

FÍSICA

REVISTA CUBANA DE FÍSICA

FÍSICA

Sociedad Cubana de Física
y Facultad de Física,
Universidad de la Habana

VOL.28 No. 2
DIC. 2011



LA INGENIERÍA FÍSICA
AL RESCATE DEL PATRIMONIO

Portada: La investigadora Ivette Ravelo-Cabrera examina, *in situ*, muestras de costras negras asociadas a la contaminación en la fachada de la Catedral de La Habana. Para ello, se vale de un equipo de Espectroscopía de Plasma Inducido por Laser (LIBS) diseñado y construido en el Laboratorio de Laser Tecnológico del Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE) de la Universidad de La Habana.

EDITOR

E. ALTSHULER
Facultad de Física, Universidad de La Habana
10400 La Habana, Cuba
ealtshuler@fisica.uh.cu

EDITORES ASOCIADOS

A. J. BATISTA-LEYVA
Instec, La Habana
abatista@instec.cu

G. DELGADO-BARRIO
IMAFF-CSIC, Madrid
gerardo@imaff.cfmac.csic.es

O. DÍAZ-RIZO
Instec, La Habana
odrizo@instec.cu

V. FAJER-ÁVILA
CEADEN, La Habana
vfajer@ceaden.cu

J.-P. GALAUP
Lab.A. Cotton(CNRS)& Univ. Paris- Sud
jean-pierre.galaup@lac.u-psud.fr

O. DE MELO
Facultad de Física, Universidad de La Habana
omelo@fisica.uh.cu

R. MULET
Facultad de Física, Universidad de La Habana
mulet@fisica.uh.cu

P. MUNÉ
Facultad de Ciencias, Universidad de Oriente
mune@cnt.uo.edu.cu

C. A. ZEN-VASCONCELOS
Univ. Federal Rio Grade du Sul
cesarzen@cesarzen.com

DISEÑADORES
ERNESTO ANTÓN
E. ALTSHULER

EDICIÓN WEB

A. GONZÁLEZ ARIAS
arnaldo@fisica.uh.cu

R. CUÁN
rcuan@fisica.uh.cu

**TODOS LOS ARTÍCULOS EN FORMATO
ELECTRÓNICO SE ENCUENTRAN EN:**

[www.fisica.uh.cu/biblioteca/
revcubfi/index.htm](http://www.fisica.uh.cu/biblioteca/revcubfi/index.htm)

COORDENADAS

86 SUPERVIVENCIA O DESARROLLO ¿ OPCIONES PARA LA FÍSICA CUBANA? / A. González

ARTÍCULOS ORIGINALES

87 SISTEMA LIBS PORTABLE PARA LA DETERMINACIÓN DE ELEMENTOS QUÍMICOS PRESENTES EN EL DETERIORO DE CONSTRUCCIONES DE VALOR PATRIMONIAL/ L. Moreira, L. Ponce, C. Valdés, F. Corvo, M. Arronte, E. de Posada, Y. Pérez, T. Flores, I. Ravelo, O. Cruzata, B. Lambert, J. L. Cabrera, A. Borges, A. Ponce y L. C. Hernández

92 ESTUDIO DE LAS COSTRAS NEGRAS PRESENTES EN LA FACHADA DE LA CATEDRAL DE LA HABANA MEDIANTE ESPECTROSCOPIA DE PLASMA INDUCIDO POR LÁSER (LIBS)/ I. Ravelo-Cabrera, L. Moreira, M. Arronte, L. Ponce y E. Rodríguez

96 RUGOSIDAD COMO PARÁMETRO PARA CARACTERIZAR FLUJOS GRANULARES: RESULTADOS PRELIMINARES/ A. Batista y E. Altshuler

100 ONDAS SUPERFICIALES EN UN LÍQUIDO CON CONFINAMIENTO ELÍPTICO/ M. Oliva

105 SISTEMA PARA LA DETECCIÓN DE PULSOS MECÁNICOS MEDIANTE UN SENSOR PIEZOELÉCTRICO/ Y. García-Puente, A. Santana-Gil, A. Peláiz-Barranco, O. García-Zaldívar, F. Calderón-Piñar, A. C. García-Wong

110 ONDAS ESTACIONARIAS ESFÉRICAS EN LÍQUIDOS COMPRESIBLES / José Marín Antuña y Javier Pardo Vega.

114 OPTIMIZACIÓN DE LAS CONDICIONES DE ELECTRODEPOSICIÓN PARA LA OBTENCIÓN DE SENSORES MAGNÉTICOS/ C. Morón, A. García, E. Tremps, G. Ignacio y M. González

119 A MESOSCOPIC APPROACH TO MODEL REGULATION OF APOPTOSIS BY P53/ Elena Izquierdo Kulich y José Manuel Nieto -Villar

ARTÍCULOS DE REVISIÓN

123 AND OVERVIEW OF SOLAR ACTIVITY AND CLIMATIC CHANGES/ A. Méndez Berhondo

MOMENTOS DE LA FÍSICA EN CUBA

128 EXPERIENCIA EN EL DESARROLLO E INTRODUCCIÓN DE EQUIPOS DE TERAPIA LÁSER DE BAJA POTENCIA/ Andrés M. Combarro Romero, Omar Morales Valdés, Carlos A. Corcho Corcho, Alina A. Orellana Molina, Adel Hernández Díaz, Agustín Porrúa García, Sandra Fernández Yanes, Pedro J. Larrea Cox, Mario Aparicio Carriera, Jossué Arteché Díaz

PARA FÍSICOS Y NO- FÍSICOS

131 LA EXPANSIÓN ACELERADA Y LOS PREMIOS NOBEL DE FÍSICA 2011/ H. Pérez Rojas

135 NUESTRA FÍSICA EN NOTICIAS

OBITUARIOS

139 JOSÉ FERNANDO FERNÁNDEZ-BERTRÁN (1927- 2011)/ B. Concepción Rosabal

SUPERVIVENCIA O DESARROLLO: ¿OPCIONES PARA LA FÍSICA CUBANA?

SURVIVAL OR DEVELOPEMENT: OPTIONS FOR CUBAN PHYSICS?

AUGUSTO GONZÁLEZ

PRESIDENTE, SOCIEDAD CUBANA DE FÍSICA



El año 90 significó para la Física cubana, al igual que para todo el país, un punto de giro. Después de 30 años de esfuerzo fundacional, consolidación de grupos y laboratorios, capacitación de científicos en los países socialistas e intentos de crear una industria electrónica y una industria energética nuclear, sobrevino una crisis económica que privó a las instituciones dedicadas a la Física de los recursos necesarios para continuar desarrollándose.

El estado cubano manifestó su intención de no cerrar ningún centro científico ni de educación superior, con lo cual hacía explícita la importancia que le concedía a la ciencia para el desarrollo futuro del país. Los salarios y los gastos básicos, como la electricidad, fueron garantizados. La financiación en moneda fuerte, sin embargo, se concentró en los centros biotecnológicos, a los cuales se les vieron grandes posibilidades, confirmadas en los años siguientes, de revertir en un breve plazo la inversión y crecer como rama de la industria.

Sin embargo, en las instituciones dedicadas a la Física, 20 años sin recursos frescos han significado el envejecimiento, e incluso la desaparición, de muchos de los laboratorios y grupos. La difícil situación ha provocado la emigración de personas formadas científicamente hacia otras ramas de la economía y hacia el extranjero. Sólo los grupos más consolidados lograron “sobrellevar el golpe” y sobrevivir. Se ha hecho un esfuerzo gigantesco por formar nuevos especialistas y por mantener el nivel de la actividad en nuestro campo, a pesar de todo. Las relaciones internacionales que se establecieron, sirvieron para conseguir literatura científica, realizar mediciones con técnicas más avanzadas, etc. De hecho, en muchas instituciones, los recursos en “moneda fuerte” que se han utilizado para actualizar computadoras y equipos pequeños, comprar materiales de oficina, etc., han provenido en buena medida de las donaciones de los especialistas que viajan al extranjero –algo tal vez inédito a escala mundial.

Pienso que nuestra Física ha mostrado en los últimos 20 años madurez, capacidad de resistir en condiciones sumamente adversas, e incluso de formar recursos humanos calificados [1]. La estrategia para los próximos 10 - 20 años no puede, sin em-

bargo, seguir siendo de supervivencia, sino que es imprescindible retomar la senda del desarrollo. Las investigaciones en Física, al igual que en Matemáticas, Ciencias de la Computación, Química, Biología y otras ciencias son, ahora más que nunca antes, la garantía de independencia del país en un mundo dominado por las tecnologías de avanzada. Sus implicaciones en aspectos tan importantes de la vida nacional como la educación o la defensa son de gran trascendencia, y no se deben ignorar.

No en balde en los países desarrollados y en muchas economías emergentes se destinan recursos millonarios a crear capacidades de investigación. Un ejemplo es el estado de Sao Paulo (Brasil), con población similar a la de Cuba, y un PIB per cápita 1.7 veces superior, donde recientemente se ha anunciado la creación de 15 centros de excelencia científica y un fondo de 309 millones de USD para proyectos y 115 millones de USD para la compra de equipos avanzados [2].

En las condiciones nuestras, con recursos escasos y una economía en busca de la eficiencia, el asunto de las fuentes de financiamiento de la Física y la ciencia en general es, en estos momentos, un tema abierto. La Sociedad Cubana de Física se ha sumado al debate y la búsqueda de soluciones. Nuestra primera contribución ha sido convocar a un Taller, desarrollado el 16 de Septiembre de 2011, donde se identificaron prioridades a atender tales como la literatura científica actualizada, el equipamiento científico y el aumento, por todas las vías posibles, del salario de profesores y científicos.

Quiero convocar a todos los físicos cubanos para que en sus grupos de trabajo analicen qué necesitan, cuáles son las dificultades, y qué pudieran aportar como colectivo. Existen acciones simples, como derogar normativas absurdas, que la SCF pudiera emprender con fuerza. Otras acciones, como buscar fuentes de financiamiento, van a requerir de mucha más inteligencia colectiva y la participación de todos los miembros de la sociedad.

En el mencionado Taller y en cualquier otro foro los físicos cubanos ratificamos nuestro compromiso con el país. Necesitamos recursos para levantar la Física, crecer al ritmo que exige la época y contribuir mucho más al desarrollo nacional.

[1] C. Rodríguez y col., Diagnóstico sobre el estado de la Física en Cuba y acciones propuestas para su desarrollo (reporte interno, /06/2011)

[2] SciDevNet, 10/06/2011 (<http://www.scidev.net/en/news/sao-paulo-seeks-to-attract-latin-american-scientists-.html>)

SISTEMA LIBS PORTABLE PARA LA DETERMINACIÓN DE ELEMENTOS QUÍMICOS PRESENTES EN EL DETERIORO DE CONSTRUCCIONES DE VALOR PATRIMONIAL

LIBS PORTABLE SYSTEM FOR THE DETERMINATION OF CHEMICAL ELEMENTS PRESENT IN THE DETERIORATION OF PATRIMONIAL BUILDINGS

L. MOREIRA^{A,B,†}, L. PONCE^B, C. VALDÉS^C, F. CORVO^D, M. ARRONTE^B, E. DE POSADA^B, Y. PÉREZ^A, T. FLORES^B, I. RAVELO^A, O. CRUZATA^A, B. LAMBERT^A, J. L. CABRERA^A, A. BORGES^A, A. PONCE^A, L. C. HERNÁNDEZ^{A,B}

a) IMRE-Universidad de La Habana, Vedado 10400, Habana, Cuba; moreira@imre.oc.uh.cu

b) CICATA-IPN, km 14,5 Carretera Tampico Puerto industrial, Altamira 89600, Tamps, México

c) Centro Nacional de Investigaciones Científicas (CNIC), Cuba

d) Centro de Investigación en Corrosión, Universidad Autónoma de Campeche, México.

†autor para la correspondencia

Los materiales pétreos, a pesar de la gran estabilidad que muestran como materiales de construcción, no están exonerados de la acción de la naturaleza en su deterioro, efecto que con el desarrollo urbano e industrial se han visto intensificados. La espectroscopía de plasma inducido por láser (LIBS) es considerada como una de las técnicas más dinámicas y prometedoras en el campo de la espectroscopia analítica. LIBS, aplicable de forma *in situ* y prácticamente no destructiva, ofrece una alternativa potencial en relación a otras técnicas usadas en arqueología, conservación, restauración, etc. En este trabajo, haciendo uso de la técnica LIBS, a través un prototipo desarrollado, se determinan los componentes fundamentales presentes en la superficie de las paredes del Convento y Basílica Menor de San Francisco de Asís, construcción histórica, localizada en la Habana Vieja, Cuba. Así mismo se exponen posibles causas que estos elementos pueden ocasionar a la estructura pétreo. Los resultados son comparados con análisis realizados previamente por fluorescencia de rayos X (FRX).

Stone materials, despite their great stability as construction materials, are not free from deterioration caused by nature, an effect that has been intensified by urban and industrial developments. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) is considered one of the most dynamic and promising techniques in the field of analytical spectroscopy. LIBS, which is performed *in situ* and is virtually non-destructive, offers a potential alternative to other techniques used in fields such as archaeology, preservation and restoration. In this work, the LIBS technique identifies key components and contaminants on the surface of the walls of the Convento y Basílica Menor de San Francisco de Asís, a historical building located in Old Havana, Cuba. The results are compared to previously performed analyses by X-ray fluorescence (XRF).

Keywords. Laser ablation 79.20.Eb, laser spectroscopy 42.62.Fi, breakdown 51.50.+v, 52.80.-s, 77.22.Jp

INTRODUCCIÓN

La piedra siempre ha sido uno de los materiales de construcción preferidos por el hombre. En América podemos encontrar monumentos ancestrales hechos de piedra, que forman parte del patrimonio histórico.

En Cuba, durante la colonización española, fueron construidos muchos edificios utilizando la piedra calcárea abundante en el país. En particular, el Casco Histórico de La Habana Vieja se destaca en número y belleza por edificaciones construidas de piedra.

Un ejemplo interesante por sus valores y nivel de preservación, es el Convento y Basílica Menor de San Francisco de

Asís. Este edificio fue construido a finales del siglo XVI y reconstruido en el estilo barroco en la mitad del siglo XVIII. En su construcción se utilizó piedra caliza coralina, originaria de la isla, como material estructural. Se encuentra ubicado aproximadamente a 200 m de la línea costera, muy cerca de la Bahía de La Habana y zonas industriales, como se muestra en la Figura 1.

A pesar de la estabilidad que muestra la piedra como material de construcción, no está exonerada de la acción de la naturaleza. Más aún, con el desarrollo urbano e industrial los niveles de deterioro se han intensificado de manera creciente.

Es bien conocido, que el incremento de los contaminantes en la atmósfera y los cambios climáticos han contribuido a la aceleración de la velocidad de degradación de las estructuras pétreas [1]. Precisamente el Convento presenta problemas de deterioro en sus paredes de piedra.

Un aspecto crucial en la recuperación de la superficie deteriorada de una obra construida en piedra, es la recopilación de información sobre sus propiedades físicas y químicas [2]. Varias técnicas analíticas son utilizadas extensivamente en determinar propiedades físico-químicas de la materia: microscopía óptica, SEM, FRX, PIXE, XRD, ICP-OES o ICP-MS y microscopía Raman están entre las más usadas [3-6]. Sin embargo, la dificultad de análisis in situ, la extracción de material para muestra, su preparación y el traslado hacia laboratorios, el tiempo de análisis, entre otros, constituyen dificultades en el uso de estas técnicas en aplicaciones patrimoniales, arqueológicas, etc; más si se tiene en cuenta que el costo de cada uno de estos equipos comerciales suele ser caro, muchas veces lejos del alcance de muchos laboratorios y centros de investigación. En este contexto, la técnica LIBS es una alternativa muy ventajosa. Es prácticamente no destructiva y no requiere preparación de la muestra, además de brindar un análisis elemental rápido con la ventaja de poder ser aplicado in situ [7]. En nuestro trabajo, mediante el uso de un prototipo de equipo LIBS desarrollado [8-9], se determinó la composición del material superficial de las paredes del Convento y Basílica Menor de San Francisco de Asís y sus posibles efectos en el deterioro de la estructura pétrea de la edificación. Con el fin de corroborar estos resultados con una técnica convencional bien establecida, se llevó a cabo una comparación de los mismos con análisis realizados previamente por FRX.

2 DESARROLLO EXPERIMENTAL

La Figura 2 muestra el prototipo LIBS desarrollado y su diagrama experimental respectivamente. Está compuesto de un láser de Nd:YAG pulsado operando en su longitud de onda fundamental de 1064 nm. Un Q-switch pasivo basado en un cristal de Cr:YAG, de 14% de transmitancia para la longitud de onda de 1064 nm, es utilizado. Bajo esta configuración se obtiene una emisión láser en régimen multipulsos, siendo la duración total del pulso láser cercano a los 700 μ s y la duración de cada micropulso de 20 ns, separados entre sí 10 μ s aproximadamente, véase Figura 3.



Figura 1. Convento y Basílica Menor de San Francisco de Asís. Ubicación geográfica.

La energía total por pulso es de 60 mJ (medida a través del equipo PM300E de Thorlabs). El haz láser es enfocado sobre la muestra, ubicada a una distancia de 50 mm de la lente. El mismo está alineado ópticamente con el estereoscopio, permitiendo el análisis selectivo en la muestra. La emisión de la pluma (o plasma) es colectada por medio de una fibra óptica y analizada a través de un espectrómetro USB2000 de Ocean Optics con intervalo de medición entre 350 – 1000 nm y una resolución óptica de 0.35 nm. El tiempo de integración del plasma analizado es de 50 ms. Tanto el láser como el espectrómetro están sincronizados en el tiempo a fin de poder realizar la medición.

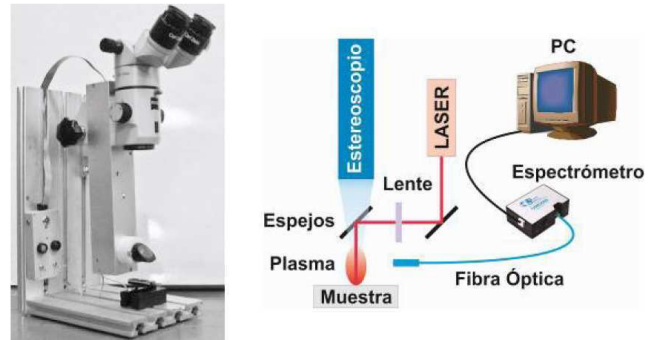


Figura 2. Instalación LIBS y su diagrama.

Los láseres que se utilizan en los sistemas LIBS comerciales, en su gran mayoría, cuentan con Q:Switch electro-ópticos para producir pulsos del orden de los nanosegundos. Tales dispositivos hacen más complicados los sistemas LIBS, al mismo tiempo que los encarecen. Gracias a la configuración de multipulsos conseguida en el prototipo LIBS desarrollado, es posible obtener mayor intensidad de emisión de las especies en el plasma durante el análisis[10]. Entre otros factores se debe a la excitación adicional que los pulsos laser subsiguientes producen en su interacción con el plasma producido inicialmente. De esta forma, el empleo de multipulsos mediante un Q-Switch pasivo, permite obtener intensidades de emisión más elevadas y una mejor relación señal ruido.

Las muestras de piedra caliza fueron tomadas considerando ubicación y representatividad de zonas afectadas en la edificación, ya sea desde el punto de vista visual o estructural. Un total de 6 muestras (R1, R2, R3, R4, R5, R6) fueron extraídas de las paredes exteriores del Convento en zonas distantes entre sí donde el viento, la humedad y el sol influyen de manera significativa. Cada una fue correctamente conservada en porta muestras a fin de evitar cualquier contaminación. Al mismo tiempo, fueron analizadas por FRX.

En la identificación de elementos mediante LIBS, se hizo uso de la base de datos de espectros atómicos del Instituto Nacional de Estándares y Tecnología (NIST). En cada medición se promediaron 10 espectros característicos.

ANÁLISIS POR LIBS EN MUESTRAS DE PIEDRA CALIZA

La Figura 4 ilustra el espectro de mediciones correspondientes a cada una de las muestras. El análisis reveló la presencia de metales como Fe y Ti, y elementos alcalinos como Ca, Sr, Mg, Na y K. También se encontraron líneas asociadas a C, O y N. En las 6 mediciones están presentes todos los elementos, lo cual evidencia una posible homogenización del entorno en lo que a elementos y compuestos químicos se refiere.

El Ca constituye el elemento al cual se asocia el mayor número de líneas y con la mayor intensidad relativa de éstas. Es un resultado esperable dado que la piedra caliza está compuesta casi totalmente de calcita, el más estable polimorfo de carbonato de calcio (CaCO_3).

Las piedras de carbonato tienden a ser altamente porosas, usualmente alrededor de 15 – 20 % (llegando a valores de hasta 45 %) [11]. Los poros constituyen las vías mediante las cuales el agua y otros compuestos del medio ambiente pueden penetrar al interior de la piedra facilitando con ello el proceso de deterioro de la edificación.

La determinación de O y N, independientemente de la composición de las muestras, también es el reflejo de la contribución de estos elementos presentes en la atmósfera. Estos elementos y otros como el S, pueden encontrarse en la atmósfera en forma de óxidos (SO_2 , CO_2 , NO_x) debido a los procesos de combustión en los que se producen este tipo de emisiones. El Convento, por su cercanía a zonas industrializadas es altamente probable su exposición a tales óxidos. El CaCO_3 precisamente es estable en aguas neutras y ligeramente alcalinas e inestable, disolviéndose rápidamente, en condiciones ácidas[12]. Es por ello que estos óxidos disueltos en agua absorbida por el material pétreo, confieren un carácter ácido, favoreciendo así la disolución del CaCO_3 [13].

En cuanto al sodio, su causa fundamental es la cercanía del Convento al mar. Precisamente el NaCl, existente en forma de aerosol en el ambiente, se deposita en los poros y fisuras de las paredes. Cuando la cristalización del NaCl ocurre en poros de diámetro pequeño, la presión de cristalización induce a la ruptura de la piedra y por tanto constituye una de las posibles causas que la hacen ser más frágil.

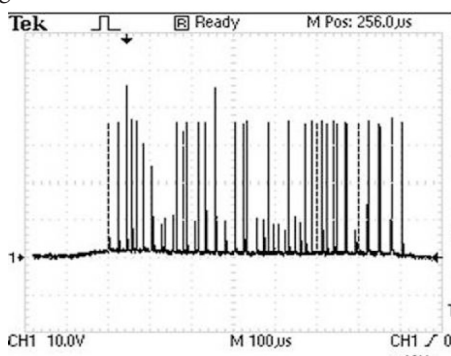


Figura 3. Oscilograma del pulso láser en régimen Q-switch.

La determinación de los elementos C, Fe y Mg, es también una contribución importante. al análisis de los muros. El C en gran medida está dado por los procesos de combustión provenientes de la refinería, zona industrial y tráfico de automóviles. Al mismo tiempo, en el aerosol marino, después del Na, el Mg es el elemento que se encuentra en mayores proporciones en el mar[14]. El Fe es uno de los componentes fundamentales en los polvos minerales que constituyen la corteza terrestre. Todos ellos, bajo la influencia del viento son proyectados hacia las paredes de la edificación. Es por ello que, en zonas donde la humedad es más alta, como por ejemplo, la entrada principal del Convento, donde además la velocidad del viento es mucho mayor, la coloración de las paredes es más oscura. La Figura 5a ilustra este fenómeno.

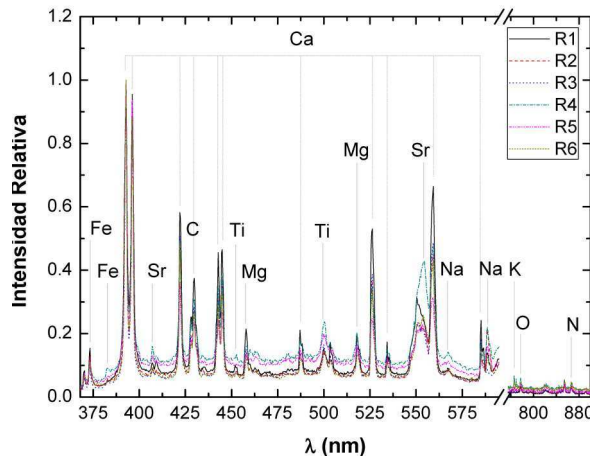


Figura 4. Espectro LIBS de las muestras de piedra caliza co-rrespondiente a las paredes del Convento de San Francisco de Asís.

Junto con la humedad, los nutrientes como Ca, Mg, K, N, y Fe, determinados mediante LIBS, favorecen el crecimiento de organismos biológicos[15] como algas, hongos y líquenes. Precisamente estos organismos dan lugar a lo que se conoce como pátina, siendo otra de las causas de la coloración oscura en las paredes de la edificación. La formación de organismos biológicos mayores, como son las plantas superiores, sus raíces al penetrar en los poros, fisuras y micro-fisuras de las paredes provocan tensiones, roturas y desprendimientos, constituyendo otra de las causas graves del deterioro pétreo del Convento. Así mismo, las plantas generan secreciones ácidas que afectan a la piedra. La Figura 5b ilustra tales escenarios.

ANÁLISIS POR FRX DE LAS MUESTRAS DE PIEDRA CALIZA

Las muestras de piedra caliza tipo roca también fueron analizadas cualitativamente por FRX. El equipo utilizado está constituido por un espectrómetro de fluorescencia de rayos X basado en un tubo de rayos catódicos (40 kV, 0.5 mA) y detector de Si-PIN con colimador de plata. La Figura 6 muestra el resultado obtenido para el caso de la muestra R6, al mismo tiempo que se exponen los elementos determinados para cada una de las muestras (R1..R6) en la Tabla I.

Elementos como Ca, Fe y Sr coinciden con los determinados por LIBS. Como puede observarse, el Ca sigue siendo el elemento mayoritario, lo cual está en concordancia con lo obtenido por LIBS. En cambio, elementos que no fueron encontrados mediante LIBS como son Zn, Cu, As y Ni, sí fueron obtenidos a través de FRX. Una de las razones puede estar en las bajas concentraciones en que se manifiestan; pero más importante es el hecho de que, para estos elementos, las líneas espectrales de emisión óptica más intensas detectables por LIBS, están por debajo de los 350 nm y, por tanto, del rango espectral del espectrómetro utilizado. Sin embargo, elementos como Na, K, Mg, Ti, C, O y N sí pudieron ser determinados por LIBS, no siendo así por FRX, de manera que LIBS resultó ser más apropiado para estos elementos.

CONCLUSIONES

Mediante la técnica y prototipo LIBS desarrollado, se determinaron elementos químicos presentes en la estructura pétreo del Convento y Basílica Menor de San Francisco de Asís. A pesar de la relativa baja sensibilidad que se asocia a la técnica LIBS, fue posible determinar un grupo de elementos que por FRX suelen ser difíciles de obtener. Sin embargo, FRX puede constituir un buen complemento en la determinación de elementos químicos presentes en la superficie.

La velocidad en el análisis y determinación de los elementos, así como el nivel de integración y portabilidad del equipo LIBS desarrollado, posibilitan la inspección rápida de un número grande de muestras en el campo.

Mediante los resultados obtenidos se pudo determinar el nivel de homogeneidad de los elementos químicos existentes en la edificación.

Por otra parte, mediante la identificación de los elementos, es posible establecer causas del deterioro de las paredes del Convento entre las que pueden citarse:

- Las sales higroscópicas como el cloruro de sodio, entre otras, mediante la acción del agua, penetran en el interior de la piedra y cristalizan al evaporarse el agua, generando presiones internas que pueden producir degradación en el material pétreo.

- La presencia de nutrientes y micronutrientes exacerbaban la actividad biológica de organismos vivos y estos también provocan la degradación de la piedra.

Finalmente, se demuestra que la técnica LIBS y particularmente el prototipo desarrollado, único de su tipo en Cuba, gracias a su portabilidad y simplicidad en el análisis, puede servir como instrumento eficaz para el monitoreo del daño ambiental producido en edificios patrimoniales construidos de piedra, fundamentalmente en el Casco Histórico de La Habana.



Figura 5. Convento de San Francisco de Asís: a) formación de costra de color oscuro sobre la superficie pétreo en la pared exterior de la entrada, b) crecimiento de organismos biológicos

[1] G. Allen, *Materials World*, vol. 15, pp. 27-28, (2007).
 [2] J. Méndez Vivar, *Educación Química* **8**, 225-230 (1997).
 [3] C. Zarkadas and A. G. Karydas, *Spectrochim Acta B* **59**, 1611-1618 (2004).
 [4] T. J. Wess, M. Drakopoulos, A. Snigirev, J. Wouters, O. Paris, P. Fratzl, M. Collins, J. Hiller, and K. Nielsen, *Archaeometry* **43**, 117-129 (2001).
 [5] B. Gratuze, M. Blet-Lemarquand, and J. N. Barrandon, *J Radioanal Nucl CH* **247**, 645-656 (2001).
 [6] J. C. Dran, J. Salomon, T. Calligaro, and P. Walter, *Nucl Instrum Meth B* **219-220**, 7-15 (2004).
 [7] D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser-induced Breakdown Spectroscopy* (New York, Wiley, 2006).
 [8] L. Ponce, L. Moreira, E. de Posada, M. Arronte, T. Flores, and E. Rodríguez, "Burst Mode Q-switched Laser Pulses for Plasma Excitation in LIBS Analysis," in *Laser Pulse Phenomena and Applications*, edited by F. J. Duarte (InTech, 2010).
 [9] L. Moreira Osorio, L. V. Ponce Cabrera, M. A. Arronte García, T. Flores Reyes, and I. Ravelo, *Journal of Physics: Conference Series* **274**, 012093 (2011).
 [10] L. Ponce, T. Flores, M. Arronte, L. C. Hernández, G. M. Bilmes, and F. C. Alvira, *Rev. Cub. Fis.* **25**, 85-87 (2008).
 [12] C. Leygraf and I. T. Gradae, *Atmospheric corrosion* (2000).
 [13] N. Lan and T. Thi, *Corrosion Science* **47**, 1023-1038 (2005).
 [14] A. Pope and et. al., *Geomorphology* **47**, 211-225 (2002).
 [15] J. Wright, *Environmental Chemistry*, (Routledge, 2003).
 [16] L. Cristina Trevizan *et. al.*, *Spectrochimica Acta Part B* **64**, 369-377 (2009).
 [17] K. Malaga-Starzec and *et. al.*, *Journal of Cultural Heritage* **4**, 313-318 (2003).

Tabla I Elementos determinados por FRX correspondientes a cada una de las muestras analizadas (R1..R6)
R1: Ca, Fe, Sr, Ni(tr)
R2: Ca, Fe, Sr, Zn
R3: Ca, Fe, Sr
R3: Ca, Fe, Sr
R6: Ca, Fe, Sr, Zn, Cu(tr), As(tr)

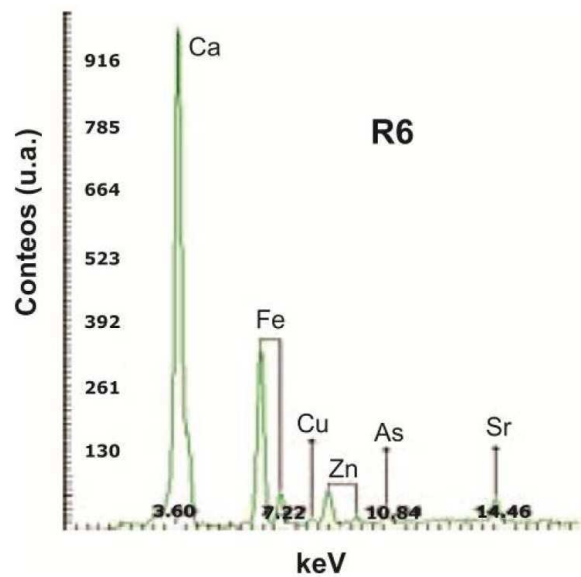


Figura 6. Espectro de FRX de la muestra R6.

ESTUDIO DE LAS COSTRAS NEGRAS PRESENTES EN LA FACHADA DE LA CATEDRAL DE LA HABANA MEDIANTE ESPECTROSCOPIA DE PLASMA INDUCIDO POR LÁSER (LIBS)

STUDY OF THE BLACK CRUSTS IN THE FAÇADE OF THE CATHEDRAL OF HAVANA USING LASER INDUCED PLASMA SPECTROSCOPY (LIBS)

IVETTE RAVELO CABRERA^a, LESTHER MOREIRA OSORIO^{b†}, MIGUEL A. ARRONTE GARCÍA^c,
LUÍS V. PONCE CABRERA^c, EUGENIO RODRÍGUEZ GONZÁLEZ^c

a) Centro Nacional de Conservación, Restauración y Museología (CENCREM), Cuba, laboratorio@cencrem.cult.cu

b) Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE), Universidad de La Habana, Cuba. lesther.moreira@gmail.com

c) CICATA-IPN, Unidad Altamira, México.

† autor para la correspondencia

La Catedral de La Habana, símbolo emblemático de la Ciudad Colonial, ubicada en un área de gran desarrollo urbano, con cercanía al mar y dentro de una zona industrial, muestra un deterioro en la estabilidad de su fachada. Dado su valor patrimonial se hace necesario la determinación elemental y rápida de los elementos que intervienen en el proceso de deterioro de la estructura pétreo. La espectroscopia de plasma inducido por láser (LIBS) es considerada una de las técnicas más dinámicas y prometedoras en el campo de la espectroscopia analítica, pues se trata de una técnica prácticamente no destructiva y capaz de realizar la determinación cualitativa en tiempo real. Haciendo uso de un sistema LIBS portátil desarrollado en el Laboratorio de Tecnología Láser de la Universidad de La Habana, se estudian las costras negras depositadas en las cornisas y columnas de la fachada de la catedral a tres alturas diferentes. Los resultados obtenidos son comparados con otras técnicas analíticas, entre ellas Difracción de Rayos X (DRX).

Havana's Cathedral, the Colonial City's emblematic symbol located in an area of great urban development, near the sea and inside an industrial area, it shows to deterioration in its facade. Given its patrimonial value it is necessary the quick determination of the elements involved in the process of stone decay. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) is one of the most dynamic and promising techniques in the field of the analytic spectroscopy, because it is practically a nondestructive technique able to carry out qualitative determinations in real time. Making use of a portable LIBS developed in the Laboratory of laser Technology of the University of Havana, the black crust deposited in the cornices and columns of the Havana Cathedral's facade are studied to three different heights. The results are compared with other analytic techniques, such as X-ray diffraction (DRX).

Keywords. Laser ablation 79.20.Eb, laser spectroscopy 42.62.Fi, electric breakdown 51.50.+v, 52.80.-s, 77.22.Jp

INTRODUCCIÓN

Entre las construcciones patrimoniales de Cuba más importantes La Catedral de La Habana es una de las más representativas, por su valor histórico y arquitectónico, considerándose la Catedral y su Plaza el conjunto más armonioso de la capital cubana.

Construida en el siglo XVIII, la Catedral está localizada muy cerca de la línea costera, donde recibe un gran embate del viento marítimo, que no solo trae consigo el aerosol marino, sino que también arrastra contaminantes origi-

nados en la zona industrial enclavada en la Bahía de La Habana, así como en el entorno urbano de sus alrededores y que influyen directamente en la superficie del material pétreo

Fue utilizada para su construcción, roca caliza coralina oriunda de la isla, típica de las edificaciones habaneras de su época, que está constituida fundamentalmente por calcita (CaCO_3), aunque puede contener óxido de hierro, que en algunas ocasiones es el responsable de la coloración rosácea o crema y pre-

senta incrustaciones de corales, propios de su origen sedimentario.[1] A pesar de la gran estabilidad que ha demostrado tener esta piedra como material de construcción, la misma no está exonerada de la acción de la naturaleza en su deterioro, efecto que con el desarrollo urbano e industrial se ha intensificado hasta la actualidad.[2]

Una de las afectaciones más comunes en la roca caliza está caracterizada por la presencia de costras de color oscuro sobre la superficie, conocidas como costras negras o costras de sulfín. El sulfín se forma por la combinación del SO_2 de la atmósfera con el agua que se condensa en la superficie de la piedra, dando lugar a la formación de ácido sulfúrico. Este disuelve al carbonato de calcio de la piedra, formándose $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (yesificación). Por otro lado, el crecimiento microbiano contribuye también a la formación de estas costras. [2, 4, 5]

En las paredes de la Catedral de La Habana se encuentran estas afectaciones, como puede observarse en la figura 1. Se pueden distinguir dos tipos de costras negras: Una en las zonas protegidas de la lluvia y otras que se diferencian por estar en el camino donde se escurre el agua; estas últimas, pueden deberse a crecimiento microbiano.[5] Las muestras estudiadas en este trabajo pertenecen al primer grupo.

Dada las potencialidades de la espectroscopía de plasma inducida por láser (LIBS) sobre otras técnicas de caracterización de materiales, se realizó el estudio de la composición elemental de las costras negras con el objetivo de determinar las causas que le dan origen. LIBS es una técnica prácticamente no destructiva, no requiere preparación de la muestra, es posible realizar un análisis cualitativo rápido con la ventaja de poder ser aplicado *in situ*. Mediante difracción de rayos X (DRX) fueron comprobadas las fases existentes en las costras.

INSTALACIÓN EXPERIMENTAL

El análisis por LIBS se llevó a cabo utilizando un prototipo de equipo desarrollado en el laboratorio de Tecnología Láser de la Universidad de La Habana, único de su tipo.

De esta forma, un láser de Nd:YAG pulsado, con Q-switch incorporado, emitiendo en régimen multipulsos en su longitud de onda fundamental (1064 nm), es enfocado sobre la muestra, ubicada a 50 mm de la lente de enfoque de la radiación. Mediante un estereoscopio es posible visualizar la zona de análisis en la muestra. El estereoscopio y el láser se encuentran ópticamente alineados. Como consecuencia de la interacción láser-materia se obtiene un plasma, el cual es coleccionado por medio de una fibra óptica y analizado a través del espectrómetro USB2000 de Ocean Optics. El rango espectral de medición barre desde 350 – 1000 nm, con una resolución óptica de 0.35 nm. El tiempo de integración del plasma fue de 50 ms. La energía en cada pulso láser fue de 215 mJ medida a través del equipo PM300E de Thorlabs.

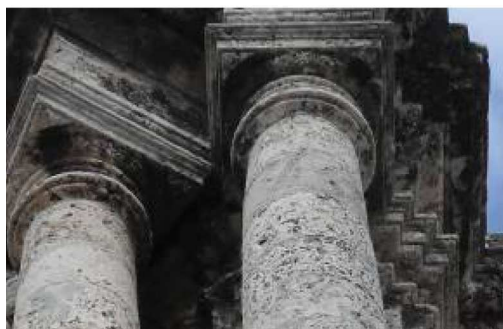


Figura 1. Vista de la fachada, costras negras en la parte interior de las columnas, en los capiteles y en las cornisas.

Las muestras de costra negra fueron escogidas de las columnas de ambos lados de la puerta principal de la Catedral debido a su gran abundancia y posible representatividad en las causas que le dan origen. El análisis se llevó a cabo a 3 alturas diferentes: 1 m, 17 m y 20 m.

En el proceso de identificación de los elementos correspondientes a las costras mediante LIBS, se usó la base de datos de espectros atómicos publicada por NIST[6]

En cada medición LIBS se promediaron 10 espectros característicos, a fin de obtener mayor homogeneidad en las mediciones.

En el análisis de difracción de rayos X se utilizó un difractor Brucker D8, con Detector: Linx Eye para el haz difractado. Las muestras fueron analizadas con radiación $\text{K}\alpha(\text{Cu})$, $\lambda=1.54183 \text{ \AA}$, en un rango angular de $10\text{-}90^\circ$ en 2θ y un paso angular de 0.015° .

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Fue utilizada una ventana espectral amplia, en el rango de 368 – 900 nm, en la identificación de los elementos por LIBS.

Se identificaron elementos metálicos como Fe, Pb, alcalinos como Ca, Mg, Na y K, y fueron determinados otros elementos como C, S, O y N. Todos los elementos están presentes en cada una de las muestras. Es evidente que la distribución de contaminantes no depende de la altura, lo cual trae consigo cierto nivel de homogenización de los mismos sobre la superficie pétreo.

El Ca constituye el elemento mayoritario. Precisamente la razón está dada por la composición de la piedra caliza, fundamentalmente compuesta por CaCO_3 . Igualmente la determinación de S y O implica la presencia de SO_2 en el ambiente, el cual se verá reflejado en la formación de yeso en la costra de sulfín.

Los elementos como C, Fe y Pb, pueden estar presentes gracias a la deposición de partículas extrañas arrastradas por el viento y que son absorbidas por la costra de sulfín

cuando está húmeda. Su presencia puede constituir una de las razones del color oscuro sobre la superficie pétreo en las paredes exteriores. En el caso de Fe, también este puede constituir parte de la composición de la piedra.

Los granos de arena que, por la influencia del viento, son arrastrados y depositados sobre la superficie, sirven de núcleo en la formación de partículas mayores dentro de las costras. El Si, en forma de óxido y el Mg como parte de la Dolomita, pueden estar integrando estos granos, o simplemente ser parte del sustrato de la pared.

La presencia de Na es consecuencia del NaCl procedente del aerosol marino. La sal llega a la pared donde puede ser diluida por la condensación de agua atmosférica en la superficie, y migra hacia el interior, pudiendo llegar muy profundo, gracias a la porosidad de esta roca. Después de la evaporación recrystaliza en los poros o en las grietas.

La DRX corrobora la presencia de dos fases minerales en las muestras: yeso y calcita (ver figura 3). Sin embargo dio como resultado dos tipos diferentes de muestras, un tipo con mayor presencia de calcita y otro con mayor presencia de yeso. Esta correspondencia no está relacionada con la altura, sino con la morfología de la muestra. En el segundo caso corresponde a una muestra donde la costra toma una forma irregular (dendrítica) que recuerda la formación del yeso (ver figura 4). El otro tipo corresponde a una costra más delgada y más compacta.

Al inicio de los difractogramas, en el rango de 10 a 20° se observa una zona perteneciente a una fase amorfa. Posiblemente en esta fase se encuentren algunos de los elementos que se determinaron con LIBS. Otros elementos no se observan por estar presentes en concentraciones inferiores a la detectable por DRX.

En todas las muestras encontramos una fase de cuarzo (SiO_2), con una intensidad muy pequeña en todos los casos, corroborando lo medido por LIBS.

CONCLUSIONES

Mediante los resultados obtenidos con la técnica LIBS se pudo determinar el nivel de homogeneidad que existe en la presencia de contaminantes sobre la fachada de la Catedral de la Habana.

El deterioro de la roca caliza de la fachada se debe a la yesificación de la calcita constituyente. La diferencia morfológica de las costras negras se debe a la concentración de yeso, que sirve de sustrato a los contaminantes.

El LIBS puede servir como instrumento de monitoreo del medio ambiente y para determinar la degradación de los materiales pétreos.

Para el estudio de las costras de sulfín la espectroscopía LIBS sirve de complemento a la DRX, permitiendo determinar elementos en menor concentración o en fase amorfa.

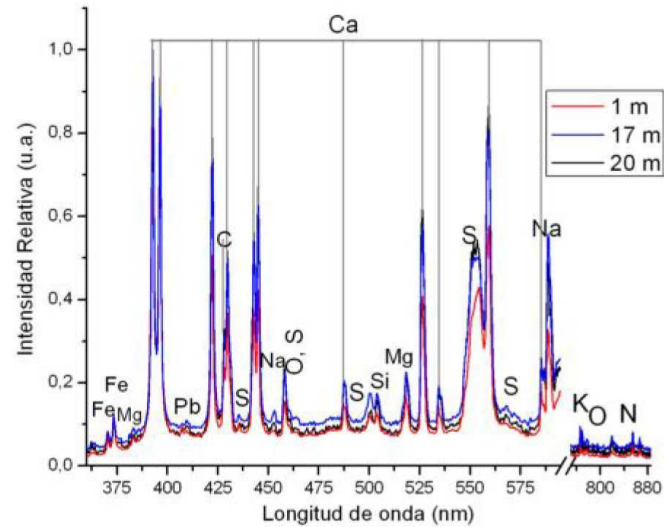


Figura 2. Espectro LIBS de las muestras de costra negra de la fachada de la Catedral de la Habana a tres alturas: 1m, 17m y 20 m

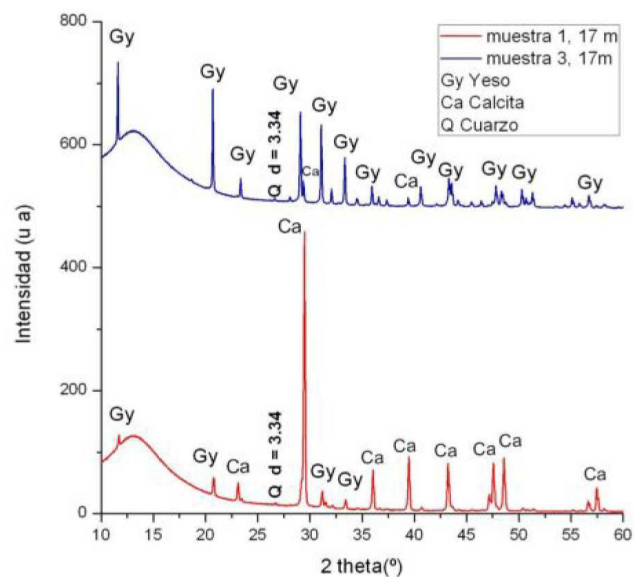



Figura 3. DRX de dos muestras a 17 m de altura. La muestra 1 con mayor concentración de Calcita y la 3 con mayor concentración de yeso



Figura 4. Izquierda: Muestra con mayor presencia de yeso. Derecha: Muestra con mayor presencia de calcita

-
- [1] J. Méndez Vivar, *Educación Química*, **8**, 225-230(1997)
- [2] N. Lan and T. Thi, *Corrosion Science*, **47**,1023-1038 (2005)
- [3] Vicente, M. *Jornadas sobre restauración y conservación de Monumentos*. pp. 25-29, Madrid, 1989.
- [4] K. Malaga-Starzec, et al., *Journal of Cultural Heritage*, **4**, 313-318 (2003)
- [5] C. Valdés, *et al. Revista CENIC Ciencias Químicas*,**38**, No. 3, 2007
- [6] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html> (NIST)
- [7] N. Pérez Zoloza, A. Orsetti y G. M. Bilmes, *Rev. Cub. Física* ISSN: 0253-9268, **27**, 80-83 (2010)
- [8] D. A. Cremers and L. J. Radziemski, "Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy". John Wiley y Sons, Ltd. 2006
- 

RUGOSIDAD COMO PARÁMETRO PARA CARACTERIZAR FLUJOS GRANULARES: RESULTADOS PRELIMINARES

ROUGHNESS AS A PARAMETER TO CHARACTERIZE GRANULAR FLOWS: PRELIMINARY RESULTS

A. BATISTA^A Y E. ALTSCHULER^{A,B}

a)Facultad de Física, Universidad de La Habana, Cuba, abatista@fisica.cu

b)Centre for Advanced Studies, Norwegian Academy of Sciences and Letters, Oslo, Norway, ealtshuler@fisica.uh.cu

Se intentan caracterizar, mediante la rugosidad de la superficie libre, diversos regímenes de un flujo granular en una celda de Hele Shaw. También se intentan diferenciar diversas zonas de la misma superficie. Los resultados, analizados mediante el software libre *Image J* convenientemente modificado, indican que la rugosidad permite diferenciar entre sí al menos una parte de los regímenes de flujo en estudio, lo que sugiere posibles aplicaciones geofísicas.

We attempt to characterize different flow regimes in granular media into a Hele-Shaw cell by means of the roughness of the free surface. We also try to distinguish different zones within a single free surface by measuring their roughness. The results, analyzed using the free software *Image J* modified *ad hoc*, indicate that the roughness allows distinguishing, at least, some of the flow regimes under study, which suggests possible geophysical applications.

Keywords. Granular flow, 47.57.Gc; Granular flow, mixing, segregation and stratification, 45.70.Mg; Granular systems, 45.70.-n; Self-organized systems, 05.65.+b.

INTRODUCCIÓN

Los medios granulares constituyen un importante tema de estudio dentro de la llamada Física de los Sistemas Complejos. Al incluirse entre ellos una amplia gama de materiales que van desde la arena hasta los polvos utilizados en la industria farmacéutica, no es difícil aceptar su relevancia en disímiles procesos industriales y geofísicos [1]. Ubicados en la frontera entre la mecánica y la Física Estadística, los medios granulares pueden ser estudiados microscópicamente, mediante el análisis particular de cada elemento y las interacciones de contacto con sus vecinos, y macroscópicamente, utilizando parámetros globales.

Los medios granulares pueden comportarse como sólidos, en caso de que la densidad de partículas sea alta, y se encuentren “trabadas” entre sí (estado de “jamming”). También pueden comportarse como un gas, cuando la densidad de partículas es baja, y éstas son agitadas mecánicamente con violencia. En el caso de los llamados flujos granulares, pueden coexistir una fase “líquida” que fluye cerca de la superficie libre, y una fase estática más profunda, que se comporta como un sólido. Es común estudiar tales flujos en tres geometrías básicas [2]: el “tambor rotatorio”, el plano inclinado, o la celda de Hele Shaw. En este artículo nos ocuparemos de

la caracterización de flujos que tienen lugar en ésta última geometría.

Los flujos granulares pueden ser descritos usando diferentes parámetros, desde el nivel macroscópico hasta el “mesoscópico”: se suelen estudiar el ángulo de reposo, la frecuencia de las avalanchas –en caso de que éstas ocurran– el grosor de la capa fluída, etc. En el presente trabajo proponemos una nueva aproximación: caracterizar diversos estadios del flujo granular mediante la rugosidad de la superficie libre. El análisis de imágenes –que se realizó usando el software libre *Image J* convenientemente modificado– sugiere que la rugosidad permite diferenciar algunos tipos de flujos entre sí.

EXPERIMENTOS

Nuestros experimentos tienen lugar en una celda de Hele-Shaw, la cual consiste en dos placas de vidrio rectangulares y paralelas entre sí, dispuestas verticalmente. La celda así construida está cerrada por debajo, y por uno de los laterales. Desde arriba, y cerca de la pared lateral cerrada del sistema, cae verticalmente un flujo de arena (dado en unidades de volumen por unidad de tiempo), que se puede controlar variando

el diámetro del embudo de alimentación. Al caer la arena, se va formando una pila cuyas caras laterales son paralelas y de forma aproximadamente triangular, como muestra la Fig. 1. Durante el experimento, la pila crece hasta que alcanza el extremo inferior abierto de la celda. La distancia entre las placas, w , es mucho mayor que el tamaño medio de grano de la arena que se utiliza en el experimento.

En este trabajo estudiaremos la rugosidad de la superficie libre próxima a uno de los vidrios laterales, en el intervalo desde que empieza a caer la arena al fondo de la celda, hasta que sale por el extremo inferior.

En nuestros experimentos trabajamos con arena de Santa Teresa (Pinar del Río, Cuba) de la cual conocemos sus principales propiedades, entre ellas un diámetro medio de granos $d \approx 143 \mu\text{m}$ [3-5]. Para adquirir las imágenes, usamos una cámara digital Canon PowerShot A630, con una resolución de 8 Megapíxeles. Para sacar cada foto, se dejaba de agregar arena a la celda momentáneamente. Para calcular la relación pixel/milímetro, F_c se tomaron siempre fotos que captaran a todo lo largo una distancia conocida sobre la superficie. Como conocemos la cantidad de píxeles de cada foto en esa dirección, se puede establecer la relación correspondiente. Es necesario aclarar que la cámara se inclinó lateralmente hasta un ángulo aproximadamente paralelo a la superficie libre, y su distancia hasta el vidrio lateral más próximo se mantuvo constante. Más tarde, durante el procesamiento digital de las imágenes, éstas eventualmente se rotaban digitalmente algunos grados para lograr un mejor paralelismo entre la superficie libre y la horizontal de la imagen.

Como se ha dicho anteriormente, nuestro parámetro básico a determinar es la rugosidad a lo largo de la superficie granular libre, que se puede definir como [6]:

$$R(t) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [h(i,t) - \bar{h}(t)]^2} \quad (1)$$

Se puede ver que esta es una medida de las desviaciones (baches o huecos) de una superficie dada.

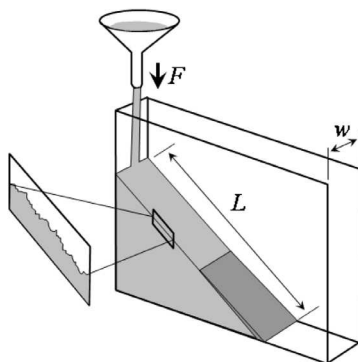


Figura 1. Flujo granular en una celda de Hele Shaw. En el recuadro se muestra una sección ampliada del perfil hipotético de la pila, donde se ha ilustrado la rugosidad de la superficie.

En (1), N es el número de píxeles que tiene de largo el tramo de superficie al cual se le calcula la rugosidad. Además:

$$\bar{h}(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h(i,t) \quad (2)$$

Se ha discretizado el largo del tramo de superficie en N pedacitos de un pixel cada uno (nótese que N es fácil de calcular conociendo la relación pixel/mm, F_c). El carácter discreto de los datos a usar en las fotos, (en forma de píxeles), hace que sea más cómodo trabajar utilizando N . De cada foto se puede extraer la altura $h(i,t)$ a la que se encuentra la superficie libre en cada columna de píxeles, para un instante de tiempo t (en el que se “congela” la superficie de la pila interrumpiendo la alimentación). R se calculó para $n-1$ tramos de superficie de longitud L' y un tramo de longitud resto(L/L').

En nuestro caso $L' \approx 1\text{cm}$ (aproximadamente unas 70 veces el tamaño de grano medio), de modo que el último tramo no tiene que tener exactamente longitud L' . Así, L es igual a $[L/L']$ más el resto de (L/L'). Por ejemplo, si la superficie es de 20.5 cm de longitud, se calculan 21 valores de rugosidad (correspondientes a 20 tramos de 1 cm, y un tramo de 0.5 cm). En cada caso se calcula la equivalencia de en píxeles según el factor de conversión F_c .

El cálculo de la rugosidad siguiendo las fórmulas (1)-(2) se implementó como un “Macro” del software libre *Image J*, el cual automáticamente procesaba las imágenes tomadas con la cámara, y devolvía los valores correspondientes de rugosidad a lo largo de toda la superficie, desde el primer tramo hasta el último.

El “Macro” programado sobre *Image J*, también preparaba las fotos convenientemente para el cálculo de la rugosidad. Primero se llevaban las fotos a blanco y negro, donde la zona blanca debía corresponder a la arena. Para esto fue necesario usar la herramienta *threshold* y eliminar las escalas de grises (sin embargo, no se pudo evitar el eliminar manualmente las partes blancas correspondientes a granos de arena pegados al papel negro de fondo al saltar por encima de la superficie libre). Luego de recortar y girar la foto para el ajuste fino de paralelismo descrito anteriormente, se procedía a calcular.

En el cálculo de las incertidumbres en los valores de R se han tenido en cuenta la resolución de las imágenes y el factor de conversión de milímetros a píxeles. Por otra parte, al utilizar la herramienta *threshold* del *Image J* hemos considerado que la muy buena separación entre blanco y negro de la arena y el fondo nos permite despreciar el error introducido por un pixel, pues este solo toma importancia cuando se “cambian” un número considerable de píxeles, cosa que en nuestras fotos no ocurre

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Ante todo, expliquemos brevemente los cambios de comportamiento que tienen lugar en el flujo en la medida que crece la pila, para un flujo y una separación entre vidrios fijos. Por debajo de cierta longitud crítica X_c de la base de la pila [4], la arena fluye en *régimen continuo*: la longitud L de la superficie libre

de la pila va creciendo sin que nunca se detengan los granos en ningún punto de esa superficie. Por encima de X_c , pasamos al *régimen intermitente*: la arena se desliza a lo largo de la superficie en forma de “avalancha” y se acumula cerca de la base de la pila, formando una “cuña” que crece, llenando una nueva capa de arena de abajo hacia arriba (la Fig. 1 muestra una cuña en color más oscuro). Nótese que, en esta etapa, los granos de la superficie que quedan por encima de la cuña se encuentran estáticos. Una vez que la cuña llega cerca del punto más alto de la pila, una nueva avalancha se desencadena, y así sucesivamente. En estos momentos, aún no está clara la explicación de este cambio de comportamiento.

En la referencia [4] se especula que una posible causa de la aparición del régimen intermitente es que, al rodar los granos hacia abajo en una pila suficientemente grande, las vibraciones asociadas al flujo actúan suficiente tiempo como para que ocurra segregación, de tal modo que los granos más grandes llegan primero abajo, donde quedan anclados. Sobre la base de estos granos difíciles de mover, “se apoya” la nueva capa de granos (la “cuña”) que “crece hacia arriba”.

Al llegar la arena al borde libre de la base horizontal y caer, la dinámica de la pila vuelve a cambiar: al no haber un lugar donde la cuña se pueda apoyar para formarse y crecer, desaparece el régimen intermitente, y se establece un nuevo régimen continuo, que llamaremos *régimen continuo final*. En éste régimen, las dimensiones de la pila –y por ende, de su superficie libre– dejan de crecer.

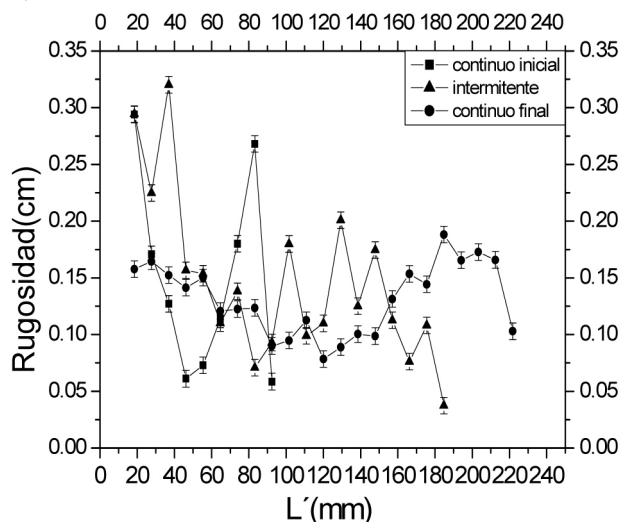


Figura 2. Rugosidad a lo largo de la superficie. Cuadros: régimen continuo inicial. Triángulos: régimen intermitente justo antes de una avalancha. Círculos: régimen continuo final, que comienza al llegar la arena a la frontera libre de la celda.

Llamaremos R_c , R_i y R_{cf} a las rugosidades correspondientes al régimen continuo, el intermitente, y el continuo final, respectivamente.

En este trabajo pretendemos comprobar la hipótesis de que los diferentes estadios descritos tienen asociados diferentes valores de la rugosidad superficial. Si así fuera, la rugosidad pudiera ofrecer un método para saber, por ejemplo, en qué estadio se

detuvo un proceso de formación de una pila granular. El método podría ser potencialmente útil para el estudio de montañas y otras formaciones geofísicas.

En la Fig. 2 ilustramos cómo la rugosidad varía en la medida que aumenta la distancia desde donde se inyecta la arena a la pila hacia el extremo inferior de la pila, para un flujo constante de $1,29 \text{ cm}^3/\text{s}$, y una separación entre vidrios $w = 1,1 \text{ cm}$. En el régimen intermedio (triángulos en la Fig. 2) la foto fue tirada cuando estaba por comenzar una avalancha, es decir, que estaba terminándose la ascensión de una capa de arena. En todos los casos, pero especialmente para los regímenes continuos, la rugosidad parece tener un mínimo hacia el centro de la superficie libre. Esto pudiera interpretarse como que existe segregación de granos pequeños hacia el centro de la pila y granos mayores cerca de los extremos superior e inferior, lo cual se debe comprobar en un estudio posterior tomando pequeñas muestras de las diversas zonas de la superficie, y realizando un estudio de distribución de tamaños de granos. (Al calcular la rugosidad para un tramo alrededor de cada punto, es decir, obtener un continuo de rugosidad, se obtiene una curva muy suavizada que no nos da más información acerca de las variaciones entre la rugosidad de un pedazo y otro de la superficie ya obtenidas mediante el método original).

El hallazgo de alta rugosidad cerca del extremo inferior de los regímenes continuos sugiere revisar con cuidado la hipótesis propuesta en [4] de que la segregación de granos grandes cerca del final de la pila sustenta el régimen intermitente. Un razonamiento puede ser el siguiente: en el régimen continuo inicial, si bien hay granos grandes acumulados cerca del extremo inferior de la pila, el tamaño pequeño de esta hace que los granos que bajan sufran pocos choques y por tanto su cantidad de movimiento no se ve reducida tan drásticamente como en una superficie larga, por lo que es más difícil “trabarse” en la zona rugosa y desencadenar un “frente ascendente”: ello sólo puede ocurrir para una superficie libre suficientemente extensa. Por otra parte, si bien parece haber segregación de granos grandes cerca del extremo libre de la pila también para el régimen continuo final, los granos segregados no deben ser tan grandes como en los dos regímenes anteriores, a juzgar por los valores absolutos de la rugosidad, como se desprende claramente de la Fig. 3, y como detallaremos de inmediato.

A continuación se realiza un análisis de las rugosidades medias en los diferentes regímenes del experimento, a la luz de los resultados contenidos en la Tabla 1, que se grafican en la Fig. 3. Allí se recogen los valores de la rugosidad promediados a lo largo de toda la superficie de la pila para diferentes regímenes, y para diversos flujos.

Debe aclararse, ante todo, que para flujos muy pequeños (menores que $1 \text{ cm}^3/\text{s}$ aproximadamente) el régimen continuo inicial no es completamente “puro”, o sea, ocurren algunas avalanchas esporádicas. Por otro lado, para el mayor flujo medido ($2,07 \text{ cm}^3/\text{s}$) no fue posible obtener un valor confiable de la rugosidad en el régimen intermitente, debido a su muy corta duración.

Considerando estos elementos, y a la luz de la Fig. 3, se puede decir que la rugosidad media en el régimen intermitente es mayor que en el régimen continuo final. La comparación con el régimen continuo inicial es menos trivial, ya que, como hemos visto, es más difícil obtener esta fase en estado “puro”. Sin embargo, en el intervalo de flujos donde se puede aislar con mayor confiabilidad (entre $1 \text{ cm}^3/\text{s}$ y $1.6 \text{ cm}^3/\text{s}$ aproximadamente) su rugosidad es mayor que la del régimen continuo final, y menor que la del régimen intermitente.

Lo visto anteriormente sugiere un nuevo parámetro para caracterizar los diferentes regímenes de crecimiento de una pila granular. Las aplicaciones geofísicas parecen posibles, ya que es relativamente fácil medir la rugosidad de una formación geológica mediante una vista lateral para determinar, por ejemplo, si se produjo mediante un régimen de continuo o de avalanchas con un extremo

CONCLUSIONES

Se investigó el comportamiento de la rugosidad en diferentes regímenes del crecimiento de una pila de arena en una celda de Hele-Shaw. Según los resultados, se pudieron diferenciar claramente entre sí dos regímenes de un total de tres a través de mediciones de rugosidad: un flujo continuo en una superficie que alcanza un borde libre posee una rugosidad sustancialmente menor que la de superficies libres que crecen sin llegar a alcanzarlo. Nuestro método también ayudaría a confirmar o no observaciones geofísicas asociadas a la segregación de rocas debido a avalanchas en montañas [7]. Como resultado de esto último, se pudieran sugerir diversas aplicaciones industriales y geofísicas en las que se debe hacer hincapié en próximos estudios.

Por otra parte, nuestros resultados sugieren revisar en detalle hipótesis anteriores sobre las causas de la emergencia del régimen intermitente [4]. En trabajos futuros, se realizarán mediciones con mayor resolución en píxeles/mm de los diferentes regímenes, y en diferentes momentos dentro de cada régimen. Finalmente, mediante un análisis granulométrico de muestras superficiales, se determinará si la rugosidad indica realmente la segregación de granos de diversos tamaños en la superficie.

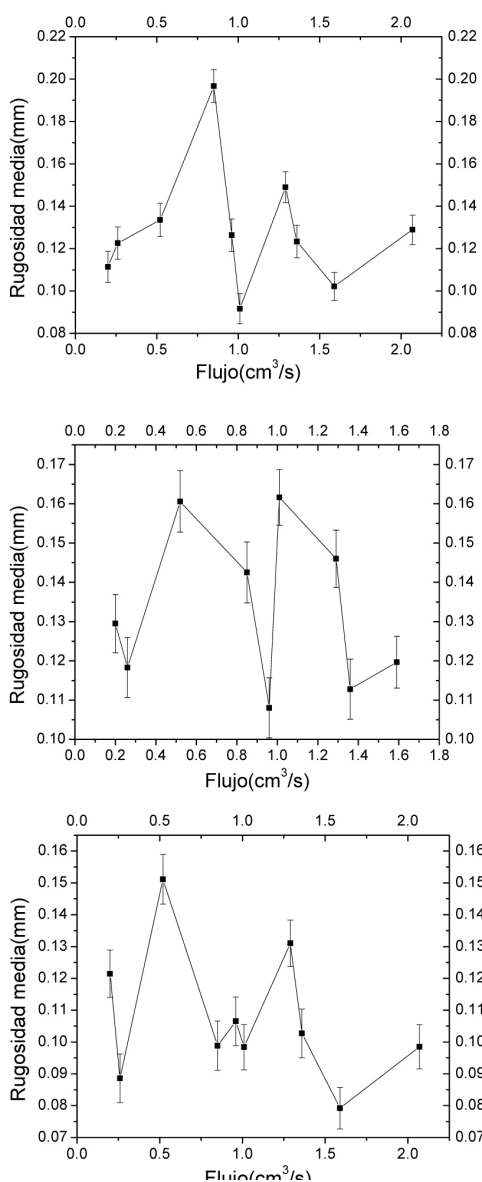


Figura 3. Rugosidades para diferentes valores de flujos y regímenes de flujo. Panel superior, intermedio e inferior: regímenes continuo inicial, intermitente y continuo final, respectivamente.

- [1] J. Duran, Sands, Powders and Grains (Springer, 1999)
- [2] MiDi, Eur. Phys. J. E, **14**, 341 (2004)
- [3] E. Altshuler, O. Ramos, E. Martínez, A. J. Batista-Leyva, A. Rivera y K. E. Bassler, Phys. Rev. Lett., **91**, 014501 (2003)
- [4] E. Altshuler, R. Toussaint, E. Martínez, O. Sotolongo-Costa, J. Schmittbuhl, y K. J. Máløy, Phys. Rev. E, **77**, 031305 (2008)
- [5] E. Martínez, C. Pérez-Penichet, O. Sotolongo-Costa, O. Ramos, K. J. Máløy, S. Douady, y E. Altshuler, Phys. Rev. E, **75**, 031303 (2007)
- [6] A.-L. Barabási y Eugene Stanley, Fractal concepts in surface growth. (Cambridge University Press, 2005)
- [7] T. Takahashi, Debris Flow (A. A. Balkema, Rotterdam, 1991)

ONDAS SUPERFICIALES EN UN LÍQUIDO CON CONFINAMIENTO ELÍPTICO

SURFACE WAVES IN A LIQUID WITH ELLIPTICAL CONFINEMENT

M. OLIVA

Departamento de Física Teórica, Universidad de La Habana, Vedado, 10400 La Habana, Cuba. moliva@fisica.uh.cu

Se estudian con detalle ondas superficiales en un fluido no viscoso en tanques cilíndricos con sección transversal elíptica. Se presenta una completa caracterización del potencial de velocidad y la amplitud de la superficie libre en términos de funciones de Mathieu. Nuestros resultados numéricos muestran la dependencia de las frecuencias naturales en función de las propiedades del fluido y la excentricidad e de la sección transversal del tanque. La evolución de la estructura nodal de las ondas de gravedad capilaridad es modulada al variar e .

Inviscid surface waves in cylindrical containers with elliptical crosssection are studied in detail. A complete characterization of the velocity potential and the amplitude of the liquid surface is given in terms of Mathieu functions. Our numerical results show the dependence of the natural frequencies on the fluid properties and the eccentricity e of the container cross-section. The evolution of the nodal structure for gravity-capillary waves is modulated by changing e .

Keywords. Gravity waves 47.35.Bb, capillary waves 47.35.Pq, Boundary-value problems 02.60.Lj

INTRODUCCIÓN

El estudio de las ondas superficiales en un líquido contenido en un recipiente ha generado una gran cantidad de investigaciones experimentales y teóricas [1, 2]. El análisis modal del movimiento de la superficie libre es usualmente utilizado para estimar las frecuencias naturales de oscilación y las correspondientes formas superficiales de los modos de oscilación. El conocimiento de las frecuencias naturales es esencial en el proceso de diseño de los contenedores cisternas y sistemas de control activo en vehículos espaciales [1, 2].

Son posibles soluciones exactas solo en pocos casos especiales como tanques cilíndricos de secciones transversales circular y rectangular. Como ejemplo interesante tenemos la predicción teórica de las frecuencias naturales cuando el borde de la superficie libre del líquido está fija al borde del tanque [3, 4]. Este interesante problema con ligaduras ha encontrado una excelente concordancia entre teoría y experimento. De especial importancia ha resultado la concordancia entre los valores calculados del coeficiente de amortiguamiento y la data experimental, pues ha permitido aclarar la relevancia de los diferentes mecanismos que contribuyen el amortiguamiento, en particular, la disipación viscosa producida en el volumen del líquido [5, 6, 7].

Al menos desde un punto de vista teórico sería interesante extender recientes resultados alcanzados en geometría circular [8, 9, 10, 11].

Una extensión natural sería considerar la problemática en re-

recipientes con sección transversal elíptica. Sin embargo, aun el problema de las ondas superficiales estacionarias en un fluido ideal donde la línea de contacto se mueve libremente por las paredes laterales de un tanque elíptico, ha sido tratado pobremente [12, 13, 14]. El propósito principal de este trabajo es presentar una discusión completa de este problema. Este trabajo está organizado como sigue. En la Sección 2 se presentan las ecuaciones generales que describen las ondas estacionarias en un fluido ideal en recipientes cilíndricos. Se consideran los efectos de la tensión superficial. En la Sección 3 se da la solución exacta del problema de autovalores para tanques elípticos, la cual involucra funciones de Mathieu cuyas propiedades determinan la simetría de los patrones nodales. Los autovalores y frecuencias naturales son mostrados en función de la excentricidad de la sección transversal del tanque. Finalmente, en la Sección 4, presentamos las conclusiones del trabajo y sus posibles extensiones.

FORMULACIÓN

Considerando un fluido ideal y bajo la aproximación de oscilaciones pequeñas en la superficie libre del líquido, el potencial de velocidad Φ que describe el flujo tridimensional asociado a la onda superficial satisface la ecuación de Laplace

$$\nabla^2 \Phi = 0. \quad (1)$$

Teniendo en cuenta los efectos de la tensión superficial y que

las paredes del tanque son impenetrables, el potencial satisfice las condiciones de frontera [15]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (z = 0) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad (x, y) \in \mathcal{L} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad (z = -h) \quad (4)$$

donde g es la aceleración gravitatoria, h la profundidad media del fluido, ρ la densidad, \mathcal{L} la frontera de la sección transversal del tanque y $\mathbf{n} = (n_1; n_2; 0)$ un vector unitario perpendicular al contorno \mathcal{L} (vea la Figura 1).

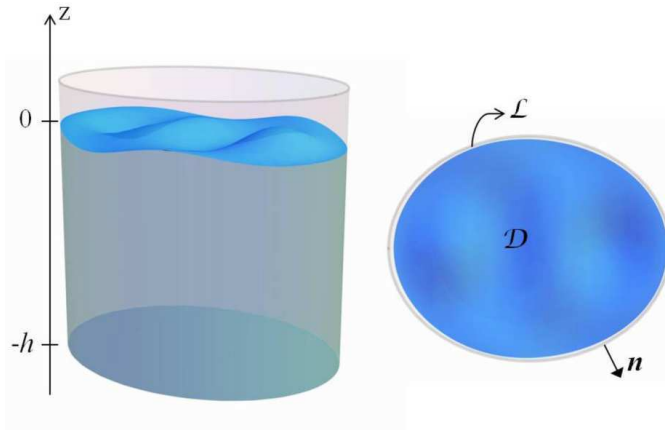


Figura 1. (a) Izquierda, vista frontal de un tanque elíptico. (b) Vista superior del tanque. El dominio bidimensional D (sección transversal) es limitado por la elipse L .

De la simetría axial del tanque y la ecuación (4) la solución estacionaria para Φ puede ser investigada como

$$\Phi = \Psi(x, y) \cosh k(z + h) \exp(i\omega t), \quad (5)$$

donde k es el número de onda y ω la frecuencia angular, en adelante la llamaremos solo frecuencia. De (5) y (2) obtenemos la siguiente relación de dispersión para estas magnitudes

$$\omega = \sqrt{\left(g + \frac{\sigma}{\rho} k^2\right) k \tanh(kh)}. \quad (6)$$

de donde se sigue que si $1 \gg (\sigma k^2)/(g\rho)$ estamos en régimen de ondas de gravedad y en el caso contrario, $1 \gg (\sigma k^2)/(g\rho)$, en régimen de ondas de capilaridad.

Sustituyendo (5) en la ecuación (1) obtenemos que la función potencial bidimensional $\Psi(x, y)$ satisfice la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = 0, \quad (7)$$

en el interior de dominio D , limitado por la frontera L donde la condición de frontera de Neumann (3) debe cumplirse. Señalemos que si $(x; y; t)$ denota los pequeños desplazamientos de la

superficie libre medidos a partir de $z = 0$, estos están relacionados con el potencial bidimensional Ψ por la ecuación [15]

$$\zeta = i\bar{\zeta}(x, y) \exp(i\omega t), \quad \bar{\zeta} = \frac{w \cosh(kh)}{g + \sigma k^2/\rho} \Psi(x, y). \quad (8)$$

Estas expresiones revelan que al estudiar la estructura nodal de la función Ψ obtendremos información sobre la perturbación superficial. Por tanto, si somos capaces de resolver la ecuación de Helmholtz con condiciones de frontera de Neumann, entonces conoceremos las principales características de las ondas de gravedad-capilaridad de un fluido ideal contenido en un tanque cilíndrico.

En la próxima sección se describe la solución de la ecuación (7) para estudiar el comportamiento de las ondas superficiales de un líquido en un tanque con simetría elíptica.

MODOS NORMALES DE OSCILACIÓN

La ecuación de Helmholtz bidimensional puede ser escrita en coordenadas elípticas como

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} + \frac{\varrho^2}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) k^2 \Psi = 0, \quad (9)$$

con $0 \leq \xi, 0 \leq \eta < 2\pi$ y el parámetro $\varrho > 0$, las cuales están relacionadas con las coordenadas cartesianas por [16]

$$x = \varrho \cosh \xi \cos \eta, \quad y = \varrho \sinh \xi \sin \eta,$$

tal que las curvas $\xi = \text{const}$ y $\eta = \text{const}$ son elipses e hipérbolas confocales, respectivamente, con focos en $(\pm \varrho, 0)$: En este caso se buscan las soluciones de la ecuación (9) en el interior del dominio $\mathcal{D} = \{(\xi, \eta) : 0 \leq \xi \leq \xi_0, 0 \leq \eta < 2\pi\}$, cuya frontera L es una elipse con semi-eje mayor (menor) $A(B)$. La ecuación (9) es separable si se propone $\Psi(\xi, \eta) = NF(\xi)G(\eta)$, donde N es una constante de normalización, y las funciones $F(\xi)$ y $G(\eta)$ satisfacen

$$\left[\frac{d^2}{d\xi^2} - \alpha + \frac{\varrho^2 k^2}{2} \cosh 2\xi \right] F = 0, \quad (10)$$

$$\left[\frac{d^2}{d\eta^2} + \alpha - \frac{\varrho^2 k^2}{2} \cos 2\eta \right] G = 0, \quad (11)$$

siendo α una constante de separación. La ecuación (11) es la ecuación de Mathieu, y debido a que $G(\eta)$ debe ser periódica según consideraciones físicas ($G(\eta) = G(\eta + 2\pi)$), solo podrá tomar ciertos valores característicos [16]. Estos valores son denotados por $a_m(q)$ para las soluciones pares $G_e = ce_m(\eta, q)$, y por $b_m(q)$, para las impares $G_o = se_m(\eta, q)$, donde $4q = \varrho^2 k^2$. Notemos que (10), ecuación modificada de Mathieu, puede ser obtenida de (11) por la sustitución $\eta = i\xi$, de esta forma

$$F_e = ce_m(i\xi, q) = Ce_m(\xi, q), \quad m = 0, 1, 2, \quad (12)$$

$$F_o = -i se_m(i\xi, q) = Se_m(\xi, q), \quad m = 1, 2, \dots \quad (13)$$

donde Ce_m y Se_m son las funciones modificadas de Mathieu de primer tipo (soluciones radiales). En consecuencia, el conjunto completo de soluciones de (9) puede ser clasificado en autofunciones pares o impares

$$\Psi_m^e = N_m^e ce_m(\eta, q) Ce_m(\xi, q), \quad (14)$$

$$\Psi_m^o = N_m^o se_m(\eta, q) Se_m(\xi, q). \quad (15)$$

La paridad de estas funciones respecto a la variable η implica que la autofunción Ψ_m^e sea simétrica respecto al eje x , mientras Ψ_m^o es antisimétrica, como veremos más adelante.

Autovalores del número de onda: En coordenadas elípticas la condición de frontera $\partial\Psi/\partial\mathbf{n} = 0$ en $(x, y) \in \mathcal{L}$ puede demostrarse que se reduce a

$$\left. \frac{dF}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_0} = 0, \quad (16)$$

donde $\xi_0 = \operatorname{arctanh}(\sqrt{1-e^2})$ y e es la excentricidad. Si denimos $k = k\rho/e = kA$, de (16) obtenemos el conjunto de autovalores adimensionales pares $\tilde{k}_{m,n}^e$ impares $\tilde{k}_{m,n}^o$ para el número de onda $\tilde{k}_{m,n}$, donde $\tilde{k}_{m,n}^e$ y $\tilde{k}_{m,n}^o$ son las raíces de

$$Ce'_m(\xi_0, (e\tilde{k}_{m,n}^e/2)^2) = 0, \quad Se'_m(\xi_0, (e\tilde{k}_{m,n}^o/2)^2) = 0, \quad (17)$$

con $n = 1; 2; \dots$. Notemos que los autovalores adimensionales $\tilde{k}_{m,n}$ dependen solamente de la excentricidad e .

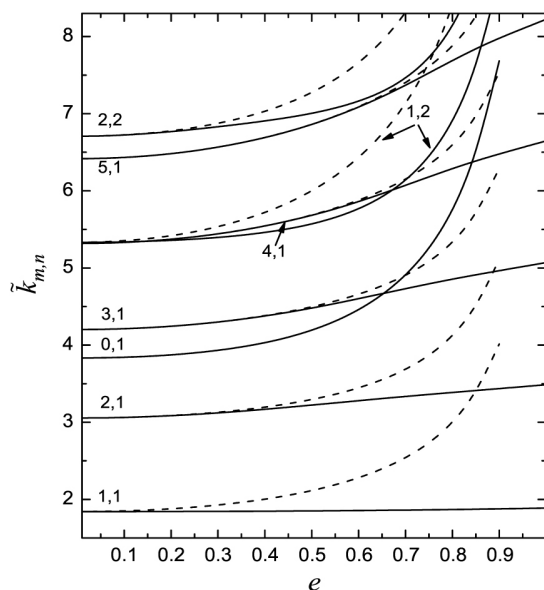


Figura 2. Autovalores $\tilde{k}_{m,n}$ como función de la excentricidad e . Las líneas sólidas (discontinuas) representan los autovalores de los modos pares (impares).

La Figura 2 muestra la variación de los primeros 15 autovalores $\tilde{k}_{m,n}$ como función del parámetro geométrico e . Como era de esperar, a mayores valores de e (elipses más estrechas) corres-

ponden mayores valores de $\tilde{k}_{m,n}$. Sin embargo, puede apreciarse que los autovalores impares son significativamente más sensibles al confinamiento que los autovalores pares, es decir, $\tilde{k}_{m,n}^o > \tilde{k}_{m,n}^e$ para un valor de excentricidad dado. Este resultado puede ser clarificado a partir de un sencillo razonamiento físico del problema, para el cual tomaremos como ejemplo a los dos modos más bajos, $\tilde{k}_{1,1}^e$ y $\tilde{k}_{1,1}^o$. El eje mayor es una línea nodal para la perturbación superficial $\zeta_{1,1}^o$ del modo par $(1, 1)$ ($se_1 = 0$ para $\eta = 0, \pi$), mientras el eje menor es una línea nodal para la perturbación $\zeta_{1,1}^e$ ($ce_1 = 0$ para $\eta = \pi/2, 3\pi/2$), por lo cual, las perturbaciones $\zeta_{1,1}^o$ y $\zeta_{1,1}^e$ se mueven perpendicular y paralelo al eje mayor, respectivamente. Por tanto, el tiempo empleado por $\zeta_{1,1}^o$ en atravesar el tanque es menor que el tomado por $\zeta_{1,1}^e$, lo que implica que $w_{1,1}^o > w_{1,1}^e$ y como consecuencia, dado que $w_0 \propto k$, se obtiene que $\tilde{k}_{1,1}^o > \tilde{k}_{1,1}^e$. En particular, en el límite $B \rightarrow A$, de (17) se obtiene que

$$\tilde{k}_{1,1}^e = \mu_{1,1} + 0.0375 e^2 + \mathcal{O}(e^4),$$

$$\tilde{k}_{1,1}^o = \mu_{1,1} + 0.8831 e^2 + \mathcal{O}(e^4),$$

donde $\mu_{1,1} \approx 1.8412$ es el autovalor del modo básico en un recipiente de sección circular. En general, cuando la excentricidad tiende a cero los autovalores $\tilde{k}_{m,n}$ tienden a los autovalores $\mu_{m,n}$ del problema en geometría circular, donde $\mu_{m,n}$ es el n -ésimo cero de $J'_m(\mu)$ ($J_m(\mu)$ es la función de Bessel de orden m). Esta degeneración es mostrada claramente. En el límite opuesto, $e \rightarrow 1$, en la Figura 2 se observa que solo los autovalores del tipo $\tilde{k}_{m,1}^e$ ($m > 0$) tienden a un valor finito, mientras el resto diverge [13].

Simetría y patrón nodal: Como la perturbación de la superficie libre ζ es proporcional a Ψ (vea ec. (8)), y dado que, $Ce(\xi, q)$ o $Se(\xi, q)$ son constantes sobre una elipse confocal ($\xi = \text{const.}$), entonces la simetría espacial de ζ depende de las funciones angulares de Mathieu $ce(\eta, q)$ o $se(\eta, q)$. Estas funciones presentan las siguientes relaciones de paridad y simetría [13]

$$\begin{aligned} ce_{2l}(\eta, q) &= ce_{2l}(\pi \pm \eta, q) = ce_{2l}(2\pi - \eta, q), \\ ce_{2l+1}(\eta, q) &= -ce_{2l+1}(\pi \pm \eta, q) = ce_{2l+1}(2\pi - \eta, q), \\ se_{2l+1}(\eta, q) &= \pm se_{2l+1}(\pi \mp \eta, q) = -se_{2l+1}(2\pi - \eta, q), \\ se_{2l+2}(\eta, q) &= \pm se_{2l+2}(\pi \pm \eta, q) = -se_{2l+2}(2\pi - \eta, q). \end{aligned}$$

De estas relaciones se sigue que $\zeta_{2l,n}^e$ ($\zeta_{2l+2,n}^o$) es simétrica (antisimétrica) con respecto a ambos ejes; $\zeta_{2l+1,n}^e$ ($\zeta_{2l+1,n}^o$), simétrica (antisimétrica) con respecto al eje mayor, pero antisimétrica (simétrica) con respecto al eje menor. Estas propiedades de simetría de ζ son mostradas en la Figura 3, donde una vista tridimensional de la amplitud $\bar{\zeta}$ de la perturbación superficial es mostrada para los modos $(4, 1)$ y $(3, 2)$ en un recipiente con $e = 0.6$.

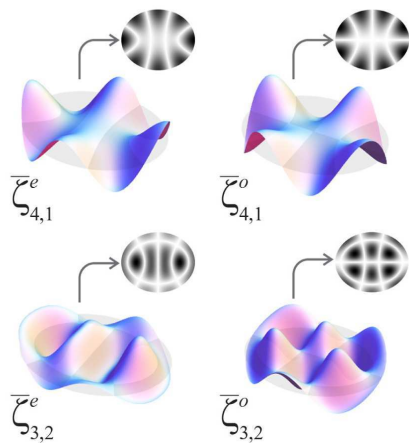


Figura 3. Vista 3D ampliada de la amplitud $\bar{\zeta}_{m,n}(\xi, \eta)$ de la superficie del líquido para los modos pares e impares (4, 1) y (3, 1) en un tanque con excentricidad $e = 0.6$. Encima de cada figura 3D aparece su respectivo patrón nodal.

Los patrones nodales mostrados en la Figura 3 reflejan la geometría elíptica del tanque y permiten una interpretación a las etiquetas m, n . Si $n = r$ y $m = p$ tendremos $r - 1$ elipses confocales y p ramas de hipérbolas confocales. Note que para los modos impares la línea $y = 0$ es considerada como una rama de hipérbola degenerada. En el límite $e \rightarrow 0$, vea la Figura 4, las elipses e hipérbolas se convierten en $r - 1$ círculos concéntricos y p diámetros, respectivamente.

De la Figura 4 se puede inferir que, en el caso límite $e \rightarrow 1$, cuando la elipse frontera degenera al eje mayor, el patrón nodal del modo par (4, 1) son 4 puntos sobre el eje mayor, similar al de una cuerda oscilante con extremos libres. Esto implica que aun en este caso límite la longitud de onda asociada a este modo sea finita (del orden de $A/2$), y por lo tanto, el número de onda k . Este argumento se puede extender a todos los modos pares ($m, 1$), lo cual explica por qué en la Figura 2 los autovalores $\tilde{k}_{m,1}^e$ tienen un valor finito para $e = 1$. Para el resto de los modos, cuando $e \rightarrow 1$, de la figura se puede inferir que la longitud de onda tiende a cero, por lo cual el autovalor correspondiente diverge.

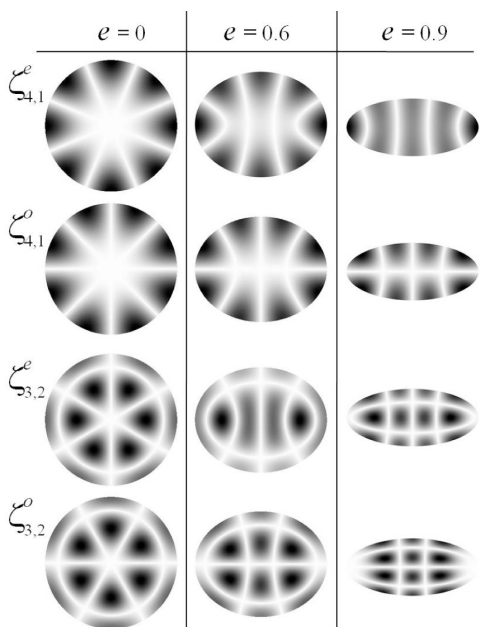


Figura 4. Patrón nodal de los modos pares e impares (4, 1) y (3, 1) en tanques con diferentes valores de excentricidad.

Autofrecuencias: Para calcular las autofrecuencias de los modos estacionarios la ecuación (6) puede ser reescrita como

$$w\sqrt{A/g} = \sqrt{\left(1 + \frac{\tilde{k}^2}{B_o}\right) \tilde{k} \tanh(\Gamma \tilde{k})}, \quad (18)$$

donde $B_o = g\rho A^2/\sigma$ es el número de Bond y $\Gamma = h/A$, el factor de llenado. Para el cálculo fueron considerados los valores, $B_o = 100$ y $\Gamma = 1.37$, los cuales corresponden con experimentos hechos con agua [5, 7]. Para el valor de Γ usado podemos suponer la aproximación de aguas profundas ($\tanh(\Gamma \tilde{k}) \rightarrow 1$) con un error relativo para $w\sqrt{A/g}$ menor del 1% para los modos estudiados. Notemos que para el valor del número de Bond usado los modos más bajos se comportan como ondas de gravedad ($\tilde{k}^2/B_o \ll 1$), por ejemplo, para el modo par (1, 1) tenemos que $\tilde{k}_{1,1}^2/B_o < 0.04$ en todo el rango de variación de e . Sin embargo, con $B_o = 100$ los modos más excitados, como el modo par (2, 2), se comportan como ondas de gravedad-capilaridad ($\tilde{k}^2/B_o \sim 1$).

En la Figura 5 se muestra el resultado de nuestra evaluación para los 15 primeros modos. Puede observarse que las autofrecuencias muestran el mismo comportamiento que los autovalores con la variación de la excentricidad, lo cual es producto de la proporcionalidad directa entre w y $\tilde{k}_{m,n}$. En la figura también se observan múltiples puntos de degeneración accidental, es decir, diferentes modos con igual frecuencia. Ejemplos particulares de degeneración están representados en la figura por los puntos a, b y c . Estos tres ejemplos se diferencian por la paridad de los modos involucrados en la degeneración. De manera general, de la Figura 5 se sigue que para mayores valores de la excentricidad ($e \gtrsim 0.6$) aumenta la posibilidad de obtener un mayor número de degeneración accidental.

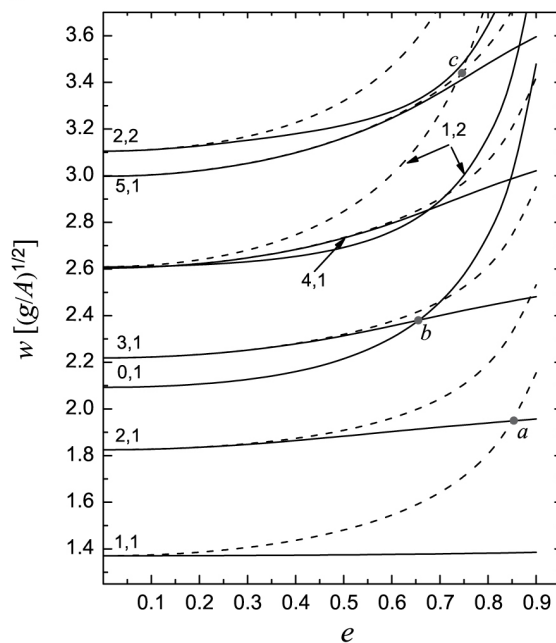


Figura 5. Autofrecuencias en unidades de $\sqrt{g/A}$ como función de e . Condiciones experimentales consideradas en el cálculo: $\Gamma = 1.37$ y $B_o = 100$. Igual notación que en la Figura 2. Coordenadas de los puntos de degeneración: $a(0.85, 1.95)$, $b(0.65, 2.38)$ y $c(0.75, 3.44)$.

CONCLUSIONES

En este trabajo fueron derivadas soluciones analíticas para el potencial de velocidad de ondas de gravedad-capilaridad confinadas en una región elíptica en términos de funciones de Mathieu. Las frecuencias (18) de los modos normales de oscilación son dadas en función del número de Bond B_o , el factor de llenado Γ y el conjunto de autovalores $\tilde{k}_{m,n}$, los cuales dependen de la excentricidad e . Se mostró como al variar la geometría se puede modular la forma de oscilar de cada modo, encontrándose una mayor riqueza del comportamiento oscilatorio al aumentar el confinamiento. Estos resultados proveen una base versátil para el estudio y la simulación dinámica de ondas superficiales bajo confinamiento elíptico, aun para otras condiciones de contorno, como por ejemplo, recipientes llenos hasta el borde y/o ángulo de contacto estático distinto de $\pi/2$ [4, 8, 17].

Una extensión inmediata de este trabajo es considerar un fluido poco viscoso y determinar el amortiguamiento inherente a partir de una aproximación de capa límite, para lo cual la solución obtenida del problema ideal sería útil [5, 6]. Más pretencioso sería intentar describir el fenómeno ondulatorio a partir de una ecuación "típica" de ondas sin limitarnos a viscosidades bajas [18, 19]. Un preciso conocimiento del coeficiente de amortiguamiento es esencial para la construcción de una consistente teoría no lineal de ondas superficiales [20].

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a C. Trallero-Giner por sus comentarios constructivos.

- [1] *The Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers*, editado por H. N. Abramson, NASA TR SP-106 (1966).
- [2] R. A. Ibrahim, *Liquid Sloshing Dynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [3] T. B. Benjamin y J. C. Scott, *J. Fluid Mech.* **92**, 241 (1979).
- [4] J. Graham-Eagle, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.* **94**, 553 (1983).
- [5] D. M. Henderson y J. W. Miles, *J. Fluid Mech.* **275**, 285 (1994).
- [6] J. W. Miles and D. M. Henderson, *J. Fluid Mech.* **364**, 319 (1998).
- [7] D. R. Howell, B. Buhrow, T. Heath, C. McKenna, W. Hwang y M. F. Schatz, *Phys. Fluids* **12**, 322 (2000).
- [8] J. A. Nicolás, *Phys. Fluids* **17**, 022101 (2005).
- [9] P. N. Shankar, *Fluid Dyn. Res.* **39**, 457 (2007).
- [10] R. Kidambi, *Wave Motion* **46**, 144 (2009).
- [11] R. Kidambi, *J. Fluid Mech.* **627**, 323 (2009).
- [12] H. Jeffreys, *Proc. London Math. Soc.* **23**, 455 (1924).
- [13] N. M. McLachlan, *Theory and Application of Mathieu Functions* (Oxford University Press, New York, 1947).
- [14] W. H. Chu, *Amer. Rocket Soc. J.* **30**, 360 (1960).
- [15] L. D. Landau y E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, New York, 1959).
- [16] *Handbook of Mathematical Functions*, editado por M. Abramowitz y I. Stegun (Dover, New York, 1972).
- [17] D. M. Henderson, J. Hammack, P. Kumar y D. Shah, *Phys. Fluids A* **4**, 2300 (1992).
- [18] J. M. Antuña y O. Sotolongo, *Rev. Cub. Fis.* **11**(1), 11 (1991).
- [19] J. M. Antuña y O. Sotolongo, *Rev. Cub. Fis.* **11**(2-3), 135 (1991).
- [20] J. W. Miles y D. M. Henderson, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 143 (1990).

SISTEMA PARA LA DETECCIÓN DE PULSOS MECÁNICOS MEDIANTE UN SENSOR PIEZOELÉCTRICO

DEVICE FOR THE DETECTION OF MECHANICAL PULSES BY USING A PIEZOELECTRIC SENSOR

Y. GARCÍA-PUENTE, A. SANTANA-GIL, A. PELÁIZ-BARRANCO†, O. GARCÍA-ZALDÍVAR, F. CALDERÓN-PIÑAR, A. C. GARCÍA-WONG.

Facultad de Física-Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE), Universidad de La Habana. San Lázaro y L, Ve-dado. La Habana 10400, Cuba. pelaiz@fisica.uh.cu
†autor para la correspondencia

Este trabajo describe el diseño de un sistema para la detección de pulsos mediante un sensor piezoeléctrico. El sistema está conformado por un subsistema analógico para el acondicionamiento de la señal y un subsistema digital para su procesamiento. Se realizaron pruebas básicas con cerámicas piezoeléctricas comerciales y con las obtenidas en nuestro laboratorio, obteniéndose buenos resultados. Se ha conseguido detectar los pulsos generados por un piezoeléctrico como resultado de las deformaciones que sufre ante la aplicación de un esfuerzo mecánico, acondicionar la señal para ser adquirida por una tarjeta de adquisición de datos y mostrar los resultados en la computadora.

It is presented a system to detect pulses by using a piezoelectric sensor. Basic proofs were made using commercial piezoelectric ceramics and others obtained in our laboratory. Very good results were obtained. The system allows detecting the pulses, which are generated by the piezoelectric material when a mechanical stress is applied. A data acquisition program was developed for the signal records, analysis and comparison of the results.

Keywords. Dielectric materials, 77.84.-s; Ferroelectric devices, 85.50.-n

INTRODUCCIÓN

Un material piezoeléctrico es aquel que presenta un momento dipolar eléctrico, incluso en ausencia de campo eléctrico externo aplicado, debido a que el centro de las cargas positivas no coincide con el centro de las cargas negativas. Este efecto fue descubierto por Pierre y Jacques Curie¹ en 1880. Pierre, durante el estudio de la estructura cristalina de estos materiales, descubrió que al aplicarles una tensión mecánica en una dirección dada, lograba su electrificación. Más tarde Hankel propuso el nombre de piezoelectricidad a este fenómeno [2].

El fenómeno piezoeléctrico [1] consiste en la aparición de cargas eléctricas en las superficies de algunos materiales al actuar un esfuerzo mecánico sobre ellos (efecto piezoeléctrico directo) o la deformación de los materiales bajo la acción del campo eléctrico (efecto piezoeléctrico inverso). Por estas causas una cerámica piezoeléctrica puede variar su espesor en fracciones de milímetro. Las magnitudes de los campos eléctricos generados, y los movimientos o las fuerzas son pequeños.

Los materiales piezoeléctricos se utilizan en una amplia gama de aplicaciones como transductores, sensores y actuadores, entre otros, y son muy usados en la tecnología médica [2]. Equipos para el diagnóstico de imágenes y monitoreo de la fre-

cuencia cardiaca a nivel fetal emplean piezocerámicas en sus transductores. Incluso, transductores en miniatura han sido insertados en los vasos sanguíneos para registrar cambios periódicos en los latidos del corazón.

Las vibraciones ultrasónicas, generadas con cerámicas piezoeléctricas, se utilizan como herramienta para destruir el tejido fino enfermo y reparar el tejido fino dañado. Así mismo, estas ondas se han empleado para tratar bursitis, varios tipos de artritis reumatoide, lesiones musculares, y para destruir piedras del riñón, entre otras aplicaciones[2]. Actualmente son diversos los estudios que se realizan para entender, controlar o modificar sistemas biológicos así como para desarrollar métodos de medida cada vez más complejos, y a su vez menos invasivos.

Como objetivo de este trabajo nos proponemos desarrollar un primer prototipo de un instrumento para la detección de pulsos, basado en las cerámicas piezoeléctricas que se estudian y desarrollan en nuestro laboratorio, que permitirá posteriormente desarrollar un dispositivo para detectar las pulsaciones cardiacas. Este dispositivo será desarrollado íntegramente en nuestros laboratorios, y con nuestros recursos, y podrá ser de

utilidad en nuestro sistema de salud pública.

Para el trabajo emplearemos tres cerámicas piezoeléctricas basadas en circonato titanato de plomo (PZT), uno de los sistemas más utilizado en la actualidad en múltiples dispositivos por sus magníficas propiedades [1-2]. La primera cerámica será PZT modificado con cobre, niobio y manganeso (PZT-PCN) y las otras dos serán PZT modificado con Niobio (PZTN-1 y PZTN-2).

PREPARACIÓN Y POLARIZACIÓN DE LAS CERÁMICAS

Para la preparación de las muestras se empleó el método cerámico tradicional[3-4]. Se tomaron materiales de partida con una elevada pureza, se mezclaron y molieron durante 2 horas, empleando alcohol para lograr una sola fase de composición homogénea en el producto final. Se dejaron secar los polvos y luego se hicieron piezas cilíndricas con una prensa hidráulica. Posteriormente se procedió a la calcinación o precocido. Los cilindros fueron luego triturados y molidos nuevamente, se aglutinaron empleando alcohol polivinílico, se prensaron y finalmente se sinterizaron. Los parámetros de obtención en cada caso pueden encontrarse en las referencias 3 y 4. Se colocaron contactos de plata en ambas caras de las cerámicas y se trataron las muestras a 590°C para secar y fijar los contactos.

Para la polarización de las muestras, estas se calentaron hasta una temperatura de 120°C, se aplicó un campo eléctrico de 2 kV/mm durante 20 minutos, y luego se enfriaron las muestras, manteniendo el campo eléctrico, hasta alcanzar la temperatura ambiente.

CARACTERIZACIÓN PIEZOELÉCTRICA

La caracterización de las cerámicas piezoeléctricas es de vital importancia para la evaluación de cualquier tipo de aplicación. Magnitudes como la capacidad, las pérdidas dieléctricas, la impedancia eléctrica, la resistencia eléctrica o la fase, son algunas de las tradicionalmente analizadas. A partir de ellas se determinan los coeficientes eléctricos y piezoeléctricos que permiten determinar las posibles aplicaciones a desarrollar.

Para la caracterización de las muestras se utilizó el programa Puente RLC, desarrollado en nuestro laboratorio [5] sobre LabVIEW, como parte de la automatización de un puente RLC Wayne Kerr. Mediante el montaje experimental [5] es posible obtener, de manera precisa, la respuesta de diversos tipos de materiales ante la aplicación de campos eléctricos de corriente alterna para diferentes intervalos de frecuencia. Parámetros como la impedancia eléctrica, la capacidad, la fase, las pérdidas dieléctricas, la resistencia eléctrica y la inductancia, son algunos de los que pueden ser estudiados con este sistema experimental. En la Figura 1 mostramos el panel frontal con la dependencia de la impedancia y la fase para una de las muestras analizadas, como ejemplo del análisis realizado por esta técnica experimental, cuya automatización constituyó un elemento

básico para la realización de este trabajo5. Se observa el fenómeno de la resonancia electromecánica. Cuando la frecuencia del campo eléctrico aplicado coincide con la frecuencia propia de oscilación del material en estudio, se obtiene un cambio en el signo de la fase y un mínimo en la impedancia eléctrica. A partir de este tipo de dependencias se calculan diversos parámetros electromecánicos, de gran utilidad para la valoración de aplicaciones piezoeléctricas1. La Tabla 1 muestra los resultados obtenidos para el factor de acoplamiento electromecánico (kp) para cada una de las muestras. Este parámetro da la medida de la eficiencia de la conversión de la energía eléctrica o mecánica en energía mecánica o eléctrica (efecto piezoeléctrico inverso o directo, respectivamente) [1-2].

El coeficiente electromecánico muestra resultados superiores al 50% en el caso de las cerámicas del tipo PZTN, lo cual constituye muy buen resultado comparado con los valores que tradicionalmente se reportan en la literatura científica para materiales comerciales empleados en dispositivos de diverso tipo2.

Tabla I Factor de acoplamiento electromecánico kp	
Muestras	kp
PZTN-1	0.67
PZTN-2	0.51
PZT-PCN	0.24

DISPOSITIVO

El sistema que se propone en este trabajo para la detección de pulsos, con una cerámica piezoeléctrica, se puede dividir en dos bloques bien diferenciados: subsistema analógico y subsistema digital (Figura 2).

SUBSISTEMA ANALÓGICO

Como sensor utilizamos las cerámicas piezoeléctricas obtenidas y caracterizadas en nuestro laboratorio. La finalidad de este sensor es proporcionarnos una carga (energía eléctrica) a partir de la deformación (energía mecánica) que sufrirá la muestra por la aplicación de un esfuerzo mecánico. La Figura 3 muestra el montaje realizado con las cerámicas piezoeléctricas.

El circuito acondicionador de la señal (Figura 4) consta de dos seguidores de tensión (a y c), dos filtros de primer orden, uno pasa alto (b) y otro pasa bajo (d), y una etapa de amplificación mediante una etapa no inversora (e). A continuación se muestra el diseño de este circuito y se detallan cada una de estas etapas. Para el cálculo de la primera etapa nos basamos en el modelo de tensión para el sensor piezoeléctrico (Figura 5)[6].

El seguidor de tensión (ideal) es un circuito que tiene, teóricamente, ganancia de voltaje unitaria, resistencia de salida cero y resistencia de entrada infinita y se emplea como buffer para acoplar impedancia. En nuestro caso, como las cerámicas piezoeléctricas poseen alta impedancia de salida, se utiliza un seguidor de tensión conectado a la salida de esta que corresponde a la primera etapa del circuito (a) en la Figura 4.

Un paso muy importante para el diseño del sistema fue la elección del amplificador operacional que se utilizaría para el acondicionamiento de la señal. Debido a los requerimientos de esta aplicación se seleccionó el amplificador operacional TL082 que presenta, entre otras ventajas, entradas a transistores FET, que permiten una alta impedancia de entrada y ancho de banda de 4 MHz.

La señal que nos interesa está en un intervalo de frecuencias entre los 0.7 Hz y 2.0 Hz. Resulta de interés eliminar la interferencia de los 60 Hz de la red eléctrica y otras señales no deseadas ya que podría enmascarar nuestra señal. Se utilizaron entonces dos filtros de primer orden, uno pasa alto (b) y otro pasa bajo (d), insertados en dos puntos del circuito (Figura 4).

Para determinar los valores de las componentes de estos filtros se fijaron los valores de la frecuencia de corte (f_c) y de las capacidades, C1 y C2, y se determinaron los valores de R2 y R3 (ecuación 1).

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (1)$$

Filtro pasa alto

$$f_c = 0.5 \text{ Hz}$$

$$C_1 = 2.2 \mu\text{F}$$

$$R_2 \approx 150 \text{ k}\Omega$$

Filtro pasa bajo

$$f_c = 10 \text{ Hz}$$

$$C_2 = 220 \text{ nF}$$

$$R_3 \approx 75 \text{ k}\Omega$$

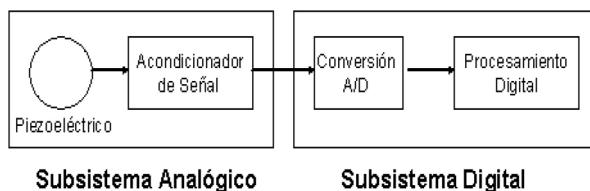


Figura 2.- Diagrama de bloques del sistema.



Figura 3. Montaje de la cerámica piezoeléctrica.

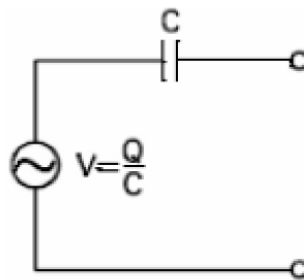


Figura 5.- Modelo de tensión del sensor piezoeléctrico.

En la etapa de amplificación, el valor de sus componentes serán los que determinarán la ganancia total del circuito. Para poder asignar estos valores, primero se analizó la relación salida-entrada de este circuito (V_0 y V_{in} , respectivamente) y se obtuvo la siguiente relación entre los voltajes:

$$V_0 = V_{in} \left(1 + \frac{R_5}{R_4} \right) \quad (2)$$

Se decidió que el circuito tuviese una ganancia aproximada $A_v=10$ (ecuación 3) y se fijaron los valores de las resistencias: $R_4 = 1 \text{ k}\Omega$ y $R_5 = 10 \text{ k}\Omega$

$$A_v = \frac{V_0}{V_{in}} = \left(1 + \frac{R_5}{R_4} \right) \quad (3)$$

SUBSISTEMA DIGITAL

Una vez acondicionada la señal, se procedió a realizar la adquisición y el procesamiento digital de la misma, función que se realiza en el subsistema digital. La adquisición y procesamiento de la señal se realizó en una computadora personal (PC) P4 a 1.8 GHz, con 512 MB de RAM equipada con una tarjeta de adquisición de datos modelo PCI 1202L de la firma ICP DAS. La tarjeta permite una frecuencia máxima de muestreo de 110 000 muestras por segundo, presenta una resolución de 12 bits, permite medir señales en diferentes intervalos que van desde +/- 0.0625 V hasta +/- 10 V y ofrece la posibilidad de programar la ganancia (0.5, 1, 2, 4 y 8).

El sistema de medición está programado sobre LabView 7.0. El programa que ha sido desarrollado para la adquisición y muestreo de nuestra señal constituye un instrumento virtual y se puede subdividir en tres grandes bloques (Figura 6). El primer bloque (Inicialización) es el encargado de detectar todas las tarjetas PCI que se encuentran instaladas en la PC. Activa y configura la tarjeta que será utilizada por el programa, establece el canal a muestrear y fija su ganancia. Durante la ejecución del segundo bloque (Medición y Muestreo de la Señal) se adquiere y filtra la señal. Una vez que se desee se detiene la adquisición. Automáticamente se ejecuta el tercer y último bloque (Salvar) que guarda la señal en un fichero de tipo texto para que puedan ser procesada por programas comerciales. Este fichero contiene los valores de tiempo y amplitud organizados en dos columnas.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Con el sistema desarrollado se realizaron pruebas básicas con cerámicas piezoeléctricas comerciales y con las obtenidas en nuestro laboratorio, obteniéndose buenos resultados. Se ha conseguido detectar los pulsos generados por un material piezoeléctrico como resultado de las deformaciones que sufre cuando se aplica un esfuerzo mecánico, acondicionar la señal para ser adquirida por una tarjeta de adquisición de datos y mostrar los resultados en la PC. La Figura 7 muestra, como ejemplo, la respuesta obtenida empleando la cerámica PZTN-2.

A partir de este prototipo nos proponemos completar el diseño de la plataforma de prueba que garantice aplicar la misma deformación mecánica a cada muestra empleada. Esto permitirá realizar una mejor comparación de los resultados de las muestras y así determinar cuáles son las adecuadas para la aplicación de interés. Posteriormente se procederá a rediseñar el sistema de adquisición de datos para la detección automática de las pulsaciones cardiacas.

Es necesario destacar que este trabajo fue desarrollado íntegramente en nuestros laboratorios, desde la obtención de las cerámicas, su polarización, su caracterización piezoeléctrica (incluyendo la automatización del sistema experimental) hasta el diseño del sistema

para la detección de pulsos.



Figura 6.- Algoritmo general del programa

AGRADECIMIENTOS

A la Academia de Ciencias del Tercer Mundo (TWAS) por los proyectos Research Grant: RG/PHYS/LA No. 99-050, No. 02-225 y No. 05-043, y al ICTP por el apoyo a la Red Latinoamericana de Materiales Ferroeléctricos.

- [1] B. Jafée, W. Cook, H. Jafée, Piezoelectric Ceramics (Academic Press, London-New York, 1971).
- [2] E. Suaste Gómez, Cerámicas Piezoeléctricas (Innovación Editorial Lagares, México, 2006).
- [3] A. Peláiz Barranco, Propiedades ferroeléctricas y meca-nismos de conductividad en el sistema PZT modificado. Tesis de Doctorado, Facultad de Física, Universidad de la Habana, Cuba (2001).
- [4] M. D. Durruthy-Rodríguez, L. D. Pérez-Fernández, A. Peláiz-Barranco, F. Calderón-Piñar, Applied Physics A **95**, 423 (2009).
- [5] Y. García-Puente, A. Santana-Gil, A. Peláiz-Barranco, Rev. Cub. Fis. **26**, 242 (2009)
- [6] L. Fernández Román, L. Navarro Morales, Sistema de bajo consumo para la detección del ritmo cardiaco. Tesis de Grado, Universidad Politécnica de Cataluña, España (2007).

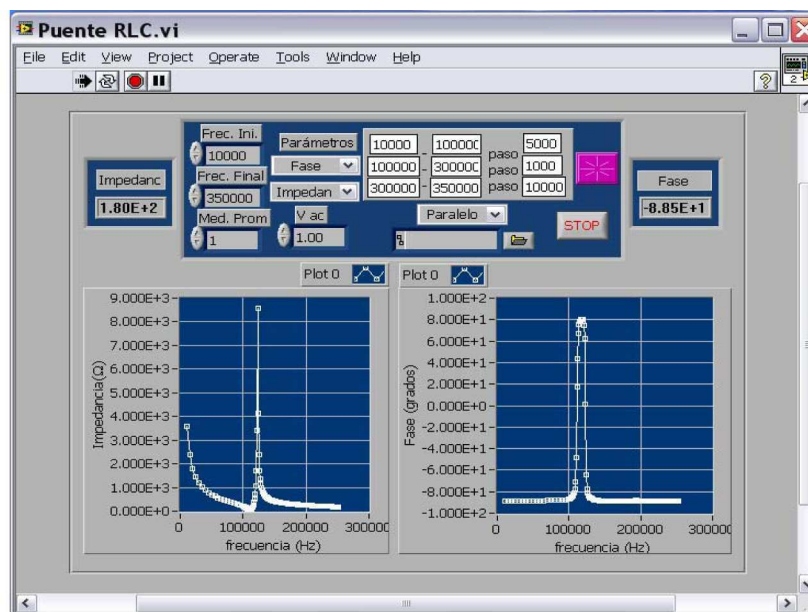


Figura 1.- Panel frontal del programa Puente RLC mostrando la dependencia de la impedancia y la fase con la frecuencia para una de las muestras estudiadas.

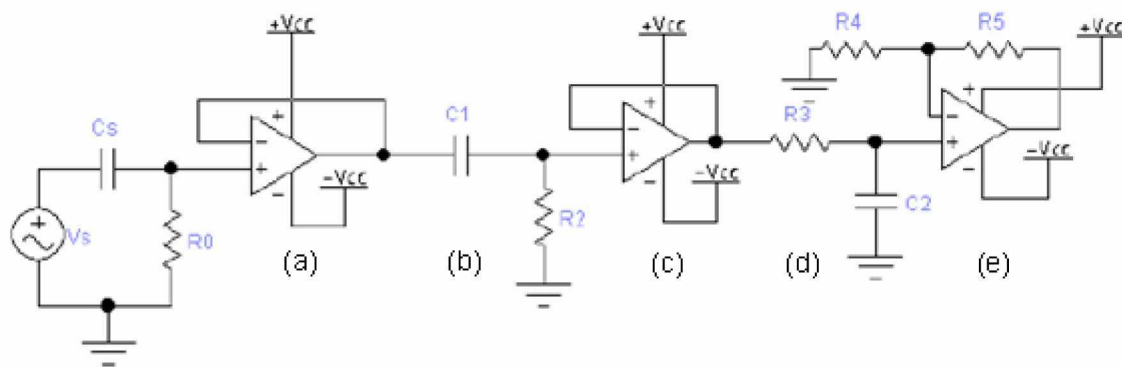


Figura 4.- Circuito acondicionador de la señal.

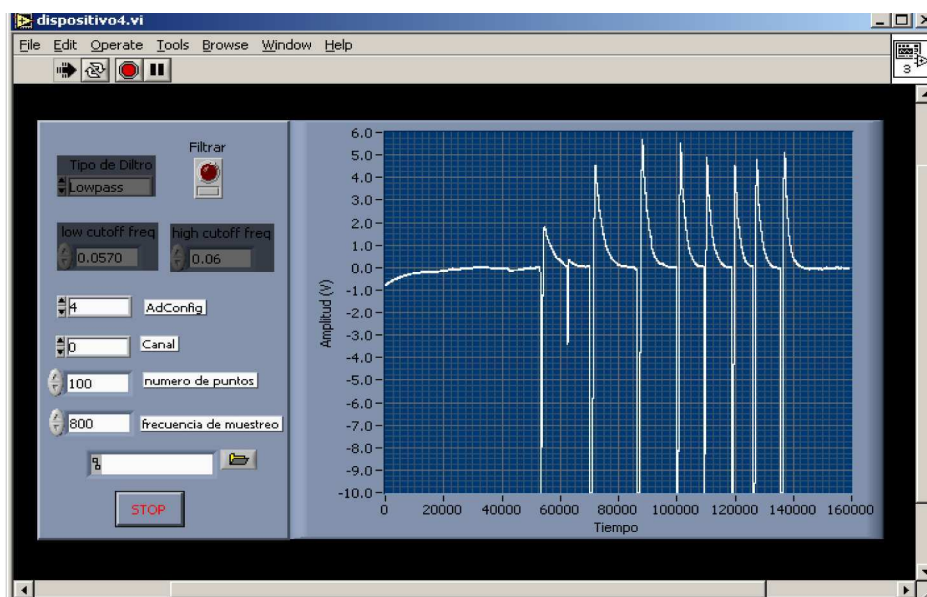


Figura 7.- Respuesta del sensor piezoeléctrico. Se detectan los pulsos generados como resultado de las deformaciones mecánicas que sufre cuando se aplica un esfuerzo mecánico.

ONDAS ESTACIONARIAS ESFÉRICAS EN LÍQUIDOS COMPRESIBLES

STATIONARY WAVES IN COMPRESSIBLE LIQUIDS

JOSÉ MARÍN ANTUÑA† Y JAVIER PARDO VEGA

Dpto. de Física Teórica, Facultad de Física, Universidad de la Habana, C.P.10400, La Habana, Cuba. marin@fisica.uh.cu
fautor para la correspondencia

A partir de un modelo simple para las ondas esféricas de pequeña amplitud en un fluido ideal compresible bajo condiciones de contorno oscilatorias, se calcula la dependencia radial de las ondas estacionarias de presión y de velocidad. Las frecuencias propias son determinadas y se analiza el espectro de frecuencias. El problema es tratado por su relación con la dinámica de una burbuja y la sonoluminiscencia.

The radial dependence of stationary waves of pressure and velocity are computed in a simple model for small amplitude spherical waves in an ideal compressible fluid under oscillatory boundary conditions. The eigenfrequencies are determined and the frequency spectrum is analyzed. This problem is discussed due to its relation with bubble dynamics and sonoluminescence.

Keywords. Standing waves, acoustic, linear, *43.20.Ks, compressible flows, 47.40.Rs

INTRODUCCIÓN

La irradiación de un líquido con sonido de suficiente presión provoca la formación y oscilación de burbujas. Este proceso se conoce como cavitación acústica y es la causa de la sonoluminiscencia y la sonoluminiscencia. [1] Dentro de un amplio espacio de parámetros, las burbujas pueden realizar oscilaciones altamente no lineales caracterizadas por un lento aumento de su volumen seguida de una compresión y una implosión. Alrededor del punto de máxima implosión ocurren las reacciones químicas y se observa la emisión de luz. Aunque la cavitación es usualmente conocida como un fenómeno que produce desgaste de las máquinas hidráulicas; la elevada temperatura, presión y concentración de radicales alcanzadas en el interior de las burbujas ha dado lugar a muchas aplicaciones beneficiosas. La cavitación acústica en un líquido irradiado con ultrasonido puede describirse con excelente precisión durante casi todo el proceso de formación, crecimiento y compresión. Pero la descripción teórica de la última etapa del colapso implosivo es muy complicada. Cuando la presión acústica aplicada es relativamente baja el movimiento radial de una burbuja en el campo de sonido es lineal. Una onda de presión del campo acústico con forma sinusoidal oscila entre compresión y rarefacción, el movimiento radial de la burbuja responde en consecuencia. Durante la rarefacción el volumen de la burbuja aumenta debido a la disminución de la presión del líquido circundante. Cuando el campo acústico está en compresión el volumen de la burbuja disminuye debido al incremento de la presión. El movimiento lineal de la burbuja estaría entonces caracterizado por expansiones y contracciones de casi igual rapidez sin cambio de fase respecto al campo acústico, este es el caso analizado

en este trabajo. Este tipo de movimiento radial de la burbuja no exhibe sonoluminiscencia.

Para presiones acústicas elevadas el movimiento de la burbuja se vuelve altamente no lineal. Veamos la siguiente situación que nos ayudará a entender este movimiento no lineal. Si la burbuja inicialmente tiene el radio a condición ambiente, cuando la onda de presión entra en la fase de rarefacción, la burbuja comienza un crecimiento relativamente lento y lineal la mayor parte del tiempo. Cuando la onda de presión entra en la fase de compresión, para presiones elevadas el movimiento de la burbuja se desvía considerablemente del mostrado para presiones pequeñas.

La burbuja continúa expandiéndose inercialmente y luego comienza un rápido colapso. La velocidad de este colapso en sus últimas etapas puede ser enorme. Mientras continúa la fase de compresión de la onda de presión, la burbuja sigue disminuyendo su radio hasta alcanzar su radio mínimo. Aquí es cuando ocurren las reacciones químicas de alta energía y la emisión de luz. Como el gas y el vapor presentes en el interior de la burbuja son fuertemente comprimidos, la burbuja rebota y se expande.

La burbuja continúa con una serie de compresiones y expansiones secundarias que disminuyen en amplitud hasta volver nuevamente al reposo con el radio inicial. Este tipo de movimiento es típico de la sonoluminiscencia de una sola burbuja. [1] La cavitación de una sola burbuja puede mostrar una notable estabilidad.

El movimiento radial no lineal de una burbuja guiada acústicamente se modela usualmente a través de alguna de las ecuaciones relacionadas con la ecuación de Rayleigh-Plesset. Estas ecuaciones pueden variar en complejidad y muchos investigadores han contribuido a su desarrollo. Los estudios anteriores a 1977 sobre la dinámica de una sola burbuja de gas o vapor en un líquido incompresible o casi incompresible aparecen reseñados por M. S. Plesset y A. Prosperetti. [2] En un trabajo posterior de Z. C. Feng y L. G. Leal, se describen los avances en la comprensión de la dinámica de burbuja debido a la introducción de las ideas y técnicas de los sistemas dinámicos. [3] Existen además estudios numéricos muy completos en los cuales se tiene en cuenta la dependencia radial de las magnitudes, importantes procesos que ocurren en el interior de la burbuja como son las reacciones químicas y a través de la superficie de la burbuja como son la transferencia de calor y masa entre el gas interior y el líquido exterior. [4]

En el presente trabajo se estudian las ondas estacionarias esféricas de pequeña amplitud en un fluido ideal compresible bajo condiciones de contorno oscilatorias, por su relación con la dinámica lineal de una burbuja esférica guiada por una presión acústica externa de pequeña amplitud. Para ello se calcula la dependencia radial de las ondas estacionarias de presión y de velocidad, y se analiza

1 espectro de frecuencias.

2 Planteamiento del Problema

Consideremos un líquido compresible contenido entre dos esferas concéntricas de radios R_1 y R_2 , tales que $R_1 < R_2$. Despreciaremos la viscosidad y los términos convectivos, para ello suponemos que los números de Reynolds Re y de Strouhal St son mucho mayores que la unidad ($Re \gg 1$, $St \gg 1$). Ello significa que la velocidad del fluido debido a la perturbación es mucho menor que la velocidad del sonido. Bajo estas condiciones las ecuaciones que rigen el problema son lineales.

La dinámica del fluido está descrita por las ecuaciones de conservación de la masa y el momento. Debido a la simetría esférica del problema estas se expresan como

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 u)}{\partial r} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r}, \quad (2)$$

$$u_1(r, t) = \frac{(k_1 R_1)^2}{(k_1 r)^2} \frac{\sin(k_1 R_2 - k_1 r) + k_1 r \cos(k_1 R_2 - k_1 r)}{\sin(k_1 R_2 - k_1 R_1) + k_1 R_1 \cos(k_1 R_2 - k_1 R_1)} u_1 \cos w_1 t \quad (5)$$

$$p_1(r, t) = \bar{p}_1(r) + \tilde{p}_1(r, t) = \bar{p}_1(r) - \rho c \frac{(k_1 R_1)^2}{k_1 r} \frac{\sin(k_1 R_2 - k_1 r)}{\sin(k_1 R_2 - k_1 R_1) + k_1 R_1 \cos(k_1 R_2 - k_1 R_1)} u_1 \sin w_1 t \quad (6)$$

$$u_2(r, t) = \frac{\Delta p_2}{\rho c} \frac{k_2 R_2}{(k_2 r)^2} \frac{k_2(r - R_1) \cos(k_2 r - k_2 R_1) - (1 + k_2 r k_2 R_1) \sin(k_2 r - k_2 R_1)}{\sin(k_2 R_2 - k_2 R_1) + k_2 R_1 \cos(k_2 R_2 - k_2 R_1)} \cos(w_2 t) \quad (7)$$

$$p_2(r, t) = \bar{p}_2(r) + \tilde{p}_2(r, t) = \bar{p}_2(r) + \Delta p_2 \frac{k_2 R_2}{k_2 r} \frac{\sin(k_2 r - k_2 R_1) + k_2 R_1 \cos(k_2 r - k_2 R_1)}{\sin(k_2 R_2 - k_2 R_1) + k_2 R_1 \cos(k_2 R_2 - k_2 R_1)} \sin(w_2 t) \quad (8)$$

donde u es la velocidad del fluido debido a la onda, p es la variación de la presión, c es la velocidad del sonido en el líquido y ρ es su densidad media.

La esfera interior se considera oscilante en torno al radio medio R_1 , es decir, $R_1(t) = R_1 + \Delta R_1 \sin w_1 t$ con $\Delta R_1 \ll R_1$. Como hemos supuesto que la velocidad del fluido debido a la perturbación es mucho menor que la velocidad del sonido ($S_1 \gg 1$) y para ser consecuentes con la aproximación de primer orden, la condición de contorno para la esfera interior se reduce a

$$u(\bar{R}_1, t) = u_1 \cos w_1 t. \quad (3)$$

Aquí hemos definido $u_1 = \Delta R_1 w_1$.

Para la esfera exterior, producto de una presión externa oscilante se impone la siguiente condición de contorno

$$p(R_2, t) = p_2 + \Delta p_2 \sin(w_2 t). \quad (4)$$

El problema planteado se resuelve con ayuda del principio de superposición.

ONDAS ESTACIONARIAS ESFÉRICAS

Buscaremos la solución en la forma $u(r, t) = u_1(r, t) + u_2(r, t)$, $p(r, t) = p_1(r, t) + p_2(r, t)$; donde u_1, p_1 satisfacen condiciones de contorno oscilatorias para la velocidad en $r = R_1$ y homogéneas para la presión en $r = R_2$ y u_2, p_2 satisfacen condiciones de contorno oscilatorias para la presión en $r = R_2$ y homogéneas para la velocidad en $r = R_1$.

Las soluciones u_1, p_1 y u_2, p_2 pueden expresarse a través de las funciones de Bessel y Neumann de orden $1/2$ y $3/2$. Sustituyendo las expresiones de las funciones de Bessel y Neumann, y simplificando, podemos expresar las soluciones en términos de funciones trigonométricas. Si definimos $k_1 = \frac{\omega_1}{c}$ y $k_2 = \frac{\omega_2}{c}$ que son los números de onda correspondientes a las frecuencias w_1 y w_2 respectivamente, las soluciones se pueden escribir como:

Luego, la solución del problema inicial para las ondas estacionarias esféricas en un fluido compresible se expresa a través de estas dos soluciones

$$u(r, t) = u_1(r, t) + u_2(r, t) \quad (9)$$

$$p(r, t) = \bar{p}(r) + \tilde{p}_1(r, t) + \tilde{p}_2(r, t) \quad (10)$$

El término $\bar{p}(r)$ representa la presión de equilibrio y es independiente del tiempo, este debe satisfacer la condición $p(R_2) = p_2$.

Como se observa en (9) y (10) la solución del problema inicial es la suma de dos contribuciones, la respuesta (u_1, p_1) debido a la oscilación de la esfera interior y (u_2, p_2) debido a la oscilación de la esfera exterior. Podemos analizar cada contribución por separado. En ella, k_1 representa el número de onda asociado a la oscilación de la burbuja (esfera interior) y k_2 representa el número de onda asociado a la excitación acústica externa. Cuando una de las frecuencias w_1 o w_2 correspondientes a las oscilaciones de las fronteras se iguala a una de las frecuencias propias del problema ocurre la resonancia; las frecuencias propias se determinan a partir de la ecuación

$$\tan \left[\frac{\omega}{c} (R_2 - \bar{R}_1) \right] = -\frac{\omega}{c} \bar{R}_1. \quad (11)$$

Cuando una de las frecuencias w_1 o w_2 se aproxima a alguna de estas frecuencias propias, dicho modo de oscilación es especialmente excitado, se amplifica la amplitud de las oscilaciones y la no linealidad del problema no puede ser despreciada. Para ese caso, las soluciones aquí planteadas no serán válidas.

Analicemos las características de la solución dependiendo de los valores de las frecuencias. Cuando $k_1 R_1 \ll 1$ la oscilación de la esfera interior ejerce poca influencia y tendremos que (u_1, p_1) tiende a cero. Cuando $k_2 R_2 \ll 1$ la presencia de la esfera interior ejerce poca influencia sobre la solución (u_2, p_2) y esta tiende a la del problema con una sola esfera de radio R_2 . Para $k_1 R_2 \ll 1$ o $k_2 R_2 \ll 1$ el perfil de la onda estacionaria (u_1, p_1) o (u_2, p_2) es bastante homogéneo en cada caso, existiendo una débil dependencia radial; la frontera correspondiente oscila lentamente, de modo que el fluido oscila como un todo.

Para la región de frecuencias que cumplen $k_1 R_1 \sim 1$ y $k_1 R_2 \sim 1$ la dependencia radial típica de la solución (u_1, p_1) se muestra en la Fig.1. Para trazar los gráficos hemos empleado cantidades adimensionales. Se observa que el perfil de la onda tiene pocos nodos, en la figura aparece solo uno.

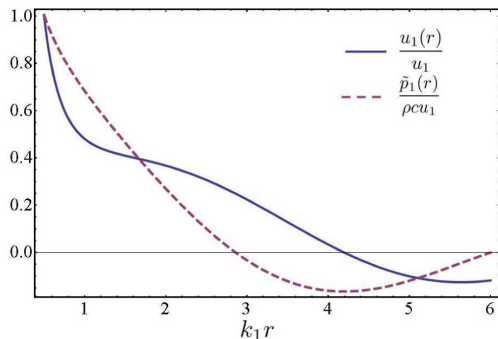


Figura 1. Dependencia radial de la velocidad u_1 y la presión \tilde{p}_1 adimensionales para $k_1 R_1 \sim 1$ y $k_1 R_2 \sim 1$. Se ha tomado $k_1 R_1 = 0,5$ y $k_1 R_2 = 6$.

La situación similar cuando $k_2 R_1 \sim 1$ y $k_2 R_2 \sim 1$ aparece recogida en la Fig.2, en la cual aparece la dependencia radial de la solución (u_2, p_2) .

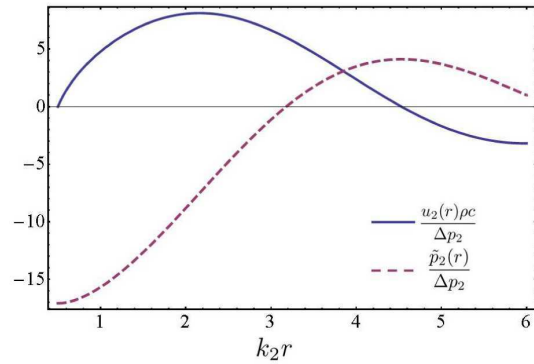


Figura 2. Dependencia radial de la velocidad u_2 y la presión \tilde{p}_2 adimensionales para $k_2 R_1 \sim 1$ y $k_2 R_2 \sim 1$. Se ha tomado $k_2 R_1 = 0,5$ y $k_2 R_2 = 6$.

Para $k_1 (R_2 - R_1) \gg 1$, la dependencia radial típica de la solución (u_1, p_1) se muestra en la Fig.3. En este caso, la distancia comprendida entre las dos esferas será mucho mayor que la longitud de onda asociada a la oscilación de la esfera interior. El perfil de la onda estacionaria tiene muchos nodos, evidenciando una fuerte dependencia radial.

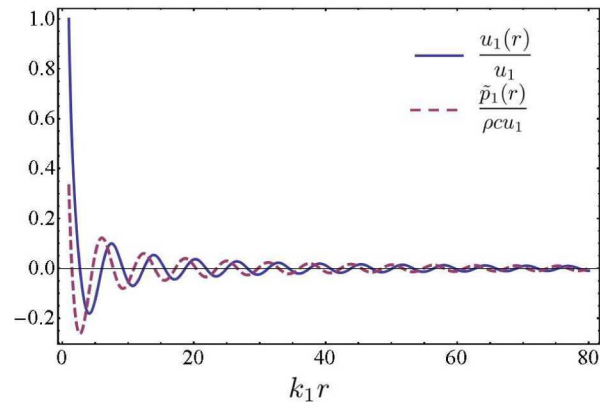


Figura 3. Dependencia radial de la velocidad u_1 y la presión \tilde{p}_1 en el caso $k_1 (R_2 - R_1) \gg 1$. En la figura $k_1 R_1 = 1$ y $k_1 R_2 = 80$.

El caso similar en que $k_2 (R_2 - R_1) \sim 1$ está representado en la Fig.4. Nótese que al igual que en la Fig.3 la amplitud disminuye a medida que nos alejamos del radio R_1 .

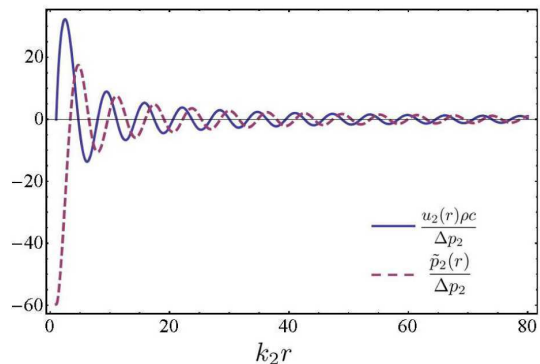


Figura 4. Dependencia radial de la velocidad u_2 y la presión \tilde{p}_2 para los valores $k_2 R_1 \sim 1$ y $k_2 R_2 \sim 1$.

CONCLUSIONES

Se ha obtenido una expresión analítica para la dependencia radial de la presión y la velocidad de las ondas estacionarias entre dos esferas bajo condiciones de contorno oscilatorias. La solución es una superposición de dos contribuciones debido a la oscilación de cada frontera. Se obtuvo una ecuación para calcular las frecuencias propias, para las cuales ocurre la resonancia. Se analizaron varias regiones de frecuencias. Para $k_1 R_1 \ll 1$ o $k_2 R_1 \ll 1$ la esfera interior ejerce poca influencia; mientras que si $k_1 R_2 \ll 1$ o $k_2 R_2 \gg 1$ el perfil de la onda tiene una débil dependencia radial. Se analizó además el caso $k_1 R_1 \sim 1$ y $k_1 R_2 \sim 1$ o $k_2 R_1 \sim 1$ y $k_2 R_2 \sim 1$, para el cual existen pocos nodos. Una situación diferente ocurre si $k_1(R_2 - R_1) \gg 1$ o $k_2(R_2 - R_1) \gg 1$, donde aparecerán muchos nodos.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al Dr. César Dopazo por proponer el problema y a la colaboración así iniciada con colegas del Departamento de Mecánica de Fluidos de la Universidad de Zaragoza, donde se llevan a cabo investigaciones relacionadas con el tema y que en un futuro próximo nos permitirán comparar estos resultados analíticos con cálculos numéricos y mediciones que llevan a cabo en dicha institución.

[1] K. S. Suslick and D. J. Flannigan, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **59**, 659-683 (2008).

[2] M. S. Plesset and A. Prosperetti, *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **9**, 145-185 (1977).

[3] Z. C. Feng and L. G. Leal, *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **29**, 201-243 (1997).

[4] G. Hauke, D. Fuste and C. Dopazo, *Phys. Rev. E* **75**, 066310 (2007).

OPTIMIZACIÓN DE LAS CONDICIONES DE ELECTRODEPOSICIÓN PARA LA OBTENCIÓN DE SENSORES MAGNÉTICOS

OPTIMIZATION OF THE ELECTRODEPOSITION CONDITIONS TO OBTAIN MAGNETIC SENSORS

C. MORÓN^{A†}, A. GARCÍA^A, E. TREMP^A, G. IGNACIO^A Y M. GONZÁLEZ^B

a) E.U. de Arquitectura Técnica, Universidad Politécnica de Madrid, España. carlos.moron@upm.es

b) E. T. Superior de Arquitectura, Universidad Politécnica de Madrid, España. mer.gonzalez@upm.es
†autor para la correspondencia

PACS: Magnetic materials, 75.50.-y; Properties of magnetic films, 75.70.-i; Film deposition – electrodeposition, 81.15.Pq

Mostraremos los resultados obtenidos en la búsqueda de las condiciones de crecimiento óptimas para que las propiedades magnéticas de aleaciones de CoP sean las adecuadas para utilizarlas como núcleos de sensores. Demostraremos que utilizando una densidad de corriente adecuada en el proceso de electrodeposición, es posible obtener aleaciones formadas por capas ferromagnéticas de distinta composición que presentan anisotropía en el plano y un campo coercitivo comparable al de las aleaciones producidas por enfriamiento ultrarrápido. Como ánodos empleamos láminas de cobalto de 1 mm de espesor y una pureza del 99.95%. Como sustratos utilizamos tanto láminas de Cu como sustratos fabricados por sputtering. Durante la electrodeposición se ha utilizado la agitación del electrolito y la vibración del cátodo para facilitar el desprendimiento de las burbujas de H₂ que se generan durante el proceso. De esta forma se han obtenido las monocapas controlando los dos parámetros siguientes: la densidad de corriente y el tiempo de aplicación de la misma. Por otro lado, para las multicapas se han aplicado pulsos de corriente donde se han tenido que controlar la duración de los pulsos y la intensidad de los mismos.

We'll show the results in the search for the optimal growth conditions to obtain the appropriate magnetic properties of CoP alloys in order to use these alloys as sensor cores. We will show that using a density current in the electroplating process, it is possible to get alloys formed by layers of different ferromagnetic composition with anisotropy in the plane and a field coercive comparable to the alloys produced by quickly cooling. As anodes we have used cobalt of 1 mm thick and a purity of the 99.95%. As substrates we use Cu foil fabricated by sputtering. During the electrodeposition we have used the electrolyte agitation and vibration cathode to facilitate the detachment of the bubbles of H₂ generated during the process. In this way, we have obtained layers by controlling two parameters: current density and application time. On the other hand, for the multi-layers we have applied current pulses by controlling the pulses duration and the intensity.

Keywords. Electrodeposition methods of film deposition, 81.15.Pq. Amorphous magnetic materials, 75.50.Kj. Sensors magnetic field, 85.75.Ss.

INTRODUCCIÓN

Los materiales amorfos formados por capas de CoP poseen ciertas propiedades magnéticas y eléctricas como baja coercitividad, alta permeabilidad magnética y relativamente alta imanación de saturación y resistencia eléctrica, que permiten que estas aleaciones sean una excelente alternativa a otros materiales magnéticos en su aplicación en diversos dispositivos: memorias magnéticas [1], sensores de campo magnético [2], dispositivos magnetoelectrónicos [3], etc. Además, una de los principales ventajas de las aleaciones de CoP es que se pueden obtener fácilmente mediante la electrodeposición, siendo posible además controlar sus propiedades magnéticas y su forma geométrica [4].

Los primeros trabajos de producción de recubrimientos amorfos de Co-P por electrodeposición datan de principios de los años 50. La mayoría de los investigadores que han es-

tudiado estas aleaciones se han basado en el libro publicado por Brenner en 1963, en el que se recogen los principales resultados obtenidos con esta aleación hasta esa fecha [5]. Desde entonces, la investigación se ha centrado fundamentalmente en el estudio y mejora de las propiedades magnéticas de estos materiales, dejando a un lado el estudio de los mecanismos de la electrodeposición. Sólo a partir de la década de los 90 algunos investigadores han retomado el estudio de la química del proceso. La mayoría de los electrolitos estudiados utilizan H₃PO₃ como fuente de fósforo. Los electrolitos suelen tener alta concentración de iones Co²⁺ procedente sólo de CoCl₂ [6] o de CoCl₂ con CoCO₃ [2] o CoSO₄ [7, 8]. Para alcanzar un pH adecuado se utilizan diversos ácidos, generalmente H₃PO₄ o, a veces, H₃BO₃ o H₂SO₄. Todos los autores coinciden en que una mayor concentración de H₃PO₃ disminuye la eficiencia y aumenta la cantidad de fósforo en la aleación. También en que la

eficiencia es constante para densidades de corriente superiores a 100 mAcm^{-2} y que un aumento en la densidad de corriente enriquece la aleación en cobalto. Es importante notar que los valores de densidad de corriente necesarios para electrodepositar estas aleaciones son un orden de magnitud mayor que los empleados para la electrodeposición de metales en fase cristalina.

En general, la eficiencia de los electrolitos a temperatura ambiente es muy baja, por lo que es necesario trabajar a temperaturas superiores a 60°C . En 1999, S.S. Djokić propuso un electrolito que permite electrodepositar aleaciones de Co-P a temperatura ambiente, si bien su trabajo no presenta caracterización magnética alguna de las mismas [8]. En este trabajo se ha realizado un estudio de las condiciones óptimas en la electrodeposición con el fin de obtener muestras que se puedan utilizar como núcleos sensores para distintas aplicaciones.

ELECTRODEPOSICIÓN DE LAS MUESTRAS

Los primeros procesos de electrodeposición los realizamos a temperatura ambiente, ya que éstos presentan numerosas ventajas tanto en lo relativo al trabajo en el laboratorio como en lo relacionado con su implementación en la industria. Entre otras, cabe destacar la duración de los electrolitos — una menor temperatura de electrodeposición produce menos evaporación — y la estabilidad de los materiales aislantes (resinas y lacas) utilizados para realizar máscaras en los sustratos. Por estas razones estudiamos la posibilidad de electrodepositar aleaciones de Co-P a partir de electrolitos a temperatura ambiente, tal y como propone S.S. Djokić [8]. Se probaron distintas composiciones del electrolito utilizando como ánodo una lámina de cobalto de 1 mm de espesor y una pureza del 99.9% y utilizamos diversos sustratos de Si/Ta/Cu para la electrodeposición. Los resultados obtenidos no fueron buenos ya que la superficie de las muestras obtenidas aparecían agrietadas y fracturadas incluso para tiempos cortos de electrodeposición.

Diversos estudios realizados sobre estas muestras nos han llevado a la conclusión de que las grietas aparecen cuando los sustratos utilizados son rígidos. Por lo tanto es posible electrodepositar muestras de Co-P a temperatura ambiente siempre y cuando el sustrato utilizado sea deformable. Esto parece indicar que el crecimiento de estas aleaciones a temperatura ambiente lleva asociado la presencia de numerosas tensiones en el recubrimiento, tensiones que se reducen al incrementar la temperatura del electrolito. En el caso de los sustratos de cobre, éste absorbe parte de las tensiones, pero por ejemplo el silicio no es capaz de absorber estas tensiones y la muestra se fractura. Como nuestro objetivo principal es poder utilizar las muestras como núcleos sensores en un amplio abanico de dispositivos, vamos a necesitar utilizar sustratos rígidos y por lo tanto abandonamos este sistema y optamos por utilizar el método de Brenner [5] para obtener muestras en forma de hilo.

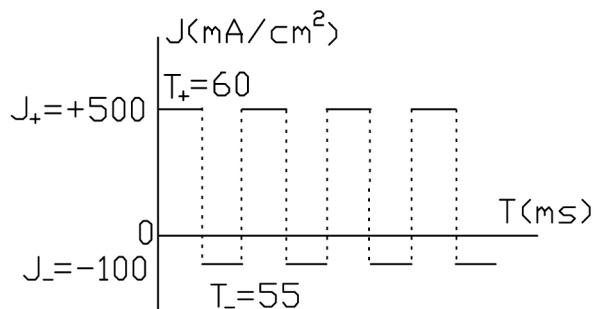


Figura 1. Diagrama de la densidad de corriente utilizada en la obtención de las muestras.

El sistema utilizado para la electrodeposición utiliza una fuente, un potencióstato y un control de la temperatura. La fuente desarrollada en nuestro laboratorio consta de tres módulos: control de tiempos, control de intensidad y amplificador. La fuente está estabilizada en intensidad lo que garantiza que, una vez fijado un valor de la misma, ésta no varía aunque cambie la conductividad del electrolito. Nos permite dar pulsos de intensidad positivos y negativos o una intensidad constante con una intensidad máxima de 5 A. En el modo pulsado, cada período de la señal está formado por dos pulsos cuya amplitud y duración se pueden controlar independientemente. La duración de cada pulso se puede variar entre 1 ms y 10 s, aunque se pueden conseguir pulsos de mayor o menor duración acoplado a la fuente un oscilador externo. El número de períodos se puede variar entre 1 y 10000. El potencióstato es un dispositivo que permite controlar el potencial entre el electrodo de trabajo y el electrodo de referencia, mientras establece una corriente entre el electrodo de trabajo y el contrario. Se ha usado un potencióstato-galvanostato Autolab PGSTAT-30 de Ecochemie con software de control GPES. Este equipo permite no sólo controlar el potencial en la electrodeposición (potencial constante y pulsado) sino también electrodeposición galvanostática. Además, permite medir simultáneamente corriente y potencial.

Para el control de la temperatura del electrolito durante la electrodeposición, la celda electrolítica dispone de un arrollamiento resistivo externo para poder calentarlo. La temperatura del electrolito se mide mediante un termopar introducido en el mismo y aislado de éste por un capilar de vidrio. El controlador compara ésta con la temperatura de consigna (a la que se quiere estabilizar el electrolito) y proporciona corriente al arrollamiento resistivo para alcanzar y estabilizar dicha temperatura.

Se usó como ánodo una lámina de cobalto de 1 mm de espesor y una pureza del 99.95 %. Como cátodos se usaron hilos de cobre de 0.3 mm de diámetro, previamente relajados de tensiones mecánicas mediante un recocido de 1 minuto a 500°C , y pulidos electrolíticamente para disminuir todo lo posible la rugosidad superficial.

Para aumentar la homogeneidad de la capa de amorfo depositada, durante todo el tiempo que duró la deposición se mantuvo

el hilo girando a velocidad constante, a fin de conseguir que la capa depositada tuviera forma de tubo cilíndrico. La densidad de corriente electrolítica era de forma pulsada (véase la figura 1) para evitar el crecimiento columnar del amorfo de Co-P, y con ello la presencia de anisotropías perpendiculares a la superficie. Los parámetros tales como densidad y duración de los pulsos de corriente, tanto positiva como negativa, diámetro del hilo de cobre, velocidad de giro del hilo durante la deposición, se variaron convenientemente para obtener muestras amorfas que presentan una ligera anisotropía longitudinal, y son suficientemente blandas como para ser utilizadas en este tipo de experimento. Finalmente las muestras que resultaron más adecuadas fueron las obtenidas en las condiciones que figuran en la tabla I.

Tabla I	
Características óptimas del proceso de electrodeposición para la obtención de hilos amorfos de CoP.	
Parámetro	Valor
Número de pulsos	3000
Duración de pulso positivo	60 ms
Duración de pulso negativo	55 ms
Diámetro del hilo de cobre	0.3 mm
Densidad de corriente positiva	500 mA/cm ²
Densidad de corriente negativa	100 mA/cm ²
Frecuencia de giro del hilo	0.3 Hz

RESULTADOS

Las muestras obtenidas en las condiciones expuestas en la tabla I presentaban un depósito electrolítico de material amorfo de CoP en forma de multicapas, con un espesor estimado de 10 μm , y cuyo ciclo de histéresis se puede ver en la figura 2.

Para la medida de los ciclos de histéresis se ha utilizado un magnetómetro de muestra vibrante (VSM), VSM 7304 (Lake Shore Cyrotronics) que utiliza un electroimán para aplicar un campo externo máximo de entre 1.2 y 1.5 T, dependiendo de la distancia entre sus piezas polares. La precisión con la que el sistema es capaz de estabilizar el campo aplicado es de 0.1 Oe y la distancia máxima entre las piezas polares es de 15 mm. Las partes más importantes del VSM son: el vibrador que provoca el movimiento oscilatorio de la muestra, el sistema de sujeción de la varilla sobre la que se coloca ésta, las bobinas de detección y el electroimán. La detección del voltaje alterno inducido en las bobinas se hace con un amplificador lock-in.

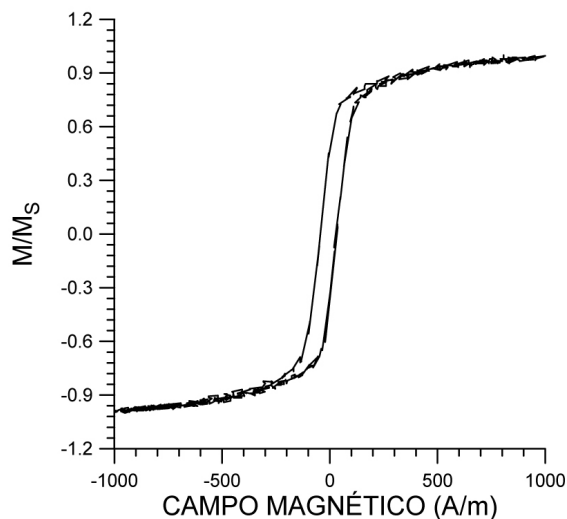


Figura 2. Ciclo de histéresis de las muestras en forma de hilo obtenidas electrolíticamente.

Para estas muestras se realizaron diversas medidas desimanando con una corriente alterna modulada en amplitud y midiendo el valor eficaz (R.M.S.) del segundo armónico (2 w) de la fuerza electromotriz inducida en un secundario de 2000 espiras arrollado en torno a la muestra (fluxgate ortogonal). Se hicieron medidas para distintas frecuencias y para varias intensidades de corriente de desimanación.

Los resultados de las medidas se detallan a continuación. Se probaron varias amplitudes de corriente, de 250 a 1500 mA. Así mismo se utilizaron varias frecuencias, desde 1 a 50 kHz, buscando tanto la corriente como la frecuencia para las que el segundo armónico de la fuerza electromotriz inducida presentara la máxima variación para campos aplicados pequeños (entre -100 y 100 A/m).

Se ha usado como parámetro la frecuencia de la corriente aplicada, obteniéndose que la amplitud del segundo armónico de la fuerza electromotriz inducida crece al aumentar la corriente aplicada a través de la muestra, pero para corrientes aplicadas superiores a 1000 mA la amplitud decrece ligeramente. Este decrecimiento del segundo armónico se puede explicar por la saturación magnética transversal de la muestra con la corriente aplicada a partir de intensidades superiores a 1000 mA. Esta saturación se traduce en la aparición y crecimiento de los armónicos impares, con lo que la amplitud relativa del 2º armónico decrece. La amplitud total no puede exceder a la proporcionada en el secundario por la imanación de saturación a la frecuencia especificada; esto hace que la amplitud absoluta del 2º armónico también decrezca a partir de dicha intensidad.

La respuesta crece con la frecuencia de la corriente aplicada, lo que sugiere que en estos procesos predomina la rotación de imanación.

Se puede observar también (Figura 3a) que para 40 kHz hay una disminución en la respuesta, aumentando de nuevo para 50 kHz.

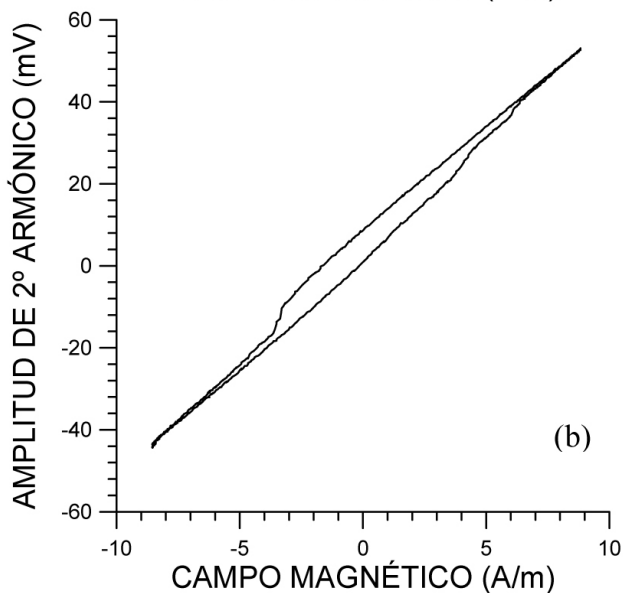
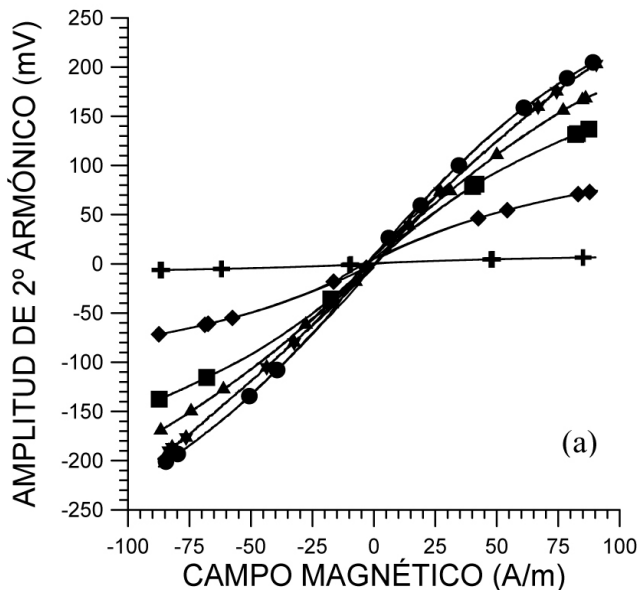


Figura 3. Amplitud del segundo armónico de la fuerza electromotriz inducida en el secundario frente al campo magnético externo, para una intensidad de corriente alterna de 1250 mA.

(a) Para las siguientes influencias: \oplus 1kHz, \blacklozenge 10 kHz, \blacksquare 20 kHz, \blacktriangle 30 kHz, \star 40 kHz, \bullet 50 kHz. (b) Para 30 kHz.

Esta disminución podría explicarse por que el conjunto de la muestra, tubo amorfo de Co-P más el hilo de cobre, entra en un modo propio de vibración mecánica, por lo que, debido a los efectos magnetoelásticos, la imanación seguiría de una forma menos definida la dirección del campo magnético creado por la corriente.

Las curvas obtenidas hacen pensar que este tipo de muestras podrían ser utilizadas como núcleos de sensores magnéticos del tipo fluxgate ortogonales, pues la amplitud de respuesta es suficientemente alta, tiene un comportamiento cuasi lineal en el entorno de campo externo cero y la

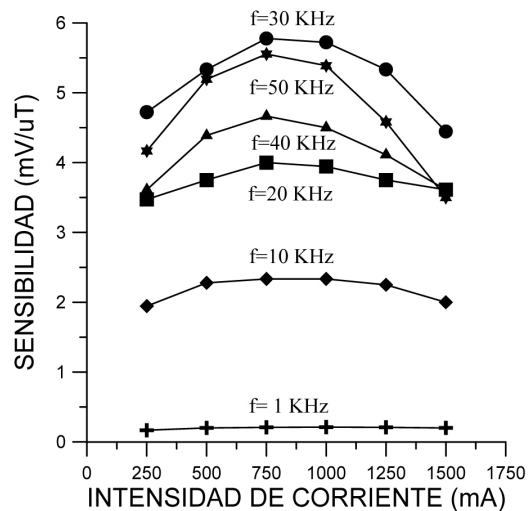


Figura 4. Sensibilidad estimada para un magnetómetro de tipo Fluxgate ortogonal frente a la corriente aplicada y diferentes frecuencias de trabajo.

Se repitieron estas medidas para campos aplicados muy pequeños, entre 10 y -10 A/m, la figura 3b muestra una de las curvas obtenidas para la frecuencia en que mayor es la pendiente de la respuesta, 30 kHz. Los resultados obtenidos presentan una pequeña histéresis, que hace que estas muestras y con este método, no sean utilizables como núcleo de magnetómetros. Esta histéresis depende de la corriente aplicada, disminuye al aumentar la corriente, por ello justificamos su presencia debido a la existencia de zonas en las que la imanación no sigue la dirección del campo creado por la corriente, que podría ser debido a que las muestras tienen una excesiva rugosidad superficial y, al intentar imanarlas de forma homogénea en una dirección, se crearían polos magnéticos. Es decir, el factor desimanador no sería cero según la dirección azimutal debido a la rugosidad superficial.

Se hizo una estimación de la sensibilidad de estas muestras como núcleos sensores en este dispositivo de tipo fluxgate ortogonal, obteniéndose que la respuesta alcanza una saturación para campos del orden de 400 A/m, dependiendo este rango dinámico de la amplitud de la corriente aplicada. La sensibilidad del dispositivo también fue estimada como la resta de la amplitud del 2° armónico para el mayor y el menor campo externo aplicado dividido entre la diferencia de estos campos. La sensibilidad se muestra en la figura 4. La máxima sensibilidad se obtiene para intensidad de corriente entre 750 y 1000 mA, y para una frecuencia de 30 kHz.

CONCLUSIONES

Hemos mostrado que la electrodeposición a temperatura ambiente no es adecuada cuando se utilizan sustratos rígidos porque muestran fractura. Estas fracturas se pueden evitar utilizando sustratos flexibles o aumentando la temperatura.

Se ha obtenido que las condiciones óptimas de la electrodeposición para la obtención de las muestras es utilizar un hilo de cobre de 0.3 mm de diámetro, aplicar 3000 pulsos, pulsos

positivos de 500 mA/cm² durante 60 ms y pulsos negativos de 100 mA/cm² durante 55 ms.

Además, se ha demostrado que las muestras así obtenidas se pueden utilizar como núcleo sensor de un fluxgate ortogonal, obteniéndose la máxima sensibilidad para una intensidad de corriente entre 750 y 100 mA, y para una frecuencia de 30 kHz.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo se ha realizado en el laboratorio de investigación del Grupo de Sensores y Actuadores situado en la Escuela de Arquitectura Técnica de Madrid. Deseamos agradecer a la Universidad Politécnica de Madrid el apoyo recibido para el desarrollo del mismo.

-
- [1] G. A. Prinz, *Science*, **282** 1660 (1998)
 - [2] C. A. Ross, *Annu. Rev. Mater. Res.*, **31** 203 (2001)
 - [3] R. P. Cowburn y M. E. Welland, *Science*, **287** 1466 (2000)
 - [4] J.M. Riveiro, M.C. Sánchez-Trujillo, *IEEE Trans. Magn. Magn. Mat.* **16**, 1426 (1980).
 - [5] A. Brenner. *Electrodeposition of Alloys*, tomo II (Academic Press Inc., 1963).
 - [6] W. Ruythooren. "Structural and magnetic characterisation of cobalt-phosphorus electrodeposits and their use in integrated inductive components". Tesis Doctoral, Katholieke Universiteit Leuven (2002).
 - [7] Y. Fukunaka, S. Aiwaka y Z. Asaki. *J. Electro-chem. Soc.* **141** (7),1783 (1994).
 - [8] S. S. Djokić. "Electrodeposition of amorphous alloys based on the iron group of metals". *J. Electrochem. Soc.* vol. **146**,1824 (1999).

A MESOSCOPIC APPROACH TO MODEL REGULATION OF APOPTOSIS BY P53

UNA APROXIMACION MESOSCOPICA PARA MODELAR LA REGULACION DE LA APOPTOSIS POR p53.

ELENA IZQUIERDO-KULICH[†] & JOSÉ MANUEL NIETO-VILLAR[§]

Department of Chemical-Physics, & M.V. Lomonosov Chemistry Division, Faculty of Chemistry, & H. Poincaré Group of Complex Systems, Physics Faculty, University of Havana, Havana 10400 Cuba.

a) elenaik@fq.uh.cu,

b) nieto@fq.uh.cu

†autor para la correspondencia

A mechanism to describe the apoptosis process at mesoscopic level through p53 is proposed in this paper. A deterministic model given by three differential equations is deduced from the mesoscopic approach, which exhibits sustained oscillations caused by a supercritical Andronov-Hopf bifurcation. Taking as hypothesis that the p53 sustained oscillation is the fundamental mechanism for apoptosis regulation; the model predicts that it is necessary a strict control of p53 to stimulated it, which is an important consideration to established new therapy strategy to fight cancer.

Se propone un mecanismo para describir a nivel mesoscópico el proceso de apoptosis a través de la acción de la proteína p53. A partir del modelo mesoscópico se obtiene un modelo determinista de tres ecuaciones diferenciales que exhibe la aparición de oscilaciones sostenidas en el nivel de p53, producto de una bifurcación supercrítica de Andronov-Hopf. Tomando como base la hipótesis de que estas oscilaciones constituyen el mecanismo fundamental para la regulación del proceso de apoptosis, el modelo predice que es necesario un estricto control de la p53 para estimular este, lo cual constituye una consideración importante para el establecimiento de nuevas terapias contra el cáncer.

Keywords. Regulatory networks 87.16.Yc, bifurcation theory 02.30.Oz, Integrative biology 87.85.Xd, Nonlinear dynamics 05.15.a, mesoscopic systems 73.23.-b

INTRODUCTION

Three decades of p53 research have led to many advances in understanding the function of p53 in relation to longevity and aging [1], metabolism regulation [2], tumour suppression and apoptosis process, which are important aspects because many human cancers show resistance to apoptosis [3,4]. The apoptosis process consists in the programmed cellular death which occurs when DNA damage is detected, but can not be repaired. In this scenario, the cell may reproduce in a mutated form, later appearing as cancer.

Experimental studies of p53 and Mdm2 behaviour in response to DNA damage show damped oscillation of p53 concentration at cell population level and undamped oscillation of p53 in single cells [5,6,7,8]. Although the oscillatory behaviour is ubiquitous for biological systems [9,10,11], the significance of p53 oscillations still remains unclear [8].

Taking into account that mathematical models represent a manner for formalizing the knowledge of living systems used in theoretical biology, deterministic and stochastic models have been proposed to describe this behaviour, which generally take the p53-Mdm2 negative feedback loop as the key mechanism that determines the p53 oscillations [7,12,13,14,15,16,17].

In this work, we propose a mechanism for the apoptosis regulation by p53 sustained oscillations. This mechanism was developed taking into account the experimental results reported being related with the oscillation in the amount of p53 that is present in the damaged cells [5,6,7,8] and the role of oscillation in the biological system. A mesoscopic approach to be used, to establish cancer's therapeutic strategies [18,19] is obtained from the proposed mechanism.

APOPTOSIS REGULATION MECHANISM AND MESOSCOPIC MODEL

To obtain a mechanism to predict the dynamics of p53 at cellular level associated to the apoptosis process, the following considerations were made: 1) the p53 activation is stimulated by a virtual species Dm, which is associated with the DNA damage level; 2) p53 stimulates the synthesis of Mdm2; 3) Mdm2 stimulates the p53 degradation and 4) the level of Dm decreases with the increased p53 level. The increase in p53 retards the mitosis processes while the damage is repaired [8]. This proposed mechanism is shown in Figure 1.

To describe the system at microscopic level, n was considered as state vector, whose components are associated with the total number of each species contained in a region of volume Ω :

$$\bar{n} = \begin{bmatrix} P_{53} \\ Mdm2 \\ D_m \end{bmatrix}, \quad (1)$$

while at macroscopic level was considered that the components of the state vector c are the number of each species per unit of volume:

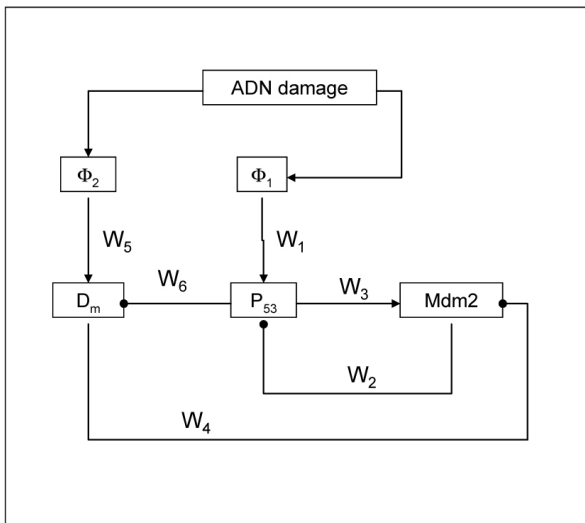
$$\bar{c} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad (2)$$

in such way that the relation between both is given by:

$$\bar{n} = \Omega \bar{c}. \quad (3)$$

We assumed that each p processes at microscopic level occurs with a transition probability per unit time W_p , which must be supposed *a priori*. So, the following facts were established: 1) the synthesis of p53 via ADN has a transition probability given by $W_1 = \Phi_1 \Omega$, where Φ_1 is the p53 basal synthesis rate constant; 2) the degradation of p53 because of the Mdm2 action, $W_2 = K \cdot \Phi^{-1} \cdot p53 \cdot Mdm_2$, where K is the p53 degradation rate constant; 3) The synthesis of Mdm₂ is stimulated by p53, $W_3 = A \cdot P53$, where A is the Mdm₂ synthesis rate constant; 4) the inhibition of Mdm₂, $W_4 = B \cdot \Omega^{-1} \cdot Mdm_2 \cdot D_m$, where B is the Mdm₂ inhibition rate constant; 5) the synthesis of D_m is stimulated by the damage magnitude, $W_5 = \Phi_2 \Omega$, where Φ_2 is a rate constant associated to the damage level and 6) the damage inhibition caused by the p53 action is, $W_6 = C \cdot P53$, where C is a rate constant associated to damage reparation because of the p53 action. The transition probabilities per unit of time are shown in Figure 1.

From the transition probability per unit time established *a priori*, the obtained Fokker-Planck equation (FPE) [18,19], expressed as a function of the macroscopic variables, is written as:



$$\begin{aligned} \frac{\partial P(x,y,z;t)}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial x}(\Phi_1 - Kxy)P(x,y,z;t) \\ & -\frac{\partial}{\partial y}(Ax - Byz)P(x,y,z;t) \\ & -\frac{\partial}{\partial z}(\Phi_2 - Cx)P(x,y,z;t) \\ & +\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\frac{1}{\Omega}(\Phi_1 + Kxy)P(x,y,z;t) \\ & +\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\frac{1}{\Omega}(Ax + Byz)P(x,y,z;t) \\ & +\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\frac{1}{\Omega}(\Phi_2 + Cx)P(x,y,z;t) \end{aligned} \quad (4)$$

$$P(x_0, y_0, z_0; 0) = 1.$$

The FPE (4) describes the temporal behaviour of the system through the probability $P(x,y,z;t)$, but it does not have an exact solution because of the nonlinear terms, associated with the transition probability per unit time established *a priori*. So, it is necessary to apply an analytical approximated method, from which we can obtain the temporal behaviour of the expected values and the covariance matrix. In this case we only arrive to a partial description of the system, but it is sufficient to determine the behaviour of the internal fluctuations and their relation with the behaviour of the expected values. The first moment of the transition probabilities per unit time, which is on the right side of the FPE associated to the first partial derivatives, is written as:

$$\bar{\alpha} = \begin{bmatrix} \Phi_1 - Kxy \\ Ax - Byz \\ \Phi_2 - Cx \end{bmatrix} \quad (5)$$

whereas the second moment associated to the second partial derivatives is:

$$\hat{\beta} = \frac{1}{\Omega} \begin{bmatrix} \Phi_1 + Kxy & 0 & 0 \\ 0 & Ax + Byz & 0 \\ 0 & 0 & \Phi_2 + Cx \end{bmatrix}. \quad (6)$$

From equations (5) and (6) we obtained the temporal behaviour of the expected values:

$$\frac{d\langle \bar{c} \rangle}{dt} = \langle \bar{\alpha} \rangle \quad (7)$$

and the temporal behaviour of the covariance matrix:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \langle \Theta \rangle \hat{\sigma} + \hat{\sigma} \langle \Theta \rangle^T + \langle \hat{\beta} \rangle \quad (8)$$

where $\langle \rangle$ symbolizes the expected value, T is the transpose, and Θ is the Jacobian of α :

$$\Theta = \begin{bmatrix} -Ky & -Kx & 0 \\ A & -Bz & -By \\ -C & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

The mesoscopic model is given by the equations (7) and (8). Equation (7) describes the behaviour of expected values of p53, Mdm and D_m concentrations, respectively, and equation (8) describes the internal fluctuations around these.

RESULTS AND DISCUSSION

With the purpose of analyzing the model predictions we selected as control parameters the B constant associated to Mdm2 degradation, and the Φ_2 constant related to the damage level of DNA. In order to simplify, the rest of the constants are assumed equal to 1; thus the equation (7) is written:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= 1 - xy \\ \frac{dy}{dt} &= x - Byz \\ \frac{dz}{dt} &= \Phi_2 - x \end{aligned} \quad (10)$$

where the corresponding stationary state is:

$$x_{ss} = \Phi_2, y_{ss} = \frac{1}{\Phi_2}, z_{ss} = \frac{\Phi_2^2}{B} \quad (11)$$

If the stationary state is substituted in the Jacobian (9), we arrive to the characteristic equation as a function of the eigenvalues λ :

$$B + 2\Phi_2\lambda + \frac{1+\Phi_2^3}{\Phi_2}\lambda^2 + \lambda^3 = 0 \quad (12)$$

and we find that the periodic oscillations occur because of a supercritical Andronov-Hopf bifurcation [20], where:

$$B_c = 2 + 2\Phi_2^3 \quad (13)$$

Taken into account that i) the oscillations number of p53 and the probability of apoptosis process depend of level damage, we considered as hypothesis that the apoptosis process is controlled and induced by the sustained oscillations of p53, whereas this process doesn't occur when the oscillations are damped, indicating the survival of the mutated cells.

The bifurcation diagram obtained from equation (13) is shown in Figure 2, where the survival or apoptosis cells are described as a function of control parameters.

In this case, when $B < B_c$, p53 shows damped oscillations (figure 3.a) and the stimulated process is the cells' survival, while when $B > B_c$, the stimulated process is the cells apoptosis, which is just regulated by the p53 sustained oscillations (Figure 3.b). If the hypothesis proposed is correct, the obtained bifurcation diagram can be used to establish different therapy strategies against cancer based on the stimulation of apoptosis.

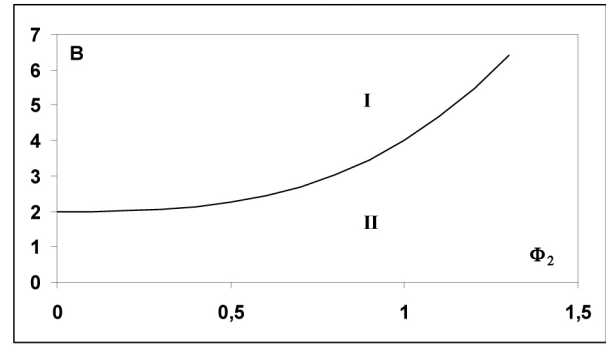


Figure 2. Bifurcation diagram ($B_c = 2 + 2\Phi_2^3$); I undamped oscillation; II damped oscillation.

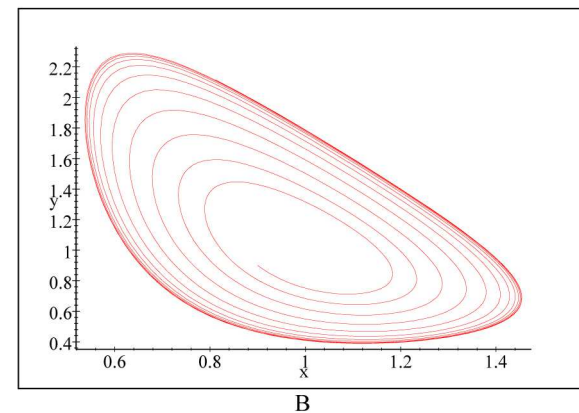
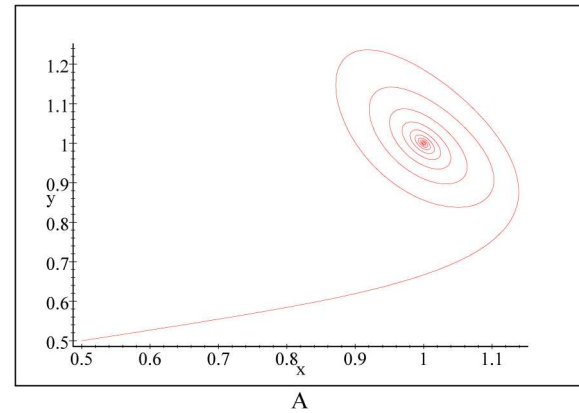


Figure 3. Phase plane x,y corresponding to predicted dynamical behaviour; a) $B < B_c$, damped oscillation, stable focus (II); b) $B > B_c$, undamped oscillation, limit cycle (I).

The protein Mdm2, which is the biological regulator of p53, is overexpressed in certain types of cancer [21]. Taking into account the bifurcation diagram and the established hypothesis, if the value of the parameter B, which represents the Mdm2 degradation, is increased in such way that $B > B_c$, the apoptosis process is stimulated and regulated through sustained oscillations. This theoretical result may correspond to therapeutic strategies recently established by other authors, which proposed a therapy based on the inhibition of Mdm2 [21,22,23].

The apoptosis process has been associated with high levels of p53, which is based on the experimental results which show p53 increase with damage level [24]. In this sense, the absence of p53 observed in certain cancers, seems to corroborate this

hypothesis. Nevertheless, other types of cancer show high level of p53, which is correlated with a poor prognosis [25,26]. According to the proposed model, apoptosis can only occur when $\Phi_2 < \Phi_{2,c}$ for a given value of B, i.e. the cell survival is induced when the level of p53 is too high, which can explain why a high level of p53 is not always associated to apoptosis.

According to the mesoscopic formalism, the fluctuations magnitude behaviour, which is related to the square root of the covariance matrix determinant, is given by:

$$\det[\sigma] = \frac{\left(\frac{\Phi_2^5 B^4 + 2\Phi_2^6 B^3 + D_1 B^2 + D_2 B + D_3}{\Omega^3 \Phi_2^4 B} \right)^{0.5}}{(2 - B + 2\Phi_2^3)} \quad (14)$$

where $\Phi_1 = K = A = C = 1$. In this case, we observed that the bifurcation condition is in the denominator of (14), in such way that:

$$\begin{aligned} B = B_c & \quad (\det \sigma)^{0.5} \rightarrow \infty \\ B < B_c & \quad (\det \sigma)^{0.5} > 0 \\ B > B_c & \quad (\det \sigma)^{0.5} < 0 \end{aligned} \quad (15)$$

The physical meaning is the following: when the system has a stationary stable state, the dynamic behaviour shows damped oscillations, and the fluctuations magnitude takes a constant and positive value, which scales up with the system size and is increased with B. In the bifurcation point, the variance and covariance take an infinite value, indicating that the fluctuations increase to a macroscopic scale, while for unstable stationary states, the fluctuations magnitude takes a negative value, with no physical meaning.

CONCLUSIONS

We considered as hypothesis that the apoptosis occurs as a result of a non-linear self-organized process far from thermodynamic equilibrium. Based on it, a stochastic formalism that allows a better understanding of the regulation processes of apoptosis through p53 sustained oscillations is proposed, where the obtained deterministic model predicts the reported qualitative experimental results related with the p53 oscillations when there is a DNA damage. It also predicts that it is necessary a strict regulation of p53 level for stimulating the apoptosis process, which depends of both the Mdm2-p53 and the inhibition of Mdm2 negative feed-back loops.

ACKNOWLEDGEMENT

This paper was supported in part by Spanish Agency of International Co-operation for Development (AECID, projects: D/023653/09 and D/030752/10). We would like to thank Roger Rodríguez Cruz for reviewing the final manuscript. The authors thank the anonymous reviewers for their helpful comments and interesting suggestions.

-
- [1] T.B.L. Kirkwood, *Phil. Trans. R. Soc. B* 64 (2011)
 - [2] K. Vousden and C. Prives, *Cell* 413 (2009)
 - [3] D. Lane and A. Levine, P53 Research: The past thirty years and the next thirty years, *Cod Spring Harb Perspect Biol* (2010) doi:10.1101.
 - [4] S. Fulda, *International Journal of cells biol.*, doi:10.1155/2010/370835.
 - [5] Bar-Or RL, R Maya, LA Segel, U Alon, AJ Levine, et al. *PNAS*, 9711250 (2000)
 - [6] N. E. Geva-Zatorsky Dekel, E. Batchelor, G. Lahav, and U. Alon, *PNAS*, 107 13550 (2010)
 - [7] N Geva-Zatorsky, N Rosenfeld, S Itzkovitz, R Milo, A Sigal, et al. *Mol Sys Biol* 2, 33 (2006)
 - [8] KB Wee, U Surana, BD Aguda *PLoS ONE* 4, e4407 (2009)
 - [9] A. Goldbeter, *BIOLOGICAL RHYTHMS AS TEMPORAL DISSIPATIVE STRUCTURES*, Special Volume in Memory of Ilya Prigogine: *Advances in Chemical Physics*, Volume 135, edited by Stuart A. Rice John Wiley & Sons, Inc. 2007.
 - [10] Nicolis and Deams, *Chaos*, 8, 311 (1998)
 - 11 Nicolis and Prigogine, *Self organization in non equilibrium system*, Wiley, N.Y. 1977.
 - [12] S. L.Harris, & A. J Levine, *Oncogene* 24, 036008 (2010)
 - [13] T. Sun, R. Yuan, W. Xu, F. Zhu and P. Shen, *Phys. Biol.* 7 036008 (2010)
 - [14] C. J. Proctor, & D. A. Gray, *BMC Syst. Biol.* 2, 75 (2008).
 - [15] A. Hunziker, M. H. Jensen and S. Krishna, *BMC Sys Biology* 4, 94 (2010)
 - [16] X. Jun-Feng and J. Ya, *Chin. Phys. B*, 19, 040506 (2010)
 - [17] S. Kim, M.I. Aladjem, G.B. McFadden, K.W. Kohn, *PLoS Comput Biol* 6(2) (2010);doi:10.1371/journal.pcbi.e1000665
 - [18] N.G. Van Kampen, *STOCHASTIC PROCESSES IN PHYSICS AND CHEMISTRY*, N.H Publications, 1992.
 - [19] C. W. Gardiner, *HANDBOOK OF STOCHASTIC METHODS*, Springer-Verlag, 2004.
 - [20] J.D. Murray, *Mathematical Biology I. An Introduction*, Third Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2002.
 - [21] A.S. Azmi et al., MI-219-zinc combination: a new paradigm in *Oncogene* 30 117 (2011)
 - [22] B.T. Vu and L.T. Vassilev, *Current topics in microbiology an immunology*, v.348 151 (2011)
 - [23] H. Wang et al., *Mol Cancer Theor*, 10(1) 69 (2010)
 - [24] Batchelor, E., Mock, C. S., Bhan, I., Loewer, A. & Lahav, G. *Mol. Cell* 30, 277 (2008)
 - [25] M. Lacroix, R.A. Toillon and G. Leclercq, *Endocrine-related Cancer* 13 293 (2006)
 - [26] T. Starzynska, et al. *Eur. jour. of gas-troenterology and hepatology*, vol. 9, 183 (1997)

AN OVERVIEW OF SOLAR ACTIVITY AND CLIMATIC CHANGES

UNA VISIÓN DE LA ACTIVIDAD SOLAR Y EL CAMBIO CLIMÁTICO

ADOLFO L. MÉNDEZ BERHONDO

Astronomy Department, Institute of Geophysics and Astronomy, La Habana, Cuba, ado@iga.cu

Climatic changes are not an exclusively terrestrial phenomenon. Evidences of changes exist in climatic patterns in other planets of the Solar System. The complexity of global climate changes on Earth requires a multidisciplinary approach due to different factors and concomitant contributing phenomenology. In particular, purely astronomical phenomena have had an incidence in the variability of the Earth climate and weather. This paper resumes some of the evidences that point toward a relationship between solar activity and climatic changes occurred on our planet.

Los cambios climáticos no son un proceso exclusivamente terrestre, pues existen evidencias de grandes cambios en los patrones climáticos en otros planetas del Sistema Solar. Por su complejidad, requieren de un estudio multidisciplinario debido a los diferentes factores y fenomenologías concomitantes que contribuyen a su desarrollo. En particular, fenómenos puramente astronómicos han tenido y tienen una incidencia en la variabilidad del clima en la Tierra. En este artículo, se revisan algunas de las evidencias que apuntan hacia una relación de la actividad solar con grandes cambios climáticos ocurridos en nuestro planeta.

Keywords. Climate dynamics global change, 92.70.Gt, solar activity, 96.60.Q-, solar irradiance, 96.60.Ub, sunspots, 96.60.qd, cosmic rays, 96.50.S-

INTRODUCTION

The climate changes on Earth are at present one of the most controversial debates including not only scientists but also politicians. Many scientists believe that the observed warming is more likely attributable to natural causes than to human activities and some of them are talking about future global cooling. Others conclude that the real cause, human or natural, is up to now unknown.

Global climatic changes are not an exclusively terrestrial phenomenon. Evidence of changes exists in climatic patterns in other planets of the Solar System such Venus and Mars [1-3]. In particular, the controversial possible link between the variability exhibited in many ways in the solar activity and the variability of the Earth climate has been studied for many decades.

In 1801 one of the most prominent astronomers, Sir William Herschel, was interested on the fluctuation of the price of wheat in England and if it was somehow related with the appearance of sunspots. Comparing the archived data of prices as a proxy for climate with sunspots number recorded in previous times, Herschel noticed that the price of wheat was higher when there were fewer sunspots. This result supported the Herschel's idea that when the Sun was highly spotted, it may lead us to expect mild season and, on the contrary, few spots should point to a severe season. He published a paper in which he pointed out: "The influence of this eminent body [referring the Sun] on the globe we inhabit, is so great, and so widely diffused, that it becomes almost a duty for us to study the operations which are carried on upon the solar surface" [4].

The earliest studies in this matter are from the beginning of the 20th century and were focused on the possible relationship between the variation of the so called "solar constant" and the sunspot number with some meteorological parameters such as atmospheric absorption of water vapor [5], Earth's surface temperature [6], precipitation [7,8], atmospheric pressure [8], etc.

This paper summarizes the lecture 'Solar Activity and Climate Change' given at the IX Congress of the Cuban Society of Physics. Some evidences that point towards a relationship of the solar activity with the climatic changes occurring on Earth are given.

SUNSPOTS AND SOLAR CYCLES

Solar activity is a complex phenomenon related with the outflow of strong magnetic field through the photosphere and can be divided into different scenarios (such as sunspots, X-ray bright points, plagues, etc.) and transient events (such as coronal mass ejections, H α flares, radio bursts, etc.). The sunspots are the most significative indicator of the solar activity and they are recorded since 1610. It is well-known that the appearance of sunspots follows a cycle of eleven years in average. The Wolf number is one of the most used indexes to count the number, not only of individual spots but also of groups of them, reflecting well the state of the solar activity.

There are evidences of prolonged periods of rather low temperature on Earth in ancient time. The best known is called Little Ice Age. It was a prolonged period in which the mean Earth temperature was substantially low, even if not a real ice age. There is no consensus in order to fix the start and the end of the Little Ice Age; generally its start is fixed after year 1550 and prolonged more than one century. The period was characterized by severe winters in Europe and North America, increased little glaciations in widely spread regions, uncommon frozen rivers and lakes, and permanent snow on some mountains at levels where it is unusual.

On the contrary, a prolonged anomalous warm period known as Medieval Warm Period (or Medieval Climatic Optimum) occurred between years 950 and 1250. This warmer period is evidenced by radiocarbon data records and some historical endeavor as the Vikings icefree sea trips to Greenland and North America.

These prolonged periods with anomalous temperature coincide temporally with longlasting intervals when the solar activity was atypical. This was pointed out first by J. E. Eddy [9], who claimed the temporal coincidence between Maunder Minimum, an exceptional period lasting nearly 100 years (from 1645 –or probably before– to 1725) when the presence of sunspots was very scarce, and the interval of colder weather on Earth (Little Ice Age). On the other hand, the Medieval Warm Period was temporarily coincident with a long period when the solar activity was notably high as is evidenced by minimal ^{10}Be and ^{14}C content in trees. The anticorrelation between concentration of ^{10}Be and ^{14}C isotopes and solar activity is known (i.e. [10]). There are also other periods with notably low solar activity concomitant with abnormally low temperature on Earth.

Solar total irradiance was at first believed as an important factor influencing some weather anomalies and it seems to correlate well with some meteorological parameters. The solar total irradiance was assumed as constant with calculated value of 1376 Wm^{-2} . However the 'solar constant' is not really a constant. Two of the earliest papers reporting this value are [5, 11]. Satellite measures confirm the variation of about 0.1 % centered on the assumed 'constant' value. However its variation of approximately 0.1 % seems very small to provoke significant changes in climate [12, 13]. So, in which way solar cycles can be suggested as proxy of the solar influence on Earth's climate? The lengths of solar cycles are not rigorously lasting 11 years. There are shorter cycles (for example the cycle No. 8 was lasting 9.6 years) and longer cycles (for example the cycle No. 13 had duration 12.1 years). The relation between the length of the solar cycles and the global Earth's temperature variation was found (figure 1), suggesting that the length of solar cycles is in some way related to its effect on global climate changes although no physical mechanism had been proposed [14, 15]. Notice in figure 1 the significant decay of the temperature with minimum in the 70's in spite of the continuous increase of the CO_2 emission. The temperature anomaly seems to follow the solar cycle length and not the continuous increase of CO_2 .

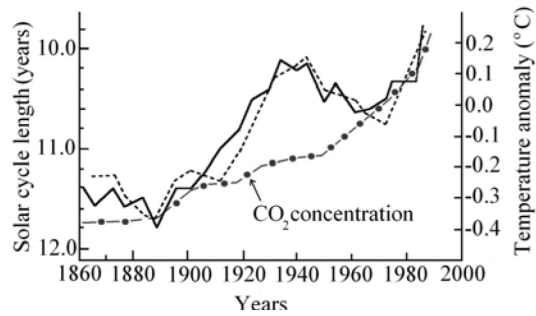


Figure 1. Solar cycle length (solid line) and Northern hemisphere temperature anomalies (dashed line) as function of time (years). The cycle length is plotted at its central time. CO_2 concentration in the atmosphere (dotted line) is pointed by the arrow. Figure adapted from Friis-Christensen and Lassen [14].

On the other hand, it is known that the shortest solar cycles correspond to periods of high solar activity and the longest cycles to weaker activity. In this sense, an inverse correlation between the length of cycles and the changes in brightness in solar-type stars was found [16].

COSMIC RAYS

Cosmic rays are energetic particles (mainly atomic nuclei) mostly of extra-galactic origin (such as rotating neutron stars and supernovae, which are not so rare in the Universe). Most of the cosmic rays are protons and generally their energy is 10^3 MeV or more per nucleon, while their velocities approach the speed of light. Cosmic rays were discovered thanks to the ionization they produce in Earth's atmosphere. This ionization strongly increases with height.

Cosmic rays should show a constant intensity level at the Earth as they are continuously and isotropically impacting the solar system. Nevertheless before cosmic rays reach Earth, they must penetrate the heliosphere (the region in the interplanetary space conformed and dominated by the outflow of solar plasma). The heliosphere is produced by the solar wind (mainly protons and electrons) that are continuously escaping, almost radially, from the Sun in all directions and extends far beyond the Pluto's orbit. The heliosphere magnetic structure varies on average time scale of 11-years and follows the changes and the evolution of the magnetic field configuration of the solar active regions.

It is well known from [17, 18] that the intensity of cosmic rays in the Earth's atmosphere level exhibits a variation with 11-year periodicity (on average) that is anticorrelated with the solar activity. The solar wind modulates the flux of cosmic rays reaching the heliosphere. The strong magnetic field acts as diffusive barriers to the cosmic rays. Figure 2 displays the anticorrelation between the count rate of cosmic ray during years 1700 - 1900 [19] and the corresponding solar activity (here represented by the Wolf number).

The first suggestion of a physical connection between solar activity, cosmic rays and Earth's climate was suggested by E. P. Ney [20] who pointed out that if climate is sensitive to the amount of tropospheric ionization, it would also be sensitive to solar activity

since the solar wind modulates the cosmic ray flux, and with it the amount of tropospheric ionization.

In [21] a strong correlation between the variation of 3-4 % of the global cloud cover and cosmic ray flux is presented. That is, an inverse correlation with solar activity. Other papers on this subject indicate strong correlation too [22-24]. Figure 3 plots the variation of low-altitude cloud cover and the variation of cosmic ray flux (both in %).

The possible cosmic ray influence on the atmosphere dynamics seems to involve changes in the stratospheric ionization by cosmic rays affecting the microphysical processes such as nucleation and growth of the cloud particles and hence the cloud formation [25].

OTHER SOLAR FACTORS

Solar activity due to ultraviolet emission and to particles generated in major solar events influences on the ozone concentration. Ultraviolet emission follows the 11-years solar cycle variation. Enhanced ultraviolet radiation reaching Earth's stratosphere diminishes the ozone concentration through the reaction $h\nu + O_3 \rightarrow O_2 + O$.

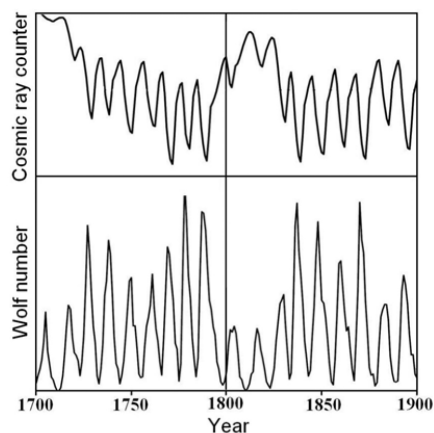


Figure 2. In the upper panel the reconstructed count rate of cosmic rays in years 1700 - 1900 [19] is given. In the lower panel the Wolf number for the same period is reported.

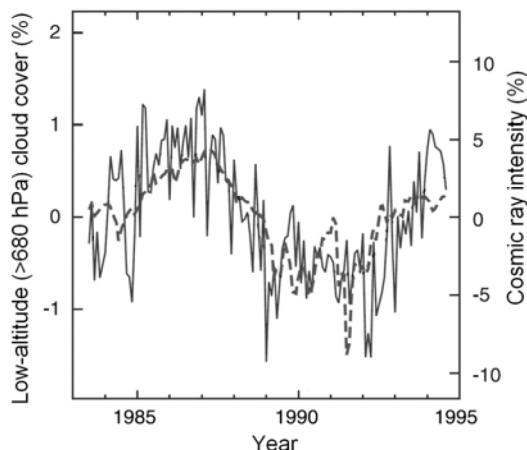


Figure 3. Monthly variation of low-altitude (> 680 hPa) cloud cover (solid line) and cosmic rays (dashed line) neutron counts (> 12.91 GeV). Figure reconstructed after Marsh and Svensmark [23].

is also influenced by significant fluxes of solar energetic protons (with energies up to 10 MeV) released in large solar events, through the production of both HO_x (H, OH, HO_2) and NO_y (N, NO, NO_2 , NO_3) constituents via $HO_x + O_3$ and $NO_y + O_3$ (see [26] for a detailed review). First evidences that ozone in the mesosphere could be depleted as consequence of large solar events were observed after the occurrence of the large solar burst in November 2, 1969 [27]. After one of the largest solar bursts event occurred during July 14-16, 2000 (referred in the literature as Bastille Day Flare) a shortterm (~one day) middle mesospheric ozone decreased of over 70% and a longer-term (several days) upper stratospheric ozone depletion of up to 9% [28] followed. Therefore during major solar flares events the ozone shield is reduced.

FUTURE

The sunspot minimum between cycles 23 and 24 has been significantly long (the longest since the beginning of the space era) being one of the most remarkable minima in the last hundred years. The majority of the models for solar cycles predict low activity for the current cycle (24) [29-31]. In [30] current cycle 24 with intensity 23 % lower than previous cycle 23 is predicted. Further more, cycle 25 should be 5 % lower than cycle 24.

Regarding this, plotting the magnetic field strength of sunspots during years 1998 - 2005 (covering practically the entire previous cycle 23 with maximum in 2001) a decrease in the observed magnetic field strength was found with approximate rate of 50 G per year [32]. Therefore these authors concluded that, if this tendency continues, it would produce important changes for the next few solar cycles lowering the solar activity considerably: the number of the sunspots in the current cycle would be drastically reduced, and virtually no sunspots should be visible on disk during cycle 25.

Figure 4 shows the calculated magnetic field distribution function for sunspot umbral magnetic field in the last cycle 23 and the computed values for the current and the next cycle using the observed decrease rate of the magnetic field strength [33]. The magnetic field probability distribution function diminishes dramatically for the next cycle. This also suggests that the cycle 25 should be practically sunspot free.

As consequence of that and taking into consideration a) the above suggested correlation between the variation of the cloud cover and cosmic ray flux, and b) the mentioned correlation between the solar cycle lengths and solar activity, some scientists assert that not a global warming but a possible global cooling would be expected after year 2020 due to the predicted substantially low solar activity.

In this way, figure 5 shows a comparison between the solar cycles 3, 4, 5, 6 and 7 and the cycles 22, 23 and the current 24. The cycles 5, 6 and 7 were notably poor in sunspots (period named Dalton Minimum). During this epoch prolonged periods of anomalously low temperatures occurred. An example of this

is the so called 'Year without a summer' in 1816 in which severe cold summer caused the average global temperature decrease by about 0.4-0.7° C. Superimposed to these cycles are plotted the solar cycles 22, 23 and the current cycle 24. Notice the resemblance between cycles 3 and 22 and between cycles 4 and 23. As mentioned, the models predict for the current cycle 24 low activity and consequently should be comparable with cycle 5. According to [33] the cycle 25 could be comparable with the cycle 6 or even lower.

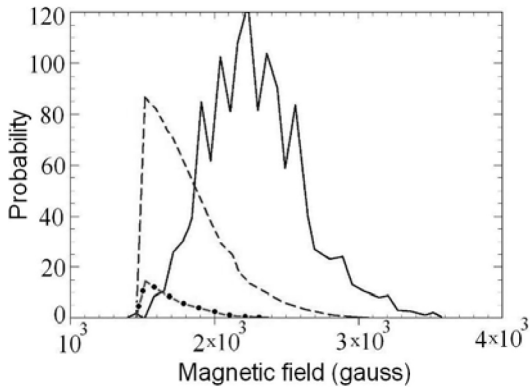


Figure 4. Calculated magnetic field probability distribution function for sunspot umbral magnetic field in the last cycle (23) and computed values for the current and the next cycle 25 using the observed decrease rate of the magnetic field strength. Solid line for cycle 23, dashed line for current cycle and dotted line for next cycle 25. Figure reconstructed after [33].

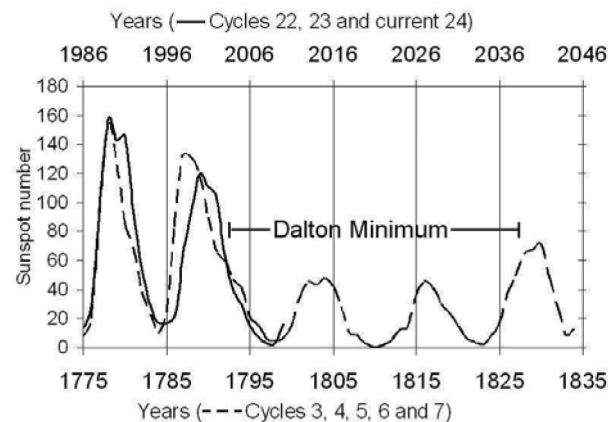


Figure 5. Solar cycles 3, 4, 5, 6 and 7 in dashed line (referred to lower x-axis). Cycles 22, 23 and current cycle 24 in solid line (referred to upper x-axis). Period of Dalton Minimum of sunspots is indicated.

CONCLUSIONS

Paraphrasing the well-known Beatles' song, we all live in a yellow star: strictly speaking the solar activity extends beyond Pluto's orbit, so the Earth is inside it. Solar magnetic field lines expand outward reaching Earth and solar radiative and corpuscular emission continuously impacts our planet. This emission can be highly variable over large, medium and short time-scale.

Is the Sun activity capable of influencing the Earth's weather and climate? If yes, in which way? The literature on this subject

covers a period of more than 100 years. Nevertheless until very recently, studies on Sun-weather/climate possible relationships had not been taken with sufficient attention by many scientists. There is an important amount of evidences pointing to the solar activity as influencing the Earth's weather/climate directly or indirectly. More specific, the average state of the heliosphere seems to determine in some way the Earth's global climate. In this respect, the scientific community should take that in consideration. It is necessary to make a right balance between both anthropogenic and solar factors impacting the Earth's global climate changes.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author thanks the Organizing Committee of the IX Congress of the Cuban Society of Physics for the invitation to present the lecture summarized in this paper. Thanks to Prof. E. Altschuler for his comments and deep revision of the text.

- [1] R. G. Prinn, *Nature* **412**, 36-37 (2001).
- [2] M. Bullock and D. Grinspoon, *Scientific American*, March, 50-57 (1999).
- [3] J. F. Mustard, C. D. Cooper and M. K. Rifkin, *Nature* **412**, 411-414 (2001).
- [4] W. Herschel, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **91**, 265-318 (1801).
- [5] S. P. Langley, *The Astrophysical Journal* **17**, 89-104 (1903).
- [6] C. G. Abbot, *Journal of the Astronomical Society of Canada* **21**, 403-416 (1917).
- [7] N. Lockyer, *The North American Review* **172**, 827-837 (1901).
- [8] H. W. Clough, *The Astrophysical Journal* **22**, 42-75 (1905).
- [9] J. E. Eddy, *Science* **192**, 1189-1202 (1976).
- [10] G. Beer, S. Tobias and N. Weiss, *Solar Physics* **181**, 237-249 (1998).
- [11] C. G. Abbot and F. E. Fowle, jr., *The Astrophysical Journal* **33**, 191-196 (1911).
- [12] J. Beer, W. Mende and R. Stellmacher, *Quarterly Science Review* **19**, 403-415 (2000).
- [13] W. H. Soon, E. S. Posmentier and S. L. Baliunas, *Annales Geophysicae* **18**, 583-588 (2000).
- [14] E. Friis-Christensen and K. Lassen, *Science* **254**, 698-700 (1991).
- [15] K. Lassen and E. Friis-Christensen, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* **57**, 835-845 (1995).
- [16] S. Baliunas and W. Soon, *The Astrophysical Journal* **450**, 896-901 (1995).
- [17] S. E. Forbush, Jr, *Journal Geophysical Research*, **59**, 525-542 (1954).
- [18] S. E. Forbush, Jr, *Journal Geophysical Research*, **63**, 651-669 (1958).
- [19] I. G. Usoskin, K. Mursula, S. K. Solanki, M. Schüssler and G. A. Kovalev, *Journal of Geophysical Research* **107**, 1374-1379 (2002).
- [20] E. P. Ney, *Nature* **183**, 451-452 (1959).
- [21] H. Svensmark and E. Friis-Christensen, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **59**, 1225-1232 (1997).
- [22] H. Svensmark, *Physical Review Letters* **81**, 5027-5030 (1998).
- [23] N. D. Marsh and H. Svensmark, *Physical Review Letters* **85**, 5004-5007 (2000).
- [24] K. S. Carslaw, R. G. Harrison and J. Kirkby, *Science* **298**, 1732-1737 (2002).
- [25] B. A. Tinsley and G. W. Deen, *Journal of Geophysical Research* **96**, 22283- 22296 (1991).

- [26] C. H. Jackman, R. D. McPeters, "The effect of solar proton events on ozone and other constituents" in Solar variability and its effects on climate, edited by J. M. Pap and P. Fox, Geophysical Monograph **141**, 305-319 (American Geo-physical Union, 2004).
- [27] L. H. Weeks, R. S. Cuikay and J. R. Corbin, Journal of Atmospheric Science **29**, 1138-1142 (1972).
- [28] C. H. Jackman, R. D. McPeters, G. J. Labow, E. L. Fleming, C. J. Praderas and J. M. Russell, Geophysical Research Letters **28**, 2883-2886 (2001).
- [29] R. P. Kane, Annales Geophysicae **28**, 1463-1466 (2010).
- [30] N. R. Rigozo, M. P. Souza Echer, H. Evangelista, D. J. R. Nordemann and E. Echer, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, in press (2011).
- [31] A. Ajabshirizadeh, N. M. Jouzdani and Abbassi, Research in Astronomy and Astrophysics **11**, 491-496 (2011).
- [32] J. Penn and W. Livingston, The Astrophysical Journal, **649**: L45-L48 (2006).
- [33] M. J. Penn and W. Livingston, "Long-term evolution of sunspot magnetic field", to appear in IAU Symposium No. 273 'Physics of Sun and Star Spots.'

EXPERIENCIA EN EL DESARROLLO E INTRODUCCIÓN DE EQUIPOS DE TERAPIA LÁSER DE BAJA POTENCIA

EXPERIENCES IN THE DEVELOPMENT AND USE OF LOW-POWER LASER THERAPY DEVICES

ANDRÉS M. COMBARRO ROMERO †, OMAR MORALES VALDÉS, CARLOS A. CORCHO CORCHO, ALINA A. ORELLANA MOLINA, ADEL HERNÁNDEZ DÍAZ, AGUSTÍN PORRÚA GARCÍA, SANDRA FERNÁNDEZ YANES, PEDRO J. LARREA COX, MARIO APARICIO CARRERA, JOSSUÉ ARTECHE DÍAZ

Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN). La Habana, Cuba. combarro@ceaden.edu.cu
† autor para la correspondencia

Se presenta el desarrollo experimentado, dentro de la temática del láser de baja potencia con fines terapéuticos, en nuestro país. Desde mediados de la década de los 80 del pasado siglo, hasta la actualidad, ha habido un avance sustancial, especialmente con los aparatos desarrollados y construidos bajo las marcas LASERMED y FISSER. Se recogen los diferentes modelos industriales, que emplean tanto láseres gaseosos de HeNe como láseres semiconductores. Teniendo en cuenta las dificultades propias del proceso de gestión de la innovación tecnológica, dado el diferente nivel de preparación del personal de salud que emplea el equipamiento láser, fue necesario implementar un sistema de formación de los recursos humanos vinculados a la actividad, en aras de garantizar un proceso satisfactorio. Además, se describen los momentos de mayor relevancia en el desarrollo y la introducción de los equipos en la Red Nacional de Salud, así como las especialidades médicas de mayor incidencia.

The development experimented within the matter of low power laser for a therapeutic purpose in our country is presented. Since the mid 80s of the last century until now, there has been substantial progress, especially with the equipment developed and manufactured under the registers LASERMED and FISSER. Here it is shown a list of different industrial models, which use both gas HeNe lasers or semiconductor lasers. Given the difficulties inherent to the process of technological innovation management, due to the different levels of training of personnel who employs the laser equipment, it was necessary to implement a training system for human resources related to the activity, in order to ensure a successful process. It is also described the most important moments in the development and introduction of the equipment in the National Health Network and medical specialties with the highest incidence.

Keywords. Carbon dioxide lasers, 42.55.Lt; Diode lasers, 42.55.Px; Photodynamic therapy, 87.50.wp

INTRODUCCIÓN

A partir de 1960, con el surgimiento del láser, se han realizado investigaciones que han permitido tener gran variedad de fuentes de luz, convirtiendo a dicho dispositivo en uno de los mayores inventos del pasado siglo XX, con profunda repercusión en la vida científica y tecnológica, hecho sin precedentes en muchas ramas de la ciencia [1].

Cuba no ha estado ajena a la introducción de la radiación láser en la medicina, y durante años ha existido un esfuerzo sostenido en las investigaciones y el desarrollo de tecnologías en esta esfera. Desde finales de la década de 1970 se ha venido desarrollando en nuestro país el uso de la terapia con láser gaseoso de HeNe, y a partir de los años 80 con diodos láseres de baja potencia, como vía alternativa para el tratamiento de diversas

patologías [2]. Los resultados presentados en eventos científicos y las publicaciones realizadas avalan la aplicación de dicha técnica, lo que determinó se decidiera la construcción de los equipos láseres médicos, contándose actualmente con más de 300 aparatos distribuidos en todo el Sistema Nacional de Salud (SNS) cubano, además de exportarse un número considerable a varios países de América Latina.

DESARROLLO

En 1985 se decidió la introducción y extensión de la tecnología láser en los hospitales. Como el precio de los sistemas disponibles era prohibitivo para el país, se organizó un programa para el diseño, el desarrollo y la producción de aparatos láse-

res médicos. A principios de 1987, el Centro de Desarrollo de Equipos e Instrumentos Científicos (CEDEIC) entregó el primer aparato láser médico cubano, de HeNe, con 2 mW de potencia de salida (LASERMED 1), el cual comenzó a utilizarse en aplicaciones de láserpuntura y fisioterapia, en pequeñas lesiones dermatológicas y estomatológicas. Con posterioridad se desarrolló una serie de aparatos, según se refleja en la tabla I. Luego de evaluados sus resultados, en 1990 se tomó la decisión de financiar una producción de los modelos

LASERMED 101M, LASERMED 401M y FISSER III.

La aparición de nuevos láseres semiconductores, con precios muy ventajosos respecto al HeNe, trajo una revolución en el desarrollo de estos productos, dando lugar a los nuevos LASERMED 670 y LASERMED 830 en 1996, producidos por la Empresa mixta TECE, SA y, más recientemente, el FISSER 25, el FISSER 21 (ver figura 1) y el FS 904, desarrollados en el CEADEN[3].

Los resultados de esa etapa tienen una expresión científica, recogida en varias publicaciones internacionales, el establecimiento de una Maestría en Óptica y Láser, la organización del Programa Ramal de la Óptica y el Láser (PROL), y la realización del evento internacional TECNOLÁSER, durante los años 1997, 2000, 2003, 2005, 2007 y 2009.

Principales efectos del láser de baja potencia en medicina

El tratamiento con láser de baja potencia ofrece un efecto reparador sobre los tejidos nerviosos, músculo esqueléticos, tejido blando y piel. Esta terapia se utiliza hace más de tres décadas, basándose en sus propiedades y efectos, aspectos recogidos fundamentalmente en los trabajos de Tina Karu, que resumen los mecanismos moleculares reconocidos de la acción del láser [6].

Efectos biológicos de la radiación láser

Efectos primarios: bioeléctrico, bioquímico. Efectos indirectos o a distancia: estimula la microcirculación, estimula el trofismo celular, estimula la actividad defensiva.

Efectos terapéuticos: efecto analgésico, efecto antiinflamatorio, efecto bioestimulante y trófico.

Estos efectos de la radiación láser pueden acelerar y mejorar notablemente el curso de numerosas dolencias, aplicándose con éxito en patologías de las siguientes especialidades médicas: Ortopedia, Urología, Ginecología, Neurología, Dermatología, Otorrinolaringología, Caumatología, Angiología, Proctología, Cirugía, Estomatología [4-14].



Figura 1. Equipo de terapia láser FISSER 21.

Sistema de formación para la introducción de la tecnología

Considerando las dificultades propias del proceso de gestión de la innovación tecnológica, dado el diferente nivel de preparación del personal de salud que emplea el equipamiento láser, fue necesario implementar un sistema de formación de los recursos humanos vinculados a la actividad, en aras de garantizar un conocimiento para la aplicación de láser en la medicina, que se sustentó sobre los siguientes aspectos teórico-prácticos:

- Capital humano con experiencia en el desarrollo, la producción y explotación de equipos láser, formado por: ingenieros, físicos y médicos.
- Dominio de aspectos físicos del láser, avalado por el desarrollo y construcción de equipos láser durante más de 20 años, con resultados presentados en artículos y eventos científicos.
- Conocimientos vinculados a la interacción del láser con los tejidos, avalados por la amplia revisión bibliográfica sobre las acciones terapéuticas del láser y su interacción con los tejidos, y el desarrollo de protocolos de ensayos clínicos e investigaciones clínicas.
- Existencia de un capital humano, con equipamiento, que se encuentra necesitado de un proceso de elevación de su estado cognoscitivo sobre la aplicación del láser en la medicina, con el objetivo de brindar un mejor servicio a la población.

Como punto de partida del entrenamiento fue necesario aplicar una encuesta, que recoge el nivel de conocimientos del grupo, para definir los aspectos en que se debe hacer mayor énfasis en la preparación. Teniendo presente las características del colectivo de destino, se diseñó un sistema para evaluar la asimilación sistemática de los conocimientos teóricos y prácticos, de forma tal que al final los estudiantes puedan defender ante el colectivo un proceder a ejecutar para una patología o afección determinada.

Como proceso cognoscitivo en espiral, el CEADEN está diseñando nuevos protocolos de ensayos clínicos, donde se comienza a emplear ese capital humano preparado, lo que le permitirá abordar nuevos conocimientos en la temática [15].

CONCLUSIONES

El desarrollo e introducción de los productos y sus resultados ha permitido disponer de una tecnología biomédica nacional, con alta utilidad en aplicaciones medicoterapéuticas y de láserpuntura, posibilitando en esta última la sustitución de las tradicionales agujas de acupuntura por un medio absolutamente indoloro, inocuo, no invasivo y aséptico que, además de brindar mayor seguridad y bienestar a los pacientes, disminuye considerablemente los riesgos de contaminación por enfermedades transmisibles.

Otro aspecto de significativa importancia con la aplicación de esta técnica es la reducción de los gastos en la adquisición de medicamentos, así como la disminución del tiempo de estadía de los pacientes hospitalizados, y la rápida recuperación de los pacientes ambulatorios, junto a su pronta incorporación a la vida social.

El desarrollo e introducción de la tecnología nacional ha permitido elevar el número de unidades asistenciales con esta técnica, al disminuirse los costos de producción que, unidos a la asistencia técnica, garantizan un servicio estable en la red nacional de salud.

La implementación del sistema de entrenamiento ha permitido alcanzar mejores resultados en la introducción de la tecnología, demostrados por los criterios reportados por estudiantes y especialistas que atienden la actividad de posventa, llevando a una mayor estabilidad y eficacia en los Servicios de Rehabilitación, en correspondencia con el incremento de la calidad de vida de nuestra población.

- [1] J. Hecht. "Understanding Lasers: an Entry Level Guide", 2nd Ed., IEEE Press (1994).
- [2] A. Oliva. "Diez años de experiencia en la construcción de aparatos de baja potencia para la irradiación de tejidos vivos", Memorias del I Simposio Internacional de Técnicas Nucleares y afines en la agricultura, la industria y la salud, La Habana (1997).
- [3] O. Morales, A. Combarro, M. Cunill, A. Oliva, C. Corcho, R. Neyra, et al. "Experiencia cubana en el desarrollo de equipos láseres de baja potencia para la medicina". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [4] E. Purón, A. Oliva, A. Combarro, A. Hernández, and A. Orellana. "Phototherapy equipments (with coherent and non-coherent light) in mountain regions: a Cuban experience". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [5] C. Corcho, A. Porrúa, S. Fernández, E. Lizaso, L. Rubiera y G. Cossio. "FS 904, un equipo para fisioterapia láser". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [6] T. Karu, Gordon and Breach. "The Science of Low-Power Laser Therapy", Science Publishers 1998. ISBN 90-5699-108-6.
- [7] C. J. Valiente y M. I. Garrigó. "Láserterapia en el tratamiento de las afecciones estomatológicas", Ed. Academia, La Habana (1995).
- [8] J. L. Cisneros y F. Camacho. "Láser y fuentes de luz pulsada intensa en dermatología y dermocosmética". AMOLCA, Caracas (2002).
- [9] A. Orellana, A. Hernández, S. García y B. González. "El láser en la Medicina". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [10] A. Orellana, A. Hernández y B. González. "Cinco años de experiencia en la Clínica "Cira García" con los equipos desarrollados por el CEADEN". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [11] M. Cunill, H. Álvarez, A. Combarro, R. Limonta, A. Orellana, y E. Álvarez. "Empleo del equipo láser terapéutico FISSER 25 en dehiscencia de cirugía estética. Resultados preliminares". Memorias de TECNOLASER 2003, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [12] A. Hernández, A. Orellana, S. García, y B. González. "Láserterapia en el herpes zoster y herpes simple". Memorias de TECNOLÁSER 2005, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [13] A. Hernández, A. Orellana, B. González y S. García. "Láserterapia en el acné inflamatorio". Memorias de TECNOLÁSER 2005, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [14] B. González, A. Hernández y A. Orellana. "Tratamiento del síndrome del túnel del carpo con láser infrarrojo". Memorias de TECNOLÁSER 2005, La Habana. ISSN-1607-6281.
- [15] O. Morales, A. Orellana, P. Larrea, A. Hernández, A. Combarro, C. Corcho y A. Porrúa. "Sistema de conocimientos para la introducción de equipos de fisioterapia láser en la Red Nacional de Salud". Memorias de TECNOLÁSER 2007, La Habana. ISBN-959-7136-48-1.

LA EXPANSIÓN ACELERADA Y LOS PREMIOS NOBEL DE FÍSICA 2011

THE ACCELERATED EXPANSION OF THE UNIVERSE AND THE 2011 NOBEL PRIZE IN PHYSICS

H. PÉREZ ROJAS

Instituto de Cibernética, Matemática y Física,
Calle E 309, 10400 Habana, Cuba.

El premio Nobel de Física 2011 fue concedido a tres investigadores por el descubrimiento de que nuestro Universo se expande aceleradamente. Una posible interpretación es que se debe a la acción de una presión negativa ejercida por la llamada energía oscura, que se supone constiye el 72 % de la energía actual del Universo

The 2011 Nobel prize in Physics was given to three researchers for the discovery of the accelerated expansion of the Universe. A possible interpretation is that it is due to a negative pressure exerted by the so-called dark energy, which is estimated to account for 72% of the current mass of the Universe

Keywords. Origin and formation of the Universe, 98.80.Bp; Big Bang theory, 98.80.Bp; Dark energy, 95.36.+x; Dark matter, 95.35.+d

INTRODUCCIÓN

El Premio Nobel de Física 2011 fue otorgado a Saul Perlmutter (del Supernova Cosmology Project, Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, CA, USA) y la otra mitad conjuntamente a Brian P. Schmidt, (del High-z Supernova Search Team, Australian National University, Weston Creek, Australia) y Adam G. Riess (del High-z Supernova Search Team, John Hopkins University and Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD, USA)

Las razones para este otorgamiento tienen sus raíces en un hallazgo publicado en 1998, y que provocó una sacudida en la cosmología por los descubrimientos realizados por los dos grupos de investigación. El primero de éstos, liderado por Saul Perlmutter, comenzó en 1988. Brian Schmidt encabezó el otro grupo, fundado a fines de 1994, y en el cual Adam Riess fue una figura muy destacada. Ambos grupos competían en hacer un mapa del Universo, ubicando las supernovas más distantes, y usaron un tipo particular de supernova, llamado supernova de tipo *Ia*,



Figura 2. Premios Nobel de Física 2011. De izquierda a derecha, Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt y Adam G. Riess (fotos tomadas de http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011/)

que se produce por la explosión de una enana blanca, (una estrella compacta) que transformó todo su hidrógeno en helio y carbono. Las enanas blancas resultan de las evolución de estrellas cuya masa no excede 1:4 veces la masa del Sol $M_{\odot} \simeq 1.99 \times 10^{30}$ Kg. Están compuestas de un gas de electrones completamente degenerado y de núcleos de elementos ligeros, como el carbono. Son muy densas pues su volumen es comparable al de la Tierra, es decir, alcanzan densidades del orden o mayores de 10^7 g/cm³. Son pálidas y muy calientes ($\sim 10^8$ K) y pueden incrementar su masa extrayendo hidrógeno de alguna estrella vecina, reiniciando la fusión. Si el proceso de fusión continúa, a la par que incrementa su masa, la enana blanca sobrepasa su límite de estabilidad y explota en una Supernova tipo Ia, liberando energía del orden de 10^{44} J. Tales supernovas tienen un brillo mayor que toda la galaxia a la que pertenecen, y son tan similares en sus características que han sido tomadas como luminarias patrones para estimar las distancias intergalácticas.

Los dos grupos encontraron unas 50 supernovas cuya luz era mas débil de lo esperado, lo cual indicaba que estaban más lejos y que el Universo se está acelerando. Durante casi un siglo se conocía que el Universo se expande como consecuencia de una Gran Explosión ocurrida unos 14 mil millones de años atrás. El nuevo descubrimiento implicaba que la expansión se produce de forma acelerada. Pero ¿por qué es acelerada?

Intentaremos responder a esta pregunta más abajo. Recordemos antes algunas de las ideas básicas de la relatividad general y de la evolución del Universo.

IDEAS BÁSICAS DE LA RELATIVIDAD GENERAL

Supongamos un elevador que cae libremente. Un observador que viaja en su interior, se sentiría sin peso, en completa ingravidez. Si tiene una pelota en la mano y la suelta, sin impulsarla, la pelota se mantiene en el aire, cayendo junto con el resto del sistema. El hecho de caer libremente, acelerado por la acción de la gravedad, trae como consecuencia que, para el mencionado observador, todo pasa como si se hubiese suprimido la gravedad dentro del elevador. Este mismo efecto produce la sensación de ingravidez dentro de los satélites artificiales. El satélite está cayendo continuamente hacia la Tierra, mientras describe su órbita. Tenemos la equivalencia entre la masa inercial y la gravitacional, expresada mediante la igualdad $m_i = mg$ y, como consecuencia, la aceleración de la gravedad es la misma para todos los cuerpos, si se desprecia la resistencia del aire. Vemos así que un sistema acelerado y un campo gravitatorio producen efectos similares, o dicho en otros términos, el movimiento en sistemas acelerados equivale al producido por la presencia de un campo gravitatorio. Según lo establecido por el principio de equivalencia fuerte en todo campo gravitacional, un elevador en caída libre se convierte localmente en un sistema en el cual las leyes de la física serían las mismas que en la relatividad especial, es decir,

en un sistema inercial. El caso es idéntico para un satélite artificial, en el cual se produce la ingravidez como consecuencia de que el satélite está cayendo continuamente hacia la Tierra durante el recorrido de su órbita. En Relatividad General se expresa el principio de equivalencia en la forma de covarianza generalizada, lo cual significa que en un campo gravitacional una ecuación es válida si se cumplen dos condiciones: 1) la ecuación se cumple en la ausencia de gravitación, es decir, en el esenario de la relatividad especial, y 2) la ecuación es covariante en general, es decir, preserva su forma ante cualquier transformación de coordenadas.

III. ECUACIONES DE EINSTEIN Y EXPANSIÓN DEL UNIVERSO

Pero la Relatividad General conduce a la formulación de las leyes dinámicas, contenidas en las llamadas Ecuaciones de Einstein, que relacionan la geometría del espacio-tiempo con el llamado tensor de energía-momentum. En otras palabras, establecen la dependencia entre la geometría del espacio-tiempo, que es la nueva forma de describir la gravitación, con respecto a la distribución de masa-energía y la ecuación de estado. Esto la convierte en la teoría física idónea para estudiar al Universo, haciendo la teoría de la gravitación de Newton un caso límite de una teoría más general.

El físico-matemático ruso Alexander Friedmann (1888-1925) estudió las ecuaciones de Einstein aplicadas al Universo, suponiendo una densidad homogénea e isótropa, y llegó a la conclusión de que eran posibles dos soluciones: el modelo cerrado y el modelo abierto o de expansión perpetua. Físicamente, la condición de universo abierto (de expansión perpetua) o cerrado (universo pulsante) lo determina la densidad de energía o de materia. Si se supone la distancia entre dos galaxias como $d(t) = R(t)d_0$, su velocidad relativa se puede escribir: $v = [\dot{R}(t)/R(t)]d(t)$. Es decir, la velocidad es proporcional a la separación entre las galaxias, con un factor de proporcionalidad $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$: el parámetro de Hubble. Aquí llamamos a $R(t)$ factor de escala cósmico y es adimensional, que mientras que $H(t)$ tiene dimensiones de inverso de tiempo, o bien de velocidad por unidad de longitud. El valor presente se suele designar por H_0 y se le llama constante de Hubble. Diferentes mediciones dan diferentes valores para la constante de Hubble, que oscilan entre 73, 8 y 67, 0 km/s por Megaparsec. Un Megaparsec es aproximadamente 3×10^{19} km, que equivale a unos tres millones de años-luz. Vamos a analizar el problema utilizando la mecánica newtoniana familiar a todos, pero tomando en cuenta la ley de Hubble. Consideremos una galaxia de masa m bajo la atracción gravitacional del resto del universo, de masa M . Como $M \gg m$, se puede considerar $M + m \simeq M$, que resulta en la ecuación

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r} = E, \quad (1)$$

donde E es la energía total del sistema galaxia escogida en el campo gravitacional del resto del Universo. Sabemos de la mecánica clásica que si el momentum angular no es cero, para $E < 0$ tenemos órbitas cerradas (elípticas), para $E > 0$ órbitas hiperbólicas y para $E = 0$, órbitas parabólicas. Pero aún para momentum angular nulo, si $E = 0$, el cuerpo puede escapar de la atracción gravitacional. Escribamos $v = \dot{R} = HR$ y $r = R$, donde H es el parámetro de Hubble y R el radio del universo (en este caso para simplificar la notación tomamos a R con dimensiones de longitud). Tomemos $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$, donde ρ es la densidad media del universo, y sustituyamos en (1)

$$\frac{\dot{R}^2}{2} - \frac{4\pi\rho GR^2}{3} = \frac{E}{m} = \frac{-K}{2}. \quad (2)$$

Esta es una forma no-relativista de obtener la ecuación básica de Einstein del modelo de Friedmann para la expansión del universo homogéneo e isótropo, idéntica a la obtenida usando el formalismo relativista, si se parte de la llamada métrica de Robertson-Walker, que es una métrica compatible con las condiciones de homogeneidad e isotropía (a estas condiciones a veces se les llama Principio Cosmológico), que se suponen válidas a una escala superior a los 300 millones de años-luz. Tenemos entonces los casos posibles de universo abierto, hiperbólico y plano ($K \leq 0$) y cerrado ($K > 0$). De acuerdo con (2), la condición crítica para escapar la galaxia en el universo en expansión se tiene cuando $K = 0$, es decir, para la densidad

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \simeq 10^{-29} \text{ g/cm}^3. \quad (3)$$

Pero para obtener la dependencia del factor de escala $R(t)$ con respecto al tiempo, no sólo es necesario resolver las ecuaciones de Einstein, que darían la ecuación (2), sino también las ecuaciones de conservación de la energía y la ecuación de estado.

En los tres casos, para cualquier valor de K, el modelo de universo no es estático y debe estar en expansión o contracción. Inicialmente, ante la idea de un Universo estacionario, Einstein introdujo una constante cosmológica λ que sumó a sus ecuaciones. Pero ésto se hizo a la larga innecesario, pues pronto apareció la idea de la expansión, interpretada como que las galaxias se alejan unas de otras, con velocidad creciente, porque aumenta su separación mutua. Si esto ocurre, debe producirse un fenómeno llamado de corrimiento hacia el rojo para los espectros de la luz proveniente de las galaxias remotas. Este fenómeno fue descubierto en 1925 por el astrónomo norteamericano Edwin P. Hubble (1889-1953), y constituyó una confirmación más de los resultados de la teoría general de la relatividad. (Aunque esto implicó que la constante cosmológica no era necesaria, la idea ha resurgido ante la expansión acelerada, como veremos después).

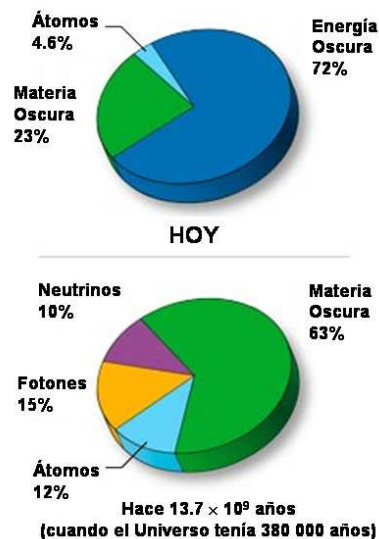


Figura 2. Composición estimada del Universo en dos momentos de su evolución.

Pero si nuestro universo se expande, las galaxias se alejan unas de otras con velocidad creciente y esta expansión sugiere, necesariamente, que hubo un momento inicial en el cual la materia que compone estas galaxias estuvo concentrada en una región pequeña del universo (singularidad inicial). Ello produjo una gran explosión (Big-Bang), que se estima ocurrió hace unos 10 o 20 mil millones de años. En las últimas décadas se ha adoptado un modelo en el que la expansión, en los primeros instantes, se produjo de tal forma que el radio del Universo creció exponencialmente con el tiempo, en un proceso llamado iniciación.

Con respecto a la distribución de estas galaxias que se alejan en todas direcciones del espacio, se ha descubierto en los últimos años que se agrupan en racimos o super-racimos, separados por vacíos, con una distribución celular, que sugiere que a una escala colosal de 390 millones de años-luz, forman una estructura parecida a un panal de abejas.

La temperatura de la bola inicial, donde estaba concentrada la materia que compone nuestro universo visible, era extraordinariamente alta, del orden de 10^{32} K y decreció rápidamente a valores entre 10^{10} y 10^9 K, pocos segundos después de la explosión. Esta etapa se denomina de radiación predominante, porque la densidad de la radiación predominaba sobre la densidad de partículas en muy alto grado. En otras palabras, el número de fotones era mucho mayor que el de otras partículas. Al enfriarse la bola inicial en el proceso de expansión, se produjeron los procesos de la transición de fase electrodébil (por encima de 10^{15} K las interacciones electromagnética y débil se comportarían de manera similar, es decir, las débiles se harían de largo alcance; al bajar la temperatura, las débiles se vuelven de corto alcance, mientras que la electromagnética se mantiene de largo alcance) la generación de bariones (partículas pesadas, como protones), la condensación de átomos de hidrógeno, la formación de estrellas y en ellas, la síntesis del helio y de otros elementos ligeros. Los átomos más pesados se formaron des-

pués en el interior de las estrellas y en las supernovas. Con la expansión del universo, la temperatura media ha disminuido, el sistema se ha enfriado y estamos en la era del predominio de la materia, pues la mayor parte de la energía del universo está concentrada en las masas de las partículas nucleares. Como resultado de este colosal proceso cosmológico, era de esperar que quedase alguna huella de la radiación dominante durante las primeras etapas de la gran explosión. El físico ruso-americano George Gamow (1904-1968), predijo la existencia de esta radiación de fondo, correspondiente a un cuerpo negro, a bajas temperaturas.

En 1965, Arno Allan Penzias (1933-) y Robert Woodrow Wilson (1936 -) descubrieron esta radiación fósil, que recibimos desde todas las direcciones del espacio, y corresponde a una temperatura de unos 2.7 K. Esta radiación tiene una densidad de $4.40 \cdot 10^{-34} \text{ g/cm}^3$, mientras que la densidad de materia es del orden de 10^{-29} g/cm^3 , es decir, 10^5 veces mayor. Esto justifica nuestra afirmación de que vivimos la era del predominio de la materia. En un universo abierto habría expansión infinita y en uno cerrado, las expansiones y contracciones se alternarían sucesivamente. El tiempo que requeriría cada uno de estos ciclos escapa a toda imaginación. La densidad crítica es $\rho_c \simeq 2 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. Este número se modificaría con mejores aproximaciones de H. Actualmente se estima que la densidad del Universo es menor que la crítica. Esto significaría que para que el universo fuese cerrado (de acuerdo con las ideas anteriores a 1998), debería haber una cierta cantidad de materia oscura, es decir, no identificable o no visible en cantidad suficiente para garantizar $\rho \geq \rho_c$ y que fuese $K > 0$. Pero este no es el modelo aceptado en el presente.

MATERIA OSCURA Y ENERGÍA OSCURA

La materia oscura fue propuesta por Fritz Zwicky (1898-1974) en 1934 para justificar la evidente materia faltante para explicar la velocidad de rotación de las galaxias. Pero existen otros efectos astrofísicos que la justifican.

Se acepta ampliamente la existencia de la materia oscura. En parte, estaría constituida por materia bariónica que emita muy poca radiación, como estrellas oscuras y planetas, pero en su mayor parte se considera compuesta por partículas no bariónicas, que no forman átomos, y que interactúan mediante la atracción gravitacional y la fuerza débil (neutrinos, y otras hipotéticas partículas). Pero no se tiene aún evidencia experimental suficiente de la naturaleza de esta forma de materia oscura.

Pero como señalamos al inicio, de las observaciones realizadas resulta que nuestro Universo no sólo es abierto, sino que se expande aceleradamente, de acuerdo con los trabajos de Perlmutter, Schmidt y Riess. Pero ¿qué cosa provoca la expansión acelerada? Se ha propuesto una causa: la existencia de una energía oscura, que permea todo el espacio.

Hay dos candidatos principales para la energía oscura: la constante cosmológica, constituida por una densidad de energía constante, y la de campos escalares, llamados quintaesencia, cuya densidad de energía variaría en tiempo y espacio.

Se puede demostrar que suponer una constante cosmológica es equivalente a admitir la existencia de una energía del vacío cuántico. En este último caso, si la densidad de energía del vacío es positiva, $\rho > 0$, se puede demostrar que la presión sería negativa, $p = -\rho$. Es interesante considerar la ecuación de Einstein en términos de la aceleración:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G(\rho + 3p)R}{3} \quad (4)$$

Pero $(\rho + 3p) = -2\rho < 0$ y, en consecuencia, la expansión sería acelerada. Es decir, todo pasa como si el vacío cuántico ejerciera una fuerza gravitacional repulsiva con respecto a la materia, lo cual a corta distancia es insignificante, pero a escala cósmica provoca la expansión acelerada de todo el Universo. La composición del Universo se estima actualmente en un 72 por ciento de energía oscura, un 23 por ciento de materia oscura y un 5 por ciento de la materia que conocemos, compuesta en un 4,6 % de átomos y un 0,4 % de otras partículas, incluyendo radiación electromagnética. Pero estos porcentajes han variado en el tiempo.

La expansión acelerada es aceptada por la comunidad científica de tal modo, que por ello se le otorgó el Premio Nobel a sus descubridores. Ahora bien, la Historia de la Ciencia nos enseña que las ideas y conceptos pueden también cambiar con el tiempo. Puede ocurrir que la aceptación de la expansión acelerada haya sido un paso trascendental en la Ciencia, y que todas las nuevas observaciones la confirmen. Pero también puede ocurrir que no sea la última verdad, sino un paso intermedio. Por ejemplo, se ha propuesto por Christos Tsagas, cosmólogo de la Universidad de Aristóteles en Tesalónica, Grecia, que la expansión acelerada puede ser una ilusión causada por nuestro movimiento relativo con respecto al resto del Universo. Se basa en observaciones recientes de Alexander Kashlinsky, cosmólogo de la NASA, y colaboradores, quienes afirman que la región en que vivimos, una burbuja de 2,5 mil millones de años luz de extensión, se mueve con respecto al resto del Universo a una velocidad de entre 600 y 1000 km/s. Este "flujo oscuro", según Tsagas, puede llevar a la falsa conclusión de que nuestro Universo se acelera, cuando en realidad se esté desacelerando.

Todas estas ideas deben pasar por el tamiz de rigurosos análisis en un escenario en el que el papel del investigador está limitado a la observación (pues la experimentación le es totalmente inaccesible) y generalmente se requieren muchas y diversas observaciones, lo cual implica mucho tiempo y el uso de nuevas tecnologías, para aproximarse a la verdad científica.

PARA SALVAR LAS CIENCIAS BÁSICAS

El 16 de septiembre de 2011 sesionó, en la Casa de la FEU de la Universidad de La Habana, un Taller sobre Financiamiento de las Ciencias Básicas convocado por la Sociedad Cubana de Física. Contó con representación de las sociedades de Matemáticas, Química y Física, y de muchas de las instituciones que realizan investigaciones básicas en estas ciencias en el país. Los acuerdos del Taller fueron enviados a los ministros de Ciencia, Tecnología y Medio Ambiente, y de Educación Superior, así como a otras instituciones del país. Entre ellos, están los siguientes:

“Es necesario identificar, con la participación de los colectivos científicos, áreas de alta rentabilidad económica que puedan servir de locomotoras y remolquen al resto de las investigaciones. Ejemplos podrían ser el área de energía fotovoltaica para la Física, la producción de software para la Matemática y la desalinización de agua para la Química”.

“[...] buscar efectividad y abandonar el formalismo, es necesaria la voluntad de eliminar todas las trabas burocráticas y regulaciones sin sentido que sean identificadas como limitantes de la autonomía y freno a la labor de los centros de investigación. De estas trabas y regulaciones sin sentido en buena medida es responsable la excesiva burocracia en el aparato de dirección de la ciencia, que es necesario reducir a niveles mínimos”.

“Aunque reconocemos nuestra difícil situación económica, resaltamos que es necesario un mínimo de inversiones en infraes-

tructura, en particular literatura científica, intranet nacional y equipamientos, así como apoyo a los grupos que han mostrado capacidad de sostenerse en estas condiciones tan difíciles. Una situación muy especial y de máxima prioridad existe con la Facultad de Física de la Universidad de La Habana, sin locación desde hace 4 años. Si tenemos en cuenta los montos millonarios que van a las investigaciones básicas en los países desarrollados y emergentes, existe el peligro real de desactualizarnos y comprometer la independencia del país al hacernos dependientes de la tecnología avanzada creada en el exterior”.

“Es necesario detener la emigración de los científicos y profesores al exterior y a otras ramas de la economía. Para ello, además de mejorar las condiciones de trabajo, se necesita mejorar las condiciones de vida y, en particular, aumentar por todas las formas consistentes con la fórmula socialista el salario de los trabajadores científicos y profesores. Nos referimos, por ejemplo, a un por ciento de los ingresos debidos a servicios científico-técnicos, autorización a realizar asesorías, creación de cooperativas de servicios de alta tecnología, etc. Los ministerios de ciencias y educación superior podrían, además, rescatar el sistema de premios con apoyo en metálico, instaurar un programa de atención a personalidades donde se le faciliten materiales para arreglos de viviendas e incluso gestionar viviendas, teléfono, facilidades para exámenes médicos integrales, etc”.

R. Cuan

CUBA FV



Como iniciativa del profesor de la Facultad de Física de la Universidad de La Habana Daniel Stolik, se celebró el Taller “Cuba Fotovoltaica” (Cuba FV) del 22 al 24 de septiembre del 2011.

El objetivo básico consistió en proponer acciones para el logro de un “Programa Fotovoltaico Cubano” integral, de producción y aplicaciones fotovoltaicas, paulatino, de corto a largo

plazo, conectado a red, que defina competencia con fuentes convencionales de energía eléctrica, con vistas a ir convirtiendo al país en una potencia solar fotovoltaica, capaz de aportar una contribución energética (juntos con otras fuentes renovables de energía) a las necesidades nacionales y a la exportación”

Se realizaron presentaciones y debates sobre una pléyade de temas relacionados, que van desde las tendencias de las tecnologías fotovoltaicas en el mundo, hasta un Proyecto de programa integral fotovoltaico de corto a largo plazo en Cuba. Múltiples instituciones participaron de la iniciativa: ECOSOL, el IMRE y la Facultad de Física de la Universidad de La Habana, CIPEL, UNE, CCE, INEL, SIME y MINCIN, así como MINBAS, CUBASOLAR, MES, MININT, CETER, CUBAENERGÍA, GELECT, MINCEX, ETECSA, ECASA, FFUH, SCF, CEDEA, CIES, CEEFE, HIDROENERGIA, CETA, EMPROY2, que aportaron un gran total de 105 participantes.

D. Stolik
Facultad de Física, Universidad de La Habana

“MARCANDO” EN LA IUPAP

La Unión Internacional de Física Pura y Aplicada (International Union of Pure and Applied Physics, IUPAP) ha aceptado la propuesta cubana de incluir al doctor Carlos Cabal (CIGB, La Habana, Cuba) como miembro de su Comisión de Magnetismo (C9). Esta fue una de las numerosas resoluciones generadas por la 27ma Asamblea General de la IUPAP, que tuvo lugar entre los días 31 de octubre y 4 de noviembre de 2011 en el Institute of Physics, de Londres, y a la que asistió, en representación de Cuba, Ernesto Altshuler.

Como resultado de las elecciones que tuvieron lugar en la Asamblea, la nueva presidencia de la IUPAP quedó conformada como sigue. Presidente: Cecilia Jarlskog (Universidad de Lund, Suecia); Presidente Designado: Bruce McKellar (Universidad de Melbourne, Australia); Secretario General: Robert

Kirby-Harris (Institute of Physics, UK); Secretario General Asociado: Rudzami Nemutudi (Itemba Labs, Sudáfrica).

Las presiones económicas globales hicieron que se votara a favor de un incremento en las anualidades básicas a pagar por cada país de un 3% por año desde el 2012 al 2014, con una corrección anual asociada a la inflación. En el caso de Cuba, se seguirá procurando que los beneficios por concepto de apoyo a eventos científicos realizados en Cuba superen con creces el monto de nuestra contribución, que desde el año pasado se ha negociado que sea gruesamente la mitad de la standard. Vale aclarar que la gestión del actual Secretario General, Kirby-Harris, ha sido instrumental en esta empresa.

E. Altshuler

UNA VEZ MÁS, ENTRE LAS MEJORES

Junto a 11 científicos mexicanos, la doctora Aimé Peláiz (Facultad de Física, Universidad de La Habana) fue galardonada con el Premio Ciudad Capital “Heberto Castillo Martínez” (conferido por el Gobierno del Distrito Federal de México), para “reconocer las invaluable contribuciones realizadas por científicas y científicos latinoamericanos en distintas áreas del conocimiento”. El acto de entrega tuvo lugar el 29 de noviembre de 2011.

E. Altshuler

BASTAN LOS DEDOS DE UNA MANO

Bastan los dedos de una mano para contar los microscopios electrónicos de barrido que están en funcionamiento en nuestro país, a pesar de constituir una herramienta esencial para muchas ramas de la ciencia, especialmente de la Física.



El profesor José Antonio Rodríguez junto al microscopio electrónico de barrido recién puesto en funcionamiento en la Universidad de La Habana.

La buena noticia es que uno de ellos ha sido puesto en funcionamiento a mediados de noviembre de 2011 en los laboratorios del IMRE (Universidad de La Habana), gracias a una donación del Instituto de Microelectrónica de Barcelona (España), coordinada por el profesor de la Facultad de Física José Antonio Rodríguez. Se trata de un Hitachi S-530 que funciona mediante la detección de electrones secundarios, adaptado para obtener imágenes digitales. En estos momentos el microscopio es capaz de producir magníficas imágenes con más de 100 000 aumentos. Se espera en un futuro lograr algún nivel de financiamiento para mejorar sus prestaciones.

E. Altshuler

A, B, C, DE LAS FUENTES SINCROTRÓNICAS Y SU USO

La Octava Escuela Internacional de Cristalografía y Difracción de Rayos X fue organizada por la Universidad de La Habana del 21 al 25 de noviembre de 2011, y contó con la participación de 15 estudiantes de Cuba, Ecuador, Venezuela y Viet Nam. La escuela, reconocida como un evento regional por la International Union of Crystallography (IUCr), se concentró en esta edición en los fundamentos de la Cristalografía, y en los principios de funcionamiento y el uso de las fuentes de luz sincrotrónicas.

La lista de profesores incluyó a Peter Paufler (Institut F. Strukturphysik, Technische Universität Dresden, Alemania), Juan Rodríguez-Carvajal (Institut Laue-Langevin, Grenoble, Francia), Ernesto Estevez Rams (IMRE, Universidad de La Habana, Cuba), Jasper Plaisier (ELETTRA Sincrotron, Trieste Italia),

Eduardo Granado (National Laboratory of Synchrotron Radiation, LNLS, Campinas, Brasil) y Gema Martínez-Criado (ESRF, Grenoble, Francia), mientras que Arbelio Pentón (Facultad de Física, Universidad de La Habana), actuó como Secretario Ejecutivo.

El evento se pudo realizar gracias al apoyo de la IUCr, el Centro Latinoamericano de Física (CLAF), La Facultad de Física, el Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE), y el Colegio de San Gerónimo –estas tres últimas instituciones pertenecientes a la Universidad de La Habana.

A. Pentón
Facultad de Física, Universidad de La Habana.



Participantes en la La Octava Escuela Internacional de Cristalografía y Difracción de Rayos X (La Habana, 21 al 25 de noviembre de 2011).

HACIA EL CENTENARIO DE SOTO DEL REY

En conmemoración del centenario del natalicio del Dr. Roberto Joaquín Soto del Rey –fundador del Departamento de Física de la Universidad de Oriente– se convoca, para el 4 de marzo del 2012, cuando cumpliría 99 años, a sus ex-alumnos, colegas de trabajo, amistades y demás interesados, a la inauguración de una jornada conmemorativa en la Universidad de Oriente, que se prolongará hasta el 4 de marzo del 2013, celebrando periódicamente coloquios, conversatorios, etc., en los que los participantes puedan exponer sus vivencias relacionadas con el profesor Roberto Soto del Rey. La jornada concluirá el día del centenario, el 4 de marzo del 2013, con un evento científico y un acto central en la misma Universidad de Oriente.

El Dr. Roberto Joaquín Soto del Rey nació el día 4 de marzo de 1913 en El Cristo, poblado actualmente perteneciente al municipio de Santiago de Cuba. Culmina sus estudios de Bachillerato en 1934, en el Instituto de Segunda Enseñanza de Santiago de Cuba y se gradúa en la Universidad de La Habana en 1939 de Dr. en Ciencias Química-Físicas, faltándole sólo cinco asignaturas para el doctorado en Ciencias Físico-Matemáticas. Ese mismo año de 1939 fue nombrado profesor de Física del Instituto de Segunda Enseñanza de Santiago de Cuba.



Roberto Joaquín Soto del Rey
(1913-1995)

La Universidad de Oriente es inaugurada el 10 de octubre de 1947. Del órgano rector de la recién fundada universidad era miembro el Dr. Roberto Joaquín Soto del Rey y, por acuerdo del Consejo Universitario, trece días después de inaugurada, se hace cargo de la Cátedra de Física. De esta manera, el Dr. Roberto Soto del Rey es fundador de la Universidad de Oriente y de su actual Departamento de Física.

Soto del Rey no restringió su quehacer al plano académico. Desde la época del machadato, de forma activa, se rebeló contra la injusticia y, desde entonces, enarboló las banderas del progreso social, ya en su condición de estudiante, o como profesor de la enseñanza media y universitaria, participando en la organización de huelgas contra los dictadores de turno, luchando por un nuevo edificio para el Instituto de Segunda Enseñanza de Santiago de Cuba (el actual “Cuqui Boch”), negándose a una Universidad retrógrada, y abogando por una universidad científica y popular.

Triunfa la Revolución Cubana en enero de 1959 y Soto participa activamente en la reforma universitaria, siendo miembro de la asamblea estatutaria y designado como representante de la Universidad de Oriente en el Consejo Superior de Universidades. Soto del Rey no sólo fundó escuelas, sino también fue fundador de las Milicias Nacionales Revolucionarias y participó en diversas movilizaciones, incluyendo la de la “crisis de octubre”.

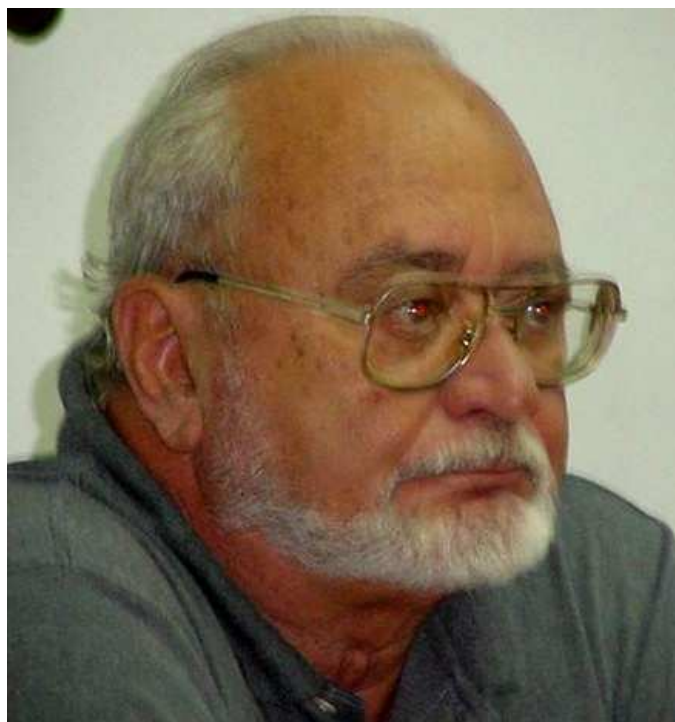
El Dr. Roberto Soto del Rey, en colaboración con el Dr. Luis Aguilar Salcedo, en septiembre de 1961, publica la obra “Tensión superficial y Soluciones Líquidas” con la cual el Departamento de Física inicia la publicación del Curso de Física que se imparte a los que estudian ingeniería en la Universidad de Oriente. En los años siguientes se publican otros tomos: “Estática”, “Cinemática”, “Hidrodinámica” y, en 1966, “Vibraciones y Ondas”. Ya en la década de los años 80, publica “Problemas de Mecánica”, como texto de sus excelentes cursos de Mecánica Teórica para la carrera de Física y también lo que puede considerarse su obra cumbre, “Introducción a la Biofísica”, en cuatro tomos, por la editorial Oriente, en la que resume su excelsa labor como profesor de Física y de Biofísica, iniciada en 1968, en las Escuelas de Biología y de Medicina de la Universidad de Oriente.

Como se desprende del párrafo anterior Soto del Rey fue un precursor de los estudios de Biofísica en la Universidad de Oriente y su siembra, con el decursar del tiempo, se ha materializando en el Centro de Biofísica Médica y en algunas investigaciones que se realizan en el Centro Nacional de Electromagnetismo Aplicado.

L. M. Méndez Pérez y E. J. Roca Oria
Departamento de Física, Facultad de Ciencias Naturales, Universidad de Oriente.

JOSÉ FERNANDO FERNÁNDEZ-BERTRÁN

29 de junio de 1927 - 6 de septiembre de 2011



El 6 de septiembre de 2011 hemos perdido a un gran compañero, jovial profesor de varias generaciones, investigador incansable de grandes valores humanos, que deja una larga experiencia docente y científica. El Dr. Cs. José Fernando Fernández Bertrán nació el 29 junio 1927. Su carrera lo llevó tempranamente a los Estados Unidos, donde defendió en 1955 el PhD. en Química en la Universidad de Berkeley, en California, bajo la sombra de algunas de las más importantes figuras científica de su época.

En 1959, regresó a la patria a entregar su experiencia en la Universidad de Oriente, donde obtuvo la categoría de Profesor Titular en 1960, desempeñando también funciones como dirigente académico en esa universidad. Su gran interés por la ciencia lo trajo a La Habana como investigador en el Centro Nacional de Investigaciones Científicas (CNIC), donde obtuvo la categoría de Investigador Titular en 1974. Fue uno de los primeros cubanos en defender el Doctorado en Ciencias de Segundo Grado, y lo hizo en la Universidad Técnica de Merseburgo, República Democrática Alemana, con un trabajo sobre resonancias de Fermi en espectroscopías vibracionales, un área del conocimiento donde fue de los pioneros a nivel mundial.

Su actuación profesional encontró espacio en la Química-Física de Materiales, dentro de las Reacciones del Estado Sólido, con estudios profundos en Espectroscopía de Resonancia

Magnética Nuclear y Espectroscopía Infrarroja. Fue precursor, en Cuba, de la Triboquímica y de la Mecanoquímica.

El Dr. Sc. José Fernández Bertrán publicó más de un centenar de artículos científicos en revistas internacionales, en una etapa en la cual no existía en Cuba la cultura de la publicación en revistas indexadas. En este sentido fue también un promotor y educador en nuestro país. El Profe, como cariñosamente le decían sus colegas, colaboradores y alumnos fue, por encima de todos sus destacados resultados y méritos académicos, un cubano sencillo y un gran ser humano, que vivió y trabajó como un hombre de su tiempo.

A lo largo de su vida, recibió numerosas distinciones académicas: Orden Rafael María de Mendive, Premio Nacional de Química de la Sociedad Cubana de Química, Medalla "Carlos J. Finlay, además de varios Premios Anuales de la Academia de Ciencias de Cuba.

En una etapa más reciente de su vida, preparó el curso "Enlace químico y estructura de Materiales" para impartirlo en la Maestría en Ciencia y Tecnología de Materiales de la Universidad de La Habana en el Estado de Zulia, Venezuela. A través de sus clases, pretendía trasladar a los estudiantes venezolanos su extraordinaria experiencia en este campo. Lamentablemente, su salud a sus 82 años no le permitió finalizar el proyecto. Ya antes de esa fecha luchaba estoicamente contra penosas enfermedades sin rendirse, trasladando experiencias a quien se le acercaba, escribiendo artículos y concibiendo nuevos proyectos.

El Dr. Fernández Bertrán, nuestro Profe, extiende su obra en el tiempo, más allá de su existencia física, en la formación de muchos profesionales que hoy se desempeñan en nuestro país, a quienes les dirigió Tesis de Maestría y Doctorado, y más aún, a quienes enseñó a desempeñarse en el difícil campo del trabajo científico y la ética profesional y humana.

La autora agradece la valiosa información aportada por E. Reguera, C. Lariot y la foto cedida por M. Hernández (IMRE, Universidad de La Habana) a este obituario.

Beatriz Concepción Rosabal
Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE),
Universidad de La Habana