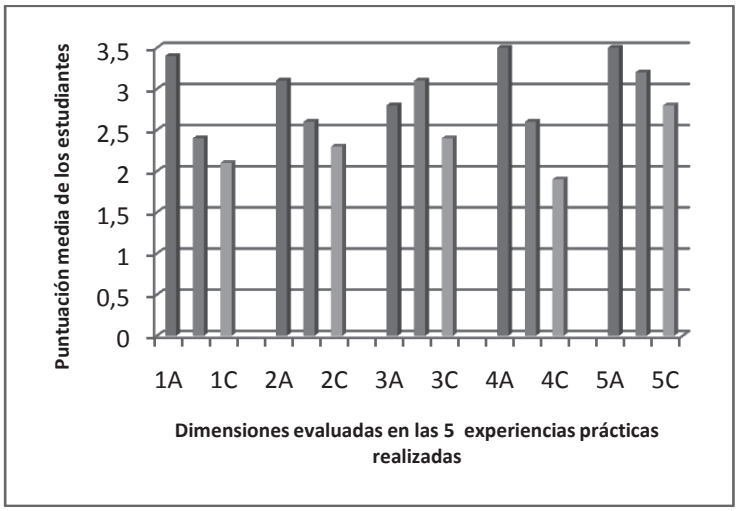


Figura 1. Puntuaciones medias obtenidas con la rúbrica de evaluación de informes

Nuestros alumnos presentan mayores dificultades a la hora de elaborar conclusiones y vincular los contenidos trabajados en la experiencia, con la realidad del mundo físico que le rodea, que a la hora de redactar el informe y buscar la información precisa para ello. También parece mejorable el tratamiento que hacen de los datos y su presentación en el informe escrito, especialmente en las experiencias de dinámica de cuerpos elásticos y electromagnetismo; es precisamente también en estas experiencias donde más les cuesta elaborar conclusiones que les ayuden a comprender su entorno y alcanzar la competencia de conocimiento e interacción con el medio físico.

Referencias

[1] M.Amieva, J.D. Santos, M. S. García –El trabajo experimental en física de los alumnos de secundaria en el marco de un proyecto de innovación" en *Innovando a través de proyectos. Organización, Liderazgo y Compromiso.* Servicio de Publicaciones de la Universidad de Oviedo, 2014, pp. 56-62

[2] J.D. Santos, M.L Sánchez, M. S. García, *Revista de Orientación Educacional*, **51** (2013) 107.

[3] M.Amieva, J.D. Santos, M. S. García –Integración de un proyecto de innovación en la programación didáctica de Física en un centro de Secundaria" en *Actas del III Congreso de Docentes de Ciencias de la Naturaleza*, Santillana, Madrid, 2015.

A didactic approach to the theoretical formulations of thermoelectricity

M. Jokinen[1], J. Cervera,[2] J.A. Manzanares[2,*]

[1] Dept. Chemistry, School Chemical Technology, Aalto University, FI-0076 Aalto, Finland
[2] Depto. Termodinámica, Fac. Física, Universitat de València, E-46100 Burjassot (Valencia)

* jose.a.manzanares@uv.es

Thermoelectricity in metals

The Peltier and the Seebeck thermoelectric coefficients are a primary focus in emerging fields as heat harvesting, spin caloritronics, fuel cells, ... Thermoelectricity theories are difficult to compare due to the coexistence of different definitions for the heat flux density and electric potential gradients, the absence of a well-established notation, and the coexistence of distinct sign criteria in the literature. Researchers in thermoelectric engineering, condensed-matter physics and non-equilibrium thermodynamics tend to use different choices of flux densities and forces. A systematic classification of the transport equations and the different formulations for the dissipation of energy, together with a clear description of their fundamentals, is presented here.

Homogeneous and isotropic electronic conductors with no concentration gradient and in the absence of magnetic field are considered. Since any proposal of transport equations must obey the rules of irreversible thermodynamics, the flux densities and forces have to be identified either from the (volume density of) entropy production rate π_S or from the dissipation function [1]. This function involves the isothermal electrical conductivity σ and the open-circuit thermal conductivity κ but not any thermoelectric coefficient, and hence the thermoelectric effects are reversible, as assumed by W. Thomson (Lord Kelvin) in 1854. In stationary states, the entropy production rate equal the divergence of its flux density $\pi_\mathrm{S} = \nabla\cdot\boldsymbol{J}_\mathrm{S}$. The local equilibrium assumption and the Gibbs equation imply that the relation between the energy flux density $\boldsymbol{J}_\mathrm{E}$ and entropy flux density is $\boldsymbol{J}_\mathrm{E} = \boldsymbol{J}_\mathrm{Q} - (\tilde{\mu}/e)\boldsymbol{j}$, where $\boldsymbol{J}_\mathrm{Q} \equiv T\boldsymbol{J}_\mathrm{S}$ is the heat flux density, $e > 0$ is the elementary charge, and $\tilde{\mu}$ is the electrochemical potential of the electrons. The conservation of charge and energy require $\nabla\cdot\boldsymbol{j} = 0$ and $\nabla\cdot\boldsymbol{J}_\mathrm{E} = 0$, and hence the heat dissipation is $\nabla\cdot\boldsymbol{J}_\mathrm{Q} = \boldsymbol{j}\cdot\nabla\tilde{\mu}/e$.

The dissipation function is as a sum of products of flux densities and driving forces

$$\pi_\mathrm{S} = \boldsymbol{J}_\mathrm{T}\cdot\boldsymbol{Y}_\mathrm{T} + \boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{Y}_\mathrm{e} \qquad T\pi_\mathrm{S} = \boldsymbol{J}_\mathrm{T}\cdot\boldsymbol{X}_\mathrm{T} + \boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{X}_\mathrm{e} \tag{1}$$

where $\boldsymbol{Y}_\mathrm{T} \equiv \boldsymbol{X}_\mathrm{T}/T = \nabla(1/T)$ and $\boldsymbol{Y}_\mathrm{e} \equiv \boldsymbol{X}_\mathrm{e}/T$. The thermoelectricity transport equations invariably include the electric current density j and the thermal driving force $\boldsymbol{X}_\mathrm{T} \equiv -\nabla\ln T$ because these are most easily controlled in experiments. The "electrical" driving force $\boldsymbol{X}_\mathrm{e}$ is not the same in the different formalisms, and so does the "thermal" flux density $\boldsymbol{J}_\mathrm{T}$. The transport equations are

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{J}_\mathrm{T}/T\\ \boldsymbol{j}/T\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}L_\mathrm{TT} & L_\mathrm{Te}\\ L_\mathrm{eT} & L_\mathrm{ee}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{Y}_\mathrm{T}\\ \boldsymbol{Y}_\mathrm{e}\end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix}\boldsymbol{J}_\mathrm{T}\\ \boldsymbol{j}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}L_\mathrm{TT} & L_\mathrm{Te}\\ L_\mathrm{eT} & L_\mathrm{ee}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{X}_\mathrm{T}\\ \boldsymbol{X}_\mathrm{e}\end{pmatrix} \tag{2}$$

where $L_\mathrm{ee} = \sigma$, $L_\mathrm{Te} = L_\mathrm{eT} = \Pi_i\sigma$ and $L_\mathrm{TT} \equiv T\kappa_i$. The balance equations impose that

$$(\boldsymbol{J}_\mathrm{T} - \boldsymbol{J}_\mathrm{Q})\cdot\nabla\frac{1}{T} = \frac{1}{T}\boldsymbol{j}\cdot(\nabla\tilde{\mu}/e - \boldsymbol{X}_\mathrm{e}) \ . \tag{3}$$

The effective Peltier (Π_i) and Seebeck (α_i) coefficients in formalism *i* are defined so that

$$\boldsymbol{X}_{\mathrm{e},i} = \alpha_i\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma \qquad \boldsymbol{J}_{\mathrm{T},i} = -\kappa\nabla T + \Pi_i\boldsymbol{j} \ . \tag{4}$$

Reported values of the Seebeck and Peltier coefficients correspond to the electrochemical formalism, where $\boldsymbol{X}_\mathrm{e} = \nabla\tilde{\mu}/e \equiv \boldsymbol{E}$ and $\boldsymbol{J}_\mathrm{T} = \boldsymbol{J}_\mathrm{Q}$. The formalism using the Ohmic potential gradient

is the only were the transport equations are decoupled, $L_{\mathrm{Te}} = L_{\mathrm{eT}} = 0$. The Thomson coefficient $\tau \equiv T\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}T = \mathrm{d}\Pi/\mathrm{d}T - \alpha$ appears when describing the energy conservation

$$0 = -\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = \nabla\cdot(\kappa\nabla T) - \boldsymbol{j}\cdot\nabla\Pi + \boldsymbol{j}\cdot\tilde{\boldsymbol{E}} = \nabla\cdot(\kappa\nabla T) + \frac{1}{\sigma}j^2 - \tau\boldsymbol{j}\cdot\nabla T\,. \tag{5}$$

The formalism (here called Thomson) using $\boldsymbol{J}_{\mathrm{T}} = \boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}$ is thermodynamically sound because its electrical driving force involves the gradient of the absolute activity of the electrons. The formalism using $\boldsymbol{X}_{\mathrm{e}} = \boldsymbol{E} = -\nabla\phi$ and the reduced heat fux density $\boldsymbol{J}'_{\mathrm{Q}} \equiv T(\boldsymbol{J}_{\mathrm{s}} - S_{\mathrm{e}}\boldsymbol{J}_{\mathrm{n}})$ is preferred in irreversible thermodynamics. In the quantum theory of thermoelectricity, the driving force $\boldsymbol{X}_{\mathrm{e}} = (T/e)\nabla(\mu/T) - \nabla\phi$ is identified from the gradient of the Fermi-Dirac distribution. Its conjugate flux is the internal energy flux density $\boldsymbol{J}_{\mathrm{u}}$. Recently, a new formulation of the thermoelectricity transport equations based on experimentally observable quantities has been proposed [2]. The negative gradient of the electric potential ψ measured with probes of material R is the electrical driving force in this formalism.

Conclusions

The different formalisms of the equations of thermoelectricity correspond to different choices of the "electrical" driving force (typically, an electric potential gradient) and the "thermal" (i.e., energy) flux density. For every choice, there is a set of effective Seebeck and Peltier coefficients satisfying Thomson's second relation $\Pi_i = T\alpha_i$, as well as a corresponding thermal conductivity $\kappa_i = \kappa + T(\alpha_i)^2\sigma$. The formalisms corresponding the electrical driving forces: (i) $\nabla\tilde{\mu}/e$, (ii) $-\nabla\phi$ (Maxwell electric field), (iii) $-\nabla\phi_{\mathrm{ohm}}$ (negative Ohmic potential gradient), and (iv) $-\nabla\psi$ (negative electric potential gradient observable with probes of material R), have been explained and their corresponding "thermal" flux densities have been clearly identified (see Table I). Also, the formalisms using the internal energy and the total energy flux densities have been explained and their respective "electrical" driving forces, (v) $-\nabla\phi + T\nabla(\mu/T)/e$ and (vi) $T\nabla(\tilde{\mu}/T)/e$, have been identified. The expressions of the divergences of the heat and total energy fluxes have been derived.

Table II Comparison of the energy flux densities and the "electrical" driving forces in the different formalisms evidencing their connection through the difference of the effective and the actual Seebeck coefficients. Note also that $\boldsymbol{J}_{\mathrm{T},i} = -\kappa\nabla T + \Pi_i\boldsymbol{j}$ *with* $\Pi_i = T\alpha_i$.

Formalism *i*	$\boldsymbol{J}_{\mathrm{T},i} = \boldsymbol{J}_Q + T(\alpha_i - \alpha)\boldsymbol{j}$	$\boldsymbol{X}_{\mathrm{e},i} = \alpha_i\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e + (\alpha_i - \alpha)\nabla T$
Ohmic	$\boldsymbol{J}_{\mathrm{Q,cond}} = \boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}} - T\alpha\boldsymbol{j}$	$-\nabla\phi_{\mathrm{ohm}} \equiv \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e + (S^*_{\mathrm{e}}/e)\nabla T$
electrochemical	$T\boldsymbol{J}_{\mathrm{s}} \equiv \boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}}$	$-\nabla\tilde{\phi} = \alpha\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e$
electrostatic	$\boldsymbol{J}'_{\mathrm{Q}} = \boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}} + (TS_{\mathrm{e}}/e)\boldsymbol{j}$	$-\nabla\phi = \alpha_\phi\vec{\nabla}T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e + (S_{\mathrm{e}}/e)\nabla T$
Thomson	$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = \boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}} - (\tilde{\mu}/e)\boldsymbol{j}$	$T\nabla(\tilde{\mu}/T)/e = \alpha_{\mathrm{E}}\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e - (\tilde{\mu}/Te)\nabla T$
quantum	$\boldsymbol{J}_{\mathrm{u}} = \boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}} - (\mu/e)\boldsymbol{j}$	$-\nabla\phi + T\nabla(\mu/T)/e = \alpha_{\mathrm{u}}\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e - (\mu/Te)\nabla T$
observable	$\boldsymbol{J}_{\mathrm{Q}} - T\alpha_{\mathrm{R}}\boldsymbol{j}$	$-\nabla\psi = (\alpha - \alpha_{\mathrm{R}})\nabla T + \boldsymbol{j}/\sigma = \nabla\tilde{\mu}/e + (S^*_{\mathrm{e,R}}/e)\nabla T$

Acknowledgments: J.A.M. and J.C. thank MINECO and FEDER (MAT2012-32084) and Generalitat Valenciana (Prometeo2012-0069) for financial support. Helpful discussions with Prof. Javier Garrido are acknowledged.

References

[1] K. Kontturi, L. Murtomäki, J.A. Manzanares, *Ionic Transport Processes in Electrochemistry and Membrane Science*, 1st corrected reprint, Oxford U. P., Oxford, 2014, p. 43.
[2] J. Garrido, *J. Phys. Chem. B* **106** (2002) 10722; *J. Phys. Chem. B* **108** (2004) 18336; *J. Phys.: Condens. Matter* **21** (2009) 155802; J. Garrido, A. Casanovas, *J. Electronic Materials* **41** (2012) 1990; *J. Appl. Phys.* **115** (2014) 123517.

La Feria-concurso "Experimenta" de Valencia cumple diez años: 2005-2015

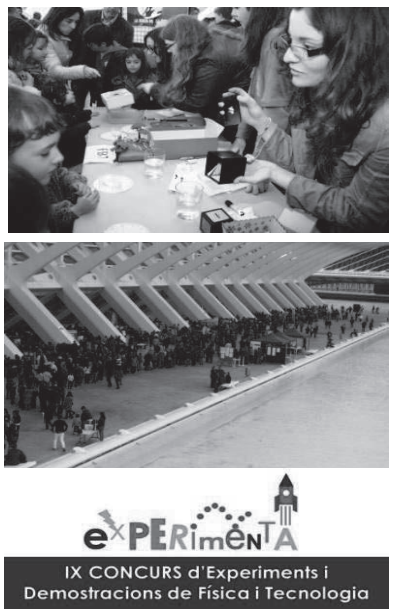
Ch. Ferrer-Roca*, M. V. Andrés, A. Pons-Martí, J. Vidal, A. Marco, A. Cros, G. Saavedra, J. C. Barreiro

Grupo mixto de Trabajo de Física "Arquímedes" de la Universitat de València

* chantal.ferrer@uv.es

La Feria-Concurso "Experimenta" es una iniciativa formativa y al mismo tiempo divulgativa y festiva organizada desde la Facultat de Física de la Universitat de Valencia, cuyos protagonistas son los estudiantes enseñanza secundaria y los proyectos que presentan y explican a los visitantes (www.uv.es/experimenta). Esta iniciativa surgió por primera vez durante el año Mundial de la Física en 2005 con la idea de involucrar activamente a la enseñanza secundaria y se ha renovado anualmente, ampliando progresivamente la participación. En este momento en que cumple 10 años parece adecuado valorar los resultados alcanzados y el papel que esta iniciativa ha tenido y puede seguir teniendo en el futuro.

La Feria-Concurso "Experimenta" de Experimentos y Demostraciones de Física y Tecnología es una feria abierta al público en la que estudiantes de enseñanza secundaria, tutelados y supervisados por sus docentes, tienen que exponer los proyectos experimentales que ellos mismos han construido y montado, y explicarlos y divulgarlos al público visitante de la feria. Los trabajos han de poner de manifiesto, a nivel cualitativo y/o cuantitativo algún principio físico y sus aplicaciones. El buen funcionamiento, la comprensión del trabajo por los concursantes y la claridad de sus explicaciones son aspectos muy valorados por el jurado que, al finalizar la Feria, procede a la entrega de premios. Entre estos se encuentra el premio del público visitante al proyecto más votado. Paralelamente al desarrollo de la feria como exposición activa de proyectos experimentales, los niños más pequeños pueden montar demostraciones sencillas de física en el taller "Fisicalandia". Por otro lado, los profesores que les supervisan pueden inscribirse en un curso o jornada semi-presencial mediante el que reciben formación práctica y supervisión relacionada con el proyecto experimental que van trabajar con sus estudiantes. En una fecha posterior, finalizada la feria, los proyectos premiados participan en una exposición también abierta al público, en la que se graba en video a los estudiantes explicando sus trabajos. Estos materiales audiovisuales, junto a las fichas descriptivas de los proyectos, se editan y depositan on-line para que se encuentren accesibles para otros grupos y el público en general.



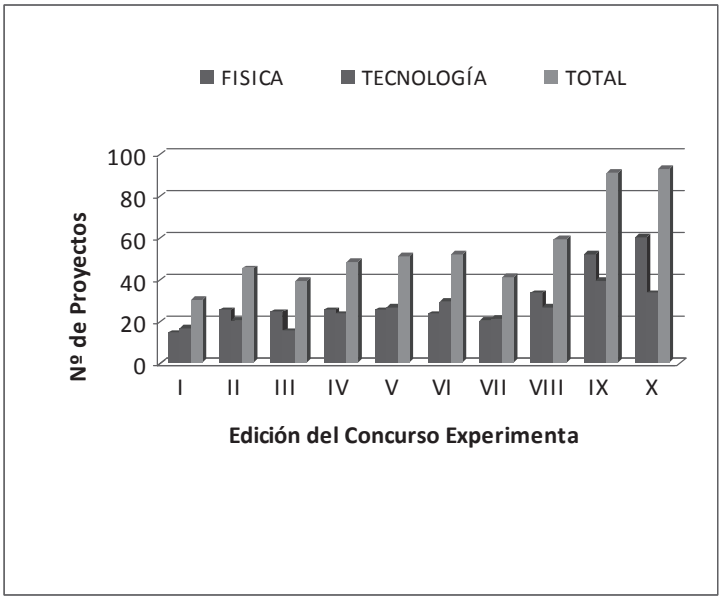


Figura a) Imágenes de la IX Feria concurso "Experimenta" b) gráfica de participación a lo largo de las 10 convocatorias desde 2015 a 2015

Esta iniciativa privilegia la comprensión de los fenómenos físicos presentes en la naturaleza y la innovación tecnológica sin distinción de temas científicos (desde el cuerpo humano, a los materiales o las

comunicaciones, etc.), es decir, potenciando la transversalidad y las relaciones entre la física, la tecnología y las demás ciencias, superando las barreras con las que generalmente se plantea la docencia de estas disciplinas en la enseñanza secundaria, y relacionando los aspectos teóricos con los experimentales.

Un objetivo adicional de la feria-concurso "Experimenta" es transmitir la idea de que la física es una fuente de asombro y curiosidad que está entrelazada con las aplicaciones tecnológicas que nos rodean. Además es una disciplina interesante como estudio que favorece profesiones sólidas y de calidad, del tipo que nos gustaría que abundaran para nuestros jóvenes. Y transmitir que es posible romper con el "que inventen ellos" y, como en otros países, basar nuestro tejido productivo en la investigación e innovación. Además de los estudiantes y profesores que aportan sus proyectos, este mensaje lo reciben las familias, que viven esta jornada viendo a sus hijos e hijas, primas o hermanas haciendo y divulgando ciencia en un ambiente de normalidad. Y también los más pequeños, a quienes se dedica también un taller especial. Incluso los estudiantes colaboradores de la facultad que ayudan en la organización y se convierten en referentes para los participantes más jóvenes, aprenden de una experiencia similar a la que ellos posiblemente organicen en el futuro.

Un aspecto significativo y distintivo de esta convocatoria es el proceso de admisión de proyectos y participantes. Las fichas que envían con la descripción de las propuestas son revisadas por un comité científico. Se reenvían comentarios sobre aspectos que pueden mejorarse o que necesitan mayor desarrollo o aclaración y se señalan y se aportan sugerencias si se detectan errores graves de construcción o fundamentación física. De esta forma se garantiza la corrección de las explicaciones al público visitante el día de la feria y se mejora la comprensión de los fundamentos de física relacionados con los proyectos, evitando que queden excluidos, siempre que se trabaje a tiempo en su mejora.

Como se aprecia en la Figura 1b) el éxito de participantes y público ha sido creciente hasta la X convocatoria en 2015 en la que se tienen aproximadamente 90 proyectos, con unos 400 participantes y unos 1500 visitantes, al igual que en el año anterior. Globalmente, desde 2005, han participado unos 500 proyectos y unos 2000 estudiantes con sus profesores, de los cuales el 40% corresponde a mujeres. Este es un porcentaje superior a lo habitual en estas disciplinas de ciencias "duras" y tecnología, y muy superior a los porcentajes de iniciativas más competitivas relacionadas con la física, como las olimpiadas. Los visitantes han sido, globalmente, unos 10000, de los que una parte importante son niños.

La Feria concurso "Experimenta" forma parte de un conjunto de iniciativas agrupadas en el "Aula Experimenta" que obtuvieron el premio de "Física en la Sociedad" en el concurso "Ciencia en Acción" celebrado en Bilbao en octubre de 2013. Estas iniciativas de relación secundaria-universidad, entre las que se encuentra las feria Experimenta, se proponen incentivar el interés de los estudiantes y profesores de secundaria por la ciencia y la tecnología y mejorar su aprendizaje. Transmitiendo la posibilidad de comprender el mundo que nos rodea y de ser protagonistas activos, de una forma diferente a la que se practica habitualmente en su docencia reglada: ideando, realizando y comprendiendo los proyectos y divulgándolos a un público mucho más amplio.

Agradecimientos

Este trabajo cuenta con la financiación del proyecto FCT-14-8689 de la FECYT-Mineco y de otras entidades colaboradoras entre las que se encuentra la RSEF.

La enseñanza del Campo Gravitatorio en Bachillerato vinculada con la actualidad en Astronomía y en Astrofísica

M. Alonso Sánchez[1], R. Bachiller García

[1]IES "Leonardo Da Vinci" de Alicante
[2]Observatorio Astronómico Nacional

* manuelalonso@inicia.es

Introducción

En esta comunicación se presentará un proyecto que utiliza la Astronomía y la Astrofísica para ilustrar los fenómenos físicos estudiados en el tema sobre Campo Gravitatorio en 2º Bachillerato. Para lograr una conexión estrecha de los contenidos académicos con los aspectos más candentes de la actualidad científica, entre los materiales de enseñanza-aprendizaje se vienen incardinando artículos de divulgación científica pertenecientes a las series Crónicas del Cosmos [3] e Hitos de la Astronomía [4]. El contenido curricular, junto con estos artículos y un conjunto de animaciones interactivas *Modellus* [5, 1] de elaboración propia, conforman un tema amplio, que recibió una Mención de Honor en Ciencia en Acción 2014. Dicho tema se expone en una sección de la página Web del Departamento de Física y Química del IES "Leonardo da Vinci" de Alicante [2].

Desarrollo del tema

El tema comienza poniendo en evidencia limitaciones del concepto newtoniano de fuerza como una acción a distancia y formulando, a raíz de ello, algunas preguntas adecuadas para introducir el concepto de campo gravitatorio. Este planteamiento inicial incentiva a un desarrollo tentativo de los contenidos del currículum oficial, que serán ampliados y vinculados con la actualidad científica.

Así, se realiza un estudio básico del campo gravitatorio terrestre, tras el cual se dedican varios apartados a ampliar los conceptos, con el propósito de hacerlos más adecuados para tratar el caso real. Se estudia: la variación del campo gravitatorio con la latitud terrestre; la variación del campo y del potencial gravitatorio en la superficie de nuestro planeta y de la Luna (se introduce el geoide y se trabaja con noticias sobre las misiones GOCE, de la ESA y Grail, de la Nasa); la variación del campo gravitatorio con la altura y con la profundidad (se aportan desarrollos y animaciones que reflejan algunos modelos realistas sobre dicha variación, [Figura 1]).

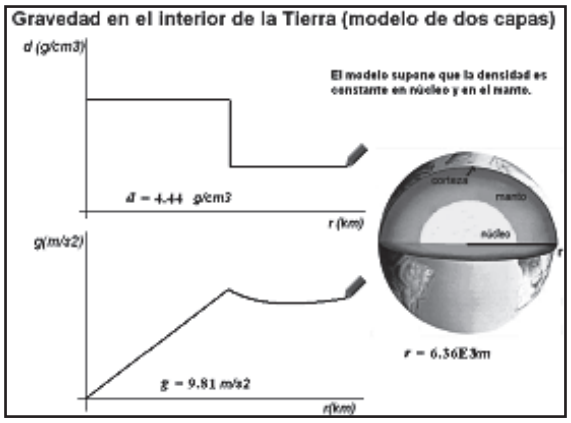


Figura 1: Animación que representa la variación del campo gravitatorio con la profundidad bajo un modelo de dos capas subterráneas (núcleo y manto) de densidad

Estudiado el campo gravitatorio terrestre, se ve una de sus aplicaciones más importantes: la explicación de las mareas. Se aclara que las fuerzas de marea, aunque se llaman así por ser responsables de las mareas oceánicas, son un fenómeno gravitatorio mucho más general y, tras hacer un cálculo sencillo de su valor estimado en la Tierra, se tratan algunos de sus efectos: la rotación síncrona de satélites, el calentamiento por marea, el límite de Roche, la desintegración de cometas, la formación de anillos planetarios, e interacciones entre galaxias [Figura 2]. El

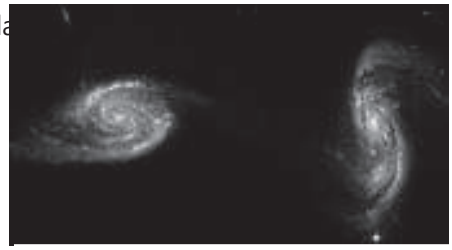
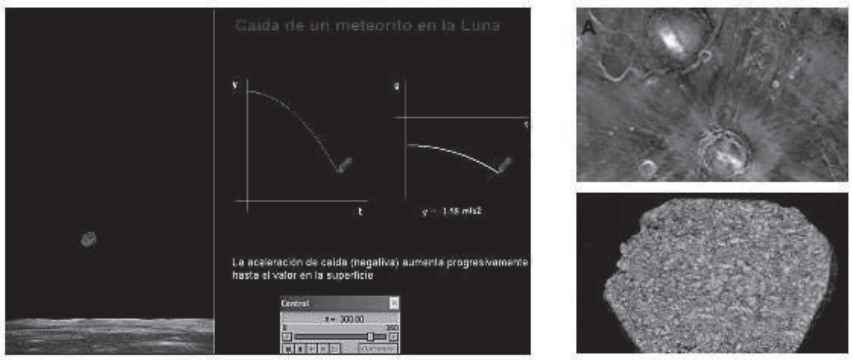


Figura 2: Colas de marea entre dos galaxias enlazadas 'Arp240'.

estudio de fenómenos (habitualmente ausentes en 2º Bachillerato), brinda buenas oportunidades para trabajar con algunos artículos de divulgación sobre hitos actuales de la Astrofísica.

Realizados estos desarrollos llegamos a la parte central del tema, que se dedica al estudio de una variedad de movimientos de objetos en el campo gravitatorio: proyectiles, caída de meteoritos, movimientos orbitales,.. También aquí se aprovechan oportunidades de ampliación y de conexión con problemas de actualidad. Por ejemplo, ligado al concepto de velocidad de escape se ven las atmósferas planetarias, con el estudio del movimiento de caída de meteoritos se ven los análisis de las rocas procedentes de Marte [Figuras 3, 4 y 5] (sugieren revisar la datación de esos meteoritos y volver a considerar algunas ideas sobre la evolución de la superficie de Marte), al tratar los movimientos orbitales se dedica atención a los satélites terrestres (se ve, por ejemplo, el problema de la acumulación de basura espacial), también se ve la utilidad de estos movimientos para determinar con precisión la masa de la Tierra (un estudio reciente ha comprobado que la masa de nuestro planeta sería mayor que el valor establecido hasta ahora, y ha formulado la hipótesis de que podría deberse a la existencia de un anillo de materia oscura), se trabaja sobre la búsqueda de planetas extrasolares, etc.



Figuras 3, 4 y 5: Animación sobre la caída de un meteorito en la Luna, roca lunar denominada 'shergottita', y el cráter Mojave, en Marte de donde probablemente procede dicha roca.

Así, a lo largo de todo el tema, se va mostrando que el concepto de campo gravitatorio trajo un gran avance al estudio físico del Universo. Y, para terminar, después de haber desarrollado varios de los principales aspectos que evidencian este avance, realizamos una breve incursión en la concepción actual de las interacciones, generada en el marco de la mecánica cuántica, y en algunos de los principales problemas científicos relacionados con ella. Esto nos permite introducir el gravitón y las ondas gravitacionales, y brinda más oportunidades de conexión con investigaciones de candente actualidad (como los experimentos que han indicado de forma indirecta la existencia de las ondas gravitacionales y los intentos, todavía infructuosos de determinarlas de forma directa).

Desarrollo de la comunicación y perspectivas

Durante la ponencia vamos a recorrer la versión ~~–o~~n line" del tema, deteniéndonos a mostrar la potencialidad de algunos de sus recursos educativos. Se manipularán animaciones, se discutirá sobre algunos de los artículos y noticias vinculados, se verán algunos desarrollos, etc. Nuestro reto es propiciar que con estas herramientas los alumnos puedan sentir la ciencia como una actividad viva y sumamente dinámica en la que podrían llegar a participar un día. De momento constatamos que muchos estudiantes profundizan en los temas propuestos y con frecuentemente se animan a ir bastante más allá de lo que exige el programa oficial.

Referencias

[1] M. Alonso, V. Soler, Animaciones *Modellus* para las clases de Física. *Revista española de física*, 22, 3, (2008). 52.
[2] M. Alonso, Campo gravitatorio. *Web del Departamento de Física y Química del IES "Leonardo da Vinci" de Alicante* (http://intercentres.edu.gva.es/iesleonardodavinci/Fisica/Campo_gravitatorio/Campo_gravitatorio.htm)
[3] R. Bachiller, *Astronomía. Crónicas del Cosmos*. Elmundo.es. (2009 a 2014) (http://www.elmundo.es/ciencia.html)
[4] R. Bachiller, *Astronomía. De Galileo a los telescopios espaciales*. LUNWERG y CSIC. Madrid, 2009
[5] V. Duarte, *Modellus*, (http://phoenix.sce.fct.unl.pt/modellus). Universitat de Lisboa, 1996

AUTOR ***Pág.***

Aakki, Loubna *433*
Abad, E. *175, 499*
Abellán, Javier *565*
Ablanque Ramírez, Javier *296*
Ablanque, J. *567*
Abreu, V. *580*
Abril, Isabel *302, 563*
Acín, A. *126, 128*
Agraït, Nicolás *212*
Agramun, J. *380*
Agranat, A. J. *159*
Aguado, Ramón *38*
Aguilà, David *206*
Aguilar, M. *345*
Aguilella, V. M. *178*
Aguilella, Vicente M. *196*
Aguilera, L. *73*
Agulló García, L. *387*
Ahualli, S. *83*
Ahufinger, V. *140, 144*
Alameda, J. M. *45, 47*
Alcalde García, J. *387*
Alcaraz, A. *178, 196*
Alegre, D. *236*
Algora, A. *380, 385*
Alonso Sánchez, M. *587*
Alonso-Lobo, C. *122*
Alonso, A. *231, 520*
Alonso, G. *365*
Alonso, H. *381, 383, 395, 403*
Alonso, J. J. *506*
Alonso, P. J. *206*
Alunos do 8.º ano *501*
Alvarez Barcia, L. *96*
Álvarez Jiménez, M. *291*
Álvarez Piqueras, D. *363*
Álvarez, A. *286*
Álvarez, C. *261*
Alvarez, JV *31, 35, 56*
Amaya, W. *146*
Amieva, M. *582*
Andreev, A. A. *241*
Andrés, M. V. *587*
Ángeles Pedrosa, M. *231*
Antorrena, G. *202*

Aparicio, J.A. *246*
Apellaniz, I. *115*
Aprahamian, A. *418*
Aquilanti, G. *24*
Arago, Carmen *100*
Aran, M. *455*
Aranzabal, N. *112*
Arencibia, A. *290, 559*
Ares, L. *286*
Argüelles Díaz, K. M. *108*
Arias Ávila, N. *560*
Arias, J. M. *415*
Ariza, M. M. *569*
Arnedo, M.A. *381*
Arnedo, M.A. *382, 395, 403*
Aromí, Guillem *206*
Arráns, R. *438*
Arriaga, J. *64*
Arsuaga, J.M. *290, 559*
Artigas, David *155*
ASDEX Upgrade Team *248*
Astillero, A. *444*
Atkinson, J. *118*
Augusiak, R. *126*
Aznar, Jaime *485*
Bachiller García, R. *587*
Bailén, F.J. *56*
Baldov, J. J. *116*
Ballesteros, A. *309*
Barranco, L. *323*
Barraud, C. *209*
Barreiro, J. C. *587*
Barrera, D. *146*
Barriga-Carrasco, M. D. *238, 241*
Barrio Luna, M. *350*
Barrios, Leoni *206*
Bascones, E. *49*
Baselga, M. *435*
Battaglia, M.C. *401*
Bauer, E. *37*
Bech, J. *464*
Becker, A. *150*
Beléndez, A. *492*
Belenguer, T. *365*
Belmonte, M.T. *246*
Beltrán Ríos, C. L. *62*
Bender, C. *380*

Benito, R. M. *567*
Berdugo, J. *345*
Bergeal, N. *33*
Bernabeu, J. *332*
Bernards, C. *418*
Bilbao, J. *92, 467*
Billam, T.P. *144*
Birkl, G. *140*
Blanco Rodríguez, P. *277, 377*
Blanco-Roldán, C. *47*
Blanco, C. *45*
Blanco, E. *234*
Blanco, J. A. *24*
Blasco, A. *309, 370*
Boillos, J.M. *412*
Boine-Frankenheim, O. *238*
Bolívar, J.P. *383*
Bordel, N. *258, 261, 263, 265*
Borrás, R. *535*
Bouzehouane, K. *209*
Boya, Luis J. *368*
Braun, L. *223*
Bravo, J. A. *274*
Breczewski, T. *185*
Brites, C. D. S. *202*
Briz, J.A. *391, 418*
Bru, L. A. *122*
Brugarolas, Antonio *433*
Bruschetta, S. *219*
Bucher, B. *418*
Büchner, B. *218*
Bud'ko, S.L. *51*
Buksman, E. *131, 133, 135*
Burillo, J. *194*
Burzurí, E. *211*
Bustamante, R. *202*
C. António, Jorge *513*
Caballero, R. *98*
Cabanas, M. *193*
Cabello, Adán *124*
Cabero, M. *41*
Cabeza, O. *193*
Cabrera, M.C. *381, 395*
Cal-Gonzalez, J. *391*
Calbris, Gaëtan *214*
Calderón, M.J. *49*
Calixto, M. *427*

Calvi, R. *445*
Calvo Hernández, A. *79*
Calzada Díaz, A. *291*
Calzada, M.D. *272, 274*
Camello Lázaro, A. *277*
Campos, D. *175*
Canfield, P.C. *51*
Cañada-Cañada, F. *529*
Cañón, Rosa *433*
Capmany, J. *146*
Carbajo Chaves, J. *372*
Cardoso, Susana *87, 110*
Carlos, L. D. *202*
Carminati, L. *369*
Carmona-Gallardo, M. *431*
Carnicer, A. *304*
Carrasco Lourtau, A.M. *375*
Carreras, C. *518*
Carrey, J. *202*
Carrizo, J. *26*
Carvalho, P. *578*
Casacuberta, N. *462*
Casanova-Molina, M. *85, 104*
Casas-Castillo, M.C. *455*
Casas, D. *238, 241*
Casás, L. *162*
Casaus, J. *345*
Cases, R. *202, 556*
Castañón, E. *291*
Castaños, O. *427*
Castellanos Aguila, J. E. *64*
Castellanos-Gómez, Andrés *205*
Castro, A. *467*
Castro, E.V. *23*
Castro, G. *43*
Castro, N. *445*
Catala, S. *221*
Cerdá Alberich, L. *360*
Cernicharo, J. *250*
Cernuda, I. *345*
Cervera, J. *172, 196, 584*
Cezar, J. C. *43*
Chamizo Calvo, E. *387*
Chhajlany, R. W. *34*
Chiara, C.J. *418*
Chirolli, Luca *205*
Choi, Y. *45*

Ciria, M. *118*
Cítores, J. *286*
Civera, J.V. *332*
Clement, M. *43*
Climent-Fon, A. *98*
Cobos, F. *223*
Cohn, I. *131*
Coll, C. *556*
Combs, S. K. *254*
Conesa, J. C. *62*
Coronado, E. *116, 221*
Coronado, Eugenio *204, 205, 206*
Corrionero, Q. *91*
Cortés-Giraldo, M. A. *401, 419, 435, 438*
Cortijo, A. *29*
Costa, V. *580*
Coto, J. *91*
Crespo, R.D. *26*
Cristóbal, A. *198*
Cros-Alfonso, E. *522*
Cros, A. *294, 522, 556, 587*
Cruz-Fuente, T. *381, 395*
Cruz-Fuentes, T. *395*
Cruz, J. L. *556*
Cuadros-Salcedo, F. *69*
Cuadros, F. *69*
Cuenca-Gotor, V. *594*
Cueto, M. *250*
Dávila, M.E. *73*
de Almeida, M.J *487*
de Castro, A. *236*
De Cos, F.J. *96*
de Franceschi, Silvano *38*
de la Cal, E. *230*
de la Fuente Rodríguez, M. *37*
de la Rosa, M.I. *256*
de la Torre, L. *518*
de los Mozos, Daniel *485*
de Miguel, A. *9*
De Pablos, J. L. *230*
de Roque, Pablo M. *214*
de Salas, P. F. *337*
de Valcárcel, G. J. *122*
de Valcárcel, Germán J. *157*
del Barco, E. *118*
Del Peral, L. *365*
del Pozo, Alberto *485*

del Rey Pantín, J. *554*
del Río, B.G. *286*
del Val, J.J. *26*
del Valle Suárez, M. L. *515*
Delgado, A.V. *83*
Delgado, C. *345*
Delprat, S. *209*
DelRe, E. *159*
Demianowicz, M. *126*
Deranlot, C. *209*
Di Mei, F. *159*
Díaz, C. *345*
Díaz, J. *47*
Díez, A. *182*
Diez, Ana *485*
Dix, N. *33*
Djurovic, S. *246*
Dlouhy, Z. *418*
Doménech, J. L. *250*
Domingo, C. *399, 410*
Dormido, S. *518*
Drumond, Anita *552*
Du, A. *578*
Duan, Ning *100*
Duan, Yan *206*
Durán, Ignacio *421*
Dutta, O. *34*
Echevarria-Bonet, C. *37*
Egusquiza, I. *115*
Elbaile, L. *26*
Escalera-Moreno, L. *217*
Escalera, L. *116*
Esperança, T. *487*
Espeso, J. I. *37*
Espino, J. M. *401*
Espinosa, G. *267, 268, 270*
Essalhi, M. *164, 168, 187, 479, 550*
Esteban, S. *435*
Estellés, V. *527*
Estepa, C. *202*
Esteve, A.R. *497, 527*
Esteve, Vicent *302*
Estrada, T. *234*
Evangeli, Charalambos *212*
Extremiana, C. *118*
Fanfarillo, L. *29*
Fauth, F. *37*

Fdez-Gubieda, M. L. *37*
Feijoo, D. *153*
Fente, A. *51*
Fernández Barquín, L. *37*
Fernández Oro, J. M. *108*
Fernández Varela, Mª Fernanda *508*
Fernández-González, S. *365*
Fernández-Marina, F. *234*
Fernández-Raga, M. *467*
Fernández, B. *410*
Fernández, F. *408*
Fernández, M.M. *83*
Fernández, R. *492*
Ferradás, Rubén R. *40, 223*
Ferrán, Soler *552*
Ferrando, A. *138*
Ferrer-Roca, Ch. *556, 587*
Ferrer, J. *224*
Ferrer, Jaime *40*
Ferret, R. *89*
Fert, A. *209*
Fiorini, L. *363*
Fleta, C. *435*
Folgueras, Santiago *313*
Fonseca de Oliveira, A. *131, 133, 135*
Fontcuberta, J. *33*
Forment-Aliaga, A. *221*
Foust, C. *254*
Fraile, L.M. *391, 392, 418, 431*
Fraile, R. *467*
Francés, J. *492*
Franchini, S. *365*
Franco Corrales, A.M. *529*
Franke, K.F. *223*
Freedman, D. *116, 217*
Freitas, Paulo P. *87, 110*
Fuentes, L.M. *256*
Fuentes, L.M. *256*
Fuertes, A. B. *24*
Fujita, Y. *380*
Gaita-Ariño, A. *116, 206, 217*
Galán, L. *73*
Galbiati, M. *209*
Galdón-Quiroga, J. *248*
Galisteo González, F. *284*
Gallach, D. *94*
Gallardo, M. I. *401, 438*

Gallego, S. *492*
Gandía, S. *448*
Ganioglu, E. *380*
García Abia, P. *326*
García Gamuz, J. A. *475*
García León, M. *387, 397, 462*
García Mazarío, F. *133*
García Ramos, José Enrique *77, 389*
García-Barriocanal, J. *43*
García-Case, F. *433*
García-Fernández, L. *170*
Garcia-Fernandez, M. *320*
García-Garabal, S. *193*
García-López, J. *131, 133, 135, 248*
Garcia-Molina, Rafael *302, 563, 565*
García-Muñoz, M. *248*
García-Olcina, R. *112*
García-Ortega, E. *365*
García-Palacios, J. L. *118*
García-Payo, M.C. *166, 170, 187*
García-Prieto, A. *37*
García-Ripoll, J. J. *158*
García-Suárez, Víctor M. *40, 224*
García, B. *345*
García, C. *332*
Garcia, J. *219, 435*
García, J.A. *26, 216, 397*
García, L. *234*
García, R. *254*
García, S. *286*
Gardiner, S. A. *144*
Gargiani, P. *47*
Garro, N. *522, 556*
Gascón, E. *365*
Gatti, L. *135*
Gaudenzi, R. *211*
Gautier, N. *94*
Gavanski, L. *246*
Gayol, A. *162, 472*
Gázquez, J. *33*
Gelletly, W. *380*
Ghannam, R. *479*
Gheorghe, I *418*
Ghiaus, C. *81*
Ghita, D. *391, 418*
Gil, J. *499, 510*
Gil, J.M. *267, 268, 270, 383*

Giménez-Rota, C. *194*
Giménez-Valentín, M.H. *494*
Gimeno, L. *458*
Gimeno, Luis *452*
Giovacchini, F. *345*
Golpe, Antonio A. *77, 389*
Gómez Martínez, I. *387*
Gómez Sal, J. C. *37*
Gómez-Amo, J.L. *448*
Gómez-Calvet, R. *102, 104*
Gómez-Tejedor, J.A. *494, 497*
Gómez, F. *435*
Gomis, Jordi *155*
González de Sande, J.C. *304*
González de Vega, C. *263*
González Fernández, Juan Rodrigo *343*
González González, A. *69*
González- Guerra, J. *381, 395, 403*
Gonzalez-Aguilar, J. *67*
González-Alvarado, C. *365*
González-Coloma, A. *194, 198*
González-Fernández, V. *256, 286*
Gónzalez-Gallego, L. *241*
González, C. *286, 539*
González, F. *332*
González, F. J. *569*
González, M. I. *470*
González, M. Teresa *212*
González, Manuel A. *485*
González, Miguel A. *485*
Gonzalo, Julio A. *100*
Gordo, P.M. *487*
Gori, Franco *304*
Gorria, P. *24, 37*
Goubert, M. *406*
Grützmacher, K. *256*
Grützmacher, K. *256*
Grzybowski, P. *34*
Guadilla, V. *380, 385*
Guardiola, C. *435*
Guerra, P. *406*
Guerrero, C. *419*
Guillamón, I. *51*
Guillén, C. *106*
Guillot, P. *258*
Guinea, Francisco *205*
Guirado, D. *401*

Guirado, J.C. *556*
Gurtubay, I.G. *503*
Gutiérrez-Labory, E. *403*
Haas, O. *238*
Harrison, R.M. *399*
Haskel, D. *45*
Heinrich, B.W. *223*
Hellgartne, S. *380*
Hernández Calama, J.M. *326*
Hernández Sánchez, J. *242, 254*
Hernández-García, C. *150*
Hernández-Santana, S. *128*
Hernández, D. *41*
Hernández, G. *408*
Hernández, J. *286*
Hernández, J. M. *280*
Hernández, M. J. *556*
Herrainz, J.L. *440*
Herranz, F. J. *309*
Herranz, G. *33*
Herránz, Manuel *433*
Herrero, J. *106*
Herrero, V. J. *226, 250, 252*
Hidalgo, C. *230, 231*
Hierro-Rodríguez, A. *47*
Hill, S. *116*
Hinarejos, M. *122*
Hnatovsky, C. *140*
Hoff, P. *418*
Hovhannisyan, K.V. *128*
Hwan, M.-J. *120*
Ibáñez Mengual, J. A. *475*
Ibáñez Mengual, José Antonio *563*
Ibáñez, P. *406*
Iborra, E. *43*
Iglesias, G.R. *83*
Ilisie, Victor *306*
Island, Joshua *205*
Izpizua, A. *89*
J. M. Teixeira *47*
Jacoby, J. *238*
Jacquet, E. *209*
James T. Hugall *214*
Jáñez, J. *291*
Jaron-Becker, A. *150*
Javidi, Bahram *304*
Javier de Luis, Fco. *433*

Jenkins, M. D. *118*
Jenkins, Mark *206*
Jiménez Peña, J. *339*
Jiménez-Ramos, M.C. *435*
Jiménez-Redondo, M. *226, 252*
Jimenez-Saez, J. C. *537*
Jiménez, E. *208*
Jiménez, J. C. *556*
Jiménez, M. *272*
Jiménez, M.L. *83*
Jokinen, M. *584*
Jouan, A. *33*
Joven, E. *365*
Jurado Vargas, M. *372, 375*
Juvells, I. *304*
Kalkandjiev, T. K. *140*
Kapteyn, H. *150*
Khalil, A.S.G. *479*
Khayet, M. *164, 166, 168, 170, 187, 191, 479, 550*
Kleiner, R. *218*
Klempt, C. *115*
Koelle, D. *218*
Köster, U. *391, 418*
Krolikowski, W. *140*
Küber, J. *140*
Kurcewicz, W. *391, 418*
L. Delgado, Rafael *335*
Lacasta, C. *332*
Lago-Cachón, D. *216*
Lallena, A. M. *401*
Laqbaqbi, M. *187*
Lara, M. *535*
Largo, J. *182*
Lay, J. A. *415*
Lazanyi, N. *248*
Le Brizoual, L. *94*
Leary, Edmund *212*
Lee, Eduardo *38*
Legido, J.L. *162, 472*
Leon, C. *41, 43*
León, M. *98*
Leonardo, A. *503*
Lera, Natalia *31, 56*
Lerendegui, J. *419*
Lesher, S.R. *391*
Lesueur, J. *33*
Lewenstein, M. *34*

Licandro, J. *365*
Lindenberg, K. *175*
Liu, H. *345*
Llabrés, A. *455*
Lloret Iglesias, L. *310*
Loiko, Yu. V. *140*
López Gutiérrez, J.M. *387, 397, 462*
López Lora, M. *387, 397, 462*
López-Campano, L. *365*
López-Castaño, J.M. *341*
López-Echarri, A. *185*
Lopez-Ferreño, I. *185*
López-Lora, M. *397, 462*
López-Sancho, M. Pilar *23*
López, G.A. *185, 503*
López, Rosa *38*
Lorente, J. *464*
Losada, J. C. *567*
Losada, U. *230, 231*
Lostao, A. *118*
Lozano, J.C. *277, 377, 544*
Lozano, M. *435*
Lucio, J. *574*
Lucke, B. *115*
Luis, F. *118*
Luis, Fernando *206*
M.S. García *582*
Mach, H. *391, 392, 418*
Maciá, E. *60*
Mafé, S. *172, 178, 196*
Mainar, A. M. *194, 198*
Majer, J. *118*
Maluenda, D. *304*
Mallah, T. *221*
Manjón, F.J. *494*
Manso Silván, M. *94*
Manuel, P *21*
Manzanares, A. *230*
Manzanares, J.A. *172, 584*
Mañá, C. *345*
Mañas-Valero, Samuel *205*
Mar, S. *246*
Marco, A. *587*
Marcos, E. *467*
Mărginean, N. *418*
Mărginean, R. *418*
Marín, J. *345*

Marín, M.J. *448*
Márquez, A. *492*
Marroquín, I. *425*
Marte, I. *423*
Martel, P. *267, 268, 270, 381, 395, 403*
Martín Aguilera, A. *230*
Martín Sánchez, A. *393*
Martín-Moreno, Luis *158*
Martín-Rojo, A.B. *76*
Martín, Esther *485*
Martín, F. *254*
Martín, J. I. *45, 47*
Martín, J.L. *286*
Martín, M. *280*
Martín, M. T. *280*
Martín, S. *286*
Martín, Y. *365*
Martínez Borreguero, G. *529, 531, 533*
Martínez Vázquez, A. *291*
Martínez-Blanco, D. *24*
Martinez-Duart, J. M. *85, 104*
Martínez-García, J.C. *216*
Martínez-Herrero, R. *304*
Martínez-López, J. F. *194*
Martinez-Lorente, R. *159*
Martínez-Lozano, J.A. *48, 527*
Martinez-Perez, Maria Jose *218*
Martínez-Tomas, M.C. *527*
Martínez, A. *202*
Martinez, D. *556*
Martínez, E. *477*
Martínez, G. *345*
Martínez, J.A. *96*
Martinez, M. C. *556*
Martínez, Pablo *485*
Martos, J. *112*
Mason, P. *144*
Maté, B. *252*
Mateos, D. *286*
Mattana, R. *209*
Mattera, M. *221*
McCarthy, K. J. *242, 254*
Meana-Fernández, A. *108*
Medina, A. *79*
Melero, C. *272*
Mena Nieto, Ángel *77, 389*
Méndez, V. *175*

Mendoza, M.A. *267, 270*
Menéndez-Proupin, E. *62, 189*
Menéndez, Emilio *535*
Merchán, M.D. *483*
Merchán, R.P. *79*
Merino, A. *365*
Merino, J.M. *98*
Meseguer, J. *365*
Michinel, H. *153, 450*
Miguelez, F. *535*
Milián, C. *138*
Millan, A. *202*
Miller, E. *440*
Mínguez, E. *267, 268, 270*
Miras, H. *401*
Missirol, M. *306*
Mitsou, V.A. *357*
Molina Bolíva, J.A. *284*
Mompart, Jordi *140*
Monreal, L. *112*
Monsoriu, J.A. *494, 497*
Montaner-Pizá, A. *380*
Montero-Alejo, A. *62*
Montero, A. *112*
Montero, I. *73*
Montoya, M. *477*
Mora-López, Llanos *71*
Morales, R. *238, 241*
Moreno, L. *69*
Moro, A. *429*
Moro, A. M. *415*
Moschini, L. *429*
Mourelle, L. *472*
Mücher, D. *380*
Mühl, T. *218*
Muller, A.M. *397*
Müller, B. *218*
Muñoz, J. *272, 274*
Murillo, J. L. *202*
Murnane, M. *150*
Musso, F. *309*
Nacenta, J. *539*
Nacenta, P. *539*
Naether, U. *118*
Namora, F. *580*
Naranjo Correa, F.L. *531, 533*
Navarrete-Benlloch, Carlos *157*

Navarrete, E. *506*
Navarro De Martino, E. *326*
Navarro-Moratalla, Efrén *205*
Navarro, M. *254*
Navas Nicolás, Diana *328*
Naveros, I. *81*
Naz, A. M. *569*
Neipp, C. *492*
Nemes, N.M. *43*
Nevado, A. *96*
Nicolás, P. *91*
Nieto, R. *458*
Nieto, Raquel *452*
Nistal, R. J. *73*
Nó, M.L. *185*
Nóbrega, K. Z. *142*
Nuevo Sánchez, M. J. *393*
Olaizola, B. *391, 418*
Olano, L. *73*
Oliva, A. *345*
Oliveira, F. *490*
Olivi, L. *24*
Olko, P. *399*
Ordoñez, J. *81*
Orejas, J. *258, 265*
Orellana, W. *189*
Orrigo, S.E.A. *380*
Ortega-Gelabert, O. *399, 410*
Ortiz de Zárate Leira, José María *562*
Ortiz de Zárate, José María *191, 562*
Ortuño, M. *492*
Ossó, A. *464*
Oyarzaba, E. *76*
Padilla Domínguez, S. *387*
Padilla, S. *397*
Paiva, T. *501*
Paixão, J. A. *490*
Palacio, F. *202*
Palacios, P. *62, 64, 537*
Palencia, C. *467*
Pallarés, M. C. *118*
Palomares, C. *345*
Panadero, N. *242, 254*
Pardo, J. I. *198*
Paredes, Á. *153*
Parent, L. *406*
Parravicini, J. *159*

Pascual, I. *492*
Pascual, J.I. *223*
Patera, Giuseppe *157*
Pauwels, D. *391*
Paziy, V. *392, 418*
Pedraza López, S. *352*
Pedrini, B.F. *54*
Pedrós, R. *448, 556*
Peiró, C. *196*
Peise, J. *115*
Peixoto, B. *501*
Peláez, R. *241*
Peláez, Raúl P. *35*
Pellegrini, G. *435*
Pennycook, S.J. *41*
Peña, J.C. *455*
Peón, R. *96*
Perales, Á. *438*
Perarnau-Llobet, M. *128*
Perea, A. *425*
Pereiro, R. *563, 265*
Pérez de Landazábal, M.C. *520*
Pérez-Bernal, F. *427*
Pérez-García, L. *202*
Pérez-Grande, I. *365*
Perez-Liva, M. *440*
Pérez-Muñoz, A.M. *41, 43*
Pérez-Rodríguez, M. *180*
Pérez-Torrado, F.J. *381, 395*
Pérez-Zanón, N. *455*
Pérez, A. *122*
Pérez, G. *256*
Pérez, G. *256*
Pérez, L. *52*
Pérez, S. *345*
Peruchena, J.I. *387*
Petroff, F. *209*
Pham, M.K. *462*
Picado, E. *391*
Pich, A. *318*
Pierangeli, D. *159*
Pindado, S. *365*
Pinilla, M. *194*
Pinilla-Cienfuegos, E. *221*
Pinto, G. *280*
Piñeiro, M. M. *180*
Piñol, R. *202*

Piquero, G. *304*
Pisonero, J. *258, 261, 265*
Plaja, L. *150*
Platero, A. *332*
Plaza, J. A. *202*
Plenio, M. B. *120*
Polo, J. *140, 144*
Poloni, R. *43*
Pons-Martí, A. *587*
Popmintchev, T. *150*
Porras, B. *168*
Porras, M. A. *142*
Prados, A. *52*
Praena, J. *410*
Prat, E. *54*
Prieto-Ruiz, Juan P. *204*
Prieto, C. *377, 483, 544*
Prieto, M. A. *96*
Prieto, Víctor *485*
Prima-Garcia, Helena *204*
Primo, V. *73*
Pruneri, V. *146*
Puebla, R. *120*
Puente-Orench, I. *24*
Queiruga, Miguel A. *481, 546, 548*
Queralt-Martín, M. *178, 196*
Quesada, J. M. *401, 419*
Quirion, D. *435*
Quirós, C. *45, 47*
Radulov, D. *391*
Ramírez de la Piscina, S. *537*
Ramírez Muñoz, Diego *87*
Ramírez, Diego *110, 571*
Ramírez, P. *196*
Ramos Núñez, R. *291*
Ramos, A.M. *458*
Ran, S. *51*
Ranchal, R. *52*
Ravelo Arias, Sergio I. *87*
Ravelo, Sergio I. *110, 571*
Ravelo, Sergio I. *571*
Redaño, A. *455*
Régis, J-M. *418*
Reiche, C. F. *218*
Reiche, S. *54*
Reichert, S. *380*
Repollés, Ana *206*

Reyes, M. *365*
Riera, A. *128*
Riesgo, G. *26*
Rinaldi-Montes, N. *24*
Rincón-García, Laura *212*
Rincón, R. *272*
Rivas, M. *89, 91, 216*
Rivera-Calzada, A. *43*
Roa, R. *506*
Robalino López, Andrés *77, 389*
Robles, Maria Soledad *421*
Rodrigues, M. *202*
Rodríguez Espinosa, J.M. *445*
Rodríguez Frías, M. D. *365*
Rodríguez Prieto, Gonzalo *244*
Rodriguez-Fernandez, A. *54*
Rodríguez-González, A. *381, 395*
Rodriguez-Ramos, M. *248*
Rodríguez-Solà, R. *455*
Rodríguez, D. *332*
Rodríguez, I. *345*
Rodríguez, J. *506*
Rodríguez, L. *574*
Rodríguez, L. R. *541*
Rodríguez, R. *267, 268, 270, 383*
Rojas, D. P. *37*
Roldán, C. *556*
Roldán, E. *122*
Roldán, Eugenio *157*
Román, R. *92, 467*
Romera, E. *427*
Romero Adam, E. *357*
Romero-Enrique, José M. *200*
Romero-Expósito, M. *399, 410*
Romero, J.P. *377*
Romero, M. *67*
Ros, G. *525*
Rosado Piquer, L. *208*
Rosaleny-Peralvo, L. E. *116*
Rosell, I. *318*
Roubeau, Olivier *206*
Rubiano, J. *267*
Rubiano, JG. *381, 383*
Rubio Montero, M.P. *375*
Rubio-Bollinger, Gabino *212*
Rubio, B. *380*
Rubio, H. *47*

Rudigier, M. *418*
Ruiz-Bustos, R. *21*
Ruiz-Jiménez, Carlos *142*
Ruiz-Jimeno, A. *299*
Ruiz-Larrea, I. *185*
Ruiz-Rivas, Joaquín *157*
Ruíz, D.P. *81*
Rull, Luis F. *200*
Saavedra, G. *587*
Saenz, J. *503, 518*
Sáez-Cano, G. *365*
Salas, E. *43*
Salazar-Serrano, L. J. *146*
Sales, S. *146*
Salgueiro, J.R. *450*
Salinas, I. *494*
Sampaio, M. *580*
Sampedro, Ó. *450*
San Juan, J. *185*
Sánchez Cruz, Sergio *316*
Sánchez Sánchez, R. *372*
Sánchez-Azqueta, C. *118*
Sánchez-Burillo, E. *158*
Sánchez-Tejerina, L. *286*
Sánchez, A. *274*
Sánchez, C. *91*
Sánchez, E. *320*
Sánchez, F. *33*
Sánchez, F. J. *320*
Sánchez, J. F. *556*
Sánchez, J. L. *365*
Sánchez, J.P. *518*
Sánchez, Jaime *110*
Sanchís, L. *248*
Sanchis, M.A. *299*
Sanmartino, J. *166*
Sans, J.A. *494, 496*
Santamaría, J. *41, 43*
Santana-Méridas, O. *198*
Santarsiero, M. *304*
Santos Arévalo, F.J. *387*
Santos, F.J. *397*
Santos, J. *318*
Santos, J.D. *582*
Santos, L. *89, 91, 578*
Santos, L. *580*
Santos, M.J. *79, 483*

Santos, Rodrigo *485*
Santoyo, D. *332*
Sanz-Andrés, A. *365*
Sanz-Cillero, J.J. *318*
Sanz-Medel, A. *258, 263, 265*
Sanz-Palomino, M. *365*
Sañudo, E. C. *208*
Sapiña, F. *294*
Sarriguren, P. *412*
Sava, T. *418*
Schardt, D. *401*
Schio, P. *43*
Schmaltz, F. *140*
Schnürer, M. *241*
Schulze, G. *223*
Schwarz, T. *218*
Scigaj, M. *33*
Scognamiglio, G. *387, 397*
Sefrioui, Z. *41*
Segade, L. *193*
Seneor, P. *209*
Serna, A. *470*
Serna, J. *304*
Serrano-Calle, S. *85, 104*
Sesé, J. *118, 218*
Sevilla, I. *320*
Shvedov, V. *140*
Sidrach-de-Cardona, Mariano *71*
Silva, C. *231*
Silva, F. *122, 556*
Silva, N. J. O. *202*
Simpson, G. *418*
Simpson, G.S. *391*
Singh, Anshuman *214*
Singh, G. *33*
Slisko, Josip *563*
Sola, Y. *464*
Solana, J. R. *182*
Solano, F. *499, 510*
Solans Sánchez, C. *360*
Solaz, C. *332*
Solbes, J. *497*
Soldevila, U. *332*
Soler Ferrán, P. *288*
Solís-Gallego, I. *108*
Soo Lim, Jong *38*
Soret, J. *112*

Soriano, J. F. *365*
Sosa, C. *202*
Sotres, F. *292*
Sotto, A. *290, 559*
Sridhar, S. *144*
Stănoiu, M. *418*
Stasinska, J. *34*
Stolarczyk, L. *399*
Stroe, L. *418*
Suárez Andrés, I. *355*
Suárez, M. *291*
Suaud, N. *116, 217*
Suay Belenguer, Juan Miguel *282*
Suderow, H. *51, 58*
Tabarés, F.L. *76, 236*
Tabarés, Francisco L. *66*
Tagliacozzo, L. *128*
Tain, J. L. *385*
Takayama, Osamu *155*
Tamura, N. *242*
Tanarro, I. *226, 250, 252*
Tatay, S. *209, 221*
Tejera, A. *381, 383, 395, 403*
Tena, F. *448, 527*
Tengblad, O. *425*
TJ-II team *242*
Tobaja, L. M. *508*
Tojo, E. *193*
Torner, Lluis *155*
Tornero, A. *401*
Torres-Cavanillas, S. *221*
Torres Costa, V. *94*
Torres, J. *112, 401*
Torres, J.P. *146, 148*
Torró Pastor, E. *357*
Toth, G. *115*
Trevisani, Nicolò *348*
Tricio Gómez, V. *560*
Tricio Gómez, Verónica *548*
Tricio, V. *472, 541, 560, 574, 576*
Trigo, J. F. *106*
Trigo, R.M. *458*
Trigueira, A. *580*
Tura, J. *126*
Turpin, A. *140*
Turra, R. *369*
Udias, J.M. *391, 406, 418*

Udias, J.M. *440*
Urieta, J. S. *194, 198*
Urquiza García, A.I. *284*
Utrillas, M.P. *448, 527*
Valdés-Bango, F. *47*
Valdés, R. *541, 574*
Valenzuela, B. *29, 49*
Valerdi Pérez, R. *475*
Valle Villarroel, C. *291*
Vallés, A. *148*
Valls, J. A. *363*
Valor, E. *556*
Valvidares, S. M. *45, 47*
Van der Zant, Erre *205*
van der Zant, H. S. J. *211*
van Duijn, J. *21*
van Hulst, Niek F. *214*
van Milligen, B. *231*
Vaquerizo, J.A. *477*
Varela, L. M. *193*
Varela, M. *33, 41*
Varela, P. *520*
Varias, A. *506*
Vasallo, E. *256*
Vasallo, E. *256*
Vedia, V. *418, 431*
Vega González, I. *291*
Velarde-Suárez, S. *108*
Velasco, M. A. *345*
Velasco, Verónica *206*
Vélez, Catalina *191*
Vélez, M. *45*
Vera Tomé, F. *277, 377*
Verdia-Báguena, C. *178*
Vidal-Vidal, Á. *180*
Vidal, J. *587*
Vidal, M. *406*
Vieira, S. *51*
Vila, M. *193*
Vila, Meritxell *433*
Villa, M. *462*
Villalobos, M. *401*
Villanueva García, J. *291*
Villaplana, M. *369*
Viloria, R. *576*
Viñals, S. *410*
Vitagliano, G. *115*

Vitturi, A. *429*
Vives, O. *556*
Vivo Vilches, C. *387*
Vivo, C. *397*
Vizán, J. *327*
Vozmediano, María A.H *23*
Wahnón, P. *62, 64*
Walters, W. B. *418*
Williart, A. *477*
Wölbing, R. *218*
Wouchuk, J.G. *228*
Xia, X. *345*
Ynsa Alcalá, M.D. *94*
Yuste, M. *518*
Yuste, S. *525*
Yuste, S.B. *175*
Zarate, R. *45*
Zitko, Rok *38*
Zueco, D. *118, 158*
Zueco, David *206*
Zúñiga, J. *556*