

**ANÁLISIS DE LA GENERACIÓN DE IONES NEGATIVOS DE HIDRÓGENO EN  
UN PLASMA DE RESONANCIA CICLOTRONICA ELECTRÓNICA**

**CARLOS JAVIER JAIMES OCHOA**

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA  
BUCARAMANGA**

**2008**

**ANÁLISIS DE LA GENERACIÓN DE IONES NEGATIVOS DE HIDRÓGENO EN  
UN PLASMA DE RESONANCIA CICLOTRONICA ELECTRÓNICA**

**CARLOS JAVIER JAIMES OCHOA**

**Tesis de Grado como requisito para optar al título de Físico**

**Director  
PhD. VALERIY DUGAR-ZHABON**

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA  
BUCARAMANGA**

**2008**

A mi madre **Ana Virginia Ochoa**.

<<Donde se alza el árbol del conocimiento,  
allí está siempre el paraíso>>: esto es lo  
que dicen las serpientes más viejas y las  
más jóvenes.

## **AGRADECIMIENTOS**

Expreso mis agradecimientos a:

A mi madre Ana Virginia Ochoa, mi hermana Elizabeth Jaimes Ochoa y a mi tía Ana Ochoa de Porras,

Que son la razón de mi existencia.

Valeri Dougar Jabon, Ph.D en Física, por su paciencia y su orientación para la realización de este trabajo, al Profesor V.I. Kariarka por su colaboración.

Mis Amigos, quienes con su apoyo desinteresado me alentaron permanentemente para estar vivo.

A Camilo, al viejo Dannier, a Freddy Parada, al Brujo y su corte, al Alejo y al Chivas.

## CONTENIDO

	pág.
INTRODUCCIÓN	10
1. PRINCIPIOS FÍSICOS DE GENERACIÓN DE IONES NEGATIVOS	12
1.1 DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA EXPERIMENTAL	13
1.2 PARÁMETROS DEL PLASMA Y ANÁLISIS DEL RÉGIMEN DE LA DESCARGA	15
1.3 CORRIENTE DE IONES NEGATIVOS DE HIDRÓGENO EXTRAÍDOS DE LA FUENTE HELIOS	18
1.4 PROCESOS PRINCIPALES EN FUENTES DE IONES NEGATIVOS DE HIDRÓGENO	19
1.5 PROCESOS SUPERFICIALES	27
1.6 MECANISMO VOLUMÉTRICO SUPERFICIAL DE GENERACIÓN DE LOS IONES NEGATIVOS	28
1.7 PROCESOS DE TERMO EMISIÓN	29
2. NUEVA PROPUESTA DE ADICIÓN DE TERMOELECTRONES A LA FUENTE HELIOS	30
2.1 FUENTE MODIFICADA	31
2.2 ANÁLISIS DEL PAPEL DE LOS TERMO ELECTRONES	31
3. CONCLUSIONES	40
4. RECOMENDACIONES	41
BIBLIOGRAFÍA	42

## LISTA DE FIGURAS

	<b>pág.</b>
Figura 1. Esquema principal de la fuente Helios con las líneas equipotenciales para el campo magnético	14
Figura 2. Dependencia de los parámetros del plasma de la presión del gas de hidrógeno	17
Figura 3. Dependencia de la densidad de corriente de la profundidad de inmersión del electrodo plástico adentro de la cámara de descarga	19
Figura 4. Esquema de la fuente Helios con el sistema de termo emisión	32
Figura 5. Corriente de los iones $H^-$ vs. Presión del gas de hidrógeno	33
Figura 6. Corriente de los iones negativos de $H^-$ vs. Profundidad de inmersión del electrodo plástico en la cámara de descarga	34

## RESUMEN

**TITULO:** ANALISIS DE LA GENERACION DE IONES NEGATIVOS EN UN PLASMA DE RESONANCIA CICLOTRONICA ELECTRONICA\*.

**AUTOR:** JAIMES OCHOA, Carlos Javier\*\*.

**PALABRAS CLAVES:** Iones negativos, descarga de resonancia ciclotrónica, termoelectrones.

### DESCRIPCIÓN:

Los haces de iones negativos de alta energía atraen la atención pues pueden ser aplicados para modificar las superficies sólidas, neutralización de aisladores sometidos a implantación por iones positivos, en calentamiento de plasma para equipos tipo Tokamak. Un gran interés ha surgido en los últimos años en la aplicación de programas de fusión termonuclear como el programa ITER (Internacional Termonuclear Reactor). Los iones negativos de hidrógeno se producen en la fuente HELIOS en dos etapas que consisten en la excitación de moléculas de hidrógeno tanto en los estados altos de Rydberg como en los altos niveles vibracionales y en la disociación de las moléculas excitadas que logran captar los electrones de la emisión secundaria. Los electrones secundarios aparecen debido al bombardeo del electrodo plásmico por uno de los anillos de electrones que aparecen debido a la interacción de resonancia ciclotrónica de los electrones plásmicos con un campo de microondas. Tomando en cuenta que la segunda etapa es crucial para la generación directa de los iones negativos, nosotros proponemos adicionar a la fuente HELIOS como una fuente de electrones de baja energía que son los electrones de la termoemisión. Los alambres calentados de tungsteno que emiten los termoelectrones se localizan cerca de las paredes laterales de la cámara de descarga. En este trabajo se estudia el papel de los electrones de emisión térmica en procesos de producción de iones negativos de hidrógeno en la fuente HELIOS en dos etapas. Se muestra que los iones negativos de hidrógeno que se producen principalmente debido a excitación de las moléculas de hidrógeno hasta altos niveles de Rydberg en el volumen de la descarga y la adhesión disociativa de termoelectrones por las moléculas excitadas. Se determina que la adición de los termoelectrones aumenta significativamente la eficacia de la fuente HELIOS.

---

\* Trabajo de grado

\*\* Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Director: Valeriy Dugar-Zhabon, PH.D

## SUMMARY

**TITLE:** A ANALYSIS OF THE GENERATION OF NEGATIVE IONS IN AN ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE DRIVEN PLASMA\*.

**AUTHORS:** JAIMES OCHOA, Carlos Javier\*\*.

**KEYWORDS:** negative ions, cyclotron resonance discharge, thermoelectrons.

## DESCRIPTION

The negative ion beams of high energy attracts attention because they can be applied to modify the solid surfaces, neutralization of insulators undergoing positive ion implantation, on the Tokamak plasma heating equipment type. A great deal of interest has emerged in recent years in implementing programs such as thermonuclear fusion program ITER (International Thermonuclear Reactor). The negative ions of hydrogen are produced at the Helio's source in two stages consisting of the excitation of molecules of hydrogen on the high Rydberg state as on the high vibrational levels in the dissociation of excited molecules that capture the electrons from the secondary emission. The secondary electrons are due to bombardment of the plasmatic electrode by one of the electrons ring appearing due to the interaction of cyclotron resonance of plasmatic electrons with a microwave field. Taking into account that the second phase is crucial for generating direct negative ions, we propose adding the Helio's source as a source of low-energy electrons that are electrons of termoemisión. The heated tungsten filaments that emitted the thermoelectrones are located near the side walls of the discharge chamber. This paper examines the role of thermal emission electrons in processes of negative hydrogen ions production on Helio's source in two stages. It shows that the negative hydrogen ions are produced mainly due to excitation of hydrogen molecules on high Rydberg state in the discharge volume, and the dissociative attachment of thermoelectrons due to vibrational excited molecules. It was determined that the addition of thermoelectrons increase significantly the effectiveness of the Helio's source.

---

\* Work of degree

\*\*Faculty of Sciences. School of Physics. Director: Valeriy Dugar-Zhabon, PH.D..

## INTRODUCCIÓN

Durante las últimas décadas el interés en fuentes de iones negativos de hidrógenos ha sido principalmente dirigido a aplicaciones en sistemas sincrotrónicos y otros tipos de aceleradores, pero en los últimos años ha surgido un gran interés en programas de la fusión termonuclear controlada <sup>(1)</sup>. Actualmente se hacen muchos esfuerzos para elaborar un sistema de fuentes de iones negativos de hidrógeno adecuado para realización del programa **ITER** (Internacional Termonuclear Reactor) que se construye en Cadarache, Francia por países de la Unión Europea, Rusia, Japón, China, India y Estados Unidos <sup>(2)</sup>.

Los haces de iones negativos de altas energías atraen la atención pues pueden ser aplicados para modificar las superficies sólidas, calentamiento de plasmas en variedades de equipos tipo **TOKAMAK**, también se aplican para la neutralización de aisladores sometidos a la implantación por iones positivos, entre otros. Además, los iones negativos tienen una gran importancia teórica para comprender los procesos de formación de los elementos en las primeras etapas de formación del Universo, al igual que en el estudio de las atmósferas planetarias y las estrellas.

Una variedad de fuentes de iones negativos de hidrogeno se usan en laboratorios tanto científicos como industriales y en centros de alta energía alrededor del mundo. Una lista de estas fuentes incluye fuentes donde los iones se forman en ciertas superficies con asistencia de átomos alcalinos o en el volumen del plasma, así como fuentes con sistemas de multipolos magnéticos, con cátodos fríos o calientes, fuentes de radiofrecuencias y de microondas <sup>(4)</sup>.

Existe un tipo de fuentes plásmicas en las cuales calentamiento del plasma se realiza por microondas en condiciones de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE). El origen de las fuentes RCE tiene sus raíces en las investigaciones de fusión termonuclear en la década de los sesentas del siglo veinte. Las primeras fuentes RCE fueron elaboradas para la producción de haces de iones multicargados cuando R. Geller en Francia en 1972 y Wiesemann en Alemania en 1974 reportaron acerca sus estudios <sup>(3)</sup>. El mayor avance fue dado cuando Geller transformó un dispositivo de espejo magnético usado para las investigaciones en plasma en Grenoble (CIRCE, 1973) en una fuente iónica extremadamente exitosa, llamada SUPERMAFIOS.

En el laboratorio de física del plasma de la Russian Friendship University (RFU) en los años ochentas fue propuesta por K. S Golovanivsky y V. Dugar-Zhabon una fuente RCE compacta para obtener los haces de iones positivos multicargados pero después esta fuente fue transformada para producción de iones negativos de hidrógeno. Esta fuente fue denominada HELIOS <sup>(3)</sup>. Actualmente en la RFU el estudio experimental de fuentes tipo HELIOS es encabezado por Dr. Vladimir I. Karyaka.

## 1. PRINCIPIOS FÍSICOS DE GENERACIÓN DE IONES NEGATIVOS

Los iones negativos fueron descubiertos en 1910 por J. J. Thompson, quien los detectó usando su invención que es el espectrógrafo de masas. Fue establecido que algunas moléculas y átomos pueden capturar un electrón emitido por la superficie calentada y transformarse en un ión con carga neta negativa. Después se descubrió que los iones negativos pueden formarse directamente en la fase gaseosa por el ataque de electrones libres, por la disociación de una molécula neutra o un ion molecular a fragmentos neutros, positivos o negativos. También fue establecido que es posible el proceso de captura de uno o más electrones por una partícula en una colisión con otra. El último mecanismo de formación envuelve transferencia de la carga. Los iones negativos también se producen debido a varios fenómenos superficiales.

### Mecanismos de formación de iones negativos

Los iones negativos pueden ser formados por los siguientes procesos:

- (a) Captura radiativa de un electrón libre por un átomo neutral

$(e + A \rightarrow A^- + h\nu)$  que es la captura de un electrón por un átomo con la emisión de radiación.

- (b) Adherencia disociativa  $(e + A_2 \rightarrow (A_2^-)^* \rightarrow A + A^-)$  que es la captura de un electrón por una molécula que se acompaña por la disociación del ión molecular a una estructura neutra y un ión negativo; se dice que tuvo lugar una adherencia disociativa.

- (c) La disociación de moléculas en choques con un electrón de cierta energía  $(e + A_2 \rightarrow e + A^+ + A^-)$  en iones positivo y negativo. En este proceso el electrón actúa simplemente como una fuente de energía que transita la molécula a un estado inestable. Por supuesto hay ciertas energías de

excitación por debajo de las cuales el proceso de producción del par iónico no tiene lugar.

- (d) La transferencia de uno o más electrones a una estructura neutra o a un ión positivo en colisión con otra partícula ( $A + B \rightarrow A^- + B^+$ ;  $C^+ + D \rightarrow C^- + D^{2+}$ ).

## 1.1 DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL ORIGINAL

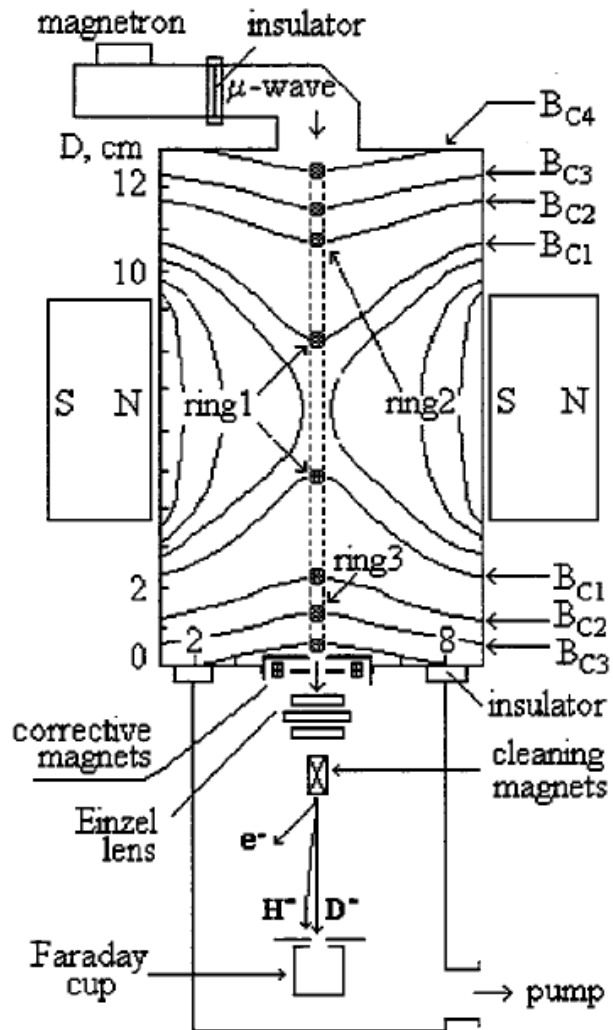
Este dispositivo RCE que porta el nombre HELIOS está funcionando en el laboratorio de física del plasma de la RFU bajo la dirección del profesor V.I. Karyaka en asocio con el grupo FITEK de la UIS. El Laboratorio de Física del Plasma de la UIS mantiene un convenio de trabajos científicos conjuntos. Uno de estos estudios es el desarrollo de sistemas de generación tanto de iones multicargados positivos como el de iones negativos: la parte experimental es responsabilidad de la RFU y análisis de los datos experimentales es de la UIS.

El principal elemento de la fuente HELIOS (ver figura 1) construida para la generación de los iones negativos de hidrógeno. La cámara es un cilindro de aluminio de  $13 \text{ cm}$  de diámetro y  $8 \text{ cm}$  de longitud, instalada axialmente entre dos discos magnéticos que producen un campo magnético en forma de trampa especular y es alimentada por un microondas de  $2.45 \text{ GHz}$  que pasan por una guía de onda en la cámara a través de un diafragma de acople de  $15 \times 72 \text{ mm}$ .

La descarga se enciende con una presión de hidrógeno de  $3.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  y una potencia de microonda en el rango de  $50 - 200 \text{ W}$ . Las superficies correspondientes a las condiciones de RCE tienen forma de hiperboloides de una hoja  $B(r, z) = B_{CK} = \frac{2\pi m c f}{e k}$ , donde  $f$  es la frecuencia del campo electromagnético;  $k = 1, 2, 3, 4$  presentan condiciones para las frecuencias ciclotrónica principal ( $k = 1$ ) y sus subarmónicas ( $k = 2, 3, 4$ ). Los radios de las superficies resonantes en el plano medio de la trampa para las subarmónicas ( $k =$

4, 3, 2) y la frecuencia principal son 1.5 cm, 4.5 cm, 5.5 cm, 6.0 cm respectivamente (figura 1).

**Figura 1. Esquema principal de la fuente HELIOS con las líneas equipotenciales para el campo magnético**



**Fuente:** V. D DOUGAR, A. F. CHACÓN VELASCO, and F. A. Vivas, Rev. Sci. Instrum. Vol 69 (2), (1998), 950.

Aunque las interacciones de RCE toman lugar en toda la superficie de los hiperboloides de resonancia, los electrones son energéticamente estables en una posición, en el plano medio de la trampa especular donde ellos forman una

estructura multi-anillada. El gas de hidrógeno se inyecta a la cámara por un dosificador para mantener la presión constante a un nivel estable. Un sistema de dos electrodos con **3 mm** de diámetro es usado para extraer el haz de iones de  $H^-$ . La cámara de descarga y el electrodo plásmico (que es el electrodo que está en contacto directo con el plasma) se encuentran bajo un potencial de **- 8 kV**. El haz de electrones pasa a través de una rendija donde un lente de Einzel es usado para focalizar el haz de extracción. Un filtro magnético transversal de **70 G** ubicado detrás de los lentes impide que los electrones se muevan en la dirección del haz iónico. El colector de partículas es de tipo cilindro de Faraday.

La corriente de los iones es medida en función de la potencia del microondas y la presión del gas. El sistema de extracción de iones es movable y se puede introducir en el volumen de la cámara de descarga. Es importante notar que la corriente de  $H^-$  se incrementa drásticamente cuando la superficie del electrodo plásmico es tocado por uno de los anillos <sup>(4)</sup>. La información sobre la estructura del plasma se obtuvo mediante una cámara oscura y un telescopio de rayos x.

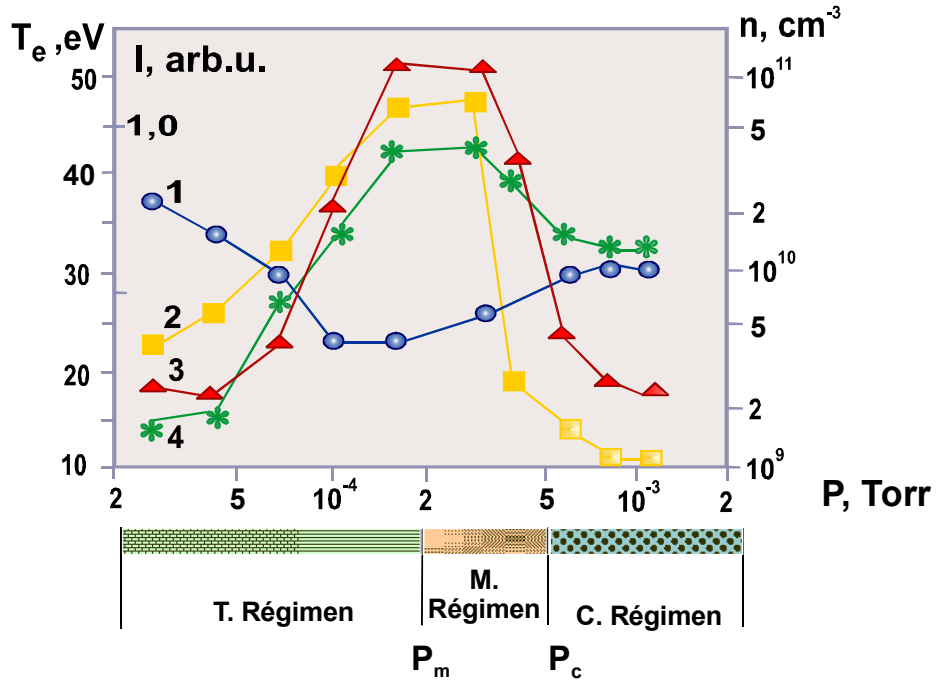
## **1.2 PARÁMETROS DEL PLASMA Y ANÁLISIS DE LOS REGIMENES DE LA DESCARGA**

Mediante las características del plasma en diferentes condiciones realizado anteriormente, se llegó a la conclusión de que la presión que garantiza la estabilidad de la descarga y la estructura correspondiente a multi-resonancias eran del rango  $3 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3}$  Torr y una potencia de microondas menor de 250 W. En este rango se puede distinguir tres regímenes principales de descarga con características muy variadas como se ve en la figura (figura 2). En el primer intervalo de presiones  $p > p_c = 5 \cdot 10^{-4}$  (donde  $p_c$  es la presión crítica en todo el rango de la potencia de microondas (100-250 W)). La densidad en el centro de la trampa tiene una magnitud de

$n = (1-2) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura para los electrones plásmicos o fríos  $T = 10 - 20 \text{ eV}$ . Este régimen es el llamado régimen C o régimen frío.

Bajando la presión por debajo del nivel  $p_c$  se observa un cambio de los parámetros plásmicos, y la descarga pasa a un nuevo estado (figura 2). El rango de presión de este régimen de descarga se ve bastante estrecho, sin embargo este régimen es muy estable. Por ejemplo si la potencia del microondas es de  $P = 150 \text{ W}$  sus fronteras son de  $p_c = 3,0 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$  y  $p_m 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$  (donde  $p_m$  es el límite superior de la presión en este régimen). Con el aumento de la potencia se observa la ampliación de esta banda, ( $p_c - p_m$ ): para una potencia de  $P = 250 \text{ W}$  las fronteras son  $p_m = 2,0 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$  y  $p_c = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$ . Este régimen se le llama régimen M. La radiación en el rango óptico cae en este modo de funcionamiento de la fuente; al mismo tiempo que la densidad del plasma y la temperatura de los electrones fríos aumenta. La intensidad de las oscilaciones del plasma en este régimen es de baja frecuencia menor que en el régimen C y se observa un crecimiento relativo en la región de las frecuencias más altas (por encima de **1 MHz**). Se estableció que en el régimen M se forma una estructura espacial compleja que está relacionada con las zonas de resonancia en los armónicos de frecuencia ciclotrónica (ver figura 1). A pesar de que las condiciones de RCE se observan en todas las superficies hiperboloides resonantes, los electrones calentados en estas superficies pueden estar en el estado estable sólo en el plano medio de la trampa. Debido a la fuerza diamagnética estos electrones se encuentran en la intersección de los hiperboloides resonantes con su plano medio donde se crean los anillos de electrones calientes (ver figura 1). Se observan cuatro zonas de ubicación de los electrones calientes en forma de anillos cuyas secciones transversales pueden verse en la figura original Helios. Los radios medios de estos anillos son: **1,3 ; 4,5 ; 5,5 ; y 6,0 cm.**

Figura 2. Dependencia de los parámetros del plasma con la presión del gas de hidrógeno: 1- intensidad de la luz en el rango óptico, 2 – intensidad de los rayos X, 3- temperaturas de electrones fríos, 4 – densidad del plasma



**Fuente:** CHACÓN, Angel José. Tesis Doctoral, Principios básicos de la generación de iones multicargados y iones negativos en un plasma de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE) estratificado. UIS: 2002.

La sección transversal de los anillos tienen una forma elíptica con dimensiones: el semieje menor es de **3 mm** para los primeros dos hasta **5 mm** para los dos siguientes y el semieje mayor es de **8 mm** para el más externo hasta **12 mm** para el anillo exterior. Estas medidas se obtuvieron con un blanco móvil esférico de molibdeno de **1.3 mm** de diámetro y con un telescopio de rayos X. Ante las presiones menores a  $P_m$  se observa un rápido paso del régimen oscuro o régimen T. Este régimen es llamado así debido a su poca luminosidad, y está caracterizado por una baja intensidad y alta energía en los rayos X emitidos, por el alto nivel de las oscilaciones de baja frecuencia y gran flujo de iones hasta las paredes de la cámara.

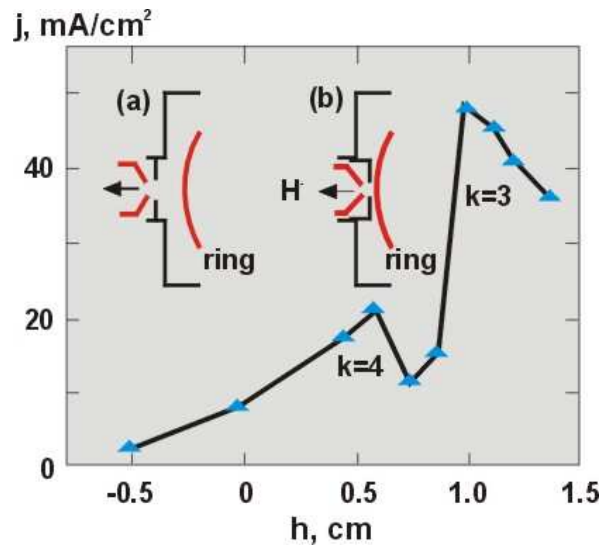
### 1.3 CORRIENTE DE IONES NEGATIVOS DE HIDROGENO EXTRAÍDOS DE LA FUENTE HELIOS

En los experimentos realizados acerca de la generación de los iones negativos en la HELIOS se investiga la dependencia de la corriente iónica de la presión del hidrogeno, las dimensiones del sistema de extracción, la potencia del microondas y las distancia entre los polos magnéticos. Esto último permite evidenciar el grado de influencia de las superficies de RCE y de los valores correspondientes a los radios de los anillos sobre la efectividad en la formación de iones negativos.

En el régimen C la magnitud de la corriente de iones de  $H^-$  no depende de la profundidad  $h$  de inmersión del sistema de extracción en el volumen del plásmico. Para el caso del régimen M la situación cambia radicalmente. Primero, la magnitud máxima de la corriente de  $H^-$  supera el mismo valor para el régimen C por lo menos en dos órdenes de magnitud. Segundo, la dependencia de la corriente  $H^-$  del valor  $h$  tiene un carácter no monótono (ver figura 3); por ejemplo bajo una potencia de  $P = 200 W$  y una presión de  $p = 2 \times 10^{-4} Torr$  en el caso cuando la superficie del electrodo plásmico está instalada al nivel de la pared de la cámara, la corriente de iones negativos es  $i_- = 0.3 mA$ . Si el sistema se sumerge hasta  $h = 0.5 cm$ , la corriente de iones negativos crece hasta  $i_- = 1.3 mA$  y del aumento en la inmersión resulta la caída de la corriente  $i_-$  para posteriormente crecer hasta una magnitud mayor de  $i_- = 3.4 mA$ , que corresponde a la densidad de la corriente  $j = 48 mA/cm^2$ . Es importante notar que los saltos de la corriente se observan cuando la superficie del electrodo plásmico toca uno de los anillos, y este efecto es más fuerte para el caso correspondiente a la resonancia  $k = 3$  que para la resonancia  $k = 4$ . En el caso del régimen C la corriente  $i_-$  prácticamente no depende de la distancia entre los polos magnéticos que forman el campo magnético. Mientras que en el régimen M la disminución de la distancia  $L$  entre los discos magnéticos hasta  $8.4 cm$  produce un acercamiento del anillo correspondiente a  $k = 2$  a la superficie del electrodo plásmico del sistema de

extracción y el aumento de la corriente al valor  $i_- = 4,5 \text{ mA}$  y de la densidad de corriente a  $j = 67 \text{ mA/cm}^2$ . De otra parte notamos que el máximo de la corriente coincide con el mínimo en la presión en las fronteras de éste régimen  $p = 2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ .

**Figura 3. Dependencia de la densidad de corriente de la profundidad de inmersión del electrodo plásmico adentro de la cámara de descarga**



**Fuente:** CHACÓN, Angel José. Tesis Doctoral, Principios básicos de la generación de iones multicargados y iones negativos en un plasma de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE) estratificado. UIS: 2002.

#### 1.4 PROCESOS PRINCIPALES EN FUENTES DE IONES NEGATIVOS DE HIDROGENO

La conceptualización de las fuentes de iones negativos se encuentra todavía en una etapa de desarrollo y hay una variedad de procesos elementales que están en la base de diferentes tipos de fuentes de iones. Uno de entre estos procesos es el doble intercambio de carga. Este proceso permite convertir un haz de iones positivos en un haz de iones negativos con ayuda de átomos alcalinos. Es conocido que los electrones de valencia en átomos alcalinos y de tierras raras son ligados débilmente y si un haz de de los protones  $H^+$  pasa por un vapor de estos

átomos, los protones pueden neutralizarse y después capturar un electrón adicional convirtiéndose en un ión negativo. Los experimentos muestran que la transformación  $H^+ \rightarrow H^-$  ocurre con máxima efectividad si como un blanco se usan vapores de cesio:  $H^+ + Cs \rightarrow H + Cs^+$ ,  $H + Cs \rightarrow H^- + Cs^+$  <sup>(6)</sup>. Este proceso es la base de las fuentes de iones de tipo superficial.

La desventaja de este método de generación de  $H^-$  está ligada con el proceso de intercambio de carga que tiene una alta efectividad si la energía de los protones no sobrepasa **0.5 keV** mientras que para los fines de la realización de reacciones termonucleares la energía debe ser del orden de 10 keV. Desafortunadamente los blancos de vapores alcalinos no demostraron buena efectividad, por lo menos para energías mayores de **1 keV**. <sup>(7)</sup>. Actualmente en varios laboratorios estudian la posibilidad de generación de  $H^-$  mediante los procesos de intercambio de carga (Lawrence Berkeley Laboratory (USA), Kurchatov Institute for Atomic Resach (Rusia), Institute for Nuclear Research (Francia), etc.)

Para el diseño de este tipo de fuentes, el sodio ofrece un mejor prospecto pero con un precio en la reducción de la producción. La teoría de estos procesos está todavía en etapa de desarrollo<sup>(8)</sup>.

La generación de iones negativos se realiza también aprovechando los procesos elementales acaecidos en descargas de la corriente directa. El principal mecanismo de generación de iones negativos en un volumen plásmico es la excitación oscilatoria de moléculas, seguida por la captura disociativa de electrones de baja energía<sup>(11)</sup>. Para la producción de tales electrones en la descarga se introduce un electrodo adicional que se calienta hasta temperatura suficiente para la emisión termo electrónica.

De los datos experimentales presentados en la figura 2 se sigue que la generación máxima de iones de  $H^-$  se observa en el plasma M, que se caracteriza por tener una estructura compleja.

La mayor parte del volumen es ocupada por un plasma frío donde encontramos los anillos de electrones calientes que están en movimiento de deriva eléctrica rotacional.

### Velocidades de reacción

Para hacer el análisis de la generación de iones en un sistema de muchas partículas tenemos que introducir la noción de la velocidad de una reacción. Por su definición esta velocidad se determina como  $R = \langle \sigma v \rangle$ . Evidentemente, los electrones del plasma RCE no son monoenergéticos, y su distribución no es maxwelliana.

En la mayoría de los casos, al calcular la sección eficaz es necesario considerar la energía relativa de los las partículas que interactúan entre si y en el caso del plasma esta energía es predominante térmica no de iones sino de los electrones.

Para la distribución maxwelliana tenemos para cualquiera reacción

$$\langle v\sigma(\varepsilon) \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi m}} (kT)^{-3/2} \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \varepsilon \sigma(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon \quad \text{donde } k \text{ es la constante de Boltzmann, } T \text{ la}$$

temperatura de los electrones,  $\varepsilon_n$  es la energía umbral (que para la ionización es

$$\varepsilon_n = 1J) \text{ y } \varepsilon = \frac{mv^2}{2} \text{ es la energía del electrón.}$$

Para el caso de HELIOS la mayor velocidad de generación de iones negativos se observa en el régimen M donde los procesos más efectivos bajo una temperatura de electrones de 52 eV son:

- La excitación disociativa, conducente a la división de los iones en protones y átomos <sup>(3)</sup>  $e + H_2^+ \rightarrow (H_2^+)^* + e \rightarrow H^+ + H + e$ .

Su velocidad es  $R_1 = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  <sup>(3)</sup>

- La ionización disociativa <sup>(3)</sup>  $e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H^+ + 2e$  cuya velocidad es  $R_2 = 6,70 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
- La recombinación disociativa  $e + H_2^+ \rightarrow H + H$  ó  $e + H_2^+ \rightarrow H + H^+ + e$  con  $(R_3 = 5,5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1})$  <sup>(12)</sup>. Esta reacción aporta a la componente atómica de la descarga.

Los iones  $H_2^+$  que aparecen debido a la última reacción se convierten rápidamente en iones  $H_3^+$  por el canal  $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ . Han demostrado que esta reacción tiene un pico en la sección transversal de  $8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  <sup>(10)</sup>. Es bien conocido que los  $H^-$  pueden producirse por las colisiones de electrones con iones  $H_2^+$  o  $H_3^+$  <sup>(11)</sup>. La sección transversal para la reacción  $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H^-$  reportados por Pert and Dolder es  $4,9 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  bajo una energía de  $0,4 \text{ eV}$ . La sección transversal para la producción de iones  $H^-$  por colisiones de electrones con moléculas  $H_3^+$  ha sido medido por Peart, Forrest, y Dolder <sup>(11)</sup> quienes reportaron un valor máximo para la sección transversal para este proceso  $1,6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  que con una energía de colisión de  $2 - 13 \text{ eV}$  resulta la velocidad de reacción de  $1,51 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

La reacción de disociación  $e + H_2 \rightarrow H + H$  bajo la temperatura ambiente de  $300 \text{ K}$  es  $\sigma = 55 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  que da  $R = 55 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 * 47,3 \times 10^8 \text{ cm/s} = 2,6 \times 10^6 \text{ cm}^3/\text{s}$ .

El proceso  $H_2 (X^1\Sigma_g^+, v_i = 0 - 14) + e \rightarrow H_2 (B^1\Sigma_u^+) + e \rightarrow 2H + e$  al estado  $v = 1$  con energía de colisión para el electrón de  $50 \text{ eV}$  se caracteriza por la sección  $\sigma = 1,23 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ . El valor de la velocidad es  $R = \langle \sigma v \rangle = (1,23 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 * 4,73 \times 10^8 \text{ cm/s}) = 5,81 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Para la misma reacción pero con transición al estado  $v = 14$  bajo una energía 50 eV, y  $\sigma = 1.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  tenemos  $R = \langle \sigma v \rangle = (1.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 * 4.73 \times 10^8 \text{ cm/s}) = 7.56 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Para el proceso de decaimiento disociativo  $H_2 (X^1 \Sigma_g^+, v_i = 0 - 14) + e + h\nu \rightarrow 2H(1s) + e + h\nu$  en el estado de la molécula  $v = 1$  con energía 50 eV tenemos  $\sigma = 1.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ . Mientras que para el estado  $v = 14$  con la misma energía tenemos  $\sigma = 5.6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  que resulta la velocidad de reacción <sup>(13)</sup>

$$R = (5.6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 * 4.73 \times 10^8 \text{ cm/s}) = 2.64 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}.$$

La captura electrónica disociativa por moléculas excitadas  $e + H_2^*(v) \rightarrow H^- + H$  tiene una mayor sección transversal cuando se cumplen las siguientes condiciones:

La molécula se encuentra en un estado de alta excitación vibracional, con un número cuántico de oscilación entre  $v = 6 - 19$  y la energía de los electrones no supera los  $1 - 2 \text{ eV}$  <sup>(13)</sup>.

Bajo una temperatura de  $T_e = 50 - 60 \text{ eV}$ , la excitación oscilatoria de la molécula  $e + H_2(v = 0) \rightarrow H_2^*(v \gg 1) + e$  sucede con la sección transversal de  $3.10^{-17} \text{ cm}^2$  <sup>(1)</sup>.

Sin embargo en la realización del segundo paso donde participan las moléculas excitadas toman parte solo los electrones de energías menores a 2 eV, o electrones secundarios. Si la temperatura de los electrones es de 50 eV la parte de partículas con energía menor de 2 eV no supera los  $5.10^3$  del número total.

Para el proceso  $H_2^* + H_2 \rightarrow H_2 + 2H$  se presenta una velocidad de reacción del orden  $10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  por la cual es responsable solo una pequeña parte de las moléculas que se encuentran en estados de excitación alta. Eso sucede en plasmas que operan a una presión moderada.

La reacción  $H + H_2 \rightarrow H_3^+ + e$  presenta una sección transversal de  $5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  y una velocidad de reacción igual  $1.26 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  <sup>(15)</sup>

Otro posible proceso en el volumen es la reacción  $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$  con una sección transversal  $8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  presenta una velocidad de reacción de  $1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

La reacción de recombinación disociativa  $e + H_3^+ \rightarrow H^- + \text{otras partículas}$  se caracteriza por la sección transversal máxima  $\sigma = 1.8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  cuando la energía de electrones es de  $6 \text{ eV}$ . y corresponde a una velocidad de reacción  $\langle \sigma v \rangle = 2.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . El ión triatómico  $H_3^+$  de hidrógeno se produce en colisiones de moléculas neutras y iónicas  $H_2(v=0) + H_2^+(v) \rightarrow H_3^+(v) + H$  <sup>(16)</sup>.

La sección eficaz de la reacción  $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H^-$  disminuye de  $4.9 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  para la energía electrónica  $0.4 \text{ eV}$  hasta  $1.16 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  para  $4.96 \text{ eV}$ . Estos valores no son suficientes para explicar la velocidad de generación de  $H^-$  en descarga en gases.

En el año 1997 fue publicado un informe sobre el posible papel de moléculas excitadas a niveles altos de Rydberg. La transición a niveles que se encuentran cerca del umbral de ionización se puede realizar por las colisiones de electrones  $e + H_2 \rightarrow H_2^{HR} + e$ , donde  $H_2^{HR}$  es la molécula en el estado alto de Rydberg <sup>(17)</sup> La dependencia de la velocidad de esta excitación contra la energía electrónica se da en un artículo publicado por el profesor Valeri Dougar Jabon <sup>(3)</sup>. Se encuentra que la velocidad de la asociación disociativa  $e + H_2^{HR} \rightarrow H^- + H$  se caracteriza por un

valor muy grande  $\langle \sigma v \rangle = 6 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  que significa que esta reacción ocurre más rápido que otras reacciones conducentes a formación de iones  $H^-$ .

Un mecanismo interesante para la excitación vibracional de moléculas fue descubierto por Allan y Wong <sup>(18)</sup>. Esta excitación se realiza en colisiones de los iones moleculares  $H_2^+$  mediante la neutralización de Auger  $H_2^+ + \text{pared} \rightarrow H_2(v) + \text{pared}$ . Para hacer un aumento en los estados  $v \geq 6$  hasta un nivel significativo, el estado inicial de excitación no debe caer en numerosas colisiones con las paredes  $H_2(v) + \text{pared} \rightarrow H_2(v-1) + \text{pared}$ . Los experimentos muestran que la  $H_2(v \geq 6)$  puede soportar por lo menos 10 colisiones sin excitación.

El proceso de destrucción del ión negativo  $H^-$  que es más importante en las descargas gaseosas es  $e + H^- \rightarrow H + 2e$ ,

Uno de los más eficientes caminos para la producción de iones negativos en este caso es el proceso de adherencia disociativa para una molécula diatómica o poliatómica se disocia por el impacto de electrones de baja energía. Para ciertas especies moleculares la sección transversal para la adherencia disociativa tiene una fuerte dependencia del nivel vibracional inicial de la molécula blanco, la sección transversal de este proceso puede aumentar varios ordenes de magnitud simplemente por una excitación vibracional inicialmente de la molécula. Esta excitación puede ser causada por un electrón incidente.

Estudios recientes han demostrado que junto con las velocidades de reacción para la adherencia disociativa en  $H_2$  es todavía más fuerte la dependencia de la excitación electrónica que envuelve estados superexcitados produciendo una ionización continua cuya velocidad de reacción es del orden  $10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , donde el tiempo de vida de estos estados superexcitados es del  $\approx 10^{-14} \text{ s}$ , en el volumen de la fuente, la adherencia colisional de los estados superexcitados.

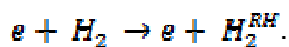
Por lo tanto el conocimiento de las secciones transversales para procesos que involucran estados de Rydberg se convierten esencialmente en una descripción exacta del plasma de hidrogeno.

La excitación de estados de Rydberg tiene que ser considerada y las secciones transversales para estos procesos tienen que ser evaluadas recurriendo a leyes de medición expresadas en términos del número cuántico principal  $\sigma \propto n^{-3}$  (19)

En un artículo publicado en el año 1999 por R. Celiberto muestra la sección transversal total de  $e - H_2$  como función de la energía del electrón incidente, la cuál demuestra un aumento considerable de la sección transversal cuando la molécula se encuentra en un número vibracional  $v \geq 9$  (14).

Estudios muy recientes han demostrado que los que además de los procesos  $e + H_2(X^1 \Sigma_g^+, v) \rightarrow H^- + H$ , las velocidades para la adherencia disociativa  $H_2$  también depende muy fuertemente de la excitación electrónica que envuelve estados superexcitados, con una alta velocidad de producción  $K^{DA} \geq 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

En el caso de estados altos de Rydberg (dissociative attachment) o estados superexcitados. Con una energía de interacción de 50 eV.



$$R = \langle \sigma v \rangle = (0.24 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 * 4.73 \times 10^8 \text{ cm/s}) = 1.13 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$$

La producción de iones negativos de hidrogeno en fuentes volumétricas se basa en un examen de los procesos de producción y destrucción de iones  $H^-$ ; estos procesos son la adherencia disociativa de un electrón para moléculas excitadas en estados altos vibracionales:



Para una molécula en estado alto vibracional  $H_2(v = 0)$  para la cuál se sabe que tiene una sección transversal muy pequeña ( $10^{-21} \text{cm}^2$ ) según los experimentos realizados por Allan and Wong <sup>(18)</sup> y los cálculos teóricos de Bardsley y Wadehra <sup>(20)</sup> demostraron que la sección transversal del proceso de adherencia disociativa se incrementa por cinco órdenes de magnitud de  $v' = 0$  a  $v'' = 5$  y permanece constante. Una característica importante establecida para la sección transversal es que cuando la energía disminuye cuando  $v'$  aumenta. Esto quiere decir que los electrones de baja energía pueden ser más efectivos en la generación de iones de  $H_2$  por adherencia disociativa para una molécula en estado alto vibracional un reciente diagnostico confirma realmente que estos dos son los mecanismos más fuertes en la producción de iones en fuentes volumétricas <sup>(21)</sup>.

Los tres procesos volumétricos más importantes que resultan de la destrucción de los iones negativos son: la neutralización mutua con iones positivo  $H^- + H^+(H_2^+, H_3^+) \rightarrow H + \dots$ , la colisión con electrones:  $H^- + e \rightarrow H + 2e$  (ED) y la colisión con átomos:  $H^- + H \rightarrow H_2(v'') + e$  (AD).

También entre los procesos de destrucción de  $H^-$  figura la neutralización mutua (MN). El proceso (ED) puede ser reducido disminuyendo la densidad de los electrones energéticos. Mientras tanto los electrones de baja energía son requeridos para la producción de iones negativos de hidrogeno para la adherencia disociativa (DA).

## 1.5 PROCESOS SUPERFICIALES

Entre los estudios más interesantes hechos en los últimos años acerca de la generación de iones negativos está el bombardeo por iones de hidrógeno de superficies cubiertas por metales alcalinos. Los primeros estudios se desarrollaron por el grupo Novosibirsk (Rusia) en aplicaciones de sicrotones, además fue adoptado por el laboratorio nacional en Brookhaven (USA), tanto para la aplicación

en áreas de aceleraciones por sincrotrones como en investigación en fusión nuclear (Y. I. Belchensco, G. I. Dimov, V. G. Dudnikov, *Proced. Of the 2° Symp. On Ion source and formation of Ion Beams*, LBL- 3 339, Berkeley, California, USA, Oct 1974).

Los átomos de metales alcalinos poseen propiedades interesantes para la producción de iones negativos: primero, su electrón de valencia está ligado débilmente y segundo la precipitación sobre superficies metálicas (por ejemplo Ti, W) provocan una disminución en la función de trabajo de los electrones expulsados por la superficie.

La parte de átomos de  $H$  que se convierten en  $H^-$  en el proceso de reflexión de la superficie calentada y cubierta por una capa uniatómica alcanza el 80 %. Especialmente debido a este gran rendimiento el método de bombardeo de superficie de metales alcalinos llama el interés en la tecnología de fuentes de iones negativos.

## 1.6 MECANISMO VOLUMÉTRICO-SUPERFICIAL DE GENERACIÓN DE LOS IONES NEGATIVOS

La esencia de este mecanismo consiste básicamente en la excitación vibracional de la molécula en el volumen del plasma  $H_2^*$  que después cae a la capa de electrones de emisión secundaria de baja energía donde sucede la captura electrónica disociativa. Los iones moleculares negativos son inestables y se desintegran por el canal  $e + H(v)_2^* \rightarrow H^- + H$ . La excitación vibracional de las moléculas por las colisiones con los electrones se da con mayor probabilidad a través del mecanismo de Frank-Condon cuando la temperatura de los electrones es de 40-60 eV. La etapa de captura electrónica disociativa tiene lugar en otras condiciones, las moléculas excitadas adquieren los electrones efectivamente si la temperaturas de los electrones no prevalece 2 – 3 eV. La emisión secundaria de

los electrones se da desde la superficie del primer electrodo en el sistema de extracción al ser bombardeado por partículas de alta energía que forman parte de los anillos plásmicos rotativos. Ya que los iones son extraídos de la trampa en dirección radial, o sea el campo magnético está dirigido a lo largo de la superficie del electrodo plásmico, los electrones de emisión secundaria forman una capa superficial del grosor del orden de un radio de Larmor.

Un análisis de los datos experimentales muestra que para que haya una mayor salida de iones negativos es necesario crear condiciones óptimas para la excitación oscilatoria de las moléculas y de igual manera crear buenas condiciones para la emisión de electrones de baja energía.

## **1.7 PROCESOS DE TERMO EMISIÓN**

La termo emisión hace referencia a la inducción térmica del flujo de partículas de la superficie de un sólido. Los emisores termo iónicos siempre son operados a una alta temperatura, generalmente entre **1000 y 2500 °K**. Las partículas emitidas pueden ser electrones o iones o ambos, dependiendo de la naturaleza del material y de la temperatura a la cuál es calentado. El tungsteno usualmente es el más importante emisor por ser material no magnético y con capacidad de soportar temperaturas hasta 4000°C. La emisión de electrones ocurre cuando la energía térmica permite a algunos electrones vencer la barrera superficial de potencial. Si no hay campos externos, los electrones emitidos se acumulan cerca de la superficie y el campo de esta carga espacial impide que otros electrones escapen de la superficie.

## 2. NUEVA PROPUESTA DE ADICIÓN DE TERMOELECTRONES A LA FUENTE HELIOS

A pesar de que a las descargas RCE se han dedicado grandes esfuerzos en su desarrollo tanto teórico, como experimental, es evidente que hay posibilidades aumentar sus rendimientos acerca de producción de iones negativos de hidrógeno. Estudiando el mecanismo que conduce a la generación de iones negativos en la descarga RCE en ausencia de átomos alcalinos tenemos que analizar la generación de estos iones en el volumen plásmico tomando en consideración los procesos acaecidos en las paredes de la cámara de descarga.

La generación de iones negativos a través del mecanismo volumétrico se observa en una descarga de corriente continua con alta efectividad en las fuentes tipo “multicusp” y consiste en la excitación vibracional de las moléculas seguida por la captura disociativa de electrones de baja energía.<sup>(4)</sup> Es importante notar que los electrones de baja energía juegan un papel preponderante para aumentar la producción de iones negativos. La energía media de los electrones secundarios es aproximadamente de 10 eV. Mientras que los metales calientes emiten electrones con energías del orden de 0.2 eV. A partir de estos datos se propuso que la fuente HELIOS se abasteciera de termo-electrones. Bajo las actuales condiciones físico-químicas de las fuentes de iones de H se pueden usar metales como tantalio, tungsteno y probablemente niobio y torio como fuentes de termo electrones. Los cátodos de Ta, Nb, W que bajo ciertas temperaturas son susceptibles para la termoemisión de electrones que provocan la reacción de la captura disociativa con una probabilidad de 0.2-0.3 por colisión<sup>(26)</sup>.

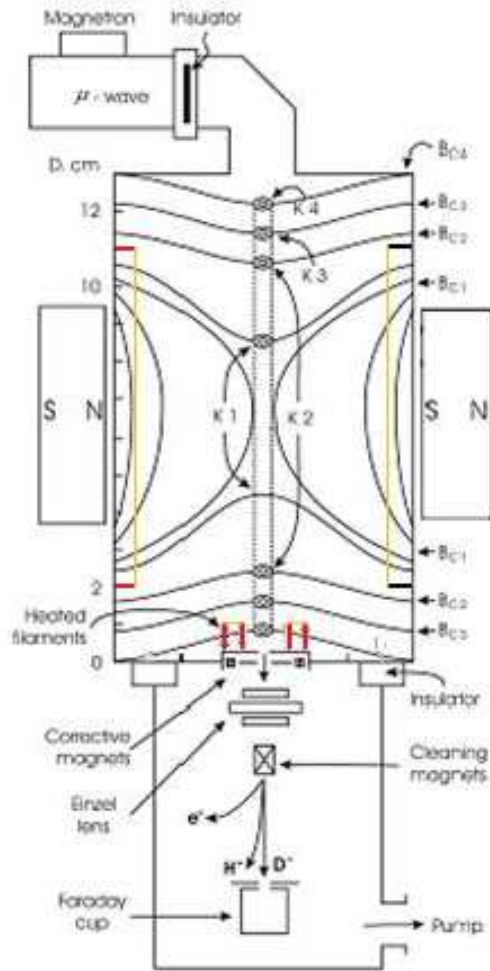
## 2.1 FUENTE MODIFICADA

El esquema principal de la fuente **HELIOS** es descrita en el numeral (2.1) aquí solo se da la localización y geometría del sistema que emite termo electrones. Este sistema se conforma por dos grupos de filamentos de tungsteno de un diámetro de 0.4mm. El primer grupo consiste en 6 filamentos (de una longitud de 3cm) unidos en ambos lados del orificio (de diámetro de 3mm) de extracción de iones en los planos perpendiculares a las líneas de fuerza magnética como se muestra en figura 4. Los filamentos se calientan por la corriente directa. La separación de dos subgrupos de filamentos a una distancia de 0.7cm garantiza que los anillos rotativos podrían tocar la superficie del electrodo plásmico libremente sin ser destruidos. Los electrones de la emisión térmica invaden el espacio entre filamentos formando una capa sobre el orificio de extracción hecho en el electrodo plásmico. El segundo grupo consiste en cuatro filamentos paralelos de una longitud de 6cm colocados por dos en las paredes laterales de la cámara (ver figura 4). El diámetro de estos filamentos es también de 0.4mm. Los electrones de la emisión térmica se difunden a lo largo de las líneas magnéticas y llenan el volumen de la descarga.

## 2.2 ANÁLISIS DEL PAPEL DE LOS TERMO ELECTRONES

Los experimentos cuyos resultados se analizan en este trabajo fueron ejecutados en el Laboratorio de Física del Plasma de RFU por Vladimir Karyaka. La descarga se enciende en una cámara alimentada por microondas de 2.45 GHz y de una potencia de 180W. En el caso de los filamentos no calentados el aumento gradual de la presión del gas hidrogeno conduce al encendido inicialmente de una descarga oscura de baja densidad, cuando la presión alcanza  $1.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  la

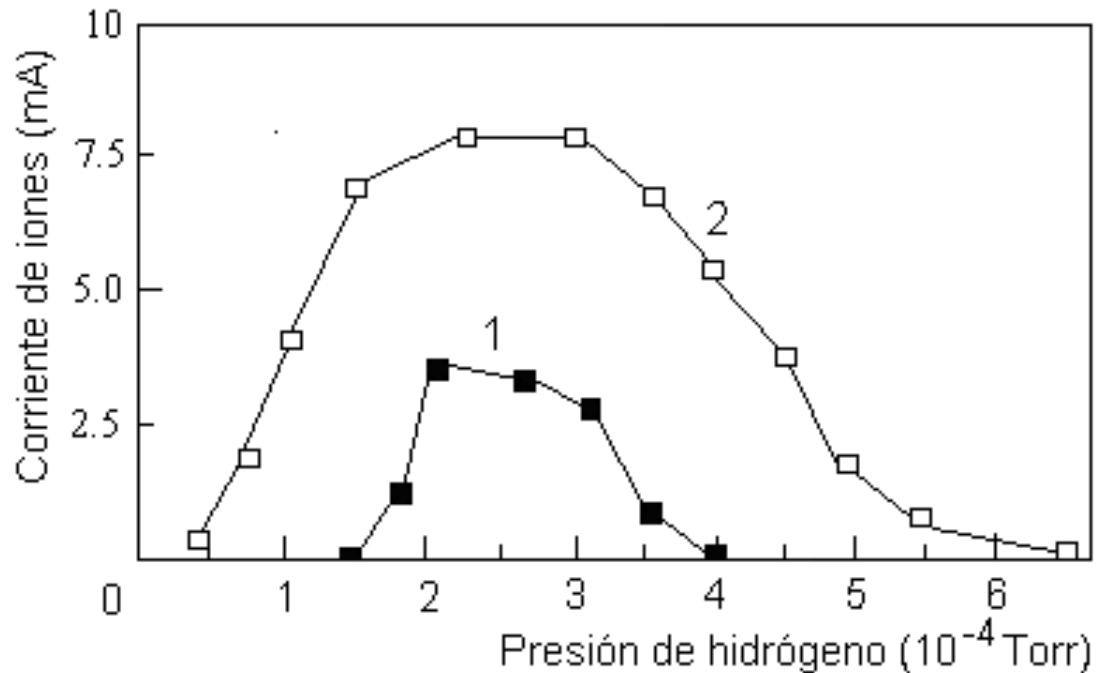
Figura 4. Esquema de la fuente HELIOS con el sistema de termo emisión



descarga salta al estado estable de alta densidad. La estabilidad se pierde cuando la presión prevalece  $2.5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ . El rango de las presiones comprendidas entre estos límites es el régimen operacional de la fuente. Precisamente en este rango de presiones y en el caso cuando el electrodo plásmico se bombardea por uno de los anillos rotativos se observa un máximo rendimiento de la fuente.

El calentamiento de los filamentos hasta las temperaturas de la emisión térmica influye significativamente sobre la descarga: el rango operacional se amplia ocupando una banda de  $0.4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  a  $2.9 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  que es un mejoramiento grande desde el punto de vista operacional. En la figura 5

**Figura 5. Corriente de los iones  $H^-$  vs. presión del gas de hidrógeno: 1-filamentos no calentados, 2- filamentos calientes.**

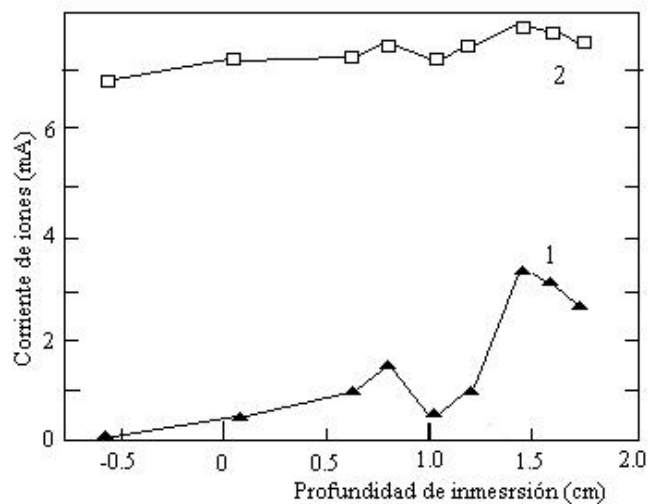


se presentan las tendencias de las corrientes de iones  $H^-$  extraídos bajo un potencial de  $8 \text{ kV}$  contra la presión del gas de hidrogeno para los casos de filamentos no calentados (la curva 1) y calentado hasta  $2450^\circ\text{C}$  (la curva 2). Se ve claramente que el calentamiento de los filamentos produce un aumento significativo en la generación de iones de  $H^-$ . El aporte del grupo de filamentos 1 es decisivo ya que el calentamiento del grupo 2 es responsable por la amplificación del rango operacional de presiones. Los picos en las curvas que muestra la figura 3 aparecen cuando el electrodo plásmico se sumerge en la cámara de descarga (respecto a la superficie de la pared interna de la cámara de descarga) y uno de los anillos rotativos empieza a bombardear la superficie del electrodo produciendo los electrones secundarios. Este efecto es significativo en el caso de los filamentos no calentados que se manifiestan a través de la curva 1 (figura 6) y pierde su importancia cuando los filamentos se encuentran calientes. En este caso la corriente del haz casi no depende de la distancia entre las

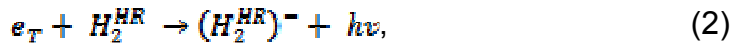
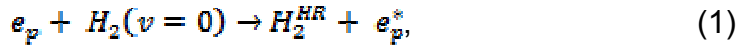
superficie del electrodo plásmico y los anillos rotativos (la curva 2 figura 6). Al confrontar ambas curvas se puede afirmar que los termoelectrones son mucho más efectivos en la producción de iones negativos que los electrones secundarios generados por los anillos rotativos. La eficacia de generación de iones negativos de hidrógeno se aumenta a 2.2 veces. La efectividad se aumenta en ambos posibles canales de generación de iones. Por ejemplo la adhesión de un electrón por una molécula en el estado vibracional  $v = 10$  tiene lugar solo si la energía relativa del par electrón-molécula no supera  $1.5 \text{ eV}$ . La parte de los electrones secundarios con tales energías no es muy grande.

Las moléculas de Rydberg pueden capturar electrones debido a sus polarizabilidades que supone que la energía relativa de molécula – electrón es muy baja. En este sentido los electrones secundarios no pueden adelantar el canal de Rydberg y solo la emisión térmica emprende la cadena de Rydberg. De otra

**Figura 6. Corriente de los iones negativos de  $H^-$  vs. Profundidad de inmersión del electrodo plásmico en la cámara de descarga (potencia de microondas  $175 \text{ W}$  , presión de gas  $2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ). La curva 1 y 2 corresponde a los filamentos de tungsteno sin calentar y calientes respectivamente**



parte el hecho que los electrones secundarios no juegan un papel importante en el caso de los filamentos calentados, y los cálculos de las ecuaciones de balance para ambos canales de generación de iones  $H^-$  evidencian que los procesos en cadena que conducen a la creación de  $H^-$  son:



Aquí  $e_p$  y  $e_T$  son los electrones de la descarga y de la emisión térmica respectivamente,  $v$  es el número cuántico vibracional,  $H_2^{HR}$  y  $(H_2^{HR})^-$  son la molécula y el ion negativo moleculares, ambos en el estado alto de Rydberg. Es importante anotar que los electrones plásmicos en la descarga de 180W se caracterizan por la temperatura de  $50 \text{ eV}$ , que es muy ventajosa para la excitación de niveles altos de Rydberg. El ion negativo en un estado alto de Rydberg ( $n > 10$ ) es muy inestable y con el tiempo característico del orden de  $10^{-9} \text{ s}$  que decae al ion  $H^-$  y al átomo excitado (la reacción 3). La reacción (1) tiene lugar en todo el volumen de la descarga mientras que las reacciones (2) y (3) ocurren en forma predominante en la capa de los termoelectrones y los electrones secundarios. Esta capa es próxima al orificio de extracción que garantiza que la extracción de iones negativos sucede con pérdidas mínimas. La corriente de iones negativos con los filamentos calentados alcanza  $1.1 \text{ A/cm}^2$  mientras que sin calentamiento la densidad de la corriente es de  $0.5 \text{ A/cm}^2$ . Con estas nuevas modificaciones se realizaron los cálculos de las densidades: las de moléculas excitadas:  $n_s = 4.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  y de los iones negativos:  $n_- = 1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

La densidad de los electrones secundarios fue hecha a partir de la expresión:

$$n_s = 2 (n_{eh} \delta + n_1 \delta_1 + n_2 \delta_2 + n_3 \delta_3) v_s v_s^{-1}$$

donde  $n_{eh}, n_1, n_2$  y  $n_3$  son las densidades de los electrones calientes y de los iones  $H^+, H_2^+, H_3^+$  y  $\delta, \delta_1, \delta_2, \delta_3$  son los coeficientes de emisión secundaria,  $v_s$  es

la velocidad media de los electrones emitidos, el factor 2 denota que estos electrones en el campo magnético regresan a la superficie de emisión. La densidad de los termo-electrones es calculada por la ecuación  $n_{TH} = \frac{J}{e v_{Th}}$  donde  $J$  es obtenida mediante la ecuación de Richardson  $J = A T^2 e^{-\varphi/kT}$  donde  $A$  es la constante universal termoiónica y  $\varphi$  es la función de trabajo cuyo valor para el tungsteno utilizado es  $75, 4.54$  eV. El valor de  $n_{TH} = 6.81 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

La velocidad de generación de iones de  $H^-$  es determinada por la expresión:

$$\frac{dn_-}{dt} = \sum_{v=6}^{14} \sigma(v) v_s n_s n^* + \sigma(v) v_T n_T n^*$$

Donde  $\sigma(v)$  es la sección transversal del proceso de adherencia disociativa de moléculas en estados altos de Rydberg en los estados vibracionales  $v=6-14$  que tienen aporte predominante en la producción de iones negativos.

La corriente extraída de los iones negativos se puede expresar como

$I = e \Omega \frac{dn_-}{dt}$ , donde  $\Omega$  es la parte de la capa superficial del volumen, del cual los iones son extraídos  $\Omega = \pi R^2 * 2 \rho_D$ , donde  $R$  es el radio de apertura de la extracción y se determina por la longitud del perímetro del orificio de extracción y  $\rho_D$  es el radio de Debye. En este proceso se debe tener en cuenta que no todos los iones traspasan el área de extracción, una parte de partículas se pierden debido a la colisión con los electrodos. Por esta causa el coeficiente de pérdida  $\eta$  de iones esta en el rango (0.5 – 0.8).

Los resultados calculados para un orificio de extracción de  $3 \text{ mm}$  y el grosor de la capa de los electrones secundarios (el anillo 3)  $h = 0.5 \text{ cm}$  en el caso  $p = 2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ,  $T_e = 55 \text{ eV}$  y el coeficiente de pérdida de las moléculas excitadas en colisiones con las paredes de la cámara de descarga  $\gamma_2 = 10$  y una

sección media de excitación vibracional a los niveles  $v = 6 - 14$   $\sigma = 1.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  arrojan los siguientes resultados  $n_2 \cong 7.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Omega = 5.6 \times 10^{-2} \text{ cm}^3$  y finalmente para la corriente de extracción  $i_- = 0.7 \text{ mA}$ .

Ahora con la adición de los termoelectrones obtendremos:

$$\frac{dn_-}{dt} = (n_2^* n_s + n_2^* n_{Te}) K_{da}$$

La densidad de los termoelectrones es calculada a partir de la fórmula

$$n_{Te} = \frac{J}{e v_{Te}} \text{ que da } n_{Te} = 6.81 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}, \text{ la densidad de moléculas de Rydberg } 4.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ y la densidad de los electrones secundarios } n_s = 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ (3)}.$$

Introduciendo estos datos calculamos la velocidad de generación de iones  $H^-$  en la unidad de volumen:

$$\begin{aligned} \frac{dn_-}{dt} &= (4.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3} (9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} + 6.81 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3})) 6 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\ &= 4.64 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

La corriente extraída de los iones negativos se puede expresar como

$$\begin{aligned} I &= e \Omega \frac{dn_-}{dt} \\ I &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 7 \times 10^{-2} \text{ cm}^3 \times 4.64 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} = 5.19 \times 10^{-3} \text{ A}. \end{aligned}$$

Este valor calculado coincide bien con la corriente detectada experimentalmente (ver Fig.6, la curva superior). Estos cálculos fueron hechos para la temperatura 2300K de los filamentos de tungsteno y el coeficiente de pérdidas 0.5.

Para el cálculo de la densidad de la corriente  $J = \frac{I}{A}$ , donde A es el área de la superficie de extracción que es igual a  $7.0 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$

$$J = \frac{5.19 \times 10^{-3} \text{ A}}{7.0 \times 10^{-2} \text{ cm}^2} = 74 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2.$$

La corriente experimental de  $4.5 \text{ mA}$  que fue obtenido para  $h = 0 \text{ cm}$  (ver Fig.6, la curva superior) da para la densidad  $J = 64.2 \text{ mA/cm}^2$ . Este valor coincide bien con los datos calculados (para la densidad calculada  $74 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ ) pero aun así esta densidad es 3 veces menor de la densidad de corriente de  $200 \text{ A/m}^2$  que es anunciada para las fuentes del programa ITER. Para alcanzar esta densidad de corriente basta calentar los filamentos de tungsteno solo hasta  $2500\text{K}$  que según cálculos nos da  $J = 228 \text{ A/m}^2$ . Si se calienta hasta mayor temperatura se puede lograr mayores corrientes pero el mayor calentamiento produce un problema de enfriamiento de los elementos de la fuente, especialmente el sistema de extracción y las paredes de la cámara de descarga.

En el caso de introducción del sistema de extracción dentro del volumen plásmico a una profundidad de  $0.5 \text{ cm}$  crece densidad de la corriente pues la densidad del plasma crece y crece la densidad de moléculas en los estados de Rydberg altos. Los cálculos, sin tomar en consideración las pérdidas arrojan los siguientes resultados  $n_p \cong 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Omega = 5.6 \times 10^{-2} \text{ cm}^3$

$$= 1.6 \times 10^{-19} \text{ Am.s} \times 5.6 \times 10^{-2} \text{ cm}^3 \times 6.74 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} = 6.03 \times 10^{-3} \text{ Am}$$

y tomando en consideración las pérdidas tenemos  $I = 6.03 \times 10^{-3} \text{ Am} * 0.8 = 4.83 \times 10^{-3} \text{ Am}$  y una densidad de corriente

$$J = \frac{4.83 \times 10^{-3} \text{ A}}{5.6 \times 10^{-2} \text{ cm}^2} = 86.2 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2.$$

Esta densidad de corriente fue calculada para unas condiciones iguales a las experimentales que dieron el valor para la corriente de  $4.7 \text{ mA}$  y para la densidad de corriente  $J(\text{experimental}) = 85.7 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ .

La confrontación de estos resultados verifica un buen desempeño y eficacia en producción de iones negativos de hidrógeno de la adición de los termoelectrones en una plasma de resonancia ciclotrónica electrónica tipo HELIOS.

### 3. CONCLUSIONES

Los resultados de los cálculos muestran que la adición de los electrones de la emisión térmica aumenta significativamente la productividad de la fuente **HELIOS** que es basada en el fenómeno de resonancia ciclotrónica electrónica y no es necesario crear condiciones para formación de anillos plásmicos rotativos. Además es claro que el mecanismo de generación de iones negativos de hidrógeno en el plasma **HELIOS** es la excitación de las moléculas a los estados altos Rydberg que se acompaña por la adherencia disociativa de los termoelectrones de muy baja energía.

Para aumentar la densidad de moléculas excitadas vibracionalmente y excitados hasta altos niveles de Rydberg la temperatura de los electrones plásmicos debe ser elevada hasta 60-70 eV para que tener una alta densidad de tales moléculas en la zona de extracción.

La principal reacción en la producción de iones negativos de H es la adherencia disociativa de electrones por las moléculas excitadas en la capa de los electrones de baja energía.

#### 4. RECOMEDACIONES

Una propuesta para optimizar el rendimiento del HELIOS es la introducción de un filtro magnético que ayudaría a resolver el problema de destrucción de iones  $H^-$  por los electrones rápidos que surgen de los anillos rotativos, lo que además impediría que estos electrones ingresaran en la zona de extracción donde los iones ya están formados.

Para alcanzar la densidad de corriente aceptable para el programa ITER se recomienda aumentar la temperatura de los filamentos de tungsteno hasta 2500K o modificar el sistema de filamentos para aumentar la superficie de la emisión de termo electrones.

Una modificación del sistema de producción de termo electrones puede consistir en el cambio de los filamentos por materiales cerámicos basados en los átomos de raras tierras por ejemplo se puede utilizar  $LaB_6$  que producen una mejor termo emisión de electrones bajo temperaturas más bajas. Esta modificación puede mejorar la eficacia de generación de iones y resolver el problema de sobrecalentamiento de los elementos de la construcción de la fuente, especialmente los electrodos de extracción y focalización de iones.

## BIBLIOGRAFÍA

- (1) ITER ORGANIZATION. Available from Internet: <http://www.iter.org>
- (2) Mc Daniel, W.; WESLEY John & Sons, Collision phenomena in ionized gases Earl. EUA: Inc. New York.
- (3) V. D DOUGAR – JABON, Physica Scripta, Vol. 63 (2001) 322.
- (4) V. D DOUGAR, A. J. CHACÓN VELASCO, and F. A. Vivas, Rev. Sci. Instrum. Vol 69 (2), (1998), 950.
- (5) CHACÓN, Angel José. Tesis Doctoral, Principios básicos de la generación de iones multicargados y iones negativos en un plasma de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE) estratificado. UIS: 2002.
- (6) SCHLEICHER, A. S, STALER, K. R y STEARNS, J. W, Proc. X Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions. V, 2. Paris:1977. p. 870.
- (7) DYACHENKO, B. A, ZIMENKO, V. I, y PALI. M. A, Sov. Phys. Tech. Phys., vol 16 (1972, p. 186) y BERKNER. K. H. LEUNG. D., PYLE, R. V., SCHLACHERT, A. S. y STEARNS J. V., Nucl. Instr. And Meth., vol.183 (2001) 157.
- (8) J. R HISKES Colloque C7 supplément au n° 7, tome 40, Juillet 1979, page C7-179.
- (9) H. B. GILBODY, J. L. CORR. J. Phys. B: Atom. And Molec. Phys, Vol.7, N° 14, 1953 (1974)
- (10) A. V. PHELPS, J. Phys Chem. Ref. Data. 19, 653 (1990).
- (11) B. PEART, and K. T. DOLDER, J. Phys. B 8, 1570 (1975).
- (12) B. PEART, R. A. FORREST y K. DOLDER, J. Phys. B 12, 3441 (1979).
- (13) A. GARSCADDEN and R. NAGPAL, Plasma Sources Sci. Technol., vol 4 (1995) 268.
- (14) R. CELIBERTO, Phys. Rev., vol.60, 2091 (1999).
- (15) K. HASSOUNI, A. GICQUEL, M. CAPITELLI Chemical Physics Letters, vol. 290, 502 (1998).

- (16) A. V. PHILIPS, J. Phys. Chem. Ref. Data. Vol. 19 (1990) 653.
- (17) P. G. DATSKOS, L. A. Pinnaduwege, Phys. Rev. A, Vol 55 (1997) 4131.
- (18) M. ALLAN, S. F. Wong, Phys. Letters. Vol. 41 (1978) 1.
- (19) J. R HISKES, Appl.Phys. Lett. 69, 755 (1996).
- (20) BARDSLEY J.N. and WADEHRA J.M. 1979 *Phys. Rev. A* 20 (1979)1398.
- (21) MOSBACH T. 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 610 [6] MOSBACH T. 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 351–62
- (22) Y. I BELCHENSCO, G. I. DIMOV, V. G. DUDNIKOV, *Proced. Of the 2° Symp. On Ion source and formation of Ion Beams*, LBL- 3 339, Berkeley, California, USA, Oct 1974.
- (23) HISKES J.R. 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 4592–4
- (24) HISKES J.R. and KARO A.M. 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 6621–32
- (25) HALL R.I., CADEZ I., LANDAU M., PICHOU F. and SCHERMAN C. 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 337–40
- (26) WADEHRA, J. M. and BARDSLEY, J. N. "Enhanced Production of Negative Ions in Low-Pressure Hydrogen and Deuterium Discharges", *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 449 (1991)