

CONESCAPANHONDURAS2025paper129.pdf

 Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE)

Document Details

Submission ID

trn:oid:::14348:477757164

Submission Date

Jul 31, 2025, 10:19 PM CST

Download Date

Aug 12, 2025, 6:28 PM CST

File Name

CONESCAPANHONDURAS2025paper129.pdf

File Size

684.1 KB

6 Pages




3,610 Words

16,233 Characters

10% Overall Similarity

The combined total of all matches, including overlapping sources, for each database.

Top Sources

- 8%  Internet sources
- 6%  Publications
- 0%  Submitted works (Student Papers)

Integrity Flags

1 Integrity Flag for Review



Replaced Characters




12 suspect characters on 2 pages

Letters are swapped with similar characters from another alphabet.

Our system's algorithms look deeply at a document for any inconsistencies that would set it apart from a normal submission. If we notice something strange, we flag it for you to review.

A Flag is not necessarily an indicator of a problem. However, we'd recommend you focus your attention there for further review.

Top Sources

- 8%  Internet sources
- 6%  Publications
- 0%  Submitted works (Student Papers)

Top Sources

The sources with the highest number of matches within the submission. Overlapping sources will not be displayed.

1	Internet	research.gold.ac.uk	1%
2	Publication	Nawarange, Amruta V.. "Optical Emission Spectroscopy during Sputter Depositio...	1%
3	Internet	dokumen.pub	<1%
4	Internet	repositorio.segemar.gov.ar	<1%
5	Internet	www.coursehero.com	<1%
6	Internet	www.osapublishing.org	<1%
7	Internet	documents.mx	<1%
8	Internet	dspace.lib.cranfield.ac.uk	<1%
9	Internet	www.revistacubanadefisica.org	<1%
10	Internet	home.strw.leidenuniv.nl	<1%
11	Internet	www.nifs.ac.jp	<1%

12	Internet	www.pmf.uns.ac.rs	<1%
13	Internet	pubs.aip.org	<1%
14	Internet	arxiv.org	<1%
15	Internet	ia801003.us.archive.org	<1%
16	Internet	amslaurea.unibo.it	<1%
17	Internet	brightideas.houstontx.gov	<1%
18	Internet	dspace.esPOCH.edu.ec	<1%
19	Internet	www.iie.org.mx	<1%
20	Internet	www.jove.com	<1%
21	Publication	Jairo C. Peralta, Sanath Shetty, Ivan A. Urbina, Matej Veis, Victor Contreras, Pavel ...	<1%

Análisis de Ensanchamiento de Líneas Espectrales de Cd I bajo el Efecto Zeeman

, Member, IEEE, , Fellow, OSA,

Resumen—Se presenta un estudio experimental sobre el efecto Zeeman en cadmio para líneas de emisión de especies neutras Cd I 467 nm, Cd I 479 nm, Cd I 508 nm y Cd I 643 nm, en presencia de un campo magnético externo. Se calculó el valor del magnetón de Bohr en configuraciones longitudinal y transversal, utilizando un interferómetro de Fabry-Perot. Asimismo, se evaluaron perfiles de línea tipo Gauss y Voigt para analizar el ensanchamiento espectral en función de la intensidad del campo magnético aplicado. Se obtuvieron valores del magnetón de Bohr con una discrepancia de 2.74 % para la configuración transversal y de 3.96 % para la configuración longitudinal. Además, se obtuvo una incertidumbre relativa porcentual del 10.79 % y 19.47 % para la orientación transversal y longitudinal, respectivamente. Se encontró que la intensidad de las líneas espectrales es proporcional a la magnitud del campo magnético externo. Finalmente, se observó que el perfil gaussiano se ajusta mejor a las líneas analizadas, para el cual el ensanchamiento espectral predominante es por efecto Doppler.

Index Terms—Efecto Zeeman, Cadmio, Ancho Espectral, Perfil Voigt, Perfil Gaussiano, Ensanchamiento Doppler.

I. INTRODUCCIÓN

EL efecto Zeeman permite describir la división de las líneas espectrales bajo la influencia de un campo magnético externo, este fenómeno permite estudiar con precisión la estructura fina de los niveles de energía y características de naturaleza magnética, como el magnetón de Bohr. En este trabajo se estudia dicho efecto en líneas del cadmio neutro Cd I, utilizando un montaje experimental utilizando un interferómetro de Fabry-Perot. Para ello, se empleó el equipo didáctico P2511009 de la marca PHYWE [7], que incluye una lámpara espectral de vapor de cadmio, un interferómetro de Fabry-Perot y un electroimán para generar campos magnéticos producidos a corriente directa. Además, se utilizó un espectrómetro CCS200 de Thorlabs y una cámara CCD de 1.0 MP para la adquisición de datos [8].

Los espectros fueron registrados bajo distintas intensidades de campo magnético, obtenidos al variar la corriente DC en el electroimán. Se analizaron los perfiles de emisión correspondientes a las longitudes de onda Cd I 467 nm, Cd I 479 nm, Cd I 508 nm y Cd I 643 nm, con el objetivo de establecer el tipo de mecanismo de ensanchamiento predominante. Las principales limitaciones experimentales estuvieron asociadas a la resolución óptica del sistema de detección, la estabilidad de la lámpara espectral y las restricciones de corriente impuestas por el multímetro, que limitó la excitación del campo magnético a un máximo de 9.10 A.

II. METODOLOGÍA

La primera parte de la investigación consistió en la medición del Magnetón de Bohr, el cual tiene un valor de referencia de

$9.27 \times 10^{-24} \text{ J/T}$. Se utilizó un electroimán con polos ajustables para concentrar el campo magnético en la lámpara espectral [7]. Se midió la distancia entre anillos subsecuentes con uso del software Motic Image Plus 3.0 para el efecto Zeeman transversal y longitudinal, moviendo 90° la mesa giratoria con respecto a la cámara. Haciendo esto para distintos valores de corriente de la bobina. Se examinó la longitud de onda 643.95 nm. Se examinó la longitud de onda de 643.95 nm. La disposición experimental se encuentra representada en la Figura 1.

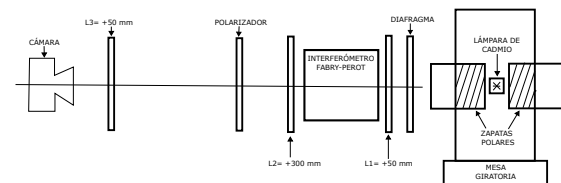


Figura 1. Montaje experimental para el análisis del efecto Zeeman en Cd I.

La segunda parte consistió en la medición del espectro de emisión del cadmio, para ello se instaló una fibra óptica justo enfrente de la lámpara espectral, por medio de la cual se obtuvo el espectro de emisión con el uso del espectrómetro compacto CCS200 de Thorlabs. Cabe aclarar que para las líneas mayores a los 600 nm se utilizó un filtro color rojo para evitar saturación en el espectrómetro. La configuración del experimento se muestra en la Figura 2, mientras que las líneas espectrales estudiadas están detalladas en la Tabla I.

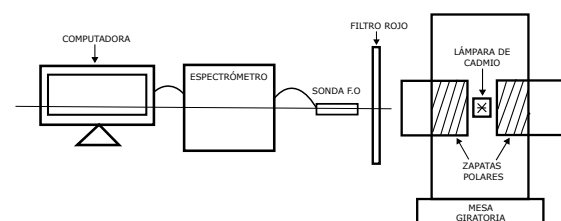


Figura 2. Montaje Experimental 2

Tabla I
LÍNEAS ESPECTRALES DEL Cd I [5].

Especie	λ_{NIST} (nm)	λ_{obs} (nm)	I_{NIST} (u.a)	E_{inf} (cm) ⁻¹	E_{sup} (cm) ⁻¹
Cd I	467.81493	467.73	200	$4d^{10}5s5p$ 30 113.99	$4d^{10}5s6s$ 51 483.98
Cd I	479.99121	479.99	300	$4d^{10}5s5p$ 30 656.087	$4d^{10}5s6s$ 51 483.98
Cd I	508.58217	508.74	1000 w	$4d^{10}5s5p$ 31 826.952	$4d^{10}5s6s$ 51 483.98
Cd I	643.84695	643.95	2000	$4d^{10}5s5p$ 43 692.384	$4d^{10}5s5d$ 59 219.734

III. DESCRIPCIÓN Y RESULTADOS

III-A. Mapeo del Campo Magnético

La corriente suministrada al electroimán fue empleada como variable independiente. Para la adquisición de datos, se utilizaron una sonda tangencial y un teslámetro, obteniéndose las mediciones presentadas en la Tabla II. A partir de estos datos, se efectuó una regresión lineal con intercepto para establecer la relación entre el campo magnético y la corriente aplicada, considerando una sensibilidad del teslámetro de 1 mT. Dado el arreglo específico de las bobinas del electroimán, este configura un sistema de bobinas de Helmholtz. Suponiendo que la lámpara espectral se encuentra situada en el origen, el campo magnético generado se describe mediante la ecuación (1) [3]. Los resultados obtenidos, junto con el gráfico correspondiente a la regresión, se encuentran presentados en la Tabla III y en la Figura 3, respectivamente.

$$B(I) = \frac{\mu_0 N I a^2}{(a^2 + c^2)^{3/2}} \quad (1)$$

Donde:

μ_0 es la permeabilidad en el vacío en Henrios sobre metros.

N es el número de vueltas de las bobinas.

a es el radio de la bobina en metros.

c es la distancia desde el origen hasta el centro de las bobinas en metros.

Tabla II
DATOS RELACIONADOS CON EL MAPEO DEL ELECTROIMÁN,
MOSTRANDO EL CAMPO MAGNÉTICO PRODUCIDO EN EL CENTRO DEL
ELECTROIMÁN EN FUNCIÓN DE LA CORRIENTE SUMINISTRADA AL
ELECTROIMÁN.

Corriente (A)	B (mT)	δB (mT)	Corriente (A)	B (mT)	δB (mT)
1.03	56	1	5.04	270	1
1.65	87	1	5.58	301	1
2.05	108	1	6.22	335	1
2.62	141	1	7.10	383	1
3.09	166	1	7.68	413	1
3.43	185	1	8.20	440	1
4.19	224	1	8.80	461	1
4.58	246	1	9.10	485	1

Tabla III
REGRESIÓN LINEAL DEL MAPEO DEL CAMPO MAGNÉTICO

b (mT/A)	Δb (mT/A)	B_0 (mT)	ΔB_0 (mT)
53.3	0.3	1	1

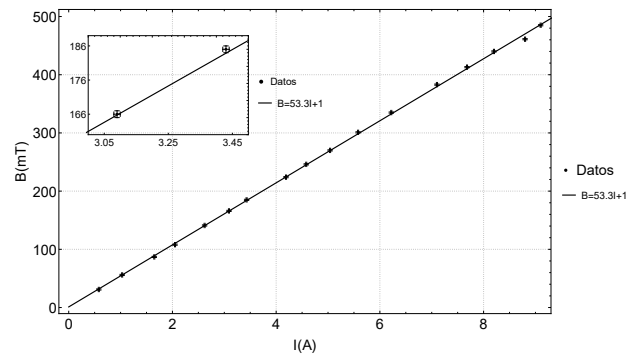


Figura 3. Gráfico del Mapeo del Campo Magnético

III-B. Cálculo del magnetón de Bohr

A partir de las mediciones de los radios de los anillos de interferencia, realizadas mediante el software Motic Images Plus 3.0, y utilizando el interferómetro, se determinó el valor del magnetón de Bohr μ_B , tanto para el efecto Zeeman transversal como para el longitudinal. Asimismo, se empleó la regresión lineal del campo magnético para estimar su valor en función de la corriente aplicada a las bobinas [7].

$$\mu_B = \frac{hc}{2\mu t B_0} \left(\frac{\delta}{\Delta} \right) \quad (2)$$

Donde B_0 es el campo magnético, μ el índice de refracción de las placas del interferómetro (1.456), h la constante de Planck, c la velocidad de la luz, t el espesor de la placa de cuarzo (3 mm) y $\frac{\delta}{\Delta}$ es la razón entre la diferencia de cuadrados de radios diferentes de líneas del mismo orden de interferencia y la diferencia de cuadrados de radios de diferentes órdenes. Al despejar B_0 en la ecuación (2), se procede a efectuar un ajuste por regresión lineal.

$$Y = B_i \quad X = \frac{\delta_i}{\Delta_i}$$

$$m = \frac{hc}{2\mu t \mu_B} \quad b = B_0$$

Los resultados correspondientes a las regresiones lineales para los efectos Zeeman transversal y longitudinal se encuentran en las Tablas IV y V, respectivamente. La Tabla VI presenta el cálculo del magnetón de Bohr correspondiente al efecto Zeeman transversal, mientras que la Tabla VII muestra dicho cálculo para el efecto Zeeman longitudinal.

Tabla IV
REGRESIÓN LINEAL PARA EL CÁLCULO DEL MAGNETÓN DE BOHR BAJO
EL EFECTO ZEEMAN TRANSVERSAL.

m	Δm	a	Δa
0.02	0.03	2.4	0.3

Tabla V
REGRESIÓN LINEAL PARA EL CÁLCULO DEL MAGNETÓN DE BOHR BAJO
EL EFECTO ZEEMAN LONGITUDINAL.

m	Δm	a	Δa
0.01	0.06	2.4	0.5

Tabla VI
CÁLCULO DEL MAGNETÓN DE BOHR PARA LA LÍNEA ESPECTRAL Cd I
643.95 NM BAJO EL EFECTO ZEEMAN TRANSVERSAL.

i	I (A)	B (T)	δ/Δ	$\mu_B (\times 10^{-24} \text{J/T})$	$\Delta\mu_B (\times 10^{-24} \text{J/T})$
1	2.55	0.14	0.06	9.53	1.03
2	3.07	0.16	0.06		
3	3.67	0.20	0.10		
4	4.02	0.22	0.10		
5	4.61	0.25	0.10		
6	5.03	0.27	0.10		
7	5.62	0.30	0.11		
8	6.03	0.32	0.11		
9	6.62	0.35	0.12		
10	7.07	0.38	0.16		
11	7.52	0.40	0.14		
12	8.49	0.45	0.19		
13	9.02	0.48	0.18		
14	8.03	0.43	0.20		

Tabla VII
CÁLCULO DEL MAGNETÓN DE BOHR PARA LA LÍNEA ESPECTRAL Cd I
643.95 NM BAJO EL EFECTO ZEEMAN LONGITUDINAL.

i	I (A)	B (T)	δ/Δ	$\mu_B (\times 10^{-24} \text{J/T})$	$\Delta\mu_B (\times 10^{-24} \text{J/T})$
1	3.02	0.16	0.09	9.64	1.88
2	3.50	0.19	0.10		
3	4.09	0.22	0.13		
4	4.60	0.25	0.08		
5	5.12	0.27	0.10		
6	5.64	0.30	0.14		
7	6.06	0.32	0.12		
8	6.56	0.35	0.15		
9	7.03	0.38	0.13		
10	7.57	0.40	0.18		
11	8.05	0.43	0.16		
12	8.50	0.45	0.15		
13	9.09	0.49	0.21		

Los gráficos correspondientes a dichas regresiones se presentan en las Figuras 4 y 5. Se registró una discrepancia del 2.74% en el cálculo del magnetón de Bohr para el efecto Zeeman transversal, y del 3.96% para el efecto Zeeman longitudinal. Asimismo, se determinaron incertidumbres relativas porcentuales de 10.79% y 19.47% para las orientaciones transversal y longitudinal, respectivamente.

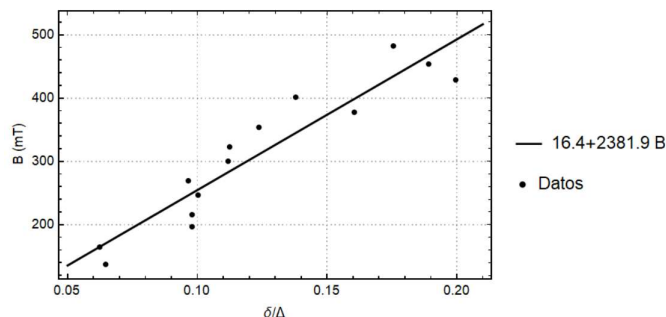


Figura 4. Regresión Lineal efecto Zeeman transversal.

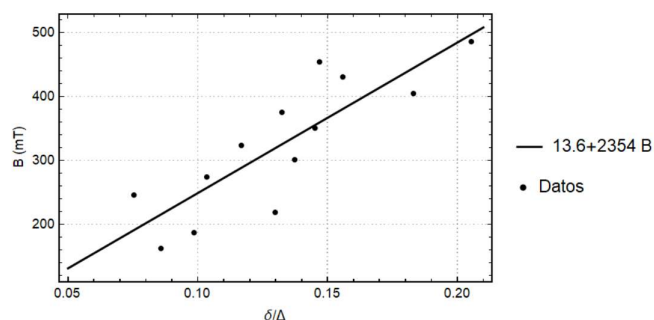


Figura 5. Regresión lineal efecto Zeeman longitudinal.

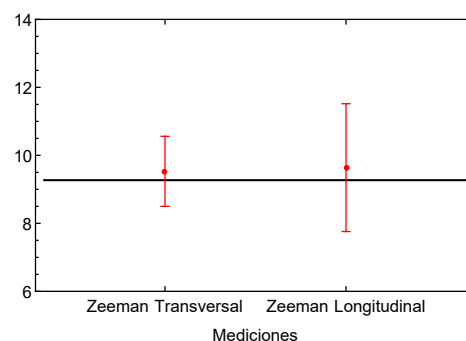


Figura 6. Gráfico de Discrepancia para el Cálculo del magnetón de Bohr para el efecto Zeeman (Valor Teórico: $9.27 \times 10^{-24} \text{J/T}$)

III-C. Intensidades Espectrales de las Líneas de Emisión Medidas

En la Figura 7 se presenta el comportamiento de las líneas espectrales medidas tanto en ausencia de campo magnético como bajo la influencia de campos magnéticos de 322.40 mT, 406.08 mT y 471.64 mT.

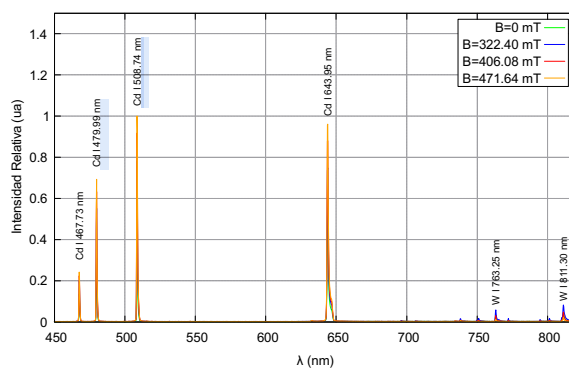


Figura 7. Espectro de emisión Cd I

Se analizó la dependencia de las intensidades espectrales en función de la corriente aplicada a las bobinas. Como se observa en la Figura 8, la intensidad de las líneas espectrales es proporcional a la corriente de excitación de las bobinas y, por ende, al campo magnético generado por las mismas.

Cuando \vec{J} cambia lentamente a través de $\Delta\nu$, $\phi(\nu)$ se convertirá en una delta de Dirac [2].

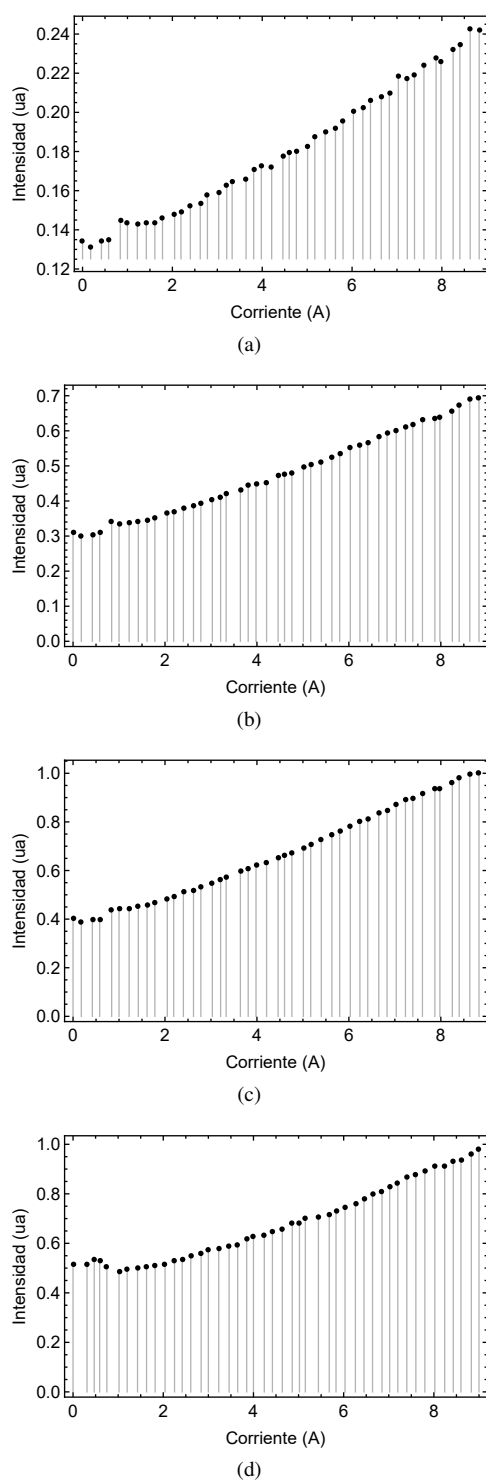


Figura 8. Intensidad vs. Corriente para las Líneas Espectrales a) Cd I 467.73 nm, b) Cd I 479.99 nm, c) Cd I 508.74 nm y d) Cd I 643.95 nm.

Dado que la intensidad de una línea espectral está descrita por la ecuación (3), donde N_b es el número de iones o átomos en el estado excitado y A_{ba} es el coeficiente de Einstein que nos dice la probabilidad de transición de una emisión espontánea por unidad de tiempo. Esto sugiere un incremento en el número de electrones presentes en el estado excitado [2]. Al incrementarse la intensidad del campo magnético, un mayor número de electrones con momentos angulares l se encuentran orientados conforme a dicho campo magnético.

$$I_{ba} = \frac{N_b A_{ba} h \nu}{2\pi} \quad (3)$$

III-D. Anchos espectrales de las líneas de emisión medidos

El Ensanchamiento Doppler es el mecanismo más simple, en el cual un átomo se encuentra en movimiento térmico. Debido a esto, existe un pequeño cambio entre la frecuencia que ve un observador y la del marco de referencia propio del sistema. Cuyo perfil de línea es Gausiano y se muestra en la Ecuación (4). El ancho espectral debido a un ensanchamiento Doppler se muestra en la Ecuación (5) [1]. Donde M es la masa molar de la fuente y T su temperatura.

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad (4)$$

$$\Delta\nu_D(\text{FWHM}) = 7,17 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (5)$$

Mientras que el Ensanchamiento Natural se debe al decaimiento espontáneo de un átomo. El cual sucede a un ritmo $\gamma = \sum_{n'} A_{nn'}$, donde $A_{nn'}$ es el coeficiente de Einstein. Además, existe un tipo de ensanchamiento el cual se debe a colisiones. Por ejemplo, si el átomo colisiona con otra partícula mientras emitía un fotón, la fase de la radiación emitida sufre un cambio. Si la fase cambia de una forma aleatoria la información de la frecuencia emitida se pierda ([2]). Mientras que si cada átomo sufre una colisión con una frecuencia promedio ν_{col} . Tanto el Ensanchamiento Natural como el debido a Colisiones se modelan con un perfil de Línea Lorentz, el cual se muestra en la Ecuación (6).

$$\phi(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (6)$$

Muchas veces un átomo puede presentar un perfil Lorentz además del efecto Doppler (perfil Gausiano). En este caso el perfil resultante es la convolución del perfil Lorentz y el Gauss llamado perfil Voigt. Dicho perfil y su ancho espectral se muestran en las Ecuaciones (7) y (8) respectivamente, donde Δ_D y Δ_L son los anchos espectrales de los perfiles Gausiano y Lorentz respectivamente [4].

$$\phi(\nu) = \frac{\Gamma}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(m/2\pi kT)^{1/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}}{(\nu - \nu_0 - \nu_0 v/c)^2 + (\Gamma/4\pi)^2} dv \quad (7)$$

$$\Delta\nu_V = \frac{\Delta_D}{\sqrt{1 + 8\pi^2 (\ln 2) (\Delta_L/\Delta_D)^2}} \quad (8)$$

En la Figura 9d se observa que, en su mayoría, el ancho espectral de los perfiles gaussianos permanece prácticamente constante. Este comportamiento sugiere que la relación entre la temperatura y la masa molar del plasma de cadmio se conserva, independientemente de la intensidad del campo magnético aplicado, tal como se indica en la ecuación (5). En el caso de los perfiles de Voigt el ancho espectral también se también tiende a permanecer constante.

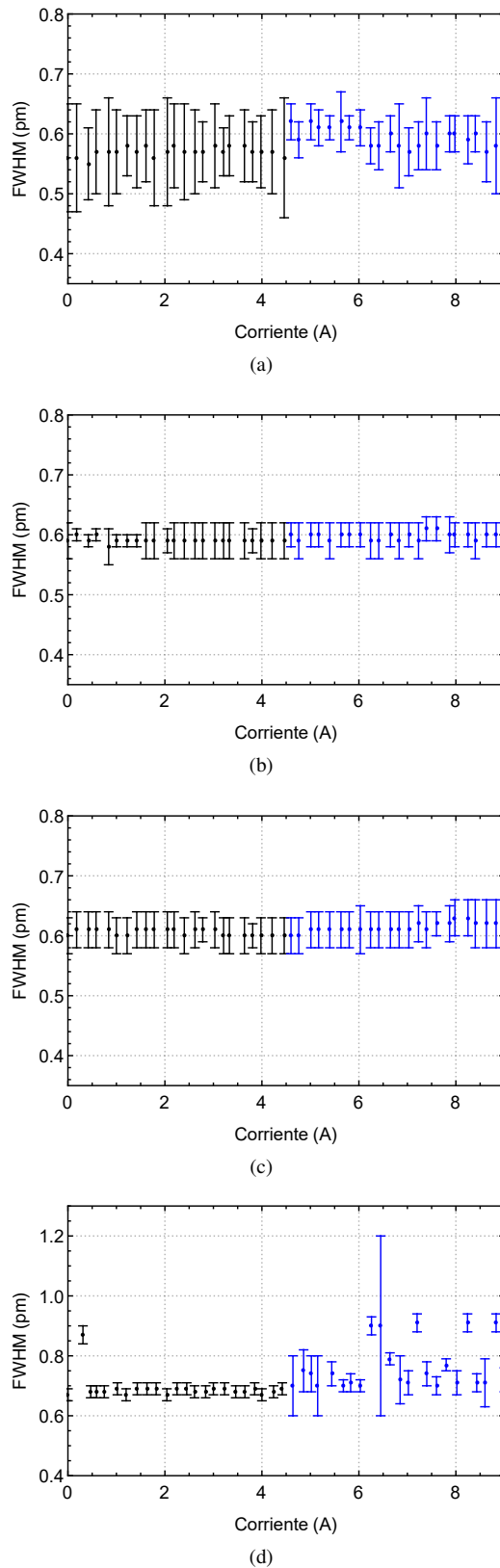


Figura 9. FWHM de los Perfiles Gausiano (Negro) y Voigt (Azul) para las Líneas Espectrales a) Cd I 467.73, b) Cd I 499.99 nm, c) Cd I 508.74 nm y d) Cd I 643.95 nm

III-E. Coeficientes de Determinación de los Ajustes de Perfil Realizados a las Líneas de Emisión

Se realizó una comparación de los coeficientes de determinación R^2 correspondientes a ambos perfiles con el propósito de identificar el ajuste más adecuado. A continuación, se presenta la comparación de dichos perfiles para distintas corrientes e intervalos espectrales. Donde el perfil ideal corresponde a un $R^2 = 1$.

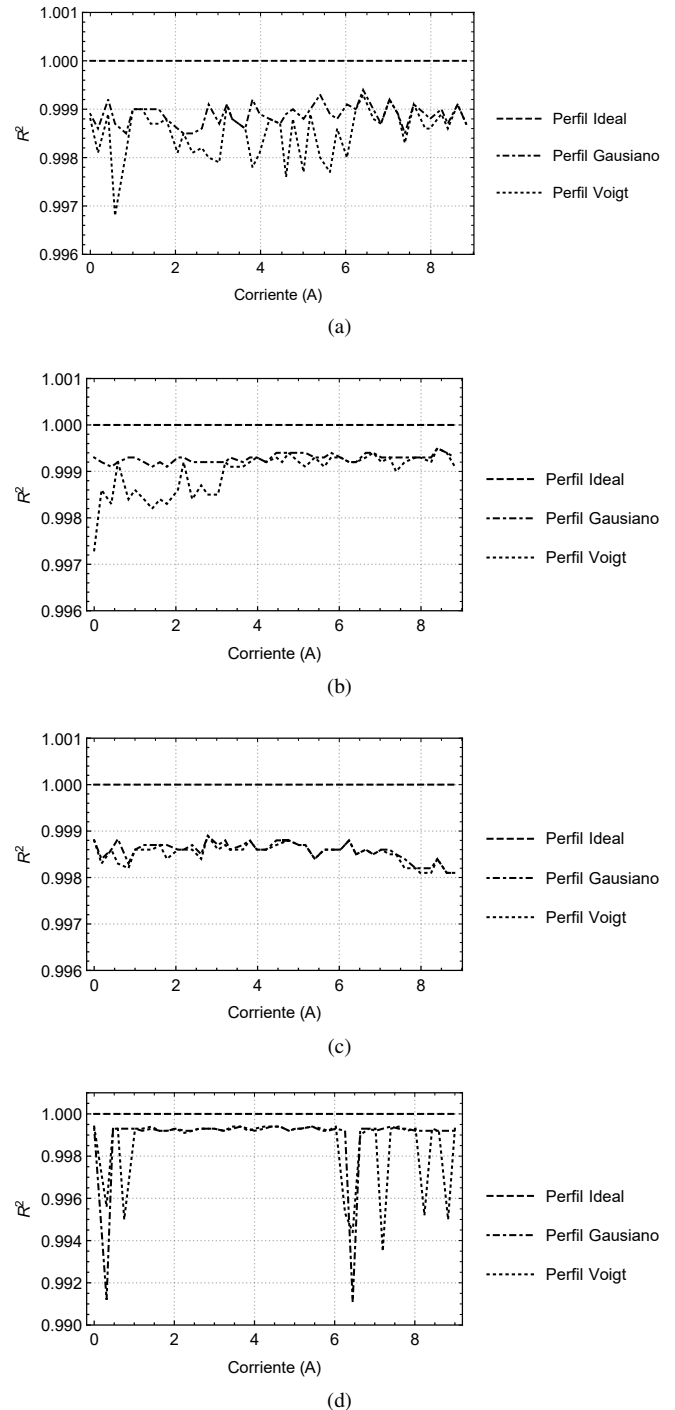


Figura 10. Comparación de los Coeficientes de Determinación de Ambos Perfiles para las Línea Espectrales a) Cd I 467.73 nm, b) Cd I 479.99 nm y d) 508.74 nm

Tal como se ilustra en la Figura 10, para las líneas espec-

trales Cd I 467.73 nm y Cd I 479.99 nm, el perfil gaussiano presenta coeficientes de determinación más elevados que el perfil de Voigt. No obstante, a partir de una corriente de 3.21 A, el ajuste del perfil de Voigt mejora significativamente y se aproxima al del perfil gaussiano. En cuanto a la línea Cd I 508.74 nm, ambos perfiles muestran valores de R^2 muy similares, evidenciando un ajuste igualmente adecuado a los datos experimentales. Para la línea Cd I 643.95 nm, ambos perfiles presentan también ajustes satisfactorios, salvo en algunas corrientes específicas donde se observan leves discrepancias. La Tabla VIII resume los valores promedio de R^2 obtenidos para cada perfil y línea espectral.

Tabla VIII

R^2 PROMEDIO DE AMBOS AJUSTES PARA DISTINTAS LÍNEAS ESPECTRALES DEL CADMIO.

λ (nm)	R^2 Perfil Gauss	R^2 Perfil Voigt
467.73	0.9989	0.9985
479.99	0.9993	0.9990
508.74	0.9986	0.9985
643.95	0.9989	0.9986

IV. CONCLUSIONES

Se determinó el valor del magnetón de Bohr para el efecto Zeeman en sus configuraciones transversal y longitudinal, utilizando la línea espectral Cd I 643.95 nm. Para la configuración transversal, se obtuvo una discrepancia del 2.74 % y una incertidumbre relativa del 10.79 %, mientras que para la longitudinal, la discrepancia fue del 3.96 % con una incertidumbre del 19.47 %. En ambos casos, los resultados se consideran aceptables dentro del margen de confianza del 5 %, conforme a los criterios establecidos por Taylor [6]. Sin embargo, las incertidumbres relativas fueron elevadas, probablemente debido a la baja resolución y la dificultad para identificar con precisión los anillos de interferencia, así como a posibles distorsiones ópticas ocasionadas por el posicionamiento de los lentes. Se sugiere emplear una cámara de mayor resolución para minimizar estos errores y mejorar la precisión de las mediciones.

El análisis de las líneas espectrales Cd I 467.73 nm, 479.99 nm, 508.74 nm y 643.95 nm del cadmio reveló una relación proporcional entre la intensidad espectral y la magnitud del campo magnético aplicado. Este comportamiento indica que el aumento del campo magnético favorece una mayor población de electrones en estados excitados, lo cual se manifiesta en una mayor intensidad de emisión.

Tras realizar los ajustes correspondientes, se obtuvieron coeficientes de determinación promedio ligeramente superiores para el perfil gaussiano en comparación con el perfil de Voigt en todas las líneas espectrales analizadas. Esto indica que el perfil gaussiano proporciona un mejor ajuste a los datos experimentales, lo que sugiere que el ensanchamiento espectral observado es predominantemente de tipo Doppler. En consecuencia, se infiere que los electrones siguen una distribución de velocidades gaussiana asociada al movimiento térmico. Además, dado que el ancho espectral se mantiene constante independientemente de la intensidad del campo magnético, se concluye que la temperatura del plasma permanece estable durante el experimento.

REFERENCIAS

- [1] G. Rybicki and A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.KGAA, Germany, 2004.
- [2] H. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*. Academic Press, New York, United States of America, 1974.
- [3] E. Purcell, *Helmholtz coils revisited*. , American Journal of Physics 57, 18 (1989); doi: 10.1119/1.15860.
- [4] J. He and Q. Zhang *Discussion on the full width at half maximum (FWHM) of the Voigt spectral line*. , Optik, Volume 124, Issue 21, 2013, Pages 5245-5247; doi: 10.1016/j.ijleo.2013.03.173.
- [5] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, *NIST Atomic Spectra Database*. Accessed december 2024. [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd>
- [6] J. Taylor, *An Introduction to Error Analysis: the study of uncertainties in physical measurements*. University Science Books Sausalito, California, United States of America, 1939.
- [7] PHYWE, *Zeeman effect with electromagnet P2511005*. November 6, 2015.
- [8] ThorLabs, *CCS Series Spectrometer Operation Manual*. March 9, 2023.