

TRANSFERENCIA DE CARGA DE ATOMOS Y IONES DE HIDROGENO (DEUTERIO) EN VAPORES METALICOS

Ignacio Alvarez T. y Carmen Cisneros G.

Instituto de Física. UNAM.

ABSTRACT

The current state of the experiments on charge transfer between hydrogen (deuterium) ions and atoms in metal vapors are given. Emphasis is made on describing different experimental techniques. The results of calculation, if available, are compared with the existing experimental data.

I. INTRODUCCION

Muy pronto, después del descubrimiento del electrón por J.J. Thomson en 1897⁽¹⁾ y la identificación de los rayos que se observaban en dirección contraria a los rayos catódicos como partículas atómicas con carga positiva, principiaron los experimentos para observar el movimiento de los iones y electrones en los gases y se hicieron intentos para determinar la forma como esos iones positivos se recombinan con electrones o iones negativos para formar átomos o moléculas. A pesar de que en ninguno de los casos los electrones y los iones poseían velocidades bien definidas, estos experimentos marcaron el principio del estudio de las colisiones con iones, átomos y electrones.

Los primeros experimentos en que intervinieron choques entre partículas cargadas con velocidad definida y átomos neutros fueron los

clásicos de dispersión de partículas alfa por hojas metálicas delgadas realizados por Geiger y Marsden⁽²⁾ en 1911, para corroborar las predicciones del modelo planetario del átomo propuesto por Rutherford⁽³⁾. La energía de las partículas alfa en estos experimentos era tan grande, que éstas no fueron desviadas apreciablemente por los átomos que constituían las hojas metálicas. Poco tiempo después, Ramsauer y sus colaboradores desarrollaron un método, una nueva técnica, para el estudio de colisiones con átomos y electrones a más bajas energías, cuyos resultados en aquel tiempo fueron el único aspecto de la física atómica que parecía violar los conceptos de la física clásica y las teorías existentes a esa fecha que eran muy rudimentarias para explicar los fenómenos por él observados. La introducción de la mecánica cuántica en 1926 cambió esta situación de la noche a la mañana y se dispuso de métodos teóricos para calcular y predecir algunos de los fenómenos que tienen lugar en sistemas atómicos y moleculares a través de las colisiones. Sin embargo, la mayor parte del trabajo experimental relacionado con el estudio de colisiones entre diversos sistemas o partículas atómicas se realizó teniendo alguna aplicación en mente, por ejemplo, la interpretación de descargas eléctricas, la determinación de las interacciones entre los átomos de un gas, así como, la absorción y dispersión de ondas ultrasónicas en gases moleculares, y otras muchas aplicaciones de carácter más práctico que a la fecha son parte de dispositivos que se utilizan en la vida diaria. Se estudiaban también, una gran variedad de procesos de colisiones entre átomos y electrones para interpretar la ionósfera terrestre, la atmósfera solar y muchos otros problemas de astrofísica.

Pero la información experimental disponible y las dificultades para llevar a cabo experimentos en esta área hicieron necesario, durante los últimos años antes de la Segunda Guerra Mundial, creer en las predicciones teóricas aunque éstas no pudieran estar sujetas a una verificación observacional. Inmediatamente después de la Guerra, los grandes avances técnicos permitieron el desarrollo de la investigación experimental, para una mejor interpretación de lo que ocurre en el micro-mundo y aun la explicación de los fenómenos que se dan en el macromundo. Las necesidades tecnológicas demandaron información sobre procesos atómicos que solamente podía ser obtenida a través de la física de las colisiones.

siones atómicas y por tanto no es de sorprender el asombroso desarrollo del estudio de las colisiones atómicas en todas las facetas que este campo presenta. Mediante la interrelación entre la teoría y el experimento, que es cada día más cercana, hemos llegado no sólo a una profunda comprensión de cómo funcionan las cosas a nivel atómico, sino que poseemos una gran cantidad de datos precisos, suficientes para sofisticadas aplicaciones en diferentes ramas de la física incluyendo la física de la atmósfera y la astrofísica, así como el diseño de los láseres y la fusión controlada. Sin embargo, la obra no ha sido aún terminada, queda un largo camino por recorrer y día a día los resultados obtenidos tanto en el área teórica como experimental, estimulan al científico a continuar en la constante búsqueda que nos llevará a una mejor interpretación de la naturaleza.

Dentro del vasto campo de las colisiones atómicas, hemos seleccionado un aspecto que a partir de la década de los cincuenta ha presentado un crecimiento explosivo en la investigación, tanto experimental como teórica: los procesos de intercambio de carga de iones o átomos, generalmente tendientes a la formación de iones negativos los cuales durante mucho tiempo fueron considerados como frágiles curiosidades de laboratorio. Actualmente esta actitud ha cambiado y el estudio de los iones negativos es considerado como muy prometedor tanto en el área de la física básica como aplicada. Las diversas formas como los electrones quedan ligados a los átomos o moléculas por fuerzas muy pequeñas han hecho fijar la atención de muchos investigadores y, como resultado de ello, se han hecho avances en la comprensión de la estructura de la materia y de las interacciones entre electrones y átomos o moléculas. Este campo ha trascendido a la física misma y su estudio y aplicación cubren ahora áreas muy amplias en química y biología.

En física, los iones negativos han contribuido al conocimiento de las propiedades de átomos y moléculas, de la dinámica de la estructura electrónica y de las interacciones moleculares. Han ayudado a la explicación de procesos que involucran fotones, energías de excitación electrónica y de procesos con intercambios de carga. Han ayudado también a identificar reacciones en la alta atmósfera y en estudios de interacción de radiación con materia. Han contribuido fundamentalmente al avan-

ce de la física electrónica y al estudio de los gases de electrones que a su vez han abierto campos de interés práctico, tales como: láseres iónicos y electrónicos. Su aplicación se ha extendido también a la instrumentación en el área de desarrollo de detectores de radiación y aceleradores de partículas.

En química, los estudios de iones negativos han contribuido al entendimiento de la estructura de las moléculas, de las reacciones químicas y de la química de radiaciones. Son el campo de prueba de la teoría de orbitales moleculares y de la teoría de la materia en sus fases gaseosa y condensada. Han servido para desarrollar métodos analíticos para detectar, identificar, cuantificar y extraer impurezas en gran variedad de sistemas.

En biología, los iones negativos han jugado un papel básico para poner en claro los conceptos usados en tratamientos teóricos sobre la acción biológica de las moléculas, proporcionando bases para los avances recientes en protección radiológica, en particular, se está desarrollando un campo que podría llamarse de "alta afinidad o alta selectividad" de ciertas drogas o productos farmacéuticos radioactivos. Existe una aplicación potencial en el área de biología y de la acción tóxica de determinadas moléculas, ya que al provocar adecuadamente procesos de captura electrónica, sus productos y reacciones proporcionan un medio de detección de mecanismos específicos. Se habla también de procesos dinámicos de captura electrónica, en los cuales se expulsan o capturan electrones cíclicamente en las células.

En ciencia aplicada e ingeniería, los estudios de los iones negativos han constituido el fundamento de muchas áreas que van desde plasmas, arcos y flamas a la combustión y construcción de polímeros; de aplicaciones en radio, televisión y sistemas de comunicación a la inyección de haces para el calentamiento del plasma en máquinas de fusión; de descargas de gases al área de dieléctricos gaseosos.

Sin embargo, es aun demasiado ambicioso tratar de abarcar en un solo artículo todos los procesos de captura electrónica, por tanto, nos concretaremos al estudio de procesos donde están involucrados haces de H^+ , H^0 , H^- (D^+ , D^0 , D^-) a energías de 0.5 a 600 kev, y la formación de las especies H^- , H^0 , H^+ (D^- , D^0 , D^+). Estos procesos son importantes

bajo el punto de vista de la física básica y aplicada. Bajo el punto de vista práctico, las medidas de las secciones involucradas en procesos de captura simple y doble por átomos y iones de hidrógeno (deuterio), son de importancia actual en el diseño de inyectores para el calentamiento del plasma en reactores de fusión⁽⁵⁾ y para el diagnóstico del mismo⁽⁶⁾.

Dada la amplitud del tema solamente se presentarán los resultados de los procesos de transferencia de carga de iones y átomos de hidrógeno o deuterio en vapores metálicos cuya importancia práctica es evidente.

En el área de la física básica se ha mostrado que las medidas, principalmente de secciones diferenciales, son una poderosa herramienta para explicar interacciones atómicas tanto en las capas externas, químicamente activas, como las del caroso interno^(7,8,9), así como para el análisis de estados repulsivos de los iones moleculares⁽¹⁰⁾.

II. ASPECTOS GENERALES

Es bien conocido que en la operación de los Tokamak, la corriente toroidal inducida proporciona al plasma su confinamiento y al mismo tiempo energía que calienta los electrones y por lo tanto a los iones por repulsión coulombiana, pero hasta un límite no más allá de 3 keV en el mejor de los casos, por lo que se hace indispensable un calentamiento adicional.

Uno de los intentos para proporcionar este calentamiento adicional es inyectar al plasma grandes corrientes de átomos neutros, los cuales sufrirán colisiones resonantes de intercambio de carga con los iones del plasma, los protones energéticos resultantes son capturados por el campo magnético de confinamiento. Estos protones calientan por transferencia de energía a iones y electrones. Se ve de aquí, la necesidad de conocer los procesos de las colisiones tanto en las fuentes de iones como en las celdas de conversión donde se formarán los átomos neutros.

Tres métodos en general se proponen para obtener los haces de hidrógeno (deuterio) neutros, a las energías que se creen necesarias (150-200 keV) para calentar el plasma:

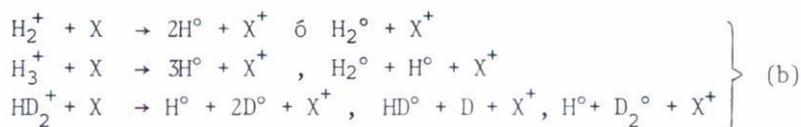
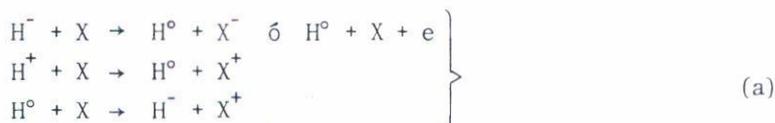
a) Obtener directamente grandes corrientes de H^- (D^-) de una fuente de

iones, acelerados a la energía deseada y pasar esta corriente por una celda de neutralización. Hasta el presente parece que no ha sido posible optimizar las fuentes existentes para obtener grandes corrientes de $H^-(D^-)$.

- b) Mediante fuentes de iones convencionales, obtener grandes corrientes de $H^+(D^+)$ y hacer pasar estos haces por blancos de vapores metálicos o gases donde los procesos de doble captura sean óptimos, lo cual permitirá a su vez contar con corrientes considerables de iones negativos que serán acelerados a las energías necesarias en los procesos de calentamiento.
- c) Producir iones positivos de la fuente, acelerarlos y producir los neutros haciendo pasar $H^+(D^+)$ en gases o vapores metálicos.

Procesos básicos para la obtención de haces de átomos de hidrógeno o iones son:

i) Procesos de captura simple

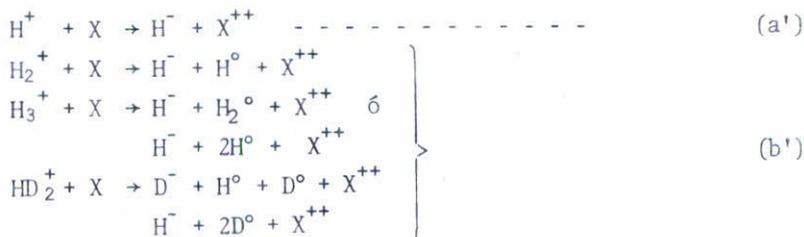


Los protones, átomos de hidrógeno y iones moleculares son partículas rápidas. Los mismos procesos se tienen en los casos en que el hidrógeno se ha reemplazado por deuterio. Los productos que se detectan son los rápidos y, salvo en las reacciones (a), se tiene completa certeza de que se está detectando H^0 ó H^- ; en los casos restantes no es fácil separar las diferentes especies neutras.

Tanto en el caso de protones como de hidrógeno negativo y átomos de hidrógeno, se conoce el estado del proyectil, los estados en los que los iones moleculares son producidos en la fuente no se conocen. Sin embargo, los resultados finales parecen depender de dichos estados. Respecto a los blancos, X, éstos son átomos predominantemente en estado base.

Las reacciones (a) son solamente procesos de captura simple, mientras que las reacciones (b) son procesos en donde la captura puede tomar lugar a estados atractivos o repulsivos del ion molecular y estos se disocian de muy diferentes maneras dando lugar a los productos que aparecen a la derecha de las ecuaciones (b).

ii) Procesos de captura doble



En la reacción (a') la energía del producto es igual a la del proyectil, mientras que en las reacciones (b') las energías serán 1/2, 1/3, 2/3, 1/5 ó 2/5 de la energía del ion molecular. Respecto a la última reacción, ésta presenta aparentemente una gran selectividad isotópica^(11,12) en la formación no sólo de productos negativos, sino también de positivos. Se está investigando este ion en particular ya que se conoce muy poco sobre él.

Además de los valores de las secciones, que se obtienen frecuentemente bajo las condiciones de colisión simple, es necesario por las condiciones experimentales prácticas, así como por razones de optimización de la conversión de iones a neutros, incrementar la presión hasta obtener las condiciones de equilibrio en la corriente de partículas deseadas.

Uno de los problemas al hacer esta revisión fue que no es posible hasta la fecha, presentar un esquema coherente de los resultados de las reacciones con vapores metálicos, los datos muestran discrepancias hasta en un orden de magnitud, principalmente al dar las fracciones de equilibrio.

Excelentes trabajos de revisión se han publicado, las referencias (13-18) presentan datos experimentales, así como discusiones sobre los métodos experimentales.

III. METODOS EXPERIMENTALES

Un aparato típico para medir secciones de pérdida o captura electrónica en gases o en vapores metálicos consiste de una fuente de iones, un acelerador con su óptica apropiada, el sistema de análisis y separación de masas, celdas de neutralización y reacción para medidas con sistemas atómicos y el sistema de detección de partículas neutras o cargadas.

Las secciones medidas podrán ser totales o diferenciales según sean detectados los productos, en el primer caso se requiere de un detector suficientemente grande para registrar todas las partículas dispersadas, en el segundo, las partículas serán detectadas como función de la posición. La sección total se obtiene de esta última mediante una integración adecuada sobre los ángulos y las medidas que involucran formación de estados excitados requerirán de un sistema óptico.

Si las reacciones son con gases, se requerirá un recipiente adecuado con sus colimadores y tubo de entrada del gas. Actualmente el problema de una medida correcta de la presión se ha reducido con el uso de barómetros capacitivos⁽¹⁹⁾.

Los blancos de vapores metálicos son en general de tres clases: un horno, un jet o un "tubo caliente". Un horno es en general fácil de diseñar: un bloque de acero inoxidable con un recipiente para el metal, calefactores y termopares para medir la temperatura; el "espesor" del blanco será el producto de la densidad, que se obtiene generalmente de tablas de presión de vapor⁽²⁰⁾, por la longitud efectiva de la celda. Los principales problemas que se han encontrado en el uso de hornos son pérdida rápida del metal o mal diseño en los colimadores, lo que se refleja en pérdida de partículas a ángulos relativamente grandes.

Un jet se puede diseñar para recuperar el material y se pueden obtener densidades grandes, el problema usual es determinar el "espesor" del blanco.

Los "tubos calientes"⁽²¹⁾ han resultado ser particularmente útiles para medir las fracciones de equilibrio, ya que permiten obtener grandes densidades además de que el material es recuperable y de que se puede diseñar para detectar los productos a ángulos grandes. El problema es determinar la longitud efectiva de la celda de colisión y la

aceptación angular de los productos. La discrepancia en los resultados muestra la magnitud del problema.

Por lo que se refiere a los sistemas de detección frecuentemente se usan cajas de Faraday sea para la detección de partículas cargadas, o en su modo de emisión secundaria, para partículas neutras. La detección de partículas de baja energía puede representar una dificultad. Este problema se agrava si se usan en presencia de los vapores de los metales pues su respuesta en estas circunstancias no es conocida.

Se usan también channeltrones, detectores piroeléctricos y bolómetros. La última observación hecha para las cajas de Faraday es también válida aquí. La eficiencia de los channeltrones se conoce⁽²²⁾, pero no se sabe si ésta se ve afectada por los vapores de los metales.

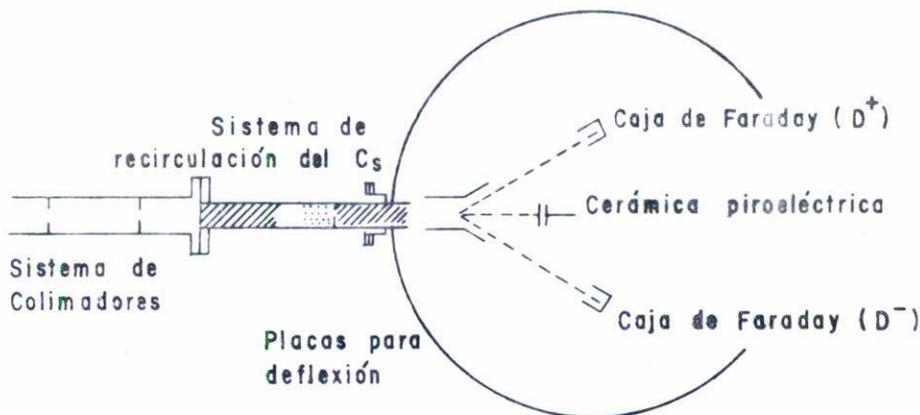


Fig.1 Aparato para medir fracciones de equilibrio.

La Fig. 1 muestra el arreglo experimental utilizado por Schlachter⁽¹³⁾ del Lawrence Berkeley Laboratory para la medida de fracciones de equilibrio (F_1) a baja energía. Las Figs. 2 y 3 muestran los dispositivos experimentales para la medida de secciones totales a energías de 50-600 keV con blancos gaseosos y para las medidas de secciones diferenciales a energías de 0.5 - 5 keV, respectivamente, usadas por I. Alvarez y C. Cisneros^(8,10) del IFUNAM.

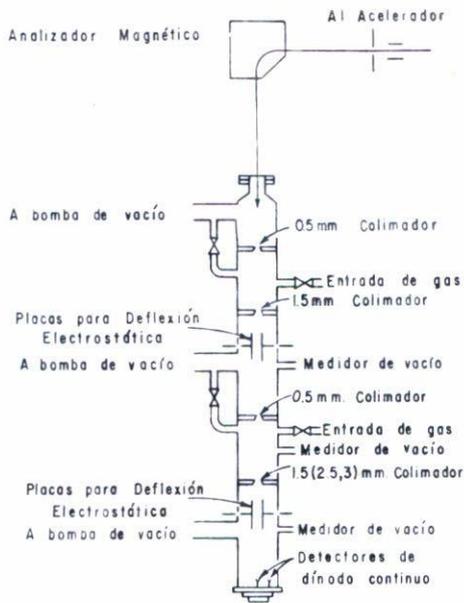


Fig.2 Sistema de cámaras para medir secciones totales.

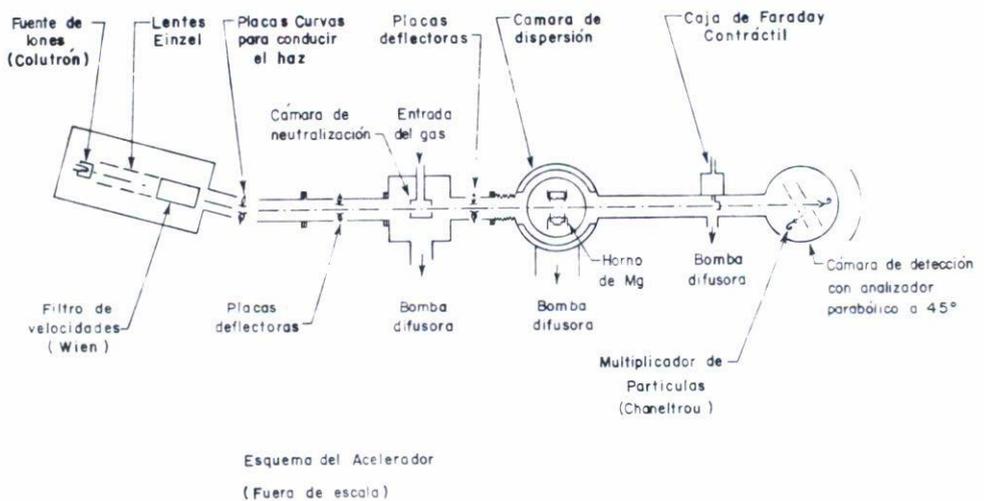


Fig.3 Esquema del Acelerador (fuera de escala).

SISTEMAS CON LOS QUE CUENTA EL IFUNAM

- Alta energía (50-700 keV).

Este sistema consta de:

- a) Un acelerador convencional Van de Graaff que produce y acelera los iones. La fuente es del tipo de radiofrecuencia.
- b) Un imán selector. Este imán está situado a unos 50 cm. de la salida del Van de Graaff. El campo magnético apropiado hace el análisis momental de las partículas cargadas que salen del acelerador y las dirige al sistema de cámaras esquematizado en la Fig. 2.
- c) Sistema de cámaras para medir secciones totales y fracciones de equilibrio. Un análisis de este sistema, mostrado en la Fig. 2, permite agrupar las 5 cámaras en 2 sistemas de bombeo diferencial más la cámara de detección.

El primer sistema de bombeo diferencial consta de la cámara de alto vacío y la cámara de neutralización, ya que su fin es introducir en la segunda cámara un gas cuya sección σ_{10} del proyectil sea grande; de esta forma se obtienen proyectiles energéticos neutros que seguirán su camino a la celda de reacción, mientras que los proyectiles cargados remanentes podrán ser desviados de este camino por el primer par de placas para deflexión electrostática.

El segundo sistema de bombeo diferencial consta de la cámara de alto vacío que alberga también las placas cuyo uso ya se mencionó anteriormente y la celda de reacción que contendrá el gas que va a ser usado como blanco de la reacción y cuya presión deberá ser constante para cada medida. La presión deberá registrarse con la mayor precisión posible, lo cual se hace con un barómetro capacitivo.

La cámara de detección que contiene un par de placas que sirven para analizar el estado de carga y en su caso (disociación molecular), la energía de los productos de la reacción, dirigiendo estos a los detectores situados en el extremo de la cámara y sujetos a un sistema móvil, que permite optimizar su posición respecto de la dirección incidente del haz primario.

Sistema de detección.— El sistema de detección que se ha empleado, y

que es en varios aspectos el mejor, es el de conteo de partículas mediante el uso de detectores de dínodo continuo. Estos se operan en la forma de pulso saturado cuidando que la razón de conteo no exceda de 10,000 pulsos/seg.

- Baja energía (0.5-5 keV).

Este aparato fue diseñado por los autores usando algunos elementos comerciales, otras partes fueron construidas en el IFUNAM y otras traídas de ORNL.

La fuente de iones es del tipo calutrón. El cuerpo de ésta es de Nitrito de Boro; produce los iones por descarga de arco a bajas presiones del gas. Un filamento de tungsteno por el que circulan de 15 a 17 amperes proporciona una corriente electrónica cuya densidad se ajusta para que al introducir el gas que va a ionizarse se mantenga una descarga continua en el ánodo, al aplicar a éste un voltaje adecuado. Dicho de otra forma, los electrones que dejan el cátodo (filamento) son acelerados por una diferencia de potencial (voltaje aplicado al ánodo) y su energía deberá ser la suficiente para ionizar los átomos o moléculas del gas introducido a la fuente, en la región de descarga.

Después de la ionización, los electrones primarios y los secundarios producidos por la ionización continúan interaccionando, sufriendo colisiones múltiples unos con otros y con las partículas ionizadas o neutras. Como resultado de estas interacciones, los electrones primarios pierden su energía inicial y contribuyen a formar el gas de electrones. Este gas, junto con los iones formados por las colisiones, son un sistema cuasi-neutro; es el plasma del arco de descarga.

El hecho de que el cuerpo sea de Nitrito de Boro, hace a esta fuente de iones, muy versátil en el sentido de hacerla casi universal pudiéndose obtener iones no sólo de materiales gaseosos sino también de sólidos donde este cuerpo opera como horno, en cuyo interior se reemplaza el tubo de entrada del gas por un soporte para el sólido.

El siguiente elemento son los lentes Einzel convencionales.

El voltaje de aceleración se logra aislando la fuente de iones y sus fuentes de poder y aplicando a estos elementos el voltaje seleccionado

para acelerar las partículas cargadas.

Estos iones son analizados por un filtro de Wien situado a la salida de las lentes. Los iones formados en la fuente y una vez acelerados viajarán con una cierta velocidad en una región donde se han creado un campo eléctrico y uno magnético, perpendiculares entre sí. La fuerza que actuará sobre cualquier ion será:

$$\vec{F} = ne(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}),$$

donde n es el número de carga

e , la carga del electrón

\vec{E} y \vec{B} , los campos eléctrico y magnético

\vec{v} , su velocidad.

Para una cierta velocidad $v' = E/B$ las componentes eléctricas y magnéticas se anulan de manera que las partículas que la posean atravesarán el analizador sin desviarse.

Una vez seleccionada la componente del haz con que se desee trabajar, ésta seguirá la dirección del eje del acelerador pasando por un sistema de colimadores dispuesto a lo largo de su trayectoria, y de la celda de neutralización, que se usará sólo cuando se desee trabajar con componentes neutros, H^0 por ejemplo, y de la celda de interacción donde finalmente se llevará a cabo la reacción deseada.

Para esto hay que asegurar que los proyectiles seleccionados mantengan su identidad hasta llegar a la celda de interacción.

Este requerimiento ha hecho que el desarrollo de los experimentos con haces de iones atómicos o moleculares haya ido junto con el desarrollo de las técnicas de vacío.

Específicamente, las condiciones de vacío deben ser tales que el camino libre medio de las partículas rápidas sea muy largo en comparación con la trayectoria libre media del haz. Un buen vacío reduce además el "fondo", que es la palabra con que se denomina a los eventos especiales registrados por los detectores, que son indeseables y que ordinariamente pueden suprimirse con un buen vacío.

En nuestro caso, ambos requerimientos son satisfactorios con un vacío

del orden de $\sim 10^{-8}$ torr.

Logramos este vacío con cuatro bombas mecánicas localizadas en la Fig. 3, cuya función es evacuar el sistema hasta un vacío del orden de 10^{-3} , 10^{-4} y servir de apoyo a las bombas de alto vacío de las cuales tenemos de dos clases:

- Una bomba turbomolecular en la fuente de iones, cuyo uso es en esta región muy conveniente ya que estas bombas no producen contaminantes.
- Bombas de difusión. En las demás secciones del acelerador, el vacío se logra mediante 3 bombas de difusión de aceite equipadas con válvulas y baffles de enfriamiento de nitrógeno líquido. El aceite usado es Corning 705 o Santovac, cuya presión de vapor es de 10^{-10} a temperatura ambiente.

Celda de reacción para blancos gaseosos.- La celda de reacción para blancos gaseosos consta de un tubo cilíndrico con 2 colimadores con bordes de navaja, uno a la entrada de 1 mm. de diámetro y el otro a la salida con 4 mm. de diámetro y un soporte que sirve a la vez para guiar el tubo de entrada del gas.

Celda de reacción para metales.- Se ha usado un bloque de acero inoxidable en el que se han practicado varias perforaciones, una central de 1 pulgada de diámetro, en cuyos extremos están colimadores de entrada y salida del haz y otras dos que albergan las resistencias para calentarlo. La temperatura del horno se mide a través de dos termopares Chromel-alumel, colocados en extremos opuestos del bloque y con la ayuda de las tablas de presión de vapor.

Para reducir el peligro de contaminación del sistema, el horno está dentro de otro cilindro de cobre de 12 cm. de diámetro que está rodeado de un serpentín que refrigera ese recinto. Todo esto está situado en el centro de una cámara de tres cuerpos, uno fijo con el horno y otros móviles, que al moverse con el centro de giro en el centro del horno, o celda, según el caso, permitirán efectuar la medida de la distribución angular de los productos de reacción.

Sistema de detección.- El sistema de detección consta de una caja de Faraday-detector de emisión secundaria que nos permite medir corrien-

te de partículas cargadas o corriente de partículas neutras, a través de la medida de su emisión secundaria. En este detector se mide la corriente total incidente.

Un analizador parabólico a 45° que permite separar los productos cargados entre sí, de acuerdo con su energía y estado de carga, y los neutros. Estos últimos son registrados en un detector situado en la dirección del eje. Los cargados en cambio, son deflectados y de acuerdo con su energía y estado de carga, dirigidos a un detector en la región opuesta.

Los detectores usados fueron del tipo de dínodo continuo: Un ceratrón de alta razón de conteo para los neutros y un chaneltron para las partículas cargadas.

- Procedimiento experimental y principio de la medida.

Cuando el haz rápido atraviesa la celda de reacción, tienen lugar varios procesos, por ejemplo, supongamos que tenemos protones que inciden sobre un blanco cualquiera, algunas de las reacciones que ocurren serán:

$\sigma_{10/11}$	$H^+ + X \rightarrow H^+ + X^+ + e$	ionización del blanco
$\sigma_{10/10^*}$	$H^+ + X \rightarrow H^+ + X^*$	excitación del blanco
$\sigma_{10/01}$	$H^+ + X \rightarrow H^0 + X^+$	intercambio de carga
$\sigma_{10/0^*1}$	$H^+ + X \rightarrow H^{0^*} + X^+$	intercambio de carga con excitación.
$\sigma_{10/-11}$	$H^+ + X \rightarrow H^- + X^{++}$	doble captura electrónica

Las reacciones en las que hay intercambio de carga se asemejan a las reacciones químicas en el sentido en que la transferencia de energía es pequeña. La colisión tiene lugar a parámetros de impacto relativamente grandes, la dirección y velocidad de la partícula incidente quedan, para propósitos prácticos, inalteradas después del choque y como consecuencia los productos se dispersarán poco ($\leq 5^\circ$), y de ordinario decaerán uniformemente al alejarse del eje.

Entre las reacciones enlistadas como ejemplo, quizá las más estudiadas son aquellas en las que hay transferencia de carga, siendo la razón de ello el importante papel que este fenómeno juega en muchos procesos físicos así como la dificultad experimental para medir algunas de las

otras secciones. Es bien conocido que con el término: sección transversal o eficaz para la pérdida de captura electrónica, se designa la probabilidad de que se presente un cambio en la carga de un átomo/ion debido a la proximidad de otro.

Sea un proceso del tipo $B^+ + A \rightarrow B + A^+$, definiremos la sección transversal para la formación del estado final. Los proyectiles, del tipo B se mueven con velocidad v a través de un blanco gaseoso del tipo A y de densidad n_A que se encuentra en reposo, dx es la distancia recorrida por las partículas B. La probabilidad de que ocurra una colisión será directamente proporcional al número de partículas del blanco. Si P_i es la probabilidad de que ocurra la colisión, se tiene:

$$P_i = n_A \sigma dx ,$$

$n_A dx$ es la densidad del gas (en partículas/cm²) y σ es una constante de proporcionalidad: la sección transversal. Para un haz de partículas de densidad n_B que inciden en el blanco, el número de las que han intercambiado su carga en una unidad de tiempo en el volumen $dV = dA dx$ será:

$$dI_i = n_A n_B v \sigma dA dx .$$

Es necesario ahora relacionar las cantidades anteriores con los parámetros observables como son la presión, el volumen y la temperatura del gas, las variables macroscópicas termodinámicas. Si se supone que las partículas sufrirán sólo una colisión, lo que implica una presión muy baja y una densidad uniforme en el blanco, se tendrá que:

$$I_i = \sigma \ell n_A \int n_B v dA ,$$

donde ℓ es la longitud efectiva del blanco y la integral $\int n_B v dA = I_B$ representa la cantidad de partículas incidentes en una unidad de tiempo, es decir, el flujo. Escribiendo $n_A \ell = \pi$, frecuentemente llamado "espesor" del blanco, que es el número de partículas por unidad de área, la expresión anterior se puede escribir como:

$$\frac{I_i}{I_B} = \sigma \pi .$$

Cabe hacer notar que la fracción anterior es justamente la fracción del haz total que ha sufrido su intercambio de carga.

La medida aislada de una sola sección transversal σ se puede llevar a cabo sólo en casos de partículas muy simples, generalmente σ es una combinación de las secciones de un cierto número de procesos involucrados. La variación del estado de carga del haz de partículas rápidas al pasar por un blanco gaseoso está descrito por ecuaciones diferenciales del tipo:

$$\begin{aligned} \frac{dF_m}{d\pi} &= \sum_{j=-1}^z (F_j \sigma_{jm} - F_m \sigma_{mj}) \quad , \quad m = -1, 0, 1, 2, \dots, z \\ &= \sum_{m=1}^z F_m = 1 \quad . \end{aligned}$$

La expresión dice que la variación de la fracción F_m con estado de carga m , respecto de la variación del "espesor" del blanco π , es igual al incremento de las fracciones de iones al estado de carga m a través de todos los demás estados de carga posibles j , menos la disminución de iones en el estado de carga m por la transformación del mismo estado de carga m a cualquier otro estado j .

Si el haz de partículas rápidas atraviesa suficiente cantidad de materia ($\pi \rightarrow \infty$) y sufre una gran cantidad de colisiones, se observa que no hay ningún cambio en la composición del estado de carga de los productos y que se establece entre ellos un equilibrio. Como este equilibrio es entre todos los procesos competitivos de pérdida y captura electrónicos, no depende del estado inicial de carga de los iones incidentes y por lo tanto

$$\frac{dF_m}{d\pi} = 0$$

o sea

$$\sum_{j=-1}^z (F_j^\infty \sigma_{jm} - F_m^\infty \sigma_{mj}) = 0 \quad , \quad m = -1, 0, 1, 2, \dots, z .$$

Es importante hacer notar que aunque todas estas relaciones deben ser

satisfechas entre las secciones transversales para intercambio de carga, de estas ecuaciones no se pueden determinar los valores individuales de las secciones ya que el número de estos es mayor que el número de ecuaciones (Ref. 14 y 17).

Cuando hay pocos estados de carga involucrados y se tiene un blanco delgado, se obtienen expresiones muy simples

$$F_m = \pi \sigma_{jm} .$$

Aumentando el espesor del blanco en este dominio de colisiones simples, se obtiene un incremento lineal en las fracciones F , de donde se puede obtener el valor de la sección a partir de la pendiente de una gráfica de F contra P .

Las fracciones de equilibrio se determinan midiendo cada fracción $F(\pi)$ como una función del "espesor" del blanco π y se toma el valor para el cual la curva de F contra P no muestra variación alguna al incrementar la presión.

NOTACION

En las tablas que se presentan se usa la notación estándar: σ_{if} representa la sección transversal para una partícula en estado inicial i antes de la colisión y f después de ella.

Se supone que los resultados para hidrógeno y deuterio son los mismos a velocidades iguales aunque diferentes autores han encontrado efectos isotópicos en interacciones con electrones o iones^(12,23).

El símbolo de F_i^∞ denota la corriente de átomos o iones en estado de carga i que se obtiene en condiciones de equilibrio, o sea usando un blanco "grueso" donde los procesos atómicos competitivos han llegado al equilibrio mediante colisiones múltiples. Esto significa que la fracción del estado de carga i no variará al aumentar el espesor del blanco.

El símbolo "o" se referirá aquí a mezcla desconocida de estados excitados; el subíndice g se referirá al estado base de D_0 explícitamente; m , al estado metaestable $2S$ o sea $D(2S)$.

De acuerdo con esto, si tenemos un haz de átomos de hidrógeno

(D) y pasan por la celda donde se encuentra el blanco, que consideraremos ahora, finito, a la salida de la celda se tendrán ahora H^+ , y H^- que se han formado por pérdida o captura electrónica, resultado de las colisiones de los átomos rápidos con los átomos o moléculas del blanco.

Llamando f_0 , f_1 y f_{-1} las fracciones de H^0 , H^+ y H^- , a una distancia x dentro de la celda de longitud ℓ , o sea $f_i = \frac{I_i(x)}{I_{H^0}(\text{total})}$ se tendrá:

$$\frac{df_0}{d\Pi} = -f_0(\sigma_{0-1} + \sigma_{01}) + f_1\sigma_{10} + f_{-1}\sigma_{-10} ,$$

$$\frac{df_{-1}}{d\Pi} = -f_{-1}\sigma_{-10} + f_0\sigma_{0-1} ,$$

$$\frac{df_{1-}}{d\Pi} = -f_{1-}\sigma_{10} + f_0\sigma_{01} ,$$

donde $\Pi = n\ell$ y, donde n es la concentración de moléculas del blanco. En este caso simple de sólo 3 estados de carga involucrados, en la aproximación de "blanco delgado" o de otra manera, en el intervalo de "colisión simple", donde el crecimiento de f_i es proporcional a la concentración del blanco, se obtiene una relación muy simple de donde puede obtenerse la sección:

$$\begin{aligned} f_i &= \Pi\sigma_{0i} ; \\ &= 3.3 \times 10^{16} \frac{p}{\tau} \text{ (átomos/cm}^2\text{)}. \end{aligned}$$

Se supone aquí que σ_{1-1} y σ_{-11} , que involucran doble intercambio de carga, son términos muy pequeños en comparación con los demás procesos. Al incrementar la concentración de gas, se obtiene la situación de equilibrio mencionada anteriormente.

Las secciones a que nos hemos referido, son secciones totales. En el caso de la medida de secciones diferenciales se tiene:

$$\sigma_{if}(\theta) = \frac{I_f(\theta)}{I_{\text{total}} \Pi_0} ,$$

donde $I_f(\theta)$ representa la cantidad de productos medidos en un ángulo θ y π tiene el mismo significado que en el párrafo anterior. Las secciones totales se obtienen integrando las secciones diferenciales

$$\sigma_{if} = 2\pi \int_0^{\theta_{\min}} \sigma_{if}(\theta) \sin \theta \, d\theta .$$

Blancos de vapores alcalinos.

En la tabla I aparecen los resultados experimentales de los que se tiene noticia que tratan de colisiones de los átomos o iones de hidrógeno o deuterio en vapores metálicos. Para mantener un sólo conjunto de tablas las energías del hidrógeno están multiplicadas por 2.

Las Figs. 4 y 5 muestran los valores de las secciones totales $D(H)$ en vapores de C_s . No hay estados excitados de D.

La fracción de equilibrio F_-^∞ en vapores de C_s , aparece en la Fig. 6 .

La Fig. 7 muestra la variación de las fracciones de los estados de carga como función del espesor del blanco de C_s .

Las Figs. 4 y 5 requieren los siguientes comentarios:

1. Los resultados de Leslie y demás autores⁽²⁴⁾ se han multiplicado por 2 para tener en cuenta una renormalización basada en los experimentos recientes de σ_{+0} .
2. Los valores teóricos de Olson⁽²⁵⁾ están corregidos por un valor de 4 introducido en sus primeros valores publicados.
3. La segunda curva de Olson se refiere a sus nuevos cálculos⁽²⁶⁾.

Tomando como ejemplo σ_{10} , a pesar de las discrepancias en los valores que no hacen sino reflejar las dificultades experimentales, hay algunos hechos presentes en todos los valores de σ_{10} obtenidos al usar vapores alcalinos como blancos, y es que su máximo aparece alrededor de 4 KeV para luego decaer monotónicamente a energías más grandes.

La Fig. 6 muestra los valores para F_- en vapores de C_s y se aprecian grandes discrepancias; la Fig. 7 muestra la variación de las fracciones para los diferentes estados de carga como una función del espesor del blanco de C_s y también el decremento del haz al atravesar los vapores de cesio, en unidades relativas. Este descenso de la curva de

la intensidad total se debe a pérdida de partículas por colisiones múltiples. La geometría del horno y detectores son los responsables de esta pérdida. Es quizá este hecho, y el que la dispersión del haz crece a energías más bajas, la razón principal del desacuerdo entre los autores.

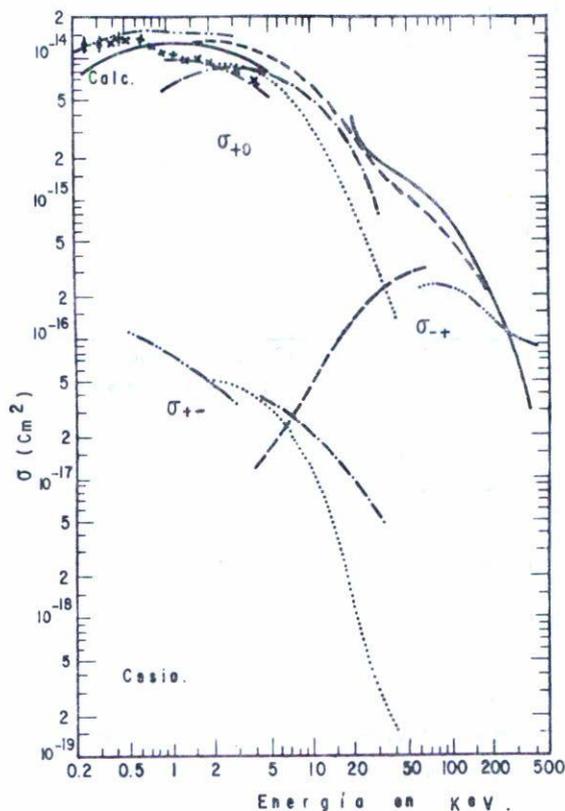


Fig. 4 Secciones de transferencia de carga para D^+ , D^- en vapores de Cs.

- II in et al. (arriba de 20 keV). Refs. (36 y 37).
- - - - - Schalachter et al. Ref. (28).
- Leslie et al. Ref. (24).
- . . . Cisneros et al. Ref. (31).
- Spiess et al. Ref. (38).
- Girnius et al. Ref. (35).
- Olson (abajo de 5 keV-teoría). Ref. (25).
- Gruebler et al. Ref. (39)
- () Meyer et al. Refs. (27 y 40)
- xxxx Nagata et al. (30).
- Sidis et al. Ref. (98).
- ↓ ↓ ↓ Meyer. Ref. (97).

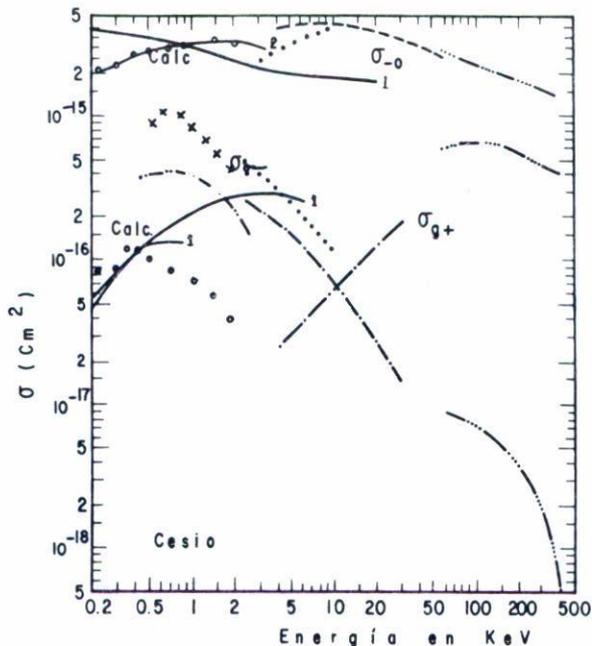


Fig.5 Secciones de Transferencia de carga para D^0 y D^- en vapores de Cs.
 — Olson et al. Ref. (25 y 100); --- Leslie. Ref. (24);
 -.-.- Schlachter et al. Ref. (28).
 -.-.- Cisneros et al. Ref.(31), -.....- Girnius et al. Ref. (35).
 ... Schalchter et al. Ref.(32), xxx Nagata. Ref. (30).
 ○ Meyer. Ref. (97).
 — Bottcher. Ref. (99).

Otro hecho importante es que los resultados de Meyer y Anderson⁽²⁷⁾, A.S. Slachter y demás autores⁽²⁸⁾ y R.J. Girnius y demás autores⁽²⁹⁾, se hicieran prácticamente con el mismo aparato, sin embargo, hay discrepancias hasta del 200%. Esto parece indicar que el espesor del blanco no era suficientemente grande para obtener las fracciones de equilibrio.

Una forma de obtener F_-^∞ sea a través del experimento o de la teoría, cuando se dispone de los valores de las secciones σ_{g-} y σ_{-0} , es a través de la relación

$$F_-^\infty = \frac{\sigma_{g-}}{\sigma_{g-} + \sigma_{-0}},$$

que es válida cuando, como en este caso, los estados D^+ y $D^0(2S)$ no son

importantes para espesores gruesos, Fig.6. El desacuerdo persiste, lo que sugiere la necesidad de más medidas con vapores de Cs en la región de energías bajas.

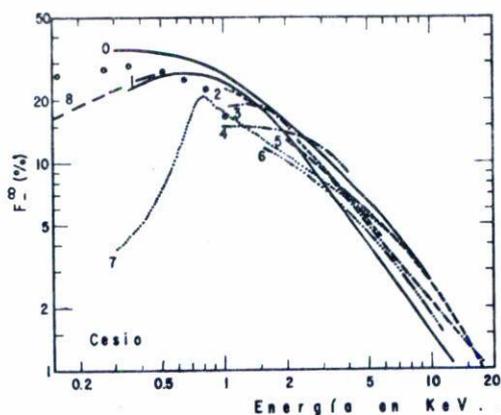


Fig.6 Fracciones de equilibrio $F_{D^-}^{\infty}$ de D^- en vapores de Cs.

- Curva 0 Schlachter et al. Ref.(41).
- Curva 1 Khirnyi y Kochemasova. Ref.(42).
- Curva 2 Girnios et al. Ref.(29).
- Curva 3 Schlachter et al. Ref. (28).
- Curva 4 Bohlen et al. Ref.(43).
- Curva 5 Gruebler et al. Refs. (39 y 44).
- Curva 6 Meyer and Anderson. Ref. (27).
- Curva 7 Agafonov et al. Ref. (45).
- Curva 8 Meyer. Refs.(63 y 97)

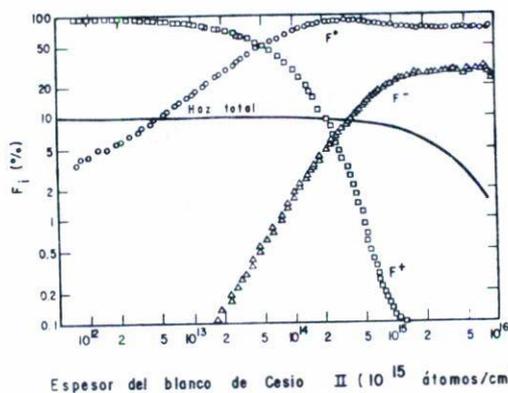


Fig. 7 Fracciones de estado de estados F_i como una función del espesor Π del blanco para D^+ incidente a un keV de energía en vapor de Cs. Ref.(41). La intensidad total relativa del haz se muestra en una curva sólida.

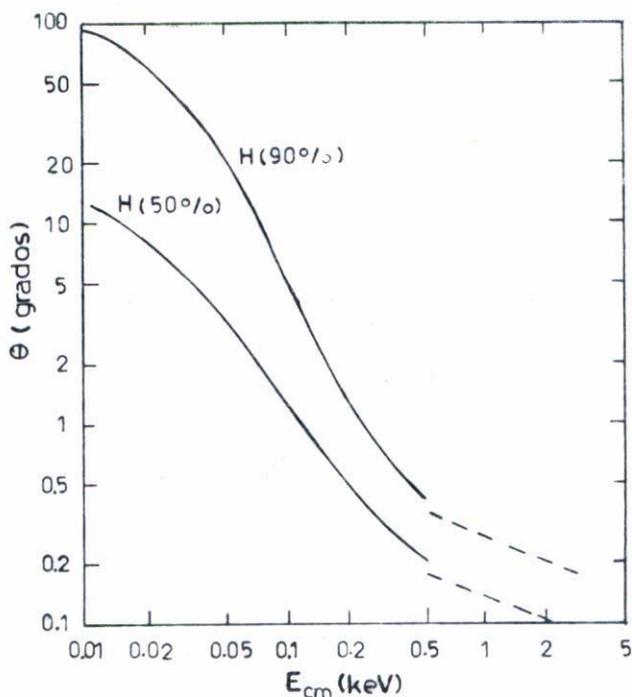


Fig.8 Angulos de aceptación requeridos para observar el 50% o el 90% de iones negativos. Los valores calculados están representados por la línea continua mientras que las medidas experimentalmente Ref. (31) están representados por línea punteada.

Las últimas medidas realizadas por T. Nagata⁽³⁰⁾ para σ_{0-} están en excelente acuerdo en la forma de la curva experimental dada en (31) pero aparecen un factor de 2 más altas.

Los últimos cálculos de Olson⁽²⁶⁾ están de acuerdo en una pequeña región con los datos de Nagata⁽³⁰⁾ y de Schlater⁽³²⁾ cuyos datos tienen una precisión de 30-45% el primero y 35% el segundo.

Los valores teóricos preliminares^(25,33 y 34) estiman el máximo de la sección con un valor de $\sim 3 \times 10^{-16}$ cm², valor algo bajo del experimental medido por C. Cisneros y demás autores⁽³¹⁾ pero en desacuerdo con los últimos cálculos⁽²⁶⁾ cuyo máximo es $\sim 10^{-15}$, con una exactitud estimada en $\pm 50\%$ a causa del efecto que produce la población de los estados excitados.

Uno de los aspectos prácticos más importantes en el diagnóstico del plasma es el diseño del blanco para la detección de H^0 , y por lo tanto es importante tener información sobre el porcentaje de σ_{0-} (50%,90%)

que pueden observarse a determinados ángulos. Olson⁽²⁶⁾ calculó la sección transversal, diferencial para energías arriba de $0.0/a.5$, integró las secciones diferenciales para determinar la sección transversal total efectiva para ángulos θ determinados. Estos valores teóricos se comparan con los experimentales realizados por C. Cisneros⁽³⁴⁾. En la Fig.8 puede observarse que el acuerdo dentro de las apreciaciones teóricas y los datos experimentales es muy bueno.

Al usar vapores de rubidio como blanco, los resultados de los autores muestran un razonable acuerdo. Nagata⁽³⁰⁾ encontró dos máximos en las curvas de σ_{10} ; éstas se presentan también en las curvas para $\sigma(2S)$ aunque son más pronunciados, lo mismo ocurre con vapores de C_s y K como blancos. Esta peculiar estructura ha sido encontrada también por I.Alvarez⁽⁸⁾ en procesos de doble intercambio de carga σ_{1-1} en vapores de Mg .

En cuanto a las fracciones de equilibrio (F_{-}^{∞}) con blancos de potasio, sodio y litio, hay duda si el efecto de pérdida del haz sobre todo a bajas energías se ha tenido en cuenta.

RESUMEN DE RESULTADOS EXPERIMENTALES DE COLISIONES DE ATOMOS DE DEUTERIO
EN VAPORES METALICOS

204

TABLA I

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Agafonov, et al.	45	F_{-}^{∞}	0.4-12	C_2
Alvarez, et al.	8	$\sigma_{0-}, \sigma_{+-}, \Delta_{+0}$	0.5-5	Mg
Baragiola, et al.	88	$F_f^{\infty}, F_O^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	8-10	Mg
Berkner, et al.	89	$F_f^{\infty}, F_O^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	33-39	Mg
Berkner, et al.	53	$\sigma_{+0}, \sigma_{g+}, \sigma_{g-}, \sigma_{-0}$	10-140	Mg
Berkner, et al.	90	$F_{+}^{\infty}, F_O^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	2.7-31	Sr
Bohlen, et al.	43	F_{-}^{∞}	1-4	C_s
Bohlen, et al.	43	F_{-}^{∞}	1-4	C_s
Brovillard, et al.	58	f	5-20	C_s
Butusov, et al.	79	F_O^{∞}	50	Mg
Butusov, et al.		F_O^{\max}	40-100	Mg
Cesati, et al.	59	σ_{+m}	1-10	C_s
Cisneros, et al.	31	$\sigma_{+-}, \sigma_{0-}, F_{-}^{\infty}$	0.5-25	C_s

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCOS
Cisneros, et al.	10	Diferencial D_2^+	0.5-2.5	C_s
Cisneros, et al.	60,77	diferencial D_3^+	0.5-2.5	C_s
Dimov de Roslyanov	51	F_-^∞	2-20	Na
Donnally, et al.	61	σ_{+m}	0.32-6	C_s
D'yachkov, et al.	49,50	F_0^∞, F_-^∞	3-80	Mg
D'yachkov, et al.	49,50	F_0^∞, F_-^∞	3-80	Na
D'yachkov, et al.	49,50	F_0^∞, F_-^∞	3-80	Li
D'yachkov, et al.	78	F_-^∞	80	Na
D'yachkov, et al.	52	σ_{+0}, σ_{0+}	80-800	Li
D'yachkov	91	σ_{dis}, F_0^{\max}	67-800	Li
D'Yachkov	49.50	F_0^∞, F_-^∞	3-80	K
Futch & Moses	54	$F_+^\infty, F_0^\infty, F_-^\infty, \sigma_{+0}, \sigma_{0+}, \sigma_{+-}$	8-88	Mg
Futch, et al.	84	excitados	10-70	K

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Girnius, et al.	35	$\sigma_{-0}, \sigma_{-+}, \sigma_{g+}, \sigma_{g-}$	60-400	C _s
Girnius, et al.	29	F ₋ [∞]	1-6	C _s
Girnius, et al.	29	$\sigma_{+0}, F_{-}^{\infty}$	1.1-40	R _b
GrHebler, et al.	39.44	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, F_{+}^{\infty}, F_{0}^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	2-40	C _s
GrHebler, et al.	39.44	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, F_{+}^{\infty}, F_{0}^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	2-40	K
GrHebler, et al.	39.44	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, F_{+}^{\infty}, F_{0}^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	2-40	Li
GrHebler, et al.	39.44	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, F_{+}^{\infty}, F_{0}^{\infty}, F_{-}^{\infty}$	2-40	Na
Il'in, et al.	36,37	$\sigma_{+0}, F_{0}^{\infty}$	20-360	C _s
Il'in, et al.	36,37	σ_{+0}	20-300	Li
Il'in, et al.	36-37	$\sigma_{+0}, F_{0}^{\infty}$	20-300	N _i
Il'in, et al.	36-37	σ_{+0}	20-300	K
Il'in, et al.	36	σ_{+0}	20-360	Mg
Il'in, et al.	76	σ_{+-}	30-360	Li

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Il'in, et al.	76	σ_{+-}	30-360	Mg
Il'in, et al.	76	σ_{+-}	30-360	Na
Incue	48	σ_{+0}	0.3-16	K
Khinyi & Kachermasova	42	F_{-}^{∞}	0.4-12	C_S
Kingdon, et al.	95	excitados	10-80	Mg
Leslie, et al.	24	σ_{-0}, σ_{-+}	4-60	C_S
McFarland, et al.	84	excitados	10-70	Ba
McFarland, et al.	84	excitados	10-70	Mg
Meyer, et al.	27		1.5-11.5	C_S
Meyer, et al.	40	σ_{+0}	1-60	C_S
Meyer, et al.	62	σ_{+0}	80-240	C_S
Meyer	63	$\sigma_{+0}, \sigma_{-0}, \sigma_{0-}$	0.1-2	C_S
Morgan, et al.	75	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, \sigma_{+m}$	20-120	Ba

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Morgan, et al.	57	F_{-}^{∞}	1.25-100	Ca
Morgan, et al.	57	F_{-}^{∞}	1.25-100	Ru
Morgan, et al.	57	F_{-}^{∞}	1.25-100	Mg
Morgan, et al.	57	F_{-}^{∞}	1.25-100	Sr
Morgan, et al.	7	σ_{0-}, σ_{+-}	1-100	Mg
Morgan, et al.	7	σ_{0-}, σ_{+-}	1-100	Ba
Nagata	30	$\sigma_{+0}, \sigma_{+m}, \sigma_{0-1}$	0.4-5	Rb
Nagata	30	$\sigma_{+0}, \sigma_{+m}, \sigma_{0-1}$	0.4-5	K
Nagata	30	$\sigma_{+0}, \sigma_{+m}, \sigma_{0-}, -1$	0.4-5	C _S
Nagata	85,86	σ_{2S}, σ_{1S}	0.4,5	Rb
Nagata	85,86	σ_{2S}, σ_{1S}	0.4,5	K
Nagata	85,86	σ_{2S}, σ_{1S}	0.4,5	C _S
Nieman	87	$\sigma_{+0}, F_{0}^{\infty}$	8-60	K
Nieman	87	$\sigma_{+0}, F_{0}^{\infty}$	8-60	Na

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
O'Hare, et al.	47	σ_{+0}	40-200	K
O'Hare, et al.	47	σ_{+0}	40-200	N _a
Oparin, et al.	74	excitados	20-360	Ca
Oparin, et al.	74	F ₀ [∞] , excitados	20-360	Mg
Osher, et al.	64	F ₋ [∞]	1.5	C _s
Pausenkov, et al.	73	F ₀ [∞]	20-60	Mg
P.Pradel, et al.	93	σ_{0-1}	0.03-.528	C _s
P.Pradel, et al.	94	σ_{+m}	0.02-.100	C _s
Poussel, et al.	65-67	$\sigma_{+m}, \sigma_{+g}, (D_3)^+$	0.6-6	C _s
Schlachter, et al.	28	$\sigma_{+0}, \sigma_{g+}, \sigma_{+-}, \sigma_{g-}, F_+^{\infty}, F_0^{\infty}, F_-^{\infty}$	1-40	Cj
Schlachter, et al.	68	$\sigma_{+m}, \sigma_{+g}, \sigma_{mg}, \sigma_{m-}, \sigma_{g-}$	1	C _s
Schlachter	69	F ₋ [∞]	1-5	C _s
Schlachter, et al.	70	F ₋ [∞]	6.5-8	C _s

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Schlachter, et al.	71	F_-^∞	2.5-	C_s
Schlachter, et al.	41	F_-^∞	0.3-10	C_s
Schlachter, et al.	32	$\sigma_{-0}, \sigma_{0-}, F_-^\infty$	0.3-10	C_s
Schlachter, et al.	32	$\sigma_{-0}, \sigma_{0-}, F_-^\infty$	0.3-10	R_b
Schlachter, et al.	32	$\sigma_{-0}, \sigma_{0-}, F_-^\infty$	0.3-10	Na
Selín, et al.	72	σ_{+m}	4-60	K
Selin, et al.	72	σ_{+m}	4-60	R_b
Soloviev, et al.	92	excitados	13-180	Mg
Soloviev, et al.	92	excitados	13-80	Na
Spiess, et al.	38	σ_{10}	1-5	C_s
		σ_{-1m}	4.8	C_s
Spiess, et al.	80	$\sigma_{+0}, \sigma_{+-}, \sigma_{-0}, \sigma_{0-}, F_+^\infty, F_0^\infty, F_-^\infty$	5	C_s
Stalder, et al.	46	F_-^∞	1-7.3	R_b

	REFERENCIA	MEDIDAS	ENERGIA EN KeV	BLANCO
Stewart, et al.	96	excitados	20	Mg
Tuan, et al.	81-83	+m	0.8-6	C _s

La presente tabla ha sido formada con datos que aparecen en la referencia 13 y datos publicados recientemente.

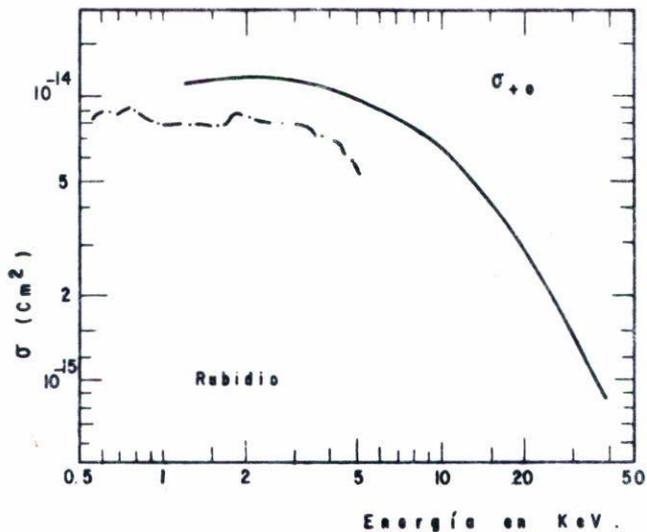


Fig.9 Sección transversal para la transferencia de carga de D^+ en vapores de Rb.

— Girnius et al. Ref.(29).
 --- Nagata. Ref. (30).

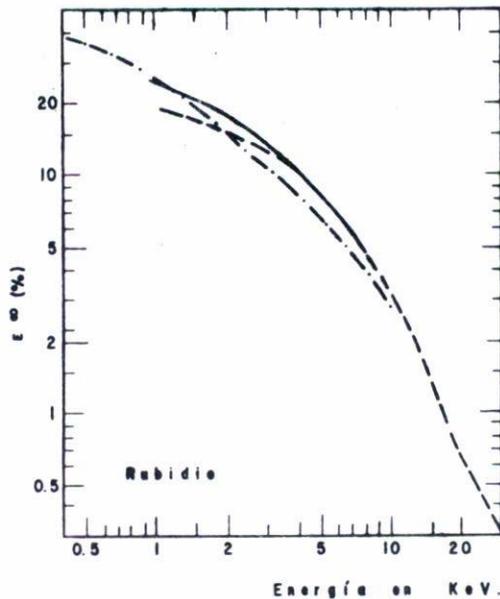


Fig.10 Fracción de equilibrio (F_{∞}) de D^- en vapor de Rb.

— Girnius et al. Ref.(29).
 - - Stalder et al. Ref. (46).
 -.- Schlachter. Ref.(32).

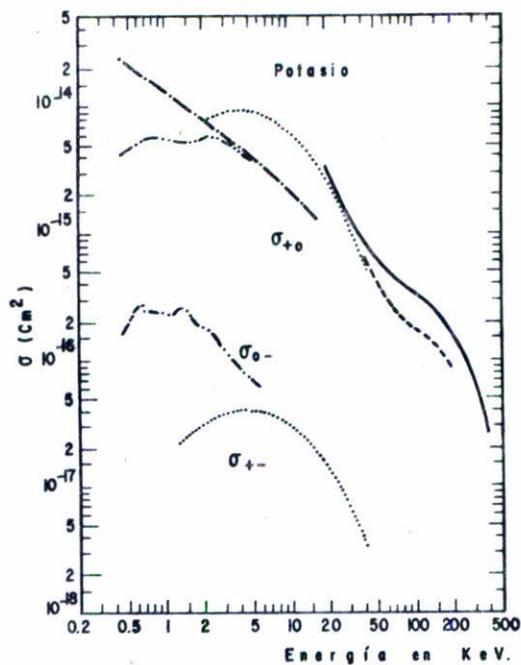


Fig. 11 Secciones transversales para la transferencia de carga de D^- .

- II in et al. Refs. (36 y 37).
- O Hare et al. Ref. (47).
- - - Inove. Ref. (48).
- ... Gruebler et al. Ref. (39).
- Nagata. Ref. (30).

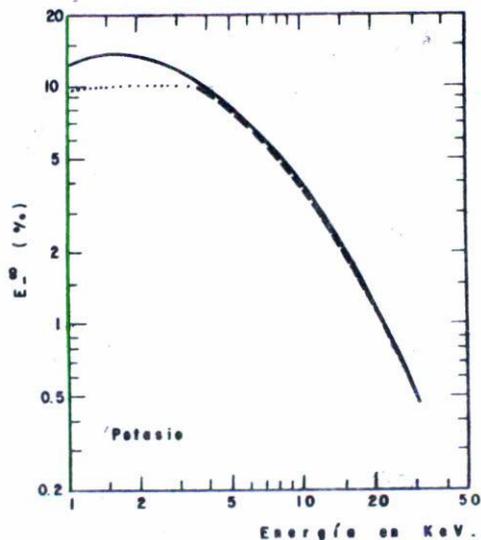


Fig. 12 Fracciones de equilibrio (E_{-}^{∞}) de D^- en vapor de K.

- Gruebler et al. Refs. (39 y 44).
- - - D'yachkov. Ref. (49).
- Bohlen et al. Ref. (43).

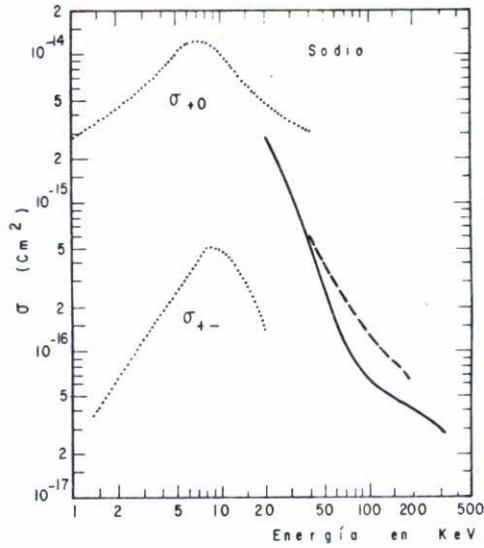


Fig. 13 Secciones transversales de transferencia de carga D^+ en vapores de sodio.

- II in et al. Refs. (36 y 37).
 - - - O Hare et al. Ref. (47).
 Gruebler et al. Ref. (39).

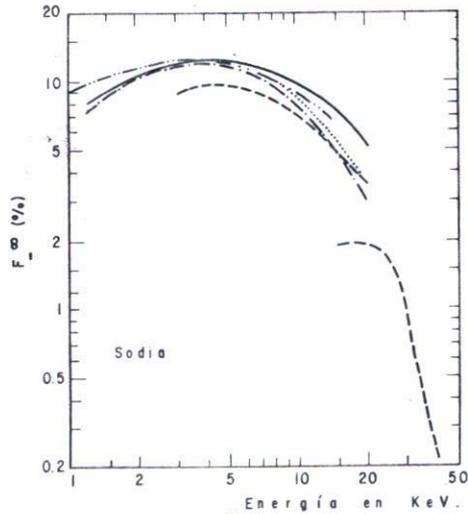


Fig. 14 Fracciones de equilibrio (F_{-}^{∞}) de D^{-} para D incidente en vapores de Sodio.

- Gruebler et al. Refs. (39 y 44).
 --- D'yachkov et al. Refs. (49 y 50).
 - - - Dimov and Roslyakov. Ref. (51).
 (D^+ incidente)
 ... Dimov and Roslyakov. Ref. (51).
 (D° incidente).
 - - - Schlachter et al. Ref. (32).
 (D° incidente).

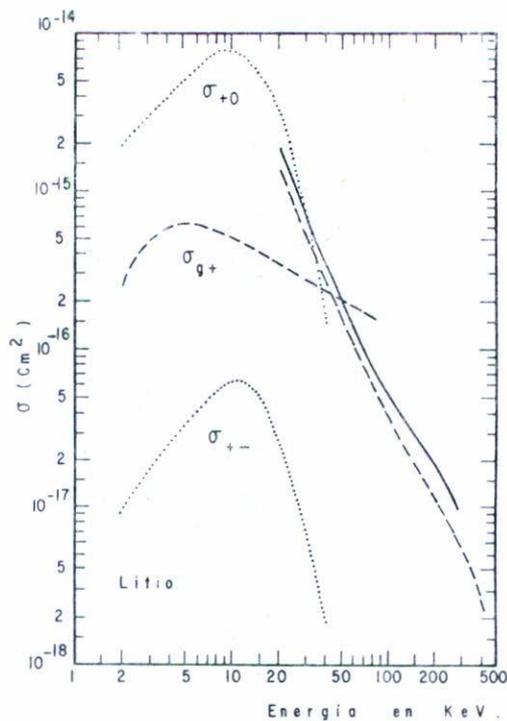


Fig. 15 Secciones transversales para la transferencia de carga de D^+ y D^0 en vapores de Litio.

— II in et al. Refs. (36 y 37).
 --- D'yachkov. Ref. (52).
 ... Gruebler et al. Ref. (39).

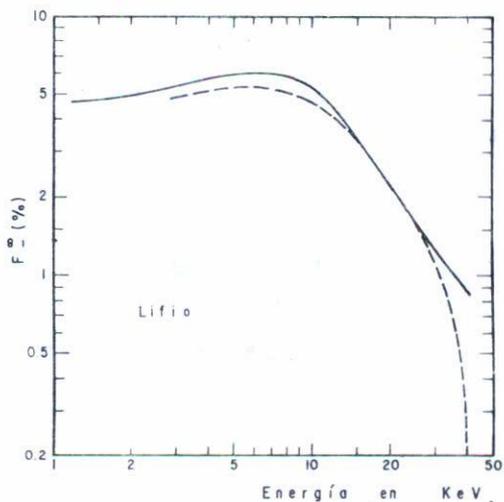


Fig. 16 Fracciones de equilibrio (F_{-}^{∞}) de D^{-} para D incidente en vapores de Litio.

— Gruebler et al. Refs. (39 y 44).
 ---- D'yachkov et al. Refs. (49 y 50).

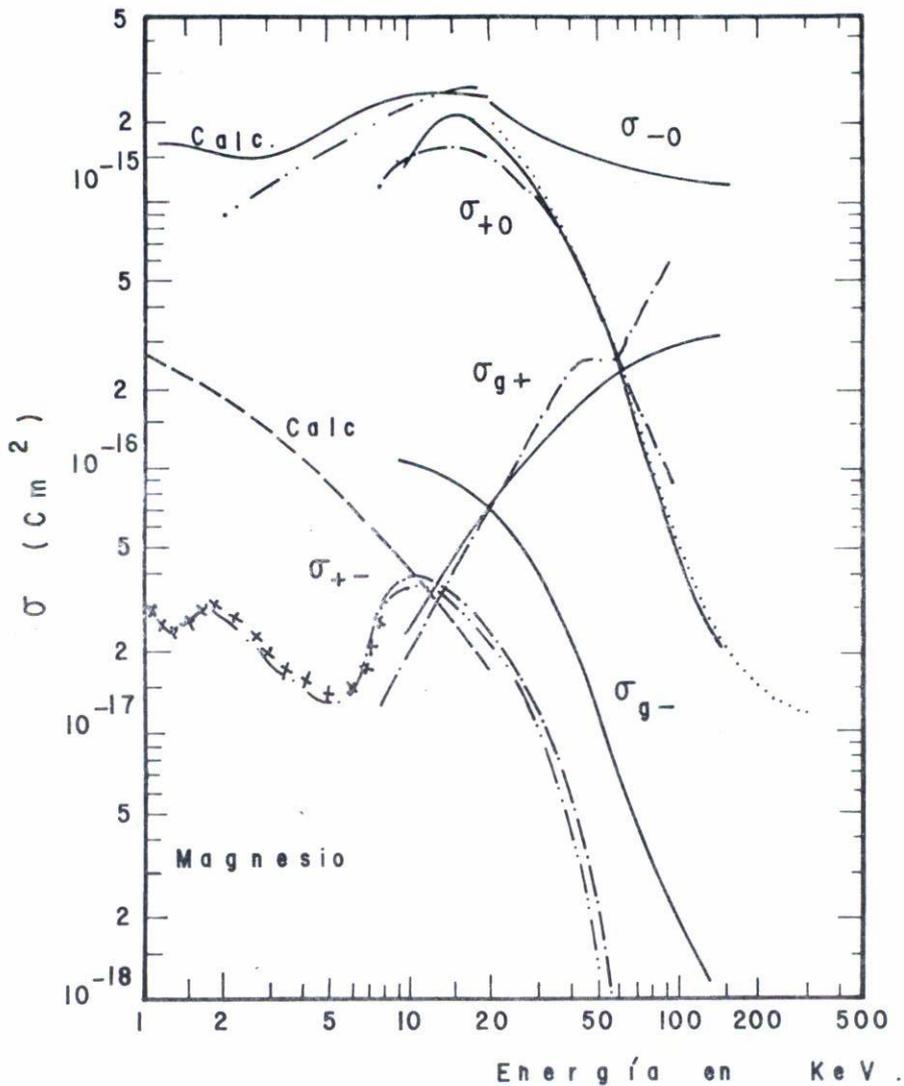


Fig.17 Secciones transversales para la transferencia de carga de D^+ , D^0 y D^- en vapores de Mg.

- Berkner et al. Ref. (53)
- ... Futch and Moses. Ref. (54).
- II in et al. Ref. (36).
- Olson. Ref. (55). (Teoría)
- ... Morgan et al. Ref. (7).
- xxxx Alvarez et al. Ref. (8) (normalizados)
- Calc. Olson et. al. Ref. (56).

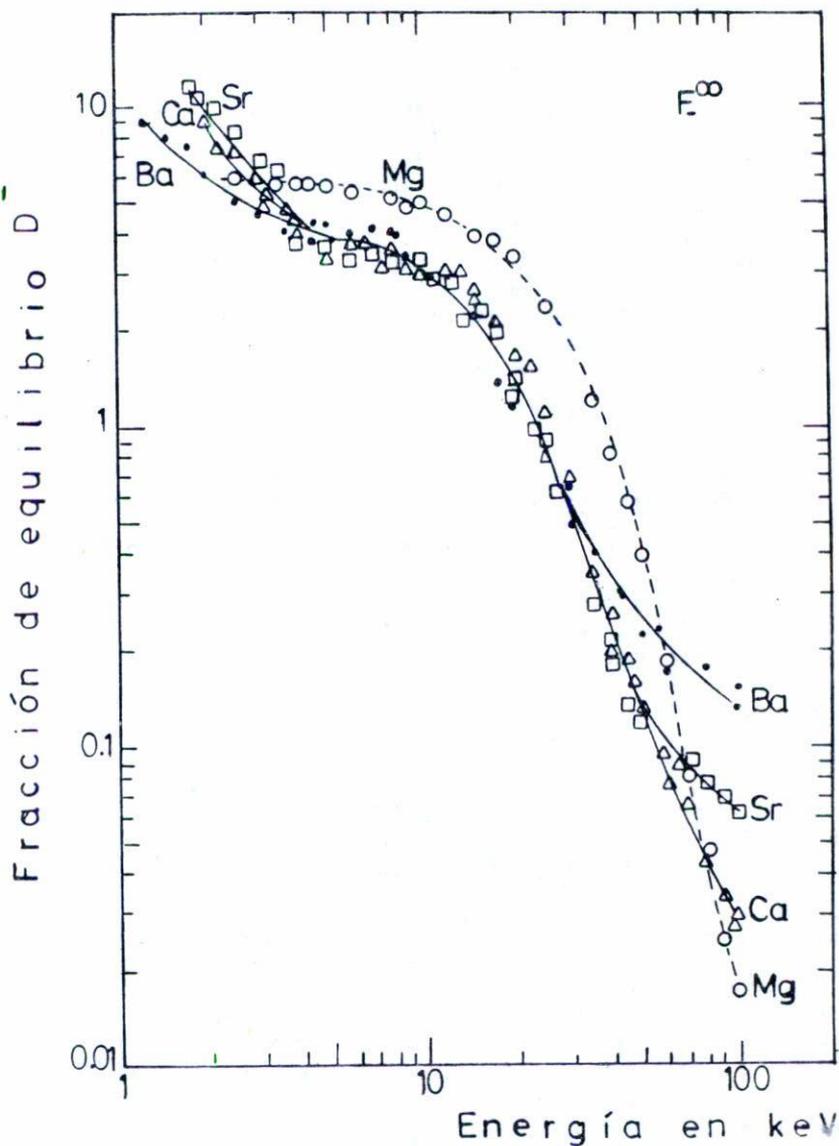


Fig.18 Fracción de equilibrio (F_{-}) de D^{-} en vapores de metales alcalino-térreos. Los haces fueron D^{+} , D^{0} y H^{+} . Morgan et al. Ref.(57).

REFERENCIAS

1. J.J. Thomson, Philosophical Magazine 44 (1897) 293.
2. H. Geiger and E. Marsden, Proc. Roy Soc. xxxii (1909) 495.
3. E. Rutherford, Phil. Mag. 21 (1911) 669.
4. Sir. H. S. W. Massey, Negative Ions (Cambridge University Press, Cambridge, V. K., 1976) 3rd. ed.
5. Physics News in 1975. Am. Inst. of Physics.
6. D. Brisson, S.W. Baity, B.H. Quon, J.A. Ray and C.F. Barnett, Rev. Sci. Instr. Próxima publicación.
7. T.J. Morgan, F.J. Eriksen, Phys. Rev. A 19 (1979) 1448.
8. I. Alvarez, C. Cisneros, A. Russek and T.J. Morgan, en preparación.
9. A. Valance and M. El Maddarsi Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Kyoto 1979, Ed. K. Takayanagi and N. Oda, p. 514.
10. C. Cisneros, I. Alvarez, C. F. Barnett, J. A. Ray and A. Russek, Phys. Rev. A 14 (1977) 88.
11. I. Alvarez, C. Cisneros, C. F. Barnett, J. A. Ray and A. Russek. Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Kyoto 1979, Ed. K. Takayanagi and N. Oda, p. 910.
12. I. Alvarez, C. Cisneros, C. F. Barnett, J. A. Ray and A. Russek, enviado para su publicación a Phys. Rev. A.
13. A. S. Schlachter, Brookhaven National Laboratory, Report No. 50727 (1977).
14. S. K. Allison, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 1137.
15. N. V. Fedorenko, Zh. Tekh. Fiz. 40 (1970) 2481 Sov. Phys. Tch. Phys. 15 (1971) 1947.
16. R. C. Dehmel, H. K. Chau and H. H. Fleischmann, Atomic Data 5 (1973) 231.
17. H. Tawara and A. Russek, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 178.
18. C. F. Barnett, J. A. Ray, E. Ricci, M. I. Wiker, E. W. McDaniel, E.W. Thomas and H. B. Gilbody, "Atomic Data for Controlled Fusion Research", Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-5206 (1977).
19. N. G. Uherback y T. G. Griffith, Jr., Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 866.
20. R. R. Hultgren, Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements (American Society of Metals, Metals Park, Ohio, 1973).
21. M. Bacal y W. Reichelt, Rev. Sci. Instr. 45 (1974) 769.
22. D. H. Crandal, J. A. Ray and C. Cisneros, Rev. Sci. Instr. 46 (1975) 562.
23. D. H. Crandal and C. F. Barnett, Brookhaven National Laboratory, Report No. 50727 (1977).
24. T. E. Leslie, K.P. Sarver and L. W. Anderson, Phys. Rev. A 4 (1971) 408.
25. R. E. Olson, E. J. Shipsey and J. C. Browne, Phys. Rev. A 13 (1976) 180.
26. R. E. Olson, Phys. Lett. A. (1980). Próxima publicación.
27. F. W. Meyer and L. W. Anderson, Phys. Rev. A 11 (1975) 589.
28. A. S. Schlachter, P. J. Bjorkholm, D. H. Loyd, L. W. Anderson and W. Haerberli, Phys. Rev. 177 (1969) 184.
29. R. J. Girnius, L. W. Anderson and E. Staab, Nucl. Instrum. Methods 143 (1977) 505.
30. T. Nagata, Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Kyoto 1979, Ed. K. Takayanagi and N. Oda, p. 502.
31. C. Cisneros, I. Alvarez, C. F. Barnett and J. A. Ray, Phys. Rev. A 14 (1976) 76.

32. A. S. Schlachter, K. R. Stadler and J. W. Stearns, Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Ed. K. Takayanagi and N. Oda, Kyoto, 1979 p. 526.
33. H. R. Hiskes, A. M. Karo, P. W. Willmann and W. J. Stevens Phys. Lett. 68 A (1978) 221.
34. R. K. Janev and Z. M. Radulovic, Phys. Rev. A 17 (1978) 889.
35. R. J. Girnius, C. J. Anderson, and L. W. Anderson, to be published in Phys. Rev. A.
36. R. N. Il'in, V. A. Oparin, E. S. Solov'ev, and N. V. Fedorenko, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 2 (1965) 310, JETP Lett 2 (1965) 197.
37. R. N. Il'in, V. A. Oparin, E. S. Solov'ev, and N. V. Fedorenko, Zh. Tekh. Fiz. 36 (1966) 1241 Sov. Phys. Tech. Phys. 11 (1967) 921. See also E. S. Solov'ev, R. N. Il'in, V. A. Oparin and N. V. Fedorenko, Proc. V Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Leningrad, 1967, I. P. Flaks and E. S. Solov'yov, Editors (Nauka, Leningrad, 1967), p. 6.
38. G. Spiess, A. Valance, and P. Pradel, Phys. Rev. A 6 (1972) 764.
39. W. Grueber, P. A. Schmelzbach, V. Konig, and P. Marmier, Helv. Phys. Acta 43 (1970) 254.
40. F. W. Meyer and L. W. Anderson, Phys. Lett 54A (1975) 33.
41. A. S. Schlachter, K. R. Stadler, and J. W. Stearns. Proc. X Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Paris, 1977. G. Watel, Editor (Commissariat a l'Energie, Paris, 1977), v. 2, p. 870.
42. Yu. M. Khirnyi and L. N. Kochemasova Prib. Tekh. Eksp. 3 (1970) 56 Instrum. Exp. Tech. 3 (1970) 693.
43. H. Bohlen, G. Clausnitzer, and H. Wilsch, Z. Phys. 208 (1968) 159.
44. W. Gruebler, P. A. Schmelzbach, V. Konig, and P. Marmier, Phys. Lett. 29A (1969) 440.
45. Y. A. Agafonov, B. A. Dyachkov, and M. A. Pavlii, Pisma Zh. Tekh. Fiz. 2 (1976) 757. Sov. Tech. Phys. Lett. 2 (1976) 296.
46. K. R. Stadler, J. W. Stearns, A. S. Schlachter, J. S. Demboski, and S. J. Proctor, Bull. Am. Phys. Soc.
47. B. G. O. Hare, R. W. McCullough, and H. B. Gilbody, J. Phys. B8 (1975) 2968.
48. N. Inoue, Nucl. Fusion 12 (1972) 130.
49. B. A. Dyachkov, V. I. Zinenko, and M. A. Pavlii, Zh. Tekh. Fiz. 41 (1971) 2353 Sov. Phys. Tech. Phys. 16 (1972) 1868.
50. B. A. Dyachkov, V. I. Zinenko, At. Ener. 24 (1966) 18 Sov. At. Ener. 24 (1969) 16.
51. G. I. Dimov and G. V. Roslyakov, Prib. Tekh. Eksp. 3 (1974) 31 Instrum. Exp. Tech. 17 (1974) 658.
52. B. A. Dyachkov, At. Ener. 27 (1969) 220 Sov. At. Ener. 27 (1969) 958.
53. K. H. Berkner, R. V. Pyle, and J. W. Stearns, Phys. Rev. 178 (1969) 248.
54. K. G. Moses and A. H. Futch, Jr., Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966) 344. También A. H. Futch and K. G. Moses. Proc. V., Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Leningrad, 1967, I. P. Flaks and E. S. Solov'yov, Editors (Nauka, Leningrad, 1967), p. 12.
55. R. E. Olson, Phys. Lett 55A (1975) 83.
56. R. E. Olson and B. Liu, Phys. Rev. A20 (1979) 1366.
57. T. J. Morgan, J. Stone, M. Mayo and J. Kurose. Phys. Rev. A20 (1979) 54.
58. F. Brouillard, W. Claeys, and G. Van Wassenhove, J. Phys. B10, (1977) 687.
59. A. Cesati, F. Cristofori, L. Millazo Colli, and P. G. Sona, Ener. Nucl. 13 (1966) 649.

60. C. Cisneros, I. Alvarez, R. García, C. F. Barnett, and A. Russek, Proc. X Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Paris, 1977, G. Watel, Editor (Commissariat a l'Energie, Paris, 1977), v. 2 p. 884.
61. B. L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer, and M. Schultz, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 502.
62. F. W. Meyer, C. J. Anderson, and L. W. Anderson, Phys. Rev. A15 (1977) 455. See also L. W. Anderson and F. W. Meyer, Proc. IX Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Seattle, 1975, John S. Risley and R. Geballe, Editors (Univ. of Washington Press, Seattle, 1975) v. 1., p. 97.
63. F. W. Meyer. (Trabajo en proceso)
64. J. E. Osher, F. J. Gordon, and G. W. Hamilton, Proc. 2nd. Int. Ion Source Conf. Vienna, 1972, p. 876.
65. F. Roussel, P. Pradel, and A. Valance, Proc. VIII Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Beograd, 1973, B. C. Cobic and M. V. Kurepa, Editors (Institute of Physics, Beograd, 1973), v. 2, p. 747.
66. F. Roussel, thesis (University of Paris-VI, 1973).
67. P. Pradel, F. Roussel, A. S. Schlachter, G. Spiess, and A. Valance, Phys. Rev. A10 (1974) 797.
68. A. S. Schlachter, G. Spiess, and P. Pradel, Proc. VIII Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Beograd, 1973, B. C. Cobic and M. V. Kurepa, Editors (Institute of Physics, Beograd, 1973) v.2, p.749.
69. A. S. Schlachter, J. W. Stearns, F. Roussel, P. Pradel, and G. Spiess, Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 818.
70. A. S. Schlachter and J. W. Stearns, Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 1135.
71. A. S. Schlachter, J. W. Stearns, D. L. Kagan, and K. R. Stalder, Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 1265.
72. I. A. Sellin and L. Granoff, Phys. Lett. 25A, (1967) 484.
73. A. A. Panasenkov and N. N. Semashko, Sov. Phys. Tech. Phys. 15 (1971) 1979.
74. V. A. Oparin, R. N. Il'in and E. S. Solov'ev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 52 (1967) 369 Sov. Phys. JETP 25 (1967) 240.
75. T. J. Morgan, F. J. Eriksen, and D. Mariani, Proc. X. Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Paris, 1977, G. Watel, Editor (Commissariat a l'Energie, Paris, 1977), v. 2, p. 868.
76. R. N. Il'in, V. A. Oparin, I. T. Serenkov, E. S. Solov'ev and N. V. Fedorenko, Proc. VII Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Amsterdam, 1971, L. M. Branscomb et al., Editors (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1971). v.2, p. 793.
77. C. Cisneros, I. Alvarez, R. García, C. F. Barnett, J. A. Ray and A. Russek, Phys. Rev. A19 (1979) 931.
78. B. A. Dyachkov, A. I. Drylov, V. V. Kuznetsov, B. P. Maksimenko and N. N. Semashkov, ERDA-tr-41 (1975)
79. V. I. Butusov, P. A. Mukchin, and V. S. Svishchev, Zh. Tekh. Fiz. 37 (1967) 1818 Sov. Phys. Tech. Phys. 12 (1968) 1331.
80. G. Spiess, A. Valance, and P. Pradel, Phys. Lett. 31A (1970) 434.
81. A. S. Schlachter, Vu Ngoc Tuan, and G. Gautherin, Proc. VIII Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Beograd, 1973, B. C. Cobic and M. V. Kurepa, Editors (Institute of Physics, Beograd, 1973), v.2 p. 751.
82. Vu Ngoc Tuan, A. S. Schlachter, and G. Gautherin, Nucl. Instrum. Methods 114 (1974) 499.

83. Vu Ngoc Tuan, G. Gautherin, and A. S. Schlachter, *Phys. Rev. A* 9, (1974) 1242.
84. A. H. Futch, Jr., and C. C. Damm, *Nucl. Fusion* 3 (1963) 124; R. H. McFarland and A. H. Futch, Jr., *Phys. Rev. A* 2 (1970) 1975. See also R.H. McFarland and A. H. Futch, Jr. *Proc. VI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Cambridge, 1969*, I. Amdur, Editor (MIT Press, Cambridge, Mass., 1969), p. 441.
85. T. Nagata, *J. Phys. Soc. Jap.* 39 (1975) 1334.
86. T. Nagata, *Phys. Lett.* 56 A (1976) 261.
87. R. A. Nieman, Thesis (University of Pittsburgh, 1971). (unpublished). See also R. Nieman, K. Lulla, and T. M. Donahue, *Proc. V. Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Leningrad, 1967*, I.P.Flaks and E. S. Solovyov, Editors (Nauka, Leningrad, 1967), p. 18.
88. R. A. Baragiola, E. R. Salvatelli and E. Alonso, *Nucl. Instrum. and Methods* 110 (1973) 507.
89. K. H. Berkner, D. Leung, R. V. Pyle, A. S. Schlachter, and J. W. Stearns, *Nucl. Instrum. Methods* 143 (1977) 157.
90. K. H. Berkner, D. Leung, R. V. Pyle, A. S. Schlachter, and J. W. Stearns, *Phys. Lett. A.*, próxima publicación.
91. B. A. Dyachkov, *Zh. Tekh. Fiz.* 38 (1968) 1259. *Sov. Phys. Tech. Phys.* 13 (1969) 1036.
92. E. S. Solov'ev, R. N. Il'in, V. A. Oparin, and N. V. Fedorenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 53 (1967) 1933. *Sov. Phys. JETP* 26 (1968) 1097.
93. P. Pradel and M. El Maddarsi. *Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Kyoto 1979*, Ed. K. Takayanagi and N. Oda. p. 524.
94. P. Pradel, G. Spiess, V. Sidis and C. Kubach. *Proc. XI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, Kyoto 1979*, K. Takayanagi and N. Oda p. 552.
95. J. Kingdon, M. F. Payne, and A. C. Riviere, *J. Phys. B.* 3 (1970) 552.
96. L. D. Stewart and H.K. Forsen, *Phys. Rev.* A8, (1973) 184.
97. F.W. Meyer aceptado para su publicación en *J. Phys. B* (1980)
98. V. Sidis and C. Kubach *J. Phys.* B4 (1978) 2687.
99. C. Bottcher, cálculos tomados de la referencia 97.
100. R. Olson and B. Liv, *J. Chem Phys* (1980) próxima publicación.