

Medición de poder de frenado electrónico de nitruro de silicio (SiN_x) para protones a bajas energías

Autor: **Franco Carriel Álvarez**

Supervisor: **Jorge E. Valdés Leyton**

Comisión: **Ricardo Henriquez, Tomas Corrales**

Enero de 2025

Para mi mami Olivia.

Agradecimientos

Quiero comenzar agradeciendo a las personas que me ayudaron a llegar hasta aquí. Al Dr. Jorge Valdés y la Dra. Marián Abellán por apoyarme en todo momento y tener la paciencia de compartir sus conocimientos y sabiduría conmigo. Quiero hacer una especial mención a mi querida amiga María, por soportarme todos estos años y ayudarme cada vez que lo necesité.

Me gustaría agradecer en general a todos los profesores que he tenido y a las personas; amigos y conocidos, que incluso sin saberlo ayudaron en mi formación como científico desde su compartir y cariño.

Por ultimo, pero no menos importante, quiero agradecer a mis padres, mi familia, por su apoyo incondicional desde siempre. Sin ellos no sería quien soy. Gracias por creer en mí siempre y enseñarme que el mundo puede ser un lindo lugar.

Resumen

En este trabajo experimental se midió la distribución de pérdida de energía electrónica de protones (H^+) al ser transmitidas por películas delgadas de nitruro de silicio rico en silicio (SiN_x) en el rango de energías de 2 a $10keV$. Las mediciones presentadas en este trabajo, son las primeras en realizarse en este rango de energías y las primeras mediciones con iones de hidrógeno como partícula incidente en nitruro de silicio[1]. Nuestros resultados muestran la proporcionalidad de la pérdida de energía del ion con su velocidad de incidencia en el blanco, presentando una velocidad umbral (v_{th}) que se encuentra al extrapolar los datos de pérdida de energía a valor nulo. Esta última característica fue predicha para materiales semiconductores y aislantes [2, 3]. Sin embargo, existe poca evidencia experimental de este fenómeno. A nuestro conocimiento, sólo se ha podido medir experimentalmente una pérdida de energía nula en fluoruro de litio [4] , material que presenta un gap de energía de $14eV$. Los resultados presentados contribuyen al conocimiento de la interacción de iones con materiales semi-conductores y aislantes. Este tipo de experimento es otra de las herramientas útiles para caracterizar la estructura electrónica de los materiales en general, e importante desde el punto de vista fundamental en física del sólido.

Índice

1. Introducción	5
2. Penetración de iones en la materia: poder de frenado para iones lentos	6
2.1. Base de datos del poder de frenado electrónico	10
2.2. SRIM	12
3. Equipo y procedimiento experimental	12
3.1. Cañón de iones	13
3.1.1. Fuente de iones	14
3.1.2. Sistema de lentes electrostáticos: Einzel Lens	15
3.1.3. Filtro de velocidades	17
3.2. Cámara de colisiones	18
3.2.1. Sistema de vacío y manipulación de muestra	19
3.2.2. Analizador electrostático	20
3.3. Detección de iones	21
4. Desarrollo experimental y discusión	23
4.1. Descripción de la muestra	23
4.2. Mediciones de pérdida de energía	24
4.3. Resultados y discusión	26
5. Conclusiones	30
Referencias	31

1. Introducción

La investigación en el contexto de la interacción de partículas cargadas con sólidos ha ido en ascenso desde el famoso experimento de Rutheford [5] cuando estudió de la dispersión de las partículas α y β al atravesar una lámina delgada de oro. Este experimento lo llevó al descubrimiento del núcleo atómico. Comprender los efectos de la radiación en sólidos es fundamental para la física aplicada; se destaca su uso en la física de plasmas, física de materiales, caracterización de materiales, nanociencia y nanotecnología, aplicaciones en medicina, biotecnología y ciencias aeroespaciales [6, 7], por mencionar algunas de sus aplicaciones.

Uno de los efectos de interés en esta área es la transferencia de energía del proyectil al material con el que interactúa. Dependiendo de las características del ion (carga, masa, energía) y del material afectado (densidad, tipo de estructura electrónica y atómica), la transferencia de energía dosificada produce cambios en las propiedades físicas del material. Estos cambios van desde el dopaje en estructuras para cambiar sus propiedades ópticas y/o eléctricas; hasta la muerte celular, en aplicaciones médicas como la radioterapia de protones.

Cada material responde distinto a este tipo de radiación, detalle particularmente importante cuando se buscan aplicaciones específicas para materiales expuestos a ambientes de alta radiación, como son los detectores en un reactor nuclear, sistemas micro electromecánicos o dispositivos electrónicos en satélites. Entre los materiales que poseen propiedades excepcionales para estos fines se destaca el nitruro de silicio (SiN_x). Este material se ha encontrado en forma natural solamente en meteoritos, bajo el nombre de nierita. El nitruro de silicio es un material que se prepara en una reacción de silicio en polvo en atmósfera de nitrógeno a muy altas temperaturas. Como material artificial presenta notables propiedades físico-químicas, ya que posee una alta resistencia química y mecánica, baja permeabilidad a gases y líquidos, además de tener una muy buena estabilidad térmica (resistencia a altas y bajas temperaturas) [8]. Por otra parte, el nitruro de silicio, Si_3N_4 , es un excelente aislante, y que al ser preparado en diferentes proporciones de silicio y nitrógeno, es posible ajustar sus propiedades ópticas y electrónicas ([9, 10]). Estas características hacen del SiN_x un material de alto interés sobre todo en circuitos integrados (IC), optoelectrónica, ciencias aeroespaciales, sistemas microelectromecánicos (MEMS) y aplicaciones digitales, aplicaciones bio-médicas y químicas [11].

Un parámetro esencial que describe la transferencia de energía en la interacción ion-sólido es el llamado poder de frenado del material para una partícula, que puede ser determinado a través de la pérdida de energía instantánea de la partícula por unidad de camino recorrido dentro del material. El poder de frenado del nitruro de silicio para iones livianos solamente se ha medido para helio (He) en nitruro de silicio (Si_3N_4) en el rango de energía de $2MeV$ a $10MeV$ [12]. La falta de este tipo de datos es compartido por muchos otros materiales, y constituye un vacío en las bases de datos mantenidas por la Organización Internacional de Energía Atómica (IAEA, por sus siglas en inglés) [1].

Nuestro experimento es el primero en obtener la pérdida de energía de protones para el nitruro de silicio (SiN_x) a energías menores a $10keV$. Con estos resultados contribuimos al estudio del poder de frenado de partículas cargadas por materiales

semiconductores/aisladores, los que a la fecha no ha sido muy explorados.

A continuación se dan a conocer algunos aspectos fundamentales de la interacción de iones con sólidos. Luego, hablamos los aspectos experimentales, incluyendo descripción del equipo experimental, sistema de vacío, generación y transporte de iones, cámara de colisiones (muestra y manipulación) y sistema de detección. Se presentan nuestros resultados experimentales y finalmente discusión y conclusiones.

2. Penetración de iones en la materia: poder de frenado para iones lentos

Para describir el fenómeno de la interacción entre un ion y un sólido, es útil pensar en una partícula de número atómico Z_1 , masa M_1 , carga q y velocidad v que incide en un 'blanco' o 'target', compuesto por N átomos por unidad de volumen, con número atómico Z_2 y masa M_2 , como se ve en la fig. (1). En su recorrido, el proyectil sufre cambios en su trayectoria y energía por colisiones elásticas con los átomos y por colisiones inelásticas con los electrones del material.

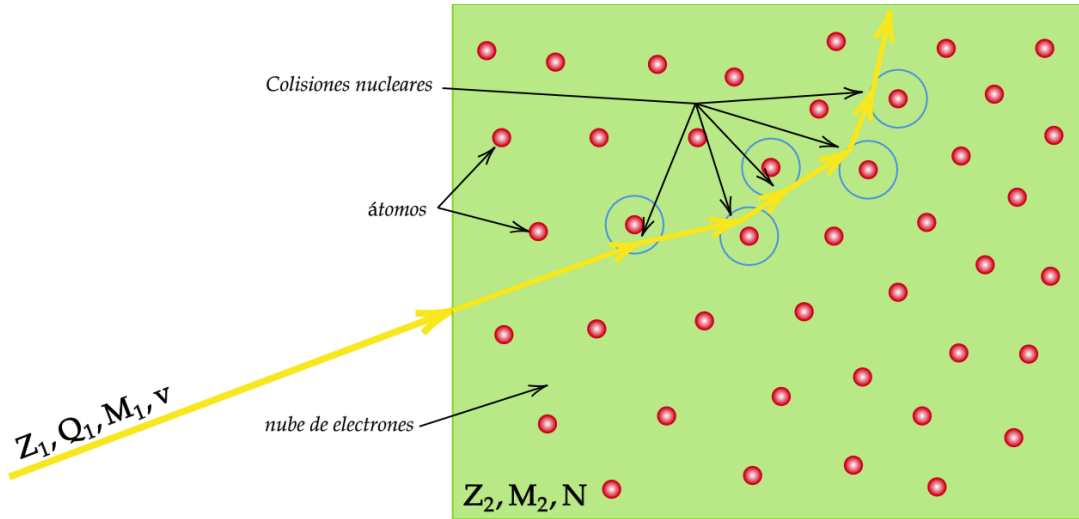


Figura 1: Descripción esquemática de un ión penetrando un sólido. El blanco puede estar compuesto por uno o más tipos de átomos, en esta figura se presenta un blanco con átomos de una sola clase.

Estas interacciones conllevan al frenado de la partícula. La pérdida de energía por unidad de camino recorrido del ion, (dE/dx) , es equivalente al poder de frenado del material. Este valor depende de la masa y energía de la partícula incidente y de las características propias del material que está siendo impactado por el haz de partículas, y de su estructura y densidad atómica, la que indica el carácter policristalino, monocristalino o amorfo del material en estudio. El poder de frenado está definido como:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1)$$

El signo menos aparece pues la energía de la partícula va disminuyendo a medida que penetra el material. Las unidades usuales para esta cantidad son eV/Å. El comportamiento del poder de frenado depende en gran medida de la energía que tenga el ion incidente. El rango de energías por debajo de 25 keV es considerado el rango de bajas energías; el acelerador que utilizamos para este experimento va de decenas de eV hasta 10 keV (0.01 MeV).

En los inicios de los estudios de la interacción de partículas con sólidos, Fermi y Teller [2] llegan a la conclusión de que cuando la partícula cargada tiene una rapidez menor que la velocidad de Bohr ($v_{ion} < v_0$), los efectos del núcleo sobre la partícula son 'apantallados' por los electrones mas cercanos al núcleo. La razón radica en que estos electrones tienen energías de ligadura mayores a la energía que puede transferir un protón a un electrón a velocidades cercanas o menores a la velocidad de Bohr.

La velocidad de Bohr está definida como la velocidad que lleva un electrón en el primer nivel de energía en el modelo atómico propuesto por Niels Bohr en el año 1913 [13]. En este modelo, la expresión para la velocidad que tiene un electrón que orbita en el primer nivel de energía es:

$$v_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \approx 2,18 \times 10^6 m/s \quad (2)$$

En términos de energía, un protón tiene esa velocidad cuando su energía cinética es de 25keV, valor que fija un límite a las bajas energías asociadas a la curva del poder de frenado. Por otra parte, puesto que la velocidad del ión es menor a la velocidad de Bohr, los electrones que participan en el frenado de la partícula corresponden, en general, a los electrones de la banda de valencia y de conducción. Un modelo que describe bien el poder de frenado electrónico en este rango de energía es el modelo de gas de electrones libres, donde estos electrones se distribuyen uniformemente alrededor de los núcleos de los átomos del material.

Para este rango de energías, la pérdida de energía total de un haz de partículas en un material estará determinada por la suma de las contribuciones elásticas (n) y electrónicas (e):

$$S = - \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_n + \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \right] \quad (3)$$

El poder de frenado electrónico para iones livianos (tales como hidrógeno, helio y litio), bajo el límite de energía antes mencionado, es proporcional a la velocidad del ion cuando su velocidad es menor a la velocidad de Bohr (v_0) [14].

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \propto kv = QE^{1/2} \quad (4)$$

Donde los parámetros k y Q son determinados por la sección eficaz de colisión y la densidad electrónica del sólido. En sus escritos, Fermi y Teller atribuyen una densidad electrónica homogénea en el sólido (n_e), y aproximan la sección eficaz de colisión (σ) de electron-ion a πa_0^2 :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \cong \pi a_0 n_e m_e v_F v \quad (5)$$

En cuanto a la contribución elástica podemos decir lo siguiente: desde un punto de vista experimental, sabemos que los cambios en la trayectoria del haz de iones son producto de las colisiones elásticas con los núcleos atómicos. Para medir la pérdida de energía electrónica se deben minimizar tales contribuciones y el posible aumento del camino recorrido en la trayectoria (ver fig. (1)). Esto se consigue midiendo la pérdida de energía de las partículas transmitidas, cuyo ángulo de scattering total sea pequeño respecto de la dirección de incidencia del haz, como se puede apreciar en la fig. (2). Con este método, los iones analizados por el detector serán afectados casi exclusivamente por colisiones inelásticas [15].

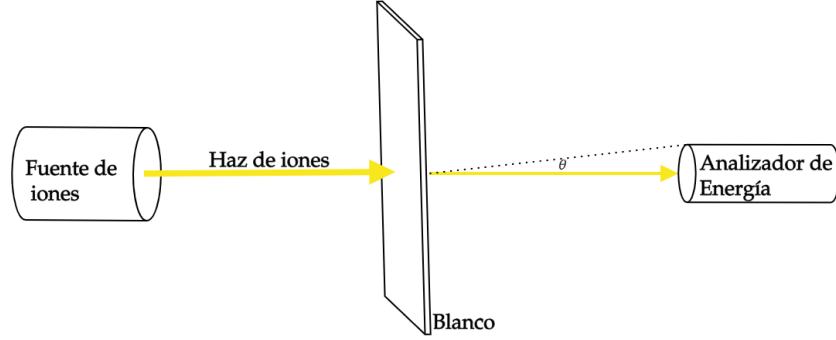


Figura 2: Modelo experimental para la detección de partículas energéticas que atraviesan un sólido. El ángulo θ describe la apertura angular a la que se medirá la desviación del haz en la dirección de incidencia y que depende del área de la entrada al detector y de la distancia a la que se encuentre del blanco/ muestra.

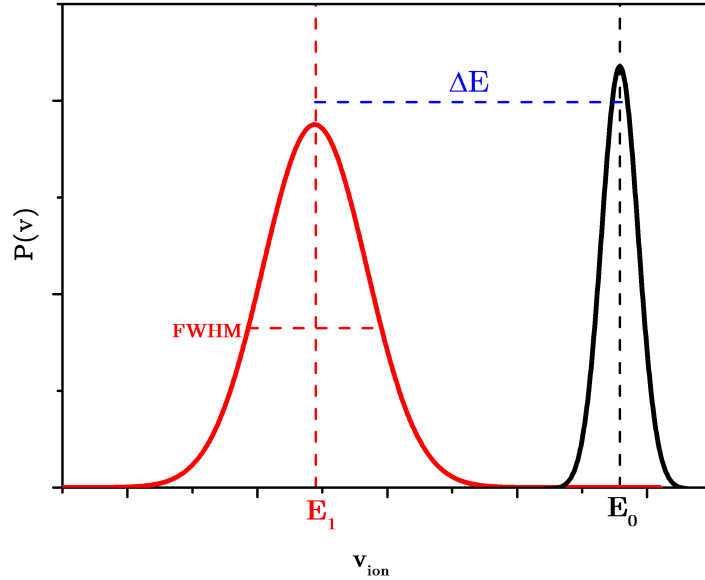


Figura 3: En rojo, distribución de energía de protones transmitidos a través del blanco en función de su energía. En negro, distribución de energía de protones incidente directamente en el detector (calibración).

El frenado de los iones de un haz de partículas es un proceso estocástico, independiente para cada protón. Las variaciones en trayectorias e interacciones con la nube de electrones varían de ion a ion por lo que las pérdidas de energía detectadas presentan una dispersión que se asemeja una función de distribución gaussiana (normal), ver fig.(3). Esta distribución nos entrega información sobre el valor medio de la energía, al que llamaremos E_1 , y su parámetro de dispersión: valor del ancho de la distribución a la mitad de su altura (FWHM, por sus siglas en inglés). Que se relaciona a la desviación estandar como:

$$\sigma = \Omega_{exp} = \frac{FWHM}{\sqrt{8\ln 2}} \quad (6)$$

En general, en este tipo de experimentos se observa cierta asimetría del lado izquierdo de la distribución de energía estudiada. La existencia de asimetrías en la distribución se atribuye a la no uniformidad de ambas superficies de la película bombardeada. También, debido a transferencia de energía por colisiones múltiples con los núcleos y que aumentan el camino recorrido y en consecuencia aumentan la pérdida de energía, y que sin embargo son detectadas en la dirección de incidencia. También, otros fenómenos particulares debido a la presencia de estructuras cristalinas (channeling), entre otros fenómenos que no serán explorados en esta investigación.

En experimentos de transmisión, la pérdida de energía media por unidad de distancia recorrida, se obtiene como el promedio de la diferencia de energía que tiene el haz al incidir en la superficie (E_0) y la energía que tiene luego de ser transmitida (E_1), al pasar por la película de espesor Δx .

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{\Delta x} = \frac{\langle E_0 - E_1 \rangle}{\Delta x} \quad (7)$$

Puesto que la energía perdida es mucho menor a la energía incidente la *pérdida de energía instantánea* se obtiene al considerar el límite en que el espesor de la muestra es muy pequeño:

$$S = -\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta E \rangle}{\Delta x} = -\frac{dE}{dx} \quad (8)$$

En nuestro experimento, cuando la pérdida de energía es comparable con la energía del haz incidente, la relación descrita en la ecuación (8) no es válida. Para poder analizar la pérdida energía y comparar con los modelos, es conveniente considerar el efecto que tiene la variación continua de la energía de la partícula durante su trayectoria a través de película en términos de los valores de la variación de energía ΔE y de espesor finito de la película Δx [16].

La dependencia de la pérdida de energía por unidad de distancia proporcional a la velocidad del haz incidente, ec.(4), se puede expresar como:

$$\frac{dE}{dx} = -QE^{1/2} \quad (9)$$

Si integramos sobre el espesor de la película Δx y de la energía entre E_0 y E_1 , obtendremos

$$\Delta E = Q\Delta x \langle E^{1/2} \rangle \quad (10)$$

Donde:

$$\begin{aligned}
\langle E^{1/2} \rangle &= \frac{\sqrt{E_0} + \sqrt{E_1}}{2} \\
&= \frac{1}{2} \left(E_0^{1/2} + E_1^{1/2} \right) \\
&= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{m_p}{2} \right)^{1/2} v_0 + \left(\frac{m_p}{2} \right)^{1/2} v_1 \right] \\
&= \left(\frac{m_p}{2} \right)^{1/2} \frac{(v_0 + v_1)}{2} \\
\langle E^{1/2} \rangle &= \left(\frac{1}{2} m_p \right)^{1/2} \langle v \rangle
\end{aligned}$$

Siendo $\langle v \rangle$ la velocidad media entre la velocidad del ion incidente y la velocidad del ion al emerger de la película. Quedando la pérdida de energía de la partícula, o el poder de frenado del material, para la partícula, determinada experimentalmente como:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = Q \langle E^{1/2} \rangle = k \langle v \rangle \quad (11)$$

2.1. Base de datos del poder de frenado electrónico

La IAEA (International Atomic Energy Agency [1], u Organización Internacional de Energía Atómica) es una organización internacional que promueve el uso pacífico de la energía nuclear y supervisa que no se utilice con fines militares. Entre sus diversas funciones, desarrolla bases de datos científicas y técnicas, como la Stopping Power Database, que proporciona valores confiables para la interacción de partículas cargadas (por ejemplo, protones, electrones, e iones en general) con materiales.

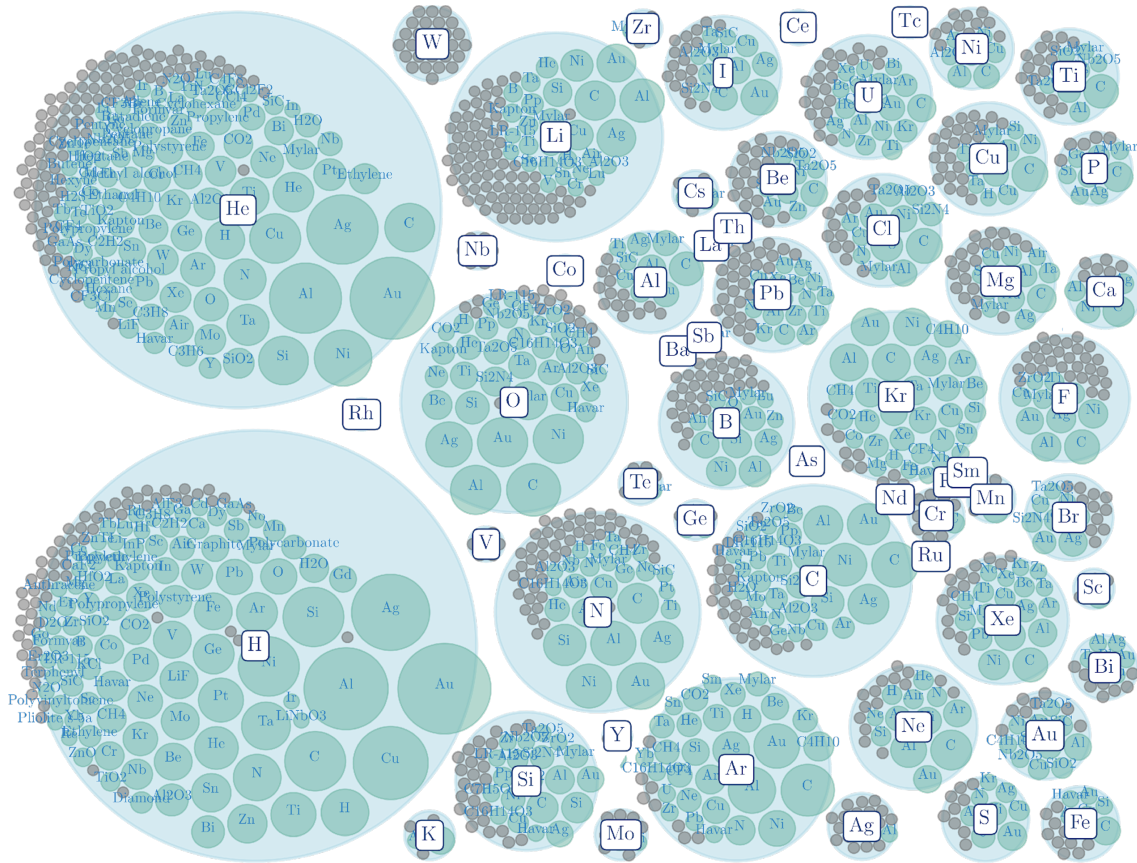


Figura 4: Esquemas circulares para la representación de datos actuales en la Stopping Power Database. El tamaño es proporcional al número de conjuntos de datos. Los círculos de color azul claro corresponden a proyectiles (burbujas de iones). Los círculos azules dentro de cada burbuja de ion representan valores para diferentes objetivos. Las burbujas grises corresponden a objetivos con un solo conjunto de datos. [1]

Pese a que la base de datos recolecta valores desde hace casi un siglo, siendo la más antigua registrada en 1928, sobre los estudios de Rosenblum [17] midiendo el stopping power de partículas alpha en Li, Cs, Zn, Pd y Pb. Aún quedan muchas interacciones por medir, en la figura (4) se muestran como burbujas grises los elementos que cuentan con solo una medición experimental.

La IAEA destaca la urgencia, y necesidad por obtener mediciones de poder de frenado para la mayor cantidad de materiales posible, haciendo especial énfasis en nitruros y carburos, materiales que han ganado relevancia en las últimas décadas por su gran versatilidad en distintas industrias gracias a sus propiedades. Se mencionó anteriormente que existe un limite bien definido para lo que se consideran bajas energías, pero este rango de energías es particularmente complejo para trabajar experimentalmente. La necesidad de películas delgadas con espesores nanométricos para poder realizar las mediciones es un problema complejo pues estas estructuras deben soportar encontrarse en ambientes de ultra alto vacío sin romperse o degradarse. Además, es necesario el equipamiento especializado para realizar el experimento (este apartado será descrito en profundidad en el próximo capítulo).

2.2. SRIM

El trabajo llevado a cabo por la IAEA para mantener la base de datos de poder de frenado de los materiales es bastante extensa y en diversos rangos de energía, pero como comentábamos anteriormente, a la fecha aún presenta vacíos importantes y discrepancias entre distintos resultados experimentales realizados en diferentes laboratorios para ión-sólido iguales. Estas dificultades hacen imposible que exista interpolación directa de un sistema a otro. Junto con la base de datos de IAEA, existe un software *Stopping Power and Range of In Matter* (SRIM) [18] que es ampliamente usado para determinar el poder de frenado y el rango de penetración de los iones en materiales. Este programa se nutre de datos experimentales y modelos del poder de frenado, lo que resulta en un ajuste no lineal aproximado y semi-empírica muy útil para uso rápido de datos de pérdida de energía.

3. Equipo y procedimiento experimental

Esta investigación se llevó a cabo en el Laboratorio de Colisiones Atómicas (LCA), ubicado en el Departamento de Física de la Universidad Técnica Federico Santa María. El laboratorio cuenta con un acelerador de iones de baja energía, 500eV a 10keV. En términos generales, el cañón produce un haz de iones, el cual es estabilizado y discriminado para que impacte en el blanco que está a 1.35 m de la salida del haz de iones. El equipo está diseñado para poder medir la energía del haz de iones después de interactuar con un blanco específico, pudiendo medir también distribuciones angulares y estados de carga.

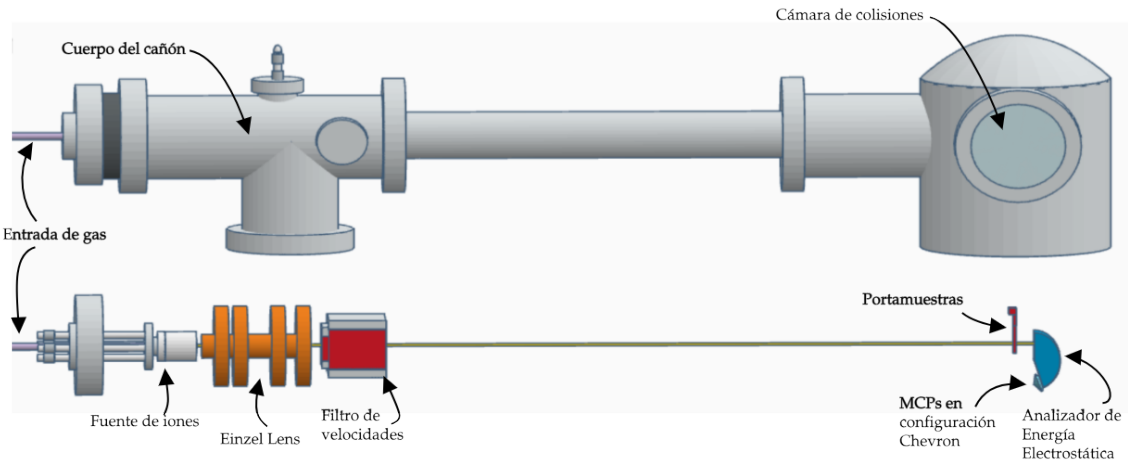


Figura 5: En la parte superior el cuerpo completo del cañón de iones y la cámara. En la parte inferior los componentes principales del sistema con la trayectoria del haz.

El haz de partículas es generado con una fuente de iones de tipo COLUTRON de cátodo caliente. Esta fuente puede ser usada para generar haces de iones de gases y sólidos (con sus respectivas consideraciones en cada caso). Estas partículas ionizadas son aceleradas al aplicar una alta tensión entre el ánodo de la fuente y

el lente extractor (acelerador). Posteriormente, el haz es enfocado a través de lentes electrostáticos (Einzel-Lens) en la posición deseada. La ionización de partículas generalmente resulta en más de un tipo de ión, como es el caso de del hidrógeno molecular, H_2 , que resulta en 3 tipos de iones: H^+ , H_2^+ y H_3^+ , cada uno con sus propias propiedades relacionadas a la estabilidad de la molécula, masas y reacciones asociadas particulares al interactuar con la materia. Es por esto que el cañón de iones cuenta con un discriminador (Wien Filter), que usa las velocidades de cada partícula generada, como filtro para separar las masas de los iones. Para medir la energía del haz se usa un analizador de energía electrostática de sector esférico de 160° . Para el funcionamiento correcto del haz se debe mantener presiones de ultra alto vacío, del orden de 10^{-8} mbar, estas presiones son alcanzadas por 3 bombas turbo moleculares apoyadas cada una por una bomba mecánica y además en la cámara de colisiones se encuentra una bomba iónica de alta capacidad. El cañón tiene integrado un sistema de enfriado para disipar el calor producido por la fuente de iones y por el filtro de velocidades magnético. A continuación se hará una descripción más específica de los componentes principales del cañón.

3.1. Cañón de iones



Figura 6: Modelo G-1-D Ion Gun.

El cañón de iones es el modelo G-1-D Ion Gun, distribuido por la empresa Beam Imaging Solution [19]. Este modelo está optimizado para sistemas de ultra alto vacío (UHV) con capacidades de vacío de hasta 10^{-9} Torr.

El sistema incluye un filtro de velocidad avanzado con bobinas magnéticas encapsuladas en acero inoxidable y refrigeración líquida, permitiendo mayor intensidad de campo magnético y estabilidad operativa. Este modelo es ideal para investigación en física atómica, separación de isótopos y análisis de superficies, especialmente en entornos de alta precisión y ultra alta limpieza.

3.1.1. Fuente de iones

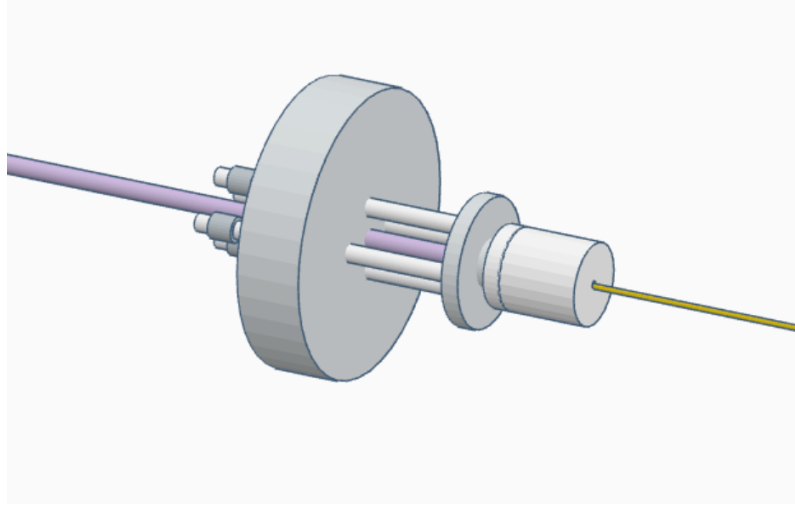


Figura 7: Modelo de la fuente de iones

En la imagen (7) podemos ver el modelo 101 de fuente de iones de COLUTRON. Esta fuente está equipada con una manguera para la entrada de gas, la cual llega directamente a la cámara donde se encuentra el filamento. En caso de querer usar un elemento sólido para producir el haz, se requiere cambiar esta manguera por un "portador de carga", estos pueden ser de acero inoxidable, cuarzo o alúmina. No se ahondará más acerca de la producción de un haz con la ionización de un sólido y nos enfocaremos en gases, más específicamente en la ionización del hidrógeno.

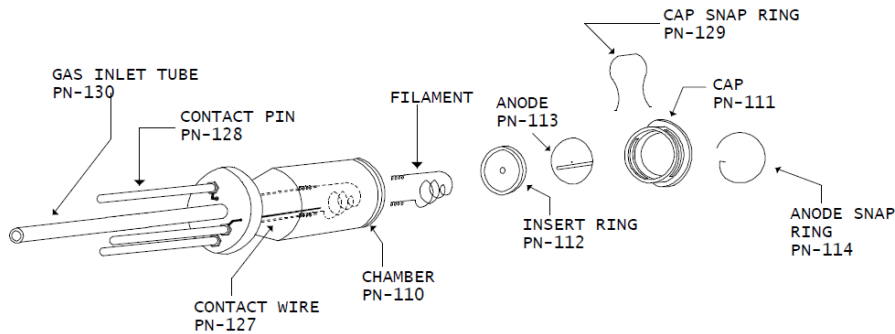


Figura 8: Diseño extendido de la fuente de iones.

La ionización del gas se produce en la cámara (PN-110) ver fig. (8). Dentro de esta cámara, se inyecta hidrógeno molecular, el que es ionizado por la emisión de termo-electrones del filamento y por las sucesivas colisiones entre los componentes del gas. En este proceso se producen los tres tipos de iones de hidrógeno. El plasma generado (ver fig. (9)) pasa por el agujero del ánodo (0,5mm de diámetro) por la diferencia de presión entre la cámara de la fuente de iones y la sección de UHV del cañón de iones.

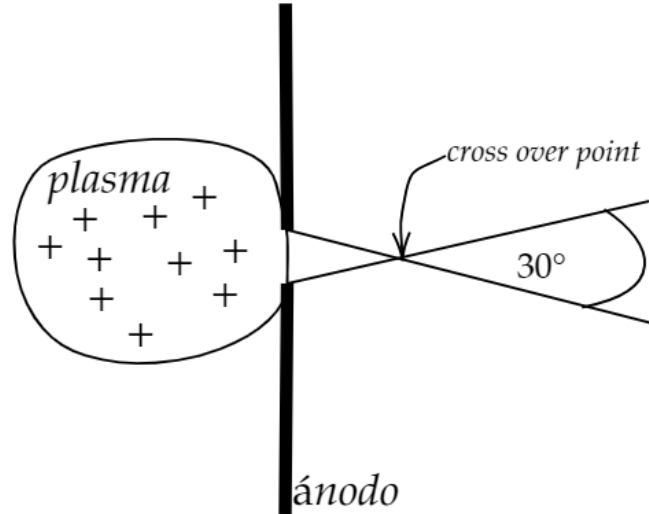


Figura 9: Esquema de parte de la fuente de iones donde se genera el gas ionizado.

Las partículas así generadas son aceleradas por la diferencia de tensión entre el ánodo (kV) y el lente extractor (tierra). En este proceso se produce una dispersión de las partículas, la que es corregida por un sistema de lentes electrostáticas que comienza actuar en el “cross-over point” de la Fig (9). El funcionamiento de estos lentes será descrito a continuación.

3.1.2. Sistema de lentes electrostáticas: Einzel Lens

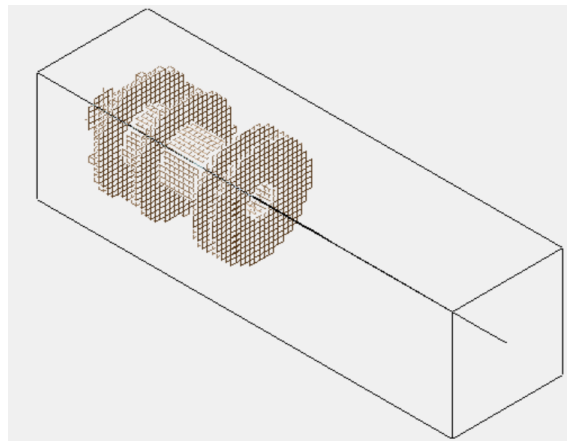


Figura 10: Estructura del sistema Einzel Lens instalado en el cañón de iones generado con el software especializado en modelación de sistemas electrostáticos y problemas de óptica electrónica SIMION. [20]

El sistema de lentes consiste de 4 partes: una copa de extracción, 2 elementos de enfoque cilíndricos y 2 placas paralelas que sirven para producir la deflexión vertical del haz. Esta configuración de lentes se conoce como “einzel lens” y es común para enfocar o “guiar” haces de partículas cargadas, como en este caso protones, sin cambiar significativamente su energía cinética promedio [21]. En la figura (10)

podemos ver la configuración del sistema de lentes desde un lateral. Cuando los iones son acelerados por el ánodo de la fuente de iones (V_0), se encuentran con la copa de extracción que denota el inicio del sistema de lentes, esta copa se encuentra anclada a tierra, por lo que el campo eléctrico producido por la diferencia de potencial entre el ánodo y la copa es el que determinará la energía del haz. El primer elemento cilíndrico se opera a un voltaje de aproximadamente $2/3$ del voltaje de aceleración, mientras que el segundo se encuentra típicamente a tierra. Las placas paralelas también están a tierra en un principio. Para

En la figura (11) se puede observar la copa de Faraday que se encuentra justo atrás de la muestra y que está alineada con fuente de iones, su propósito es detectar la corriente producida por el haz. Se deben usar el lente de foco y las placas de deflexión vertical para encontrar la mayor intensidad del haz.

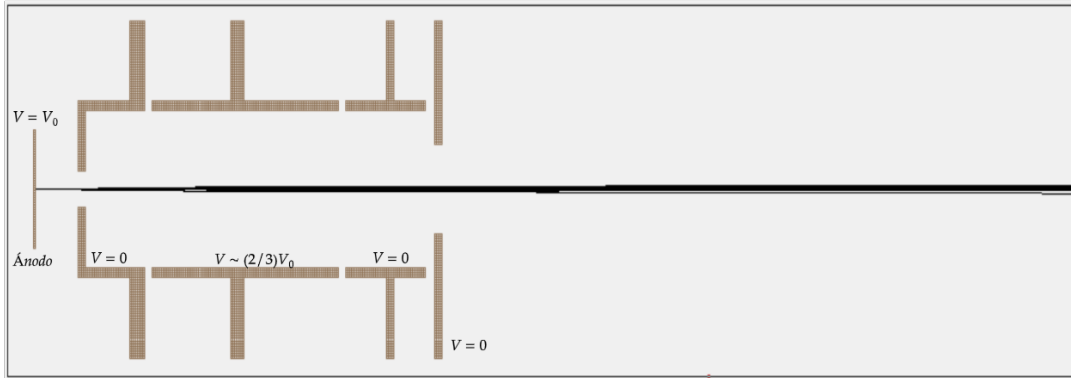


Figura 11: Visión lateral del sistema Einzel Lens generada con SIMION. Con el haz bien enfocado se puede llegar a un haz estable de diametro 1mm en el foco.

Con el haz enfocado lo único que queda es discriminar los tipos de iones con el filtro de velocidades que usaremos en nuestro experimento, de este modo nos aseguramos de tener un haz de protones para las mediciones de pérdida de energía.

3.1.3. Filtro de velocidades

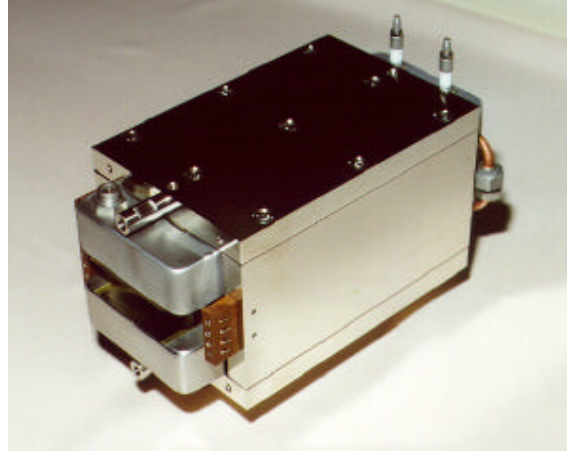


Figura 12: El filtro de velocidades del acelerador es el modelo Wien Filter COLU-TRON 600-B.

Para poder discriminar las masas, el filtro de velocidades produce un campo magnético y perpendicular a este una serie de campos eléctricos. Estos campos afectan la trayectoria de las moléculas, para describir esta situación primero modelaremos la situación:

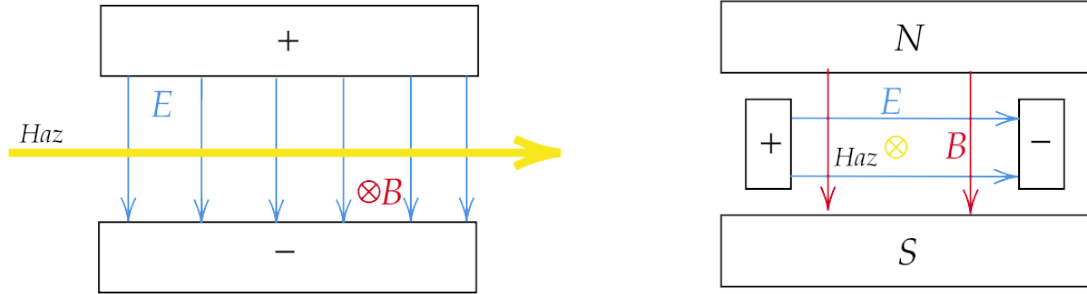


Figura 13: A la izquierda una representación de la vista superior del filtro y a la izquierda una vista desde la entrada del haz.

La única fuerza no despreciable que actúa sobre una de partícula de carga q y que viaja a una velocidad v , es la Fuerza de Lorentz [22]:

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (12)$$

Gracias a la orientación de la velocidad de la partícula respecto de los campos E y B , todos perpendiculares entre sí, la relación anterior se simplifica, por ejemplo a:

$$F = q(E - vB) \quad (13)$$

Esta fuerza actúa en la misma dirección que el campo eléctrico, mas no en el mismo sentido, dependiendo de la carga y de las magnitudes del campo eléctrico y magnético. Por otra parte, la magnitud de la velocidad de la partícula debido al voltaje de aceleración está dada por:

$$v = \left(\frac{2qV}{m} \right)^{1/2} \quad (14)$$

Como se comentaba anteriormente la producción de iones de hidrógeno no es exclusiva de H^+ , protones, sino que tiene sus variantes H_2^+ (2 protones y 1 electrón) y H_3^+ (3 protones y 2 electrones). Al tener masas distintas, las partículas pueden ser discriminadas por el filtro de velocidades si se ajustan los potenciales correctos:

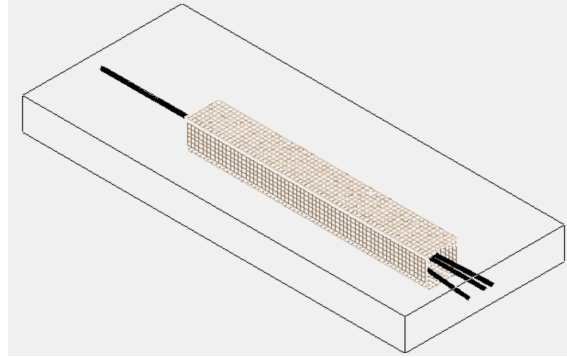


Figura 14: Simulación de filtro de masas actuando sobre un haz de iones de hidrógeno realizada con SIMION. Se puede apreciar como al final del recorrido sus trayectorias han sido deflectadas.

Como se ve en la figura (14), si bien todas las partículas generadas fueron aceleradas con la misma intensidad, al poseer masas distintas, la fuerza de Lorentz actúa de forma distinta en cada una. Para generar un haz exclusivamente de protones se deben ajustar los parámetros de la ec.(12) para que la fuerza neta sea nula en los protones con velocidad v_0 :

$$qBv_0 = qE \quad (15)$$

De este modo el filtro de masas deflecta todas las partículas que no sean protones.

3.2. Cámara de colisiones

El lugar donde ocurre el impacto del haz de iones con la muestra es la cámara de colisiones, fig. (15). Para alcanzar las condiciones ideales del experimento esta cámara se debe mantener a una presión cercana a los 10^{-8} mbar.

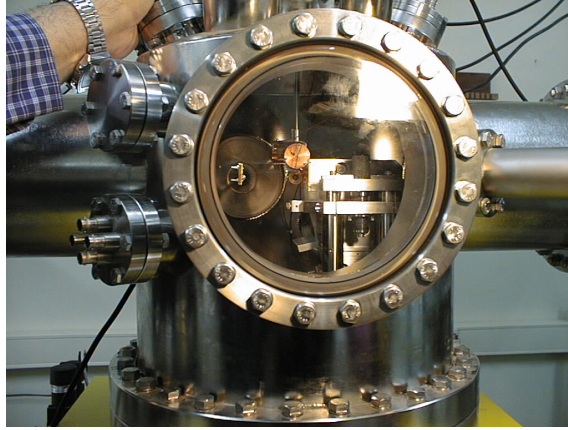


Figura 15: Cámara de colisiones del equipo.

La cámara debe albergar dispositivos para la manipulación de la muestra y para el análisis de esta, cada uno presenta sus desafíos para mantener el ultra alto vacío en la cámara. En primer lugar el analizador es un aparato móvil dentro de la cámara que es manipulado desde fuera, por esta razón es que se necesitan 2 bombas turbo moleculares, para que el diferencial de presión entre ambas secciones sea mínima. Cada bomba turbo molecular está a su vez apoyada por una bomba mecánica encargada de crear un pre-vacío para el buen funcionamiento de estas.

3.2.1. Sistema de vacío y manipulación de muestra

Las bombas turbo moleculares son ideales para implementarse en ambientes que requieren de un ultra alto vacío. Cada una se compone de un motor que hace girar álabes a muy altas velocidades, 1500Hz y 1000Hz, de manera que las partículas colisionan con estos y cambiando su momentum. Cada bomba requiere de un pre-vacío de al menos 10^{-3} mbar para poder comenzar a funcionar correctamente, para esto se utilizan bombas mecánicas, que tienen un funcionamiento similar pero a una mucha menor escala. Las bombas turbomoleculares pueden alcanzar fácilmente presiones de 10^{-10} mbar o incluso menor.

Cuando se trabaja en ultra alto vacío se busca eliminar la mayor cantidad de partículas que existan en la cámara. Para este fin es que se utiliza la bomba iónica, que funciona utilizando campos eléctricos y magnéticos para capturar moléculas de gas en el sistema y fijarlas en superficies sólidas mediante procesos de ionización y adsorción. En el interior de la bomba, un fuerte campo eléctrico acelera las partículas cargadas residuales en la cámara. Estos electrones chocan con las moléculas de gas residuales, ionizándolas (es decir, arrancando electrones de las moléculas para formar iones positivos). Los iones positivos generados son acelerados hacia el cátodo, donde se incrustan en su superficie o reaccionan químicamente con el material del cátodo, formando compuestos estables. Un campo magnético aplicado perpendicularmente al campo eléctrico aumenta la eficiencia de la ionización al prolongar la trayectoria de los electrones, incrementando la probabilidad de colisiones con moléculas de gas.

Al tener que trabajar en un ambiente de UHV se vuelve indispensable mantener esta condición lo más posible. Al sacar o introducir una muestra lo hacemos usando una pequeña cámara independiente de la cámara principal. Para este fin se usa

un transportador de muestras, el cual se encuentra desconectado de la cámara de colisiones por una válvula. Una vez que la muestra se encuentra en la cámara un manipulador de 5 ejes permite colocar el porta-muestra en la posición precisa para el bombardeo.

Por último, dentro de la cámara se encuentra el analizador electrostático, el cual tiene un soporte rotativo para poder medir a distintos ángulos, y para poder apartarlo cuando se está enfocando el haz usando una copa de Faraday que esta alineada al haz en la cámara de colisiones.

3.2.2. Analizador electrostático

Para poder realizar mediciones de la distribución de energías con que los protones atraviesan la muestra se utiliza en primer lugar un analizador electrostático (ESA) de sector esférico de 160° .

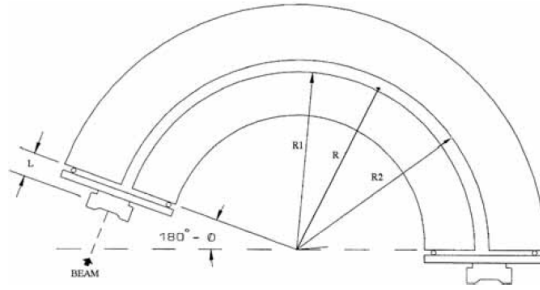


Figura 16: ESA COMSTOCK modelo AC-902, donde $\phi = 20^\circ$, R_1 , R_2 y R corresponden al radio interior, exterior y radio medio del analizador. L es la distancia desde la apertura del analizador y la zona donde comienza a actuar el campo esférico.

El diámetro en la apertura y la salida del analizador es de 1mm . Su funcionamiento consiste en aplicar un determinado voltaje entre las placas R_1 y R_2 (en la configuración particular del ESA en el laboratorio, R_1 se mantiene a tierra). Este voltaje produce un campo eléctrico dependiente de la distancia radial al foco de la curvatura ($E \propto 1/r^2$). Dicho campo sirve para producir un 'túnel' que curva la trayectoria de las partículas dependiendo de su energía (ec.(12)). Dicho de otro modo el analizador sirve para discriminar las partículas por su energía y de este modo optimizar las mediciones.

La resolución de este tipo de analizador viene dado por:

$$\Delta E = \frac{\omega}{R(1 - \cos\phi) + L\sin\phi}(T) \quad (16)$$

Donde T corresponde a la energía transmitida:

$$T = \frac{\Delta V}{\frac{R_2}{R_2} - \frac{R_1}{R_2}} \quad (17)$$

Siendo ΔV la diferencia de potencial entre las placas esféricas. Por configuración del analizador usado, la resolución es de 1% .

3.3. Detección de iones

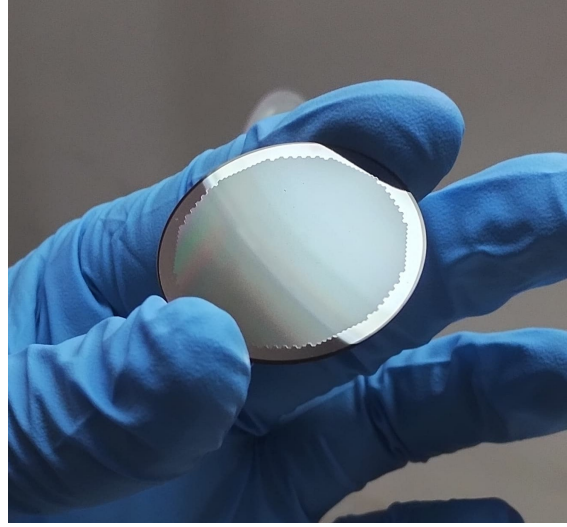


Figura 17: Micro Channel Plate.

El mecanismo para determinar la energía de los protones que atraviesan la muestra es detectado generando pulsos de corriente con los micro channel plates (MCP) en una configuración Chevron (Fig. (20)).

Para que esto ocurra los MCP usan el principio de la generación de electrones secundarios estudiado primeramente en CEMs (Single Chanel Electron Multipliers).

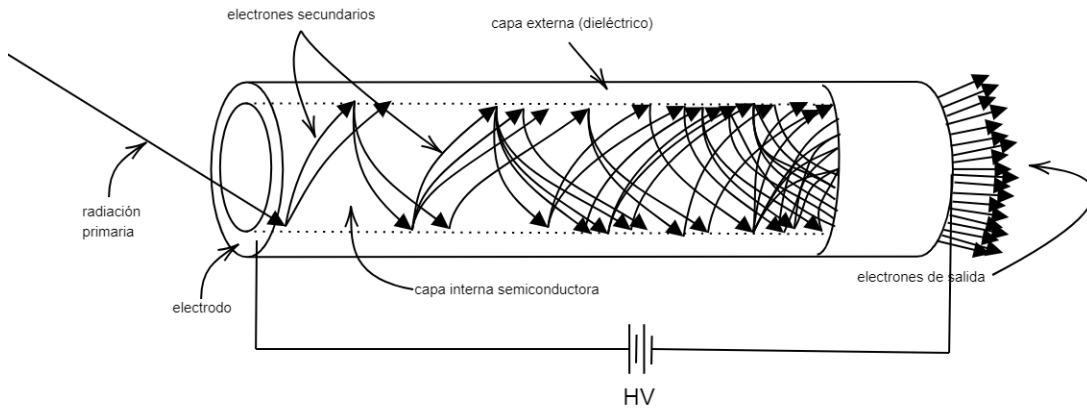


Figura 18: Multiplicador de electrones de canal recto (CEM).

Como se puede ver en la figura (18), el electrodo es de un material aislante (cerámica), el cual recibe una radiación primaria (protón) que produce electrones secundarios, esto se conoce como emisión secundaria por impacto de electrones, proceso que se repite generando una cascada de electrones que amplifican el pulso generado por un solo protón, creando una señal medible.

La ganancia de electrones en un dispositivo CEM se define como la razón entre

la corriente de salida y la corriente de entrada:

$$G = \frac{I_o}{I_i} \quad (18)$$

Esta proporción depende de características del sistema como el coeficiente de emisión secundaria (δ) del material, el voltaje aplicado (V_{CEM}), y la proporción entre la longitud y el diámetro del canal (l/d).

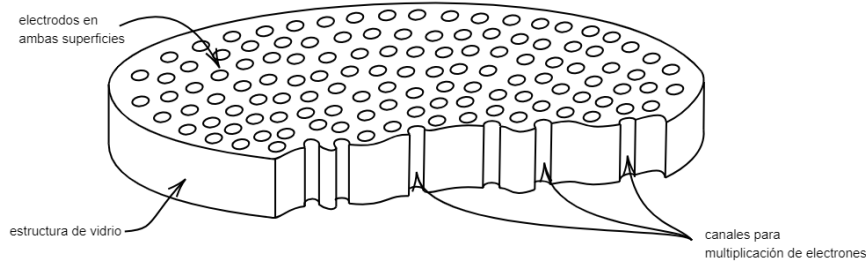


Figura 19: diagrama de un channel plate (MCP).

Al inicio del desarrollo de los CEMs se descubrió que los dispositivos de geometría de canal recto no podían mantener ganancias superiores a aproximadamente 10^4 o 10^5 . Porque se producía una saturación en la señal a causa de un fenómeno conocido como retroalimentación de iones. Cuando se trabaja con voltajes muy altos, los gases adsorbidos en la superficie del canal son desorbidos e ionizados, estas nuevas partículas aunque no muy energéticas, pueden generar electrones secundarios al chocar con las paredes del canal tratando de 'escapar' de este. Si bien este fenómeno ocurre también a voltajes bajos, son parte del 'ruido' del experimento. El problema ocurre cuando este ruido es demasiado y se transforma en saturación. Para solucionar este problema surge la configuración Chevron, que usa MCPs para obtener ganancias del orden de 10^7 :

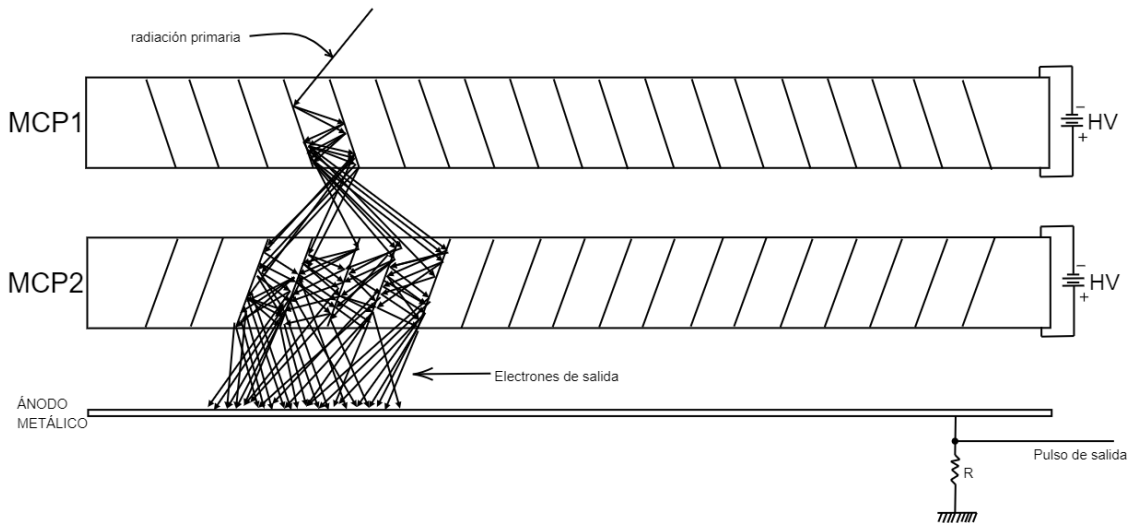


Figura 20: Vista lateral de configuración Chevron.

Esta configuración consta de 2 *micro channel plates* separadas por una distancia pequeña de $50\mu m - 150\mu m$, orientadas con ángulos de sesgo típicos de $8^\circ/8^\circ$ o $0^\circ/15^\circ$. En la primera placa (MCP1) se logra una ganancia de 10^4 , los electrones secundarios generados en esta placa saltan distintos puntos de la MCP2, donde obtiene una ganancia de salida del orden de 10^7 .

La corriente es definida como la cantidad de partículas cargadas que llevada por el haz puede ser estimada como:

$$I = nqvA \quad (19)$$

siendo n densidad de iones por unidad de volumen, q la carga de estas, v la velocidad y A el área transversal del haz. Para un haz enfocado la corriente generada (I_0 en la ec.(18)) puede llegar a los $20\mu A$ y desenfocado a los $100\mu A$, esto por la proporcionalidad que tiene la corriente con el area que se evalua (ec. (19))

4. Desarrollo experimental y discusión

En este trabajo experimental se midió la distribución de pérdida de energía electrónica de protones (H^+) al ser transmitidas por películas delgadas de nitruro de silicio rico en silicio (SiN_x) en el rango de energías de 2 a $10keV$. Siguiendo la geometría mostrada en fig. (5).

4.1. Descripción de la muestra

En este experimento se utilizaron membranas de nitruro de silicio amorfo, no estequiométrico y rico en silicio, fabricadas por una empresa especializada en el desarrollo de soportes para microscopía electrónica [23]. Estas membranas son producidas mediante la técnica de grabado en seco, específicamente utilizando Reactive Ion Etching (RIE). Este método combina procesos de grabado químico y físico para eliminar material de manera controlada, permitiendo obtener películas ultrafinas con espesores nanométricos y bordes bien definidos.

El uso de estas membranas es crucial en aplicaciones de microscopía electrónica de transmisión (TEM), donde se requieren sustratos de espesor extremadamente bajo para garantizar que los electrones del haz puedan atravesar el soporte sin dispersión significativa. Las rejillas de nitruro de silicio destacan por su resistencia mecánica, uniformidad y durabilidad, lo que las hace ideales como soportes para la observación de muestras biológicas y nanomateriales en condiciones de alta resolución.

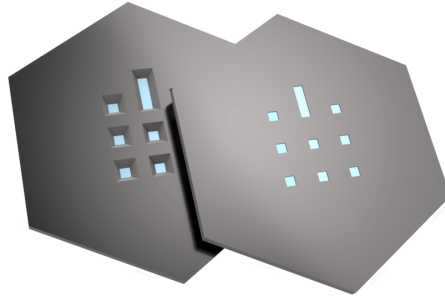


Figura 21: Grillas de nitruro de silicio rico en silicio utilizadas para el experimento, las regiones de color celeste corresponden a los lugares donde se encuentran las películas delgadas de 10nm de espesor.

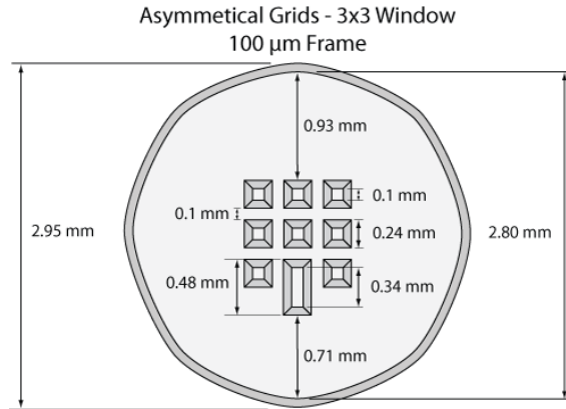


Figura 22: La grilla de nitruro de silicio es de 3mm de diámetro, posee 9 ventanas, donde 8 son de 0.1mm x 0.1mm y una de 0.34mm x 0.1mm.

4.2. Mediciones de pérdida de energía

El poder de frenado electrónico del nitruro de silicio rico en silicio para un haz de protones fue medido en condiciones de UHV (4×10^{-8} mbar) en la cámara de colisiones, a una temperatura de 20°C. Los iones fueron generados mediante una fuente de iones de cátodo caliente COLUTRON. El haz fue acelerado, enfocado y posteriormente discriminado para obtener exclusivamente protones, eliminando otros tipos de iones generados en el proceso. La dirección del ion incidente es perpendicular a la muestra de nitruro de silicio, y las partículas transmitidas son detectadas en un ángulo sólido 'cono' de $\Delta\theta = 0,01\text{rad}$ ubicado en la misma dirección del haz.

Se define el ángulo sólido bajo el cual se ve una superficie desde la muestra como el área de la proyección cónica de dicha superficie sobre una esfera de radio unidad centrada en la muestra.

El análisis de energía fue realizado con un analizador electrostático de sector esférico de 160°, de una resolución del 1 %.

Para determinar la pérdida de energía electrónica más probable de los protones al atravesar el sólido, en primer lugar se realiza una medición de la distribución de energías sin la muestra, esto con el fin de comprobar la integridad del haz (energía,

intensidad) y la estabilidad del sistema de detección. A su vez se controla que la distribución de energías tenga como energía media la energía esperada de acuerdo a la aceleración a la que se sometieron las partículas del haz. En la fig. (23) se puede apreciar la distribución de 'calibración' con puntos negros, y como era de esperarse sigue una distribución gausseana cuya energía media E_0 corresponde a $5keV$.

La distribución en color rojo corresponde a la dispersión de energías de las partículas transmitidas a través de la película delgada de nitruro de silicio. El valor más probable obtenido del ajuste gaussiano es $E_1 = 4,49keV$. La diferencia entre estas energías medias luego será normalizada con el espesor de la muestra $\Delta x = 10nm$, como se indicó en la ec.(11). Se repitió este proceso para un haz incidente de $2keV$, ascendiendo su energía en intervalos de $1keV$ hasta $10keV$.

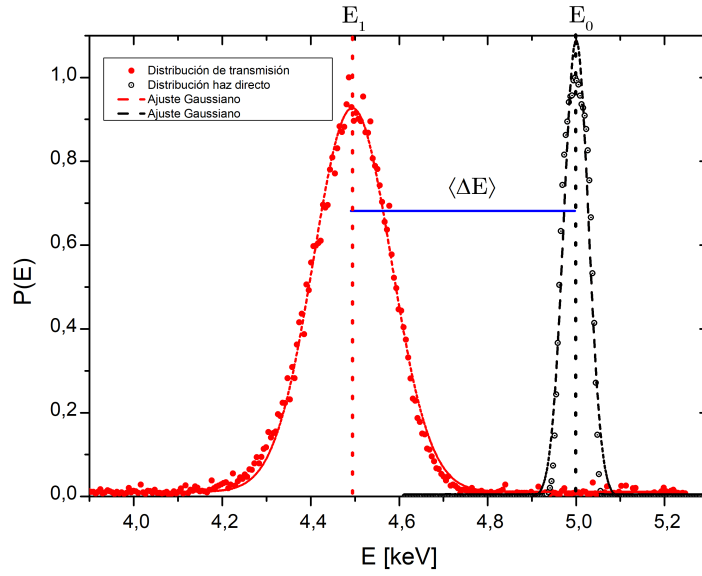


Figura 23: Gráfico de distribución de protones por energía medida en el detecto. La energía del haz incidente es de $5keV$.

4.3. Resultados y discusión

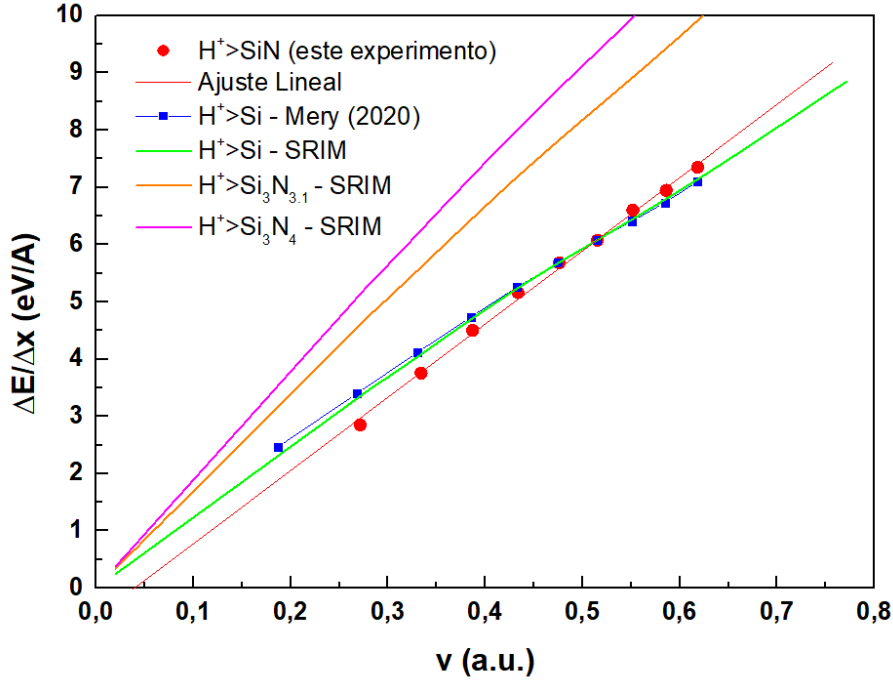


Figura 24: Gráfico del poder de frenado electrónico de nitruro de silicio para protones en unidades de $\text{eV}/\text{\AA}$, en función de la velocidad media en $u.a.$. En rojo, los resultados obtenidos en este experimento. La comparativa incluye simulaciones realizadas con SRIM [18] para nitruro de silicio amorfo: su forma estequiométrica en magenta y una estructura conocida no estequiométrica en naranja. Adicionalmente se presentan mediciones realizadas en este mismo laboratorio en películas delgadas de silicio [24].

Como se puede ver en nuestras mediciones realizadas en nitruro de silicio rico en silicio (fig. (24)), se cumple la proporcionalidad del poder de frenado con la velocidad media esperada del modelo de gas de electrón libre, pero se presenta una velocidad umbral al extrapolar linealmente los resultados hasta 0.041 u.a., equivalente a 42eV de energía incidente del protón.

Se destaca del gráfico la discrepancia entre los modelos generados por SRIM para las variaciones de nitruro de silicio ($\text{Si}_3\text{N}_{3,1}$, Si_3N_4) y nuestros datos experimentales. Caso contrario a lo ocurrido con las mediciones experimentales de Mery [24] y el respectivo modelo del software. Si bien no se trata de los mismos compuestos de nitruro de silicio, a priori podemos afirmar que los ajustes de SRIM están errados.

Como se explicaba anteriormente SRIM es un software basado en datos experimentales y modelos conocidos del poder de frenado. Como se ve en la fig. (25) existe una gran cantidad de mediciones de poder de frenado para silicio con iones de hidrógeno, sin embargo, para nitruro de silicio sólo existe una medición de poder de frenado en lo que serían altas energías ($> 200\text{keV}$) [12]. Esta es la principal razón de tan mala coherencia entre nuestros datos y el ajuste entregado por SRIM.

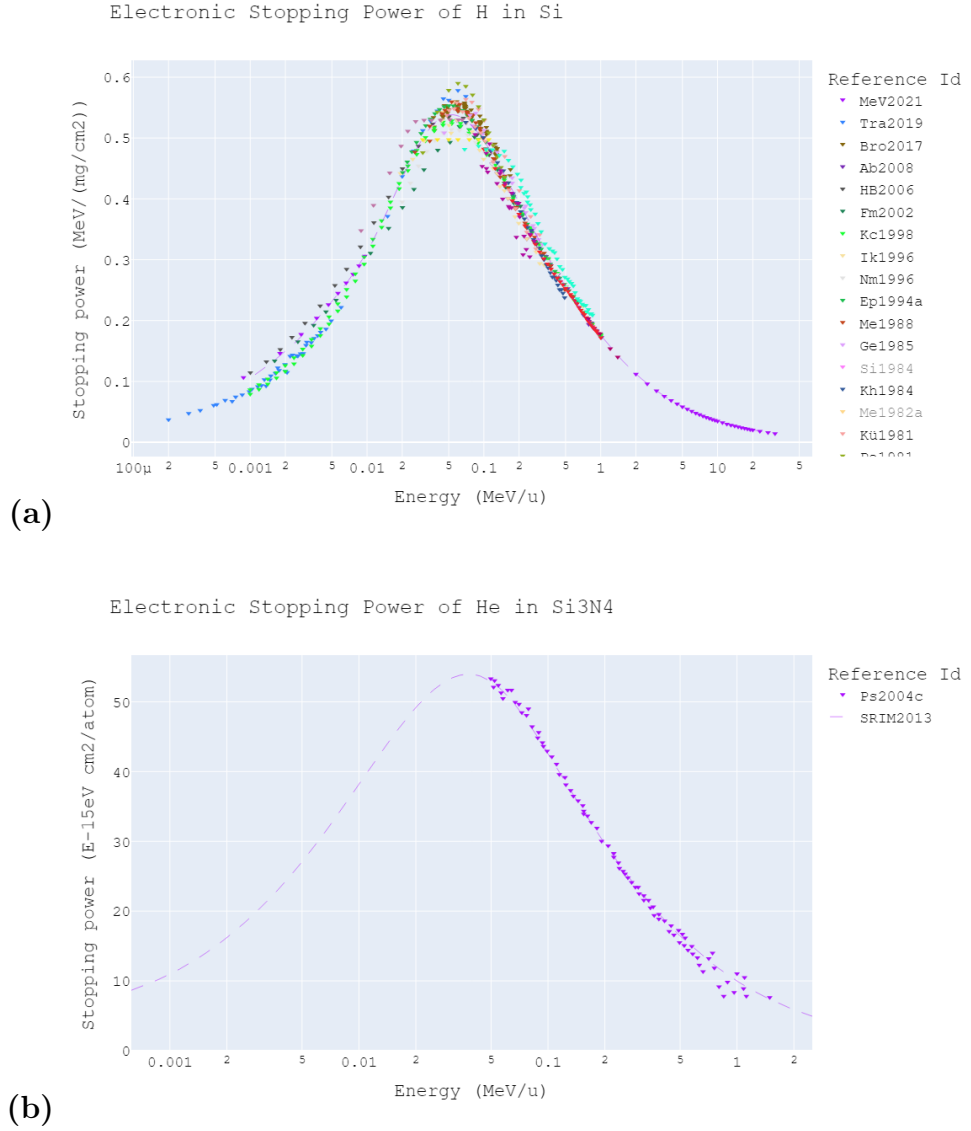


Figura 25: Gráficos extraídos de la *Stopping Power Data Base* [1]. **a)** Mediciones experimentales de poder de frenado del Silicio para iones de Hidrógeno. **b)** Mediciones experimentales de poder de frenado de Nitruro de Silicio para iones de Helio. En ambos gráficos se incluye el ajuste obtenido con el software SRIM [18] en línea punteada.

Esta desviación en la dependencia del poder de frenado con la velocidad en este rango de energías es un fenómeno poco estudiado, principalmente por la poca cantidad de mediciones experimentales producto de las complicaciones específicas de este tipo de experimento, mencionadas en secciones anteriores. En este laboratorio se estudió previamente el comportamiento del poder de frenado en estructuras con una densidad de estado no homogénea. Particularmente se estudió el poder de frenado en película delgada monocristalina de oro ($\text{Au}\langle 100 \rangle$), encontrando un comportamiento anormal del poder de frenado [25, 26].

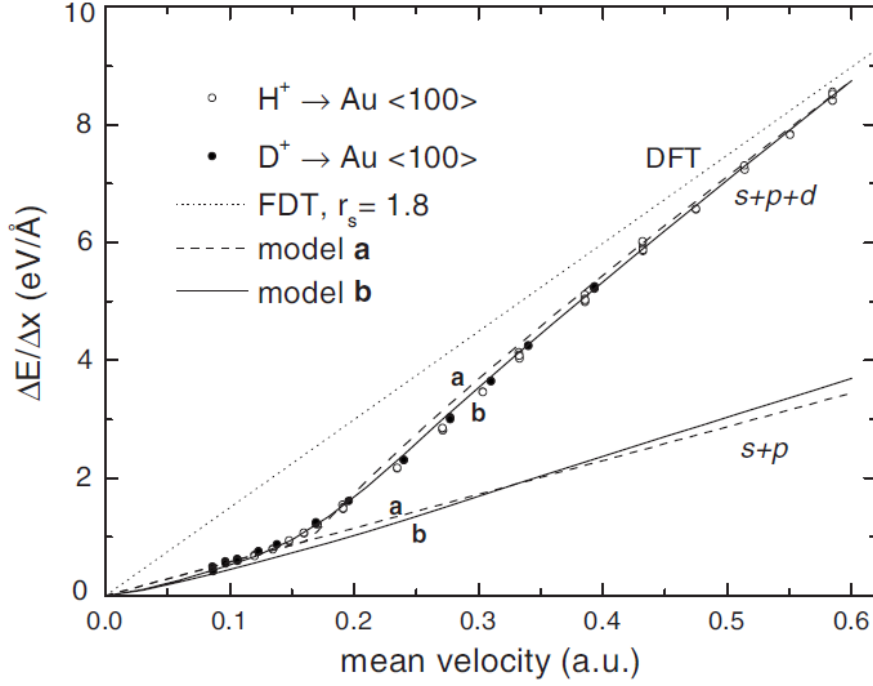


Figura 26: Poder de frenado de oro monocristalino para protones y deuterones. [26]

El caso del oro es interesante a pesar de no tener un gap de energía en su densidad de estados. Como se ve en la fig.(26), el poder de frenado electrónico del oro monocristalino presenta dos tendencias bien demarcadas. Para explicar este efecto se toma en cuenta la contribución de los orbitales d en la estructura. Desde un punto de vista energético, los electrones ubicados en los orbitales d tienen mayor energía a los orbitales s y p , que se encuentran más ligados al átomo. Los 3 orbitales pueden participar en la conducción de electrones en el material, pero para excitar los electrones hasta el nivel de energía relacionado a los orbitales d , se necesita de un mínimo de energía. Si el ión incidente no puede transferir la energía suficiente para excitar a los electrones hasta este orbital, sólo podrá interactuar con los electrones de los orbitales s y p . Para el ejemplo descrito, esto ocurre cuando los iones tienen velocidades menores a aproximadamente $0,15u.a.$.

Si bien, la investigación de poder de frenado para iones lentos en materiales con un gap de energía es reducida, existen dos estudios que ilustran bastante el estado actual de las investigaciones. En 2009 Markin [4] pudo medir una pérdida de energía nula en fluoruro de litio (LiF , $E_{gap} \approx 14eV$), hecho inédito y que ha nuestro conocimiento no se ha sido replicado a la fecha en este u otro material. Otro foco de interés son los estudios referentes al poder de frenado del germanio (Ge , $E_{gap} = 0,67eV$). Como se ve en la fig.(27) ambos experimentos presentan una velocidad característica, para el LiF (fig.(27a)) este valor se encuentra a aproximadamente $0,1u.a.$ mientras que para el germanio (fig.(27b)) esta velocidad umbral se presenta a $0,053u.a.$. La inexistencia de una proporcionalidad entre el gap de energía y la velocidad umbral deja claro que los procesos fundamentales en el frenado electrónico de iones de H muy lentos en semiconductores e aislantes aún no se comprenden a un nivel satisfactorio [27].

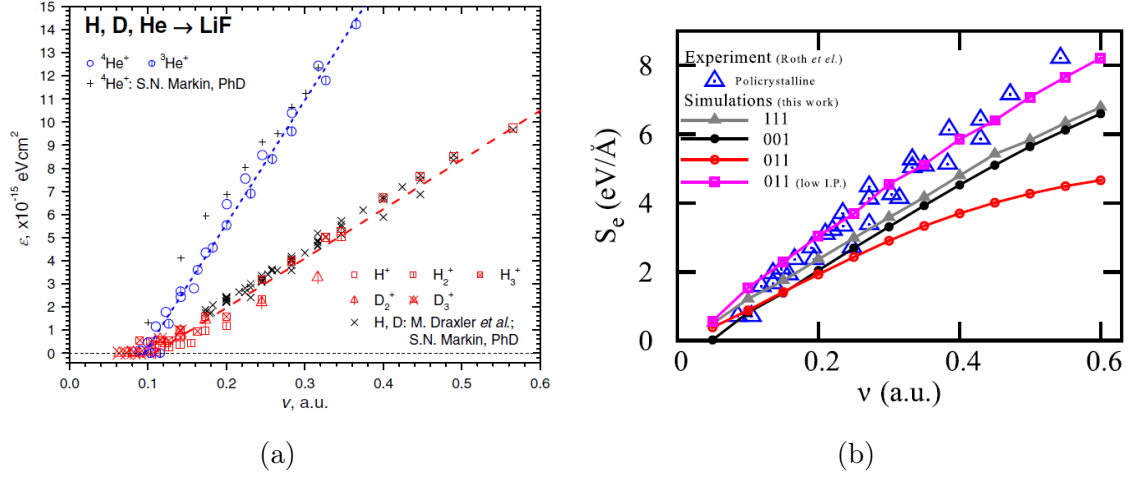


Figura 27: Comparación de la pérdida de energía de iones en LiF y Ge según diferentes estudios. a) Pérdida de energía de iones en LiF. Las mediciones muestran ausencia de pérdida de energía bajo la velocidad crítica v_{th} [4]. b) Pérdida de energía de iones de hidrógeno en Ge, con datos experimentales de Roth et al. [27] y cálculos TD-DFT [28].

Para el caso del germanio, Ullah [28] consiguió proponer un ajuste basado en TD-DFT donde toma en cuenta la densidad electrónica no homogénea de los cristales de germanio. Existe una dependencia de la velocidad umbral y el gap energético:

$$\varepsilon_g = v_{th} \cdot \Delta \mathbf{k} \quad (20)$$

donde $\Delta \mathbf{k}$ es el cambio en el momentum del ión. Dicho modelo parece ajustar en buena medida con los experimentos, fig. (27b), sin embargo, se explica que hay efectos como el gap indirecto que también puede tener efectos en la pérdida de energía.

En nuestro experimento desconocemos el gap de energía con precisión. Sin embargo, nos podemos hacer una idea gracias a estudios recientes sobre la estructura atómica de nitruro de silicio rico en silicio [9], basada en primeros principios. Los cálculos toman como referencia la estructura estequiométrica de nitruro de silicio (Si_3N_4 , $E_{gap} = 4,25 \text{ eV}$), donde la proporción N/Si es 1,33, al disminuir esta proporción se encuentra que el gap de energía disminuye. Kaloyeros [8] afirma que cuando $0 < x < 1$ el nitruro de silicio, SiN_x se comienza a comportar como un semiconductor, pero que su gap de energía siempre sería mayor que el de una estructura de silicio puro ($E_{gap} = 0,61 \text{ eV}$). Con estas consideraciones el gap de energía de nitruro de silicio rico en silicio debería encontrarse en el rango de 1 a 2 eV.

Comparativamente se tiene que la velocidad característica del poder de frenado de SiN_x es menor a la obtenida para Ge a pesar de aparentemente tener un gap de energía mayor. Este efecto puede deberse a la naturaleza amorfa de las muestras usadas. Esta estructura podría generar una densidad electrónica más homogénea, teniendo un impacto directo en la forma en que pierde energía un ion en su recorrido por el sólido.

Para estudiar de mejor manera la influencia de la estructura electrónica de los materiales en su poder de frenado sería de utilidad preparar películas delgadas de nitruro de silicio con distintas proporciones de Si y N; y ver como cambia la velocidad

característica de estos. Otra forma sería usar una estructura cristalina bien definida (como lo hecho en Ge) y compararla con su contraparte amorfa o policristalina de ser posible.

5. Conclusiones

En esta investigación se logró medir exitosamente el poder de frenado de nitruro de silicio rico en silicio para energías menores a 10keV . Pese a que se confirma la dependencia proporcional del poder de frenado con la velocidad del ion incidente, al extrapolar los datos obtenidos se da cuenta de la existencia de una velocidad umbral de $0,041u.a.$, siendo esta la velocidad mínima para que exista pérdida de energía en el ion al atravesar la muestra. Este experimento es el primero en realizarse con protones para este rango de energías en alguna de las estructuras de nitruro de silicio (estequiométrico o no estequiométrico), contribuyendo así en la actualización de la base de datos de *stopping power* llevada por la IAEA, así como en el entendimiento de las interacciones ion-sólido con materiales que presenten un gap de energía.

El nitruro de silicio rico en silicio parece presentar un gap de energía de 1 a 2eV . Pero su velocidad umbral es menor a la reportada en otros materiales como el Ge, cuyo gap es de $0,67\text{eV}$. Esta discrepancia deja ver que la relación gap/velocidad umbral no es directa, sino que hay otros factores relacionados a la estructura electrónica del sólido en relación a su estructura de bandas que deben considerarse.

Queda mucho trabajo aún por realizar. La existencia de la velocidad umbral para el poder de frenado parece estar relacionada estrechamente con la densidad electrónica del material, pero aún faltan más datos experimentales para determinar otras variables como la dependencia con su estructura electrónica.

Referencias

- [1] C. C. Montanari, P. Dimitriou, L. Marian, A. M. P. Mendez, J. P. Peralta y F. Bivort-Haiek, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* **551**, 165336 (2024).
- [2] E. Fermi y E. Teller, *Phys. Rev.* **72**, 399-408 (1947).
- [3] D. Semrad, *Phys. Rev. A* **33**, 1646-1651 (1986).
- [4] S. N. Markin, D. Primetzhofer y P. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 113201 (2009).
- [5] E. Rutherford, *Philos. Mag.* **21**, 669-688 (1911).
- [6] Y. Hatano, Y. Katsumura y A. Mozumder, *Charged particle and photon interactions with matter: Recent advances, applications, and interfaces* (CRC Press, Boca Raton, FL, 2010).
- [7] B. Rauschenbach, *Low-energy ion irradiation of materials: Fundamentals and application*, vol. 324 (Springer Nature, Cham, Switzerland, 2022).
- [8] A. E. Kaloyeros, Y. Pan, J. Goff y B. Arkles, *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **9**, 063006 (2020).
- [9] S. X. Tao, A. M. M. G. Theulings, V. Prodanović, J. Smedley y H. van der Graaf, *Computation* **3**, 657-669 (2015).
- [10] V. A. Gritsenko, *Phys.-Usp.* **55**, 498-507 (2012).
- [11] X. Du, S. S. Lee, G. Blugan y S. J. Ferguson, *Int. J. Mol. Sci.* **23**, 6551 (2022).
- [12] C. Pascual-Izarra et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* **219-220**, 1006-1010 (2004).
- [13] N. Bohr, *Philos. Mag.* **26**, 1-25 (1913).
- [14] E. Bonderup, *Lect. Notes Inst. Phys. Astron. Univ. Aarhus* (1981).
- [15] P. Sigmund y K. B. Winterbon, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* **12**, 1-16 (1985).
- [16] J. E. Valdés, G. Martínez-Tamayo, G. H. Lantschner, J. C. Eckardt y N. R. Arista, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* **73**, 313-318 (1993).
- [17] S. Rosenblum, *Ann. Phys.* **10**, 408-471 (1928).
- [18] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler y J. P. Biersack, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* **268**, 1818-1823 (2010).
- [19] Beam Imaging Solutions Inc., *Colutron ion beam systems*, <https://beamimaging.com/>, Accessed: 2024-03-15, 2023.
- [20] D. A. Dahl, *Int. J. Mass Spectrom.* **200**, 3-25 (2000).
- [21] A. Adams y F. H. Read, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **5**, 150 (1972).
- [22] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*, 5th (Cambridge University Press, Cambridge, 2023).
- [23] SimPore Inc., *TEM silicon nitride grids*, <https://simpore.com/product/tem-silicon-nitride-grid-3x3-windows/>, Accessed: 2024-12-21.

- [24] M. Mery, J. D. Uribe, M. Flores, N. R. Arista, V. A. Esaulov y J. E. Valdés, [Radiat. Eff. Defects Solids](#) **176**, 73-91 (2021).
- [25] J. E. Valdés, C. Agurto, F. Ortega, P. Vargas, R. Labbé y N. R. Arista, [Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B](#) **164**, 268-271 (2000).
- [26] E. A. Figueroa, E. D. Cantero, J. C. Eckardt, G. H. Lantschner, J. E. Valdés y N. R. Arista, [Phys. Rev. A](#) **75**, 010901 (2007).
- [27] D. Roth, D. Goebel, D. Primetzhofer y P. Bauer, [Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B](#) **317**, 61-65 (2013).
- [28] R. Ullah, F. Corsetti, D. Sánchez-Portal y E. Artacho, [Phys. Rev. B](#) **91**, 125203 (2015).