

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

FACULTAD DE MATEMÁTICA, ASTRONOMÍA, FÍSICA Y
COMPUTACIÓN

SERIES “C”

TRABAJOS DE FÍSICA

N.º 18/2025

Colección Experimental de Física
Moderna

Aguilar, Baltazar; Alana Sacks; Albertengo, M.E.; Arnold Ignacio; Bajales Luna, Noelia; Barberis, Lucas; Bergallo Altamira, Martina; Bernal, M.; Billoni, Orlando V.; Bongiovanni, Máximo; Brusa, T.A.; Brué, Martina; Caucas, Victoria; Christian H. Martin Gonzalez; Cortes Maximiliano David; Daruich Delfina; Eloy Moyano; Fernandez Leandro Ezequiel; Fernández Avello, Juan Pablo; Francisco Turri; Fulvio José Nosotti; Galindez Francisco; García, O.R; J.C Martínez; Jimenez Emiliano Tiago; Lautaro Piermartini; Lazarte Juliana; Ledesma Coppa Ignacio; Loggia, Tobías Leonel; M.A. Martín Pilone; Melina Luque; Schnell Tomas; Suárez Laureano Manuel; Villegas, Angelo; Zandalazini, Carlos



Editor: Miguel Ángel Chesta

CIUDAD UNIVERSITARIA 5000 CÓRDOBA

REPÚBLICA ARGENTINA

Equipo docente y edición

Profesor coordinador

Carlos Di Prinzio

Profesores colaboradores

- Daniel Perez
- Ignacio Scarinci
- Carlos Zandalazini
- Francisco Turri
- Angelo Villegas

Equipo técnico

- Juan Cruz Bigliani
- Gabriel E. Dessilani
- Tobías Marcos Rojas López

Coordinación de edición y formato

Luis Nicolás Geréz

Año académico:

Primer cuatrimestre de 2025

Sobre esta colección

“El experimento es el único juez de la verdad científica”.

— Richard P. Feynman

Esta colección fue realizada en el marco de la materia **Física Experimental V**, correspondiente **al cuarto año de la Licenciatura en Física, del año 2025, en la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF)**, Universidad Nacional de Córdoba.

Su objetivo es reunir y organizar las prácticas experimentales desarrolladas durante el cursado, y facilita así su consulta, réplica y mejora en años posteriores.

La presente edición compila los trabajos realizados por los estudiantes, acompañados de los procedimientos experimentales, análisis de resultados y observaciones técnicas. Además, se ha cuidado el formato general del documento, con el propósito de ofrecer una herramienta clara y útil tanto para estudiantes como para docentes.

Los experimentos que componen esta colección están vinculados a descubrimientos fundamentales en física moderna, muchos de los cuales han sido galardonados con el Premio Nobel. Cada práctica permite explorar conceptos y fenómenos que marcaron hitos en la historia de la ciencia, desde la confirmación de la naturaleza corpuscular de la luz hasta la interacción de la radiación con la materia.

Al realizar estos experimentos, los estudiantes no solo profundizan su comprensión teórica, sino que también se conectan con el legado de científicos que transformaron nuestro entendimiento del mundo físico. Esta vinculación aporta un valor histórico y motivacional que enriquece la formación experimental y científica.

Esperamos que esta colección contribuya al fortalecimiento del enfoque experimental en la formación en física, y que sirva como punto de partida para futuras mejoras y desarrollos en el laboratorio.

FAMAF, Córdoba, junio de 2025

Índice general

1. Cámara de Niebla	9
2. Diseño y funcionamiento de una cámara de niebla de difusión	17
3. Estudio de partículas α en cámara de niebla Wilson	23
4. Radiación de Cuerpo Negro	29
5. Efecto Zeeman	37
6. Experiencia de Franck-Hertz con Mercurio	45
7. Experiencia de Franck-Hertz con Neón	53
8. Determinación de la relación carga-masa del electrón	61
9. Estudio de Fenómenos Ópticos mediante el uso de microondas	67
10. Teoría electromagnética de la luz en el régimen de microondas	79
11. Efecto Compton, emisión de líneas L, ley de Moseley y absorción de borde con rayos X	89

ÍNDICE GENERAL

Capítulo 1

Cámara de Niebla

Contexto histórico y Premio Nobel

Este experimento se basa en el trabajo de **C. T. R. Wilson**, quien fue galardonado con el *Premio Nobel de Física en 1927* por el desarrollo de la cámara de niebla, un método para visualizar las trayectorias de partículas cargadas mediante la condensación del vapor de agua.

Trabajo de Laboratorio: Cámara de Niebla

Martínez Juan Cruz - Albertengo Matías

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Abril 2025

I. RESUMEN

Este trabajo de laboratorio tiene como principal objetivo introducir a los estudiantes a la física de partículas. Mediante el uso de una cámara de niebla de difusión se observaban diferentes trazas dejadas por partículas ionizantes, una vez familiarizados con las diferentes trazas se buscaba determinar la cantidad de partículas por unidad de área y tiempo en diferentes locaciones de la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación de la Universidad Nacional de Córdoba. Se logró determinar que el número de partículas en cada lugar, si bien no era estadísticamente indistinguible, eran los suficientemente cercanos como para atribuirle la diferencia a un error de conteo.

II. INTRODUCCIÓN

La cámara de niebla [1], inventada originalmente por Charles Wilson, es un dispositivo utilizado para observar trazas causadas por partículas ionizantes. En su máquina original, Wilson intentó reproducir algo similar a la máquina de John Aitken en la cual se creaban nieblas y se condensaba agua utilizando diminutas partículas como micro gramos de arena o iones de sal marina, así, la cámara de Wilson funcionaba mediante una expansión libre adiabática en la cual aire sobre saturado se enfriaba y se condensaba, esta cámara funcionaba considerablemente mejor que la de Aitken, no solo se podía ver vapor perfectamente sino que también se veían pequeñas trazas en la niebla, aunque principalmente no sabía exactamente a que se debía Wilson llegó a la conclusión de que debían existir otros núcleos de condensación en la cámara, él supuso que estos deben ser iones en el propio aire así que experimento con rayos X y Uranio radiactivo, confirmado finalmente su suposición.

La cámara de niebla de difusión, una versión mejorada y más moderna de la cámara de niebla fue desarrollada por Alexander Langsdorf en 1937, esta

tiene una diferencia fundamental con la desarrollada por Wilson en que está siempre sensibilizada a la radiación mientras se mantenga su base lo suficientemente fría como para que el alcohol (utilizado debido a su punto de congelación más bajo en comparación con el agua) esté en estado gaseoso.

Una cámara de difusión simple se basa en un entorno sellado con una placa superior caliente y una placa inferior fría. El alcohol se coloca en la placa superior y se evapora formando vapor que se enfría mientras desciende y se condensa en la placa inferior, esto genera un gradiente de temperaturas. El resultado de este proceso es un entorno sobre saturado, lo que significa que existe vapor de alcohol a una temperatura a la cual no debería, esto permite que se condense fácilmente si ocurre algo que perturbe el equilibrio. Cuando partículas con alta energía y carga atraviesan este gas dejan a su paso rastros de ionización (fig 1), esto causa que el vapor se condensa alrededor de estas trazas de iones ya que tanto las moléculas de alcohol como las del agua son polares (produce una fuerza de atracción neta hacia las cargas libres cercanas). Finalmente esto termina con la formación de niebla, visible por la presencia de gotas que caen hacia el condensador. Algunas configuraciones de la cámara de difusión también hacen uso de un campo eléctrico fuerte para elevar las partículas polares del alcohol y así poder observarlas con más facilidad [2,3].

El trabajo de laboratorio desarrollado permitió observar las trazas producidas por radiación ionizante producto de partículas, especialmente partículas alfa, muones y electrones. Se logró cuantificar la presencia de estas en diferentes locaciones de la Facultad de Matemática, Física, Astronomía y Computación, particularmente el laboratorio LEF 01, el laboratorio de física aplicada a la medicina, un sótano debajo de las escaleras y el estacionamiento en el exterior. Este conteo reveló una diferencia en la composición de la cantidad de partículas según la locación, sin embargo no mostró una diferencia

sustancial en la cantidad total de partículas.

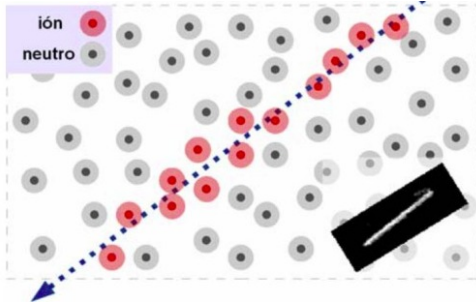


Figura 1. Ionización en una cámara de niebla [3].

III. MARCO TEÓRICO

Los rayos cósmicos se constituyen por particular muy energéticas que forman los llamados rayos cósmicos primarios, estos penetran la atmósfera y colisionan violentamente con los núcleos de la misma produciendo una lluvia de partículas (protones, neutrones, piones, etc.) que luego vuelven a sufrir interacciones electromagnéticas o nucleares que dan lugar a otra generación de partículas en un proceso de cascada llegan a la superficie terrestre (ver figura 2). Los piones formados interactúan con las moléculas del aire mediante interacción fuerte o decaen naturalmente en muones y neutrinos. Los muones al ser partículas masivas (tienen una masa de $105MeV/c^2$) y cargadas son fácilmente detectables en la cámara de niebla [3,4].

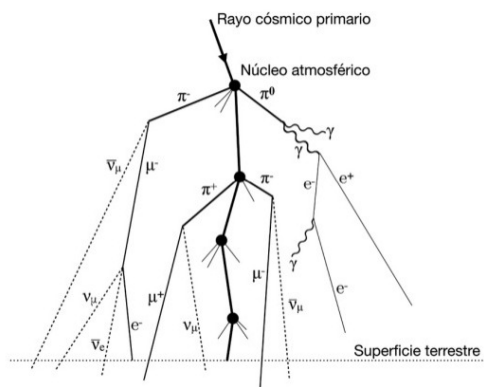


Figura 2. Cascada de partículas [3].

Es importante destacar que la vida media de un muon, que debido a su gran masa es inestable, es solo de $2,2\mu s$, si bien es larga en relación a otras partículas masivas, sigue siendo poco para que llegue a la superficie terrestre si viaja a una

velocidad de $v = 0,998c$, esto se puede explicar usando los postulados de la relatividad especial y vamos a resolver el problema formalmente a continuación:

Usando que la velocidad de la luz es $c = 3 \times 10^8 m/s$, si un muón tiene una vida media de $2,2\mu s$, entonces en menos de un kilómetro casi todos los muones que se generan en la atmósfera deberían decaer. En este contexto sin embargo, es necesario considerar que el tiempo se dilata para el muón debido a su altísimo velocidad, utilizando la formula de dilatación temporal para relatividad especial:

$$\Delta t = \Delta t_\mu \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Se obtiene que el tiempo real para un observador en la tierra en la que decae el muón promedio es más bien $\approx 35\mu s$, tiempo más que suficiente para que este recorra unos 10km. Si la atmósfera esta a unos 50km de los detectores entonces perfectamente se puede esperar que numerosos muones lleguen a la superficie de la tierra. Desde la perspectiva del muón por otro lado, este sufre la contracción espacial causada por su alta velocidad, usando la ecuación para contracción espacial:

$$L = L_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Entonces, la distancia que el muón siente recorres es tan solo 3km, incluso teniendo un tiempo de vida media de solo $2,2\mu s$, esta distancia es lo suficientemente corta como para que una gran cantidad de muones generados en la atmósfera lleguen a la superficie.

Además de rayos cósmicos, la radiación natural de la tierra también aporta partículas que se pueden observar en la cámara de niebla. La radiación natural de la tierra proviene de la desintegración de radionucleidos presentes en los materiales que nos rodean, especialmente rocas y minerales que se formaron hace 4500 millones de años, diferentes series de desintegración radioactivas de elementos pesados producen radiación de forma natural. En general las rocas funcionan como blindaje para que esta radiación quede contenida pero en estas series aparece radón radiactivo gaseoso, por lo tanto en zonas rodeadas de tierra y rocas como un sótano, por ejemplo, es más probable estar expuesto a esta radiación [4].

IV. MÉTODO EXPERIMENTAL

En este experimento se utilizaron los siguientes instrumentos:

- Líquido limpia vidrios
- Cámara de Niebla de Difusión
- Papel
- Cinta métrica
- Cámara Fotográfica

Para preparar adecuadamente la cámara de niebla, el primer paso fue nivelarla para asegurar una distribución uniforme del alcohol rociado. Luego, se preparó una mezcla de alcohol etílico al 70 % para generar una niebla estable. Si se colocaba demasiada agua en la mezcla podía provocar congelamiento dentro de la cámara, mientras que una concentración excesiva de alcohol genera una niebla más densa que requiere mayor tiempo de estabilización. Se desmontaba el armado de la cámara, sacando los vidrios y los electrodos y se rociaba el alcohol, con una jeringa y de forma cuidadosa se colocaron 50ml de alcohol en cada una de sus paredes, exceptuando la trasera y 100ml en el suelo (ver figura 3 y 4).



Figura 3. Cámara de niebla. Interior.

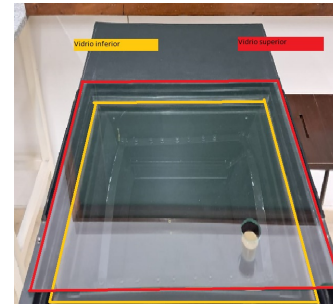


Figura 4. Cámara de niebla. Exterior.

Ambos vidrios se limpiaron cuidadosamente con limpia cristales y papel para la visibilidad de las trazas de partículas. Se prestó especial atención al sellado del vidrio interior, ya que es fundamental que la cámara quede herméticamente cerrada para evitar el ingreso de aire ambiente, el cual podría empañar el sistema e impedir la observación adecuada. Una vez armado se prendía el sistema y se dejaba estabilizar por aproximadamente diez minutos. Luego se tomaron videos y fotos utilizando un teléfono celular en diferentes locaciones de la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF) de la Universidad Nacional de Córdoba: en el aula LEF 101, en el patio exterior, en un sótano de uso común y en otro sótano cercano a los laboratorios de Física Aplicada a la Medicina. El criterio utilizado para determinar que partículas se estaban observando fue el de la figura 5 y 6

TRAZA	PARTICULA
	MUON O ANTI-MUON
	ELECTRÓN O POSITRÓN
	PARTÍCULA ALFA

Figura 5. Clasificación según la traza [3].

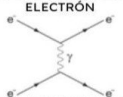
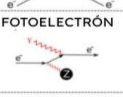
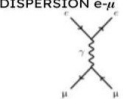
TRAZA	PARTICULA
	ELECTRÓN 
	FOTOLETRÓN 
	TRANSFORMACIÓN DE MUÓN 
	DISPERSIÓN e-μ 

Figura 6. Clasificación según la traza 3.

Luego se determinó la cantidad de partículas que se observaban por unidad de tiempo y área en las diferentes locaciones, como diferentes trazas igualmente corresponden a las mismas partículas se decidió juntarlas a todas, esto es, una transformación de muón y un muón solo se clasificaban ambos como lo mismo. Los casos de partículas y anti partículas también se tomaron como lo mismo, ya que la única forma de diferenciarlos es si se aplica un campo magnético externo y se observa como se curvan, algo que no hicimos. La metodología utilizada para contar las partículas en los videos fue básicamente pausar el video e ir viendo cuadro por cuadro cuantas partículas y de que tipo aparecían. Esto, por supuesto, tiene un gran margen de error ya que es difícil determinar cuando una partícula simplemente se movió o es una nueva, entre otras dificultades. Entonces el error de cada medición se determinó arbitrariamente en un 10 % de cada conteo realizado, redondeado al entero más cercano. En el caso de que el valor se encontraba entre 0 y 1 se redondeaba siempre a 1. Así, por ejemplo, un conteo que resultara en 56 partículas era reportado como 56 ± 6 .

V. MEDICIONES Y RESULTADOS

Las figuras (7, 8, 9 y 10) muestran ejemplos de las partículas observadas en la cámara.

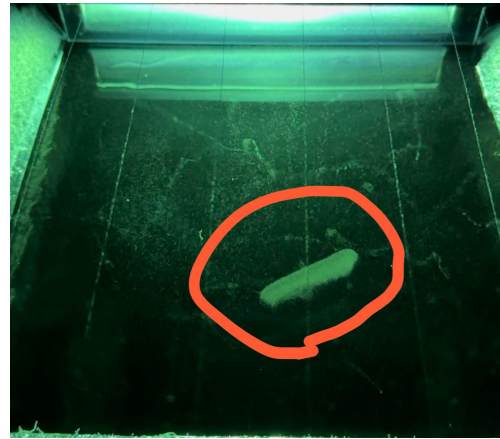


Figura 7. Trazas de una partícula Alfa.

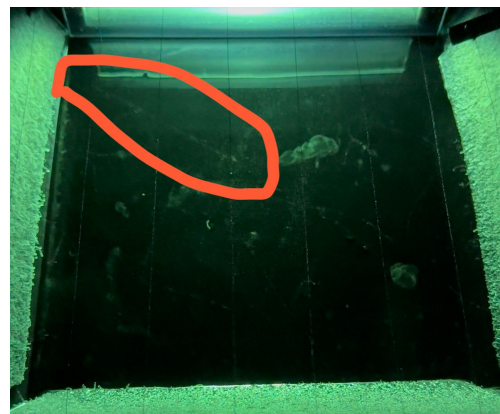


Figura 8. Trazas de un muón.



Figura 9. Trazas de una dispersión electrón-muón.



Figura 10. Trazo de un electrón.

Con este criterio, medimos en los lugares mencionados en la sección anterior y analizamos entre 2 y 3 videos de entre 40 y 90 segundos para cada zona. Se obtuvo la siguiente distribución de partículas por unidad de área y de tiempo (cuadro I).

Cuadro I
PARTICULAS TOTALES POR UNIDAD DE METRO CUADRADO POR
SEGUNDO SEGÚN LA ZONA

Zona	Partículas $\frac{m^2}{s}$
Lef 101	72 ± 7
Sótano Médicas	84 ± 8
Exterior	68 ± 7
Sótano uso común	77 ± 8

Es importante destacar que en el caso de las mediciones en exteriores, la visibilidad dentro de la cámara fue más limitada debido a la luz solar reflejada, incluso a pesar de utilizar cubiertas (Figura 11). Esto dificultó especialmente la observación en las zonas más alejadas del punto de vista. Por esta razón, se estimó que la efectividad de observación fue de aproximadamente $3/4$ del área total. Esto se consideró al interpretar los resultados.



Figura 11. Armado para observar en el exterior.

Separando en que cantidad de partículas se veía en cada zona armamos el cuadro II:

Cuadro II
CANTIDAD DE PARTÍCULAS POR ZONA

Zona	Electrón	muón	Alfa	Foto-elec-tron	$\mu - e$
LEF 101	21 ± 2	32 ± 3	2 ± 1	17 ± 2	1 ± 1
Sótano Médicas	24 ± 3	42 ± 4	3 ± 1	10 ± 2	5 ± 1
Exterior	18 ± 2	46 ± 5	1 ± 1	14 ± 2	1 ± 1
Sótano Común	23 ± 2	41 ± 4	1 ± 1	9 ± 1	4 ± 1

De el cuadro I vemos que en las 4 zonas las cantidades de partículas son similares, la mayor discrepancia estaba entre el exterior y el sótano de médicas. Esto se puede deber a un error en el conteo de algunas de las dos, o también podría ser que estamos menospreciando el efecto del reflejo de la luz en el exterior y en realidad veíamos bastante menos de las que en realidad había. Sin embargo, el error en cada una resulta bastante grande por lo tanto podría decirse que en general resultan comparables.

En el cuadro II tenemos cuantas partículas de cada tipo había en cada zona. Vemos que en el sótano de médicas había mayor cantidad de alfas, algo esperable si sabemos que estas son producto del decaimiento del Radón, elemento que se encuentra presente en los sótanos sobretodo[5]. Al hecho de

que se hayan medido tantos menos muones en los LEF 101 que en el resto de locaciones sólo se le puede atribuir un error humano en el conteo ya que la fuente de emisión fue la misma en todos los casos, los rayos cósmicos. Utilizando la distribución F para comparar valores determinados experimentalmente para muestras pequeñas se observa que, para un $\alpha = 0,1$ todos los resultados son comparables entre ellos a excepción de los de el sótano de médicas con el exterior y el sótano de médicas con los LEF 101. Esto seguramente sea debido a un error humano en el caso de los LEF 101 y al hecho de que teníamos visibilidad reducida en el exterior.

VI. DISCUSIÓN

En esta sección trataremos puntos experimentales de este trabajo para tener en cuenta y ser mejorados o cuestionados. La mezcla agua-alcohol utilizada debe estar compuesta por agua destilada principalmente ya que, al utilizar agua corriente, introducimos a nuestra cámara de niebla partículas de polvo o minerales propios del agua lo que provoca más "lluvia." además de la formación de cristales en el piso de la sección por congelamiento de la misma. El cuidado e higiene de ambos vidrios es fundamental ya que al estar sucios dificultan la visión y, al intentar recopilar datos mediante un teléfono celular, estas impurezas resaltan aún más. Con el cuidado de los vidrios hacemos énfasis sobre todo en el inferior, el cual debe sellar muy bien la zona de refrigeración para una mejor condensación debido a que si se coloca dejando una pequeña abertura este podría empañarse (a veces ocurría que al estar el vidrio roto en uno de sus extremos, la cámara permitía el flujo de aire por el mismo). Al salir del edificio y medir a cielo abierto "se requiere de una capa" negra y gruesa para no permitir el paso de luz y así poder recolectar mejor los datos. Aquí se hizo de vital importancia la limpieza de los vidrios, ya que al limpiarlo con papel, este dejaba pelusas, las cuales también dificultaron la visión y posterior cuantificación de partículas, una forma sencilla de mejorar esta situación sería medir de noche cuando no exista este reflejo de luz solar. Además al hacer esto se podría comparar como (o si) afecta algo el hecho de la luz solar en las partículas que observamos.

En cuanto a la clasificación y conteo de partículas, el método empleado tiene un margen de error

considerable. Resulta difícil distinguir si una traza corresponde a una nueva partícula o si es la continuación de una previamente observada. Además, algunas trazas pueden superponerse o desvanecerse rápidamente. Para reducir estos errores, se podría utilizar algún tipo de sistema automatizado de análisis de video o, al menos, establecer un protocolo de observación más riguroso y sistemático.

Por último, se podría considerar la idea de utilizar materiales absorbentes o aislantes para mejorar la selectividad en la detección, por ejemplo papel para bloquear partículas alfa o aluminio para atenuar electrones [6,7]. Esta estrategia permitiría comparar mediciones con y sin blindaje, facilitando la identificación de las partículas observadas.

VII. CONCLUSIONES

Este experimento tiene una gran utilidad académica para el entendimiento y la aproximación de estudiantes a la física de partículas y como interactúan con los diferentes medios y como se generan. Así como que se pudo comprobar que la cantidad de partículas observadas es independiente de la locación (salvo el sótano de médicas donde hay un ligero aumento de la actividad, respecto a la superficie), sin embargo si cambia la proporción. En conjunto, aunque las condiciones de medición o los métodos de conteo no fueron los óptimos, los resultados obtenidos son consistentes con lo esperado teóricamente.

VIII. BIBLIOGRAFIA

1. López, J. J. (2018, junio 20). *La cámara de niebla: La deuda histórica de la física de partículas a la meteorología*. RAM - Revista del Aficionado a la Meteorología.
2. WeirdScience. (s.f.). *Historical*. <https://weirdscience.eu/historical/?id=0#3>
3. Woithe, J. (2016). *Cloud chamber: Do-it-yourself manual*. CERN S'Cool LAB. Disponible en: <http://cern.ch/s-cool-lab>
4. Facultad de Física, Universitat de València. (2011). *La cámara de niebla de difusión*. Instituto de Física Corpuscular (IFIC)
5. Evict Radon National Study. (s.f.). *Radon Gas & Alpha Radiation*
6. **Krane, Kenneth S.** *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1987
7. **Serway & Jewett** – *Physics for Scientists and Engineers*

Capítulo 2

Diseño y funcionamiento de una cámara de niebla de difusión

Contexto histórico y Premio Nobel

Esta práctica continúa el desarrollo técnico de la cámara de niebla de Wilson, diseñada originalmente por **C. T. R. Wilson** (*Premio Nobel de Física, 1927*). La versión por difusión representa una mejora en estabilidad y visibilidad, aunque no fue específicamente reconocida con un Nobel.

Diseño y funcionamiento de una cámara de niebla de difusión

Design and Performance of a Diffusion Cloud Chamber

Daruich Delfina¹ and Lazarte Juliana¹

¹Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, Universidad Nacional de Córdoba, M. Allende y H. de la Torre - Ciudad Universitaria, X5016LAE - Córdoba, Argentina

Recibido: xx/xx/xx; Aceptado: xx/xx/xx

Este trabajo presenta el desarrollo de una cámara de niebla de difusión de bajo costo, diseñada como herramienta educativa para visualizar trazas de radiación. El sistema utiliza un gradiente térmico creado entre una fuente caliente (agua a $55 - 65^{\circ}\text{C}$) y una fría (mezcla de hielo/sal a -10°C) para sobresaturar vapor de alcohol etílico (96%). Se evaluaron diferentes configuraciones, determinando que recipientes de 3.7 cm y 7.2 cm de altura optimizan la formación de niebla. Si bien se logró observar condensación, no fue posible detectar partículas α de una fuente de ^{226}Ra , limitación atribuida a temperaturas base insuficientemente bajas (-1°C a 3°C) y baja concentración de vapor. Los resultados demuestran la viabilidad de construir cámaras didácticas accesibles, aunque señalan la necesidad de optimizar parámetros como el contraste visual y el control térmico para lograr mayor sensibilidad en la detección de radiación.

Palabras Clave: Cámara de difusión, Trazas de partículas.

This work presents the development of a low-cost diffusion cloud chamber, designed as an educational tool to visualize radiation tracks. The system uses a thermal gradient created between a hot source (water at $55-65^{\circ}\text{C}$) and a cold source (ice/salt mixture at -10°C) to supersaturate ethyl alcohol vapor (96%). Various configurations were tested, showing that containers with heights of 3.7 cm and 7.2 cm optimize fog formation. Although vapor condensation was observed, it was not possible to detect α particles from a ^{226}Ra source. This limitation is attributed to insufficiently low base temperatures (-1°C to 3°C) and low vapor concentration. The results demonstrate the feasibility of building accessible educational cloud chambers, while also highlighting the need to optimize parameters such as visual contrast and thermal control to achieve greater sensitivity in radiation detection.

Keywords: Diffusion cloud chamber, Particle tracks.

I. INTRODUCCIÓN

La cámara de niebla es un dispositivo utilizado para visualizar trazas de distintos tipos de partículas. Existen dos tipos fundamentales, de expansión y de difusión, ambas se basan en el mismo principio. A partir de condiciones especiales en la cámara, el vapor de alcohol saturado en su interior se condensa y forma niebla cerca del fondo de la misma. Esta condensación ocurre sobre partículas eléctricamente cargadas, o iones, creados por rayos cósmicos o radiactividad, y la traza de la partícula se hace visible en forma de rastros similares a hilos a lo largo del camino de cada rayo.

La cámara de expansión, conocida como cámara de Wilson, está formada por un dispositivo sellado, y utilizando un diafragma se produce una expansión adiabática del aire que se encuentra dentro de la cámara, produce que este se enfríe y el vapor de alcohol se condense alrededor de los iones formados al paso de la radiación. Este fue el primer dispositivo utilizado para la visualización de trayectorias de partículas, fue construido en 1912 por el físico escocés Charles S. T. Wilson, se puede observar esquema de su diseño en la figura 1.

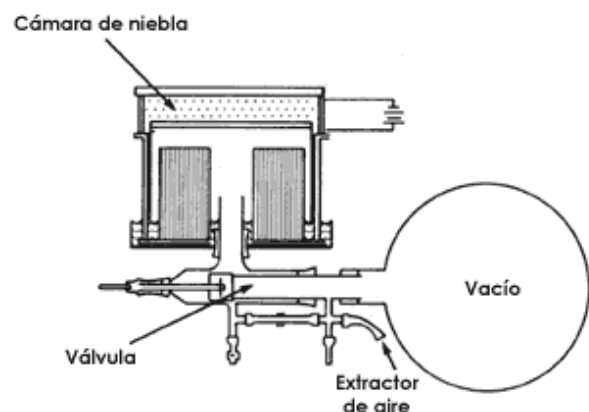


Figura 1: Esquema de la cámara de niebla de expansión

La cámara niebla de difusión se desarrolló en 1936 por Alexander Langsdorf, se puede observar un esquema básico en figura 2. Esta cámara difiere de la cámara de expansión de Wilson en que es sensible a la radiación de forma continua, ya que no se utiliza la expansión para enfriar, sino que se genera un gradiente térmico enfriando el fondo de la cámara con una máquina refrigerante o con hielo seco. El gradiente garantizará la difusión de vapor desde la superficie más caliente a la más fría a través del aire. Con esto se obtiene una capa cercana al fondo de vapor sobresaturado.²

La cámara contiene la mezcla de gas y vapor está térmicamente conectado a la base, la cual es enfriada a una temperatura baja T_0 . En la parte superior de la misma se tiene el alcohol en estado líquido que es evaporado de forma gradual al mantenerlo a una temperatura T_1 mayor que T_0 ; por lo tanto, se establece un gradiente térmico entre la parte superior e inferior de la cámara.

El gas en la parte superior de la cámara está saturado con el vapor del líquido contenido, y este se difundirá hacia la base enfriada. A menores temperaturas, el gas alcanza un estado de sobresaturación, aumentando su grado en función del descenso térmico.

Con una combinación adecuada de gas y vapor, y para valores apropiados de T_1 y T_0 , la sobresaturación puede exceder el valor crítico necesario para causar la condensación en forma de gotas sobre los iones.

El uso de alcohol en las cámaras de niebla se debe a su capacidad para mantenerse en estado de vapor a bajas temperaturas, su facilidad de evaporación, su eficiencia para condensarse sobre iones y la claridad de las trazas que produce, lo que lo convierte en el líquido ideal para este tipo de detectores.

Representa una herramienta útil como material didáctico, por lo que se tuvo como objetivo la construcción de una cámara de niebla de difusión haciendo uso de elementos de bajo costo y de fácil acceso.

Para construir una cámara de niebla casera de bajo costo, existen diferentes alternativas como fuente fría, utilizando, por ejemplo, hielo seco, el cual es muy eficaz, ya que alcanza temperaturas cercanas a -78°C , lo que permite una alta sensibilidad en la detección de partículas; sin embargo, su acceso puede ser complicado y requiere manipulación cuidadosa. Otra opción son los packs de gel congelados, siendo estos accesibles y fáciles de usar, pero su capacidad de enfriamiento es menor y menos duradera. También una alternativa económica y sencilla es la mezcla de hielo con sal, que puede alcanzar hasta -20°C , y aunque no es tan fría como el hielo seco, es de bajo costo y fácil preparación, pero requiere reposición constante a medida que el hielo se derrite.^{1,3}

II. Método Experimental

Inicialmente, se realizó una experiencia en la cámara de niebla de Wilson Leybold 55957, armada según la figura 3. Se utilizó para determinar el porcentaje de

alcohol, en la mezcla alcohol-agua, que produce mayor definición en las trazas producidas por una fuente de ^{226}Ra . Se utilizó alcohol con porcentajes del 70 % y del 96 %.

Para el diseño de la cámara de niebla se tomó como referencia el trabajo publicado por Yoshinaga K. et al. *"Simple cloud chambers using a freezing mixture of ice and cooking salt"*.³

El armado del dispositivo experimental consiste en recipientes plásticos de distintas alturas, 3,7cm, 7,2cm y 10,9cm para la cámara donde se produce la niebla. Estas se muestran en figura 4. En la parte superior de los recipientes se colocaron cuatro capas de fieltro recortado a medida, donde se coloca el alcohol.

El gradiente térmico se generó utilizando una fuente caliente que constaba de un recipiente con agua caliente en su interior, colocado en la parte superior de la cámara, y, por el otro lado, una fuente fría en la base, que se logró utilizando una mezcla de hielo y sal.

La cámara de niebla, cuenta con su extremo inferior abierto y se le colocó en el borde de poliestireno expandido para reducir corrientes de aire en su interior. Entre la fuente fría y el cuerpo se colocó una lámina de aluminio para uniformizar la temperatura y cartulina negra para producir contraste y que sea posible la observación en su interior. En este extremo se alcanzaron temperaturas mínimas de entre -1°C y 3°C .

La fuente fría estaba conformada por un recipiente de poliestireno expandido, en el cual se colocó la mezcla de hielo triturado y sal gruesa, en proporción 2:1 hielo-sal. Además, se colocó un disipador como se muestra en figura 5 para distribuir y mantener la temperatura. Esta fuente alcanzó temperaturas estables en su interior de -10°C .

En el extremo superior se colocó la fuente caliente (figura 6), a esta se la construyó de tal forma que toda su área esté en contacto con el extremo de la cámara para producir la evaporación del alcohol de forma uniforme. Al recipiente utilizado como contenedor se le quitó la base y se lo cubrió con film plástico para evitar pérdidas de agua y papel de aluminio para uniformar la temperatura, esto se realizó para que haya mejor transferencia de calor hacia la cámara. Realizando múltiples pruebas, se determinó que la temperatura óptima del agua colocada en este contenedor fue de entre 55°C y 65°C , ya que a temperaturas mayores el alcohol se evaporaba demasiado rápido y solo se observaba condensación en las paredes o fondo del recipiente.

También se realizaron diversas pruebas calentando el alcohol a diferentes temperaturas y con la combinación de la fuente caliente se determinó que, a pesar de lo indicado en el trabajo tomado como referencia,³ lo óptimo fue utilizarlo a temperatura ambiente.

Para poner la cámara de niebla en funcionamiento, primero se empapa el fieltro con alcohol, se la coloca sobre la fuente fría y en su parte superior se coloca

Diseño y funcionamiento de una cámara de niebla de difusión

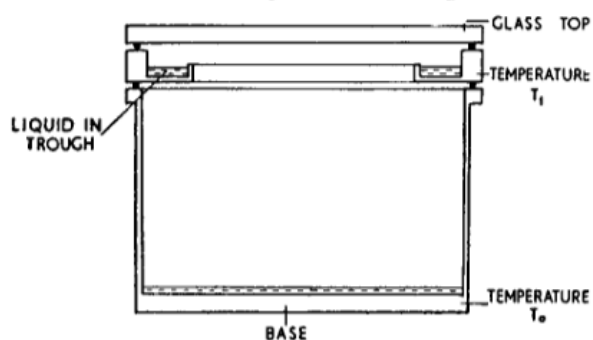


Figura 2: Esquema básico de la cámara de niebla de difusión



Figura 5: Fuente fría, la cual consta de un recipiente con hielo triturado, sal y un dissipador.

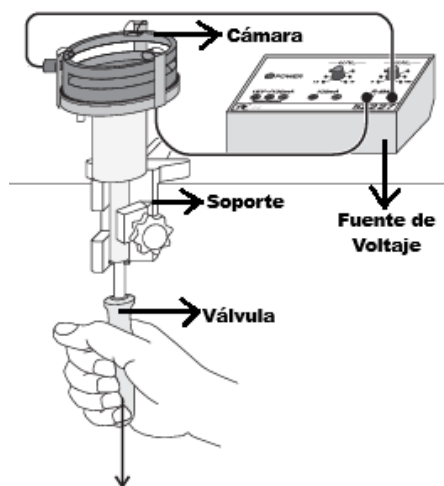


Figura 3: Estructura de la cámara de Wilson.



Figura 4: Cámaras para dispositivo experimental con distintas alturas.

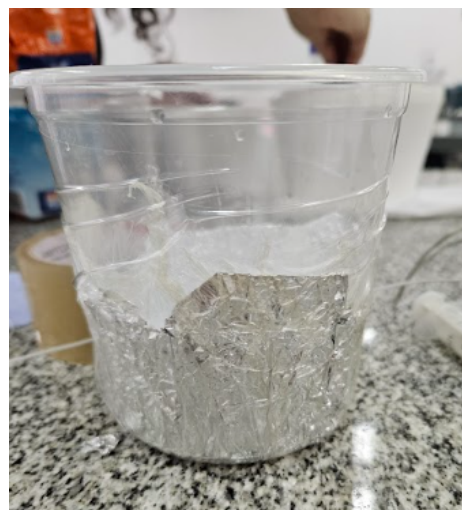


Figura 6: Recipiente con agua caliente en su interior (fuente caliente).

el recipiente caliente, el peso que aporta este también ayuda a sellar la base. Este dispositivo puede observarse en la figura 7. Se espera entre 3 y 5 minutos hasta observar la delgada niebla que se forma cerca de la base del cuerpo.

Se registró la temperatura durante todo el experimento utilizando un *datalogger* Pasco Xplorer GLX. Se colocó una sonda de temperatura envainada en acero inoxidable Pasco PS-2153 para registrar la temperatura de la fuente caliente y sonda de temperatura de respuesta rápida con termistor PS-2153.

III. Resultados

De la experiencia con la cámara de Wilson utilizando una fuente de ^{226}Ra , con el alcohol mayor concentración al 96 % se observaron trazas más definidas y visibles comparando con la mezcla que contenía una graduación del 70 %. Esto puede observarse en figuras 8 y 9. Por este motivo se utilizó la mezcla al 96 % para la construcción de la cámara de difusión.

En el dispositivo experimental construido se observó niebla ligera (figura 10) en las cámaras de 3,7cm y de 7,2cm. Bajo las condiciones descritas se consiguió observarla de forma sistemática en la cámara más pequeña. Además, el recipiente de 10,9cm no resultó útil, ya que no se producía un gradiente térmico óptimo para sobresaturar el alcohol.

Se colocó la fuente de ^{226}Ra , pero no fue posible observar las partículas α emitidas por esta.

IV. Discusiones y conclusiones

De esta experiencia se concluye que es posible la construcción de una cámara de bajo costo y fácil acceso, sin embargo, como se puede observar en la figura 10 la niebla obtenida es ligera y tenue. Además, no se pudo visualizar trazas de las partículas α emitidas por la fuente de ^{226}Ra .

Esto puede deberse a diversos factores, siendo uno de ellos que en la base la temperatura no alcanzó valores mínimos tan bajos como se indicaba en.³ Esto puede mejorarse haciendo uso de otra fuente fría como el hielo seco por ejemplo, que alcanza temperaturas mínimas de aproximadamente -78°C .

La ligereza de la niebla puede deberse a que la cantidad de alcohol dentro de la cámara debe ser mayor, logrando esto mediante el cambio del fieltro por otro material absorbente, como podría ser una esponja. También, para mejorar la visibilidad se puede utilizar alcohol isopropílico, ya que este implica una mayor concentración de alcohol y además se evapora más rápido que el etílico.

Otro aspecto a mejorar para lograr que la observación sea óptima, sería lograr un mayor contraste en la cámara. Esto podría hacerse oscureciendo el área del interior de la cámara como parte de sus paredes y el mismo poliestireno expandido en la base.

V. REFERENCIAS

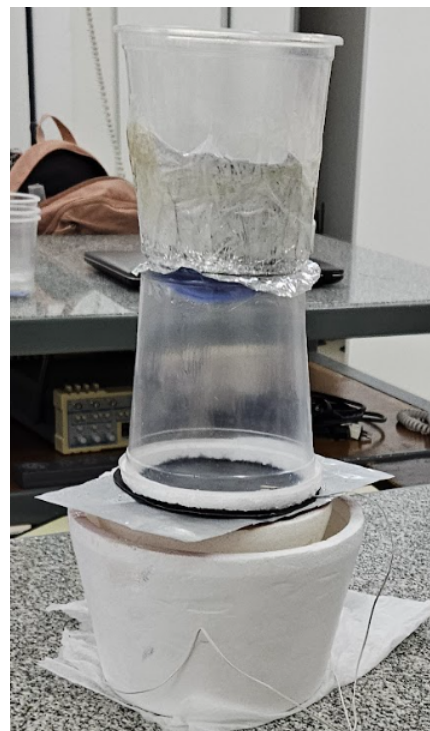


Figura 7: Dispositivo experimental de la cámara de niebla.



Figura 8: Experiencia con la cámara de Wilson utilizando alcohol etílico al 96 %.

Referencias

1. M. Kamata and M. Kubota. Simple cloud chambers using gel ice packs. *Physics Education*, 47(4):429, jul 2012.
2. M. Snowden. 1 - the diffusion cloud chamber. In O. FRISCH, editor, *Progress in Nuclear Physics (Second Edition)*, pages 1–17. Pergamon, second edition edition, 2013.
3. K. Yoshinaga, M. Kubota, and M. Kamata. Simple cloud chambers using a freezing mixture of ice and cooking salt. *Physics Education*, 50(1):23, dec 2014.



Figura 9: Experiencia con la cámara de Wilson utilizando alcohol etílico al 70 %.



Figura 10: Niebla observada en el interior de la cámara notándose más en el área remarcada. La imagen fue editada, aumentándole el contraste y utilizando un filtro blanco y negro.

Capítulo 3

Estudio de partículas α en cámara de niebla Wilson

Contexto histórico y Premio Nobel

El estudio de partículas α en cámara de niebla se vincula con los trabajos de **Ernest Rutherford**, quien recibió el *Premio Nobel de Química en 1908* por sus investigaciones sobre la radiactividad y la identificación de partículas subatómicas. Esta práctica experimental también se apoya en el desarrollo de la cámara de niebla por parte de **Charles Thomson Rees Wilson**, quien fue galardonado con el *Premio Nobel de Física en 1927* por su invención del método de visualización de trayectorias de partículas cargadas mediante condensación de vapor.

ESTUDIO DE PARTÍCULAS α EN CÁMARA DE NIEBLA WILSON

STUDY OF α PARTICLES IN THE WILSON CLOUD CHAMBER

Ledesma Coppa Ignacio¹ and Schnell Tomas¹

¹Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF), Universidad Nacional de Córdoba (UNC)
Córdoba, Argentina

Recibido: xx/xx/xx; Aceptado: xx/xx/xx

La cámara de niebla de Wilson, uno de los primeros detectores de partículas cargadas, ha sido fundamental en el desarrollo de la física de partículas, permitiendo la observación directa de trayectorias de partículas subatómicas. En este trabajo se utiliza una versión moderna de este dispositivo para visualizar la emisión de partículas alfa de una fuente de radio-226 (^{226}Ra). Se logró observar claramente las trayectorias rectilíneas de las partículas ionizantes en una atmósfera sobresaturada de alcohol, y se estudió su interacción con materiales absorbentes como nailon, plástico y aluminio, estimando cualitativamente su poder de penetración. Además, se aplicó un campo magnético externo ($\approx 60\text{mT}$) para analizar la desviación de las trayectorias debido a la fuerza de Lorentz, verificando el comportamiento esperado para partículas cargadas. También se investigó la radioactividad de objetos cotidianos mediante observación directa y con un medidor Geiger. Los resultados reafirman la relevancia de la cámara de niebla como herramienta didáctica y experimental para estudiar fenómenos de radiación ionizante y su interacción con materiales y campos electromagnéticos.

Cámara de Niebla, Partículas α , Radioactividad.

The Wilson cloud chamber, one of the earliest detectors of charged particles, played a crucial role in the development of particle physics by allowing the direct visualization of subatomic particle tracks. In this work, we use a modern version of this device to observe the alpha particle emission from a Ra-226 (^{226}Ra) source. Clear, linear trajectories of ionizing particles were observed in a supersaturated alcohol atmosphere, and their interaction with absorbing materials such as nylon, plastic, and aluminum was studied to qualitatively estimate their penetration power. Furthermore, an external magnetic field ($\approx 60\text{mT}$) was applied to analyze the deflection of trajectories due to the Lorentz force, confirming the expected behavior of charged particles. The radioactivity of everyday objects was also investigated using direct observation and a Geiger counter. The results reaffirm the relevance of the cloud chamber as both an educational and experimental tool for studying ionizing radiation and its interactions with matter and electromagnetic fields.

Wilson cloud chamber, Alpha particles, Radioactivity

I. INTRODUCCIÓN

Una cámara de niebla de Wilson[?] es un dispositivo utilizado para visualizar partículas cargadas ionizantes, principalmente partículas alfa, mediante la condensación de vapor de agua y alcohol en su trayectoria. Fue una herramienta fundamental en desarrollo de la física de partículas y detección de radiación.

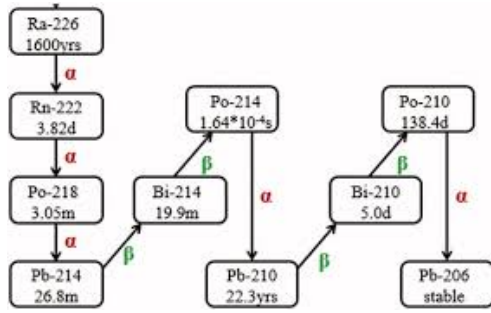
La cámara de niebla de wilson se basa en la expansión adiabática de un gas saturado, lo que enfría el gas y lo lleva a un estado de sobresaturación, permitiendo que las partículas en movimiento induzcan la condensación de pequeñas gotas a lo largo de su trayectoria.

Cuando una partícula cargada ionizante atraviesa la cámara, choca con los átomos o moléculas del gas, arrancando electrones y creando pares ión-electrón a lo largo de su trayectoria, estos iones actúan como centros de nucleación para la condensación del vapor sobresaturado. El vapor condensado alrededor de los iones generados por la partícula cargada forma

pequeñas gotas líquidas, estas gotas reflejan la luz y hacen visible la trayectoria de la partícula, permitiendo estudiar su dirección, curvatura (debido a un campo magnético) y energía. En comparación con las partículas α , las γ y β son mucho menos ionizantes, por lo que no es posible seguir su rastro en este experimento.

El radio-226 decae mediante la emisión de partículas α , es decir núcleos de Helio doblemente ionizados ($\frac{4}{2}\text{He}^{2+}$), lo que provoca que su número de protones disminuya en 2 y su número de masa disminuya en 4. La vida media del radio-226 es de aproximadamente 1600 años. La figura ?? muestra la cadena de desintegración del ^{226}Ra .

Este trabajo de laboratorio se dedica a la caracterización de la cámara de niebla de Wilson, con el fin de estudiar el comportamiento de las partículas α en la cámara. Se estudiaron la penetración de las partículas α en diferentes materiales, como nylon, plástico y aluminio. También se estudio el comportamiento de las

Figura 1: Cadena de desintegración del ^{226}Ra ?

partículas α en un campo magnético externo. Finalmente, se estudia la radioactividad de los materiales comunes y se observaron las partículas α generadas por ellos.

II. MÉTODOS

Para los experimentos se utilizó el equipo “LEYBOLD WILSON CAMERA”.

noitemsep Cámara de niebla Wilson.

noitemsep Fuente de voltaje ref: “52227”

noitemsep Resistencia de 117Kohm

noitemsep Multímetro UNI-T mod: “UT58E”

noitemsep Medidor Geiger ref: “Leybold 57547”

noitemsep Fuente de Ra226 “BAUARTZEICHEN”

noitemsep Fuente de luz

La Figura ?? muestra la cámara de niebla de Wilson utilizada, junto con sus componentes principales. El sistema está compuesto por una cámara cilíndrica de acrílico (1b), que cuenta con dos entradas para cables de 4 mm (1a) y (4c), a través de las cuales se aplica una diferencia de potencial. En su interior se encuentra una base plástica (2c) que sostiene un soporte para la fuente de ^{226}Ra (2a). Pegado a la parte inferior de esta base, se coloca un paño absorbente (2b) que retiene el alcohol necesario para generar la atmósfera sobresaturada. La unión entre la cámara de acrílico y la base se sella mediante una junta plástica (3). La expansión adiabática requerida para la formación de la niebla se logra mediante una bomba de vacío (4a), accionada manualmente a través de un mango (5). La cámara se mantiene fija mediante un sistema de sujeción con agarraderas (4b).

Para optimizar la detección de partículas α en nuestro experimento, es necesario determinar la configuración adecuada de la cámara. Esto implica variar el porcentaje de la mezcla alcohol-agua en su interior, así como la diferencia de potencial aplicada, con el fin de favorecer la formación de una atmósfera sobresaturada y minimizar la ionización residual del aire. El montaje experimental se muestra en la Figura ??, donde se observa la disposición de la fuente de ^{226}Ra colocada en el interior de la cámara.



Figura 2: Cámara de Wilson utilizada

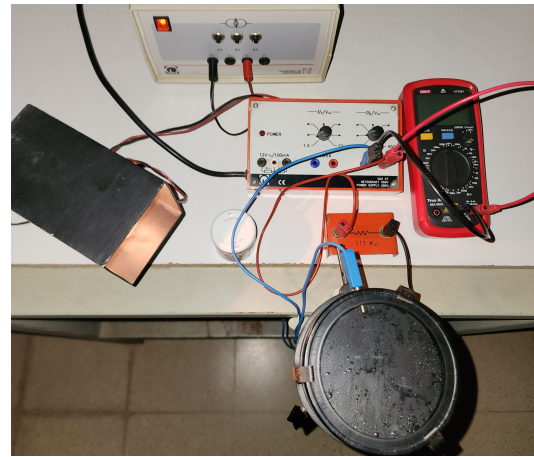


Figura 3: Esquema experimental de la cámara de Wilson con una fuente de Radio 226 en su interior

La primera configuración probada fue de 150 ± 2 V y alcohol al 70 ± 5 %, la nube obtenida dentro de la cámara fue muy densa y no se observaron partículas. En la segunda configuración se utilizó alcohol al 50 ± 5 % y un voltaje de 150 ± 2 V, obteniendo una nube menos densa pero pudiendo ver alguna partícula.

Se aumenta la diferencia de potencial dentro de la cámara con el fin de desionizar la atmósfera de agua-alcohol generada adentro, colocando valores de 250 ± 2 V, 300 ± 2 V y 360 ± 2 V siendo este último el valor máximo entregado por la fuente y en el que se observa un mayor número de partículas.

Para la preparación de la cámara se humedece el paño (2b), sin empaparlo, se colocan las piezas en el orden mostrado en la figura 1 y se esperan 10 minutos para que se genere una atmósfera de alcohol dentro de la cámara, una vez transcurrido el tiempo la cámara está apta para la expansión adiabática jalando el mango (5), la expansión debe ser repentina, sosteniendo el mango en el extremo del recorrido para que la nube permanezca aproximadamente 3 segundos. Al

finalizar todo el proceso es necesario esperar al menos 2 minutos para que el alcohol vuelva a evaporarse dentro antes de realizar una nueva expansión.

Como fuente de luz se utiliza una lámpara cálida, colocada a una distancia de 20 ± 2 cm de la cámara, de forma que ingrese la mayor cantidad de luz por el acrílico al costado de esta.

Previo a realizar los experimentos se determina la cantidad de partículas emitidas por segundo con un medidor Geiger Muller. Se toman 5 mediciones de 10 segundos y se obtiene un promedio de 80 ± 5 partículas por segundo, las mediciones se realizaron a $24,2 \pm 0,1$ mm de la fuente, el diámetro del sensor usado fue de $\phi = 13,1 \pm 0,1$ mm.

III. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Cantidad de partículas

Para contar la cantidad de partículas que se observan se toman videos cada vez que se acciona la cámara, de estos se obtienen capturas en los fotogramas donde se ven claramente las partículas.

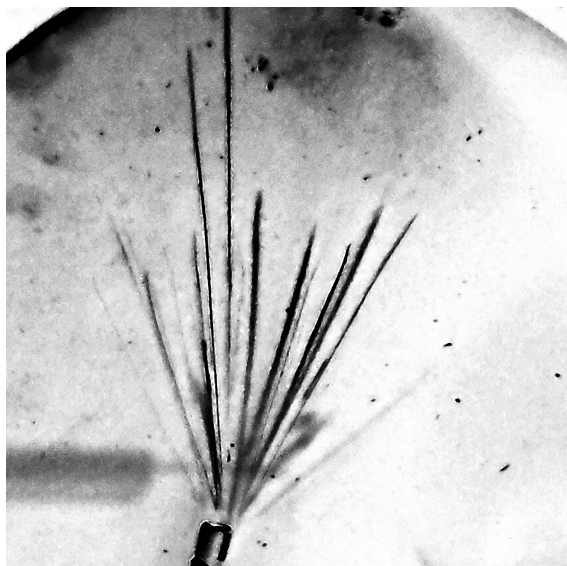


Figura 4: Ejemplo de captura utilizada para conteo

Se toman 13 capturas para realizar un promedio de partículas observadas.

Penetración

Cuando una partícula α se encuentra con un obstáculo en su trayectoria, puede ser absorbida o puede atravesarlo. Esto depende del espesor del obstáculo y el coeficiente de penetración del mismo.

Se estudia la penetración de partículas α emitidas por la fuente de Radio 226, colocando una lámina de plástico de $0,09 \pm 0,01$ mm mostrada en la figura ??, una lámina de nailon de espesor $0,01 \pm 0,01$ mm mostrada en la figura ?? y una lámina de aluminio con espesor $0,01 \pm 0,01$ mm mostrada en la figura ?. Se aumenta paulatinamente el espesor del aluminio superponiendo de a una lámina por vez, como se ve en la figura ?? donde se tienen 2 laminas superpuestas, hasta no observar partículas atravesando el material.

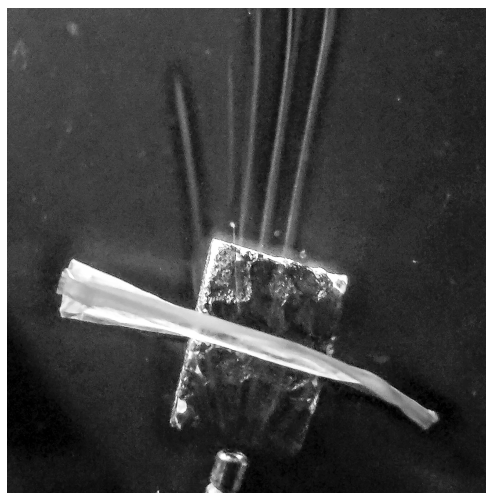


Figura 5: Fuente de radio con Nailon, espesor: $0,01 \pm 0,01$ mm

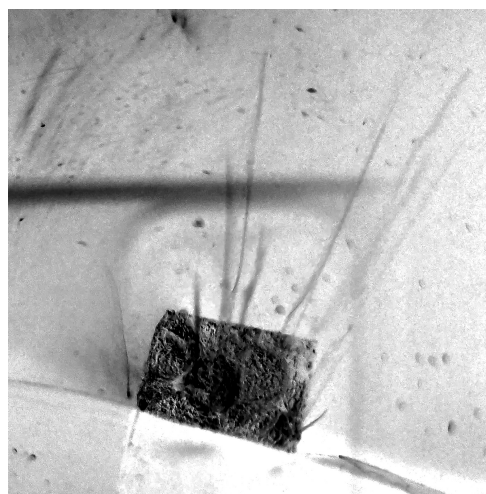


Figura 6: Fuente de radio con 1 lamina de aluminio, espesor: $0,01 \pm 0,01$ mm

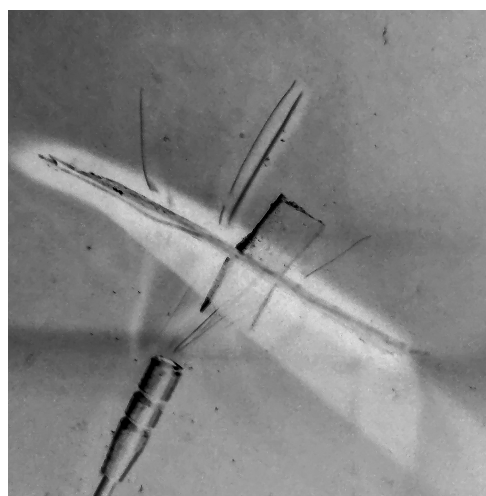


Figura 7: Fuente de radio con 2 laminas de aluminio, espesor: $0,02 \pm 0,01$ mm

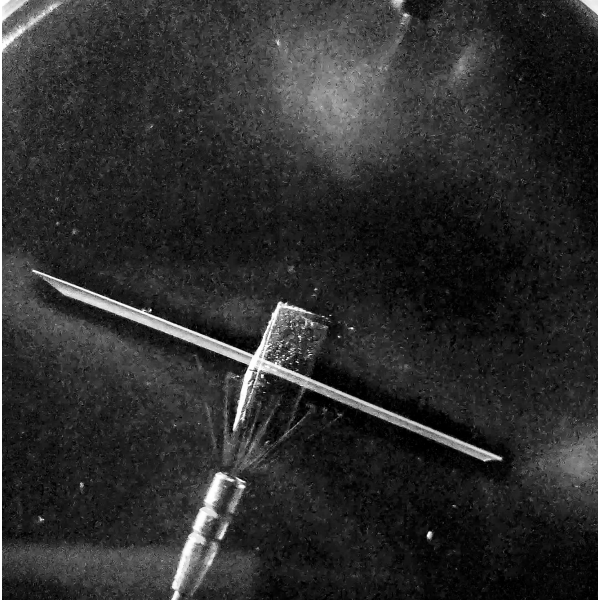


Figura 8: Fuente de radio con plástico, espesor: $0,09 \pm 0,01\text{mm}$

Radiactividad de una camisa de farol de sol de noche

Para estudiar la presencia de materiales radiactivos en objetos de uso diario, colocamos dentro de la cámara de niebla una camisa de farol de sol de noche. Se observan partículas, como se muestra en la figura ??.

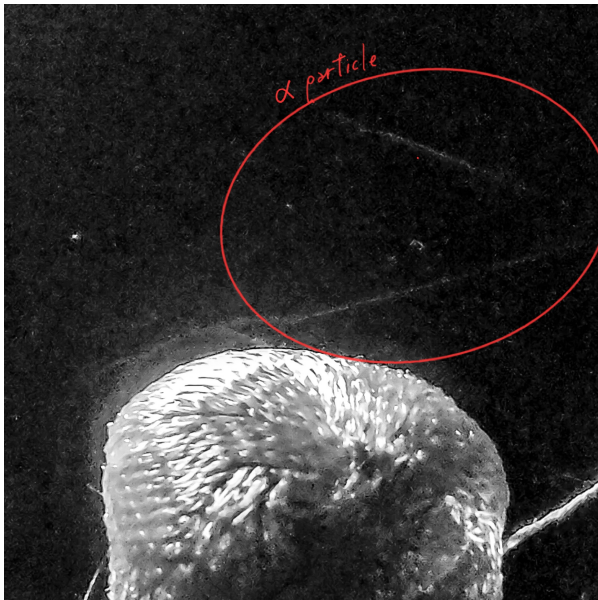


Figura 9: Camisa de sol de noche en cámara de niebla

Las partículas que se observan son partículas α emitidas por el Torio-226, un metal radiactivo de alto punto de fusión que se utiliza en la fabricación de estas camisas.[?]

Desviación de partícula en la presencia de un campo magnético

Cuando una partícula cargada, que se mueve con momento $\mathbf{p}$ atraviesa una zona en la cual hay un campo magnético $\mathbf{B}$ esta sufre una fuerza perpendicular a su movimiento llamada Fuerza de Lorentz.[?] Esta fuerza se expresa como $\mathbf{F} = q * \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Donde q es la carga de la partícula $\mathbf{v}$ es la velocidad y $\mathbf{B}$ el campo magnético. Igualando esta fuerza a la fuerza centrípeta de la partícula en una trayectoria circular podemos determinar el radio de la misma.[?]

$$r = \frac{p}{q * B} \quad (1)$$

En la figura ?? se muestra la desviación en la trayectoria de una partícula por el imán. Para estudiar esto se utilizó una placa de plástico que no puede ser atravesada por las partículas para crear una rendija mostrada en la ?? , así se pueden ver los efectos del campo en una sola partícula. Se coloca un imán de neodimio $60 \pm 5\text{mT}$ en la parte superior de la cámara y dentro de ella la rendija.

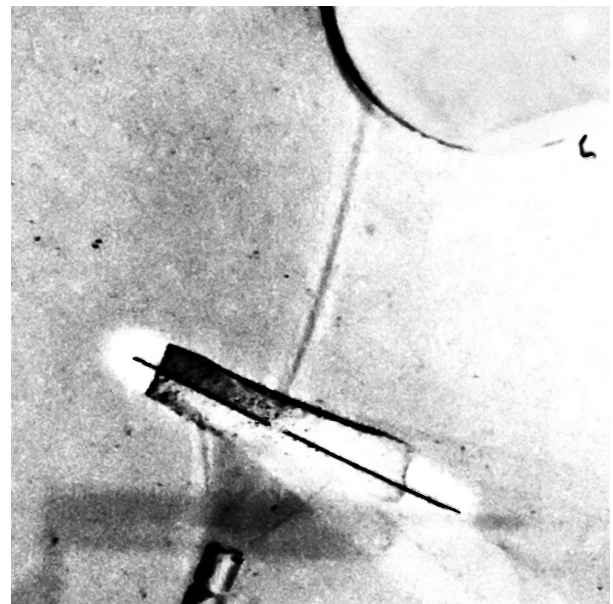


Figura 10: Desviación de una partícula α por la presencia de un campo magnético



Figura 11: Rendija de plástico

IV. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Obtenidas 13 fotografías como las de la figura 3, se obtuvo un promedio de partículas observadas para la fuente de Radio en la cámara, cuyo valor es de 13 ± 3 . Analizados los videos, se comprueba que todas las partículas promediadas se observan luego de 3 fotografías. Al grabar en 30 fps, se tiene que el tiempo de las partículas en hacer la trayectoria es de 0,1s. Para comparar lo observado en la cámara con los datos obtenidos del medidor Geiger se calcula el área efectiva de detección tanto del medidor como de la cámara, para ello en el caso de la cámara calculamos el área que están atravesando las partículas imaginando que la fuente emite de forma esférica, sabiendo los ángulos θ y ϕ que nos permite medir la cámara podemos determinar el área como

$$A_c = r^2 * \sin(\theta) * \Delta\theta\Delta\phi \quad (2)$$

siendo r la distancia recta hasta la fuente. Para el medidor simplemente se calcula el área del sensor aprovechando su forma circular $A_G = \pi * r^2$.

Siendo $134 \pm 2 \text{ mm}^2$ el área del sensor y $48 \pm 4 \text{ mm}^2$ el área de la cámara, con esto se obtiene el número de partículas por unidad de área y tiempo para cada uno como se muestra en la tabla 1.

Método	Partículas/($\text{mm}^2 \text{s}$)
Cámara Wilson	$2,6 \pm 1,1$
Medidor Geiger	$0,59 \pm 0,04$

Tabla 1: Cantidad de partículas por unidad de área y tiempo

Los valores de la tabla 1 discrepan significativamente entre si, esto se debe principalmente a la dificultad del cálculo del área efectiva de la cámara y el tiempo de detección de partículas debido a la limitación de la grabación, además una partícula de alfa de 5 MeV recorre aproximadamente $35,2 \text{ mm}$ en el aire,⁷ por lo que es de esperarse que no todas las partículas estén siendo detectadas por el medidor geiger, las cuales si son visibles en la cámara ya que se observan sus trayectorias completas.

Al colocar objetos delante de la fuente la tasa de partículas observadas disminuye, como es de esperarse, en la figura 4 se ve que para el nailon la tasa disminuye a 4 ± 1 . Al colocar laminas de aluminio se observa que para un espesor de $0,01 \pm 0,01 \text{ mm}$ la tasa decae a 10 ± 1 partículas, al subir el espesor a $0,02 \pm 0,01 \text{ mm}$ la tasa decae a 4 ± 1 partículas. Para un espesor de $0,03 \pm 0,01 \text{ mm}$ no observamos partículas atravesando el aluminio, al igual que al colocar plástico de espesor $0,90 \pm 0,01 \text{ mm}$, como se observa en la figura 7.

Las partículas observadas en la figura 7 al colocar la camisa de sol de noche se deben a que estas camisas contienen Torio, aunque en proporciones muy bajas, por ello se observaron pocas partículas y muy puntuales.

En la figura 8 se puede observar con claridad la desviación de la partícula α debido al campo magnético, realizar este experimento fue difícil ya que la velocidad de la partícula es muy alta en comparación al campo incidente en la cámara. La teoría indica que para este valor del campo el radio de la trayectoria circular es de 86 cm .⁷

V. CONCLUSIONES

Se logro observar con claridad las trazas de las partículas α emitidas por la fuente de ^{226}Ra en la cámara de niebla de Wilson. Se pudo constatar la interacción de las mismas con diversos materiales, como el nailon, plástico y aluminio, comparando diferentes espesores para este ultimo. Se constató la presencia de material radioactivo de baja actividad en una lámpara de sol de noche producida por el decaimiento de Torio. Se comprobó de manera experimental la interacción de un campo magnético con las partículas α observando que obedecen las leyes teóricas.

Los resultados obtenidos para la cantidad de partículas por área y segundo se debería se podrían mejorar si se toman las mediciones con el sensor a una menor distancia de la fuente. Además, medir con mayor precisión el área efectiva de la cámara contribuirá a un mejor cálculo.

Con respecto a la desviación de la trayectoria utilizando un campo magnético, es necesario optimizar la forma en la que se excluye una sola partícula y encontrar una manera de medir el ángulo de desviación. Se propone aumentar la intensidad del campo magnético para observar la desviación con mayor claridad.

Referencias

1. N. García and A. Lorente. Espectroscopia alfa. page 4.
2. NULEDO. Cloud chambers s.r.o. <https://nuledo.com/es/>.
3. A. R. Protection and N. S. Agency. Alpha particles. page 14.
4. A. R. Protection and N. S. Agency. Radioactivity in lantern mantles. page 1.
5. R. A. Serway. Electricidad y magnetismo. 3th Edition:177.
6. R. A. Serway. Electricidad y magnetismo. 3th Edition:186.
7. X. Shi, R. Smith, C. Seymour, and C. M. and. Ra-226 bioaccumulation and growth indices in fish. *International Journal of Radiation Biology*, 93(6):617–626, 2017.

Capítulo 4

Radiación de Cuerpo Negro

Contexto histórico y Premio Nobel

El fenómeno de la radiación de cuerpo negro fue explicado por **Max Planck**, quien introdujo el concepto de cuantos de energía. Este descubrimiento le valió el *Premio Nobel de Física en 1918*, marcando el inicio de la física cuántica.

Radiación de Cuerpo Negro

Bergallo Altamira Martina, Moyano Eloy, Nosotti Fulvio José

*Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, Universidad Nacional de Córdoba
M.Allende y H. de la Torre - Ciudad Universitaria, X5016LAE - Córdoba, Argentina*

(Dated: 28 de mayo de 2025)

Se presenta un estudio experimental sobre la radiación de cuerpo negro. Se verificó la ley del inverso del cuadrado y la ley de Stefan-Boltzmann a altas y bajas temperaturas. Mediante mediciones con un cubo de Leslie y una lámpara de tungsteno, se constató que la intensidad radiante decrece como $1/r^2$ y que la potencia radiada se ajusta a $R \propto T^4$. Asimismo, se estimó de forma cualitativa los coeficientes de emisividad de diversas superficies.

I. INTRODUCCIÓN

Los cuerpos pueden intercambiar calor de tres formas: por conducción, cuando el calor se transmite a través del contacto directo entre materiales; por convección, cuando el calor se transfiere mediante el movimiento de fluidos; y por radiación, que no requiere contacto ni un medio material, ya que se produce mediante la emisión de ondas electromagnéticas

En este informe se estudia la radiación térmica a través de varios experimentos diseñados para comprobar dos leyes fundamentales: la ley del inverso del cuadrado, que describe cómo disminuye la intensidad radiante con la distancia, y la ley de Stefan-Boltzmann, que relaciona la potencia radiada con la temperatura del cuerpo. Para ello, se utiliza un cubo de Leslie y una lámpara de tungsteno, analizando también cómo distintas superficies emiten radiación según sus características. Estos experimentos permiten validar empíricamente modelos teóricos y entender mejor los mecanismos de transferencia térmica por radiación.

II. ENFOQUE TEÓRICO

La radiación de cuerpo negro describe la emisión de energía en forma de radiación electromagnética de un objeto en función de su temperatura. Los principios teóricos que gobiernan este fenómeno permiten relacionar la intensidad radiada con la temperatura y la distancia a la fuente, lo que resulta fundamental para el análisis experimental.

La distribución espectral de la radiación emitida por un cuerpo negro se expresa mediante la ley de Planck [2] y [4]:

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1},$$

- $I(\lambda, T)$ es la intensidad radiada por unidad de área, ángulo sólido y longitud de onda,
- h es la constante de Planck ($(6,626070040 \pm 0,000000081) \times 10^{-34}$ J·s),
- c es la velocidad de la luz (en el vacío) (299792458 m/s (exacta)),

- λ es la longitud de onda,
- k_B es la constante de Boltzmann ($(1,38064852 \pm 0,00000079) \times 10^{-23}$ J/K),
- T es la temperatura absoluta en Kelvin.

Al integrar la ley de Planck sobre todas las longitudes de onda se obtiene que la potencia radiada por unidad de área de un cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura:

$$R = \beta \sigma T^4, \quad (2.1)$$

donde:

- R es la potencia radiada por unidad de área (W/m^2),
- El factor β agrupa distintos parámetros: la emisividad de la superficie (ϵ), el área efectiva de emisión (A) y la eficiencia del sensor utilizado para medir la radiación (η). En un cuerpo negro ideal, se cumple que $\beta = 1$; sin embargo, en sistemas reales se observa $\beta < 1$, ya que la emisividad es menor que la unidad ($\epsilon < 1$), y tanto la geometría del filamento —relacionada con A — como la distancia al sensor (r), influyen en la intensidad recibida, la cual varía como $I \propto A/r^2$. Además, la electrónica del sensor introduce pérdidas, lo que resulta en una eficiencia $\eta < 1$, dado que la conversión de radiación a señal eléctrica no es perfecta.

En aplicaciones prácticas, y considerando la influencia del entorno, la radiación neta medida puede expresarse como:

$$R_{\text{net}} = \sigma (T^4 - T_{\text{amb}}^4), \quad (2.2)$$

donde T_{amb} es la temperatura ambiente.

Sin embargo, cuando la radiación se emite desde una fuente puntual, la intensidad disminuye como el cuadrado de la distancia, lo que se expresa como:

$$I(r) = \frac{P}{4\pi r^2}, \quad (2.3)$$

donde:

- $I(r)$ es la intensidad a una distancia r ,
- P es la potencia total emitida,
- r es la distancia a la fuente.

Esta relación es la base para el experimento destinado a verificar que la radiación disminuye con $1/r^2$.

El sensor empleado en los experimentos produce una señal eléctrica (en milivoltios) proporcional a la intensidad de la radiación incidente. Esto se puede expresar de manera lineal como:

$$V_{\text{sensor}} \propto I, \quad (2.4)$$

permitiendo relacionar directamente las mediciones eléctricas con la cantidad de energía radiada.

III. DESCRIPCIÓN EXPERIMENTAL Y DESARROLLO DE LAS MEDICIONES

El sistema experimental utilizado en este trabajo se muestra en la Figura 1, cuenta con un conjunto de componentes que hacen al sistema de radiación térmica [3], el cual integra tres componentes principales: el sensor de radiación, el cubo de radiación térmica (cubo de Leslie) y la lámpara Stefan-Boltzmann. A partir de este conjunto se diseñaron cuatro experimentos que permiten explorar distintos aspectos de la radiación de cuerpo negro.

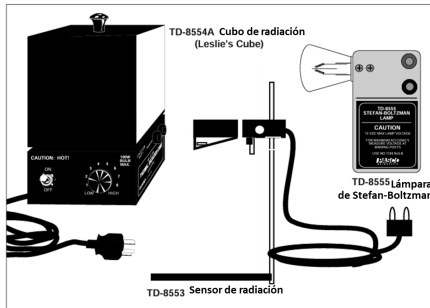


Figura 1. Conjunto experimental radiación térmica.

El sensor de radiación TD-8553 trabaja en un rango de temperatura de -65 a 85 °C. La potencia incidente máxima es de $0,1$ vatios/cm², tiene una respuesta espectral de $0,6$ a 30 μm y su salida de señal es lineal en el rango de 10^{-6} a 10^{-1} Watts/cm².

El cubo de radiación TD-8554A contiene 4 superficies radiantes diferentes que puede calentarse hasta 120 °C, una bombilla de 100 W y un termistor que está integrado en una esquina del cubo.

La lámpara de Stefan-Boltzmann TD-8555 es una fuente de radiación térmica de alta temperatura. En nuestro experimento, esta lámpara PASCO se ha reemplazado con un foco de automovil de 13 V MÁX. (2 A mín., 3 A máx.) con características similares a la PASCO.

A. Experimento 1: Introducción a la radiación térmica

En este primer experimento se estudia la emisión de radiación en función de la naturaleza de las superficies. Se utiliza el cubo de radiación térmica, el cual posee cuatro caras con diferentes acabados (negra, blanca, aluminio pulido y aluminio mate). El procedimiento consiste en:

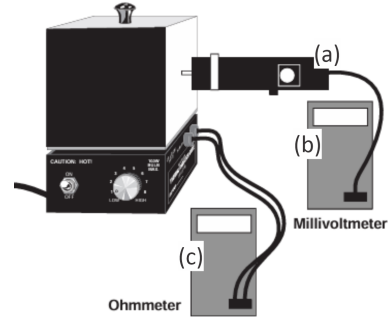


Figura 2. Dispositivo experimental para realización del experimento 1. (a) Sensor de radiación TD-8553. (b) Multímetro Protomax MAS838 en ohmetro. (c) Multímetro Zurich ZR955 en voltímetro.

- Calentar el cubo hasta alcanzar el equilibrio térmico, controlando su temperatura mediante la medición de la resistencia del termistor integrado.
- Con el sensor de radiación medir la intensidad de la radiación emitida por cada una de las cuatro superficies con voltímetro Zurich ZR95 en escala 200mV , manteniendo una distancia de medición constante tal como muestra la Figura 2.
- Se repite las mediciones a diferentes niveles de potencia, lo que permite analizar la variación de la radiación en función de la temperatura de la superficie.

B. Experimento 2: Verificación de la Ley del inverso del cuadrado

Este experimento tiene como objetivo demostrar que la intensidad radiativa de una fuente puntual decrece en función del cuadrado de la distancia según Eq. [2.3]. Para ello se procede de la siguiente manera:

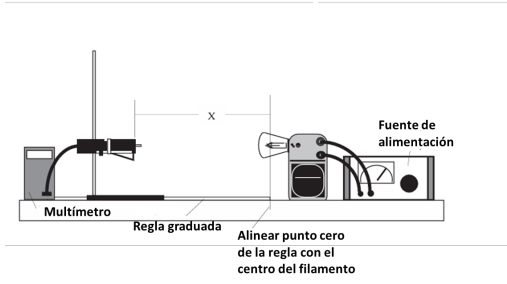


Figura 3. Arreglo experimental para la realización del experimento 2 y 3.

- Se posiciona la lámpara Stefan-Boltzmann sobre una regla o cinta métrica, alineando su filamento con el sensor de radiación tal como muestra Figura 3.
- Con la lámpara encendida y a un voltaje controlado de $V = (10,6 \pm 0,4)$ V, se realizan mediciones de la señal del sensor de radiación a distancias variables en el rango de 2.5 cm hasta los 100 cm. Las mediciones de voltaje se realizaron con Multímetro Zurich en la escala de 200 mV.
- Además se ha hecho un promedio de 10 mediciones de la radiación para asignar una $I_{rad_{amb}}$ en $(0,016 \pm 0,001)$ mV.

C. Experimento 3: Ley de Stefan-Boltzmann a alta temperatura

En este experimento se utiliza el mismo arreglo experimental que en Figura 3 y se analiza la relación entre la potencia radiada y la cuarta potencia de la temperatura de un objeto caliente según Eq. [2.1] empleando una lámpara Stefan-Boltzmann.

Para pequeñas variaciones de temperatura T el filamento sigue la siguiente ecuación [3]:

$$T = \frac{R - R_{ref}}{\alpha R_{ref}} + T_{ref} \quad (3.1)$$

Donde T_{ref} es la temperatura ambiente, R es la resistencia a temperatura T y R_{ref} es la resistencia del filamento a T_{ref} . Para grandes variaciones de temperatura T , el filamento sigue una relación para la resistencia relativa dada por la tabla 2 que se muestra en [3]:

$$R = \left(\frac{R_T}{R_{ref}} \right) \quad (3.2)$$

deberíamos poner aquí que es R_T usando este valor de la resistividad relativa del filamento a la temperatura T , se hace una interpolación lineal para los valores medidos.

Siguiendo con la metodología:

- Se mide la resistencia del filamento a temperatura ambiente con un Multímetro Protomax, asignando R_{ref} en $(0,50 \pm 0,05)$ y T_{ref} en $(301,2 \pm 12,3)$ K, **posteriormente cuando está caliente, a través de las lecturas de voltaje y corriente.**
- Con estos datos se determina la temperatura del filamento (tungsteno $\alpha = 4,5 \times 10^{-3}$ 1/K) para cada valor de resistencia, teniendo en cuenta las pequeñas y las grandes variaciones de las mismas a la hora de calcular la incerteza en los datos. Se considera crucial las primeras 4 mediciones en el rango de “grandes variaciones” ya que se tiene una R muy pequeña, y al ser chica, su corriente I tiende a ser más grande y por consiguiente su T sufre de cambios más abruptos, usando así la Eq. [3.2] y para las otras 8 mediciones la Eq. [3.1].
- Y por último, se registra la señal del sensor de radiación, manteniendo una distancia fija de 5 cm, para cada configuración de voltaje aplicado.

D. Experimento 4: Ley de Stefan-Boltzmann a baja temperatura

El último experimento se enfoca en analizar la relación dada por la Eq. [2.2] en condiciones donde la temperatura ambiente influye significativamente, utilizando el mismo arreglo experimental que se muestra en la Figura 2:

- Se utiliza nuevamente el cubo de radiación térmica, el cual se calienta a niveles moderados.
- Se registra la temperatura del cubo a través del termistor y se mide la señal del sensor de radiación a una distancia corta y constante.
- Tener en cuenta que los valores calculados de T en este caso corresponde a una interpolación hecha con [5] tomando la Tabla 1 de la referencia [3] como muestreo original.
- Se calcula el valor neto de la radiación, considerando la contribución de la temperatura ambiente asignando así R_{rm} en (95000 ± 290) Ω y T_{rm} en $(299,2 \pm 11,1)$ K, para evaluar la validez de la ley en este rango térmico.

IV. RESULTADOS Y DISCUSIONES PRELIMINARES

Teniendo en cuenta las características del experimento 1. La Tabla [1] muestra, para cada potencia, los valores medidos de resistencia, temperatura y las lecturas del sensor para diferentes superficies del cubo de Leslie (negro, blanco, aluminio pulido y aluminio opaco). Además,

se incluyen entre paréntesis los valores relativos a la emisividad de la cara negra del cubo.

La normalización se define como:

$$\text{Norma} = \frac{\text{Lectura de la superficie}}{\text{Lectura de negro}} \times 100 \%$$

De esta manera, cada valor medido para las demás superficies se expresa relativo a la lectura de la superficie negro, facilitando la comparación entre ellas. La Tabla 1 muestra de forma clara que las superficies con mayor absorción (como la negra) presentan los valores máximos, mientras que las superficies reflectantes (aluminio pulido) exhiben valores considerablemente menores.

La Figura 4 muestra las mediciones realizadas en el experimento 2 de la intensidad de radiación recibida en función de la distancia del sensor a la lámpara. Se realizó un ajuste según la Eq. [2.3], obteniendo los siguientes parámetros de ajuste:

$$\begin{aligned} a_2 &= (630 \pm 30) \text{ mV cm}^{-b} \\ b_2 &= (1,93 \pm 0,03) \end{aligned}$$

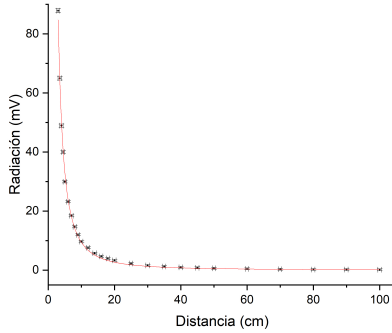


Figura 4. Experimento 2: Intensidad de la radiación en función de la distancia. Ajuste no lineal siguiendo la función $y = a_2 \cdot x^{-b_2}$.

La función se ajusta de manera satisfactoria a los datos medidos, evidenciado por un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,99704$. Se destaca que, a pesar de que el parámetro b_2 no incluye el valor teórico exacto en su intervalo de confianza (se usó t-student al 95 %), el error relativo proporcionado (alrededor del 5 %) es aceptable, lo cual muestra la eficacia del método experimental.

La Figura 5 muestra los resultados obtenidos para el experimento 3, en el cual se analizó la relación entre la radiación medida por el sensor y la temperatura del filamento de la lámpara, según lo previsto por la ley de Stefan-Boltzmann dada por la Eq. [2.1]. Mediante un ajuste no lineal de la forma:

$$y = a_3 \cdot x^{b_3} + c_3$$

se obtuvieron los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned} a_3 &= (1,1 \pm 0,6) \times 10^{-12} \text{ mV/K}^b \\ b_3 &= (4,0 \pm 0,1) \\ c_3 &= (0,3 \pm 0,2) \text{ mV} \end{aligned}$$

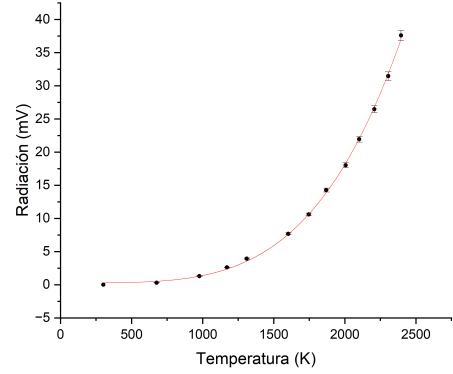


Figura 5. Experimento 3: Valores medidos de radiación en función de la temperatura del filamento. Ajuste no lineal con la función $y = a_3 \cdot x^{b_3} + c_3$.

Se puede observar que la función se ajusta correctamente a los datos medidos con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,99943$. El parámetro obtenido b_3 es indistinguible de 4, esto no solo confirma la relación de la radiación emitida por el cuerpo con su temperatura elevada a la cuarta, sino que también muestra la eficacia del método experimental.

El parámetro $a_3 = (1,1 \pm 0,6) \times 10^{-12} \text{ mV/K}^4$ está relacionado con la constante de Stefan-Boltzmann (σ) y el factor β mediante $a_3 = \beta\sigma$, en donde β incluye: la emisividad del tungsteno, con $\epsilon \approx 0,3$ (pues no es un cuerpo negro perfecto); el área del filamento, $A \approx 10^{-6} \text{ m}^2$, contribuyendo con un factor $\sim 10^{-6}$; la eficiencia del sensor, según la ref [3] toma el valor de $\eta \approx 10 \text{ mV/(W/m}^2\text{)}$, y es calculado a partir de la medición con máximo voltaje y máxima potencia del sensor. Además la distancia: $r = 5 \text{ cm}$, $1/(4\pi r^2) \approx 3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2}$.

A partir del Experimento 3, es posible estimar el valor de σ para el filamento de tungsteno mediante la siguiente relación:

$$\sigma_{\text{exp}} = \frac{a_3}{\beta_{\text{lámpara}}}, \quad (4.1)$$

donde el parámetro $\beta_{\text{lámpara}}$ está dado por

$$\beta_{\text{lámpara}} = \epsilon_W \cdot \frac{A_{\text{filamento}}}{4\pi r_{\text{lámpara}}^2} \cdot \eta. \quad (4.2)$$

En esta expresión, se considera una emisividad del tungsteno a altas temperaturas de $\epsilon_W \approx 0,3$, un área

Tabla 1. Experimento 1: Datos medidos de temperatura, lecturas del sensor y emisiones normalizadas (Negro = 100 %).

Pot. (W)	Resist.(kΩ)	Temp. (°C)	Negro (mV)	Blanco (mV)	Aluminio pulido (mV)	Aluminio opaco (mV)
5	7,4 ± 0,3	91 ± 4	10,4 ± 0,1	9,9 ± 0,1 (≈ 95 %)	0,6 ± 0,1 (≈ 5,8 %)	2,5 ± 0,1 (≈ 24,1 %)
6.5	4,23 ± 0,2	109 ± 4	14,6 ± 0,1	14,0 ± 0,1 (≈ 95 %)	0,7 ± 0,1 (≈ 4,8 %)	3,4 ± 0,1 (≈ 23,3 %)
8	2,74 ± 0,1	123 ± 4	18,8 ± 0,1	17,9 ± 0,1 (≈ 95,2 %)	1,1 ± 0,1 (≈ 5,8 %)	4,62 ± 0,1 (≈ 24,6 %)
10	2,31 ± 0,1	130 ± 4	21,1 ± 0,1	20,6 ± 0,1 (≈ 97 %)	1,6 ± 0,1 (≈ 7,6 %)	5,3 ± 0,1 (≈ 25,1 %)

del filamento de $A_{\text{filamento}} \approx 10^{-5} \text{ m}^2$ (correspondiente a un filamento de 1 cm de longitud y 0,1 mm de diámetro), y un radio efectivo de la lámpara de $r_{\text{lámpara}} = 5 \text{ cm}$. Con estos valores, se obtiene:

$$\beta_{\text{lámpara}} = 0,3 \cdot \frac{10^{-5}}{4\pi(0,05)^2} \cdot 10 \approx 9,55 \times 10^{-5} \text{ mV}/(\text{W}/\text{m}^2).$$

Entonces:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{exp}} &= \frac{a_3}{\beta_{\text{lámpara}}} \\ &= \frac{(1,1 \pm 0,6) \times 10^{-12}}{9,55 \times 10^{-5}} \\ &\approx (1,15 \pm 0,63) \times 10^{-8} \text{ W}/\text{m}^2\text{K}^4. \end{aligned}$$

Aquí notar que el error en σ_{exp} proviene de hacer la propagación de errores de $\sigma_{\text{exp}} = \frac{a_3}{\beta_{\text{lámpara}}}$.

Al comparar este valor con el valor teórico, se ve que:

Tabla 2. Comparación entre el valor experimental y teórico de la constante de Stefan-Boltzmann.

Valor	$\sigma \text{ (W}/\text{m}^2\text{K}^4)$	Error relativo (%)
Experimental	$(1,15 \pm 0,63) \times 10^{-8}$	79,7
Teórico	$5,670367(13) \times 10^{-8}$	—

El error relativo ($e_{\text{rel.}}$) porcentual se calcula tal que:

$$e_{\text{rel}} = \left| \frac{\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{teo}}}{\sigma_{\text{teo}}} \right| \times 100 = \left| \frac{1,15 - 5,67}{5,67} \right| \times 100 \approx 79,7 \%,$$

donde σ_{teo} , es el valor teorico dado por [3].

Por último, el parámetro c_3 corresponde al valor de la radiación emitida por el filamento de la lámpara si este se encontrara a 0 K. Que este valor no se encuentre dentro del intervalo de confianza del parámetro obtenido, es consecuencia de las condiciones del experimento, principalmente el hecho de que a bajas temperaturas no podemos asegurar que el filamento de tungsteno sea una buena aproximación de un cuerpo negro. Si se querría hacer más mediciones en el rango de temperaturas donde el valor de la radiación emitida decae rápidamente a cero, no solo esto estaría limitado por esa mala aproximación, sino también se debería aplicar técnicas de enfriamiento para llevar el

filamento a temperaturas más bajas que la temperatura ambiente ($\approx 300\text{K}$), lo que dificultaría el experimento.

En la Figura 6 se muestran las mediciones del experimento 4, es decir, la intensidad de la radiación recibida en función de la diferencia entre la temperatura a la cuarta de la cara negra del cubo Leslie y la ambiente. Se realiza un ajuste lineal según la Eq. [2.2], obteniendo los siguientes parámetros de ajuste:

$$\begin{aligned} a_4 &= (1,03 \pm 0,04) \times 10^{-9} \text{ mV}/\text{K}^4 \\ b_4 &= (0,6 \pm 0,1) \text{ mV} \end{aligned}$$

Se observa que la función se ajusta correctamente a los datos medidos con un coeficiente de correlación de $R^2 = 0,99962$, esto nos da un indicio que la ecuación de Stephan-Boltzmann [2.1] es acertada, aun a bajas temperaturas. El parámetro de ajuste b_4 tiende a cero, como era de esperarse, dado que, si el cubo estuviera a temperatura ambiente, la radiación emitida por este sería similar a la emitida por el sensor en dichas condiciones.

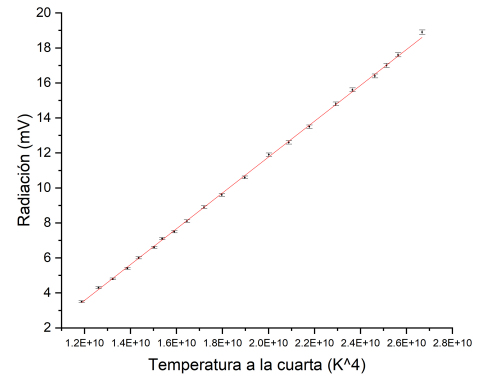


Figura 6. Experimento 4: Intensidad de la radiación en función de la temperatura elevada a la cuarta. Ajuste lineal con la función $y = a_4 \cdot x + b_4$.

V. CONCLUSIONES

Las conclusiones derivadas de cada uno de los experimentos se detallan a continuación:

A. Experimento 1: emisividad de las superficies del cubo de Leslie

La Tabla 1 muestra que la cara negra y blanca exhiben niveles de radiación significativamente mayores que las superficies de aluminio. Esta diferencia se atribuye a la alta capacidad reflectante del aluminio, que impide la absorción -y consecuentemente la emisión- de gran parte de la radiación interna. Además, se observa que la cara de aluminio pulido presenta valores aún inferiores a los del aluminio opaco, lo cual se explica por la mayor pulidez de la superficie que la hace aún más reflectante. Considerando la cara negra como un cuerpo negro ideal (con $\epsilon = 1$), es posible estimar, de forma aproximada, los coeficientes de emisividad de las demás superficies, obteniéndose: $\epsilon_{\text{blanca}} \approx 0,95$, $\epsilon_{\text{Al-opaco}} \approx 0,24$ y $\epsilon_{\text{Al-pulido}} \approx 0,1$. Estos resultados indican que el aluminio pulido es el que presenta la menor emisividad y, por tanto, la menor capacidad para emitir radiación.

B. Experimento 2: Verificación de la Ley del inverso del cuadrado

El análisis de la intensidad radiativa en función de la distancia confirma que la radiación decrece siguiendo la ley del inverso del cuadrado, ya que el parámetro del ajuste se aproxima al valor teórico igual a 2 dentro de su intervalo de incertidumbre. Aunque se obtuvo un error relativo del 5 %, este resultado es aceptable, considerando que se modeló al filamento de la lámpara como una fuente puntual. Las pequeñas discrepancias observadas se atribuyen a la dimensionalidad real del filamento, lo cual introduce un error sistemático, especialmente a distancias cortas.

C. Experimento 3: Ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas

El ajuste de los datos de radiación en función de la temperatura elevada a la cuarta potencia evidenció que el

exponente obtenido, b_3 , incluye el valor 4 en su intervalo de incertidumbre, lo que confirma la validez de la Ley de Stefan-Boltzmann para altas temperaturas. Además, el parámetro a_3 incluye la constante de Stefan-Boltzmann (σ) y el factor β , que depende de la emisividad, geometría y eficiencia del sensor.

La incertidumbre experimental del valor de σ_{exp} ($\pm 0,63 \times 10^{-8}$) indica que σ_{exp} es $(20 \pm 11)\%$ del valor teórico. Esta discrepancia surge de:

- **Errores sistemáticos en $\beta_{\text{lámpara}}$:**

- *Emisividad del tungsteno* ($\epsilon_W \approx 0,3 \pm 0,1$): Contribuye con un error relativo de aproximadamente 33 %.
- *Área del filamento* ($A_{\text{filamento}}$): Asumir un valor de 10^{-5} m^2 sin una medición directa introduce una fuente adicional de incertidumbre.

- **Limitaciones del sensor:** La eficiencia η no fue calibrada utilizando una fuente estándar, lo que puede generar un sesgo sistemático en la estimación de $\beta_{\text{lámpara}}$.

A pesar de las discrepancias presentadas, estamos en el orden adecuado de la constante de Stefan-Boltzmann.

D. Experimento 4: Ley de Stefan-Boltzmann a bajas temperaturas

Los datos del Experimento 4, presentados en la Figura 6, muestran una relación lineal entre la radiación neta y la diferencia $T^4 - T_{\text{amb}}^4$, conforme a lo predicho teóricamente. El ajuste lineal arroja una ordenada al origen que incluye el cero dentro de su intervalo de incertidumbre, lo que es coherente con la expectativa de que, en ausencia de una diferencia térmica (cuando el cubo está a temperatura ambiente), la radiación neta sea prácticamente nula. Además, se destaca que la pendiente del ajuste, a_4 , varía según el material de la superficie; en el caso de la cara negra, considerada ideal, se espera que a_4 alcance el valor máximo, mientras que las superficies más reflectantes presentan pendientes menores.

-
- [1] Stephen T. Thornton, Andrew Rex. *Modern Physics For Scientists and Engineers 4th edition*.
 - [2] Herber B. Callen. *Termodinámica 1ra ed.*
 - [3] Sistema de radiación térmica. *Manual de instrucción y guía experimental para PASCO scientific Modelo TD-8553/8554A/8555*
 - [4] W. M. Haynes, David R. Lide, Thomas J. Bruno. *Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, 95ª edición,*

Florida, 2014

- [5] Script hecho en Python 3.13 para la interpolación de datos según ref. [3]. Disponible en: https://colab.research.google.com/drive/11H8wR84sW1Uw69sEH3WQHkjuXumwbBwp?authuser=0#scrollTo=20IZtaa_Ubwc.
- [6] Silvina Perez, Clemar Schurrer, Guillermo Stutz. *Análisis de datos e incertidumbres en Física Experimental*.

Capítulo 5

Efecto Zeeman

Contexto histórico y Premio Nobel

El *efecto Zeeman* fue descubierto por **Pieter Zeeman**, quien recibió el *Premio Nobel de Física en 1902* por observar la descomposición de líneas espectrales en presencia de un campo magnético. Compartió el premio con **Hendrik Lorentz**, quien desarrolló su teoría.

Alana Sacks, Martina Brué, Victoria Caucas

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación Universidad Nacional de Córdoba
M.Allende y H. de la Torre - Ciudad Universitaria, X5016LAE - Córdoba, Argentina

(Dated: 8 de abril de 2025)

En este trabajo se estudia el efecto Zeeman transversal y longitudinal normal, que permiten la observación del efecto del desdoblamiento del triplete y el doblete respectivamente, en la línea roja del cadmio al aplicar un campo magnético externo. Se determinó el estado de polarización de las componentes del triplete y del doblete y a partir de la medición de la separación entre estas líneas, se calculó la carga específica del electrón $\frac{e}{m}$.

I. Introducción

El efecto Zeeman es un fenómeno que describe la división y el desplazamiento de las líneas espectrales de un átomo cuando se encuentra en presencia de un campo magnético externo. Fue descubierto en 1896 por el físico neerlandés Pieter Zeeman, quien observó que la luz emitida por vapores de sodio se dividía en varias componentes al aplicar un campo magnético. Este hallazgo fue fundamental para entender cómo los campos magnéticos afectan a los átomos y sus niveles de energía.

Tan importante fue este descubrimiento que en 1902 Pieter Zeeman recibió el Premio Nobel de Física, compartido con Hendrik Lorentz. Lorentz proporcionó la explicación teórica del efecto en términos del movimiento de electrones dentro del átomo, sentando las bases para el desarrollo posterior de la teoría cuántica.

Este efecto no solo marcó un avance en la física atómica, sino que también impulsó el desarrollo de teorías más modernas, como la mecánica cuántica y la física del spin electrónico. Por eso, sigue siendo un tema relevante tanto en la investigación fundamental como en aplicaciones tecnológicas actuales.

II. Marco teórico

El efecto Zeeman normal se observa durante las transiciones entre estados atómicos con espín total $S = 0$. El momento angular total $J = L + S$ de un estado es entonces un momento angular puro ($J = L$). Para el correspondiente momento magnético, tenemos que:

$$\mu = \frac{e}{2m} J \quad (2.1)$$

donde e es la carga del electrón y m su masa. En un campo magnético externo B , el momento magnético tiene la energía

$$E = -\mu \cdot B \quad (2.2)$$

La componente del momento angular en la dirección del campo magnético puede tomar valores

$$J_Z = M_J \cdot \hbar \quad (2.3)$$

con $M_J = J, J-1, \dots, -J$. Por lo tanto, el intervalo de energía de dos componentes adyacentes M_J, M_{J+1} es

$$\Delta E = \mu_B \cdot B \quad (2.4)$$

Se puede observar el efecto Zeeman en la línea roja del cadmio correspondiente a las transiciones del quinto nivel, que es excitado al 1D_2 ($J = 2, S = 0$), y que luego decae al nivel 1P_1 ($J = 1, S = 0$). En la Figura 1 se pueden observar el desdoblamiento y transiciones de nivel.

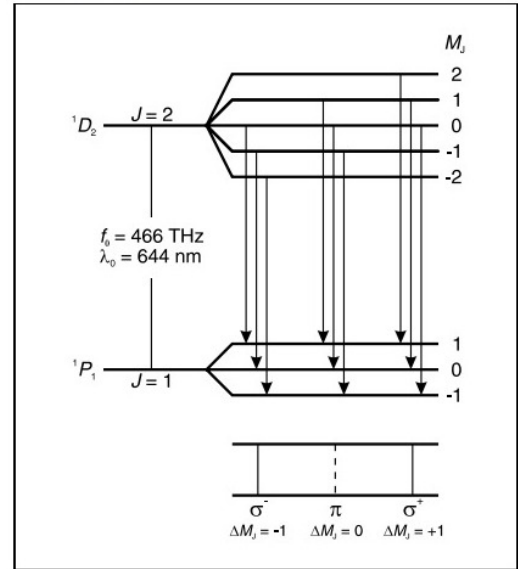


Figura 1: Desdoblamiento y transiciones de nivel del efecto Zeeman normal en cadmio [4].

La línea roja de cadmio se desdobla en dos componentes σ externas y en una componente π interna. En una observación transversal, las tres líneas visibles del triplete de Lorentz están polarizadas linealmente. La línea central ($\Delta M_J = 0$) corresponde a la línea espectral de la fuente de luz sin campo magnético externo, y está polarizada en la dirección del campo magnético. Las dos líneas exteriores ($\Delta M_J = \pm 1$) están polarizadas en la dirección transversal al campo magnético.

Observando en sentido longitudinal, es decir en el sentido del campo magnético externo, se puede reconocer el doblete. En este caso, no se observa ninguna línea central, ya que no se emiten fotones en dirección del campo pues la oscilación es paralela al mismo. Las dos líneas desdobladas están polarizadas circularmente en sentidos

opuestos y son ambas componentes σ (Figura 2).

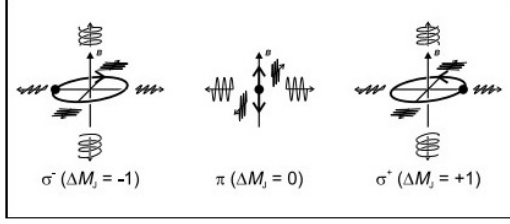


Figura 2: Representación esquemática de la polarización de las componentes del efecto Zeeman normal. [4].

En la Figura 3 se puede observar la distribución de radiación emitida por cada configuración (σ^+ , σ^- y π).

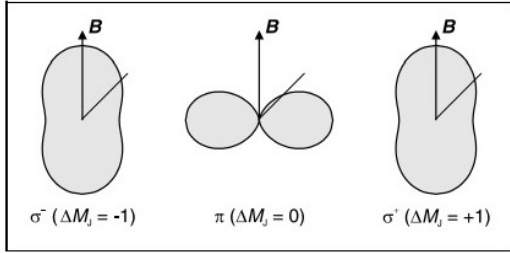


Figura 3: Distribución angular de la radiación dipolar eléctrica [4].

Utilizando un espectroscopio de alta resolución es posible observar el desdoblamiento de las líneas espectrales en el campo magnético. Se obtiene una alteración medible de la longitud de onda (o un cambio de frecuencia) a partir del desplazamiento visible de las líneas espectrales. Las dos componentes σ estarán desplazadas en una frecuencia

$$\Delta\nu = \pm \frac{\Delta E}{2\pi\hbar} \quad (2.5)$$

Se utiliza un interferómetro de Lummer-Gehrcke [7], cuyas capas son completamente paralelas y planas entre sí. Los rayos de luz que emergen de la lámpara de cadmio inciden con un ángulo sobre un prisma en una placa de vidrio plano paralelas. Las ondas salientes son observadas con un telescopio con foco en el infinito. Cada línea de interferencia tiene una diferencia de camino óptico dada por

$$\Delta = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_k} = k \cdot \lambda \quad (2.6)$$

donde Δ es la diferencia de camino óptico, d es el espesor del plato, n el índice de refracción del vidrio, k el orden de interferencia.

Se obtiene, a partir de la ecuaciones 2.5 y 2.4 la relación

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi m} B \quad (2.7)$$

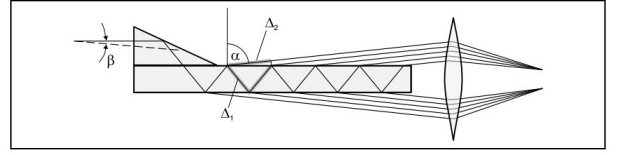


Figura 4: Representación esquemática del prisma de Lummer-Gehrcke utilizada como interferómetro. [7].

Sabiendo que la relación entre la longitud de onda, la frecuencia y la velocidad de la luz está dada por

$$c = \lambda\nu \quad (2.8)$$

Se calcula el diferencial total,

$$\frac{\partial^2 c}{\partial \lambda \partial \nu} = \lambda d\nu + \nu d\lambda \quad (2.9)$$

Como c es constante,

$$0 = \lambda d\nu + \nu d\lambda \quad (2.10)$$

Reemplazando 2.8 y haciendo $d \rightarrow \Delta$ se obtiene

$$\Delta\nu = -\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (2.11)$$

Considerando que el interferómetro cuenta con una resolución $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 500000$, se obtiene que la diferencia entre longitudes de onda está dada por la siguiente ecuación 2.12 [3].

$$\Delta\lambda = \frac{\delta a}{\Delta a} \frac{\lambda^2 \sqrt{n^2 - 1}}{2d(n^2 - 1)} \quad (2.12)$$

donde δa es la distancia de una de las líneas desdobladas de la posición original de las líneas de interferencia (sin campo magnético), Δa es la distancia entre dos líneas de interferencia (sin campo magnético), λ es la longitud de onda de la línea roja del cadmio $\lambda = (643,8 \pm 0,1)nm$, n es el coeficiente de refracción para el vidrio de cuarzo del interferómetro de Lummer $n = (1,4567 \pm 0,0001)$, d es el grosor del interferómetro de Lummer-Gehrcke $d = (4,04 \pm 0,01)nm$ y c es la velocidad de la luz.

Finalmente, reemplazando las ecuaciones 2.11 y 2.12 en la ecuación 2.7 se llega a la expresión

$$\frac{\delta a}{\Delta a} = \frac{d}{2\pi c} \frac{e}{m} \sqrt{n^2 - 1} \cdot B \quad (2.13)$$

De donde es posible realizar un ajuste lineal para obtener la carga específica del electrón $\frac{e}{m}$. [4]

III. Método experimental

En la Figura 5 se observa y describe el montaje experimental utilizado para la observación del efecto Zeeman.

Efecto Zeeman

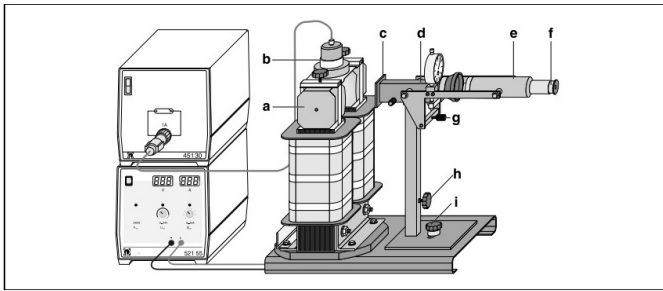


Figura 5: Representación esquemática del montaje experimental para el efecto Zeeman en la configuración transversal. a: piezas polares, b: lámpara de cadmio, c: soporte para el filtro de luz roja, d: cobertor, e: telescopio, f: ocular, g: ajuste para la altura del telescopio, h: tornillo de detención para la columna, i: tornillo de detención para la base de la columna

Inicialmente, se realiza la conexión del electroimán a la fuente. Se conectan en serie para asegurar que la corriente, y por lo tanto el campo magnético, es igual en ambas bobinas.

Antes de empezar el experimento, debe realizarse la calibración del campo magnético externo con la corriente que circula por el electroimán. Para esto, se utiliza un teslámetro [10] y una sonda tangencial [9], la cual se coloca adecuadamente entre las piezas polares referenciadas en la Figura 5, para esto se retira previamente la lámpara. Se varía la corriente entre 0 y 12 A y, usando el teslámetro, se registra el campo medido. Una vez calibrado el campo, debe alinearse el telescopio con el interferómetro de Lammer-Gehrcke.

A lo largo del laboratorio, se utilizan dos configuraciones para el equipo: transversal y longitudinal, las cuales se muestran en la Figura 6, según la posición de las bobinas con respecto al interferómetro. Para el trabajo, se empezó trabajando en configuración transversal.

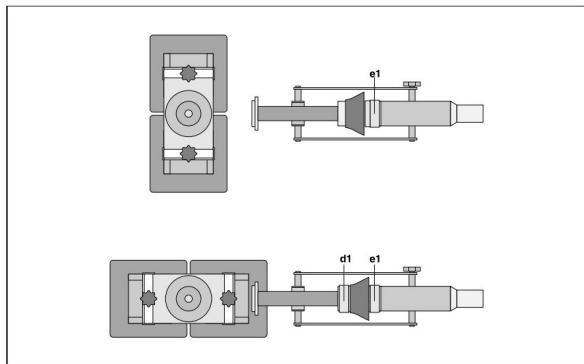


Figura 6: Montaje para la configuración transversal (arriba) y longitudinal (abajo). e1: soporte para el filtro de polarización lineal d1: soporte para el retardador de cuarto de onda

A. Configuración transversal

En la configuración transversal se observan las líneas del triplete para tres situaciones diferentes: 1. sin polarizador, 2. con el polarizador lineal paralelo al campo magnético y 3. con el polarizador lineal perpendicular al campo magnético. En este caso, se espera que las líneas σ del triplete tengan polarización lineal perpendicular a la línea π , y por este motivo se utiliza el polarizador de onda. En el primer caso, las mediciones se hacen variando la corriente que circula en las bobinas de a 1A, empezando desde $I = 0A$ hasta $I = 12A$.

Por otro lado, para la segunda configuración, se coloca el polarizador de tal forma que las líneas σ desaparezcan. Luego se realizan las mediciones variando la corriente entre 0 a 12 A, en intervalos de 3A. El motivo de realizar pocas mediciones es que se espera que el espectro no cambie con la variación de campo magnético, ya que se están observando las líneas correspondientes al orden cero.

Finalmente, se gira el polarizados 90° hasta observar que la línea π del triplete desaparece y se mide con la corriente $I = 0, 3, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12A$. Esta variación de corriente se establece así ya que inicialmente, no resulta apreciable el desdoblamiento entre las líneas, y a partir de los 6A sí puede observarse nítidamente.

Utilizando el programa de computadora *ImageJ*, de código abierto, se mide las distancias de interés, utilizando las configuraciones 2 y 3. En el primer caso, se toma la distancia de entre dos líneas consecutivas en función de la corriente, verificando que siempre se midan los mismos niveles. En el segundo caso, se mide la distancia, también en función de la corriente, entre las dos líneas σ correspondientes al mismo nivel.

B. Configuración longitudinal

Una vez que se termina de medir en la configuración transversal, se giran las bobinas 90° , hasta lograr ver la lámpara de cadmio a través del telescopio.

En este caso se realizan también tres mediciones: 1. sin polarizador ni retardador de onda, 2. con el retardador de onda a 45° y 3. con el retardador de onda a -45° , en estos dos últimos casos agregando también un polarizador de onda lineal normal al campo magnético. En esta configuración se agrega, además del polarizador, el retardador de cuarto de onda ya que se espera que las dos líneas σ del doblete tengan polarización circular y en sentidos opuestos.

En el primer caso se toman mediciones similares a la configuración anterior, con la corriente entre 0 y 12 A, variando de a 1A, obteniendo también 13 mediciones.

Por otro lado, tanto para el segundo como para el tercer caso, se varía la corriente entre 0 y 12 A, pero variando de a 2A. Para esta configuración, se mide la distancia entre las dos líneas del doblete correspondientes a un mismo orden, utilizando la primera configuración.

Cabe aclarar que se atribuye como error de medición a las distancias medidas entre las líneas, al ancho de cada línea correspondiente (Figura 7).

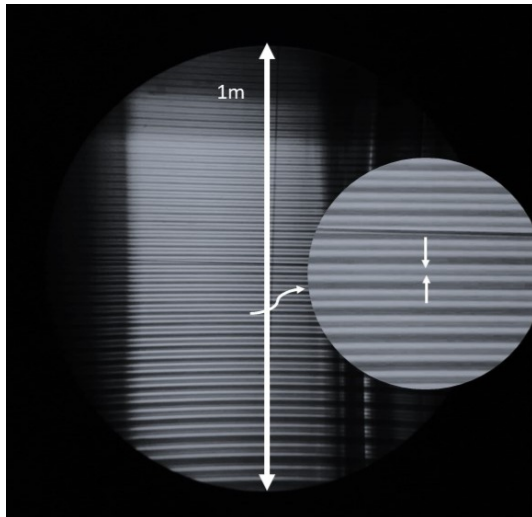


Figura 7: Esquema del método de mediciones de $\frac{\delta a}{\Delta a}$ utilizando el programa ImageJ, para el caso del doblete en la configuración longitudinal con un campo magnético no nulo.

IV. Resultados

En la Figura 8 se observa el gráfico de la calibración del campo magnético en función de la corriente. Realizando un ajuste polinomial cúbico, con $B(I) = aI^3 + bI^2 + cI + d$, se obtuvieron los siguientes valores para cada uno de los parámetros:

- $a = (-3,5 \pm 0,3) \times 10^{-4} \frac{T}{A^3}$
- $b = (4,3 \pm 0,5) \times 10^{-3} \frac{T}{A^2}$
- $c = (7,5 \pm 0,3) \times 10^{-2} \frac{T}{A}$
- $d = (1,1 \pm 0,4) \times 10^{-2} T$

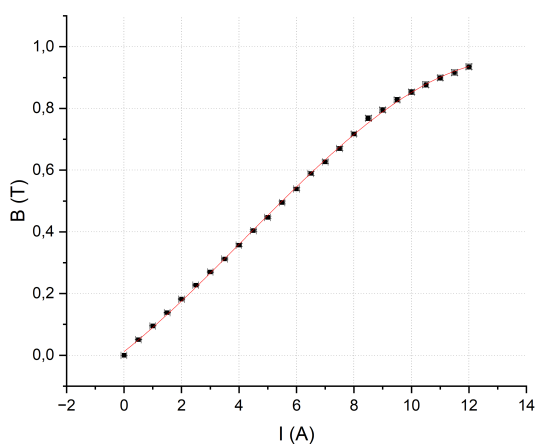


Figura 8: Ajuste polinomial del campo magnético externo axial en función de la corriente

Para la configuración transversal se obtuvieron los espectros observados en las Figuras 9 y 10, y en las Figuras 11 y 12 se observan los espectros obtenidos a partir de la configuración longitudinal.

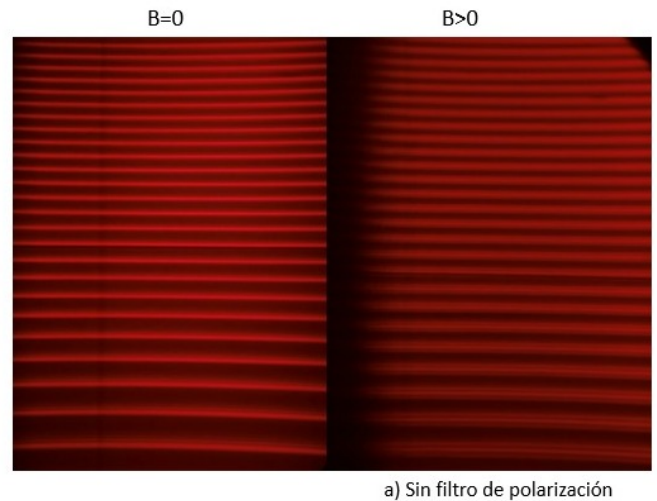


Figura 9: Patrón de interferencia en configuración transversal, a la izquierda sin campo magnético y a la derecha con campo no nulo, sin polarizador.

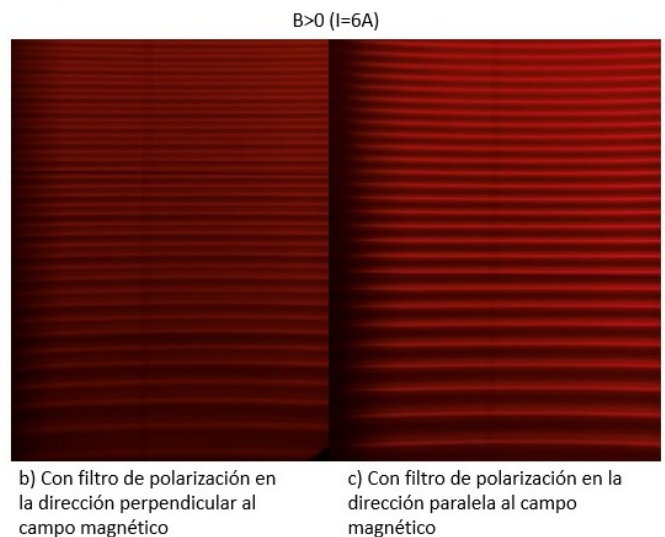


Figura 10: Patrón de interferencia en configuración transversal con campo magnético no nulo; a la izquierda con polarizador perpendicular al campo y a la derecha con polarizador paralelo al campo.

Efecto Zeeman

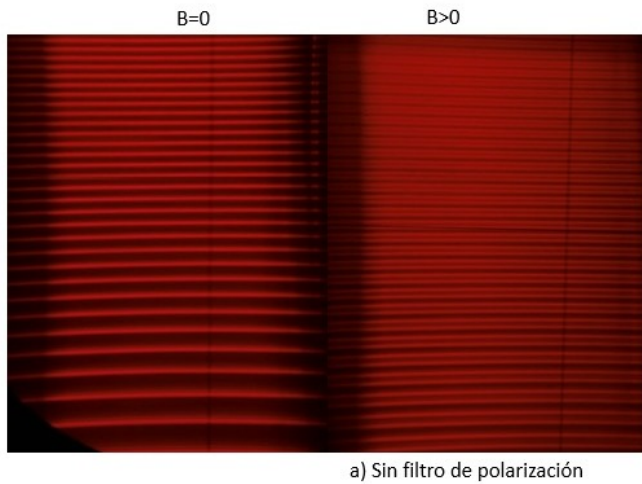


Figura 11: Patrón de interferencia en configuración longitudinal, a la izquierda sin campo y a la derecha con campo no nulo, sin polarizador.

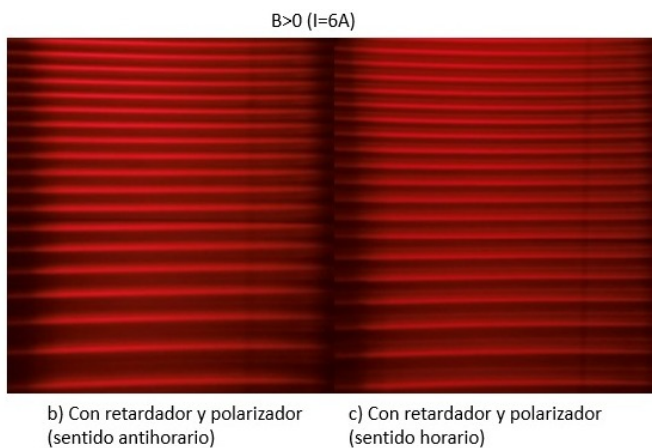


Figura 12: Patrón de interferencia en configuración longitudinal con campo no nulo y polarizador; a la izquierda con un retardador de onda en sentido antihorario y a la derecha en sentido horario.

Se realizaron también los ajustes lineales de la forma $\frac{\delta a}{\Delta a} = \alpha \cdot B + b$ correspondientes a la ecuación 2.13 para las dos configuraciones, que se muestran en las figuras 13 y 14. Para la configuración transversal se obtuvo una pendiente $\alpha_t = (0,44 \pm 0,01)\frac{1}{T}$ y una ordenada al origen $b_t = (-0,003 \pm 0,007)T$, mientras que para la configuración longitudinal se obtuvo una pendiente $\alpha_l = (0,42 \pm 0,01)\frac{1}{T}$ y una ordenada al origen $b_l = (-0,009 \pm 0,007)T$.

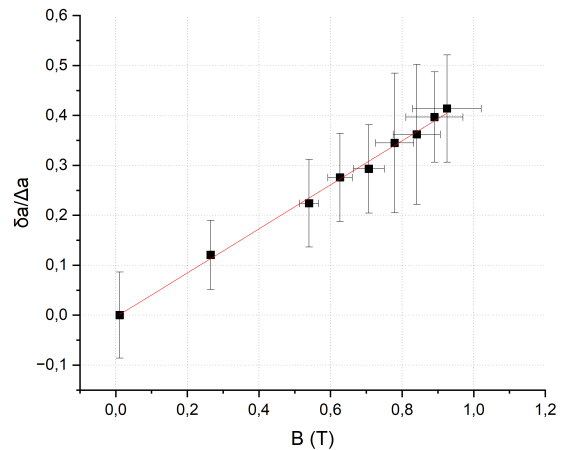


Figura 13: Ajuste lineal de la ecuación 2.13 para el triplete (configuración transversal)

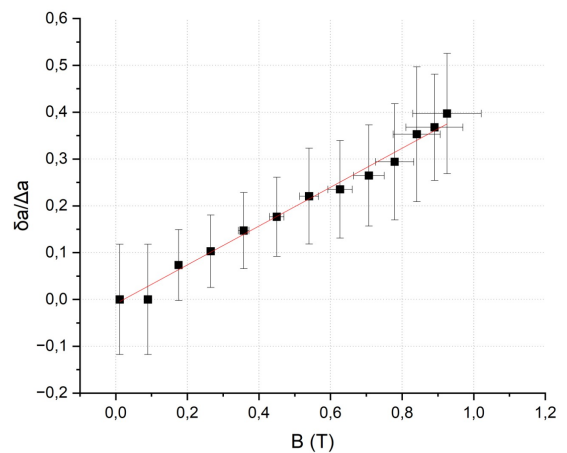


Figura 14: Ajuste lineal de la ecuación 2.13 para el doblete (configuración longitudinal)

A partir de la ecuación 2.13 y de las pendientes α_i (con $i = a, l$) se puede despejar la carga específica del electrón:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c}{d} \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \alpha_i \quad (4.1)$$

obteniendo así los siguientes valores:

Configuración	$\frac{e}{m} [\times 10^{11} \frac{As}{kg}]$
Transversal	$(1,96 \pm 0,04)$
Longitudinal	$(1,85 \pm 0,05)$
Teórico [4]	$(1,76 \pm 0,01)$

Se realiza una comparación de los valores obtenidos utilizando la distribución normal estándar con un intervalo de confianza $IC(95\%)$, es decir a un $\alpha = 0,05$ [12].

Para la región de rechazo $\{z \geq z_{\frac{\alpha}{2}} \text{ o } -z \leq z_{\frac{\alpha}{2}}\}$ donde $z_{\frac{\alpha}{2}} = 1,96$ se obtiene: $z_{tras} = -5$ y $z_{long} = -1,6$. Se obtiene que z_{tras} pertenece a la región de rechazo, pero z_{long} no. Lo cual implica que existe una discrepancia con los valores teóricos para el valor de $\frac{e}{m}$ obtenido en la configuración transversal, mientras que el de la configuración longitudinal es indistinguible con el valor teórico de referencia.

V. Discusión y conclusiones

Se realizó la calibración del campo magnético externo en función de la corriente eléctrica exitosamente, mediante un polinomio de tercer orden. Analizando la ordenada al origen obtenida a partir de esta calibración del campo magnético, se concluye que el valor de campo magnético a corriente cero es del orden esperado (≈ 0).

Se verificaron los desdoblamientos causados por un campo magnético externo en la línea roja del cadmio del efecto Zeeman normal para las configuraciones transversal y longitudinal. Por un lado se observó, en el caso transversal, que al usar un polarizador perpendicular al campo desaparece la línea π del triplete, mientras que si está de forma paralela desaparecen las líneas σ , lo cual concuerda con lo predicho de que estas líneas tienen polarizaciones lineales en direcciones opuestas. Por otro lado, para el caso longitudinal puede verse que a partir del uso de un retardador de cuarto de onda desaparece una de las líneas σ del doblete, y que al girarlo 90° desaparece la otra, debido a que tienen una polarización circular en

sentidos opuestos.

Se logró calcular la carga específica del electrón. Comparando el valor obtenido a partir de la configuración longitudinal, se puede ver que es indistinguible respecto al valor encontrado en la literatura: $\frac{e}{m} = (1,76 \pm 0,01) \frac{As}{kg}$, a diferencia del obtenido a partir de la configuración transversal, con el que sí hay discrepancias. Estas pueden deberse a que el índice de refracción n depende de la temperatura, relación que no se tuvo en cuenta al momento de hacer el experimento, además de otros errores experimentales como el método para medir las distancias entre las líneas con el programa ImageJ.

Se observó que al aumentar el campo magnético externo, las líneas del espectro se ensanchan dificultando su medición. Pero a su vez, para campos pequeños, el desdoblamiento es difícil de distinguir. También se observó que las líneas del espectro a distintos órdenes no son equidistantes entre sí, lo cual puede deberse al efecto de interferómetro utilizado. Otra fuente de incerteza se debe a los filtros utilizados, por el error de paralaje en la determinación de sus ejes ópticos.

En conclusión, pudo observarse el efecto Zeeman normal de manera clara mediante el análisis de la luz emitida por una lámpara de cadmio bajo la influencia de un campo magnético. Los resultados experimentales fueron consistentes con la teoría para cada una de las configuraciones, observándose la división de niveles de energéticos y la aparición de líneas espectrales adicionales.

-
- [1] Griffiths, D. J. (2018). Introduction to Quantum Mechanics (3rd ed.). Cambridge University Press.
 - [2] Dr. Lorenzo M. Iparraguirre (2018). Complemento para el Efecto Zeeman en la línea roja del cadmio.
 - [3] Kohlrausch, F. (2013). Praktische Physik: Zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik Band 2 (Vol 2). Springer-Verlag.
 - [4] LEYBOLD Physics Leaflets P6.2.7.1 Observing the normal Zeeman effect in transverse and longitudinal configuration.
 - [5] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 451 12 Lámpara de cadmio con soporte para el efecto Zeeman.
 - [6] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 451 20 Dispositivo óptico para observar el efecto Zeeman.
 - [7] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 451 21 Interferómetro de Lummer-Gehrcke.
 - [8] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 451 50 Electroimán para el efecto Zeeman.
 - [9] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 416 60 Sonda tangencial.
 - [10] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 516 62 Teslámetro.
 - [11] LEYBOLD DIDACTIC GMBH 521 55 Fuente de alimentación de gran amperaje.
 - [12] Silvina Pérez, Clemar Schurrer y Guillermo Stutz. Análisis de Datos e Incertidumbres en Física Experimental - Parte I.

Capítulo 6

Experiencia de Franck-Hertz con Mercurio

Contexto histórico y Premio Nobel

Este experimento reproduce el trabajo de **James Franck** y **Gustav Hertz**, quienes obtuvieron el *Premio Nobel de Física en 1925* por demostrar experimentalmente la existencia de niveles de energía discretos en los átomos, clave en el desarrollo de la mecánica cuántica.

Experiencia de Franck-Hertz con Mercurio

Juan Pablo Fernández Avello, Lautaro Piermartini

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF) – Universidad Nacional de Córdoba
Av. Medina Allende s/n, Ciudad Universitaria, CP:X5000HUA Córdoba, Argentina

25/03/2025

En este trabajo se ha replicado la experiencia de Franck-Hertz con vapor de mercurio. Los objetivos principales del mismo han sido el registro de la curva característica de Franck-Hertz y el estudio de la pérdida discreta de energía de los electrones al excitar los átomos de mercurio. Para ello, se hizo circular, desde un cátodo, una corriente de electrones a través de un tubo lleno de gas de neón, los cuales fueron recolectados en un ánodo. Utilizando sensores e instrumentos auxiliares, se registró y ajustó las curvas características de la experiencia. Además, se desarrolló un modelo alternativo para el movimiento microscópico de los electrones a partir del cual se ha podido obtener un conjunto de valores para la primera energía de excitación del mercurio. Se contrastó dichos valores obtenidos con valores tabulados.

Términos clave: *curva de Franck-Hertz, electrones, energía de excitación del mercurio.*

I. INTRODUCCIÓN

El experimento de Franck-Hertz (1914) fue una de las primeras demostraciones empíricas que sustentaron la teoría de la cuantización de los niveles de energía atómicos propuesta por Niels Bohr (1913). Este se consolidó como un hito en los albores de la Física Moderna, lo cual terminó galardonando a James Franck y Gustav Ludwig Hertz con el Premio Nobel de Física en 1925 [1, 2].

El experimento en cuestión se lleva a cabo en un tubo de vidrio, previamente evacuado a vacío, lleno de vapor de mercurio a baja presión. Dentro de él, se dispone un sistema de electrodos ordenados paralelamente. Desde el cátodo se genera una corriente de electrones, los cuales son encauzados, acelerados y frenados en distintos tramos del tubo, durante su trayecto hasta el ánodo. Franck y Hertz encontraron que, al interactuar con los átomos del vapor de mercurio, los electrones perdían energía de forma discreta y emitían luz ultravioleta. Este fenómeno queda plasmado en el registro de la curva característica de Franck-Hertz. Basándose en un marco teórico alternativo al tradicional, se estudió el efecto de la temperatura en el espaciamiento entre sus picos y valles, y se obtuvo un conjunto de valores de la primera energía de excitación del mercurio.

II. ENFOQUE TEÓRICO

Diseño del tubo de Franck-Hertz

La figura 1 muestra un esquema de un tubo típico del experimento de Franck-Hertz. Este se llena con un gas de mercurio para un cierto rango de temperaturas. Su estructura interna consiste de un sistema cilíndrico y simétrico de cuatro electrodos. Electrones son emitidos desde el cátodo K , calentado indirectamente por unos filamentos que lo rodean (*efecto termoiónico*), sometido a un *potencial de calentamiento* U_H . Estos son encauzados o direccionados por un *potencial de encauzamiento* U_1 hacia una primera grilla G_1 , la cual controla o filtra dicha corriente de emisión (la presencia de tanto U_1 como de G_1 no es imprescindible para la realización de esta experiencia). Una vez que atraviesan G_1 , en el tramo entre las grillas G_1 y G_2 , sobre los

electrones se aplica un *potencial de aceleración* U_2 , el cual les suministra la energía cinética necesaria para excitar a los átomos de mercurio con los que interactúan (la distancia entre estas grillas es mucho mayor que los otros dos tramos que se describen). Dicha corriente de emisión es prácticamente independiente de la tensión de aceleración U_2 entre las rejillas G_1 y G_2 , más allá de la inevitable transparencia física de las mismas (al ser rejillas materiales no ideales, son capaces de tanto sustraer o filtrar electrones como de suministrar electrones al caudal de emisión desde el ánodo, como describe Iparraguirre en su trabajo sobre la influencia de U_2 en esta corriente de electrones [3]).

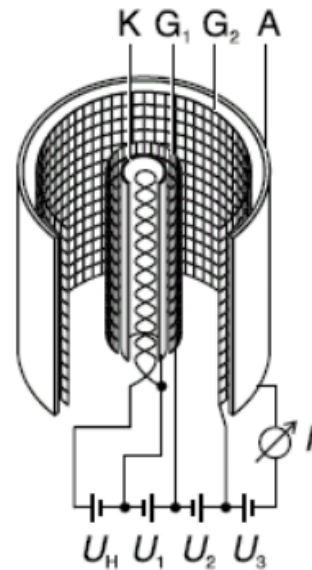


Figura 1: Representación esquemática del tubo de Franck-Hertz con Hg [4]. Electrones son emitidos desde el cátodo K , direccionados por un potencial de encauzamiento U_1 hacia una primera grilla G_1 . En el tramo entre las grillas G_1 y G_2 sobre los electrones se aplica un potencial de aceleración U_2 . Entre la grilla G_2 y el ánodo A se establece una diferencia de potencial de frenado U_3 .

Por último, entre la grilla G_2 y el ánodo A se establece una *diferencia de potencial de frenado* U_3 , la cual fija un umbral para la energía cinética de los electrones que puedan llegar a alojarse en A y sumarse a la corriente I_A ; electrones con energía menor a eU_3 no llegan a A y son recolectados en la grilla G_2 .

Excitación del mercurio

Dichas interacciones entre los electrones fluyendo y los átomos de mercurio pueden modelarse como colisiones, considerando estos últimos prácticamente fijos en sus posiciones. Los electrones no viajan libremente hasta el ánodo, sino que colisionan constantemente con los átomos del gas. Cuando la energía de un electrón es menor que la energía de excitación del átomo de mercurio, se da una colisión elástica en la que, debido a la gran diferencia másica entre las partículas involucradas, no hay un cambio apreciable en la energía cinética del mismo, y este continúa con su desplazamiento ganando energía según avanza hacia G_2 . Para mayores U_2 , su energía alcanzará el umbral de excitación del mercurio, y se dará una **colisión inelástica** entre ellos, en el cual el electrón le transferirá exactamente la energía correspondiente a la transición del estado fundamental al estado excitado del Hg. Aquí se valora la acción de U_3 , el cual impide que se incorporen a la corriente en el ánodo I_A dichos electrones, con lo cual se podrá apreciar una disminución en ella, observando un mínimo local cuando casi todos los electrones hayan colisionado inelásticamente. Si se incrementa aún más el valor de U_2 , el electrón volverá a acelerarse hasta ganar suficiente energía para colisionar inelásticamente de nuevo. A partir de dicho punto máximo, I_A disminuirá nuevamente su valor hasta pasar por un segundo mínimo. Este proceso se repetirá a medida que se incremente U_2 , y se observarán varias caídas de corriente cada vez que $U_2 \approx nE_{Hg}$, donde E_{Hg} es la menor energía de excitación del mercurio y $n \in \mathbb{N}$. Esta se conoce como curva de Franck-Hertz, ilustrada en la figura 2.

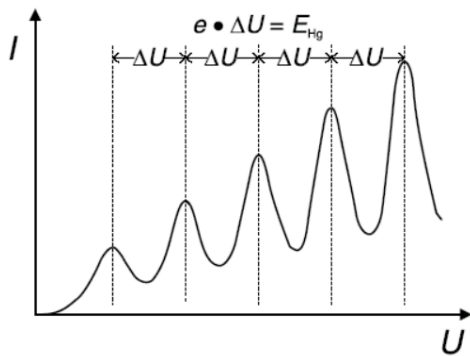


Figura 2: Curva característica de Franck-Hertz. [4]

Vale notar que, tras su excitación, el átomo Hg regresa a su estado fundamental por emisión espontánea de un fotón, lo cual resulta en la emisión discreta de luz ultravioleta.

El mercurio Hg es un elemento metálico de número atómico $Z = 80$ y configuración electrónica fundamental $[\text{Xe}] 4f^{14}5d^{10}6s^2$. Para excitarlo a los subniveles $6p$, se requiere de energías entre 4,67eV y 6,70eV, como se visualiza en la figura 3. La prime-

ra excitación resulta ser, en notación espectroscópica, $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^3P_0$, cuya energía de excitación resulta ser $E_1 = (4,667383 \pm 0,000001)\text{eV}$. Las dos excitaciones subsiguientes, $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^3P_1$ y $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^3P_2$ reportan los valores $E_2 = (4,8864946 \pm 0,0000009)\text{eV}$ y $E_3 = (5,4606248 \pm 0,0000009)\text{eV}$, respectivamente [5].

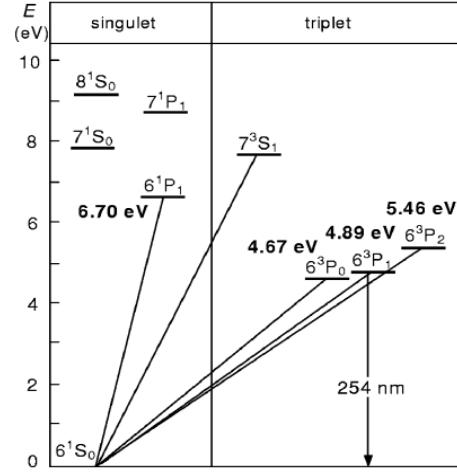


Figura 3: Primeros niveles de energía del Hg.[6]

Modelo de colisiones inelásticas

La figura 4 ilustra el movimiento de los electrones al ser sometidos al potencial acelerador U_2 . Como ya se mencionó, los electrones son acelerados en este tramo entre las grillas G_1 y G_2 , con lo cual ganan energía cinética; cuando esta alcanza el umbral que fija la menor energía de excitación del mercurio, ocurre una colisión inelástica entre el electrón y el átomo en cuestión. Previo a que ocurra la misma, el electrón debe acercarse al átomo de mercurio, recorriendo una distancia media entre choques consecutivos conocida como *camino libre medio* λ . Es decir, los electrones pueden continuar ganando energía cinética incluso por encima de la menor energía de excitación, denotada por E_a , al recorrer λ entre un último choque elástico y un ulterior choque inelástico, con lo cual pueden llegar a provocar no solo la menor, sino además una de las excitaciones de mayor energía del átomo de mercurio. Es decir, es probable que se dé una *superposición de diferentes excitaciones*, lo cual sugiere efectuar una leve modificación al modelo planteado en la subsección anterior al analizar la curva de Franck-Hertz [6].

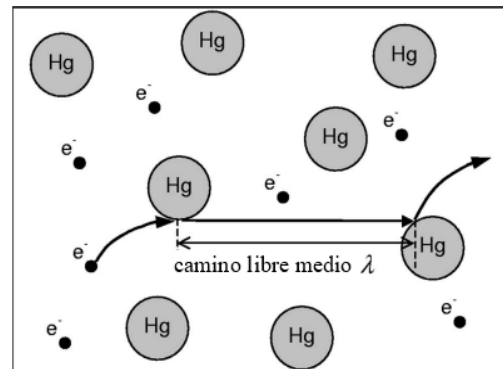


Figura 4: Ilustración del movimiento del electrón colisionando con los átomos de Hg, bajo la acción del potencial de aceleración U_2 [6].

Experiencia de Franck-Hertz con Mercurio

En efecto, considérese el caso en que U_2 se establece a un valor levemente superior a E_a . Luego, los electrones, tras alcanzar dicha energía de excitación E_a , puede que recorran una distancia adicional λ antes de alcanzar la segunda grilla G_2 . En tal recorrido ganan una energía adicional δ_1 y, con altas chances, pueden colisionar inelásticamente con los átomos de mercurio y excitarlos más allá de $6s6p\ ^3P_0$. Se observará el primer par pico/valle característico de la curva de Franck-Hertz, pero no se corresponderá únicamente con una excitación individual, sino más bien con una superposición de excitaciones de distintos estados, en la capa $6p$ principalmente, como se ha explicado. Para un potencial U_2 suficientemente grande para provocar dos colisiones inelásticas, los electrones ganan aún más energía a lo largo de su trayecto libre λ ($\delta_2 > \delta_1$). Tras adquirir una energía igual a E_a , el electrón puede llegar a recorrer λ y ganar una energía adicional δ_2 , hasta colisionar inelásticamente y posiblemente provocar una excitación a un estado superior al primero. Una vez cedida su energía, vuelve a acelerarse hasta llegar a adquirir nuevamente E_a y puede que recorra λ hasta adicionar δ_2 a su energía y provocar una segunda excitación por encima de la primera. En este punto se da el segundo par pico/valle de la curva de Franck-Hertz, habiendo adquirido el electrón una energía $E_2 = 2E_a + 2\delta_2$.

En general, cuando se dan n colisiones inelásticas en el trayecto entre las dos grillas en el tubo, identificadas con la aparición de n picos/valles en la curva FH, los electrones ganan una energía

$$E_n = n(E_a + \delta_n) \quad (1)$$

A presiones usuales, el camino libre medio es mucho menor que la distancia L entre las dos grillas, es decir, $\lambda \ll L$. Con este hecho, se tiene que la energía adicional que adquiere el electrón en dicho trayecto es mucho menor que la energía de excitación fundamental del mercurio, es decir, $\delta_n \ll E_a$, con lo cual se aproxima

$$\delta_n \approx n \frac{\lambda}{L} E_a \quad (2)$$

Por lo tanto, se tiene que la separación entre dos picos (máximos locales) o valles (mínimos locales) consecutivos en la curva de Franck-Hertz resulta ser:

$$\Delta E(n) = E_n - E_{n-1} = \left[1 + \frac{\lambda}{L} (2n-1) \right] E_a \quad (3)$$

siendo n el orden del pico o valle correspondiente.

La ecuación (3) indica un crecimiento lineal del espaciamiento $\Delta E(n)$ con el orden n de los picos (máximos locales) o valles (mínimos locales) en cuestión. Por lo tanto, bajo este modelo, la energía de excitación no puede ser calculada directamente a partir de la curva de Franck-Hertz como sugieren los textos usuales (la mera separación entre dos picos o valles consecutivos); más bien, su valor se extrapola evaluando la recta (3) en $n = \frac{1}{2}$, es decir

$$E_a = \Delta E \left(\frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

III. MÉTODO EXPERIMENTAL

El instrumental principal utilizado en esta experiencia fue el siguiente, ilustrado en la figura 5:

- Tubo de mercurio de Franck-Hertz Leybold, modelo 555861
- Fuente de alimentación, fabricada en FaMAF, con perillas reguladoras de los potenciales
- Unidad de operación de Franck-Hertz, de Leybold, modelo 55588
- Sensor CASSY-2 de Leybold para medir U_2 y el potencial en el ánodo U_A (directamente proporcional a la corriente en el mismo I_A)
- Horno eléctrico tubular de Schniewindt, modelo 55581
- Sonda de temperatura de NiCr-Ni de Leybold, modelo 666193
- Multímetros CIE, modelo 125, de rango automático

La fuente de alimentación utilizada reporta para el modo Hg los rangos 0V – 5V para U_1 , 0V – 35V para U_2 y 0V – 10V para U_3 . La unidad de operación en cuestión permite regular la temperatura a la cual se somete el tubo lleno de mercurio dentro del horno, a la vez que se mide la temperatura en tiempo real con la sonda de temperatura.

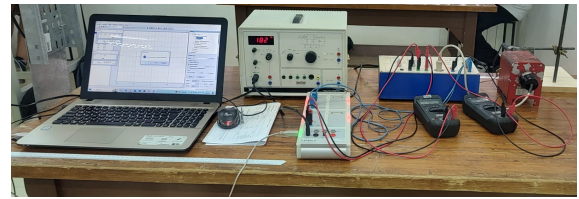


Figura 5: Montaje experimental. Se observa de izquierda a derecha: unidad de operación de Franck-Hertz, sensor CASSY-2 de Leybold, fuente de alimentación, multímetros CIE, Horno eléctrico tubular con el tubo de mercurio de Franck-Hertz.

La experiencia en cuestión consistió en trazar la curva de Franck-Hertz para distintas temperaturas T a las cuales se somete el tubo de mercurio, en el rango de $[160\ ^\circ\text{C}, 200\ ^\circ\text{C}]$. Para cada temperatura se hallaron los valores óptimos de los potenciales de encauzamiento $U_{1,\text{óptimo}}$ y de frenado $U_{3,\text{óptimo}}$, que permitieran visualizar de la manera más clara, verosímil y fiel posible dicha curva. Los criterios de optimización de estos valores han sido detallados en la hoja de actividades de la experiencia [4]. Fijados los parámetros T , U_1 y U_3 , se aumentó la tensión de aceleración desde 0V hasta su valor máximo $U_{2,\text{MAX}} \approx 34,8\text{V}$ y se registraron pares de datos (U_2, U_A) preliminares con el sensor CASSY-2. Este último paso sirvió para familiarizarse con el sensor CASSY-2 y comenzar a configurarlo adecuadamente, ajustando los parámetros de medición en la plataforma CASSY LAB. Se efectuaron diversas mediciones preliminares para determinar el mejor método para registrar los pares de valores (U_2, U_A) . Se comparó el método de registro instantáneo con los métodos de registro promediado para distintos intervalos temporales de integración t . El criterio

que se utilizó para determinar el mejor t fue la fidelidad con la forma esperada de la curva (figura 2) y que se note la menor perturbación posible de la misma a la hora de registrar los pares de datos, inherente a la manipulación manual de la perilla. Bajo el mismo, se determinó que el mejor intervalo de promedio temporal para el registro de los pares de valores (U_2, U_A) es $t = 200$ ms. Este será utilizado por todas las próximas mediciones.

IV. RESULTADOS

Se efectuaron 6 series de mediciones de la curva de Franck-Hertz, cada una con distinta temperatura $T \in [160^\circ\text{C}, 200^\circ\text{C}]$. Para cada serie se halló sus valores óptimos $U_{1,\text{óptimo}}$ y $U_{3,\text{óptimo}}$, los cuales se mantuvieron constantes en sus respectivas series. En cada una de las mediciones, se hizo variar el potencial U_2 en el rango de 0 V a $U_{2,\text{MAX}} \approx 34,8$ V. Para las temperaturas $T = 180^\circ\text{C}$, $T = 190^\circ\text{C}$, $T = 195^\circ\text{C}$ y $T = 200^\circ\text{C}$, se realizaron series de 10 mediciones. Para las temperaturas $T = 160^\circ\text{C}$ y $T = 170^\circ\text{C}$ se realizaron series de 5 mediciones. En total se realizaron 50 mediciones.

Vale destacar que, además de los criterios detallados en la hoja de actividades anteriormente citada para hallar los valores de $U_{1,\text{óptimo}}$ y $U_{3,\text{óptimo}}$ de cada temperatura, también se ponderó la capacidad de visualizar los 7 picos que a priori uno debiera ser capaz de visualizar en la curva de Frank-Hertz. Esto es, como U_2 varía entre 0V y $U_{2,\text{MAX}} \approx 34,8$ V, y el valor tabulado para la primera energía de excitación del mercurio $E_1 = (4,667383 \pm 0,000001)\text{eV}$, entonces, de acuerdo al razonamiento planteado en la sección I, $\frac{U_{2,\text{MAX}}}{E_1} \approx 7$ picos/valles debieran aparecer en la curva en dicho rango para U_2 .

Desafortunadamente, salvo para las cuatro temperaturas más altas, para $T = 160^\circ\text{C}$ y $T = 170^\circ\text{C}$, no se pudo determinar sus respectivos pares de valores óptimos $U_{1,\text{óptimo}}$ y $U_{3,\text{óptimo}}$ que satisficieran esta última imposición. Por esta razón solamente se registraron 5 mediciones para cada temperatura, a manera de comprender de forma simple el efecto de este parámetro sobre la forma de la curva FH.

A continuación, en la figura 6, se muestran las distintas curvas tipo obtenidas para cada temperatura.

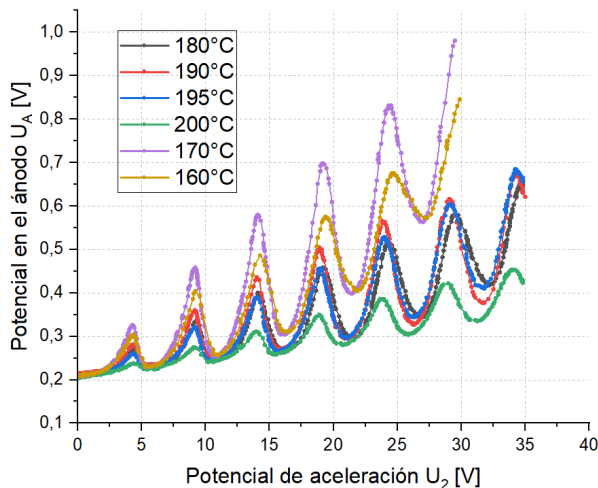


Figura 6: Curvas de Franck-Hertz para distintas temperaturas.

Estas curvas cumplen un rol exclusivamente ilustrativo de los resultados de esta experiencia para su posterior análisis.

Los valores óptimos $U_{1,\text{óptimo}}$ y $U_{3,\text{óptimo}}$ registrados para cada temperatura son expuestos en la tabla 1. Las incertidumbres de estos parámetros U_1 y U_3 fueron calculadas tal cual indica el manual de los multímetros CIE con los cuales se medían sus valores.

TABLA 1: Valores óptimos de U_1 y U_3 para cada temperatura

Temperaturas T [$^\circ\text{C}$]	$U_{1,\text{óptimo}}$ [V]	$U_{3,\text{óptimo}}$ [V]
160	$1,270 \pm 0,004$	$4,20 \pm 0,04$
170	$1,400 \pm 0,004$	$4,20 \pm 0,04$
180	$1,319 \pm 0,004$	$3,50 \pm 0,04$
190	$1,520 \pm 0,004$	$3,50 \pm 0,04$
195	$1,445 \pm 0,004$	$4,20 \pm 0,04$
200	$1,440 \pm 0,004$	$4,20 \pm 0,04$

Una vez recabadas todas las series de mediciones mencionadas, se procedió a efectuar un análisis de los picos de cada curva. Para las mediciones en el rango de temperatura entre 180°C y 200°C se realizaron ajustes en el software OriginLab 2025. Para esto se utilizó la herramienta 'Peak Analyzer'. Para facilitar los ajustes, se efectuó una interpolación de los datos. Esto consiste en realizar una recta uniendo el primer mínimo del primer pico y el segundo mínimo del sexto pico. Esta recta actúa como 'baseline' para los ajustes posteriores. Luego se seleccionó manualmente cada pico y el programa ajustó una función gaussiana a cada uno de ellos, cuya fórmula de ajuste es la siguiente:

$$y(x) = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} e^{-\frac{2(x-x_c)^2}{w^2}} \quad (5)$$

siendo A , y_0 , w y x_c sus parámetros de ajuste.

La figura 7 ilustra la forma del ajuste efectuado sobre cada una de las curvas registradas.

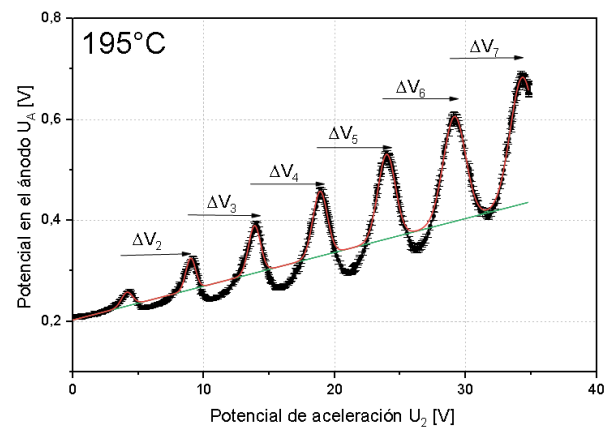


Figura 7: Ajustes a los picos de la curva de Franck-Hertz. Se ajustó cada pico con una función gaussiana. La línea celeste es la interpolación de los datos. La línea roja corresponde a la suma de los ajustes. Los ΔV_i corresponden a la diferencia entre las posiciones dos picos sucesivos.

Por otro lado, se decidió no utilizar las temperaturas 160°C y 170°C para los subsiguientes ajustes debido a que, como ya se ha mencionado, no se pudieron encontrar

Experiencia de Franck-Hertz con Mercurio

los valores óptimos de U_1 y U_3 para visualizar el séptimo pico de interés en ninguna de ellas. Además, se notó durante el registro de los gráficos en estas temperaturas una gran sensibilidad en los sensores, lo cual dificultó un adecuado registro de las curvas.

Este procedimiento de ajuste se efectuó para una de las 10 mediciones de cada una de las cuatro series correspondientes a cada temperatura. Por cada curva registrada se obtuvieron 7 valores X_{central} correspondientes a cada pico. Luego, para cada una de las series de 10 mediciones, se promediaron los valores de cada pico/máximo. Como la cantidad $N = 10$ de mediciones de cada serie cumple que $N < 30$, se utilizó la distribución de t -Student para establecer un intervalo de confianza del 99%. De acuerdo a lo estudiado en Física Experimental II [7], aquellas magnitudes cuyos valores obedecen una distribución de t -Student, el intervalo de confianza asociado a la magnitud medida, con un nivel de confianza del $100(1 - \alpha)\%$ es:

$$IC[100(1 - \alpha)\%] = \bar{x} \pm t_{\alpha/2, \nu} \frac{s}{\sqrt{N}} \quad (6)$$

donde

- s : desviación estándar muestral.
- $\nu = N - 1$. Grados de libertad.
- $t_{\alpha/2, \nu}$: valor tal que el área bajo la curva de densidad de probabilidad de t -Student entre $-t_{\alpha/2, \nu}$ y $t_{\alpha/2, \nu}$ es $1 - \alpha$.

En este caso, se realizaron 10 mediciones por serie y se estableció un intervalo de confianza del 99% para las posiciones de los picos para cada temperatura, por lo cual: $\nu = 9$ y $\alpha = 0,01$. Entonces $t_{\alpha/2, \nu} = 3,250$. Dichas magnitudes se tabulan en la tabla 2.

Luego, se calculó la distancia entre cada par de picos consecutivos, ΔV_i , para cada temperatura. Dichos valores figuran en la tabla 3.

TABLA 3: Diferencia entre los picos para distintos voltajes

ΔV	180 °C [V]	190 °C [V]	195 °C [V]	200 °C [V]
ΔV_2	4.96 ± 0.09	4.84 ± 0.05	4.86 ± 0.05	4.7 ± 0.1
ΔV_3	4.93 ± 0.08	4.88 ± 0.06	4.87 ± 0.05	4.91 ± 0.07
ΔV_4	5.09 ± 0.06	4.99 ± 0.05	4.97 ± 0.05	4.96 ± 0.06
ΔV_5	5.16 ± 0.07	5.06 ± 0.06	5.07 ± 0.05	4.99 ± 0.07
ΔV_6	5.34 ± 0.09	5.14 ± 0.08	5.15 ± 0.06	5.08 ± 0.09
ΔV_7	...	5.18 ± 0.07	5.22 ± 0.07	5.2 ± 0.1

Dichos los valores ΔV_i se plotearon en función del orden n de sus picos correspondientes. Para cada temperatura, se hizo un ajuste lineal de estos datos (ver figura 8).

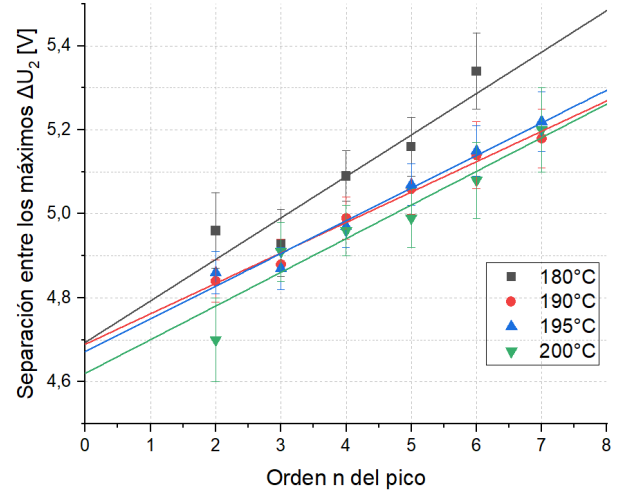


Figura 8: Ajustes lineales correspondientes a la separación entre máximos ΔV_n en función del orden n del máximo.

Una observación importante es que el séptimo máximo para la temperatura 180 °C no está bien definido en todos los gráficos. Esto se debe a que en ciertos gráficos no se puede observar la forma cóncava correspondiente a dicho pico. Por esta razón, se decidió no utilizar ΔV_7 en el ajuste lineal correspondiente a 180 °C.

Evaluamos las rectas obtenidas en los ajustes lineales en $n = \frac{1}{2}$, siguiendo la fórmula (4), para obtener la primera energía de excitación del mercurio E_a . Dichos valores se muestran en la tabla 4.

TABLA 4: Valores obtenidos para la primera energía de excitación del mercurio

Temperaturas T [°C]	E_a [eV]
180	4.74 ± 0.09
190	4.73 ± 0.02
195	4.65 ± 0.07
200	4.64 ± 0.05

Estos valores pueden ser comparados con el valor de referencia $E_1 = (4,667383 \pm 0,000001)\text{eV}$ [5], utilizando el procedimiento del estadístico de prueba, el planteo de las hipótesis nula y alternativa correspondientes, y la definición de su región de rechazo[7]. Se calcula el estadístico de prueba:

$$t = \frac{\bar{x} - \mu_0}{s_{\bar{x}}} \quad (7)$$

donde μ_0 es el valor de referencia y $s_{\bar{x}}$ es la desviación estándar de la media o error estándar $\frac{s}{\sqrt{N}}$. La región de rechazo correspondiente es:

$$RR = \{t \geq t_{\alpha/2, \nu} \text{ o } t \leq -t_{\alpha/2, \nu}\} \quad (8)$$

De esta forma, para un nivel de significancia $\alpha = 0,05$ y $N = 10$, la región de rechazo correspondiente resulta ser:

$$RR = \{t \geq 2,262 \text{ o } t \leq -2,262\} \quad (9)$$

Se realizaron los cálculos de los estadísticos de prueba para los valores de la tabla 4:

TABLA 5: Estadísticos de prueba para la energía de activación para diferentes temperaturas

Temperaturas T [°C]	Estadístico de prueba t
180	2,552
190	9,901
195	-0,785
200	-1,732

Salvo para la temperatura $T = 190$ °C, los demás estadísticos de prueba no pertenecen al intervalo de rechazo. Por lo tanto, los valores obtenidos para la energía de activación E_a del mercurio son comparables al valor de referencia [5] con nivel de significancia de $0,05 \leftrightarrow 5\%$, salvo el de $T = 190$ °C.

V. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Se pudo observar en los gráficos de las curvas que los picos tienen una forma simétrica (ver figura 6), compatible con una función gaussiana, a diferencia de la experiencia de Franck-Hertz con neón, donde se ajustaron los picos con una función bi-gaussiana, es decir, una gaussiana asimétrica, compatible con lo escrito por Iparraguirre [3].

A partir de la figura 6, se observa cualitativamente una compresión de las curvas hacia la izquierda a medida que aumenta la temperatura. Es decir, se observa que los espaciamientos entre picos en las curvas de Franck-Hertz ocupan un intervalo menor para temperaturas crecientes. Es particularmente notorio dicho fenómeno al comparar las curvas de 180 °C y 200 °C.

En efecto, utilizando los valores en la Tabla 2, pueden compararse los espaciamientos entre los picos 3^{ero} y 6^{to} en dichas temperaturas extremas, denotados por $\Delta U_{2, 180\text{ °C}}$ y $\Delta U_{2, 200\text{ °C}}$, respectivamente.

$$\frac{\Delta U_{2, 180\text{ °C}}}{\Delta U_{2, 200\text{ °C}}} = \frac{15,59\text{ V}}{15,03\text{ V}} \approx 1,037$$

Por lo tanto, los tres espaciamientos a 180 °C equivalen a $3 \times 1,037 = 3,11$ espaciamientos a 200 °C. Este resultado es consistente con lo obtenido en los ajustes lineales ilustrados en la figura 8. Esto es, a mayores temperaturas, se aprecia una clara disminución en las pendientes de las rectas ajustadas de acuerdo al modelo planteado en la sección II. Es decir, a mayor temperatura, el espaciamiento entre picos consecutivos crece más lentamente. Se obtuvo una aparente confirmación de la validez del modelo desarrollado por Rapior et al.[6].

Se ha verificado que los valores obtenidos en la Tabla 4 para la energía de excitación del mercurio para efectuar la primera transición $6s^2\ ^1S_0 \rightarrow 6s6p\ ^3P_0$ son comparables con el valor de referencia indicado en la sección II[5], a saber, $E_1 = (4,667383 \pm 0,000001)$ eV, salvo para la medición en $T = 190$ °C. Este hecho comprueba una vez más la robustez del modelo esgrimido en la sección II.

REFERENCIAS

[1] J. Franck y G. L. Hertz. *Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilber-*

dampfes und die Ionisierungsspannung desselben (Sobre las colisiones entre los electrones y las moléculas de vapor de mercurio y el potencial de ionización del mismo). *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* **16**, 457-467 (1914).

- [2] Nobel Foundation. *The Nobel Prize in Physics 1925* Accedido el 22 de marzo de 2025. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1925/summary/>.
- [3] D. L. M. Iparraguirre. *Posibilidades de la Experiencia de Franck- Hertz en Neón*. FaMAF, Sección 5 (2019).
- [4] LD DIDACTIC GMBH. *Experimento de Franck-Hertz en mercurio* LD DIDACTIC GMBH (Hürth, Alemania, 2023).
- [5] National Institute of Standards and Technology. *NIST Atomic Spectra Database Levels Form* Accedido el 24 de marzo de 2025. https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html.
- [6] G. Rapior, K. Sengstock y V. Baev. *New features of the Franck-Hertz experiment*. American Journal of Physics (2006).
- [7] S. C. Pérez, C. A. Schurrer y G. E. Stutz. *Análisis de Datos e Incertidumbres en Física Experimental – Parte II* (ed. Chesta, M. A.) (FaMAF - UNC, Córdoba, Argentina, 2015).

Capítulo 7

Experiencia de Franck-Hertz con Neón

Contexto histórico y Premio Nobel

Este experimento reproduce el trabajo de **James Franck** y **Gustav Hertz**, quienes obtuvieron el *Premio Nobel de Física en 1925* por demostrar experimentalmente la existencia de niveles de energía discretos en los átomos, clave en el desarrollo de la mecánica cuántica.

Experimento de Frank-Hertz con neón

Emiliano Tiago Jimenez y Máximo Bongiovanni

10 de Abril de 2025

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, Universidad Nacional de Córdoba
M.Allende y H. de la Torre - Ciudad Universitaria, X5016LAE - Córdoba, Argentina

Resumen

En el presente trabajo se registró la curva de Frank-Hertz característica del neón. Con esto, se midió la emisión discontinua de energía producida por colisiones inelásticas de electrones libres con electrones de neón, en el estado fundamental, transicionando estos, al nivel de energía 3p. Junto con esto, se observó la emisión de líneas espectrales del neón, producida por el decaimiento de los electrones del mismo del estado 3p al 3s.

1 Introduccion

El experimento de Frank-Hertz con Ne tiene por objeto probar la cuantificación de los niveles de energía de los electrones en los átomos, confirmando así el modelo atómico de Bohr, demostrando que los átomos solo pueden absorber cantidades específicas de energía.

Originalmente este experimento se llevaba a cabo utilizando una lámpara de vacío triodo, con vapor de mercurio en su interior, de manera que el cátodo, al ser calentado emite electrones, que al ser acelerados por una diferencia de potencial chocan contra átomos de mercurio en su trayecto hacia el ánodo. En este proceso se producen transiciones de estados electrónicos en los átomos de mercurio, estas están relacionadas a la pérdida de energía en los electrones libres, que al ser medidas dejan en evidencia la naturaleza discreta del intercambio de energías. Al ocurrir esto se produce la emisión de líneas espectrales del mercurio en el rango de luz ultravioleta [1].

Al reemplazar el vapor de mercurio con gas de neón, se permite la visualización de las líneas espectrales en el rango de la luz visible. Las transiciones relacionadas con estas emisiones son principalmente desde el nivel fundamental de energía al estado 3s, con energías de entre 16,6eV a 16,8eV. La probabilidad de excitar un estado 3p es menor, y tienen sus energías en un rango de 18,3eV a 18,9eV. Cuando un electrón de un átomo de Ne, previamente excitado al nivel de energía 3p, decae al nivel fundamental, lo hace por medio del nivel 3s.

El objetivo del presente trabajo es recrear el

experimento de Franck-Hertz utilizando como elemento de interacción gas de neón. Se desea obtener la energía mínima necesaria para excitar dichos átomos y estudiar el comportamiento del elemento, en forma cualitativa, durante el proceso.

2 Marco Teórico

En esta experiencia se estudia el movimiento de los electrones a través del gas de neón bajo la acción de un campo eléctrico. La energía cinética de los electrones es:

$$E_c = e\Delta U \quad (1)$$

Donde e es la carga del electrón y ΔU es el potencial de aceleración de los electrones.

Observando un electrón, veríamos que mientras acelera, el mismo adquiere energía y colisiona con átomos de neón. Si la energía del electrón es menor que la energía de excitación más baja de los átomos de neón, las colisiones son elásticas y la pérdida de energía del electrón es despreciable debido a la gran diferencia de masa entre las partículas en colisión. Si la energía del electrón alcanza el umbral de excitación de los átomos de Ne, pueden ocurrir colisiones inelásticas. Definimos a este valor característico como energía fundamental(E_a). Antes de que se produzca la colisión inelástica, un electrón debe acercarse a un átomo de neón. La distancia promedio que recorre un electrón antes de que se produzca la colisión inelástica es el camino libre medio. A lo largo de esta distancia, los electrones ganan energía adicional (δ) y, con una alta probabilidad, colisionan inelásticamente con los átomos. Suponemos que un

electrón pierde la mayor parte de su energía tras una colisión inelástica, lo que corresponde a la idea que existen muchos otros estados de energía en el átomo, por encima de la energía fundamental y próximos entre sí, que pueden ser excitados [3].

Los electrones continúan ganando energía a lo largo de una distancia igual al camino libre medio y pueden excitar no solo el estado de menor energía, sino también niveles superiores.

Para n colisiones inelásticas la energía ganada por los electrones es:

$$E_n = n(E_a + \delta_n) \quad (2)$$

Siendo δ_n proporcional a la energía del electrón debida a la tensión U_2

$$\delta_n = n \frac{\lambda}{L} E_a \quad (3)$$

donde L es la distancia entre la grilla G_1 y la grilla G_2 y λ es el camino libre medio. Por consiguiente, el espaciado entre dos máximos consecutivos puede escribirse como

$$\Delta E(n) = E_n - E_{n-1} = [1 - \frac{\lambda}{L}(2n-1)]E_a \quad (4)$$

Vemos entonces que el valor de la energía fundamental puede ser extrapolado cumpliéndose

$$E_a = \Delta E(0.5) \quad (5)$$

Mediante este razonamiento se observa que el valor de la energía fundamental del átomo de neón no puede obtenerse directamente de la curva de Franck-Hertz.

3 Metodo Experimental

Para este experimento se utiliza un tubo de Franck-Hertz Ne, LEYBOLD 555 870, junto con un sensor de datos CASSY LEYBOLD 524 013, dos multímetros, modelos UNI-T UT58E y ZURICH ZR955, y una unidad de control junto con una fuente de voltaje.

En la figura (1) se detalla el tubo de Frank-Hertz utilizado en esta experiencia

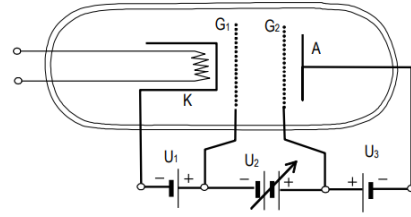


Figura 1: Esquema del tubo de Frank-Hertz [2].

Para el experimento se utiliza un tubo de neón a una presión de $10hPa$, este cuenta con un cátodo K que se calienta y libera electrones que son atraídos por una diferencia de potencial U_1 entre la rejilla G_1 y el cátodo. Luego una tensión U_2 acelera los electrones entre las rejillas G_1 y G_2 , incrementando la energía cinética de los electrones, los cuales, luego encuentran una barrera de potencial U_3 entre la rejilla G_2 y el ánodo A . Solamente los electrones que poseen la energía suficiente para superar el potencial U_3 alcanzan el ánodo, donde se detectan como una corriente eléctrica I_A [2].

Durante el proceso, se va aumentando el voltaje U_2 utilizando la unidad de control, se registran los voltajes U_1 y U_3 , con los multímetros antes mencionados, y con esto se los configura de manera que queden fijos, se va registrando la corriente I_A y el voltaje U_2 con el sensor Cassy, junto con el software CassyLab. Esta va aumentando al principio, hasta que los electrones cercanos a G_2 poseen una energía suficiente para excitar a los átomos de neón mediante colisiones inelásticas. Entonces la corriente en el ánodo decae en forma abrupta, ya que luego de la transferencia de energía los electrones no pueden vencer al potencial de frenado U_3 . El proceso se vuelve a repetir al ir aumentando U_2 , obteniendo así la curva de Frank-Hertz. Durante este proceso los electrones no podrán viajar libremente hasta el ánodo, sino que lo harán sufriendo continuamente choques con los átomos del gas, y dado que la masa de cada átomo de neón es miles de veces superior a la del electrón, éstos no podrán perder o ganar más que una fracción despreciable de su energía cinética en cada choque elástico. Sin embargo, pueden existir choques inelásticos en los cuales los electrones pierden cierta cantidad de energía que transfieren a los electrones del átomo, modificando su estado. La idea clave del proceso es que la pérdida de energía en cada choque de éstos debe estar cuantificada, porque los valores de energía de los estados electrónicos de cada átomo lo están.

Mientras ocurre este proceso, se pueden visualizar las líneas espectrales del neón entre las rejillas G_1 y G_2 ocasionada por el decaimiento al nivel de energía $3s$ de los electrones, pudiendo así observar hasta 3 líneas

características del neón. Siguiendo el procedimiento descrito en el manual de experimento de Frank-Hertz con Ne, se obtienen los siguientes valores para optimizar la curva de Frank-Hertz

- $U_1 = (2,75 \pm 0,04)V$
- $U_3 = (9,07 \pm 0,01)V$

Utilizando la unidad de control se realiza un barrido del voltaje desde 0 a $67V$, y luego, utilizando el sensor Cassy 2, se mide el voltaje U_2 y la corriente I_A .

Esto se repite para 35 curvas, con estos dato se hace una tabla, a la cual se le aplica un procedimiento similar al de un histograma, en la cual se separa el intervalo total del voltaje U_2 (eje X), de $0V$ a $67,3V$ en "N" intervalos, al cual se le asignan los puntos con ese valor o un valor que difiere de este en un valor igual a la mitad de un intervalo, y con esto realiza un promedio de todas las corrientes I_A (eje Y), correspondientes a los valores de voltaje que se incluyeron en cada intervalo. El criterio utilizado para dividir el intervalo total es el mismo que para el de un histograma, dividiendo la diferencia entre el máximo y mínimo del intervalo total sobre la raíz de la cantidad de datos medidos. Considerando el intervalo ya mencionado y un numero de datos registrados igual a 14890, se obtiene un total de 122 sub intervalos con los que se trabajará.

4 Resultados y Discusiones

Durante la realización del experimento, se lograron observar las líneas espectrales en el tubo de neón, asociadas al decaimiento espontaneo de los electrones excitados en el gas, de los niveles de energía 3p, a los niveles 3s. Las líneas observadas finalmente fueron tres, apareciendo de una en una, a medida que se aumentaba la tensión U_2 . El espesor de cada franja es de aproximadamente 1 mm y estas aparecían con $U_2 = n \cdot 20\text{ V}$, $n \in (1, 2, 3)$. Las franjas obtenidas se observan en las figuras 2-4.

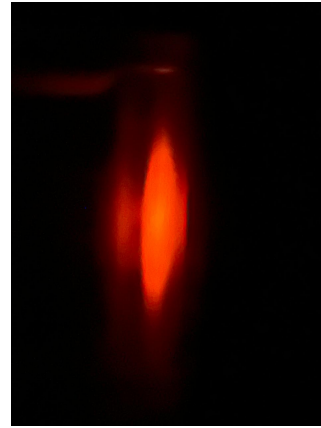


Figura 2: Primera línea espectral del Ne

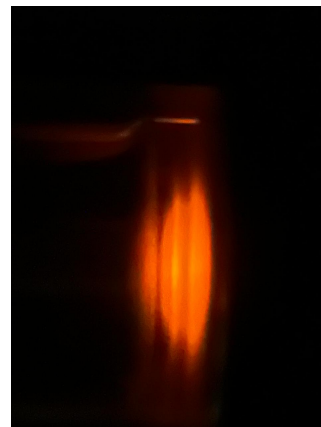


Figura 3: Primera y Segunda línea espectral del Ne

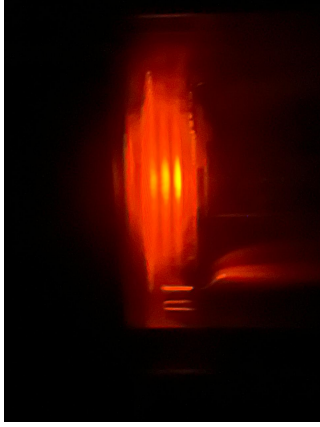


Figura 4: Primera, Segunda y Tercera línea espectral del Ne

Continuando con los valores registrados para el voltaje U2 y la corriente exponemos en la figura (5) una de las 35 mediciones realizadas utilizando registros instantáneos.

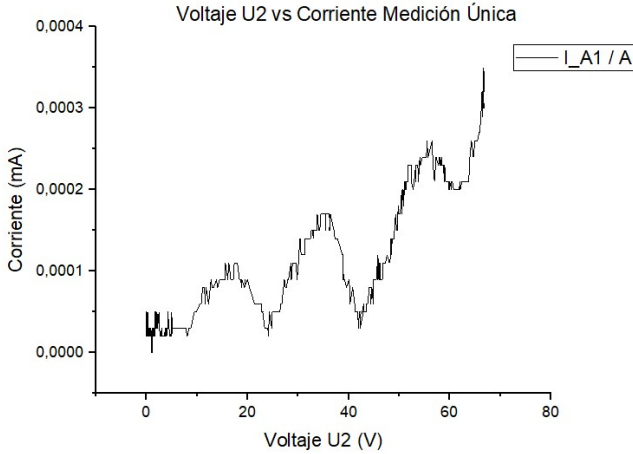


Figura 5: Curva correspondiente a medición única.

Vemos que al tratarse de mediciones instantáneas, las mismas cuentan con variaciones punto a punto apreciables que se traducen en ruido a la hora de graficar y que no permiten una determinación exacta de los máximos. Realizando el proceso de análisis, descrito en la sección anterior, la curva de Franck-Hert obtenida se expone en las figuras (6) y (7).

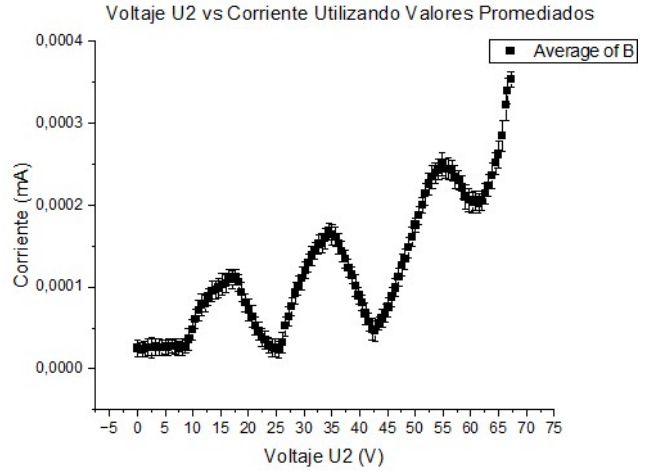


Figura 6: Grafica de los datos promediados.

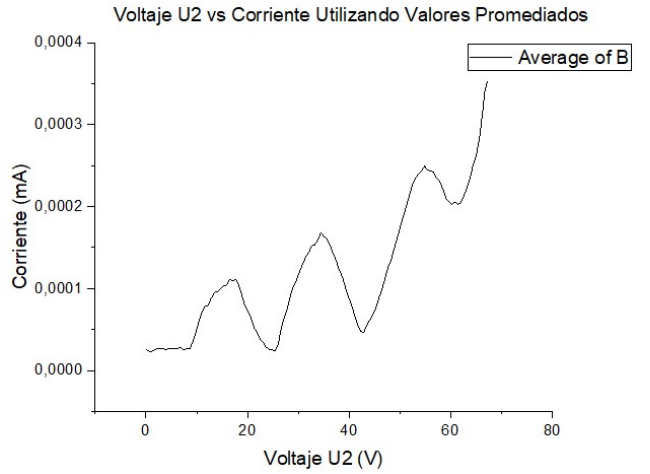


Figura 7: Curva de los datos promediados.

En la figura (6) se grafican los valores obtenidos mientras que en la figura (7) se muestra el gráfico de línea obtenido. Los máximos asociados a cada uno de los picos son obtenidos según los promedios realizados por el ajuste para cada valor de voltaje U2. Para verificar que efectivamente se trate de máximos se busca demostrar que cada uno de los valores asociados sea distinguible de los valores adyacentes. Para esto se realizan comparaciones planteando como hipótesis nula que los valores son indistinguibles y como hipótesis alternativa que los valores son distinguibles. Se expone a continuación el estadístico de prueba utilizado

$$Z = \frac{\bar{U}_1 - \bar{U}_2}{\sqrt{\frac{S_1^2}{n_1} + \frac{S_2^2}{n_2}}} \quad (6)$$

Siendo $\bar{U}_1$, $\bar{U}_2$ los valores promedio a comparar y S_1^2 , S_2^2 , n_1 y n_2 siendo las desviaciones estándar y numero de

mediciones asociadas respectivamente. Para obtener un 99% de confianza la región de rechazo queda conformada como $RR=\{z \geq 2.575; z \leq -2.575\}$.

Al analizar el primer pico de la curva, vemos que los tres puntos con mayor valor de corriente son indistinguibles entre ellos con un 99% de confianza. Debido a que no podemos establecer un máximo entre estos tres valores se realiza un promedio para el voltaje y la corriente, y se utilizan estos valores para comparar con los adyacentes siguientes. Los valores mencionados se exponen en la tabla (1), donde se establece como máximo el dato numero dos.

Numero de Dato	1	2	3
Voltaje (U_2)[V]	15,886	17,069	18,235
Corriente $I_A[mA \cdot 10^{-4}]$	1,043	1,1054	1,0536
$\Delta I_A[mA \cdot 10^{-6}]$	11,4	1,299	9,48
n	99	240	69
Z	5,58	-	4,32

Tabla 1: Características de los tres puntos máximos del primer pico.

Para el segundo y tercer pico, sí es posible identificar valores como máximos y establecer que son distinguibles de sus adyacentes. Los valores mencionados se muestran en las tablas (2) y (3), donde en ambos casos el máximo corresponde al dato numero dos.

Numero de Dato	1	2	3
Voltaje (U_2)[V]	33,833	34,452	35,040
Corriente $I_A[mA \cdot 10^{-4}]$	1,589	1,678	1,637
$\Delta I_A[mA \cdot 10^{-6}]$	12,2	10,7	12,1
n	112	120	102
Z	5,90	-	2,66

Tabla 2: Características de los tres puntos máximos del segundo pico.

Numero de Dato	1	2	3
Voltaje (U_2)[V]	54,238	54,865	55,464
Corriente $I_A[mA \cdot 10^{-4}]$	2,431	2,496	2,444
$\Delta I_A[mA \cdot 10^{-6}]$	12,5	14,2	12,0
n	116	168	116
Z	4,05	-	3,31

Tabla 3: Características de los tres puntos máximos del tercer pico.

Los valores de voltaje U_2 asociado a los máximos encontrados se exponen a continuación.

- $U_2^1 = (17,1 \pm 0,9)V$

- $U_2^2 = (34,5 \pm 0,3)V$

- $U_2^3 = (54,9 \pm 0,3)V$

Las incertezas asociadas corresponden, en el caso del segundo y tercer máximo, a la mitad de la separación entre valores que definimos al seccionar el intervalo de medición en un numero fijo de puntos. Este valor es igual a la tolerancia utilizada por el software para asignar los datos medidos a cada uno de los 'casilleros' definidos. Para el primer máximo su incerteza se obtuvo considerando que la tolerancia asociada a este nuevo punto es la suma de la tolerancia de los puntos que lo conforman. Con esto, obtiene la diferencia entre las tensiones asociadas a los máximos:

- $\Delta U_{1-2} = (17,4 \pm 0,9)V$

- $\Delta U_{2-3} = (20,4 \pm 0,4)V$

Utilizando estos resultados junto a la ecuación(4), se obtiene el siguiente valor para la energía fundamental

$$E_a = (13 \pm 2)eV \quad (7)$$

donde la incerteza se obtuvo por propagación directa en la ecuación de la recta correspondiente. El valor obtenido cuenta con una incerteza porcentual del 15%. Comparando el valor obtenido con el aceptado, 16,6eV, vemos que no esta contenido en el intervalo de confianza resultante por lo que no podemos suponer que los resultados sean concordantes.

Como posibles explicaciones a esta discrepancia se identifican dos aspectos principales. El primero es la utilización de mediciones instantáneas a la hora de obtener las curvas de Franck-Hertz. Este tipo de medición resultó inconveniente ya que los valores obtenidos presentaban variaciones apreciables que no permitieron la determinación directa de los valores de U_2 asociada a los máximos. Como ya se mencionó, para mejorar este aspecto se realizaron promedios sobre todas las curvas medidas. Sin embargo, debido a la alta sensibilidad del experimento a los potenciales U_1 y U_3 , puede que éstos hayan presentado leves fluctuaciones durante la serie de mediciones, por lo cual, existe la posibilidad de que las curvas registradas no sean en si representaciones de la misma curva de Franck-Hertz. Por lo que al momento de realizar promedios, la muestra de datos no corresponda a una misma población muestral, derivando en incertezas no consideradas. El segundo aspecto corresponde a las limitaciones técnicas del dispositivo. Debido al rango operativo para el potencial U_2 , entre 0V y 70V, solo fue posible obtener

dos datos para realizar la extrapolación necesaria para la obtención de la energía fundamental. Considerando la elevada energía necesaria para excitar los átomos de neón, un hipotético cuarto máximo en la curva correspondería a valores de potencial U_2 próximos a 80V. Un quinto máximo correspondería a valores de U_2 próximos a 100V. El hecho de contar con solo dos valores limita la posibilidad de análisis y la validez de los resultados obtenidos.

5 Conclusiones

En el presente trabajo se logró verificar la cuantización en la absorción de energía por parte del átomo de neón, producida por interacciones con electrones libres.

Se observó que la separación entre los máximos de la curva de Franck-Hertz aumenta cuanto mayor sea la energía asociada a estos. Para explicar este efecto, hemos tenido en cuenta la aceleración adicional de los electrones a lo largo de su camino libre medio una vez alcanzada la energía de excitación. Es importante remarcar que no existe consenso generalizado sobre el modelo utilizado para la explicación de este experimento [1]. Debido a esto, el empleado en el presente trabajo es solo uno de los posibles.

El valor obtenido durante este trabajo, $(13 \pm 2)eV$, no concuerda con el valor de referencia 16,6eV. Como principales causas de esta discordancia se identificaron a la utilización de registros instantáneos a la hora de la obtención de datos y a la limitación del equipo para registrar un mayor número de máximos con los que realizar el análisis correspondiente.

Finalmente, se observaron visualmente las transiciones de electrones excitados desde los niveles 3p hacia los 3s, evidenciadas mediante la aparición de líneas espectrales características del neón.

Como posibles aspectos a mejorar en futuras experiencias se recomienda la utilización de promedios temporales al momento de realizar las mediciones. Además, se insta a verificar la constancia de los valores de potencial U_1 y U_3 durante la adquisición de datos. Por último, se alienta a estudiar las posibilidades del equipo para la obtención de un cuarto y quinto pico en las curvas registradas.

6 Bibliografía

- [1] Iparraguirre, J. (2020). Experimento de Franck-Hertz: Fundamentos y análisis
- [2] LEYBOLD Physics Leaflets (P6.2.4.3). Franck-Hertz experiment with neon

[3] Rapior, G., Sengstock, K., and Baev, V. (2006). New features of the Franck-Hertz experiment. *American Journal of Physics*, 74(5), 423–428

[4] Pérez, Silvina - Schurrer, Clemar - Stutz, Guillermo (2015). Análisis de Datos e Incertidumbres en Física Experimental. Serie "C". TRABAJOS DE FÍSICA N°4/11. Facultad de Matemática, Astronomía y Física.

Capítulo 8

Determinación de la relación carga-masa del electrón

Contexto histórico y Premio Nobel

El experimento de Franck-Hertz con neón se basa en las investigaciones de **James Franck** y **Gustav Hertz**, quienes fueron galardonados con el *Premio Nobel de Física en 1925* por su verificación experimental de los niveles de energía cuantizados en átomos. Su trabajo constituyó una confirmación directa de los postulados de la teoría cuántica emergente, al demostrar que los electrones sólo podían transferir energía a los átomos en cantidades discretas. Este resultado brindó un respaldo fundamental al modelo atómico de Bohr y al desarrollo de la mecánica cuántica.

QUE LA CONSTANTE TE ACOMPAÑE: EL ASCENSO DE THOMSON

MAY THE CONSTANT BE WITH YOU: THE RISE OF THOMSON

M.A. Martín Pilone¹ and M. Bernal¹

¹Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF) - Universidad Nacional de Córdoba - (5000) Córdoba - Argentina

30 de mayo de 2025

En este experimento se midió la relación carga/masa del electrón (carga específica del electrón), usando un tubo de rayo electrónico filiforme acelerado por una diferencia de potencial variable y un par de bobinas de Helmholtz que genera un campo magnético constante, que por fuerza de Lorentz fuerza al rayo catódico a una trayectoria circular. Para esto se tuvo primero que caracterizar las bobinas y el campo que producen entre ellas, para luego medir por distintos métodos la carga específica, comparando esas mediciones y describiendo las fuentes principales de error. El uso de este dispositivo fue fundamental para la física, pudiendo medir constantes fundamentales como son los valores característicos de los electrones.

Palabras Clave: Rayos Catódicos, Electrón, Fuerza de Lorentz, Relación carga/masa, Bobina Helmholtz

In this experiment, we measure the charge-to-mass ratio of the electron (the specific charge of the electron) using a fine-beam electron tube accelerated by a variable potential difference, and a pair of Helmholtz coils generating a uniform magnetic field. Due to the Lorentz force, this field affects the cathode ray, bending it into a circular trajectory. To carry out the measurement, we first characterized our coils and the magnetic field they produce. Then, we determined the specific charge using different methods, and finally we compared the results, and discussed the possible sources of error, and explained the reason behind a y-intercept. The use of this device was fundamental to the development of physics, allowing for the measurement of fundamental constants such as the characteristic properties of electrons.

Keywords: Cathode Rays, Electron, Lorentz Force, Charge-to-Mass Ratio, Helmholtz Coil.

I. INTRODUCCIÓN

Con frecuencia se menciona en la física la existencia de partículas “fundamentales”, que componen todo lo que nos rodea. Una de la más importante es posible que sea el electrón, cuya descripción atormenta a los miembros de la comunidad científica desde su descubrimiento. Entre ellos destacaba Joseph John Thomson (siglo XIX), el autor de este experimento, que mediante la conducción eléctrica en tubos con gas sellados al vacío generaba luminiscencia (rayos catódicos), la cual no pudo ser explicada hasta el siglo XX, en el cual se logró un gran avance en la ciencia al teorizar sobre el comportamiento “cuántico” de la materia, basado en el postulado de la “dualidad onda-partícula”, el cual fue tan revolucionario como controversial, pues chocaba con la teoría de campos (naturaleza ondulatoria), con defensores férreos como Heinrich Hertz, que nunca logró caracterizar los rayos catódicos.

Por otro lado, destacaba el ya mencionado Thomson, que bajo el enfoque corpuscular de la materia si podía explicar de forma completa este fenómeno. Así surgió el concepto de electrón, un corpúsculo cargado negativamente (en principio) que conformaba los

rayos catódicos y explicaba la desviación que estos sufrían bajo la presencia de campos magnéticos, la naturaleza negativa de la carga fue confirmada por otros experimentos como el de Jean Perrin, también con tubos de vacío. Motivado por la insistencia de Hertz, Thomson con sus experiencias logró medir la relación carga-masa del electrón, que fue fundamental para el modelo atómico y para casi todas las ecuaciones de la física microscópica moderna, a causa de esto se le otorgó el premio Nobel¹ de 1906 en reconocimiento a los “grandes méritos en sus investigaciones teóricas y experimentales en la conducción de electricidad a través de los gases”, también indirectamente contribuye a esta experiencia otro premio Nobel (1923) llamado Robert Andrews Millikan, que mediante efecto fotoeléctrico logró medir la carga elemental, un hito fundamental para poder medir la masa del electrón a través de la carga específica de los mismos.

Marco Teórico

El concepto de carga específica del electrón relaciona dos constantes, la carga (e^-) y masa (m_e) de los mismos. Dado que la segunda es muy difícil de medir directamente, como se mencionó anteriormente, es posible medir la primera y calcular así su masa. Como referencia tomaremos los valores:² $e^- =$

¹adrielmartin@mi.unc.edu.ar

¹mbernal@mi.unc.edu.ar

$1,602176565 \cdot 10^{-19}C$ y $m_e = 9,10938291 \cdot 10^{-31}kg$, dando así un $\epsilon_{teo} = 1,758820 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$

Partiendo de la carga específica del electrón:

$$\epsilon = \frac{e^-}{m_e} \quad (1)$$

Un electrón que se mueve a velocidad $\vec{v}$ en presencia de un campo magnético homogéneo $\vec{B}$ perpendicular al plano de su trayectoria está sujeto a la Fuerza de Lorentz

$$F = e^- \cdot v \cdot B \quad (2)$$

la cual es perpendicular tanto a B como a v (trabajaremos con los módulos de los vectores), que se comporta como una fuerza centrípeta

$$F = m_e \frac{v^2}{r} \quad (3)$$

describiendo una trayectoria circular de radio r, y al acelerar los electrones en el tubo de rayo electrónico filiforme por un potencial U, la energía cinética resultante es $U \cdot e^-$ de donde se deduce

$$\epsilon = \frac{e^-}{m_e} = \frac{2U}{(r \cdot B)^2} \quad (4)$$

Bobinas Helmholtz

Considerando una corriente superficial en las bobinas en la dirección polar (siendo el eje z el acimutal) podemos plantear el potencial magnético en el interior de las bobinas,³ y tomar la divergencia (derivada en la coordenada z) para obtener el campo magnético interior (B_{in}). Esto resulta en una serie de polinomios impares de Legendre, quedándonos solo hasta el quinto orden y anulándose el tercero dado que el dispositivo se diseñó para que la distancia entre las bobinas sea la justa para que se anule el tercer orden ($d = a$), resultando (en coordenadas cilíndricas) en

$$B_{in} = \mu_0 \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{n \cdot I}{a} + \frac{\mu_0 I, 144}{5^{\frac{9}{2}}} \frac{n}{a^5} (8z^4 - 24\rho^2 z^2 + 3\rho^4) \quad (5)$$

El plano de trabajo es el $z = 0$, por lo que se anulan múltiples términos en la ecuación y en $\rho = \frac{a}{2}$ (cota muy superior al alejamiento posible) resulta en

$$\frac{B_{in5}}{B_{in1}} = 2,7\% \quad (6)$$

Siendo así el quinto orden despreciable en la práctica (la sonda mide con incertidumbre del 3% según datos del fabricante). Como resultado, el campo magnético generado por un par de bobinas es proporcional a la corriente I que circula por ellas

$$B = \mu_0 \cdot \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{a} \cdot I = k \cdot I \quad (7)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética. El factor $\frac{n}{a}$ es el dato que nos interesa de esta relación, además

de verificar la uniformidad del campo en la zona de trabajo.

De las ecuaciones 4 y 5 obtenemos la dependencia de la corriente respecto del potencial de aceleración, en el campo magnético si su radio orbital permanece constante:

$$U = \frac{e^-}{m_e} \cdot \frac{(r \cdot k \cdot I)^2}{2} \quad (8)$$

Tubo de rayo catódico El tubo de rayo electrónico filiforme contiene moléculas de H_2 a baja presión, las cuales emiten luz visible al colisionar con los electrones (serie de Balmer⁴), destacando los azules ($H - \beta$) y violetas ($H - \gamma$), lo que nos permite medir indirectamente el radio r de la órbita con una regla. La baja presión reduce la cantidad de colisiones, logrando una emisión discreta (y no continua) del espectro.

II. MÉTODOS

Dispositivo Experimental

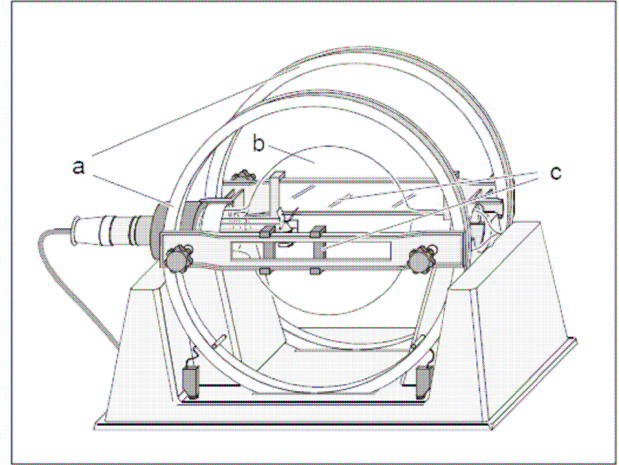


Figura 1: Esquema del montaje experimental.

El principal dispositivo utilizado, ilustrado en la figura 1, es de la marca Leybold: (b) Tubo de rayos catódicos filiforme (555 571), (a) bobinas de Helmholtz con soporte y (c) dispositivo de medición (555 581), sonda axial para campo magnético (516 61), teslámetro (516 62) y fuente de alimentación para tubos (521 65). Además utilizamos dos multímetros Uni-T (UT39E+), una fuente de corriente constante (30 V - 5 A), una brújula, un calibre ($\pm 0,02mm$). Para la conexión eléctrica y el montaje se siguieron las indicaciones del manual del instrumento. Es importante destacar que se deben apagar todas las fuentes de alimentación antes de conectar y modificar el montaje, no se debe de tocar el bobinado o ninguna terminal donde pueda haber corrientes y no se debe de someter el bulbo de vidrio a esfuerzos mecánicos, manteniendo el tubo de rayos siempre en su soporte. La corriente que circula en las bobinas de Helmholtz no debe superar los 2A (ó 3A de forma transitoria), el potencial de aceleración no debe superar los 300V y

Determinación de la relación carga-masa del electrón

la tensión en el cilindro Wehnelt debe de mantenerse por debajo de 50V.

Medición

Paso 1: Determinación de $\frac{n}{a}$

Se orienta las bobinas hacia el norte de la brújula y se mide el campo residual (B_{res}) del entorno, este valor se restará a los medidos con corriente no nula para obtener valores de B producidos por las bobinas. El fabricante provee los parámetros característicos de la bobina, dando $n = 130vueltas$ y $a = 15cm$, pero consideramos necesario realizar la calibración propuesta en la ecuación (5) previo a realizar cualquier medición, para luego realizar cálculos y ajustes con ambos valores por separado.

Paso 2: Determinación de ϵ

Para determinar el radio del haz filiforme, utilizamos las dos correderas del instrumento. La corredera izquierda cuenta con dos señaladores para poder realizar la medición, se fijó uno en el borde interior derecho del círculo (que es por donde salen los electrones y, por ende, se mantiene en el mismo sitio) y el otro en el borde exterior izquierdo. Al momento de medir un borde, es importante que tanto la imagen real como la reflejada por la corredera derecha, estén alineadas desde el punto de vista del que realiza la medición (para evitar errores de paralaje). Es recomendable acostumar el ojo a la oscuridad para una mejor observación del haz.

Luego de ajustar las marcas, se procede a medir la distancia entre ellas. Se realizaron tres muestras distintas manteniendo constantes ciertos parámetros (voltaje, radio y corriente).

Paso 3: Ponderación de errores

Para evaluar la influencia de distintos factores en el proceso de medición se realizaron mediciones de ϵ para múltiples valores de U a $I = constante$, se analizó la homogeneidad del campo magnético midiendo en el plano perpendicular al eje axial.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Paso 1 Se caracterizó el par de bobinas, midiendo su campo axial (B), su número de vueltas (n) y su radio (a). El campo residual del entorno fue $B_{res} = (3,19 \pm 0,09)mT$ Se midió para distintos ρ el campo magnético y se encontró que para el máximo desplazamiento del centro la variación es

$$\frac{B_0 - B_x}{B_0} 100\% = 2,03\% \quad (9)$$

Lo que de nuevo es menor que la incertidumbre porcentual del instrumento de medición, más aún, la fuente de error nace del posible desplazamiento del centro de la órbita, por lo que el efecto es aún menor y lo supondremos despreciable.

Se presenta en la figura 2 la calibración del par de bobinas, obteniendo un valor de $\frac{n}{a} = (833 \pm 1) \frac{vueltas}{m}$, menor que el del fabricante, el cual es $866 \frac{vueltas}{m}$. Este valor resultó mucho más preciso en los cálculos posteriores. La ordenada al origen no nula es resultado de

el segundo término de la ecuación 5, dado que al momento de medir no es sencillo posicionar el teslámetro exactamente en $\rho = 0 = z$.

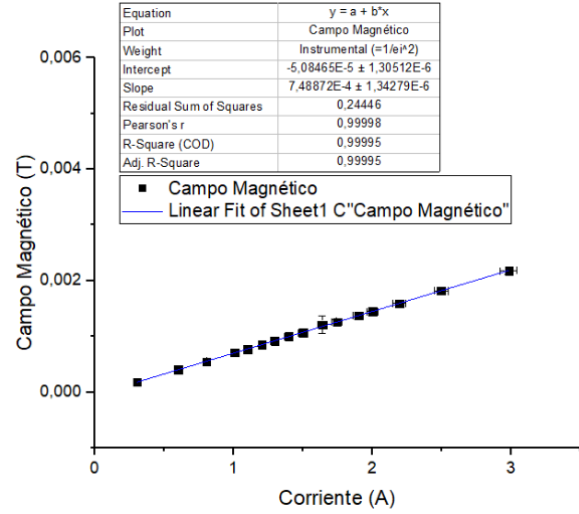


Figura 2: Calibración $B = f(I)$ para obtener $\frac{n}{a}$

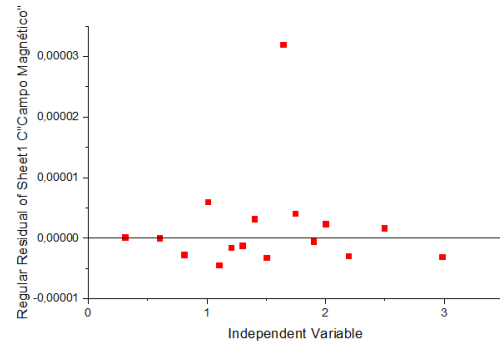


Figura 3: Residuos del ajuste $B = f(I)$

Descartando el valor no representativo, los residuos (figura 3) presentan un comportamiento aleatorio.

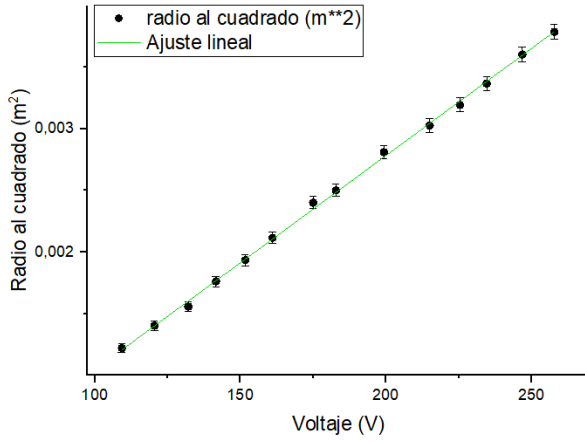
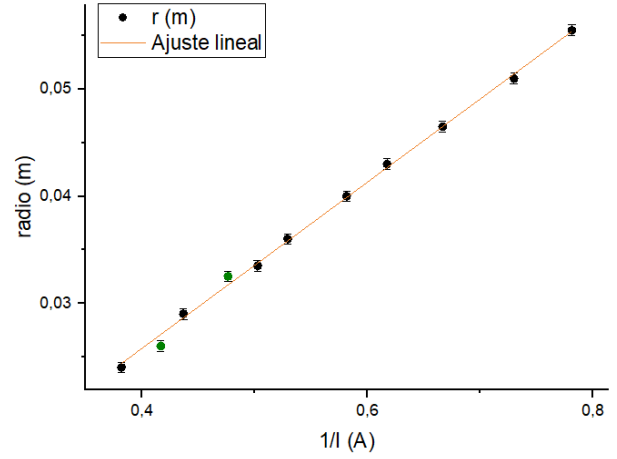
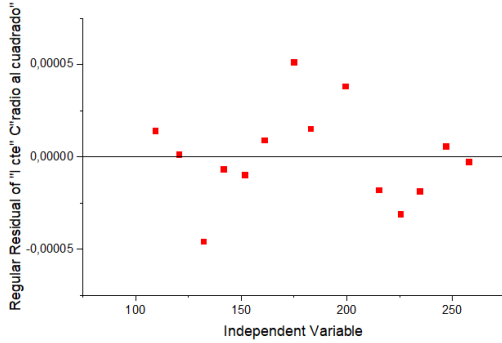
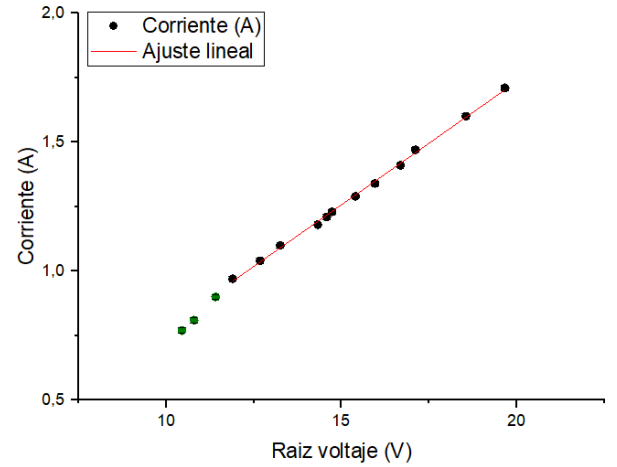
A partir de ahora utilizaremos el subíndice f para valores calculados usando datos del fabricante.

Paso 2

Se realizaron cálculos de la relación $\epsilon = \frac{e^-}{m_e}$ por tres métodos distintos, manteniendo parámetros constantes y ajustando los pares restantes, destacando posibles fuentes de error. Se analizaron los valores obtenidos y se comparándolos entre ellos.

Primero se calculó ϵ a corriente constante variando U . Notamos que, aunque individualmente los valores están alejados del esperado, al realizar el ajuste se consiguió un ϵ similar a los ya vistos previamente. Se presenta en la figura 4 el ajuste realizado y en la figura 5 los residuos correspondientes, obteniendo como resultado $\epsilon_f = (1,64 \cdot 10^{11} \pm 2 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$ y $\epsilon_1 = (1,77 \cdot 10^{11} \pm 2 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$, dando un valor experimental comparable con el teórico.

Los residuos presentan un patrón sinusoidal, posiblemente debido a errores sistemáticos del observador o de las fuente.

Figura 4: Ajuste para $I = (1,08 \pm 0,01)A$ Figura 6: Ajuste para $U = (290,3 \pm 0,1)V$ Figura 5: Residuos ajuste para $I = (1,08 \pm 0,01)A$ Figura 7: Ajuste para $a = (0,049 \pm 0,0005)m$

Luego se calculó ϵ manteniendo fija la tensión U para dos muestras distintas.

Se presenta en la figura 6 uno de los ajustes, dando como resultado $\epsilon_f = (1,57 \cdot 10^{11} \pm 3 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$ y $\epsilon_{21} = (1,71 \cdot 10^{11} \pm 4 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$, y $\epsilon_{22} = (1,79 \cdot 10^{11} \pm 6 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$. Al promediar los valores obtenidos fueron $\epsilon_3 = (1,75 \cdot 10^{11} \pm 5 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$, indistinguible ahora si al ϵ de referencia.

Por último, se midió manteniendo el radio a constante. Se presenta en la figura 7 y 8 el ajuste junto con su residuo, dando como resultado $\epsilon_f = (1,52 \cdot 10^{11} \pm 3 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$ y $\epsilon_3 = (1,65 \cdot 10^{11} \pm 3 \cdot 10^9) \frac{C}{kg}$.

Los residuos en los extremos están por encima del ajuste y en el centro por debajo del mismo. Esto sucede porque para valores bajos de ambos parámetros se dificultaba medir y lo mismo para valores altos, donde podría aportar en parte que el B no sea del todo homogéneo, pero se debe a que si r es muy bajo desaparece el haz, y para r muy alto y choca con las paredes del bulbo.

Así, usando el valor de referencia de e^- , se midió indirectamente: $m_{e1} = (9,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-31} kg$, $m_{e2} = (9,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-31} kg$ y $m_{e3} = (9,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-31} kg$. El primer valor, manteniendo la corriente constante, es indistinguible al de referencia dada su incertidumbre. El que esperábamos que sea más preciso era el del radio constante, dado que en él se minimiza el efecto de campo no uniforme y otras posibles causas

de error, pero resultó ser el menos preciso, por lo que sería conveniente realizar la medición nuevamente.

Todos los ajustes de voltaje tienen una ordenada negativa, esto se explica por el fabricante, el cual informa que la energía cinética adquirida por los electrones es menor que $U \cdot e^-$, debido a campos no electrostáticos y no rectilíneos entre los electrodos.

Paso 3 Realizando mediciones para distintos voltajes de Wehnelt, se concluye que es recomendable trabajar con valores bajos ($< 10V$) y usar un valor en el que el haz de electrones, sea lo más nítido posible. Es importante aclarar que si el voltaje de Wehnelt es superior a $30V$, la imagen se ve demasiado difusa, tendiendo a desvanecerse.

La primera suposición que se hizo (modificando artificialmente el valor del radio) fué que se subestimó dicha medición. Al agregar de 1 a 2 cm en cada resultado, el valor final mejoró. Sin embargo, el error sistemático no puede ser mayor a 1 cm, ya que, la diferencia sería demasiado notable. Finalmente, al eliminar los primeros dos valores (donde el haz de electrones es menos visible) el resultado fue más adecuado.

Para detectar posibles errores sistemáticos, calculamos ϵ para siete pares de valores (U, r). Los resulta-

Determinación de la relación carga-masa del electrón

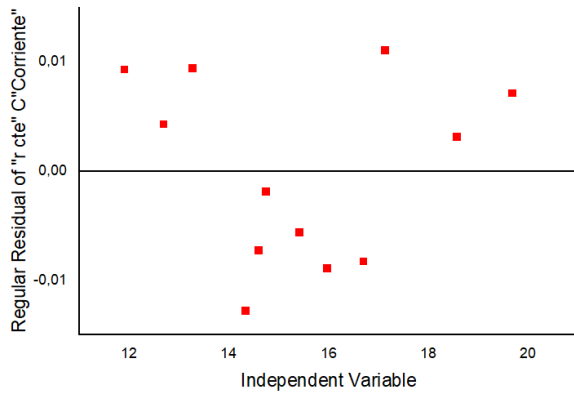


Figura 8: Residuos ajuste para $a = (0,049 \pm 0,0005)m$

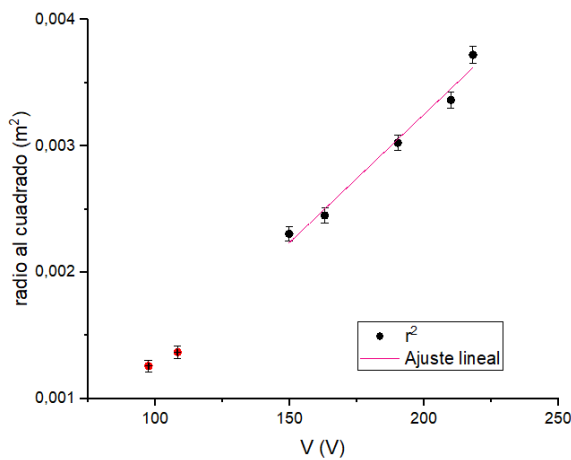


Figura 9: Ajuste ponderación de errores.

dos obtenidos por separado no eran el esperado, sin embargo, al realizar un ajuste lineal de los mismos se llegó a un resultado similar a los anteriores. Lo que nos indica que se puede minimizar el efecto de errores sistemáticos aumentando la cantidad de pares medidos, y manteniendo el rango de medición lejos de los extremos. Se presentan en la figura 9 el ajuste correspondiente a los pares de puntos (V, r) .

IV. CONCLUSIONES

Se midieron los parámetros característicos del electrón, comparándolo con los de referencia, obteniendo dos valores indistinguibles al de referencia (dentro de su incertidumbre). El tercer método minimiza el impacto de una órbita variable y el impacto de un campo magnético no homogéneo, pero se recomienda repetir para una muestra mayor. Para la ponderación de errores al realizar las cuentas para un único par de valores, el resultado no fue el esperado y esto puede deberse a errores sistemáticos al momento de medir el radio. A pesar de esto, cuando se realiza el ajuste con múltiples mediciones, el resultado es cercano al de referencia.

Este experimento demuestra su robustez para caracterizar la carga específica del electrón, su error

porcentual (para esta experiencia) ronda el 3 %, que podría estar subestimado. No obstante los ajustes fueron buenos con respecto a los datos teniendo en cuenta las aproximaciones realizadas en el marco teórico.

Referencias

1. The nobel prize in physics outreach 2025. Disponile en <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1906/summary/>.
2. W.M Haynes, D. R. Lide, and T. J. Bruno. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, chapter 1, page 5. CRC PRESS, 95th edition, 2014.
3. John David Jackson. *Classical Electrodynamics*, pages 195–200. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition, 1999.
4. N. Zettili. *Quantum Mechanics*, pages 31–35. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition, 2009.

Capítulo 9

Estudio de Fenómenos Ópticos mediante el uso de microondas

Contexto histórico y Premio Nobel

Este experimento es una analogía en el régimen de microondas de fenómenos ópticos clásicos como la reflexión, refracción, interferencia y difracción. Aunque no se otorgó un Premio Nobel específico por estos estudios pedagógicos, se inspiran en la teoría electromagnética formulada por **James Clerk Maxwell**, cuya obra sentó las bases de la física moderna.

El uso de microondas tiene también un fuerte vínculo con uno de los descubrimientos más importantes de la cosmología: la detección del **fondo cósmico de microondas** por **Arno Penzias y Robert Wilson**, quienes recibieron el *Premio Nobel de Física en 1978*. Esta radiación fósil es una evidencia directa del Big Bang y ha sido estudiada intensamente con tecnologías basadas en microondas.

ESTUDIO DE FENÓMENOS ÓPTICOS MEDIANTE EL USO DE MICROONDAS

Cortes Maximiliano David¹, Fernandez Leandro Ezequiel¹, and Galindez Francisco^{*1}

¹Universidad Nacional de Córdoba - Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación
M. Allende y H. de la Torre- Ciudad Universitaria, X5016LEA - Córdoba, Argentina

08/04/2025

En este trabajo se pretende realizar un estudio exploratorio de fenómenos ópticos empleando microondas. Los experimentos llevados a cabo incluyen un estudio del comportamiento de los campos electromagnéticos producido por un emisor de microondas, un análisis cuantitativo de ley de reflexión y refracción tanto en el vacío como en un prisma relleno con estireno. Así mismo, se trabajó con la polarización de microondas y su interacción con polarizadores y se estudió el comportamiento de ondas estacionarias. También, se llevó a cabo la experiencia de la doble rendija. En este trabajo se muestra que fenómenos conocidos en el espectro visible son trasladables al rango de las microondas. Un entendimiento profundo de la naturaleza de las microondas presenta aplicaciones en la industria alimenticia, telecomunicaciones, radares, e incluso brinda información sobre el origen del universo.

Palabras Clave: microondas, óptica, reflexión, refracción, estireno, doble rendija, ondas estacionarias.

This work aims to conduct an exploratory study of optical phenomena using microwaves. The experiments carried out include a study of the behavior of electromagnetic fields produced by a microwave emitter, and a quantitative analysis of the laws of reflection and refraction both in vacuum and in a styrene-filled prism. Microwave polarization and its interaction with polarizers were also studied as well as the behavior of standing waves. A double-slit experiment was also conducted. This work demonstrates that well-known phenomena in the visible spectrum can be transferred to the microwave range. A deep understanding of the nature of microwaves has applications in the food industry, telecommunications, radar, and even provides insights into the origin of the universe.

Keywords: microwaves, optics, reflection, refraction, styrene, double slit, standing waves.

I. INTRODUCCIÓN

Las microondas corresponden a las frecuencias comprendidas entre 300 MHz y 300 GHz del espectro electromagnético, presentando una longitud de onda de 1 mm a 1 m. Su estudio surge a partir de las investigaciones de James Clerk Maxwell, quien en 1864 formuló las ecuaciones del electromagnetismo que predecían la existencia de ondas electromagnéticas. Luego, en 1888, Heinrich Hertz fue quien confirmó experimentalmente la propagación de ondas electromagnéticas en laboratorio, sentando las bases para el estudio de la radiofrecuencia y las microondas.

A partir de la Segunda Guerra Mundial surge un auge en la investigación de microondas propiciando un desarrollo tecnológico en las telecomunicaciones, radares de alta precisión, espectroscopias y un sin fin de nuevas utilidades. Al ser fácilmente manipulables en guías de onda y cavidades resonantes, permiten aplicaciones científicas e industriales. Sus usos incluyen el análisis de materiales,¹ empleo en magnetrones² y satélites de comunicación.³ En el ámbito médico, las microondas se utilizan en técnicas como la

resonancia magnética⁴ y la hipertermia oncológica.⁵

En un análisis del comportamiento de las microondas en las interacciones con la materia hay que considerar factores tales como la permitividad y la permeabilidad del medio, por lo cual es útil verificar conceptos físicos fundamentales. En este trabajo se estudiaron nociones básicas del funcionamiento de un emisor de microondas y un receptor, y se demostró que los fenómenos ópticos observables en el visible, también ocurren de la misma manera para frecuencias de microondas. Se analizó el decaimiento de la intensidad de la radiación en función de la distancia con la fuente, así como la verificación de la ley de reflexión, la difracción e interferencia generado por una doble rendija, el comportamiento de las microondas al atravesar filtros polarizadores y la refracción producida a través de un prisma.

II. MARCO TEÓRICO

Decaimiento de los campos electromagnéticos

Una onda electromagnética no confinada contiene un campo eléctrico y magnético, ortogonales entre sí y ortogonales a la dirección en la que se propaga la misma. Es posible considerar que lejos de la fuente, la

¹maximiliano.cortes@mi.unc.edu.ar,
lean.fernandez@mi.unc.edu, frangalindez7@mi.unc.edu.ar

onda se aproxima a un frente de onda plano. Sin embargo, para distancias cortas el frente de onda puede ser cilíndrico o esférico, o incluso una combinación de ambos.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell para el campo eléctrico $\vec{E}$ y magnético $\vec{B}$ sin fuentes⁶ presentadas en la *ecuación 1*,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= 0, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

siendo ϵ_0 la permitividad eléctrica del vacío y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío. Estas ecuaciones se las puede reescribir como ecuaciones de onda vectoriales

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \vec{0} \\ \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= \vec{0} \end{aligned} \quad (2)$$

de modo que las componentes de $\vec{E}$ y $\vec{B}$ satisfacen una ecuación de ondas escalar.

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

Donde $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ es la velocidad de propagación de la onda, que es la de la luz.

En coordenadas cilíndricas, la *ecuación 3* tiene soluciones de la forma⁷

$$\psi(r, t) = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{i(kr - \omega t)} \quad (4)$$

y son llamadas ondas cilíndricas. Del mismo modo, las soluciones de la *ecuación 3* en coordenadas esféricas son⁷

$$\psi(r, t) = \frac{A}{r} e^{i(kr - \omega t)} \quad (5)$$

las cuales son conocidas como ondas esféricas. Además, para una onda electromagnética, se define la irradiancia como⁸

$$I := \frac{\epsilon_0 c}{2} \langle E^2 \rangle_T \quad (6)$$

Para distancias lejos de la fuente, esta decae como

$$I \propto \frac{1}{r} \quad \text{Ondas Cilíndricas} \quad (7)$$

$$I \propto \frac{1}{r^2} \quad \text{Ondas Esféricas} \quad (8)$$

Reflexión

Para estudiar la propagación de las ondas, a menudo conviene modelarlas como rayos.⁸ Un rayo es una línea imaginaria que tiene la dirección de propagación de la onda, y en particular, en un medio homogéneo e isotrópico, los rayos son perpendiculares a los frentes

de onda. Cuando la luz incide sobre una interface que separa dos medios, parte de la onda se refleja y parte se transmite. La ley de la reflexión establece que el ángulo que forma el haz de luz incidente, con respecto a la normal de la interface, es igual al ángulo con el que se refleja. Esta ley se expresa matemáticamente en la *ecuación 9*.

$$\theta_i = \theta_r \quad (9)$$

Siendo θ_i el ángulo con el cual incide el haz y θ_r el ángulo de reflexión.

Refracción

Cuando una onda electromagnética incide sobre una interface que separa dos medios distintos, la misma se refracta siguiendo la ley de Snell⁷ presentada en la *ecuación 10*.

$$n_a \cdot \sin(\theta_a) = n_b \cdot \sin(\theta_b) \quad (10)$$

Siendo θ_a el ángulo incidente, θ_b el ángulo refractado, y n_a, n_b los índices de refracción de los materiales del lado de la onda incidente y refractada respectivamente.

Ondas Estacionarias

Cuando dos ondas electromagnéticas de la misma frecuencia viajan en la misma dirección pero en sentidos opuestos, se genera interferencia en el espacio formando una onda estacionaria cuyo campo eléctrico resulta la suma de los campos de ambas. En algunos puntos, las ondas interfieren constructivamente formando antinodos, y en otros lo hacen destructivamente formando nodos, equiespaciados en media longitud de onda.

A partir de la distancia entre dos nodos consecutivos, $d = \frac{\lambda}{2}$, es posible determinar la longitud de la onda que está siendo emitida. En caso de considerar la medición de la distancia de múltiples nodos entonces se llega a la *ecuación 11*.⁹

$$d = \frac{n\lambda}{2} \quad (11)$$

Polarización

Las ondas electromagnéticas tienen la propiedad de poseer un sentido de polarización, dado por la dirección del campo eléctrico. En particular, cuando la onda emitida por un transmisor está linealmente polarizada, y el receptor se coloca con su eje de transmisión a un ángulo θ con respecto al eje del emisor, entonces sólo recibe la componente paralela al eje.

Un polarizador es un dispositivo óptico al cual se le puede incidir cualquier onda y se obtiene en la salida alguna onda polarizada. En este trabajo se emplea un polarizador lineal, que sólo permite la transmisión de la componente del campo en una dirección definida. La intensidad I de la onda polarizada está dada por la Ley de Malus:

$$I(\theta) = I(0) \cdot \cos^2(\theta) \quad (12)$$

donde $I(0)$ es la intensidad máxima.

Doble Rendija

Cuando una onda atraviesa una doble rendija, cada una con ancho b y separación a , se difracta en dos ondas que generan un patrón de interferencia. Los máximos del patrón satisfacen la ecuación 13⁷

$$I = 4I_0 \cos^2(\alpha) \left(\frac{\sin(\beta)}{\beta} \right)^2 \quad (13)$$

donde $\alpha = \frac{ka}{2} \sin(\theta)$, $\beta = \frac{kb}{2} \sin(\theta)$, y $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

En este trabajo se pretende confirmar experimentalmente cada uno de los fenómenos descritos hasta el momento.

III. Método Experimental

Para verificar experimentalmente cada uno de los fenómenos mencionados hasta el momento, se dispone de un equipo PASCO Scientific Model WA-9314B⁹ que consta de un dispositivo emisor de microondas (10.5GHz), junto con un receptor asociado (con rango de lectura 0.0-1.0 mA). Además, se cuenta con accesorios como un goniómetro (de rango 360° e incertidumbre 1°), adherido a una cinta métrica (de rango 112cm e incertidumbre 0,1cm) con un brazo móvil y otro brazo fijo; así como una mesa giratoria de espuma de poliestileno, una lámina de metal reflectora y otra de madera parcialmente reflectora, soportes magnéticos para adherir al brazo del goniómetro, rejillas polarizadoras metálicas, un molde de prisma hecho de espuma de polietileno, y gránulos de estireno.

Decaimiento de las campos electromagnéticos

Para la determinación del decaimiento de la intensidad, se montó el equipo experimental como lo muestra la figura 1.⁹

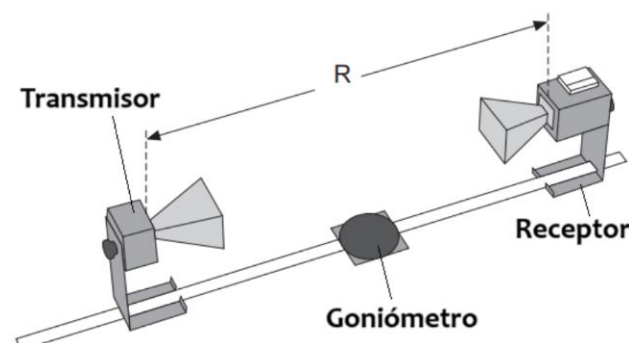


Figura 1: Montaje experimental del decaimiento de la intensidad

Se comenzó fijando la distancia inicial entre el emisor y receptor en $R = 40\text{cm}$, con la intensidad del receptor en 30 tal que la lectura sea 1mA. A continuación, se los va separando gradualmente hasta los 100cm de distancia entre ambos, en intervalos de 5cm, y se registra la lectura del receptor en cada caso.

Para determinar la polarización de las ondas emitidas por el emisor, se fijó la orientación del mismo en 270° y la del receptor inicialmente en 0°. Se comienza

a girar el receptor hasta completar los 360° en pasos de 5° (Ver figura 2⁹), y se registra la lectura del receptor en cada rotación. Del mismo modo, se repite el procedimiento manteniendo fijo al receptor y girando el emisor.

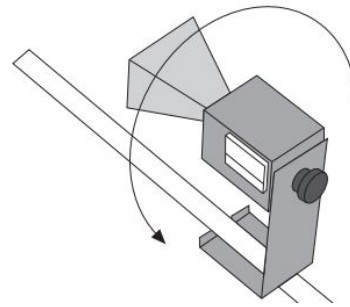


Figura 2: Representación esquemática de la rotación del receptor.

A continuación, se propone determinar el rango de detección del receptor sobre el plano horizontal. Para ello, se colocó al receptor sobre el brazo móvil y se lo alejó del emisor una distancia de 80cm (marcando un ángulo de 180° entre ambos). Luego, se gira el brazo del goniómetro 90° a la izquierda y 90° a la derecha, como indica la figura 3⁹, en separaciones de 5° y se registra la lectura en cada paso.

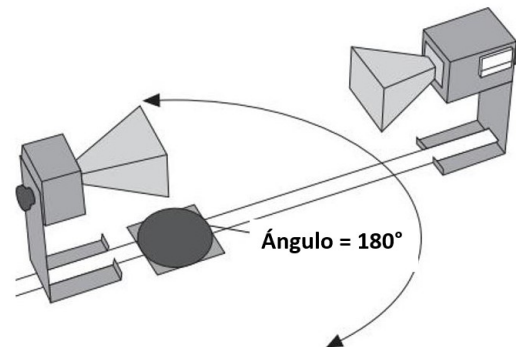


Figura 3: Representación esquemática de la rotación del brazo del goniómetro.

Reflexión

Para verificar la ley de reflexión (ecuación 9), se coloca el emisor y el receptor en sendos brazos del goniómetro como lo muestra la figura 4⁹ y entre ambos se coloca una placa metálica, para verificar su poder de reflexión. A continuación, se gira el brazo del goniómetro ajustando el ángulo de incidencia entre 20° y 75° en pasos de 5° y midiendo el ángulo de reflexión, donde la lectura del receptor es máxima. En ambos casos, el ángulo de incidencia y reflexión se miden con el goniómetro respecto a la normal de la placa.

Ondas Estacionarias

El objetivo de este experimento es determinar la longitud de onda y frecuencia de las microondas emi-

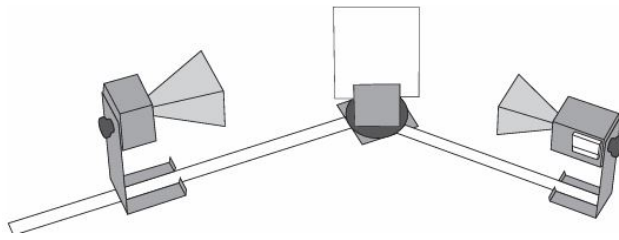


Figura 4: Representación esquemática del montaje experimental para la verificación de la ley de reflexión.

tidas por el diodo emisor. Para ello se colocaron enfrentados el emisor y una placa metálica reflectora, y en medio de ambos una sonda detectora conectada al receptor (ver figura 5⁹). A continuación, se desplazó la sonda detectora a lo largo del brazo del goniómetro hasta que la lectura fuera cero. Eso significa que se encontró el primer nodo, y por lo tanto se mide la distancia entre el emisor y la sonda. Luego, se continuó alejando la sonda y midiendo a qué distancia se encontraban otros nodos. Se registraron desde 3 hasta 20 nodos y se realizó un ajuste lineal de la ecuación 11.

La pendiente del ajuste permite determinar λ y luego la frecuencia será $\nu = c/\lambda$ siendo c la velocidad de la luz en el vacío.

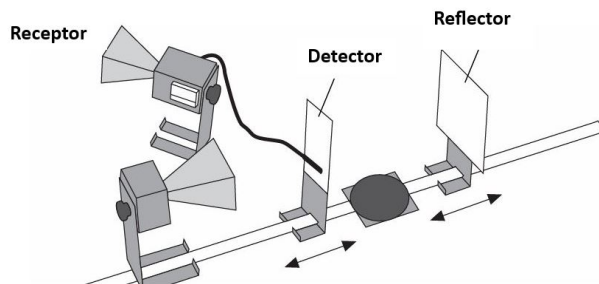


Figura 5: Representación esquemática del montaje experimental para medir los nodos de ondas estacionarias.

Refracción a través de un prisma

Se cuenta con un molde de espuma de polietileno vacío con forma de triángulo rectángulo, sobre una mesa rotante, entre el emisor y receptor. Se orienta el prisma de modo que la radiación del emisor incida perpendicularmente a uno de los catetos como se muestra en la figura 6.⁹

En la figura 7,⁹ se observa que a partir de la geometría del prisma se puede determinar la relación existente entre los ángulos θ_1 y θ_2 . Siendo $\theta_2 = \theta_1 + \theta$ que se determina a partir de la geometría del prisma. El ángulo de refracción θ es posible de medir, y corresponde al ángulo para el cual la lectura del receptor es máxima.

Se determinan los ángulos θ y θ_2 para los casos en que el molde esté vacío y cuando se lo rellena con

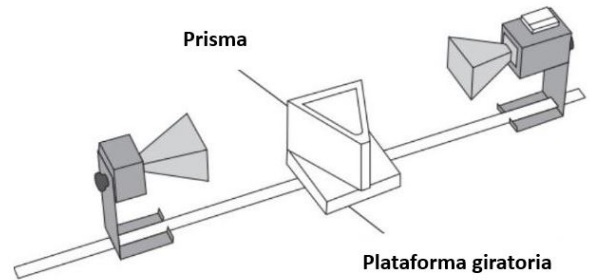


Figura 6: Representación esquemática del montaje experimental de la refracción a través del prisma.

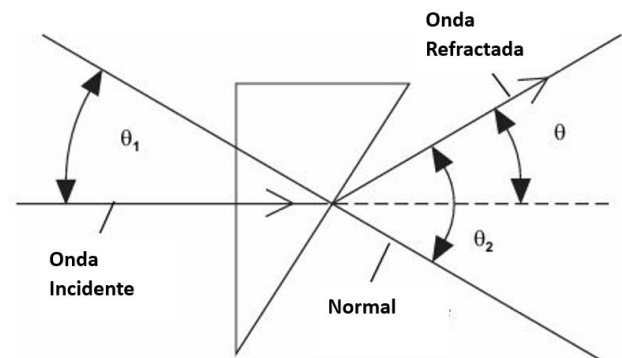


Figura 7: Representación esquemática de la geometría del prisma ante la incidencia de un haz de microondas.

gránulos de estireno. El objetivo de este experimento es medir el índice de refracción de los gránulos de estireno, mediante la ecuación 10 y determinar si el molde de espuma introduce una corrección por absorción.

Polarización

En el caso de la determinación de la polarización, se dispone de una rejilla metálica con ranuras horizontales, entre el emisor y receptor, como se muestra en la figura 8.⁹ La rejilla metálica va a actuar como un polarizador, y para verificarlo se varía el ángulo entre el eje de transmisión del emisor y la rejilla. Para ello, se rota la cabeza del emisor entre 0° y 90° , en intervalos de 10° . Luego, se repite el experimento con el emisor fijo y rotando únicamente la cabeza del receptor hasta los 180° .

Interferencia de una Doble Rendija

Ahora, se colocan ahora tres placas metálicas, donde dos de ellas son más anchas que la otra, la última siendo colocada en el medio como se muestra en la figura 9⁹).

Entre las placas, se deja una separación de $1,5\text{cm}$, de modo que las rendijas se encuentran a una distancia $d = 6\text{cm}$. Se alejan el emisor y receptor la mayor

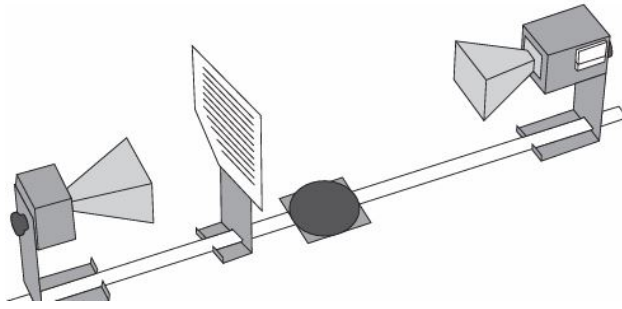


Figura 8: Representación esquemática del montaje experimental para determinar el efecto polarizador de una rejilla metálica.

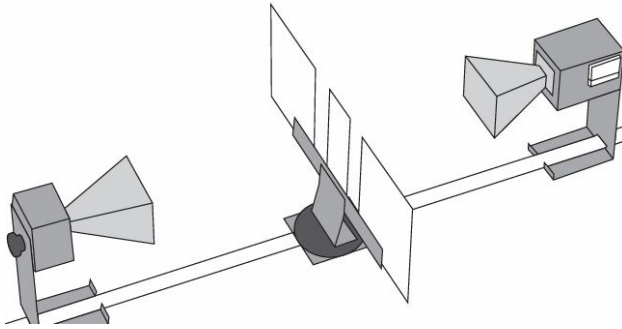


Figura 9: Montaje experimental para medir el patrón de interferencia generado por una doble rendija.

distancia posible, manteniendo a ambos con sus ejes de transmisión paralelos verticalmente. A continuación, se fija la intensidad en el receptor de modo que la lectura sea 1mA, cuando todo el sistema está alineado, de modo que el receptor se encuentra dentro del máximo central de interferencia. Luego, se comienza a girar el brazo del goniómetro, en el cual se encuentra el receptor y se registra la lectura para distintos ángulos.

IV. RESULTADOS

Decaimiento de los campos electromagnéticos

Se realizó un ajuste no lineal utilizando un programa computacional en python¹³ empleando el modelo dado por la ecuación 14.

$$y = \frac{a}{x^b} + c \quad (14)$$

Los resultados obtenidos para los parámetros ajustados se presentan en la tabla 1 con un intervalo de confianza del 95 % calculado por el mismo programa. Así mismo, el ajuste del modelo se presenta en la figura 10.

Se observa que el decaimiento de los campos no coincide con el predicho por las ecuaciones 7 y 8, por lo que las ondas que llegan al receptor no son ni cilíndricas ni esféricas. Esto podría deberse a que la distancia entre los diodos no era lo suficientemente grande, como para cumplir con la aproximación de las ecuaciones de Maxwell sin fuentes.

Parámetro	Valor
a	$(18 \pm 3) \text{ mA} \cdot (\text{cm})^{0,58}$
b	$(0,58 \pm 0,8)$
c	$(8,1 \pm 0,2) \text{ mA}$

Tabla 1: Valores de los parámetros del ajuste no lineal del decaimiento de los campos electromagnéticos del modelo dado por la ecuación 14.

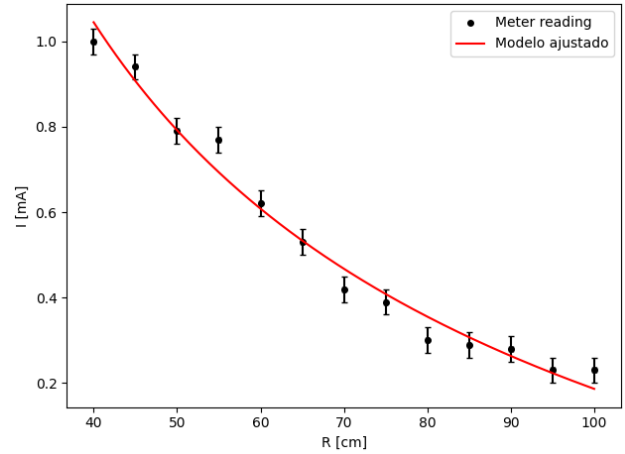


Figura 10: $I \text{ [mA]} \text{ vs. } R \text{ [cm]}$. Ajuste no lineal de la intensidad medida en el receptor en función de la distancia al emisor dada por la ecuación 5.

Con los datos obtenidos de la rotación de los ejes de transmisión del emisor y receptor, se construyeron ajustes no lineales¹³ de la forma de la ecuación 15.

$$y = A \cos^2(Bx) \quad (15)$$

cuyos gráficos se observan en las figuras 11 y 12, para el emisor y receptor respectivamente.

Los valores de los parámetros de los ajustes se encuentran en la tabla 2

Dispositivo	Parámetro	Valor
Receptor	A	$(1,02 \pm 0,02) \text{ mA}$
	B	$(1,011 \pm 0,003) \text{ m}^{-1}$
Emisor	A	$(1,080 \pm 0,005) \text{ mA}$
	B	$(0,997 \pm 0,001) \text{ m}^{-1}$

Tabla 2: Resultados de los parámetros del ajuste de la rotación de ambos dispositivos

Se observa que los datos medidos verifican el modelo teórico de la Ley de Malus de la ecuación 12, así como también el hecho de que los datos no alcanzan el máximo de la curva ajustada. Esto último podría deberse a que cerca del máximo hay una mayor variabilidad y por lo tanto mayor incertidumbre.

Por último, con los datos del alcance del receptor (ver figura 13) se construyó un ajuste no lineal de la ecuación 16.

$$y = Ce^{-(x-A)^2/B} \quad (16)$$

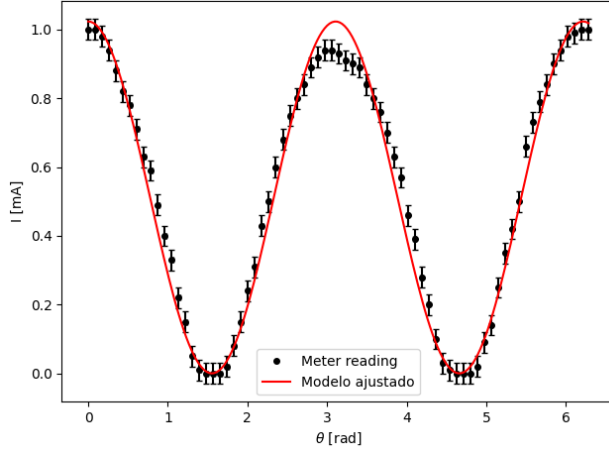


Figura 11: I [mA] vs. θ_r [rad]. Ajuste no lineal para la intensidad medida en función del ángulo de rotación del receptor.

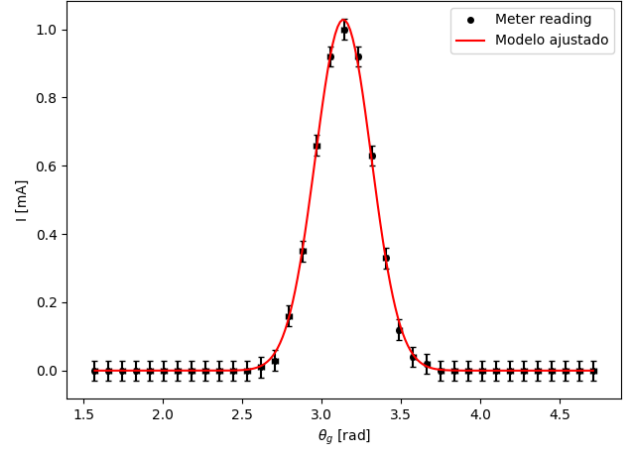


Figura 13: I [mA] vs. θ_r [rad]. Ajuste no lineal para la intensidad medida con el receptor en función del ángulo de rotación del goniómetro

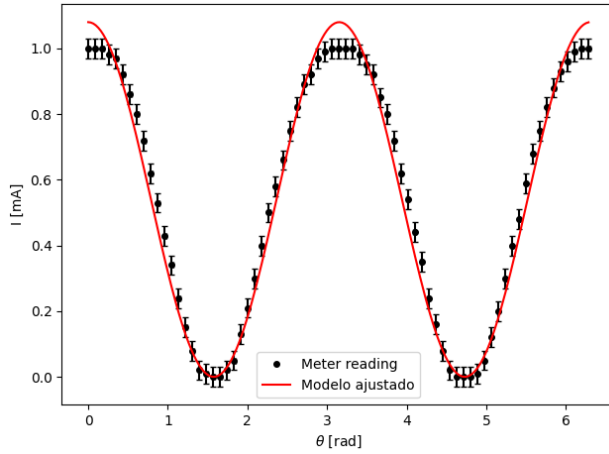


Figura 12: I [mA] vs. θ_r [rad]. Ajuste no lineal para la intensidad medida en función del ángulo de rotación del emisor.

La propuesta de esta función de ajuste viene del hecho de esperar que la mayor intensidad detectada sea cuando el receptor y el emisor se encuentren enfrentados.

Los parámetros de ajuste se encuentran en la *tabla 3*.

Parámetro	Valor
A	$(3,138 \pm 0,003)m$
B	$(0,062 \pm 0,002)m^{-2}$
C	$(1,03 \pm 0,01)mA$

Tabla 3: Resultados de los parámetros del ajuste de la rotación del emisor.

Se observa que la máxima medición es cuando el emisor y receptor se encuentran enfrentados (formando un ángulo de 180° respecto al goniómetro). La amplitud de la función gaussiana obtenida es del orden de la magnitud de las mediciones, siendo esto lo esperado.

Reflexión

Con los datos medidos de θ_t para cada θ_i se propone un ajuste lineal¹² $y = ax + b$ donde $y = \theta_t$, y $x = \theta_i$. Se realizó un ajuste para el modelo planteado con la placa metálica y otro con la de madera, como se observa en las *figura 14* y la *figura 15*, respectivamente.

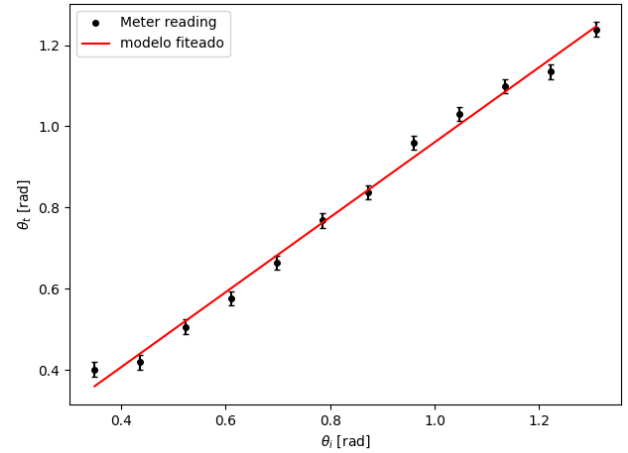


Figura 14: θ_t [rad] vs θ_i [rad]. Ajuste lineal para la reflexión generada por la placa metálica.

Los parámetros del ajuste lineal de ambas placas se encuentra en la *tabla 4*.

Material	Parámetro	Valor
Placa Metálica	a	$0,92 \pm 0,05$
	b	$0,04 \pm 0,04$
Placa de Madera	a	$0,99 \pm 0,05$
	b	$0,01 \pm 0,01$

Tabla 4: Resultados de los parámetros de ajuste para la reflexión de la placa de metal y de madera respectivamente.

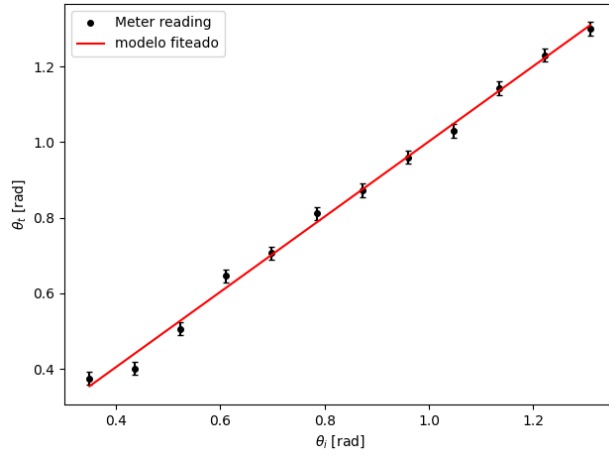


Figura 15: θ_t [rad] vs. θ_i [rad]. Ajuste lineal para la reflexión generada por la placa de madera.

Se observa que la pendiente del ajuste con la placa de madera da un valor más cercano a 1 que el de la placa metálica. Esto podría deberse al hecho de que cuando una onda electromagnética incide sobre un metal, se ionizan los electrones libres de la superficie, y emiten radiación que interfiere con la onda incidente. Esto produce alteraciones a la hora de medir la señal que llega al receptor.

Ondas Estacionarias

Con los datos obtenidos de la medición de la distancia entre el emisor y el receptor en función del número de nodos, se propone un ajuste lineal de la forma $y = ax + b$ en base a la ecuación 11. Este ajuste se puede apreciar en la figura 16.

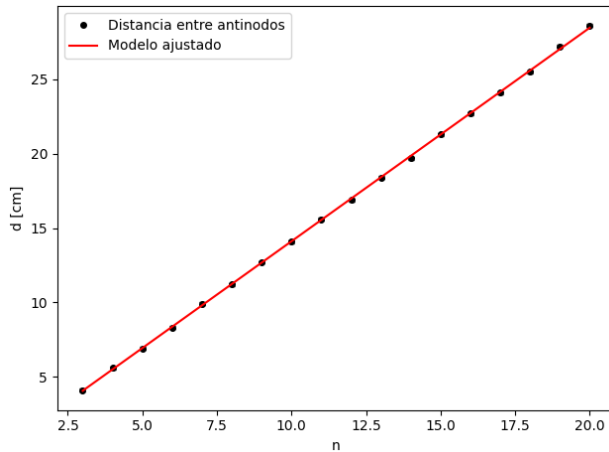


Figura 16: d [cm] vs. n . Ajuste lineal de la distancia entre nodos en función del número de nodos dado por la ecuación 11

En este caso la pendiente es $a = \frac{\lambda}{2}$. A partir de esta última se obtiene el valor de la longitud de onda del emisor presentada en la ecuación 17.

$$\lambda = (2,872 \pm 0,008) \text{ cm} \quad (17)$$

y con este resultado, se calcula la frecuencia.

$$\nu = (10,45 \pm 0,03) \text{ GHz} \quad (18)$$

Se comparan la longitud de onda y frecuencia obtenidas experimentalmente con los valores de referencia⁹ $\lambda = 2,85 \text{ cm}$ y $\nu = 10,525 \text{ GHz}$ mediante un test de hipótesis¹⁰ con distribución t de student,¹¹ y se obtiene que ambos resultados son estadísticamente distinguibles al 95 %. Las mediciones de este experimento fueron muy precisas, pero el modelo no representa con exactitud la fenomenología del experimento. Esto podría deberse a que la señal que le llega al receptor, no es solo una onda, sino una superposición de varias con perturbaciones externas de fondo. Por lo tanto se debería modificar el modelo teórico manteniendo la linealidad entre la distancia y el número de nodos.

Refracción a través de un prisma

Para la medición del índice de refracción del prisma se obtuvieron los resultados presentados en la tabla 5.

	θ_1 [°]	θ_2 [°]	n
vacío	20 ± 1	21 ± 1	$(1,05 \pm 0,02)$
relleno	20 ± 1	30 ± 1	$(1,46 \pm 0,04)$

Tabla 5: Resultados para la determinación del índice de refracción del estireno

Se observa que cuando el prisma está vacío, se introduce una corrección que es del orden de la incertidumbre de la medición con el prisma relleno. Por lo tanto, el molde de espuma puede considerarse como no contribuyente a la refracción de las microondas de manera significativa.

Por otro lado, se ha encontrado un valor para el índice de refracción del estireno¹⁴ dado por $n_T = \sqrt{\epsilon'} = (1,597 \pm 0,003)$ para una frecuencia de 9GHz, que difiere del valor obtenido en este experimento. Esta discrepancia podría deberse a que el material utilizado en este experimento podría no ser estireno puro.

Polarización

Para determinar la polarización al realizar la rotación del eje de transmisión del emisor y receptor, con respecto a la rejilla polarizadora horizontal, se realizaron ajustes no lineales. Para el caso del receptor, la curva de ajuste es $y = A \cos^2(Bx)$ (ver figura 17), y el valor de los parámetros se encuentran en la tabla 6.

parámetro	valor
A	$(1,02 \pm 0,03) \text{ mA}$
B	$(0,97 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$

Tabla 6: Resultados de los parámetros de ajuste del modelo no lineal para la polarización del receptor.

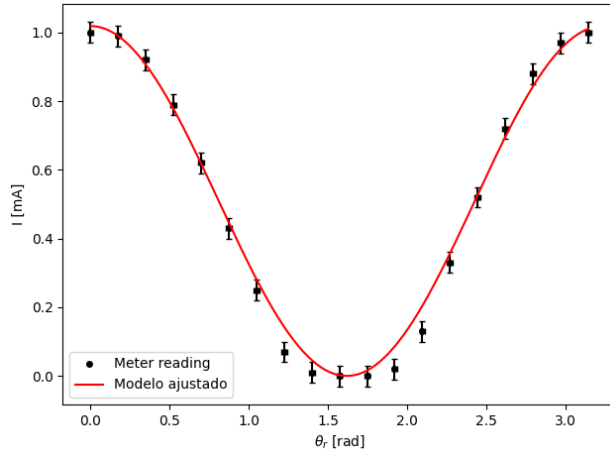


Figura 17: I [mA] vs. θ_r [rad]. Ajuste no lineal de la medición de la intensidad medida con el receptor en función del ángulo de rotación para determinar la polarización del receptor.

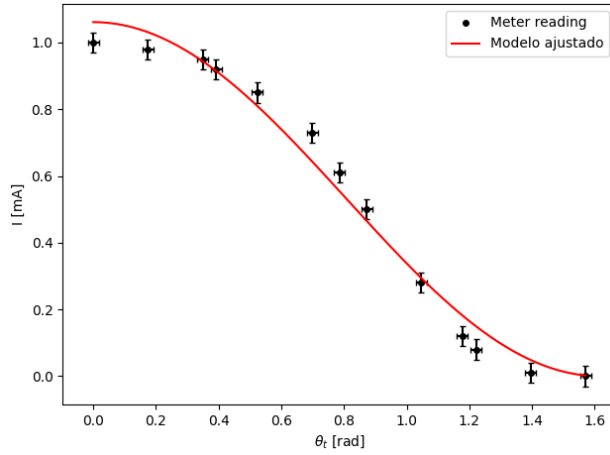


Figura 18: I [mA] vs. θ_r [rad]. Ajuste no lineal de la medición de la intensidad medida con el receptor en función del ángulo de rotación para determinar la polarización del emisor.

Del mismo modo para la polarización del emisor se propuso como modelo de ajuste $y = A \cos^2(Bx)$ (ver figura 18), y el valor de los parámetros se encuentran en la tabla 7.

parámetro	valor
A	$(1,06 \pm 0,01)mA$
B	$(0,97 \pm 0,01)m^{-1}$

Tabla 7: Resultados de los parámetros de ajuste del modelo no lineal para la polarización del emisor.

Se observa que en ambos casos, la lectura del receptor es proporcional a $\cos^2(\theta)$ siendo θ el ángulo entre el eje de transmisión y la rejilla. Esto significa que el valor registrado es proporcional al cuadrado del campo eléctrico (lo cual era esperado ya que $I \propto E^2$).

Doble rendija

Para la experiencia de la doble rendija, se propuso el modelo de ajuste para la lectura del receptor en función del seno del ángulo, dado por la ecuación 19. Dicho ajuste se presenta en la figura 19.

$$y = A \cos^2(D(x - C)) \left(\frac{\sin(B(x - C))}{B(x - C)} \right)^2 \quad (19)$$

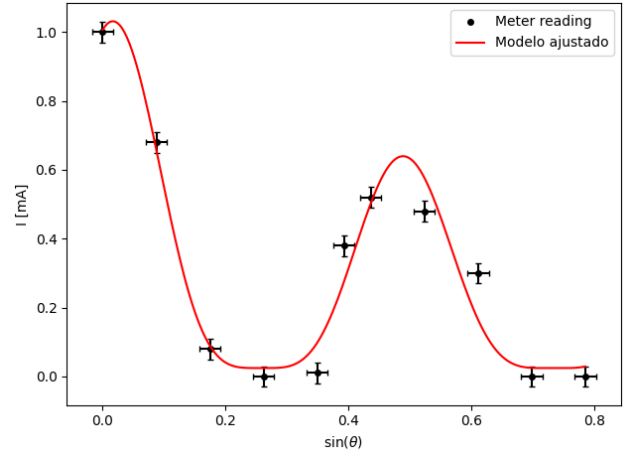


Figura 19: I [mA] vs. $\sin(\theta)$. Ajuste no lineal de la medición de la intensidad medida con el meter reading en función del ángulo del goniómetro para la experiencia de la doble rendija.

Los parámetros del ajuste se listan en la tabla 8.

parámetro	valor
A	$(124 \pm 3)mA$
B	$(7,1 \pm 0,6)m^{-1}$
C	$(-1,5 \pm 0,2)m$
D	$(6,2 \pm 0,7)m^{-1}$

Tabla 8: Resultados de los parámetros de ajuste del modelo no lineal para la experiencia de la doble rendija.

A partir de los parámetros de ajuste presentados en la tabla 8, se puede determinar la longitud de onda para compararla con la obtenida en la ecuación 17. Para ello, se toma el parámetro $B = 7,1 = \frac{\pi d}{\lambda}$ y se despeja $\lambda = (2,7 \pm 0,2)cm$ cuya incertidumbre se obtuvo mediante propagación de errores. Se compara este valor con el de referencia⁹ $\lambda = 2,85cm$ de la misma forma que antes y se obtiene que ambos valores son estadísticamente indistinguibles. Esto era esperado ya que el modelo teórico propuesto es más exacto que el utilizado en el experimento de ondas estacionarias.

V. Conclusiones

Se logró determinar la forma del decaimiento de la intensidad de la onda electromagnética en función de la distancia a la fuente dada por $I \propto r^{-0,58}$, que

no coincide con la esperada para una onda esférica o cilíndrica, lo cual significa que las microondas que llegaban al emisor son una combinación de ellas. Esto podría implicar que la distancia entre fuente y emisor no era lo suficientemente grande como para que la situación se pueda describir mediante las ecuaciones de Maxwell sin fuentes. Otra posibilidad es que habían ondas electromagnético de fondo que afectaban a la hora de medir. Para mejorar los resultados se propone repetir el experimento en un laboratorio sin aparatos electrónicos, y sin la presencia de un gran número de individuos en el mismo.

De las *figuras 11, y 12* se puede observar que la radiación emitida por el diodo transmisor está linealmente polarizada, y el receptor también tiene un eje de transmisión bien definido. Además, la lectura será máxima siempre que ambos ejes sean paralelos y se encuentren enfrentados. En este último caso, se observa que la intensidad que llega al receptor decae exponencialmente si ambos equipos no están correctamente alineados.

Del experimento de reflexión se observó en las *figuras 14, y 15* que se cumple la *ecuación 9*, pero con una discrepancia dependiendo del material de la placa reflectora. Se propone repetir el experimento para diferentes materiales, con diferentes acabados, para estudiar efectos superficiales.

El experimento de las ondas estacionarias cumplió su objetivo ya que se determinó la longitud de onda y frecuencia de las ondas emitidas por el diodo emisor, que se encuentran dentro del rango de las microondas. Sin embargo se encontró que el modelo teórico a ajustar no es el adecuado, aunque sí lo es su carácter funcional.

En cuanto a la experiencia con el prisma, se encontró que el molde aporta una corrección que es del orden de la incertidumbre, y por lo tanto se lo puede considerar despreciable. Por otro lado, el valor encontrado del índice de refracción del estireno no coincide¹¹ al 95 % con el valor comunicado por R. G. Geyer, debido a que el material utilizado podría no ser exactamente el mismo.

De los resultados obtenidos en el experimento de polarización, se encontró que una rejilla metálica con ranuras equiespaciadas, puede funcionar como polarizador. En tal caso, la intensidad medida por el receptor es sólo la componente paralela a su eje de transmisión.

Finalmente, en el experimento de doble rendija, se logró observar un patrón típico de interferencia y difracción (ver *figura 19*) caracterizado por un máximo principal donde se concentra la mayor parte de la energía, y un máximo secundario. Para lograr optimizar el ajuste no lineal se propone a futuro, utilizar un instrumento de mayor precisión en las mediciones, para lograr medir más máximos secundarios.

Referencias

1. M. Saif ur-Rahman, M. A. Abou-Khousa, M. F. Akbar. *A review on*

microwave non-destructive testing (NDT) of composites. Science Direct, DOI:10.1016/j.jestch.2024.101848. October 2024.

2. S. Moh and F. Placido. *Microwave-Assisted DC Magnetron Sputtering.* Thin Film Centre, University of Paisley, Paisley, United Kingdom
3. A. N. Uwaechia, N. M. Mahyuddin. *A Comprehensive Survey on Millimeter Wave Communications for Fifth-Generation Wireless Networks: Feasibility and Challenges.* IEEE, School of Electrical and Electronic Engineering, Universiti Sains Malaysia, Malaysia
4. Hans-Joachim Schwarzmaier MD, Thomas Kahn. *Magnetic Resonance Imaging of Microwave Induced Tissue Heating.* Wiley ISMRM
5. M. T. Bevacqua, R. Gaffoglio, G. G. Bellizzi, G. Giordanengo, L. Crocco, M. Righero and G. Vecchi. *Field and Temperature Shaping for Microwave Hyperthermia: Recent Treatment Planning Tools to Enhance SAR-Based Procedures.* Cancers, MDPI.
6. J. D. Jackson *Classical Electrodynamics..* 3ra ed. John Wiley Sons, 2012.
7. Eugene Hecht. *Optics..* Fifth Edition, Pearson Education Limited, 2017. ISBN: 978-1292096939.
8. Hugh, Young, Roger Freedman. *Sears and Zemansky's University Physics with Modern Physics.* 12th ed. Vol 2, 2009. IBSN: 978-6074423044.
9. PASCO *Microwave optics: Instruction Manual and Experiment Guide for PASCO Scientific Model WA9314B.* 012-04630F 4/99.
10. Silvina Pérez, Clemar Schurrer, Guillermo Stutz. *Análisis de Datos e Incertidumbres en Física Experimental..* Series C, Trabajos de Física, 2015.
11. Silvina Pérez, Clemar Schurrer, Guillermo Stutz. *Análisis de Datos e Incertidumbres Parte II en Física Experimental.* Series C, Trabajos de Física, 2015.
12. Gustavo A. Monti. *Ajuste lineal por cuadrados mínimos.* https://famaf.aulavirtual.unc.edu.ar/pluginfile.php/45501/mod_resource/content/1/optimizacion_de_funciones_lineal.ipynb.txt
13. Gustavo A. Monti. *Ajuste lineal por cuadrados mínimos.* https://famaf.aulavirtual.unc.edu.ar/pluginfile.php/37075/mod_resource/content/3/optimizacion_de_funciones_no_lineal.ipynb.

14. R. G. Geyer. *Dielectric Characterization and Reference Materials*. NIST Technical Note 1338.

Capítulo 10

Teoría electromagnética de la luz en el régimen de microondas

Contexto histórico y Premio Nobel

La teoría electromagnética de la luz en el régimen de microondas se basa en las ecuaciones de **James Clerk Maxwell**, quien unificó la electricidad, el magnetismo y la óptica en un solo marco teórico. Aunque Maxwell no recibió el Premio Nobel (falleció antes de su instauración), su trabajo es uno de los pilares de la física moderna.

Las microondas, como parte del espectro electromagnético, desempeñaron un rol central en el descubrimiento del **fondo cósmico de microondas** (CMB), una radiación remanente del universo temprano detectada accidentalmente por **Arno Penzias y Robert Wilson**, quienes obtuvieron el *Premio Nobel de Física en 1978*. Este hallazgo confirmó predicciones del modelo del Big Bang y ejemplifica la importancia de las microondas tanto en física teórica como experimental.

TEORIA ELECTROMAGNETICA DE LA LUZ EN EL REGIMEN DE MICROONDAS

Gonzalez Christian H. Martin y Loggia Tobias Leonel

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF) – Universidad Nacional De Córdoba
M.Allende y H. de la Torre - Ciudad Universitaria, X5016LAE - Córdoba, Argentina

10 de junio de 2025

La teoría electromagnética y la óptica nos brindan herramientas para estudiar fenómenos asociados a las ondas electromagnéticas. En este trabajo se realizó una serie de experimentos con una fuente de microondas con el objetivo de poner a prueba la validez de la teoría en este régimen del espectro.

Se caracterizó el comportamiento de la onda, esto es su decaimiento, el perfil de onda y su polarización. También se estudió su comportamiento frente a materiales conductores y no conductores, y se verificó para materiales conductores la ley reflexión. Además mediante los interferómetros de Lloyd, Fabry-Perot y Michelson, se analizó el fenómeno de interferencia y se determinó la longitud de onda $\lambda = 2,862 \pm 0,006 \text{ cm}$. Con lo obtenido logramos verificar experimentalmente la ley de difracción de Bragg, a escala macroscópica, para una estructura cristalina cúbica.

Palabras Clave: microondas, interferencia, difracción, ley de Bragg.

I. INTRODUCCIÓN

En el año 1865 el físico James Clerk Maxwell publica el artículo “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field” y encuentra que sus ecuaciones predicen la existencia de campos electromagnéticos oscilantes, que se propagan en el vacío con una velocidad teórica, que coincide con la velocidad de la luz obtenida en los resultados experimentales de Fizeau, realizados en 1849. Gracias a este trabajo de unificación de fenómenos luminosos y electromagnéticos, se predice la existencia de ondas electromagnéticas en un amplio espectro de frecuencias.⁵

En 1887 Heinrich Hertz logró generar y detectar ondas electromagnéticas con longitud de onda del orden del metro, con lo que pudo realizar experimentos elementales que se efectuaban con luz, probando la validez de la teoría electromagnética de Maxwell. En su trabajo Hertz declara: “Podemos quizás designarlos además, como rayos de luz de longitud de onda muy grande”.²

En 1894, el físico Jagadish Chandra Bose realizó los primeros experimentos con longitudes de onda que van desde los 5 mm hasta el orden de los centímetros. Para sus trabajos, Bose inventó las guías de ondas circulares, las antenas de bocina piramidal que se muestran en la figura 1.⁶

Las microondas tienen un amplio campo de aplicaciones en diversas áreas. En las telecomunicaciones, se emplean en enlaces punto a punto para transmitir datos a largas distancias, utilizando frecuencias entre 1 GHz y 30 GHz. En los radares meteorológicos, que operan comúnmente entre 5 GHz y 10 GHz, se utilizan para detectar precipitaciones, tormentas y otros fenómenos atmosféricos mediante la reflexión de



Figura 1: A la derecha una de las antenas de bocina emisoras de Bose, a la izquierda la bocina receptora.

las ondas en partículas suspendidas en la atmósfera. En el ámbito de la medicina, se aplican en procedimientos como la diatermia para calentar tejidos y la ablación por microondas para destruir tumores localizados, generalmente con frecuencias en el rango de 915 MHz a 2.45 GHz. También, en la astronomía, las microondas permiten el estudio del universo primitivo mediante la observación de la radiación del fondo cósmico de microondas (CMB), que se detecta alrededor de los 160 GHz.

En este trabajo se estudian experimentos desarrollados originalmente con luz visible, con la finalidad de verificar la validez de la teoría electromagnética en el régimen de microondas. Se determina por medio de ajustes lineales la longitud de onda característica del equipo utilizado y, mediante la utilización de un modelo macroscópico, se realiza la descripción de una estructura cristalina cúbica.

II. MARCO TEÓRICO

Las ecuaciones de Maxwell predicen la existencia de ondas electromagnéticas transversales que se pro-

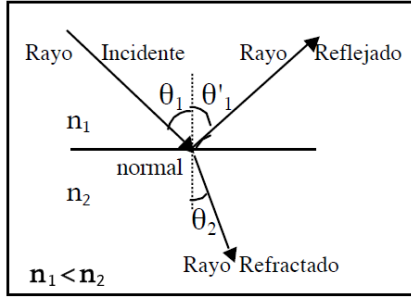


Figura 2: Muestra de como se refracta y refleja la luz al incidir con un material

pagan a la velocidad de la luz, es decir, los campos eléctricos y magnéticos oscilan en direcciones perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación.

Un comportamiento característico de la radiación electromagnética es que su intensidad obedece la ley del inverso cuadrado, que se aplica cuando una cantidad conservada se irradia uniformemente desde una fuente puntual. Dado que el área de una esfera es $A = 4\pi r^2$, la radiación emitida, al alejarse de la fuente, se dispersa sobre un área que crece con el cuadrado de la distancia. Por lo tanto, la intensidad I es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia r desde la fuente, como se expresa en la ecuación 1.²

$$I \propto \frac{1}{r^2} \quad (1)$$

Cuando el campo eléctrico oscila sobre una dirección fija, hablamos de que la onda se encuentra linealmente polarizada, la ecuación 2 se conoce como ley de Malus y establece que la intensidad detectada es proporcional al cuadrado del coseno del ángulo entre el eje de polarización de la luz del emisor y la dirección de polarización de la luz incidente en el detector.²

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta \quad (2)$$

Como muestra la figura 2, la reflexión de ondas electromagnéticas ocurre cuando una onda en propagación encuentra una superficie y parte de su energía es devuelta al mismo medio del que provenía, mientras que otra parte puede ser absorbida o transmitida a través del material. El ángulo entre la onda incidente y la normal al plano se denomina ángulo de incidencia θ_1 , mientras que el ángulo entre la normal al plano y la onda reflejada se llama ángulo de reflexión θ'_1 . A partir de las ecuaciones del electromagnetismo, se demuestra que estos ángulos son iguales, lo que se muestra en la ecuación 3 y se conoce como ley de reflexión.

$$\theta_i = \theta_r \quad (3)$$

El modelo de Drude para corrientes producidas por campos eléctricos en sistemas con cargas libres, explica cómo un campo oscilante produce corriente oscilantes, y por lo tanto una conductividad compleja.

En condiciones donde la frecuencia de oscilación del campo es $\omega \ll \omega_p$, con $\omega_p^2 = NZe^2/\epsilon_0 m$ llamada frecuencia de plasma del medio, que depende solamente del número de electrones libres por unidad de volumen, la luz incidente en metales penetra una distancia muy corta, siendo mayormente reflejada.³

Los fenómenos de interferencia ocurren cuando dos o más ondas se superponen en un mismo punto, lo que da lugar a una distribución de intensidad que no se corresponde con la suma de las intensidades correspondientes a cada onda. En la ecuación 4, que muestra la intensidad resultante para dos ondas, el último término, llamado término de interferencia, depende de la diferencia de fase relativa de las ondas.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (4)$$

La interferencia constructiva ocurre cuando las ondas se encuentran en fase, es decir, cuando $\delta = 0$; $\pm 2\pi$..., por lo que la amplitud resultante es la suma de las amplitudes de los campos. Por otro lado, la interferencia destructiva se produce cuando las ondas están en oposición de fase, es decir, cuando $\delta = \pm \pi$; $\pm 3\pi$..., lo que hace que las amplitudes del campo se resten, dando como resultado una amplitud nula.

Si se tienen ondas que viajan en direcciones opuestas con la misma frecuencia, se genera lo que se conoce como una onda estacionaria. Esta onda presenta regiones de amplitud del campo máximas y mínimas, según la interferencia entre las ondas sea constructiva o destructiva. Las regiones de amplitud mínima se conocen como nodos, y la distancia entre nodos es igual a $\lambda/2$, donde λ es la longitud de onda.

Otro fenómeno que ocurre debido a la naturaleza ondulatoria de las ondas es la difracción, que se produce cuando las ondas encuentran un obstáculo, generando un cambio en su propagación con respecto a la original. La difracción da lugar a patrones de interferencia que dependen de la geometría del obstáculo y de la longitud de onda utilizada.

En particular, se estudió el caso en el que el obstáculo es una estructura cristalina, que funciona como una rejilla tridimensional de difracción, donde los átomos actúan como dispersores y se puede considerar un conjunto de planos separados entre sí. La interferencia constructiva en esta situación se da cuando se satisface la ecuación 5 conocida como ley de Bragg.

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (5)$$

Donde d es la distancia entre planos adyacentes, θ es el ángulo de dispersión, λ es la longitud de onda y m es un número entero que representa el orden de la interferencia.

También en cristalografía existe un sistema de notación para describir los planos de la red cristalina. En particular, una familia de planos de una red cristalina directa está determinada por tres enteros h , k y l que denotan un plano que intercepta los puntos

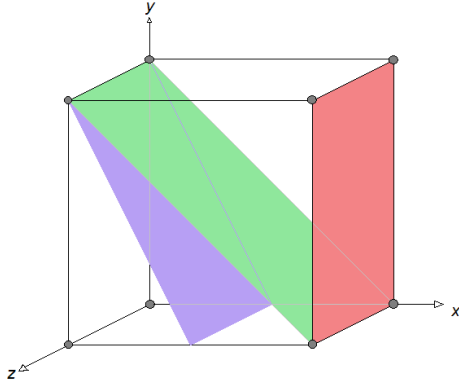


Figura 3: Representación de la estructura cristalina y los planos (100) en rojo, (110) en verde y (210) en azul.

a_1/h , a_2/k y a_3/l o algún múltiplo de estos. La distancia perpendicular d entre planos adyacentes está relacionada con el vector de la red recíproca ortogonal a esos planos. Para el caso especial de cristales cúbicos simples, los vectores de red son ortogonales y de igual longitud, por lo tanto los índices de Miller simplemente denotan direcciones en coordenadas cartesianas. La separación d entre planos de red que generan la difracción, se puede obtener de la ecuación 6, donde a es el parámetro de red del cristal.⁴

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (6)$$

La figura 3 muestra en un sistema de coordenadas sobre la estructura cúbica del cristal, los planos (100), de color rojo, (110) de color verde y (210) de color azul.

III. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Equipamiento

El transmisor genera una onda coherente, linealmente polarizada, con una longitud de onda especificada de 2,85 cm.

Una explicación sencilla del funcionamiento del emisor es que un diodo Gunn se encuentra dentro de una cavidad resonante ajustada a una frecuencia de 10,525 GHz. Al oscilar, el diodo genera una señal en la región de las microondas, la cual es amplificada y dirigida hacia una antena emisora. Esta antena convierte la señal en una onda electromagnética, que se propaga a través del espacio. Además, la onda generada resulta linealmente polarizada a lo largo del eje del diodo.

El receptor de microondas convierte la energía electromagnética de las microondas en señales eléctricas, dirigiendo la señal hacia el diodo que se encuentra dentro de su cavidad resonante. El diodo solo responde a las componentes de la señal que están polarizadas a lo largo de su eje.

Ambos dispositivos, el emisor y el receptor, cuen-

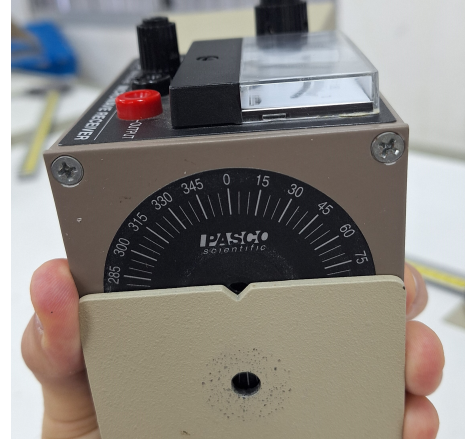


Figura 4: Parte trasera del emisor donde se aprecia la escala angular, que facilita las mediciones de su orientación.

tan con una escala rotacional en su parte trasera, como se muestra en la figura 4, lo que permite medir los ángulos de inclinación relativa y estudiar la polarización de la onda. Además, ambos se fijaban sobre soportes que podían montarse en los brazos del goniómetro, lo que facilitaba mantener los equipos fijos al momento de realizar las mediciones.

Caracterización del sistema

Se realizaron una serie de experimentos para caracterizar el sistema, con el fin de familiarizarse con el funcionamiento del equipo experimental.

Primero se montaron el emisor y el receptor en sus respectivas bases, y se fijaron a cada uno de los brazos del goniómetro, a una distancia $R = 59,6 \pm 0,1$ cm, como se muestra en la figura 5. Se verificó que ambos dispositivos estuvieran correctamente orientados, es decir, en la misma polarización, lo cual se logró guiándose por la escala rotacional ubicada en la parte trasera de ambos dispositivos, colocándolos en $\theta = 0^\circ$. Luego, se ajustó la sensibilidad del receptor para obtener una lectura de intensidad igual a $I = 1 \pm 0,02$ mA. Se varió la distancia en intervalos de 5 cm hasta alcanzar $R = 109,6 \pm 0,2$ cm, y se registró, para cada configuración, la intensidad de la onda marcada en el medidor del receptor.

Por otro lado, se analizó la influencia de la orientación relativa de las bocinas del emisor y del receptor en las mediciones. Para ello, se colocaron ambos enfrentados en los brazos del goniómetro, a una distancia $d = 65,0 \pm 0,2$ cm, con sus escalas de rotación en cero grados. Se ajustó la sensibilidad del receptor para obtener una primera lectura de $I = 1,0 \pm 0,02$ mA. Luego, se comenzó a rotar el emisor en intervalos de $\theta = 15^\circ$ y se registró la intensidad medida en el receptor hasta completar una vuelta completa. El experimento se repitió rotando el receptor.

También se analizó la variación de la intensidad a medida que se modificaba el ángulo de rotación en el goniómetro, específicamente del brazo móvil en el que se encontraba el receptor. Para ello, se colocó el

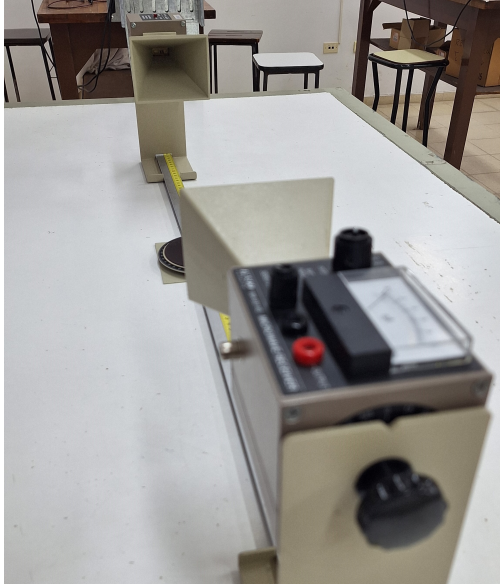


Figura 5: Montaje del emisor y receptor en los brazos del goniómetro.

emisor centrado en la placa central del goniómetro, directamente enfrenteado al receptor, ubicándolos lo más alejados posible como se esquematiza en la figura 6. Se ajustó la sensibilidad del receptor para obtener una medición de $I = 1 \pm 0,02 \text{ mA}$ cuando estaban enfrenteados, y se procedió a realizar un barrido angular, registrando la intensidad en el receptor desde $\theta = 90 \pm 1^\circ$ hasta $\theta = 225 \pm 1^\circ$, variando el ángulo en pasos de cinco grados.

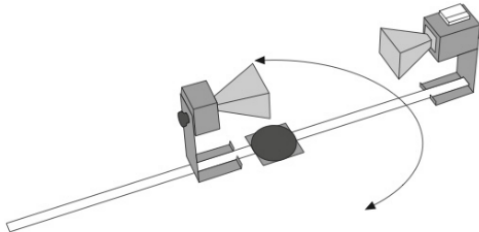


Figura 6: Montaje para analizar la distribución angular de la intensidad.

Reflexión

En este experimento se buscó corroborar la ley de reflexión, dada por la ecuación 3, en el régimen de las microondas. Para ello, se colocaron el emisor y el receptor en los brazos del goniómetro, mientras que en el centro se ubicó un soporte rotante con una placa reflectora de metal, como se muestra en la figura 7.

La placa reflectora utilizada fue de metal, un material conductor, para así obtener la mayor intensidad en las ondas reflejadas, como lo predice el modelo de Drude de electrones libres. Se verificó que ambas bocinas estuvieran en la misma polarización y se ajustó la sensibilidad del receptor.

Girando el soporte rotante del goniómetro, se ob-

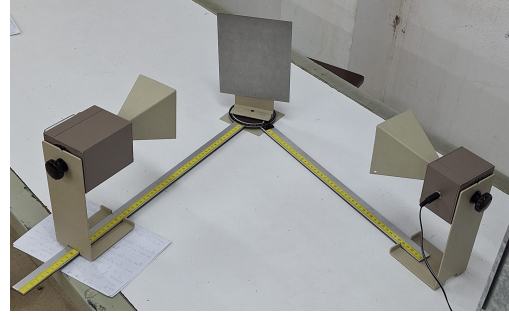


Figura 7: Montaje para la verificación de la ley de reflexión.

tuvieron los ángulos de incidencia deseados, es decir, el ángulo que forma el haz incidente con la normal a la superficie de la placa reflectora, denotado como θ_i . Moviendo el brazo móvil del goniómetro, se buscó un máximo de intensidad, y el ángulo que este formaba con la normal a la superficie reflectora se denominó ángulo de reflexión θ_r .

Se realizaron mediciones con el emisor y el receptor orientados a 0° y luego se repitieron con orientación de 90° .

Longitud de onda

En este experimento se buscó medir la longitud de onda emitida por el equipo mediante dos métodos diferentes.

Para el primer método, se colocaron el emisor y el receptor enfrenteados en los brazos del goniómetro, generando una onda estacionaria. Se verificó que tuvieran la misma orientación y se ajustó la sensibilidad para obtener lecturas de intensidad en toda la escala.

Se comenzó a alejar el receptor y se registró la distancia cada vez que se encontró un máximo de intensidad en el medidor. Se recolectaron un total de 10 puntos, la máxima cantidad de datos posibles dadas las dimensiones del equipo. La ecuación 7 nos da la relación entre la distancia entre máximos y su orden.

$$y_n = \frac{\lambda}{2} n \quad (7)$$

Siendo n el número del máximo, y_n la distancia hasta ese máximo y λ la longitud de onda a averiguar.

Para el segundo método, se utilizó una placa metálica frente al emisor para reflejar la onda emitida y generar una onda estacionaria. Se colocó la sonda receptora en el brazo fijo del goniómetro. Esta se conectó al receptor, asegurándose de que la bocina apuntara en dirección opuesta al equipo para evitar la entrada de señales directas. Se comenzó a mover la sonda receptora hacia la placa reflectora, registrando la ubicación de los nodos, i.e. los mínimos de intensidad. La relación entre los mínimos y su orden también se ajustó a la ecuación 7.

Interferencia

En esta serie de experimentos se estudió el fenómeno de interferencia, característico de la natu-

raleza ondulatoria de las microondas. Para ello, se analizaron los sistemas conocidos como interferómetros, en particular los de Lloyd, Fabry-Pérot y Michelson. Estos sistemas fueron utilizados para determinar nuevamente la longitud de onda y comparar los valores obtenidos mediante estos métodos con aquellos calculados en la subsección *Longitud de onda*.

Para el método denominado espejo de Lloyd, como se ve en la figura[8] se colocaron el emisor y el receptor enfrentados en los brazos del goniómetro y se añadió un brazo fijo en el centro de la base, donde se montó una placa reflectora de metal. La placa reflectora se ubicó cerca del centro del goniómetro, con el objetivo de registrar un mínimo de intensidad en el receptor, y luego se alejó, registrando la distancia entre los mínimos.

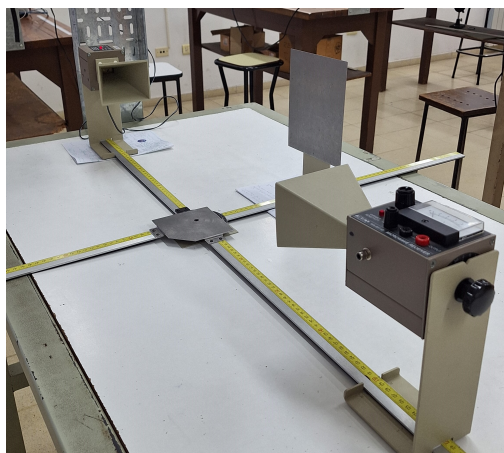


Figura 8: Montaje para el espejo de Lloyd.

La relación lineal, con pendiente igual a la longitud de onda, que sigue la posición de los mínimos respecto a su orden es la que se muestra en la ecuación 8.

$$y_n = \lambda n \quad (8)$$

Para el interferómetro de Fabry-Pérot, como se muestra en la figura 9, se colocaron el emisor y el receptor enfrentados en los brazos del goniómetro, con dos placas parcialmente reflectoras entre ellos, y se ajustó la sensibilidad del receptor para obtener lectura en toda la escala. Primero, se acercó la primera placa de madera hacia el centro del goniómetro y luego se comenzó a alejar la segunda placa, registrando la distancia entre ambas cada vez que se observó un mínimo de intensidad.

Para el experimento de Michelson, el equipo se dispuso como se muestra en la figura 10. En el centro se encontraba una placa parcialmente reflectora orientada a 45° , y en los extremos de los brazos se colocaron dos placas reflectoras, además del emisor y el receptor. Se ajustó la sensibilidad del receptor, se comenzó a alejar la placa A del centro del goniómetro y se registró la distancia correspondiente cada vez que se detectó un máximo de intensidad.

En estos dos últimos experimentos, la relación que siguen los máximos de Fabry-Pérot y los mínimos de

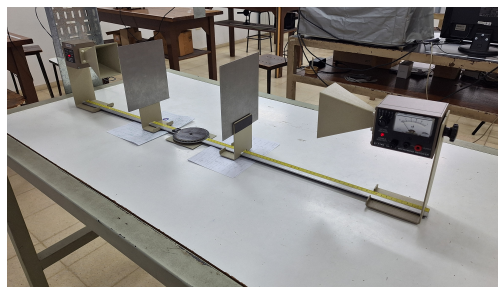


Figura 9: Montaje para el interferómetro de Fabry-Pérot.

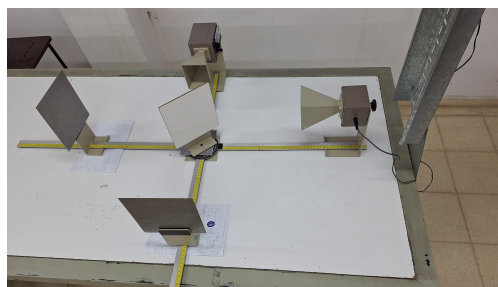


Figura 10: Montaje para el interferómetro de Michelson.

Michelson es una relación lineal con el orden correspondiente, con una pendiente de $\frac{\lambda}{2}$.

Difracción de Bragg

Para estudiar la difracción de Bragg con microondas, se utilizó como cristal macroscópico un cubo de polietileno con esferas de metal.

Para analizar los planos del cristal de interés, se colocaron el emisor y el receptor en los brazos del goniómetro. Se utilizó una mesa rotante en la placa central, que sirvió de base para colocar el cristal y permitir su rotación. El cristal se ubicó de manera tal que el plano a analizar quedara paralelo al haz incidente del emisor. El montaje experimental se ilustra en la figura 11. Se ajustó la sensibilidad del receptor para obtener lecturas en todo el rango del medidor sin saturarlo. Luego, se rotó el cristal 1° y el receptor 2° en el goniómetro, los dos giros antihorarios, registrando la intensidad correspondiente para la mayor cantidad de ángulos permitidos por el goniómetro.

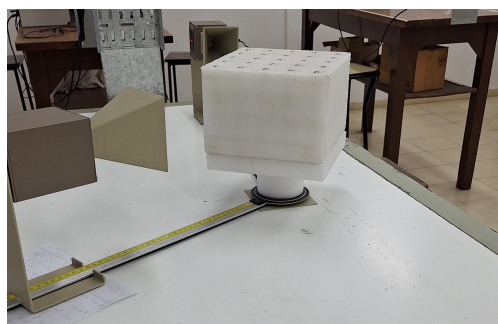


Figura 11: Montaje para experimento de difracción de Bragg.

IV. MEDICIONES Y ANÁLISIS DE DATOS

Caracterización del sistema

Se graficaron los datos de intensidad medida en función de la distancia emisor-receptor x , y se realizaron dos ajustes para analizar su decaimiento, uno con la función que varía como $1/x$, y otro con la función que varía como $1/x^2$. Se observó que la función que mejor se ajustó a los datos fue la que varía como $1/x^2$, con un coeficiente de determinación $R^2 = 0,991$, mientras que la función que decae como $1/x$ arrojó un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,984$. Esto indicó que la intensidad decae con el cuadrado de la distancia, tal como se esperaba según la ecuación 1.

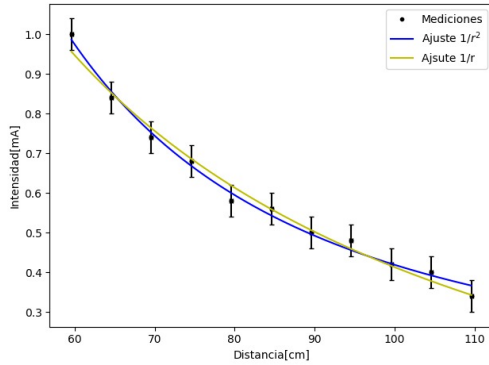


Figura 12: Distribución de puntos, con las funciones utilizadas para el ajuste.

La ley de Malus está dada por la ecuación 2. Donde I_0 representa la intensidad que sale del emisor, θ es el ángulo entre los ejes del emisor y el receptor, e I es la intensidad medida por el receptor. La figura 13 muestra la intensidad obtenida al variar la orientación relativa entre el emisor y el receptor, girando el emisor. Se observó que los datos se ajustaron adecuadamente a la ley de Malus, lo cual indica que la fuente emitía microondas linealmente polarizadas. Al girar el receptor, se obtuvo el mismo comportamiento.

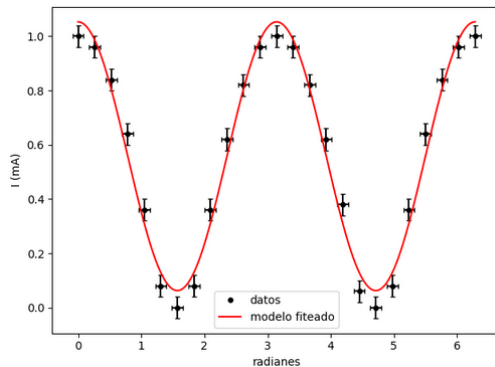


Figura 13: Intensidad en función del ángulo de inclinación del emisor.

En la figura 14 se graficó la intensidad de la onda registrada al girar el brazo del goniómetro que sostiene el receptor. Dado que la distribución de los datos

presentaba una forma gaussiana, se utilizó esta función para realizar un ajuste y a través del mismo, se obtuvo un valor de $\sigma = 0,2$, lo cual es consistente con el rápido decaimiento observado al alejar el brazo del receptor respecto de la configuración en la que se encontraba enfrentado al emisor. A partir de este comportamiento, se infirió que la fuente no emitía una onda perfectamente esférica.

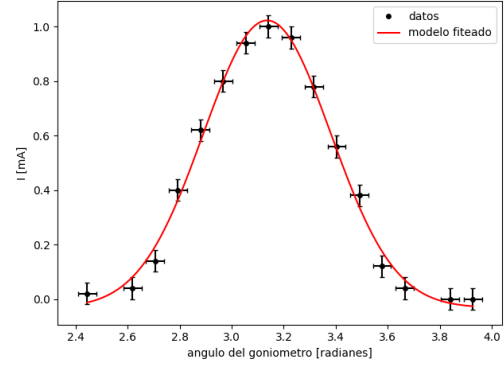


Figura 14: Distribución de la intensidad en función del ángulo del goniómetro.

Reflexión

En la figura 15 se muestra el ángulo de reflexión obtenido, para una polarización horizontal, en función del ángulo de incidencia. Se ajustaron los datos con una función lineal, ya que ese es el comportamiento teórico esperado. El ajuste confirmó este modelo al obtenerse un valor de la pendiente $a = 1,00 \pm 0,04$, con un coeficiente de determinación $R^2 = 0,997$.

El experimento se repitió girando el emisor y el receptor un ángulo de 90° , es decir, para una polarización vertical, y se obtuvo el mismo comportamiento.

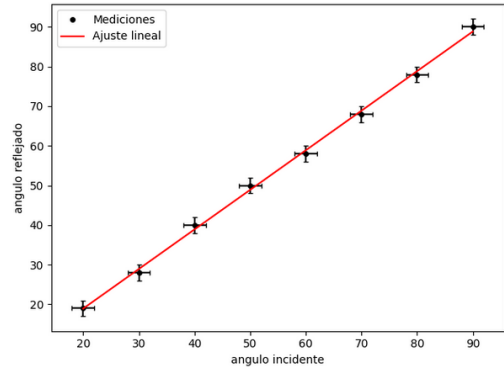


Figura 15: Gráfico del ángulo de reflexión en función del ángulo de incidencia.

Se obtuvo una ordenada al origen $b = -1 \pm 2$ que es más grande de lo esperado, pero contiene al 0 en su incertidumbre.

Longitud de onda

Se graficaron, para ambos métodos de obtención de la longitud de onda, las posiciones de los datos en función del orden. Se realizó un ajuste lineal en cada

caso y se determinó la longitud de onda a partir de la pendiente obtenida.

Para el primer método, en la figura 16, se muestra la distancia entre máximos en función del orden. El ajuste lineal permitió obtener una longitud de onda de $\lambda = 2,82 \pm 0,06$ cm.

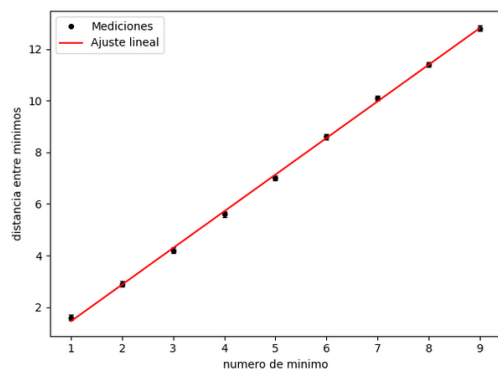


Figura 16: Ajuste lineal para el primer método de obtención de la longitud de onda.

Para el segundo método, la figura 17 muestra la distancia entre los mínimos en función del orden. A partir del ajuste, se obtuvo un valor para la longitud de onda de $\lambda = 2,84 \pm 0,02$ cm.

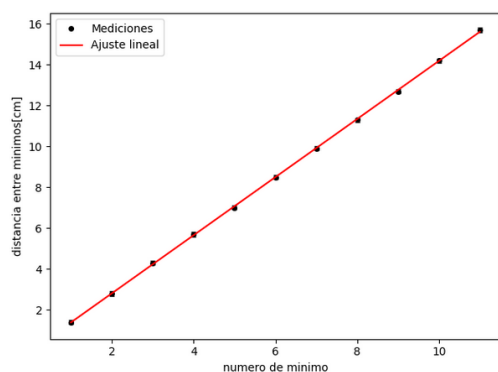


Figura 17: Ajuste lineal para el segundo método de obtención de la longitud de onda.

Interferencia

Se utilizaron los datos obtenidos en los experimentos de interferencia para calcular valores de la longitud de onda y compararlos con los obtenidos en la subsección *Longitud de onda*, así como con el valor especificado por el fabricante.

En la figura 18 se muestra la distancia entre mínimos en función del orden para el espejo de Lloyd, y a partir del ajuste lineal se obtuvo una longitud de onda de $\lambda = 2,8 \pm 0,1$ cm. Con una ordenada al origen $b = 0,1 \pm 0,8$

En la figura 19 se exhiben las posiciones de los mínimos en función de su orden para el experimento de Fabry-Pérot. Tras realizar el ajuste lineal, se calculó la longitud de onda a partir de la pendiente, obteniéndose $\lambda = 2,83 \pm 0,04$ cm y una ordenada al origen $b = 0,2 \pm 0,2$.

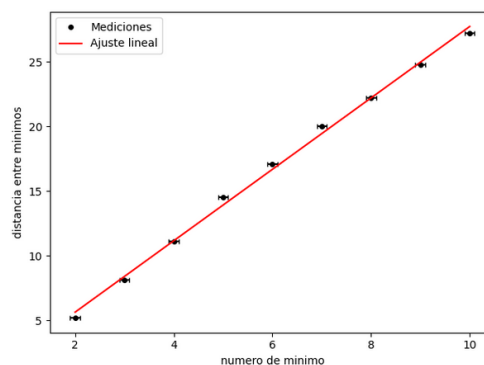


Figura 18: Ajuste lineal de la distribución de mínimos para el espejo de Lloyd.

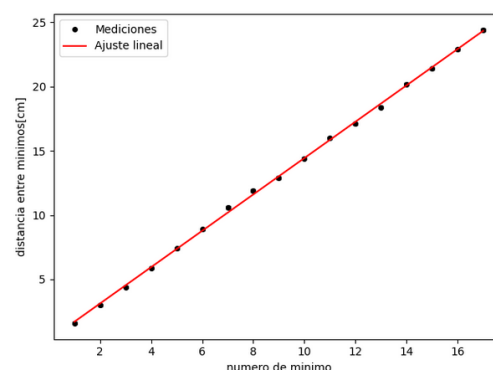


Figura 19: Ajuste lineal de la distribución de mínimos para el interferómetro de Fabry-Pérot.

Para el experimento de Michelson, en la figura 20 se muestra la posición de los máximos en función del orden. Se realizó un ajuste lineal para obtener el valor de la pendiente y, a partir de esta, se calculó la longitud de onda, obteniéndose $\lambda = 2,862 \pm 0,006$ cm y una ordenada al origen $b = -1,3 \pm 0,1$.

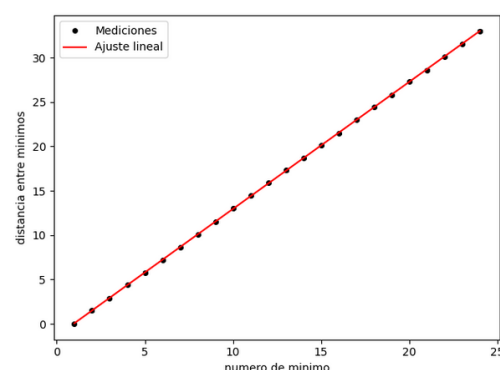


Figura 20: Ajuste lineal para la distribución de máximos en el interferómetro de Michelson.

Difracción de Bragg

Se gráfico en la figura 21 la intensidad en función del ángulo de dispersión θ , medido en el brazo móvil del goniómetro, para los tres planos cristalinos estudiados.

Para el plano (100) se encontró una división del pri-

mer máximo, obteniendo dos picos de intensidad en $Max_1 = 0,332 \pm 0,009Rad$ y en $Max_2 = 0,436 \pm 0,009$. También se observó un último máximo, en $Max_3 = 0,850Rad$ que se corresponde con el primer máximo del plano (200).

Para el plano (110) se obtuvo el primer máximo, dividido en dos, en $Max_1 = 0,506 \pm 0,009Rad$ y $Max_1 = 0,576 \pm 0,009$.

Por ultimo para el plano (210) se obtuvo un máximo en $Max_1 = 0,977 \pm 0,009$

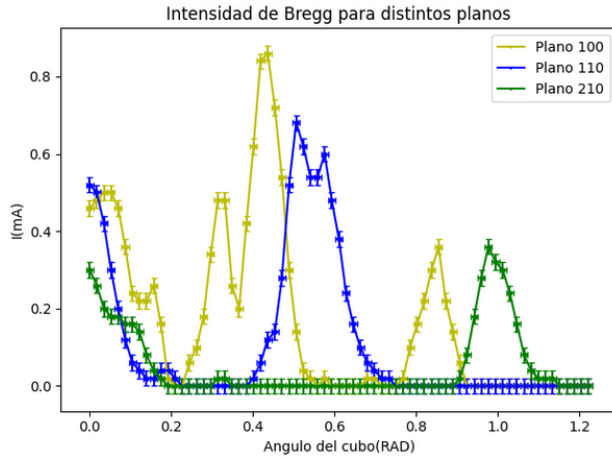


Figura 21: Gráfico de intensidad medida para los planos (100), (110) y (210).

V. DISCUSIÓN

Se obtuvo la longitud de onda mediante distintos métodos, con lo que se procedió a comparar dichos valores y los procesos de obtención. Para ello, se presentan en la tabla 1 los valores obtenidos para cada proceso.

Tabla 1: Valores de longitud de onda según el método de obtención

Método de obtención	Longitud de onda [cm]
Manual del equipo	$2,85 \pm 0,01$
Método 1	$2,82 \pm 0,06$
Método 2	$2,84 \pm 0,02$
Espejo de Lloyd	$2,8 \pm 0,1$
Fabry-Pérot	$2,83 \pm 0,04$
Michelson	$2,862 \pm 0,006$

Si $a = a_0 \pm \Delta a$ y $b = b_0 \pm \Delta b$ son dos mediciones del mismo parámetro, se considera que son indistinguibles⁷ si sus valores satisfacen la ecuación 9

$$|a_0 - b_0| \leq \Delta a + \Delta b \quad (9)$$

Se observó que los valores obtenidos mediante los distintos métodos son indistinguibles del proporcionado por el fabricante. El valor obtenido a partir del interferómetro de Michelson presentó el menor error porcentual (0,2%), siendo así la medición más precisa. Esto se debió a la mayor cantidad y calidad de

datos utilizados para el ajuste, en contraste con el valor obtenido mediante el experimento de Lloyd, que fue el que contó con menor cantidad de datos, siendo los últimos imprecisos y difíciles de determinar debido a su casi nula oscilación.

Se utilizó el valor de longitud de onda obtenido a partir del experimento de Michelson para los cálculos y mediciones subsiguientes.

En el estudio de la difracción de Bragg, se identificó un pico doble para el plano (100), ubicado en los ángulos $\theta = 0,332 \pm 0,009$ y $\theta = 0,436 \pm 0,009$. Esta división del máximo la atribuimos a fenómenos de difracción, ya que al no tratarse de una onda plana perfecta e interactuar con los múltiples planos, se producen interferencias destructivas que nos dan esos dobles picos. Se calculó el promedio de ambas mediciones y se asignó como incertidumbre la desviación estándar. Además, se identificó un segundo pico para este plano en $\theta = 0,855 \pm 0,009$, correspondiente al plano (200), es decir, al segundo orden ($m = 2$) de Bragg. Utilizando la ecuación 5, se calculó la distancia d entre planos.

Para el plano (110), se observaron dos picos en $\theta = 0,506 \pm 0,009$ y $\theta = 0,576 \pm 0,009$. Se aplicó el mismo procedimiento de promedio y desviación estándar para calcular la distancia interplanar.

En el caso del plano (210), se detectó un único pico claramente definido en $\theta = 0,977 \pm 0,009$, que fue utilizado para calcular su respectiva distancia interplanar.

Adicionalmente, se utilizó la ecuación 6) para calcular d a partir del parámetro de red, medido con una regla $a = 3,8 \pm 0,1$ cm. Los valores obtenidos por ambos métodos se resumen en la tabla 2.

Tabla 2: Distancias entre planos obtenidas por difracción de Bragg y mediante el parámetro de red

Plano	Difracción d [cm]	Parámetro de red d [cm]
(100)	$3,9 \pm 0,7$	$3,8 \pm 0,1$
(200)	$1,90 \pm 0,02$	$1,9 \pm 0,1$
(110)	$2,8 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,1$
(210)	$1,72 \pm 0,01$	$1,7 \pm 0,1$

Se concluyó que los valores obtenidos mediante difracción de Bragg son indistinguibles de los calculados con el parámetro de red. En particular, los planos (200) y (210) presentaron errores relativos pequeños. En contraste, la incertidumbre asociada al plano (100) en primer orden fue considerablemente mayor, atribuida a la dificultad en determinar con precisión el ángulo, producto de la división del pico observado.

VI. CONCLUSIONES

Se logró caracterizar la onda emitida por el dispositivo experimental. Se comprobó que la onda es EM ya que no se transmitía en conductores, y no se reflejaba en no conductores. Se observó su decaimiento con la distancia, su polarización lineal y se determinó que no podía ser considerada una onda esférica.

Además, se llevaron a cabo exitosamente experimentos de interferometría, con el objetivo de determinar su longitud de onda.

Posteriormente, se utilizó el valor obtenido para dicha longitud de onda en el análisis de los picos de difracción correspondientes a los planos (100), (200), (110) y (210) del cristal macroscópico. Los resultados obtenidos fueron indistinguibles de los valores teóricos esperados.

Referencias

1. PASCO scientific. Instruction Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model WA- 9314B.
2. E. Hecht, *Optics*, 5th ed., Pearson Education, Boston, 2016.
3. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 1998.
4. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976.
5. M. A. Sabadell, *Maxwell. La síntesis electromagnética*, Colección Grandes Ideas de la Ciencia, RBA Coleccionables, Barcelona, 2014.
6. D. T. Emerson, “Jagadis Chandra Bose: Millimetre Wave Research in the Nineteenth Century,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, no. 12, pp. 2267–2273, 1997. doi:10.1109/22.645069
7. Silvina Pérez, Clemar Schurrer, Guillermo Stutz. Análisis de Datos e Incertidumbres en Física Experimental. Series C, Trabajos de Física, 2015.

Capítulo 11

Efecto Compton, emisión de líneas L, ley de Moseley y absorción de borde con rayos X

Contexto histórico y Premio Nobel

Este experimento abarca varios fenómenos fundamentales. El *efecto Compton* fue descubierto por **Arthur H. Compton**, quien recibió el *Premio Nobel de Física en 1927*. Las líneas espectrales de rayos X fueron estudiadas por **Manne Siegbahn** (*Nobel de Física, 1924*). Además, se incluye la ley de **Henry Moseley**, cuya contribución fue esencial, aunque no fue reconocida con el Nobel debido a su temprana muerte en la Primera Guerra Mundial.

EFFECTO COMPTON, EMISIÓN DE LÍNEAS L, LEY DE MOSELEY Y ABSORCIÓN DE BORDE CON RAYOS X

COMPTON EFFECT, L-LINES EMISSION, MOSELEY'S LAW AND EDGE ABSORPTION WITH X-RAYS

T.A. Brusa y O.R. García¹

¹Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF) – Universidad Nacional de Córdoba
Av. M. Allende y H. de la Torre – (X5016LAE) Córdoba – Argentina

7 de Mayo de 2025

En este trabajo se realizaron diferentes experimentos con un tubo de Rayos X de Mo. Se verificó el efecto Compton de dispersión por elementos ligeros. Se observó la emisión de líneas L para diferentes elementos y se analizó la Ley de Moseley. Se estudió el efecto de absorción de borde con un filtro de Zr.

Palabras Clave: Rayos X, dispersión de Compton, emisión de líneas L, absorción de borde.

In this work, several experiments were performed using a Mo X-Ray tube. The Compton scattering effect by light elements was verified. L-lines emissions were observed for different elements, and Moseley's law was analyzed. The edge absorption effect was studied with a Zr filter.

Keywords: X-Rays, Compton scattering, L-lines emission, edge absorption.

I. INTRODUCCIÓN

Los Rayos X son una forma de radiación electromagnética con energías típicamente comprendidas entre $0,1\text{ keV}$ y 100 keV . En el espectro electromagnético se sitúan entre la radiación ultravioleta y los rayos gamma.

Su descubrimiento en 1895 por Wilhelm Röntgen impulsó avances fundamentales en la física moderna, abriendo nuevas puertas a la tecnología y a la medicina. Años más tarde en 1901, el descubrimiento de los Rayos X le otorgó a Röntgen el primer Premio Nobel de la Física.

Muchos fenómenos fueron descubiertos y explicados gracias a la capacidad de experimentar con Rayos X. En este trabajo abordaremos tres experimentos particulares: dispersión de Compton, emisión de líneas L y ley de Moseley y absorción de borde.

Para esta experiencia contamos de un equipo de Rayos X con un tubo de Mo. Los electrones son acelerados desde el cátodo hacia el ánodo dentro del tubo, lo que da lugar a la emisión de Rayos X.

El tubo se ubica en un recinto especial, separado del segundo recinto donde se realizan los experimentos. Un goniómetro permite colocar muestras en una base e instalar diferentes tipos de sensores, otorgando a ambos cierta libertad de rotación por medio de dos motores eléctricos. El control del equipo se realiza con un panel junto al recinto del tubo de Mo.

Efecto Compton

En 1923 el físico estadounidense Arthur Compton propuso una teoría cuántica sobre la dispersión de Rayos X por elementos ligeros.¹

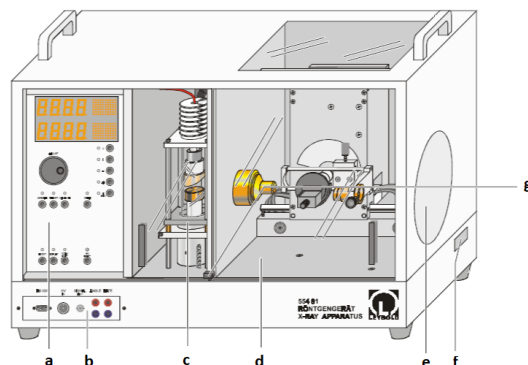


Figura 1: Equipo de Rayos X utilizado (a) panel de servicio; (b) panel de control; (c) tubo de Rayos X de Mo en su recinto; (d) recinto de experimentos (goniómetro montado); (e) pantalla luminiscente; (f) canal de vacío; (g) pulsador de seguridad.

En este modelo, un fotón con energía $E_1 = hc/\lambda_1$ y momento $p_1 = E_1/c$ 'colisiona' contra un electrón en reposo con energía $m_e c^2$. El fotón es dispersado en un ángulo θ respecto a su trayectoria original con una energía $E = hc/\lambda$ y momento $p = E/c$, mientras que el electrón se mueve con energía E_e y momento p_e en una dirección con un ángulo ϕ respecto al fotón incidente.

Planteando conservación de energía y momento antes y luego de la colisión se deduce que para el fotón²

$$\lambda - \lambda_1 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1)$$

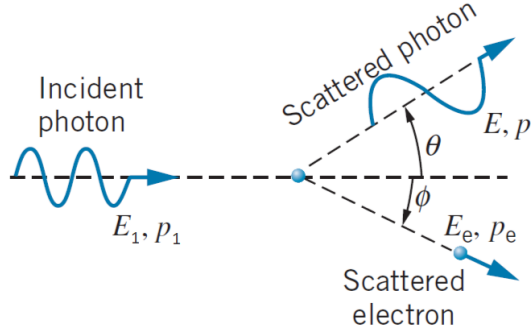


Figura 2: Geometría de la dispersión por efecto Compton.

O equivalentemente

$$\frac{1}{E} - \frac{1}{E_1} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (2)$$

Como el lado derecho no es negativo, E siempre es menor que E_1 por lo que el fotón pierde energía al ser dispersado, la cual es entregada al electrón en forma de energía cinética.

Por la explicación de este fenómeno, Arthur Compton recibió en 1927 el Premio Nobel de la Física.

Emisión de líneas L

La radiación en los experimentos con tubos de Rayos X proviene de dos fuentes: por un lado, la radiación de frenado debido a la desaceleración de las partículas cargadas, en este caso electrones, al interactuar con el campo eléctrico de los núcleos atómicos. Las partículas pierden energía que se libera como fotones de Rayos X.

Por otro lado, se suma la emisión de radiación característica, que no forma un espectro continuo, sino que consiste en líneas de emisión definidas.

Cuando un electrón es arrancado de la capa más interna del átomo por la absorción de un fotón, el átomo se ioniza. El exceso de energía del ion sobre el estado normal es igual a la energía de enlace del electrón en la capa K .³ Los espacios vacantes son ocupados por electrones de otros niveles con energías de enlace menores. La transición de una capa a la otra genera la emisión de un fotón con energías discretas, determinadas por la diferencia de energías entre los niveles.

Las líneas L_α y L_β se refieren a transiciones desde las capas M y N a la capa L .

Con el modelo de los átomos hidrogenoides, la energía correspondiente a cada nivel atómico puede calcularse con

$$E_n = -Rhc \frac{(Z - \sigma_n)^2}{n^2} \quad (3)$$

donde $R = m_e e^4 / (8\epsilon_0^2 h^3 c)$ es la constante de Rydberg y σ_n es la constante de apantallamiento atómico. Al transicionar de un nivel n_2 a un nivel menor n_1

se produce la emisión de una línea característica con frecuencia

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = cR \left(\frac{(Z - \sigma_1)^2}{n_1^2} - \frac{(Z - \sigma_2)^2}{n_2^2} \right) \quad (4)$$

Tomando un valor promedio de σ_1 y σ_2 como $\sigma_{2,1}$ se obtiene la Ley de Moseley

$$\sqrt{\frac{\nu}{\nu_R}} = (Z - \sigma_{2,1}) \sqrt{\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}} \quad (5)$$

que indica una relación lineal entre la frecuencia de la línea emitida y el número atómico Z ,^{4,5} con $\nu_R = cR$. En términos de la energía, definiendo $R_y = Rhc \approx 13,6 \text{ eV}$ resulta en

$$\sqrt{\frac{E}{R_y}} = (Z - \sigma_{2,1}) \sqrt{\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}} \quad (6)$$

Absorción de borde

Cuando un haz de Rayos X atraviesa la materia, es atenuado por fenómenos de dispersión y absorción. El efecto de absorción es generalmente predominante, pues si la energía del haz $E = hc/\lambda$ es mayor que la energía de ligadura E_K del electrón en la capa más interna del átomo (K), éste es arrancado de esta capa.

La transmisión T del material en función de la longitud de onda aumenta abruptamente en

$$\lambda_K = \frac{hc}{E_K} \quad (7)$$

Este cambio abrupto en la transmisión T se conoce como absorción de borde.

II. MÉTODOS EXPERIMENTALES

Para estos trabajos se dispuso de un aparato de Rayos X Leybold 554 811 con un goniómetro 554 83 y un tubo de Rayos X de Mo 554 82. Se utilizó un detector de energía de Rayos X 559 938, un contador 559 01, un colimador circular, un colimador lineal y un sensor CASSY 2 524 013. También se utilizaron muestras de Ag, Au, W, Pb, Sn, In, NaCl y Plexiglass, y un filtro de Zr.

Efecto Compton

Se armó el equipo experimental siguiendo las indicaciones del manual,⁶ con el detector de energía 559 938 montado en el goniómetro y un colimador circular con un filtro de Zr colocado en su interior.

El aparato se calibró registrando con el sensor CASSY 2 los eventos N_A en función de los canales n_a para muestras de Au y Ag con una configuración de $U = 35 \text{ kV}$, $I = 1 \text{ mA}$, $\Delta t = 300 \text{ s}$, 256 canales con pulsos negativos y una ganancia de -3 . Luego se determinaron los valores de n_a correspondientes a las líneas de emisión $L_\alpha = 9,67065 \text{ keV}$ para el Au y $K_\alpha = 22,07661 \text{ keV}$ para el Ag.⁷

Con una muestra de Plexiglass montada en la base del objetivo a 20° se registraron durante 300 s el

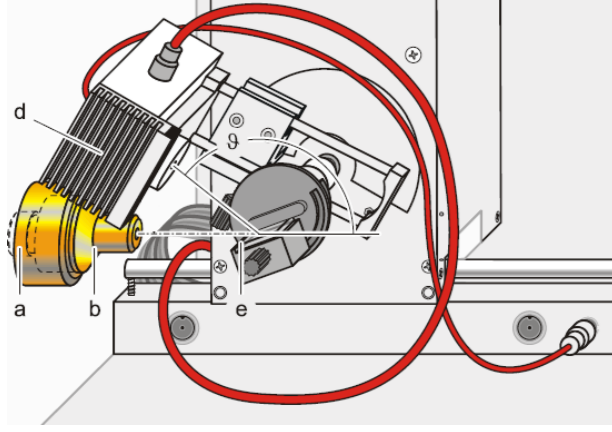


Figura 3: Medición del efecto Compton (a) filtro Zr; (b) colimador circular; (d) detector de energía; (e) muestra de Plexiglass.

número de eventos de cada energía para ángulos de dispersión rotando el sensor a 30° , 60° , 90° , 120° y 150° . Luego se retiró la muestra de Plexiglass y se midió directamente el haz de Rayos X con el sensor a 0° .

Emisión de líneas L

Se armó el aparato de Rayos X con las instrucciones del manual del experimento.⁸ Esta vez se utilizó el colimador lineal sin el filtro Zr. Nuevamente se dispuso del detector de energía 559 938 montado en el goniómetro.

El equipo se calibró para un voltaje $U = 35 \text{ kV}$, una corriente $I = 1 \text{ mA}$, un tiempo de medición $\Delta t = 300 \text{ s}$, 512 canales con pulsos negativos y una ganancia de $-2,5$. La calibración se realizó con dos muestras de Ag y W, con líneas de emisión $K_\alpha = 22,07661 \text{ keV}$ para el Ag y $L_\alpha = 8,3664 \text{ keV}$ para el W.⁷

Con la base del objetivo a 45° y el detector a 90° se registraron con el sensor CASSY 2 los eventos N_A según la energía para muestras de Ag, Au, Pb, In, Sn y W.

Absorción de borde

Con el manual del experimento⁹ se montó sobre el goniómetro el contador 559 01 y se instaló el colimador lineal. Sobre la base del objetivo se colocó la muestra de NaCl. Para un voltaje $U = 30 \text{ kV}$ y una corriente $I = 1 \text{ mA}$ se midió la curva de tasa (eventos por segundo) en función de la longitud de onda del haz difractado variando el ángulo de la base del objetivo θ y el ángulo del contador 2θ entre $4,2^\circ$ y $8,3^\circ$, con un paso angular $\Delta\beta = 0,1^\circ$ y un tiempo de medición de 5 s para cada valor de θ .

Este proceso se repitió colocando delante del contador un filtro de Zr. El filtro cumplió la función de atenuar el haz dispersado

III. RESULTADOS Y DISCUSIONES

Efecto Compton

Para cada curva registrada se halló la energía con el mayor número de eventos registrados. Las curvas medidas se presentan en la Figura 4 y los valores obtenidos se encuentran en la Tabla 1. Para cada energía se calculó la correspondiente longitud de onda mediante

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (8)$$

Ángulo θ ($\pm 0,1$) grados	E ($\pm 0,4$) keV	λ (Å)
0,0	17,4	$0,71 \pm 0,02$
30,0	17,3	$0,72 \pm 0,02$
60,0	17,0	$0,73 \pm 0,02$
90,0	16,7	$0,74 \pm 0,02$
120,0	16,2	$0,76 \pm 0,02$
150,0	16,0	$0,77 \pm 0,02$

Tabla 1: Energías y longitudes de onda para diferentes ángulos de dispersión del haz de Rayos X.

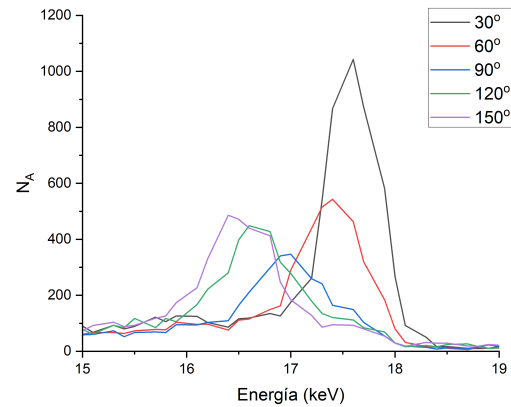


Figura 4: Número de eventos N_A según la energía para los diferentes ángulos de dispersión medidos.

A partir de la ecuación 1 se ajustó linealmente $\lambda - \lambda_1$ en función de $(1 - \cos \theta)$ con $\lambda_1 = (0,71 \pm 0,02) \text{ Å}$. Para este ajuste se eliminó el primer punto de la Tabla 1 correspondiente a un ángulo de dispersión de $\theta = (0,0 \pm 0,1)^\circ$.

Se obtuvo una pendiente de $(2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ m}$, una ordenada de $(5 \pm 2) \cdot 10^{-13} \text{ m}$ y un factor $R_{adj}^2 = 0,98412$. El ajuste se encuentra en la Figura 5 y los residuos en la Figura 6.

La pendiente del ajuste corresponde a la longitud de onda de Compton, con un valor de $2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. Nuestro valor calculado difiere en un 10 % con este valor teórico.

Los residuos se encuentran uniformemente distribuidos entre valores positivos y negativos. Se calculó la incertidumbre de las energías medidas con la resolución del sensor especificada en el manual.¹⁰

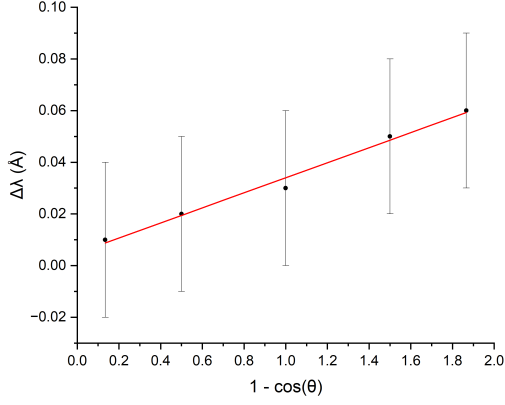


Figura 5: Ajuste del efecto Compton de los datos medidos (Tabla 1) con la ecuación 1.

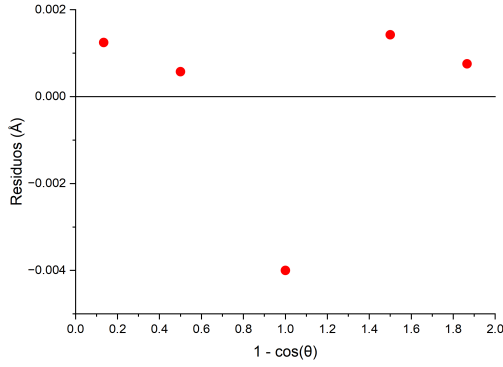


Figura 6: Residuos del ajuste de efecto Compton.

Emisión de líneas L

Las curvas de los eventos registrados según las energías para todas las muestras se incluyen en las Figuras 7 a 12 para Ag, In, Sn, W, Au y Pb respectivamente.

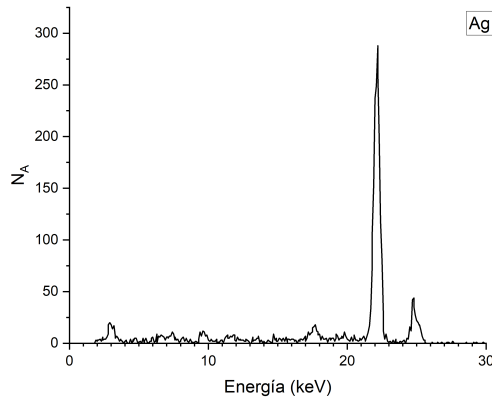


Figura 7: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de Ag.

Para las curvas de W, Au y Pb se obtuvieron las energías de las líneas L_α y L_β con el primer y segundo pico de cada curva. Para Ag, In y Sn se consideró a ambas líneas como idénticas debido a la resolución del aparato de Rayos X.

La Tabla 2 contiene las energías medidas de ambas líneas para cada elemento. Para cada medición se calculó el factor $\sqrt{E/R_y}$ y el valor promedio $\sigma_{2,1}$ utilizando la ecuación 6. En el caso de las líneas L , $n_1 = 2$ y $n_2 = 3$.⁵

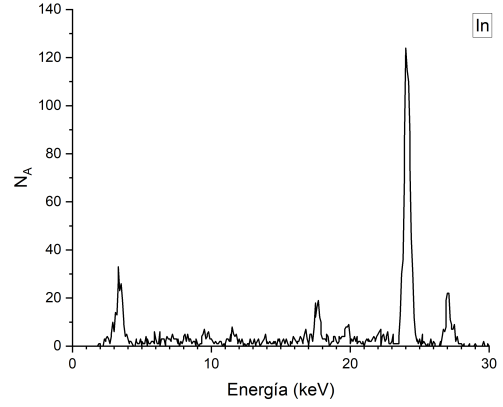


Figura 8: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de In.

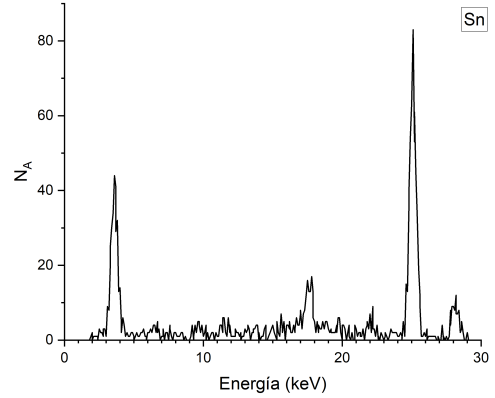


Figura 9: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de Sn.

Con los valores calculados de $\sqrt{E/R_y}$ se ajustó linealmente $\sqrt{E/R_y}$ en función de Z (Figura 13). Para las líneas L_α se obtuvo una pendiente de $(0,376 \pm 0,006)$, una ordenada de $(-2,9 \pm 0,4)$ con un factor $R_{adj}^2 = 0,99868$. Para las líneas L_β la pendiente resultó $(0,455 \pm 0,008)$ y la ordenada $(-6,9 \pm 0,5)$ con un factor $R_{adj}^2 = 0,99864$.

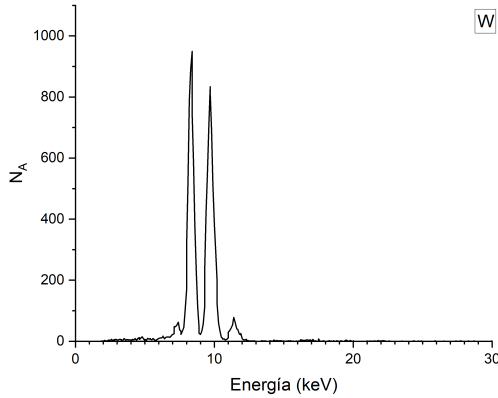
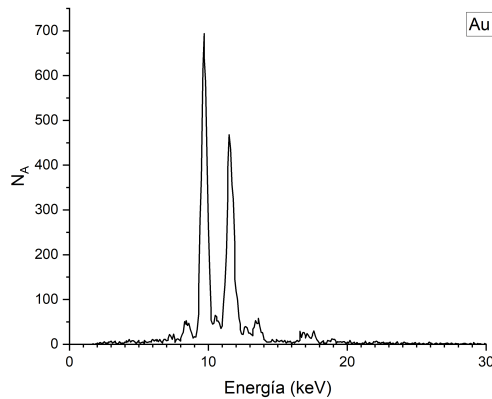
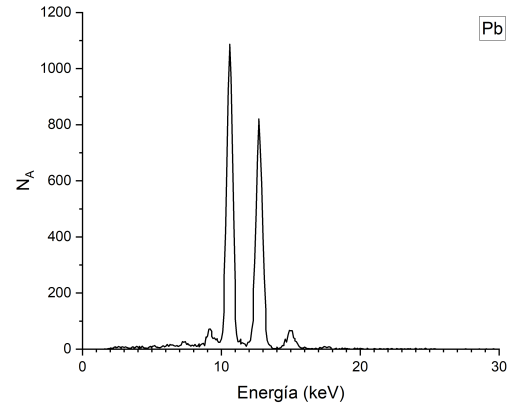
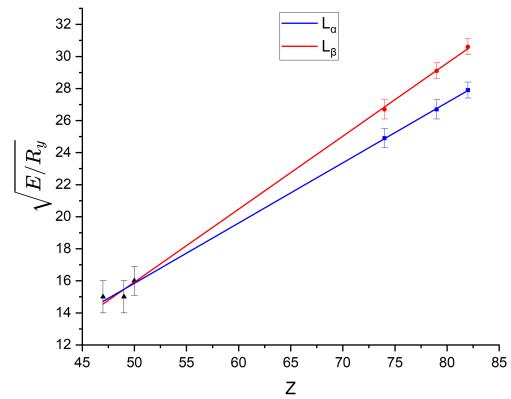
También se graficaron las constantes de apantallamiento σ_α y σ_β según Z (Figura 14). Se puede observar que para números atómicos mayores a 50 σ_α de

Elemento	Z	L_α			L_β		
		$E(\pm 0,4) \text{ keV}$	$\sqrt{E/R_y}$	σ_α	$E(\pm 0,4) \text{ keV}$	$\sqrt{E/R_y}$	σ_β
Ag	47	2,9	15 ± 1	7 ± 3	2,9	15 ± 1	7 ± 3
In	49	3,1	15 ± 1	9 ± 3	3,1	15 ± 1	9 ± 3
Sn	50	3,5	$16,0 \pm 0,9$	7 ± 2	3,5	$16,0 \pm 0,9$	7 ± 2
W	74	8,4	$24,9 \pm 0,6$	7 ± 2	9,7	$26,7 \pm 0,6$	2 ± 2
Au	79	9,7	$26,7 \pm 0,6$	7 ± 2	11,5	$29,1 \pm 0,5$	1 ± 1
Pb	82	10,6	$27,9 \pm 0,5$	7 ± 1	12,7	$30,6 \pm 0,5$	0 ± 1

 Tabla 2: Determinaciones de energías y cálculo de $\sqrt{E/R_y}$ y σ para cada muestra.

las líneas L_α permanece constante, mientras que σ_β de las líneas L_β tiene un decaimiento lineal.

Los residuos de los ajustes de Moseley se encuentran en la Figura 15. Están uniformemente distribuidos, con la mayor amplitud residual correspondiente a las mediciones de aquellos elementos con menor número atómico.


 Figura 10: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de W.

 Figura 11: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de Au.

 Figura 12: Número de eventos N_A según la energía para la muestra de Pb.

 Figura 13: Ajuste lineal de $\sqrt{E/R_y}$ en función de Z de acuerdo a la Ley de Moseley correspondientes a líneas de emisión L_α (azul) y L_β (rojo).

Absorción de borde

Se obtuvieron dos curvas de tasa (cantidad de eventos por segundo) en función de la longitud de onda del haz dispersado con y sin el filtro Zr. Para cada curva se determinaron las tasas $R(K_\alpha)$ y $R(K_\beta)$ de las líneas de emisión K_α y K_β correspondientes al segundo y al primer pico de cada gráfico respectivamente.

La relación entre la radiación de la línea K_β y toda

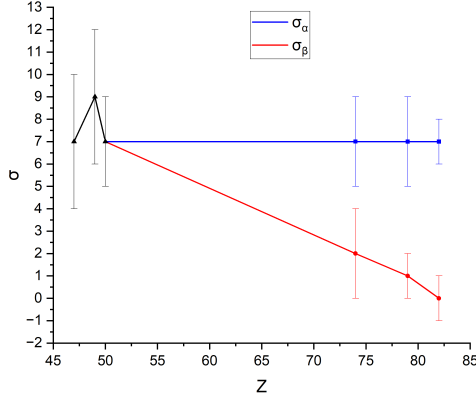


Figura 14: Constantes de apantallamiento σ_α y σ_β correspondiente a líneas de emisión L_α (azul) y L_β (rojo) respectivamente.

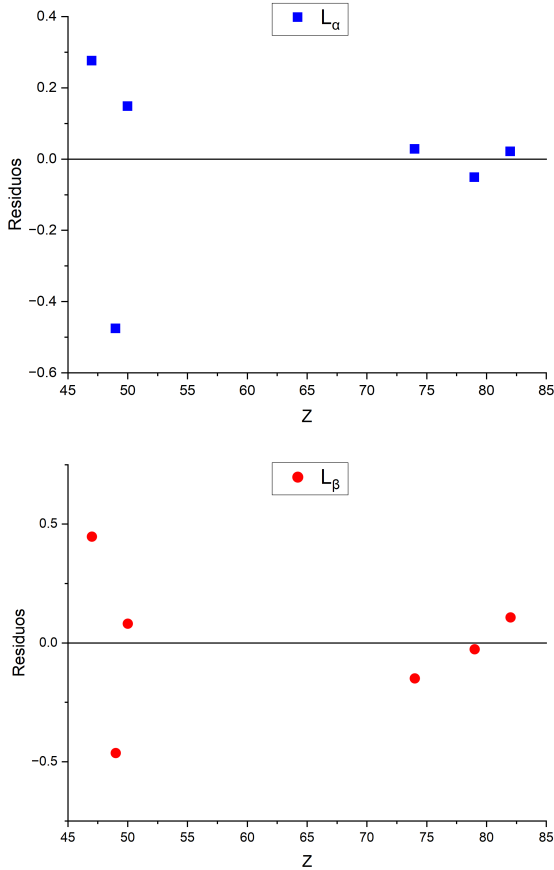


Figura 15: Residuos del ajuste de la Ley de Moseley para líneas L_α (azul) y líneas L_β (rojo).

la radiación característica es

$$V = \frac{R(K_\beta)}{R(K_\alpha) + R(K_\beta)} \quad (9)$$

Para el haz no atenuado este factor resultó $(0,371 \pm$

Estado del haz	$R(K_\alpha) s^{-1}$	$R(K_\beta) s^{-1}$
Sin atenuar	3419 ± 9	2017 ± 7
Atenuado	2444 ± 8	236 ± 2

Tabla 3: Tasas para las líneas K_α y K_β del haz sin atenuar y atenuado con el filtro Zr.

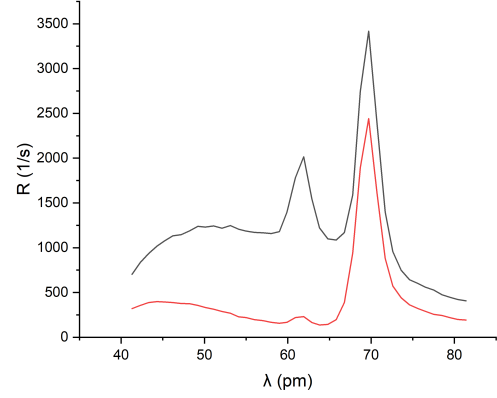


Figura 16: Curvas de tasa en función de la longitud de onda del haz dispersado sin el filtro Zr (negro) y con el filtro Zr (rojo).

0,001). Para el haz atenuado con el filtro de Zr se obtuvo un valor de $(0,0888 \pm 0,0007)$.

El hecho de que la radiación K_β disminuya drásticamente cuando se utiliza el filtro de Zr indica que la radiación característica del ánodo de Mo dentro del tubo de Rayos X es aproximadamente monocromática debido a la absorción en una lámina de Zr.

El error estadístico de las tasas $R(K_\alpha)$ y $R(K_\beta)$ se calculó mediante

$$\sigma = \sqrt{\frac{R}{\Delta t}} \quad (10)$$

donde $\Delta t = 41 s$ fue el tiempo de la duración de las mediciones.

IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se lograron verificar los comportamientos predecidos por las teorías desarrolladas que involucran la utilización de los Rayos X. Se determinó correctamente la dependencia de $(1 - \cos \theta)$ para la energía de los fotones luego de la dispersión de Compton. Las mediciones de las líneas de emisión L_α y L_β se ajustaron correctamente al modelo de Moseley y se demostraron las curvas de absorción de borde del cristal de NaCl y la cuasi-monocromatización del haz de Rayos X generado al pasar por un filtro de Zr.

Mejores resultados dependen de un análisis de las muestras utilizadas para garantizar la calidad necesaria.

Referencias

1. Compton, A. H. (1923). A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Physical Review*, 21(5), 483–502.
2. Krane, K. S (2012). *Modern Physics*, 3rd Ed. John Wiley & Sons Inc.
3. Markowicz, A. A., Van Grieken, R. E. (2002). *Handbook of X-Ray Spectrometry*, 2nd Ed. Marcel Dekker Inc.
4. Moseley, H. G. J. (1913). The High-Frequency Spectra of the Elements. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 6(26), 1024–1034.
5. Moseley, H. G. J. (1914). The High-Frequency Spectra of the Elements. Part II. *Philosophical Magazine*, 6(27), 703–713.
6. LEYBOLD Physics Leaflets (P6.3.7.2). Compton effect: Measuring the energy of the scattered photons as a function of the scattering angle.
7. Thompson, A. C., Berkeley, L., & Berkeley, L. (2009). *X-Ray Data Booklet*. Lawrence Berkeley National Laboratory, University Of California.
8. LEYBOLD Physics Leaflets (P6.3.5.5). Investigation of the characteristic spectra as a function of the element's atomic number: L-lines.
9. LEYBOLD Physics Leaflets (P6.3.3.5). Edge absorption: filtering x-rays.
10. LEYBOLD Physics Leaflets. Instruction sheet 559 938.

Agradecimientos

Agradecemos a todo el equipo docente del Laboratorio de Física Experimental V por su dedicación y acompañamiento, así como a los estudiantes que participaron activamente en el desarrollo y documentación de estas experiencias. Su entusiasmo y compromiso fueron esenciales para concretar esta colección. También extendemos nuestro agradecimiento al equipo técnico del laboratorio, cuyo trabajo silencioso pero fundamental permitió el correcto funcionamiento de los equipos y la preparación del material experimental necesario para llevar a cabo cada una de las prácticas.