



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

PRODUCCIÓN DE IONES DE N^{2+} POR
IMPACTO DE N^+ EN Ne, Kr Y Xe

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
F Í S I C A
P R E S E N T A:
NAHELY FLORES FAJARDO



DIRECTOR DE TESIS: Dr. HORACIO MARTINEZ VALENCIA

2002



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCIÓN ESCOLAR

**TESIS CON
FALLA DE-ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Producción de iones de N^{2+} por impacto de N^+ en Ne, Kr y Xe"

realizado por Nahiel y Flores Fajardo
con número de cuenta 09432500-7 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física
Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. HORACIO MARTINEZ VALENCIA

Propietario

DR. RAMIRO GARCIA GARCIA

Propietario

DR. FERMIN CASTILLO MEJIA

Suplente

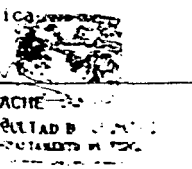
DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

Suplente

DR. GUILLERMO ESPINOSA GARCIA

Consejo Departamental de Física


DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura



**A mi mamá, por tu amor incondicional,
porque sin ti jamás hubiera podido llegar hasta aquí
.....aunque sea esto sólo el principio.**

**A mi hermano por estos 23 años
de apoyo y comprensión.**

**A la memoria de mi papá y mi abuelita Esther
con todo mi amor.**

**A mi querido profesor Jesús Hugalde,
donde quiera que esté.
Este es el resultado del amor por la Física
que me inculcó durante mi adolescencia.**

Mil gracias al **Dr. Horacio Martínez Valencia**, por esta gran oportunidad y su gran paciencia.

Mi más sincero agradecimiento al **M. en C. Pedro Reyes** por la inmensa cantidad de asesorías, consejos y apoyo moral que he recibido de su parte.

Gracias **José Luis** por ser tanto en mi vida estos últimos tres años, gracias por enseñarme tantas y tantas cosas...gracias por estar junto a mi.

Gracias **Ernesto Navarrete** por todas tus enseñanzas, gracias por escucharme y por tenerme paciencia.... gracias por ser mi amigo.

Por este último año de diversión y de excelentes momentos inolvidables, mil gracias **Federico Nájera**.

Gracias a todas aquellas personas del museo **UNIVERSUM** que me han apoyado y me han ayudado a crecer.

Gracias a todos mis **amigos** que en diferentes etapas de mi vida han estado junto a mi, porque todos ellos han sido una parte muy importante de mi.

Al Laboratorista **Pedro Javier Vargas Palma**, mil gracias "chamaco" por darme la oportunidad de conocer a este excelente equipo de trabajo.

Mi agradecimiento a:

Técnico Académico **Anselmo González Trujillo** por su apoyo técnico.

Técnico Académico **Armando Bustos** por su apoyo en la electrónica del aparato experimental.

Técnico Académico **José Rangel** por su apoyo en la elaboración de piezas del aparato experimental.

Gracias al apoyo de los proyectos:

CONACYT 32175-E

DGAPA IN-100392

INDICE

INTRODUCCIÓN.....	1
CAPÍTULO I Antecedentes, importancia y teoría de la investigación.....	3
1.1 Antecedentes e importancia de la investigación.....	3
1.2 Teoría de la investigación.....	4
1.2.1 Procesos de transferencia de carga.....	4
1.2.2 Modelo de pérdida electrónica.....	5
1.2.3 Revisión bibliográfica de los sistemas N^+ + (Ne, Kr y Xe).....	10
CAPÍTULO II Aparato experimental.....	12
2.1 Sistema de vacío.....	14
2.1.1 Bomba mecánica.....	14
2.1.2 Bomba turbomolecular.....	15
2.2 Fuente de iones.....	16
2.3 Sistema de enfoque, aceleración y selección de iones.....	18
2.3.1 Lentes Einzel.....	18
2.3.2 Filtro de velocidades.....	21
2.4 Celda de reacción.....	26
2.5 Sistema de detección.....	28
2.5.1 Caja de Faraday.....	28
2.5.2 Analizador parabólico.....	31
2.5.2.1 Calibración del analizador.....	32
2.5.3 Multiplicador de electrones.....	36
CAPÍTULO III Desarrollo experimental.....	38
3.1 Distribuciones angulares.....	38
3.2 Descripción del experimento.....	38
3.3 Cantidades directamente medibles y cálculo de las secciones totales.....	41
3.4 Errores experimentales.....	44

CAPÍTULO IV Resultados y discusión	46
4.1 Cálculo de la sección transversal diferencial	46
4.2 Cálculo de las secciones transversales totales	49
4.3 Sistema N⁺ + Ne	51
4.4 Sistema N⁺ + Kr	55
4.5 Sistema N⁺ + Xe	58
4.6 Resultados generales	60
 CONCLUSIONES	 61
 REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFÍA	 62

INTRODUCCIÓN

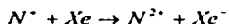
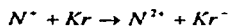
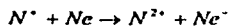
En las primeras décadas del siglo XX la Física se encontró con varios fenómenos que no podía explicar, como por ejemplo el efecto fotoeléctrico y la emisión de cuerpo negro, entre otros.

Para el año 1909 únicamente se conocía al electrón como componente del átomo, y uno de los problemas fundamentales era tratar de averiguar cómo es que la carga estaba distribuida dentro de un átomo. Fue en este año que Rutherford hizo los primeros experimentos que lo llevaron a proponer un modelo para el átomo (éste no fue el primero). Él hizo incidir partículas α en un blanco que consistía en una delgada placa de oro, encontró que solamente una muy pequeña cantidad de las partículas salía desviada un gran ángulo, las demás se desviaban o muy poco o nada, así concluye que el átomo está formado por un núcleo en el cual se concentra la carga positiva, y los electrones giran en torno a él como los planetas giran en torno al Sol.

Con este modelo surge un nuevo problema, si los electrones tienen carga negativa deben de cumplir con la leyes de Maxwell, por lo que al moverse en torno al núcleo deben de radiar y por lo tanto perder energía, cayendo en forma de espiral hacia el núcleo; un problema más que la Física teórica tenía que explicar y no podía

Así pues surge la Mecánica Cuántica que, entre otras cosas, trata de hacer modelos teóricos, que expliquen los fenómenos atómicos. Sin embargo a través de los años, dichas teorías se han encontrado con varios problemas, entre los cuales tenemos que para sistemas de más de un electrón los cálculos se vuelven cada vez más complejos, en gran parte porque cuando tenemos una interacción atómica se pueden dar varios fenómenos como son la ionización, la recombinación, la excitación, etc

El objetivo del presente trabajo es medir las secciones transversales totales de pérdida electrónica del ion N^+ incidiendo en algunos gases raros; entre otros, con el fin de contribuir con datos experimentales confiables que ayuden a hacer modelos teóricos más reales, sobre los fenómenos que ocurren en el mundo atómico. Se realizó en el presente trabajo, una medición de las secciones transversales totales de pérdida electrónica para los sistemas:



en un intervalo de energía de 1.5 a 5.0 keV.

Para los sistemas de Ne y Kr, son éstos los primeros datos reportados en dicho intervalo de energía, los cuales junto con los resultados reportados por Hird y Suk^[1], Lo y Fite^[2], Pivovar et al.^[3], Vujovic et al.^[4] y Dmitriev et al.^[5], en otras energías, complementan la curva del comportamiento de la sección transversal total para estos sistemas, la cual puede ser comparada con un modelo teórico.

Para el caso del sistema atómico de Xe, son éstos los únicos datos reportados en la literatura para el proceso de pérdida electrónica.

Con el propósito de explicar la importancia del trabajo, los antecedentes, el modelo teórico, la manera en la que se realizó este experimento y el sistema que se utilizó, además de analizar los resultados, el trabajo está dividido de la siguiente forma

En el capítulo I de este trabajo se presenta una revisión a los antecedentes, importancia, teoría y bibliografía de la investigación

Por otro lado en los capítulos II y III se presentan los detalles del acelerador de partículas de baja energía utilizado para realizar el presente trabajo, así como la descripción del experimento y las cantidades directamente medibles

Por último en el capítulo IV se presentan los resultados obtenidos en este trabajo, también se presentan los resultados de otros autores (en otros intervalos de energías), y se presenta también una comparación de los resultados experimentales con la teoría utilizando el Modelo de Kaneko^[6].

Se encontró que los resultados que aquí se presentan concuerdan satisfactoriamente con el modelo teórico de Kaneko^[6], y además permiten tener una idea más amplia de del proceso de pérdida electrónica en iones de N⁺ incidentes en gases raros.

CAPÍTULO I

Antecedentes, importancia y teoría de la investigación.

1.1 Antecedentes e importancia de la investigación.

El estudio de los procesos atómicos y moleculares ha jugado un papel importante en la historia de la Física. El desarrollo de la electrodinámica cuántica indica la importancia de medidas precisas de parámetros atómicos. El descubrimiento del máser y la subsecuente aplicación de los principios físicos fundamentales a la producción de radiación óptica coherente trajo una revitalización de la espectroscopia y el estudio de la interacción entre iones y átomos.

En las pasadas dos décadas diversos laboratorios han realizado mediciones de secciones transversales originadas por interacciones atómicas para un gran número de sistemas sobre un intervalo de energía del orden de algunos eV hasta varios miles de eV.

Por otro lado se han desarrollado modelos teóricos considerables haciendo uso de la mecánica cuántica para intentar describir la interacción entre los sistemas atómicos, pero a medida que estos son más complejos, su aplicación es más limitada.

Una razón para llevar a cabo estos estudios es que a través de medidas experimentales confiables, tales como las secciones totales de pérdida electrónica simple, se pueden hacer modelos teóricos más reales de los fenómenos que ocurren, y lograr una mejor comprensión del mundo atómico, además del desarrollo de una teoría cuántica completa.

Uno de los motivos que llevó a escoger el ion de N^+ como proyectil fue el deseo de contribuir con resultados aplicables a sistemas atómicos sencillos de más de un electrón.

El interés por la física atómica realmente se debe al estudio de la Física Atmosférica⁽¹⁾, la Astrofísica⁽²⁾ y la Física de plasmas⁽³⁾.

Actualmente este tipo de colisiones es importante por sus aplicaciones en Física Básica⁽⁴⁾, en Biofísica⁽⁵⁾, en Química⁽⁶⁾, en Ingeniería y en la Astronomía⁽⁷⁾.

Una aplicación en Ingeniería, de los procesos de intercambio de carga, está encaminada a resolver el problema del calentamiento de un plasma para la obtención de energía por fusión nuclear.

Por otro lado el estudio de estos procesos y sus resultados, son sumamente importantes en la Astronomía ya que es un parámetro indispensable para poder inferir la abundancia química en el Medio Interestelar.

Recientemente ha habido mayor interés en reacciones de transferencia de carga entre iones y átomos de gases raros, debido a su aplicación en la comprensión del mecanismo de bombeo en haces de iones de gases raros.

Una motivación adicional para entender reacciones ion-átomo en gases raros proviene de la importancia de tales reacciones en algunos proyectos de láser.

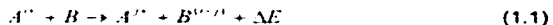
Por último otra motivación para la realización del presente trabajo es el hecho de que no hay medidas experimentales de secciones transversales totales de pérdida electrónica en el intervalo de energías del presente trabajo.

1.2 Teoría de la investigación.

1.2.1 Procesos de transferencia de carga.

En un gas ionizado los átomos y las moléculas colisionan continuamente intercambiando electrones entre ellos, como consecuencia de esto, cambia su estado de carga de acuerdo al número de electrones que pierden o ganan en el proceso de transferencia.

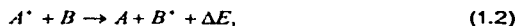
Si se denota por i y j al estado de las partículas antes y después de ocurrir el proceso de intercambio de carga, se tiene.



Donde ΔE es la diferencia de energías de ionización de los átomos A y B .

Los procesos se pueden agrupar dependiendo del número de electrones transferidos como:

Captura electrónica:



Captura electrónica doble:



Pérdida electrónica:



La reacción 1.4 es el tema de estudio de este trabajo.

1.2.2 Modelo de pérdida electrónica.

Considérese el caso de un ion con un electrón incidiendo, con una velocidad V y número atómico Z_1 , en un átomo blanco de número atómico Z_2 . Si se supone que el sistema ion-electrón se encuentra en el estado base, es una buena aproximación considerar que el valor medio de su radio orbital a , su velocidad orbital clásica u y su energía de ligadura I sean:

$$a = a_0 Z_1^{-1} \quad (1.5)$$

$$u = v_0 Z_1 \quad (1.6)$$

$$I = I_0 Z_1^2 \quad (1.7)$$

Respectivamente, donde a_0 , v_0 e I_0 son los valores para el átomo de Hidrógeno ($a_0 = 0.52917 \times 10^{-8} \text{ cm}$; $v_0 = 2.1877 \times 10^8 \text{ m/s}$ y $I_0 = 13.6 \text{ eV}$). Generalmente, la sección transversal de pérdida electrónica muestra un máximo como función de la velocidad del ion, el cual se puede encontrar de acuerdo al criterio adiabático de Massey.

Massey usa un argumento basado en el principio de correspondencia para mostrar que en general las secciones transversales de transferencia de carga a muy bajas velocidades relativas de acercamiento serán extremadamente pequeñas a menos que el potencial de ionización ΔE sea pequeño.

Si se supone que la velocidad de acercamiento de los dos sistemas atómicos es despreciable comparada con las velocidades de los electrones orbitales, la interacción entre A^* y B , cambiará tan lentamente que los electrones tendrán tiempo para irse reajustando a la perturbación producida sin que ocurra una transición electrónica. En este caso se dice que la colisión es adiabática.

Massey describe esta situación clásica en términos de la vibración producida por una fuerza perturbadora debida a un oscilador cuya frecuencia natural es ν . Supone que la perturbación varía con el tiempo de acuerdo a una función $F(t)$ y desarrolla esa función en una integral de Fourier. Solamente las componentes de este desarrollo con frecuencias cercanas a ν pueden tener un efecto apreciable en la producción de una oscilación forzada; por lo tanto la duración de la colisión τ no debe de ser grande comparada con un periodo de la vibración natural del oscilador.

La ionización será débil si $\tau\nu \gg 1$. Si a representa el alcance de la interacción entre A^* y B , y v representa su velocidad relativa de acercamiento, entonces τ será del orden de a/v y la condición para ionización débil queda como: $\frac{av}{v} \gg 1$.

En Mecánica Cuántica se reemplaza a la frecuencia por $\Delta E/h$ donde h es la constante de Planck. La probabilidad de que ocurra la pérdida electrónica será pequeña si:

$$\frac{a \Delta E}{hv} \gg 1 \quad (1.8)$$

Todo lo anterior indica que la sección será pequeña si v corresponde a la región adiabática, esto es: $v \ll \frac{a \Delta E}{h}$

Si v se incrementa a un valor v^* tal que:

$$v^* = \frac{a \Delta E}{h} \quad (1.9)$$

la colisión no es adiabática ya que el tiempo de colisión es comparable con el tiempo de transición $h / \Delta E$. Entonces se espera que la sección transversal tenga un valor máximo (el cual puede ser bastante grande) a una energía de impacto correspondiente a la ecuación 1.9.

De este modo, en general el modelo de Massey predice que la sección de pérdida para un proceso no resonante es muy pequeña a bajas energías de impacto, sube a un máximo en el que la expresión 1.9 se cumple y entonces decrece a energías más grandes.

Entonces para velocidades del ion grandes la sección transversal de pérdida decrece debido a que el tiempo de interacción decrece. Por otro lado, para velocidades más pequeñas que v^* , la sección transversal de pérdida aumenta cuando se incrementa la velocidad del ion o sea el momento transferido al electrón del ion se incrementa.

Para blancos más pesados que el Helio, la estructura atómica es de gran importancia para el proceso electron-electrón. El átomo blanco contiene muchos electrones, y consecuentemente cálculos ab-initio son excesivamente complicados. Por lo que parece justificado usar una descripción estadística del átomo blanco para obtener la magnitud aproximada de la sección transversal de pérdida.

Para blancos medio-pesados, Bohr¹⁴, usó la aproximación de colisión libre ($v \gg Z_1 v_0$) para calcular σ_{ion} . Él describe la interacción entre ion-electrón y el átomo blanco, como una dispersión del electrón y un potencial apantallado, el cual, para las distancias de interacción en cuestión, puede ser aproximado como un potencial:

$$V(r) \approx \frac{1}{r} \quad (1.10)$$

La sección transversal de pérdida es entonces π^2 , donde i es el parámetro de impacto correspondiente a una transferencia de energía igual a I . De tal forma Bohr⁽¹⁴⁾ obtiene:

$$\sigma_{ion} = \pi a_0^2 \frac{Z_2^2}{Z_1^2} (v_0/v)^2 \quad (1.11)$$

Esta expresión es derivada de consideraciones clásicas y es por lo tanto válida sólo cuando la deflexión en la colisión $\theta(i)$ es más grande que la deflexión más pequeña que puede ser encontrada por cálculos clásicos:

$$\theta^* = Z_1^{-1} \left(\frac{v_0}{v} \right) \quad (1.12)$$

De aquí, se obtiene la condición de validez de la ecuación 1.11, $Z_1 \leq Z_2^{-1}$

Para blancos pesados, el apantallamiento del núcleo por los electrones es muy efectivo y al menos un ion ligero penetra la nube electrónica (de radio $\approx a_0$), éste encontrará un campo muy intenso, en el cual éste pierde un electrón. Por lo tanto, de acuerdo a Bohr, para átomos pesados y velocidades del ion grandes, la sección transversal de pérdida se puede aproximar por:

$$\sigma_{ion} \approx \pi a_0^2 \quad (1.13)$$

Independiente de Z_1 y v .

Kaneko 1985⁽⁶⁾, aplicando el método del parámetro de impacto para calcular la sección transversal de pérdida (STP) de iones de He^+ colisionando con átomos y usando la distribución electrónica de Moliere, donde los parametros que aparecen en el potencial de Moliere, son ligeramente modificados para ajustar los factores de forma obtenidos de funciones de onda por Hartree-Fock en la región de transferencia de momento pequeño.

Kaneko encontró que la STP era:

$$\sigma_{\text{tot}} \approx E^{2.8} \quad (1.14)$$

En el intervalo de energía $30 \leq E \leq 150$ keV, no encontré ninguna diferencia en la dependencia de energía de σ_{tot} para ningún blanco. Por otro lado en el intervalo de $4 \leq E \leq 10$ MeV, la dependencia del material aparece en el exponente de la energía, de modo tal que:

$$\sigma_{\text{tot}} \approx E^{-1} \quad \text{para He}$$

$$\sigma_{\text{tot}} \approx E^{-0.64} \quad \text{para N}_2$$

$$\sigma_{\text{tot}} \approx E^{-0.44} \quad \text{para Ar}$$

$$\sigma_{\text{tot}} \approx E^{-0.30} \quad \text{para Kr}$$

De estos resultados, considerando al Helio como blanco, la primera aproximación de Bohr conduce a la misma dependencia de energía E^{-1} . En cuanto a Bohr, σ_{tot} es proporcional a $E^{-1.5}$ sin importar el átomo blanco para $v \gg Z_1 v_0$, en la aproximación de colisión libre.

Recientemente, Martínez 1998^[56], encontró experimentalmente para el sistema Ar⁺ en He que la forma de la STP mostraba un comportamiento creciente como una función de la energía de colisión y esta dependencia va como: $\sigma_{\text{tot}} \approx E^2$ en el intervalo de energía de $1 \leq E \leq 5$ keV. Posteriormente, Martínez 2000^[56], midió la STP de iones de Kr⁺ en átomos de He, Ne, Ar, Kr y Xe, en un intervalo de energía de $1 \leq E \leq 5$ keV, quien encontró que la dependencia era: $\sigma_{\text{tot}} \approx E^4$ para todos los blancos estudiados en ese trabajo.

Finalmente, el comportamiento creciente de la sección transversal como función de la energía de colisión puede ser explicado cualitativamente en términos de transferencia de momento y el tiempo de interacción proyectil-blanco. De la misma forma la diferencia en la dependencia de energía de la STP de los datos experimentales de Kaneko (1985)^[61], Martínez (1995)^[51] y Martínez et al (2001)^[57] puede ser explicada considerando que en colisiones ion-átomo las probabilidades de interacción son fuertemente influenciadas por la estructura electrónica del proyectil, el cual cambia el modelo cuasi-molecular de los sistemas.

1.2.3 Revisión bibliográfica de los sistemas $N^+ + (Ne, Kr \text{ y } Xe)$

Los estudios de colisiones en los que se ha utilizado el ion N^+ son vastos. Hay un buen número de reportes en la literatura respecto a sistemas de colisión $N^+ + \text{átomos neutros}$, pero el proceso de pérdida ha sido estudiado muy poco tanto experimentalmente como teóricamente. En esta sección se presenta de manera resumida la información al respecto.

Dmitnev et al.^[5] en 1962 reportan las medidas de las secciones transversales de pérdida electrónica debidas a la colisión entre iones de He, N, Ar y Kr para un intervalo de velocidad del ion incidente de $(2.6 - 12) \times 10^6$ cm/s. Ellos suponen que existe una dependencia de la sección transversal en función de la velocidad del ion incidente utilizando el criterio de adiabático de Massey

En 1966 L. I. Pivovarov, M. T. Novikov y A. S. Dolgov^[6] reportan en la literatura un trabajo en donde determinan las secciones transversales diferenciales y totales del proceso de captura y pérdida electrónica de N^+ , Ne^+ y Ar^+ al colisionar con blancos de Ne, Ar, Kr y Xe a intervalos angulares de $1-2^\circ$ y entre $1-3^\circ$. A energías de incidencia de entre 250 keV y 1800 keV.

Posteriormente H. H. Lo y W. L. Fite^[7] en 1970, reportan un trabajo de recopilación de datos experimentales de procesos atómicos de captura y pérdida electrónica de varios iones incidentes con blancos tanto metálicos como gaseosos, en donde está incluido al N^+ como ion incidente y a Nitrógeno, Neón, Argón como blanco, en un intervalo de energía de 30 eV hasta 40 MeV.

Otro trabajo experimental que involucra al ion N^+ en el proceso de pérdida electrónica fue realizado por Hird y Suk^[8] en 1976. Midieron la sección transversal de pérdida electrónica entre N^+ y blancos gaseosos (Ne, Ar, Kr) en un intervalo de energía de 35 - 140 keV. Para este intervalo de energía Hird y Suk encuentran que las secciones transversales para los tres procesos son monótonas crecientes.

M. Vujovic, M. Matic, B. Cobic y P. Hvelplund^[4] realizan un trabajo experimental en donde hacen colisionar iones de N^+ en gases inertes en un intervalo de energía de 2 a 30

keV para el estado base y de 5 a 20 keV para estados metaestables del ion. Este trabajo es reportado en 1977, en donde los blancos utilizados fueron Ne, Ar, Kr, y Xe, midiendo la sección de captura y pérdida electrónica de estos sistemas.

CAPÍTULO II

Aparato experimental

Para desarrollar el presente trabajo se utilizó el acelerador de partículas de baja energía (1.0 – 5.0 keV), el cual se encuentra en el Laboratorio de Colisiones Atómicas, Moleculares y Óptica del Centro de Ciencias Físicas de la Universidad Nacional Autónoma de México, ubicado en la ciudad de Cuernavaca, Morelos.

El acelerador está formado principalmente por: una fuente de iones; los sistemas de enfoque, aceleración y selección de iones; la cámara de reacción donde se encuentra la celda de reacción; y el sistema de detección conformado por una caja de Faraday, un analizador parabólico y dos multiplicadores de electrones.

Se cuenta también con un sistema de vacío que se compone de tres bombas mecánicas y dos turbomoleculares, con el cual se alcanza una presión de vacío de 10^{-7} Torr en el acelerador.

Un esquema del acelerador se muestra en la figura 2.1 y una fotografía del mismo en la figura 2.2.

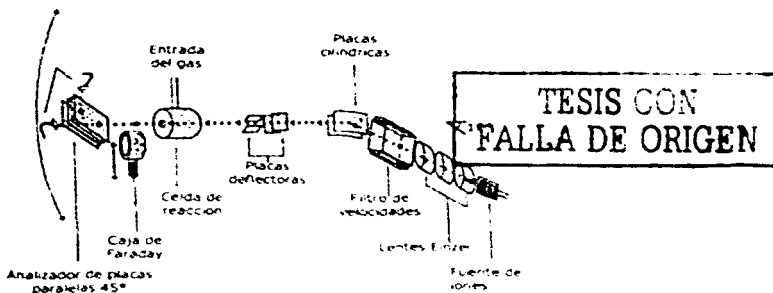
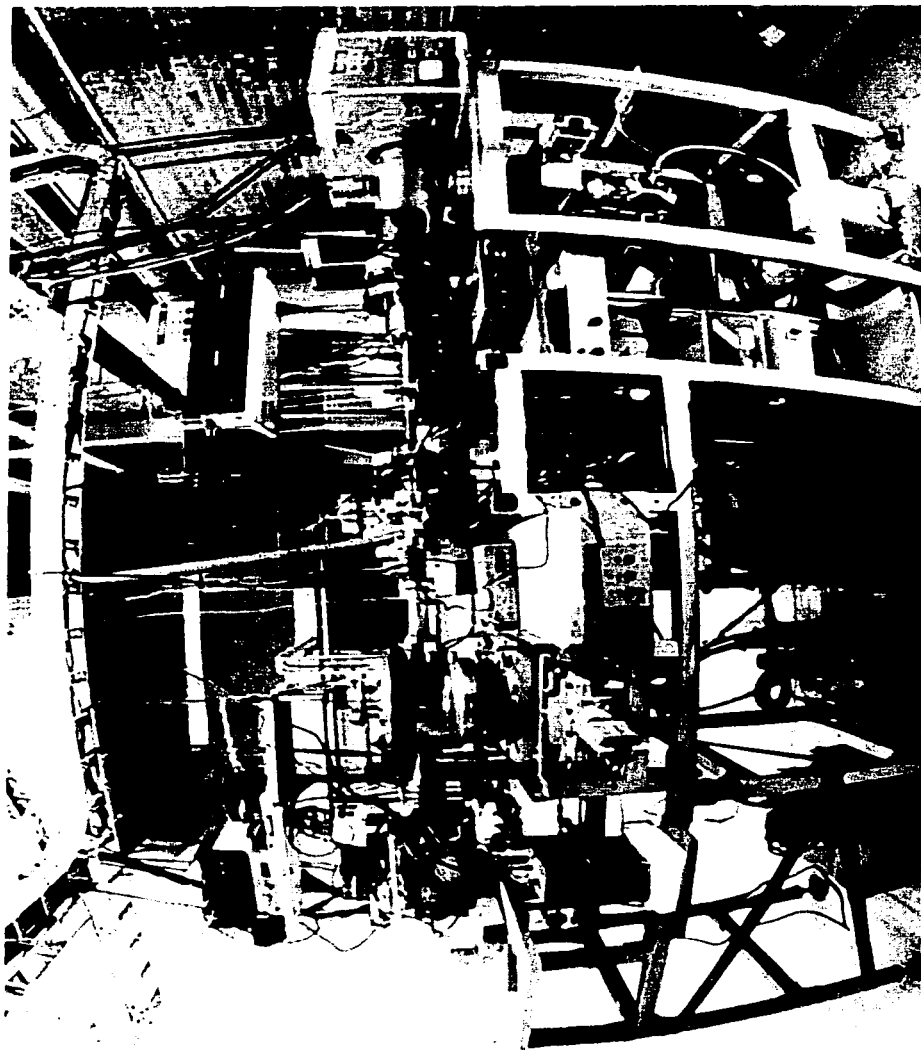


Figura 2 1 Esquema del acelerador de partículas de baja energía



2.1 Sistema de vacío.

Una cuestión fundamental en los experimentos de colisiones entre sistemas atómicos es el vacío o presión del gas residual a través del cual se desplazan el proyectil y los productos de la colisión. La idea básica de contar con un buen sistema de vacío es garantizar que el proyectil incidente mantenga su identidad desde que éste se produce en la fuente de iones hasta que llega a la celda de reacción, en donde se lleva a cabo la interacción con el blanco, y posteriormente, desde que se generan los productos hasta que estos son detectados en la cámara de detección. Para lograr esto, es necesario contar con un sistema de vacío que mantenga la presión en el interior del acelerador lo suficientemente baja, como para que el proyectil y los productos tengan un camino libre medio λ , mucho mayor a la longitud que hay entre el lugar donde se producen los iones y el sistema de detección. Para determinar la presión de operación se hace uso de la ecuación del camino libre medio del haz

$$\lambda = (\sigma n)^{-1} \quad (2.1)$$

Donde n es el número de partículas por unidad de volumen del gas residual y σ la sección transversal de colisión del proyectil con dicho gas. Típicamente estas secciones son del orden de 10^{-16} a 10^{-19} cm^2 y el camino libre medio es del orden de 10 veces mayor a las dimensiones del acelerador cuando la presión del gas residual es de 1.0×10^{-7} Torr. Esta presión es fácilmente alcanzada con el sistema de vacío que se encuentra en el laboratorio. Dicho sistema está compuesto por tres bombas mecánicas y dos bombas turbomoleculares

2.1.1 Bomba mecánica

Con una bomba mecánica se puede alcanzar una presión del orden de 10^{-1} a 10^{-3} Torr, con ello se apoya a una bomba turbomolecular, ya que ésta funciona a partir de un vacío de 10^{-3} Torr.

El vacío logrado por una bomba mecánica se produce con un rotor inmerso en un aceite especial; al girar atrapa los vapores de una región y los conduce a una salida, la cual se encuentra a presión atmosférica (ver figura 2.3).

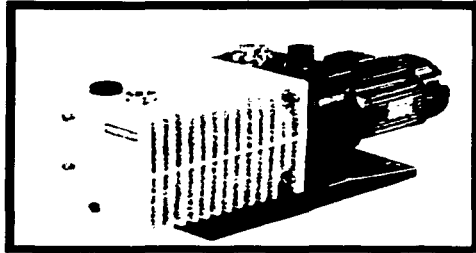


Figura 2.3 Fotografía de una bomba mecánica

2.1.2 Bomba turbomolecular.

Su funcionamiento es parecido al de una turbina y utiliza un sistema de enfriamiento por medio de un flujo de agua fría. En el interior se encuentra un rotor que gira a una velocidad de 36,000 rpm, el cual tiene sus extremos montados sobre baleros lubricados por aceite para reducir la fricción. Sobre éste se encuentran distribuidas una serie de aspas, separadas por una serie de discos, los cuales están fijos a la estructura de la bomba y perpendiculares al rotor. El vacío se logra debido a la diferencia de presiones creada al girar las aspas. El intervalo en el que operan eficientemente estas bombas va de 10^{-3} a 10^{-6} Torr, por lo que, como ya se ha dicho, se necesita el apoyo forzoso de bombas mecánicas. Un esquema de una bomba turbomolecular se muestra en la figura 2.4.

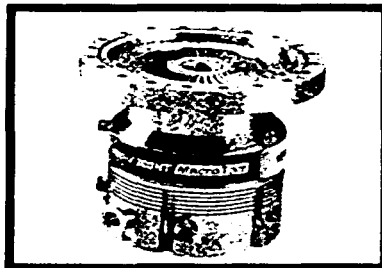


Figura 2.4 Fotografía de una bomba turbomolecular.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2.2 Fuente de iones.

El haz incidente de iones de N^+ se produce por medio de una fuente de iones tipo *colutron*, de la cual se muestra una fotografía en la figura 2.5 y un esquema en la figura 2.6.

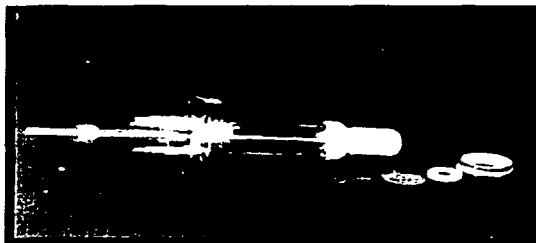


Figura 2 5 Fotografía de la fuente de iones

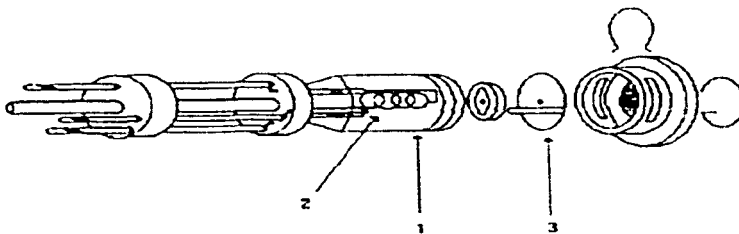


Figura 2 6 Esquema de la fuente de iones

Las componentes principales de dicha fuente son:

1.- CUERPO DE LA FUENTE: Es el recinto donde se admite el gas que se desea ionizar. Está construida de Nitruro de Boro que es un material de poca resistencia a los

esfuerzos mecánicos pero que tiene la ventaja de soportar altas temperaturas, característica que permite obtener iones tanto de elementos gaseosos como sólidos.

2.- **FILAMENTO:** Se trata de un filamento de Tungsteno que se conecta a una fuente de corriente con la cual se provoca que éste se caliente, y así, por emisión termiónica, se producen los electrones necesarios para ionizar el gas contenido en el cuerpo de la fuente.

3.- **ÁNODO:** Una vez que el filamento ha producido electrones y que el gas a ionizar se encuentra dentro del cuerpo de la fuente, los electrones se aceleran aplicando una diferencia de potencial entre el filamento y el ánodo, tal que la energía que proporcione a los electrones sea suficiente para que estos ionicen a los átomos o moléculas del gas.

Para poder obtener el haz de iones N^+ se admite dentro de la fuente de iones gas de Nitrógeno a una presión de $90 \mu\text{Hg}$. Además, para que la ionización se lleve a cabo se aplica al filamento de la fuente una corriente de 16 A, con esto se obtiene una descarga continua hacia el ánodo de aproximadamente 0.2 A

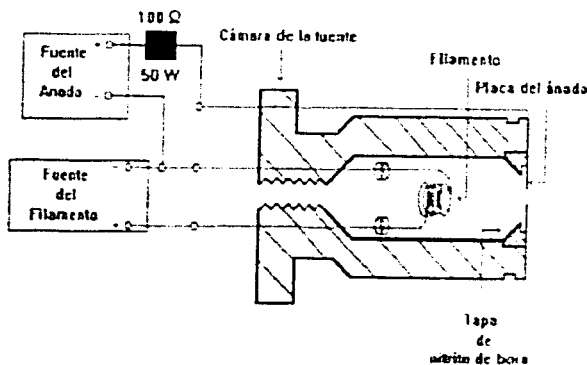


Figura 2.7 Electrónica de la fuente de iones

2.3 Sistemas de enfoque, aceleración y selección de iones.

En la fuente de iones no solo se producen iones de N^+ sino también otros iones, como N^{2+} los cuales no son útiles para nuestros propósitos. Todos los iones formados son acelerados y enfocados por medio de unas lentes electrostáticas (lentes Einzel), y posteriormente se usa un filtro de velocidades (filtro de Wien) con el propósito de seleccionar los iones que nos interesan.

2.3.1. Lentes Einzel.

Una lente óptica puede hacer que los rayos luminosos que inciden en ella se concentren en un mismo punto, de la misma manera una lente electrostática puede enfocar un haz de partículas. Así como existen lentes "delgadas y gruesas" en óptica, de igual manera se tienen lentes electrostáticas "delgadas y gruesas".

Las lentes electrostáticas "delgadas" constan de dos planos conductores y paralelos sometidos a una diferencia de potencial que por medio de una abertura circular en el centro curva las líneas equipotenciales (figura 2 8)

Las lentes electrostáticas "gruesas" están hechas de secciones de cilindro conductor hueco. La ventaja con respecto a las lentes "delgadas" es que se puede modificar la distancia focal cambiando los potenciales de los electrodos, en vez de mover las lentes (figura 2 9). En este trabajo se utilizan lentes de esta clase y son conocidas como Lentes Einzel. Estas lentes constan de tres electrodos cilíndricos de igual diámetro contruidos de acero inoxidable que se encuentran alineados en un mismo eje, de tal manera que al aplicar el mismo potencial al primer y tercer electrodos, la energía de las partículas no se ve alterada. Estos dos electrodos se mantienen a un potencial a tierra

El electrodo intermedio puede tener un potencial menor o mayor que el de los otros dos, modifica la trayectoria del haz, para obtener únicamente un efecto de enfoque.

Por lo tanto, la aceleración de los iones está dada por la diferencia de potencial que existe entre la fuente y las partes conectadas a tierra de las Lentes Einzel

Dichas lentes y la electrónica asociada a ellas se muestran en las figuras 2.10 y 2.11 respectivamente.

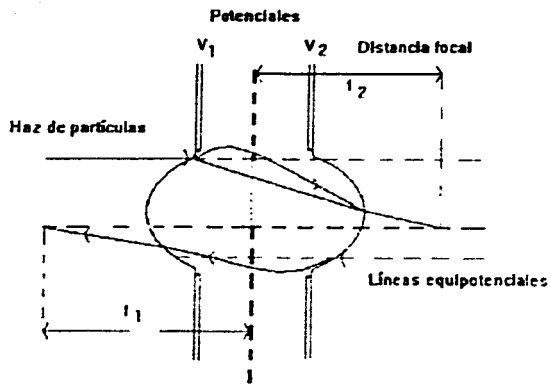


Figura 2.8 Lentes electrostáticas delgadas.

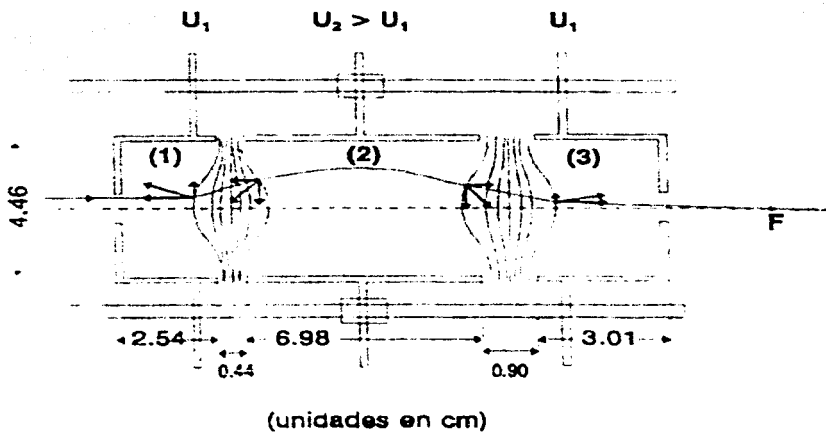


Figura 2.9 Lentes electrostáticas gruesas.



Figura 2.10 Fotografía de las lentes Einzel.

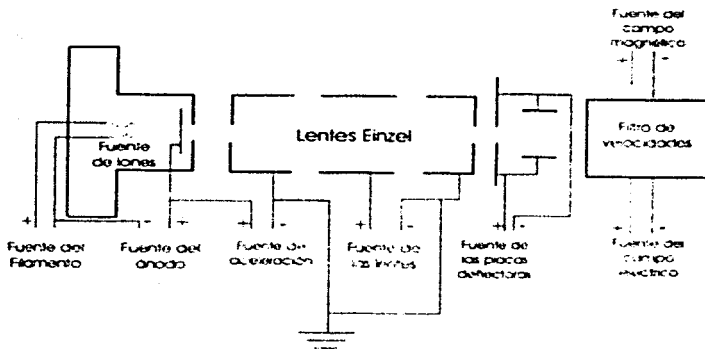


Figura 2.11 Electrónica de las lentes Einzel.

2.3.2 Filtro de velocidades.

Después de enfocar los iones, se hace pasar el haz a través de un filtro de velocidades, en donde se seleccionan los iones con los cuales se desea trabajar. Este filtro es un selector de velocidades y es conocido como "Filtro de Wien" (ver figura 2.12).

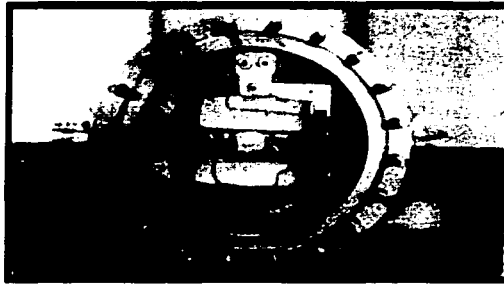


Figura 2.12 Fotografía del Filtro de Wien

Este filtro de velocidades se compone de un imán (para proporcionar el campo magnético) y un juego de placas deflectoras electrostáticas (que proporcionan un campo eléctrico cuando se les aplica una diferencia de potencial).

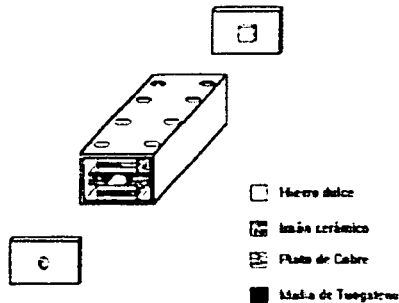


Figura 2.13 Diagrama del interior del Filtro de velocidades.

Funciona de la siguiente manera: se aplica un campo magnético y uno eléctrico perpendiculares entre sí y a la dirección del haz incidente. Cuando el haz de partículas cargadas pasa a través del filtro con una velocidad v_0 , éste es desviado por el campo eléctrico en una dirección y por el campo magnético en otra, de acuerdo con la fuerza de Lorentz. La magnitud de esta fuerza se calcula de la siguiente manera:

$$\text{Fuerza electrostática} \quad F_e = eE \quad (2.2)$$

$$\text{Fuerza magnética} \quad F_m = v_0 eB \quad (2.3)$$

En donde E es la intensidad del campo eléctrico, B es la intensidad del campo magnético y e es la carga del electrón.

Cuando $F_e = F_m$, las partículas cargadas con velocidad v_0 pasan sin deflectarse a través del filtro. Las partículas con otras velocidades son deflectadas hacia uno u otro lado de la dirección de las partículas con velocidad v_0 , por lo tanto, los iones de velocidad v_0 que pasan sin sufrir ninguna desviación son aquellos que cumplen la relación:

$$v_0 = \frac{E}{B} \quad (2.4)$$

pero

$$v_0 = \sqrt{\frac{2qV}{M_0}} \quad (2.5)$$

donde q es la carga del ion, M_0 es su masa y V es el voltaje de aceleración.

Entonces, un ion con velocidad v_0 y de masa M_0 que se mueve a través del filtro no será deflectado si:

$$B \sqrt{\frac{2qV}{M_0}} = E \quad (2.6)$$

Las fuerzas magnéticas y eléctricas de los campos cruzados que actúan sobre el ion, se balancean una a otra en el filtro de velocidades y los iones de masa diferente M_1 , y velocidad v_1 , experimentarán una fuerza centrípeta equivalente a:

$$F_c = \frac{M_1 v_1^2}{R} = cv_1 B - eE = eBv_0 \left[\sqrt{\frac{M_0}{M_1}} - 1 \right] \quad (2.7)$$

Los iones de masa M_1 , se deflexan en una trayectoria circular de radio:

$$R = \frac{2V}{E \left[\sqrt{\frac{M_0}{M_1}} - 1 \right]} \quad (2.8)$$

En la figura 2.14 se ilustra como son separados los iones de masa M_1 , de los de masa M_0 . El ángulo total de arco atravesado por el haz deflexado que entra en O y sale en Q es el mismo que el ángulo de deflexión ϕ , entonces para ángulos muy pequeños se tiene que:

$$\tan \phi \approx \text{sen } \theta \approx \phi \quad (2.9)$$

Por lo tanto:

$$\frac{D}{L} = \frac{a}{R} \quad (2.10)$$

$$D = \frac{La}{R} \quad (2.11)$$

Entonces de la ecuación (2.8) se obtiene:

$$D = LaE \frac{\left[\sqrt{\frac{M_0}{M_1}} - 1 \right]}{2V} \quad (2.12)$$

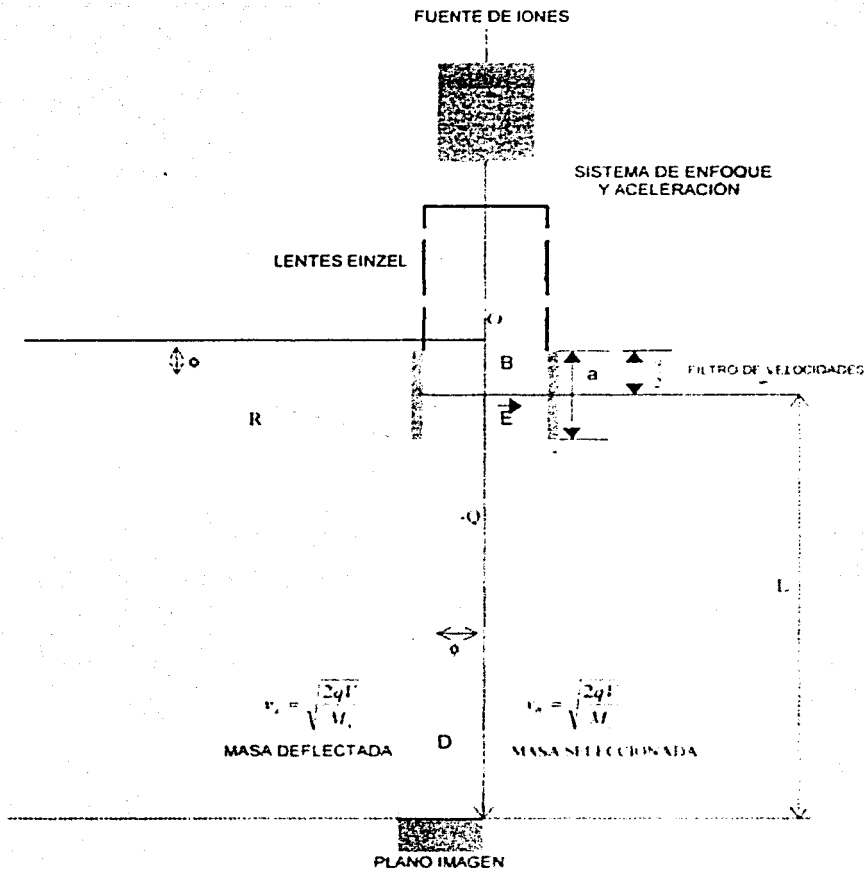


Figura 2.14 Separación de iones.

Donde a es la longitud del filtro de velocidades y l es la distancia de la imagen al punto P. La dispersión D estará dada en centímetros si a y l lo están, V en Volts y E en Volt/cm, M_0 y M_1 en unidades de masa.

Por otro lado, a partir de la ecuación 2.6 que expresa la condición para que no haya deflexión se obtiene la siguiente condición para la masa:

$$M_0 = 2qV \left[\frac{B}{E} \right]^2 \quad (2.13)$$

Como el campo magnético para una bobina está dado por:

$$B = KI \quad (2.14)$$

Donde I es la corriente de la bobina y K es una constante que depende del número de vueltas, la constante de permeabilidad μ_0 y las características geométricas de la bobina.

Entonces:

$$\frac{\sqrt{2qV} KI}{E} = \sqrt{M_0} \quad (2.15)$$

Ahora, si el campo eléctrico E se mantiene constante, tenemos:

$$A = \frac{E}{K\sqrt{2qV}} = \text{cte} \quad (2.16)$$

Por lo tanto:

$$I = A\sqrt{M_0} \quad (2.17)$$

Variando el campo magnético B mediante la corriente I se obtiene:

$$I_n = A\sqrt{M_n} \quad (2.18)$$

Donde M_n es la masa del ion no deflectado para E e I_n dados.

Las partículas que componen el haz de iones se miden en una placa de cobre colocada a la salida del filtro de velocidades. La placa está conectada a un pico amperímetro que mide la intensidad de la corriente del haz.

También es importante mencionar que todo el sistema descrito, desde la fuente de iones hasta el filtro de Wien se encuentra desviado 10° con respecto al eje del acelerador; esto se debe a que en la fuente de iones también se producen fotones; los cuales pudieran ser detectados por los channeltrones (dos multiplicadores de electrones que se encuentran en el sistema de detección), y dar como resultado una medida incorrecta de la corriente de los iones seleccionados.

Debido a esto, es necesario corregir la dirección del haz, esto se hace con un juego de placas cilíndricas que se colocan paralelamente al final del filtro de velocidades. Con estas placas se corrige la dirección del haz aplicando un potencial de aproximadamente 150 volts por cada kiloelectronvolt de energía de aceleración del haz de iones.

Una vez corregida la dirección del haz, este es conducido dentro del acelerador mediante un juego de placas planas paralelas llamadas placas deflectoras en donde se aplica un potencial vertical y uno horizontal.

El haz en su recorrido pasa a través de una serie de colimadores los cuales se encuentran a lo largo del acelerador de partículas.

2.4 Celda de reacción.

El haz sigue su trayectoria y entra a la cámara de reacción, en donde se encuentra la celda de reacción (figuras 2.15 y 2.16); es aquí en donde se lleva a cabo el proceso de colisión.

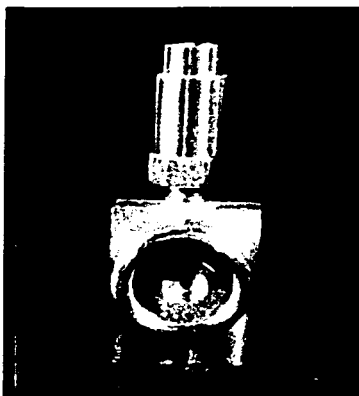


Figura 2.15 Fotografía de la celda de reacción.

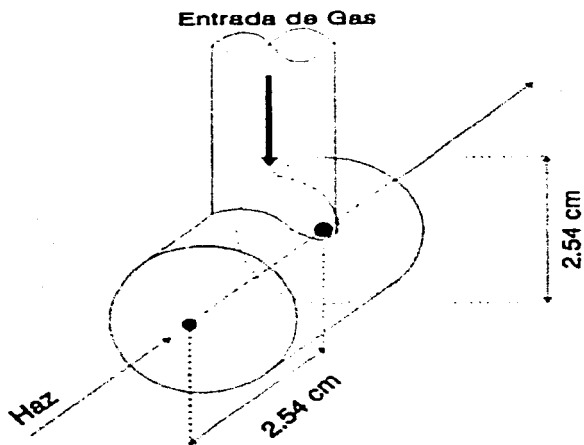


Figura 2.16 Diagrama de la celda de reacción.

La celda de reacción es un tubo cilíndrico de acero inoxidable, cuyas dimensiones interiores son de 2.54 cm de diámetro y 2.54 cm de longitud. Tiene dos colimadores con bordes de navaja, uno a la entrada y otro a la salida con diámetros de 1 mm y 4 mm respectivamente. Esta celda tiene como soporte un tubo de acero inoxidable de 3 mm de diámetro interior que conduce el gas blanco hacia el interior de la celda.

La celda de reacción está situada en el centro de una cámara de dispersión que consta a su vez de tres partes, una fija a ella y las otras dos móviles, que rotan con respecto al centro de giro situado en el centro de la celda de reacción.

En dicha celda se admite el gas que servirá de blanco al haz incidente a una presión de 4×10^{-4} Torr, lo cual es de suma importancia en virtud de que para los propósitos del experimento, se necesita que los iones incidentes colisionen una sola vez con cada átomo del gas blanco, lo cual se conoce como régimen de colisión simple.

Esta presión se mide con un barómetro capacitivo, con el cual se garantiza que la variación de la presión es menor al 0.1% durante el experimento.

2.5 Sistema de detección.

La cantidad de partículas que se verán involucradas en los distintos procesos que ocurren en la celda de reacción depende de la cantidad de partículas que inciden en el blanco. Por ello, es necesario contar con un sistema de detección de partículas resultantes del proceso de interacción.

El sistema de detección está formado por una caja de Faraday y una cámara de detección. Dentro de la cámara de detección se encuentra un analizador parabólico a 45° y dos multiplicadores de electrones (CEM) situados uno en el eje del acelerador y otro al final del analizador.

2.5.1 Caja de Faraday.

La caja de Faraday se emplea para medir la corriente de partículas que va a incidir en el blanco. La caja es contráctil, es decir, se puede mover hacia dentro y hacia fuera respecto al eje del acelerador.

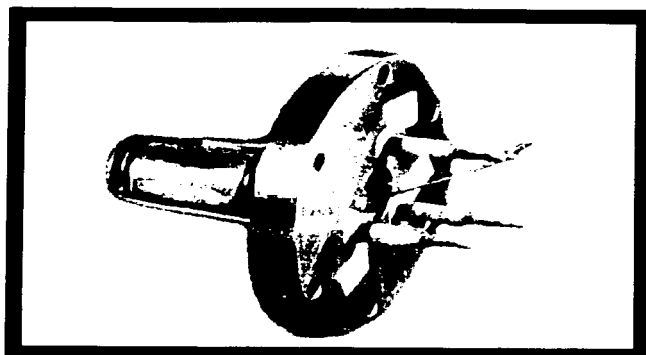


Figura 2.17 Fotografía de la caja de Faraday

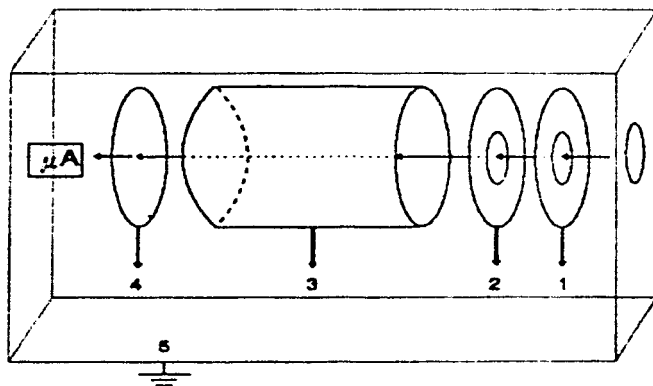


Figura 2.18 Diagrama de la caja de Faraday.

Como se muestra en las figuras 2.17 y 2.18, la caja de Faraday consta de 4 electrodos de cobre y una caja protectora. Los electrodos tienen las siguientes funciones:

El electrodo número 1; se encarga de repeler a los iones positivos provenientes del gas residual formado en la celda de reacción, por lo tanto se le aplica un voltaje positivo $V_1=50$ V.

El electrodo número 2; evita que salgan los electrones secundarios producidos dentro de la caja de Faraday. Se encuentra a un potencial negativo $V_2=-90$ V.

El electrodo número 3; es un electrodo cilíndrico, tiene como fin regresar a la placa colectora los electrones que salen de la misma. Se le aplica un potencial negativo $V_3=-300$ V.

El electrodo número 4; es la placa colectora que se encuentra conectada a un electrómetro, con el que se mide la corriente de partículas que esta incidiendo en el blanco.

La caja protectora; cubre las cuatro partes mencionadas de partículas cargadas existentes en el gas residual y está conectada a tierra.

Para determinar el número de partículas incidentes N_i en un determinado tiempo t , se utiliza la relación:

$$\frac{N_i}{t} = \frac{I_i}{e} \quad (2.19)$$

Donde I_i es la corriente incidente medida en la caja de Faraday, y e es la carga del electrón en valor absoluto. La corriente que se obtiene se mide en un electrómetro analógico y es del orden de 10^{-10} A. Esta corriente se toma antes de admitir el gas blanco en la celda de reacción; una vez medida la corriente se admite el gas en la celda.

Por otro lado como los procesos físicos que tienen lugar ocurren a parámetros de impacto relativamente grandes, la dirección y velocidad de las partículas incidentes quedan prácticamente inalteradas después del choque. Como consecuencia, los productos se dispersarán a menos de 5° , disminuyendo el número de estas conforme el ángulo de detección se aleja del eje del acelerador.

Las partículas cargadas y neutras se separan utilizando un analizador parabólico a 45° .

2.5.2 Analizador parabólico.

El analizador parabólico consiste de dos placas conductoras paralelas que están a una distancia determinada, con un cierto potencial entre ellas. El analizador, separa las partículas cargadas provenientes del proceso de colisión dependiendo de la energía incidente y del estado de carga de las partículas. Las partículas cargadas serán dirigidas al detector situado al lado opuesto del analizador, dejando pasar a las partículas neutras hacia el detector ubicado en la dirección del eje del acelerador, como se muestra en la figura 2.19.

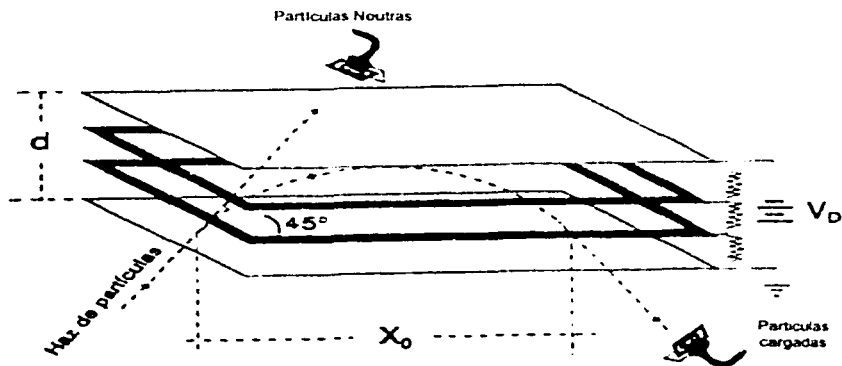


Figura 2.19 Analizador parabólico.

El analizador está construido de tal forma que la dirección de la entrada y la salida de los iones (respecto a las placas deflectoras) es de 45° . La separación entre las placas

es fija y el voltaje aplicado a éstas, está en función de la energía de aceleración de las partículas.

La relación entre el voltaje aplicado a las placas V_p y la energía de aceleración E_a fue determinada experimentalmente y está dada por:

$$V_p = (0.632)E_a \quad (2.20)$$

Para que el campo eléctrico sea uniforme entre las placas conductoras se intercalan dos rejillas a las cuáles se les aplica un voltaje a través de resistencias de 10 M Ω .

2.5.2.1 Calibración del analizador.

Para calibrar el analizador, esto es, determinar experimentalmente la relación entre el voltaje de deflexión V'_p aplicado al analizador y el voltaje de aceleración V''_a aplicado en la fuente de iones, se seleccionó al ion H⁺ como partícula incidente en un intervalo de energías de entre 1 y 5 keV. Aquí se obtuvieron gráficas de corriente de iones en función del voltaje V_D (distribución de energía). La tabla 2.1 y la figura 2.20 muestran, como ejemplo, la distribución a una energía de aceleración de 3 keV.

V'_p (volts)	# de Partículas
1600	20
1620	31
1640	26
1660	42
1680	45
1700	54
1720	69
1740	138
1760	306
1780	560
1800	780

1820	1027
1840	1875
1860	2020
1880	2305
1900	2086
1940	1798
1960	1033
1980	789
2000	571
2020	487
2040	127
2060	85
2080	49
2100	25
2120	21
2140	20

Tabla 2.1 Distribución de energía a 3 keV.

Se calibró el analizador a partir de los valores del voltaje del analizador para los cuales el número de partículas fue máximo en las distribuciones anteriores. Estos valores se encuentran resumidos en la tabla 2.2 y se muestran en la figura 2.21.

Energía (eV)	Voltaje al máximo # de partículas (volts)
1000	630
1500	950
2000	1260
2500	1580
3000	1880
3500	2220
4000	2530
4500	2850
5000	3160

Tabla 2.2 Voltaje de deflexión (V'_0), en función de la energía de las partículas incidentes (E .)

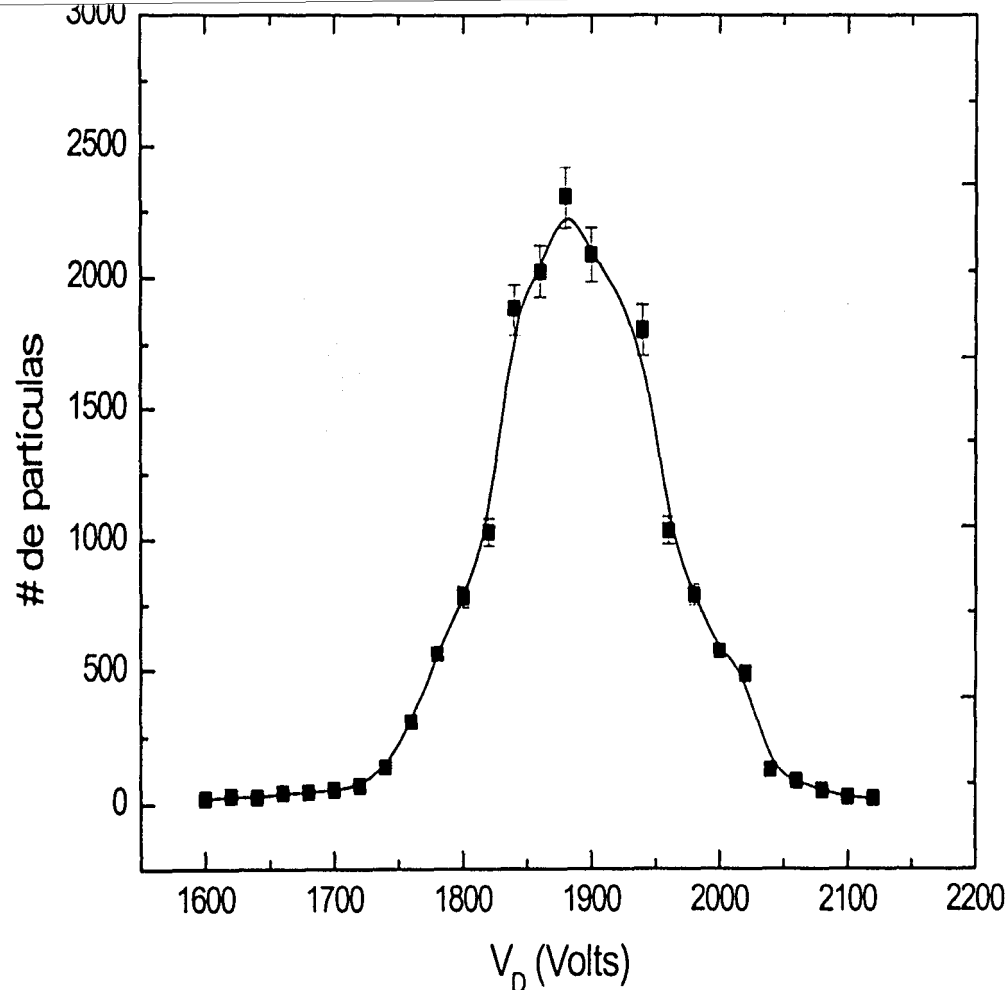
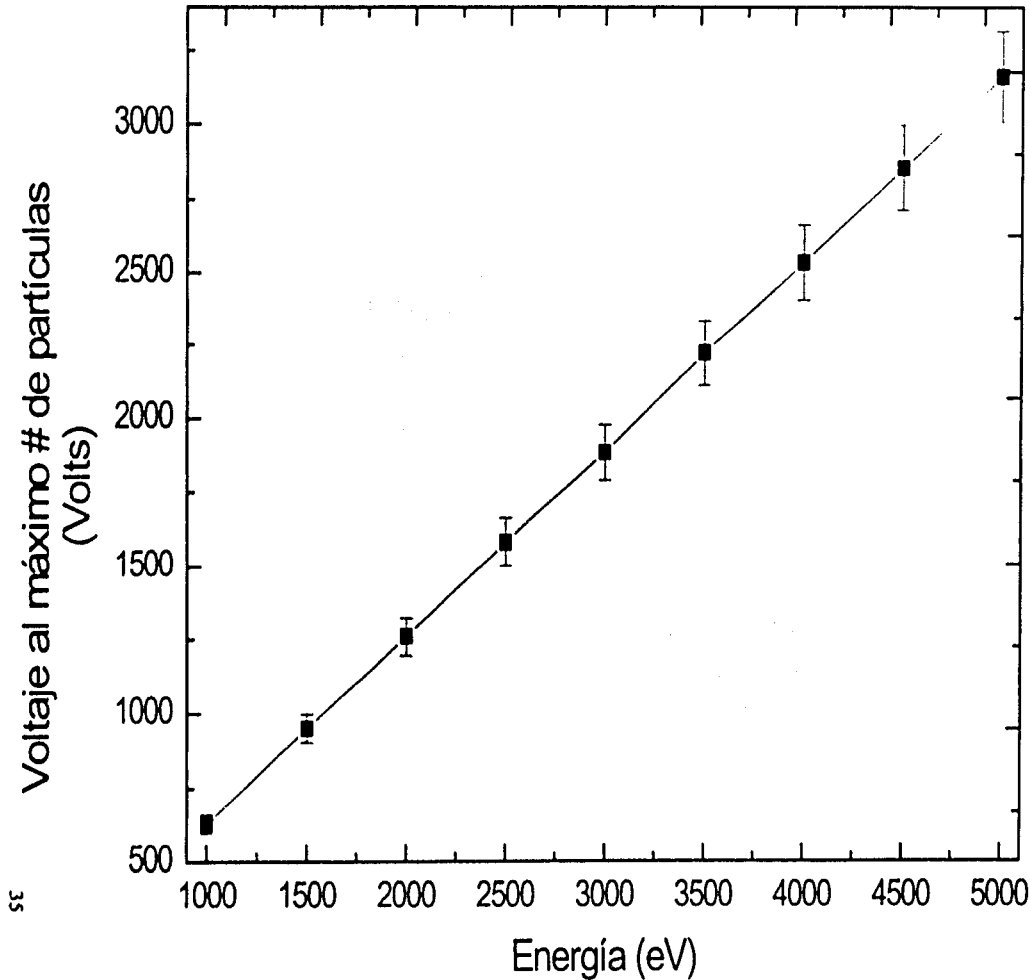


Figura 2.20 Gráfica de la distribución de energía a 3 keV



58

Figura 2.21 Gráfica de la tabla 2.2

Ajustando por mínimos cuadrados estos valores, se encuentra que la relación entre el voltaje del analizador (V_p) y la energía de las partículas (E_p) esta dada por:

$$V_p = 0.632 E_p \quad (2.21)$$

2.5.3 Multiplicador de electrones.

Las partículas resultantes de las colisiones se detectan con la última componente del sistema de detección que es el multiplicador de electrones o Channeltron (CEM).

Los CEM son detectores eficientes de iones positivos y negativos, así como de electrones y fotones. Son tubos de vidrio enroscado con un diámetro interno de aproximadamente 1 mm y un diámetro externo de 2, 3 ó 6 mm construidos de un vidrio especial de plomo con silicio (figura 2.22). Tienen una capa de material semiconductor, sobre la superficie interior del tubo, que posee características de emisión de electrones secundarios.

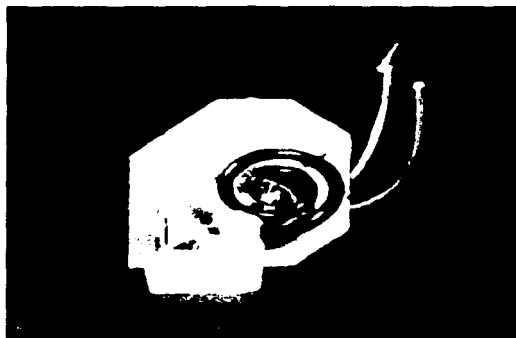


Figura 2 22 Fotografía del Channeltron

Un CEM funciona de la siguiente manera: Cuando una partícula incide en la cara de entrada se producen típicamente de 2 a 3 electrones secundarios. Estos electrones se

aceleran a través del canal mediante un alto voltaje positivo. Los electrones golpean las paredes del canal produciendo electrones adicionales, y así sucesivamente, hasta que a la salida emerge un pulso de 10^7 a 10^8 electrones. De esta forma, un solo ion que arranca al menos un electrón de la entrada del Channeltron, genera una cascada de electrones en la salida del mismo. Para lograr este efecto se aplica una diferencia de potencial entre el inicio y la parte final del Channeltron.

Como se observa en la figura 2.23 se coloca una rejilla a la entrada del CEM, esta rejilla sirve para repeler las partículas residuales que se forman dentro del sistema de detección.

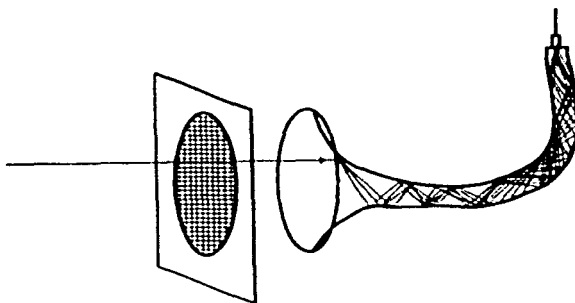


Figura 2.23 Diagrama del Channeltron.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

CAPÍTULO III

Desarrollo experimental

3.1 Distribuciones angulares.

En el método de análisis de las distribuciones angulares se observan los ángulos a los que los productos, originados después de la colisión, son emitidos. Los resultados experimentales de las distribuciones angulares se analizan por medio de variables introducidas que son directamente medibles para los procesos que están involucrados en la interacción entre los iones de N^+ y los gases Ne, Kr y Xe.

El aparato experimental cuenta con un sistema de detección, controlado por un motor de pasos, el cual se encarga de mover al sistema de detección en un intervalo angular de $\pm 3^\circ$ respecto al eje principal del aparato, en incrementos angulares de 0.1° . El equipo está automatizado de manera que el sistema de detección permanece un determinado tiempo en cada posición. En este tiempo los Channeltrones cuentan las partículas deflectadas a un cierto ángulo; el tiempo es controlado por contadores de tiempo (timers).

El acelerador se controla por medio de una computadora PC, con la cual se controlan las variables físicas del experimento y también se registran los datos experimentales obtenidos.

3.2 Descripción del experimento.

Para poder realizar los experimentos planteados en este trabajo, que son procesos de pérdida electrónica, es necesario primero obtener una presión de vacío del orden de 10^{-7} Torr en todo el sistema experimental, con el propósito de garantizar que el camino libre medio dentro del acelerador sea lo suficientemente bueno para que las partículas incidentes producidas en la fuente de iones conserven sus propiedades físicas hasta llegar a la celda de reacción.

Una vez obtenido el vacío se prosigue a la formación de las partículas incidentes que para efectos de los experimentos son iones de N^+ , los cuales se obtienen (ya que en la naturaleza sólo se encuentra Nitrógeno molecular) admitiendo gas de Nitrógeno (N_2) de 99.999% de pureza dentro de la fuente de iones a una presión de $90 \mu\text{Hg}$; posteriormente es necesario aplicar una corriente en el filamento de 16 A., y un potencial en el ánodo de 80 V, con estos valores la corriente de descarga que se obtiene en el ánodo es de aproximadamente 0.2 A

Después de haber producido el haz con los iones de N^+ , es necesario enfocarlo ya que este no se encuentra colimado. Además, en éste no solo se encuentran los iones de N^+ necesarios para el proceso, sino que también existen partículas de N^{2+} y N^0 lo que hace necesario también seleccionarlo. Para estos propósitos se hace uso de las lentes Einzel y del filtro de velocidades.

Para enfocar el haz se aplica un potencial al segundo electrodo de las lentes Einzel de aproximadamente de 860 V por cada kiloelectronvolt (keV) de aceleración del haz. Posteriormente, mediante el filtro de velocidades se selecciona la partícula con la que se desea trabajar, aquí se aplica un campo eléctrico constante producido por un voltaje de 150 V y un campo magnético producido por un imán y un devanado donde la corriente que se aplica depende de la energía de aceleración

La fuente de iones, las lentes Einzel y el filtro de velocidades se encuentran alineados en un eje que se encuentra desviado 10° con respecto al eje principal del acelerador, por esta razón es necesario corregir la dirección del haz de iones, para ello se cuenta con un juego de placas paralelas cilíndricas a las que se les aplica un voltaje de 150 V por cada keV de aceleración, el haz sigue su trayectoria pasando por varios colimadores situados a lo largo del acelerador.

Antes de admitir el gas blanco en la celda de reacción para que se lleve a cabo el proceso de interacción, se mide la corriente del haz en la caja de Faraday contractil, la magnitud de la corriente es del orden de 10^{-11} A. Esta corriente se mide en un electrómetro analógico Keithely Modelo 610C

Una vez que se logra obtener una corriente del haz de iones lo más intensa posible se adecúan los parámetros en el sistema de detección (analizador parabólico y Channeltron), además de que se admite el gas blanco (Ne, Kr y Xe) en la celda de reacción a una presión de 4×10^{-4} Torr, esta presión se mide con un barómetro capacitivo (Baratrón); al analizador parabólico se le aplica un voltaje de 315 V por cada keV de

aceleración de las partículas y al Channeltron un voltaje de 3000 V, con el cual se produce el efecto de cascada.

El sistema de detección se mueve con respecto al eje principal del acelerador $\pm 3^\circ$ con un incremento angular de 0.1° y un tiempo de acumulación de 20 s, este es el tiempo en el que el contador de partículas permanece en cada ángulo contando las partículas provenientes de la interacción. El motor a pasos permite el movimiento de sistema de detección y es controlado por una PC.

El experimento se realiza en un tiempo aproximado de 25 minutos por distribución. Cada distribución se realiza 5 veces en diferentes días y condiciones, para cada blanco y para cada energía, lo que equivale a 45 distribuciones. Como se estudian 3 blancos entonces se tienen que realizar 135 corridas para completar los experimentos planteados en este trabajo. El tiempo dado en horas que se invierten para esto es de 75 horas efectivas de mediciones.

Estos experimentos se repiten al menos dos veces con diferencia de un mes para probar los resultados obtenidos.

Todo el sistema experimental y todas las variables que intervienen en el experimento, se controlan y almacenan en una computadora PC

En la tabla 3.1 se resumen las variables involucradas en el experimento.

Cantidad (unidades)	Variable
10 ⁻⁷ Torr	Presión de vacío en el aparato experimental
90 μ Hg	Presión del gas a ionizar (N_2) en la fuente de iones
16 A	Corriente del filamento de la fuente de iones
80 V	Potencial en el ánodo
0.2 A	Corriente de descarga en el ánodo de la fuente de iones
860 V/keV	Voltaje de enfoque aplicado en la segunda Lente Einzel

150 V	Voltaje aplicado para el campo eléctrico en el filtro de velocidades
B	Campo magnético que depende de la energía de aceleración
150 V/keV	Voltaje en las placas paralelas cilíndricas para corregir la dirección del haz
50 V (electrodo 1)	Voltajes aplicados a los electrodos de la caja de Faraday
~90 V (electrodo 2)	
~300 V (electrodo 3)	
10^{-10} A	Magnitud de la corriente del haz incidente (N^{-1})
4×10^{-4} Torr	Presión del gas blanco en la celda de reacción
315 V/keV	Voltaje aplicado en el analizador parabólico
3000 V	Voltaje en el Channeltron
$\pm 3^\circ$	Movimiento del sistema de detección
0.1°	Incremento angular
20 s	Tiempo de acumulación

Tabla 3.1 Variables involucradas en el experimento

3.3 Cantidades directamente medibles y cálculo de las secciones totales.

La sección transversal diferencial está dada en función de los siguientes parámetros directamente medibles en el experimento.

1.- La corriente del haz incidente (I_0) que se mide en la caja de Faraday con el electrómetro, se asocia a la cantidad de partículas incidentes por unidad de tiempo

$$N_i = \frac{I_0}{e}$$

2.- La presión, que está implícita en el espesor del blanco (π) en la celda de colisión. Dicho espesor está dado por:

$$\pi = \frac{N_A L P}{RT} \quad (3.1)$$

en unidades de átomos/cm², donde:

P es la presión del gas, cuyas unidades están dadas en Torr;

L es la longitud de la trayectoria a través del gas utilizado como blanco;

T es la temperatura absoluta del gas;

N_A es el número de Abogadro (6.02×10^{23} /mol) y

R es la constante universal de los gases (8.31 J/mol^oK)

Se observa que para una celda de dimensiones dadas y a temperatura ambiente,

$Q = \frac{N_A L}{RT}$ es una constante y π es una función de la presión solamente. Es decir:

$$\pi = Q P \left(\frac{\text{átomos}}{\text{cm}^2} \right) \quad (3.2)$$

Si $L = 2.54$ cm , $T = 300$ °K y P está en Torr se tiene que:

$$Q = [(6.02 \times 10^{23} / \text{mol})(0.0254 \text{m})(133.3 \text{ N/m}^2)] / [(8.31 \text{ J/mol}^o \text{K})(300^o \text{K})]$$

$$Q = 8.17 \times 10^{20} \text{ átomos/m}^2 = 8.17 \times 10^{16} \text{ átomos/cm}^2 \quad (3.3)$$

Entonces:

$$\pi = 8.17 \times 10^{16} P \text{ (átomos/cm}^2) \quad (3.4)$$

3.-El número de partículas N^2 dispersadas a un ángulo θ que se registra en el detector, se relaciona con la intensidad del haz dispersado $I(\theta)$ por medio de la relación:

$$I(\theta) = \frac{N(\theta)}{I} \quad (3.5)$$

donde t es el tiempo de acumulación.

4.- El valor del ángulo sólido sustentado por el detector se calculó con la siguiente relación:

$$d\Omega = \left(\frac{r^2}{d^2} \right) 3.1416 \quad (3.6)$$

donde d es la distancia del centro de la cámara de reacción al colimador colocado a la entrada del analizador parabólico y r es el radio del orificio del colimador.

Para valores de d y r de 20" y 0.01" respectivamente se tiene:

$$d\Omega = 7.85 \times 10^{-7} \text{ [steradianes]} \quad (3.7)$$

Con las relaciones anteriores se puede obtener la sección transversal diferencial, para la producción de N_2^+ a un ángulo dado, mediante la relación:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N(\theta)}{[N_0 \pi d\Omega]} \quad (3.8)$$

donde

$N(\theta)$ es el número de partículas producto por unidad de ángulo sólido por segundo, detectadas a un ángulo θ (partículas/s).

N_0 es el número de partículas incidentes por unidad de tiempo (partículas/s). Como

$\frac{N_0}{t} = \frac{I}{e}$, entonces $N_0 = \frac{It}{e}$; donde I es la corriente medida en la caja de Faraday.

π es el número de moléculas blanco por unidad de área (espesor del blanco, partículas/cm²). Esto es $\pi = 8.17 \times 10^{16} P$, donde P es la presión en la celda de reacción (4×10^{-4} Torr).

$d\Omega$ es el ángulo sólido sustentado por el detector (steradianes). El ángulo sólido está

dado por $d\Omega = \frac{r^2}{d^2} = 7.85 \times 10^{-7}$ (steradianes).

Sustituyendo en la ecuación (3.8) las cantidades directamente medibles, se obtiene:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{RTeN(\theta)}{N_0 L P t d\Omega} \quad (3.9)$$

Considerando que $K = \frac{RTe}{N_0 L P t d\Omega}$ es constante para T y L dados, la sección transversal diferencial se puede expresar como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K \frac{N(\theta)}{P t} \quad (3.10)$$

con $K = 2.62 \times 10^{-30}$.

La sección transversal total se obtiene integrando la ecuación (3.10), es decir, utilizando la relación:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) d\Omega = 2\pi \int \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) \sin(\theta) d\theta \quad (3.11)$$

Esta integral se calcula por integración numérica utilizando la regla de Simpson.

3.4 Errores experimentales.

Durante el desarrollo del experimento no se puede tener un control absoluto sobre las cantidades que son directamente medibles en el laboratorio. Debido a esto, se tiene que la reproducibilidad del experimento está en función de los errores experimentales que dependen directamente de las cantidades físicas siguientes: corriente total de iones (N), presión del gas (P), temperatura (T), longitud efectiva (L), tiempo de acumulación (t), número de partículas detectadas a un ángulo $\theta(N(\theta))$. A cada una de estas cantidades

se le asocia un error porcentual. La incertidumbre total asociada al experimento es la suma de todos estos errores.

1.- Corriente total de iones (I_t): Por diversas razones, muchas veces la corriente de iones que incide en el blanco, no permanece constante durante el tiempo en que se realizan las distribuciones angulares. El criterio para asignar una incertidumbre a la corriente es el de desechar aquellos datos tomados cuando la corriente presenta una variación mayor al 10% de la lectura inicial.

2.- Presión del gas (P): La presión que se mide en la celda de reacción no varía significativamente mientras está corriendo el experimento. La presión se mide con un barómetro capacitivo por lo que la incertidumbre porcentual asociada de acuerdo al fabricante es del orden del 0.1%.

3.- Temperatura (T): La temperatura es estable, ya que, la construcción misma del laboratorio no permite variaciones de más del 1%.

4.- Longitud efectiva (L): El error porcentual asociado a la longitud efectiva de la celda de reacción es del 3.8%.

5.- Tiempo (t): El error relativo asociado a esta variable está dada por los medidores del tiempo (Timers), de acuerdo con el fabricante es del 0.1%.

6.- Número de partículas detectadas (N): El error relativo asociado al número de partículas detectadas en el multiplicador de electrones es proporcional a: $\frac{1}{N}$.

Para $N > 16$ esta cantidad se hace despreciable, con respecto a los errores relativos asociados a las demás variables del experimento

Sumando todas las incertidumbres asociadas a las variables ya mencionadas, encontramos que el error porcentual correspondiente a las secciones diferenciales es del 15%.

La reproducibilidad de las secciones transversales totales fue mayor al 85 %.

CAPÍTULO IV

Resultados y discusión.

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de las secciones transversales de pérdida electrónica en función de la energía de los iones incidentes al colisionar con varios blancos. Además se mostrará cómo se realizan los cálculos, los cuales se compararán con los resultados experimentales obtenidos en este trabajo y en algunos casos con trabajos previamente realizados por otros autores.

4.1 Cálculo de la sección transversal diferencial.

La sección transversal diferencial y por tanto la sección transversal total que un blanco presenta ante el impacto de un ion incidente, está relacionada con los parámetros directamente medibles en el experimento de la siguiente manera:

Si se considera el proceso de pérdida electrónica, en el cual un ion positivo N^+ incide con velocidad v_i , sobre un blanco gaseoso formado por átomos (Ne, Kr, Xe) con una densidad de partículas n_t ; y suponiendo que el ion recorre una distancia dx dentro del gas blanco, entonces la probabilidad de que ocurra una transferencia de carga será:

$$P_i = \sigma n_t dx \quad (4.1)$$

en donde la constante de proporcionalidad σ es la llamada sección transversal de la pérdida electrónica. En el caso del presente trabajo σ_i será la sección transversal total del proceso en el que el ion incidente, N^+ , pierde un electrón en la interacción con el gas blanco, y por tanto tendremos como ion resultante N^{2+} . Ahora bien, si se considera un haz incidente de densidad constante n_i , de partículas N^+ con velocidad v_i , entonces el número de éstas que intercambian su carga por unidad de tiempo en un volumen $dV = dAdx$ es:

$$dI = \sigma n_N n_G v_0 dA dx \quad (4.2)$$

Y como se han puesto las condiciones necesarias en el experimento para asegurar que los iones sólo sufren una colisión y que la densidad del gas blanco es uniforme, tenemos que:

$$I = \sigma n_G l \int n_N v_0 dA = \sigma n_G l I_N = \sigma l I_N \quad (4.3)$$

donde l es el espesor del gas blanco. Por lo tanto la sección transversal del proceso estará dada por:

$$\sigma = \frac{I}{l I_N} \quad (4.4)$$

En el caso de secciones diferenciales en ángulo sólido, esta ecuación expresada en términos de los parámetros directamente medibles en el laboratorio es:

$$d\sigma = \frac{N^{2+}(\theta)}{l \left(\frac{I_N}{e} \right) \left(\frac{P}{KT} \right)} d\Omega C_{\theta} \quad (4.5)$$

En donde:

- $N^{2+}(\theta)$ es el número de iones que perdieron un electrón y se dispersaron a un ángulo θ después de la colisión.
- I_N es la corriente total de iones incidentes en el blanco.
- e es la carga del electrón
- P la presión del gas blanco.
- T la temperatura del gas blanco, considerándolo como un gas ideal.
- K la constante de Boltzmann.
- l la longitud efectiva del blanco.
- $d\Omega$ es la diferencial del ángulo sólido determinado a partir de la geometría del sistema de detección.
- θ el ángulo de dispersión.
- t el tiempo en el que se cuentan las partículas en cada ángulo θ .

C_{eff} es la eficiencia de los contadores de partículas, la cual esta en función de la energía de las partículas incidentes.

Y por otro lado:

$$\frac{d\Omega C_{eff}}{eKT} = 3.817 \times 10^{29} = cte. \quad (4.6)$$

De tal manera, la expresión para las secciones diferenciales queda de la siguiente manera:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2.62 \times 10^{-30} \frac{N(\theta)}{PI_{N,T}} \quad (4.7)$$

Los datos de las secciones transversales diferenciales de pérdida electrónica de iones de N^+ en Ne, Kr, y Xe fueron obtenidos a ángulos entre -3 y 3 grados y en un intervalo de energía entre 1.5 y 5 keV. La figura 4.1 muestra las distribuciones angulares de estos sistemas a una energía de 3 keV. El comportamiento de distribuciones angulares es cualitativamente idéntico para todas las energías y cada uno de los blancos estudiados en este trabajo, por lo que solo se presenta a una energía de 3 keV. Todas las curvas graficadas en la figura 4.1 muestran un comportamiento decreciente en la sección diferencial con respecto a un incremento en el ángulo.

$\theta(^{\circ})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Ne ($A^2\text{-srd}^{-1}$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Kr ($A^2\text{-srd}^{-1}$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Xe ($A^2\text{-srd}^{-1}$)
0	2.48×10^2	5.93	3.14×10^1
0.148202	1.18×10^2	1.36	7.06
0.296404	5.27×10^1	9.35×10^{-1}	4.51
0.444606	3.63×10^1	7.26×10^{-1}	3.37
0.592808	2.61×10^1	5.62×10^{-1}	2.88
0.74101	1.82×10^1	4.24×10^{-1}	2.24
0.889212	1.33×10^1	3.34×10^{-1}	1.59
1.037414	1.01×10^1	2.65×10^{-1}	1.15
1.185616	7.69	2.13×10^{-1}	1.05
1.333818	6.81	1.74×10^{-1}	8.81×10^{-1}

1.48202	5.52	1.36×10^{-1}	8.06×10^{-1}
1.630222	4.14	1.13×10^{-1}	6.69×10^{-1}
1.778424	3.55	9.51×10^{-2}	5.99×10^{-1}
1.926626	3.26	7.68×10^{-2}	5.16×10^{-1}
2.074828	2.78	6.53×10^{-2}	4.82×10^{-1}
2.22303	2.45	5.41×10^{-2}	4.08×10^{-1}
2.371232	2.37	4.31×10^{-2}	3.48×10^{-1}
2.519434	2.15	3.35×10^{-2}	2.77×10^{-1}
2.667636	1.78	3.29×10^{-2}	2.11×10^{-1}
2.815838	1.17	2.44×10^{-2}	1.53×10^{-1}
2.96404	5.64×10^{-1}	1.55×10^{-2}	1.01×10^{-1}

Tabla 4.1 Secciones transversales diferenciales a 3 keV.

4.2 Cálculo de las secciones transversales totales.

Una vez que se han medido las secciones transversales diferenciales, se pueden calcular las secciones totales a partir de la siguiente expresión:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\theta_{max}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin\theta d\theta \quad (4.8)$$

Esta integral se obtiene mediante una aproximación numérica siguiendo la regla de Simpson:

$$\int f(x) dx \approx \frac{2h}{3} (Y_0 + 4Y_1 + 2Y_2 + 4Y_3 + \dots + 4Y_{n-1} + Y_n) \quad (4.9)$$

donde, en este caso:

$$Y_i = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin\theta_i$$

$$h = 0.15$$

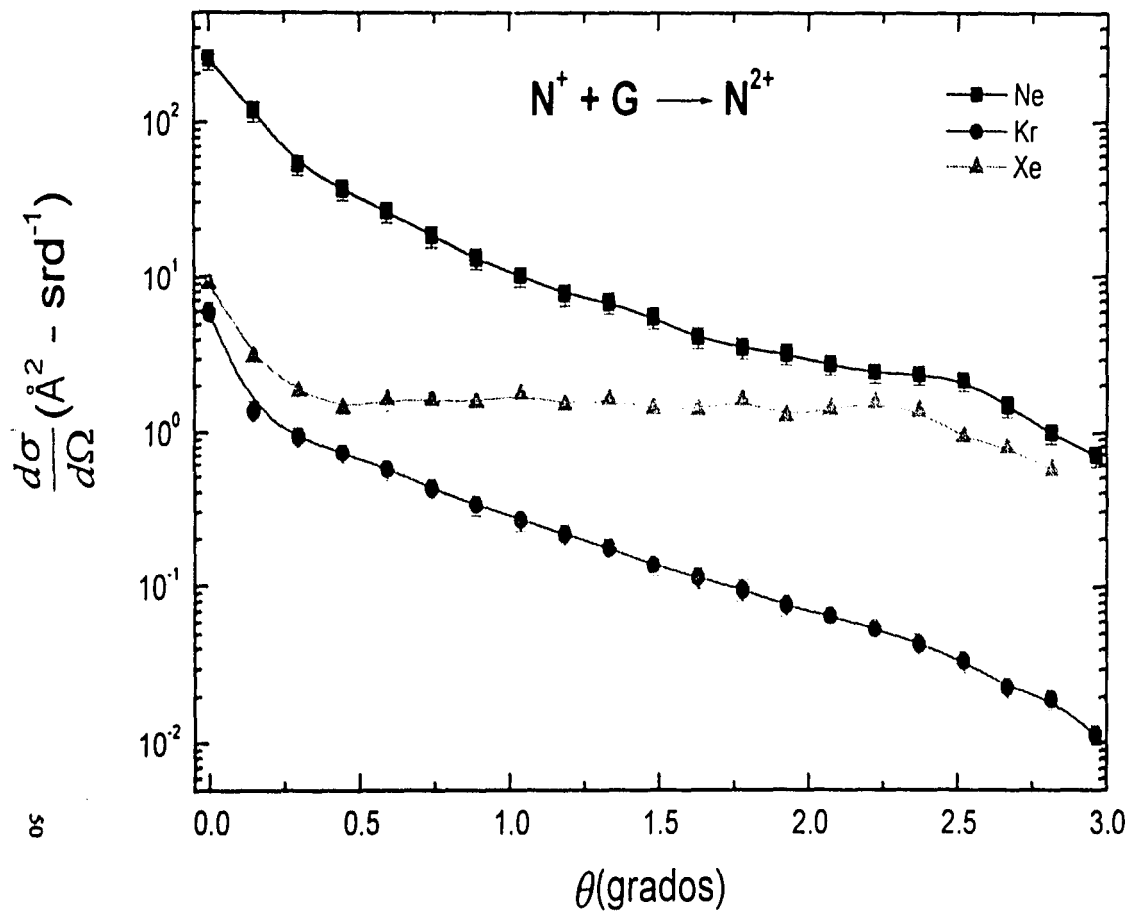


Figura 4.1 Secciones transversales diferenciales en ángulo sólido.

Para tener una estimación del comportamiento de la sección transversal total, se evaluaron las secciones aplicando el Modelo de Kaneko^[8]. Aunque este modelo presenta ciertas limitaciones, ha demostrado ser extraordinariamente útil en la estimación de secciones transversales asociadas a diversos sistemas de colisión.

Los potenciales de ionización PI de los elementos utilizados en este trabajo se muestran en la tabla 4.2.

Elemento	PI (eV)
N	14.545
Ne	21.564
Kr	13.999
Xe	12.130

Tabla 4.2 Potenciales de ionización^[8]

4.3 Sistema N* + Ne.

En la tabla 4.3 se muestran los resultados obtenidos para este sistema y se comparan con otros trabajos experimentales. Las barras de error en los datos experimentales encontrados en este trabajo son una medida de la reproducibilidad de dichos datos cuyo valor es del 85%. Se han incluido datos experimentales sobre un intervalo muy amplio de energías (Lo y Fite^[2], Hird y Suk^[1], Vujovic et al.^[4] y Pivovar et al.^[3]) para mostrar el comportamiento completo de la curva de la sección transversal total.

Como se puede observar en la figura 4.2, los resultados de este trabajo pueden conectarse con los resultados a bajas energías de Vujovic et al.^[4]. El comportamiento de los cinco en conjuntos, indica que todas las medidas son mutuamente consistentes. Estos resultados dan un comportamiento general de la curva de sección transversal de pérdida electrónica del sistema N* + Ne sobre un intervalo muy amplio de energía (1.5 – 1200 keV).

Energía (keV)	Presente trabajo. σ_{12} (Å ²)	Vujovic et al. ^[4] σ_{12} (Å ²)	Hird y Suk ^[11] σ_{12} (Å ²)	Lo y Fite ^[21] σ_{12} (Å ²)	Pivovar et al. ^[3] σ_{12} (Å ²)
1.5	3.10x10 ⁻²				
2	4.20 x10 ⁻²				
2.5	5.60 x10 ⁻²				
3	6.90 x10 ⁻²				
3.5	8.20 x10 ⁻²				
4	9.10 x10 ⁻²				
4.5	1.10x10 ⁻¹				
5	1.24 x10 ⁻¹	1.20 x10 ⁻¹			
10		2.10 x10 ⁻¹			
15		3.00 x10 ⁻¹			
20		4.20 x10 ⁻¹			
25		5.00 x10 ⁻¹			
30		6.00 x10 ⁻¹			
34.8			6.17 x10 ⁻¹		
50			7.42 x10 ⁻¹		
64.9			1.083		
70				4.6 x10 ⁻¹	
75					
79.4			1.14		
90				7.7 x10 ⁻¹	
94.8			1.28		
111.8			1.496		
118					
125.2			1.453		
139.2			1.547		
150				9 x10 ⁻¹	
200				1.6	
250				1.5	
300				1.8	2.93
350				1.6	

400					2.7
450				1.6	
500					2.5
600				1.9	2.5
800				2	1.6
900				2	
1000					1
1200				2	8×10^{-1}
1400				1.9	5.5×10^{-1}

Tabla 4.3 Secciones transversales totales del sistema $N^+ + Ne$.

En un intento por comparar las medidas de este trabajo con cálculos teóricos, se utilizó el Modelo de Kaneko^[6] para estimar las secciones transversales de pérdida electrónica σ_{12} .

Considerando que la sección transversal de pérdida tiene la forma^[6]:

$$\sigma_{12} = A + B^* E^C$$

Donde E es la energía de colisión en keV, y ajustando ésta a través de mínimos cuadrados a nuestros resultados experimentales, conduce a los siguientes parámetros y coeficiente de correlación:

$$A = -0.0034$$

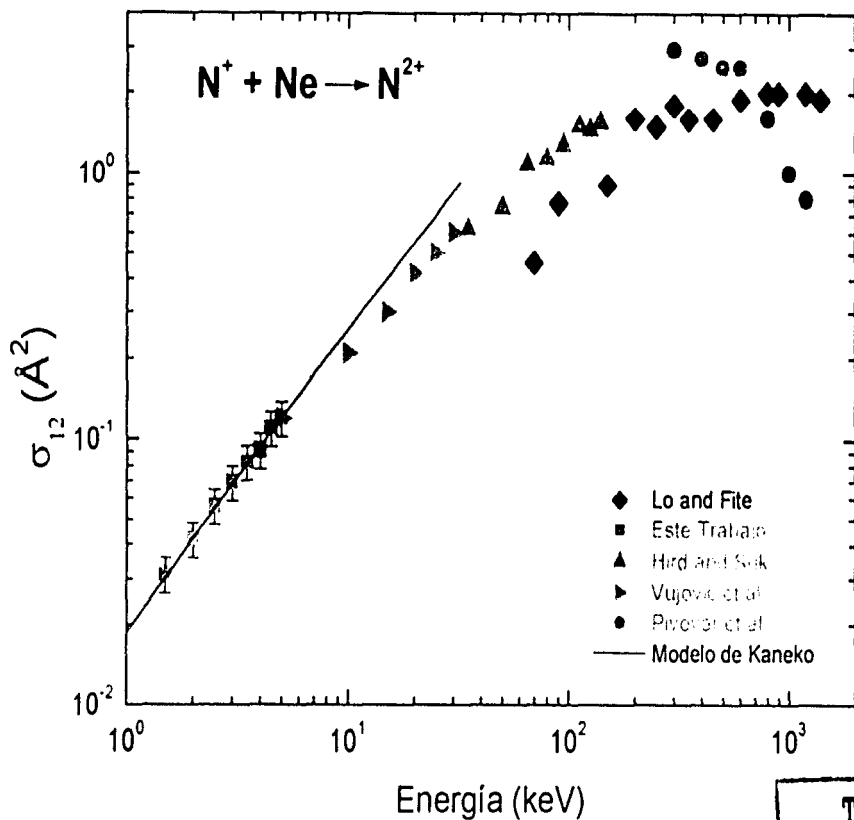
$$B = 0.02201$$

$$C = 1.0743$$

$$\text{Coeficiente de correlación} = 0.9971$$

De dicho ajuste por mínimos cuadrados, de los presentes resultados experimentales se encontró $\sigma_{12} \approx E^{-1.07}$ y se muestra en la figura 4.2 como una línea continua.

Como se puede observar el ajuste a energías mayores que 5.0 keV, reproduce el comportamiento creciente de la sección total como función de la energía obtenida por Vujovic et al.^[4], pero los resultados utilizando el Modelo de Kaneko^[6] son en magnitud más grandes que los valores obtenidos por Vujovic et al.^[4].



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Figura 4.2 Secciones transversales totales.

4.4 Sistema N⁺ + Kr.

Los resultados experimentales para el sistema N⁺ + Kr se presentan en la figura 4.3 y los valores en la tabla 4.4, junto con los diferentes trabajos experimentales reportados hasta ahora.

Como se puede ver en la figura 4.3, los datos de la sección transversal total de pérdida a altas energías de Pivovar et al.^[3] y Dmitriev et al.^[5], presentan un pequeño incremento con respecto a la energía incidente y después una región constante.

Además se puede observar que los presentes resultados pueden conectarse con los resultados de Hird y Suk^[1] a energías intermedias y estos a su vez con los de Pivovar et al.^[3] y Dmitriev et al.^[5] a altas energías. Aunque no hay un traslape entre estas cuatro medidas la forma de los datos de las secciones transversales de Dmitriev et al.^[5], Pivovar et al.^[3], Hird y Suk^[1] y los resultados de este trabajo, indican que los datos de las cuatro medidas son mutuamente consistentes. Estos resultados dan un comportamiento general de la curva de sección transversal total del sistema N⁺ + Kr sobre un intervalo muy amplio de energía (1.5 – 1200) keV.

Energía (keV)	Presente trabajo $\sigma_{12} (\text{Å}^2)$	Hird y Suk ^[1] $\sigma_{12} (\text{Å}^2)$	Pivovar et al. ^[3] $\sigma_{12} (\text{Å}^2)$	Dmitriev et al. ^[5] $\sigma_{12} (\text{Å}^2)$
2				
2.5	1.12×10^{-3}			
3	1.53×10^{-3}			
3.5	2.27×10^{-3}			
4	2.80×10^{-3}			
4.5	3.19×10^{-3}			
5	3.80×10^{-3}			
34.8		8.90×10^{-2}		
50		1.89×10^{-1}		
64.9		2.43×10^{-1}		
79.4		2.74×10^{-1}		
94.8		3.49×10^{-1}		
111.8		4.33×10^{-1}		

125.2		5.40×10^{-1}		
139.2		5.78×10^{-1}		
300			2.80	
400			3.00	
500			3.50	2.80
600			4.00	
650				3.200
800			5.00	
1000			5.20	
1200			5.50	
1250				4.50
1400			6.00	
2400				4.50

Tabla 4.4 Secciones transversales totales para el sistema N + Kr.

Los resultados teóricos de las secciones transversales totales utilizando el Modelo de Kaneko^[6], se obtienen considerando que la sección transversal de pérdida tiene la forma:

$$\sigma_{12} = A + B \cdot E^C$$

Optimizando ésta a través de mínimos cuadrados a nuestros resultados experimentales, conduce a los siguientes parámetros y coeficiente de correlación:

$$A = -0.001434 \quad B = 0.001015 \quad C = 1.018$$

Coeficiente de correlación = 0.9923

De este ajuste por mínimos cuadrados, se encontró $\sigma_{12} = E^{1.018}$ y se muestra en la figura 4.3 como una línea continua.

Como se puede observar en este caso, el modelo reproduce el comportamiento de la sección total en función de la energía de los resultados experimentales de Hird y Suk^[11], pero mediante el Modelo de Kaneko^[6] se obtienen valores más pequeños que los resultados experimentales de Hird y Suk^[11].

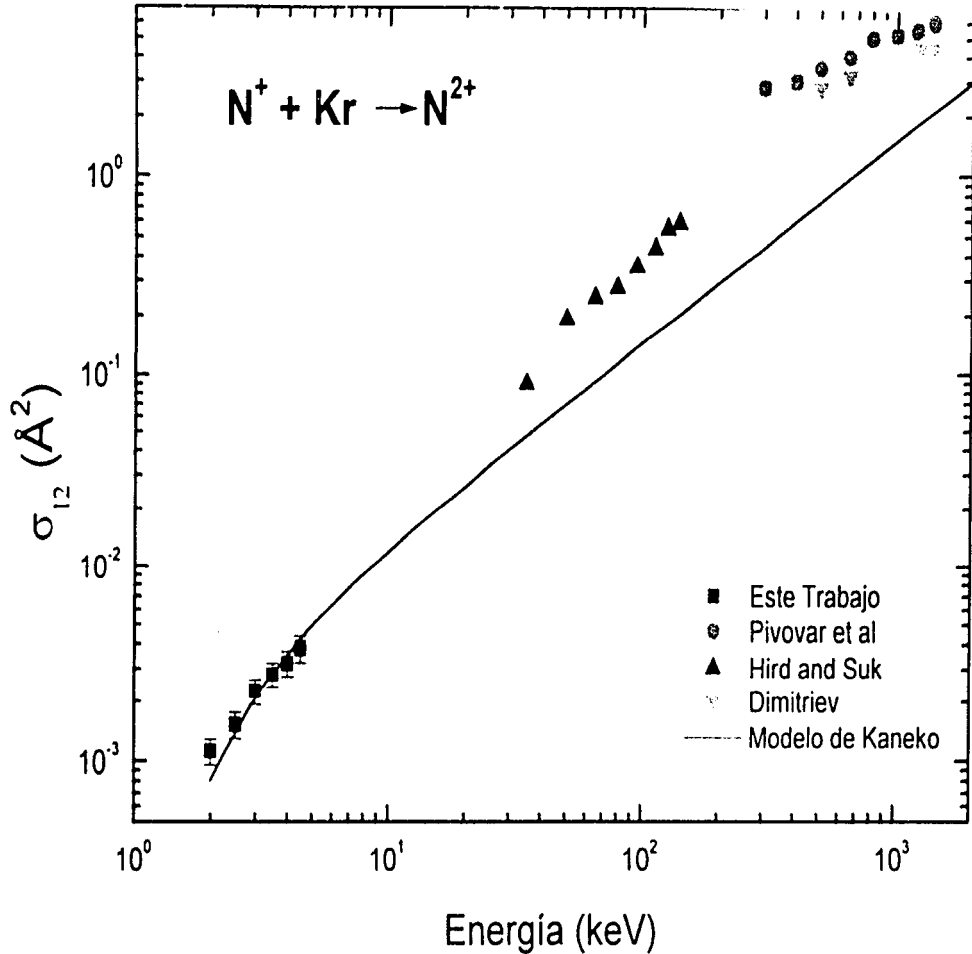


Figura 4.3 Secciones transversales totales

4.5 Sistema N* + Xe.

Los resultados de la sección transversal total de pérdida electrónica simple del sistema N* + Xe se muestran graficados en la figura 4.4 y los valores en la tabla 4.5.

Como se puede ver en la figura 4.4, no hay datos con quien comparar, por lo que estos son los primeros resultados experimentales reportados para este sistema.

Considerando de nuevo que la sección transversal total de pérdida tiene la forma:

$$\sigma_{12} = A + B \cdot E^C$$

Ajustando ésta a través de mínimos cuadrados a los resultados experimentales, conduce a los siguientes parámetros y coeficiente de correlación:

$$A=0.0014511$$

$$B=0.00042397$$

$$C=2.454$$

$$\text{Coeficiente de correlación}=0.9953$$

De este ajuste por mínimos cuadrados, se encontró $\sigma_{12} \approx E^{2.454}$, la cual se muestra como una línea continua en la figura 4.4.

Energía (keV)	Presente trabajo $\sigma_{12} (\text{Å}^2)$
1.5	2.420×10^{-3}
2	3.760×10^{-3}
2.5	5.600×10^{-3}
3	7.650×10^{-3}
3.5	1.135×10^{-2}
4	1.400×10^{-2}
4.5	1.750×10^{-2}
5	2.400×10^{-2}

Tabla 4.6 Secciones transversales totales para el sistema N* + Xe.

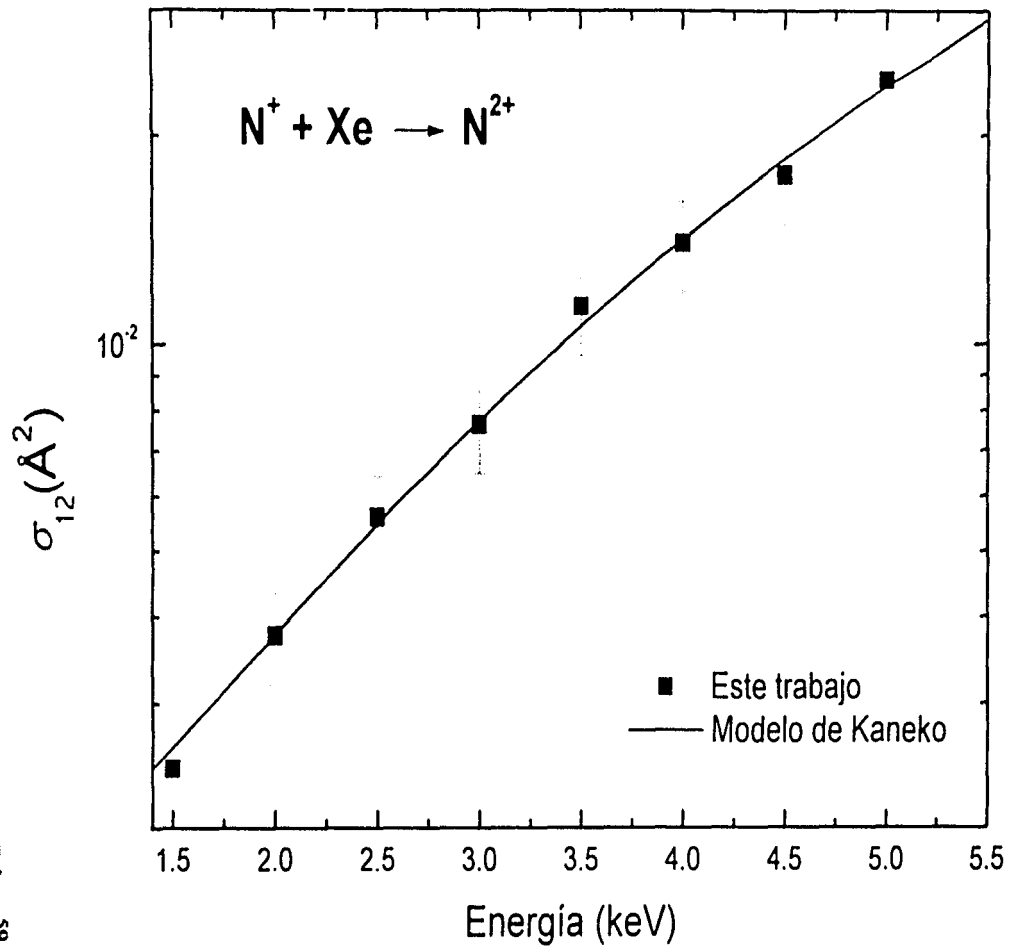


Figura 4.4 Secciones transversales totales

4.6 Resultados generales.

Como se puede observar de los coeficientes de correlación, la predicción teórica concuerda razonablemente bien con las medidas de este trabajo.

La dependencia en energía para los sistemas $N^+ + Ne$ y $N^+ + Kr$ es la misma, mientras que para el caso de $N^+ + Xe$ la dependencia con la energía es de un orden de magnitud mayor.

La sección transversal total para las tres reacciones del presente trabajo muestra un comportamiento creciente como función de la energía incidente. Este comportamiento puede explicarse cualitativamente en términos de transferencia de momento y el tiempo de interacción proyectil-blanco. Para energías menores que E_{max} , (energía a la cual la sección transversal total es máxima), la sección transversal decrece debido a que un momento pequeño es transferido a los electrones del proyectil tanto como la energía del proyectil decrece; y para energías mayores de E_{max} , la sección transversal decrece debido a que el tiempo de interacción decrece.

CONCLUSIONES

Las conclusiones del presente trabajo son las siguientes:

- ✓ Se presentan las mediciones de las secciones transversales totales de pérdida electrónica de N^+ en Ne, Kr, y Xe, en un intervalo de energía de 1.5 a 5.0 keV.
- ✓ Para el caso del sistema $N^+ + Ne$, se presenta un comportamiento general de la curva de sección transversal total de pérdida en un intervalo muy amplio de energía (1.5-1400 keV). El comportamiento de la sección transversal total se compara con el Modelo de Kaneko^[6] observándose que este cálculo concuerda con los resultados de este trabajo en todo el intervalo de energía estudiado.
- ✓ Para el sistema $N^+ + Kr$ se muestra el comportamiento de la sección transversal total en función de las energías mostrando un comportamiento monótono creciente con respecto al incremento de la energía del haz incidente. Una extrapolación de estos resultados a altas energías parece estar de acuerdo con los resultados experimentales de Hird y Suk^[11] así como con los de Pivovar et al.^[13].
Los presentes resultados experimentales concuerdan razonablemente con la estimación teórica de Kaneko^[6].
- ✓ Sistema $N^+ + Xe$, las secciones transversales totales de pérdida electrónica presentan un comportamiento de rápido crecimiento en función de la energía del haz incidente. No hay datos experimentales con que comparar, lo cual estimula a la comunidad científica experimental a tratar de estudiar este proceso. Por otro lado, la estimación de la sección transversal total de pérdida por el Modelo de Kaneko^[6] concuerda razonablemente bien con las medidas realizadas en el presente trabajo.

Finalmente, considerando las metas planteadas originalmente en el presente trabajo, se lograron obtener resultados que permiten tener una idea más amplia del proceso de pérdida electrónica en iones de N^+ incidentes en gases raros.

REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFÍA

- 1.- "Single-electron stripping cross sections of N_1^+ in Ne, Ar, and Kr between 35 and 140 keV"
B. Hird y H. C. Suk
Phys. Rev. A14, 928 (1976)
- 2.- "Electron-capture and loss cross sections for fast, heavy particles passing through gases"
H. H. Lo y W. L. Fite
Atomic Data 1, 305-328 (1970)
- 3.- "Diferential and integral cross sections for the loss and capture of electrons by fast N^+ , Ne^+ , and Ar^+ ions"
L. I. Pivovarov, M. T. Novikov y A. S. Dolgov
Soviet Physics JETP, vol. 23, No. 3, Sept. (1966)
- 4.- "Electron capture and loss by metastable and ground-state N^+ ions in collision with inert gases"
M. Vujovic, M. Matic, B. Cobic y P. Hvelplund
J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol. 10, No.18, (1977)
- 5.- "Experimental study of electron loss by multiply charged ions in gases"
I. S. Dmitriev, V. S. Nikolaev, L. N. Fateeva y Ya. A. Teplova
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, 358 (1962) [Sov. Phys. JETP 15, 11 (1962)]
- 6.- "Electron-loss and excitation cross sections for a He^+ ion colliding with various atoms"
Kaneko T.
Phys. Rev. A32, 2175-85

- 7.- C. H. Lyu, F. C. Bruhweiler Asdes
Phys. Journal 459, 216 (1996)
- 8.- D. A. Verner, G. J. Ferland
Astro Physical Journal Supplement Series 103, 467 (1996)
- 9.- R. V. Chiflikyan
Plasma Phys. Reports 22, 66 (1996)
- 10.- L. Gulyás y P. O. Fainstein
Phys. B31, 3297 (1998)
- 11.- G. Martínez, K. Langanice y D. J. Dean
Astro Physical Journal Supplement Series 126, 493 (2000)
- 12.- D. Hersch Bach
Rev. Mod. Phys. 71, 5411 (1999)
- 13.- W. Möller
Final Programme and Asstirets of the 14th, Int. Conf: On Ian Bean Analysis and 6th
European Conf. On Accelerators in Applied Research and Technology, 1999
- 14.- N. Bohr
K. Dan. Vidensk. Selk. Mat. Fys. Medd. 18, No. 8 (1948)
- 15.- "Single-electron loss and capture ffor 1.0-5.0 keV Ar⁺ colliding with He"
H. Martínez
J. Phys. B31, 1553 (1998)
- 16.- "Single electron loss of Kr⁺ ions in gaseous media"
H. Martínez, A. Amaya-Tapia, J. M. Hernández
J. Phys. B33, 1935 (2000)

17.- "N²⁺ formation in collisions between N⁺ ions and rare gases"

H. Martinez

Phys. Rev. A63, ene. (2001)

18.- "Atomic Collisions"

W. McDaniel, A. Mitchell, M. Eugene

Ed. John Wiley and sons, inc. (1993)