

**Manual de Prácticas de
Laboratorio de Física Moderna**

**Heriberto Peña Pedraza
heribertopp@gmail.com**

**FACULTAD DE CIENCIAS BÁSICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA & GEOLOGÍA
PAMPLONA, N.S COLOMBIA
2018**

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	2 de 52

INDICE DE CONTENIDO

Introducción	
Normas de seguridad	Pag
Practica 1: Espectrómetro & Espectroscopia Visible de Emisión de Gases Atómicos.....	5
Practica 2: Efecto Zeeman.....	12
Practica 3: Ley de Bragg.....	22
Practica 4: Dispersión de Rutherford: Medición de la tasa de dispersión como función del ángulo.	27
Practica 5: Efecto Hall en Germanio de Tipo P.	30
Practica 6: Microscopio de Efecto Túnel de Barrido.....	36
Practica 7: Efecto Fotoeléctrico (Buscar en www.fisica.ru)	

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	3 de 52

¡ESTIMADOS ESTUDIANTES; BIENVENIDOS AL LABORATORIO DE FÍSICA MODERNA!

*LOS PROFESORES QUE LES GUIARÁN EN ESTOS LABORATORIOS DE FÍSICA
MODERNA DE LA UNIVERSIDAD DE PAMPLONA, LES RECIBIMOS CORDIALMENTE Y
DESEAMOS FELICITARLES POR ESTUDIAR UNA CARRERA QUE CONTRIBUIRÁ, EN UN
FUTURO PRÓXIMO, AL ENGRANDECIMIENTO Y DESARROLLO DE LA REGIÓN
NORORIENTAL Y DEL PAÍS.*

*POR ELLO LES ANIMAMOS A RECIBIR CON ENTUSIASMO Y TESÓN ESTE INTERESANTE
DESAFÍO DEL ESTUDIO DE LOS PRINCIPIOS BÁSICOS EN LOS QUE SE FUNDAMENTAN
LAS TEORÍAS CONTEMPORÁNEAS DE LA CIENCIA MÁS FUNDAMENTAL, ELEGANTE Y
HERMOSA DE LA NATURALEZA. – LA FÍSICA.*

*DESAFÍO QUE LES PROPONEMOS ASUMAN EN SU GRUPO DE TRABAJO, PORQUE
ESTAMOS CONVENCIDOS QUE LA SINERGIA PRODUCIDA CON EL TRABAJO EN
EQUIPO SERÁ EXTREMADAMENTE VALIOSA PARA SU FORMACIÓN PROFESIONAL,
ÉTICA Y HUMANA.*

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	4 de 52

INTRODUCCION

NORMAS DE SEGURIDAD

MEDIDAS DE SEGURIDAD

Para desarrollar un trabajo experimental sin que existan accidentes es necesario tener presente algunos aspectos que se relacionan con la protección e integridad física

1. Ponga especial atención a las instrucciones que su profesor (a) entregue.
2. No tome decisiones que impliquen riesgo sin estar seguro de su dominio (encendido de mecheros, EQUIPOS, conexiones eléctricas, sistemas mecánicos, etc.).
3. Evite jugar con elementos de riesgo, como sistema de alimentación eléctrica y sistemas mecánicos o térmicos.
4. Manipule con seguridad y cuidado los equipos de laboratorio, utilizando los elementos necesarios para evitar accidentes.
5. No juegue ni haga bromas con los equipos de laboratorio.
6. Si tiene dudas en los procedimientos, consulte y espere apoyo de su profesor(a) o ayudante.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	5 de 52

1. Título: Espectrómetro & Espectroscopia Visible de Emisión de Gases Atómicos

2. Objetivos

- Investigar los espectros de emisión de algunos gases atómicos.
- Verificar que cada elemento tiene un espectro diferente.
- Observar las longitudes de onda cada línea espectral.
- Realizar mediciones de las longitudes de onda y calcular el error relativo.
- Estudiar otras fuentes de radiación: incandescente, fluorescente, led, solar.
- Entender las diferencias entre los espectros discretos y los continuos.

Introducción

Un espectrómetro es un dispositivo que se utiliza para analizar, caracterizar y medir el espectro energético de una fuente de radiación. Existen varios tipos de espectrómetros, se destacan los de prisma y los de red de difracción.

El espectrómetro es el equipo fundamental para realizar los análisis espectroscópicos de cualquier fuente de radiación.

La espectroscopia es una rama de las ciencias Fisicoquímicas que estudia la interacción entre la radiación electromagnética y la materia. Ella es muy útil para investigar las propiedades de la sustancia. Existen diversas técnicas para el análisis de los espectros atómicos, además, es posible afirmar que cada elemento atómico posee un espectro característico, que es único, que sirve de huella dactilar para su identificación.

Las técnicas espectroscópicas se diferencian principalmente por:

- La región de frecuencias en que se desarrolla.
- El tipo de fuente de radiación empleado.
- El tipo de muestra.
- Las interacciones que tienen lugar.

En esta práctica emplearemos un espectrómetro digital de red de difracción para hacer el estudio de los espectros de emisión de diferentes fuentes de radiación.

En este espectrómetro se utiliza una red de difracción como elemento analizador para descomponer la luz. Con ayuda de una cámara CCD se registran las respectivas longitudes de onda de cada línea espectral de las que se compone la radiación electromagnética estudiada.

Los gases atómicos a baja presión; sujetos a una descarga eléctrica producen espectros de emisión discretos. Existen otras fuentes que tienen espectros de

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	6 de 52

emisión continuos, otros podrían tener espectros continuos solapados o sobreimpuestos con algún espectro discreto.

3. Marco Teórico

Una de las razones del desarrollo de la Física Moderna; fue debida a la incapacidad de las teorías clásicas para explicar algunos fenómenos físicos; entre otros, la aparición de espectros discretos en la emisión de los gases atómicos.

La explicación de los espectros discretos de los átomos se puede atribuir al carácter discreto de la absorción y emisión de la radiación electromagnética por la materia.

El átomo de hidrógeno (**H**), está conformado por un núcleo con un protón y un solo electrón enlazado orbitando a su alrededor. Este átomo tiene el espectro atómico más elemental, de ahí su importancia en el estudio de los átomos más complejos.

Teoría del átomo de Hidrógeno

El átomo de hidrógeno se puede considerar como un sistema formado por un núcleo inmóvil de carga Ze ($Z=1$) y un electrón que gira alrededor del mismo, en este sistema la energía potencial del electrón es:

$$U = -\frac{Ze^2}{r}$$

La ecuación que describe el estado del sistema anterior es la ecuación de Schrödinger:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0$$

Este problema tiene simetría esférica por tanto la ecuación toma la forma:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0$$

Esta ecuación tiene soluciones finitas, continuas y univocas en los casos:

- Para todos los valores positivos del parámetro **E**.
- Para valores discretos y negativos del parámetro **E**, lo que corresponde a la situación de un electrón enlazado al átomo, la solución para la energía bajo estas condiciones es:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{Z^2}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

En una transición **radiativa** o de emisión de radiación, la energía del fotón es:



$$\Delta E = E_f - E_i = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = \hbar\omega$$

De donde se desprende que:

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

Donde: R es la constante de Rydberg, m_e la masa del electrón, e es la carga del electrón, \hbar es la constante de Planck, y n es el número cuántico principal (1,2,3...). Las longitudes de onda de las líneas espectrales se determinan por la fórmula de Balmer – Ritz:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

En la cual: λ - Longitud de onda de la línea espectral, R – Constante de Rydberg, n_1 – Estado energético del átomo al cual se realiza la transición del electrón después de la emisión, n_2 - Número del nivel atómico desde el cual se realiza la transición del electrón en la emisión de la radiación electromagnética.

TABLA No. 1: Series espectrales del átomo de H.

Serie	n_1	n_2	Región de E.E.M.
Lyman	1	2, 3, 4...	U.V
Balmer	2	3, 4, 5...	VIS.
Pashen	3	4, 5, 6...	I.F.
Brakett	4	5, 6, 7...	I.F.
Pfund	5	6, 7, 8...	I.F.

Para los fotones visibles el nivel de energía es $n_f = 2$. Para la serie de Balmer en el átomo de hidrógeno se escribe así:

$$\frac{1}{\lambda_{\alpha, \beta, \gamma, \delta}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) ; (n_2 = 3, 4, 5, 6)$$

En el presente laboratorio estudiaremos el espectro de emisión visible del átomo de Hidrógeno, el cual está compuesto por las cuatro primeras líneas de la serie de Balmer, estas son:

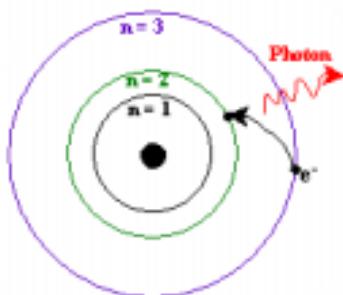
H_α - Línea Roja (transición de $n_2=3$ hasta $n_1=2$)

H_β - Línea Azul – Celeste (transición de $n_2=4$ hasta $n_1=2$)

H_γ - Línea Celeste (transición de $n_2=5$ hasta $n_1=2$).

H_δ - Línea Violeta (transición de $n_2=6$ hasta $n_1=2$)

Un fotón es emitido por un átomo excitado, cuando existe una transición radiativa del electrón desde un estado de mayor energía a uno de menor energía.



La energía de los niveles de energía en el átomo de hidrógeno son:

$$E = -13.6(eV) \left(\frac{1}{n^2} \right)$$

La energía del fotón, es el negativo de la perdida de energía del electrón; o sea:

$$\Delta E = E_f - E_i = 13.6(eV) \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

La longitud de onda λ del fotón emitido, esta dada por la fórmula:

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

Donde: c es la velocidad de la luz y f es su frecuencia, la energía del fotón emitido y su frecuencia son:

$$\Delta E = \hbar \omega = h f ; f = \frac{\Delta E}{h}$$

4. Materiales, Equipos

Espectrómetro Digital Pasco con Fibra Óptica

Cable USB de conexión PC - Espectrómetro

Computador y Software

Tubos Espectrales

Fuente de HV

Lámparas Incandescente y Fluorescente

Luz Solar

Diodos Emisores de Luz: RGB

Luz del Celular



Montaje Experimental



5. Procedimiento

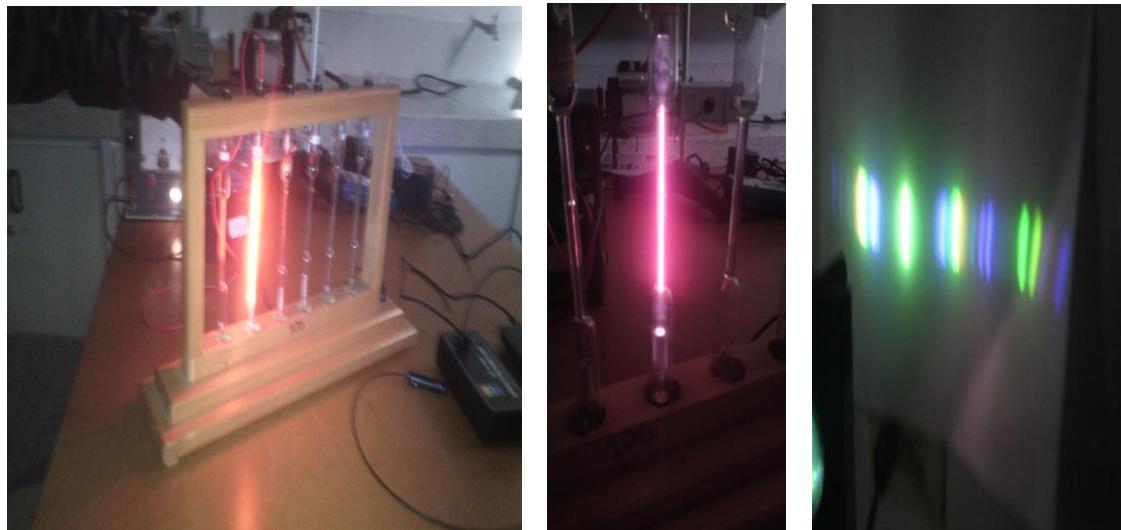
Espectros atómicos:

En el presente laboratorio se estudiaran los espectros de emisión visibles de los átomos de H , He , Hg .

Se utiliza una fibra óptica conectada al espectrómetro, la fibra se fija cerca de la fuente de interés y con ayuda del software Pasco, en el modo auto set, se hace el registro del espectro de cada lámpara atómica, luego utilizando las líneas espectrales de calibración del software para cada lámpara, se comparan sus longitudes de onda con las de los picos máximos hallados en cada espectro registrado.



Registro del Espectro de las Lámparas de H, He, Hg



Análisis de Datos

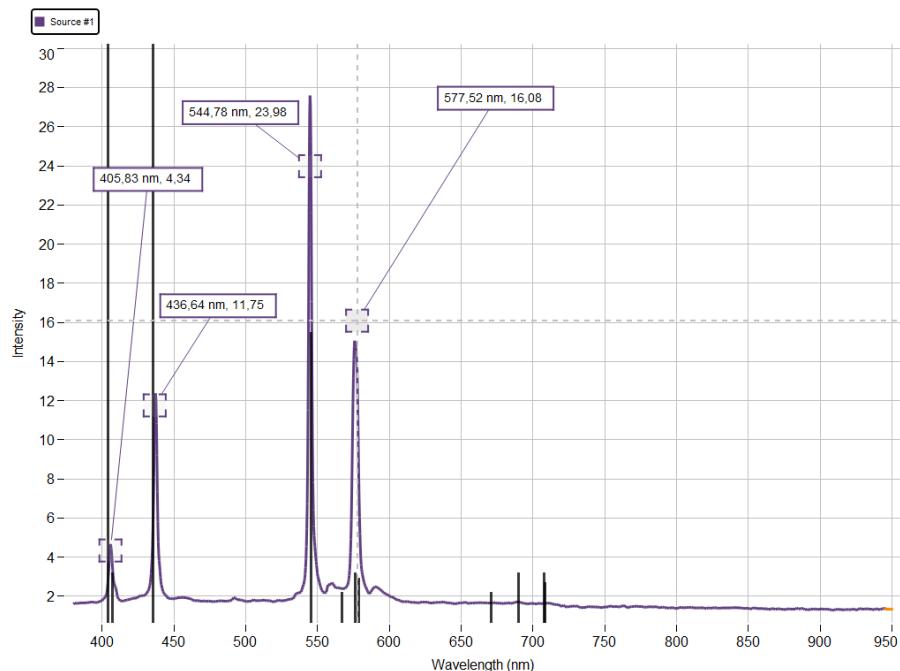


Figura del Análisis del espectro registrado (I vs λ) del átomo de Hg, se pueden apreciar las líneas de calibración del software y las etiquetas de algunos picos más intensos que coinciden con las líneas de calibración. Se deben encontrar los errores relativos para las líneas más intensas.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	11 de 52

Registro del Espectro de otras Fuentes de Radiación

1. Analizar la lámpara fluorescente del salón.
2. Análisis del espectro solar.
3. Análisis del LED azul.
4. Análisis del LED Rojo.
5. Análisis del LED verde.
6. Análisis del espectro de los tubos espectrales de Hidrógeno y del Helio.
7. Hallar los errores relativos de las mediciones en cada caso.

TABLA 1: Líneas espectrales del Hidrógeno.

Color de línea	λ (nm) Teo	λ (nm) Exp	% Error
Roja	656.3		
Verde Azul	486.1		
Violeta II	410.2		

TABLA 2: Líneas espectrales del Helio

Color de línea	λ (nm)	Intensidad	Para-OrtoHe	λ_{Exp} (nm)	%error
Roja	667.8	6	P		
Roja	706.5	5	O		
Roja	667.8	6	P		
Amarilla	587.6	10	O		
Celeste	471.3	3	O		
Violeta	402.6	5	O		

Preguntas:

1. ¿Qué información podemos obtener de los espectros de los átomos?
2. ¿Cómo cree usted que deben ser los espectros de las moléculas?
3. ¿Qué otros tipos de espectros existen?
4. ¿Qué aplicaciones tiene la espectroscopia?

- Sacar Conclusiones

Bibliografía

- a) Saveleev. Física Atómica y Nuclear. Fizmatlit, Moscú 1986.
- g) Matveev A:H. Física Atómica. Высшая школа. Moscú. 1989.
- c) <http://en.wikipedia.org>
- d) www.pasco.com

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	12 de 52

1. Titulo: EFECTO ZEEMAN

El efecto Zeeman consiste en la descomposición de las líneas de los espectros atómicos en presencia de un campo magnético externo. Descubierto por Zeeman en 1896 para las líneas espectrales de emisión del sodio. El efecto es causado por el hecho de que una partícula cuántica que posea un momento magnético de espín en presencia de un campo magnético, adquiere una energía adicional proporcional a su momento magnético $\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, la energía adquirida conlleva a la destrucción de la degeneración de los estados atómicos de acuerdo al número cuántico magnético M_J y a la separación de las líneas espectrales atómicas.

2. Objetivos

Estudiar, observar y medir el desdoblamiento del triplete de la línea espectral roja 643,8 nm correspondiente a una transición del Cadmio debido al efecto de un campo magnético transversal (efecto Zeeman normal).

Determinar el estado de polarización de cada una de las componentes de la línea espectral estudiada.

Estudiar el doblete de la línea para el efecto Zeeman normal en una configuración longitudinal del campo magnético.

Determinar el estado de la polarización de las componentes del doblete.

Observar el efecto Zeeman anómalo y analizar la polarización de las líneas.

Determinar experimentalmente el valor del magnetrón de Bohr.

3. Marco Teórico

Efecto Zeeman Normal: El efecto Zeeman consiste en el desdoblamiento de los niveles de energía atómicos o líneas espectrales debido a la acción de un campo magnético externo. Este efecto fue predicho por H.A. Lorenz en 1895 como parte de su teoría clásica sobre el electrón, experimentalmente fue confirmado por Peter Zeeman en 1896, en 1902 ambos científicos recibieron el premio Nobel de Física por la teoría clásica del electrón y el descubrimiento del efecto Zeeman.

Zeeman observó un triplete en lugar de una línea espectral singulete en ángulos rectos a un campo magnético, y una línea doblete en un campo magnético paralelo. Más tarde, fueron observados desdoblamientos más complejos de las líneas espectrales, a los cuales se les denominó efecto Zeeman anómalo.

Para explicar este fenómeno Goudsmit y Uhlenbeck introdujeron en 1925 la hipótesis del espín electrónico. Finalmente, el efecto Zeeman anómalo resultó ser la regla y el efecto Zeeman normal la excepción.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	13 de 52

El efecto Zeeman normal ocurre sólo en las transiciones entre estados atómicos con espín total $S=0$. El momento angular total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ de un estado es un momento angular orbital puro ($\mathbf{J} = \mathbf{L}$). Para el momento magnético correspondiente, podemos decir que:

$$\mu = \frac{\mu_B}{\hbar} J$$

Donde:

$$\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e}$$

μ_B = es el magnetrón de Bohr, m_e = masa del electrón, e carga elemental, \hbar constante de Planck.

En un campo magnético externo B , el momento magnético adquiere la energía

$$E = -\mu \cdot B$$

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

$$J_z = M_J \cdot \hbar, M_J = J, J-1, \dots, -J$$

Por lo tanto, el término con momento angular J se descompone en $2J+1$ componentes Zeeman equidistantes las cuales difieren en los valores de M_J . El intervalo de energías de las componentes adyacentes es

$$M_J, M_{J+1} \text{ is}$$

$$\Delta E = \mu_B \cdot B$$

Podemos observar el efecto Zeeman Normal en la línea espectral roja del Cadmio de 643,8 nm, ella corresponde a la transición 1D_2 ($J=2, S=0$) hasta 1P_1 ($J=1, S=0$) del electrón de la quinta capa.

Este efecto es explicado parcialmente con ayuda de la mecánica clásica y completamente con la mecánica cuántica. Uno de los usos más importantes del efecto Zeeman es en astronomía en los análisis del campo magnético de las estrellas.

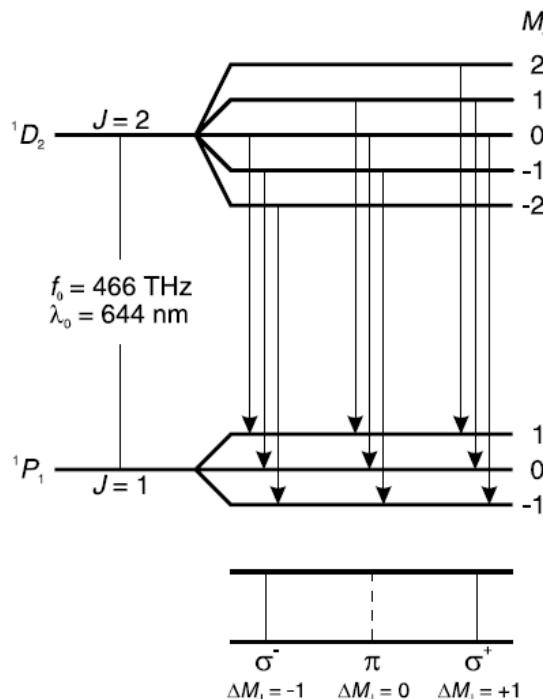


Fig. 1. Desdoblamiento de los niveles energéticos y transiciones del efecto Zeeman normal en el cadmio.

Naturaleza del efecto en la representación clásica

El átomo se puede considerar como un oscilador armónico y su ecuación del movimiento en presencia de un campo magnético B dirigido a lo largo del eje Z , se puede escribir de la forma:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -m_e \omega_0^2 \vec{r} - e\vec{v} \times \vec{B},$$

Donde \vec{v} —es la velocidad de giro del electrón alrededor del núcleo, m_e — masa del electrón, ω_0 — frecuencia de resonancia de la transición dipolar electrónica. El último miembro en la ecuación se debe a la fuerza de Lorentz. Con una frecuencia de Larmor:

$$\Omega_L = \frac{eB}{2m_e}.$$

La solución de la ecuación del movimiento muestra que la frecuencia de resonancia del momento dipolar en presencia del campo magnético se descompone en tres frecuencias

$$\omega \simeq \omega_0 \pm \Omega_L.$$

Por lo tanto, un electrón en un campo magnético en vez de una simple rotación alrededor del núcleo del átomo comienza a realizar un movimiento complejo relativo a la dirección magnética Z . La nube electrónica del átomo precesa alrededor de este eje con la frecuencia de Larmor Ω_L .

Este modelo simple explica el cambio de la polarización observado experimentalmente en la fluorescencia de los vapores atómicos en dependencia de la dirección de observación.

Si se observa a lo largo del eje Z, entonces sobre la frecuencia ω_0 ninguna fluorescencia atómica se observa, porque el dipolo atómico en esta frecuencia oscila a lo largo del eje del campo magnético, y su radiación se propaga en la dirección perpendicular a este eje. A frecuencias $\omega \approx \omega_0 \pm \Omega_L$ se observan las polarizaciones de giro derecho e izquierdo, denominadas polarizaciones sigma σ^+ y σ^- .

Si se observa a lo largo de los ejes X y Y, entonces se divisa una polarización lineal (π , σ) en estas tres frecuencias ω_0 y $\omega \approx \omega_0 \pm \Omega_L$. El vector de polarización de la luz π está dirigido a lo largo del campo magnético, y σ - perpendicularmente.

En la mecánica clásica una transición singulete con $B=0$ que es observada a una frecuencia ω_0 , se desdobra en dos o más líneas cuando el campo es diferente de cero ($B \neq 0$).

La observación de las transiciones se puede realizar en dos configuraciones:

- Observación longitudinal (a lo largo de la dirección del campo B) se observan dos líneas polarizadas circularmente.
- En la observación transversal (perpendicular al campo) se observan tres líneas dos con polarización circular y una con polarización lineal, con las siguientes características.

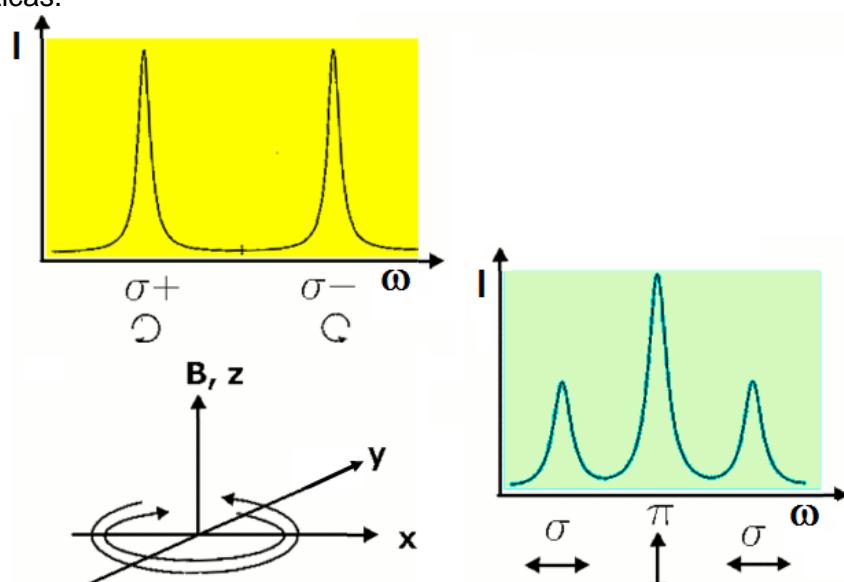


Fig. 2. Polarización y espectro del efecto Zeeman, detectado en diferentes direcciones de observación: En la figura de fondo amarillo, la observación se realiza a lo largo del campo magnético o del eje Z. En este caso el espectro de fluorescencia de los vapores atómicos se obtienen dos frecuencias σ^+ y σ^- con polarización circular.

En la figura 2 de fondo verde, la observación se lleva a cabo perpendicularmente a la dirección del campo magnético. En este caso en el espectro de la fluorescencia del gas atómico se detectan tres frecuencias, que poseen polarización lineal π y σ .



4. Materiales, Equipos

Interferómetro de Fabry-Perot para 643,84 nm y 508,58 nm

Lámpara de cadmio para el efecto Zeeman

Las piezas polares, perforada y cónica

Fuente de alimentación para lámparas espectrales

Banco Óptico, $l = 1000$ mm

Bases ajuste del banco

Sostenedor de lente

Montaje de Lente, $f = 50$ mm

Montaje de Lente, $f = 300$ mm

Diáfragma de iris

Filtro polarizador, en vástago

CDC-cámara para PC

Teslámetro

Medidor de Campo

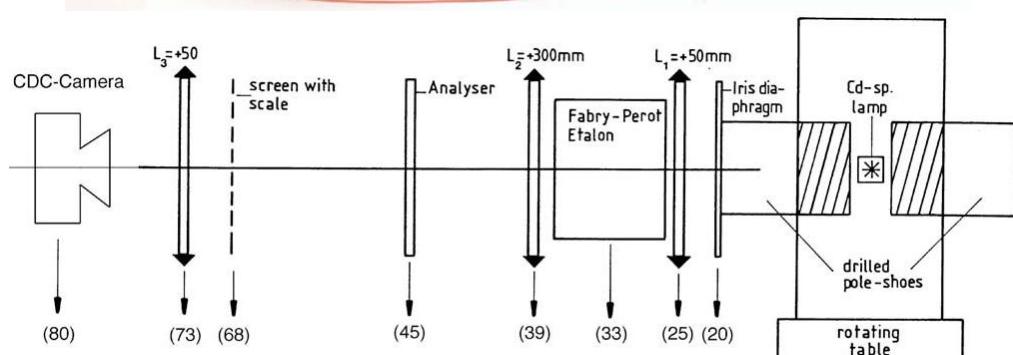
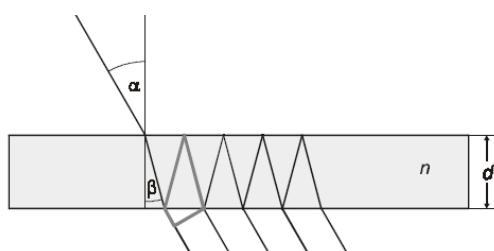


Fig. 3. Montaje experimental del Efecto Zeeman. Fig. 4: Disposición de los elementos ópticos.



	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	17 de 52

Fig. 5: Principio de funcionamiento del Etalón de Fabry-Perot.

Un interferómetro o etalón de Fabry-Perot se hace típicamente de una placa transparente con dos superficies reflectantes, o dos espejos altamente reflectantes paralelas. Lleva el nombre de Charles Fabry y Alfred Perot. La palabra "Etalon" proviene del francés, significa "medición del calibre" o "estándar". Se utilizan ampliamente en espectroscopia para controlar y medir las longitudes de onda de la luz.

Cuando el rayo pasa a través del par de superficies planas de vidrio, se producen múltiples reflexiones y los múltiples rayos que se transmiten son recogidos por una lente que los enfoca en un punto de una pantalla. El patrón completo de interferencia toma la apariencia de un conjunto de anillos concéntricos de anillos brillantes y oscuros.

Camino óptico del haz.

La longitud de camino óptico o distancia óptica es el producto de la longitud geométrica que el camino óptico sigue a través del sistema, y el índice de refracción del medio a través del cual se propaga la luz. Una diferencia en la longitud del camino óptico entre dos caminos se denomina a menudo la diferencia de camino óptico. La longitud del recorrido óptico es importante porque determina la fase de la luz y gobierna los fenómenos de la interferencia y difracción de la luz al propagarse.

Condiciones de interferencia:

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = 2 \cdot d \cdot n \cdot \cos \beta$$

5. Procedimiento

Espectroscopia del efecto Zeeman.

La medición del efecto requiere de un equipo espectral con muy alta resolución, para tener idea de la resolución requerida analicemos la separación de las líneas de la transición roja del Cadmio, en un densidad magnética de flujo de $B = 1\text{ T}$; el desdoblamiento es del orden de 0.02 nm. ($\Delta G = 14\text{ GHz}$).

Los sistema espectroscópicos de difracción (monocromadores) tiene una resolución espectral igual o mayor que este valor, por lo cual se debe utilizar un interferómetro para obtener la resolución necesaria, en el presente caso se utilizará un interferómetro de Fabry-Perot que vienen en dos posibles configuraciones: espectroscópica y etalón, los primeros son más precisos, pero los segundos son más fáciles de utilizar, en esta experiencia utilizaremos la configuración de etalón con una resolución de uno en 300.000 a 500.000 lo que da una resolución espectral del orden de 0,002 nm.



Todos los Fabry-Perot son construidos con dos placas paralelas aluminizadas interiormente, separadas una pequeña distancia (t) y ajustadas paralelamente con muy alta precisión. La luz ligeramente divergente que entra al Etalón, el cual está alineado perpendicularmente con el eje óptico del sistema, se refleja varias veces y una parte de la misma emerge cada vez, ver figura 5. Debido al aluminizado de las placas la radiación que sale es pequeña, los rayos que emergen pueden interferir dando un patrón de interferencia, similar al de los interferómetros de Michelson, este patrón de líneas circulares es observado con un telescopio, un ocular o con una cámara ccd.

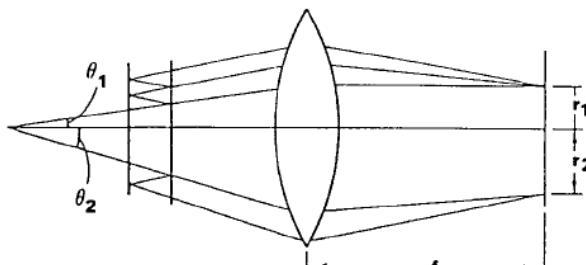


Fig. 6: Formación de las imágenes de los anillos.

Al focalizar la luz emergente desde un Etalón de Fabry-Perot. La luz que entra al Etalón a un ángulo θ se focaliza sobre un anillo de radio $r \approx f \theta$, donde f es la distancia focal.

Cabe anotar que la diferencia entre los cuadrados de los radios de anillos adyacentes es constante.

Ahora, si hay dos componentes de una línea espectral que se han desdoblado de una línea central en dos componentes con longitudes de onda λ_a y λ_b , las cuales son muy cercanas entre sí. La diferencia del número de onda entre dos componentes es

$$\Delta k = k_a - k_b =$$

$$\Delta k = k_a - k_b = \frac{1}{2\mu \cdot t} \left(\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_p^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right) = \frac{1}{2\mu \cdot t} \cdot \frac{\delta}{\Delta}$$

Todos los valores δ deben ser iguales, independientemente del orden p de la interferencia y se deben tomar los valores promedios, lo mismo debe hacerse con los diferentes valores de Δ . Aquí, δ representa la diferencia de los cuadrados de los radios de diferentes líneas del mismo orden de interferencia y Δ son los valores promediados de los cuadrados de los radios de los diferentes órdenes, que utilizaremos para calcular la diferencia de los valores de los números de onda Δk de las líneas componentes a y b.

El etalón que tenemos consiste de una placa de cuarzo de 3 mm de grosor recubierto en ambos lados con una capa parcialmente reflectora del 90% de reflexión y 10% de transmisión. La separación entre las 2 placas es de $t=3$ mm de espesor. μ es el índice de refracción del cuarzo a 509 nm es $\mu = 1.4519$ y $\mu = 1.4560$ a 644 nm.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	19 de 52

Esta última ecuación será utilizada para encontrar los valores de la diferencia de energía para cada componente en el efecto Zeeman, téngase cuidado que δ se mide en el mismo orden de interferencia y Δ entre diferentes órdenes.

Donde:

$$\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p} \quad \delta_{a,b}^p = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2$$

Los radios de los anillos tienen que ser medidos con diferentes densidades de flujo magnético. Con la ecuación para Δk se halla la diferencia correspondiente en números de onda. Se procede en dos pasos: En primer lugar tomamos fotografías de los patrones de difracción con diferentes intensidades de campo magnético. Luego, se miden los diámetros del anillo en estas fotos.

Método experimental

Monte el sistema como se muestra en la figura 3, esta experiencia requiere de varios pasos. Mida el campo magnético para diferentes posiciones de los polos, esto con la intención de que se calibre o se determine la relación entre la separación entre los polos y su campo magnético generado. Para esto es necesario utilizar un teslámetro; este dispositivo se debe colocar justo en el medio de los polos del imán. (Este paso puede realizarse tanto al final del experimento como al inicio).

Una vez calibrado el imán, coloque la lámpara de cadmio entre los polos de imán CUIDADOSAMENTE ya que es muy frágil y podría romperse. Luego Alinee los componentes ópticos lo mejor posible, Lente, Filtro, Polarizador, Etalón y cámara, ver las figuras 3 y 4. Enfoque las lentes para observar el patrón circular en la pantalla del PC. Ajuste la ccd para que el patrón sea lo más uniforme posible. Cuidadosamente mueva el etalón para que el centro del patrón este en el medio de la pantalla.

Ahora utilizando el interferómetro de Fabry-Perot, la imagen capturada y el software se miden los números de onda como una función de la densidad de flujo magnético.

A partir de los resultados del punto anterior, se estima el valor del magnetrón de Bohr.

Se debe investigar cualitativamente la luz emitida en la dirección del campo magnético.

Mediciones

Para esta parte, el estudiante dispone de una Web Cam conectada por el puerto USB a un computador, en este se encuentra un programa con los que puede poner en funcionamiento la Cámara.

Para cada campo magnético (este valor lo determina el estudiante con el teslámetro), observe el patrón de difracción y tome fotos con la cámara CCD, ajuste la cámara para el mejor contraste y resolución posibles. Mida los diámetros de los anillos de diferentes órdenes de difracción. Repita el paso anterior para el análisis con el polarizador. Gire el polarizador y estudie el efecto.

Estudio del efecto Zeeman Normal:

El anterior procedimiento se repite utilizando diferentes campos magnéticos, sin filtro de polarización y en la configuración transversal de observación con valores de campo donde los patrones de los anillos no se solapen.

Una vez se han obtenido los anillos, se miden los radios eligiendo el comando **<Circle>** desde el menu **<Measure>**. Moviendo el mouse a través de la imagen, se dibujará un círculo. Se ajusta el círculo en tamaño y posición tanto como sea posible al anillo de interés. Se mostrarán el radio, el área y el perímetro del círculo en un texto. Estamos interesados en el cuadrado del radio del círculo, así que podemos usar los datos del área. Las unidades (μm , mm, cm) no tienen importancia en este experimento, y el factor de π se puede despreciar.

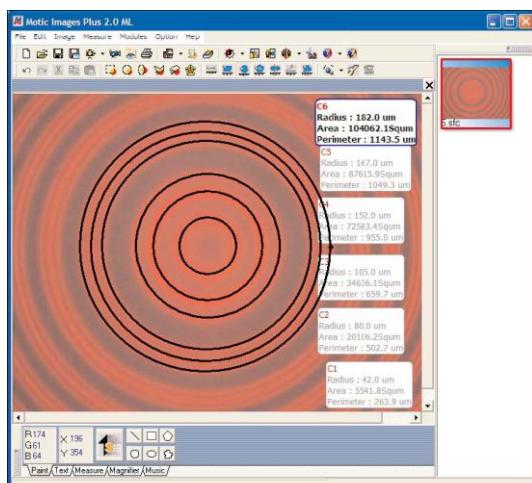


Fig. 7: Medición del radio de los anillos.

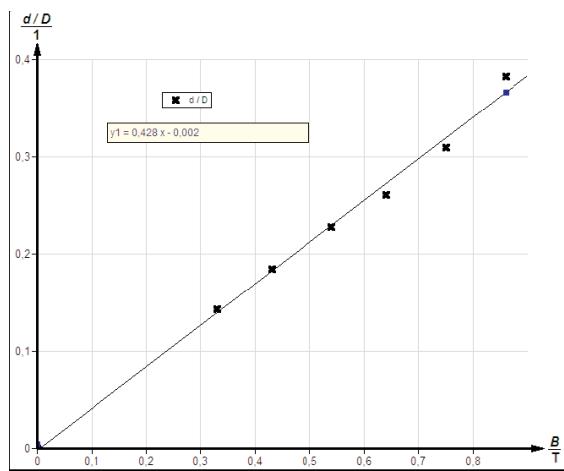


Fig. 8: Gráfico δ vs. Campo

En la figura Fig.7 para una intensidad de campo dado se calcula Δ de las diferencias de las áreas de los correspondientes anillos de diferentes números de órdenes y la subsecuente promediación (diferencia del área entre el anillo del medio de segundo orden y el anillo del medio del primer orden) y δ se calcula de las diferencias de las áreas de los anillos de los tres anillos del mismo orden (externo con el medio y el medio con el interno) y la posterior promediación de todos los valores.

$$\Delta E = \mu_B B_0 = hc \Delta k = \frac{hc}{2\mu \cdot t} \cdot \frac{\delta}{\Delta}$$

De tal forma que:

$$\mu_B = \frac{hc}{2\mu \cdot t \cdot B_0} \cdot \frac{\delta}{\Delta}$$

Donde:

$$\frac{\delta}{\Delta B_0} = (\text{Pendiente de la recta}) \frac{1}{T}$$

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	21 de 52

Se halla de los valores de la regresión para la recta encontrada en su experimento como en la Fig. 8, $y \mu = 1.456$, $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Js, $c = 2.99 \cdot 10^8$ m/s, $t = 3$ mm, así se calcula el magnetrón de Bohr experimentalmente y se compara con el valor teórico de la literatura científica $\mu_B = 9.273 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T}$.

Realice las observaciones del doblete de la línea para el efecto Zeeman normal en una configuración longitudinal del campo magnético.

Determine el error relativo de las mediciones realizadas.

Saque conclusiones y observaciones sobre la práctica realizada.

Elabore el informe final.

Bibliografía

- a) Melissinos, "Experiments in modern physics, 1966.
- b) Leybold Didactic. <http://www.leybold-shop.com/physics/physics-experiments/atomic-and-nuclear-physics/atomic-shell/normal-zeeman-effect.html>
- c) <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/zeeman.html>.
- d) Phywe Didactic. <http://www.phywe.com>
- e) Física Moderna.
- f) <http://en.wikipedia.org>
- g) Sivukhin D.V. Física Atómica y Nuclear. Fizmatlit, Moscú 2002.
- g) Matveev A:H. Física Atómica. Высшая школа. Moscú. 1989.

1. Título: Ley de Bragg

2. Objetivos

Investigar las reflexiones de Bragg en un mono cristal de NaCl utilizando la radiación característica de rayos x de un blanco de Molibdeno (Mo).

Determinar las longitudes de Onda de las líneas K_α y K_β de la radiación característica del Mo.

Verificar la ley de Bragg y la naturaleza ondulatoria de los rayos X.

Determinar experimentalmente los parámetros de la red cristalina de la estructura FCC del NaCl.

3. Marco Teórico

Difracción de Rayos X. Los cristales son arreglos regulares de átomos, la cristalinidad lleva implícita una periodicidad tridimensional de una celda unidad, la cual está definida por tres vectores coplanares: \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} , que constituyen la base del sistema de coordenadas que describe la estructura de un material cristalino. La magnitud de estos vectores y los ángulos que se forman entre pares de vectores son los llamados parámetros o constantes de la celda unidad (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} , α , β , γ), ver Fig. 1.

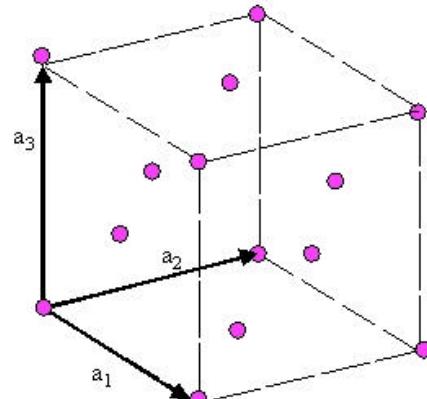
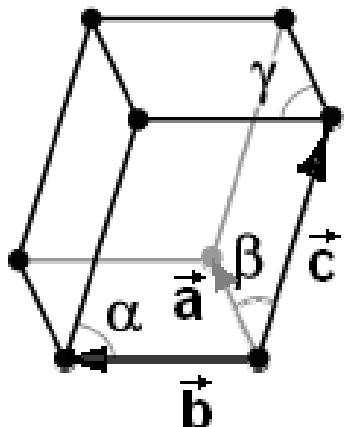


Fig. 1. Parámetros de la Celda unidad. **Fig. 2. Disposición de los átomos en una Celda de tipo FCC:**

Por otro lado, los rayos X son ondas de la radiación electromagnética con longitudes de onda del orden de las dimensiones de las constantes de la celda unitaria, la interacción de este tipo de radiación con la materia puede generar el fenómeno de difracción. Los átomos dispersan las ondas de rayos X, principalmente a través de sus electrones. Este fenómeno se conoce como dispersión elástica, el electrón es el elemento dispersor. Un arreglo regular de elementos dispersores produce una matriz regular de ondas reflejadas. Aunque estas ondas se cancelan mutuamente en la

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	23 de 52

mayoría de las direcciones a través de la interferencia destructiva, ellas se suman constructivamente en algunas direcciones específicas, determinadas por la ley de Bragg:

$$2d \operatorname{sen}(\theta) = n\lambda, \quad d_{hkl} = \frac{\lambda}{2 \operatorname{sen}(\theta)}$$

Aquí, d es la distancia entre los planos atómicos de difracción, θ es el ángulo de incidencia, n es un número entero, λ es la longitud de onda del haz incidente de rayos X. Estas direcciones específicas que aparecen como manchas en el patrón de difracción, son llamadas reflexiones. Por lo tanto, la difracción de rayos X, resulta de la incidencia de una onda electromagnética (rayo X) sobre una serie regular de elementos dispersores (es decir, sobre el sistema repetitivo de átomos en el cristal).

Las distintas técnicas de difracción emplean diversos arreglos para asegurar que la condición de Bragg se cumpla, cuando un haz de rayos X incida sobre un mono cristal o sobre un arreglo policristalino. Como para un material determinado, los valores d_{hkl} están definidos por su estructura, a una longitud de onda dada del haz incidente de rayos X,emergerán haces difractados sólo a valores particulares del ángulo θ_{hkl} . Se le llama patrón de difracción, al registro que contiene la información sobre la posición de los máximos de difracción, la forma de ellos y sus intensidades, realizado ya sea en película fotográfica o por medios electrónicos.

En 1913 H.W y W.L. Bragg descubrieron que un arreglo ordenado de átomos en un cristal se puede ver como un arreglo de planos paralelos de la red cristalina.

La estructura de un cristal se compone de un elemento que se repite en tres dimensiones. El elemento que se repite se conoce como **celda unidad**. Ella es la piedra angular de la estructura cristalina Fig.1. Los cristales se clasifican según las propiedades de simetría de su celda unidad. Estas propiedades de simetría en ocasiones se manifiestan en simetrías macroscópicas de los cristales, tales como sus formas geométricas.

Hay dos tipos distintos de celda unidad: primitivas (**P**) y no primitivas (**F, I, C**). La celda unidad primitiva contiene sólo un punto de red, está compuesta de puntos de red en cada esquina. Celda unidad no primitiva contienen puntos adicionales de red, o bien sobre una cara de la celda unidad o dentro de la celda unidad, y así tiene más de un punto de red por celda unidad.

La Celda Unidad es la unidad básica de menor volumen y de mayor simetría que contiene la mayor información sobre el arreglo cristalino. La Celda Unidad da lugar a los diferentes grupos de cristales, a los que se les denomina sistemas cristalográficos.

Existen 7 sistemas cristalinos: Cúbico, Tetragonal, Ortorrómbico, Triclínico, Monoclínico, Trigonal, Hexagonal. La combinación de estos sistemas con los posibles tipos de redes primitivas y no primitivas produce las denominadas 14 redes de Bravais.



Planos reticulares en los cristales de estructura cúbica.

En la figura 3., se muestran los planos (100), (110), (111) de una estructura cristalina de tipo cúbica centrada en las caras o FCC. Los planos reticulares son cada uno perpendicular a las direcciones $[\hbar, k, l]$ índices de Miller.

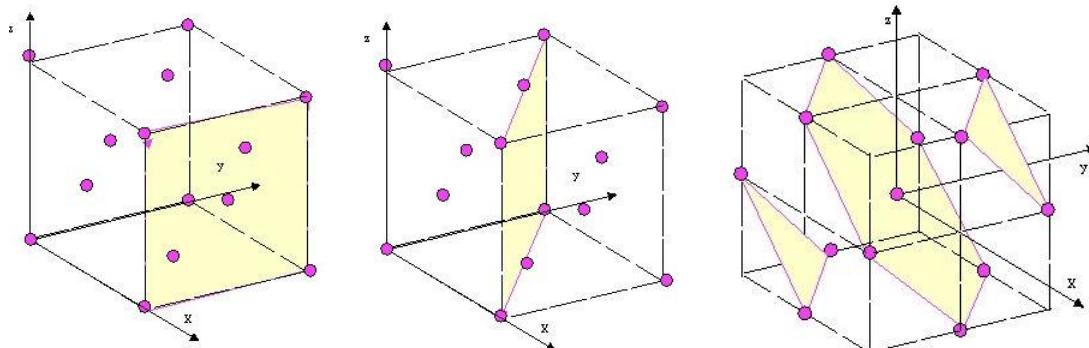


Fig. 3. Planos reticulares (100), (110), (111) de una estructura cristalina FCC.

El cristal que estudiaremos es el NaCl, él tiene una estructura de tipo FCC. Examinemos la familia de planos (110) formada por las filas de los átomos de Na y Cl.

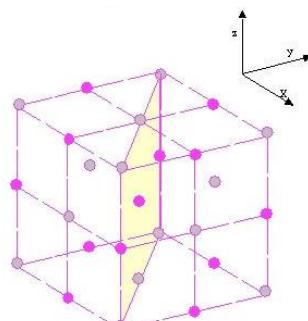


Fig. 4. Plano reticular (110) de la estructura cristalina FCC del NaCl.

Las condiciones de interferencia constructiva de los rayos X en un cristal se logran cuando los rayos X reflejados en los planos reticulares individuales tienen una diferencia de recorrido que sea un múltiplo entero de la longitud de onda. Como se aprecia en la figura para dos planos adyacentes con un espaciamiento d , podemos decir que las diferencias de camino entre los dos rayos incidente y reflejado a un ángulo θ es igual a $2d\sin\theta$, o sea:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \theta$$

En un mono cristal de NaCl los planos reticulares son paralelos a las superficies del cubo de la celda unidad del cristal. El espaciamiento d de la estructura FCC del cristal de NaCl es la mitad de la constante de la red 564.02 pm.

4. Materiales, Equipos, Montaje Experimental

- 1 Aparato de Rayos X
- 1 Contador Geiger (α , β , γ , rayos X)
- 1 Computador y software
- 1 Cristal de NaCl

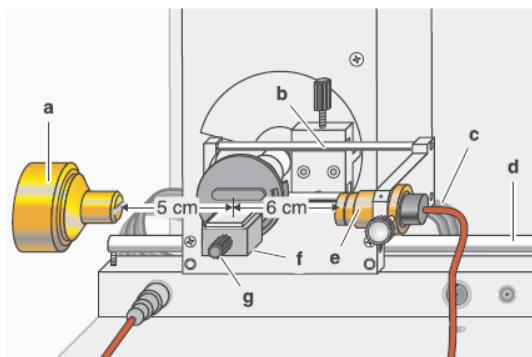


Fig. 5. Montaje Experimental

5. Procedimiento

Las mediciones se hacen usando un goniómetro montado sobre el aparato de rayos x. Los rayos x se detectan con un tubo Geiger montado junto con el cristal de NaCl en la configuración de 2θ con respecto al rayo incidente, ver Fig.6.

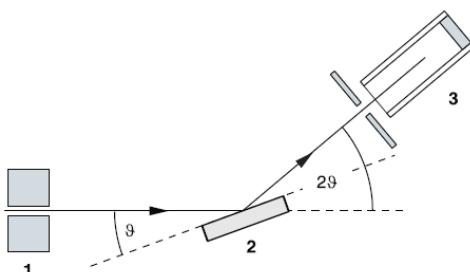


Fig. 6. Colimador 1, mono cristal 2, tubo contador Geiger 3

La radiación de rayos x consiste de la radiación continua de frenado o bremsstrahlung sobre la cual se sobreponen varias líneas bien definidas, las cuales corresponden a la radiación característica del ánodo del Mo, las cuales se originan de las transiciones electrónicas o líneas K_{α} y K_{β} de los átomos del Mo. Esta radiación característica es particularmente adecuada para investigar la ley de Bragg.

Método experimental

Monte el sistema con el cristal como se muestra en la figura 5.

Encienda el computador, abra el programa “X-ray Apparatus”.

Establezca en 35 kV el voltaje del tubo de RX.

Mantenga la corriente $I=1\text{mA}$.

Tiempo de medida por paso angular = 3s.

Anchura del paso angular en 0.1° .

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	26 de 52

Presione la tecla **COUPLED** sobre el dispositivo para permitir el acoplamiento 2θ del blanco y del sensor; establezca el valor límite inferior del blanco en 2° y el máximo en 27°.

Presione **SCAN** para empezar las medidas y la transmisión de datos al PC.

Cuando finalicen las mediciones, guarde las series de mediciones a un archivo con F2.

Mediciones

Con el software seleccione el comando “*Calculate Peak Center*”.

Mida el ángulo θ en el centro de cada uno de los picos para las líneas K_{α} y K_{β} .

Guarde los datos.

Usando el ángulo θ y la distancia interplanar $d = 282.01$ pm, calcule la longitud de onda del rayo x utilizando la ley de Bragg.

Halle el valor promedio de las longitudes de onda medidas para cada orden de difracción.

Llene siguiente tabla.

n	$\theta(K_{\alpha})$	$\frac{\lambda(K_{\alpha})}{\text{pm}}$
1		
2		
3		

n	$\theta(K_{\beta})$	$\frac{\lambda(K_{\beta})}{\text{pm}}$
1		
2		
3		

Haga sus observaciones y saque las conclusiones sobre la experiencia de laboratorio. Calcule los errores relativos de las mediciones realizadas.

Investigue ¿Cómo se podría calcular la energía de cada línea de RX?

¿Cómo se puede estimar la constante de Planck?

Realice un informe final donde plasme los datos, gráficos y resultados obtenidos.

Conclusiones sobre la práctica realizada.

Bibliografía

a) Leybold Didactic.

<http://www.leyboldshop.com/catalogsearch/result/?q=Bragg+reflection%3A+diffraction+of+X-rays+at+a+monocrystal&queryFromSuggest=true&userInput=bragg>

b) G. Burn. Solid State Physics.

c) Física Moderna.

d) <http://www.physics.uiuc.edu/research/electronicstructure/389/>

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	27 de 52

1. Título: Dispersión de Rutherford: Medición de la tasa de dispersión como función del ángulo.

2. Objetivos

Estudiar y medir la tasa de conteos de la dispersión de las partículas alfa en una lámina de aluminio en función del ángulo de incidencia.

Determinar las tasas corregidas de conteo N con respecto a la distribución de la dispersión en el espacio.

Estudiar y validar la fórmula de la dispersión de Rutherford.

3. Marco Teórico

Si las partículas α provenientes de una fuerte radiactiva chocan contra una lámina delgada de oro o aluminio ellas se desvían de su trayectoria o dispersan con un ángulo θ .

La mayoría de los partículas α se dispersan en ángulos de menos de 1° . Sin embargo, unas pocas partículas, muestran sustancialmente grandes ángulos de dispersión θ , en el caso extremo hasta 180° ("retro dispersión").

Estas observaciones cualitativas sólo pueden explicarse suponiendo que los átomos de oro tienen un núcleo de volumen muy pequeño, que contiene casi toda la masa del átomo y que está cargado positivamente.

Este experimento dio a luz la idea del modelo planetario del átomo. Al hacerlo, representó uno de los más grandes puntos de inflexión en nuestra comprensión de la naturaleza de la materia. Si la lámina de oro es de 1 micrómetro de espesor, entonces la lámina tiene unos 2800 átomos de espesor.

Rutherford calculó la distribución angular de la tasa de dispersión $N(\theta)$. La tasa de dispersión es el número de partículas que se dispersan en la unidad de tiempo en un intervalo $d\theta$ determinado alrededor de un ángulo θ promedio. Para un detector ubicado a un ángulo específico con respecto al haz incidente, el número de partículas por unidad de área que golpean sobre el detector está dado por "la fórmula para la dispersión de Rutherford":

4. Materiales, Equipos e Insumos

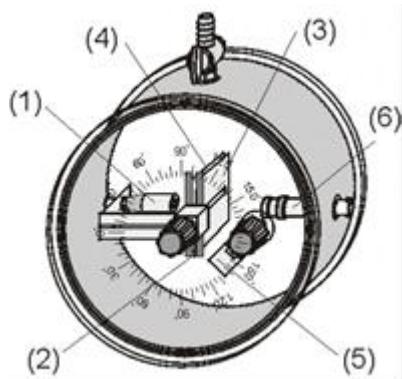


Fig. 1

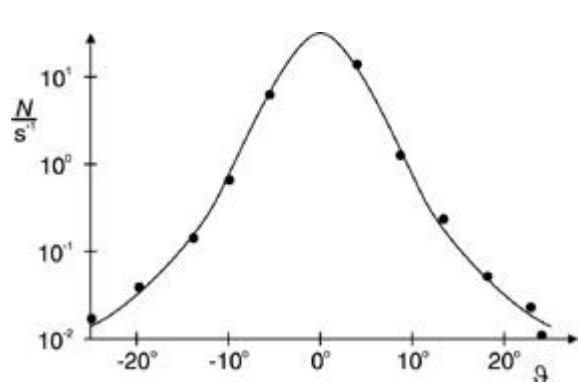


Fig. 2

Las Fig. 1 y 4, nos muestran el arreglo experimental que usaremos y en la Fig. 2 se revela la gráfica de los resultados de las observaciones de la tasa de dispersión en función del ángulo de las partículas alfa sobre una lámina (3) de oro o aluminio (Au ($Z = 80$), Al ($Z = 13$)), utilizando como fuente de partículas alfa un preparado (1) del Am-241 en una cámara de vacío, usando como detector un fotodiodo (6) polarizado inversamente.

Los resultados experimentales confirman la fórmula de Rutherford:

$$N(\theta) = N_0 \cdot c_F \cdot d_F \cdot \frac{Z^2 \cdot e^4}{(8 \pi \epsilon_0 E_\alpha)^2 \cdot \sin^4(\frac{\theta}{2})}$$

En la que:

N_0 : es la tasa de partículas en la lámina.

c_F : es la concentración atómica de la lámina.

d_F : es el grosor de la lámina.

Z : carga nuclear del material dispersor.

E_α : energía de las partículas alfa.

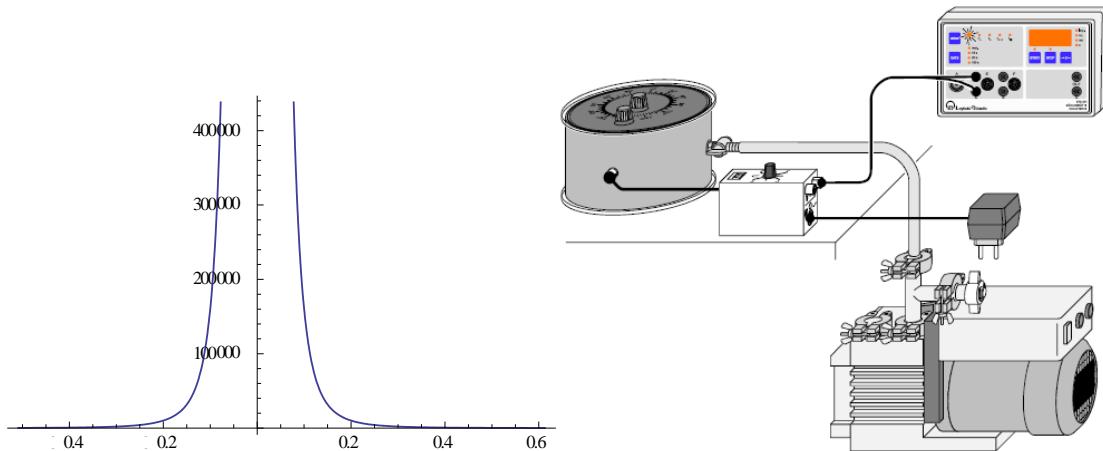
e : carga elemental.

ϵ_0 : permitividad del espacio libre.

Para tener el registro de la tasa de dispersión como función del ángulo, es necesario trazar esta curva de distribución angular que se describe por la función $\csc^4(\theta/2)$. En la gráfica de la Fig. 3, se muestra la pendiente teórica de la tasa de dispersión de las partículas α en función del ángulo de dispersión.

Los valores de la función decrecen rápidamente con el incremento del ángulo, mostrando una singularidad en 0° . El rango de mediciones en este experimento se puede mantener alrededor del ángulo $\leq 30^\circ$.

Debido a que las partículas α pierden rápidamente su energía al moverse en el aire, el experimento se realizará en una cámara a vacío.



La Fig. 3

La Fig. 4

6. Procedimiento

Para realizar la práctica monte el preparado Am-241 en la cámara de vacío según Fig. 4.

Conecte la manguera de la bomba mecánica a la cámara de vacío.

Cierre la cámara y prenda la bomba de vacío, verificando que la válvula esté abierta.

Conecte el contador de pulsos a la red y el cable de salida desde el preamplificador.

Conecte a la red el preamplificador y los cables coaxiales al fotodiodo.

Ajuste el nivel del discriminador con ayuda del potenciómetro.

Realice las mediciones desde 0° hasta $\pm 30^\circ$.

Realice 3 mediciones cada 5° , promedie los valores.

Haga el gráfico de N° de conteos vs ángulo.

Saque conclusiones.

Bibliografía

- a) Leybold Didactic. <http://www.leybold-shop.com/physics/physics-experiments/atomic-and-nuclear-physics/nuclear-physics/rutherford-scattering/rutherford-scattering-measuring-the-scattering-rate-as-a-function-of-the-scattering-angle-and-the-atomic-number/vp6-5-2-1.html>
- c) Phywe Didactic. <http://www.phywe.com>
- d) Física Moderna.

1. Título: Efecto Hall en Germanio de Tipo P.

2. Objetivos

Estudiar y medir la tensión Hall de una muestra de germanio rectangular de tipo P.

Medir la tensión de Hall de una muestra de germanio rectangular como función de la temperatura y del campo magnético.

Determinar la conductividad específica, el tipo de portadores de carga y la movilidad de los portadores de carga a partir de estas mediciones.

Determinar las características de la tensión Hall en función de las variaciones de la corriente, temperatura, y del campo magnético.

Determinar el signo de los portadores de carga y la movilidad de los portadores de carga.

3. Marco Teórico

El efecto Hall fue descubierto por Edwin Herbert Hall en 1879, es un fenómeno que consiste en la aparición de una diferencia de potencial transversal en un conductor con corriente continua, situado en presencia de un campo magnético.

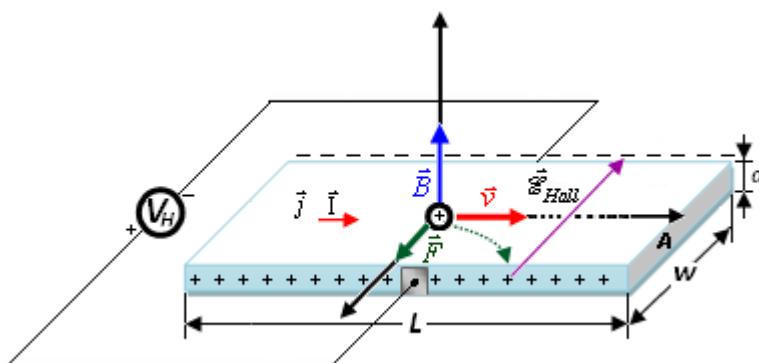


Figura 1. Muestra para el estudio del Efecto Hall sobre un portador de carga positiva (hueco).

Cuando a través de la barra conductora en presencia de un campo magnético débil **B** fluye una corriente eléctrica **I** por la acción de la intensidad del campo **E**. El campo magnético desviará los portadores de carga hacia una de las caras de la placa en su movimiento a lo largo o en contra del campo eléctrico.

Por lo tanto, la fuerza de Lorentz $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ dará lugar a la acumulación de carga negativa cerca de una cara de la barra, y positiva en la cara opuesta. La acumulación

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	31 de 52

de cargas continuará hasta cuando el campo eléctrico $\mathcal{E}_{\text{Hall}}$ que surgió de las cargas acumuladas no compensa la componente magnética de la fuerza de Lorentz:

$$e\vec{\mathcal{E}}_{\text{Hall}} = e\vec{v} \times \vec{B} \rightarrow \mathcal{E}_{\text{Hall}} = vB \quad (1)$$

La velocidad del electrón v se puede expresar en términos de la densidad de corriente j :

$$j = nev \Rightarrow v = \frac{j}{ne} \quad (2)$$

Donde n - es la concentración de portadores de carga. Entonces:

$$\mathcal{E}_{\text{Hall}} = \frac{1}{ne} jB = R_H jB \quad (3)$$

Donde: R_H (m^3/C , o $\Omega \cdot \text{cm}/\text{G}$), es el denominado coeficiente o constante de Hall, que da la proporcionalidad entre E_{Hall} y jB . En esta aproximación, el signo del coeficiente Hall depende del signo de los portadores de carga, lo que les permite determinar el tipo de portadores de un gran número de metales. Para algunos metales (tales como el plomo, zinc, hierro, cobalto, tungsteno), en campos B fuertes hay una R_H de signo positivo, que se explica en la teoría semicásica y cuántica del sólido.

Efecto Hall en semiconductores

Cuando un semiconductor que transporta corriente se introduce en un campo magnético, los portadores de carga de los semiconductores experimentan una fuerza en una dirección perpendicular tanto al campo magnético como a la corriente. En equilibrio, aparece una tensión en los bordes del semiconductor.

La fórmula para el coeficiente de Hall se vuelve más compleja en los semiconductores donde los portadores son los electrones y los huecos que pueden estar presentes en diferentes concentraciones y tienen diferentes movilidades. Para campos magnéticos moderados el coeficiente de Hall es:

$$R_H = \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{e(p\mu_h - n\mu_e)^2} \quad (4)$$

Aquí: n es la concentración de electrones, p la concentración de huecos, μ_e la movilidad de electrones, μ_h la movilidad de los huecos, e el valor absoluto de la carga del electrón.

Según la ecuación (3), existe una relación lineal entre la corriente I y la tensión Hall U_H :

$$U_H = \alpha I \quad (5)$$

Donde α es el factor de proporcionalidad.

El cambio de la resistencia de la muestra debido al campo magnético (Magneto

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	32 de 52

resistencia) está asociado con una reducción del camino libre medio de los portadores de carga.

El cambio en la resistencia no es lineal, es cuadrático, con el aumento de la intensidad del campo magnético.

En la región de la conductividad intrínseca, tenemos

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{\left(-\frac{E_g}{2kT} \right)} \quad (6)$$

Donde σ es la conductividad, E_g es la brecha de energía, k es constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta.

Al trazar la gráfica del logaritmo de la conductividad en función de T^{-1} obtenemos una recta con una pendiente

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}, \quad b = \left(-\frac{E_g}{2k} \right) \quad (7)$$

A partir de la cual se puede determinar E_g .

$$E_g = -2kb \quad (8)$$

En una muestra sometida a un campo B , dopada con portadores de tipo n , los electrones serán los portadores de carga predominantes, el borde de la muestra será negativo, y con la conducción por huecos en una muestra dopada con portadores positivos, el borde de la muestra será positivo.

La conductividad σ_0 , la movilidad de los portadores de carga μ_H , y la concentración de portadores de carga p están relacionados a través de la constante de Hall R_H :

$$R_H = \frac{U_H}{B} \frac{d}{I}; \quad \mu_H = R_H \sigma_0; \quad p = \frac{1}{eR_H} \quad (9)$$

En la ecuación (3) se muestra una conexión lineal entre la tensión de Hall y el campo B . al graficar el voltaje Hall vs el campo y luego hacer la regresión lineal:

$$U_H = U_0 + bB \quad (10)$$

Encontramos la pendiente b [VT⁻¹].

De este modo la constante Hall se halla, según la ecuación (9) en:

$$R_H = \frac{U_H}{B} \frac{d}{I} = b \frac{d}{I} \quad (11)$$

Donde el espesor de la muestra es: $d = 1 \cdot 10^{-3}$ m, $I = 0,030$ A (máximo).

La conductividad a temperatura ambiente se calcula a partir de la longitud I de la muestra, la sección transversal de la muestra A y la resistencia R de la muestra:

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	33 de 52

$$R = \frac{\rho L}{A} = \frac{L}{\sigma A} \Rightarrow \sigma = \frac{L}{RA}$$

Con los valores experimentales:

$$R_0 = 35.0 \Omega, L = 0.02 \text{ m}, A = 10^{-5} \text{ m}^2$$

$$\Rightarrow \sigma_0 = 57.14 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

La movilidad Hall μ_H de los portadores de carga se pueden determinar a partir de:

$$\mu_H = R_H \sigma_0 \quad (\text{m}^2/\text{Vs})$$

Usando las medidas realizadas anteriormente, se calcula μ_H :

La concentración p de huecos de las muestras p-dopadas se calcula a partir de (9):

$$p = \frac{1}{eR_H}$$

En un gráfico de voltaje Hall contra temperatura hay una disminución de la tensión Hall con aumento de la temperatura. Dado que las mediciones se hacen con corriente constante, es de suponer que esto es atribuible a un aumento en el número de portadores de carga (transición de la conducción extrínseca a la conducción intrínseca) y a la reducción asociada en la velocidad de deriva.

(Corrientes iguales con el aumento del número de portadores de carga implican una velocidad de deriva reducida). La velocidad de deriva a su vez está conectada con la tensión de Hall a través de la fuerza de Lorentz.

La corriente en el cristal se compone de corrientes de electrones y corrientes de huecos.

$$I = Ae(v_n n + v_p p)$$

Dado que en el rango de velocidades intrínsecas, las concentraciones de huecos p y de electrones n son aproximadamente iguales, aquellos portadores de carga serán finalmente los que realizan la mayor contribución al efecto Hall, porque tienen la mayor velocidad o la mayor movilidad.

Aplicación

El voltaje Hall tiene diferente polaridad para los portadores de carga positivos y negativos, y ello puede usarse para estudiar las características de la conducción de los semiconductores y otros materiales.

Este efecto puede utilizarse para medir la velocidad media de deriva de los portadores de carga moviendo mecánicamente la sonda hall a diferentes velocidades hasta que el voltaje Hall desaparezca, lo que muestra que los portadores de carga ahora no se están moviendo con respecto al campo magnético. Otros tipos de investigaciones del comportamiento de los portadores de carga se estudian en el efecto Hall cuántico, incluso se ha descubierto en los últimos años el efecto cuántico fraccionario

(descubierto experimentalmente en 1982 por Daniel C. Tsui y Horst Störmer, en experimentos realizados en heteroestructuras de arseniuro de galio).

Materiales y Equipos



Figura 2. Montaje del Experimento del Efecto Hall

- Corriente Máxima de la sonda: +/- 60 mA
 - Máxima temperatura de la sonda: 175 ° C
 - Fuente de alimentación: 12 VAC / max.3,5 A

Procedimiento

1. Realice el montaje de la figura 2, establezca una corriente de las bobinas tal que al medir con el medidor de campo de zonda hall y el teslámetro mida un campo magnético B de 300 mT.
 2. Mida el voltaje Hall con el multímetro o con la interface Cobra 3 variando la corriente I en un intervalo de $\pm 30\text{mA}$. Esto se realiza manualmente al mover el botón regulador de la corriente lentamente y encender el PC con el programa de adquisición de datos, eligiendo la adquisición del Voltaje por el canal Y y por el canal X los valores de la corriente.
 3. Grafique 3 veces la variación del voltaje Hall vs I , guarde los gráficos y sus cambios en un archivo.
 4. Luego, establezca una corriente constante a través de la muestra de Germanio tipo P o n de 25 mA.
 5. Varíe el campo magnético B desde -300 a 300 mT, variando la corriente de las bobinas de los polos del magneto, empiece desde cero aumentando poco a poco la corriente en una dirección, luego se apaga, y se realiza la medición en la dirección contraria. Tenga en cuenta la Histéresis del núcleo de hierro.
 6. Fije la corriente I a través de la muestra de Germanio en 30 mA.
 7. Mida el voltaje entre los puntos A y B de la muestra en función del campo magnético, luego utilizando la ley de Ohm calcule la magneto resistencia de la muestra.
 8. Realice la gráficas necesarias.
 9. Con la muestra del Germanio intrínseco establezca una corriente I constante y

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	35 de 52

un campo magnético de 300 mT constante, luego mida el voltaje Hall entre los puntos A y B variando la Temperatura de la muestra entre la temperatura ambiente y los 120° C.

Bibliografía

- a) N.W. Ashcroft and N.D. Mermin "Solid State Physics".
- b) <https://ru.wikipedia.org/wiki/Hall>
- c) <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>
- d) Phywe Didactic. <http://www.phywe.com/461/pid/3954/Hall-effect-module.htm>
- e) K.V. Shalímová. Física de los Semiconductores, Mir, Moskva, 1975.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	36 de 52

1. Titulo: Microscopio de Efecto Túnel de Barrido

2. Objetivos

- Estudiar las principales características de la Microscopía de efecto Túnel de Barrido.
- Reconocer los módulos, instalar, y realizar las medidas con el Microscopio de efecto Túnel de Barrido (STM).
- Instalar el paquete básico del equipo easyScan 2 STM.
- Preparar e instalar la punta del equipo STM.
- Preparar la muestra.
- Operar el microscopio y hacer una medición simple.
- Obtener e interpretar las Primeras imágenes de la muestra.
- Realizar el informe.

3. Marco Teórico

La microscopía es una de las técnicas científicas más interesantes. La visión en pequeñas dimensiones ha llevado a una nueva comprensión de la estructura de los materiales y de las diferentes formas de vida.

Con la ayuda del microscopio de efecto túnel (scanning tunneling microscope - STM) es posible observar el fascinante mundo de los átomos. Este es un tipo completamente nuevo de microscopía, la técnica funciona sin elementos de enfoque ni funciones de resolución atómica (lateral o vertical).

El microscopio de efecto túnel de barrido, fue desarrollado por Gerd Binnig y Heinrich Rohrer a principios de los años 80 en el laboratorio de investigación de IBM en Rüschlikon, Suiza. Por esta innovación revolucionaria Binnig y Rohrer fueron galardonados con el Premio Nobel de Física en 1986.

En el STM, se hace un barrido con una punta conductora pequeña y afilada a través de la superficie de la muestra, tan cerca, que puede fluir la llamada "corriente túnel". Con ayuda de esa corriente, se puede controlar con mucha precisión la distancia entre la superficie y la punta. Por lo tanto, se logra una gran resolución para la disposición atómica de las superficies metálicas que pueden 'probarse'.

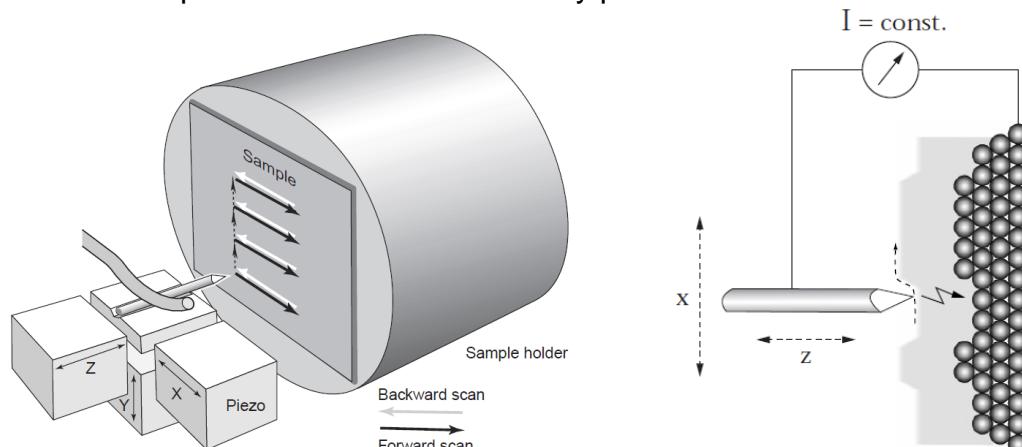


Poder obtener excelentes imágenes de resolución atómica, es casi increíble, considerando que el tamaño del átomo en relación con la punta, es como el de una pelota de golf a una montaña.

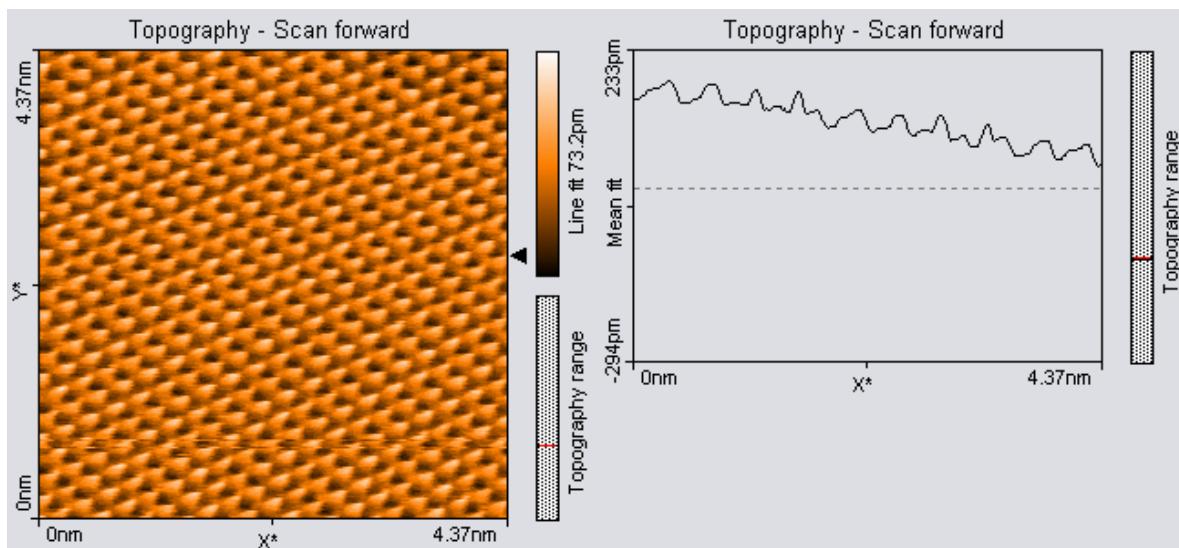
En el barrido del microscopio túnel STM, una punta de platino-iridio se mueve en tres dimensiones utilizando tres traductores de piezocristales XYZ, que se administran con una precisión subnanométrica.

La muestra que se va a examinar, se aproxima a la punta a una distancia de unos pocos nanómetros ($1\text{nm} = 1/1\,000\,000\,000\text{ m}$). La física clásica prohibiría la aparición de electrones en una pequeña separación entre una punta y una muestra, pero si la punta afilada y la superficie conductora están sometidas a un voltaje (p.e. $U \sim 0.1\text{V}$), entonces, una corriente de efecto túnel muy pequeña ($I \sim 1\text{nA}$), puede fluir entre la punta y la muestra. Esta corriente se debe al efecto túnel de la física cuántica.

La intensidad de la corriente de efecto túnel depende exponencialmente de la distancia entre la punta y la muestra (generalmente denominada distancia Z). Esta extrema dependencia de la distancia Z , hace que sea posible medir el movimiento punta-muestra de forma muy precisa.



Uno de los tres cristales piezoelectrómicos, el Z-piezo, se puede usar en un circuito de retroalimentación, para que mantenga la corriente de efecto túnel constante al cambiar apropiadamente la distancia Z . En el circuito de realimentación, el bucle de retroalimentación mantiene la corriente túnel constante entre la punta y la muestra durante el movimiento en la dirección X al variar la distancia Z.



Para obtener una imagen de la muestra, la punta explora la superficie utilizando los piezocristales X e Y.

El bucle de retroalimentación permite que la punta siga la estructura de la superficie de la muestra. Ahora se puede hacer una imagen de la altura al registrar la posición del bucle de retroalimentación Z en función de la posición del piezoelectrónico X-Y. El “paisaje” (o topografía) de la superficie atómica se dibuja línea por línea en la pantalla de la computadora.

La muestra también se puede escanear en un segundo modo: cuando el bucle de retroalimentación se ralentiza mucho, la punta escanea a una distancia fija de la muestra (modo de altura constante). Esta vez, se miden las variaciones de la corriente túnel y se dibujan línea por línea en la pantalla de la computadora. Sin embargo, este modo solo funciona cuando la muestra es atómicamente plana, porque de lo contrario la punta se chocaría con la muestra.



4. Materiales, Equipos easyScan 2



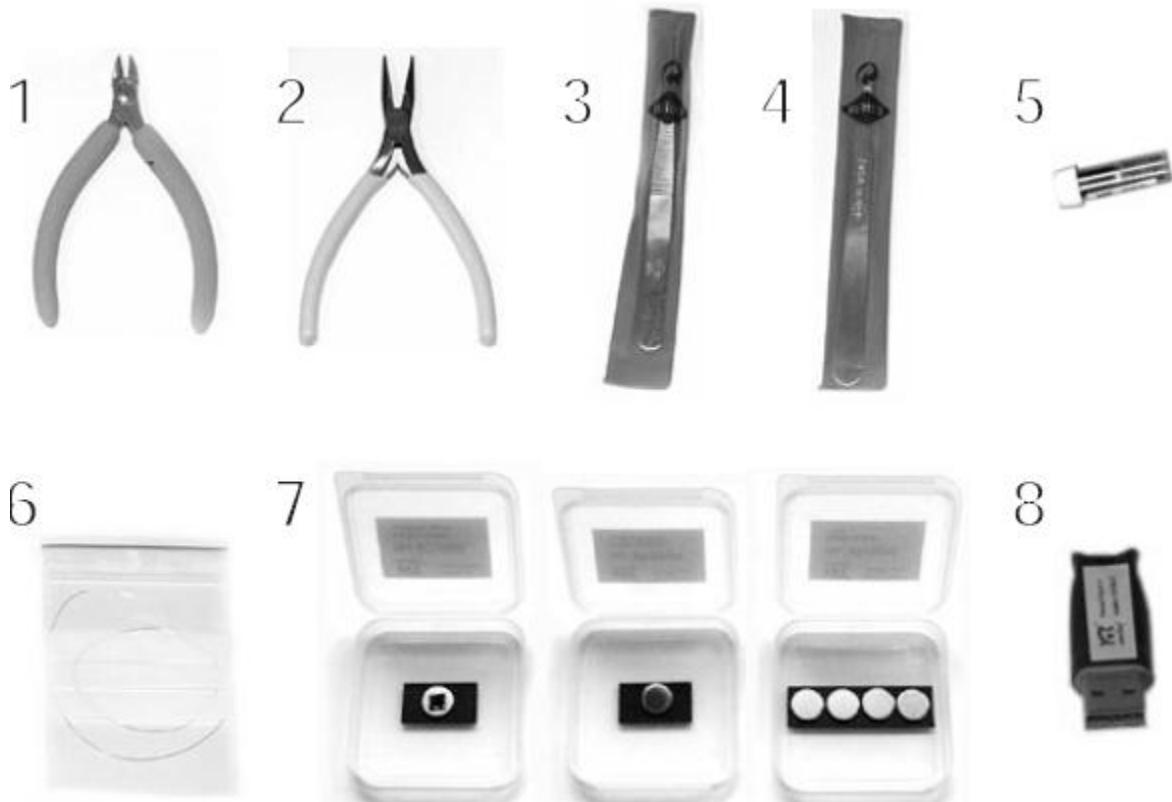
1. Controlador easyScan 2 con módulo de señal opcional incorporado: electrónica A o S y otros módulos utilizados para la operación de AFM
 2. cable USB
 3. Cable de red
 4. easyScan 2 STM Scan head (s)
 5. Tapa de aumento con lupa 10x
 10. Conjunto de herramientas STM.
 11. Plataforma de aislamiento de vibraciones (opción)
- Además, se necesita un disolvente (por ejemplo, etanol, acetona) para limpiar las herramientas.



**Manual de Prácticas de
Laboratorio de Física Moderna**

Código FGA-73 v.00

Página 40 de 52



1. Cortadores de alambre
2. Alicates de punta plana
3. Pinza puntiaguda
4. Pinzas redondas
5. Porta muestras
6. Alambre Pt / Ir: 0.25mm / 30cm para hacer puntas
7. Kit de muestras básico STM (opción) con HOPG (grafito), película oro y cuatro soportes de muestra de repuesto
8. Llave USB para el software Nanosurf Report

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	41 de 52

5. Procedimiento

En el estudio del microscopio STM, se miden las corrientes del efecto túnel, las cuales requieren de un equipo especial con muy alta resolución.

En esta práctica utilizaremos un equipo muy delicado el easyscan 2 STM. Debido al alto riesgo de daño, a la finura de sus partes, y con el propósito de tener un mejor aprovechamiento, es necesario hacer una explicación detallada de sus partes importantes y de su montaje.

Montaje experimental



Controlador, indicadores y controles

El cabezal de escaneo. En la primera etapa, el portamuestras se desliza sobre las barras guía.



El controlador

Luces de estado. Todas las luces de estado en la parte superior del controlador se encenderán durante un segundo cuando se encienda la alimentación.

La luz de estado de la sonda. Indica el estado del bucle de retroalimentación Z. Puede indicar los siguientes estados:

Rojo. El escáner está en su posición límite superior. Esto ocurre cuando la interacción punta-muestra, es más fuerte durante algún tiempo que el punto de ajuste establecido. Existe el peligro de dañar la punta debido a una interacción demasiado fuerte.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	42 de 52

Naranja/amarillo. El escáner está en su posición límite inferior. Esto ocurre cuando la interacción punta-muestra es más débil durante algún tiempo que el punto establecido. La punta probablemente no esté en contacto con la superficie de la muestra.

Verde. El escáner no está en una posición límite, y el circuito de retroalimentación puede medir la superficie de la muestra.

Verde parpadeante. El circuito de retroalimentación se ha desactivado en el software.

Las luces del cabezal de escaneo. Indican el tipo de cabezal de escaneo que está conectado al instrumento. Las luces del escáner parpadean cuando no se puede detectar ningún cabezal de escaneo o cuando aún no se ha inicializado el controlador.

Las luces del módulo. Indican los módulos que están incorporados en el controlador. Las luces del módulo parpadean cuando el Controlador aún no se ha inicializado. Durante la inicialización, las luces del Módulo se encienden una después de la otra.

Acerando la muestra a la punta

Para comenzar a medir, la muestra debe estar muy cerca de la punta para permitir el flujo de una corriente por efecto túnel. Acercarse a la muestra sin tocar la punta es una operación delicada que se lleva a cabo en tres pasos. Aproximación cercana manual, aproximación manual utilizando la etapa de aproximación y aproximación final automática. El color de la luz de estado de la sonda en el controlador muestra el estado del enfoque, así:

Naranja. Estado normal durante el acercamiento, el Z-scanner está completamente extendido hacia la muestra.

Rojo. El enfoque ha ido demasiado lejos, la punta se introdujo en la muestra y el escáner Z se retrajo por completo de la muestra. En este caso, la punta probablemente esté dañada, por lo que tendrá que comenzar de nuevo con la preparación de una punta nueva.

Verde. El enfoque ha finalizado, el escáner Z se encuentra dentro del rango de medición, la corriente de efecto túnel debe fluir.

Preparación e instalación de la punta del STM

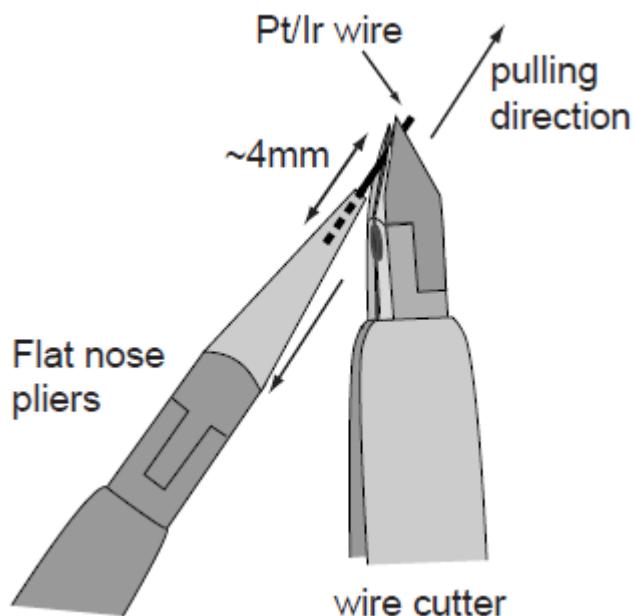
La punta de un alambre de Pt/Ir para el STM puede ser preparada e instalada por uno mismo. Esta es la parte más difícil de hacer. Por lo general, se necesita paciencia y algo de práctica para obtener una buena punta. Solo una punta con corte preciso permite mediciones óptimas. Por lo tanto, el corte y la instalación deben llevarse a cabo con gran cuidado.

Sostenga firmemente un extremo del alambre con los alicates. Luego, sosteniendo el alambre con los alicates, mueva la pinza cortafríos a una longitud de aproximadamente 4 mm, tan oblicuamente como sea posible (ver figura Corte de la punta del STM).

Cierre los cortafríos hasta que pueda sentir el cable, pero no lo corte.



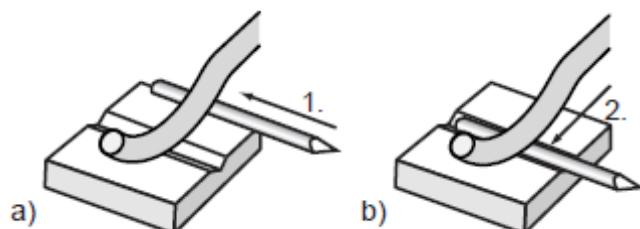
Tire en la dirección que se muestra en la figura. La punta necesita ser arrancada en lugar de ser cortada limpiamente, para obtener la punta afilada requerida.



Nunca toque el extremo de la punta con nada.

Asegúrese de que el alambre de la punta quede recto.

No gire la pinza de la punta de la abrazadera en la parte abierta del cabezal de escaneo ni la levante demasiado.



Proceda como se ilustra en la figura para el montaje de la punta debajo de la abrazadera.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	44 de 52

Muestras

Preparación de la muestra

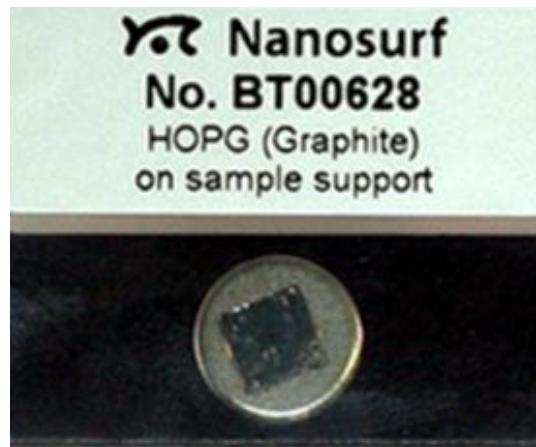
IMPORTANTE: Nunca toque la superficie de la muestra una vez que esté preparada.

El STM solo puede examinar materiales eléctricamente conductores. Sin embargo, se elige un trozo pequeño del material porque la superficie de la muestra no debe oxidarse, debe estar totalmente limpia y tener un aspecto similar a un espejo para obtener resultados útiles. Debido a esto, algunas de las muestras necesitan una preparación especial.

Película delgada de oro: la limpieza de la muestra no es posible ni necesaria. Nunca toque la muestra con los dedos ni la coloque boca abajo en ningún lado; esto solo la inutilizará más rápido.



Muestra de oro (111)



Grafito (HOPG)

Grafito: la superficie de la muestra de grafito se puede limpiar cuando esté muy sucia o desigual. Debido a la estructura estratificada de grafito, esto se puede hacer fácilmente con un trozo de cinta adhesiva (figura Corte de grafito): Ponga la muestra sobre la mesa con el par de pinzas. Pegue suavemente un trozo de cinta adhesiva al grafito y luego retírelo de nuevo: la capa superior de la muestra debe adherirse a la cinta. Retire los copos sueltos con el paquete de pinzas. La muestra de grafito ahora está lista para usar y no se debe tocar.

Otras muestras: Puede montar otras muestras en el portamuestras de repuesto. Los soportes están hechos de un acero magnético recubierto galvánicamente con níquel. Use pegamento conductor para unir la muestra al soporte de muestra.

Montaje de la muestra

Desembale el portamuestras tocando solo su mango de plástico negro.

IMPORTANTE. Guarde siempre el portamuestras en su paquete, para evitar la corrosión

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	45 de 52

Coloque la muestra preparada en el extremo magnético del portamuestras con un par de pinzas.



Coloque el portamuestras cuidadosamente en el cabezal de exploración, de manera que no toque la punta y que la muestra no se salga del portamuestras y del imán que sujeta el portamuestras en su lugar.

Coloque primero el portamuestras sobre las barras de la guía del portamuestras y suéltelo suavemente sobre el soporte del motor de aproximación.

Mediciones

Después de haber preparado e instalado la punta del STM, haber seleccionado una etapa de la muestra y haberla preparado, se prosigue con las mediciones.

Inicializando el controlador

Verifique que el controlador easyScan 2 esté conectado a la red eléctrica y al puerto USB de la computadora de control.

Conectar la alimentación.

Primero, todas las luces de estado en la parte superior del controlador se encienden brevemente. Luego, las luces del cabezal de escaneo y las luces de los módulos detectados comenzarán a parpadear, todas las demás luces de estado se apagarán.

Inicie el software easyScan 2 en la computadora de control.

Aparece la ventana principal del programa y todas las luces de estado se apagan.

Ahora se muestra un mensaje 'Inicio del controlador en progreso' en el software, y las luces de estado del módulo comienzan a iluminarse una después de la otra. Cuando finaliza la inicialización, se muestra brevemente un mensaje 'Sistema inicial' en el software y la luz de estado de la sonda, la luz de estado del cabezal de escaneo y los módulos detectados se iluminarán. Si no se detecta ningún cabezal de escaneo, ambas luces de estado del cabezal parpadearán.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	46 de 52

Preparación del instrumento

Prepare el instrumento de la siguiente manera (consulte el capítulo Preparación para la medición del catálogo Nanosurf easyScan 2 STM, p.30).

Prepare e instale una punta Pt / Ir.

Instalar la muestra del HOPG o la de oro.

Para asegurarse de que la configuración sea la correcta, haga lo siguiente:

Abra el cuadro de diálogo de la interfaz de usuario a través del menú 'Opciones / Interfaz del usuario de configuración'.

Seleccione el modo de interfaz de usuario 'Nivel fácil'.

Abra la opción del menú 'Archivo>Parámetros>Cargar...' y cargue el archivo 'Default_EZ2-STM.par' del directorio con las configuraciones predeterminadas de easyScan 2. Por lo general, esto es 'C: \ Archivos de programa \ Nanosurf \ Nanosurf easy-Scan 2 \ Config'.

Acercando la muestra a la punta

Para comenzar a medir, la muestra debe estar muy cerca de la punta para permitir el flujo de una corriente de efecto túnel. Acercarse a la muestra sin tocar la punta, es una operación delicada llevada a cabo en tres pasos. Aproximación manual gruesa, aproximación manual utilizando la etapa de acercamiento, y la aproximación automática o aproximación final. El color de la luz de estado de la sonda en el controlador muestra el estado de la aproximación: Rojo, naranja o verde.

1. Acercamiento manual grueso. Empuje el portamuestras cuidadosamente hasta una distancia de 1 mm de la punta. Si la punta está apuntando hacia un área áspera de la muestra, intente girar el portamuestras alrededor de su eje para que la punta apunte hacia un área plana y especular de la muestra.

Coloque la cubierta de ampliación (ver el componente 5) sobre el cabezal de exploración sin que toque el portamuestras.

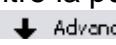
Disponga la lupa para que se pueda ver la imagen especular de la punta en la muestra.

La cubierta reduce el flujo de aire alrededor del cabezal de escaneo y reduce la deriva térmica en las mediciones a escala atómica.

2. Acercamiento manual usando el motor de acercamiento. El motor de aproximación se opera utilizando el Panel de aproximación en la ventana Posicionamiento. Para abrir esta ventana:

Haga clic en el ícono de Posicionamiento  en el Navegador.

Observe la distancia entre la punta y la muestra con la ayuda de la lupa.

Ahora haga clic en  del Panel de aproximación para mover la muestra hacia la punta a una distancia de una fracción de milímetro.

Solo debe poder ver el espacio entre la punta y su imagen especular (figura posición de la punta de la muestra). La brecha visible más pequeña depende del ángulo de observación de la lupa y la iluminación de la muestra.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	47 de 52

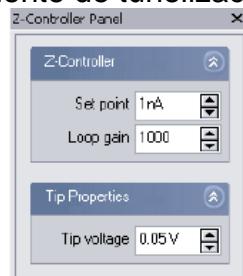


Si no puede ver que el motor se mueve, limpie las barras de la guía del portamuestras y las superficies del motor de aproximación, siguiendo el procedimiento descrito en el capítulo Mantenimiento del catálogo Nanosurf easyScan 2 STM (p.63).

3. Aproximación final automática

En el último paso, la punta se aproxima a la muestra, hasta alcanzar el punto establecido. Primero compruebe que el punto de ajuste y la velocidad de retroalimentación estén configurados correctamente:

Haga clic  en el navegador para abrir el panel Z-Controller. Establezca un 'Set point' (corriente de tunelización) en 1.00nA.



Establezca la ganancia del Loop (la velocidad del bucle de retroalimentación) en 1000 para cabezas normales, o en 200 para cabezas LC.

Ajuste el voltaje de la punta (voltaje de la punta de la muestra) en 50 mV.

Ahora que la configuración de comentarios es correcta, se puede iniciar la aproximación final automática:

Haga clic en **Approach** en el Panel de aproximación. El portamuestras se acerca hacia la punta con el motor de aproximación.

Después de cada paso, el Z-scanner se retrae completamente de la muestra y se libera para moverse hacia la muestra. La aproximación finaliza si se detecta la corriente determinada por el Setpoint antes de alcanzar la extensión máxima del Z-scanner; de lo contrario, el motor de aproximación continuará con el siguiente paso. Debido al movimiento del escáner Z, la luz de estado de la sonda parpadeará en rojo, verde, naranja, rojo, verde, etc.

Si la aproximación se completa con éxito, el estado de la sonda cambia de parpadear a verde y aparece el cuadro de mensaje 'Aproximación realizada'.

Haga clic en el botón 'Aceptar'.

Si la luz de estado cambia a rojo en lugar de verde, o si la aproximación no ha terminado después de 10 - 20s, intente disminuir la distancia de la punta de la



muestra un poco más usando el funcionamiento manual del motor de aproximación. Si la aproximación final automática nunca funciona, consulte el capítulo Problemas y soluciones (p.65) para ver los próximos pasos a seguir.

Comenzar la medición

Ahora que la corriente de efecto túnel definida por el Punto de ajuste fluye entre la punta y la muestra, se puede comenzar a medir:

Haz clic en para abrir la ventana de Imagen.

El STM ya comenzó a generar imágenes de la muestra.

Si la preparación de la punta, la muestra y el acercamiento tuvieron éxito, las imágenes de la medición mostrarán una línea más o menos recta en el gráfico de líneas (figura Imagen de inicio, izquierda) y un plano en el mapa de colores. Mire las pantallas durante un tiempo hasta que la imagen de mapa de color se haya dibujado unas tres veces.

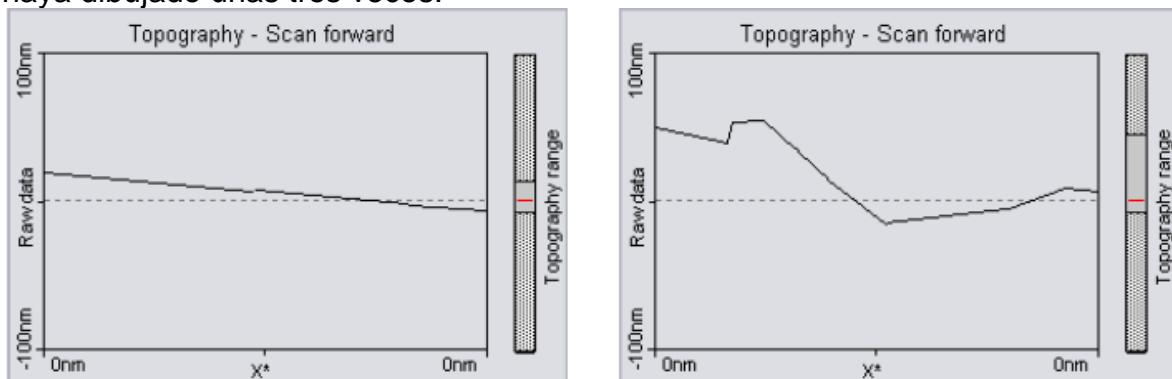


Imagen de inicio: izquierda: buen gráfico de líneas; Derecha: un gráfico de líneas "nervioso".

Una línea "nerviosa" en el gráfico de Líneas indica un mal contacto túnel (figura Imagen inicial, derecha). Por lo general, esto se debe a que la punta es demasiado roma o inestable. Esto significa que debe dejar de medir y cortar una punta nueva:

- Haga clic y siga las instrucciones del capítulo de Problemas y soluciones (p.65).

Si la línea en el gráfico de líneas está en calma y se reproduce de forma consistente, puede continuar con la siguiente sección.

Alcanzando una resolución atómica

Si se preparó la medida para que la topografía en el gráfico de línea se reproduzca de forma estable. Ahora, el rango de exploración se tiene que disminuir con el fin de observar la estructura atómica.

Recordatorio: las mediciones en la escala nanométrica son muy sensibles. La luz directa, los movimientos rápidos que causan el flujo de aire y las variaciones de temperatura cerca del cabezal de escaneo pueden influir y alterar la medición. Lo mejor es dejar que se ejecute una medición prometedora durante un tiempo para que se estabilice térmicamente.



Para disminuir el área de Imagen: Haz clic en el cuadro del mapa de colores para activarlo. Ahora se dibuja un cuadrado gris alrededor de la tabla de mapa de colores.

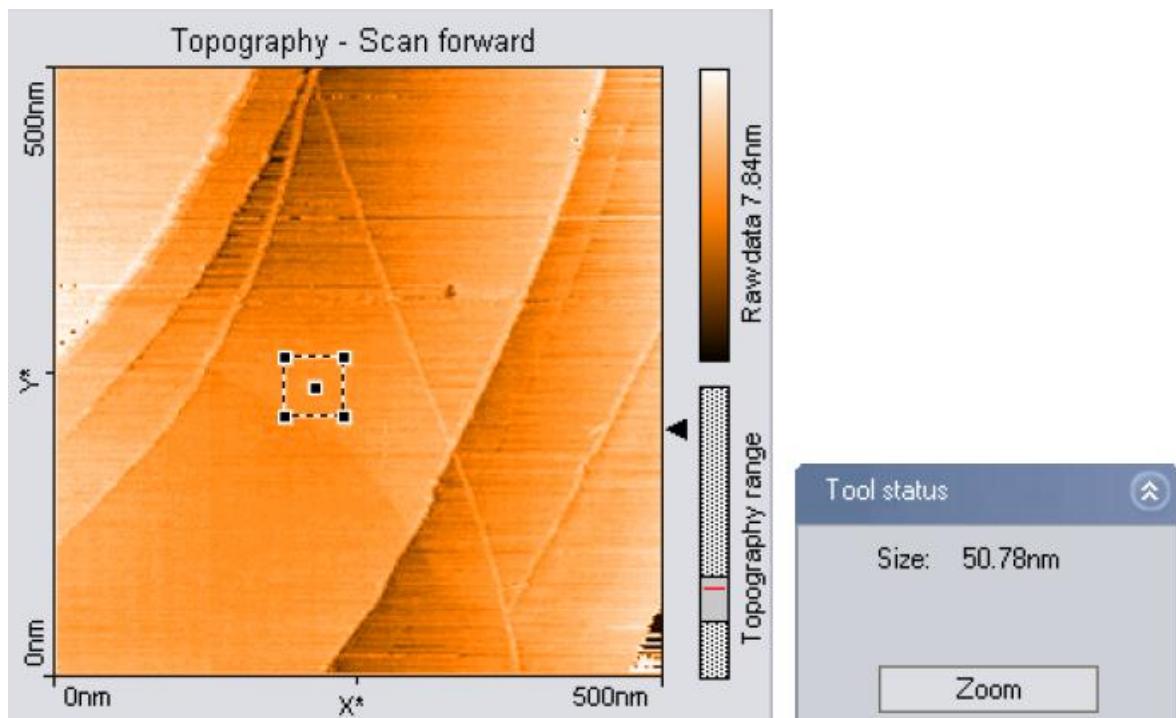
Haga clic en .

El puntero del mouse se convierte en un bolígrafo cuando se mueve sobre el gráfico seleccionado y se abre el Panel de resultados de la herramienta.

Mueva el cursor del mouse a una región 'plana' (color similar) en el mapa de colores y haga clic en él.

El software ahora dibujará un cuadrado que indica el nuevo rango de escaneo. El tamaño del nuevo rango de escaneo se muestra en el Panel de resultados de la herramienta. Si no hay una región plana disponible, consulte el capítulo Mejora de la calidad de la medición (catálogo p.50) para obtener más instrucciones.

Cambie el tamaño del nuevo rango de escaneo a aproximadamente 30-50nm haciendo clic y arrastrando una esquina del cuadrado con el cursor del mouse.



Haga doble clic en el gráfico cuando el área nueva de escaneo esté configurada como lo deseé. Se puede cancelar la función del zoom haciendo clic con el botón derecho del mouse. Ahora la nueva medición corresponderá al área que fue indicada por el cuadrado.



El tamaño de la imagen debe reducirse aún más, teniendo en cuenta que un nanómetro es el diámetro de entre cuatro y ocho átomos. Los arreglos atómicos normalmente se pueden realizar a un tamaño de imagen de aproximadamente 4 nm:

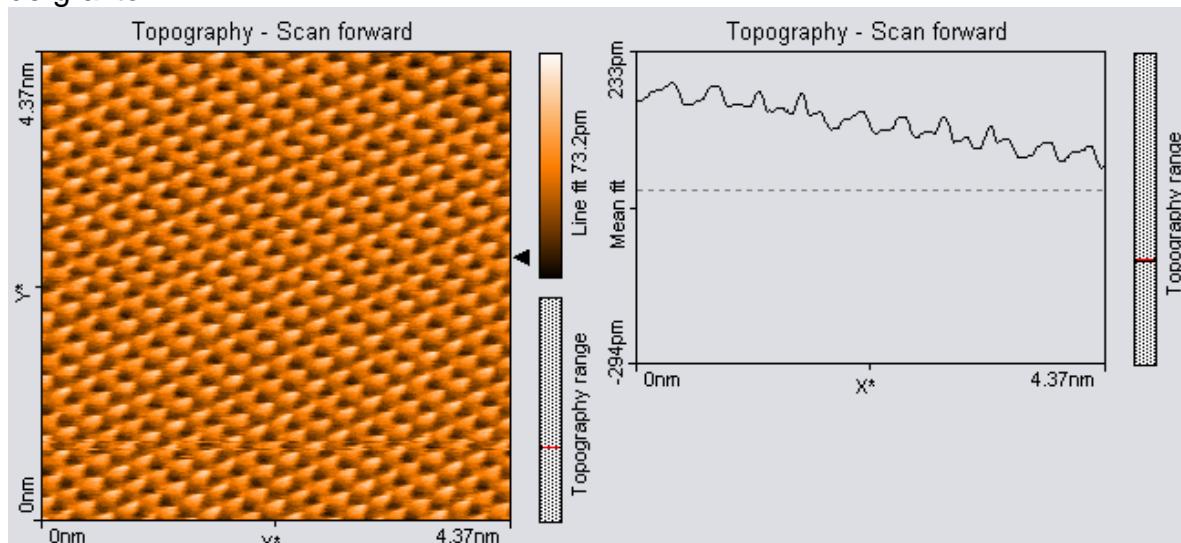
Configure el tamaño de la imagen en el panel de Imagen en 4nm.

Algunas partes del cabezal de escaneo reaccionan a los cambios muy leves de temperatura. Como estos "movimientos" térmicos influyen en las mediciones en la escala nanométrica, la muestra debe escanearse lo más rápido posible.

Establezca el Tiempo/Línea en el Panel de Imagen a 0.06s para una resolución atómica.

También se puede intentar disminuir el ruido disminuyendo la ganancia de bucle del controlador.

Intente variar estos parámetros para obtener una buena imagen de la superficie de grafito.



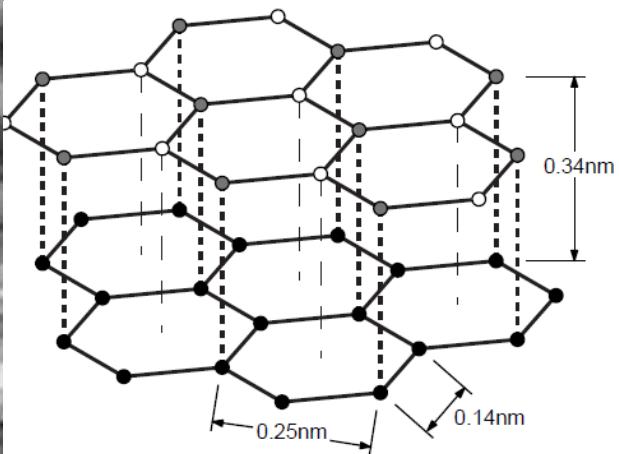
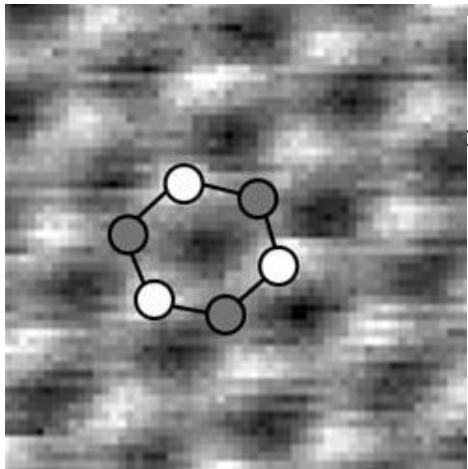
Buenas imágenes de una medición exitosa

La superficie de grafito

En un buen gráfico de mapa de colores del grafito, se verá un modelo que consiste de manchas blancas, grises y negras. Se ve como una imagen tridimensional de las bolas situadas una junto a la otra, pero tenga cuidado: estos no son los átomos individuales.

Para interpretar correctamente la imagen, en primer lugar se debe tener en cuenta que los puntos brillantes muestran los puntos altos y puntos oscuros los bajos.

En el modelo de red del grafito, se puede ver que hay dos posiciones diferentes de los átomos de carbono en la red cristalina del grafito: una con un átomo vecino en el plano de abajo (gris) y uno sin un vecino en la red por debajo (blanco). Como consecuencia, la conductividad eléctrica de la superficie de grafito varía ligeramente localmente de modo que los átomos sin vecinos aparecen más altos que los otros



Esto también hace que la constante de red entre las "colinas" brillantes tenga un valor superior a la normal de 0.25nm.

Almacenando las medidas

Cuando esté satisfecho con su imagen y quiera conservarla, puede tomar una instantánea haciendo clic en el botón Photo. El comportamiento de este botón depende de si una medición está en progreso o no.

Haga clic en Stop para detener el barrido.

Genera una instantánea haciendo clic en Photo.

Si desea guardar el documento de medición en su disco duro, por ejemplo, para cargarlo en el Informe Nanosurf: Active el documento de medición haciendo clic en su ventana, o seleccionándolo en el menú 'Windows'. Seleccione el menú 'Archivo> Guardar como ...'. Seleccione la carpeta y el nombre del archivo donde desea almacenar la medición.

Las mediciones almacenadas ahora pueden cargarse con el software easyScan 2 y el software Nanosurf Report para su posterior visualización, análisis e impresión (consulte también el Manual de referencia del software).

Culminando las mediciones

Una vez que haya terminado de medir:

Haz clic para detener la medición.

Retraiga el portamuestras en primer lugar usando Withdraw y luego Retract.

Retire la tapa de aumento del cabezal de escaneo.

Retire el portamuestras con una mano.

Retire la muestra del portamuestras y guárdela en su caja con la otra mano.

Almacene el portamuestras en su contenedor.

	Manual de Prácticas de Laboratorio de Física Moderna	Código	FGA-73 v.00
		Página	52 de 52

Creando un informe

El software de informe Nanosurf opcional se puede utilizar para evaluar la medición y crear informes visualmente atractivos. Aquí, simplemente iniciaremos el software y crearemos un informe básico.

Haz clic en  del Navegador .

El software de Informe comenzará ahora, abrirá la medición actualmente seleccionada en el software de informe y la evaluará con la plantilla predeterminada.

Para obtener una introducción en profundidad del software Nanosurf Report, consulte la sección Introducción de la ayuda en línea del Informe Nanosurf.

Apagando el Equipo

Siga las instrucciones del catálogo de la sección de Acabado (p.47).

Verifique que haya guardado todas las medidas que le gustaría conservar.

Salga del software easyScan 2 después de haber almacenado todas las medidas deseadas.

Si sale del programa mientras tiene algunas medidas no guardadas, se le pedirá que los salve ahora.

Apague el interruptor de encendido.

Si realiza mediciones regularmente, abandone el instrumento en la función de aumento, para que cubra el cabezal del escáner para protegerlo del polvo.

Si no se utiliza el instrumento durante varias semanas, almacene el instrumento como se describe en la sección de Almacenamiento del instrumento (catalogo p.20).

Bibliografía

- ✓ Catálogo Nanosurf easyScan 2 STM Version 1.6. Nanosurf ag, switzerland, prod.:bt02090, v1.6r0.
- ✓ https://es.wikipedia.org/wiki/Microscopio_de_efecto_t%C3%BAnel
- ✓ [www.nanoscience.com/Introduction to Scanning Tunneling Microscopy](http://www.nanoscience.com/Introduction_to_Scanning_Tunneling_Microscopy), Oxford Univ Press, 1993.
- ✓ Matveev A:H. Física Atómica. Высшая школа. Moscú. 1989.
- ✓ <http://www.astronoo.com/es/articulos/efecto-tunel.html>