



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

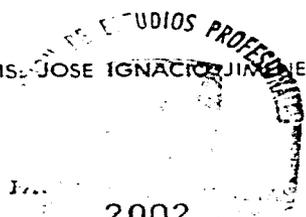
EXPERIMENTOS DE FOTOIONIZACION EN EL ATOMO DE BERILIO.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A :
HECTOR JESUS DIAZ JIMENEZ



FACULTAD DE CIENCIAS UNAM

DIRECTOR DE TESIS: JOSE IGNACIO JIMENEZ MIER Y TERAN



2002

TESIS CON FALTA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Héctor Jesús Díaz Jiménez

FECHA: 25. NOVIEMBRE - 2004

FIRMA: [Signature]

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Experimentos de Fotoionización en el átomo de Berililö"

realizado por Díaz Jiménez Héctor Jesús

con número de cuenta 9224340-8 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. JOSE IGNACIO JIMENEZ MIER Y TERAN
Propietario

DR. OCTAVIO NOVARO PEÑALOSA
Propietario

DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

Suplente

DR. JAVIER MIRANDA MARTIN DEL CAMPO

Suplente

DRA. SUSANA OROZCO SEGOVIA

[Handwritten signatures and initials]

Consejo Departamental de

[Signature]
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

A Pato.
(Te la debo)

AGRADECIMIENTOS.

Esta tesis se logro gracias a los conocimientos, apoyo y sobre todo a la paciencia infinita del Dr. José I Jiménez Mier y Terán mi director de tesis.

Quiero hacer mención al Dr. Octavio Novaro Peñaloza científico que admiro, quien hizo que entendiera la física de manera tal que revitalizo mi interés en la academia además de tener siempre de su parte un consejo certero.

A la Doctora Patricia Goldstein Menache que sin sus consejos, apoyo y amistad no estaría logrado este trabajo.

A mis sinodales que ayudaron a que este trabajo fuera lo mejor elaborado posible gracias a sus observaciones.

Al Doctor Jesús Flores quién me ayudó a darle el toque final a este trabajo.

A mis amigos de siempre (Edgar y Rodrigo).

A la Familia Andraea Gómez.

A mi abuela Alicia que no espero a verme Físico.

A Miguel y Aída Díaz.

A mi adorada Lulu.

A toda la gente que ha creído en mi.

y desde luego a mis padres y a mi familia.

EXPERIMENTOS DE FOTOIONIZACIÓN EN

EL ÁTOMO DE BERILIO.

INDICE.

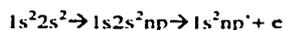
I RESUMEN.	3
II INTRODUCCIÓN	4
III DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA	8
3.1 Espectrometría del electrón	8
3.2 Fuente de radiación	12
3.2.1 Radiación sincrotrónica	13
3.2.2 Ondulador	14
3.2.3 Monocromador	15
3.3 Fuente de átomos	16
3.3.1 Horno	16
3.3.2 Nota sobre el manejo del berilio	18
3.3.3 Celda de reacción	18
3.3.4 Aceleración de los electrones	18
3.4 Detección	19
3.4.1 El espectrómetro del electrón	19
3.5 Espectros	21
3.6 Vacío	22
3.6.1 Estacion de bombeo diferencial	22
3.6.2 Cámara principal	23
3.6.3 Bombeo inicial	24
IV EXPERIMENTO	26
4.1 Calibración	26
4.2 Sistema	41

V RESULTADOS y DISCUSIÓN	57
VI CONCLUSIONES	68
VII PERSPECTIVAS	70
VIII APÉNDICES	71
Apéndice A. Propiedades del berilio	71
Apéndice B. Proceso Auger	72
IX REFERENCIAS	74

I RESUMEN.

En este trabajo se realizaron experimentos de fotoionización en el átomo de berilio, excitándolo con radiación sincrotrónica linealmente polarizada.

Se reportan los procesos de ionización del átomo de berilio así como el denotado proceso Auger y se analizan los espectros del decaimiento del estado excitado a los estados iónicos de la siguiente forma



se muestran los espectros para las resonancias de la forma $1s - np$ con $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$. y los canales iónicos hasta $7p^i$.

En los espectros se analizan los estados iónicos principales así como secundarios mostrándose las intensidades de cada uno de estos comparando estos resultados con los anteriores trabajos elaborados al respecto [1,2].

El resultado de mayor trascendencia que arroja este trabajo es que por primera vez se mide la distribución angular de los fotoelectrones emitidos para cada una de las transiciones por medio del parámetro β mostrándose los valores experimentales.

Uno de los resultados inmediatos que se obtienen en el experimento es el resultado para los fotoelectrones $2s^*$ y $3s^*$ de las resonancias respectivas $2p$ y $3p$ donde encontramos el valor de $\beta = 2$ como lo predice la teoría.

Previamente se realiza una descripción detallada del sistema experimental que se utilizó, así como su funcionamiento y las calibraciones correspondientes para la realización de este experimento.

II INTRODUCCIÓN.

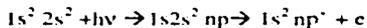
El estudio de los estados excitados en el átomo, debido a la interacción provocada por el bombardeo con fotones, es un método experimental utilizado para analizar su estructura y comportamiento dinámico, ya que los procesos que se presentan en las capas internas de los átomos se interpretan fácilmente en términos de la transición de electrones entre los estados atómicos.

Un átomo que supera el potencial de ionización, al ser excitado por el bombardeo con un fotón o un electrón puede decaer mediante la emisión de un electrón.

En este trabajo se realiza la descripción del proceso de ionización en el átomo de berilio.

El átomo de berilio* es análogo al helio en que ambos átomos tienen dos electrones exteriores, pero el átomo de berilio se diferencia por que la capa $n = 2$ no está llena. Un electrón con $n = 2$ podrá también encontrarse en un estado con $L = 1$, hay seis posibles estados del electrón $L = 1$ porque puede tener cualquier combinación de $m_l = 1, 0, -1$ y $m_s = +1/2$ o $-1/2$.

El proceso de ionización en Berilio que se estudia en este trabajo se presenta de la siguiente forma



donde hv es la energía de los fotones.

np es el estado donde se encuentra el electrón excitado.

np' es el estado donde se encuentra el electrón excitado después de la ionización.

El trabajo realizado sobre la espectrometría de los electrones, se refiere al proceso de excitación del átomo y su decaimiento a los estados iónicos de la forma $1s^2 np'$.

* Ver apéndice A

Basados en los experimentos realizados con anterioridad [1] [2], se puede observar que este procedimiento es resonante, ya que la energía utilizada para perturbar al átomo de berilio es igual a la diferencia de energías entre dos estados discretos del átomo neutro. El estado excitado puede decaer por un proceso Auger*, que consiste en el llenado del hueco que se crea en la capa interna en el proceso de excitación. Esto sucede cuando un electrón del estado 1s pasa al estado np y se da el proceso de decaimiento en el átomo, donde un electrón del estado 2s cubre el hueco creado en la capa interna y el otro electrón 2s se promueve al continuo.

Se ha encontrado que para el caso de la excitación resonante 1s - np en Berilio, el ión residual puede encontrarse predominantemente en un estado excitado principal, aunque existan también estados iónicos secundarios [1] [2].

La producción de estados iónicos principales y secundarios puede interpretarse como la interacción de la función de onda del electrón excitado (que recibe el nombre de espectador por no intervenir en el proceso Auger) en la función de onda iónica [1] [2].

En este trabajo se analizan los espectros de fotoelectrones de la excitación 1s - np en Berilio; se trabaja en las resonancias hasta 6p y los canales iónicos hasta 7p'.

Por primera vez se mide experimentalmente en el Berilio la distribución angular de los fotoelectrones, es decir, el parámetro β de la ionización que es un parámetro dinámico importante.

*Ver apéndice B

En la aproximación dipolar eléctrica la sección eficaz diferencial en el fenómeno de ionización está dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \quad (2.1)$$

donde σ es la probabilidad por unidad de tiempo y unidad de área del flujo de fotones (sección eficaz).

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ es la probabilidad por unidad de tiempo y unidad de área del flujo de electrones en un elemento diferencial de ángulo sólido $d\Omega$.

p es la polarización del haz de fotones.

θ es el ángulo de emisión de fotoelectrones respecto del eje de polarización.

Se puede obtener β en forma experimental, a partir del cociente de intensidades de electrones emitidos a 0° y a 90° respecto al vector de polarización de la radiación, a través de la relación

$$\beta = \frac{4(R-1)}{3p(R+1) - (R-1)} \quad (2.2)$$

donde R es el cociente de las intensidades de fotoelectrones medidas en los analizadores.

$$R = I_{0^\circ} / I_{90^\circ} \quad (2.3)$$

I_{0° es la intensidad de fotoelectrones a 0° respecto del eje de polarización.

I_{90° es la intensidad de fotoelectrones a 90° respecto al eje de polarización.

Para esto se requiere una fuente de radiación que es el anillo de almacenamiento Aladdin del Synchrotron Radiation Center (SRC) de la Universidad de Wisconsin - Madison, EE UU.

Como el experimento es realizado sobre átomos libres, es necesario obtener vapor de berilio, por esto se utiliza un horno en donde se obtiene este vapor a partir de berilio en estado sólido (alambre).

Como se ha mencionado la base del dispositivo experimental es un sincrotrón, del cual se obtendrá la radiación (monocromática) que es utilizada para producir las excitaciones; por lo que se da una explicación del procedimiento que se lleva a cabo para realizar las mediciones, la preparación del berilio y su manejo, el trabajo realizado en el horno, la revisión del sistema electrónico, el modo de operación de las bombas para el vacío que se necesita, así como el funcionamiento y calibración del sistema de adquisición de datos.

III DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA.

En este capítulo se describe el sistema experimental utilizado para la fotoionización en el átomo de berilio, se utiliza de referencia el esquema que se muestra (fig 3.1).

Se detalla cual es la función en el experimento de cada uno de los elementos que conforman el sistema así como su modo de operación.

Describiendo cada uno de los componentes del sistema experimental empezando de izquierda a derecha, se inicia con la llegada de la radiación que proviene del anillo de almacenamiento, pasa por un monocromador, por la válvula V3 y llega a la estación de bombeo diferencial (donde encontramos dos bombas turbo moleculares).

Después de la estación de bombeo, se encuentra una válvula V2 que sirve de separación de la cámara principal, aquí se encuentra la celda de reacción, el horno y los analizadores electrostáticos (estos se encuentran colocados en una plataforma giratoria perpendicular a la dirección de propagación de la radiación que se muestra esquemáticamente en la figura 3.1.

En la cámara principal se encuentran dos bombas turbo moleculares para obtener el vacío requerido para el experimento.

3.1 ESPECTROMETRÍA DEL ELECTRÓN.

El procedimiento que se lleva a cabo en el átomo de berilio es el siguiente. Al ser excitado un electrón de la capa 1s este saltara a una capa de la forma np. El decaimiento se produce al pasar un electrón de la capa 2s a llenar el hueco de la capa 1s que se ha producido y el otro electrón 2s sale del átomo convirtiéndose en un electrón con energía en el continuo.

SISTEMA EXPERIMENTAL

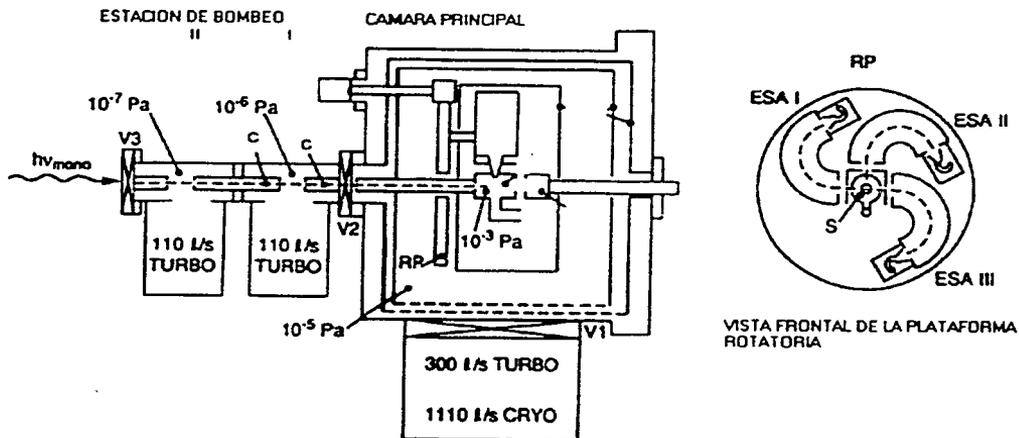


FIG 3.1. SISTEMA EXPERIMENTAL [1].

Los estados finales del ión se caracterizan por la energía cinética de los fotoelectrones que deben satisfacer

$$h\nu = E_B + E_i \quad (3.1)$$

donde $h\nu$ es la energía radiación incidente.

E_B es la energía de amarre del electrón.

E_i es la energía cinética de los fotoelectrones.

Para un mayor entendimiento se muestra enseguida la tabla de valores de energía de excitación del átomo comparada con la tabla de valores de energía para el estado iónico final [2].

TABLA 3.1. VALORES PARA LAS DISTINTAS EXCITACIONES.

Excitación	Energía (eV)
1s 2s ² 2p	115.49
1s 2s ² 3p	121.42
1s 2s ² 4p	122.52
1s 2s ² 5p	122.96
1s 2s ² 6p	123.16

NOTA: La notación utilizada en la tabla para el estado excitado del electrón muestra la configuración electrónica a la que se promueve el átomo de berilio después de la excitación.

TABLA 3.2 VALORES PARA LOS DISTINTOS ESTADOS IÓNICOS.

Estado iónico	Energía (eV)
2s'	9.32
2p'	13.28
3s'	20.26
3p'	21.29
4p'	24.07
5p'	25.31
6p'	25.99

NOTA: La notación utilizada para denotar el estado iónico final es mostrando el estado en que se encuentra el electrón excitado después del proceso de ionización. Todas las configuraciones resultantes son de la forma 1s² np'.

Se muestra la grafica comparativa entre los estados excitados del átomo y los estados iónicos (fig 3.2).

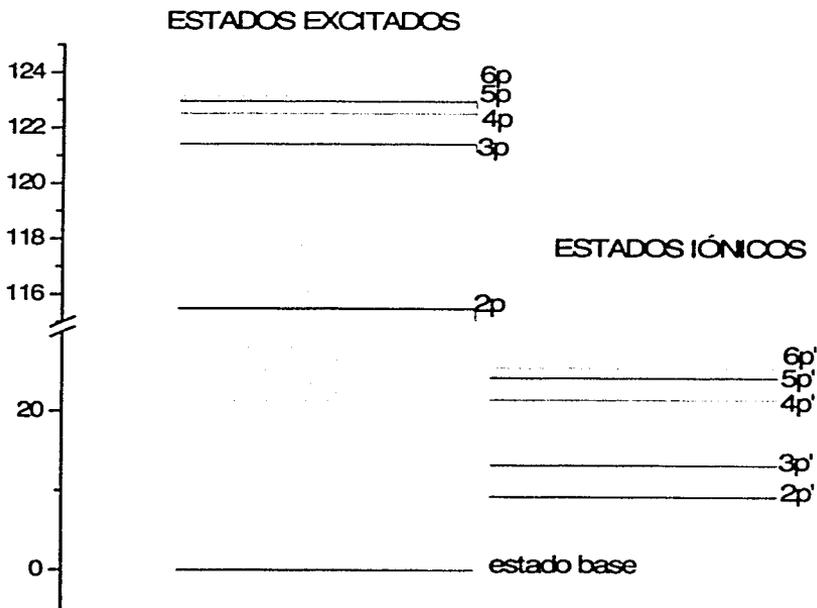


FIG 3.2. GRÁFICA DE ENERGÍAS DE ESTADOS EXCITADOS Y ESTADOS IÓNICOS.

3.2.1 RADIACIÓN SINCROTRÓNICA.

Una carga que se mueve en una trayectoria circular emite radiación con un patrón dipolar cuyo eje de simetría esta en la dirección de la aceleración centrípeta. Si la velocidad de la carga es muy cercana a la velocidad de la luz, el patrón dipolar de emisión en el marco de referencia de la carga se distorsiona fuertemente [3].

De manera análoga, la frecuencia de la radiación emitida, que en el marco de referencia de la carga es igual a la frecuencia del movimiento circular, sufre un severo corrimiento Doppler hacia altas frecuencias.

La radiación sincrotrónica es la radiación electromagnética emitida por una carga en una trayectoria circular que se mueve con velocidades cercanas a la de la luz.

En este caso esta radiación sincrotrónica se obtiene del anillo de almacenamiento Aladdin del Synchrotron Radiation Center (SRC) de la Universidad de Wisconsin - Madison y tiene las siguientes características de operación.

Energía de fotones	1 GeV
Tamaño típico del haz de electrones:	
σ_x	560 μm
σ_y	160 μm
Potencia por vuelta	42.5 keV/ vuelta
Longitud de onda crítica	1.16 nm
Energía crítica	1065 eV

La línea del sincrotrón que se utiliza es la PGM (ondulador con monocromador de rejilla plana) figura 3.4 , que ocupa radiación obtenida de un ondulador.

Se dará una explicación de su funcionamiento.

3.2.2 ONDULADOR

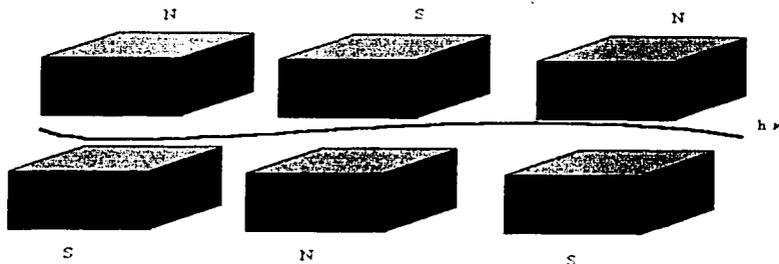


FIG 3.4 ONDULADOR.

En la figura 3.4 se muestra esquemáticamente esta estructura periódica formada por un arreglo de imanes con la secuencia norte-sur-norte en la parte superior y sur -norte-sur en la parte inferior. La trayectoria de un electrón en este arreglo se muestra con la línea sinoidal.

En todos los puntos de esta trayectoria un electrón relativista emite radiación sincrotrónica; en particular, las crestas y los valles emiten radiación en la dirección del eje de la trayectoria de la carga. Un observador a lo largo de estos ejes podrá medir el efecto debido a la suma (interferencia) de la emisión en cada uno de estos puntos. Este fenómeno puede extenderse agregando más imanes a la estructura [3].

Este es el efecto en que se basan los instrumentos de inserción que comúnmente se emplean en los anillos de almacenamiento. Cuando la oscilación del electrón respecto de la trayectoria rectilínea no es muy grande, es decir, para valores pequeños del campo magnético se tiene un ondulator.

En un ondulator se da un efecto de interferencia en la emisión de un electrón a medida que pasa por las distintas crestas, por lo que la emisión se refuerza para longitudes de onda iguales a las del periodo de la estructura magnética o de cualquiera de sus armónicos. De manera similar al caso de una trayectoria circular simple, para un electrón relativista en un ondulator la longitud de onda de la radiación emitida sufre una contracción Doppler [3].

Como se desea trabajar con una fracción de la radiación alrededor de una frecuencia central es necesario que a la salida de la línea se tenga un monocromador.

3.2.3 MONOCROMADOR.

El monocromador que está colocado en la línea del ondulator que se utilizó para el experimento; trabaja en un intervalo de energías de 8 – 240 eV, es un monocromador de rejilla plana. Las características de este son las siguientes

Intervalo de energía	8-240 eV
Intervalo de longitudes de onda	52-1550 Å
Poder de resolución	$\geq 10,000$

Distancia focal: 538 mm a partir de la brida de salida. Posición: 1192 mm encima del piso. Tamaño: 1 mm ancho x 0.1 mm de altura.

3.3 FUENTE DE ÁTOMOS.

3.3.1 HORNO.

PRINCIPIOS DE OPERACIÓN.

Como se mencionó, el vapor de metal Berilio es producido por evaporación en un horno cuya temperatura máxima de operación es 1350°C.

Para este trabajo el horno se prepara de la siguiente manera:

El horno tiene un crisol cilíndrico de tantalio con un orificio en un extremo por donde se carga del material (berilio), alrededor de este se hace un embobinado con un alambre de tungsteno eléctricamente aislado por un material cerámico. El crisol ya embobinado es envuelto en una hoja de tantalio que sirve como aislante para evitar pérdidas por radiación.

La muestra de berilio se prepara de la siguiente forma: una porción (aproximadamente 5 cm) de alambre de este elemento, se lija para quitar el óxido nativo, después se corta en pedazos de aproximadamente 1cm de longitud para introducirlos en el crisol del horno, todo esto se realiza en una atmósfera de nitrógeno para mantener un ambiente limpio.

Las muestras de berilio no deben estar expuestas al medio ambiente para no tener impurezas como pudiera ser la formación nuevamente de óxido en su superficie y esto provocar una falla en los resultados (se podría estar analizando otro compuesto que no sea el berilio puro).

El horno tiene que ser colocado dentro de la cámara principal con mucha precaución para evitar algún contacto eléctrico, además debe estar alineado con respecto a la superficie de la celda de reacción.

En el experimento se presentaron problemas en el horno al realizar el embobinado con tantalio pues no resistió la temperatura con la que se pretendía trabajar para obtener la evaporación del berilio; por lo que se utilizó después para el embobinado alambre de tungsteno.

Al detectar el problema se ventila la cámara principal como se describe (sec. 3.6.1) para sacar el horno y volver a realizar el embobinado; éste es un trabajo delicado, pues el alambre en el embobinado debe estar firme y sin ningún doblez o nudo considerando que al pasar la corriente si existe una falla de este tipo podría fracturar nuevamente el alambre.

CALENTAMIENTO DEL HORNO.

Es necesaria una presión baja dentro de la cámara principal para que pueda operar el horno, la corriente del filamento tiene que ser elevada lentamente por medio de una fuente de poder a un valor que corresponde aproximadamente a 200° C. El sistema se bombea entonces durante varias horas.

La temperatura de operación del horno depende de la presión de vapor del metal empleado, la idea es alcanzar una presión de aproximadamente 10^3 torr dentro del crisol de la que correspondería una presión de aproximadamente de 10^4 torr en la celda de reacción.

La información acerca de la temperatura del horno se extrae de una grafica de corriente como función de la temperatura que se encuentra en el laboratorio; se hace lectura de la corriente aplicada y por medio de esta relación es posible saber cual es la temperatura del horno. En este experimento el horno se opera a 1250°C.

3.3.2 NOTA SOBRE COMO MANEJAR BERILIO.

El polvo de óxido de berilio tiene que ser confinado a los espacios donde no exista ninguna posibilidad para que las personas puedan respirarlo, por que es altamente tóxico. El cargado del horno, así como el limpiado de la celda de la fuente después de la exposición, tiene que ser hecho dentro de una bolsa de plástico y en una atmósfera de nitrógeno. Para realizar esto se utiliza máscara contra polvo y guantes de plástico. Todos los residuos se envuelven en papel de aluminio y se meten en una bolsa de plástico etiquetada claramente.

3.3.3 CELDA DE REACCIÓN.

La celda de reacción (que esta hecha de cobre libre de oxígeno) es donde se deposita el vapor de berilio y aquí reacciona con la radiación sincrotrónica.

La celda esta ranurada para permitir el paso de los fotoelectrones hacia los analizadores electrostáticos. La forma de la celda hace que funcione como una jaula de Faraday, ésta se coloca a un potencial positivo que se determina dependiendo de la transición requerida y así realiza la función de discriminar a los fotoelectrones permitiéndoles el paso sólo a los de un determinado intervalo de energías.

3.3.4 ACELERACIÓN DE LOS FOTOELECTRONES.

Al reaccionar los átomos de berilio con la radiación incidente se da el proceso de excitación resonante seguida de la ionización dentro de la celda de reacción, esto hace que los fotoelectrones salgan en todas direcciones de la celda.

Para discriminar, la celda se coloca a un potencial para que sólo permita el paso de los fotoelectrones que se encuentran en un intervalo de energías, este potencial es positivo en nuestro experimento es decir frena la energía con que salen los fotoelectrones.

3.4 DETECCIÓN.

3.4.1 EL ESPECTRÓMETRO DEL ELECTRÓN.

El sistema de detección de fotoelectrones está basado en el analizador electrostático (ESA). El ESA consiste en dos superficies esféricas concéntricas a 127° puestas a los potenciales V_+ y V_- (normalmente el mismo valor, con los signos opuestos). Un haz divergente de fotoelectrones que llegan de la celda de reacción con la energía cinética "E", se enfocará a la salida del analizador cumpliendo con la expresión

$$E = f(V \pm) \quad (3.2)$$

donde "f" es una constante para el analizador (5.37 en nuestro caso) y V es el potencial aplicado en las superficies.

Los fotoelectrones se detectan entonces en el multiplicador electrónico (el *channeltron*). El colector genera un pulso por cada fotoelectrón entrante. El pulso atraviesa un preamplificador, un discriminador, un contador y entonces se cuenta en una PC por medio de una tarjeta que tiene instalada para transformar las señales digitales que detecta y traducirlas en señales analógicas y así puedan interpretarse los datos recibidos (fig 3.5).

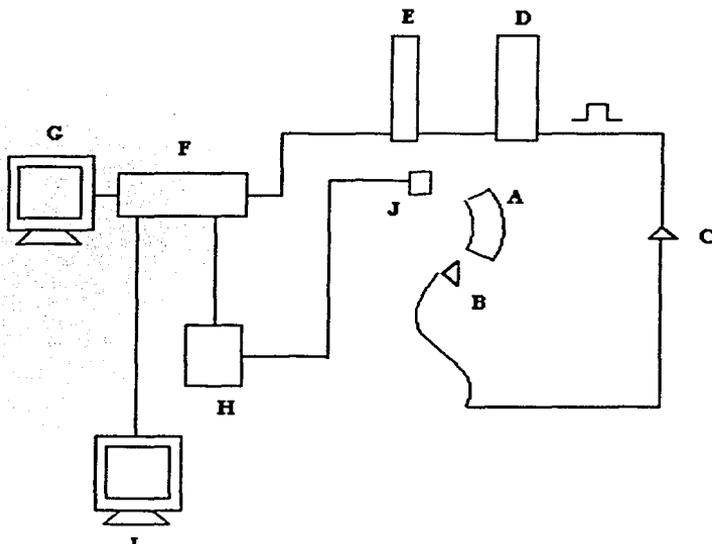
La energía cinética del fotoelectrón es determinada por la energía de paso de la celda de reacción; para determinar los espectros requerimos fijar el potencial de la celda utilizando la expresión

$$E_k = h\nu - E_H \quad (3.3)$$

(donde E_k es la energía cinética de los fotoelectrones).

Como ejemplo se realiza el cálculo para que sólo pasen los electrones $2p'$ tomando $h\nu = 115.49 \text{ eV}$ (La energía cinética de los fotones)

SISTEMA DE ADQUISICION DE DATOS



A (ESA)

C amplificador

E contador

G PC

I PC monocromador

B preamplificador

D discriminador

F tarjeta (*American Instruments*)

H fuente de voltaje

J celda de reacción

FIG 3.5 SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS.

la energía de amarre del electrón:

$$E_{\text{H}} = 13.28 \text{ eV}$$

entonces

$$E_{\text{k}} = 115.49 \text{ eV} - 13.28 \text{ eV} = 102.21 \text{ eV} \quad (3.4)$$

se fija la energía de paso de la celda de reacción en

$$E_{\text{pasa}} = 50 \text{ eV}$$

por lo tanto

$$E = E_{\text{k}} - E_{\text{pasa}} \\ E = 102.21 \text{ eV} - 50 \text{ eV} = 52.21 \text{ eV} \quad (3.5)$$

donde E es la energía con la que salen los fotoelectrones de la celda de reacción con dirección a los analizadores electrostáticos.

De la expresión (3.2) si

$$E = 5.37(V_{\text{p}}) = 52.21 \text{ eV}$$

(Donde 5.37 es la constante f)

con la expresión anterior tenemos que el potencial aplicado debe ser

$$V = 9.73 \text{ V} \quad (3.6)$$

3.5 ESPECTROS.

Existen dos modos diferentes para grabar los espectros del fotoelectrón.

A) ESPECTRO DEL FOTOELECTRÓN MODO PES (*PHOTOELECTRON SPECTROSCOPY*).

Si en el espectro de fotoelectrones nos interesa conocer los distintos decaimientos (principal

y secundarios) del estado excitado al estado iónico, esta es la herramienta útil ya que en este modo de obtener los espectros el voltaje de la celda de reacción varía, permaneciendo constante la energía de la radiación incidente, esto da la oportunidad de distinguir entre los picos de los fotoelectrones que se presentan, tomando en cuenta que la posición de cada uno de ellos se relaciona directamente con la energía de amarre del electrón en el átomo.

B) EL MODO ESTADO IÓNICO CONSTANTE CIS (*CONSTANT IONIC STATE*).

Teniendo un espectro del fotoelectrón, uno podría estar interesado en la conducta de un pico individual, para lograr esto, el voltaje de la celda varía al igual que la energía de los fotones así se consigue que el analizador electrostático siga un solo pico. Una PC controla el sistema para este propósito (fig 3.5).

Hay dos analizadores en la cámara para nuestro experimento uno a 0° y otro a 90° con respecto a la dirección de incidencia de la radiación en la cámara. Uno puede hacer así que este método de obtención de datos examine las crestas de diferentes picos en función de la energía de los fotoelectrones, en ambas direcciones.

3.6 VACÍO.

Se requiere un buen vacío para tener un funcionamiento adecuado en los analizadores electrostáticos, un uso óptimo de la radiación sincrotrónica y tener un ambiente limpio dentro de la cámara; se tiene así la seguridad de que solamente se están analizando átomos de berilio por lo que brevemente se describe como lograrlo.

3.6.1 ESTACIÓN DE BOMBEO DIFERENCIAL.

La cámara principal está separada del anillo de almacenamiento por dos estaciones de bombeo diferencial, en cada estación encontramos una bomba turbomolecular, estas estaciones son utilizadas para evitar por medio de tubos capilares que se encuentran en ellas que el vapor de berilio llegue hasta la zona del anillo y contamine este sector. Por

otra parte en la línea que llega del anillo existe un vacío mayor (para el funcionamiento del sistema óptico) al de la cámara principal que hace necesaria nuevamente la utilización de la estación de bombeo diferencial.

Esta estación está separada de la cámara principal por una válvula manual y de la línea del anillo por una válvula neumática.

3.6. CÁMARA PRINCIPAL.

Para llegar al vacío que es necesario en esta cámara tenemos dos bombas turbo moleculares, que están separadas de la cámara por válvulas de compuertas electro neumáticas.

En condiciones normales los vacíos que se tienen son del orden de 10^{-6} torr en la estación de bombeo diferencial y 10^{-8} torr en la cámara principal.

BOMBEO DE LA CÁMARA PRINCIPAL.

Para bombear solamente la cámara principal cuando se introduce el horno con una nueva carga de berilio, se cierra la válvula de ventilación para después abrir lentamente la válvula neumática de la bomba mecánica, cuando la presión está por 10^{-1} torr se pone a funcionar la bomba turbo molecular; el sistema llegará a su máximo de funcionamiento en unos minutos.

Al llegar la presión a 0.05 torr es momento de encender el medidor iónico de presión; con la presión a 10^{-6} torr se abre la válvula de la bomba turbo.

Cuando la presión es de 8×10^{-8} torr, el sistema está listo y se puede empezar el experimento.

VENTILACION DE LA CÁMARA PRINCIPAL.

Primero se debe estar seguro de que el sistema no esta en funcionamiento y que se encuentra a temperatura ambiente. El siguiente paso es cerrar la válvula manual que separa la cámara de la estación de bombeo diferencial y después cerrar la válvula de la bomba turbo. Ahora es el momento de apagar el medidor iónico de presión.

Se apaga la bomba turbo y se cierra la válvula pneumática de la bomba mecánica, en seguida hay que poner un pedazo de papel aluminio en el orificio de salida del respiradero en forma de T y poco a poco abrir la válvula de ventilación. Se sabe que la cámara está ventilada cuando el papel aluminio deja de estar adherido al orificio de ventilación.

3.6.3 BOMBEO INICIAL.

Hay que cerciorarse de que ninguna de las bombas este en funcionamiento (las dos turbo de la cámara principal). Después se abre la válvula que tienen las bombas; antes se verifica que la línea este cerrada. Se abre la válvula manual entre la cámara y la zona de bombeo diferencial.

Se debe observar de que estén funcionando los controles de agua para que circule en el circuito enfriador ya que será utilizado un horno como se ha mencionado en la introducción.

Se abren las pequeñas válvulas que se encuentran entre la bomba turbo y la bomba de respaldo. Se pone en función la bomba de respaldo, después se requiere poner en funcionamiento una de las bombas turbo.

Se enciende el medidor iónico de presión. La presión debe estar debajo de 10^{-5} torr y debe seguir bajando. Si la presión no alcanza 10^{-7} torr dentro de un tiempo razonable, se debe revisar la instalación ya que puede haber fugas.

Con la presión debajo de 10^{-6} torr, se enciende la otra bomba turbomolecular.

En un sistema óptimo la presión debe estar en 10^{-8} torr en la cámara principal y a 10^{-9} torr en la zona de bombeo diferencial.

IV EXPERIMENTO.

Ya preparado el sistema se inicia la adquisición de datos. Inicialmente se necesitan algunas calibraciones que se describen a continuación.

4.1 CALIBRACIÓN.

1) CALIBRACIÓN DE $h\nu$.

Para calibrar $h\nu$ se utilizan las líneas espectrales 3D y las líneas Auger del Kriptón cuyos valores se conocen [4] y se compararan con las de el espectro.

El espectro del Kriptón se obtiene de la forma siguiente:

Con el sistema listo se deja pasar a la celda de reacción gas de este elemento aumentando la presión en un orden de magnitud se le hace incidir radiación con energía de 52 –72 eV y se empieza la toma de datos.

En el espectro (fig 4.1), se observan los picos de energía de amarre para el electrón que corresponden a D_{v2} y D_{v1} y picos de energía cinética asociados con el proceso Auger.

Conocemos los valores de la energía de estos picos por la referencia [4], para el ajuste se analiza que en el espectro obtenido se mide una energía cinética de 23.925 eV para el pico del decaimiento Auger debiendo ser 24.150 eV según [4].

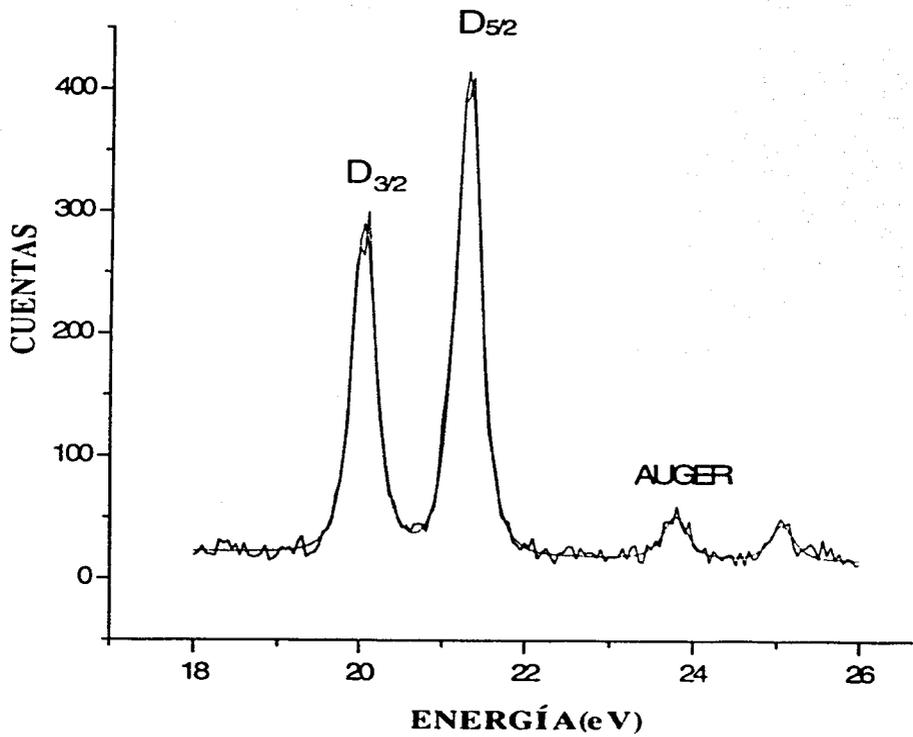


FIG 4.1 ESPECTRO DEL Kr (MODO CIS).

Ahora los picos de los fotoelectrones en el espectro están en las posiciones siguientes:

1) 20.2 eV que corresponde a una energía de 95.038 eV que es la energía de amarre de Kr $D_{3/2}$.

2) 21.45 eV que corresponde a 93.795 eV que es la energía de amarre de Kr $D_{5/2}$.

De estos datos se obtiene la diferencia de energías entre el pico Auger y el pico de Kr $D_{5/2}$ es

$$23.925\text{eV} - 21.450\text{eV} = 2.475\text{ eV} \quad (4.1)$$

esta diferencia que es una constante se utiliza para obtener la posición real de Kr $D_{5/2}$, procediendo de la siguiente manera:

a su valor obtenido en el espectro le restamos el valor obtenido de (4.1)

$$24.150\text{ eV} - 2.475\text{ eV} = 21.675\text{ eV}. \quad (4.2)$$

utilizando la relación

$$h\nu = E_B + E_K$$

$$93.745\text{eV} + 21.675\text{ eV} = 115.47\text{ eV}$$

resulta el ajuste para el pico Kr $D_{5/2}$.

Para el pico $D_{3/2}$ es análogo el procedimiento, se obtiene

$$95.038 \text{ eV} + 20.425 \text{ eV} = 115.46 \text{ eV}$$

así se tienen los valores para $h\nu$ calibrados.

2) CALIBRACIÓN DEL ANCHO DE BANDA. Para calibrar el ancho de banda de los fotones se toma el espectro CIS de berilio $1s - 2p$.

En la figura (4.2) se muestra el espectro para la transición mencionada para realizar la calibración correspondiente como se describirá en las siguientes líneas.

NOTA : En la figura se muestra el espectro original y el espectro ajustado.

Se desea medir la anchura media de la línea de resonancia $1s \rightarrow 2p$ por lo que en el espectro se identifica la mitad de su altura, trazando una línea horizontal y se obtiene la distancia entre los puntos donde toca esa recta a la gráfica del espectro. A este resultado (57.1 meV) se resta la cantidad 16.9 meV que es el ancho calculado de la línea [4] esto da un valor de 40.2 meV que es entonces el ancho introducido por el monocromador.

Con esta calibración se tiene el valor del ancho de la banda de fotones alrededor de la energía que se fija para cada espectro.

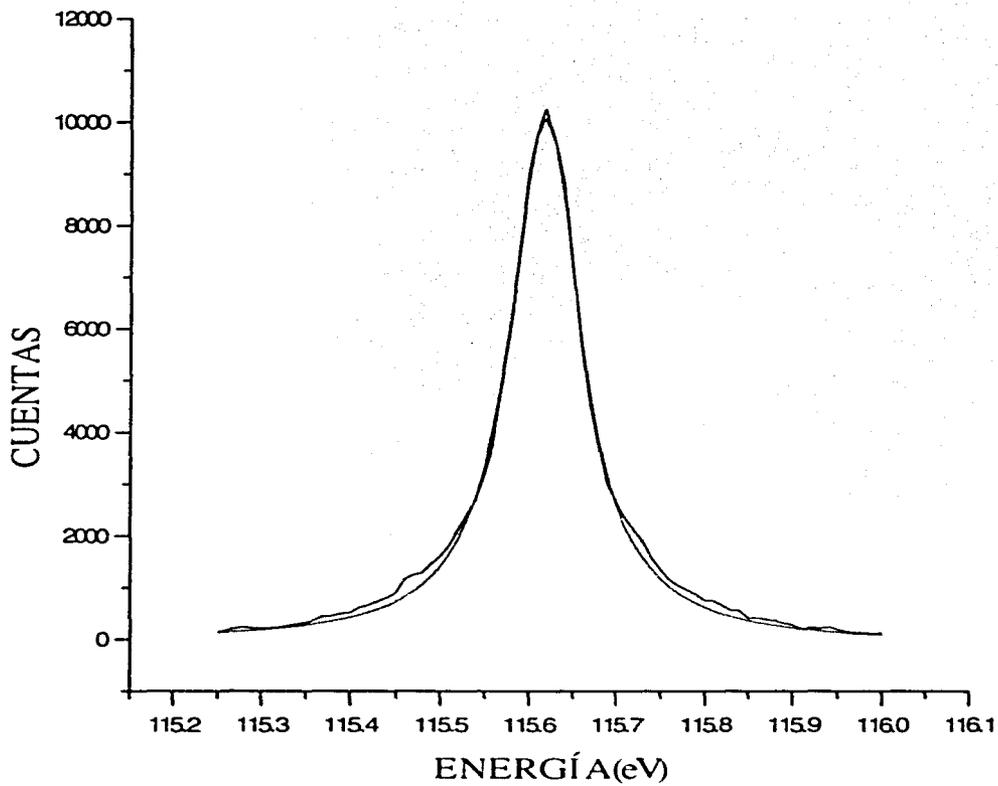


FIG 4.2 ESPECTRO CIS DE Be 1s→2p.

3) CALIBRACIÓN DE β . Esto se realiza con el espectro 2p de Ne.

Para esta calibración se obtuvieron cuatro espectros con distintas energías de los fotones que cubren el intervalo de energías cinéticas usadas para los espectros del átomo de berilio

$$h\nu = 129 \text{ eV}$$

$$h\nu = 125 \text{ eV}$$

$$h\nu = 116 \text{ eV}$$

$$h\nu = 107 \text{ eV}$$

se muestran los espectros (fig 4.3-4.9) para las transiciones en Ne para las energías señaladas.

Se realiza el siguiente análisis.

La máxima energía de los fotones utilizada para los espectros de berilio es 123.16eV para la resonancia 6p y la energía mínima de amarre para un electrón en el átomo, ocurre para el electrón 2p' 13.27 eV por ello que la energía cinética de los fotoelectrones es de 109.88eV. Sin embargo la mayor energía cinética que se aprecia en los espectros es de 101.6eV.

Para la energía mínima utilizada de los fotones 115.49eV se usa el electrón con el máximo de energía de amarre que es 21.5eV por lo que la energía cinética de los fotoelectrones es de 94 eV.

Para el átomo de neón se tiene que la energía máxima de la radiación fue de 129 eV y la energía de amarre para el electrón 2p es de 21.61 eV [5] por lo que la energía cinética máxima para los fotoelectrones fue de 107.39 eV.

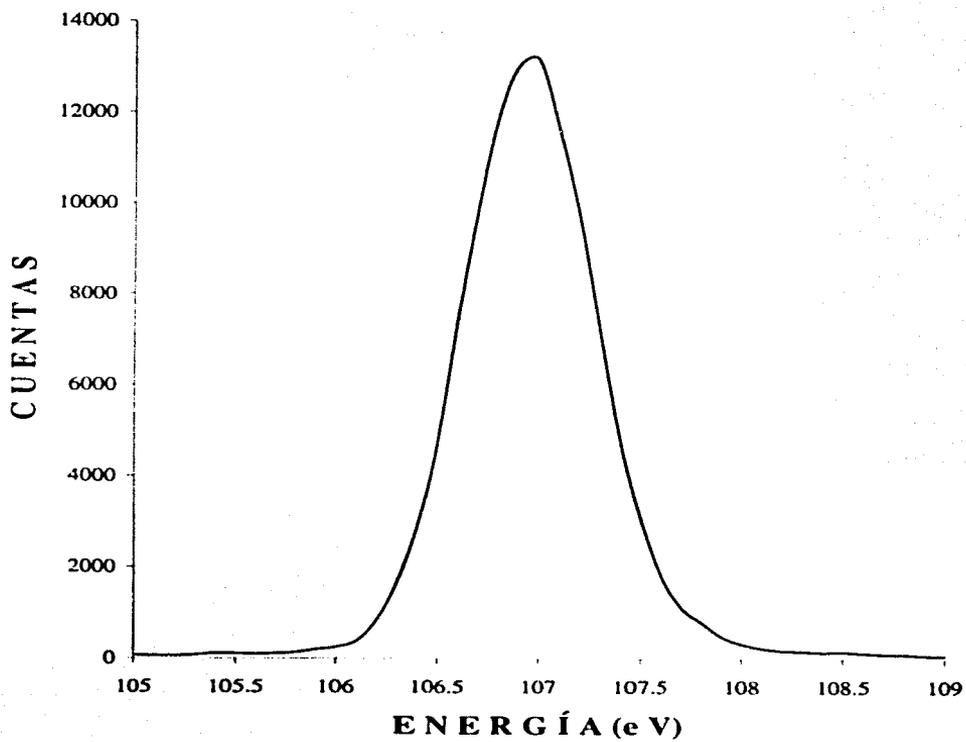


FIG 4.3 ESPECTRO Ne a 0° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 129$ eV.

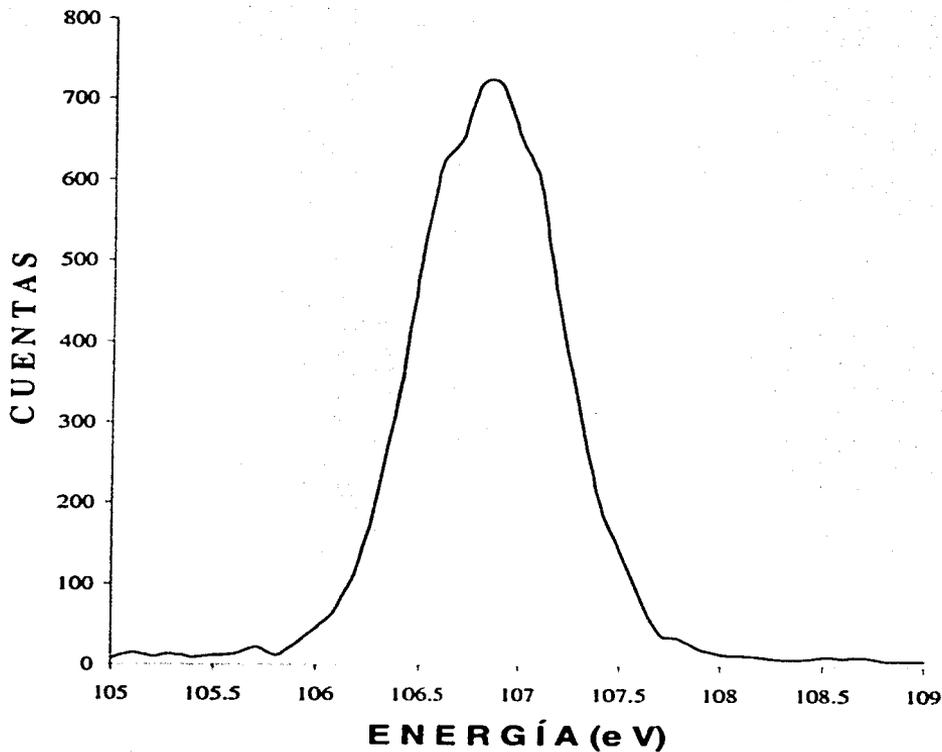


FIG 4.4 ESPECTRO Ne a 90° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 129$ eV.

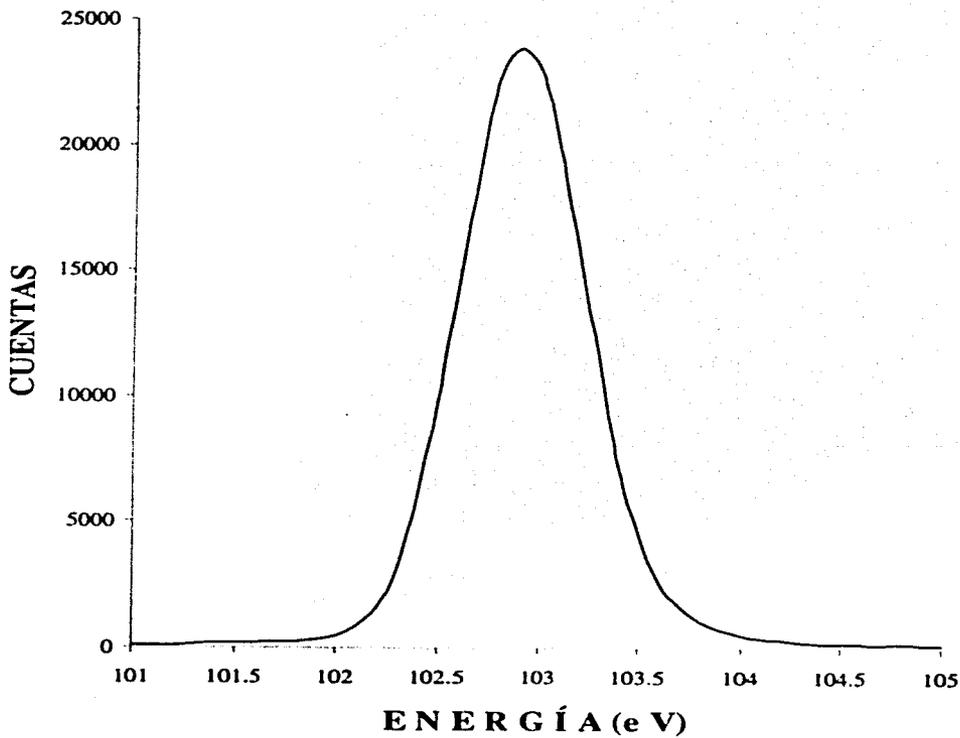


FIG 4.5 ESPECTRO Ne a 0° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 125$ eV.

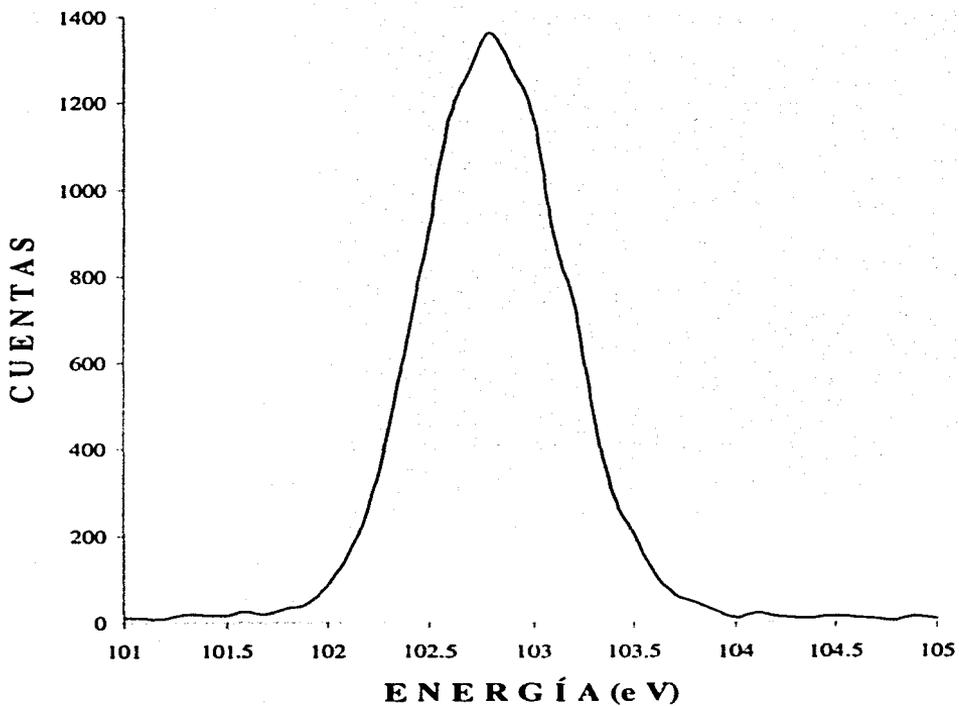


FIG 4.6 ESPECTRO Ne a 90° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 125\text{eV}$.

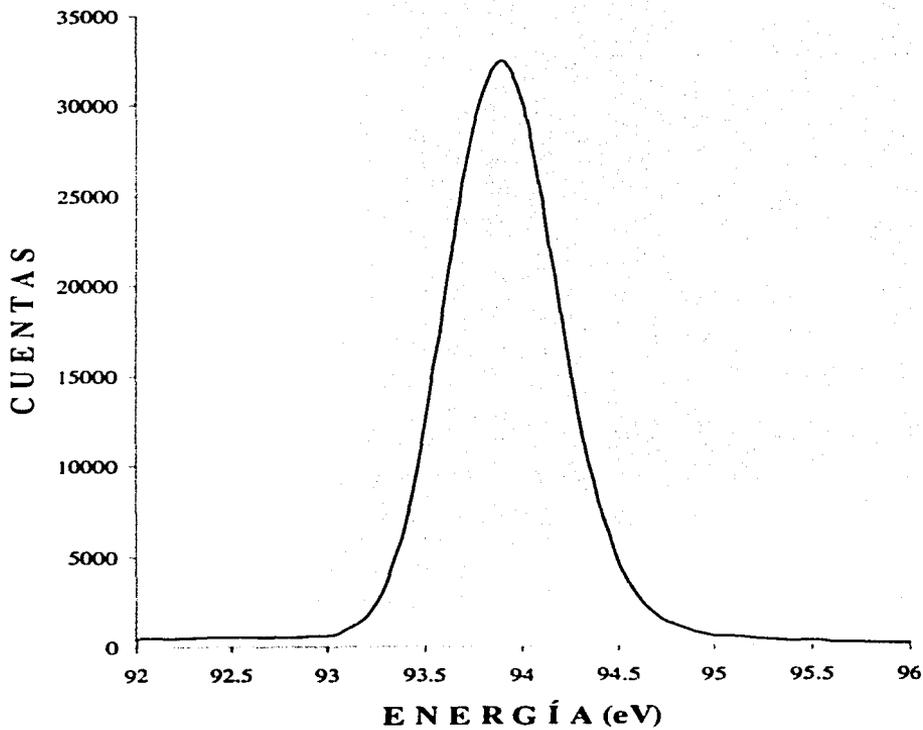


FIG 4.7 ESPECTRO Ne a 0° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 116$ eV.

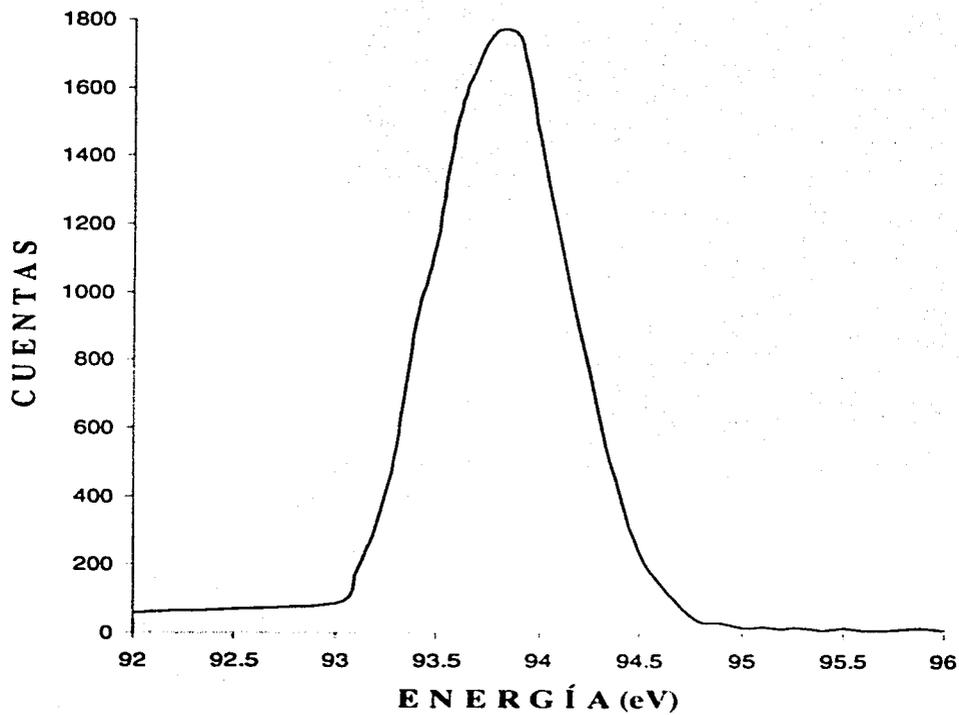


FIG 4.8 ESPECTRO Ne a 90° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 116$ eV.

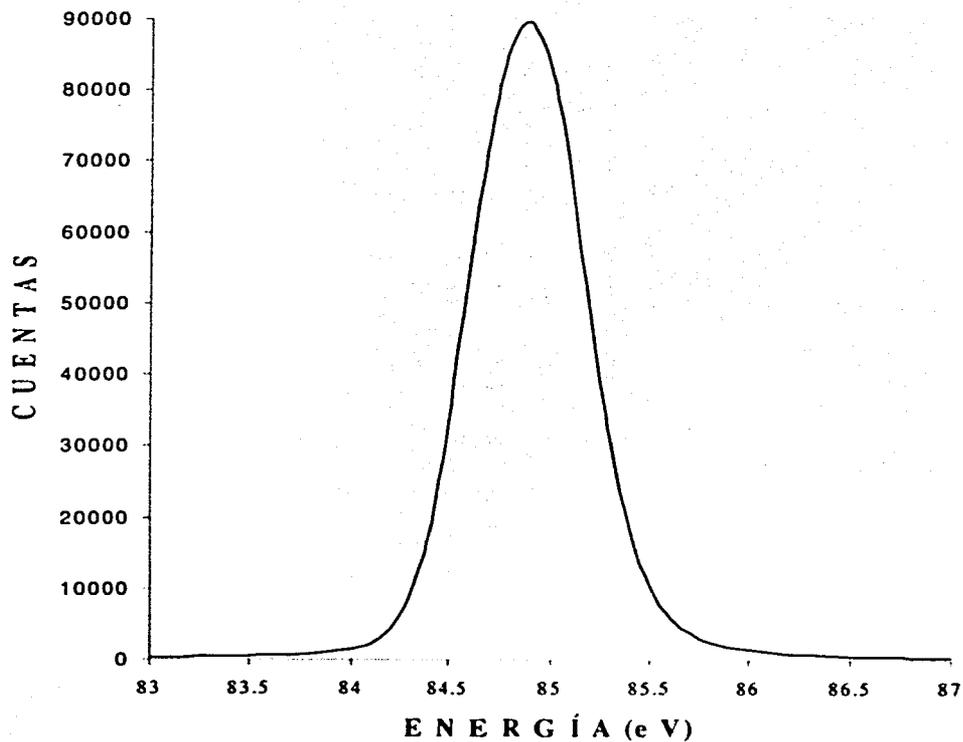


FIG 4.9 ESPECTRO Ne a 0° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 107\text{eV}$.

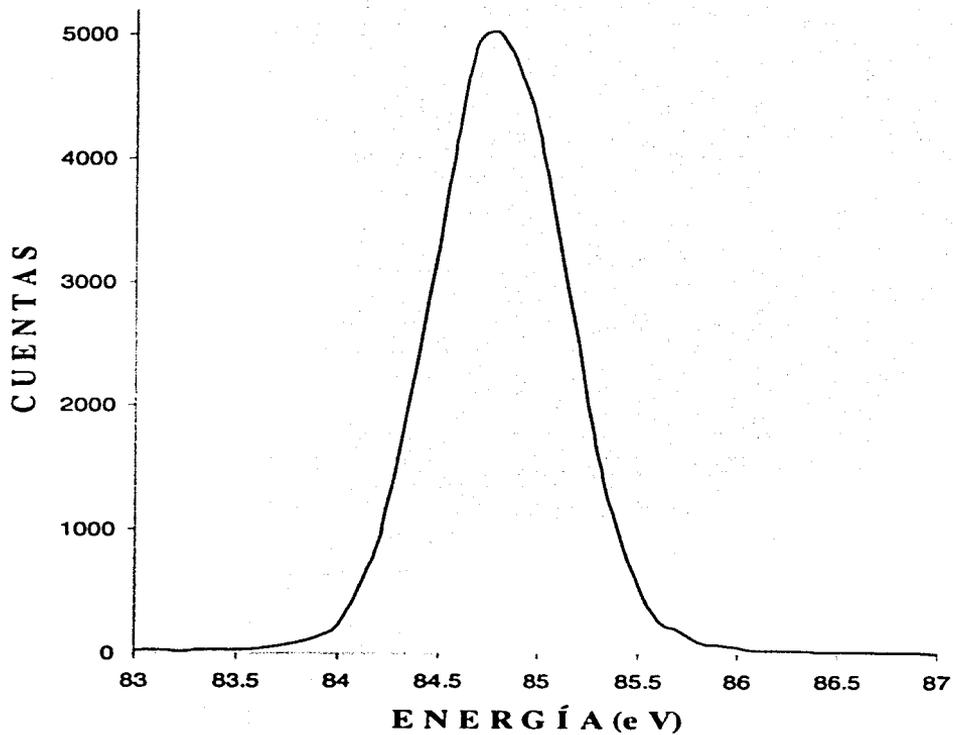


FIG 4.9 ESPECTRO Ne a 90° PARA ENERGÍA DE $h\nu = 107\text{eV}$.

La energía mínima utilizada para el átomo de neón fue de 107 eV y la energía de amarre para el electrón 2p es de 21.61 eV, dando una energía cinética mínima para los fotoelectrones de 85.39 eV.

puede utilizarse entonces los valores dados en la referencia [5] para las β de los distintos espectros obtenidos.

TABLA 3.1 RELACIÓN $h\nu$ CON β

$h\nu$ (eV)	β
129	1.41
125	1.39
115	1.37
130	1.41

Sustituyendo estos valores de β en la expresión

$$R = \frac{\beta(1-3p)-4}{\beta(3p-1)-4} \quad (4.3)$$

que se obtiene de despejar R de (2.2) se obtienen los cocientes $R = I_0 / I_{00}$, los cuales se calculan con los valores de las tablas de la referencia mencionada.

Resta calcular la R' que será con los valores obtenidos en el espectro y así obtener los factores de corrección para los cocientes, es decir un factor γ que cumpla con la relación.

$$R = \gamma R' \quad (4.4)$$

De este proceso se obtienen los siguientes resultados para los cuatro espectros analizados, que son los cocientes corregidos.

TABLA 4.2 COCIENTES CORREGIDOS.

h ν (eV)	I ₀ /I ₀₀
129	2.08
125	2.195
116	2.161
107	2.138

El promedio de estos cocientes corregidos $I_0 / I_{00} = 2.14 \pm 0.04$ se utiliza para la calibración de la transición 2p del átomo de berilio.

4.2 SISTEMA.

Realizadas las calibraciones se selecciona una h ν relacionada con un proceso de la forma 1s \rightarrow np, se determina la energía de paso de los fotoelectrones y se aplica el voltaje requerido para los analizadores electrostáticos dependiendo de la transición que se quiera observar.

Después de obtener los espectros a 0° y a 90° para las transiciones 1s \rightarrow np donde n = 2, 3, 4, 5, 6 se procede a su ajuste con el programa Peakfit que fue creado para analizar este tipo de espectros. Este programa realiza ajustes de los anchos de los picos, su altura y posición así como el fondo de los espectros. Para esto se le proporciona al programa el número de picos a analizar en cada espectro, por lo que se muestra una tabla con los picos y sus características para cada uno de las transiciones.

Se mostrarán los espectros antes y después de realizar el ajuste con el programa peakfit, además de considerar el factor de corrección debido a la respuesta diferente de los analizadores a 0° y a 90°.

Transición $1s \rightarrow 2p$

Factor de corrección = 2.14 ± 0.04

$h\nu = 115.49 \text{ eV}$ [3]

TABLA 4.3 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 2p$ a 0°.

PICOS 0°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (Cuentas)
2s'	106.35 ± 0.01	$0.380 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	478 ± 7
2p'	102.39 ± 0.01	$0.380 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	9625 ± 33
3p'	94.1 ± 0.01	$0.380 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	404 ± 7
4p'	91.36 ± 0.01	$0.380 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	73 ± 4
5p'	90 ± 0.03	$0.380 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	35 ± 2

TABLA 4.4 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 2p$ a 90°.

PICOS 90°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (cuentas)
4p'	91.34 ± 0.04	0.469 ± 0.01	22 ± 2
3p'	94.13 ± 0.01	0.469 ± 0.01	139 ± 5
2p'	102.31 ± 0.01	0.469 ± 0.01	5094 ± 34

Los espectros a 0° y a 90° se muestran en las figuras 3.3 y 3.4.

Podemos observar que a 90° no aparece el pico del estado $2s'$; esto debido a que los electrones salen en ondas p en dirección paralela al vector de polarización de la radiación.

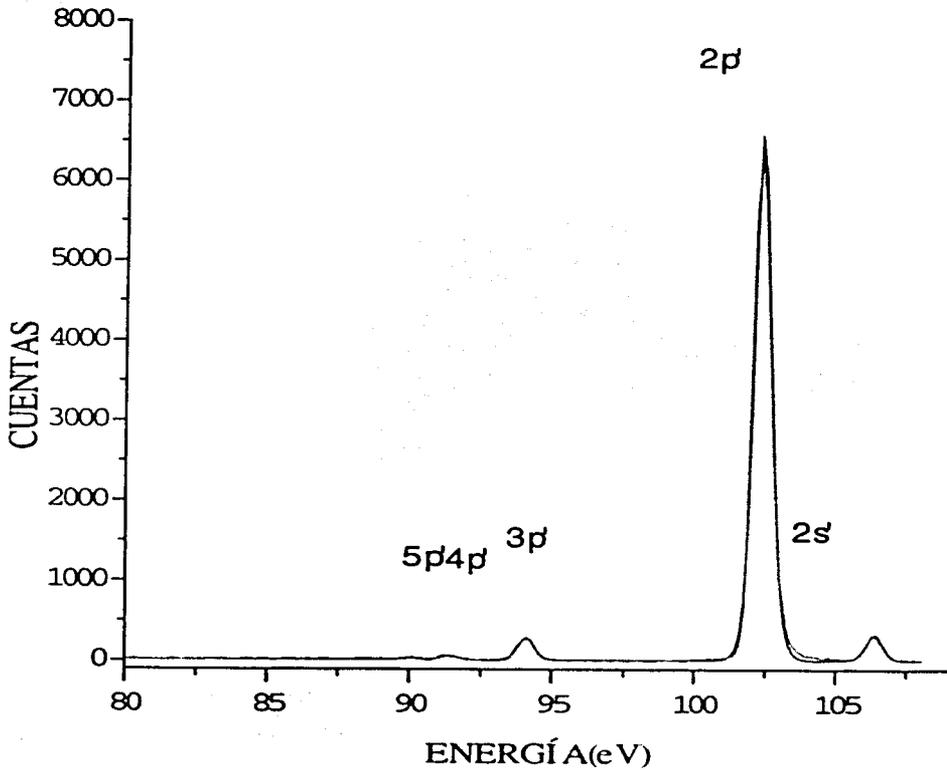


FIG 4.3 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 2p$ a 0° .

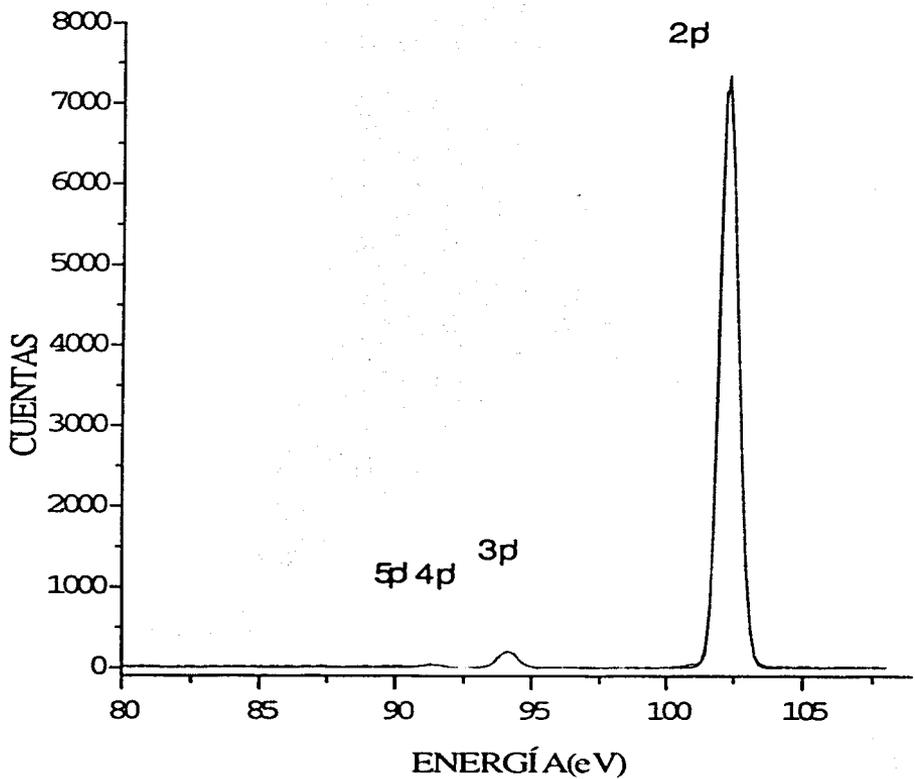


FIG 4. 4 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 2p$ a 90° .

Para la transición $1s \rightarrow 3p$

Factor de corrección = 2.80 ± 0.1

$h\nu = 121.42 \text{ eV}$ [3].

Los factores de corrección para los espectros siguientes se obtuvieron con transiciones de la forma $1s \rightarrow 2p$ que se obtenían antes y después de cada espectro aprovechando que se conoce la calibración para esta transición con los espectros de Neon.

TABLA 4.5 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 3p$ a 0°

PICOS 0°	POSICIÓN (eV)	ANCHO	ALTURA
4p'	97.267 ± 0.006	0.408 ± 0.004	406 ± 7
3p'	100.01 ± 0.01	0.408 ± 0.004	1119 ± 14
2s'	100.99 ± 0.01	0.408 ± 0.004	1243 ± 5

TABLA 4.6 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 3p$ a 90°

PICOS 90°	POSICIÓN	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
4p'	97.28 ± 0.01	0.417 ± 0.007	149 ± 4
3p'	100.05 ± 0.01	0.417 ± 0.007	530 ± 10

Se muestran los espectros a 0° y 90° en las figuras 4.5 y 4.6.

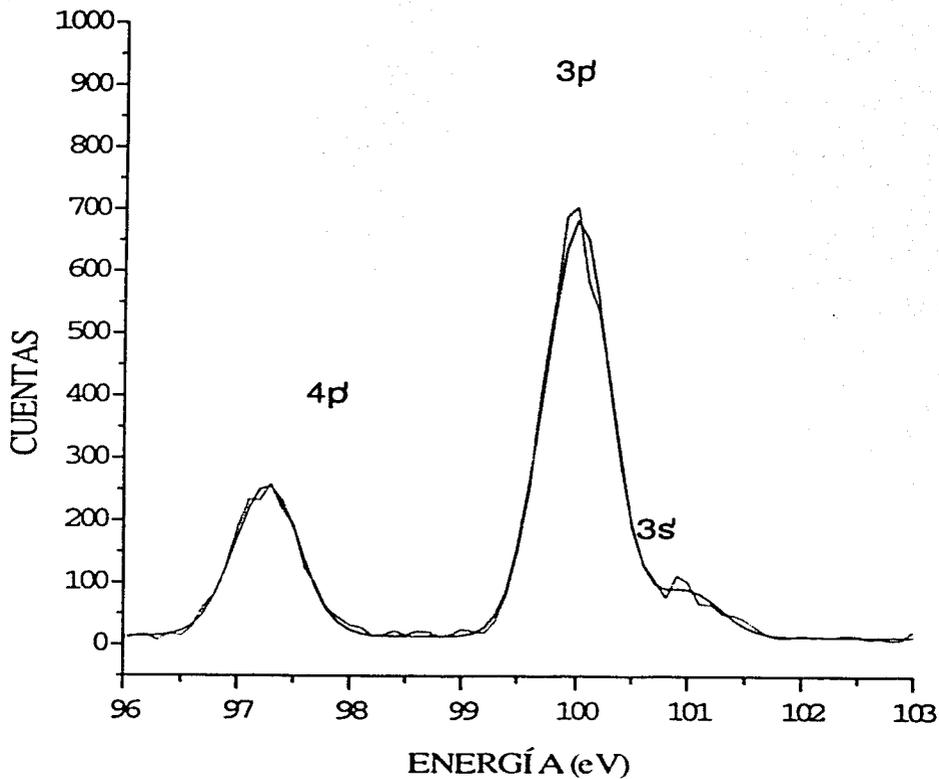


FIG 4.5 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 3p$ a 0°

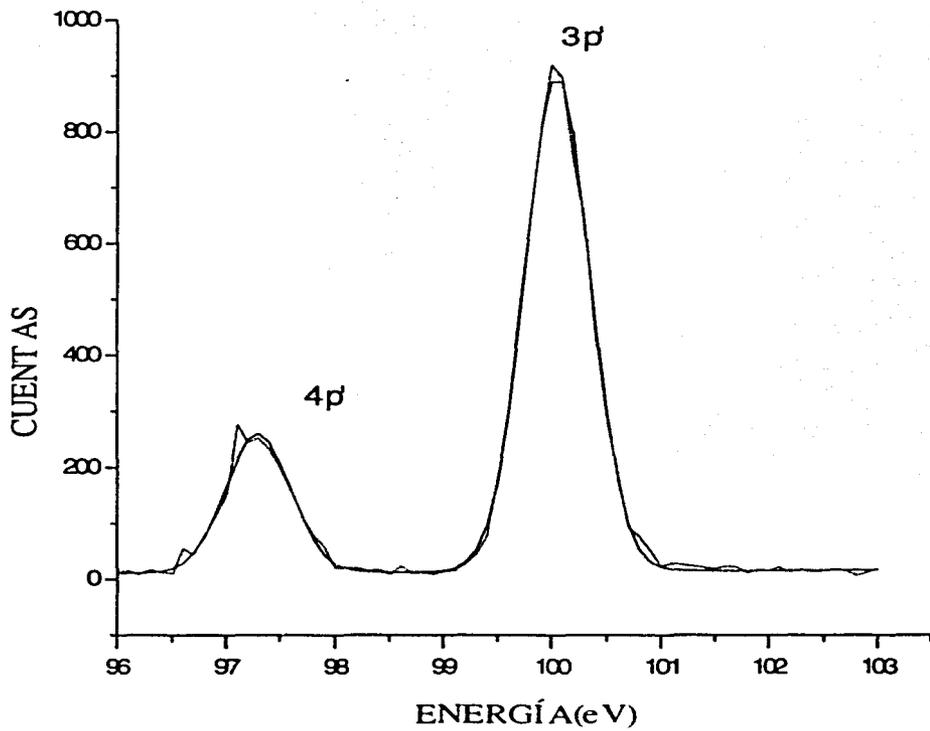


FIG 4. 6 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 3p$ a 90°

Se vuelve a señalar que no aparece el pico $3s'$ en el espectro de 90° por el mismo motivo expuesto para el pico $2s'$ de la transición $1s \rightarrow 2p$.

Transición $1s \rightarrow 4p$

Factor de corrección = 2.82 ± 0.1

$h\nu = 122.52 \text{ eV}$ [3].

TABLA 4.7 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 4p$ a 90° .

PICOS 90°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
$5p'$	97.15 ± 0.01	0.395 ± 0.005	214 ± 4
$4p'$	98.42 ± 0.008	0.395 ± 0.005	144 ± 3
$3p'$	101.15 ± 0.02	0.395 ± 0.005	101 ± 1

TABLA 4.8 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 4p$ a 0° .

PICOS 0°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
$5p'$	97.119 ± 0.003	0.413 ± 0.003	524 ± 6
$4p'$	98.374 ± 0.006	0.413 ± 0.003	293 ± 5
$3p'$	101.16 ± 0.02	0.413 ± 0.003	37 ± 2

Se muestran los espectros a 0° y 90° en las figuras 4.7 y 4.8.

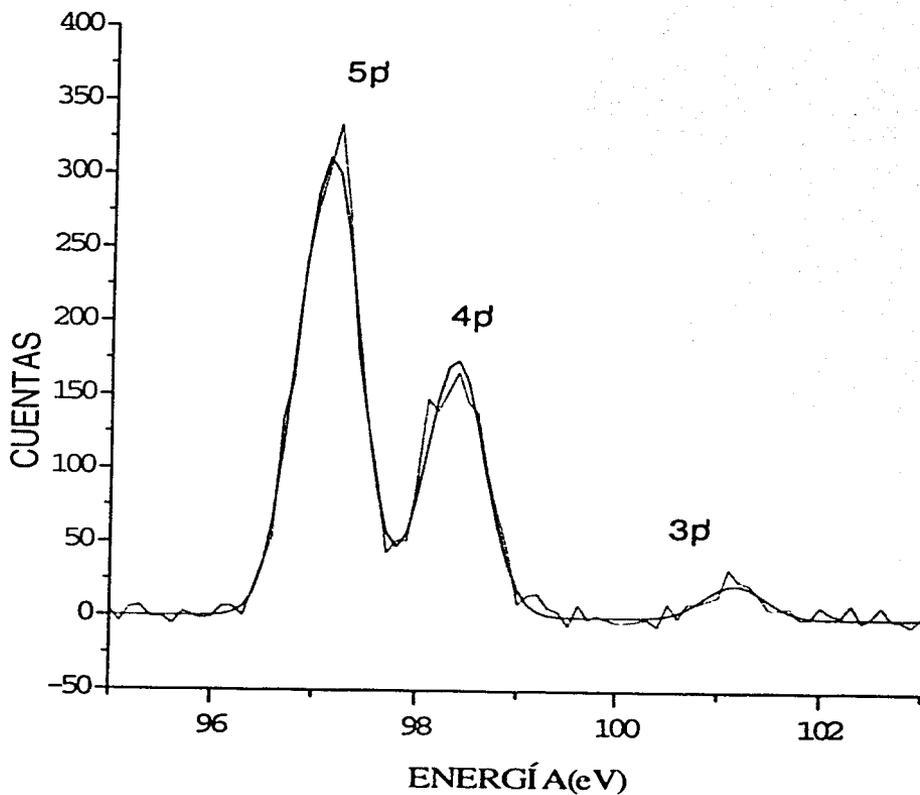


FIG. 4.7 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 4p$ a 0° .

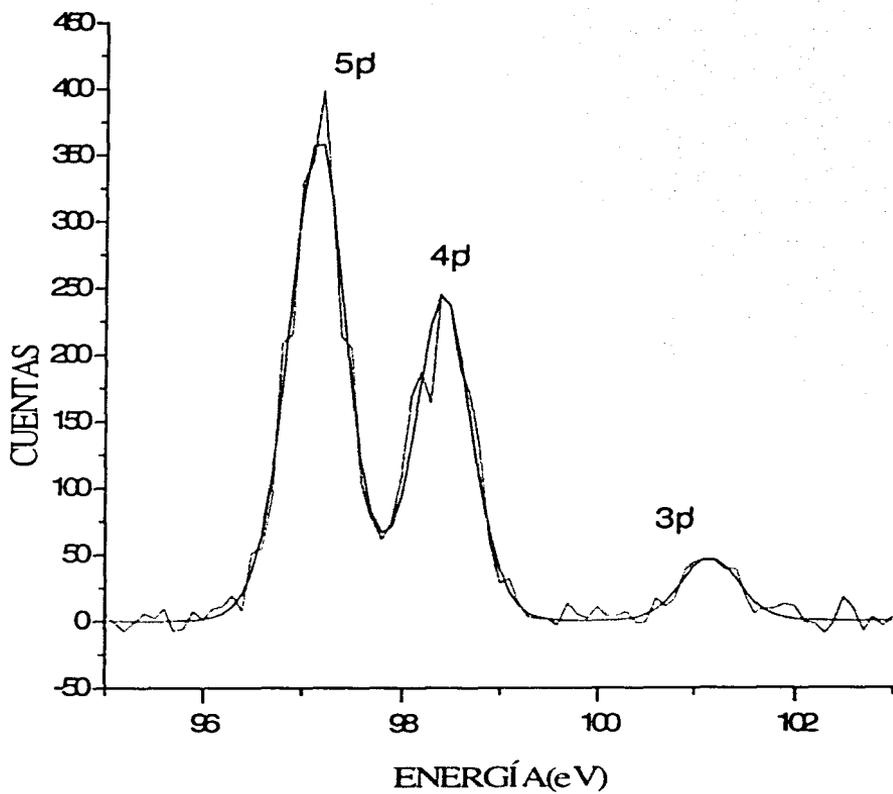


FIG 4.8 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 4p$ a 90° .

Transición $1s \rightarrow 5p$

Factor de corrección = 2.77 ± 0.09

$h\nu = 122.96 \text{ eV}$ [3].

TABLA 4.9 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 5p$ a 0° .

PICOS 0°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
6p'	96.74 ± 0.01	0.354 ± 0.018	521 ± 22
5p'	97.17 ± 0.02	0.354 ± 0.018	129 ± 29
4p'	98.82 ± 0.01	0.354 ± 0.018	81 ± 5

TABLA 4.10 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 5p$ a 90° .

PICOS 90°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
6p'	96.80 ± 0.01	0.451 ± 0.016	205 ± 6
5p'	97.51 ± 0.05	0.451 ± 0.016	30 ± 5
4p'	98.87 ± 0.03	0.451 ± 0.016	27 ± 3

Se muestra el espectro a 0° y 90° en las figuras 4.9 y 4.10.

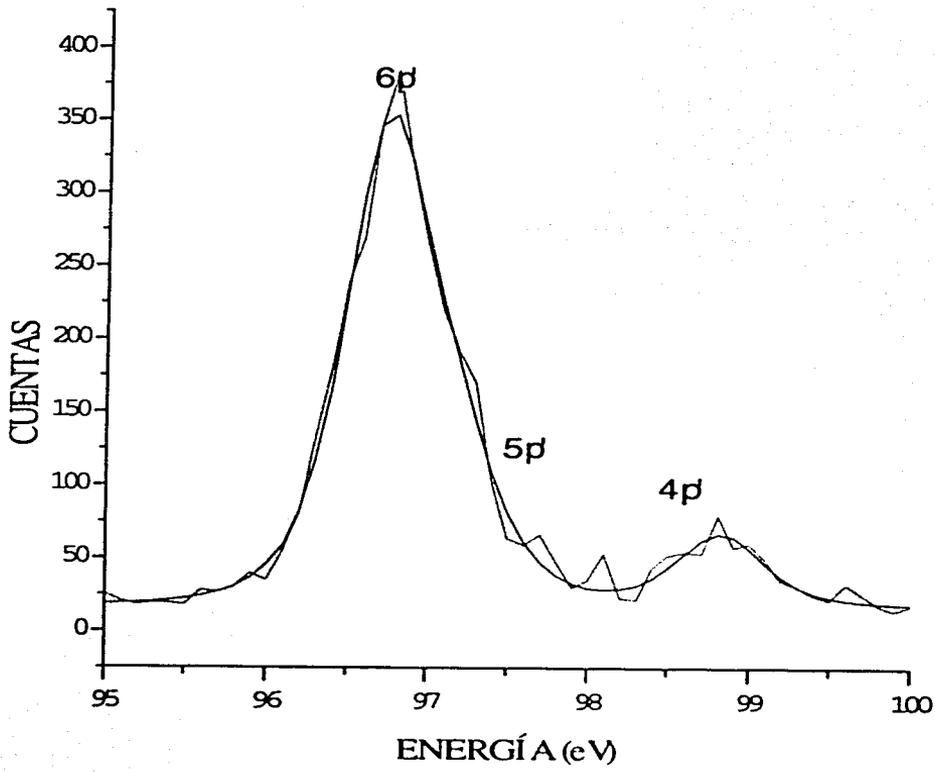


FIG 4.9 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 5p$ a 0° .

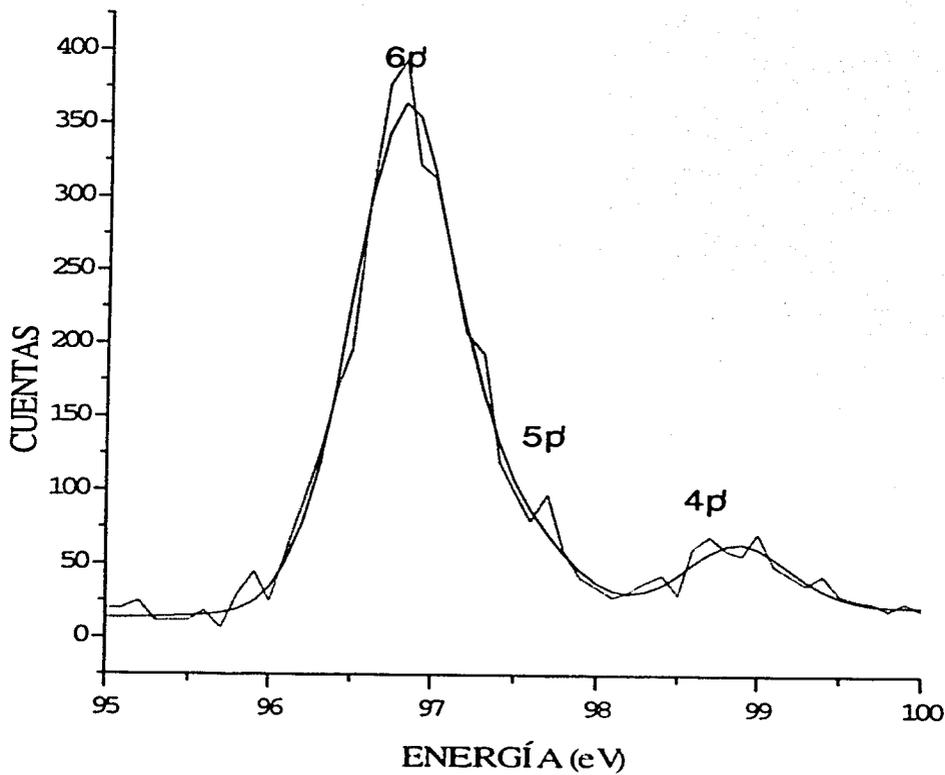


FIG. 4.10 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 5p$ a 90° .

Transición $1s \rightarrow 6p$

Factor de corrección = 2.63 ± 0.07

$h\nu = 123.16 \text{ eV}$ [3].

TABLA 4.11 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 6p$ a 0° .

PICOS 0°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
$7p^*$	96.20 ± 0.03	0.398 ± 0.026	603 ± 6
$6p^*$	96.59 ± 0.06	0.398 ± 0.026	426 ± 6
$5p^*$	97.35 ± 0.01	0.398 ± 0.026	73 ± 3

TABLA 4.12 DE VALORES PARA LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 6p$ a 90° .

PICOS 90°	POSICIÓN (eV)	ANCHO (eV)	ALTURA (CUENTAS)
$7p^*$	96.19 ± 0.002	0.403 ± 0.059	202 ± 1
$6p^*$	96.62 ± 0.002	0.403 ± 0.059	222 ± 1
$5p^*$	97.37 ± 0.01	0.403 ± 0.059	31 ± 1

Se muestran los espectros a 0° y 90° figuras 4.11 y 4.12 (se indican en estos espectros con gráficos de barras donde están localizados los picos de fotoelectrones, para una mayor claridad).

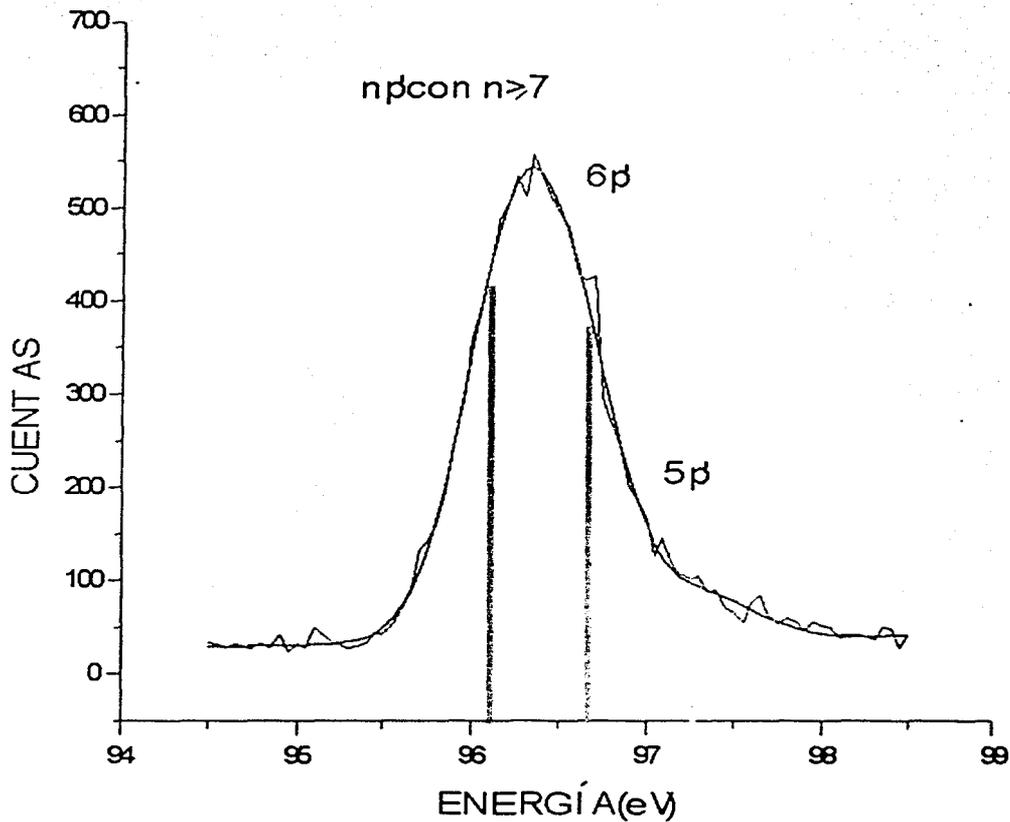


Fig. 4.11 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 6p$ a 0° .

TESIS CON
PALLA DE OXIGEN

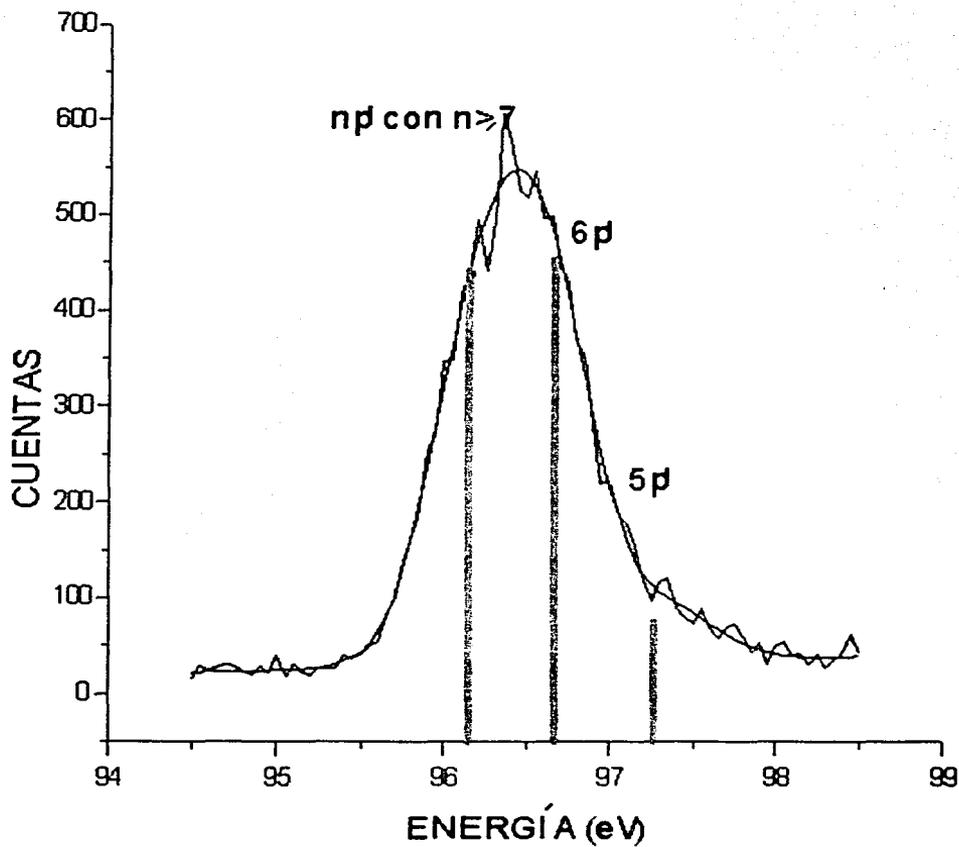


Fig. 4.12 ESPECTRO DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 6p$ a 90° .

V RESULTADOS y DISCUSIÓN.

Después del análisis realizado con el programa de ajuste de picos y tomando en cuenta las calibraciones realizadas para el sistema se muestran los valores de las β obtenidas para cada decaimiento.

7.1 TABLA DE VALORES DE β^* Indica que hay picos de fotoelectrones con $n > 7$.

RESONANCIAS

ESTADO IONICO	2p	3p	4p	5p	6p
2s'	2				
2p'	-0.165±.13				
3s'		2			
3p'	0.122±.04	-0.196±.01	-0.0427±.20		
4p'	0.413±.08	-0.037±.03	-0.214±.01	0.077±.07	
5p'			-0.102±.02	0.25±.12	-0.008±.05
6p'				-0.097±.05	-0.207±.19
7p'*					0.077±.047

Para los resultados observados en los espectros se tiene la siguiente descripción en términos de los principios de conservación:

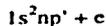
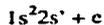
El Berilio es capa cerrada $1s^2 2s^2$ entonces tiene momento angular orbital $L = 0$, momento angular total de spin $S = 0$ y paridad par, por lo que hay un singulete S.

La excitación es de $1s$ a np con radiación linealmente polarizada, las transiciones son de esta forma, si el eje polar de cuantización es Z y es paralelo al vector eléctrico E .

Las transiciones son $\Delta M = 0$ con M proyección del momento angular total, entonces obtenemos la configuración $1s\ 2s^2\ np$.

El spin no cambia en el campo electromagnético entonces el estado final debe tener $S = 0$, $L = 1$, $M = 0$, Π (paridad) = -1. El momento angular orbital Ion + electrón tiene $L = 1$ con $M = 0$.

Tomando en cuenta las reglas de conservación, el átomo excitado puede decaer a los siguientes estados iónicos



nos interesa saber de que manera saldrán los fotoelectrones por lo que se elabora el siguiente análisis.

a) Si tenemos la configuración final iónica $1s^2\ np^1 [L = 1] + e$, como debe de conservarse S, L, M y Π (paridad), el electrón sale en ondas s o d, ya que para el momento angular orbital del fotoelectrón, los valores pueden ser desde $L-1, L, L+1$.

Realizando este análisis resulta que para el fotoelectrón tenemos:

$L = 0$ entonces $\Pi = -1$ entonces el electrón sale en ondas S.

$L = 1$ $\Pi = 1$ como no se conserva la paridad no es posible esta combinación.

$L = 2$ $\Pi = -1$ entonces el electrón sale en ondas D.

b) Si el estado iónico final es $1s^2 2s^1 + e$ el electrón sale en ondas P.

Tomando en cuenta nuevamente la conservación de paridad, la conservación del momento angular orbital y su proyección, se tiene para la configuración $1s^2\ 2s^1 + e$ que el fotoelectrón debe tener $L = 1$ para conservar la paridad y por lo tanto sale en ondas P.

Para los resultados de β realizamos el siguiente análisis. De la expresión (2.1) sabemos que los valores de β varían entre -1 y 2. En el caso de los electrones S tenemos el valor $\beta = 2$ como se muestra en la gráfica (6.1).

Cuando hay electrones emitidos sólo en dirección perpendicular al eje de polarización $\beta = -1$ y cuando existe una distribución esférica $\beta = 0$.

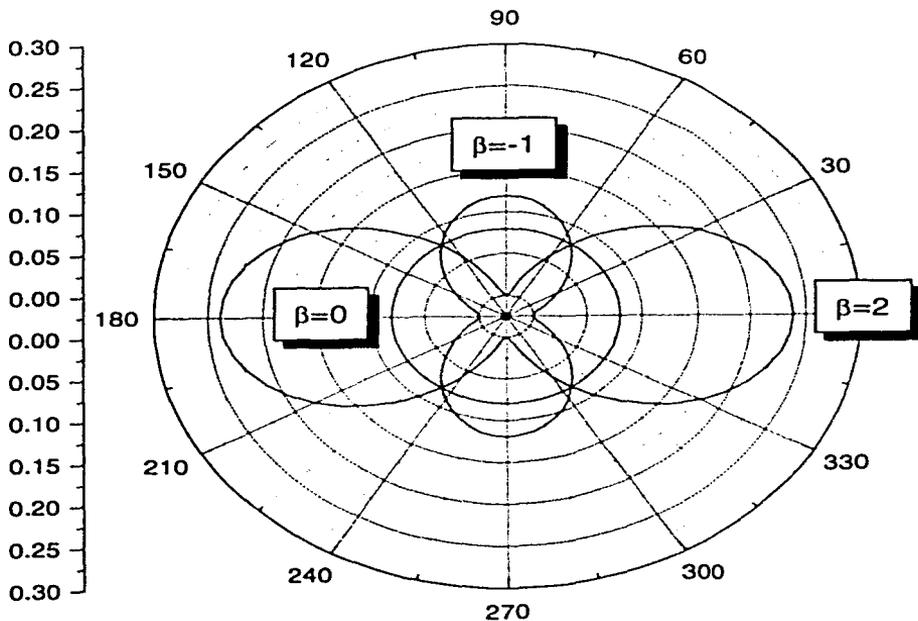


FIG 6.1 GRAFICA PARA $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right]$ EN FUNCIÓN DE θ .

Para analizar el comportamiento de la distribución angular de los fotoelectrones se muestran las gráficas con la β de las distintas transiciones (decaimientos principales)

Graficando $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right)$ con $\sigma = 1$ para las β de los decaimientos principales tenemos las siguientes gráficas.

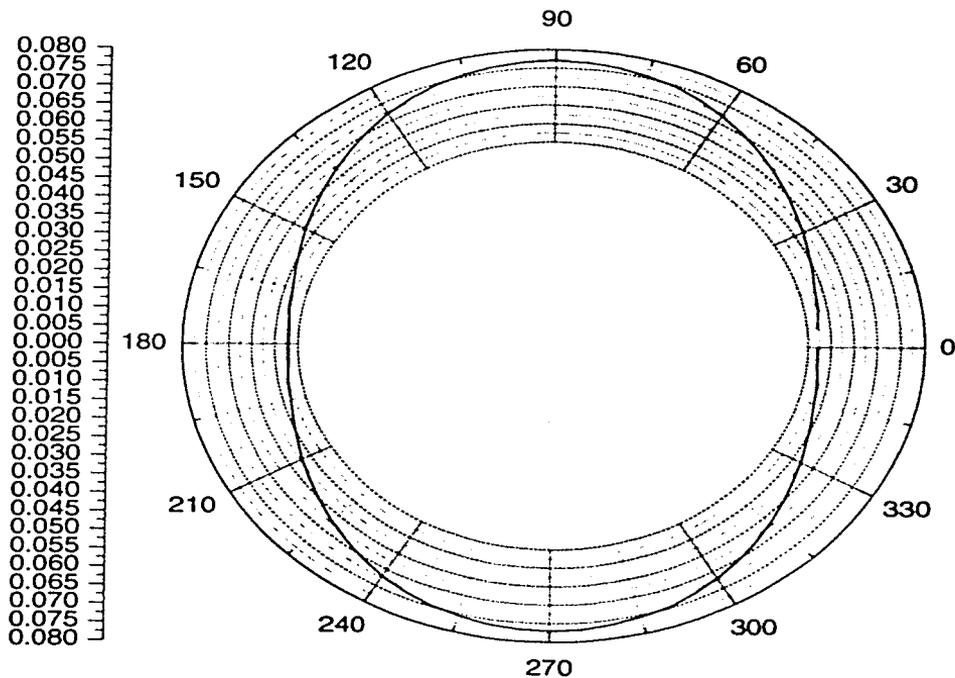


FIG 6.2 GRÁFICA PARA β DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 2p$.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right] \text{ EN FUNCIÓN DE } \theta .$$

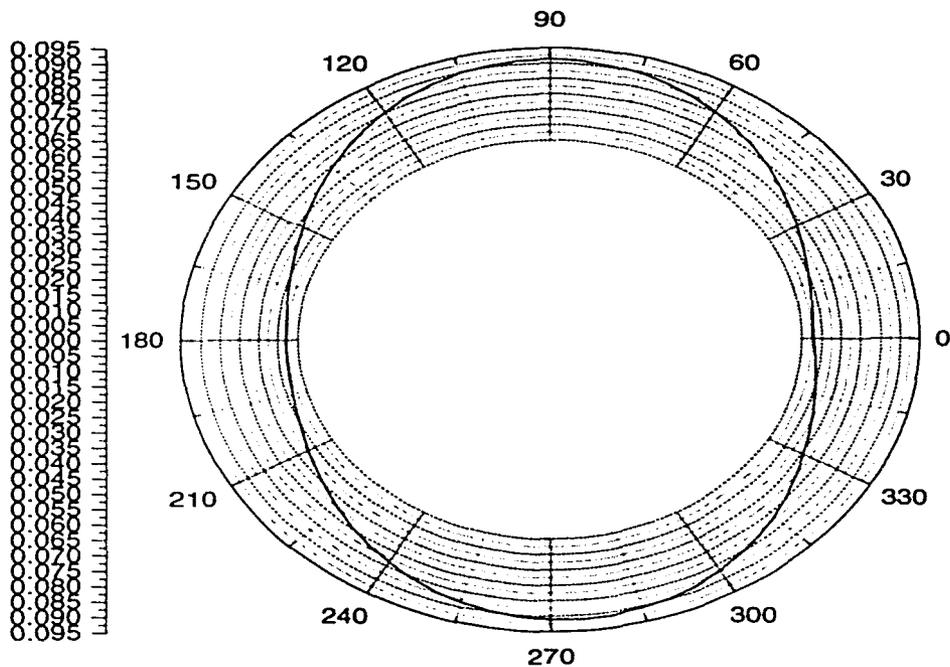


FIG 6.3 GRÁFICA PARA β DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 3p$.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right] \text{ EN FUNCIÓN DE } \theta .$$

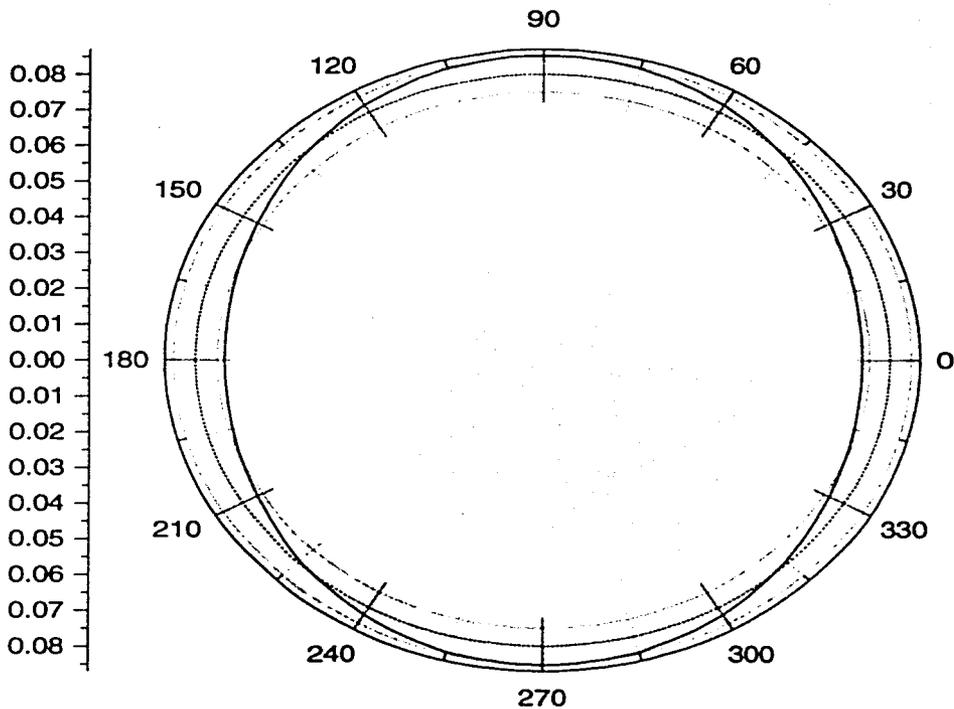


FIG 6.4 GRÁFICA PARA β DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 4p$.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right] \text{ EN FUNCIÓN DE } \theta .$$

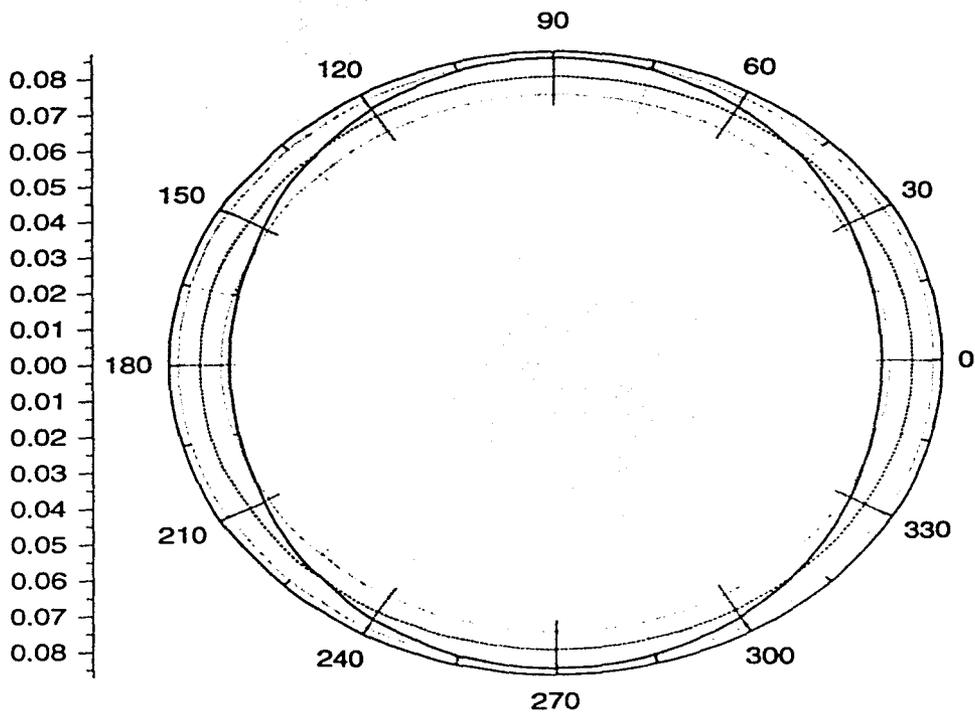


FIG. 6.5 GRÁFICA PARA β DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 5p$.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right] \text{ EN FUNCIÓN DE } \theta .$$

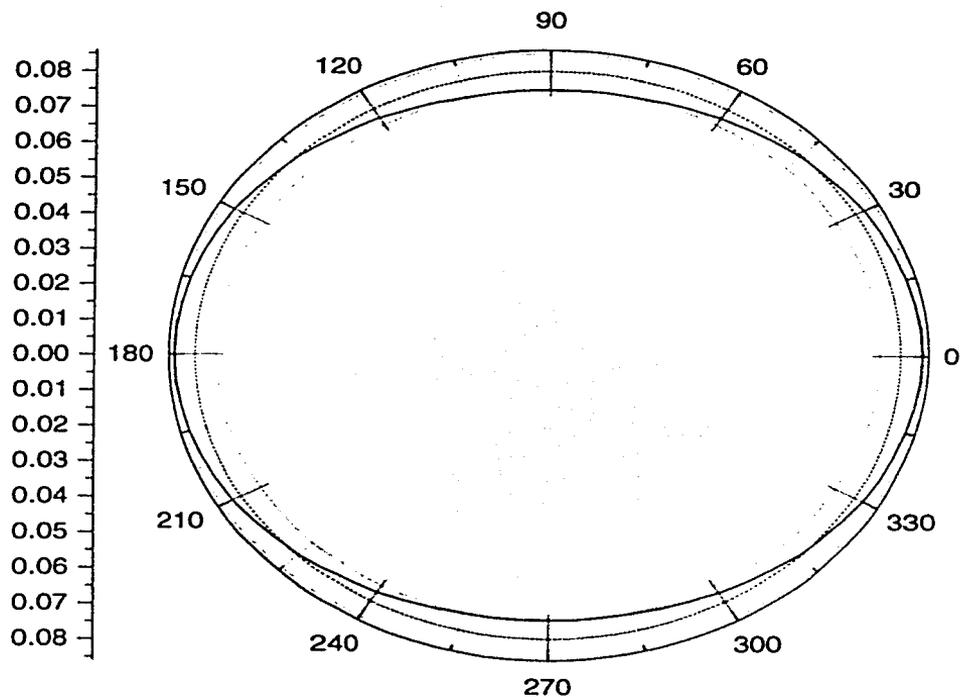


FIG 6.6 GRÁFICA PARA β DE LA TRANSICIÓN $1s \rightarrow 6p$.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right] \text{ EN FUNCIÓN DE } \theta]$$

Para la transición $1s \rightarrow 2p$ se tiene que el decaimiento principal es al estado $2p'$ con decaimientos secundarios a los estados $2s'$, $3p'$ y mas débilmente a los estados $4p'$ y $5p'$ como se evidencia en los espectros para esta transición.

Como se muestra en la tabla 4.1 para el decaimiento $2p'$ hay una β negativa -0.165 , el $3p'$ y $4p'$ presentan β mayores a cero de 0.122 y 0.413 respectivamente.

Para la transición $1s \rightarrow 3p$ resulta que el decaimiento principal es al estado $3p'$ con estados secundarios $3s'$ y $4p'$, basados en los espectros analizados para esta transición.

Los valores de β para esta transición son dos valores negativos, -0.196 para $3p'$ y -0.037 para $4p'$.

En la transición $1s \rightarrow 4p$ el decaimiento principal es al estado iónico $5p'$ y tiene decaimientos secundarios a los estados $4p'$ y $3p'$ como se obtiene de los espectros para esta transición.

Para las β en esta transición hay dos valores que son negativos -0.427 para el decaimiento $3p'$ y -0.214 para $4p'$ y un valor positivo que es el del decaimiento 0.102 en $5p'$.

En $1s \rightarrow 5p$ podemos observar en el espectro correspondiente que el decaimiento principal es al estado iónico $6p'$ además de tener decaimientos iónicos $5p'$ y $4p'$.

Los valores de β en esta transición son positivos 0.077 para $4p'$ y 0.25 para $5p'$ y un valor negativo -0.097 para $6p'$.

En $1s \rightarrow 6p$ tenemos decaimientos iónicos $7p'$ que es el principal y $6p'$ y $5p'$ que son decaimientos secundarios.

Los valores de β son para $5p'$ -0.08 (negativo) y $7p'$ 0.07 (positivo) y el valor para $6p'$ es de - 0.207.

De los resultados obtenemos que el valor máximo medido en magnitud de β es - 0.427 que corresponde al pico $3p'$ de la resonancia $4p$ y el valor mínimo de β es 0.037 para el pico $4p'$ de la resonancia $3p$. El promedio de todos los valores medidos de β para los picos np' es -0.237.

Se exhibe una gráfica del promedio de β . Graficando

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right)$$

con $\sigma = 1$ $\beta = -.2373$ (Que es el promedio de las β obtenida) respecto a θ tenemos lo siguiente.

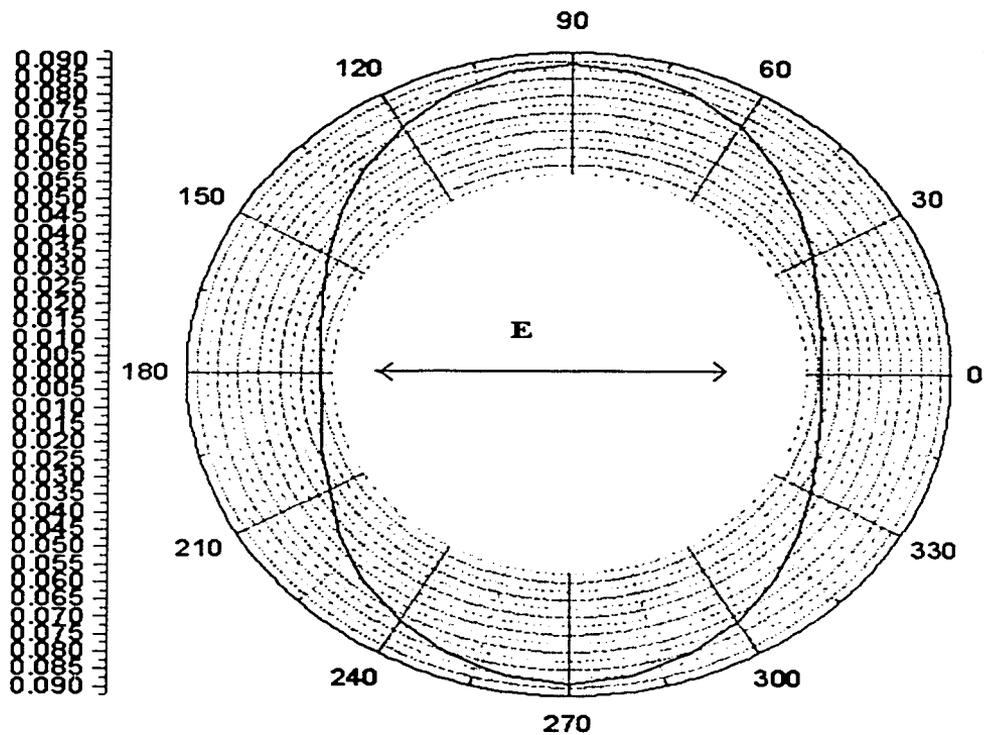


FIG 6.7 GRÁFICA CON β PROMEDIO $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \frac{\beta}{4} (1 + 3p \cos(2\theta)) \right] \right]$ EN FUNCIÓN DE θ .

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

VI CONCLUSIONES.

Los resultados de los espectros para las distintas resonancias concuerdan con los obtenidos en las referencias [1, 2]. La posición de los picos para los decaimientos del estado excitado al estado iónico se encuentran en la misma posición (energía) para todas las transiciones de la forma $1s \rightarrow np$, otra similitud esencial respecto a los resultados anteriores que es el hecho de tener en las mismas resonancias los decaimientos principales y los decaimientos secundarios.

Como se menciona a lo largo de este trabajo el resultado central es la medición del parámetro dinámico β por lo que después de cuantificar los resultados y graficarlos daremos una interpretación física de lo obtenido.

La explicación de que no aparezca en la transición $1s \rightarrow 2p$ a 90° el pico $2s'$ y en la transición $1s \rightarrow 3p$ a 90° , el pico $3s'$ es que en estas transiciones los electrones salen en ondas p que sólo están en la dirección paralela al vector de polarización es decir a 0° es un resultado que predice la teoría por lo que se encuentra la consistencia entre los resultados teóricos y los experimentales.

Notamos que todos los decaimientos principales para cada espectro tienen valores negativos de β es decir nos indican que su comportamiento en la distribución angular es de manera semiesférica con un ligero alargamiento sobre el eje perpendicular del de polarización.

En los resultados para β encontramos que la mayoría son negativos o cercanos a cero y su promedio es negativo $\beta = -0.2373$, sabemos que $\beta = -1$ es el valor para el cual los fotoelectrones salen perpendiculares a la dirección de la radiación y con el valor de $\beta = 0$ tenemos una distribución esférica, con lo que podemos concluir que en lugar de encontrar una distribución angular, como las mostradas en la figura 6.1 se tiene una distribución que

es determinada por las interacciones de los estados $2s$ que intervienen en el decaimiento Auger (uno de estos será en el fotoelectrón medido) y los estados np del átomo excitado.

Observando el resultado $\beta = -0.2373$ podemos concluir que los fotoelectrones en promedio tienen un comportamiento en su distribución angular (medido de igual forma que para cada uno de los decaimientos a partir del eje de polarización) similar al de los decaimientos principales, es decir, semiesférica con un ligero alargamiento hacia el eje perpendicular debido a las interacciones señaladas en el párrafo anterior.

Este trabajo exhibe un comportamiento dinámico del cual no se tenían resultados experimentales, por ser la primera vez que se obtienen resultados para el parámetro β en el átomo de berilio, por lo que se torna sumamente importante para la descripción de su comportamiento dinámico al interactuar con radiación y al mismo tiempo tiene la cualidad de aportar información a cerca de la estructura del átomo, abriendo las perspectivas para que se desarrollen trabajos similares para otros elementos y así tener la capacidad de entender con mayor detalle los fenómenos físicos a escalas atómicas por medio de su interacción con radiación.

VII PERSPECTIVAS.

El experimento realizado en el átomo de berilio es parte de los trabajos que el Doctor José I. Jiménez Mier y Terán viene desarrollando desde hace tiempo siendo su proyección a futuro amplia tomando en cuenta que este tipo de experimentos se han desarrollado en relativamente pocos elementos de la tabla periódica, además de que el Doctor Jiménez está dedicado al trabajo con radiación sincrotrónica y esto amplia la posibilidad de seguir profundizando la investigación en esta área.

Respecto al berilio se pretende realizar un trabajo sobre la fluorescencia de este mismo experimento presentado en la tesis.

VIII APÉNDICES.

APÉNDICE A.

PROPIEDADES DEL BERILIO.

El berilio es un elemento que pertenece a los metales alcalinoterreos de el grupo II A de la tabla periódica. Se utiliza en la metalurgia como un agente endurecedor y tiene diversas aplicaciones nucleares. Fue descubierto en 1798 en oxido por Nicolas -Louis Vaquelin y fue aislado 1828 independientemente por Friedrich Wohler y A-A-B.Bussy, es un metal gris bastante quebradizo a temperatura ambiente. No se encuentra libre en naturaleza. Puede encontrarse el berilio en el planeta en rocas ígneas en un porcentaje de 0.0006%. Es el único metal ligero estable con un punto de la fusión relativamente alto, tiene una conductividad eléctrica excelente (capacidad calorífica alta, propiedades mecánicas buenas a las temperaturas elevadas, resistencia a la oxidación) tiene un estado de la oxidación exclusivo +2 en todos sus compuestos. Los compuestos generalmente son incoloros y tienen un sabor distintivamente dulce.

TABLA A1.PROPIEDADES DEL BERILIO.[9]

RESISTIVIDAD ELÉCTRICA	3.70X10 ⁻⁸ Ωm		
CAPACIDAD CALORÍFICA	16.443 J/ mol k		
PUNTO DE FUSIÓN	1287 °C	a	1 atm
PUNTO DE EVAPORACIÓN	2471 °C.	a	1 atm
PRESIÓN DE VAPOR	1097 °C	a	10 ³ torr

APÉNDICE B

PROCESO AUGER.

En física atómica, se conoce un proceso espontáneo en que un átomo con una vacante del electrón en la capa interior se reajusta a un estado más estable arrojando uno o más electrones al continuo, en lugar de radiar un fotón. Este proceso fotoeléctrico interior se nombra Auger, por el físico Pierre-Victor Auger francés que lo encontró en 1925.

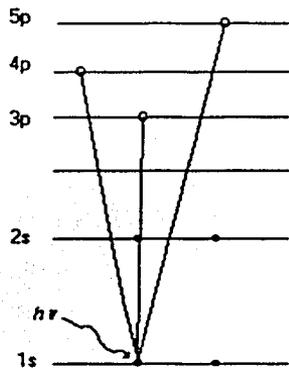
Todos los átomos consisten en un núcleo y capas concéntricas de electrones. Si un electrón en un nivel de energía interno es expulsado por bombardeo de un fotón, un electrón de otro nivel se meterá en la vacante y el sistema tendrá la energía suficiente para expulsar un electrón de uno de los niveles de energía con el resultado que el átomo residual tiene dos vacantes del electrón entonces.

Se muestra (fig 1a ,1b) una representación esquemática del proceso Auger.

En la figura 1a se observa como al ser excitado con un fotón un átomo de la capa interna puede ser trasladado a un estado mas energético que dependerá de la energía con la que incide el fotón.

En la figura 1b se observa el proceso Auger. El electrón 2s pasa a cubrir el hueco de la capa interna mientras el otro electrón 2s aprovecha la energía excedente para salir del átomo.

EXCITACION CON FOTONES



DECAIMIENTO AUGER

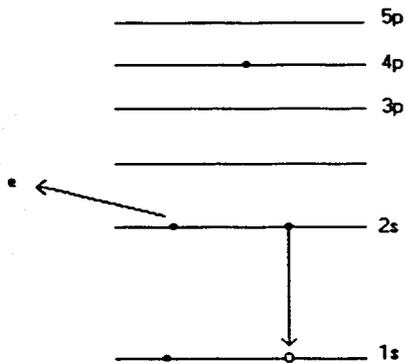


FIG. 1a y 1b

1a)

1b)

IX REFERENCIAS

- [1] Jiménez- Mier J, Schaphorst S, Caldwell C D, Krause M O, 1999 J. Physics. B: At. Mol. Opt. Phys. 32 4301.
- [2] Caldwell C D, Flemming M G, Krause M O, van der Meulen P, Pan C, Starace A F, 1990, Phys Rev. A. 41 1, 542.
- [3] Jiménez- Mier J, 2000, XI Congreso Anual de la SNM / XVII Reunión de la SMSR, Morelia.
- [4] Jauhiainen J, Aksela H, Aksela S, Kivimäki A, Sairanen O P, Nömmiste E, Végh J, 1995, J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys, 28, 3831.
- [5] Krause M O and Wuilleumier 1979. Eléctron spectose.relat.phenom.
- [6] Folleto: HIGHLIGHTS. Synchrotron Radiation Center University of Wisconsin-Madison .
- [7] Folleto: AN INVITATION TO SEE THE LIGHT, Synchrotron Radiation Center University of Wisconsin-Madison EEUU.
- [8] Manual: OAKRIDGE PHOTOELECTRON SPECTROMETRY CHAMBER .
- [9] SYNCHROTRON RADIACIÓN RESEARCH capitulo 5 Manfred O Krause.Plenum publishing Corporation, 1980 EEUU.

[10] HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS David R Lide Editor in chief 74th edition 1993-1994 CRC-PRESS INC EEUU.

[11] J Jimenez, S.B Whitfield, R Whehlitz, H Díaz Jiménez. 2001. J Physics B Atomic, Molecular and Optical Physics.

[12] Krause M, Caldwell D. 1987. Physical Review Letters 2736-2739.

[13] Krause M, Caldwell D. 1987. J Physique 1-6.

[14] V U V and Soft X-Ray Photoionization. Edit. Uwe Becker and David A Shirley. Plenum Press New York 1996. EEUU.

[15] Atomic Inner -Shell Process. Edited By Bernd Crasemann. Experimental Approaches and Applications. Academic Press 1975. EEUU

[16] C.E Moore. Atomic Energy Nat. Bur. Stan. US GPO Was. D.C. 1949. EEUU.