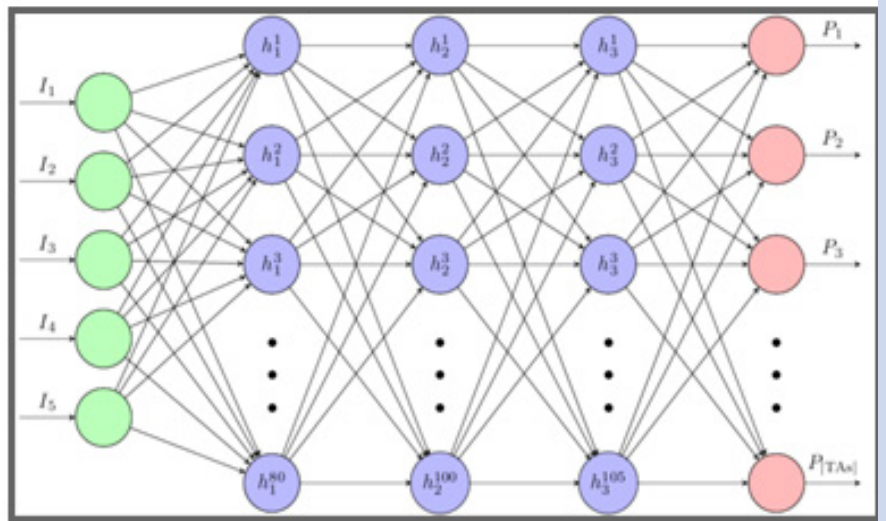
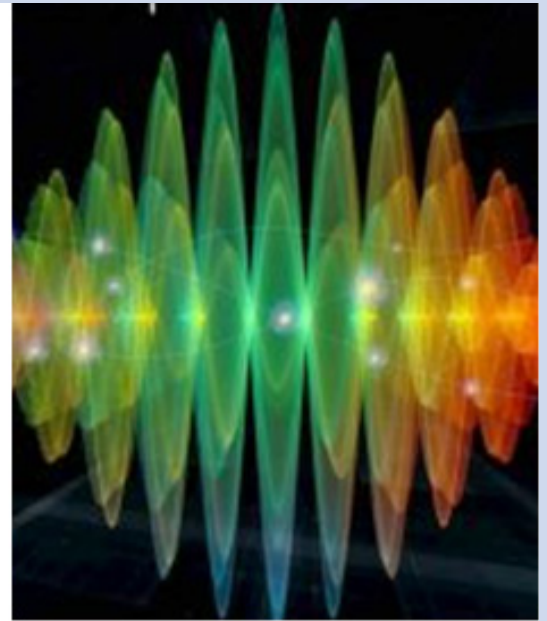
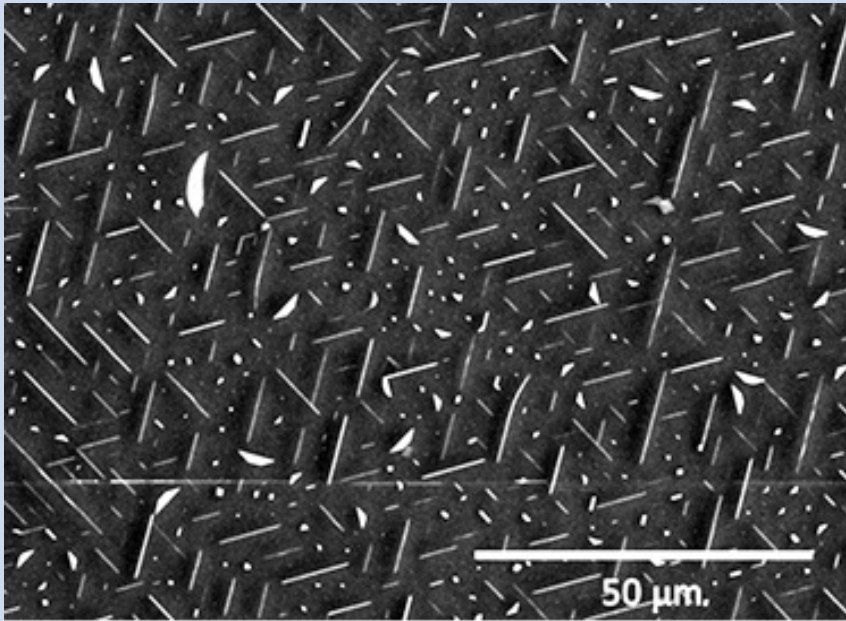


FÍSICA

REVISTA CUBANA DE FÍSICA

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

VOL.39 No.1
JULIO, 2022



LA FÍSICA EN EL AÑO INTERNACIONAL
DE LAS CIENCIAS BÁSICAS PARA EL
DESARROLLO SOSTENIBLE

Portada: Collage de imágenes sobre la Física en la 4ta Revolución Industrial. Material original aportado por O. de Melo, G. Viera-López y A. Rodriguez.

EDITOR

E. ALTSHULER
Facultad de Física, Universidad de la Habana
ealtshuler@fisica.uh.cu

EDITOR EJECUTIVO

E. RAMÍREZ-MIQUET
Denoive, Francia
ermiquet@gmx.com

EDICIÓN ELECTRÓNICA

J.J. GONZÁLEZ, C. GANDARILLA, M. ESPINOSA
Facultad de Física, Universidad de la Habana
cgandarilla@fisica.uh.cu, mespinosa@fisica.uh.cu

A.C. IGLESIAS-JAIME
CUJAE, La Habana
iglesiasa692@gmail.com

E. MARTÍNEZ
NTNU, Norway
martinez.etien@gmail.com

EDITORES ASOCIADOS

O. ALMORA
University Jaume I
almore@uji.es

A. J. BATISTA-LEYVA, G. ROJAS-LORENZO
INTEC, La Habana
abatista@instec.cu, german@instec.cu

W. BIETENHOLZ
UNAM, México
wolbi@nucleares.unam.mx

J. O. FOSSUM
NTNU, Noruega
Jon.fossum@ntnu.no

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

L. H. GREENE
National Magnetic Lab, U.S.A
lhgreene@magnet.fsu.edu

J. LLOVERA
CUJAE, La Habana
llovera@electrica.cujae.edu.cu

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

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

T. PÖSCHEL
University Erlangen-Nuremberg
thorsten.poeschel@fau.de

T. SHINBROT
Rutgers University
shinbrot@soemail.rutgers.edu

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

COORDENADAS

- 2 **AÑO INTERNACIONAL DE LAS CIENCIAS BÁSICAS PARA EL DESARROLLO SOSTENIBLE: FÍSICA PARA LA CUARTA REVOLUCIÓN INDUSTRIAL**
[INTERNATIONAL YEAR OF BASIC SCIENCES FOR THE SUSTAINABLE DEVELOPMENT: PHYSICS FOR THE FOURTH INDUSTRIAL REVOLUTION]
H. Pérez-Rojas, G. Quintero-Angulo

ARTÍCULOS ORIGINALES

- 4 **CAN THE BLAKETT CONJECTURE DIRECTLY ACCOUNT FOR THE MAGNETIC FIELDS OF CELESTIAL BODIES AND GALAXIES? AND, IS A LAB-BASED TEST FOR THE BLAKETT CONJECTURE FEASIBLE?**
[PUEDE LA CONJETURA DE BLAKETT EXPLICAR DIRECTAMENTE EL CAMPO MAGNÉTICO DE LOS CUERPOS CELESTES Y LAS GALAXIAS? Y, ES POSIBLE REALIZAR UN TEST DE LABORATORIO PARA LA CONJETURA DE BLAKETT?]
L. Campanelli
- 8 **IMPACT OF GRAIN PROPERTIES ON THE PENETRATION OF INTRUDERS NEAR A WALL INTO GRANULAR MATTER: A DEM STUDY**
[IMPACTO DE LAS PROPIEDADES DE LOS GRANOS EN LA PENETRACIÓN DE INTRUSOS CERCA DE UNA FRONTERA EN UN MEDIO GRANULAR: EN ESTUDIO DEM]
M. Espinosa, E. Altshuler
- 12 **ELECTROCHEMICAL IMPEDANCE SPECTROSCOPY CHARACTERIZATION OF A SOLID-STATE ELECTRODE WITH POTENTIAL APPLICATION IN Pb^{2+} IONS DETECTION**
[CARACTERIZACIÓN POR ESPECTROSCOPIA DE IMPEDANCIAS ELECTROQUÍMICA DE UN ELECTRODO DE ESTADO SÓLIDO CON POTENCIAL APLICACIÓN EN LA DETECCIÓN DE INONES Pb^{2+}]
M. Viltres-Portales, A. R. Lazo-Fraga, A. M. Díaz-García, A. Peláiz-Barranco, M. E. Mendoza, O. García-Zaldívar
- 18 **SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS DE SULFURO DE PLOMO POR EROSIÓN IÓNICA A TEMPERATURA AMBIENTE**
[SYNTHESIS AND CHARACTERIZATION OF LEAD SULFIDE THIN FILMS BY IONIC EROSION AT ROOM TEMPERATURE]
O. Nápoles, J. Jiménez, F. Solís-Pomar, E. Pérez-Tijerina, A. Fundora
- 21 **FUNDAMENTOS PARA UNA PROPUESTA INNOVADORA DE LA PRÁCTICA DE LABORATORIO “ESTUDIO DEL PÉNDULO SIMPLE” USANDO LAS POSIBILIDADES DEL SISTEMA DE PRÁCTICAS DE LABORATORIOS ASISTIDAS POR COMPUTADORAS HPCI-1**
[FUNDAMENTS FOR AN INNOVATIVE PROPOSAL OF THE SIMPLE PENDULUM LAB USING THE POSSIBILITIES OF THE COMPUTER AIDED PHYSICS LAB SYSTEM HPCI-1]
A. Hernández
- 27 **MODIFICACIONES EN EL PLANTEAMIENTO Y ALCANCE DE LA PRÁCTICA DE LABORATORIO “EFECTO HALL EN SEMICONDUCTORES” PARA CARRERAS DE INGENIERÍA**
[MODIFICATIONS IN THE GOALS AND RANGE OF THE LAB PRACTICE “HALL EFFECT IN SEMICONDUCTORS” FOR ENGINEERING CAREERS]
A. Hernández
- 33 **PIEZOELECTRIC PROPERTIES OF $(Bi_{0.5}Na_{0.5})_{1-x}Ba_xTiO_3$ LEAD-FREE FERROELECTRIC CERAMICS**
[PROPIEDADES PIEZOELÉCTRICAS DE CERÁMICAS LIBRES DE PLOMO DEL TIPO $(Bi_{0.5}Na_{0.5})_{1-x}Ba_xTiO_3$]
A. C. Iglesias-Jaime, Tongqing Yang, A. Peláiz-Barranco, J. D. S. Guerra
- 37 **STRUCTURAL AND MICROSTRUCTURAL CHARACTERIZATION OF Al_xTi_{3-x} TITANIUM – BASE ALUMINIUM ALLOYS**
[CARACTERIZACIÓN ESTRUCTURAL Y MICROSTRUCTURAL DE ALEACIONES DE ALUMINIO CON BASE DE TITANIO DEL TIPO Al_xTi_{3-x}]
A. Pentón-Madrigal, A. Dos Santos Branco, B. Concepción-Rosabal, L. A. S. de Oliveira

PARA FÍSICOS Y NO FÍSICOS

- 44 **BOLAS DE FUEGO EN EL CARIBE: BASES PARA FUTURAS INVESTIGACIONES**
FIREBALLS IN THE CARIBBEAN: SETTING DIRECTIONS FOR FUTURE RESEARCH
Y. Ceballos-Izquierdo, D. Free, A. Hughes, F. Lucena. E. Irizarry, M. E. Grullón

- 49 **NUESTRA FÍSICA EN NOTICIAS**

OBITUARIOS

- 52 **GERMÁN MUÑOZ-PLANAS (9 ENERO, 1949 - 24 DICIEMBRE, 2021)**
A. Mavilio, C. A. Osaba
- 53 **ELENA VIGIL-SANTOS (10 JUNIO, 1941 - 7 MARZO, 2022)**
J. Marín-Antuña
- 54 **ALFREDO MORENO-YÉRAS (14 JUNIO, 1958 - 14 JUNIO, 2022)**
J. J. Llovera

AÑO INTERNACIONAL DE LAS CIENCIAS BÁSICAS PARA EL DESARROLLO SOSTENIBLE:

FÍSICA PARA LA CUARTA REVOLUCIÓN INDUSTRIAL?

INTERNATIONAL YEAR OF BASIC SCIENCES FOR THE SUSTAINABLE DEVELOPMENT: PHYSICS FOR THE FOURTH INDUSTRIAL REVOLUTION

DR. SC. HUGO PÉREZ-ROJAS^a, DRA. GRETTEL QUINTERO-ANGULO^b

a) Instituto de Cibernética Matemática y Física, ICIMAF.

b) Facultad de Física, Universidad de La Habana.

La Asamblea General de las Naciones Unidas declaró el 2022 como “Año Internacional de las Ciencias Básicas para el Desarrollo Sostenible”. Esta celebración fue propuesta por la Unión Internacional de Física Pura y Aplicada (IUPAP) con el objetivo de resaltar el papel crucial de las ciencias básicas para el desarrollo, promover la toma de decisiones basada en evidencia y lograr que la ciencia sea vista como un bien público global¹.

Podemos considerar como ciencia básica a toda investigación que se realice sin fines prácticos inmediatos, con el objetivo de incrementar el conocimiento sobre los principios fundamentales de la naturaleza, y mejorar las teorías que la describen. La ciencia básica incluye las investigaciones acerca de los fundamentos de la Física, la Matemática, la Química y las Ciencias Biológicas, y ayuda al ser humano a expandir su cosmovisión y su comprensión de la realidad y de sí misma, o mismo. Al no buscar una aplicación directa, podría parecer contradictorio hablar de “ciencias básicas para el desarrollo sostenible”. Pero este no es más que un error común cuando se ignora que uno de los grandes valores de la investigación básica es la generación en paralelo de ideas, modos de hacer y resultados de enorme valor aplicado.

Tal es el caso de la tecnología del *World Wide Web*, que sustenta el INTERNET, y que fue desarrollada en el CERN a inicios de los años 90: su objetivo inicial era proveer a los investigadores de este centro de un sistema interno de comunicación y acceso a distintos tipos de información, y sólo después sus inventores comprendieron las enormes potencialidades de su sistema. Es lo que está sucediendo en estos momentos con la comunicación y la computación cuántica. Ambas prometen causar en el futuro no muy lejano una revolución en los paradigmas de la informática. Sin embargo, sus bases fueron establecidas a comienzos de la década de 1980, cuando los experimentos iniciados por Alain Aspect resolvieron la paradoja Einstein-Podolski-Rosen (1935) en favor de la mecánica cuántica convencional, demostrando la ocurrencia del entrelazamiento cuántico y la

no-localidad². Cabe mencionar aquí también que Watson y Crick, descubridores de la estructura helicoidal del DNA –uno de los hallazgos científicos con más aplicaciones presentes y futuras– confesaron en una ocasión que su interés en la genética fue influido fuertemente por el libro *What is Life?* donde Erwin Schrödinger analiza los sistemas vivientes desde el punto de vista de la física fundamental³. Y es que cuando los investigadores se entrenan en la solución de problemas situados en las fronteras del conocimiento, se crean herramientas para pensar y deducir resultados con mayor alcance y profundidad, y con ello se abren caminos para el desarrollo de nueva ciencia y tecnología.

Decía Abdus Salam, premio Nobel y fundador del Centro Internacional de Física Teórica (ICTP), que la Física es “la ciencia de la riqueza”⁴. De acuerdo con él, un país solo puede alcanzar la riqueza cuando domine y aplique la ciencia y la tecnología modernas, y para ello es imprescindible un alto dominio de la Física en todos sus aspectos que permita la preparación de buenos ingenieros y tecnólogos. Precisamente por esto, en el mundo se realizan actualmente investigaciones básicas en todas las áreas de esta ciencia, desde las altas energías y la materia condensada, hasta la astrofísica y la cosmología, pasando por un gran abanico de temas que comprende, entre otros, la computación y comunicación cuánticas, la física de aislantes, los superconductores topológicos, la ciencia de materiales, la biofísica, etc. Dichas investigaciones se llevan a cabo tanto en el ámbito teórico como en el experimental u observacional.

Pero, ¿cómo se inserta Cuba en este contexto? En la Física básica cubana priman las investigaciones teóricas y estas, a su vez, se concentran en un número bastante reducido de instituciones y grupos de investigación. Entre ellos destaca el Instituto de Cibernética, Matemática y Física (ICIMAF), cuyo foco inicial en la teoría cuántica de campos a temperatura finita se ha ido expandiendo con los años hacia la materia condensada, las altas energías, la gravitación, la astrofísica y la biofísica. La Facultad de Física de

¹ Año internacional de las Ciencias Básicas para el desarrollo sostenible 2022 – Consejo Científico Internacional. <https://council.science>

² Ver, por ejemplo, A. Aspect “Quantum mechanics: to be or not to be local”. *Nature* 446, 866 (2007).

³ Ch. Moberg “Schrödinger’s What is Life? —The 75th Anniversary of a Book that Inspired Biology”. *Angew. Chem.* 132, 2570 (2019)

⁴ Choi Heng Lai (ed.) “Ideas and realities: selected essays of Abdus Salam” (2nd edition). World Scientific, 1987.

la Universidad de La Habana realiza investigación básica conectada a áreas como el estado sólido, la ciencia de materiales, la física de semiconductores, las nanociencias, las energías renovables, los materiales ferroeléctricos, la física atómica y molecular, los sistemas complejos, así como en temas de biofísica en colaboración con el polo científico del oeste de la Habana. También dentro de la Universidad de La Habana está el Instituto Superior de Tecnología y Ciencias Aplicadas (INSTEC), que realiza investigaciones en los ámbitos de la física atómica y molecular, la física nuclear y la física de partículas (modelos de materia hadrónica y de quarks). Tenemos el centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN), especializado en física nuclear, física de neutrones y la interacción de la radiación con la sustancia, que en los últimos años se ha insertado en investigación básica asociada a un gran acelerador de partículas internacional. Fuera de la capital, existe el Laboratorio de Ciencias Planetarias de la Universidad Central "Marta Abreu" de Las Villas, en relación con temas como cosmología y astrobiología; y el Grupo de Estudios Avanzados de la Universidad de Camagüey en el área de teoría de campos y relatividad general. En la Universidad de Oriente se trabaja en Biofísica y Materiales Avanzados –desde superconductores hasta ferroeléctricos. Durante los últimos dos años, algunos físicos cubanos han realizado investigación de alto impacto en la lucha contra la epidemia de COVID-19, donde se destaca el uso innovador de la llamada "Big Data".

En todos estos grupos de investigación se mantiene, a partir de grandes esfuerzos, un nivel de trabajo regular y competitivo que es reconocido internacionalmente. Sin embargo, los caminos de la Física básica en Cuba no siempre han sido fáciles. Además de las dificultades impuestas por la situación económica del país, que incluyen una continua falta de recursos y la "fuga de cerebros" hacia otros países o hacia otros ámbitos profesionales dentro de la Isla, las investigaciones en Física básica en Cuba han debido enfrentar, a lo largo de decenios, un alto grado de incompreensión por parte de algunos decisores dentro y fuera del ámbito científico. Estas personas tienden, por un lado, a dar prioridad a ciertas investigaciones por el sólo hecho de llamarse a sí mismas "aplicadas". Se suele desconocer que estamos en la era de la economía del conocimiento y que todo el conocimiento tiene un valor económico. Por otro lado, se tiende también a dar mucha más importancia a algunas investigaciones básicas que a otras, y a no tomar en cuenta el criterio de los expertos de las ramas que no son "priorizadas". Ahora bien, decir que el resto de la vida del país no recibe el aporte de esta actividad sería

incorrecto e injusto: es frecuente la consulta por parte de otros científicos y tecnólogos a las personas que trabajan en las áreas de mayor alcance teórico, o bien la investigación voluntaria de nuestros científicos en problemas de emergencia, como ocurrió recientemente en la pandemia de COVID-19.

Además del desconocimiento acerca de cómo funciona la ciencia a nivel mundial, a esta incompreensión contribuyen, de manera muy significativa, la escasa tradición cubana en el campo de la Física, que genera cierta desconfianza hacia nuestra capacidad para desarrollarnos exitosamente en ella, y la creencia de que algunas de sus ramas, como la astrofísica, la cosmología o la física de altas energías, son un lujo que los países pobres no pueden darse. Esta manera de pensar trasciende el ámbito académico y se relaciona con el hecho de que, en determinados aspectos, el sistema educacional cubano incluye una física relativamente atrasada, y en muchos casos impartida por profesores deficientemente preparados, o simplemente inexistentes. Por ello urge llevar su enseñanza, desde la primaria a la universitaria, al siglo XXI. Una estrategia para hacerlo es impartir sistemáticamente seminarios y cursos a los profesores de Física y Ciencias Naturales de todos los niveles, algo que ya se ha comenzado a hacer desde hace algunos años en la Facultad de Física de la Universidad de La Habana con profesores de preuniversitario. Pero también es necesaria una labor de divulgación mucho más activa que fomente el conocimiento y el respeto hacia todas las ramas de la ciencia.

En una época donde una cuarta revolución industrial, marcada por la convergencia de tecnologías digitales, físicas y biológicas y que promete la total automatización y autorregulación de los procesos productivos, es casi inminente, el acceso a la cultura científica debe considerarse también como un derecho de los seres humanos. Ya no se trata solamente de que las personas interesadas tengan la oportunidad de acceder a la información requerida para hacerse una idea, por ejemplo, de la esencia de la teoría de la relatividad o de la mecánica cuántica, sino que esto es cada vez más necesario si se quiere comprender el mundo en el que estamos viviendo. Por otra parte, nuestras autoridades de la ciencia deben plantearse seriamente trabajar por la consolidación de los grupos de investigación básica existentes y fomentar la creación de otros, a fin de continuar y diversificar los temas en que estas se realizan.

Las investigaciones básicas son siempre una mirada a futuro. A largo plazo, son la única forma de lograr verdaderamente el desarrollo y la independencia económica de un país.

CAN THE BLACKETT CONJECTURE DIRECTLY ACCOUNT FOR THE MAGNETIC FIELDS OF CELESTIAL BODIES AND GALAXIES? AND, IS A LAB-BASED TEST FOR THE BLACKETT CONJECTURE FEASIBLE?

¿PUEDE LA CONJETURA DE BLACKETT EXPLICAR DIRECTAMENTE EL CAMPO MAGNÉTICO DE LOS CUERPOS CELESTES Y LAS GALAXIAS? Y, ¿ES POSIBLE REALIZAR UN TEST DE LABORATORIO PARA LA CONJETURA DE BLACKETT?

L. CAMPANELLI

All Saints University, Asudom Academy of Science, 5145 Steeles Ave., Toronto (ON), Canada; leonardo.s.campanelli@gmail.com[†]

[†] corresponding author

Recibido 30/06/2021; Aceptado 08/01/2022

According to the Blackett conjecture, any neutral rotating body acquires a magnetic moment proportional to its angular momentum. Using the data on the dipolar magnetic field of Mars, we put a stringent upper limit on the value of the Blackett's constant, the dimensionless constant that relates the magnetic moment to the angular momentum. As a consequence, the Blackett effect cannot directly account for the magnetic fields of celestial bodies and galaxies. We also show that the Blackett effect cannot be tested in a laboratory since the magnetic moment of any rotating lab-scale object would be much smaller than the one produced by the well-known Barnett effect.

La conjetura de Blackett establece que cualquier cuerpo neutro en rotación adquiere un momento magnético proporcional a su momento angular. Empleando datos del momento dipolar magnético de Marte encontramos una cota superior para la constante de Blackett que relaciona el momento magnético con el momento angular. Como consecuencia, el efecto Blackett no puede justificar directamente los campos magnéticos de los cuerpos celestes y las galaxias. También demostramos que el efecto Blackett no puede probarse a nivel de laboratorio puesto que los momentos magnéticos de cualquier cuerpo rotatorio que podamos emplear serían mucho menores que aquellos que producen el efecto Barnett.

PACS: Magnetization dynamics (dinámica de magnetización), 75.78.-n; magnetic fields and magnetism (campos magnéticos y magnetismo), 96.15.Gh; electric and magnetic fields (campos eléctricos y magnéticos), 98.35.Eg

I. INTRODUCCIÓN

The Blackett hypothesis [1] is a conjecture according to which any neutral massive rotating macroscopic body should possess a magnetic moment μ proportional to its angular momentum J according to

$$\mu = \beta \frac{\sqrt{G}}{2c} J. \quad (1)$$

Here, G is the Newton constant, c is the speed of light, and β is a free dimensionless constant of order unity. (In this paper, we use Gaussian-cgs units.) This effect would have his origin in a putative fundamental unified theory of gravitation and electromagnetism, in which the "gravitational magnetism" would emerge.

The plausibility of the Blackett hypothesis reposed entirely on empirical "evidences". Indeed, Blackett observed in his 1947-paper [1] that the magnetic field calculated from Eq. (1) agrees with its observed value for the Earth, Sun, and 78 Virginis (a spectral type B2 star). About 32 years later, Sirag [2] tested the Blackett conjecture using new available data for Mercury, Venus, Jupiter, Saturn, the Moon, and the pulsar Her X-1. Equation (1), once again, seemed to be relatively successful in explaining the observed magnetic fields of celestial bodies.

It is important to stress two points. First, at those times there was no satisfactory explanation for the existence of the Earth magnetic field and in general of magnetic fields of planets and stars, while, today, the presence of magnetic fields in celestial bodies is successfully explained as the result of a dynamo action (for reviews on dynamo theory, stellar dynamo action, and planetary dynamos see [3], [4], and [4], respectively).

Second, although one could expect a correlation between the angular momentum and the magnetic field of a rotating magnetized body, the impressive feature was that such a (linear) correlation extended over 15 orders of magnitude in both J and μ . Therefore, the Blackett hypothesis, renewed by Sirag, was perhaps a legitimate tentative to give a theoretical explanation for the magnetization of so vastly different celestial bodies.

Blackett conjecture, however, runs into difficulties. For the case of the Earth, for example, the Blackett effect would produce a magnetic dipole directed along the axis of rotation. Instead, not only the present dominant dipole of the Earth's magnetic field is offset about 10° from the rotational axis, but also episodic reversals in field polarity have been recorded. During the $\sim 10^4$ years over which reversals occur, the total magnetic field strength decreases and the field becomes multipolar. Therefore, the magnetic field produced by the Blackett effect

cannot explain the Earth's magnetic field, whose origin is today successfully explained by a geodynamo taking place inside the inner and outer cores of the Earth [5]. The same conclusion applies to Jupiter, Uranus, and Neptune which have dipole tilt angles of 9° , 59° , and 45° , respectively [5].

Also, data from the Mars global surveyor and paleointensity data from Apollo samples have shown that Mars and the Moon do not presently have an active magnetic field. Yet a residual crustal magnetization has been detected, which points towards an extinct dynamo action. Venus, Io, Callisto, and Titan, instead, seem to have no surface magnetic field. The lack of magnetization is understood as the consequence of a complete absence of dynamo activity for these celestial bodies [5].

Moreover, the study of 32 magnetic stars [6] reveals that the intensity of the average surface magnetic field of such stars is consistently larger than the one predicted by Blackett [15 stars having magnetic fields one order of magnitude bigger than the one predicted by Eq. (1)] and dipole tilt angles consistently different from zero (27 stars have dipole tilt angles bigger than 10°).

Based on the above observations, the Blackett conjecture, as the direct origin of the magnetic fields of planets and stars, must be rejected (the magnetic field produced by the Blackett effect could act, eventually and at most, as a "seed" for celestial turbulent dynamos). Nevertheless, it could play a role in "galactic magnetism", namely it could in principle explain the presence microgauss, large-scale correlated magnetic fields observed in all types of galaxies (for a review on cosmic magnetic fields, see [7, 8]). Indeed, recently enough, Opher and Wichoski [9] have applied the Blackett conjecture to the study of galactic magnetic fields. Their results suggest that the Blackett effect could directly accounts for the magnetization of galaxies if the Blackett constant β were in the range $10^{-2} \lesssim \beta \lesssim 10^{-1}$. Jimenez and Maroto [10], on the other hand, have shown that the Blackett hypothesis naturally emerges in an electromagnetic theory that includes nonminimal couplings to the spacetime curvature. These analyses seem, then, not to rule out the Blackett hypothesis.¹

The result of this paper is twofold. First we point out that, due to the smallness of the Blackett constant, Blackett conjecture cannot account for the origin of galactic magnetism. Second, we show that such a conjecture is not feasible for a direct lab-based test.

II. LIMIT ON BLACKETT'S CONSTANT

Planets and satellites of the solar system are neutral rotating systems which, according to the Blackett conjecture, should be magnetized, and indeed they are, as revealed by the data of a number of spacecrafts [5]. Approximating such systems as spheres of radius R , the average magnetic field \mathbf{B} inside (and on the surface) is proportional to the magnetization, $\mathbf{B} = 2\mu/R^3$ [12]. Outside the systems, the magnetic field is that of a magnetic dipole with magnetic moment μ . The angular

momentum can be written as $J = 2\pi I/P$, where P is the intrinsic rotational period, $I = \frac{2}{5}kMR^2$ is the moment of inertia, M the mass, and k is the moment-of-inertia parameter (which for an homogeneous and perfectly spherical object is equal to 1).

A strong constraint on β is given by the non-observation of a dipolar magnetic field of Mars (yet a residual crustal magnetization has been detected, which seems to point towards an extinct dynamo action). Using the upper limit on the Martian magnetic dipole moment, $\mu \lesssim 2 \times 10^{20} \text{G cm}^3$ [13], $\beta \lesssim 2 \times 10^{-5}$,

where we used $M = 6.4 \times 10^{23} \text{kg}$, $R = 3390 \text{km}$, $k = 0.925$, and $P = 1.03 \text{d}$ [5]. To our knowledge, this is the strongest constraint on the Blackett's constant. (In the model of Jimenez and Maroto, the model-dependent limit on the Blackett's constant comes from the constraints on the parameterized post-Newtonian parameters and turns to be of order of $\beta \lesssim 10^{-4}$ [10].)

With such a low value for the Blackett's constant, planetary magnetic fields and magnetic fields in stars and galaxies cannot be directly explained by the Blackett conjecture. Moreover, the above limit on β makes not feasible, at the present time, a direct lab-based test of the Blackett conjecture, as we show below.

III. BARNETT EFFECT VS. BLACKETT EFFECT

It is well known that any (neutral) body rotating at an angular velocity ω acquires a magnetic dipole moment. This effect of "magnetization by rotation" is known as Barnett effect [?]. For a homogeneous diamagnetic or paramagnetic solid occupying a volume V , the magnetic dipole μ is [12]

$$\mu = \frac{2m_e c}{e} \chi g^{-1} V \omega, \quad (3)$$

where m_e and e are the mass and electric charge of the electron, χ is the volume susceptibility, and g is the gyroscopic g -factor.

For a sphere of radius R (the main results do not change if we consider different shapes), the ratio between the magnetic moment given by the Blackett conjecture and the one given by the Barnett effect is then

$$\frac{\mu(\text{Blackett})}{\mu(\text{Barnett})} \sim 10^{-3} \left(\frac{\beta}{10^{-5}} \right) \left(\frac{10^{-6} \text{cm}^3/\text{g}}{\chi_m} \right) \left(\frac{R}{1 \text{m}} \right)^2, \quad (4)$$

where $\chi_m = \chi/\rho$ is the mass susceptibility and ρ the density. To our knowledge, there are not known solid materials with mass susceptibility below $10^{-6} \text{cm}^3/\text{g}$. Equation (4), then, shows that the Blackett effect is always subdominant with respect to the Barnett one for lab-scale objects. Our conclusion is that, at the present time, the Blackett effect cannot be tested in a laboratory.

The Blackett effect could eventually be tested if a material with a mass susceptibility as low as $10^{-9} \text{cm}^3/\text{g}$ were synthesized. This is in principle possible if one combines two or more inert

¹Barrow and Gibbons [11] have somehow "relaxed" the Blackett conjecture by suggesting that the Blackett's constant is bounded above by a number of order unity, and have verified their conjecture for (classical) charged rotating black holes in theories where the exact solution is known.

materials with different magnetic properties. According to the Wiedemann's additivity law [15], the mass susceptibility of a mixture of its paramagnetic and diamagnetic components would be $\chi_m = \sum_i m_i \chi_m^{(i)} / \sum_i m_i$, where m_i and $\chi_m^{(i)}$ are the mass and mass susceptibility of the component i . Thus, an appropriate choice of the mass percentage of each constituent in powder form would give the possibility of obtaining a material with magnetic susceptibility as low as desired. The resulting powder could be then sintered and made into a solid. It is worth noticing that such a procedure has been already applied by Khatiwada et al. to produce a solid material with very low (volume) susceptibility composed by tungsten and bismuth [16]. However, even if the resulting solid pellets were compact enough to stay together they were delicate. According to Khatiwada et al., the pressing procedure could be further enhanced by using higher pressures and temperatures to produce strong solids. Even if this were possible, however, the resulting solid material should have a sufficiently large volume, and be dense and strong enough in order to produce a detectable magnetic field once it is put into rotational motion, as we discuss below.

IV. BLACKETT-TYPE EXPERIMENT

Let us consider a homogeneous rotating sphere made of a hypothetical material whose mass susceptibility is such that the Blackett effect is dominant with respect to the Barnett one. The maximum safe angular speed ω can be found as follows. The stress tensor in spherical coordinates r, θ, ϕ can be written as $\sigma_{ij} = c_{ij}(v, \theta, r) \rho \omega^2 R^2$, where $c_{ij}(v, \theta, r)$ is a dimensionless tensor, v is the Poisson's ratio [17], and $i, j = r, \theta, \phi$. Here, σ_{rr} is the radial stress, $\sigma_{r\theta}$ is the shear stress, and $\sigma_{\theta\theta}$ and $\sigma_{\phi\phi}$ are the angular normal stresses (all the other components of the stress tensor are zero by symmetry). Using the results of [18] we find that, for given density, angular speed, and radius, the maximum stress corresponds to the angular normal stresses and in particular $\max_{\theta, r} c_{\theta\theta} = \max_{\theta, r} c_{\phi\phi} = c_v$, where $c_v = (5v^2 - v - 12)/(25v^2 + 10v - 35)$. (Here, we assumed $0 \leq v \leq 1/2$, which is certainly true for all metals and known alloys. Theoretically, the Poisson's ratio is in the range $-1 \leq v \leq 1/2$ [17].) The function c_v is an increasing function of v such that $c_0 = 12/35 \approx 0.34$ and $c_{1/2} = 9/19 \approx 0.47$.

The stress generated by rotation must be smaller than the ultimate tensile stress σ_{\max} , $|\sigma_{ij}| < \sigma_{\max}$. This, in turn, determines the maximum possible value for the angular speed, $\omega_{\max} = (\sigma_{\max}/c_v \rho)^{1/2}/R$. Inserting this value of ω in Eq. (1), we find the maximum magnetic field that can be generated by a rotating sphere,

$$B_{\max} \sim 10^{-13} \left(\frac{\beta}{10^{-5}} \right) \left(\frac{\sigma_{\max}}{1 \text{MPa}} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho}{1 \text{g/cm}^3} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{1 \text{m}} \right) \text{G}. \quad (5)$$

For a given radius R , then, the maximum magnetic field is large for materials with high density and ultimate tensile stress, such as metals and alloys (the dependence of B_{\max} and ω_{\max} on the Poisson's ratio is very weak).

In order to detect B_{\max} , or to put a limit on the Blackett's constant more stringent than the one in Eq. (1), the

hypothetical material must have a sufficiently high ultimate tensile stress and density. Indeed, taking $\beta = 10^{-5}$, a 2-meter sphere ($R = 1 \text{m}$) would produce a maximal magnetic field of order of $B_{\max} \sim 10^{-17} (\sigma_{\max}/1 \text{MPa})^{1/2} (\rho/1 \text{g cm}^{-3})^{1/2} \text{T}$. The most sensitive magnetometers are SQUID magnetometers, with maximum sensitivities of order of $1 \text{ f T}/\sqrt{\text{Hz}}$ [19], and SERF magnetometers, with maximum sensitivities of about $0.2 \text{ f T}/\sqrt{\text{Hz}}$ [20]. Even taking the maximum theoretical sensitivity of a SERF magnetometer, estimated to be 2aT [21], the hypothetical material must satisfy the mechanical condition $(\sigma_{\max}/1 \text{MPa})^{1/2} (\rho/1 \text{g cm}^{-3})^{1/2} \geq 0.1$ in order to be of any relevance. (As a reference, a relatively low-density material with relatively low ultimate tensile stress is the "normal strength Portland" cement concrete for which $\rho \approx 2.3 \text{g/cm}^3$ and $\sigma_{\max} \approx 3.5 \text{MPa}$ [22], while a very strong and very dense material is tungsten for which $\sigma_{\max} \approx 1510 \text{MPa}$ and $\rho \approx 19.25 \text{g/cm}^3$ [23].)

V. CONCLUSIONS

The Blackett effect is a hypothetical effect consisting in the magnetization by rotation of a rigid neutral body that should emerge from a unified theory of gravitation and electromagnetism.

We have derived a stringent constraint on the Blackett's constant, the dimensionless constant of proportionality between the magnetization and the angular momentum of a body, by using the data on the dipolar magnetic field of Mars. This constraint excludes the possibility that the Blackett effect could directly account for planetary, stellar, and galactic magnetic fields.

We have also pointed out that the Blackett effect is similar but subdominant for lab-scale objects with respect to the well-known and experimentally tested Barnett effect, according to which any rotating object acquires a magnetic moment proportional to its angular velocity. The Blackett effect, then, cannot be tested in a laboratory.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank M. Giannotti and T. Kahniashvili for useful discussions.

REFERENCES

- [1] P. M. S. Blackett, *Nature (London)* **159**, 658 (1947).
- [2] S. P. Sirag, *Nature* **278**, 535 (1979).
- [3] A. Brandenburg, D. Sokolof, and K. Subramanian, *Space Sci. Rev.* **169**, 123 (2012).
- [4] A. S. Brun and M. K. Browning, *Living Rev. Sol. Phys.* **14**, 4 (2017).
- [5] G. Schubert and K. M. Soderlund, *Phys. Earth Planet Int.* **187**, 92 (2011).
- [6] J. Power, "Physical properties of a complete volume-limited sample of Ap/Bp stars: Magnetic, rotational, multiplicity, and evolutionary properties of

- magnetic intermediate-mass stars within 100 pc of the Sun”, M. Sc. thesis, Queen’s University, Kingston, Canada, 2007.
- [7] K. Subramanian, Rept. Prog. Phys. **79**, 076901 (2016).
- [8] T. Vachaspati, Rept. Prog. Phys. **84**, 074901 (2021).
- [9] R. Opher and U. F. Wichoski, Phys. Rev. Lett. **78**, 787 (1997).
- [10] J. B. Jimenez and A. L. Maroto, JCAP **12**, 025 (2010).
- [11] J. D. Barrow and G. W. Gibbons, Phys. Rev. D **95**, 064040 (2017).
- [12] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media (Pergamon Press, Oxford, England, 1984).
- [13] M. H. Acuna *et al.*, J. Geophys. Res. **106**, 23403 (2001).
- [14] S. J. Barnett, Phys. Rev. **6**, 239 (1915).
- [15] P. W. Kuchel, B. E. Chapman, W. A. Bubb, P. E. Hansen, C. J. Durrant, and M. P. Hertzberg, Conc. Magn. Reson. A **18**, 56 (2003).
- [16] R. Khatiwada, L. Dennis, R. Kendrick, M. Khosravi, M. Peters, E. Smith, and W. M. Snow, Meas. Sci. Technol. **27**, 025902 (2015).
- [17] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Theory of Elasticity, (Pergamon Press, Oxford, England, 1970).
- [18] W. H. Muller and P. Lofink, “The movement of the Earth: modelling the flattening parameter” in: *Lecture Notes of TIMCI, Vol. 15*, edited by G. Jaiani (Tbilisi University Press, Tbilisi, Georgia, 2014).
- [19] D. Drung, S. Bechstein, K. P. Franke, M. Scheiner, and T. Shurig, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 880 (2001).
- [20] H. D. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, App. Phys. Lett. **97**, 151110 (2010).
- [21] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, Phys. Rev. Lett. **89**, 130801 (2002).
- [22] <http://www.EngineeringToolBox.com>
- [23] <http://www.engineersedge.com>

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



EFFECT OF GRAIN PROPERTIES ON THE PENETRATION OF INTRUDERS NEAR A WALL INTO GRANULAR MATTER: A DEM STUDY

EFFECTO DE LAS PROPIEDADES DE LOS GRANOS EN LA PENETRACIÓN DE INTRUSOS CERCA DE UNA FRONTERA EN UN MEDIO GRANULAR: UN ESTUDIO DEM

M. ESPINOSA^{a,b}, E. ALTSHULER^{a,c†}

a) Group of Complex Systems and Statistical Physics. Physics Faculty, University of Havana, San Lázaro and L, 10400 La Habana, Cuba.

b) Department of General Physics, Physics Faculty, University of Havana, La Habana, Cuba; marcos.espinosa@fisica.uh.cu

c) Department of Applied Physics, Physics Faculty, University of Havana, La Habana, Cuba; ealtshuler@fisica.uh.cu[†]

[†] corresponding author

Recibido 9/12/2021; Aceptado 23/02/2022

PACS: Granular system (sistema granular), 45.70.-n; Discrete element method (método de elementos discretos), 45.70.Mg; Numerical simulations (simulaciones numéricas), 79.20.Ap

I. INTRODUCTION

Due to the nature of inter-grain interactions –especially their dissipative character– granular materials show many unexpected phenomena [1–7]. However, analytical tools are often a difficult option to explain them, due to their complexity and the large number of degrees of freedom involved. The discrete element method (DEM) [8] has proven to be an excellent possibility for the purpose [9–12]. Here we use DEM simulations to study the sensitivity of a granular system to the change of the mechanical properties of the grains, applied to the penetration of a cylindrical intruder near a vertical wall, as described in [13].

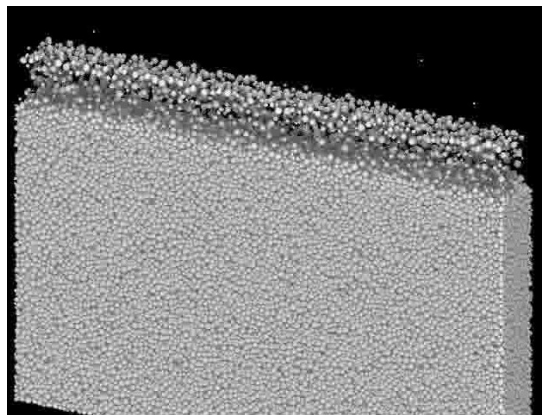


Figure 1. Preparation of the granular bed in the DEM simulations. A group of particles is poured periodically at an increasing height from the granular surface (particles moving down are seen as a less-dense layer on top of static grains in the snapshot shown above).

II. NUMERICAL SIMULATIONS

The experimental setup consists in a granular bed of expanded polystyrene spheres confined into a Hele-Shaw cell, where a large cylindrical intruder is released from the free granular surface by means of an electromagnetic device that minimizes

initial spurious vibrations and torques. Before its release, the cylinder is gently touching the left vertical wall of the cell.

The numerical simulations were performed using LAMMPS [14] reproducing the experimental conditions [13]. They were divided into two stages: preparation of the granular bed and the release of the intruder. In the first, the granular bed is prepared by pouring batches of particles with radius following a uniform random distribution within the range 1 – 3.25 mm and a fixed density of $14 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. Each pour generates particles at random positions within a limited space of the container, that moves up in the vertical direction as the container is filled (Fig. 1). The simulation ends when 10^5 particles are deposited and the total kinetic energy drops below 10^{-7} J .

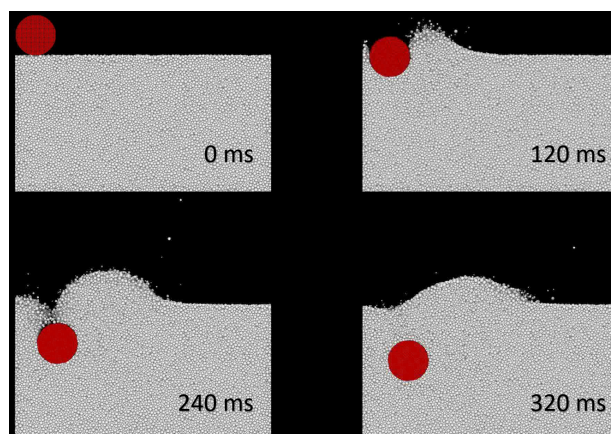


Figure 2. Rendered images of the DEM simulations describing the motion of the intruder as it penetrates into the granular bed near the wall.

After the first stage of the simulation ends, the intruder is generated as a 3.75 cm radius, 5.2 cm height and 0.255 kg mass cylinder, modeled as a many-particle-rigid-body, using a 1 mm-spacing simple cubic lattice, formed by spherical particles with a diameter of 1 mm. The intruder is released from the surface of the granular bed with zero initial velocity

as shown at the upper left snapshot in Fig. 2 (initially, the left border of the intruder is 0.5 mm from the wall). The interaction between particles is ruled by a Hertzian contact model [15–17] where the parameters are calculated based on the material properties: Young Modulus $E = 5 \text{ GPa}$, restitution coefficient $e = 0.1$, Poisson’s ratio $\nu = 2/7$ and friction coefficient $\mu = 0.5$, as described in [18, 19]. Both the particles and the intruder interact with the vertical wall following the same contact model. Fig. 2 shows the typical motion of the intruder: as it penetrates it suffers a horizontal repulsion due to the effect of the wall. In this work, we will describe the impact of μ , E and e in the penetration process, that is, the time evolution of the vertical and horizontal displacements of the intruder (although rotation was also observed [13], it will not be discussed here). μ and e are studied in the range 0.05–0.90, while E moves within the span 10–200 GPa. When a parameter is changed, the rest remain constant (experimental values).

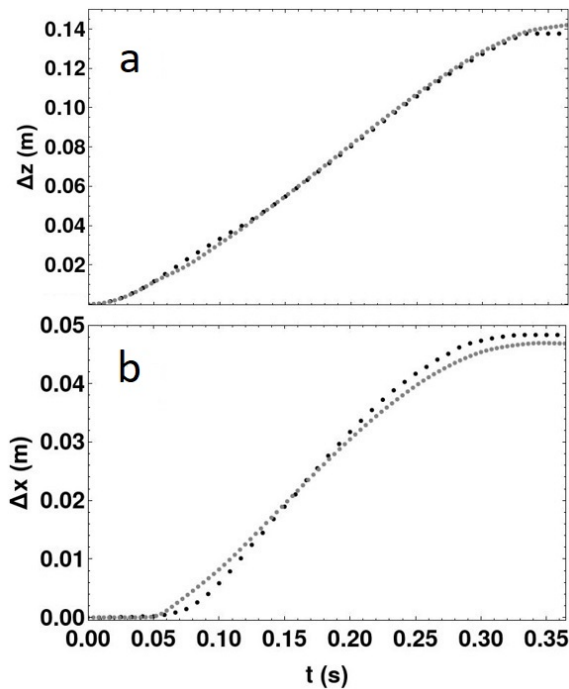


Figure 3. DEM simulation vs experimental results. (a) Vertical penetration of the intruder (experiment:black, simulation:gray) as an average over 10 numerical simulations/experiments. (b) Horizontal displacement of the intruder (Experimental data was taken from [13]).

III. RESULTS AND DISCUSSION

The first step is to check if the simulations are able to reproduce the experimental results. In Fig. 3 we observe a good fit between experiment and simulation, within root-mean-square errors of 0.0554 and 0.0347 (normalized to the maximum value of each experimental curve), for the horizontal and vertical motion, respectively. This confirms the possibility of using DEM simulations to investigate further experimental situations by changing the material properties of the granular system. Each of the following results were obtained from a single simulation, and as such no error bars are included. Note that the intruder release simulations are deterministic

i.e., there are no deviations, given a fixed preparation of the granular bed.

In granular materials, the external stress acting on the system is transmitted by relatively rigid, heavily stressed chains of particles forming a sparse network of contact forces known as “force chains”. The bigger μ the more rigid and stable are the force chains. In Fig. 4 we observe the effect of the value of μ on the motion of the cylindrical intruder. For low values (i.e. $\mu \leq 0.1$) the intruder hits the bottom of the cell as the force chains are never “stronger” than the gravity acting on the intruder. For $\mu \geq 0.25$ the motion stops before reaching the floor; the higher the value of μ the lesser the vertical penetration.

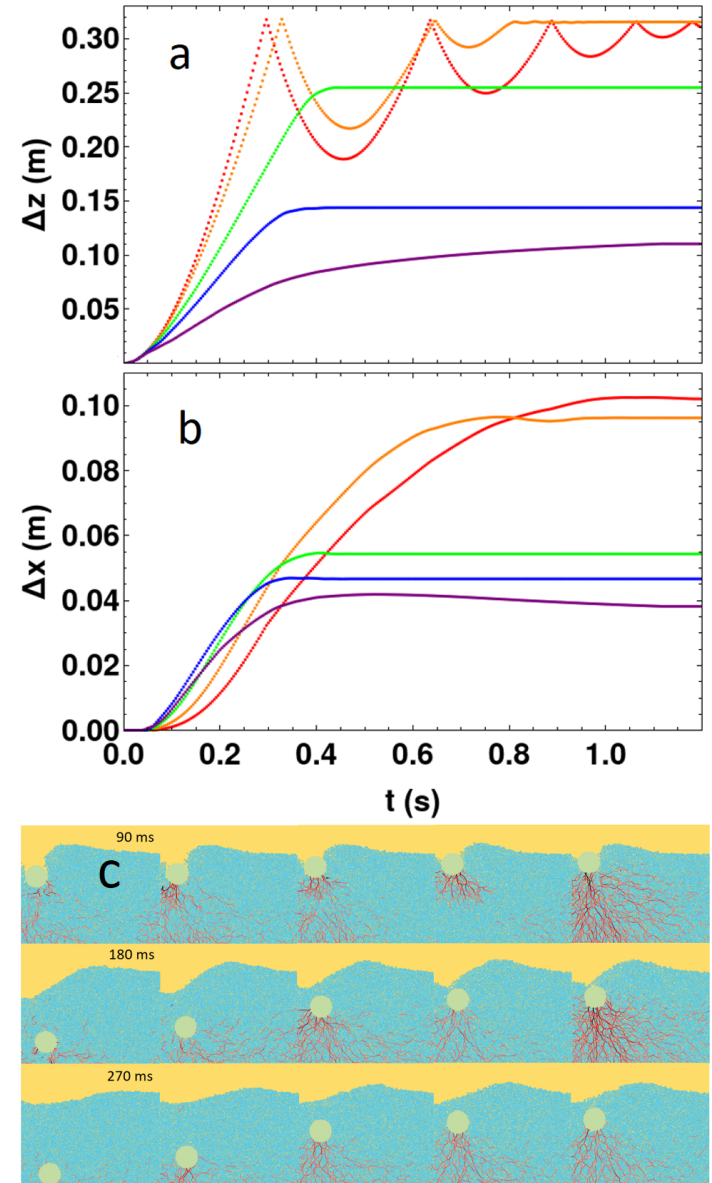


Figure 4. Sensitivity of the penetration process to changes in the friction coefficient. (a) Time evolution of the vertical motion of the intruder for $\mu = 0.05$ (red), 0.10 (orange), 0.25 (green), 0.50 (blue), 0.90 (purple). (b) Same as (a) but for the case of the horizontal motion. (c) Representation of force chains (strength proportional to red intensity) for different moments of the penetration process, obtained from 2D DEM simulations: $\mu = 0.05, 0.10, 0.25, 0.50, 0.90$, correspond to columns from left to right.

Comparing Fig. 4 (a) and (b) shows an interesting phenomenon: while the difference in the vertical penetration

for $\mu = 0.25, 0.50$ and 0.90 is rather large, the difference in the horizontal repulsion is much smaller. We speculate that the initial force chains, i.e. those "charged" after the initial vertical free-fall plunge of the intruder [13], could be the ones with the largest component in the x -axis, repelling the intruder from the wall (this is consistent with the experiment and model predictions in [13]). Although higher values of μ lead to smaller penetration, they also increase the initial "push" caused by the force chains formed between the intruder and the vertical wall, offsetting the difference in the horizontal displacement.

To visualize the force chains acting on the intruder during the penetration process, 2D simulations were implemented (As in [20], we first checked out that our 2D simulations resulted in penetration results qualitatively similar to key 3D outputs, like those shown in Fig. 4 (a) and (b)). The results shown in Fig. 4 (c), illustrate the expected increase in the strength and density of force chains as μ increases. Checking the speculation included in the previous paragraph turns out to be more difficult based on the images shown in Fig. 4(c), and will be further analyzed elsewhere.

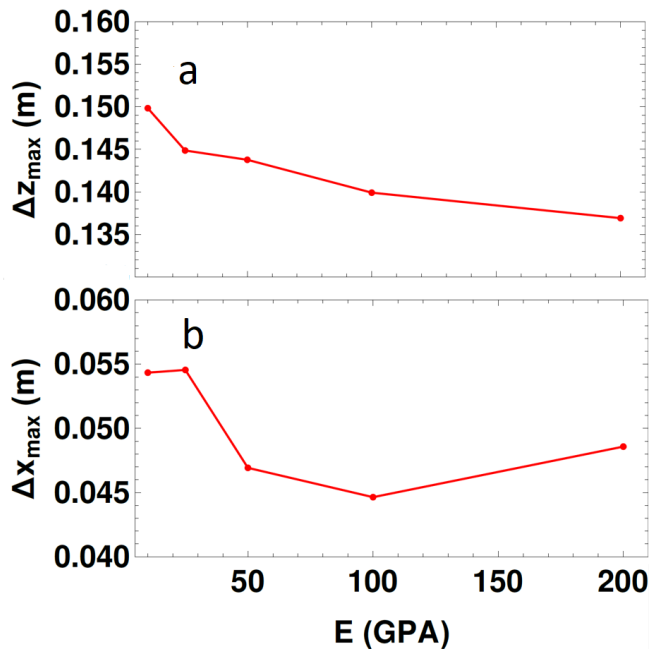


Figure 5. Sensibility of the penetration dynamic to changes in the Young Modulus. (a) Final penetration depth as a function of E . (b) Maximum lateral displacement.

The Young Modulus E describes the relation between the compressive stress and the axial strain of a solid material. The greater E the less deformation of the solid under the same force per unit area. Fig. 5 shows the sensibility of the studied granular system to changes in the Young Modulus of the grains. As can be observed, the impact, for the studied range of values, is less important than that caused by changes in friction. In Fig. 5 (b) a slight decrease in the vertical penetration of the intruder is observed as E increases. This could be related to the increase in the resistance of the particles to deformation (i.e. stronger force chains). In any case, the relatively small effect of Young's modulus (for the studied range of values) indicates that our granular system is, as a whole, more plastic

than elastic: the building and destruction of force chains depends more on friction than on the bulk elastic properties of the grains.

The restitution coefficient is defined as the ratio between the final to initial relative speeds between two colliding particles, that is, the ratio of translational kinetic energy converted to other forms of energy (heat, deformation) during the process.

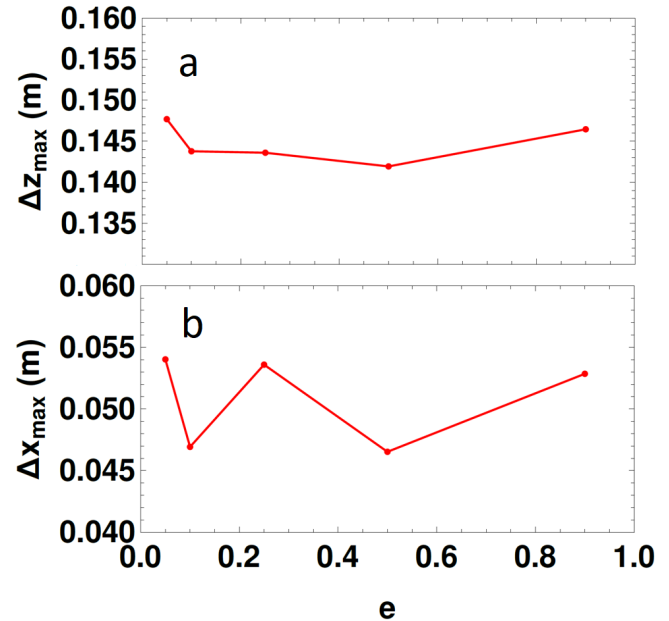


Figure 6. Sensibility of the penetration process to changes in the restitution coefficient. (a) Final penetration depth as a function of e . (b) Maximum lateral displacement.

In Fig. 6 we observe that changes in e cause negligible effect in the motion of the intruder. This could be related to two factors: one, a large part of the kinetic energy dissipates due to tangential dynamic (friction); and two, the large network of force chains allows for a sparse distribution of the force and dissipation of the kinetic energy of the intruder. The second reason is consistent with the relatively higher value of penetration observed for $e = 0.05$ in Fig. 6 (a) which suggests that values of e closer to zero offer less resistance to the motion of the intruder, as the only way to dissipate the kinetic energy would be through the friction between particles.

IV. CONCLUSION

In summary, we have studied a granular system where a large and massive cylindrical intruder penetrates from the free granular surface with zero initial velocity near a wall, using DEM simulations. The sensibility of the system to different grain properties was analyzed, observing the strong effect of the friction coefficient on the motion of the intruder. Higher values of μ allow the creation of stronger force chains that reduce the vertical penetration of the intruder, yet they also increase the initial horizontal repulsion from the lateral wall.

However, the influence of the Young modulus and the restitution coefficient of the grains have a negligible impact in the penetration process, suggesting that they play a less important role in the formation and strength of force chains.

REFERENCES

- [1] T. Le Pennec, K. J. Maloy, A. Hansen, M. Ammi, D. Bideau and X.-l. Wu, *Phys. Rev E* **53**, 2257 (1996).
- [2] J. Eggers, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5322 (1999).
- [3] T. Shinbrot, *Nature* **429**, 352 (2004).
- [4] E. Martínez, C. Perez-Penichet, O. Sotolongo-Costa, O. Ramos, K. Maloy, S. Douady and E. Altshuler, *Phys. Rev. E* **75**, 031303 (2007).
- [5] E. Altshuler, R. Toussaint, E. Martínez, O. Sotolongo-Costa, J. Schmittbuhl and K. Maloy, *Phys. Rev. E* **77**, 031305 (2008).
- [6] G. Sánchez-Colina, L. Alonso-Llanes, E. Martínez, A. Batista-Leyva, C. Clement, C. Fliedner, R. Toussaint and E. Altshuler, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 126101 (2014).
- [7] E. Altshuler, H. Torres, A. González-Pita, G. Sánchez-Colina, C. Perez-Penichet, S. Waitukaitis and R. Hidalgo, *Geophys. Res. Lett.* **41**, 3032 (2014).
- [8] P. Cundall and O. Strack, *Geotechnique* **29**, 47 (1979).
- [9] K. Tanaka, M. Nishida, T. Kunimochi and T. Takagi, *Powder Technol.* **124**, 160 (2002).
- [10] X. Gu, M. Huang and J. Qian, *Granular Matter* **16**, 91 (2014).
- [11] Z. Shi, T. Jiang, M. Jiang, F. Liu and N. Zhang, *J. Rock Mech. Geotech. Eng.* **7**, 327 (2015).
- [12] D. Rathbone, M. Marigo, D. Dini and B. van Wachem, *Powder Technol.* **282**, 2 (2015).
- [13] V. Díaz-Melián, A. Serrano-Munoz, M. Espinosa, L. Alonso-Llanes, G. Viera-Lopez and E. Altshuler, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 078002 (2020).
- [14] S. Plimpton, *J. Comp. Phys.* **117**, 1 (1995).
- [15] N. V. Brilliantov, F. Spahn, J.-M. Hertzsch and T. Pöschel, *Phys. Rev. E* **53**, 53827 (1996).
- [16] L. E. Silbert, D. Ertas, G. S. Grest, T. C. Halsey, D. Levine and S. J. Plimpton, *Phys. Rev. E* **64**, 051302 (2001).
- [17] H. Zhang and H. Makse, *Phys. Rev. E* **72**, 011301 (2005).
- [18] I. Iliuta and F. Larachi, *Chem. Eng. Sci.* **58**, 5305 (2003).
- [19] D. Yu, R. Mei and W. Shyy, *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* **5**, 3 (2005).
- [20] M. Espinosa, Díaz-Melián, A. Serrano-Munoz and E. Altshuler, *Granular Matter* **24**, 39 (2022).

ELECTROCHEMICAL IMPEDANCE SPECTROSCOPY CHARACTERIZATION OF A SOLID-STATE ELECTRODE WITH POTENTIAL APPLICATION IN Pb^{2+} IONS DETECTION

CARACTERIZACIÓN POR ESPECTROSCOPIA DE IMPEDANCIA ELECTROQUÍMICA DE UN ELECTRODO DE ESTADO SÓLIDO CON POTENCIAL APLICACIÓN EN LA DETECCIÓN DE IONES Pb^{2+}

M. VILTRES-PORTALES^{at}, A. R. LAZO-FRAGA^a, A. PELÁIZ-BARRANCO^c, M. E. MENDOZA^d, O. GARCÍA-ZALDÍVAR^{c,d†}

a) Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales, Universidad de La Habana, Zapata y G, Vedado, Plaza, La Habana 10400, Cuba. mviltresportales@gmail.com[†]

b) Facultad de Química, Universidad de La Habana, Zapata y G, Vedado, Plaza, La Habana 10400, Cuba.

c) Grupo de Materiales Ferrosos de Facultad de Física/Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales, Universidad de La Habana, San Lázaro y L, Vedado, Plaza, La Habana 10400, Cuba. osmany.garcia@gmail.com[†]

d) Instituto de Física, Universidad Benemérita Autónoma de Puebla. Apdo. Postal J-48, Puebla 72570, México

[†] corresponding author

Recibido 14/01/2022; Aceptado 15/03/2022

In this work, the characterization of a solid-state ion-selective electrode (SS-ISE) by electrochemical impedance spectroscopy (EIS) was performed for potential detection of Pb^{2+} ions. This electrode is based on a PVC-membrane with an aroylthiourea derivative as ionophore. The solid transducer was prepared using an epoxy-graphite-graphene composite. The impedance analysis (from 20 Hz – 1 MHz) allows to describe the electrochemical response of the electrode in terms of the electrical processes in the membrane instead of the circuitual elements related to the charge-transfer process at the transducer/membrane interface. The Pb^{2+} ions concentration was determined with this SS-ISE in aqueous solution by EIS using the electrical resistance of the membrane. The limit of detection reached by this approach was in the concentration range from 10^{-7} – 10^{-6} mol/L, one order of magnitude lower than the obtained by classical potentiometry. This analysis could be applied to the implementation of analytical determinations by EIS using SS-ISE.

En este trabajo se realizó la caracterización de un electrodo selectivo a iones de estado sólido (ESI-ES) por espectroscopía de impedancia electroquímica (EIS) para la detección potencial de iones Pb^{2+} . Este electrodo se basa en una membrana de PVC con un derivado de aroylthiourea como ionóforo. El transductor sólido se preparó con un compuesto epoxi-grafito-grafeno. El análisis de impedancia (20 Hz – 1 MHz), permite describir la respuesta electroquímica del electrodo en términos de los procesos eléctricos en la membrana en lugar de los elementos circuitales relacionados con el proceso de transferencia de carga en la interfaz transductor/membrana. Se determinó la concentración de iones Pb^{2+} con este electrodo en solución acuosa mediante EIS utilizando la resistencia eléctrica de la membrana. El límite de detección alcanzado por este enfoque se encuentra en el rango de concentración de 10^{-7} – 10^{-6} mol/L, un orden de magnitud inferior que el obtenido por potenciometría clásica. Este análisis podría aplicarse en la implementación de determinaciones analíticas mediante EIS con ESI-ES.

PACS: Electrochemical sensors (sensores electroquímicos), 82.47.Rs; Applied electrochemistry (electroquímica aplicada), 82.47.-a; Measurements in electric variables (including voltage, current, resistance, capacitance, inductance, impedance, and admittance, etc.) (Medidas en variables eléctricas [incluyendo voltaje, corriente, resistencia, capacitancia, inductancia, impedancia y admitancia, etc.]), 84.37.+q.

I. INTRODUCTION

Pollution is one of the most serious and important environmental problems for today's society. Heavy metals, as Pb, Cd and Hg, are among the chemical pollutants of water resources, soils and living organisms due to their toxicity and potential to form complex compounds with the organic matter [1]. The main contamination sources of these toxic metals are the release of untreated household and industrial wastewaters from mining, metallurgy, pharmaceuticals, paintings, plastics, organic chemicals, pesticides, and so forth [2]. Heavy metals are persistent in the environment and non-degradable, they can bioaccumulate in the tissues of minor organisms and reach humans and animals causing serious diseases in multiple systems and even death.

Detection and quantification of heavy metals, as well as its control under certain permissible limits in water, soils, air, and food media has become a major priority to several countries and international organizations due to the harmfulness of these elements. This has involved the development of a wide variety of analytical methods based on optic and electronic instrumentations. Spectroscopic techniques have become the most used as standard methods in the multi-element and trace-level determination of heavy metals. Atomic absorption spectrometry, inductively coupled plasma mass spectrometry, X-ray fluorescence and neutron activation analysis have been applied with high sensitivity and low detection limits reaching ppb concentrations [3]. These methods require transportation and treatment of samples, long determination times, specialized trained personnel and high costs.

In parallel, more simple devices have been developed for real-time detection in contaminated areas such as Solid-State Ion-Selective Electrodes (SS-ISEs). These sensors are very appropriate for this purpose due to their robustness, easy fabrication and manipulation, quick responses, small sample volumes and low costs. Hence, their development and application has spread to many areas and currently, there are a large number of selective electrodes for heavy metals cations determination [4,5].

Lead is one of the most used heavy metals in industry. Therefore, the application of selective electrodes for detection of Pb^{2+} ions has been extensively investigated. In recent years, most of the potentiometric sensors developed for this cation use liquid membranes with ion exchange sites [6]. Many ionophores (ligands) have been studied for determination and quantification of Pb^{2+} ion such as crown ethers, calixarenes derivatives, amides, thioamides, 9,10-anthraquinone and thiourea derivatives, among others [7]. In general, under optimized conditions, SS-ISEs to Pb^{2+} ions show low detection limits (down to 10^{-9} mol/L), wide linear dynamic range, long lifetime and suitable selectivity with respect to alkaline, alkaline earth and other heavy metals [7,8].

Since the 90s of the last century, acyl and aroylthiourea derivatives have been used as ionophores for Pb^{2+} and other ions, but there are just a few examples reported [9–12,14].

Di-substituted aroylthioureas were described for detection of Pb^{2+} ions by Lazo-Fraga in 2015 [14]. Despite the satisfactory analytical characteristics of the sensors based on aroylthioureas, there are still some parameters to be improved such as the reproducibility, the stability in the response signal and the optimization of the ion-to-electron transduction process in order to achieve a response with lower detection limits [5]. In this way, the introduction of nanostructured carbon materials, conductive polymers and others, as solid-contact transducer materials, have exhibited an improvement in the performance characteristics of this type of ISEs in several studies [15]. Also, the combination of selective electrodes with other electrochemical techniques as chronoamperometry, dynamic control techniques (e.g. constant-current chronopotentiometry) [16], and electrochemical impedance spectroscopy (EIS) have been conducted to characterize theoretical and experimental response of solid-state electrodes.

EIS is applied to study ion-selective electrodes since the 1980s [17]. This technique allows to describe the interfacial and bulk properties of various selective electrodes based on PVC membranes and other electrochemical sensors in terms of reaction rates, electric double layer capacitances, diffusion impedances, charge transfer resistances and solution resistances. Also, it has been employed for detecting and quantify target species with selective electrodes based on the charge transfer processes that occur at the interface between the solid transducer and the selective membrane at low frequencies ranges [15–19].

In a previous work, different methods have been described to modify with graphene the transducer of a solid-state electrode based on a conductive material composed of epoxy-graphite.

These transducers were studied and characterized by cyclic voltammetry, and for the first time, by using impedance spectroscopy in solids [20].

Now, a potential solid-state Pb^{2+} -ion selective electrode was prepared based on a 3-disubstituted aroylthiourea. This sensor incorporates the obtained graphene-modified transducer with better electrochemical properties according to previous results. The analysis by EIS was carried out to obtain information about the electrochemical response of the ion-selective membrane and the sensor functionality due to the potentialities of this technique regarding potentiometry. An analytical characterization by potentiometry including response time, optimum pH range, lifetime and selectivity in the presence of interfering ions can be found in [14].

II. EXPERIMENTAL

II.1. Reagents

Graphite powder (99.9%, Merck), epoxy resin was prepared with Araldite® M (Ciba-Geigy) and Hardener HY 5162 (Ciba-Geigy), tributylphosphate TBP (Fluka), tetrahydrofuran THF (Merck), poly(vinylchloride) PVC (Aldrich) and $Pb(NO_3)_2$ (Aldrich). All reagents with analytical-reagent grade. Bidistilled water (conductivity $\leq 1.5 \mu S/cm$) was obtained from an Aquatron model A4D apparatus.

The ionophore 1-benzoyl-3,3-diethylthiourea (BDET), used in the PVC based membrane, was synthesized and characterized in the Laboratory of Organic Synthesis at the Faculty of Chemistry, University of Havana. The graphene material was obtained by an electrochemical exfoliation method as described in [21] and subsequently characterized.

II.2. Preparation of all-solid-state Pb^{2+} -ion selective electrodes

Electrodes transducers were constructed according to the procedure reported in previous work [20]. The electrode body is formed by a poly(methacrylate) tube (\varnothing : 8 mm, length: 10 cm), the electric contact was established by an electric wire connected at one end of the tube to a copper sheet (99.9%, Merck) and supported with a PVC ring (i.d.: 8 mm, length: 1 mm) leaving 2 mm from the surface to fill with the conductive composite. The composite material was made by the mixture of the epoxy resin (araldite and hardener), graphite powder and graphene. The mixture was introduced into the poly(methacrylate) tube filling the 2 mm of thickness to the copper sheet. The electrode is dried at 60 °C for 12 h for the cure of the composite. Then the surface was polished with sand paper and alumina (5 μm).

The PVC membrane was deposited on the surface of the electrode body in a 5 mm cavity created in the conductive filler inside the tube during the polish process. The resultant geometric area for the electrodes was 0.50 cm².

The composition of the membrane cocktail was: ionophore BDET (5 wt. %), PVC (33 wt. %) and TBP (62 wt. %). This mixture was dissolved in 3 mL of THF and dropped manually

over the electrode surface in additions of 50 μL at intervals of 10 min, to assure the evaporation of the solvent until the entire cavity was cover. After 24 h, the electrodes were activated in a solution of $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ (10 – 2 mol/L) during 48 h.

II.3. Apparatus and measurement

Electrochemical impedance measurements (EIS) were carried out using the solid electrodes with and without sensing membrane. A two-electrode system was used: Pt as a counter electrode and the constructed electrodes as working electrodes. Volumes of 25 μL of standard solutions of $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ (10^{-4} – 1 mol/L) were added on 25 mL of bidistilled water. The electric impedance measurements were performed in Keysight technologies E4990A Impedance Analyzer, in a frequency range between 20 Hz to 1 MHz, with a 250 mV sinusoidal perturbation and zero bias potential was applied. This relatively high amplitude guarantees an optimal signal/noise ratio and a linear regime. Zview software was used for the impedance data analysis. The Kramers-Kronig verification was successful in the range 60 Hz to 1 MHz.

Potentiometric measurements were performed using a Crison Basic20 pH-meter with a Ag/AgCl reference electrode (Thermo model Orion 900200), saturated with an AgCl reference solution of 0.1 mol/L; the outer compartment uses a 10% KNO_3 reference solution. Calibrations with Pb^{2+} ions were made by the IUPAC recommendations [22]. All experiments were performed at room temperature (laboratory temperature of 25.0 ± 0.5 °C).

III. RESULTS AND DISCUSSION

III.1. Electrochemical impedance measurements

The EIS study carried out in distilled water ($c(\text{Pb}^{2+}) = 0$ mol/L) is presented at the Nyquist plot in Fig. 1. The measurements were carried out using the electrodes with the ion-selective membrane (e.g. **E1M**) and without membrane (e.g. **E1**). The Nyquist plot is the representation of the imaginary component (Z'') versus the real component (Z') of the complex impedance ($Z^* = Z' + jZ''$). For the electrode **E1M**, it can be observed one depressed and slightly deform arc, which suggest the overlapping of two signals: one principal arc at lower frequencies (LF) and a second arc, overlapped with the principal one, at higher frequencies (HF). In the inset of Fig. 1, corresponding to the electrode **E1**, only one arc can be appreciated.

It is well known that in the Nyquist diagram an arc represents a process, whose electrical nature is simultaneously resistive (R, charge conduction mechanism) and capacitive (C, polarization or charges separation mechanism), with an associated time constant ($\tau = RC$). Hence, the impedance response of **E1M** has the contribution of two mechanisms with different time constants.

The existence of mechanisms with different time constants can be better observed from the representation of the imaginary part of the Complex Modulus with frequency (M''):

$$M^* = M' + jM'' = (j2\pi f C_0)Z^* \quad (1)$$

being C_0 the geometric capacitance.

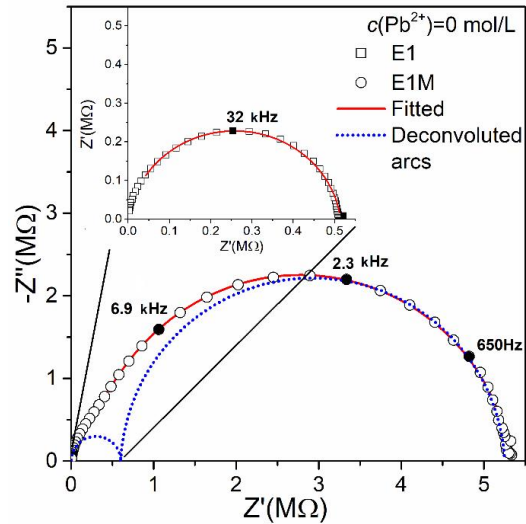


Figure 1. Nyquist plots for the electrodes **E1** (inset) and **E1M** in aqueous solution. Frequency range: 20 Hz – 1 MHz.

In this plot, the frequency (f) at which appears the maximum of M'' is related to the response time of the mechanism according to $\tau = 1/2\pi f$. The plot of M'' vs $\log(f)$ for the studied electrodes in distilled water is presented in Fig. 2. It can be observed the difference in the impedance response between the electrodes: only one time constant for **E1** (without membrane) and two time constants for **E1M** (with membrane) in the entire frequency range studied.

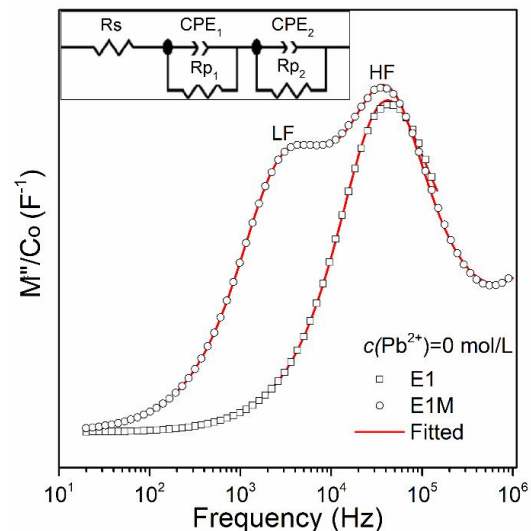


Figure 2. Modulus plots for the electrodes **E1** and **E1M** in aqueous solution. (Inset: electrical equivalent circuit proposed for the electrode **E1M** by EIS).

The HF mechanism is present in both electrodes, **E1** and **E1M**, around the same frequency value (see Fig. 2). Hence, this response could be related to various combined contributions: 1-the resistance and capacitance of the electrode transducer, 2- the solution resistance and 3- the geometric capacitance of the electrochemical cell configuration.

This statement can be supported due to the drastic shift of the HF response to higher frequencies with the increasing of

Pb²⁺ ions concentration in the medium (See inset in Fig. 3). According to $\tau=1/2\pi f=RC$, a decrease in R due to an increase in the Pb²⁺ ions concentration in the solution would lead to a decrease in the time constant and therefore to an increase in f. On the other hand, the LF mechanism slightly affected by the rise of Pb²⁺ ions concentration (see inset in Fig. 4), is only present in the EIM plot, so it must be related to the response of the bulk membrane or the electrode/membrane interface.

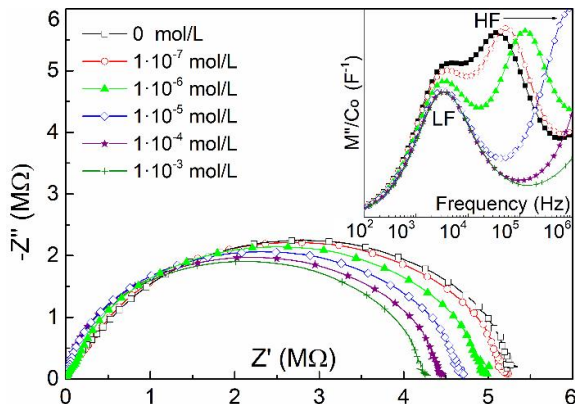


Figure 3. Nyquist plot for the electrode **E1M** for different Pb²⁺ ions concentrations (Inset: Modulus vs frequency plots).

For SS-ISEs based on PVC membranes, such as the electrode **E1M** presented in this work, the ion-to-electron transduction mechanism is the result of an electrical double layer formation at the membrane/transducer interface [5]. This interface can be schematically described as an asymmetric electrical capacitor. From one side, the charges are in the form of ions (cations and anions in the selective membrane) and on the other side the charges are electrical (electrons or holes in the solid transducer material). For ion-selective electrodes, the processes that take place in this membrane/transducer interface are known as charge transfer processes and occur through very slow mechanisms generally accompanied by a slow Warburg diffusion process (observed around 10⁻¹–10⁻³ Hz in a Bode type plot) [23]. The Warburg contribution, observed as a straight line in the low-frequency region of the Nyquist plot, is not present in our measurements due to the use of a relatively high frequency range. Hence, taking into account the slow nature of interfacial mechanisms, the non-observation of Warburg diffusion processes and the fact that the LF maximum in **E1M** is observed above 103 Hz, the chance is that the LF contribution is related to the response of the bulk membrane rather than the electrode/membrane interface. Interesting, in the Nyquist plot of Fig. 3 it can be observed a complete low frequency arc, whose diameter changes with increasing concentration, accompanied by an incomplete arc (shoulder) at higher frequencies. Hence, the diameter of the low frequency arc could be related to the resistive response of the membrane and its change with Pb²⁺ ions concentration could be used as a sensing mechanism.

Based on the above discussion, the equivalent circuit model in the inset of Fig. 2 is proposed for the electrochemical impedance response of the electrodes coated with a Pb²⁺-ion selective membrane (e.g. **E1M**). In this circuit, R and CPE are resistive and capacitive elements, being the latest, an empirical constant phase element that accounts for non-ideal

resistive or capacitive behavior. The CPE impedance follows the relationship:

$$Z_{CPE} = T^{-1}(j2\pi f)^{-\alpha} \quad (2)$$

being T (expressed in F·s^{α-1}) and α (0 < α < 1) fitting parameters [24]. The first branch of the circuit (R_s, CPE₁ and R_{p1}) represents the combined contributions of the solution resistance (R_s) coupled with the elements associated to the solid transducer: electrical resistance (R_{p1}) and geometrical capacitance (CPE₁). The cell configuration can also contribute to this branch. While, the second branch (CPE₂ and R_{p2}) represents the polarization (CPE₂) and bulk resistance (R_{p2}) of the selective membrane.

The solid red lines in Fig. 1 and 2 are the fitted curves obtained by using the proposed equivalent circuit. Only the first branch was used to fit the electrical response of the electrode **E1**. As can be observed, a good agreement between the proposed model and the experimental measurements were reached both in the Nyquist and Modulus representations. Similar results were obtained for the different electrode units. In Table ?? appears summarized for **E1M** the fitting parameters, the equivalent (or effective) capacitance of a parallel R_p—CPE configuration and the frequency (f = 1/2πτ) as a function of c(Pb²⁺). Since that a semicircle is clear observable in the complex impedance plane and that it has been demonstrated that for coatings and films the effective capacitance, related to CPE element, is in agreement with Hsu and Mansfeld [25] instead of Brug [26] formula, the former is used in the present work [24–27]:

$$C_{eq} = R_{p2}^{-1}(R_{p2}T_2)^{1/\alpha} \quad (3)$$

Only the parameters of the second branch of the equivalent circuit are shown in Table ?? because they represent the physical-chemical response of the Pb²⁺-ion selective membrane. The difference in the values of the fitting parameters obtained for the different constructed units are a direct consequence of the inhomogeneous thickness of the membrane related to the manual electrode preparation.

Table 1. Fitting parameters for **E1M** electrode as a function of c(Pb²⁺)

c(Pb ²⁺) (mol/L)	Parameters			
	R _{p2} (MΩ/cm ²)	CPE ₂		C _{eq} ·10 ⁻¹¹ (F/cm ²)
		T ₂ ·10 ⁻¹¹ (F·s ^{α-1})	α ₂	
0	13.2 ± 0.1	1.70 ± 0.01	0.95 ± 0.01	2.05 ± 0.01
5·10 ⁻⁸	13.1 ± 0.1	1.70 ± 0.01	0.95 ± 0.01	2.06 ± 0.01
1·10 ⁻⁷	13.0 ± 0.1	1.69 ± 0.02	0.95 ± 0.01	2.07 ± 0.01
1·10 ⁻⁶	12.6 ± 0.2	1.73 ± 0.04	0.95 ± 0.01	2.09 ± 0.01
1·10 ⁻⁵	12.2 ± 0.1	1.69 ± 0.03	0.95 ± 0.01	2.12 ± 0.01
1·10 ⁻⁴	11.8 ± 0.2	1.60 ± 0.04	0.96 ± 0.01	2.12 ± 0.01

The values of the equivalent capacitances (C_{eq} ~ 10⁻¹¹ F/cm²) are far below than the reported for typical interfacial charge-transfer processes (~10⁻⁸ – 10⁻⁶ F/cm²) [28]. Considering that, the dielectric constant values for plasticized PVC-based membranes are in the range of 20-50 [29], we can make a rough estimation of the thickness (h) for the planar capacitor formed at the sensing membrane through the equation:

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 A / h \quad (4)$$

being ϵ_r : the dielectric constant, ϵ_0 : the vacuum dielectric constant and A : the geometric area of the electrode.

The obtained thickness ranging from 0.45 – 0.9 mm is in correspondence with the thickness of the membrane and well above the nanometric length expected for the depletion zone in the electrode-membrane interface [28]. In fact, the values of R_{p2} and Ceq_2 obtained are in agreement with previous reports for plasticized PVC-based ion-selective membranes [30].

The above discussion is a confirmation that we are actually measuring, in the selected frequency range, the resistive-capacitive response of the bulk membrane instead of the double-layer interface response. Hence, the resistance R_{p2} and the capacitance Ceq_2 are the electrical equivalent parameters that characterize the physical-chemical processes that take place inside the membrane (e.g. formation of Pb_{2+} -aroylthiourea complex species due to the coupling of Pb_{2+} ions to the active sites in the membrane and charges redistribution, etc).

In Fig. 4 is presented R_{p2} as a function of the logarithm of Pb_{2+} ions concentration for E1M and an empirical relationship was found between these parameters and the classical potentiometric calibration plot for ion selective electrodes [22]. The error bars accounts for the deviation resulting from the measurement of different electrode units. Two well-differentiated zones can be observed. In the first zone, at lower values of $\log c(Pb_{2+})$, R_{p2} are practically constant, suggesting that in this range, the electrical processes in the membrane are insensitive to the changes of Pb_{2+} ions concentration in the solution. In the second zone, at higher values of the $\log c(Pb_{2+})$, R_{p2} decreases linearly as $c(Pb_{2+})$ increases. As in the case of potentiometric calibration, the intersection of the straight lines of regions with different behaviors of R_{p2} suggest that a limit of detection for Pb_{2+} ions can be estimated by EIS.

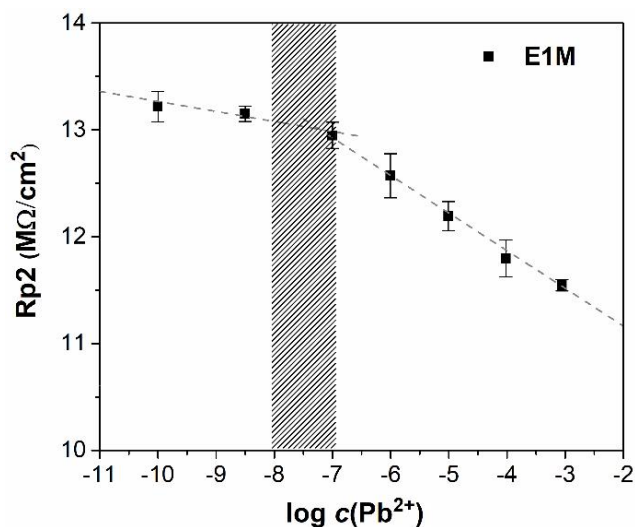


Figure 4. Dependence of R_{p2} with the $\log c(Pb_{2+})$ for different electrode units.

In the proposed circuit (see Fig. 2), R_{p2} is the resistance associated with the processes that take place inside the selective membrane. The decrease of this parameter with the increment of the ionic concentration can be related

to the increase in the number of charge carriers in the membrane, associated with the formation of the complex specie Pb_{2+} -aroylthiourea between the ionophore molecules confined in the membrane and the ions that are incorporated from the solution.

The potentiometric calibration of the constructed electrode shows a typical Nernstian response (See Fig. 5). The sensitivity values are close to the theoretical sensitivity of 29.58 mV/dec for a divalent cation at 298.15 K. The limit of detection (LD) is in the order of 10^{-6} mol/L and was calculated as the intersection of the Nernstian and not-Nernstian slope lines [22]. It can be observed that, the limit of detection reached by EIS is almost two orders of magnitude lower (between 10^{-8} – 10^{-7} mol/L) than the obtained by the corresponding potentiometric calibration (Fig. 5) for the same electrode (between 10^{-6} – 10^{-5} mol/L). The potentiometric calibration was used as proof of the electrodes correct functionality to perform the impedance spectroscopy experiments.

This better sensibility of the EIS experiment respect to potentiometric technique has been previously reported in [19]. The improvement in the limit of detection could be related to the fact that impedance spectroscopy takes into account the contribution of all-mobile charges and not only of those with long range movement as the potentiometry does.

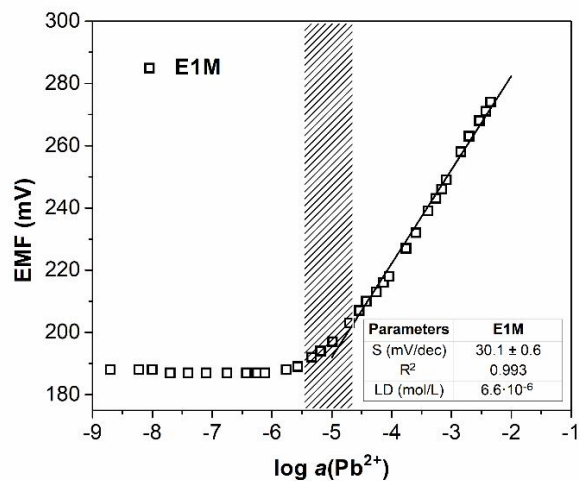


Figure 5. Potentiometric calibration curves for the constructed electrode.

It should be noted that contrasting with previous reports [19, 31–33], in which the electrochemical response used to determine the analyte concentration is that related to processes that take place only in the membrane/transducer interface (i.e. charge transfer resistance and double layer capacitance), with this work we are proposing the use of the electrochemical response of the bulk membrane. The use of equivalent elements, such as the resistance (R_{p2}), associated with the membrane processes for quantify the concentration of Pb_{2+} ions by EIS, constitutes a novel approach and, to the best of our knowledge, has not been reported previously for this kind of electrochemical sensors. Since, electrochemical processes that take place in the membrane present shorter relaxation times than the charge transfer processes at the transducer/membrane interface, faster determinations can be made by using electrochemical impedance spectroscopy in

the studied frequency range with ISEs based on similar PVC membranes or other metal cations.

IV. CONCLUSIONS

Potential Pb^{2+} ion-selective electrodes can be analyzed using EIS at high frequencies by the characterization of the electrochemical response of the selective membrane. Pb^{2+} ions concentrations were detected in one order of magnitude lower than that obtained by classical potentiometry. With this approach, faster analytical studies can be conducted by the combination of EIS and Pb^{2+} -ISEs using electrical response parameters related to the selective membrane instead of the widespread transducer/membrane interface charge transference processes, which involve large determination times. The studies confirm EIS as a useful and effective tool for the characterization and possible application of electrochemical sensors.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the "Oficina de Gestión de Fondos y Proyectos Internacionales del Ministerio de Ciencia, Tecnología y Medio Ambiente de la República de Cuba under Grant PN223LH010-028.

REFERENCES

- [1] B. Bansod, T. Kumar, R. Thakur, S. Rana, I. Singh, *Biosens. Bioelectron.* **94**, 443 (2017).
- [2] K.H. Vardhan, P.S. Kumar, R.C. Panda, *J. Mol. Liq.* **290**, 111197 (2019).
- [3] R.K. Soodan, Y.B. Pakade, A. Nagpal, J.K. Katnoria, *Talanta* **125**, 405 (2014).
- [4] A. Michalska, *Electroanalysis* **24**, 1253 (2012).
- [5] J. Hu, A. Stein, P. Bühlmann, *TrAC Trends Anal. Chem.* **76**, 102 (2016).
- [6] V.K. Gupta, M.R. Ganjali, P. Norouzi, H. Khani, A. Nayak, S. Agarwal, *Crit. Rev. Anal. Chem.* **41**, 282 (2011).
- [7] M. Guziński, G. Lisak, J. Kupis, A. Jasiński, M. Bocheńska, *Anal. Chim. Acta* **791**, 1 (2013).
- [8] A. Jasiński, M. Guziński, G. Lisak, J. Bobacka, M. Bocheńska, *Sens. Actuators, B* **218**, 25 (2015).
- [9] L. Perez Marín, Y. Martínez Rubi, O. Arias De Fuentes, O. Fonseca Ortíz, E. Otazo Sánchez, O.L. Estévez, Y. Fajardo, J. Alonso Chamorro, J. Casabó, *Afinidad* **55**, 130 (1998).
- [10] L. Perez-Marín, G. Ortíz, P. Ávila, E. Otazo, H. López, J. Alonso, O. Estévez, *Afinidad* **56**, 397 (1999).
- [11] D. Wilson, M. de los Ángeles Arada, S. Alegret, M. del Valle, *J. Hazard. Mater.* **181**, 140 (2010).
- [12] S. Firouzabadi, I. Razavipanah, R. Zhiani, M. Ghanei-Motlagh, M.R. Salavati, *Monatsh Chem.* **144**, 113 (2013).
- [13] K.S. Ying, L.Y. Heng, N.I. Hassan, S.A. Hasbullah, in *The 2017 UKM FST Postgraduate Colloquium*, edited by AIP Publishing LLC (AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics, 2018).
- [14] A.R. Lazo-Fraga, A. Vasconcelos-Pacheco, A. Díaz-García, M. Bustamante-Sánchez, O. Estévez-Hernández, *Rev. Cubana Quim.* **27**, 262 (2015).
- [15] Y. Shao, Y. Ying, J. Ping, *Chem. Soc. Rev.* **49**, 4405 (2020).
- [16] T. Han, U. Mattinen, J. Bobacka, *ACS Sens.* **4**, 900 (2019).
- [17] B. Pejic, R. De Marco, *Electrochim. Acta* **51**, 6217 (2006).
- [18] T. Yin, D. Pan, W. Qin, *J. Solid State Electrochem.* **16**, 499 (2012).
- [19] Z.A.Y. Jahromi, M. Mazloum-Ardakani, H. Reza, *Anal. Bioanal. Electrochem.* **9**, 562 (2017).
- [20] M.V. Portales, A.R.L. Fraga, A.M.D. García, O. García-Zaldívar, A.P. Barranco, M.A.A. Frutis, *J. Solid State Electrochem.* **22**, 471 (2018).
- [21] C.Y. Su, A.Y. Lu, Y. Xu, F.R. Chen, A.N. Khlobystov, L.J. Li, *ACS Nano* **5**, 2332 (2011).
- [22] R.P. Buck, E. Lindner, *Pure Appl. Chem.* **66**, 2527 (1994).
- [23] P. Tamiasso Martinhon, J. Carreño, C.R. Sousa, O.E. Barcia, O.R. Mattos, *Electrochim. Acta* **51**, 3022 (2006).
- [24] B. Hirschorn, M.E. Orazem, B. Tribollet, V. Vivier, I. Frateur, M. Musiani, *Electrochim. Acta* **55**, 6218 (2010).
- [25] C.H. Hsu, F. Mansfeld, *Corrosion* **57**, 747 (2001).
- [26] G.J. Brug, A.L.G. Van Den Eeden, M. Sluyters-Rehbach, J.H. Sluyters, *J. Electroanal. Chem.* **176**, 275 (1984).
- [27] A. Lasia, *Electrochemical impedance spectroscopy and its applications*, 1st Ed. (Springer, New York, 2014), pp. 176-183.
- [28] T. Ghosh, H.J. Chung, J. Rieger, *Sensors* **17**, 2536 (2017).
- [29] R.D. Armstrong, G. Horvai, *Electrochim. Acta* **35**, 1 (1990).
- [30] J. Bobacka, *Anal. Chem.* **71**, 4932 (1999).
- [31] A. Rouis, M. Echabaane, N. Sakly, I. Dumazet-Bonnamour, H.B. Ouada, *Synth. Met.* **164**, 78 (2013).
- [32] S.G.R. Avuthu, B.B. Narakathu, A. Eshkeiti, S. Emamian, B.J. Bazuin, M. Joyce, M.Z. Atashbar, in *IEEE SENSORS Conference*, edited by IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers, Valencia, 2014).
- [33] S. Liu, M. Kang, F. Yan, D. Peng, Y. Yang, L. He, M. Wang, S. Fang, Z. Zhang, *Electrochim. Acta* **160**, 64 (2015).

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS DE SULFURO DE PLOMO POR EROSIÓN IÓNICA A TEMPERATURA AMBIENTE

SYNTHESIS AND CHARACTERIZATION OF LEAD SULFIDE THIN FILMS BY IONIC EROSION AT ROOM TEMPERATURE

O. NÁPOLES^{a†}, J. JIMENEZ^a, F. SOLIS-POMAR^a, E. PEREZ TIJERINA^b, A. FUNDORA^c

a) Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales, Universidad de La Habana, Cuba; onapoles@imre.uh.cu[†]

b) Laboratorio de Nanociencias y Nanotecnología, Facultad Físico-Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, Monterrey, México.

c) Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas, Universidad de la Habana.

[†] autor para la correspondencia

Recibido 10/07/2021; Aceptado 07/05/2022

Se obtuvieron películas delgadas nanoestructuradas de sulfuro de plomo (PbS) mediante la técnica de erosión iónica asistida por radio frecuencias a temperatura ambiente. El análisis mediante fluorescencia de rayos-x (FRX) demostró la formación de PbS sin elementos espurios. Las micrografías de las muestras revelan la formación de estructuras cuasi-esféricas con tamaños entre 10 y 20 nm. Se realizó la identificación cualitativa de fases y se determinó el tamaño del dominio de coherencia mediante el método de Williamson Hall. Se calculó la potencia óptima para obtener la mayor tasa de depósito en la superficie del sustrato.

Nanostructured PbS thin films were deposited on glass substrates at room temperature by the radio frequency sputtering technique. XRF analysis confirms the presence of the elements Pb and S. Through atomic force microscopy (AFM) it was proved that the films had a nanostructured growth, with quasi-spherical structures of size between 10 and 20 nm. A qualitative phase identification was made, and the crystallite size was calculated by the Williamson-Hall method. The optimal maximum laser power was calculated in order to obtain the largest deposit rate on the substrate.

PACS: Nanocrystalline Materials (Materiales nanocristalinos), 81.07.Bc; Film deposition (Deposición de capas de Cd), 81.15.Cd; Thin films (Capas delgadas), 68.35.bj; Structure of Nanocrystals (Estructura de nanocristales), 61.46.Hk.

I. INTRODUCCIÓN

El sulfuro de plomo (PbS) es un material semiconductor de gap directo 0.37 ~ 0,41 eV a 300 K, con un radio del excitón Bohr de aproximadamente 18 nm, además exhibe conductividades tipo n y tipo p [1]. Estas propiedades permiten su aplicación en fotodetectores de la radiación infrarroja así como en celdas solares de bajo costo [2,3].

La síntesis de PbS mediante métodos químicos requiere largos tiempos de preparación y de exposición del sustrato a tratamientos térmicos, afectando la calidad del material y encareciendo el proceso [4].

En este trabajo, hemos fabricado un material compuesto basado en nanoestructuras de sulfuro de plomo sobre sustratos de vidrio, obtenido mediante la técnica de erosión iónica a temperatura ambiente, en condiciones de alto vacío. La reproducibilidad del método permite obtener un material semiconductor con potenciales aplicaciones en el campo de la tecnología fotovoltaica.

II. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Los blancos comerciales de PbS (Advanced Engineering Materials) y las láminas de vidrio utilizados como sustrato se sometieron a baños ultrasónicos por períodos de 10 minutos con acetona, metanol y el proceso de secado se practicó en

ambiente de argón (Ar). La distancia entre el blanco-sustrato se fijó en 6 cm, se mantuvo el flujo de Ar a 80 centímetros cúbicos estándar por minutos, la presión de trabajo de 7.2×10^{-3} Torr, se mantuvo durante 30 minutos para cada muestra, variando la potencia de incidencia del magnetrón. Se establecieron valores de potencia de 50 W, 70 W, 80 W, 90 W, 100 W, 120 W y 150 W. Se obtuvieron películas delgadas a diferentes valores de potencia.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Se realizó la identificación cualitativa de los elementos presentes en las muestras obtenidas mediante la fluorescencia de rayos-X (Fig. 1). Se observó un aumento de las intensidades de los máximos con el incremento de la potencia en cada muestra, alcanzando un valor máximo cerca de los 120 W.

Teóricamente, las concentraciones del material que se deposita dependen del área de las curvas en los espectros de FRX. Se deconvolucionaron las líneas de emisión del Pb y S. Se determinó el valor de las áreas bajo la curva de los máximos de emisión característica para $\text{Pb } M_{\alpha 1}$, $\text{S } K_{\alpha 1}$ y $\text{S } K_{\beta 1}$.

Además existe una relación de proporcionalidad con la potencia de incidencia del magnetrón como se observa en la Fig. 2 [5]. La tasa de depósito del material alcanza su valor máximo cerca de los 120 W intervalo donde teóricamente se produce la re-erosión de la superficie [1].

Se realizó la identificación cualitativa de fases que coincide con lo reportado en la literatura para películas delgadas de PbS, indicando que las muestras son policristalinas, donde el grupo espacial que la caracteriza es $Fm-3m$, correspondiente al sistema cristalino cúbico e indexada por la base de datos JCDPS 00-001-088 [6]. El tamaño del dominio de coherencia (D_{W-H}), se estimó mediante el método de Williamson-Hall, y los resultados se graficaron en la Fig. 3.

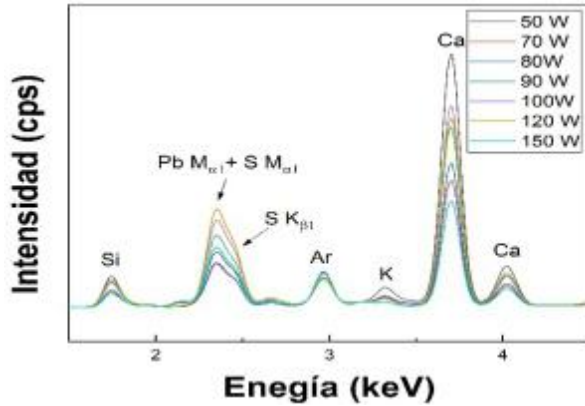


Figura 1. Espectros de FRX a temperatura ambiente y en atmósfera de Ar.

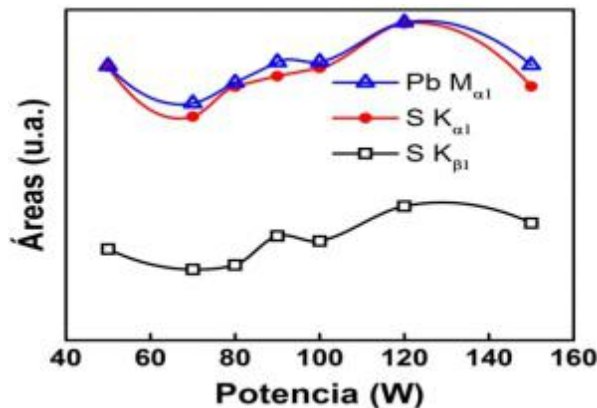


Figura 2. Correlación de las áreas con la potencia para las emisiones $Pb M_{\alpha 1}$, $S K_{\alpha 1}$ y $S K_{\beta 1}$, en el intervalo de 2,0 keV a 2,6 keV.

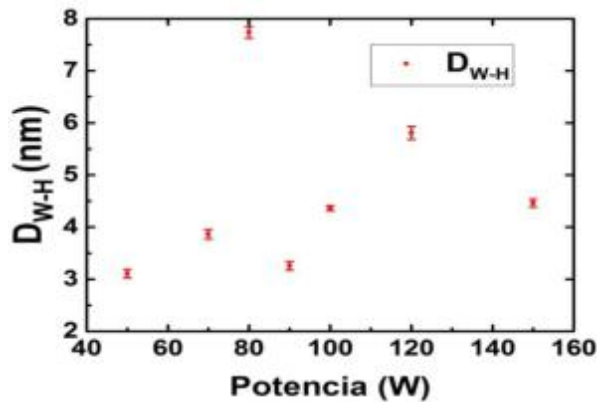


Figura 3. Tamaños de los dominios de coherencia (D_{W-H}) vs Potencia de incidencia del magnetrón.

Los resultados anteriores muestran un aumento de D_{W-H} con la potencia, alcanzando su valor máximo alrededor de los 80

W, y evidencian que variando la potencia se puede controlar el tamaño de los dominios de coherencias y por consiguiente la cristalinidad de las muestras.

La micrografía AFM de la superficie que se observa en la Fig. 4, muestra una alta densidad de granos cuasiesféricos con tamaños (D_{AFM}) entre 10 nm y 20 nm como se reportan en la Tabla 1.

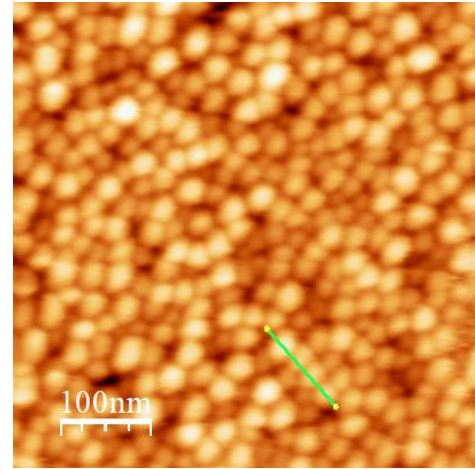


Figura 4. Micrografías de la muestra obtenida a 150 W en la escala de 200 nm. La línea verde ilustra la herramienta usada para estimar el tamaño de las partículas

Tabla 1. Tamaño de las nanopartículas de PbS.

Potencia (W)	RA (nm)	ΔD_{AFM} (nm)	D_{AFM} (nm)
50	74.6	0.02	14.92
70	5.42	0.02	10.84
80	8.02	0.02	16.04
90	7.30	0.02	14.60
100	8.70	0.02	17.40
120	6.56	0.02	13.06
150	6.32	0.02	12.66

IV. CONCLUSIONES

El método de síntesis de erosión iónica a temperatura ambiente permite obtener películas delgadas de PbS sin elementos espurios, donde la concentración de iones depende de la potencia de incidencia. Las nanopartículas esféricas se distribuyen de forma homogénea y la distribución de los tamaños no muestra una regularidad al variar la potencia. En todas las muestras se reportaron granos policristalinos con tamaños inferiores al radio del excitón de Bohr (18 nm).

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al Dr. Odín Vázquez Robaina y a la Dra. Mayra P. Hernández del Laboratorio de desarrollo de Tecnología Láser, del Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE) de la Universidad de la Habana y la Dr. Noeldris López López de la Facultad de Química de la Universidad de la Habana.

REFERENCIAS

- [1] S.I. Sadovnikov, A.I. Gusev, J. Alloys Comp. **573**, 65 (2013).
- [2] F. Alam, N. Kumar, V. Dutta, Thin Solid Films **631**, 180 (2017).
- [3] V.Q. Dang, M. Byun, J. Kang, C. Jung, K. Pil-Hoon, L. Yang-Doo, L. Nae-Eung, H. Lee, Org. Elect. **50**, 247 (2017).
- [4] F. Solis-Pomar, A. Fundora, J.L. Menchaca, M.F. Melendez, E.P. Tijerina, Mat. Res. Exp. **5**, 106403 (2018).
- [5] J.M.C. da Silva Filho, F.C. Marques, Mat. Sci. Semi. Proc. **91**, 188 (2019).
- [6] W. Hall, Proc. Phys. Soc. **62**, 741 (1949).

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



FUNDAMENTOS PARA UNA PROPUESTA INNOVADORA DE LA PRÁCTICA DE LABORATORIO 'ESTUDIO DE PÉNDULO SIMPLE' USANDO LAS POSIBILIDADES DEL SISTEMA DE PRÁCTICAS DE LABORATORIOS ASISTIDAS POR COMPUTADORAS HPCI-1

FUNDAMENTS FOR AN INNOVATIVE PROPOSAL OF THE SIMPLE PENDULUM LAB USING THE POSSIBILITIES OF THE COMPUTER AIDED PHYSICS LAB SYSTEM HPCI-1

A. HERNÁNDEZ[†]

Departamento de Física, Facultad de Ingeniería, Universidad de Cienfuegos, Cuba. archdez@ucf.edu.cu [†]

[†] autor para la correspondencia

Recibido 9/09/2021; Aceptado 10/06/2022

Empleando un experimento del sistema de prácticas de laboratorio asistido por computadoras HPCI-1 se obtuvieron los valores de la aceleración gravitatoria para tres péndulos reales con lentejas de masas diferentes en oscilaciones pequeñas. También se midieron los tiempos en que cada péndulo reducía su amplitud en 30 y cuál era su amplitud al cabo de 30 períodos, partiendo en ambos casos desde 50 de amplitud inicial. Los resultados se obtuvieron en menos de 2 horas y constituyen el fundamento para una propuesta innovadora para la práctica de laboratorio relativa a este sistema físico. Mediante un grupo de preguntas que promuevan el análisis de dichos resultados los estudiantes universitarios podrán profundizar en las características de este sistema y rebasar el nivel de análisis respecto al nivel precedente, comprenderán cuál de los péndulos difiere más del modelo armónico y cómo esto se refleja en los resultados de los valores de la aceleración gravitatoria.

Using one experiment of the Computer Aided Physics Laboratory System HPCI-1 experimental values of the gravitational acceleration for three real pendulums with bobs of different masses in small oscillations were obtained. Elapsed times for the reduction of oscillation amplitudes in 30 and oscillation amplitude after 30 periods, both starting from initial amplitude of 50 were also measured. The results were obtained in less than 2 hours and they are the fundament of an innovative proposal for the lab practice dedicated to this physical system. Through some suggesting questions that promote the analysis of results the university students can to deep in the main characteristics of this system and overload the analysis level respect the previous educational level, they will understand which of the three pendulums differs more from the harmonic model and how this is expressed in the results for the gravitational acceleration.

PACS: Teaching methods and strategies (Métodos y estrategias de enseñanza), 01.40.gb; Laboratory computer use (Uso de computadores en el laboratorio), 01.50.Lc; Data acquisition (Adquisición de datos), 07.05.Fb; Laboratory experiments and apparatus (Aparatos y experimentos de laboratorio), 01.50.Pa.

I. INTRODUCCIÓN

El uso de los sistemas de prácticas de laboratorios asistidos por computadoras (SPLAC) introdujo una significativa simplificación de todo el proceso de realización de las mediciones y su procesamiento y como regla general ha aumentado la exactitud y precisión de las mediciones.

En los SPLAC los sensores de medición se intercalan en los montajes experimentales para efectuar las mediciones de las magnitudes físicas necesarias, se conectan a la computadora a través de una interfaz que realiza la adecuación de la señal proveniente del sensor. Finalmente se ejecuta un programa en la computadora que guía el proceso de efectuar las mediciones, las procesa y presenta los resultados en la forma conveniente. Todo esto está debidamente integrado en el sistema.

Sin embargo, en la mayoría de los casos las prácticas de laboratorio de los SPLAC no han modificado su estructura para atemperarlas a las nuevas condiciones. Dichas prácticas de laboratorio no siempre se han empleado de

la forma más eficiente en cuanto a sus posibilidades. Los fabricantes se han centrado en las facilidades tecnológicas para mostrar resultados con precisión y exactitud, pero han descuidado muchos elementos didácticos (tal vez a ellos no les corresponde esta tarea). En muchísimos de los trabajos planteados se reduce el papel del estudiante a seguir una serie de pasos (que tanto criticamos en calidad de recetas), pero que ni siquiera implican el proceso de efectuar las mediciones y de cómo se involucra el estudiante como experimentador. Como resultado de ello, lo que se ha conseguido es acomodar a los estudiantes que siguen una rutina de pasos (a lo que se ha reducido el proceso de medición) y que cuando analizan los resultados llegan a las mismas conclusiones que cuando la práctica se hacía de forma más manual y reiteran los mismos niveles de conocimiento que en el nivel de enseñanza anterior. No hay una ganancia en el razonamiento, no se aprovechan las ventajas del aumento de la exactitud y la precisión de las mediciones, del proceso de simplificación de las mediciones con menor intervención del hombre, con menos margen para las fuentes de errores y del procesamiento de los datos con los software asociados, para ir más allá, para profundizar en

otros aspectos del fenómeno estudiado.

Desafortunadamente se usa esta tecnología para arribar a las mismas conclusiones que se pueden llegar con otras variantes y repite los niveles a que se analizan los fenómenos en el nivel de enseñanza anterior. Pensamos que es hora de que esta tecnología se emplee en revelar los nuevos aspectos de los fenómenos cuando estos se pueden estudiar con nuevos elementos matemáticos en la Educación Superior (cálculo diferencial e integral, ecuaciones diferenciales, p.ej.) y entonces, se justifica usar las potencialidades de estos sistemas para revelar estos nuevos elementos y de esta manera avanzar en el nivel de asimilación y comprensión de los fenómenos respecto al nivel anterior.

Tomemos como referencia la práctica de laboratorio relativa al movimiento armónico ejecutado por el péndulo simple. Para este sistema la condición armónica se logra en ausencia de fricción y con oscilaciones pequeñas (aquellas para las cuales $\sin\theta \approx \theta$). Bajo estas suposiciones la ecuación diferencial es:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{L}\theta = 0 \quad (1)$$

cuya solución es:

$$\theta(t) = \theta_{max}\cos(\omega t + \varphi_0) \quad (2)$$

donde $\omega^2 = \frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{g}{L}$ y de aquí

$$L = \frac{g}{\omega^2} \quad (3)$$

$$T^2 = \left(\frac{4\pi^2}{g}\right)L \quad (4)$$

Como se ve, el período de las oscilaciones sólo depende de la raíz cuadrada de la longitud del péndulo y la amplitud de las oscilaciones se mantiene en el tiempo. Desde el nivel medio se plantea la verificación experimental de la expresión que establece que el cuadrado del período del péndulo es directamente proporcional a la longitud del mismo, la cual se aprovecha para determinar experimentalmente el valor de la aceleración gravitatoria local. Precisamente el experimento 14 de la sección de Mecánica del HPCI-1 (Fig. 1) tiene ese propósito.

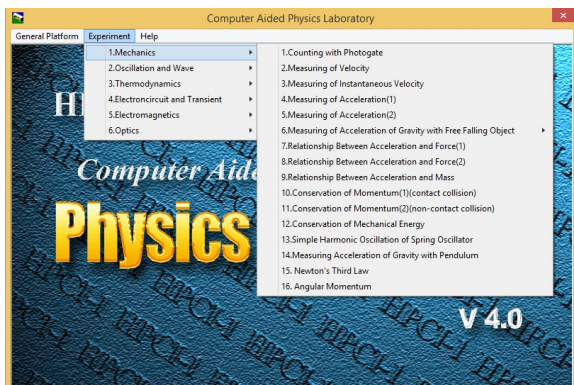


Figura 1. Aspecto de la pantalla del menú principal del software del SPLAC HPCI-1 mostrando los experimentos del capítulo 1 donde aparece el 14 que fue usado en el presente trabajo.

Recientemente Ceballos-Izquierdo et al. [?] investigaron el bórido de Viñales y estimaron la trayectoria (Fig. 1) como una alternativa a Zuluaga et al. [?], por lo que dicho evento no se incluye en el siguiente listado.

Este trabajo de laboratorio propuesto con el uso del HPCI-1 por los fabricantes es muy sencillo y poco aporta de nuevo al estudiante universitario porque está dedicado a reiterar los mismos resultados de la enseñanza media.

El objetivo del presente trabajo es ilustrar las posibilidades existentes en el sistema HPCI-1 adquirido por el MES para la mayoría de las universidades cubanas tomando como caso de estudio las oscilaciones pequeñas de un péndulo simple real cuando hay presencia de fuerza de fricción viscosa del cuerpo que oscila con el aire. Para ello hacemos uso del software asociado al experimento anteriormente mencionado y realizamos el experimento para tres péndulos con lentejas esféricas de igual radio, pero que difieren en su masa. Al procesar la información que brinda dicho software y la de algunos experimentos simples complementarios podemos formularle al estudiante un grupo de preguntas que lo conduzcan a extraer conclusiones importantes acerca de las características reales de este movimiento oscilatorio que no se abordaron antes y que lo describen con mayor rigor.

II. MATERIALES Y MÉTODOS

Dados los objetivos propuestos, el trabajo está concebido a partir del uso del sistema asistido por computadoras HPCI-1 adquirido por el Ministerio de Educación Superior de Cuba para las universidades y complementado por un cronómetro del laboratorio. Se realizó un análisis profundo de las posibilidades del sistema a partir del estudio de los manuales que lo acompañaban [1,2] y de la realización de los trabajos conforme a los mismos.

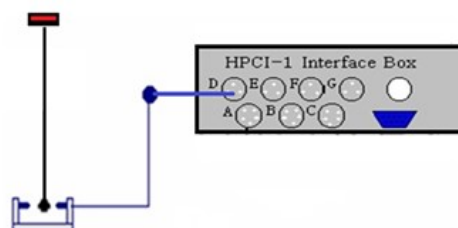


Figura 2. Esquema del montaje y soporte usado.

Se empleó el montaje con los accesorios del experimento 14 'Midiendo la aceleración gravitatoria con el péndulo' de la sección de Mecánica (Fig. 1).

En la Fig. 2 aparece un esquema de éste y el soporte donde se colocaba el péndulo, el cual tenía la posibilidad de nivelación con tres tornillos en sus patas para garantizar el movimiento de oscilación de la esfera en un plano. Variando la distancia desde donde se colgaba el péndulo se obtenían diferentes valores de su longitud. La esfera oscilaba siempre a la misma altura y en el centro entre el emisor y el receptor de una foto compuerta tipo B.

Ejecutando el software asociado con este trabajo se pudieron obtener los valores del período de 10 oscilaciones para 6 longitudes distintas del péndulo, sus promedios y la gráfica de ajuste del ploteo de los promedios del período al cuadrado contra las longitudes del péndulo. La exactitud en las mediciones de tiempo con la interfaz era de 0,001 s y la de la longitud del péndulo era de 0,001m.

El software del sistema HPCI-1 asociado con este trabajo construye y ajusta la gráfica de T^2 contra L , y brinda el valor de la pendiente que corresponde al cociente de $(4\pi^2/g)$. Es preferible construir las gráficas de L contra el inverso de ω^2 de forma que las pendientes de estas relaciones lineales nos brinden directamente el valor de la aceleración gravitatoria g . Empleando EXCEL de Microsoft se construyeron las gráficas y se ajustaron por el método de los mínimos cuadrados. De aquí se obtuvieron las ecuaciones de las rectas de ajuste (de ellas los valores de la pendiente m y el intercepto b) y el parámetro R^2 que nos indicaba el grado de linealidad. A su vez, se calcularon las incertidumbres Δm en la pendiente y Δb en el intercepto de los parámetros de la recta de ajuste de acuerdo con las expresiones:

$$\Delta m = S_y \sqrt{\frac{N}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - (\sum_{i=1}^N x_i)^2}} \quad (5)$$

$$\Delta b = S_y \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - (\sum_{i=1}^N x_i)^2}} \quad (6)$$

Donde S_y viene dada por:

$$S_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (y_i - mx_i - b)^2}{N - 2}} \quad (7)$$

Con el propósito de hacer un estudio más general de las oscilaciones del péndulo en condiciones reales se planteó obtener los resultados para 10 oscilaciones y 6 longitudes, pero usando tres péndulos con esferas de igual diámetro (19 mm), pero que diferían en sus masas porque estaban hechas de materiales diferentes, a saber, acero (26,9 g), aluminio (9,8 g) y madera (2,4 g). El procesamiento se haría de forma similar para comparar los resultados tomando como base los valores obtenidos para la aceleración gravitatoria.

Con vistas a evidenciar que las oscilaciones en estos casos no eran armónicas se midió con un cronómetro de precisión

0,1 s el tiempo en que se atenuaban las amplitudes angulares de las oscilaciones desde el valor inicial de 5° hasta 2° y de la amplitud angular de las oscilaciones de los tres péndulos al cabo de un tiempo igual a 30 períodos partiendo de una amplitud angular inicial de 5° . En ambos casos se empleó un péndulo de longitud 1 m.

Para el cálculo del valor de la aceleración gravitatoria local para la latitud λ de la ciudad de Cienfuegos al nivel del mar se empleó la ecuación recomendada por la Organización Internacional de Metrología Legal en el boletín OIML 127 [3] con una exactitud del 0,01%. Esta ecuación utiliza los coeficientes adoptados por la Asociación Internacional de Geodesia (AIG) en el GRS80 (Geodetic Referential System of 1980) [4]

$$g = 9.780318(1 + 0.0053024 \sin^2 \lambda - 0.0000059 \sin^2 2\lambda) [m/s^2] \quad (8)$$

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Tabla 1 se muestran los resultados de las mediciones del tiempo en que se atenuaban las amplitudes angulares de las oscilaciones desde el valor inicial de 5° hasta 2° y de la amplitud angular de las oscilaciones de los tres péndulos al cabo de un tiempo igual a 30 períodos.

Tabla 1. Parámetros para evidenciar la atenuación de las oscilaciones de los péndulos de diferentes masas.

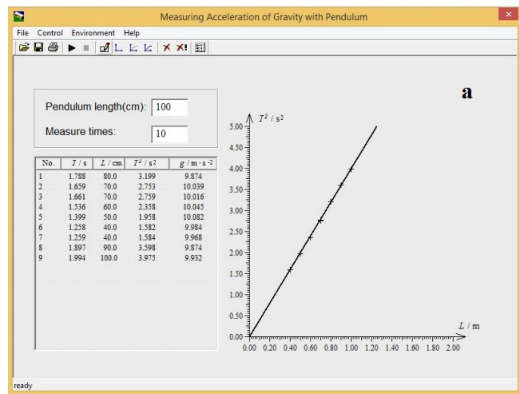
Material de la esfera	Masa, g	Tiempo desde 5° a 2°	Amplitud luego de 30 períodos
Acero	26.9	306.8 s	4.0°
Aluminio	9.8	71.4 s	3.0°
Madera	2.4	51.3 s	1.9°

De ambos resultados se puede concluir que de los tres péndulos empleados el que posee mayor masa tiene un comportamiento más cercano al movimiento armónico puesto que sus amplitudes decrecen más lentamente con el tiempo. Es por eso que los valores de la aceleración gravitatoria calculados bajo la hipótesis de que es armónico para este péndulo se deben corresponder mejor con el valor de referencia calculado según (8).

Para los otros dos péndulos los efectos de la fuerza de fricción se hacen más notables, por ende, se alejan más de la condición de armónico y por tanto los resultados obtenidos bajo este supuesto deben tener menos correspondencia con el valor de referencia.

Por otra parte, la Fig. 3 presenta el aspecto de los datos de las corridas para los tres péndulos con esferas de diferentes materiales y masas ofrecidos por el sistema HPCI-1 para el trabajo ejecutado. De aquí se podían obtener los datos para procesarlos de la otra manera descrita empleando EXCEL.

El sistema también brindaba las gráficas ajustadas con los valores de las pendientes. Estas se muestran en las Fig. 3 (a) y 4 para las esferas de acero, aluminio y madera respectivamente.



Acceleration of Gravity with Pendulum

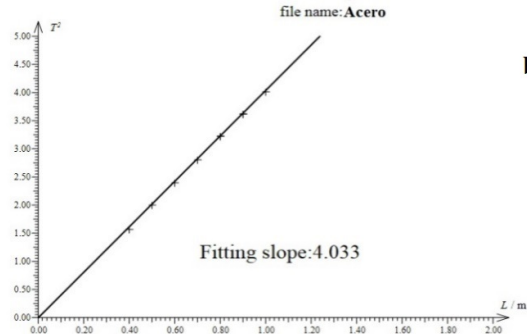


Figura 3. (a) Aspecto de los datos de las corridas ofrecidos por el sistema HPCI-1. (b) Gráfica ajustada T^2 contra L con el valor de la pendiente para el péndulo con esferas de acero

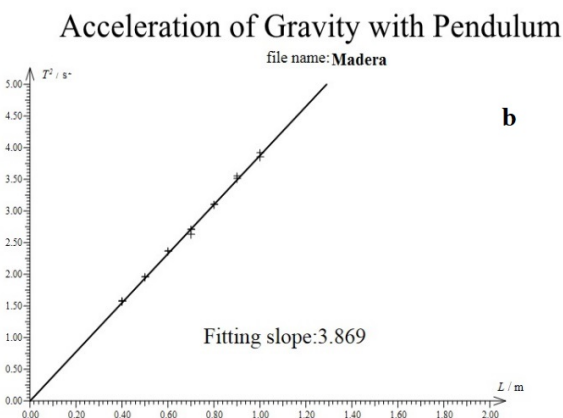
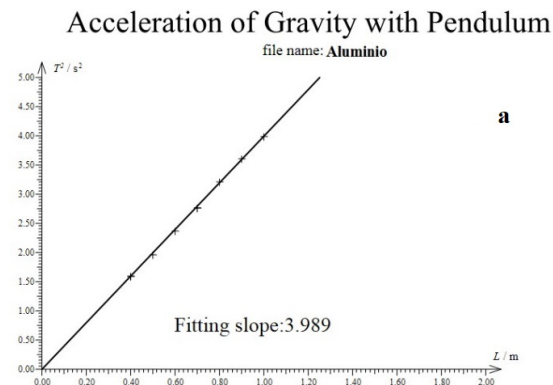


Figura 4. Gráficas ajustadas T^2 contra L con los valores de las pendientes para los péndulos con esferas de aluminio (a) y de madera (b)

En la Fig. 5 aparece una gráfica que contiene el procesamiento para los tres péndulos de la relación L contra el inverso de ω^2 y

en la que aparecen las ecuaciones de ajuste con sus parámetros y el coeficiente R^2 . Los valores de la pendiente corresponden a la aceleración gravitatoria. Los resultados aparecen resumidos en la Tabla 3.

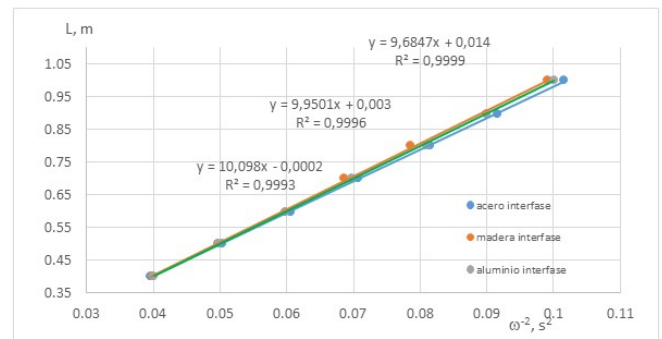


Figura 5. Gráficas ajustadas de L contra el inverso de ω^2 con los valores de la pendiente para los tres péndulos con esferas de diferentes masas.

Se realizó el cálculo de la aceleración gravitatoria de acuerdo con la expresión (8) tomando la latitud de Cienfuegos ($22,14960^\circ$) y su ubicación al nivel del mar y se obtuvo el valor $g = 9,78766 \pm 0,00098 \text{ m/s}^2$. Este valor se empleó como referencia para el cálculo de la incertidumbre absoluta para el experimento y para calcular las incertidumbres relativas de los valores de la aceleración gravitatoria obtenida para cada péndulo.

La expresión de la incertidumbre relativa de la aceleración gravitatoria en términos de las incertidumbres presentes en la medición de la longitud del péndulo y el período de sus oscilaciones se obtuvo de la propagación de las incertidumbres que nos condujo a:

$$\frac{\Delta g}{g} = 2 \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L} \quad (9)$$

En la Tabla 2 aparece la incertidumbre calculada usando la longitud máxima de 1 m, el período correspondiente de 2 s y el valor de referencia de $g=9,78 \text{ m/s}^2$.

Tabla 2. Exactitud de los instrumentos de medición e incertidumbre del valor de la aceleración gravitatoria

Instrumento de Medición	ΔT , s	ΔL , m	$2 \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L}$	Δg , m/s^2
Sistema HPCI-1	0.001	0.001	0.002	0.02

Como se puede observar de los resultados expuestos en la Tabla 3 el valor experimental más cercano al valor de referencia calculado según la ecuación (8) se obtuvo para el péndulo con la esfera de acero, que era la más pesada.

A continuación, le sigue el valor obtenido para el péndulo con esfera de aluminio y por último la del péndulo con esfera de madera. En ese mismo orden se ubican los coeficientes R^2 que indican una mayor linealidad de la gráfica de los elementos que se plotean en la misma. Con los valores obtenidos las incertidumbres relativas tomando como referencia el valor calculado usando (8) fueron 1,0%, 1,7% y 3,2%. Las incertidumbres en las pendientes y los interceptos de las ecuaciones de ajuste por mínimos cuadrados también

muestran la misma regularidad de reducirse con el aumento de la masa.

Una vez que los resultados experimentales han brindado la evidencia suficiente para convencernos de que se trata de un movimiento infra amortiguado, debemos emplear la descripción matemática correcta. Introduciendo el término de la fricción viscosa del tipo $f = -bv$ en la ecuación diferencial que describe las oscilaciones pequeñas del péndulo tenemos:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{b}{m} \frac{d\theta}{dt} + \frac{g}{L}\theta = 0 \quad (10)$$

La solución de la misma tiene la forma:

$$\theta(t) = \theta_{max} e^{-\frac{b}{2m}t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (11)$$

que corresponde al caso infra amortiguado y que describe cómo decrecen las amplitudes de las oscilaciones con el tiempo. La expresión de la frecuencia angular de las oscilaciones viene dada por:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{L} - \frac{b^2}{4m^2}} \quad (12)$$

Si denotamos por ω_0 a la frecuencia angular correspondiente al caso armónico (g/L) y γ al cociente $b/2m$, la razón de las frecuencias angulares del caso infra amortiguado al caso armónico se puede escribir como:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{\omega_0}\right)^2} \quad (13)$$

Los valores del término $b/2m$, que determina los efectos de la fricción en la amplitud y frecuencia de las oscilaciones, para las tres esferas son pequeños y sus cuadrados son aún menores.

Es por ello que los efectos en el corrimiento de la frecuencia angular, que podrían dar lugar a un cambio en el período de las oscilaciones, no son notables y sí el decaimiento de las amplitudes ya que dicho término se encuentra en el exponente de una función exponencial decreciente que es una función de rápida variación. En la Tabla 4 se han resumido los cálculos teóricos que conllevan a ilustrar lo antes señalado. Aquí se empleó el valor de la viscosidad relativa del aire a temperatura ambiente $\eta = 1,83 \cdot 10^{-5}$ Pa·s para hallar b y la relación (13) con $\omega_0 = 9,78 \text{ s}^{-2}$ para la razón entre las frecuencias de los casos infra amortiguado y armónico.

Se aprecia claramente de la razón ω/ω_0 que el corrimiento en la frecuencia angular (y por tanto en el período de las oscilaciones) no debe ser apreciable, lo cual se pudo verificar experimentalmente al observar los registros brindados por el HPCI-1 para cada una de los péndulos y cada una de las longitudes que se muestra en la Tabla 5.

Sin embargo, los valores de la columna correspondiente a $e^{-(b/2m)t}$ para 60 s reflejan que la amplitud de las oscilaciones

del péndulo con la esfera de acero (de mayor masa) apenas se debe reducir en 0,007 (un 0,7%) al cabo de 60s (unos 30 períodos), mientras que para el péndulo con esfera de aluminio se reduce en 0,02 (un 2%) y en 0,08 (un 8%) para la de madera.

Los valores experimentales mostrados en la Tabla 1 resultan muy superiores, pero concuerdan al establecer el orden creciente de la atenuación al pasar del acero a la madera. En un trabajo futuro determinaremos experimentalmente el coeficiente de amortiguamiento de estas esferas al moverse en el aire.

Gracias a las facilidades del sistema asistido por computadoras HPCI-1 las mediciones para los tres péndulos de diferentes masas se pueden realizar en un tiempo que se enmarca en el de una práctica de laboratorio. Esta circunstancia nos motiva a proponer un diseño para la misma en que se realicen las mediciones para tres péndulos de diferentes masas, se procesen con las facilidades del propio sistema y de conjunto con las observaciones de la amplitud en el tiempo los ponga en condiciones de responder a un grupo de preguntas que requieran del análisis de sus resultados.

En esas preguntas debemos insistir en los aspectos más relevantes de las oscilaciones y rebasar en profundidad los conocimientos del nivel medio superior que se restringe al caso estrictamente armónico. Como se observa se pueden introducir consideraciones relativas a la presencia de la fuerza de fricción y su influencia en las características principales del movimiento y familiarizar a los estudiantes con las ecuaciones del caso amortiguado.

De las expresiones (3) y (12) se pueden obtener las expresiones para la aceleración gravitatoria en el caso armónico e infra amortiguado:

$$g = \omega^2 L \quad (14)$$

$$g = \left(\omega^2 + \frac{b^2}{4m^2}\right)L \quad (15)$$

Aquí se puede apreciar que los resultados obtenidos para la aceleración gravitatoria del péndulo para el cual el término $b/2m$ sea menor debe corresponderse mejor con la obtenida para el caso armónico. A esta conclusión se puede llegar al observar los resultados obtenidos para los tres péndulos que difieren en su masa y que se mostraron en la Tabla 3.

Algunas preguntas para profundizar en los resultados experimentales obtenidos y sus posibles causas podrían ser:

¿Las oscilaciones de los tres péndulos estudiados son armónicas? ¿Cuáles de las características principales de las oscilaciones armónicas no se observan en sus resultados?

¿Qué tipo de oscilaciones exhiben los tres péndulos? ¿Qué resultados de los obtenidos por usted le permiten hacer esa afirmación?

Tabla 3. Valores experimentales de la aceleración gravitatoria y sus incertidumbres relativas, coeficientes R^2 y las incertidumbres de la pendiente y el intercepto en las ecuaciones de ajuste en dependencia de la masa de la lenteja de los péndulos

Material de la esfera	Masa, g	Pendiente m (valor de g), m/s^2	Coefficiente R^2	$\Delta g/g\%$	Δm	Δb
Acero	26.9	9.68 ± 0.02	0.9999	1.0	0.028	0.0017
Aluminio	9.8	9.95 ± 0.02	0.9996	1.7	0.037	0.0023
Madera	2.4	10.01 ± 0.02	0.9993	3.2	0.071	0.0042

Tabla 4. Cálculos teóricos del coeficiente de amortiguamiento $b/2m$, de ω/ω_0 y $e^{-(b/2m)t}$ para 60 s

Material de la esfera	Radio, m	$b = 6\pi\eta r$, Pa·s	Masa, kg	$\frac{b}{2m}$, s^{-1}	$(\frac{b}{2m})^2$	ω/ω_0	$e^{-(b/2m)t}$ para 60 s
Acero	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$6.55 \cdot 10^{-6}$	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$1.52188 \cdot 10^{-4}$	$1.52188 \cdot 10^{-9}$	0.999999999	0.992706726
Aluminio	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$6.55 \cdot 10^{-6}$	$9.80 \cdot 10^{-3}$	$3.34 \cdot 10^{-4}$	$1.14065 \cdot 10^{-8}$	0.999999994	0.980159466
Madera	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$6.55 \cdot 10^{-6}$	$2.40 \cdot 10^{-3}$	$1.36 \cdot 10^{-3}$	$1.89121 \cdot 10^{-7}$	0.999999905	0.921640541

Tabla 5. Períodos de las oscilaciones de los tres péndulos para diferentes longitudes

L, m	Período T para acero, s	Período T para aluminio, s	Período T para madera, s
1.0	1.978	1.987	1.994
0.9	1.884	1.884	1.897
0.8	1.761	1.788	1.788
0.7	1.645	1.661	1.661
0.6	1.536	1.536	1.536
0.5	1.400	1.399	1.399
0.4	1.255	1.259	1.259

Comparando las expresiones (14) y (15) para la aceleración gravitatoria obtenidas para los casos armónicos e infra amortiguado ¿cómo deben ser los valores de la aceleración gravitatoria obtenida para los tres péndulos respecto al caso armónico? ¿cuál mayor, cuál menor? ¿se corresponde esto con sus resultados experimentales?

De las características del movimiento oscilatorio amplitud y frecuencia ¿cuál se afecta más con la presencia de la acción de la fricción viscosa con el aire? ¿puede explicarlo a partir de las ecuaciones del movimiento amortiguado?

IV. CONCLUSIONES

Las facilidades del sistema de prácticas de laboratorio asistidos por computadoras HPCI-1 permiten aumentar el número de tareas a realizar por el estudiante dentro del horario de una práctica de laboratorio.

Estas tareas deben diseñarse por el profesor de manera que incluya la modificación de algún parámetro o condiciones experimentales que provoquen un cambio y acorde con esto, debe formular un conjunto de interrogantes a responder a partir del análisis de sus resultados.

Debe prestarse cuidado de no repetir resultados conocidos

del nivel precedente, sino avanzar en el nivel de profundidad de los conocimientos a partir de los nuevos conocimientos y habilidades propios del nivel superior.

El sistema HPCI-1, permite realizar el estudio del movimiento del péndulo simple ejecutando oscilaciones pequeñas cuando existe presencia de fuerza de fricción del cuerpo con el aire cuando el movimiento ya no es armónico simple, sino infra amortiguado.

Respecto al movimiento armónico simple, la característica del movimiento amortiguado que más difiere es la amplitud de las oscilaciones y no su frecuencia angular.

REFERENCIAS

- [1] HPCI-1 Computer Aided Physics Laboratory. Experiment Manual. Version 4.0. U-Star Sensor Technology Co., Ltd.
- [2] HPCI-1 Computer Aided Physics Laboratory. Application Manual. Version 4.0. U-Star Sensor Technology Co., Ltd.
- [3] A. Thulin, A "standardized" gravity formula Bulletin OIML N0 129, June 1992.
- [4] H. Moritz, Bull. Géodésique 62, 348 (1988).

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



MODIFICACIONES EN EL PLANTEAMIENTO Y ALCANCE DE LA PRÁCTICA DE LABORATORIO “EFECTO HALL EN SEMICONDUCTORES” PARA CARRERAS DE INGENIERÍA

MODIFICATIONS IN THE GOALS AND RANGE OF LAB PRACTICE “HALL EFFECT IN SEMICONDUCTORS” FOR ENGINEERING CARRERS

A. HERNÁNDEZ

Departamento de Física, Facultad de Ingeniería, Universidad de Cienfuegos, Cuba; archdez@ucf.edu.cu[†]
[†] autor para la correspondencia

Recibido 09/09/2021; Aceptado 15/06/2022

Se evaluó el equipo LEEI-35 de la firma Lambda Scientific para la práctica de laboratorio Efecto Hall en Semiconductores. A los ejercicios propuestos por los fabricantes se le adicionaron como objetivos importantes determinar el tipo de semiconductor y la concentración de portadores en el mismo que resultan aspectos de primordial importancia cuando se usa el efecto Hall en la práctica cotidiana de los semiconductores. Se modificó la metodología propuesta en uno de los ejercicios por los fabricantes debido a las imprecisiones que introducía en los resultados. El grado de exactitud lograda y la repetitividad de los resultados alcanzada por equipos de estudiantes pone de manifiesto la calidad de este montaje. Este es un contenido del sistema de conocimientos de la disciplina Física para ingenieros que no tenía verificación experimental anteriormente y por ello ahora la formación del estudiante es más completa.

The equipment LEEI-35 of Lambda Scientific for the lab practice Hall Effect in Semiconductors was evaluated. To the exercises proposed by the manufacturers were added as important goals to determine the type of semiconductor and carrier concentration present in it that are the two most important aspects when using the Hall Effect in the daily practice of semiconductors. The proposed methodology in one of the exercises suggested by the manufacturers was modified due to inaccuracies introduced in the results. The degree of accuracy achieved and the repeatability of the results reached by student teams demonstrate the quality of this assembly. This is a content of the system knowledge of Physics discipline for engineers that previously had no experimental verification and with its introduction in the lab system of the Modern Physics subject the students achieve a more complete training.

PACS: 01.50Pa Laboratory experiments and apparatus (experimentos y aparatos de laboratorio), 01.40Fk research in physics education (investigación en enseñanza de la Física), 72.80 Ey III–V and II–VI semiconductors (semiconductores de los grupos III–V y II–VI)

I. INTRODUCCIÓN

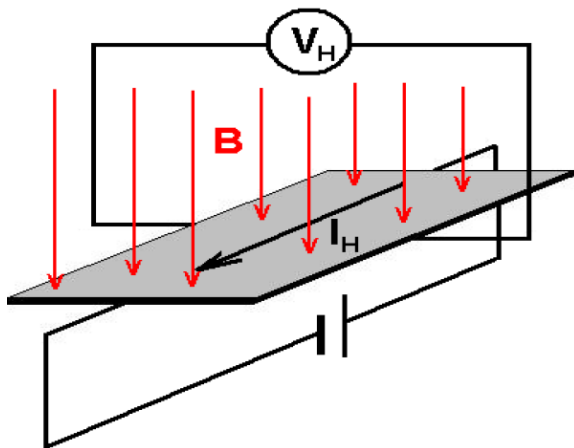


Figura 1. Representación esquemática del circuito para revelar el efecto Hall.

El efecto Hall fue descubierto en el año 1879 por Edwin H. Hall [1]. El mismo consiste en el surgimiento de una diferencia de potencial (o voltaje) V_H entre los extremos opuestos de una muestra y en la dirección transversal a la dirección por la que circula una corriente I_H cuando hay un campo

magnético de intensidad B presente actuando en el plano perpendicular a la muestra (ver figura 1). Inicialmente el efecto Hall fue descubierto para los materiales conductores, pero luego se hizo evidente que en los semiconductores con más baja concentración de portadores era mucho más notable.

Utilizando la nomenclatura antes planteada para las magnitudes involucradas y partiendo de razonamientos clásicos la corriente I_H que circula por la muestra se puede escribir en función de la velocidad de arrastre v_D , el área A de la sección transversal por donde fluye la corriente, la densidad o concentración de portadores n (número de portadores por unidad de volumen) y la carga del electrón q en la forma:

$$I_H = nqv_D A. \quad (1)$$

Al moverse los portadores de carga en un campo magnético aparece una fuerza magnética que actúa sobre ellos que los desvía lateralmente. El desvío lateral de los portadores hace que se produzca una acumulación de ellos en una de las partes de la muestra y un defecto de los mismos en la contraria lo cual genera un campo eléctrico con sus líneas de fuerza dirigidas en el sentido contrario a la fuerza magnética. Este campo eléctrico ejerce una fuerza sobre los portadores de carga que se opone a la fuerza magnética y es quien detiene el proceso de acumulación de cargas, alcanzándose un equilibrio. Cuando

se ha establecido el equilibrio antes señalado las dos fuerzas se igualan cumpliéndose:

$$q\vec{v}_D \times \vec{B} = q\vec{E}. \quad (2)$$

Combinando las expresiones anteriores se puede obtener:

$$E = \frac{I_H B}{nqLd} \implies EL = \frac{I_H B}{nqd} = V_H. \quad (3)$$

Esta última expresión nos indica que el voltaje Hall es directamente proporcional a la magnitud de la corriente que circula por la muestra y de la intensidad del campo aplicado perpendicularmente a ella e inversamente proporcional al espesor y a la densidad (o concentración) de portadores. Para los metales esta densidad es muy alta (del orden de 10^{28} electrones/ m^3) y por eso los valores del voltaje Hall son difíciles de detectar a pesar de trabajar con campos magnéticos intensos, valores de corriente altos y muestras de espesores pequeños [2]. Sin embargo, en los semiconductores puros con concentración de portadores del orden de $10^{16} - 10^{20}$ portadores/ m^3 (entre 8 y 12 órdenes menores) se pueden tener muestras no muy finas, campos no tan intensos y obtener valores del voltaje Hall medidos con un voltímetro. Aún para los semiconductores dopados con impurezas, en los cuales las concentraciones de portadores resultan más altas ($10^{20} - 10^{25}$ portadores/ m^3), el efecto Hall resulta detectable con un milivoltímetro con campos magnéticos no intensos (del orden de los mT) e intensidades de corrientes relativamente bajas (del orden de los mA) [3].

Precisamente este es el caso de los equipos de laboratorio que se ofertan por las firmas comercializadoras para fines docentes. En la expresión 3 se acostumbra a introducir el término,

$$R_H = \frac{1}{nq}, \quad (4)$$

llamado coeficiente de Hall y la misma se escribe entonces:

$$V_H = \frac{R_H I_H B}{d}. \quad (5)$$

Si introducimos el coeficiente de proporcionalidad,

$$K_H = \frac{R_H}{d} = \frac{1}{nqd}, \quad (6)$$

llamado sensibilidad de la unidad Hall, entonces la expresión 5 puede escribirse en la forma:

$$V_H = H_H I_H B. \quad (7)$$

Mientras mayor sea el valor de K_H más sensible será la unidad para detectar variaciones en V_H con los cambios de I_H y de B . Como vemos de la expresión 6 la sensibilidad K_H depende de la concentración n de portadores de la muestra y de su espesor d (que en nuestro caso tiene un valor de 0.2 mm).

Generalmente el propósito de la práctica de laboratorio sobre efecto Hall es construir las dependencias de V_H contra I_H manteniendo el valor de B constante y de V_H contra B manteniendo el valor de I_H constante, las cuales de acuerdo con las ecuaciones anteriores que describen el mismo, resultan ser lineales.

II. MATERIALES Y MÉTODOS

II.1. Descripción de la instalación experimental

El equipo de laboratorio empleado fue el LEEI-35 de la firma Lambda Scientific de China, recibido en varios centros de educación superior cubanos. En su manual [4] los fabricantes plantean como propósito obtener las dos relaciones lineales antes mencionadas, sus pendientes y de ellas la sensibilidad K_H de la unidad Hall.

El circuito para la realización de las mediciones del voltaje Hall sin cambiar el sentido de circulación de la corriente por la placa ni el sentido del campo magnético está esquemáticamente representado en la figura 2.

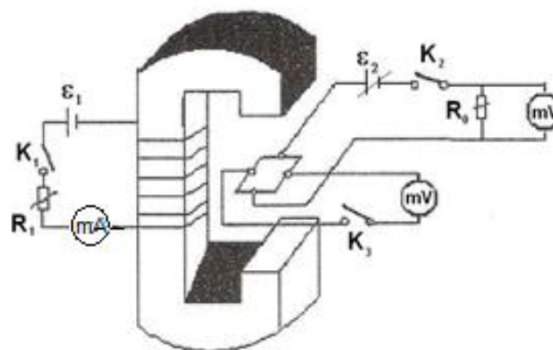


Figura 2. Esquema de la instalación para medir el voltaje Hall sin cambios en el sentido de la corriente por la placa Hall ni el campo magnético.

En la misma se puede observar un circuito que alimenta al electroimán con el cual se genera el campo magnético B que se aplica. La intensidad del campo magnético se puede variar mediante la resistencia variable R_1 , la cual regula el valor de la intensidad de corriente I_M que circula por el electroimán y que se mide con el miliamperímetro mA de 1 mA de exactitud.

En la ranura del electroimán está colocada la placa Hall con cuatro terminales en sus cuatro lados opuestos. A dos de ellos está conectado un circuito que consta de una fuente de voltaje variable de magnitud ϵ_2 y una resistencia R_0 con ayuda del cual se hace circular la corriente de Hall I_H a través de la placa.

El valor de esta corriente se puede medir con ayuda del milivoltímetro conectado entre los extremos de R_0 a partir de la ley de Ohm. A los otros dos terminales está conectado un milivoltímetro para medir el voltaje Hall.

En realidad, el circuito empleado es algo más complejo porque incluye tres interruptores doble polo-doble tiro (DP-DT) con ayuda de los cuales se pueden invertir los sentidos de la corriente por la placa y del campo magnético, así como medir la diferencia de potencial Hall y la corriente Hall con el mismo milivoltímetro con exactitud de 0.1 mV.

En la figura 3 aparece dicho circuito. Con el interruptor K_1 se puede invertir el sentido de circulación de la corriente I_M que circula por el electroimán y por ende el del campo

magnético. Con el interruptor K_2 se puede invertir el sentido de circulación de la corriente I_H a través de la placa y con K_3 se puede medir el voltaje Hall o la diferencia de potencial entre los terminales de la resistencia R_0 con el mismo milivoltímetro. El valor de I_H se calcula usando la ley de Ohm y conociendo el valor de R_0 . Esta resistencia R_0 es preciso conectarla externamente al circuito que viene estructurado como parte del montaje de esta práctica de laboratorio.

II.2. Algunos efectos colaterales que se presentan junto al efecto Hall

Durante la realización de las mediciones hay algunos efectos colaterales asociados a que las mediciones no se realizan isotérmicamente. Dichos efectos hacen que el valor del voltaje medido no sea únicamente debido al efecto Hall, sino que también se incluyan otros voltajes adicionales los cuales traen consigo errores en las mediciones. Tempranamente estos efectos no sólo fueron reportados en la literatura, sino que también se indicaron los procedimientos para compensar los

mismos [5] y aplicados en trabajos posteriores [?,?].

Entre los efectos colaterales están los termo-magnéticos que son:

- Efecto Etinghausen debido a que los dos extremos de la placa Hall tienen diferente temperatura. Así aparecerá una diferencia de potencial eléctrico V_E debida a la diferencia de temperatura, la cual está relacionada con la corriente Hall I_H y con la dirección del campo magnético B .
- Efecto Nernst debido al paso de una corriente térmica a través de la placa Hall. aparece una diferencia de potencial V_N , la cual está relacionada con el campo magnético y la corriente térmica.
- Efecto Righi-Leduc debido a que al pasar una corriente térmica por la placa Hall, esta genera cierta temperatura en ambos extremos de la placa y se produce una diferencia de potencial por diferencia de temperatura V_R , la cual está relacionada con el campo magnético.

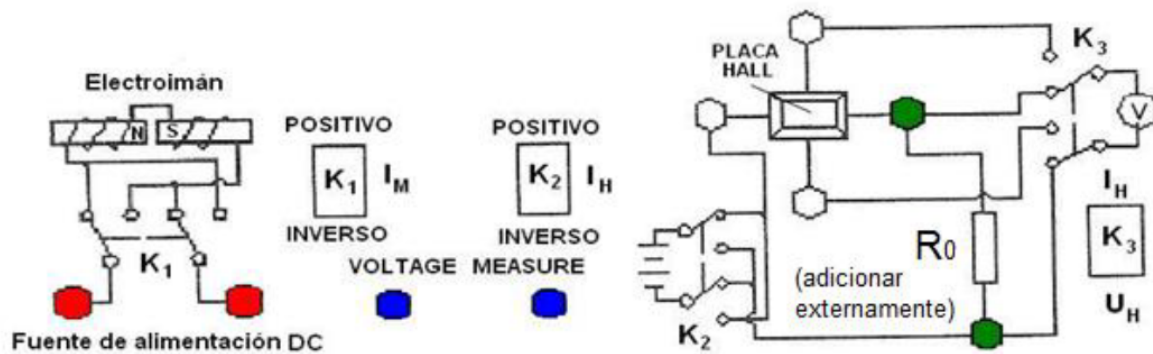


Figura 3. Esquema de la instalación para medir el voltaje Hall con posibilidades de cambios en el sentido de la corriente por la placa Hall, en el campo magnético y usando un milivoltímetro para medir la diferencia de potencial Hall y la corriente por la placa.

Aparte de estos efectos termo-magnéticos colaterales hay una diferencia de potencial V_0 debida a que los puntos de medición del voltaje Hall no están estrictamente alineados a ambos lados de la muestra. Cuando la corriente Hall pasa a través de la muestra, aún sin estar actuando el campo magnético, existirá una diferencia de potencial V_0 cuya polaridad cambia con el sentido de circulación de I_H .

Así, para poder contrarrestar la influencia de estos efectos colaterales los sentidos de circulación de I_H y del campo magnético B deben cambiarse durante la operación de medición. A continuación, se detallan los datos de cuatro grupos de diferencia de potenciales obtenidos al invertir tanto el sentido de la corriente I_H como del campo magnético B :

Cuando I_H es positivo y B es positivo,

$$V_1 = V_H + V_0 + V_E + V_N + V_R$$

. Cuando I_H es negativo y B es positivo,

$$V_2 = -V_H - V_0 - V_E + V_N + V_R$$

. Cuando I_H es negativo y B es negativo,

$$V_3 = V_H - V_0 + V_E - V_N - V_R$$

. Cuando I_H es positivo y B es negativo,

$$V_4 = -V_H + V_0 - V_E - V_N - V_R$$

. Haciendo el siguiente cálculo con las cuatro diferencias de potenciales anteriores:

$$V = \frac{(V_1 - V_2) + (V_3 - V_4)}{4} = V_H + V_E. \quad (8)$$

Debido a que la dependencia de V_H y V_E son las mismas con el sentido de la corriente de Hall y el campo magnético sus efectos no se contrarrestan con la inversión de estos. Sin embargo, generalmente $V_H \gg V_E$ de manera que V_E puede despreciarse y por consiguiente se puede hallar el voltaje Hall. El signo del voltaje Hall indica el signo de los portadores de carga.

En las gráficas se realizó la representación del valor modular del voltaje Hall contra la intensidad el campo magnético manteniendo constante la corriente que circula por la placa

en un caso y contra la intensidad de la corriente que circula por la placa manteniendo constante la magnitud del campo magnético en el otro.

Se utilizó el programa EXCEL de la Microsoft para el tratamiento de los datos experimentales, se graficaron las dos dependencias antes mencionadas y se calcularon las incertidumbres Δm en la pendiente y Δb en el intercepto de acuerdo con las expresiones:

$$\Delta m = S_y \sqrt{\frac{(V_1 - V_2) + (V_3 - V_4)}{4}} = V_H + V_E \quad (9)$$

Debido a que la dependencia de V_H y V_E son las mismas con el sentido de la corriente de Hall y el campo magnético sus efectos no se contrarrestan con la inversión de estos. Sin embargo, generalmente $V_H \gg V_E$ de manera que V_E puede despreciarse y por consiguiente se puede hallar el voltaje Hall. El signo del voltaje Hall indica el signo de los portadores de carga.

En las gráficas se realizó la representación del valor modular del voltaje Hall contra la intensidad el campo magnético manteniendo constante la corriente que circula por la placa en un caso y contra la intensidad de la corriente que circula por la placa manteniendo constante la magnitud del campo magnético en el otro.

Se utilizó el programa EXCEL de la Microsoft para el tratamiento de los datos experimentales, se graficaron las dos dependencias antes mencionadas y se calcularon las incertidumbres Δm en la pendiente y Δb en el intercepto de acuerdo con las expresiones:

$$\Delta m = S_y \sqrt{\frac{N}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^N x_i\right)^2}} \quad (10)$$

$$\Delta b = S_y \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^N x_i\right)^2}} \quad (11)$$

Donde S_y viene dada por:

$$S_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (y_i - mx_i - b)^2}{N - 2}} \quad (12)$$

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Se realizaron las mediciones del voltaje Hall variando la corriente que circulaba por la placa manteniendo el campo magnético constante y luego variando el campo magnético,

pero manteniendo la corriente por la placa constante. Para ello se efectuaron las mediciones conmutando los interruptores que permitían invertir los sentidos de la corriente y del campo magnético aplicado. Los valores obtenidos se reflejan en las tablas 1 y 2.

Tabla 1. Valores experimentales del voltaje Hall cuando el campo magnético permanece constante y varía la corriente que circula por la placa.

	$R_0 = 300 \Omega$			$B = 302.4 \text{ mT}$		
I_H mA	V_1 mV	V_2 mV	V_3 mV	V_4 mV	V_H mV	
0.5	-33.7	33.7	-34.3	34.3	-34.0	
1	-67.4	67.4	-68.8	68.8	-68.1	
1.5	-101.1	101.1	-103.1	130.1	-108.85	
2	-135.0	135	-135.7	137.7	-135.85	
2.5	-168.7	168.7	-172.0	172.0	-170.35	
2.9	-195.7	195.7	-199.6	199.6	-197.65	

Tabla 2. Valores experimentales del voltaje Hall cuando la corriente que circula por la placa permanece constante y varía el campo magnético.

	$R_0 = 300 \Omega$			$I_H = 1 \text{ mA}$		
B mT	V_1 mV	V_2 mV	V_3 mV	V_4 mV	V_H mV	
36.4	-8.0	8.0	-8.2	8.2	-8.1	
72.6	-16.1	16.1	-16.2	16.2	-16.15	
109.6	-24.4	24.4	-24.5	24.5	-24.45	
147.3	-32.8	32.8	-32.9	32.9	-32.85	
184.5	-41.1	41.1	-41.2	41.2	-41.15	
223.1	-49.7	49.7	-49.8	49.8	-49.75	

Con estos datos se construyeron las gráficas de las dependencias del voltaje de Hall con la corriente que circula por la placa con el campo magnético constante y con el campo magnético cuando se mantenía constante la corriente que circulaba por la placa. Estas se muestran en las figuras 4 y 5.

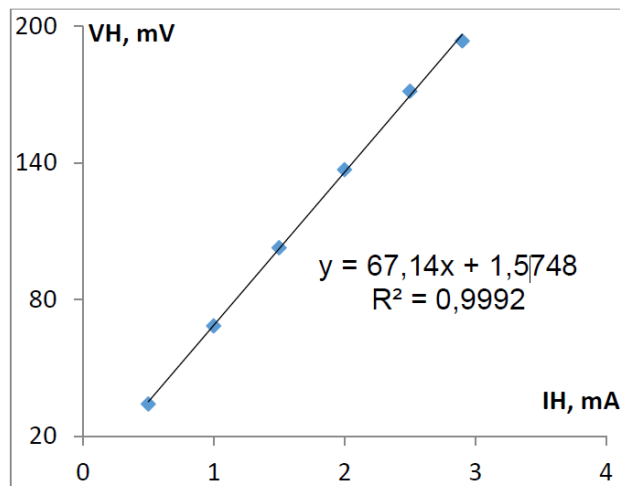


Figura 4. Gráfica que ilustra la dependencia del voltaje Hall contra la corriente por la placa para un campo magnético constante de valor 302.4 mT.

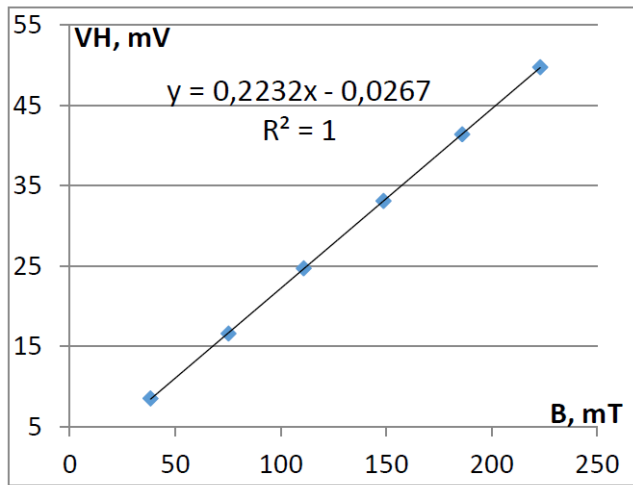


Figura 5. Gráfica que ilustra la dependencia del voltaje Hall contra el campo magnético para una corriente por la placa constante de valor 1 mA.

Ambas dependencias tienen un carácter lineal de acuerdo a la ecuación 7 y su pendiente resulta el producto de la sensibilidad K_H por la corriente por la placa o por el campo magnético, en dependencia de cuál parámetro era el que se mantenía constante. En la tabla 3 se muestran los valores de las pendientes de ambas rectas obtenidas por el método de los mínimos cuadrados y el coeficiente R^2 que caracteriza el grado de linealidad de dichas dependencias.

Allí también aparecen los valores de la sensibilidad del elemento Hall y la concentración de portadores de la muestra semiconductor. El signo del voltaje Hall resultó negativo por lo que la muestra corresponde a un semiconductor tipo n , dopado con impurezas donoras cuya concentración promedio resultó ser 1.404×10^{14} electrones/cm³.

En realidad, los fabricantes del equipo proponen como ejercicios construir las dependencias antes mostradas y la gráfica del valor del voltaje Hall para diferentes valores de la corriente de magnetización. Esta última gráfica carece de

sentido por cuanto la información que se extrae de la misma es relativa a las características magnéticas del material del núcleo del electroimán que se usa para obtener los campos magnéticos y en este trabajo de laboratorio resulta irrelevante. De igual manera, los fabricantes proponen medir los valores del voltaje Hall para los campos magnéticos que resultan luego de conmutar el sentido de la corriente de magnetización que genera dichos campos, a pesar de que como resultado de ello se altera su valor debido a la presencia de histéresis en el material del núcleo ferromagnético del electroimán. El equipo posee un magnetómetro con una exactitud de 0.1 mT basado en efecto Hall para brindar el valor del campo magnético que está actuando sobre la placa semiconductor que posee su sensor Hall que trabaja de forma independiente a la placa empleada para los experimentos. Es por ello que carece de sentido construir las dependencias con estos valores del campo magnético que se alteran durante la conmutación teniendo la posibilidad de llevar el campo magnético al valor que se está empleando antes de conmutar y entonces realizar la medición del voltaje Hall. Esta modificación fue introducida en la técnica operatoria. Los resultados de los experimentos realizados tal y como proponían los fabricantes y según la modificación planteada, mostrados en la tabla 5.

Tabla 3. Valores de la pendiente, la sensibilidad del elemento Hall y de la concentración de portadores del semiconductor.

Pendiente	R^2	Sensibilidad V/T·A	Concentración de portadores electrones/cm ³
0.2232 mV/mT	1.000	223.2	1.400×10^{14}
67.14 mV/mT	0.9992	222.0	1.407×10^{14}

La práctica de laboratorio con estas modificaciones quedó incluida en el sistema de prácticas de la asignatura Física III y recogida en la Multimedia que contiene todas las guías [8].

Tabla 4. Comparación de los resultados obtenidos en las gráficas siguiendo lo indicado por los fabricantes y con la modificación propuesta.

Método seguido	Gráfica	Parámetros de las rectas de ajuste y sensibilidades calculadas			
		Pendiente	Intercepto-Y	Coficiente R^2	Sensibilidad
Según los fabricantes	V_H vs I_H	55.007	0.9833	0.9995	210.9 V/A·T
	con $B = 260.8$ mT	± 0.087			
	V_H vs B	0.0433	0.0036	0.9999	216.5 V/A·T
Modificado por autor	con $I_H = 2$ mA	± 0.0002			
	V_H vs I_H	67.14	1.5748	0.9992	222.0 V/A·T
	con $B = 302.4$ mT	± 1.15			
	V_H vs B	0.2232	0.0267	1.0000	223.2 V/A·T
	con $I_H = 1$ mA	± 0.0005			

Por último, queremos referirnos a los resultados obtenidos por los estudiantes de las carreras de ingeniería durante la realización de la práctica de laboratorio sobre efecto Hall como parte del curso de Física III. Para ello nos basamos en los informes de la práctica elaborados por los mismos para su evaluación. De los mismos se extrajeron los valores de las sensibilidades del elemento Hall obtenidas de las gráficas del

voltaje Hall contra el campo magnético cuando la corriente en la paca era constante y contra la corriente por la placa cuando el campo magnético permanecía constante, sus coeficientes R^2 y la densidad promedio de los portadores obtenida con ambos valores de la sensibilidad. Por último, se calcularon los promedios de estos valores y la desviación de los mismos del promedio. Todos estos valores aparecen en la tabla ??.

De su análisis se desprende que los resultados presentan una dispersión pequeña lo que indica que el montaje concebido tiene una alta repetitividad y como se ven los resultados

difieren poco de los obtenidos por el profesor y un alumno ayudante durante las corridas del montaje.

Tabla 5. Comparación de los resultados obtenidos en las gráficas siguiendo lo indicado por los fabricantes y con la modificación propuesta.

Equipo de estudiantes	Sensibilidad a $B = cte$	Coficiente R^2	Sensibilidad a $I = cte$	Coficiente R^2	Densidad promedio de portadores (cm^{-3})
1	220	1	216.4	0.995	1.43×10^{14}
2	218	1	218	0.999	1.43×10^{14}
3	219	0.9999	223.1	1	1.415×10^{14}
4	218.8	1	219.7	1	1.425×10^{14}
5	223	1	222.5	0.9999	1.403×10^{14}
6	218	1	218	1	1.43×10^{14}
7	205	1	212	0.999	1.49×10^{14}
8	221.6	1	224	1	1.40×10^{14}
9	226.8	0.999	223.3	0.999	1.405×10^{14}
10	202.9	1	201	0.998	1.54×10^{14}
Promedio de los estudiantes	217.14	0.99989	217.8	0.99899	1.437×10^{14}
Profesor	223	0.9992	222	1	1.404×10^{14}
Desviación	5.86	0.00069	4.2	0.00101	0.033×10^{14}

IV. CONCLUSIONES

1. Las modificaciones propuestas en la técnica operatoria para la realización de la práctica de laboratorio de efecto Hall respecto a la sugerida por los fabricantes aumentan la precisión de los resultados y con ello la credibilidad de los mismos.
2. La inclusión en los objetivos de la práctica de la determinación del signo del portador de carga y su densidad en el semiconductor, además de la construcción de las gráficas del voltaje Hall contra la corriente por la placa manteniendo $B = cte$ y contra la magnitud del campo magnético manteniendo $I_H = cte$, hace más amplio su planteamiento original.
3. La obtención de la concentración de portadores extrínsecos y su signo amplía el alcance de la práctica y le confiere un carácter más aplicado para la ingeniería de acuerdo con su uso cotidiano para estos fines en la Ciencia de los Materiales.
4. Los resultados experimentales obtenidos por 10 equipos de estudiantes mostraron que el montaje posee una alta repetitividad evidenciado en la baja dispersión de los valores entre los equipos y con respecto a los obtenidos por el profesor y un alumno ayudante previamente.
5. La introducción de esta práctica, vinculada con el tema de semiconductores, en el sistema de prácticas de la

asignatura Física III contribuye a aumentar la calidad de la docencia que recibe el estudiante y por ende incide positivamente en su formación profesional.

REFERENCIAS

- [1] E.H. Hall, Am. J. Math., 2, 3 (1879).
- [2] Introducción a la Física Experimental. Guía de la experiencia Efecto Hall en metales. Departamento de Física Aplicada. Universidad de Cantabria. personales.unican.es/lopezqm/IFE/elmenu/teoria/efectohall2.p
- [3] D. W. Preston and E. R. Dietz. The Art of Experimental Physics. (John Wiley & Sons, 1991), pp 303–315.
- [4] Hall Effect Magnetometer FD-HL-5. Guidebook. Physics Experiments. 2006.
- [5] Redin R. D. Thermomagnetic and Galvanomagnetic Effects. UNITED STATES ATOMIC ENERGY COMMISSION RESEARCH AND DEVELOPMENT REPORT UNCLASSIFIED ISC-907. September 1957.
- [6] A. Sáenz, Rev. Mex. de Fis. 34, 85 (1988).
- [7] L. E. Vidal. Diseño y construcción de un sistema de medidas de efecto Hall basado en la técnica de Van der Pauw. Tesis de Maestría en Física. Universidad Nacional de Colombia, Sede Manizales. Mayo de 2006.
- [8] Multimedia. Laboratorios de Física para Ingenieros. GDTE-UCF. Creative Commons. Universidad de Cienfuegos. ISBN: 978-959-257-288

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



PIEZOELECTRIC PROPERTIES OF $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ LEAD-FREE FERROELECTRIC CERAMICS

PROPIEDADES PIEZOELÉCTRICAS DE CERAMICAS LIBRES DE PLOMO DEL TIPO $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$

A. C. IGLESIAS-JAIME^{a†}, TONGQING YANG^b, A. PELÁIZ-BARRANCO^{b,c,d}, J. D. S. GUERRA^d

a) Departamento de Física, Instituto de Ciencias Básicas, Universidad Tecnológica de La Habana José A. Echeverría, La Habana, Cuba; iglesias692@gmail.com[†]

b) Functional Materials Research Laboratory, College for Materials Science and Engineering, Tongji University, 4800 Caoan, Shanghai 201804, China.

c) Grupo de Materiales Ferrosos, Facultad de Física - Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales, Universidad de La Habana. San Lázaro y L, Vedado, La Habana 10400, Cuba.

d) Grupo de Ferroeléctricos e Materiais Multifuncionais, Instituto de Física, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Minas Gerais, 38408-100, Brazil.

† corresponding author

Recibido 22/03/2022; Aceptado 17/06/2022

Lead-based piezoelectric compounds are used in a wide applications range spanning from sensors to transducers. However, these materials are environmentally-aggressive, so these must be replaced by using lead-free compounds. This paper presents the study on the electromechanical behavior and the main piezoelectric parameters of five piezoelectric ceramic compositions within the $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ family, where $x = 8, 10, 12, 16, 18$ at%. The samples have been prepared by using the standard solid-state reaction method and then polarized under an electric field of 2 kV/mm for a temperature lower than that of the phase's transition temperature. Our results revealed d_{33} values higher than 120 pC/N for $x = 8, 10, 12$ at%, better than those for lead-based compounds. There were also obtained d_{33} , d_{31} and g_{31} values higher than those reported in the literature for a large number of lead-free systems.

Los compuestos piezoeléctricos basados en plomo son muy utilizados en una gran gama de aplicaciones como sensores y actuadores. Sin embargo, son dañinos para el medio ambiente, por lo que es necesario reemplazarlos con materiales alternativos libres de plomo. En este trabajo se presenta el estudio del comportamiento electromecánico y de los principales parámetros piezoeléctricos para cinco composiciones de cerámicas piezoeléctricas libres de plomo, $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ donde $x = 8, 10, 12, 16, 18$ at%. Las muestras fueron preparadas mediante el método cerámico tradicional, y polarizadas bajo un campo eléctrico de 2 kV/mm a una temperatura inferior a la temperatura de transición de fases. Los resultados arrojaron valores de $d_{33} > 120$ pC/N para $x = 8, 10, 12$ at%, superiores a compuestos basados en plomo. Se reportan, además, valores de d_{33} , d_{31} y g_{31} mejores que los reportados en la literatura para gran parte de los sistemas libres de plomo.

PACS: Piezoelectricity (piezoelectricidad), 77.65.-j; piezoelectric materials (materiales piezoeléctricos), 77.84.-s; piezoelectric constants (constants piezoeléctricas), 77.65. Bn

I. INTRODUCTION

Piezoelectric materials currently cover a large number of areas involving their use in electronic devices devoted to energy generation and storage [1], sensors for contaminating elements in food [2], multilayer capacitors [3], piezoelectric scalpels for piezo-surgery [4], and so on.

Several decades ago, there was a “boom” in piezoelectric research due to their interesting phenomenology and their impact on the industrial, military, medical and biotechnological fields [5–7].

However, most devices based in piezoelectricity involve lead-based, which have shown the best properties but are harmful for human's health and hazardous to the environment. Therefore, it has been imperative for the scientific community to find alternative materials, which can replace the lead-based systems [3].

In this context, the $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ family has emerged as a promising lead-free material, showing excellent piezoelectric properties [8, 9]. The aim of the present work is to study the piezoelectric properties of the

$(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ ($x = 8, 10, 12, 16, 18$ at%) ceramic system. In particular, the electromechanical behavior as well as the main piezoelectric figures of merit have been explored.

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE

$(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{1-x}\text{Ba}_x\text{TiO}_3$ ceramics for $x = 8, 10, 12, 16, 18$ at%, were prepared by using the standard solid-state reaction method. High purity oxides (Bi_2O_3 : 99.999%; BaCO_3 : 99.36%; TiO_2 : 98%; Na_2CO_3 : 99.5%) were mixed and milled for 2 hours (using alcohol). The powders were dried and uniaxially pressed (1 ton/cm²). The samples were calcined at 800°C for 1 hour in air atmosphere. The powders were milled again for 1 hour, dried and then uniaxially pressed as thin discs by using 2 ton/cm². The samples were sintered at 115°C for 2 hours in air atmosphere using a covered alumina crucible.

Silver paint electrodes were applied on the opposite parallel surfaces of disk-shaped ceramic samples by a heat treatment at 590°C. The diameter and thickness of the disc samples were around 9 mm and 0.5 - 2 mm, respectively. The samples were hereafter labeled as BNBT-8, BNBT-10, BNBT-12, BNBT-16

and BNBT-18, for $x = 8, 10, 12, 16,$ and 18 at% of Ba^{2+} , respectively.

The XRD data was collected on powdered ceramic samples using a Shimadzu XRD-6000. The patterns confirmed a pure perovskite structure for all compositions, without additional spurious phases. The polarization process was carried out at 120°C , applying an electric field of 2 kV/mm . For the analysis of the room temperature electromechanical response in the studied samples, a Hioki 3532-50 LCR meter was used, covering a wide frequency range ($100\text{ Hz} - 1\text{ MHz}$). From the direct measurement of the frequency dependence of the capacitance (C), and the corresponding resonance (f_r) and antiresonance frequencies (f_a), the main piezoelectric parameters were calculated for the radial mode. The electromechanical coupling factors k_p and k_{31} , and the d_{31} and g_{31} piezoelectric coefficients were also obtained [10–14]. Direct measurements of the d_{33} piezoelectric coefficient were also carried out using an IACAS Z5-6A piezo d_{33} meter.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 1 shows the frequency dependence of the capacitance for the studied compositions. The main harmonic resonance mode is clearly observed around $250\text{--}500\text{ kHz}$, as expected based on the geometry and dimensions of the samples. Smaller peaks can be observed for higher frequencies, which can be associated to secondary harmonics for the radial mode and could also be the result of the shear effects due to defects in

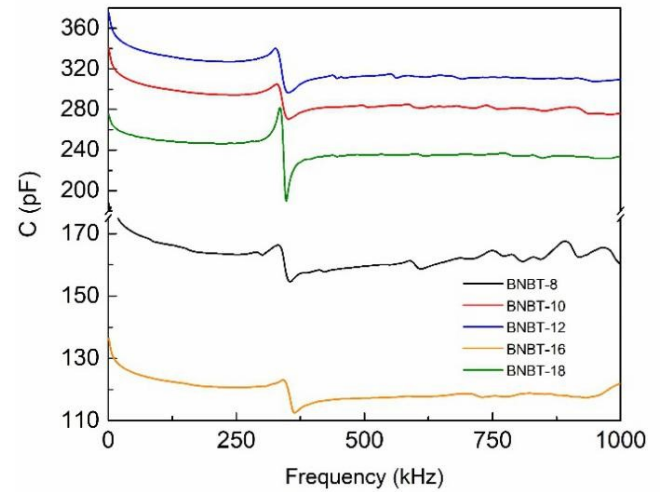


Figure 1. Frequency dependence of the capacitance for the studied samples at room temperature.

Table 1 summarises the obtained values for the electromechanical and piezoelectric coefficients, with their corresponding uncertainties, for both radial and thickness modes. It can be observed that k_p and k_{31} values are similar for the BNBT-8, BNBT-10 and BNBT-16 samples, while the BNBT-12 composition shows values even higher than a 10%. Therefore, it can be concluded that the BNBT-12 sample exhibits the best results for the radial mode.

Table 1. Piezoelectric parameters for the studied ceramics

Parameters	BBNT-8	BBNT-10	BBNT-12	BBNT-16	BBNT-18
k_p	0.372 ± 0.002	0.375 ± 0.003	0.418 ± 0.002	0.369 ± 0.002	0.269 ± 0.002
k_{31}	0.219 ± 0.001	0.220 ± 0.002	0.245 ± 0.001	0.217 ± 0.001	0.158 ± 0.001
d_{31} (10^{-12} CN^{-1})	54.3 ± 0.4	54.0 ± 0.4	63.9 ± 0.5	41.1 ± 0.8	31.5 ± 0.8
g_{31} ($10^{-3}\text{ m}^2\text{ C}^{-1}$)	8.71 ± 0.06	8.77 ± 0.07	9.42 ± 0.08	10.5 ± 0.2	7.43 ± 0.21
d_{33} (10^{-12} CN^{-1})	$8.71 \pm 121 \pm 1$	$8.77 \pm 142 \pm 1$	$9.42 \pm 125 \pm 1$	$10.5 \pm 98 \pm 1$	$7.43 \pm 92 \pm 1$

The k_p and d_{31} values are similar (or even higher) than those reported for other piezoelectric materials, such as $(\text{Ba}_{0.85}\text{Ca}_{0.15})(\text{Ti}_{0.95}\text{Zr}_{0.05})\text{O}_3$, with $d_{31} = 43\text{ pC/N}$ [15]; $[(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{0.94}\text{Li}_{0.06}]_{0.97}\text{La}_{0.01}(\text{Nb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1})\text{O}_3$ with $d_{31} = 17\text{ pC/N}$ and $k_p = 0.34$ [16]; $(1-x)\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{TiO}_3 - x\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{NbO}_3 + 1\text{ wt.}\% \text{ Gd}_2\text{O}_3$, with k_p values ranging from 0.364 to 0.533 depending on the KNN concentration [17]; and other ceramics based on $\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{TiO}_3$ [18].

The g_{31} values, except for the BNBT-8 composition, reveal to be higher than those reported for other piezoelectric materials; $[(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{0.94}\text{Li}_{0.06}]_{0.97}\text{La}_{0.01}(\text{Nb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1})\text{O}_3$, with $g_{31} = 2.41 \times 10^{-3}\text{ m}^2\text{ C}^{-1}$ [16] and $(\text{K}_{\text{Na}})\text{NbO}_3 - \text{KTiNbO}_3$, $g_{31} = 8.3 \times 10^{-3}\text{ m}^2\text{ C}^{-1}$ [19], both lower than those obtained for the studied lead-free ceramics. Several PbTiO_3 -based ceramics, such as

$(\text{Pb}_{0.82}\text{Eu}_{0.08})\text{TiO}_3$, $(\text{Pb}_{0.82}\text{Sm}_{0.08})\text{TiO}_3$ and $(\text{Pb}_{0.82}\text{Gd}_{0.08})\text{TiO}_3$, have also shown g_{31} values two orders of magnitude lower than the obtained in the present work [13].

For the thickness mode, there have been obtained d_{33} values higher than those reported for some lead-free compounds such as $\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{TiO}_3$ [3] and BiFeO_3 [20]. In particular, the BNBT-8, BNBT-10 and BNBT-12 samples exhibit higher d_{33} values ($d_{33} > 120\text{ pC/N}$) than those for $0.65\text{ BiFeO}_3 - 0.35\text{ BaTiO}_3$ [20], $0.1\text{ Ba}(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3 - 0.9(\text{Ba}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})\text{TiO}_3$ [21], $(1-x)\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{TiO}_3 - x\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{NbO}_3 + 1\text{ wt.}\% \text{ Gd}_2\text{O}_3$ ($x = 0\text{--}0.02$) [17] and several materials based on $\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{TiO}_3$ [22].

On the other hand, the BNBT-18 composition displays the lowest parameters, which could be associated to the highest

barium concentration, which could provide an important influence of the semiconductor character for the BaTiO₃ system on the piezoelectric properties.

Figures 2, 3 and 4 show the results for the studied samples and some commercial lead-based (BM901, BM921, BM941) and PbTiO₃-based (BM300) materials [23]. Both electromechanical coupling factors (k_p and k_{31}) are higher for the lead-free studied samples (figure 2). These parameters are as much as twice higher than those observed for the commercial lead-based materials.

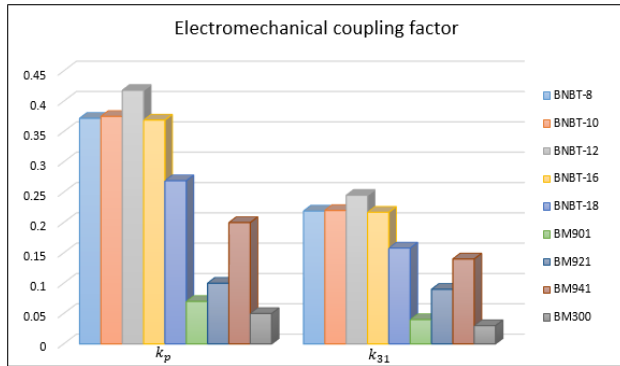


Figure 2. Electromechanical coupling factors for the radial mode (k_p and k_{31}), for the studied samples and some commercial piezoelectric materials (BM901, BM921, BM941 and BM300) [23].

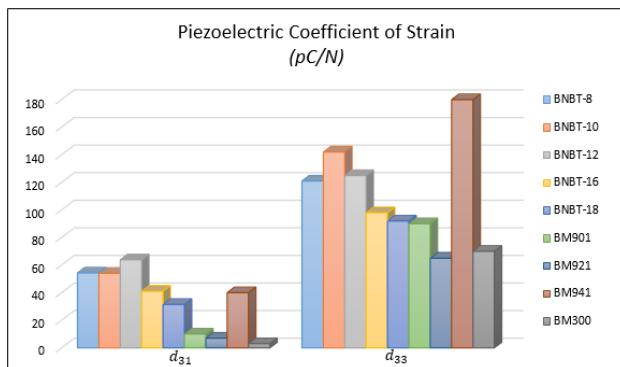


Figure 3. Piezoelectric coefficients of strain for the radial and thickness modes (d_{31} and d_{33}), for the studied samples and some commercial piezoelectric materials (BM901, BM921, BM941 and BM300) [23].

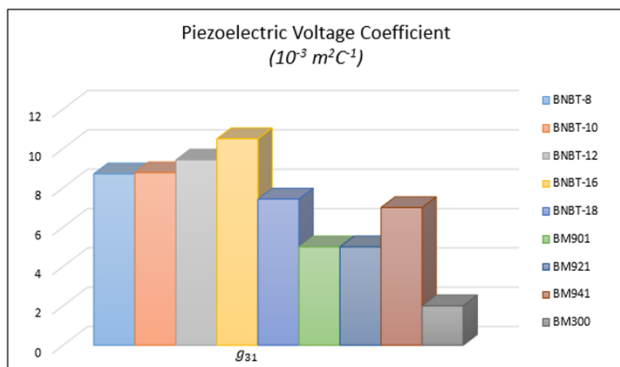


Figure 4. Piezoelectric coefficients of voltage for the radial mode (g_{31}), for the studied samples and some commercial piezoelectric materials (BM901, BM921, BM941 and BM300) [23].

For g_{31} (figure 4), it can be seen that the lead-free ceramics under study have better values than those for lead-based commercial materials BM901, BM921, BM941 and BM300.

For the d_{31} piezoelectric parameter (figure 3), only the BM941 shows better results, higher than BNBT-18. However, for d_{33} , it shows better results than all the studied samples.

Finally, it must be noted that the studied samples have shown better properties for a lower polarization field than those reported for other piezoelectric ceramics (even in the case of commercial ones). It could be suggested that a higher polarization field could promote even higher piezoelectric parameters.

IV. CONCLUSIONS

The electromechanical behavior of the BNBT- x ceramic system ($x = 8, 10, 12, 16, 18$ at %) was studied through direct and indirect measurements. The best piezoelectric parameters were obtained for the BNBT-12 composition. The results revealed that the studied lead-free ceramics have better properties for the thickness mode than those reported for other ceramics and also for some commercial piezoelectrics, showing potentiality for pulse/echo applications. These ceramic compositions could be considered as an alternative to lead-based piezoelectrics for some applications.

ACKNOWLEDGEMENT

The authors would like to acknowledge the Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP), Trieste, Italy, for financially supporting the Latin-American Network of Ferroelectric Materials (NT-02), and the National Council of Scientific and Technological Development (CNPq) grant 303447/2019-2, Minas Gerais Research Foundation (FAPEMIG) grants PPM-00661-16 and APQ-02875-18, and Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Finance Code 001 Brazilian agencies for the financial support. Dr. Peláiz-Barranco would like to thank to Tongji University from Shanghai, China. Thanks to the National Program for Nanoscience and Nanotechnology of Cuba (Project No. PN211LH008-035) and the National Program for Basic Sciences of Cuba (Project No. PN223LH010-023).

REFERENCES

- [1] N. Castellano, *Inventum* **15**, 35 (2013).
- [2] C. de Sousa, L. Manganiello, *Rev. Ing. UC* **25**, 433 (2018).
- [3] P. Kumari, M. Lal, S. Prakash, R. Rai, *Smart Materials for Smart Living*, (Nova Sci. Publ. Inc., 2017), pp. 205-255.
- [4] J. González, J. Molina, J. Marque, *Rev. Esp. Cir. Oral y Maxilofac.* **31**, 26 (2009).
- [5] S. Shkuratov, E. Talantsev, J. Baird, *Piezoelectric Ceramics*, (Intech, 2010), pp. 269-294.
- [6] S. Grondel, C. Delebarre, *Piezoelectric Materials and Devices: Practice and Applications*, (Intech, 2013), pp. 69-91.
- [7] E. Gómez Suaste, J. J. González Morán, A. Flores Cuautle, *Piezoelectric Ceramic*, (InTech, 2010), pp. 209-228.
- [8] P. K. Panda, *J. Mat. Sci.* **44**, 5049 (2009).

- [9] T. Takenaka, K. Maruyama, K. Sakata, *Jap. J. Appl. Phys.* **30**, 2236 (1991).
- [10] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity **43**, 28 (1996).
- [11] B. A. Auld, *Piezoelectric Materials and Devices: Acoustics fields and waves in solids* (John Wiley & Sons, 1973), pp. 35-52.
- [12] E. Misael, P. D. Mininni, *Estudio del comportamiento de un material piezoeléctrico en un campo eléctrico alterno*, (Dep. Fis., Fac. Cienc. Exactas Nat., Buenos Aires, 1996).
- [13] Y. García Puente, "Sistema para la detección de pulsos mecánicos mediante un sensor piezoeléctrico", Tesis de Ingeniería Física, Facultad de Física, Universidad de La Habana, Cuba, 2012.
- [14] A. J. Moulson, J. M. Herbert, *Electroceramics*, (John Wiley & Sons, 2003).
- [15] H. Maiwa, W. Sakamoto, *Ferroelectrics* **446**, 67 (2013).
- [16] H. H'Mork, A. Duarte, J. Portelles, J. Fuentes, M. D. Durruthy-Rodriguez, O. Raymond, J. Heiras, M. P. Cruz, J. M. Siqueiros, *Rev. Cub. Fis.* **29**, 28 (2012).
- [17] S. Pattipaka, A. R. James, P. Dobbidi, *J. Alloys Compd.* **765**, 1195 (2018).
- [18] I. Coondoo, N. Panwar, A. Kholkin, *J. Adv. Dielect.* **3**, (2013).
- [19] A. Tsuji, T. Kasashima, M. Yamazaki, Y. Okimura, *J. Ceram. Society of Japan* **128**, 464 (2020).
- [20] S. Kim, G. Prasad, S. Ueno, C. Moriyoshi, Y. Kuroiwa, S. Wada, *J. Appl. Phys.* **122**, (2017).
- [21] Y. Bai, A. Matousek, P. Tofe, V. Bijalwan, B. Nan, H. Hughes, T. W. Button, *J. Eur. Ceram. Soc.* **35**, 3445 (2015).
- [22] T. Zheng, J. Wu, D. Xiao, J. Zhu, *Prog. Mater. Sci.* **98**, 552 (2018).
- [23] Ltd., Sensor Technology, (2014) (www.sensortech.ca, <https://sensortechcanada.com/wp-content/uploads/2014/03/Piezoelectric-Ceramic-Materials.pdf>)

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



STRUCTURAL AND MICROSTRUCTURAL CHARACTERIZATION OF Al_xTi_{3-x} TITANIUM - BASE ALUMINIUM ALLOYS

CARACTERIZACIÓN ESTRUCTURAL Y MICROSTRUCTURAL DE ALEACIONES DE ALUMINIO CON BASE DE TITANIO DEL TIPO Al_xTi_{3-x}

A. PENTÓN-MADRIGAL^{a†}, A. DOS SANTOS BRANCO^a, B. CONCEPCIÓN-ROSABAL^b, L.A.S. DE OLIVEIRA^c

a) Facultad de Física - IMRE, Universidad de La Habana, San Lazaro y L. C. Habana, CP 10400, Cuba; arbelio@fisica.uh.cu[†]

b) Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales - IMRE, Universidad de La Habana, San Lazaro y L. C. Habana, CP 10400

c) Núcleo Multidisciplinar de Pesquisas em Nanotecnologia, Campus Prof. Geraldo Cidade, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rodovia Washington Luiz, km 105. 25240-005, Duque de Caxias, RJ, Brazil

[†] corresponding author

Recibido 01/03/2021; Aceptado 17/06/2022

Se presenta la caracterización estructural y microestructural de aleaciones de aluminio - titanio (Al_xTi_{3-x} , $0.05 \leq x \leq 0.20$) por medio de la técnica de difracción de rayos-X (DRX). El análisis mostró la ocurrencia de una transición de fase orden – desorden en el rango de composición estudiado. La presencia de una fase minoritaria fcc en la matriz hcp de la aleación Al_xTi_{3-x} mostró evidencia de la presencia de defectos de apilado, cuya probabilidad de ocurrencia depende de la composición química y la distancia entre capas atómicas (parámetro de orden). El análisis microestructural usando los métodos de Warren-Averbach y Williamson-Hall mostró que unadiminución del contenido de Al, no solo disminuye la probabilidad de ocurrencia de defectos planares sino que propicia una disminución del tamaño promedio de cristalitas y aun aumento del valor medio de la microdeformación no uniforme en la aleación. Los defectos de deformación (α) predominan en este tipo de aleación.

The structural and microstructural characterization by means of X-ray diffraction (XRD) of the aluminum-titanium alloys (Al_xTi_{3-x} , $0.05 \leq x \leq 0.20$) is presented. The analysis showed the occurrence of an order-disorder phase transition in the studied compositional range. The presence of a minor fcc phase within the hcp matrix of the Al_xTi_{3-x} alloy showed evidence of the presence of stacking faults. The probability of occurrence of this type of defect depends on the chemical composition and on the distance between atomic layers (order parameter). The microstructural analysis using the Warren-Averbach and Williamson-Hall methods shows that a decrease of Al content not only decreases the probability of occurrence of planar defects but also leads to a decrease in the average crystallite size and to an increase of the average non uniform microstrain value in the alloy. Deformation defects (α) predominate in this type of alloy.

PACS: Keywords. Crystal structure alloys (Estructura cristalina de aleaciones), 61.66.Dk; X-ray diffraction (Difracción de rayos X), 61.05.cp; microstructure (Microestructura), 61.72.-y; Crystal defects (Defectos cristalinos), 61.72.-y

I. INTRODUCTION

Aluminum – Titanium (AlTi) alloys have been continuously studied for many years due to their high impact in the industry. Mechanical alloying processes, doping with other elements, microstructure modification through assisted techniques, and other processes have provided ways to modify properties such as hardness, resistance to high temperatures, oxidation, corrosion, binding properties, etc. of Ti-base Al alloys [1–8]. All the reported studies have as a common feature: the structural and microstructural characterization of the alloys using, as fundamental techniques, X-ray diffraction (XRD) and electron microscopy.

The microstructure of these materials is determined by a complex distribution of structural defects, where planar defects (stacking faults) play an important role in the physical and mechanical properties of AlTi alloys. The quantitative determination of the probability of occurrence of this type of defect by different techniques and methods has been the object of study in a significant number of contributions [1], [5–8].

Reports on microstructural analysis in the Al_xTi_{3-x} system [6–8] show that the used procedure differs from the methodology

proposed in the Warren-Averbach (WA) method [9]. Instead of choosing reflections of different orders to separate the Fourier coefficients representing coherent domain size and microstrains, reflections not affected by planar defects are selected to determine both coefficients, even though the selected reflections are not perpendicular to the same crystal column (same crystallographic direction). In the cited references, reflections affected by planar defects are then used to determine the coefficients of what is usually called the effective coherent domain size, that is, the one that also taken into account the effect of this type of defect. This last group of reflections is not perpendicular to the same crystal column either, as the WA method requires.

The referred procedure can lead to incorrect results in the determination of the probabilities of occurrence of planar defects and, ultimately, uncertainties in the determination of coherent domain sizes and microstrains in the crystal structure of the alloy.

The analysis presented in this work is framed following the ideas of the WA method, at least in those cases where it is possible. An alternative method (Williamson - Hall) [10] is applied for the case where reflections of different orders are

not available. Additionally, a compositional phase transition in the studied composition range is qualitatively analyzed.

II. EXPERIMENTAL AND METHODS

II.1. Experimental procedure

Nominal $\text{Al}_x\text{Ti}_{3-x}$ compositions with, $0.05 \leq x \leq 0.20$ in the Ti-rich region of the Al-Ti binary phase diagram were prepared [11, 12]. The starting elements were high purity Al and Ti powders (99.9%). The alloy ingots were prepared by a standard arc melting method. The ingots were hot extruded at 800°C for 48 h to ensure homogeneity and then air-cooled. Part of the samples were reduced to powder, sieved to particles size less than $1 \mu\text{m}$ and subjected to a heat treatment at 100°C to reduce stresses.

The powder XRD patterns were recorded at room temperature in an X-Pert Panalytical diffractometer in a range $2\theta = 15^\circ - 90^\circ$ with a step of 0.02° in Bragg – Brentano configuration. The radiation used was $\text{Cu-K}_{\alpha 1}\text{-K}_{\alpha 2}$, at 35 kV and 20 mA. A standard sample of LaB_6 was also measured under the same conditions to account for instrument contributions to peak width.

The chemical composition of the samples was verified using X-ray energy dispersive spectroscopy (EDS) analysis in a TESCAN VEGA 3 LMU BME with an OXFORD X-MaxN 20 mm^2 detector coupled to the SEM.

II.2. Method of analysis

The diffraction maxima can be expressed through the Fourier series, whose coefficients are related to the microstructural characteristics of the material, i.e. coherent domain size, non-uniform microstrains, stacking faults, etc. [9]. The Fourier analysis is sensitive to statistical errors of the experimental data [13], so the analysis is more stable using certain analytical functions that properly describe the profile of the diffraction maximum [14].

The Fourier expansion coefficients (A_L) can be expressed, in turn, as the product of two terms resulting from the fundamental theorem of convolution of functions [15]:

$$A_L = A_L^S \cdot A_L^D \quad (1)$$

where A_L^S are coefficients depending on the crystal column length (L) perpendicular to the planes in diffraction conditions and they are called coherence length coefficients. The term A_L^D depends on the non-uniform microstrain of the crystal structure along with L and they are called microstrain coefficients.

The relation 1 provides the basis for using Fourier series analysis for the quantitative characterization of crystalline imperfections in randomly oriented polycrystalline samples.

2.2.1. Warren – Averbach method (WA)

The WA method is based on 1 and it proposes a formalism to separate both contributions mentioned above. According

to [9], the Fourier coefficients of a diffraction maximum can be expressed as:

$$\ln A_L = \ln A_L^S - 2\pi^2 l^2 \langle \epsilon_L^2 \rangle, \quad (2)$$

where the second term of 2 expresses the average value of the microstrain along the column L , while the variable l depends on the unit cell parameter along the crystallographic direction being considered.

Expression 2 states that if multiple order reflections can be measured for a given sample, then the Fourier expansion coefficients can be extracted. From $\ln A_L$ as a function of l^2 for a given set of harmonics, the A_L^S coefficients can be calculated from the intercepts, while the A_L^D coefficients are calculated from the microstrain values, which are determined by the slopes of 2.

The A_L^D values are calculated from the mean value of the microstrain considering a Gaussian or Cauchy type distribution [16, 17]. In the present work, a Cauchy type distribution 3 was considered, since it presents a much smoother fall in the diffraction profiles as observed in the experiments.

$$A_L^D = \exp\left(-\frac{\pi^2 L}{Cd} \langle \epsilon_L^2 \rangle\right),$$

where d is the interplanar distance of the peak, $\langle \epsilon_L^2 \rangle$ is the mean square displacement and C is called the “cut-off” point [17].

It is known that planar defects can be classified as coherent domain type defects. This means that when referring to the average effective coherent domain size ($\langle D_{eff} \rangle$), the effects of both average crystallite size and planar defects (along the same crystallographic direction) are taken into account. In order to separate the two contributions, reflections that meet the condition of being affected by this type of defect must be used: $h - k \neq 3n$, $n \in \mathbb{Z}$ together with those that do not meet the previous condition, where h and k are Miller indices. For diffraction maxima fulfilling the last condition, following relations hold [15]:

$$-\left(\frac{dA_L^S}{dL}\right)_{L \rightarrow 0} = \frac{1}{\langle D_{eff} \rangle} = \frac{1}{\langle D \rangle} + \left(|l| \frac{d}{c^2}\right) (3\alpha + 3\beta), \quad (3)$$

for $h - k \neq 3n$, with l even.

$$-\left(\frac{dA_L^S}{dL}\right)_{L \rightarrow 0} = \frac{1}{\langle D_{eff} \rangle} = \frac{1}{\langle D \rangle} + \left(|l| \frac{d}{c^2}\right) (3\alpha + \beta), \quad (4)$$

for $h - k \neq 3n$, with l odd.

While for those peaks that do not meet it, it holds:

$$-\left(\frac{dA_L^S}{dL}\right)_{L \rightarrow 0} = \frac{1}{\langle D \rangle}, \quad (5)$$

where $\langle D \rangle$ is the average value of crystallite size, while the left-hand side of 4 and 5 can be interpreted as an average effective coherent domain size ($\langle D_{eff} \rangle$).

Planar defects are determined from their probability of occurrence, α (deformation defect) and β (twin or growth).

In equations 3-5 the left-hand side is the first derivative of the initial A_L^S vs L curve. This result indicates that the intercept of the tangent to the curve at $L \rightarrow 0$ with the abscissa axis returns the value of $\langle D_{eff} \rangle$ from 3 and 4 and $\langle D \rangle$ from 5.

To implement the WA method, the free software WinFit [18] was used. The fitting of the diffraction maxima was carried out with the Pearson VII analytical function [19].

II.3. Williamson – Hall (WH) method

The WH method [10] expresses that the integral width of a diffraction maximum (β^* in reciprocal units) can be expressed as a linear combination of two terms:

$$\beta^* = \frac{1}{\langle D \rangle} + \frac{\eta}{2} d^* \quad (6)$$

where the inverse of the intercept with the ordinate returns the average coherent domain size $\langle D \rangle$, while the slope of 7 gives average non-uniform microstrain values. The use of this method in the present work does not take into account other microstructural effects that may result in the nonlinearity of 7.

III. RESULTS AND DISCUSSION

III.1. Analysis by Scanning Electron Microscopy

Table 1 shows the chemical composition determined by EDS. The chemical microanalysis confirms that samples have a composition close to the nominal one. Based on the AlTi alloy phase diagram [11, 12], the composition range is found in the Ti-rich zone where an order-disorder compositional phase transition occurs.

Table 1. Nominal and EDS-determined values of the alloy Al_xTi_{3-x} .

x nominal	x by EDS	AlTi %
0.05	0.04(5)	Al:4.5 % Ti:95.5 %
0.07	0.06(6)	Al:6.6 % Ti:93.4 %
0.15	0.14(5)	Al:14.5 % Ti:85.5 %
0.20	0.17(8)	Al:17.8 % Ti:82.2 %

III.2. Structural analysis

Fig 1 shows the XRD patterns of the studied alloys. The alloy crystallizes in a hexagonal close-packed crystal structure (hcp), with space group (SG): P63/mmc (ICSD 58188) [20]. A qualitative analysis shows that the (100), (101) and (110) reflections disappear with decreasing Al content. For the sample $x = 0.07$, the very low intensity (101) reflection can still be observed, but disappears completely for $x = 0.05$. This behavior suggests a phase transition, which will be explained later. The indexing is in correspondence with the main phases present in the samples and only the (hkl) of the most intense peaks have been indicated.

The occurrence of other low intensity reflections is observed for $x = 0.15$ y 0.20 (marked with arrows), which have been indexed as an AlTi fcc cubic phase with SG: Fm-3m (ICSD

43423) [20]. The most significant reflections, i.e. for $x = 0.20$, are: (111) at $2\theta = 36.41^\circ$ and (200) at $2\theta = 42.29^\circ$.

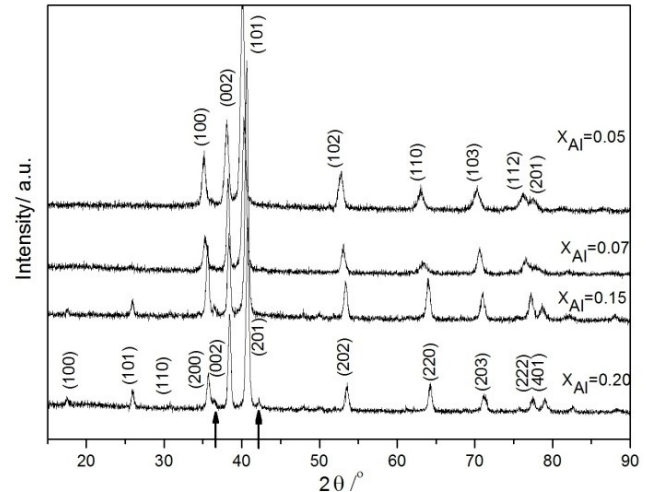


Figure 1. XRD patterns for Al_xTi_{3-x} with $0.05 \leq x \leq 0.20$.

The evolution of the lattice parameters, as well as the interplanar distance along the [001] direction, are shown in Table 2. The lattice parameter a shows a more significant change, while the parameter c increases slightly with decreasing Al content. The variation of the lattice parameters follows Vergas' law [21] describing a compositional order-disorder phase transition, typical of this type of solid solution. This transition is also responsible for the observed behavior of the (100), (101) and (110) reflections.

Table 2. Values of the lattice parameters for each composition, as well as the distance between atomic layers (d) along the [001] direction.

x nominal	a / Å	c / Å	d c/2/Å
0.05	2.94(4)	4.71(8)	2.35(9)
0.07	5.81(3) / 2.93(1)	4.69(0) / 4.69(1)	2.34(6) / 2.34(5)
0.15	5.80(8)	4.68(2)	2.34(1)
0.20	5.78(7)	4.66(9)	2.33(4)

Figure 2 shows the XRD patterns for $x = 0.05$, 0.07 and 0.20 in the same 2θ range. A detailed analysis reveals that with decreasing Al content the (200) reflection, for $x = 0.20$, splits into two not well-resolved reflections for $x = 0.07$, and then, a single reflection emerges again for $x = 0.05$. This effect is not observed for the (002) reflection. This behavior suggests a compositional phase change mainly affecting the basal plane of the hcp structure, which in turn results in an indexing change of the pattern.

The substitution of Al and Ti elements in the crystal structure can occur in an ordered or disordered manner. The compositional order-disorder transition occurs around $x = 0.07$.

This phase transition is represented in the phase diagram as $AlTi_3 \rightarrow \alpha$ -Ti. For compositions $x = 0.20$, 0.15, substitutions occur in an ordered manner (Fig.3a), where Al occupies the 2c position and Ti the 6h position of the crystal structure described by the SG P63/mmc (No. 194) [22]. For $x = 0.07$, the

coexistence of both phases ($\text{AlTi}_3 + \alpha\text{-Ti}$) is evidenced. Finally, for $x = 0.05$, the system presents a completely disordered substitution ($\alpha\text{-Ti}$) in both crystallographic sites (Fig. 3b). In this situation, the new unit cell can be described by 1/4 of the cell of the ordered phase (Fig. 3c). It explains the transition observed for the unit cell parameter a (Table 2), as well as the absence of the (100), (101) and (110) reflections for $x = 0.05$, resulting in new indexing of the diffraction pattern once redefined the new crystallographic basis.

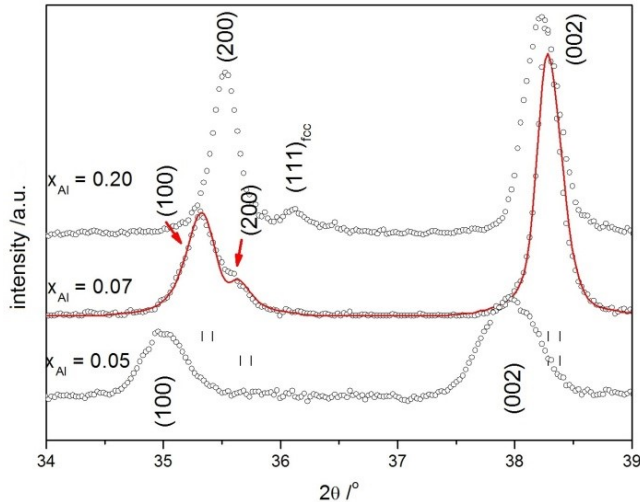


Figure 2. 2θ range for $x = 0.05$, 0.07 and 0.20 exhibiting a compositional order-disorder phase transition. Experimental data is represented with black circles, the calculated pattern with red solid line and calculated Bragg positions with vertical lines.

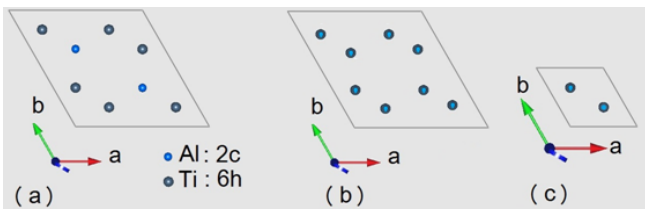


Figure 3. Basal plane projection of the ordered structure, (b) structure with random substitution and (c) new crystallographic basis describing the disordered system.

To confirm this crystallographic analysis, a diffraction pattern has been calculated from a structural model taking into account the occurrence of the ordered and disordered phases. The calculated pattern appears in Fig. 2 represented by the solid red curve superimposed on the experimental pattern (black circles) for $x = 0.07$, while the vertical bars at the bottom of the maxima correspond to the calculated Bragg positions for both phases. The calculated diffraction pattern supports the explanation given for the compositional phase transition from the crystallographic point of view. The intensities ratio of the (100) and (200) reflections for $x = 0.07$ suggests that the highest volume fraction corresponds to the disordered phase.

The increase of c with decreasing Al content (Table 2) may influence the type of stacking sequence dominant in the crystal structure. The interplanar distance is an order parameter determining the energy stability of a specific stacking sequence [23]. Large planar defects density in an hcp structure favors long-range stacking disorder in the crystal structure, which in turn results in the occurrence of observable

diffraction maxima associated with an fcc stacking sequence (arrows in Fig. 1). The increase of the interplanar distance, as a result of decreasing Al content, has a direct effect on the planar defects density, favoring the hcp sequence instead of the fcc one. It explains why (111) and (200) diffraction maxima of the fcc phase vanish as a function of Al content. This qualitative analysis will be confirmed once the quantitative analysis of the diffraction patterns is carried out in the next section.

IV. MICROSTRUCTURAL ANALYSIS

IV.1. Microstructural analysis for samples $x = 0.20 - 0.15$

The possibility of having (hkl) reflections of different orders, such as the pairs (100)/(200) and (101)/(202), allows a microstructural analysis approach within the framework of the WA method. For the analysis, the pair of reflections (101)/(202) was chosen on the basis of being reflections of different orders and affected by planar defects.

Figure 4 shows the calculation of the Fourier coefficients (A_L^S) from (101)/(202) for $x = 0.20$, 0.15 once the instrumental contribution has been removed. The intercept of the initial slope of each curve with the abscissa returns the average effective coherent domain size values $\langle D_{eff} \rangle = (21.7 \pm 0.5)$ nm and $\langle D_{eff} \rangle = (26.6 \pm 0.5)$ nm for $x = 0.20$ and $x = 0.15$, respectively.

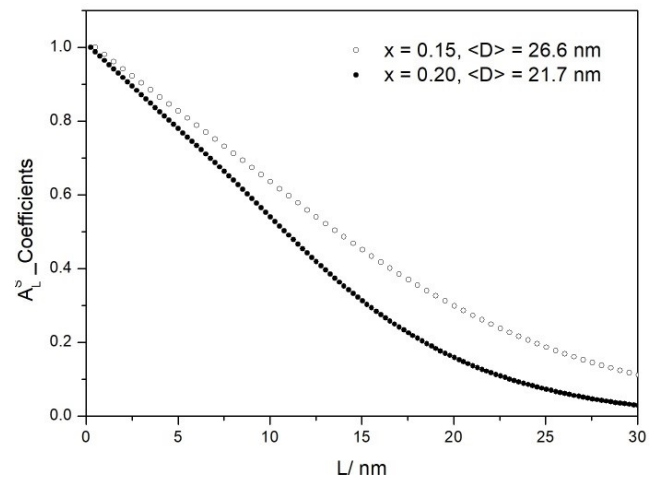


Figure 4. Fourier coefficients (A_L^S) from (101)/(202) for $x = 0.20$ and 0.15 .

The average non-uniform microstrain values calculated from the slopes of 3 for $x = 0.20$ y 0.15 were $\langle \epsilon \rangle = (1.0 \mp 0.4 \times 10^{-2}) \times 10^{-3}$ and $\langle \epsilon \rangle = (0.9 \mp 0.4 \times 10^{-2}) \times 10^{-3}$, respectively.

To determine the planar defects density, the 2θ range $50^\circ - 75^\circ$, i.e. for $x = 0.20$ is analyzed (Fig. 5). The procedure is the same for the sample $x = 0.15$. Two reflections hold the condition: $h - k \neq 3n$, $n \in \mathbb{Z}$ (peaks (202) and (203)), and one meets: $h - k = 3n$, $n \in \mathbb{Z}$, (220). It should also be noted that reflections affected by planar defects have an even and odd l index. This would allow these three peaks to be used to determine α and β defects probabilities using 3-5. But, to apply this methodology, higher-order (220) and (203) reflections are not available. This

limitation does not allow directly extracting the coefficients A_L^S and A_L^D from the Fourier coefficients $A_L^{(220)}$ and $A_L^{(203)}$.

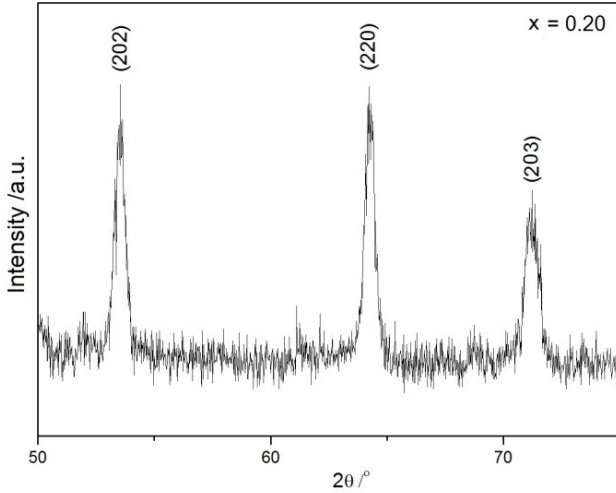


Figure 5. Fraction of the XRD pattern for $x=0.20$ showing reflections that satisfy the conditions $h-k \neq 3n$ and $h-k = 3n$, $n \in \mathbb{Z}$.

To overcome this difficulty, it will be assumed that microstrain coefficients (A_L^D) of (220) and (203) reflections can be described through the microstrain coefficients of the (202) reflection ($A_L^D_{(202)}$). Although these coefficients depend on the variable l , this approximation is made on the basis that the three diffraction maxima are not very far away angularly and that the microstrain distribution is isotropic.

The $A_L^D_{(202)}$ coefficients can be determined according to (3) using the known values of A_L and A_L^S for the (202) reflection. The procedure consists in fitting A_L coefficients by means of:

$$A_L = A_L^S \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 L}{Cd} \langle \epsilon_L^2 \rangle\right), \quad (7)$$

where C is the fitting parameter. Taking this approximation into account, the coherent domain size coefficients $A_L^S_{(220)}$ and $A_L^S_{(203)}$ can be determined through:

$$A_L^S_{(220)} = \frac{A_L^{(220)}}{A_L^D_{(202)}} \quad (8)$$

$$A_L^S_{(203)} = \frac{A_L^{(203)}}{A_L^D_{(202)}}.$$

From the curves of $A_L^S_{(220)}$ and $A_L^S_{(203)}$ vs L , the values of $\langle D \rangle$ and $\langle D_{eff} \rangle$ can be determined respectively, as shown in Table 3. Finally, using 3-5 the values of α and β are determined.

Table 3. $\langle D_{eff} \rangle$, $\langle D \rangle$ values, and deformation faults probability (α) for $x = 0.20, 0.15$.

x nominal	$\langle D_{eff} \rangle$ / nm	$\langle D \rangle$ / nm	$\langle D_{eff} \rangle$ / nm	$\alpha \times 10^{-3}$
0.20	21.7 ± 0.5	23.1 ± 0.5	13.3 ± 0.5	8.4 ± 0.4
0.15	26.6 ± 0.5	42.5 ± 0.5	18.8 ± 0.5	6.7 ± 0.4

The α values are of the same order as those reported in previous studies for this type of alloy, although the WA method in these reports is not based on the use of

different order reflections as previously mentioned [6–8]. The differences between the calculated values in similar compositions are probably due to the methodology used in each case, without ruling out an eventual experimental error in determining the integral width of the diffraction maxima. It is also reported that α defects predominate in this type of AlTi alloy decreasing its density with decreasing Al content.

The behavior of α as a function of the Al content supports the qualitative explanation made before regarding the occurrence of low-intensity reflections indexed as (111) and (200), typical of an fcc sequence within an hcp matrix and how they disappear for low Al concentrations (Fig. 1).

Finally, it is also reported by other authors [1, 6–8], that in this type of alloy the probabilities of occurrence of twinning (β) are negligible or return negative values, as in the present study. This result is interpreted as an absence of this type of defect in alloys with hcp-type structures.

IV.2. Microstructural analysis for $x = 0.05$

A qualitative analysis of the diffraction pattern for this composition shows that the behavior of the integral width values of the maxima as a function of 2θ can be described according to the Caglioti formula [24]. This behavior, known as isotropic type, suggests the non-presence, or non-detection, of planar defects in the crystal structure. It can then be assumed that the microstructure would be determined only by the average crystallite size and by the average non-uniform microstrains. Additionally, the indexing of the diffraction maxima using the redefined crystallographic base (Fig. 3c) causes multiple order reflections to not appear in the measurement range (Fig. 1).

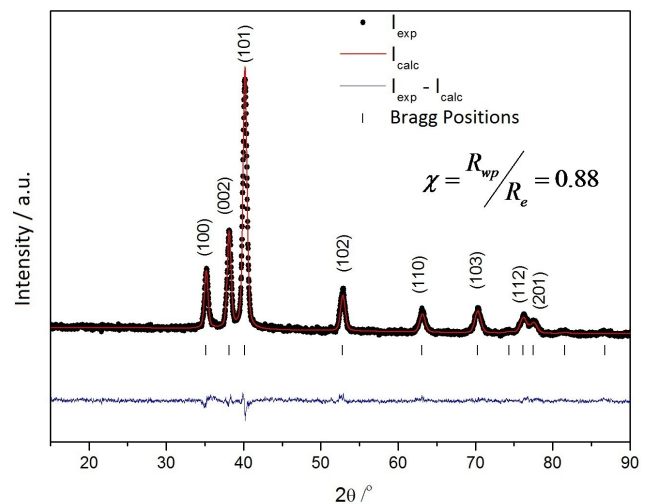


Figure 6. Result of the Rietveld refinement. Experimental pattern (dots), calculated pattern (red solid line), difference (blue curve below), calculated Bragg positions (vertical bars). Goodness of fit parameter $\chi = 0.88$.

To carry out the microstructure analysis of this sample, the WH method was used as an alternative way. For this study, the free software FullProf [25] based on the Rietveld method [26] in profile matching mode (Le Bail [27]) was implemented. A standard sample of LaB6 was also used to remove the instrumental contribution to the peaks.

Afterwards, the Rietveld refinement (Fig. 6), parameters describing peak profiles were determined. The integral width (β^*), according to (6), will be determined by the average coherent domain size ($\langle D \rangle$) and by nonuniform microstrains. In Fig. 7, the inverse of the intercept of the straight line with the ordinate returns $\langle D \rangle$, while the slope gives the average non-uniform microstrains value.

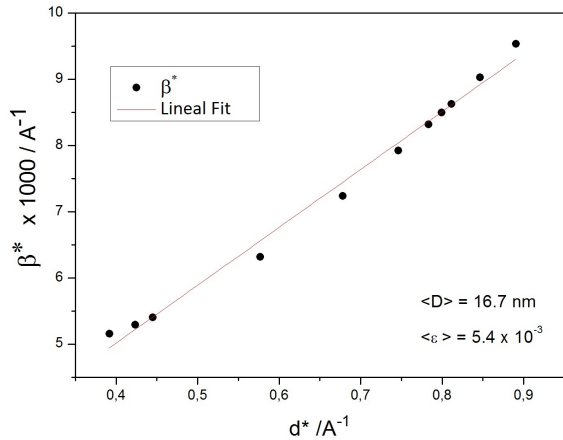


Figure 7. W-H curve (isotropic case), where the inverse of the intercept of the straight line with the ordinate returns $\langle D \rangle$ and the slope gives the average non-uniform microstrains value.

The average crystallite size is $\langle D \rangle = (16.7 \pm 0.2)$ nm and the non-uniform microstrains value is $\langle \epsilon \rangle = (16.7 \pm 0.2) \times 10^{-3}$. The result suggests that a decrease of Al content not only diminishes the probability of occurrence of planar defects but also leads to a decrease of $\langle D \rangle$ and an increase of $\langle \epsilon \rangle$ in the alloy. This result is in agreement with another report, in which a composition close to $x = 0.05$ was analyzed as well [8].

On the other hand, deformation defect density values have been also reported for compositions close to $x = 0.05$, and even in pure Ti (hcp) [8]. An empirical relationship between deformation defect density and Al content has been also proposed. However, as has already been mentioned, the methodology used within the WA method in this report could have led to these results. In this work, based on the qualitative analysis carried out in section 3.2 and taking into account the absence of reflections corresponding to an fcc-type sequence, it is not obvious to assume the long-range presence of this type of defect in the crystal structure of this composition.

Although the magnitudes $\langle D \rangle$ and $\langle \epsilon \rangle$ determined by the two methods are not strictly the same by definition, they allow an appropriate description of the evolution of the microstructure of the $\text{Al}_x\text{Ti}_{3-x}$ alloy.

V. CONCLUSIONS

Qualitative analysis shows the occurrence of a compositional order-disorder transition in aluminum-titanium alloys ($\text{Al}_x\text{Ti}_{3-x}$) within the composition range $0.05 \leq x \leq 0.20$, as well as the existence of a composition-dependent fcc phase embedded in the hcp matrix. This minority fcc phase indicates the presence of planar defects, decreasing its volume fraction

as a function of the Al content. The lattice parameters and the interplanar distance constitute order parameters of the phase transition.

The selection of the WA and WH methods for the microstructural characterization was carried out on the basis of the characteristics presented in the XRD patterns. The analysis allowed to establish that in this type of alloy (i) the occurrence of deformation defects predominates, while the growth is absent, (ii) the average crystallite size decreases, while nonuniform microstrains increase slightly when the system moves towards a higher concentration of Ti.

ACKNOWLEDGEMENTS

Dr. A. Pentón-Madrigal thanks CBPF Brazil for partial financial support in the framework of its graduate program. This work was also supported by a project associated to the National Program of Fundamental Science (MES-UH-2018 Cuba). Thanks also to Dr. A. Fundora for XRD experiments support.

REFERENCES

- [1] V.I. Fadeeva, A.V. Leonov, E. Szweczek, H. Matyja, *Mat. Sci. Engng.* **A242**, 230 (1998).
- [2] S.G. Lakshmi, D. Arivuoli, B. Ganguli, *Mater. Chem. Phys.* **76**, 187 (2002).
- [3] S. Diplas, P. Tsakirooulos, et al., *Acta Mater.* **8**, 1951 (2002).
- [4] X. D. Zhang, J. M. K. Wiezorek, M. J. Kaufman, M. H. Loretto and H. L. Fraser, *Phil. Mag.* **79**, 519 (1999)
- [5] P. Sahu, *Intermetallics* **14**, 180 (2006)
- [6] G. Karmaker, P. Mukherjee, et al., *Bull. Mater. Sci.* **24**, 649 (2001).
- [7] E. A. Metzbowler, *Metallurgical Transactions* **2**, 3099 (1971).
- [8] J. Ghosh, S.K. Chattopadhyay, A.K. Meikap, S.K. Chatterjee. *J. Alloys Comp.* **453**, 131 (2008).
- [9] Warren B.E., *X-ray diffraction*, Addison-Wesley (1969).
- [10] Williamson G.K., Hall W.H., *Acta Met.* **1**, 22 (1953).
- [11] Massalski T. B. et al. *Binary alloy phase diagrams*. Vol. 1-3. Materials Park, Ohio, ASM International, (1990).
- [12] *U.P.B. Sci. Bull, series B* **68**, 4 (2006).
- [13] R. Croche, L. Gatineau, *J. Appl. Cryst.* **10**, 479 (1977).
- [14] D. Balzar, H. Ledbetter, *J. Appl. Cryst.*, **26**, 97 (1993).
- [15] B.E. Warren, B.L. Averbach, *J. Appl. Phys.* **21**, 595 (1950).
- [16] G. K. Willianson, R.E. Smallman, *Acta Cryst.* **7**, 574 (1954).
- [17] G. B. Mitra, N.C. Halder, *Acta Cryst.* **17**, 817 (1964).
- [18] Krumm SS. WINFIT 1.0. XIIIth Conf. Clay Mineralogy and Petrology, Prague1994. *Acta Univ. Carolinae Geol.* **38**, 253 (1994).
- [19] S. K. Gupta. *J. Appl. Cryst.* **31**, 476 (1998).
- [20] *Inorganic Crystal Structure Database (ICSD)*, versión 1.4.4, 2008.
- [21] D. B. Cullity, *Elementsof X-ray Diffraction*, Chapter 12, p.352. Addison & Wesley (1956).

- [22] Inertational Table for Crystallography, Vol. A: Space Group Symmetry. D. Reidel Publishing Company Dordrecht :Holland/ Boston, U.S.A. (1983).
- [23] A. Blandin, J. Friedel, G. Saada, J. Phys. **27**, 3 (1966).
- [24] G. Caglioti, A. Paoletti, F.P. Ricci, Nucl. Instrum. **3**, 233 (1958).
- [25] J. Rodríguez-Carvajal: FULLPROF: A Program for Rietveld Refinement and Pattern Matching Analysis, Abstracts of the Satellite Meeting on Power Diffraction of the XVth Congress International Union of Crystallography, Toulouse, France. (1990), p. 127.
- [26] H.M. Rietveld, J. Appl. Cryst. **2**, 65 (1969).
- [27] A. Le Bail, H. Duroy, J. L. Fourquet, Mater. Res. Bull. **23**, 447 (1988).

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



BOLAS DE FUEGO EN EL CARIBE: BASES PARA FUTURAS INVESTIGACIONES

FIREBALLS IN THE CARIBBEAN: SETTING DIRECTIONS FOR FUTURE RESEARCH

Y. CEBALLOS-IZQUIERDO^{a†}, D. FREE^b, A. HUGHES^c, F. LUCENA^d, E. IRIZARRY^e, AND M.E. GRULLÓN^f

a) Biblioteca Digital Cubana de Geociencias, Calle 40, # 2702 e/27 y 29, Mayabeque, Cuba. yasmaniceballos@gmail.com [†]

b) Spalding Allsky Camera Network, Melbourne, Florida, USA

c) Florida Institute of Technology, 150 W University Boulevard, Melbourne, USA

d) Caribbean TLE Observatory, Cabo Rojo, Puerto Rico

e) Sociedad de Astronomía del Caribe, PO Box 8191, Caguas, Puerto Rico

f) Sociedad Astronómica Dominicana, Residencial Villa Jerez Edificio Laura M. XIII Apto 301 Don Honorio, Santo Domingo D.N, República Dominicana

[†] autor para la correspondencia

Recibido 30/06/2021; Aceptado 08/01/2022

En esta investigación se compilan los datos de 140 meteoros con material visual en línea de Cuba, Jamaica, Haití, República Dominicana y Puerto Rico, y se describen a continuación los más relevantes, históricos o recientes, incluyendo eventos que no aparecen en la base de datos en línea de bolas de fuego de la American Meteor Society.

In this investigation, relevant data of 140 meteors with visual online footage from Cuba, Jamaica, Haiti, the Dominican Republic and Puerto Rico are compiled, and the most significant, historical or recent, are reviewed, including records not listed in the American Meteor Society online fireball event database.

PACS: Astronomy databases (Bases de datos de astronomía), 95.80.+p; meteors (meteoros), 96.30.Za; meteorites (meteoritos), 96.30.Za.

I. INTRODUCCIÓN

Los meteoroides son partículas con un tamaño entre milésimas de milímetros y hasta varios metros que viajan alrededor del Sol en una variedad de órbitas y a distintas velocidades. Cuando estos cuerpos entran en la atmósfera terrestre, se vaporizan parcial o totalmente y producen un haz de luz puntiforme o estelar que se hace visible a los ojos. Este surco luminoso en el cielo se conoce científicamente como *meteoro* y popularmente como “estrella fugaz”, aunque los meteoros no son estrellas. La mayoría de los meteoros brillan sólo por unos segundos antes de quemarse, pero a veces alcanzan o superan el brillo del planeta Venus y presentan la apariencia de una bola de fuego o *fireball* [1]. Un bólido es una bola de fuego extremadamente brillante que explota a menudo con una fragmentación visible. Si algún fragmento sobrevive y golpea el suelo, entonces se habla de un *meteorito* [1]. Para el estudio de una bola de fuego es importante conocer su duración, tiempo, magnitud, y trayectoria. La magnitud aparente cuantifica el brillo del cuerpo celeste observado desde la Tierra y se denomina *magnitud visual* cuando es estimada por el ojo humano (nótese que se trata de una magnitud relativa, que puede tener valores positivos o negativos: el Sol, por ejemplo, posee una magnitud de aproximadamente -27) [2].

A lo largo de los siglos se han observado muchas bolas de fuego en todo el Caribe. Algunos casos históricos notables son: la explosión de un bólido cerca de Antigua (9 de noviembre de 1839), un gran meteoro sobre la isla de Santo Tomás (20 de marzo de 1821), una bola de fuego sobre las Indias Occidentales (20 de agosto de 1821) y un meteoro que estalló sobre Martinica (14 de noviembre de 1867) [3]. Las

primeras observaciones de meteoros en Cuba se realizaron en su mayoría en la segunda mitad del siglo XIX [4–11], pero más recientemente fueron reportados Eta Acuáridas y meteoros esporádicos [12], y los resultados de observaciones de una lluvia de meteoros geminadas desde la parte occidental de la isla [13].

En realidad, el registro de bolas de fuego de Cuba es poco conocido dentro y fuera de la isla. El tema recién ganó atención luego de la caída en Viñales (1 de febrero de 2019), el bólido de Holguín (19 de marzo de 2021) y la caída en Ramón de las Yaguas (10 de julio de 2021) [14]: en consecuencia, se han producido algunas publicaciones [14–18]. De hecho, las primeras estimaciones de trayectoria para un bólido cubano fueron sobre los eventos de Viñales y Holguín [14, 16, 18]. En cuanto a la caída del meteorito Ramón de las Yaguas, un testigo asegura haber visto la bola de fuego y su estela de humo, pero solo se dispone del registro sísmico de la explosión del bólido, captado en varias estaciones sismológicas [17]. Entonces, Ceballos-Izquierdo et al. [16] propusieron la necesidad de implementar una red muy básica de al menos dos cámaras para monitorear el cielo y registrar el paso de meteoros a través de la atmósfera.

Por otro lado, el registro de bolas de fuego de Puerto Rico es mucho más rico y más conocido, gracias al trabajo de difusión realizado por la Sociedad Astronómica del Caribe (SAC) y observadores aficionados. Además, se han registrado algunas bolas de fuego desde República Dominicana y Jamaica. Sin embargo, la información sobre todos estos eventos se encuentra dispersa y las publicaciones sobre el tema son escasas.

En esta investigación se compilan los datos de 140 meteoros

con material visual en línea de Cuba, Jamaica, Haití, República Dominicana y Puerto Rico, y se describen a continuación los más relevantes, históricos o recientes, incluyendo eventos que no aparecen en la base de datos en línea de bolas de fuego de la American Meteor Society (AMS). La información disponible se resume a continuación, como punto de partida para futuras investigaciones.

II. EVENTO DE CUBA

En Cuba hay reportes históricos del cruce de bolas de fuego, pero los datos son insuficientes para investigar a profundidad la mayoría de estos eventos [14]. También hay registros entre los años 2012 y 2022 en la base de datos de bolas de fuego de la AMS (Eventos 2206-2014, 414-2016, 1559-2016, 1497-2017, 4759-2018, 5025-2018, 5233-2018, 5955-2018, 513-2019, 1755-2021). Los eventos 1497-2017, 513-2019 y 4759-2018 ocurrieron sobre Florida (EE. UU.), no sobre Cuba. Con excepción de los eventos 513-2019 (Viñales) y 1755-2021 (Holguín), los otros registros son de pocos observadores, si hubieran sido meteoros muy brillantes, más personas los habrían visto.

Recientemente Ceballos-Izquierdo et al. [14] investigaron el bólido de Viñales y estimaron la trayectoria (Fig. 1) como una alternativa a Zuluaga et al. [14], por lo que dicho evento no se incluye en el siguiente listado.

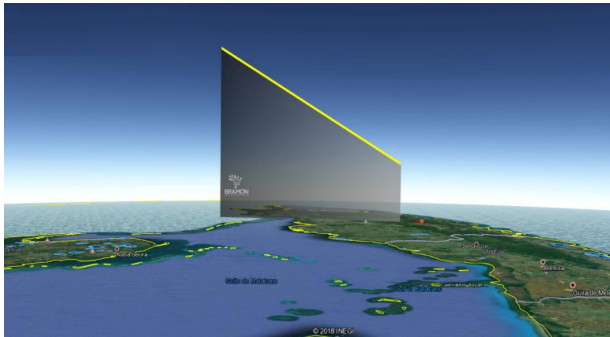


Figura 1. Trayectoria estimada para el bólido de Viñales (en amarillo). El bólido desapareció a una altura de ~23.3 km. (Imagen modificada de Ceballos-Izquierdo et al. [14])

Baracoa, 1867

Escasas referencias bibliográficas [10, 11] dan cuenta de un bólido que terminó impactando una parte de la iglesia parroquial de Baracoa, en la zona oriental, el 14 de agosto de 1833.

Morón, 1867

En la literatura se menciona la supuesta caída de un meteorito cerca de la localidad de Morón (provincia de Ciego de Ávila), en la noche del 24 de noviembre de 1867 [19]. Estos autores relatan la historia a partir de la narración de Caridad Recino, quien fue testigo presencial: “(. . .) el cielo se dividía por una ancha franja de fuego, lanzando sus partes laterales chispas y estrellas, siguiendo el bólido la dirección Norte en donde cayó con estrépito fantástico y resultando todo instantáneo, lo que produjo la alarma más grande ocurrida en Morón (. . .)”.

La bola de fuego aparentemente cruzó la ciudad en dirección norte y explotó provocando un terremoto.

La Habana, 1886

Viñes [8] señaló que el lunes 10 de mayo de 1886, aproximadamente a las 7:30 pm, los habaneros presenciaron desde el malecón de la ciudad de La Habana un objeto luminoso que se desplazó lentamente por el cielo, proveniente del norte. El hecho produjo tal conmoción, que las autoridades pidieron a Viñes, director del Observatorio de la ciudad, que publicara una nota explicando el fenómeno y en los dos días siguientes los principales diarios escribieron sobre el suceso para calmar a los habitantes. Basado en la narración de Viñes [8], Ramos-Guadalupe [20] sugirió una magnitud tentativa de -10 para esta bola de fuego y estimó que el objeto ingresó a la atmósfera a través de un punto ubicado en el Golfo de México, casi al norte de La Habana, con parte de su trayectoria sobre el área de la bahía.

Ramon de las Yaguas, 1891

Un bólido se avistó el 19 de junio de 1891, a las 6:00 am según aparece en la edición del 10 de julio de ese mismo año del Diario de la Marina [9]. La nota da cuenta de un brillante meteoro que terminó en una detonación que al parecer despidió algunos fragmentos. Testigos afirmaron la probable caída en Ramón de las Yaguas y un estallido que se sintió a una distancia de 60 millas e hizo que algunos pensarán en la explosión de una caldera de ingenio.

Ramon de las Yaguas, 1891

Un bólido se avistó el 19 de junio de 1891, a las 6:00 am según aparece en la edición del 10 de julio de ese mismo año del Diario de la Marina [9]. La nota da cuenta de un brillante meteoro que terminó en una detonación que al parecer despidió algunos fragmentos. Testigos afirmaron la probable caída en Ramón de las Yaguas y un estallido que se sintió a una distancia de 60 millas e hizo que algunos pensarán en la explosión de una caldera de ingenio.

Ocujal, 1935

El destacado naturalista Hermano León [21] reportó los testimonios del avistamiento de un bólido en Ocujal, al pie del Pico Turquino, probablemente en agosto de 1935. En la publicación se describe lo que parece ser el lugar de impacto.

Consolación del Sur, 2010

El 7 de junio de 2010, a las 10:40 pm, se observó una bola de fuego desde Consolación del Sur (Pinar del Río). Este evento se reportó en la prensa [22] y se citó a Efrén Jaimez-Salgado como testigo, quien indicó que un enorme y brillante bólido cruzó de norte a sur el cielo de Pueblo Nuevo, cerca de Consolación del Sur, dejando una enorme estela brillante de color blanco verdoso y unos segundos después se escuchó una detonación.

Calimete, 2013

Un fenómeno de luz no identificado cruzó el cielo de Calimete (Matanzas) a las 8:30 pm del 5 de febrero de 2013 y fue avistado por decenas de vecinos de la localidad [23]. Testigos describieron el evento como una fuente de luz rojiza que

descendió a gran velocidad, atravesando el pueblo desde el noreste, y luego provocó un sonido como una explosión.

Rodas, 2013

El 14 de febrero de 2013 se observó un bólido brillante desde varias comunidades de Rodas, Cienfuegos, hacia el centro de la isla [24]. El investigador Marcos Rodríguez-Matamoros describió el evento como un bólido pequeño, sin que se haya podido verificar la caída de un meteorito con el hallazgo de algún fragmento. Según Lobanovsky [25], la explosión del bólido ocurrió a una altura de 18 a 21 km. Los testimonios coincidieron en que hubo una luz muy intensa que alcanzó el tamaño de un autobús y explotó; incluso temblaron las ventanas y paredes de algunas casas tras la explosión. Estos testimonios apuntan a que probablemente este evento generó un registro sismológico, pero esos datos no están disponibles.

Holguín, 2021

El 19 de marzo de 2021, a las 10:06 pm, varias estaciones sismológicas registraron vibraciones que no correspondían a un sismo [17], al tiempo que se observó un fenómeno luminoso en las provincias orientales de la isla. Al día siguiente, la base de datos en línea de la AMS registró oficialmente el evento como 1755-2021, para una bola de fuego avistada desde Cuba, Jamaica y la costa oeste de Florida (EE. UU.). A partir de un video grabado en Kingston (Jamaica) y datos del GLM/GOES-16, Ceballos-Izquierdo et al. [16] estimaron que la roca espacial llegó a la atmósfera terrestre con un ángulo de $42,7^\circ$ con respecto al suelo y una velocidad de ~ 50000 km/h (Fig. 2). El bólido apareció a una altura de aproximadamente 65.5 km entre el pueblo de La Maya y Los Reynaldos y continuó durante 3.7 s en dirección norte hasta desaparecer a una altura de 30.4 km, al noreste de La Deseada [16]. Hasta el momento no se han encontrado meteoritos de este bólido.

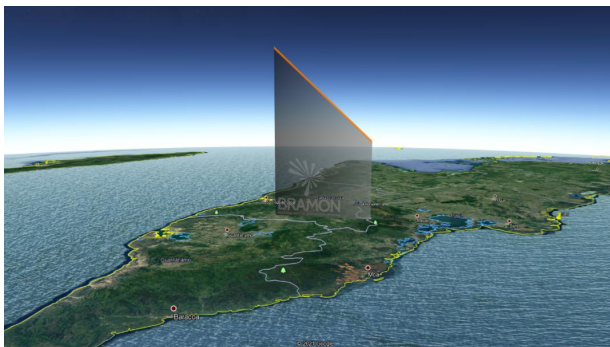


Figura 2. Trayectoria estimada para el bólido de Holguín (en naranja). El bólido desapareció a una altura de ~ 30.4 km. (Imagen modificada de Ceballos-Izquierdo et al. [14]).

III. ALGUNOS EVENTOS EN EL RESTO DEL CARIBE

Por razones de espacio, este trabajo solo presenta una breve descripción de los bólidos más notables, otros meteoros con registro en línea se listan en la Tabla ?? (materiales suplementarios).

Exceptuando el bólido del 19 de marzo de 2021 sobre Cuba (AMS #1755 – 2021), que se filmó desde Kingston, no

hay mucho material de archivo sobre meteoros avistados desde Jamaica. Sin embargo, existe información histórica muy interesante que refiere una lluvia de meteorito y el reporte de un bólido de alrededor del año 1700, probablemente el más antiguo documentado para el Caribe [26–28].

Para República Dominicana se han difundido reportes de distintos fenómenos luminosos en redes sociales, pero algunos de ellos corresponden a estelas de avión iluminadas por el sol, otros a lanzamientos de cohetes desde Cape Coral (Florida) y otros a reingresos de basura espacial.

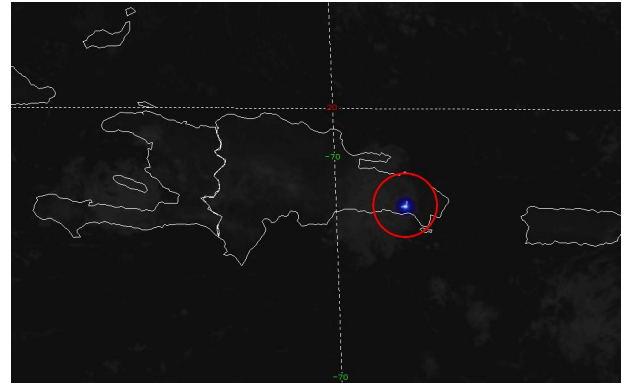


Figura 3. Bólido de República Dominicana del 21 de febrero de 2020 captado por el GLM. (Imagen GLM).

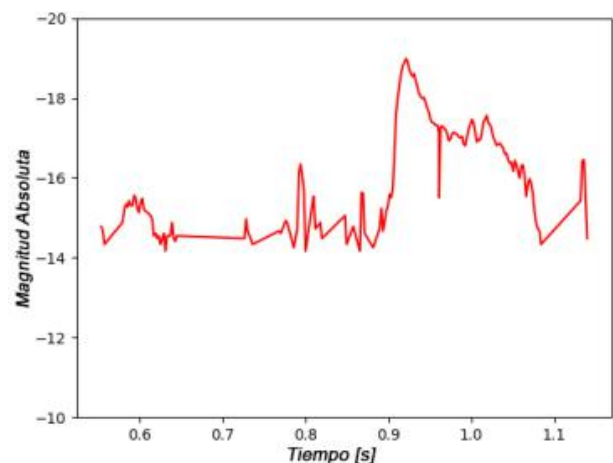


Figura 4. Curva de luz con magnitud absoluta calculada vs. tiempo del bólido del 21 de febrero de 2020 de República Dominicana.

Sin embargo, un caso bien llamativo ocurrió el 21 de febrero de 2020, cuando un bólido explotó sobre el sureste de República Dominicana, cerca de La Romana a las 07:30 UTC (Fig. 3). Las cámaras de la SAC en Puerto Rico y las cámaras para el monitoreo de huracanes en St. John (Islas Vírgenes de EE.UU.) capturaron el evento. Uno de los autores (FL) grabó un video desde Cabo Rojo, Puerto Rico, que sugiere que el bólido pasó sobre República Dominicana en dirección oeste-suroeste. En realidad, la trayectoria de los valores de latitud y longitud del satélite GLM sugiere que el bólido viajó de noreste a suroeste. Es probable que cayeran fragmentos en el agua, ya que el último de los destellos registrados en el GLM lo ubica frente a la costa, pero hay gran incertidumbre, ya que el error de ± 5 km es un error de proyección de mapa para los datos GLM [27], por lo que no se pueden descartar por

completo fragmentos en tierra. Desafortunadamente, no se pudo realizar una calibración astrométrica en ninguno de los videos disponibles y por lo tanto, no fue posible producir una trayectoria precisa. La Figura 4 muestra la curva de luz con magnitud absoluta calculada frente al tiempo, de la misma manera que Sankar et al. [29] y Hughes et al. [30]. La extensión temporal de la lectura de flash del GLM es de 0,586 segundos. La magnitud aparente máxima es de aproximadamente -19.

A diferencia de los otros territorios del Caribe, Puerto Rico tiene un largo registro visual de meteoros y bólidos que ofrece una gran oportunidad para realizar investigaciones sobre estos eventos. Además de observadores aficionados, una buena iniciativa es la Puerto Rico Night Sky Network, que incluye ocho cámaras Allsky en diferentes lugares de la isla. Las imágenes y videos desde las diferentes estaciones pueden ser consultados en el sitio web (<https://bit.ly/3gCRMM7>), mantenido por Héctor R. Santini, astrofotógrafo de la SAC.

Entre los eventos de Puerto Rico, uno de los más notables ocurrió el 8 de abril de 1989 a las 0526 UT, cuando un meteoróide de composición aubrítica (~25 kg de masa inicial) produjo un bólido muy brillante (-10 de magnitud visual) de 4 segundos de duración que se observó desde al menos tres lugares en Puerto Rico [31,32] (Figura 5). La información se obtuvo con siete instrumentos diferentes y los cálculos preliminares indicaron que el bólido entró en la atmósfera con una trayectoria inclinada, de unos 32° desde la vertical, y fue luminoso desde 65 km de altitud a una velocidad de 15 km/s hasta 25,6 km de altitud y 1–2 km/s de velocidad. Hacia el final de la trayectoria observada, el bólido explotó en al menos cuatro fragmentos [31,32].



Figura 5. Bólido AIDA capturado desde el Observatorio de Arecibo (Puerto Rico) el 8 de abril de 1989 a las 05h26m UT (Foto cortesía de David Meisel).

El 22 de junio de 2019, cerca de las 5:20 p.m., una roca de alrededor de 5 m explotó en la atmósfera sobre las aguas del Caribe, 170 millas al sur de Puerto Rico. Los telescopios de exploración ATLAS y Pan-STARRS de la Universidad de Hawai pudieron identificar este pequeño asteroide (2019 MO) antes de que ingresara a la atmósfera de la Tierra, lo que demuestra que pueden usarse para anticipar impactos. La ruta estimada de 2019 MO fue de este a oeste con la entrada al sur de Puerto Rico, según las observaciones de los telescopios. Este evento no está registrado en la base de datos de bolas de fuego de la AMS, ya que no hay reportes de observadores. Sin embargo, el bólido fue detectado por el satélite GLM y

los satélites del Departamento de Defensa de EE.UU. que estimaron una energía de 6 kilotones. Por eso es el tercer bólido más significativo registrado en el Caribe y en las cercanías de América del Norte desde que los sensores del gobierno de EE.UU. comenzaron a reportar bólidos en 1988. Se estimó que los meteoritos de este evento terminaron en el lecho marino a una profundidad de ~4,8 km [33].

Un pequeño asteroide ingresó en la atmósfera al norte de Puerto Rico alrededor de las 5:30 p.m. del 17 de enero de 2020, lo que permitió a muchos presenciar esta bola de fuego diurna desde gran parte de la isla. Poco después, los usuarios comenzaron a publicar videos e imágenes en redes sociales y muchos reportaron un fuerte estruendo. Una estela permaneció visible durante varios segundos, hasta tres minutos, informó un observador. La base de datos de bolas de fuego de la AMS registró el evento como 2020-338 con 33 reportes hasta el momento, el más distante proveniente de la isla de Anguila.

La entrada de esta roca espacial a la atmósfera fue detectada por los satélites meteorológicos y las estaciones de infrasonidos de NOAA en las Islas Bermudas, y los datos obtenidos indican que se trataba de un pequeño asteroide que se movía a una velocidad de alrededor de 15.5 km/s. La bola de fuego también fue detectada por sensores del gobierno de EE. UU., que publicaron las coordenadas 19,4° N, 66,0° W y una energía de 0,29 kilotones.

IV. CONCLUSIONES

Aunque no hay muchas cámaras instaladas para monitorear bolas de fuegos en el Caribe, existe un registro histórico importante que merece más atención. Los datos muestran que estos eventos no son tan infrecuentes como se piensa. Aparentemente, el territorio con el registro más escaso es Haití, con solo una entrada de una bola de fuego registrada en CNEOS.

La implementación de un sistema de observación de meteoros para monitorear el cielo, es algo que debería aplicarse en Cuba y en otras islas del Caribe, y aprovechar el potencial que ofrecen las cámaras instaladas en Puerto Rico. Tales iniciativas podrían integrarse en el futuro con la Global Meteor Network (<https://globalmeteornetwork.org/>) que actualmente no tiene cámaras en el Caribe.

AGRADECIMIENTOS

Se agradece a Luis E. Ramos Guadalupe por proporcionar periódicos antiguos con reportes históricos de meteoros cubanos. David Meisel proporcionó literatura y fotografías del bólido AIDA. Mark Sudduth y Brent Lynn enviaron imágenes e información sobre el bólido del 21 de febrero de 2020 sobre el sureste de República Dominicana. Rafael Emmanuelli Jiménez, Observatorio Orocovix y Gastón Junca Vega proporcionaron imágenes originales de meteoros sobre Puerto Rico.

REFERENCIAS

- [1] D. Koschny, J. Borovicka, *Journ. Intern. Meteor Organ.* **45**, 91 (2017).
- [2] H. Karttunen, P. Kröger, et al., *Fundamental Astronomy*, (Springer, 2003).
- [3] R.P. Greg, *Proc. XIIIth Meet. British Assoc. Advanc. Sci.*, 48 (1861).
- [4] R. De la Sagra, *Comptes Rendus LXIV*, 232 (1867).
- [5] A. Poey, *Versalles*, (1862).
- [6] A. Poey, *Comptes Rendus* **58**, 119 (1864).
- [7] M. Rodríguez-Ferrer, Madrid, Imprenta de J. Noguera, (1876).
- [8] R. Viñes, *Enciclopedia* **2**, 238 (1886).
- [9] Anónimo, *Diario de la Marina*, Año LII, 10 de julio, (1891).
- [10] E. De las Cuevas, *Taller Tipográfico "La Crónica"*, Baracoa, Tomo I (1919).
- [11] J.I. Lores, *Edit. Arte Lit.*, La Habana, (1977).
- [12] R. Lunsford, *Journal Assoc. Lunar Planet. Obs.* **39**, 37 (1995).
- [13] A.P. Kartashova, V.B. Puzin, A.A. Díaz, R.Z. Estrada, *INASAN Science Rep.* **4**, 294 (2017).
- [14] Y. Ceballos-Izquierdo, J. Orihuela, G. Goncalves, et al., *Miner. Slov.* **53**, 131 (2021).
- [15] Y. Ceballos-Izquierdo, *Juventud Técnica* **422**, 4 (2021).
- [16] Y. Ceballos-Izquierdo, C.A Di Pietro, M. Zurita eMetN **6**, 555 (2021).
- [17] M. Iturralde-Vinent, E.D. Arango-Arias, *Rev. Maya Geoc.* **4**, 37 (2021).
- [18] J.I. Zuluaga, P.A. Cuartas-Restrepo, J. Ospina, M. Sucerquia, *Month. Notic. Royal Astron. Soc. Lett.* **486**, L69 (2019).
- [19] F. Naranjo, R. Aguilar, *Rev. Síntesis*, (1941).
- [20] L.E. Ramos-Guadalupe, *Datos Astron. Cuba*, 89 (2004).
- [21] H. León, *Rev. Soc. Geog. Cuba IX*, 13 (1936).
- [22] O. Peláez, (2010), (<https://bit.ly/3F2it89>).
- [23] J.M. Solís-Díaz, (2013), (<https://bit.ly/3F5xvdf>).
- [24] Y. Ceballos-Izquierdo, *An. Acad. Cienc. Cuba* **9**, 1 (2019).
- [25] Y.I. Lobanovsky, (<http://www.synerjetics.ru/article/history.htm>).
- [26] H. Barham, *Philos. Trans.* **30**, 837 (1717-1719).
- [27] Ch. Darwin, *Journal of Researches into the Geology and Natural History of the Various Countries visited by H. M. S. Beagle*, (London, 1840).
- [28] M. Hall, *Nature* **39**, 368 (1889).
- [29] R. Sankar, C. Palotai, R. Hueso, et al., *Month. Notic. Royal Astron. Soc. Lett.* **493**, 4622 (2020).
- [30] A. Hughes, R. Sankar, K.E. Davis, et al., *Meteor. & Planet. Scien.*, (2022).
- [31] V.S. Getman, J.D. Mathews, Y.T. Morton, et al., *LPI Contrib.* **765**, 73 (1991).
- [32] D.D. Meisel, V.S. Getman, J.D. Mathews, S.C. Jacobs, *Icarus* **116**, 227 (1995).
- [33] P. Matlovič, L. Kornoš, M. Kováčová, et al., *Astron. & Astroph.* **636**, A122 (2020).

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0, <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) license.



FÍSICA Y DESARROLLO SOSTENIBLE

El día 2 de diciembre del 2021 se desarrolló el taller virtual “Desarrollo Sostenible: una mirada y acciones desde la física latinoamericana”, organizado por el Centro Latinoamericano de Física (CLAF) y con soporte técnico del Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), RJ Brasil.

Esta iniciativa fue proyectada con el fin de promover el interés de la comunidad de física latinoamericana por las actividades científicas y tecnológicas vinculadas a los temas medioambientales, particularmente con el cambio climático.

El taller contó con la participación de 30 personas del área latinoamericana y con un total de seis presentaciones de expertos sobre el tema. Los expertos informaron sobre los resultados de sus trabajos científicos y sobre estrategias exitosas que han permitido llevar a cabo acciones que contribuyan al cumplimiento de los compromisos de la Agenda 2030 en sus respectivos países. Los temas abordados reflejan parte de la diversidad de los retos que enfrentamos hoy en día y la responsabilidad social, que también desde la física, debemos asumir.

Algunos de los tópicos abordados estuvieron relacionados con:

1. Relación entre la academia y el sector productivo.
2. Aplicación de políticas públicas conjuntamente con iniciativas privadas para lograr metas específicas de los objetivos de desarrollo sostenible, particularmente en el área de energías alternativas.

3. Fomento de redes científicas – académicas a nivel local y regional para atender problemas ambientales, particularmente el estudio de las sequías y contaminación ambiental así como sus impactos económicos y sociales.
4. Implementación de métodos de la física estadística para la caracterización de escenarios económicos, sociales, pandémicos, etc a partir de indicadores específicos.
5. Caracterización física – química de materiales originarios para dar soluciones diversas a problemas básicos de comunidades vulnerables en nuestros países.
6. Vinculación de los temas tratados a la formación de recursos humanos que permitan, a su vez, la sustentabilidad de las acciones.

Cuba estuvo representada por la Dra. Lídice Vaillant Roca del Laboratorio de Fotovoltaica, Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE) – Facultad de Física (FF), Universidad de La Habana, Cuba. Título: “Desarrollo de la FV en Cuba: el aporte desde la física”.

Dr. Arbelio Pentón,
Facultad de Física,
Universidad de La Habana

LA CARRERA DE LICENCIATURA EN FÍSICA CUMPLE 60 AÑOS



Homenajeando a un símbolo de la carrera de Física. La profesora Teresita Molina recibe la felicitación del Dr. Carlos Rodríguez durante el acto celebrado en el Aula Magna para conmemorar los 60 años de la carrera de licenciatura en Física. De izquierda a derecha: Dra. Nancy Martínez (directora del IMRE), Dra. Aimé Peláiz (decana de Física), Dra. Marian Hernández (Vicerrectora), Dr. Carlos Rodríguez (vicepresidente de la ACC), Prof. Teresita Molina, y Dr. Armando Pérez (Ex-rector).

El 10 de enero de 2022 se celebró, en el Aula Magna de la Universidad de La Habana, el acto conmemorativo por los 60 años de la carrera de Física y se dio inicio a las actividades por el Año Internacional de las Ciencias Básicas para el Desarrollo Sostenible. El acto estuvo presidido por la Dra.C. Marian Hernández Colina, Vicerrectora Docente de la UH; el Dr.C. Carlos Rodríguez Catellanos, Vicepresidente de la Academia de Ciencias de Cuba; la Dra.C. Aimé Peláiz Barranco, Decana de la Facultad de Física de la UH; la Dra. C. Nancy Martínez Alfonso, Directora del Instituto de Ciencia y Tecnología de Materiales (IMRE) de la UH y Armando Pérez Perdomo, exrector de la UH en los años 1990 a 1994. Asistieron profesores, trabajadores, graduados y estudiantes de la Facultad de Física.

Fueron reconocidos profesores de varias generaciones que han contribuido por cuarenta años o más a la formación y desarrollo de la carrera en la UH. El Dr. Melquiades de Dios Leyva, Académico de Mérito de la Academia de Ciencias de Cuba, Profesor Emérito de la UH y Profesor Titular de la Facultad de Física, hizo uso de la palabra: (...) para las físicas y físicos, que son los conceptos sobre los que dedicaré las palabras que siguen se pueden distinguir

dos aspectos fundamentales, el docente y el científico. A principio de los años sesenta la docencia de la Física en Cuba estaba completamente diezmada, planes de estudio caóticos y desorganizados, y pocos profesores debido al éxodo de muchos de ellos (...) era increíble que la mecánica cuántica y la física estadística no estuvieran en aquellos planes de estudio (me refiero antes del 59). El regreso de los que estudiaron en universidades extranjeras y los que nos formamos acá, permitió cambiar drásticamente esa situación; esos cambios fueron de tal magnitud que en todos los contactos que he tenido con personalidades de diferentes instituciones universitarias extranjeras aparece siempre la afirmación: “el nivel de los graduados de Física en Cuba es de los mejores de América Latina y el Mundo”, esto por supuesto nos enorgullece (...). Y aquí me tienen ustedes, enamorado de la Física por siempre.

Las palabras de clausura estuvieron a cargo de la Dra. Aimé Peláiz Barranco, Decana de la Facultad de Física, quien señaló algunos de los logros de la Facultad a través de su historia: Sesenta años encierra mucha historia y los que hemos vivido parte de ella tenemos que sentirnos orgullosos, pero no conformes, nos falta mucho camino por recorrer juntos, mucho trabajo por hacer y por hacer mejor. Celebremos hoy y todo el año este sesenta cumpleaños junto al Año Internacional de las Ciencias Básicas para el Desarrollo sostenible. Pensemos juntos qué podemos hacer, qué más podemos hacer por nuestra carrera, nuestra ciencia y nuestro país. Con la misma pasión que miramos hoy lo logrado, miremos hacia el futuro en busca de muchos más años para la carrera de Física, para nuestra casa, líder indiscutible de esta ciencia en Cuba.

Comité organizador,
FActo por los 60 años de la carrera de Física

UNA ESCUELA DE VERANO CON MIRAS EN LA CIENCIA BÁSICA

El pasado mes de enero de 2022 se celebró en el Instituto de Cibernética, Matemática y Física (ICIMAF) una nueva edición de la escuela de verano Germano-Cubana. Como muchos de los eventos previstos para 2021, hubo de posponerse debido a la pandemia de COVID-19. La escuela, financiada por el Servicio Alemán de Intercambio Académico (DAAD por sus siglas en alemán), forma parte de la colaboración de más de una década entre investigadores del Departamento de Física Teórica del ICIMAF, la Universidad Goethe de Frankfurt, la Helmholtz Research Academy Hesse

for FAIR (HFHF) y el GSI -Centro de Investigación de Iones Pesados que, ubicado en la ciudad alemana de Darmstadt, sirve de base a uno de los proyectos de investigación más grandes del mundo, el acelerador internacional en construcción FAIR-. Dicha cooperación destaca por la organización de conferencias internacionales y escuelas de verano que, con el objetivo de complementar la preparación de la generación más joven de físicos cubanos, reúnen en Cuba a destacados expertos en física nuclear y astrofísica, física de partículas y temas relacionados.



Foto de grupo de la Escuela, tomada en el ICIMAF. En la primera fila, de izquierda a derecha: Dr. Sascha Vogel, Dr. Christian Sturm, Prof. Dr. Christoph Blume y Prof. Dr. h.c. Marcus Bleicher.

En esta ocasión visitaron la Isla cuatro profesores alemanes, el Prof. Dr. Dr. h.c. Marcus Bleicher (ITP Uni-Frankfurt/GSI/NIC Jülich/HFHF), el Dr. Christian Sturm (GSI), el Prof. Dr. Christoph Blume (IKP

Uni-Frankfurt) y el Dr. Sascha Vogel (Sciencebirds GmbH). Por la parte cubana hubo un total de 40 participantes, la mayoría estudiantes de pregrado y maestría afiliados a la Facultad de Física y el Instituto Superior de Ciencias y

Tecnologías Nucleares de la Universidad de la Habana, y el resto investigadores y estudiantes del ICIMAF y otros centros de país.

En conferencias interactivas, los estudiantes conocieron detalles del proyecto FAIR y la física en la que se basa. Partiendo de por qué hacer física y la importancia de las ciencias básicas y su aplicación, el Prof. Bleicher dio inicio a la escuela con una introducción a la física de partículas y su relación con la astrofísica. El Dr. Sturm abundó en algunos aspectos teóricos de la astrofísica e introdujo cómo podemos mejorar nuestro entendimiento de la materia a través de FAIR. Por su parte, el Dr. Blum se refirió a los experimentos que se piensa llevar a cabo en el acelerador, en particular a los estudios sobre la materia extraña. Asimismo, el Dr. Vogel abundó sobre la comunicación de la ciencia, con énfasis en el panorama científico y educativo alemán y las diversas oportunidades de cooperación para los estudiantes cubanos.

Las sesiones de las tardes estuvieron dedicadas a la puesta en práctica de lo aprendido a través de la resolución y discusión de ejercicios, así como a las exposiciones por parte de los estudiantes (9 presentaciones en temas de gravitación, astrofísica y biofísica), quienes no solo recibieron retroalimentación sobre sus trabajo científico sino también sobre cómo dirigirse a un público general de forma efectiva.

Al finalizar el evento, profesores, organizadores y estudiantes expresaron su satisfacción con los resultados de la escuela y sus deseos de continuar los esfuerzos de cooperación en el futuro.

Diana Alvear Terrero,
ICIMAF, Estudiante de Doctorado,
Technical University of Darmstadt and Helmholtz Research
Academy Hesse for FAIR (Alemania)

II TALLER SOBRE LA ENSEÑANZA DE LAS CIENCIAS BÁSICAS

En el Año Internacional de las Ciencias Básicas para el Desarrollo Sostenible proclamado por la Asamblea General de las Naciones Unidas y con el coauspicio de la Sociedad Cubana de Física, la Sociedad Cubana de Matemática y Computación, el Centro Nacional de Capacitación Azucarera (CENCA) y la Comisión Nacional Cubana de la Organización de las Naciones Unidas para la Educación, la Ciencia y la Cultura (UNESCO); el Instituto de Ciencias Básicas de la Universidad Tecnológica de La Habana “José Antonio Echeverría” celebró el II Taller sobre la Enseñanza de las Ciencias Básicas (Ciencias Básicas 2022), del 17 al 19 de mayo 2022, en modalidad presencial, bajo el lema “Más ciencias básicas para lograr los Objetivos de Desarrollo Sostenible de la Agenda 2030”; mensaje similar enviado al mundo por la Asamblea General de las Naciones Unidas el 2 de diciembre de 2021 y del que este Taller se hizo eco.



Enseñanza de las ciencias básicas en la CUJAE. Las medidas de protección contra el coronavirus no impidieron la celebración del II Taller sobre la Enseñanza de las Ciencias Básicas, con participación nacional e internacional.

El objetivo general del taller fue propiciar el intercambio y el debate científico acerca de la formación en ciencias básicas de los ingenieros y arquitectos, ante los retos de la Agenda 2030.

En el evento participaron un total de 166 delegados de estos 151 cubanos y 15 extranjeros representando a Perú, Ecuador,

México, Brasil y España, e Italia. Los debates se centraron alrededor de temáticas tales como:

- El proceso docente educativo en el contexto de las ciencias básicas.
- Creatividad en la enseñanza-aprendizaje de las disciplinas que conforman las ciencias básicas.
- Las ciencias básicas como fuente de diálogo interdisciplinario en la formación y desarrollo de ingenieros y arquitectos.
- La evaluación de las disciplinas de ciencias básicas.
- Las tecnologías de la información y la comunicación en la enseñanza de las ciencias básicas. Perspectivas y retos.

En el taller se dictaron 16 conferencias; 1 por la embajadora de la Comisión Nacional Cubana de la UNESCO de manera presencial y 15 por conferencistas extranjeros, de los países antes mencionados en la modalidad de video conferencia.

Durante los tres días en que sesionó el evento se presentaron 46 ponencias en total, relacionadas con la enseñanza de Física, la Matemática, las ciencias sociales, la gráfica para ingeniería y los idiomas. Se logró un fructífero intercambio académico acerca de los temas tratados y se realizaron valoraciones acerca de su utilidad y aplicabilidad en el proceso de enseñanza aprendizaje, la necesidad de integración de las disciplinas, el impacto de las acciones metodológicas instructivas en la impartieron de lenguas extranjeras entre otras.

Y. De J. O'farrill,
M. Del C. Batista,
J. J. Llovera,
Instituto de Ciencias Basicas,
Universidad Tecnológica de La Habana “José Antonio
Echeverría” Cujae.

GERMÁN MUÑIZ-PLANAS

(9 de enero de 1949 - 24 de diciembre de 2021)



Dr.C Germán Muñiz-Planas (9 de enero de 1949 – 24 de diciembre de 2021).

Recientemente la comunidad de ópticos de Cuba lamentó la desaparición física de nuestro muy querido colega y compañero Germán Muñiz Planas.

Con pena y tristeza, queremos reseñar brevemente algunos hechos de la vida y obra de nuestro querido compañero y amigo fallecido luego de una larga enfermedad que fue minando sus fuerzas poco a poco.

Antes de entrar a hablar sobre su vida académica se hace necesario resaltar que Germán fue un excelente ser humano, amigo de todos, siempre dispuesto a ayudar al que lo necesitara, siempre alegrándonos la vida con sus chistes y ocurrencias: aún recordamos algunos de sus historias, y todavía reímos con ellas. Excelente padre y esposo, magnífico profesor, se ganaba siempre el cariño y admiración de sus estudiantes. Por todo esto era muy querido y respetado por todos.

Germán se graduó en la escuela de Física de la Universidad de la Habana en el año 1970, y en 1971 comenzó su vida laboral en el Instituto de Investigaciones Nucleares de la Academia de Ciencias de Cuba, inaugurado en 1969. Allí se especializó en Estudios Nucleares y comenzó a trabajar en el departamento de Reactores. En 1973 defiende su tesis de maestría en la especialidad de Dosimetría Nuclear. Posteriormente pasó a trabajar en el departamento de Dosimetría y Protección Radiológica donde jugó un

importante papel, llegando a ser jefe de ese departamento. En 1979 trabaja durante un período de un año, en el Instituto Central de Investigaciones Físicas (KFKI) en Budapest (Hungría), con un sistema de programas para el estudio de reactores VVER y en particular con el Conjunto Crítico ZR-6 cuyo similar se pretendió instalar en Cuba como apoyo a la CEN Juraguá.

En 1982 comienza a trabajar, como profesor, en el Departamento de Física del Instituto Superior Politécnico “José Antonio Echevarría” (hoy Universidad Tecnológica de La Habana), donde impartió clases de posgrado y pregrado, llegando a alcanzar la categoría de profesor Titular y el grado de Doctor en Ciencias Físicas, al defender su tesis de doctorado en Aplicaciones Tecnológicas del Laser, temática en la cual se especializó a través de estudios de posgrado y de la participación en diversas investigaciones, con muy buenos resultados. Desarrolló un grupo de investigación en aplicaciones tecnológicas del LASER, el cual dirigió durante varios años.

A propuesta de la alta dirección del país, participó como coordinador por el Departamento de Física de la Cujae, en la formación de ingenieros recién graduados con vistas a su participación como especialistas en el montaje y operación de equipos laser de alta tecnología para cirugía oftalmológica en apoyo a la “Operación Milagro”; proyecto del Consejo de Estado de la República de Cuba que permitió realizar cirugías masivamente, tanto en Cuba como en América Latina y otros países, devolviendo la visión a millones de personas mediante la utilización del Laser. Germán fue el coordinador y profesor del diplomado que se creó con estos fines bajo su supervisión.

Como trabajador, ocupó responsabilidades sindicales y de dirección en importantes investigaciones en Física Aplicada y coordinó eventos científicos realizados por el Departamento de Física con todo con profesionalidad y entrega a cuanta tarea le fue encomendada.

En la Sociedad Cubana de Física ocupó en un período el cargo de vicepresidente de la sección de Óptica, colaborando activamente con la organización de los eventos “Tecnolaser” y otros organizados por la dirección de nuestra Sociedad. Sea este breve obituario un modesto homenaje a su memoria.

A. Mavilio¹,
C. A. Osaba,
Departamento de Física,
Universidad Tecnológica de La Habana “José Antonio Echeverría”, Cujae

¹Profesora jubilada.

E. VIGIL-SANTOS

(10 de junio de 1941 - 7 de marzo de 2022)



Abrazo a Elena. La profesora Elena Vigil recibe el abrazo de la decana de la facultad de Física durante el acto celebrado el pasado 10 de enero en para conmemorar los 60 años de la carrera de licenciatura en Física. De izquierda a derecha: Dra. Nancy Martínez (directora del IMRE), Dra. Marian Hernández (Vicerrectora), Dra. Aimé Peláiz (decano de Física), Dra. Elena Vigil, Dr. Carlos Rodríguez (vicepresidente de la ACC) y Dr. Armando Pérez (Ex-rector).

Elena Vigil Santos nació el 10 de junio de 1941 en el seno de una familia de clase media trabajadora en La Habana. Cursó sus estudios desde lo que entonces se llamaba Kidergarten (hoy en día, Preescolar) continuando con los de primaria y de segunda enseñanza en el Instituto Edison de la Víbora, donde desde pequeña se destacó por sus cualidades de estudiante y de persona calmada y racional. Tanto deseaba aprender, que simultaneó los estudios de Comercio con los de Bachillerato, cosa casi única en los anales del Edison. En la época en que estudió, el quinto año del Bachillerato se dividía en "5to de Ciencias" y "5to de Letras". Pero ella también simultaneó ambos y se graduó de ambas ramas en julio de 1960. Había triunfado la Revolución Cubana. Sus padres emigraron a los Estados Unidos y la llevaron con ellos, recién graduada de bachiller. En una universidad norteamericana estudió la carrera de Física, y mantuvo todo el tiempo correspondencia con quien sería su esposo toda la vida, y quien había partido casi al mismo tiempo a estudiar la carrera de Química en la entonces URSS, donde se graduó en la Universidad de Kiev. Casi simultáneamente volvieron a Cuba, se reencontraron y formalizaron un matrimonio del que tuvieron varios hijos.

A su regreso a Cuba, Elena comenzó a trabajar como profesora en la entonces Escuela de Física de la Universidad de La Habana, donde coincidimos nuevamente, ya que desde niños habíamos sido compañeros en el Edison, y juntos nos graduamos de bachilleres en esa institución. Quien escribe estas letras regresó graduado de físico de Moscú poco después del regreso de Elena. Así, el reencuentro

en la Escuela de Física a partir de 1966-67 fue doblemente agradable. Juntos participamos en la construcción del plan de estudio de la carrera de Física, incorporando nuestras respectivas experiencias junto con otros jóvenes que regresaron graduados de estudiar la carrera de Física en instituciones extranjeras. Fue una época creativa y fecunda, y nos sentimos orgullosos de haber compartido esa aventura.

Desde sus primeros momentos en la Escuela de Física, Elena se destacó como una profesora excelente, además de ocupar diversas responsabilidades de dirección, lo que hizo que en muchas ocasiones fuera con sus hijos entonces pequeños a la universidad y armara frente a su oficina un corral portátil donde tener a sus niños mientras desarrollaba su trabajo. Fue una de las más entusiastas promotoras de la enseñanza de la Física del Estado Sólido en nuestra carrera, así como de las investigaciones en esa importante rama de la Física en Cuba, donde llegó a ser un puntal de obligada referencia en Cuba y fuera de sus fronteras. Un aporte significativo de su labor de investigación se refleja en sus múltiples publicaciones en revistas científicas especializadas.

Elena desarrolló labores como profesora, subdirectora de investigaciones de la Escuela, y tutora de proyectos de investigación que atraían a los jóvenes estudiantes al trabajo científico, muchos de los cuales realizaban sus tesis bajo su dirección. En 1985 defendió con éxito su tesis de doctorado en ciencias físicas.

Cuando se establecieron las categorías docentes, recibió desde 1977 la de Profesora Titular. En 2013 le fue otorgada la categoría especial de Profesora Emérita de la Universidad de La Habana. Luego Elena ha recibido el Premio Nacional de Física el Premio Sofia Kovalióvskaya, y muchos otros: recibió el último reconocimiento en vida durante el acto de celebración de los 60 años de la carrera de licenciatura en Física, que tuvo lugar el 10 de enero de 2022 en el Aula Magna de la Universidad de La Habana. Hasta sus últimos días de vida, se le vio subiendo laboriosamente las escaleras que llevaban a su pequeño laboratorio, situado en áreas del Instituto de Materiales y Reactivos de la Universidad de La Habana: así era de importante para ella servir a la Física cubana.

Quienes tuvimos el privilegio de tratarla, sabemos que Elena Vigil fue una profesora, investigadora, y ser humano con letras mayúsculas.

Prof. José Marín Antuña,
Profesor Titular,
Facultad de Física,
Universidad de La Habana

ALFREDO BASILIO MORENO-YERAS
(14 de junio de 1958 - 14 de junio de 2022)



Dr.C Alfredo Basilio Moreno Yeras (14 de junio de 1958 – 14 de junio de 2022).

Lo conocimos como excelente físico y profesor de Física, tarea a la que dedicó literalmente toda su vida profesional después de graduado. Licenciado por la Facultad de Física de la Universidad de La Habana en el año 1981, comenzó su vida laboral en el Departamento de Física de la Cujae, hoy Universidad Tecnológica de la Habana “José Antonio Echeverría”.

En el año 2005 defendió el grado de doctor en Ciencias Técnicas por sus investigaciones sobre la aplicación de la técnica Moirè para estudios biomédicos, y desde ese mismo año obtuvo la categoría de profesor titular. Sus ejercicios de categorización fueron de excelencia, a pesar de que, para realizarlos, hubo de sobreponerse a una enfermedad que desde entonces comenzaba a afectar su salud.

Ocupó el cargo de Jefe de laboratorios de Física durante 20 años, desarrollando iniciativas en el montaje y diseño de prácticas de laboratorio. No hubo tarea encomendada que no desarrollara con altísima profesionalidad y sencillez, lo que le ganó la admiración y el respeto de todos los compañeros de trabajo. Compartir con él la formación de ingenieros y la ciencia aplicada fue siempre motivo de placentero aprendizaje.

Desde sus investigaciones sobre óptica aplicada, tecnología láser, y procesamiento de imágenes; hasta sus innovadoras

concepciones de los cursos de Física General para ingenieros montados en plataformas como Moodle, compartimos sus ideas y resultados que no se guardaba para sí, sino que eran puestos al servicio de todo el colectivo. Destacado investigador, logró divulgar sus trabajos en revistas de primer nivel, participar en patentes y contribuir a la formación de doctores y maestros en ciencias.

Tareas de vital importancia para nuestra sociedad no tuvieron que esperar por él, destacándose su participación en la formación de ingenieros para montar y manipular equipos oftalmológicos de alta tecnología en la “Misión Milagro”, contribuyendo así a devolver la visión a miles de personas en Cuba y en otros países de América Latina y otras regiones del mundo, entre otras tareas que dignamente acometió.

Impulsor de proyectos nacionales y con instituciones extranjeras, internacionalizó nuestro quehacer en varios países coordinando investigaciones conjuntas con especialistas de Bélgica, Brasil, España, Argentina y Francia.

Aun convaleciente de la COVID, sus casi 17 años de lucha contra una gravísima enfermedad nunca hicieron menguar su dedicación al trabajo, demostrando una resistencia y un espíritu poco usuales, pero propios de un cubano entero, lo que lo convierte en un ejemplo a seguir en todos los órdenes. Cuando la salud ya no le permitió asistir a su laboratorio, montó experimentos en su propia casa hasta que sus debilitadas fuerzas no le permitieron continuar.

Entre los méritos reconocidos a su labor como docente e investigador merecen destacarse el premio a la tesis de doctorado más relevante en el año 2006 otorgado por el Ministerio de Educación Superior de la República de Cuba, el premio del Ministro de Educación Superior por sus destacados resultados de investigación en el año 2007 y el premio anual de la Academia de Ciencias de Cuba en el año 2010, entre otras medallas y condecoraciones recibidas.

De Alfredo, de su jovial carácter, su fuerza de espíritu y de sus resultados científicos y académicos, seguiremos hablando por mucho tiempo los que tuvimos la dicha de conocerle como profesional pero, sobre todo, como excelente ser humano.

J. J. Llovera,
Departamento de Física,
Universidad Tecnológica de La Habana “José Antonio Echeverría”, Cujae

