

UCH - FC
MAG - F
H373
C.1

Medición del poder de frenado de partículas α en cobre en el intervalo de energía entre 1,0 a 2,0 MeV

Tesis
entregada a la
Universidad de Chile
en cumplimiento parcial de los requisitos
para optar al grado de
Magíster en Ciencias con mención Física
Facultad de Ciencias

por

Roberto Hauyón Riquelme

Noviembre, 2010

Director de Tesis: **Prof. J. Roberto Morales**



FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD DE CHILE

INFORME DE APROBACIÓN
TESIS DE MAGÍSTER


Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magíster presentada por el candidato

Roberto Hauyón Riquelme

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magíster en Ciencias, con mención Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 18 de Octubre de 2010.

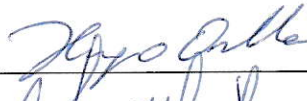
Director de Tesis

Dr. José Roberto Morales Peña

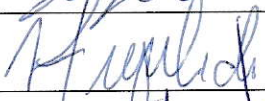


Comisión de Evaluación de la Tesis

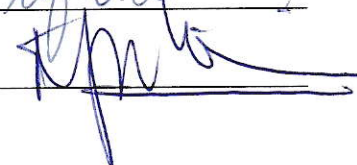
Dr. Hugo Arellano (Presidente)



Dr. Victor Fuenzalida



Dr. Mario Ávila



BIOGRAFÍA



Mi interés por la ciencia comienza desde la infancia, con aquellos programas infantiles que hablaban de ciencia ficción y un futuro tecnológico. Siguiendo este espíritu, en mi colegio El Patrocinio de San José, tanto los profesores como los sacerdotes guiaron mi interés con motivadoras conversaciones con respecto a la ciencia y la necesidad mundial de tener científicos con principios en post de la vida. Una vez terminada la enseñanza media y sin saber que área de la ciencia elegir, tomé un año sabático, acto que molestó a muchos de mis cercanos, pero que contó con el apoyo de mis padres. Paradójicamente, por un error tecnológico, llegué a la carrera de Licenciatura en Ciencias, con mención en Física, a la cual entré con cierto temor ante mi poco conocimiento sobre la carrera. Después de dos meses, el profesor Rodrigo Ferrer logró transmitir el encanto único que solo un científico puede sentir y esto selló cualquier duda del camino que debía seguir. Desde entonces, he seguido sin ninguna cuota de arrepentimiento la carrera de física, pues no sólo me ha dado una capacidad de ver el mundo desde el punto de la ciencia, sino que además he logrado darme cuenta de cómo Dios ha hecho las cosas y como la física tendrá la última palabra ante todas las ciencias.



AGRADECIMIENTOS

Mis más sinceros agradecimientos a todas las personas que me permitieron llevar a cabo esta tesis. En especial deseo agradecer a mi tutor Dr. J. Roberto Morales, jefe de Laboratorio de Física Nuclear y al Profesor Germán Kremer, jefe de Laboratorio de Física de Estado Sólido y a todas las personas que integran el Laboratorio de Física Nuclear por todo los consejos y ayuda prestada en el desarrollo y término de esta tesis. También deseo extender mi agradecimiento a señor Juan Contreras, auxiliar del Laboratorio de Física de Estado Sólido.

A mi familia, por todo el apoyo, paciencia, cariño y afecto dado tanto en el período de Magister como en toda mi vida. También quisiera agradecer a los profesores, en especial a los del Departamento de Física, compañeros y amigos que me dieron los ánimos que necesité durante mi estadía en el Magister.

Deseo agradecer en forma especial al Ingeniero Omar Riquelme (Q.E.P.D), con quién irradié en casi la totalidad de las veces durante todo el período de los experimentos, por su gran paciencia y su entusiasmo, a pesar de todos los problemas que se presentaron al minuto de medir, antes de obtener los resultados que me permitieran realizar esta tesis y al Dr. Pedro Miranda, que me enseñó el funcionamiento del acelerador de partículas, el uso de la cámara de RBS, y como usar las herramientas que me permitieron realizar mis mediciones en el Laboratorio de Física Nuclear. Sin él, no habría podido iniciar mi proyecto de tesis ni su término.

Quisiera, también agradecer a tres profesores que tuve en el Magister y Licenciatura, Jaime Röessler y Miguel Lagos, cuya recomendación fue fundamental para entrar a este Magister, además por todo lo que me enseñaron, tanto en los ramos que rendí con ellos como en esas largas conversaciones de física y de la vida en general y a Germán Kremer, tanto por todo el tiempo invertido enseñándome a usar los equipos



del Laboratorio de Física de Estado Sólido como por sus consejos.

Agradezco también el financiamiento dado por la beca Fondo de Pedagogía, de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile, que financió dos años del Magister y al proyecto INI 06/02-2, cuyo investigador responsable es Dr. Pedro Miranda, por el financiamiento para la exposición de este trabajo en el XVI Simposio Chileno de Física, realizado en la Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, en Noviembre de 2008.

Finalmente, termino de agradecer a Jessica Parra, Cristian Farías, Valeria Bustos y Mónica Nuñez , por ayudarme a terminar la redacción de mi tesis, pues el autor, por un accidente, quedó con su brazo derecho completamente inutilizado durante el último periodo de escritura de tesis.



RESUMEN

El objetivo del proyecto fue el medir el poder de frenado de partículas alfa sobre cobre en el rango de energías 1,0 a 2,0 MeV, en el acelerador de partículas Van de Graaff KN3750 de la Facultad de Ciencias, Universidad de Chile. La principal motivación del estudio es que en la actualidad existe discrepancia entre los valores aportados por varios grupos de investigación en sus datos experimentales de poder de frenado del cobre en estos rangos de energías con las partículas α . Se contrastó los datos obtenidos con la teoría de Bethe-Bloch, calculadas por el programa computacional SRIM, y con resultados de otros laboratorios. Se obtuvo consistencia entre los valores experimentales con los cálculos propuestos por SRIM.



ABSTRACT

The objective of this project was to measure the stopping power of alpha particles at determined energies, from 1.0 to 2.0 MeV at the on copper at Van de Graaff KN3750 accelerator, Science Faculty, University of Chile. There is a strong motivation to preform this study due to the significant disagreement of stopping power results provides by several authors in this energy range. Our results have been compared with calculations using the Bethe-Block's theory provided by SRIM software, and published works of other laboratories in parallel. The average values are close to SRIM estimations.

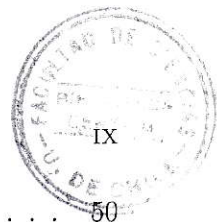


Índice

| | |
|--|----|
| 1. Introducción | 1 |
| 2. Fundamentos teóricos para la metodología experimental y una descripción de su uso | 4 |
| 2.1. Poder de frenado. | 4 |
| 2.1.1. Poder de frenado electrónico. | 6 |
| 2.1.2. Poder de frenado nuclear | 6 |
| 2.1.3. La fórmula de Bethe-Bloch | 7 |
| 2.2. Curva de Bragg | 9 |
| 2.3. Dispersión estadística de energía | 9 |
| 2.4. Espectroscopía de Rutherford Backscattering | 10 |
| 2.4.1. Cinemática de colisiones | 10 |
| 2.4.2. Factor cinemático | 12 |
| 2.5. Metodologías para obtener el espesor de los blancos autosoportantes. | 13 |
| 2.5.1. Por interferometría óptica de Tolansky. | 13 |
| 2.5.2. Determinando la densidad superficial. | 14 |
| 2.6. Programas computacionales usados en la tesis | 16 |
| 2.6.1. SRIM | 16 |
| 2.6.2. SIMNRA | 16 |



| | |
|--|-----------|
| 2.7. Estimación del poder de frenado | 17 |
| 3. Metodología Experimental | 18 |
| 3.1. Fabricación de los Blancos | 18 |
| 3.1.1. Blanco usado en la dispersión de partículas α | 21 |
| 3.1.2. Blanco auto soportante de cobre | 22 |
| 3.1.3. Muestra preparada para determinar el espesor por el Método de Tolansky | 23 |
| 3.2. Caracterización de la Muestras | 23 |
| 3.2.1. Método de interferometría óptica de Tolansky | 23 |
| 3.2.2. Método RBS para determinar el espesor y pureza de las muestras | 25 |
| 3.3. Medición del Poder de Frenado de cobre entre 1,0 y 2,0 MeV con partículas α | 27 |
| 4. Análisis de los Datos y Resultados | 28 |
| 4.1. Control de calidad de las muestras fabricadas a través del método de evaporación | 28 |
| 4.2. Determinación del poder de frenado | 29 |
| 4.3. Intercomparación de los resultados con el modelo propuesto por SRIM | 39 |
| 4.4. Comparación de los resultados con otros laboratorios | 41 |
| 5. Conclusiones | 44 |
| A. Apéndice | 46 |
| A.1. Sección Eficaz de retrodispersión de Rutherford | 46 |
| B. Apéndice | 50 |



| | |
|--|-----------|
| B.1. Calibración de la energía del acelerador | 50 |
| C. Apéndice | 51 |
| C.1. Calibración del sistema espectroscópico | 51 |
| D. Apéndice | 53 |
| D.1. Reducción de la intensidad de un haz de partículas α | 53 |



Índice de figuras

| | |
|---|----|
| 2.1. Gráfico de una simulación de poder de frenado de iones de partículas alfa sobre cobre tomada del NIST [29]. Se puede apreciar las contribuciones por colisiones nucleares y electrónicas | 5 |
| 2.2. Colisión elástica entre dos partículas. a) en el sistema del laboratorio donde el ángulo de dispersión y el ángulo de retroceso están definidos como positivos entre las direcciones de movimiento después de la colisión y la del haz incidente. b) en el sistema del centro de masa, donde ϵ es el ángulo de dispersión en este último sistema. | 11 |
| 2.3. Esquema experimental típico para determinación de espesor de muestras por M.I.O. Tolansky, donde además se incluye un esquema de lo que se observa en el microscopio. | 14 |
| 2.4. Representación del impacto de un haz de iones sobre una muestra para su caracterización por RBS. | 15 |
| 3.1. Disposición de las muestras en la antes de evaporar. | 21 |
| 3.2. Desprendimiento de la película autosoportante del sustrato. | 23 |
| 3.3. Imagen obtenida en el microscopio de Tolansky. | 24 |
| 3.4. Esquema del montaje experimental para espectroscopía RBS. | 25 |
| 3.5. Esquema del montaje experimental para determinar el poder de frenado. | 26 |



| | |
|---|----|
| 4.1. Espectro RBS de partículas α de 2.2 MeV sobre la partícula auto-soportante de cobre utilizada para el experimento. | 29 |
| 4.2. Fotografía de la película examinada en el microscopio de interferometría óptica de Tolansky. Es posible apreciar el desplazamiento en los escalones debido al corrimiento por la película de cobre | 30 |
| 4.3. Espectro de la fuente triple alfa para la calibración del sistema espectroscópico. Es posible observar en este espectro las energías [39] características del ^{239}Pu , del ^{243}Am y del ^{244}Cm . El tiempo real de medición fue de 1200 segundos. | 32 |
| 4.4. Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1822 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1822 keV con FWHM de 20 keV con un total de 814 cuentas y cuentas netas 808 ± 29 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1650 keV con FWHM de 35 keV con un área total de 789 cuentas y cuentas netas de 789 ± 28 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos. | 33 |
| 4.5. Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1668 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1668 MeV con FWHM de 20 keV con un total de 1061 cuentas y cuentas netas de 1055 ± 32 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1494 keV con FWHM de 37 keV con un total de 1018 cuentas y cuentas netas de 981 ± 35 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos. | 34 |



- 4.6. Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1514 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1514 keV con FWHM de 20 keV con un total de 1084 cuentas y cuentas netas de 1084 ± 32 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1337 keV con FWHM de 37 keV con un total de 1009 cuentas y cuentas netas de 974 ± 35 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos. 35
- 4.7. Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1358 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1358 keV con FWHM de 20 keV con un total de 1433 cuentas y cuentas netas de 1419 ± 38 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1178 keV con FWHM de 38 keV con un total de 1392 cuentas y cuentas netas de 1350 ± 40 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos. 36
- 4.8. Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1048 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1048 keV con FWHM de 20 keV con un área gruesa de 4258 cuentas y un área neta de 4219 ± 66 cuentas. En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 862 keV con FWHM de 36 keV con un total de 3684 cuentas y cuentas netas de 3242 ± 80 cuentas. En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos. 37



| | |
|---|----|
| 4.9. Gráfico de nuestros resultados de poder de frenado de partículas alfa sobre Cu. | 40 |
| 4.10. Gráfico de valores de poder de frenado de partículas alfa sobre cobre por distintos laboratorios. | 42 |
| 4.11. Gráfico de poder de frenado de partículas alfa sobre cobre, en más detalle, en la zona de nuestras mediciones y se muestra resultados de otros autores. | 43 |

Capítulo 1

Introducción

Actualmente hay un gran interés por conocer con mejor exactitud varios parámetros nucleares como secciones eficaces de reacciones y poder de frenado [1–11]. En particular, el poder de frenado, tiene varias décadas de estudio, tanto a nivel experimental como a nivel teórico. Dentro de estas últimas dos décadas se han incluido para su estudio técnicas de simulación para diversos usos [12–17] y nuevas metodologías experimentales [18–22]. Las motivaciones actuales para este estudio van desde su uso en la física médica, y en ciencias espaciales. Recientemente [23] en la Comisión Chilena de Energía Nuclear CCHEN, en el Departamento de Materiales Nucleares y a través de un convenio de colaboración con la empresa Sueca Swedish Nuclear Fuel and Waste Management Co, (SKB), se realiza un estudio de la resistencia del cobre frente a la corrosión y a la irradiación. Este uso no tradicional de cobre sumado a que nuestro país es un gran productor de cobre hace aún más atractivo el desarrollo y la investigación que pretende utilizar cobre dopado con fósforo como blindaje para desechos nucleares de alta actividad por emisión de partículas α .

El cobre es un material que combina entre muchas cosas, una buena resistencia a la corrosión, alta conducción térmica y eléctrica, y atractivas propiedades mecánicas a temperaturas bajas, ambiente y moderadamente altas. En países como Suecia [23,24]

y Finlandia [23] se ha seleccionado a los contenedores con paredes de cobre como la mejor alternativa para aislar desechos nucleares de alta actividad.

El poder de frenado lineal $S(E)$ se define como el valor esperado de la tasa de pérdida de energía por unidad de distancia recorrida, Δx , por una partícula cargada determinada, de energía cinética E , en un medio absorbente de número atómico Z .

Haciendo un recorrido histórico del estudio teórico, se puede encontrar que la expresión de uso más extendido para el cálculo del poder de frenado fue obtenida por Hans Bethe en el año 1931 [25, 26] utilizando la aproximación clásica propuesta por Bohr en 1913 a primer orden, usando un enfoque cuántico. El método se basa en el supuesto de que el ion incidente está totalmente libre de electrones, se mueve mucho más rápido que los electrones del blanco, y es mucho más pesado que ellos. Más tarde, Felix Bloch corrigió los resultados de Bethe uniendo lo obtenido por la aproximación cuántica de Hans Bethe con la aproximación clásica de Bohr. Finalmente Ugo Fano [26] en el año 1961 extendió estos trabajos a colisiones inelásticas en medios condensados (líquidos y sólidos) para obtener la expresión conocida como la fórmula de Bethe-Bloch [26, 27], la cual está descrita en el capítulo 2 de esta tesis.

Cabe destacar que existen mediciones hechas en diversos laboratorios del mundo [8], que han aportado valores de $S(E)$, las cuales se han convertido en una base de información muy extensa, pero que necesita aun verificación. En el caso de partículas α incidiendo sobre cobre es evidente la discrepancia que existe, entre los datos disponibles y predicciones semi-empíricas, tal como se podrá apreciar al comparar las mediciones de esta tesis con una de las bases de datos existentes, lo que se ilustra

en el capítulo 4 de ésta.

En este trabajo nos centraremos en el estudio de haces de partículas α incidiendo sobre películas delgadas de cobre, presentando una metodología experimental que permite la medición del poder de frenado, despreciando los efectos debido a su dispersión estadística de energía. Estos resultados de $S(E)$ fueron obtenidos con haces de partículas α generadas en el acelerador Van de Graff de la Facultad de Ciencias, en el rango de energías 1,0 a 2,0 MeV sobre películas delgadas de cobre, fabricadas en Laboratorio de Física del Estado Sólido, también perteneciente a la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos para la metodología experimental y una descripción de su uso

2.1. Poder de frenado.

La energía perdida por una partícula cargada por unidad de camino recorrido al atravesar un material, se define como el poder de frenado, *stopping power*, y se representa con la función $S(E)$:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx}. \quad (2.1)$$

En su camino a través del sólido, el ión pierde paulatinamente su energía y el poder de frenado varía continuamente, ya que depende fuertemente de la energía del ión incidente. El poder de frenado, como función de la energía, se puede dividir en dos regiones separadas por un máximo, el cual es denominado pico de Bragg. Usualmente para las partículas alfa este máximo se observa entorno a 1 MeV [28,29]. A mayores energías la función decrece como $1/E$, rango descrito por la teoría de Bethe-Bloch [27].

La teoría de Bethe-Bloch se aplica para altas energías y velocidades no relativis-

tas. En forma más precisa cuando la velocidad del proyectil es $V_0 \gg v_0 Z_1^{2/3}$, donde $v_0 = 2,2 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ es la velocidad de Bohr y Z_1 es el número atómico del ion incidente. Esta teoría es válida hasta que la velocidad se aproxima a $v_0 Z_1^{2/3}$. Como las colisiones electrónicas y nucleares se pueden considerar independientes entre sí, el poder de frenado puede expresarse como la suma de los dos términos, uno proveniente de las colisiones electrónicas y el otro de las nucleares:

$$\frac{dE}{dx} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{nuclear}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{electrónico}} \quad (2.2)$$

La región de transición, alrededor del máximo del poder de frenado sólo se describe empíricamente. A muy bajas energías del ion, algunos keV, justo antes del final del camino del ion prevalece el poder de frenado nuclear.

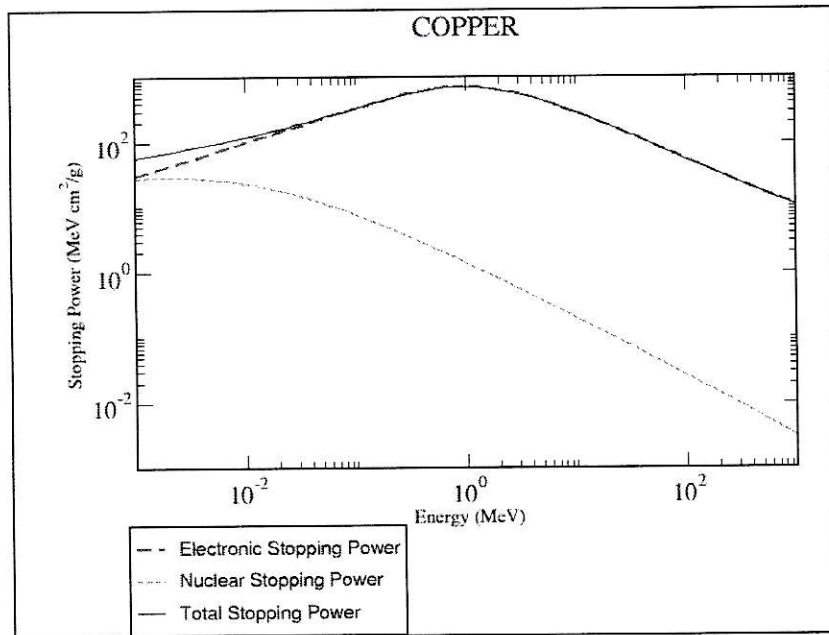


Figura 2.1: Gráfico de una simulación de poder de frenado de iones de partículas alfa sobre cobre tomada del NIST [29]. Se puede apreciar las contribuciones por colisiones nucleares y electrónicas

2.1.1. Poder de frenado electrónico.

Desde el punto de vista de la interacción con los electrones la pérdida de energía del ion en la materia se puede dividir en tres fases:

- i) Energía transferida: Durante la primera fase la energía del ion es transferida a los electrones individuales del material. La energía perdida por el ion y el desvío de su trayectoria pueden ser determinados a partir de las mediciones del ángulo y la energía antes y después de atravesar la muestra.
- ii) Cascadas de colisiones electrónicas: La segunda fase es la emisión de electrones, los cuales transportan la energía en forma aproximadamente perpendicular a la dirección del ion y hasta distancias del orden del micrón.
- iii) Cascadas de colisiones atómicas: Al final del recorrido predomina la interacción atómica y se forman cascadas de colisiones, por lo general en una distancia de $0,01 \mu m$.

2.1.2. Poder de frenado nuclear

A medida que disminuye la energía del proyectil las nubes electrónicas que rodean los núcleos del blanco dificultan la penetración del ión incidente. En un caso límite el proceso de impacto se puede representar por la colisión de dos esferas rígidas de masa comparable. Los valores existentes muestran en general que si se incrementa la energía a valores mayores que $0,1 \text{ MeV/uma}$ (se usa esta unidad para normalizar la energía de un ión incidente a su respectiva masa atómica), las nubes electrónicas de ambos átomos se interpenetran y se puede observar un fenómeno del tipo de una dispersión de Rutherford pura. Las colisiones atómicas permiten una transferencia directa de momentum y energía del proyectil al átomo de la muestra. Podemos ver la

contribución del poder de frenado tanto el electrónico como el nuclear en la Figura 2.1

2.1.3. La fórmula de Bethe-Bloch

Un tratamiento cuántico fue realizado por primera vez por Bethe, Bloch y otros autores para obtener una expresión del poder de frenado [26, 27]. En este cálculo la transferencia de energía se parametriza en términos de una transferencia de cantidad de movimiento en lugar de hacerlo mediante el parámetro de impacto, como en el cálculo de Bohr [26]. Esto es más realista pues la transferencia de cantidad de movimiento es una cantidad medible mientras que el parámetro de impacto no lo es. La fórmula así obtenida es

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2 Z_1^2}{A_2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z_2} \right]. \quad (2.3)$$

Los términos de esta ecuación se resumen en la tabla 2.1.

Se consideran dos contribuciones al poder de frenado, las pérdidas por colisión y las pérdidas por radiación de frenado. Esta última es más importante para electrones, protones y muones.

La extensión de la ecuación (2.3) para la partícula cargada por camino recorrido se puede extender a un medio constituido por varios elementos. En tal caso se obtiene

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{\omega_1}{\rho_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_1 + \frac{\omega_2}{\rho_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_2 + \dots, \quad (2.4)$$

donde ω_n es la fracción en peso de los elementos del compuesto, y viene dada por

| | |
|--------------------------|---|
| $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2$ | $0,1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$ |
| r_e | radio clásico del electrón = $2,817 \times 10^{-13} \text{ cm}$ |
| m_e | masa del electrón |
| N_a | Constante de Avogadro = $6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ |
| I | potencial de excitación promedio |
| Z_2 | número atómico del material absorbente |
| A_2 | número másico del material absorbente |
| ρ | densidad del material absorbente |
| Z_1 | carga de la partícula incidente |
| β | v/c |
| γ | $1/\sqrt{1-\beta^2}$ |
| δ | corrección de densidad |
| C | corrección de capa |
| W_{max} | energía máxima transferida en una colisión |

Tabla 2.1: Significados de términos de la ecuación.

$$\omega_n = \frac{a_i A_i}{A_m},$$

con a_i el número de átomos del elemento i -ésimo en la molécula y A_i su peso atómico, $A_m = \sum a_i A_i$.

Expandiendo (2.3) explícitamente y reagrupando los términos, se pueden definir valores efectivos para Z , A , I , δ y C que pueden utilizarse directamente en la fórmula de Bethe-Bloch, dada por (2.3). Éstos valores vienen dados por:

$$\begin{aligned} Z_{\text{ef}} &= \sum a_i Z_i, \\ A_{\text{ef}} &= \sum a_i A_i, \\ \ln I_{\text{ef}} &= \sum \frac{a_i Z_i \ln I_i}{Z_{\text{ef}}}, \\ \delta_{\text{ef}} &= \sum \frac{a_i Z_i \delta_i}{Z_{\text{ef}}}, \\ C_{\text{ef}} &= \sum a_i C_i. \end{aligned}$$

2.2. Curva de Bragg

Se le llama así a la curva obtenida al graficar la pérdida de energía por unidad de camino recorrido de las partículas cargadas que penetran en un material en función de la distancia recorrida por éstos o de la energía del haz incidente. En el primer caso, esta curva es ligeramente ascendente al principio, donde la partícula tiene aún una alta velocidad y pierde energía de forma relativamente constante; después alcanza un valor máximo, conocido como *pico de Bragg*, donde el ion está muy ralentizado, por lo que empieza a recoger carga y la curva decae. Esta caída puede ser abrupta, dependiendo del número atómico del ion. Así, las partículas con un número mayor de cargas nucleares empiezan a recoger electrones más temprano en su proceso de desaceleración. En el segundo caso la forma de la curva también muestra un valor máximo, al cual nuevamente se le asocia el nombre *pico de Bragg*. Para esta tesis se uso esta última forma.

2.3. Dispersión estadística de energía

El proceso de pérdida de energía de una partícula [12, 27, 30, 31] que atraviesa un medio material está sujeto a fluctuaciones estadísticas. Por lo tanto un haz de partículas monoenergético presentará una dispersión de energía luego de atravesar un espesor Δx de material homogéneo. Este fenómeno se conoce como dispersión estadística de energía, *straggling*, y limita la precisión con la cual tanto las pérdidas de energía como las penetraciones en una muestra pueden ser determinadas.

2.4. Espectroscopía de Rutherford Backscattering

2.4.1. Cinemática de colisiones

La cinemática de una colisión elástica entre dos partículas a velocidades no relativistas es simple. Sea M_1 la masa de una partícula incidente con energía E_0 y velocidad V_0 referidas al sistema del laboratorio, o sistema L , y M_2 la masa de un átomo del blanco en reposo antes de la colisión. Después del choque el proyectil transfiere energía a la partícula del blanco, adquiriendo ambas partículas energías y velocidades E_1 y V_1 para el proyectil, y E_2 y V_2 para el átomo del blanco. Debido a la conservación de la cantidad de movimiento y de la energía se pueden determinar las nuevas variables cinéticas, obteniéndose que las velocidades de las partículas después de la colisión son

$$V_1 = V_{10} + \frac{M_1 V_0}{M_1 + M_2} = V_{10} + \frac{P_0}{M_1 + M_2}, \quad (2.5)$$

y

$$V_2 = V_{20} + \frac{M_1 V_0}{M_1 + M_2} = V_{20} + \frac{P_0}{M_1 + M_2}, \quad (2.6)$$

donde $M_1 V_0 = P_0$ es el módulo del momentum de la partícula incidente antes de la colisión y V_{10} y V_{20} son las rapidezces de las partículas incidente y retrodispersada respecto al centro de masa del sistema.

Multiplicando por M_1 y M_2 respectivamente las ecuaciones anteriores, se obtiene la cantidad de movimiento de cada una de las partículas, P_1 y P_2 , después de la colisión.

Sumando estos dos momentos se puede obtener una expresión de los mismos en función de la masa reducida del sistema, $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, y de P_0

$$P_1 + P_2 = \mu V_0 + \frac{M_1 P_0}{M_1 + M_2}. \quad (2.7)$$

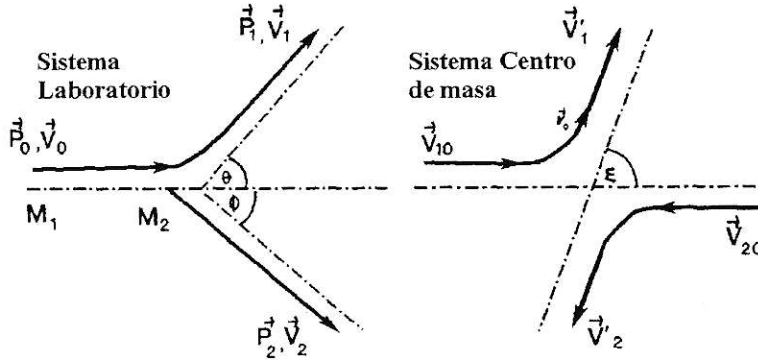


Figura 2.2: Colisión elástica entre dos partículas. a) en el sistema del laboratorio donde el ángulo de dispersión y el ángulo de retroceso están definidos como positivos entre las direcciones de movimiento después de la colisión y la del haz incidente. b) en el sistema del centro de masa, donde ϵ es el ángulo de dispersión en este último sistema.

La figura 2.2 muestra la colisión en el sistema L y en el sistema del centro de masa, C.M. En el sistema L , ϕ es el ángulo emergente del blanco con respecto a la dirección del haz incidente, mientras que θ es el ángulo de deflexión del proyectil. En el sistema C.M. ϵ es el ángulo de dispersión. Todos estos ángulos están relacionados entre sí mediante las siguientes expresiones

$$2\phi = \pi - \epsilon \quad \tan \theta = \frac{M_2 \sin \epsilon}{M_1 + M_2 \cos \epsilon}, \quad (2.8)$$

$$\cos^2 \phi = \frac{(M_1 + M_2)^2 - \left(M_1 \cos \theta p \sqrt{M_2^2 - M_2^2 \sin^2 \theta} \right)^2}{4M_1 M_2}, \quad (2.9)$$

$$\tan \theta = \frac{\sin(2\phi)}{(M_1/M_2) - \cos(2\phi)}. \quad (2.10)$$

2.4.2. Factor cinemático

Cuando el ion incidente se encuentra en las proximidades de un núcleo ambos sufren una interacción coulombiana elástica (si la energía del ion es lo suficientemente baja para que no se produzca una reacción nuclear). La relación entre las energías inicial y final del ion depende sólo de la relación de masas de los núcleos involucrados y del ángulo de dispersión, las que están relacionadas de la siguiente manera [12]:

$$E_1 = K E_0, \quad (2.11)$$

donde K (factor cinemático) está dado por

$$K = \left(\frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right)^2, \quad (2.12)$$

el cual depende del ángulo de dispersión y de las diferentes masas. Para expresar el factor cinemático en función del ángulo de retroceso, θ , se debe obtener la relación entre la energía de la partícula incidente y la energía del átomo que retrocede

$$E_2 = K' E_0, \quad (2.13)$$

donde K' es

$$K' = \frac{4M_1M_2 \cos^2 \phi}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (2.14)$$

Por lo tanto la energía del ion después de la colisión y la energía transferida al átomo que retrocede, quedan totalmente determinadas por medio del factor cinemático.

La expresión para $\cos^2 \phi$ fue presentada anteriormente (K_0, K' respectivamente). Estos factores cinemáticos están relacionados entre sí mediante la expresión $K_0 = 1 - K'$. Es importante notar que estos factores cinemáticos dependen sólo del cociente entre las masas y de los ángulos de dispersión o de retroceso, o sea del factor geométrico. Por lo tanto estas expresiones contienen la información esencial que permite separar las diferentes masas. De las ecuaciones (2.14) y (2.12) se puede ver que si $\phi = \pi/2$, la energía de retroceso será nula, y cuando $\theta = 0$ será máxima en el sistema de laboratorio. De la energía de la partícula retrodispersadas se obtiene información de la profundidad y de la relación de masas. De su intensidad se obtiene información de su concentración.

2.5. Metodologías para obtener el espesor de los blancos autoportantes.

2.5.1. Por interferometría óptica de Tolansky.

El método de interferometría óptica de Tolansky (M.I.O. Tolansky) [32] permite determinar el espesor de un blanco delgado si el material es reflectante y tiene un espesor inferior a la longitud de onda de la luz visible. A diferencia del RBS, ésta es una técnica destructiva, cuando el blanco no es lo suficientemente reflectante. Por lo tanto es conveniente colocar sobre la muestra un material reflectante. Usualmente lo que se hace es medir sobre una muestra gemela para ser examinada.

La relación que permite determinar el espesor es

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{2d}, \quad (2.15)$$

siendo L el corrimiento de las líneas debido al escalón y d es la separación entre las líneas de interferometría destructiva. La disposición de esta metodología se muestra en la figura 2.3.

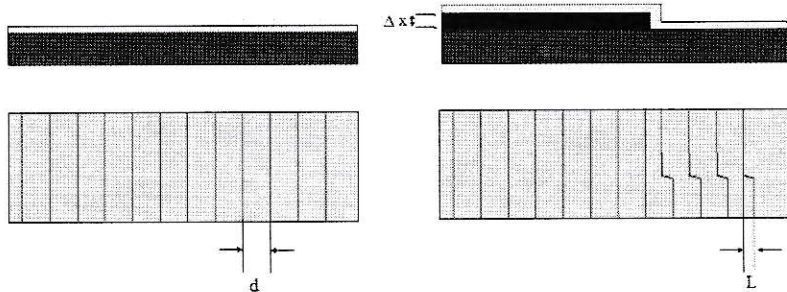


Figura 2.3: Esquema experimental típico para determinación de espesor de muestras por M.I.O. Tolansky, donde además se incluye un esquema de lo que se observa en el microscopio.

2.5.2. Determinando la densidad superficial.

En la figura 2.4 se presenta una representación del impacto del haz de iones sobre una muestra a analizar por RBS. Los iones, que inciden sobre la muestra con una energía E_0 y con un ángulo entre haz incidente y el detector, van perdiendo gradualmente su energía a medida que penetran, hasta colisionar elásticamente con algún átomo del blanco [12]. El haz de iones es retrodispersado con una energía menor como se explicó en la sección (2.4.2). La partícula incidente comienza a atravesar el material, en su camino hacia la superficie, perdiendo progresivamente su energía. Si el detector está ubicado a un ángulo β respecto a la normal a la muestra (ángulo de retroceso ϕ) y subtende un ángulo sólido $\Delta\Omega$, entonces el número total de partículas Y_z del elemento z que llegan al detector con energía E_d provenientes de un entorno Δx a la profundidad x es

$$Y_z = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi, E_1) \Delta\Omega Q N_z(x) \frac{\Delta x}{\cos \alpha}, \quad (2.16)$$

donde $d\sigma/d\Omega$ es la sección eficaz diferencial para dicha colisión, Q el número de partículas incidentes y $N_z(x)$ la concentración de la especie z a la profundidad x .

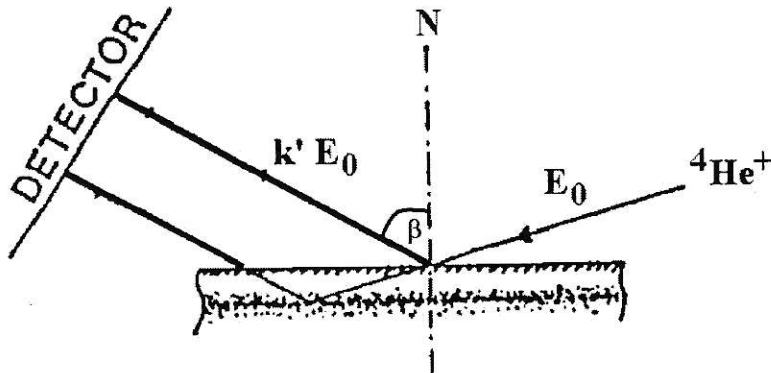


Figura 2.4: Representación del impacto de un haz de iones sobre una muestra para su caracterización por RBS.

A partir de la relación (2.15) se puede determinar la concentración $N_s(x)$ de cada elemento que compone la muestra, en función de la profundidad x .

Para el análisis de datos se usó el programa SIMNRA [12].

La relación matemática que permite determinar el espesor conociendo su densidad superficial es:

$$\Delta x = \frac{N_s M_a}{N_a \rho}, \quad (2.17)$$

siendo N_s la densidad superficial, M_a la masa atómica, la constante de Avogadro N_a y ρ la densidad del material.

2.6. Programas computacionales usados en la tesis

2.6.1. SRIM

Sigla que significa *the Stopping and Range of Ions in Matter* [9] consiste en un programa que permite calcular el poder de frenado y la posible penetración de iones en un material en el rango de energía entre 10 eV y 2 MeV, usando un tratamiento cuántico de las colisiones entre iones y átomos. El código configura algoritmos estadísticos que permiten evaluar la probabilidad del ion de propagarse entre colisiones y después promediar los resultados de la colisión sobre el intervalo considerado. Durante las colisiones, el ion y los átomos del blanco interactúan por colisiones coulombianas apantalladas, que incluyen el intercambio y las interacciones de correlación entre las capas de electrones adyacentes. Calcula las pérdidas de energía utilizando tablas de valores que fueron originalmente derivadas en 1984 utilizando los métodos descritos en el libro de uno de sus autores, J. F. Ziegler [33]. El estado de carga del ion dentro del blanco se describe usando el concepto de carga efectiva, que incluye un estado de carga dependiente de la velocidad y apantallamiento de gran alcance debido a la población de electrones colectivos del blanco.

2.6.2. SIMNRA

SIMNRA [12] es un software diseñado para el sistema operativo Microsoft Windows, para la simulación de espectros de retrodispersión para el análisis de haces de partículas ionizadas con energías del orden MeV. Su objetivo principal es la simulación de espectros de retrodispersión, tanto del tipo Rutherford como el no Rutherford, reacciones nucleares y ERDA [13]. Según la información entregada por el programador, incluye en su base de datos poco más de trescientas diferentes secciones

transversales tipo no Rutherford y de reacciones nucleares para protones, deuterones e iones ^3He y ^4He . SIMNRA es también capaz de simular espectros para cualquier combinación de blancos e iones, incluyendo iones pesados y para cualquier geometría, incluyendo películas arbitrarias dispuestas frente al detector. Usa además los valores de poder de frenado de Andersen-Ziegler y los de pérdida de energía asociada a la dispersión estadística de energía. Es capaz, además, de ajustar espesores de película y determinar la composición atómica a través de un algoritmo tipo Simplex.

2.7. Estimación del poder de frenado

Si es posible medir tanto la energía incidente de un haz de iones como la que éste tiene después de atravesar el material, que en este caso es un blanco lo suficientemente delgado como para que éstos puedan atravesarlo, entonces podemos conocer la pérdida de la energía cinética. Como además podemos medir el ancho del material, que es el camino por el cual el haz hizo el recorrido, $S(E)$ puede determinarse aproximadamente como

$$S(E) = -\frac{\Delta E}{\Delta x}, \quad (2.18)$$

donde ΔE es la diferencia de energía que se mide a partir de los espectros y Δx es el camino recorrido por el haz en el medio material determinado por el espesor del blanco. En nuestro caso nos referimos a la película auto soportante.

Capítulo 3

Metodología Experimental

3.1. Fabricación de los Blancos

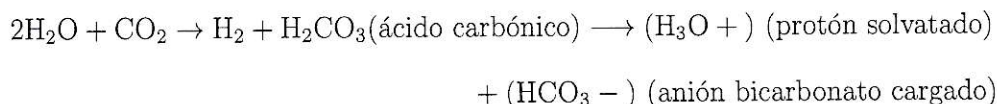
Los blancos de cobre se prepararon por evaporación. Esto se hizo en el Laboratorio de Física de Estado Sólido del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile. Antes de la evaporación, fue necesario limpiar los componentes internos de la campana de vacío, para evitar las dos principales fuentes de contaminación, la grasa de los dedos y los metales evaporados en otros experimentos. Para esto se desarmó el sistema sostenedor del alambre de molibdeno (canasto de molibdeno donde se pusieron los materiales que fueron evaporados) y la base de acero de los sustratos. Inmediatamente se procedió a introducir estos componentes en un baño de acetona y alcohol isopropílico a una temperatura de 70° C en una máquina de limpieza por ultrasonido. Esto permitió desprender los restos de metales evaporados anteriormente y disolver cualquier grasa que estuviera en los componentes de la campana de vacío. Posteriormente, se volvió a ensamblar la campana y si por accidente se contaminaba por tacto, se repetía el mismo procedimiento de limpieza. Como se usó agua destilada y desionizada para limpieza y separación de blancos, se explicó el proceso de purificación de ésta para asegurar que el uso del agua no

dejará residuo alguno de contaminantes. Este proceso se realizó en el Laboratorio de Bioquímica y Biología Molecular de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile. La destilación se realizó a través del proceso de agua ebuliendo, produciendo vapor que pasó a través de tubos hasta un recipiente donde el vapor se condensó y se acumuló como agua destilada. Este método es altamente eficaz para remover todos los contaminantes orgánicos e inorgánicos, incluidos los metales pesados, amoníaco, nitrato, cloruro y fluoruro. Luego de esto, se procedió a la desionización. Se utilizó un desionizador de lecho mixto donde las resinas de cambio catiónico y aniónico están íntimamente mezcladas y contenidas en una única vasija presurizada. Las dos resinas fueron mezcladas por agitación con aire comprimido, limpio y seco, de forma que todo el lecho puede considerarse como un número infinito de intercambiadores aniónicos y catiónicos en serie. Una resina de intercambio catiónico posee protones (H^+) y la otra contiene hidróxilos (OH^-). El agua destilada fluye por el lecho mixto donde los cationes son sustituidos por protones y sus aniones por los iones hidroxilo. Estos dos iones se combinan para formar agua.

La pureza del agua puede ser rápidamente estimada basándose en la conductividad eléctrica o en la resistencia, el agua muy pura es muy mala conductora de la electricidad, de modo que su resistencia es elevada. El agua desionizada tiene valores de resistividad de $18,2 M\Omega \text{ cm}$.

El agua pura por definición es ligeramente ácida y el agua destilada ronda un pH de 5,8. El motivo es que el agua destilada disuelve el dióxido de carbono del aire hasta que está en equilibrio dinámico con la atmósfera. La cantidad total en el agua se determina por la concentración en la atmósfera. El dióxido de carbono disuelto

reacciona con el agua y finalmente forma ácido carbónico.



El pH del agua desionizada es difícil de medir, ya que recoge rápidamente los contaminantes, como el dióxido de carbono (CO_2), afectando su pH. Además, tiene una baja conductividad que puede afectar la precisión de los pHmetros. Por ejemplo, la absorción de unas pocas ppm de CO_2 puede provocar que el pH del agua ultra pura caiga a 4.5, aunque el agua todavía sea esencialmente de alta calidad.

La estimación más precisa del pH del agua ultra pura se obtiene midiendo su resistencia; para una resistencia dada, el pH debe encontrarse dentro de ciertos límites. Por ejemplo, si la resistividad es de $10,0 \text{ M } \Omega \text{ cm}$, el pH debe estar entre 6,6 y 7,6. El aumento de pH se puede solucionar calentando al agua a su punto de ebullición. El agua desionizada se almacenó en recipientes de plástico, pues es muy corrosiva y para su transporte, un envase de vidrio hasta su posterior uso en el Laboratorio de Sólidos.

La limpieza de la canasta de molibdeno consistió en la preparación misma del canasto. Se colocaba en la campana y con una presión cercano a los $6,67 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$, se calentó haciéndole pasar una corriente de 12 A eliminando impurezas por evaporación. En estas mediciones se necesitaron tres tipos de blancos que se detallan en las siguientes secciones.

3.1.1. Blanco usado en la dispersión de partículas α

El metal usado fue plata. Se preparó en el Laboratorio de Física del Estado Sólido, usando una cámara de alto vacío conectada a una bomba difusora marca Edwards Model EO4, que es capaz de lograr una presión cercana a $3,20 \cdot 10^{-4}$ Pa. Se depositaron sobre el canasto de molibdeno uno o dos pellets de plata marca Goodfellow (código del producto 606) para su evaporación. Se presenta a continuación en la figura 3.1 la disposición para esta evaporación.

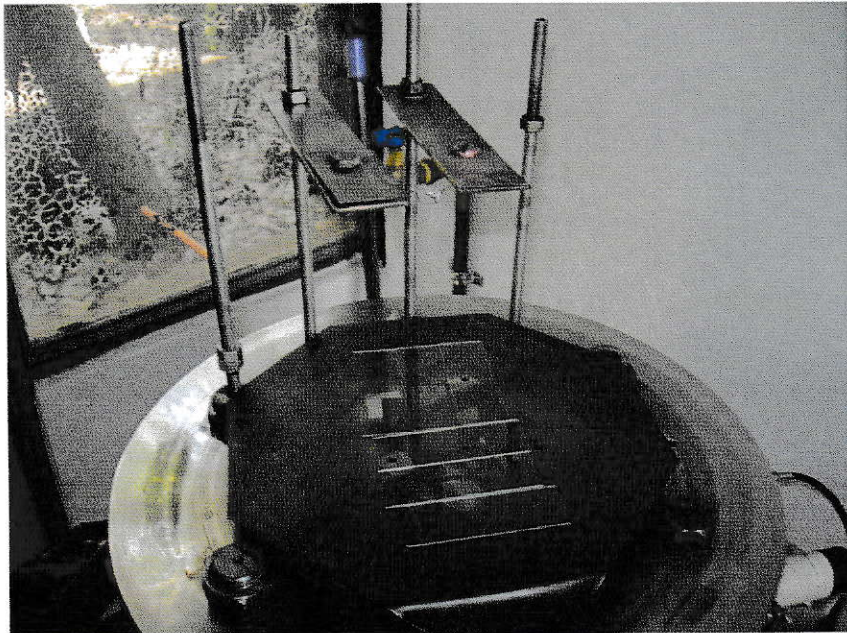


Figura 3.1: Disposición de las muestras en la antes de evaporar.

Una vez lograda una presión de $6,67 \cdot 10^{-4}$ Pa (en la mayoría de los casos), se procedió a hacer circular una corriente de 12 A por el canasto, calentando la plata hasta sublimarla. La plata evaporada se depositó sobre los sustratos de vidrio. Las muestras fueron guardadas en un recipiente al vacío.

3.1.2. Blanco auto soportante de cobre

El procedimiento de evaporación de cobre es exactamente igual al anteriormente descrito, cambiando solamente el orden de muestras a evaporar. Para lograr una muestra auto soportante es necesario evaporar sobre un sustrato de vidrio, cristales de NaCl de alta pureza, disponible en el Laboratorio de Física del Estado Sólido. Después de haber evaporado el cloruro de sodio sobre el vidrio, se destapa el sistema y se introdujo en el canastillo el metal elegido para evaporar. Se coloca otro sustrato de vidrio sin NaCl a una distancia igual a la del sustrato con NaCl para poder determinar el espesor de la película de cobre con el método de Tolansky. Finalizada la evaporación del metal, se guardaron las muestras para Tolansky y el blanco de cobre (el cual que tenía previamente una película delgada de sal de una evaporación anterior), y se llevó a una sala del laboratorio dispuesta especialmente para separar las muestras. Una vez allí, se procedió a cortar con un bisturí las películas en los tamaños adecuados para los portamuestras que se usarán en la cámara de dispersión para medir $S(E)$. Después de haber seccionado la película, el sustrato de vidrio es sumergido en agua bidestilada y desionizada, permitiendo desprender del vidrio soportante la película de cobre que quedaba flotando en el agua (sin la posibilidad de contaminación por NaCl, debido que ésta fue totalmente disuelta). Para recuperar la muestra, fue necesario disminuir la tensión superficial del disolvente (agua destilada y desionizada mencionada anteriormente). Los primeros intentos terminaron con la ruptura de las películas, por lo que se procedió a reducir la tensión superficial del agua, con alcohol isopropílico, el cual fue depositado con una jeringa, en la superficie del agua. Se recogió en el porta muestras, guardándolo en vacío para su posterior

irradiación. Se muestra a continuación en la figura 3.2 un esquema del procedimiento y una de las películas recogidas.

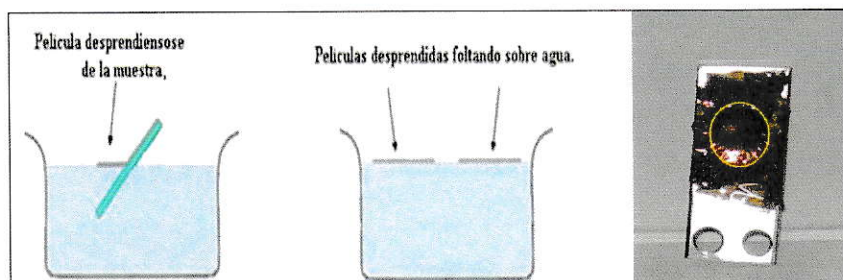


Figura 3.2: Desprendimiento de la película autoportante del sustrato.

3.1.3. Muestra preparada para determinar el espesor por el Método de Tolansky

Las muestras a las cuales se le aplicó este método fueron previamente cubiertas parcialmente con una hoja de afeitar. Para usar este método, se debió preparar una muestra gemela de la película a la que se le determinó el espesor. Previamente se cubrió parte del portaobjetos de tal manera que sólo se depositó material sobre una región. La separación entre ambas regiones formó un escalón, cuya altura fue el grosor del material. Fue necesario evaporar una delgada capa de un metal reflectante (para esta tesis, se usó plata) sobre la muestra, porque el vidrio del portaobjetos no fue lo suficientemente reflectante. El tamaño del escalón se preserva.

3.2. Caracterización de la Muestras

3.2.1. Método de interferometría óptica de Tolansky

Preparadas las muestra por este método, son colocadas en un microscopio especial para análisis de interferometría óptica, de marca Varian modelo 980-4006 serie 220.

Se ilumina desde un ángulo con una luz monocromática (en este caso la luz proveniente de una lámpara de sodio, y se ocupó la línea cuya longitud de onda es 589 nm.). Sobre la muestra se colocó un espejo semiplatedado, que forma cierto ángulo con la superficie de la muestra. Al mirar a través del espejo, con el microscopio, se observan líneas oscuras bastante definidas y angostas. Se orienta la muestra para que éstas líneas corran perpendiculares al escalón. Dada la altura del material depositado, ocurre un salto en estas franjas, es decir, un corrimiento. De la relación entre la separación entre las franjas, y el corrimiento que se presenta en el escalón, se infiere el grosor de la película. A continuación, en la figura (3.3) vemos una de las películas analizadas por este método:

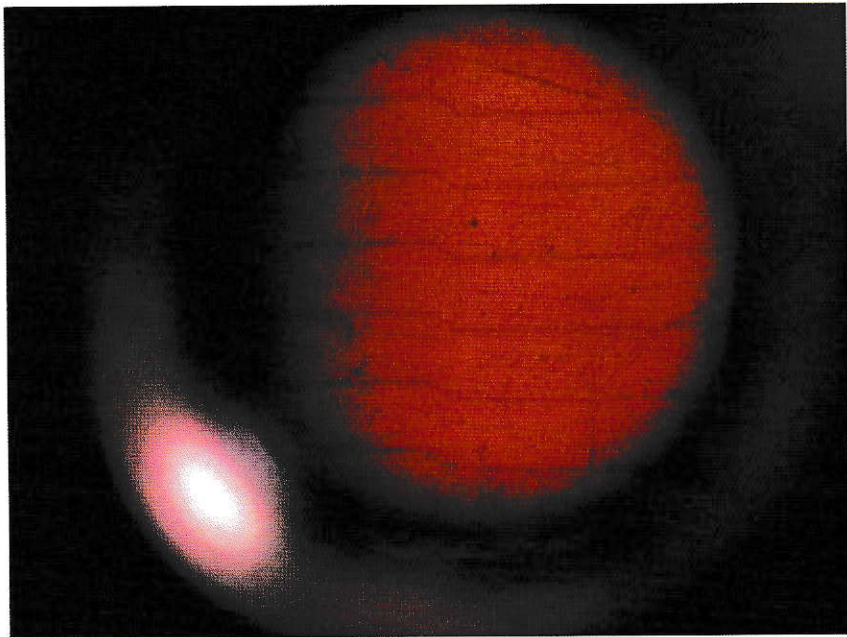


Figura 3.3: Imagen obtenida en el microscopio de Tolansky.

3.2.2. Método RBS para determinar el espesor y pureza de las muestras

Este método [34] se usó para los siguientes propósitos: caracterizar las muestras tanto las película autoportante como el retrodispersor y para obtener un espectro que permita medir el poder de frenado $S(E)$. La caracterización por RBS [35-37] permitió conocer el espesor y compararlo con el M.I.O. Tolansky. La mayor resolución para la energía se obtuvo fijando la dirección de detección lo más próxima posible a un ángulo de 165° por razones prácticas de montaje. Un esquema del montaje experimental se muestra en la figura (3.4)

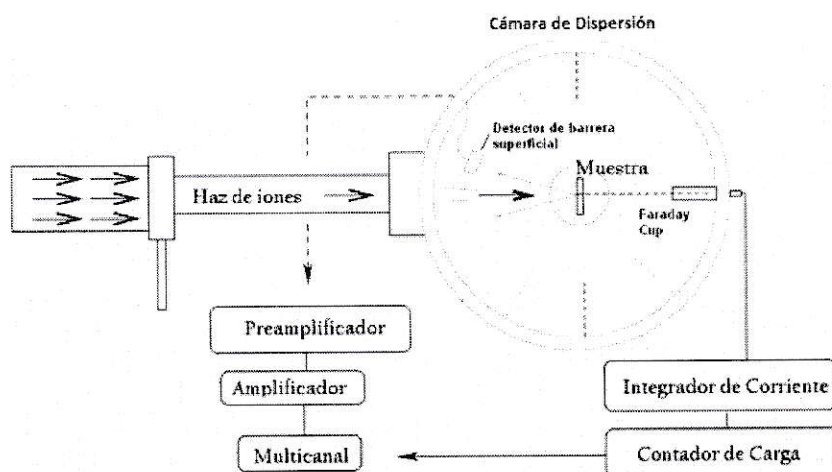


Figura 3.4: Esquema del montaje experimental para espectroscopía RBS.

El análisis de energía de las partículas retrodispersadas se basa en el estudio de espectros de RBS. En primer lugar, en el multicanal obtenemos el número de cuentas por canal (proporcional al número de iones retrodispersados). Cada canal representa físicamente un pequeño intervalo de energía. La escala de canales se calibra lineal-

mente en el rango de energía de los iones retrodispersados. La interacción elástica de las partículas α con los núcleos del blanco se registra como una señal en un canal determinado por la masa del núcleo. El ancho de pico está asociado con el espesor de la lámina que lo contiene, como se explicó en el capítulo 2.

El sistema electrónico asociado [38] consiste de un preamplificador y un amplificador, que recogen y modulan los pulsos provenientes del detector de barrera superficial, los cuales son enviados a un analizador multicanal (MCA). El análisis de espectros se hizo con el software MAESTRO de Ortec. Para poder determinar la corriente del haz de partículas α se usó una copa de Faraday.

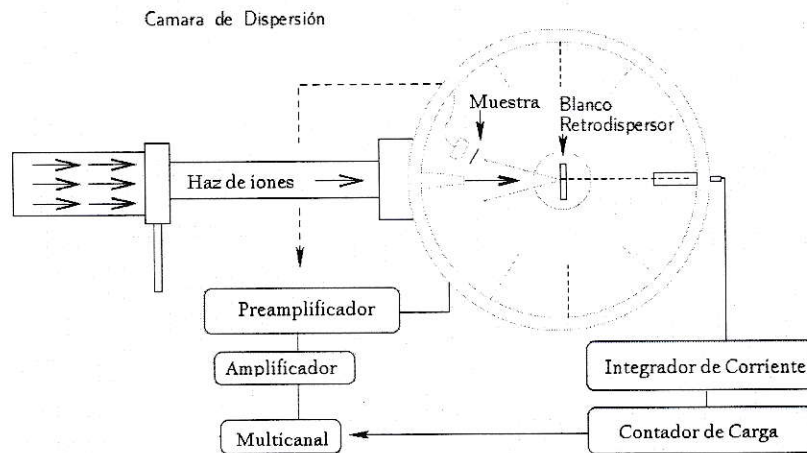


Figura 3.5: Esquema del montaje experimental para determinar el poder de frenado.

Con los datos en el multicanal, los espectros se ajustan usando el código SIMNRA.

3.3. Medición del Poder de Frenado de cobre entre 1,0 y 2,0 MeV con partículas α

Una vez caracterizadas las muestras, se dispone el retrodispersor y la película de cobre como se ve en la figura 3.5. Primero se procede a irradiar el blanco dispersor sin la película de cobre entre el blanco y el detector, midiendo la energía retrodispersada. Luego se repite el mismo procedimiento, pero ahora con la película de cobre entre el dispersor y el detector, midiendo la energía de las partículas α retrodispersadas atenuada por el blanco auto soportante. Se observó un desplazamiento en el pico (ver figura (4.5)). Una vez recolectados los datos, se volvió a medir, pero cambiando la energía del haz incidente proveniente del Van der Graff. El acelerador de partículas fue capaz de proveer una corriente de haz estable de 5 nA.

Capítulo 4

Análisis de los Datos y Resultados

En las siguientes secciones se presentan los resultados obtenidos de los espectros medidos con la metodología propuesta.

4.1. Control de calidad de las muestras fabricadas a través del método de evaporación

Cada una de las películas auto soportantes de cobre fue estudiada mediante el método RBS. Los espectros se analizaron con el programa SIMNRA. Para la calibración de los espectros, se utilizó la ecuación del tabla (B.1). En la figura (4.1) se muestra el espectro RBS de la película escogida.

El espectro muestra sólo un escalón generado por la retrodispersión de las partículas α con los núcleos de cobre y no muestra contaminación, lo cual nos garantiza que las películas fabricadas son de la pureza necesaria para ser usadas en la medición de poder de frenado.

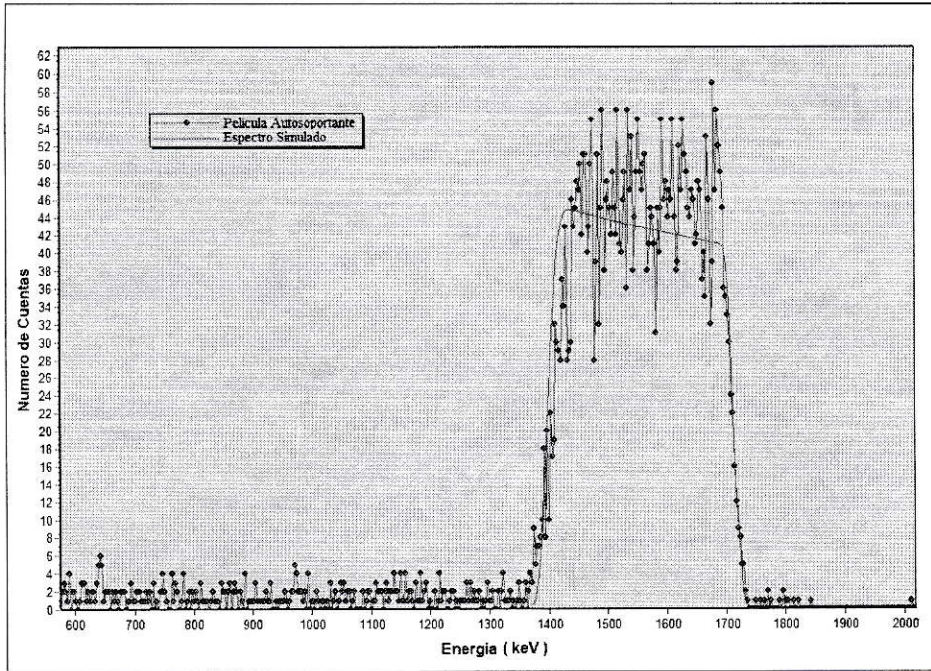


Figura 4.1: Espectro RBS de partículas α de 2.2 MeV sobre la película auto-soportante de cobre utilizada para el experimento.

4.2. Determinación del poder de frenado

Como se explicó en el capítulo 2, la determinación experimental se realizó estimando $\frac{dE}{dx} \sim \frac{\Delta E}{\Delta x}$. Para la determinación del espesor de la película auto-soportante de cobre se usó el programa SIMNRA que analizó el espectro RBS (Figura (4.1)) y el método de interferometría óptica de Tolansky (Figura (4.2)), métodos que nos permitieron estimar los valores de espesor que se muestran en la tabla (4.1).

| | |
|-----------------|---------------|
| SIMNRA | $160 \pm 5nm$ |
| M.I.O. Tolansky | $161 \pm 2nm$ |

Tabla 4.1: Comparación entre espesores determinados por RBS con el programa SIMNRA y M.I.O. Tolansky.

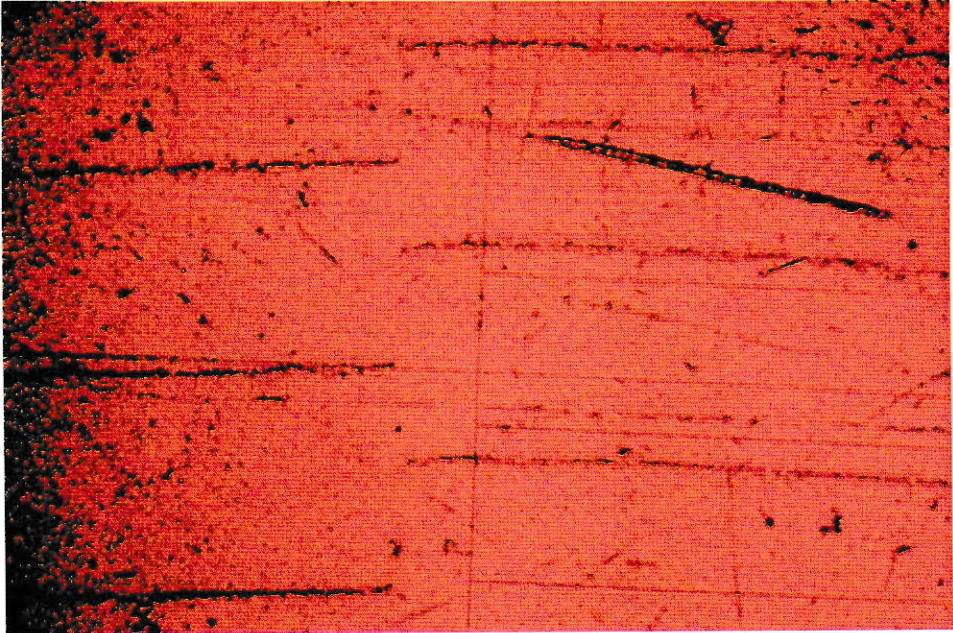


Figura 4.2: Fotografía de la película examinada en el microscopio de interferometría óptica de Tolansky. Es posible apreciar el desplazamiento en los escalones debido al corrimiento por la película de cobre

Estadísticamente los resultados de ambos métodos coinciden. Para el espesor de la película auto soportante, tabla 4.2, se incluyó su conversión a la unidad 10^{15} átomos/ cm^2 . Las unidades usadas en esta tesis para medir el poder de frenado son $eV/(10^{15}$ átomos/ cm^2).

| Película | Espesor (nm) | Densidad Superficial (10^{15} átomos/ cm^2) |
|----------|--------------|---|
| Cobre | 161 ± 2 | 2490 ± 30 |

Tabla 4.2: Espesor y densidad superficial de la película autosoportantes utilizada en la tesis.

Para ΔE lo que se hizo fue determinar las diferencias de energías dados por los espectros de retrodispersión del haz obtenidos por la metodología que se presentó en el capítulo 3. Los espectros fueron calibrados con una fuente triple α , cuyo espectro

se muestra en la figura (4.3). En las Figuras (4.4), (4.5), (4.6), (4.7) y (4.8) se muestran los espectros RBS para las distintas energías usadas. Se superpone los espectros tomados con y sin película autoportante, para cada una de las distintas energías, para ilustrar de una manera sencilla, el corrimiento de energía debida a la película de cobre.

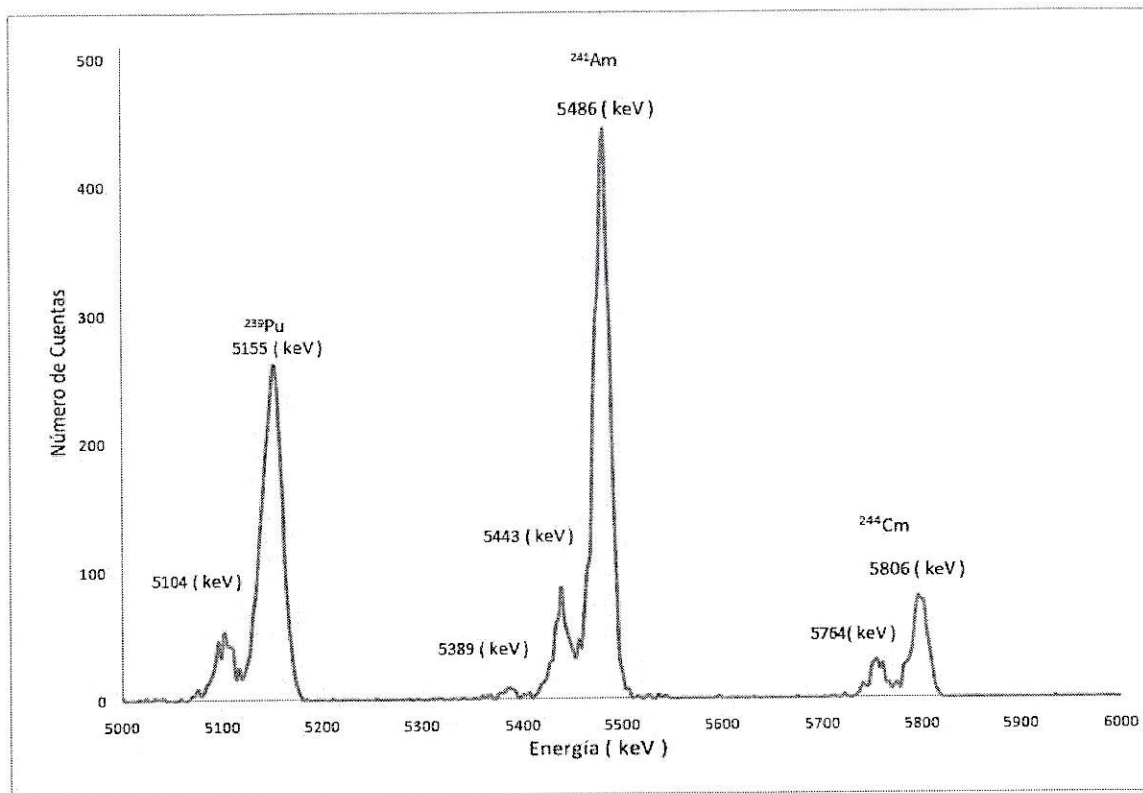


Figura 4.3: Espectro de la fuente triple alfa para la calibración del sistema espectroscópico. Es posible observar en este espectro las energías [39] características del ^{239}Pu , del ^{243}Am y del ^{244}Cm . El tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

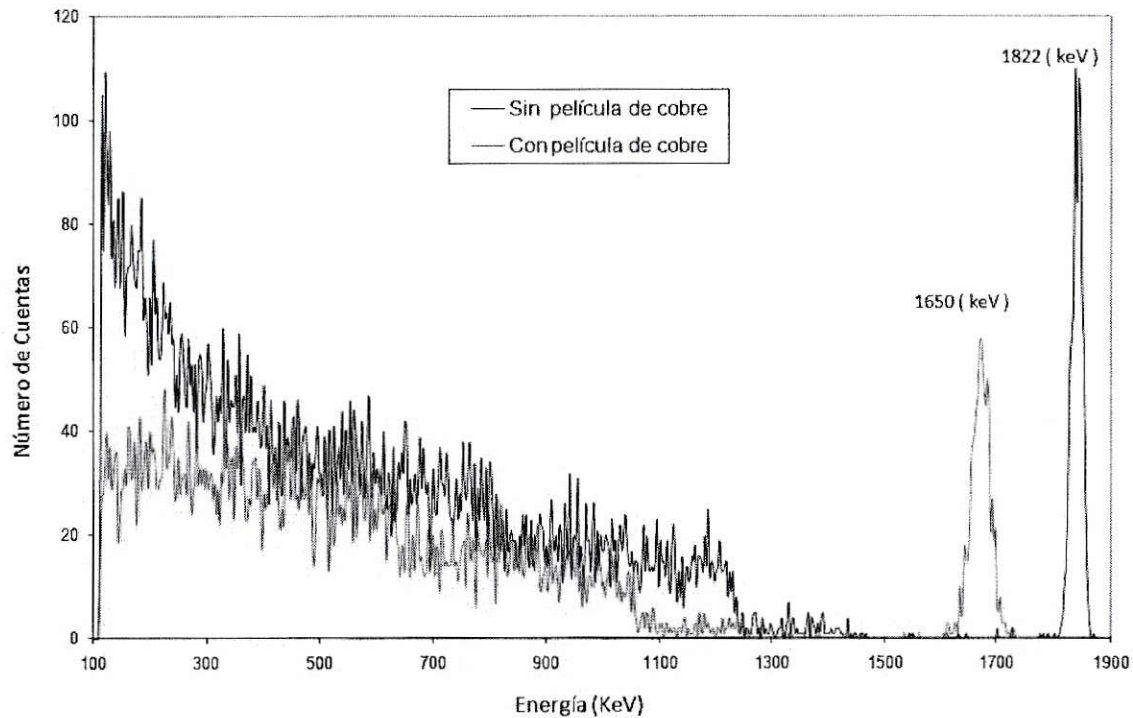


Figura 4.4: Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1822 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1822 keV con FWHM de 20 keV con un total de 814 cuentas y cuentas netas 808 ± 29 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1650 keV con FWHM de 35 keV con un área total de 789 cuentas y cuentas netas de 789 ± 28 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

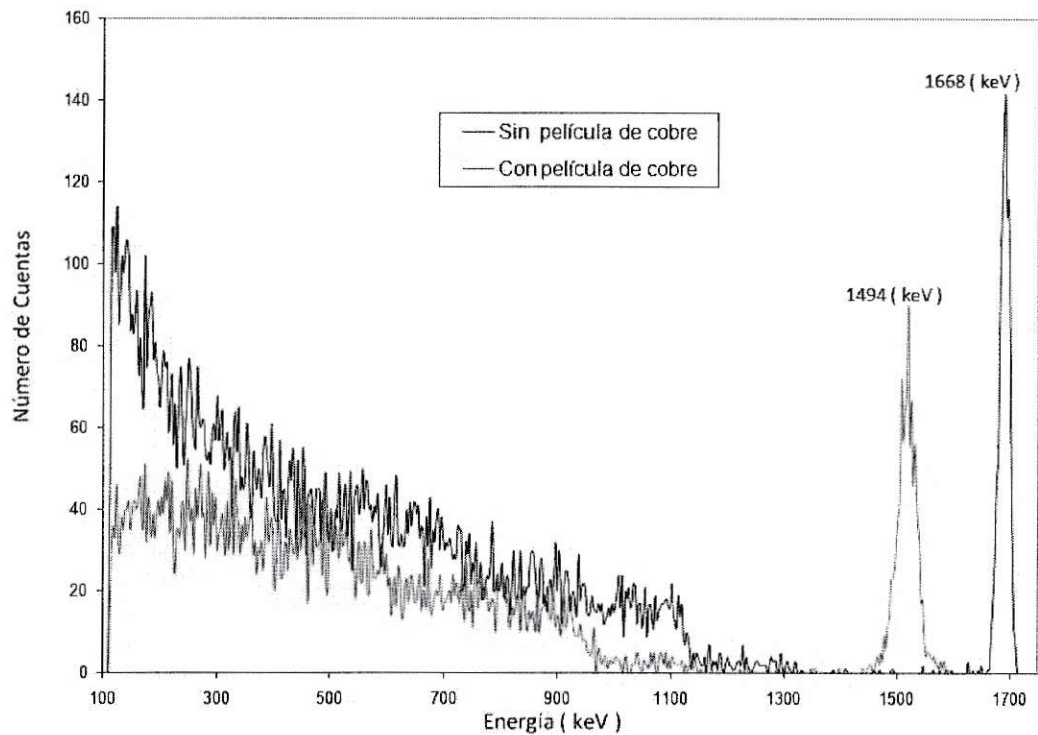


Figura 4.5: Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1668 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1668 MeV con FWHM de 20 keV con un total de 1061 cuentas y cuentas netas de 1055 ± 32 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1494 keV con FWHM de 37 keV con un total de 1018 cuentas y cuentas netas de 981 ± 35 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

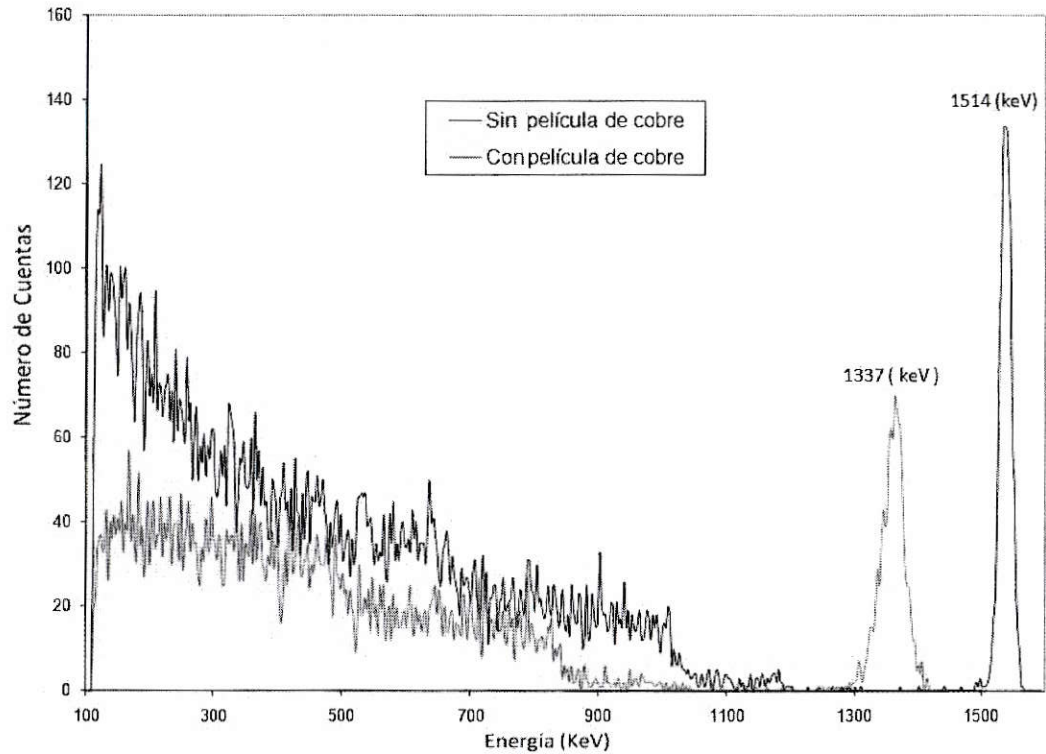


Figura 4.6: Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1514 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1514 keV con FWHM de 20 keV con un total de 1084 cuentas y cuentas netas de 1084 ± 32 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1337 keV con FWHM de 37 keV con un total de 1009 cuentas y cuentas netas de 974 ± 35 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

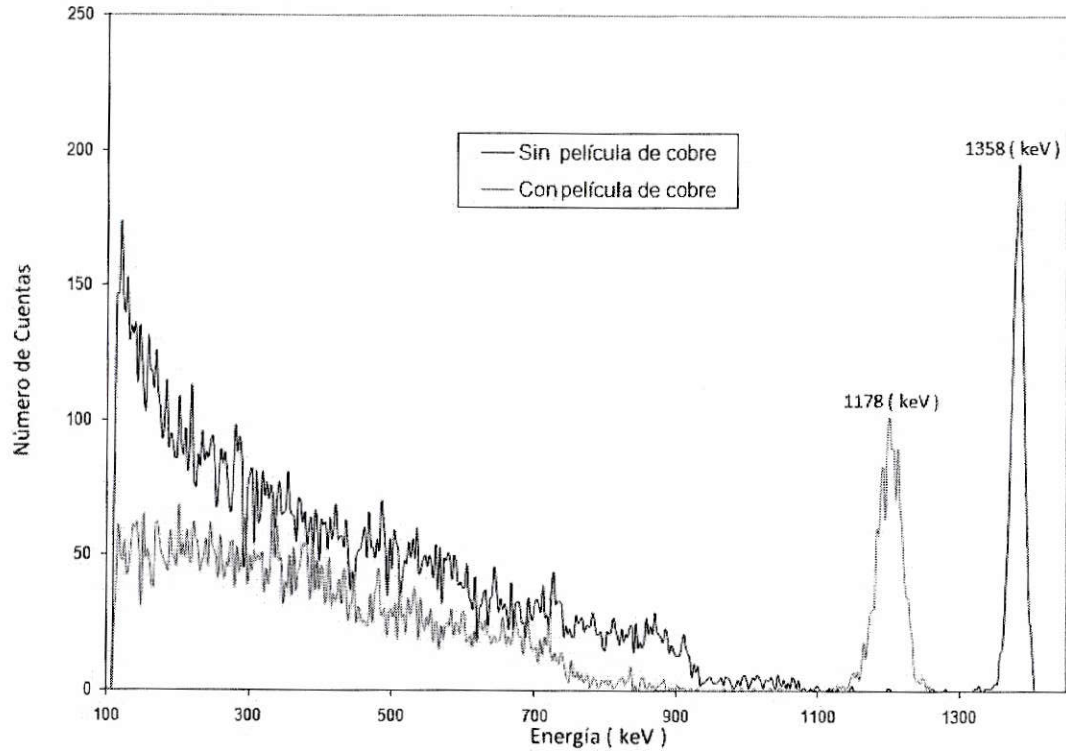


Figura 4.7: Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1358 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1358 keV con FWHM de 20 keV con un total de 1433 cuentas y cuentas netas de 1419 ± 38 . En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 1178 keV con FWHM de 38 keV con un total de 1392 cuentas y cuentas netas de 1350 ± 40 . En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

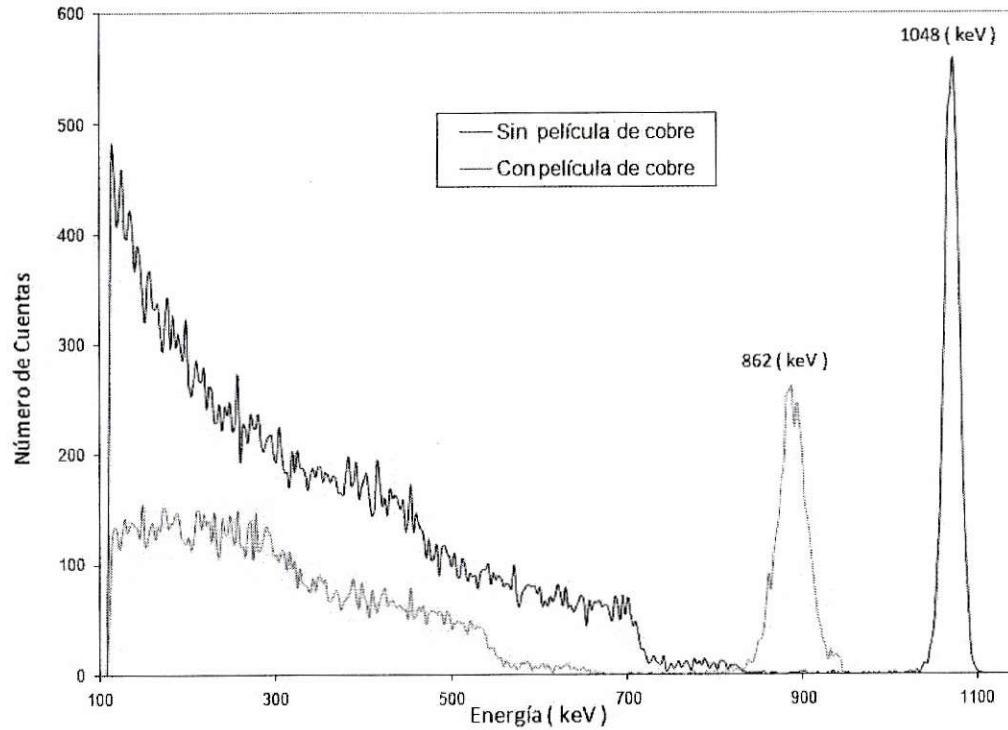


Figura 4.8: Superposición de espectros para determinar la pérdida de energía ocurrida a 1048 keV debido a la película auto soportante de cobre. En el espectro sin atenuar la energía es 1048 keV con FWHM de 20 keV con un área gruesa de 4258 cuentas y un área neta de 4219 ± 66 cuentas. En el espectro con la película auto soportante la energía medida fue 862 keV con FWHM de 36 keV con un total de 3684 cuentas y cuentas netas de 3242 ± 80 cuentas. En ambos espectros el tiempo real de medición fue de 1200 segundos.

El análisis de los espectro permitió determinar la pérdida de energía debido a la película auto soportante de cobre. A continuación en la tabla (4.3) se entregan los resultados correspondientes.

| Energía incidente de partículas alfa MeV | Pérdida de energía MeV |
|--|------------------------|
| $1,822 \pm 0,008$ | $0,172 \pm 0,012$ |
| $1,668 \pm 0,009$ | $0,174 \pm 0,013$ |
| $1,514 \pm 0,009$ | $0,178 \pm 0,013$ |
| $1,358 \pm 0,009$ | $0,181 \pm 0,012$ |
| $1,048 \pm 0,009$ | $0,184 \pm 0,012$ |

Tabla 4.3: Datos de pérdida de energía de las partículas alfa debido al paso por la película auto soportante de Cu.

Con el procedimiento anterior más los resultados de (4.1) se determina el poder de frenado del cobre entre las energías estudiadas, tabla (4.4).

| Energía incidente de partículas alfa MeV | Poder de Frenado eV/(10^{15} átomos/cm ²) |
|--|--|
| $1,822 \pm 0,009$ | $69,1 \pm 4,9$ |
| $1,668 \pm 0,008$ | $69,9 \pm 5,1$ |
| $1,514 \pm 0,008$ | $71,2 \pm 5,1$ |
| $1,358 \pm 0,007$ | $72,4 \pm 5,0$ |
| $1,048 \pm 0,005$ | $74,0 \pm 5,0$ |

Tabla 4.4: Resultados de poder de frenado de partículas alfa en el blanco de Cu.

4.3. Intercomparación de los resultados con el modelo propuesto por SRIM

En la figuras (4.9) se muestra una comparación entre los valores medidos en esta tesis con el modelo propuesto por el código SRIM 2008.

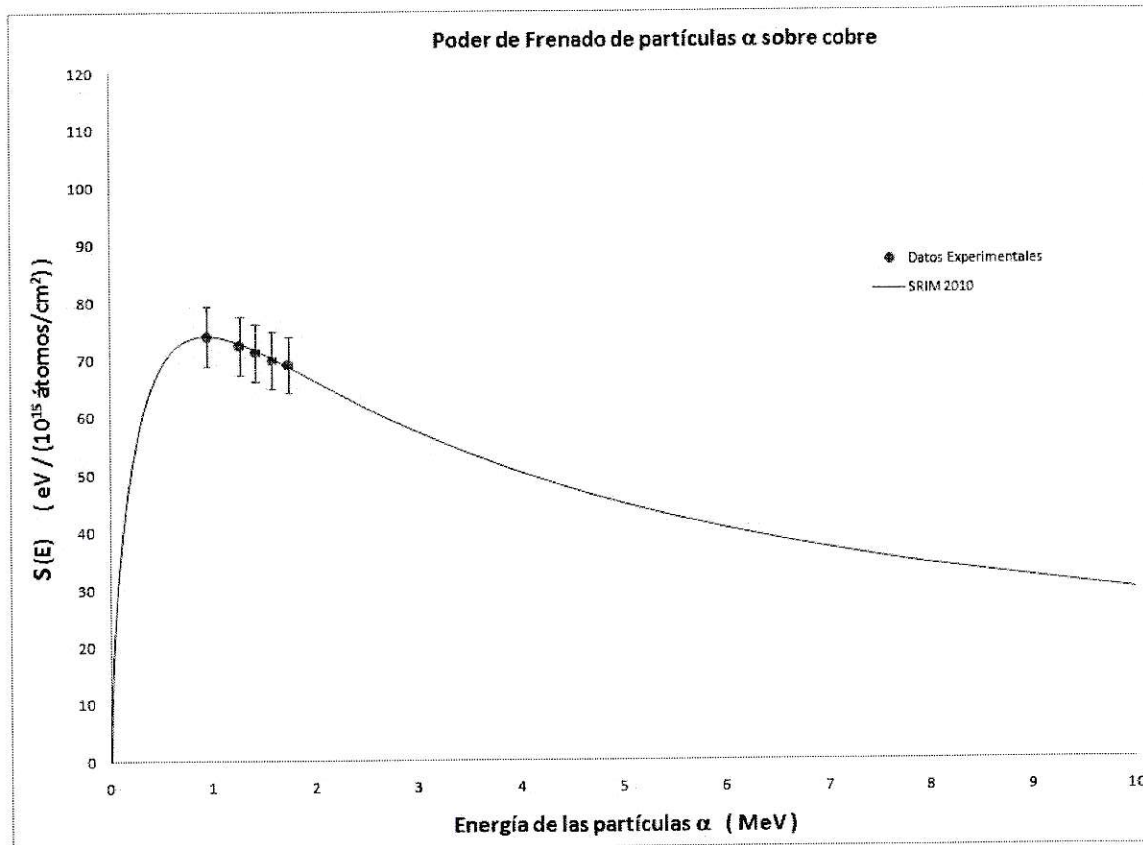


Figura 4.9: Gráfico de nuestros resultados de poder de frenado de partículas alfa sobre Cu.

4.4. Comparación de los resultados con otros laboratorios

En las figuras (4.10) y (4.11), comparamos los valores obtenidos en esta tesis con los datos experimentales de otros laboratorios. Se uso de referencia la base de datos disponible del Dr. Helmut Paul [8] y Dr. J.Ziegler [9]. Cabe destacar que los valores medios del poder de frenado obtenidas en este trabajo con los blancos de cobre fueron, en el rango medido, consistentes a la curva propuesta por SRIM.

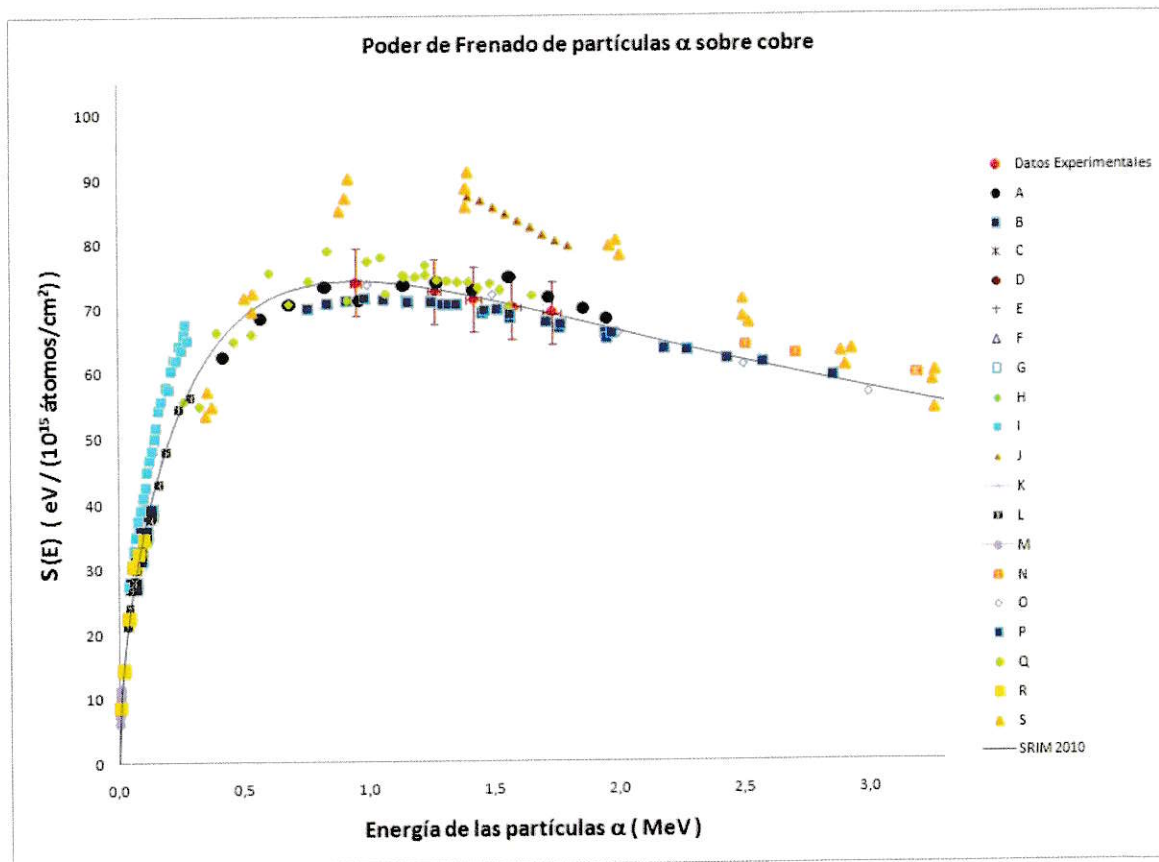


Figura 4.10: Gráfico de valores de poder de frenado de partículas alfa sobre cobre por distintos laboratorios.

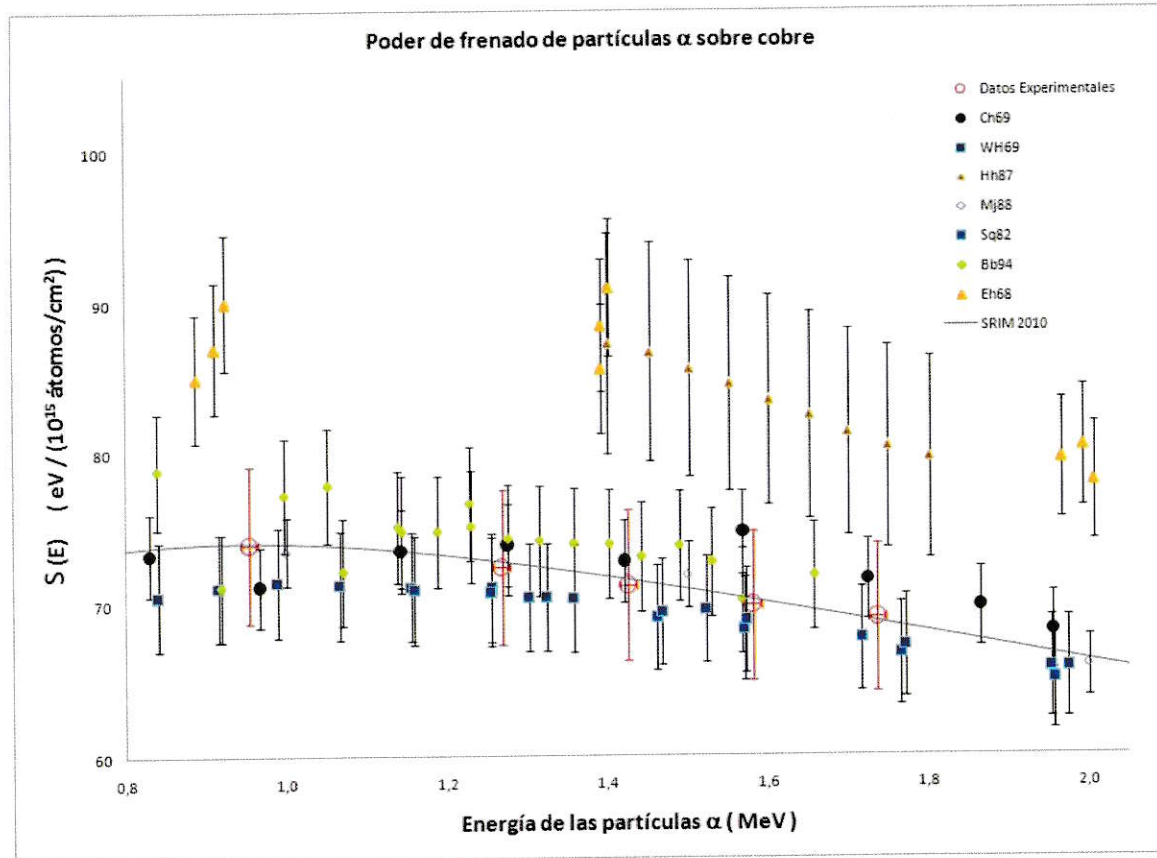


Figura 4.11: Gráfico de poder de frenado de partículas alfa sobre cobre, en más detalle, en la zona de nuestras mediciones y se muestra resultados de otros autores.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se midieron cinco valores de poder de frenado de partículas α sobre un blanco de cobre. Las mediciones se hicieron en el rango de energías entre 1,0 y 2,0 MeV. La incerteza global de estas mediciones de poder de frenado es del orden de 7 %, considerando las incertezas de un 2 % para el espesor de la película de cobre, e inferior al 1 % para la energía de las partículas α .

Nuestros valores promedios, para cada una de estas mediciones, son más cercanos a las predicciones propuestas por el modelo de Bethe-Bloch, calculado por SRIM, mostrando una diferencia porcentual menor que el 1 %.

Si bien valores de $S(E)$ de partículas α con cobre existen en el rango de energía de este trabajo, ellos presentan una amplia dispersión, cercana a un 25 %. Algunos de ellos difieren desde un 3 % hasta en un 20 % del valor propuesto en el cálculo hecho por SRIM.

El desarrollo de este trabajo ha permitido dejar instalado en el Laboratorio de Física Nuclear, de la Facultad de Ciencias, el método de transmisión para determinar valores del poder de frenado. Este método puede emplearse para el rango de energía disponibles en el acelerador de partículas Van de Graaff KN3750, entre 0,5 y 3,5 MeV. Además se implementó en el Laboratorio de Física del Estado Sólido una técnica reproducible para la fabricación de blancos auto soportantes.

Se observó que el blanco autoportante de cobre es lo suficientemente resistente para ser usado como un sustrato, en casos en que no fuera posible fabricar un blanco autoportante metálico, lo suficientemente delgado como para usar el método de transmisión ocupado en este trabajo, para determinar su poder de frenado. Ejemplo de esto son el plomo y el bismuto. Se podría evaporar estos metales sobre una película autoportante de cobre y el poder de frenado se obtendría aplicando la ley de Bragg.

Apéndice A

A.1. Sección Eficaz de retrodispersión de Rutherford

Uno de los problemas más importantes a los que resulta aplicable la formulación desarrollada en la sección anterior es el de la dispersión [40] de partículas cargadas en un campo electrostático. En este caso, el potencial es:

$$U(r) = \frac{k}{r} \quad (\text{A.1})$$

donde $k = q_1 q_2$, siendo q_1 y q_2 las cargas de cada una de las partículas (k puede ser positivo o negativo, según que las cargas sean o no del mismo signo; $k > 0$ corresponde a una fuerza repulsiva y $k < 0$ a una fuerza atractiva). Entonces, la expresión para la sección eficaz de Rutherford es

$$\Theta = \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{(b/r) dr}{\sqrt{r^2 - (k/T_0')r - b^2}} \quad (\text{A.2})$$

que puede integrarse, dando

$$\cos\Theta = \frac{(\kappa/b)}{\sqrt{1 + (\kappa/b)^2}} \quad (\text{A.3})$$

donde

$$\kappa \equiv \frac{k}{2T'_0} \quad (\text{A.4})$$

La expresión que aparece al integrar, se puede escribir de nuevo

$$b^2 = \kappa^2 t g^2 \Theta \quad (\text{A.5})$$

pero considerando

$$\theta = \pi - 2\Theta \quad (\text{A.6})$$

se puede escribir

$$\Theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.7})$$

por lo cual

$$b = \kappa ctg(\theta/2) \quad (\text{A.8})$$

y, por tanto,

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{\kappa}{2} \frac{1}{\text{sen}^2(\theta/2)} \quad (\text{A.9})$$

Con esto, la ecuacion se transforma en

$$\sigma(\theta) = \frac{\kappa^2}{2} \frac{ctg(\theta/2)}{\text{sen}(\theta)\text{sen}^2(\theta/2)} \quad (\text{A.10})$$

donde, al ser

$$\text{sen}(\theta) = 2\text{sen}(\theta/2)\cos(\theta/2) \quad (\text{A.11})$$

resulta

$$\sigma(\theta) = \frac{\kappa^2}{4} \frac{1}{\text{sen}^4(\theta/2)} \quad (\text{A.12})$$

o sea,

$$\sigma(\theta) = \frac{k^2}{(4T'_0)^2} \frac{1}{\text{sen}^4(\theta/2)} \quad (\text{A.13})$$

que es la fórmula de la dispersión de Rutherford que pone de manifiesto la dependencia de la sección eficaz de dispersión respecto del sistema Centro de Masa con la inversa de la cuarta potencia de $\text{sen}(\theta/2)$. Obsérvese que $\sigma(\theta)$ es independiente del signo de k , por lo cual la forma en que se distribuye la dispersión será la misma para una fuerza atractiva que para una repulsiva. Reescribiendo la expresión de centro de masa de la ecuación de Rutherford [12] de la siguiente forma

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_C = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_c \text{sen}^2(\theta/2)}\right)^2 \quad (\text{A.14})$$

Migrando al sistema de laboratorio, introduciendo los cambios E_c es la energía del proyectil con masa reducida $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ antes de la colisión y ζ el ángulo de dispersión.

Al transformar esta expresión al sistema de referencia del laboratorio, obtenemos para los átomos del blanco que retroceden

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\phi = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0}\right)^2 \left(1 + \frac{M_1}{M_2}\right)^2 \frac{1}{\cos^3 \phi} \quad (\text{A.15})$$

De esta última expresión se puede observar que:

- a. La sección eficaz tiene un mínimo para $\phi = 0$
- b. Tiende a infinito si $\phi \rightarrow \pi/2$. El cual corresponde a un parámetro de impacto grande, para estas distancias la interacción entre las partículas deja de ser como la considerada precedentemente y debe ser tenido en cuenta efectos de apantallamiento electrónico.

- c. El número de las partículas que sufren retroceso crece cuadráticamente con el decrecimiento de la energía incidente
- d. Si $M_2 \gg M_1$, la sección eficaz no depende del cociente entre las masas y por lo tanto es la misma para diferentes átomos livianos que colisionan con un proyectil pesado.

En algunas oportunidades se necesita realizar el análisis de la sección eficaz de las partículas incidentes dispersadas. En ese caso la sección eficaz del proyectil en una colisión de tipo Rutherford está dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\{1 - [(M_1/M_2) \text{sen } \theta]^2\}^{1/2} + \cos \theta)^2}{\{1 - [(M_1/M_2) \text{sen } \theta]2\}^{1/2}} \frac{1}{\text{sen}^4 \theta}$$

De esta expresión se observa que:

- a. La sección eficaz del proyectil es inversamente proporcional al cuadrado de la energía del mismo.
- b. Cuando el ángulo tiende a cero, ya no se puede tomar la aproximación de Rutherford.
- c. La sección eficaz del proyectil tiene su menor valor en $\theta = 180^\circ$

Apéndice B

B.1. Calibración de la energía del acelerador

El método de calibración de la energía del acelerador se basa en la tesis del señor Simón Cancino [41] y usado posteriormente en la tesis del señor Javier A. Wachter [42]. El método consistió en detectar los valores máximos de la producción de partículas con radiación γ , usando la dispersión elástica resonante. Con los datos medidos, al tener una clara tendencia lineal, se procedio a realizar un ajuste con una regresión lineal. El resultado de la calibración se muestra en la siguiente tabla:

| Ecuación: $E_{\text{real}} = (m \pm \Delta m)E_{\text{NOM}} + n \pm \Delta n$ | |
|---|----------------|
| m | 1,16 keV/canal |
| Δm | 0,02 keV/canal |
| n | 8 keV |
| Δn | 23 keV |

Tabla B.1: Calibración de la energía del acelerador Van de Graaff.

Apéndice C

C.1. Calibración del sistema espectroscópico

La calibración en energía del sistema espectroscópico para partículas α se realizó con una fuente que contiene tres radionucléidos cuyas energías [39] son:

| Elemento | Energía |
|-------------------|----------|
| ^{239}Pu | 5155 keV |
| ^{241}Am | 5486 keV |
| ^{244}Cm | 5806 keV |

El sistema espectroscópico consiste de un detector de barrera superficial Si(Li) de espesor igual a $100\mu\text{m}$, marca ORTEC, un preamplificador marca ORTEC, modelo 542C, un amplificador marca ORTEC, modelo 572 y un analizador multicanal modelo A65-B32, incorporado a un PC y el programa analizador de espectros MAESTRO 5.10, también de ORTEC. Todos los componentes del sistema estaban conectados a una fuente de voltaje estabilizado al 2%. Durante las mediciones de poder de frenado, se mantuvieron las mismas condiciones de operación con las que se calibró el sistema.

En la figura 4.3 se muestra el espectro obtenido con la fuente triple. Se observa que es posible distinguir claramente energías que difieren en 43 keV como en ^{241}Am . El FWHM del pico de 5486 keV es de 15 keV lo que da una resolución de 0,5%.

Dado que el sistema espectroscópico tiene un comportamiento lineal, la resolución puede suponerse constante para cualquier energía de partículas α detectadas por este sistema. Por lo tanto a 1000 keV, la incerteza en energía puede estimarse en 5 keV, de tratarse de un haz de partículas monoenergético.

Apéndice D

D.1. Reducción de la intensidad de un haz de partículas α

En este experimento se usaron haces de partículas α proporcionadas por el acelerador de partículas Van de Graaff KN3750 con energías entre 1,2 y 2,2 MeV. La intensidad de los haces expresada en 5 nA, equivale a $1,56^{10}$ partículas α por segundo, lo que es una cantidad inapropiada para el correcto funcionamiento del sistema espectroscópico. En efecto, estos sistemas necesitan de un lapso a lo más de 1 μ s para procesar correctamente la señal dada por el impacto de una partícula α en el detector. Por lo tanto, fue necesario reducir la intensidad del haz. Esto se consiguió haciendo incidir ortogonalmente el haz sobre una película de Ag de 9 nm de espesor. El rebote elástico de las partículas α con los núcleos de Ag reducen la energía y la intensidad del haz. En nuestro experimento el detector se ubicó a 165° con respecto al eje del haz incidente. El área del detector es de $19,6 \text{ mm}^2$ y estaba ubicado a 13 cm del punto de impacto. Bajo estas condiciones, la intensidad del haz se reduce en un factor del orden de 10^{-7} , quedando en condiciones apropiadas para realizar estos experimentos.

Referencias

- [1] W. Chu y D. Powers, Phys. Rev. **187** (1969).
- [2] W. Wenzel y W. Whaling, Phys. Rev. **88** (1952).
- [3] W. Chu, Phys. Rev. A **13** (1976).
- [4] W. Wenzel y W. Whaling, Phys. Rev. **87** (1952).
- [5] D. Powers, W. Chu y P. Bourland, Phys. Rev. **165** (1968).
- [6] P. Bourland y D. Powers, Phys. Rev. B **3** (1971).
- [7] J. F. Ziegler, J. Applied Physics **85** (1999).
- [8] H. Paul, *Stopping Power for Light Ions. Graphs, Data, Comments and Programs* (<http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/>, 2008).
- [9] J. Ziegler, J. Biersack, *The Stopping and Range of Ions in Matter* (www.srim.org, 2008).
- [10] K. N. E. E. M. Mayer, K. Arstila y J. Keinonen, Nucl. Instr. Meth. B249 **177** (2006).
- [11] NIST, *Stopping Power and Range Tables for Alpha Particles* (www.physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html, 2010).

- [12] M. Mayer, *SIMNRA, Users's Guide* (Max-Planck Institute for Plasmaphysics, Garching Germany, 2002).
- [13] M. Mayer, *SIMNRA, a Simulation Program for the Analysis of NRA, RBS and ERDA* (www.rzg.mpg.de, 1999).
- [14] A. García, *Irradiación con iones pesados de alta energía en dieléctricos para aplicaciones fotónicas: guías de onda en LiNbO₃*. (Universidad Autónoma de Madrid, Madrid, España, 2007).
- [15] J. Hernández, *Simulación de la Implantación iónica en semiconductores* (Universidad de Valladolid, Valladolid, España, 2000).
- [16] V. Chappa, *Aplicación de haces de iones pesados en el análisis y modificación de la superficie de materiales*. (Universidad Nacional de la Plata, Argentina, 2007).
- [17] H. O. O.Jaekel, *Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B.* **256** (2007).
- [18] G. H. Lantschner, J. C. Eckardt, A. F. Lifschitz, N. R. Arista, L. L. Araujo, P. F. Duarte, J. H. R. dos Santos, M. Behar, J. F. Dias, P. L. Grande, C. C. Montanari y J. E. Miraglia, *Phys. Rev. A* **69** (2004).
- [19] J. Y. Hsu, Y. C. Yu, J. H. Liang, K. M. Chen y H. Niu, *Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B.* **219** (2004).
- [20] H. Paul, *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B.* **267** (2009).
- [21] H. Paul, *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B.* **195** (2002).
- [22] H. Paul y A. Schinner, *Physica Scripta* **69** (2004).

- [23] CCHEN .
- [24] RD y D.-P. 95, Swedish Nuclear Fuel and Waste Management Co. Stockholm .
- [25] H. Bethe, *Annalen der Physik* **397** (1930).
- [26] E. Podgoršak, *Radiation Physics for Medical Physicists, Second Edition* (Springer, 2010).
- [27] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments* (Springer-Verlag, 1993).
- [28] P. Sigmund, *Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B.* **85** (1994).
- [29] M. Berger, J. Coursey, M. Zucker y J. Chang, *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions. The National Institute of Standards and Technology (NIST), USA* (<http://www.nist.gov/physlab/data/star/index.cfm>, 2010).
- [30] W. Chu, J.W. Maye, M.A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry* (Academic Press, New York, 1978).
- [31] W. Chu, *Physics Review A* **13** (1976).
- [32] S. Tolansky, *Multiple-Beam Interference Microscopy of Metals* (Academic Press, London, 1970).
- [33] H.H.Andersen y J.F.Ziegler, *Stopping Powers and Ranges of Ions in Matter* (Pergamon press, 1977).
- [34] P. Miranda, M.A. Chesta, S.A. Cancino, J.R. Morales, M.I. Dinator, J.A. Wachter, C. Tenriero, *Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res B248*, pag 150 (2006).

- [35] C. Tenreiro, *Apuntes del curso Introducción a la Física Nuclear* (2006).
- [36] J. M. L.C. Feldman, *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis* (Prentice Hall, 1986).
- [37] J. B. Marion y F. C. Young, *Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables* (Wiley, New York, 1968).
- [38] G.F.Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (2ª Ed., John Wiley & Sons, 1989).
- [39] C. M. Lederer y V. S. Shirley, *Table de Isotopes* (Wiley-Interscience Publication, 1978).
- [40] J. Marion, *Dinámica Clásica de partículas y sistemas* (Editorial Reverté, 2000).
- [41] S. Cancino, *Medición de la sección eficaz de producción de la reacción $^{63}\text{Cu}(d,p)^{64}\text{Cu}$ en el intervalo de energía de 1,5 a 2,4 MeV* (Universidad de Chile, 2005).
- [42] J. Wachter, *Medición de la sección eficaz de producción de la reacción $^{nat}\text{Zn}(p,x)^{67}\text{Ga}$ en el intervalo de energía de 1,6 a 2,5 MeV* (Universidad de Chile, 2007).