



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO Y
CARACTERIZACIÓN DE UN PLASMA DE
RESPLANDOR

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

PRESENTA:

VERÓNICA VICUÑA HERNÁNDEZ

TUTOR:

DR. ANTONIO MARCELO JUÁREZ REYES



2008

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Apellido paterno: Vicuña

Apellido materno: Hernández

Nombre: Verónica

Teléfono: 58 78 70 79

Universidad: Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad: Facultad de Ciencias

Carrera: Física

Número de cuenta: 3-0027277-8

2. Datos del tutor

Grado: Dr.

Nombre: Antonio Marcelo

Apellido paterno: Juárez

Apellido materno: Reyes

3. Datos del sinodal 1

Grado: Dr.

Nombre: Horacio

Apellido paterno: Martínez

Apellido materno: Valencia

4. Datos del sinodal 2

Grado: Dr.

Nombres: Víctor Manuel

Apellido paterno: Velázquez

Apellido materno: Aguilar

5. Datos del sinodal 3

Grado: Dra.

Nombre: Citlali

Apellido paterno: Sánchez

Apellido materno: Aké

6. Datos del sinodal 4

Grado: Dr.

Nombre: Luis

Apellido paterno: Rodríguez

Apellido materno: Fernández

7. Datos del trabajo escrito

Título: Análisis Espectroscópico y Caracterización de un Plasma de Resplandor

Número de páginas: 95

Año: 2008

A mis padres:
Luisa Hernández Sánchez y Samuel Vicuña Reyna

*Por las enseñanzas acerca de la vida,
por el apoyo incondicional, por sus cuidados y su protección,
pero sobre todo por su amor, que a mis hermanos y a mí, de sobra nos han sabido dar.*

Agradecimientos

Este trabajo se realizó con el apoyo de los proyectos CONACYT-42630 y PAPIIT UNAM IN110907. Agradezco a PRONABES por la beca otorgada durante la licenciatura, a ECOES por la beca otorgada para la movilidad estudiantil. Al Instituto de Ciencias Físicas de la Universidad Nacional Autónoma de México ICF-UNAM, y al Laboratorio de Colisiones de dicha institución, por el lugar y apoyo que me fueron otorgados como participante en el desarrollo de los proyectos asociados a los plasmas.

Agradezco al Dr. Antonio Marcelo Juárez Reyes, tutor y amigo. Por su gran apoyo y oportunidad otorgados durante el desarrollo de la presente. Por su enorme paciencia para explicar y orientar a ésta estudiante, todas esas veces que intentaba atornillar a la izquierda tornillos de mano derecha.

Agradezco al Dr. Jaime de Urquijo Carmona, por haberme concedido en muchas ocasiones su tiempo para aclarar aquellas grandes dudas, pero sobre todo por sus valiosas sugerencias en el desarrollo de la presente tesis.

Agradezco a los integrantes del jurado: Dr. Horacio Martínez, Dr. Víctor Manuel Velázquez, Dra. Citlali Sánchez y Dr. Luis Rodríguez por sus valiosas observaciones, que ayudaron a la mejora del presente trabajo.

A los técnicos del laboratorio de colisiones, Ing. Armando Busto Gómez y Tec. Ricardo Gabriel Bustos Maya, por sus contribuciones de diseño y electrónica para establecer el sistema experimental. También quiero agradecer a mis amigos y compañeros de laboratorio, por todo su apoyo y colaboración, en especial a Hugo, por su gran colaboración en la elaboración de aquellos electrodos tan especiales.

Agradezco a mi familia, especialmente a mi abuelo Buenaventura Vicuña Loreda, por su apoyo, sus consejos y su compañía, por que mi respeto y cariño hacia su persona, los he valorado más al paso del tiempo. A mis padres, por el apoyo, y por toda la motivación que siempre he recibido de su parte. A mis hermanas y a mis hermanos por todo éste tiempo que juntos hemos vivido y crecido. A mis amigas y a mis amigos, por todas esas sonrisas que han pintado en mi faz, además por que siempre han estado junto a mí, de igual manera, en tiempos buenos y en tiempos difíciles.

Por último quiero mencionar y agradecer al "Dickinson"(mi mascota) por estar en mi vida.

Índice general

1. Introducción	5
2. Conceptos	7
2.1. Conceptos Generales de plasmas	7
2.1.1. Parámetro de campo eléctrico normalizado a la densidad, E/N .	7
2.1.2. Movilidad iónica y electrónica	8
2.1.3. Camino libre medio y conceptos relevantes de termodinámica estadística	8
2.1.4. La descarga de resplandor: propiedades y geometría	9
2.1.5. Sondas de Langmuir y conceptos asociados	14
2.1.6. Criterios de ruptura: Ley de Paschen	23
2.1.7. Procesos de ionización en plasmas de resplandor	25
2.2. Conceptos generales de espectroscopía óptica	27
2.2.1. Notación atómica	27
2.2.2. Notación molecular	29
2.2.3. Reglas de selección de transiciones dipolares	30
2.2.4. Estados metaestables y transiciones no dipolares	31
3. Dispositivo experimental	33
3.1. Sistema de vacío	33
3.1.1. Medidores de vacío medio y Medidores de alto vacío (Pirani y ion-gauge)	35
3.1.2. Bombas de vacío intermedio y alto	35
3.2. Sonda de Langmuir	36
3.3. Espectroscopía de Emisión	37
3.4. Monocromador óptico	39
4. Resultados	41
4.1. Caracterización de la curva $I(V)$	41
4.2. Curvas de Paschen en argón y aire	41
4.3. Espectroscopía óptica en descargas de Argón y aire	49
4.4. Mediciones de temperatura electrónica en el plasma	59
5. Conclusiones	69

I Anexos	71
II Anexos	83

Índice de figuras

2.1.	Esta curva muestra las distintas regiones características de una descarga. El presente trabajo se especializa en la región de descarga normal o de resplandor.	10
2.2.	Diferentes regiones de la descarga de resplandor	12
2.3.	Distribución del campo eléctrico E , potencial V , densidad de espacio cargado ρ^+ y ρ^- , y densidad de corriente J^+ y J^- en una descarga de resplandor [2]	13
2.4.	Curva idealizada de la relación corriente-voltaje en una sonda de Langmuir	19
2.5.	Ley de Paschen, los valores V_r y pd son tomados de la referencia [1] . . .	23
3.1.	Esquema experimental de la descarga	34
3.2.	El diagrama muestra la entrada del gas a expulsar empujado por el rotor hacia la cámara de bombeo que libera el gas.	36
3.3.	Circuito de conexión de la sonda con el plasma	37
3.4.	Circuito de conexión de la sonda con el plasma	37
3.5.	Esquema experimental montado para observar la emisión óptica de la descarga	38
3.6.	Esquema de un monocromador	39
4.1.	$I(V)$, donde se identifica la región de resplandor (glow)	42
4.2.	Serie 1 y serie 2 de curvas $V(pd)$, para Ar, con electrodos de Al	43
4.3.	Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de aluminio, $d = 1cm$, serie 1	44
4.4.	Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de aluminio, $d = 1cm$, serie 2	44
4.5.	Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de cobre, $d = 1cm$	45
4.6.	Comparación de los resultados obtenidos con la referencia [1]	46
4.7.	Ley de Paschen en aire, $d = 1cm$	47
4.8.	Ley de Paschen en aire, $d = 0,5cm$	48
4.9.	Espectro de la descarga en Ar, con líneas de asignación del NIST	50
4.10.	Región 1 del espectro de Ar, con traslape con la serie de datos del NIST	51
4.11.	Región 2 del espectro de Ar, con traslape con la serie de datos del NIST	52
4.12.	Espectro de la descarga en Aire	53
4.13.	Emisión óptica de una descarga de aire [6]	54
4.14.	Espectro de la descarga en Aire	55
4.15.	Espectro de la descarga en Aire	56
4.16.	Espectro de la descarga en Aire	57

4.17. $I(V)$ para Ar, presión $0,854\text{torr}$	60
4.18. $I(V)$ para Ar, presión $0,854\text{torr}$	61
4.19. $I(V)$ para Ar, el valor, V_p , es para la región que se aproxima a la curva característica idealizada	62
4.20. Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.17	63
4.21. Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.18	64
4.22. Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.19	64
4.23. $I(V)$ para Aire, presión $1,74\text{torr}$	65
4.24. $I(V)$ para Aire, presión $0,87\text{torr}$	66
4.25. $I(V)$ para Aire, presión $0,32\text{torr}$	66
4.26. Aproximación lineal para Aire, presión $1,74\text{torr}$	67
4.27. Aproximación lineal para Aire, presión $0,87\text{torr}$	68
4.28. Aproximación lineal para Aire, presión $0,32\text{torr}$	68
5.1. Sistema que genera el alto vacío en la cavidad	85
5.2. Electrodo de cobre con la sonda de Langmuir montada	85
5.3. Válvulas que conectan el sistema de vacío	86
5.4. Bomba Difusora del sistema experimental, muestra la circulación del agua para enfriar y condensar	86
5.5. Bomba Difusora conectada al sistema	87
5.6. Descarga de resplandor con la sonda de Langmuir	87
5.7. Descarga de Resplandor con la sonda de Langmuir	88
5.8. Descarga de resplandor con la sonda de Langmuir	89

Capítulo 1

Introducción

Y en el principio solo era el Caos,
y Gea la tierra, y Urano el Cielo,
y Eros la fuerza de atracción y repulsión.

Hesíodo.

Desde tiempos remotos el ser humano se ha maravillado con diversos fenómenos naturales, tales como: Auroras Boreales, tormentas eléctricas, *fuego de St.Elmo* (destello que aparece en los mástiles de los barcos durante las tormentas). Todos han sido motivo de sorpresa y temor, de supersticiones, mitos y leyendas. Todos estos fenómenos son, sin embargo diferentes aspectos del mismo fenómeno físico: todos ellos son plasmas en uno u otro régimen. Los plasmas, dependiendo de distintos factores que detallaremos en el presente trabajo, presentan características particulares. En función de estas características se catalogan en plasmas débilmente ionizados, de corona, de resplandor o de arco [10]. En este trabajo nos enfocaremos a un régimen especial de plasma denominado *plasma ó Descarga de resplandor*, con el objetivo de conocer las diferentes características que lo identifican, con miras a futuro de observar el cambio de éstas por medio de la interacción de radiación láser.

Las descargas de resplandor se distinguen por sustentarse con corrientes en el intervalo de $10^{-1} - 10^{-3}$ Amperes. Así mismo presentan un resplandor característico, que se manifiesta en la región catódica, y, sobre todo, por presentar valores constantes de voltaje entre los electrodos. Esto ocurre aún cuando se incrementa el valor de la corriente que circula por la descarga. Además existe una correlación entre la conductividad y la temperatura de la descarga. El presente trabajo se enfoca a caracterizar, de manera integral, las distintas propiedades y características de una descarga en el régimen de resplandor. Para este efecto se emplean diferentes técnicas de tipo electrostático, y óptico.

En particular, se presenta la caracterización para una descarga de resplandor de Aire y para una descarga de resplandor de Argón de baja densidad, con dos tipos de electrodos: de aluminio planos y otros de igual forma pero de cobre.

Así mismo los plasmas de resplandor encuentran aplicaciones en la detección de partículas muy diluidas; concentraciones isotópicas y en el estudio de agregados metálicos, que pueden generarse por el desprendimiento del material de los electrodos por impacto de los iones presentes en la descarga, entre otras aplicaciones [10].

Para llevar a cabo la caracterización del plasma de resplandor, se implementó un sistema experimental que permite la caracterización de éste por medio de espectros de emisión,

sondas de Langmuir y el voltaje de la descarga. Para ello se construyen e instalan los diversos componentes, de vacío y electrónica que serán descritos con mayor amplitud en la sección instrumental.

El presente trabajo está dividido en cuatro secciones principales: conceptos, descripción del dispositivo experimental, resultados y conclusiones. En el capítulo de *conceptos* se sintetiza de una manera muy general la física que engloba el proceso de caracterización del plasma. Se describen los conceptos básicos que se relacionan con los plasmas en el régimen de resplandor, a las sondas de Langmuir, a conceptos termodinámicos relevantes, así como también los necesarios para describir la óptica del sistema. En el capítulo correspondiente al *Dispositivo experimental*, se describe la estructura del sistema experimental, se da una breve descripción de cada uno de los elementos involucrados, su funcionamiento y la física que lo desarrolla. También se presentan los esquemas experimentales, y, se resalta el papel que juegan cada uno de los elementos del sistema experimental, para desarrollar el objetivo del presente trabajo, desde la obtención del plasma en una celda, hasta la caracterización de sus propiedades. En el capítulo de los *Resultados* se presentan las mediciones obtenidas, así como el análisis de estas, por medio de gráficas, tablas y su correspondiente comparación con datos disponibles en la literatura. Se presentan las curvas de Paschen obtenidas para la descarga de Argón y Aire, el análisis de la óptica de la descarga, las mediciones de la temperatura electrónica y su correspondiente densidad. Finalmente, en el capítulo de *Conclusiones* se habla de manera general de cada uno de los resultados obtenidos. Además, se hacen sugerencias de ello con miras a mejorar el sistema y prepararlo para estudios posteriores de interacción entre láseres pulsados y el plasma caracterizado en este trabajo de tesis.

Capítulo 2

Conceptos

2.1. Conceptos Generales de plasmas

En esta sección se presentan las definiciones más importantes que serán empleadas en el resto de éste trabajo. En particular se definirán los conceptos más relevantes relacionados con las descargas de resplandor. Entre estos conceptos sobresale: el campo eléctrico normalizado a la densidad, E/N , la definición de la velocidad de deriva electrónica, v_e , la movilidad electrónica, μ_e , el coeficiente de ionización primaria, α , el coeficiente de ionización secundaria, γ , la distribución de Maxwell-Boltzman, la longitud de Debye entre otros, además se da una breve descripción básica, acerca de la notación atómica y molecular. Éstas son empleadas para identificar las transiciones ópticas, obtenidas en el espectro de emisión del plasma.

2.1.1. Parámetro de campo eléctrico normalizado a la densidad, E/N

El campo eléctrico normalizado a la densidad de las partículas, es un parámetro que está directamente relacionado con la energía media de las partículas bajo el efecto del campo eléctrico. La energía promedio de los electrones, depende del valor del campo y del número de moléculas por unidad de volumen, N . Como el número de colisiones entre las partículas, es proporcional a la densidad N , entonces, éstas influyen en la distribución de energía de las partículas. Por ejemplo, bajo una colisión elástica, los electrones pierden energía cinética al colisionar con átomos o iones, esto, debido a la gran diferencia entre sus masas. Además, debido a la fuerza de Coulomb el movimiento del electrón depende del valor del campo eléctrico. Por lo anterior la energía promedio de cada electrón depende del balance entre la energía que recibe del campo eléctrico, E , y de la energía que pierde por colisiones, que depende de la densidad, N . Es decir, la medida promedio de la energía depende de el campo normalizado a la densidad, E/N . En el presente trabajo la unidad de medida E/N es el Townsend ($1Td = 10^{-17} V cm^2$).

2.1.2. Movilidad iónica y electrónica

Velocidad de deriva v_e

La velocidad de deriva, es una velocidad promedio sobre un ensamble de partículas que se encuentran bajo la acción de un campo eléctrico externo. Ésta velocidad corresponde a la velocidad del centro de masa del ensamble de partículas.

Coefficiente de ionización primaria, α

El *Coefficiente de ionización primaria de Townsend*, cuantifica la probabilidad de ionización en un gas debida al impacto de los electrones con los átomos o moléculas neutros normalizado a la longitud. La ionización puede ocurrir cuando un electrón, con energía cinética mayor al umbral de ionización de la molécula colisiona contra ésta y la ioniza. En un enjambre, el coeficiente de ionización α indica la cantidad de pares electrón-ión creados por impacto electrónico, por unidad de longitud.

2.1.3. Camino libre medio y conceptos relevantes de termodinámica estadística

Los diferentes procesos de ionización involucran colisiones entre las partículas del gas (moléculas, átomos, iones, electrones, etc). Es por ello que el concepto de camino libre medio es fundamental en la descripción de los diferentes procesos. Las descripciones de la temperatura y de la densidad electrónica se hacen bajo la suposición de que los electrones presentan una distribución de energía Maxwell-Boltzman. En esta sección se da una breve descripción de estos conceptos.

Distribución de Maxwell-Boltzman

Considerando la naturaleza aleatoria de los procesos de colisiones entre partículas, James C. Maxwell y Ludwig Boltzman, mostraron de manera independiente que la probabilidad de que N moléculas de un total de N_t moléculas tengan velocidades entre v/v_p y $(v + dv)/v_p$, donde v_p es la velocidad más probable, es:

$$\frac{dN}{N_t} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p} \right)^2 \exp(-v/v_p)^2 \frac{dv}{v_p} \quad (2.1)$$

Se substituye el valor de la velocidad más probable de acuerdo a la relación con la energía cinética $\frac{1}{2}mv_p^2 = kT$ [13], entonces se obtiene:

$$\frac{dN}{dv} = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (2.2)$$

Esta distribución de velocidades considera un gas que no presenta difusión o aceleración de las partículas debido a un campo o fuerza externa. Además, se considera que el gas se encuentra en equilibrio térmico, es decir que no se puede extraer trabajo útil de él. Cabe mencionar que, debido a la presencia del campo eléctrico y la densidad de carga

espacial, un gas ionizado como el que estamos tratando en el presente trabajo puede no ser tan idealizado, pues se encuentra fuera del equilibrio termodinámico. Sin embargo, para campos eléctricos débiles, la distribución de Maxwell-Boltzmann presenta una aproximación útil para definir conceptos relevantes.

Camino libre medio

La distancia que una partícula recorre entre dos sucesivas colisiones es llamada *camino libre medio*. El camino libre medio es una cantidad aleatoria que depende de la concentración de átomos en un recipiente.

La probabilidad de un camino libre λ de longitud x , es igual a la probabilidad de colisiones entre dos partículas entre x y una pequeña distancia $x + dx$.

Se consideran colisiones entre dos partículas esféricas con diferente radio. Así, la probabilidad, es dn/n_0 , en base a el número de partículas se escribe de la siguiente manera:

$$n = n_0 \exp -N\pi (r_1 + r_2)^2 x \quad (2.3)$$

Donde n es el número de partículas que se encuentran a una distancia x y n_0 es el número inicial de partículas. N corresponde a la densidad del gas, r_1 y r_2 corresponden a las partículas de radios diferentes que colisionan. De esta manera, el camino libre medio multiplicado por el número total de partículas, debe ser igual a la suma de los caminos libres individuales multiplicada por el número de partículas que colisionan después de viajar tal camino libre, por lo que se obtiene, [13]:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\pi (r_1 + r_2)^2 N} \quad (2.4)$$

Esto significa que el camino libre medio es igual a el recíproco de la sección transversal efectiva de colisión, que en este caso corresponde a la área de esferas consideradas. La relación entre los radios describe diferentes tipos de colisiones entre partículas, por ejemplo, si las partículas incidentes son moléculas del mismo gas, entonces $r_1 = r_2$. Para el caso en que las partículas incidentes sean electrones, la relación entre los radios es: $r_1 \ll r_2$, entonces se podría desprestigiar r_1 . Lo cual indica que los electrones tienen un camino libre medio mayor al de un átomo, debido a la diferencia entre sus tamaños. La longitud del camino libre depende de la temperatura y la presión, ya que la densidad molecular depende de estas dos cantidades.

Cabe mencionar también que estas expresiones se desarrollan bajo el modelo de *esferas duras*, en el cual, se considera que los radios de las partículas no cambian durante todo el proceso de las colisiones. Una aproximación más cuidadosa de la colisión debería incluir el efecto del campo coulombiano, la polarización eléctrica y otros factores. En la práctica la aproximación de esfera dura es adecuada para descripciones generales, como la que se presenta en esta tesis.

2.1.4. La descarga de resplandor: propiedades y geometría

El régimen en el que se encuentra una descarga entre un par de electrodos, está caracterizada por una función $V = F(I)$, ver figura ??, que describe varios regímenes de

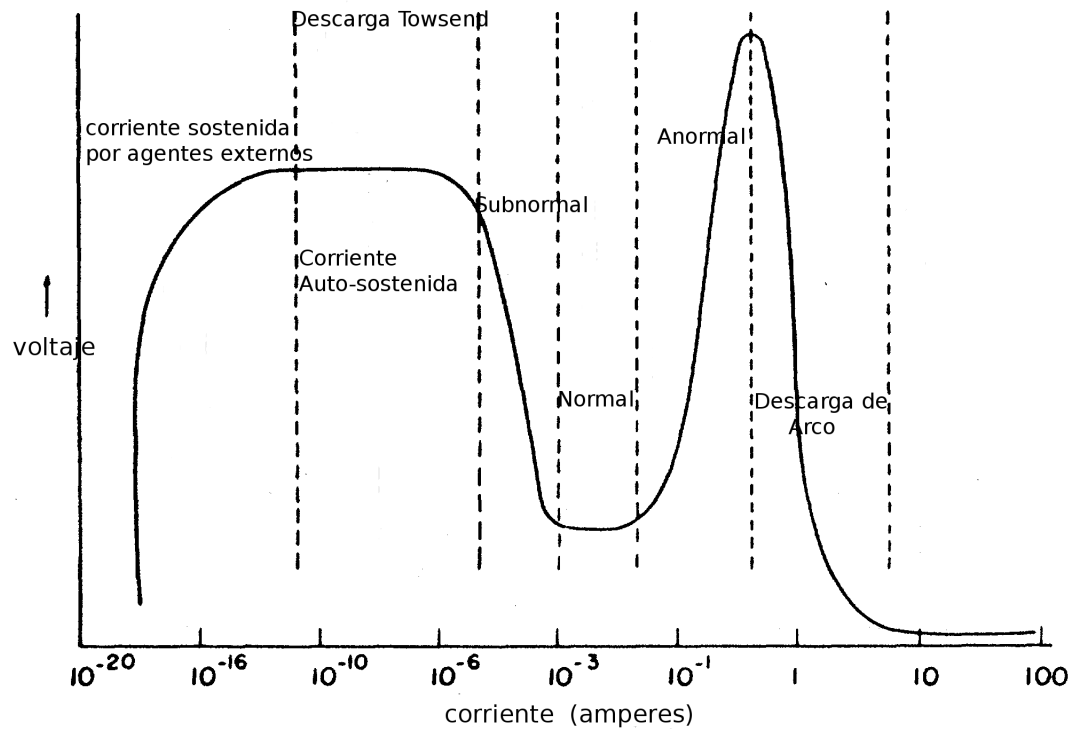


Figura 2.1: Esta curva muestra las distintas regiones características de una descarga. El presente trabajo se especializa en la región de descarga normal o de resplandor.

la descarga que, dependiendo del rango de la corriente, reciben el nombre de régimen de Townsend, de corona, subnormal, de resplandor, anormal y de arco, ordenadas de menor a mayor corriente, respectivamente. Cuando un potencial, V , es aplicado través de dos electrodos en serie con una resistencia de corriente limitada R , sobrepasa un voltaje crítico, se produce una corriente autosostenida. Un electrón primario, generado por agentes externos (por ejemplo, un rayo cósmico u otro tipo de radiación ionizante), recibe del campo eléctrico suficiente energía antes de la colisión para producir eventos subsecuentes de ionización. Como consecuencia de estos eventos secundarios de ionización, que a su vez generan otros, la descarga puede ser mantenida incluso sin la ionización externa. Los diferentes regímenes de la descarga se muestran esquemáticamente en la figura 2.1 y se describen a continuación de una manera muy general para un plasma idealizado. En general, y dependiendo del tipo de plasma, algunas de las características mencionadas aquí pueden no estar presentes en casos particulares.

1. **Descarga Oscura o Descarga de Townsend** (Dark discharge). Se lleva a cabo en corrientes del orden de $10^{-7} - 10^{-6} A$. Está caracterizada por un voltaje constante interelectródico, V_e , a distintas corrientes. Esta descarga presenta tan baja densidad de carga que no emite luz apreciable. Los efectos de carga espacial son despreciables en este régimen.
2. **Descarga de resplandor subnormal** (subnormal glow discharge). Es una región de transición, entre la descarga negra y la región normal, donde el voltaje decrece hasta alcanzar un voltaje constante. El decremento de voltaje se debe a la creación de una región de carga acumulada. Esta carga acumulada se genera debido a que las movilidades electrónica e iónica son muy diferentes. Al difundirse los electrones de manera más rápida, crean una región cerca del cátodo que presenta un desbalance de carga positiva.
3. **Descarga de resplandor normal** (Normal glow discharge). Se caracteriza por ser de voltaje constante para distintas corrientes. Debido a que los electrones son suficientemente energéticos, estos pueden excitar a los átomos y moléculas neutros del plasma, produciendo así una lumiscencia visible en ciertas regiones de la descarga. Se lleva cabo para corrientes mayores a las de la descarga oscura, del orden de $1 - 100mA$.
4. **Región de resplandor anormal** (Abnormal glow discharge). En esta región la curva de voltaje-corriente, presenta un incremento en el voltaje, que se eleva hasta llegar a una área de saturación a causa del incremento de la corriente y la lumiscencia. De la misma manera que el voltaje y la corriente incrementan, la energía promedio de los iones que bombardean el cátodo también incrementa. Las corrientes son del orden de $1A$.
5. **Descarga de arco** (Arc discharge). Ocurre a partir de corrientes de $1 - 10A$. El voltaje cae varias decenas de volts, llegando a un valor menor o igual al del potencial de ionización. Esto se debe a que los iones que colisionan con el cátodo, aumentan la temperatura de este causando emisión termiónica, de esta manera la descarga requiere un campo eléctrico menor para establecer los procesos de ionización, por lo que el potencial cae [2].

El presente trabajo se centra, principalmente, en el estudio de las descargas en la región de resplandor. Las propiedades y la apariencia de éstas regiones depende de diversos factores, tales como la presión, la geometría del recipiente que contiene el gas, la forma, tamaño, material y separación de los electrodos, así como del tipo de gas, en nuestro caso Aire y Argón.

Geometría de la descarga luminiscente

En esta sección se describen las características generales y las diferentes regiones que presenta la descarga luminiscente o descarga de resplandor, así como su relación con el campo eléctrico, el potencial y las densidades de carga y corriente. La región

Diagrama esquemático de la descarga en un gas.

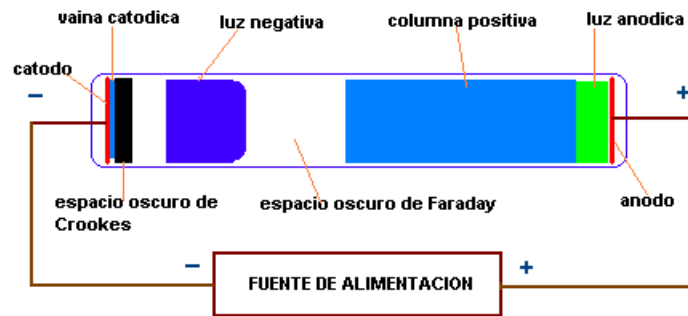


Figura 2.2: Diferentes regiones de la descarga de resplandor

correspondiente a la descarga de resplandor, es una región estable en la cual se pueden implementar técnicas útiles de espectroscopía, como la optogalvánica [2], entre otras. Las diferentes regiones de la descarga se muestran en la figura 2.2. El comportamiento del campo eléctrico, la densidad de carga, y la densidad de corriente, se muestran en la figura 2.3, para ambas cargas: positiva y negativa.

- Espacio oscuro Aston y vaina catódica.** Es una delgada región cercana al cátodo, donde los electrones presentes, tienen una energía inicial del orden de $1eV$. Estos electrones se encuentran en esta región debido a que son extraídos del cátodo por efecto fotoeléctrico, o por colisiones de iones positivos. La energía que presentan se debe a que son acelerados por el campo eléctrico presente. En esta región, los electrones no han alcanzado la energía de ionización del gas. Después de esta zona, se encuentra una región que cubre el cátodo, de débil luminosidad donde los electrones ya han obtenido una energía correspondiente a la máxima en la función de excitación.
- Espacio de Crookes.** Caracterizada por la presencia algunos electrones que, a causa de colisiones inelásticas, pierden energía cinética haciéndose lentos. Pero otro gran número de electrones, tiene una mayor cantidad de energía cinética, incluso mayor a la de la máxima excitación atómica. Los electrones lentos son los responsables de la débil luminosidad en esta región, mientras los electrones más rápidos generan una luminosidad mas intensa, debido a que inducen ionización con alta eficiencia. En esta región aumentan, asimismo, el número de electrones, y, debido a las diferentes movilidades de los iones y de los electrones, se genera un intenso espacio de carga positiva, que reduce el campo electrico local.
- Luminiscencia negativa.** En esta zona la mayoría de los electrones más energéticos, ya ha alcanzado el cátodo, y, el número de electrones de baja energía es mayor. Entonces la eficiencia de ionización decrece, mientras, la excitación atómica se vuelve altamente eficiente, debido a las colisiones inelásticas que producen

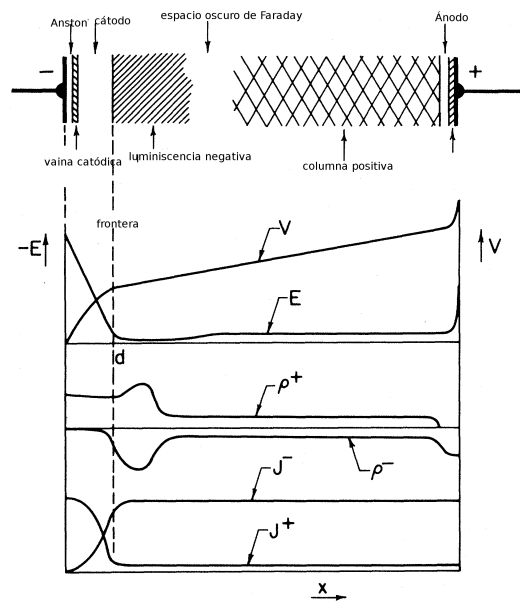


Figura 2.3: Distribución del campo eléctrico E , potencial V , densidad de espacio cargado ρ^+ y ρ^- , y densidad de corriente J^+ y J^- en una descarga de resplandor [2]

los electrones de baja energía. Se produce un incremento en la luminosidad en la frontera de esta región.

- d) **Región de Faraday.** Es la región oscura que aparece seguida de la "luminiscencia negativa". La reducción del campo eléctrico, debido a los espacios de carga positiva que se producen en la región de Crookes, favorece la combinación de iones y electrones. Así, la energía electrónica promedio decrece al igual que la luminosidad conforme aumenta la distancia al cátodo.
- f) **Columna positiva.** Esta zona se caracteriza por tener una luminosidad uniforme o con estrías delgadas de mayor intensidad. La componente axial del campo eléctrico es casi constante y de varios órdenes de magnitud menor al de la región oscura. Esto indica que el plasma es neutral en casi cualquier punto, ver figura 2.2. En esta región, los electrones se mueven esencialmente de manera aleatoria. Su velocidad de deriva es muchos órdenes de magnitud menor que su velocidad aleatoria.
- g) **Descarga del ánodo o luz anódica.** En proximidad al ánodo, una región de carga negativa es generada, debido a la atracción de electrones hacia el ánodo, y, a la repulsión de los iones por la carga del ánodo. De ésta manera el campo eléctrico incrementa otra vez con respecto al valor que tenía en la columna positiva. Los electrones provenientes de la columna positiva son acelerados contra el ánodo por el campo eléctrico, produciendo una "luz anódica" frente a él.

2.1.5. Sondas de Langmuir y conceptos asociados

Como parte de la caracterización de un plasma, se requiere medir la temperatura de los portadores de carga presentes, así como la densidad de éstos. Para ello se requiere de una técnica adecuada de diagnóstico. Además, se requiere también conocer otras propiedades del plasma, que involucren el uso de la técnica. Ya que se requiere tener un diagnóstico de las posibles perturbaciones al sistema con la medición.

En esta sección se describe el uso de la técnica de Langmuir para medir temperatura y densidad electrónica del plasma. También, se da una breve descripción de los conceptos físicos que involucra.

Las técnicas de diagnóstico de plasma se pueden dividir en dos grupos:

1. Técnicas de diagnóstico pasivas. Mediante las cuales el plasma no es perturbado por la medición. Un ejemplo de técnica pasiva, es la medición del espectro de emisión del plasma, en la cual se detecta la luz emitida por la descarga, sin perturbar a ésta.
2. Técnicas de diagnóstico activas. Las cuales pueden perturbar ligera o considerablemente al plasma. En la práctica se busca que la perturbación sea lo más pequeña posible, a fin de medir de manera confiable las propiedades del plasma. Tal es el caso, de la sonda eléctrica o sonda de Langmuir.

En las siguientes secciones se describirán los conceptos de temperatura y densidad asociados con perturbaciones, con miras a establecer las bases para que en capítulos posteriores se haga un análisis de temperatura y densidad de nuestro sistema.

Temperatura del ión y del electrón

Los mecanismos físicos fundamentales en la descripción de los plasmas son: la excitación, la relajación, la ionización, y la recombinación entre otros. Para mantener el equilibrio entre las densidades de iones y electrones, los procesos de recombinación deben ser balanceados por los procesos de ionización. Para que esto ocurra es necesaria la presencia de un campo eléctrico que imparta la suficiente energía a los electrones presentes, para que éstos induzcan fenómenos de ionización.

Sean m_e y m_i las masas del electrón y del ión respectivamente. Considerando un campo eléctrico E actuando en un ión inicialmente estacionario, el trabajo, W , ejercido sobre el ión es:

$$W = Fx = Eex = Ee\frac{1}{2} \frac{Ee}{m_i} t^2 = \frac{(Eet)^2}{2m_i} \quad (2.5)$$

El mismo análisis es aplicable a los electrones, pero considerando que $m_e \ll m_i$, entonces es posible observar que para un mismo valor de campo E , $W_e \gg W_i$. La fuerza de coulomb es la misma para iones y electrones en un plasma, pero debido a la diferencia de masas, para la misma energía cinética, los electrones tienen una velocidad mayor a la de los iones.

El concepto de temperatura de una distribución de Maxwell-Boltzmann puede ser aplicado a electrones en un plasma. Basada en una hipótesis de un gran número de electrones

de masas iguales colisionando entre sí, y además, con las moléculas e iones presentes en el plasma, con ángulo de impacto variante. Esta aproximación es válida para un sistema en equilibrio.

Con lo que respecta a un gas ionizado, éste puede tener una distribución muy diferente. Un tratamiento riguroso de la temperatura de un electrón en un medio fuera del equilibrio se trata apropiadamente con la ecuación de Boltzman, pero este tema sale del alcance de la presente tesis.

Suponiendo que la aproximación de Maxwell-Boltzman es adecuada, entonces:

$$\frac{1}{2}m_e\bar{v}_e^2 = \frac{3}{2}kT_e \quad (2.6)$$

Donde \bar{v} es la velocidad media. La expresión 2.6 es válida también para átomos neutros [3]. En realidad la función de energía de los electrones $F(E)$ puede tomar formas distintas a la maxwelliana, aunque a energías moderadas puede aproximarse con ésta. Por lo anterior es posible asignar una temperatura equivalente de los electrones T_e . Dependiendo del grado de interacción, los electrones del plasma pueden tener una energía muy diferente a la de los iones y partículas neutras. Además T_e puede ser muy diferente a la temperatura de los átomos o moléculas neutras del gas, que es típicamente la temperatura ambiente.

Potencial del plasma

Existen tres conjuntos principales de partículas en el plasma, iones, electrones y partículas neutras, las cuales son diferentes en masa y temperatura. En general la expresión 2.7 para la velocidad media, es válida para los tres tipos de conjuntos [3]:

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} \quad (2.7)$$

La *densidad electrónica* n_e , y la *densidad iónica* n_i , son iguales en promedio. Su valor es conocido como la *densidad del plasma* n , este número es mucho menor que la densidad de partículas neutras n_0 . Si colocamos dentro del plasma una pequeña placa metálica de dimensiones lineales, aislada eléctricamente, ésta será impactada por los electrones e iones presentes en el plasma. Las expresiones 2.8 y 2.9, corresponden a la densidad de corriente electrónica e iónica, respectivamente: [3].

$$j_e = \frac{en_e\bar{v}_e}{4} \quad (2.8)$$

$$j_i = \frac{en_i\bar{v}_i}{4} \quad (2.9)$$

Tomando en cuenta que \bar{v}_e es mucho más grande que \bar{v}_i , entonces, $j_e \gg j_i$. Esto implica que, debido a la diferencia de densidades de corriente, en la placa se formará una capa de carga negativa. Ésto a su vez implica que en la vecindad de la placa existirá un potencial negativo neto con respecto del plasma. Debido a ese potencial, los movimientos al azar de los iones y electrones serán perturbados en la región cercana a la placa. Si la placa tiene un potencial negativo, los electrones serán repelidos y los iones atraídos. De esta

manera, el flujo de electrones decrece, y por lo tanto la densidad de electrones también decrece, hasta que se balancean ambos tipos de carga alrededor de la placa y la densidad de corriente neta cae a cero. El potencial al cual se cumple la condición anteriormente descrita, se conoce como *potencial de flotado*.

La diferencia de movilidad entre iones y electrones, crea regiones de carga positiva y negativa. El *potencial del plasma* corresponde al potencial promedio, entre la región de mayor concentración de carga negativa y la mayor concentración de carga positiva. Generalmente, la región de mayor concentración de carga negativa corresponde a un electrodo colector de electrones.

Apantallamiento de una sonda aislada

En este trabajo se emplea una sonda de Langmuir para medir temperatura y densidad electrónica. En virtud de esto, en las secciones siguientes, se discutirán los conceptos básicos asociados a las sondas eléctricas. Primero se discute el caso de una sonda aislada, y posteriormente el caso de una sonda polarizada. Dado que los electrones son repelidos por la diferencia de potencial $V_p - V_f > 0$, la sonda aislada adquirirá una carga neta positiva alrededor de ella, ya que los electrones al alejarse de ésta, dejan un ligero exceso de carga positiva. Esta es generalmente conocida como *espacio cargado* y en el contexto de la descarga de resplandor constituye el apantallamiento que rodea la placa (sonda), cubriéndola como una cubierta o capa, *sheath* en inglés. La cubierta tiene una densidad de carga conocida como *densidad de espacio cargado*, ρ . La ecuación de Poisson relacionada con la variación del potencial, V , con la distancia, x , a través de las regiones del espacio de carga neta de la cubierta, es de la siguiente manera:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.10)$$

Siguiendo con el tratamiento unidimensional, el campo eléctrico E está dado por,

$$E = -\frac{dV}{dx} \quad (2.11)$$

Por lo tanto,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.12)$$

Si la cubierta adquiere una carga neta positiva, entonces la densidad electrónica decrece en la cubierta o capa de apantallamiento hasta ser muy pequeña [3]. La cubierta de apantallamiento es una área que presenta baja luminosidad comparada con el resto de la descarga. La placa puede estar rodeada por un *espacio oscuro*. La presencia de este espacio una característica general de las cubiertas de apantallamiento formadas alrededor de los objetos en contacto con el plasma. Físicamente, la presencia de esta zona, se debe a la baja densidad de electrones responsables de las colisiones que causan la excitación de los átomos, ya que la relajación de los mismos es la causante del resplandor.

La diferencia de potencial $V_p - V_f$ representa una barrera electrostática para los electrones. Para superar esta barrera, un electrón debe adquirir una energía potencial de valor: $e(V_p - V_f)$. Únicamente los electrones que exceden esta energía pueden atravesar la cubierta y alcanzar la placa. La función de distribución de Maxwell-Boltzmann nos dice

que la fracción de electrones que tiene suficiente energía para atravesar este potencial producido por la cubierta es:

$$\frac{n'_e}{n_e} = \exp - \frac{e(V_p - V_f)}{kT_e} \quad (2.13)$$

Los electrones n'_e poseen, antes de cruzar la cubierta de apantallamiento, una energía mayor o igual a $e(V_p - V_f)$. Correspondientemente, al cruzar la cubierta pierden esta misma cantidad de energía. En general, los electrones tienen una distribución de energía, que aquí es representada por una maxwelliana. El punto es que, de esa distribución de energía que poseen los electrones, éstos en general, varían en su energía unos con otros. Sin embargo, el promedio de energía caracteriza de manera adecuada el ensamble.

La carga del potencial flotante de la sonda repele a los electrones, y atrae a los iones positivos. Esto no incrementa el flujo de los iones, el cual está limitado por el movimiento aleatorio con el que se acercan los iones a la cubierta de apantallamiento. El voltaje a través de la cubierta de apantallamiento esta influenciado directamente por la energía con la cual los iones colisionan con la sonda. Los iones penetran la cubierta inicialmente con una energía muy baja. Una vez que penetran la cubierta son acelerados por el potencial de la cubierta, en la ausencia de colisiones con otros iones. Debido a lo anterior, al chocar con la sonda, lo hacen con una energía cinética equivalente a el potencial de la cubierta.

Longitud de Debye

La fuerza de Coulomb dentro del plasma es, en promedio, igual a cero debido a que la cantidad de electrones y iones es la misma. Si consideramos pequeñas perturbaciones, provenientes de agentes externos al plasma, que generen potenciales instantáneos en un punto, entonces la interacción de Coulomb no es cero para ambos tipos de partículas. Además de lo anterior, y debido a fluctuaciones en escalas pequeñas, el potencial puede también depender del tiempo. Considerando un potencial $V(x)$ que varía a lo largo de x , si el punto $x = 0$ tiene un valor del potencial $V(0) < V_p$, entonces un espacio de carga neta positiva se formará frente a la superficie cargada, donde únicamente los electrones más energéticos pueden entrar. Estos electrones causan una variación de carga a lo largo de x . Para poder hacer una estimación acerca del potencial eléctrico, con esta variación de carga, se considera como primera aproximación, que la densidad de iones, n_i , en la vaina de apantallamiento, es igual a la del resto del plasma no perturbado. Ya que debido a su gran masa, reaccionan con un tiempo mucho mayor al espacio cargado que los electrones. Permaneciendo prácticamente inalterados durante un breve lapso de tiempo que se aplica el potencial $V(0)$. Si el potencial $V(0)$ fuera mantenido un tiempo largo, entonces n_i , en el espacio cargado no se mantendría igual al resto del plasma, los iones tendrían el tiempo suficiente para reaccionar y redistribuirse. Sin embargo, las fluctuaciones aleatorias causan que $V(0)$ permanezca a escalas de tiempo muy cortas. Dicho lo anterior y suponiendo que la densidad de los electrones varía como $n(x)$, la ecuación de Poisson tiene la forma

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e(x)) \quad (2.14)$$

Usando la relación de Boltzman:

$$\frac{n_e(x)}{n_e} = \exp - \frac{eV(x)}{kT_e} \quad (2.15)$$

Sustituyendo en la ecuación de Poisson, y recordando que $n_e = n_i$ para un plasma no perturbado, se tiene que:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{en_i}{\epsilon_0} \left(1 - \exp - \frac{eV(x)}{kT_e} \right) \quad (2.16)$$

Para el caso en que $V(x) \ll kT_e$ (esto no se espera para toda x) se puede expandir la exponencial

$$\frac{d^2V}{dx^2} \simeq \frac{e^2 n_i}{kT_e \epsilon_0} V(x) \quad (2.17)$$

Esta ecuación diferencial aproximada tiene la solución aproximada

$$V(x) = V_0 \exp - \frac{|x|}{\lambda_D} \quad (2.18)$$

Donde

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e \epsilon_0}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

El valor de λ_D tiene dimensiones de longitud, y es conocida como la *longitud de Debye*. La longitud de Debye indica el hecho de que el potencial con que se perturba a un plasma es atenuado exponencialmente con la distancia, con constante de decaimiento dada por λ_D .

La longitud de Debye, dice, que desde la perspectiva de una carga, situada en un punto del plasma, las interacciones con otras partículas se dan dentro de una esfera de uno o dos λ_D de radio. Fuera de ésta esfera las interacciones se hacen despreciables en comparación al valor cerca de la cubierta. Por lo que el plasma es prácticamente equipotencial excepto para pequeñas fluctuaciones de voltaje que son atenuadas alrededor de distancias del orden de la longitud de Debye.

Uno de los requerimientos para que una colección de partículas cargadas sea considerada un plasma es que el rango de escalas de estos microcampos debe ser muy pequeña comparada con la dimensión total del plasma, es decir $\lambda_D \ll d$ donde d es una longitud característica del plasma, tal como el diámetro o su longitud.

Cuando $V(0)$ es generado por una fuente de energía externa, entonces los iones alrededor del objeto tienen la oportunidad de responder al campo aplicado, y n_i se hace una función de x . Sin embargo, bajo los mismos argumentos, los voltajes de perturbación son atenuados por medio de la capa de apantallamiento, por lo que el plasma nuevamente es equipotencial.

Sonda Eléctrica polarizada (Sonda de Langmuir)

Anteriormente se consideró una sonda aislada eléctricamente dentro de un plasma. Ahora se considerará el caso de una sonda a un potencial V por una fuente de voltaje

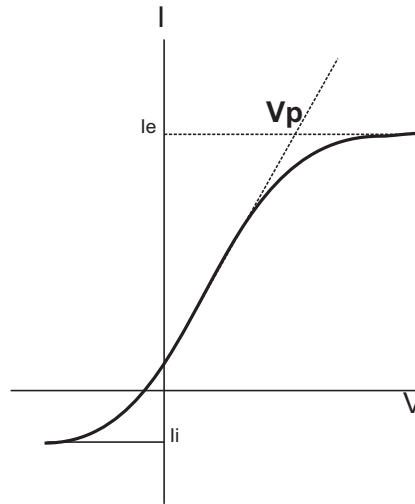


Figura 2.4: Curva idealizada de la relación corriente-voltaje en una sonda de Langmuir

externa. Esta polarización, corresponde al modo en que se emplean las sondas en este trabajo de tesis. Es necesario tener un punto de referencia para el voltaje, tal como una pared o electrodo conductor aterrizado. El potencial del plasma V_p es definido con respecto al potencial del electrodo aterrizado. En la sección anterior se mostró que el flujo neto, y por tanto la corriente neta, deberían de ser cero cuando la sonda adquiere el potencial flotante V_f . Éstas son las características básicas sobre las que funciona la sonda de Langmuir. Pues en esta se identifica el potencial flotante, V_f , y el potencial del plasma, V_p .

En este trabajo, la sonda, es un alambre unidimensional a un potencial V con respecto del ánodo, insertado dentro del plasma a un potencial V_p . De esta manera, se establece una relación entre la corriente I que circula en la sonda como función del voltaje aplicado a la sonda, V . Esto permite obtener una curva, $V_p - I_p$, ver figura 2.4, conocida como curva característica de Langmuir. Este tipo de curvas proporciona información acerca de la densidad y temperatura de los iones y los electrones presentes en éste. Como el plasma es un medio conductor, la gráfica de la corriente medida contra el potencial aplicado proporciona información acerca de la densidad y la temperatura de éste.

Una característica importante de la sonda eléctrica consiste en que realiza mediciones locales. Sin embargo, su presencia física provoca perturbaciones del plasma en su vecindad, por lo que en general se requiere que sus dimensiones sean lo mas pequeñas posible.

A medida que se aumenta el potencial de la sonda desde un valor negativo hasta uno positivo de la misma magnitud, la corriente colectada por la sonda cambiará de acuerdo con la curva idealizada correspondiente a la sonda simple. Ver figura 2.4. Cuando el potencial de la sonda V es suficientemente negativo con respecto al potencial del plasma V_p , la sonda aceptará únicamente iones positivos. Debido a esto, la región donde la corriente es constante se denomina corriente aleatoria de iones. En esta región, la corriente de saturación de los iones se puede expresar como [3]:

$$i_i = \frac{en_i\bar{v}_i}{4} \quad (2.20)$$

Está corriente está determinada por la por la razón a la cual los iones llegan a la sonda como resultado de su movimiento térmico, y es proporcional a la concentración de iones positivos en el plasma. La densidad de corriente electrónica, j_e , a un voltaje de la sonda, V , es de la forma:

$$j_e = \frac{en_e\bar{v}_e}{4} \exp\left(-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right) \quad (2.21)$$

De aquí tenemos que:

$$\ln j_e = \ln \frac{en_e\bar{v}_e}{4} - \frac{e(V_p - V)}{kT_e} \quad (2.22)$$

La densidad de corriente neta en la sonda para $V < V_p$, es decir, cuando el potencial de sonda es muy negativo con respecto al potencial del plasma, es la suma de j_i y j_e :

$$j = -\frac{en_i\bar{v}_i}{4} + \frac{en_e\bar{v}_e}{4} \exp\left(-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right) \quad (2.23)$$

Nuevamente estas expresiones son válidas bajo la suposición de que los electrones, tienen una energía de distribución Maxwelliana.

Cuando el potencial de sonda se hace más positivo, el número de electrones recogidos excede al número de iones y la dirección de la corriente se invierte. Ahora la corriente aumenta rápidamente al aumentar el potencial aplicado, ya que un número mayor de electrones son atraídos por el campo acelerador que produce la sonda. Finalmente, la razón máxima de colección de electrones térmicos se tiene en el punto de saturación de la curva, donde la corriente es constante. Esta razón está determinada por la densidad electrónica en el plasma y después de este punto la corriente se hace constante, aún cuando el voltaje de sonda aumente. Después de esta región constante, la corriente puede aumentar, debido a que el alto potencial positivo acelera los electrones a tal grado que pueden causar emisión secundaria al chocar con la superficie de la sonda o de con cualquier partícula neutra que pudiera estar presente [4]. La corriente neta en la sonda para un potencial positivo con respecto del plasma $V > V_p$ es:

$$j = \frac{-en_i\bar{v}_i}{4} \exp\left(-\frac{e(V - V_p)}{kT_i}\right) + \frac{en_e\bar{v}_e}{4} \quad (2.24)$$

Como $T_i \ll T_e$, el término de la corriente iónica tiende rápidamente a cero conforme V es mas grande que V_p , llevando a la saturación electrónica $i_e = \frac{en_e\bar{v}_e}{4}$, en donde prácticamente todos los electrones pueden atravesar la capa de apantallamiento de la sonda. En el punto donde comienza la saturación y los electrones atraviesan el apantallamiento, el valor del potencial de la sonda es cero, por lo que la diferencia de potencial $V - V_p$ corresponde únicamente a V_p , este punto se muestra en la figura 2.4.

Oscilaciones en la descarga de resplandor

Aunque los electrones y los iones se encuentran en conjunto en equilibrio, este es solo el resultado promedio de muchas interacciones entre estos. Si el plasma o una pequeña región del plasma es perturbado por alguna razón, entonces actúan fuerzas de restauración hasta restablecer la neutralidad. Debido a la gran diferencia de masas entre iones y electrones, serán los electrones quienes respondan primero a las fuerzas de restauración. Estas son proporcionales al desplazamiento perturbador. Este desplazamiento

inicial induce oscilaciones de los electrones en el plasma. Se describe en las siguientes subsecciones este proceso, con más detalle.

Oscilaciones electrónicas

Para un espacio cargado con electrones con densidad n , la ecuación de Poisson unidimensional es:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{ne}{\epsilon_0} \quad (2.25)$$

Debido a lo anterior el campo, E , está dado por:

$$E = \frac{nex}{\epsilon_0} \quad (2.26)$$

La acción de la fuerza restauradora en el electrón está dada por:

$$m_e \frac{dx^2}{dt^2} = -eE = -\frac{ne^2}{\epsilon_0} x \quad (2.27)$$

La ecuación 2.27 corresponde a la de un oscilador armónico, con frecuencia angular dada por:

$$\omega_e = \left(\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

La frecuencia referida en la ecuación 2.28 es conocida como la frecuencia del plasma. De esta manera, se puede decir que el tiempo $\frac{1}{\omega_e}$ requerido para que un electrón se desplace λ_D , está dado por:

$$\lambda_D \omega_e = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{ne^2} \right)^{1/2} \left(\frac{mne^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \simeq \bar{v}_e \quad (2.29)$$

Esto significa que, mientras el plasma sea perturbado por ondas electromagnéticas con frecuencia angular $\omega < \omega_e$, los electrones pueden responder rápidamente hasta mantener la neutralidad. Alternativamente la relación $\lambda_D \omega_e \simeq \bar{v}_e$ indica que los electrones pueden moverse una distancia alrededor de λ_D en un tiempo $1/\omega_e$ para mantener la neutralidad del plasma bajo alguna perturbación.

Oscilaciones del ión

Así como los electrones pueden oscilar en el plasma, los iones también pueden presentar oscilaciones. Debido a su gran masa, comparada con la de los electrones, sus oscilaciones son mucho más lentas que las de estos últimos. La frecuencia de oscilación de los iones es mucho más compleja, pues es afectada por la oscilación de los electrones. Sin embargo, a temperaturas muy grandes, se puede probar que la frecuencia de los iones toma la forma $\omega_i = (ne^2/m_i \epsilon_0)^{1/2}$, tal como la frecuencia de oscilación de los electrones [3].

Difusión Ambipolar

Cuando existe un gradiente de concentración de partículas, el movimiento aleatorio de estas partículas resulta en un flujo neto. Este fenómeno es conocido como *difusión*. Las densidades de corriente de los iones y los electrones, bajo la presencia de un gradiente de difusión, $\frac{dn}{dx}$, en una dimensión por simplicidad, están dadas por:

$$\begin{aligned} j_e &= -eD_e \frac{dn_e}{dx} \\ j_i &= -eD_i \frac{dn_i}{dx} \end{aligned} \quad (2.30)$$

D_e y D_i son los coeficientes de difusión de los electrones y de los iones respectivamente. El coeficiente de difusión y la movilidad μ (la velocidad de deriva en unidades de campo eléctrico) están relacionados por la temperatura [3]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.31)$$

La relación 2.31 es conocida como la relación de Einstein. La movilidad de los electrones es mucho más grande que la de los iones, por eso los coeficientes de difusión de los electrones serán mucho más grandes que los coeficientes de difusión de los iones. Debido a lo anterior es de esperarse que los procesos difusivos sean más rápidos para electrones que para iones. Contraintuitivamente esto no es así. Esto se debe a que la movilidad mayor de electrones genera una densidad de carga espacial positiva, inicialmente. Esta densidad de carga genera a su vez un campo que frena a los electrones. A este fenómeno auto-controlado, que genera una difusión igual para iones y electrones se le conoce como difusión ambipolar. A continuación se discute lo anterior con más detalle:

En la presencia de un campo eléctrico E y un gradiente de difusión, las densidades de corriente de iones y electrones pueden escribirse como sigue:

$$\begin{aligned} j_e &= -en_e\mu_e E - eD_e \frac{dn_e}{dx} \\ j_i &= en_i\mu_i E - eD_i \frac{dn_i}{dx} \end{aligned} \quad (2.32)$$

donde μ_i y μ_e son las movilidades de los iones y los electrones respectivamente. Cuando las densidades de corriente iónica y electrónica se igualan, y las densidades de las cargas son muy próximas $n_e \simeq n_i$, las proporciones de difusión son las mismas para iones y electrones, entonces:

$$En_e(\mu_i + \mu_e) = (D_i + D_e) \frac{dn_e}{dx} \quad (2.33)$$

Sustituyendo el valor del campo E en las densidades de carga y considerando que $n_e \simeq n_i$ se obtiene [3]

$$j_i = j_e = -e \left(\frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \right) \frac{dn_e}{dx} \quad (2.34)$$

Por lo que el comportamiento colectivo de iones y electrones en su movimiento, induce el mismo coeficiente de difusión. Este es el fenómeno de *difusión ambipolar*. Es importante hacer énfasis, en que el concepto de difusión bajo esta descripción, está simplificado. En la práctica, las movilidades y la difusión dependen del campo eléctrico y de las condiciones del plasma.

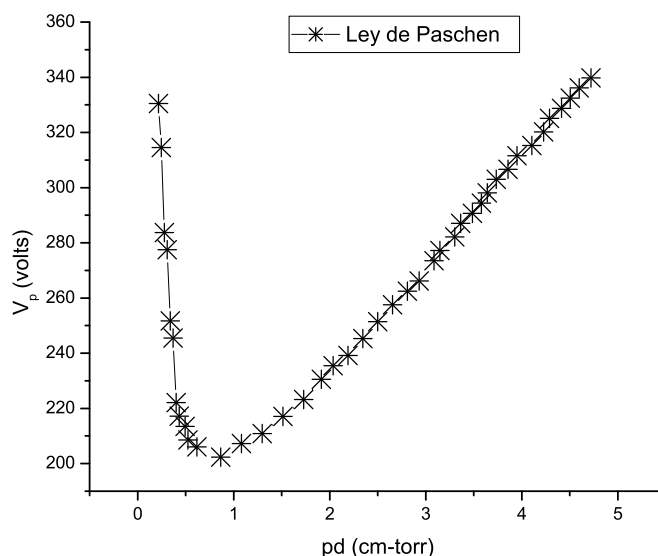


Figura 2.5: Ley de Paschen, los valores V_r y pd son tomados de la referencia [1]

2.1.6. Criterios de ruptura: Ley de Paschen

La transición de un gas neutro a un gas ionizado bajo un campo eléctrico, es un proceso complejo. Numerosos procesos de ionización se llevan a cabo dentro del gas. Además, la naturaleza del gas y otros factores como la forma de los electrodos y la magnitud del campo eléctrico, condicionan la ionización. Un gas, que tiene cierta densidad de partículas (presión), comenzará a ionizarse cuando el voltaje aplicado entre los electrodos, sea mayor o igual al voltaje crítico, o, *voltaje de rompimiento*. En 1889, F. Paschen describió este fenómeno, publicando unas curvas de la función, $V(pd)$, que se conoce como *Ley de paschen*. Las curvas de Paschen describen el voltaje de rompimiento del medio gaseoso como función del parámetro variable pd , el producto de la presión por la distancia entre los electrodos. Típicamente la función del voltaje de rompimiento es una curva suave con un mínimo a un valor específico pd , como se muestra en la figura 2.5. Para que el rompimiento ocurra, dos criterios deben ser satisfechos: inicialmente debe haber algún electrón o electrones libres que induzcan la ionización al interactuar con las partículas neutras presentes entre un par de electrodos. Éstos electrones pueden producir, en las condiciones adecuadas una amplificación en la concentración de iones y electrones presentes en el gas, debido a un efecto *cascada*, es decir, estos electrones dan lugar a una progenie nueva de electrones producidos por ionización por impacto electrónico. Estos nuevos electrones, a su vez, pueden generar otra generación de electrones, y así sucesivamente. Esta amplificación es regulada por la pérdida de iones y electrones por difusión y movimiento a la deriva (*drift*) entre el espacio de los electrodos.

Cuando se sobrepasa el voltaje de rompimiento, se establece una corriente autosostenida. Esta corriente fluye a través del plasma y su magnitud está determinada únicamente por el circuito externo. Una vez que se ha iniciado la corriente autosostenida, esta es en principio, independiente de cualquier fuente de ionización externa. Son varios los

procesos que involucran el incremento de ésta corriente, los cuales se llevan a cabo en el gas o en el cátodo. En el gas los iones positivos son capaces de ionizar a otros átomos por medio de colisiones. También se llevan a cabo colisiones de segunda especie entre partículas excitadas o metaestables. Los átomos metaestables, son átomos excitados en niveles que no pueden decaer por emisión de luz. Debido a esto presentan tiempos de decaimiento muy largos.

Debido a la alta energía cinética de los iones, estos pueden desprender electrones del cátodo al impactarse contra él. A los electrones que se emiten a partir de este proceso se les conoce como electrones secundarios. Finalmente, la radiación, también puede desprender electrones del cátodo por efecto fotoeléctrico. Radiación proveniente de estados excitados o estados metaestables, incrementando así el número de electrones emitidos por el cátodo.

Es importante establecer cual es el mecanismo responsable de que una descarga se vuelva autosostenida. A fin de aclarar lo anterior, es conveniente diferenciar los procesos que inducen ionización dentro del plasma. Estos pueden ser clasificados en dos categorías:

- Procesos en el gas en el que la ionización por colisión es efectiva, es llamado *proceso β* , y también es llamado *segundo coeficiente de ionización de Townsend*. Está definido como el número de electrones que un ión produce por colisión con átomos del gas por unidad de longitud en dirección del campo.
- Los procesos de cátodo, en los cuales, los electrones son liberados de éste, debido a colisiones (de primera y segunda especie) y efecto fotoeléctrico, son usualmente referidos como *procesos γ* .

El proceso β está basado en las colisiones entre los iones positivos y los átomos. Éstos, para ionizar, requieren del doble de energía cinética que la utilizada por los electrones, además, la probabilidad de ceder parte de su energía cinética en una sola colisión es muy pequeña. Si éste mecanismo fuera el responsable del voltaje de rompimiento, el material de la superficie del cátodo, tendría que tener una función de trabajo insignificante que liberara muy fácilmente electrones, pero en general cualquier función de trabajo es mayor a $3eV$. Por otro lado, la corriente se hace autosostenida, en intervalos de tiempo muy cortos del orden de 10^{-8} segundos. Debido a que éste tiempo es muy corto, los iones prácticamente no se mueven, y pueden ser considerados estacionarios. De ahí se infiere que el proceso de autosostenimiento de la descarga no depende inicialmente de los iones [13]. Por todas las razones anteriores el proceso o mecanismo β no puede ser responsable del voltaje de rompimiento.

Considerando un campo eléctrico uniforme entre dos electrodos planos paralelos, y un electrón que inicialmente se encuentra en el cátodo, éste, en su camino hacia el ánodo colisiona con otras partículas ionizándolas, con lo que forma una avalancha de electrones. El número de electrones de la avalancha está dado por la siguiente relación:

$$n = \exp(\alpha x) \quad (2.35)$$

Los electrones son atraídos por el ánodo, y los iones positivos se mueven lentamente hacia el cátodo. Cuando alcanzan el cátodo, los iones tendrán cierta probabilidad de liberar un electrón para su neutralización. Esta probabilidad se designa por γ . El electrón

secundario emitido formará una avalancha de electrones, y otra vez, los electrones serán colectados por el ánodo, y los iones se moverán hacia el cátodo. Con éste proceso toma lugar un incremento en la multiplicación de electrones hasta que la corriente es limitada por el circuito exterior por medio de una resistencia, denominada *resistencia de balast*. La expresión para la corriente en la descarga, debido a las colisiones de electrones e impacto de iones en el cátodo, está dada por la ecuación 2.36, en donde i corresponde a la corriente, i_0 es la corriente generada por la fuente de ionización externa, α es el coeficiente primario de ionización de Townsend, d la distancia entre los electrodos y γ_i es un de los coeficientes secundarios de ionización de Townsend que dan lugar debido a la acción en el cátodo.

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\exp^{\alpha d}}{1 - \gamma_i(\exp^{\alpha d} - 1)} \quad (2.36)$$

La condición para la transición a descarga autosostenida, ocurre cuando el denominador se hace cero (ecuación 2.36), es decir cuando la corriente crece de manera exponencial.

$$\gamma_i (\exp^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.37)$$

Reescribiendo los términos se obtiene una función para la distancia, ecuación 2.38.

$$d = \frac{1}{\alpha} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.38)$$

Substituyendo el valor del primer coeficiente de Townsend $\alpha = Ap \exp^{-Bp/E}$, donde A y B son constantes que dependen del gas y los electrodos, además del valor del campo (suponiendo que es uniforme) para dos placas paralelas $E = \frac{V_r}{d}$, con V_r el voltaje de rompimiento, se obtiene una expresión para el voltaje de rompimiento en función de pd , ecuación 2.39.

$$V_r = \frac{Bpd}{\ln \left(\frac{Apd}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})} \right)} \quad (2.39)$$

Que puede ser reescrita de la siguiente manera:

$$V_r = \frac{Bpd}{\ln(pd) + P1} \quad (2.40)$$

Con $P1 = \ln \left(\frac{A}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})} \right)$. Estas expresiones consideran que el coeficiente de ionización secundaria, γ , es constante. Sin embargo, generalmente γ , es función del parámetro E/N ó E/P , $\gamma(E/p)$.

2.1.7. Procesos de ionización en plasmas de resplandor

En la descarga de resplandor ocurren numerosos procesos fundamentales. En esta sección se presentan los que tienen mayor relevancia en la descripción de una descarga. Los electrones acelerados por el campo eléctrico, presentan una distribución de energía, que puede ser caracterizada por una temperatura electrónica media. Las colisiones entre electrones con tales energías ocasionan que los átomos presentes en la descarga se

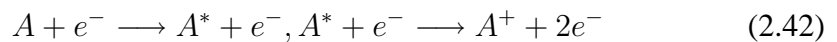
ionicen o exciten. Las secciones transversales de estos procesos, σ , son del orden de $10^{-14} - 10^{-16} \text{ cm}^2$. Estas secciones eficaces dependen del tipo de transición, de la especie atómica o molecular presentes en el plasma y de la energía de los electrones, entre otros factores. Los mecanismos responsables de la ionización directa son:

1. Proceso de ionización por impacto electrónico



Este domina a bajas presiones, debido que los electrones pueden adquirir una gran cantidad de energía entre dos diferentes colisiones. Aquí un electrón colisiona con un átomo, lo que da como resultado la ionización del átomo y dos electrones.

2. Proceso de ionización secuencial, o ionización múltiple



Es particularmente importante en descargas de gas noble. En este caso el átomo en estado base colisiona con un electrón, lo que induce al átomo a un estado metaestable. El átomo A^* en estado metaestable colisiona con otro electrón, lo que ioniza el átomo y libera un electrón.

En este proceso la energía cinética es convertida en energía de excitación, de lo cual se obtiene, una población de átomos excitados en un nivel del gas de la descarga. Otro tipo de procesos involucran colisiones entre átomos excitados.

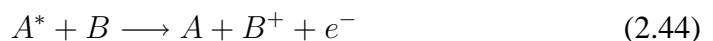
3. Proceso de transferencia de excitación

Este proceso ocurre cuando un átomo excitado le transfiere su energía de excitación a un átomo en su estado base, debido a una colisión inelástica entre ambos. Este proceso se puede esquematizar de la siguiente manera:



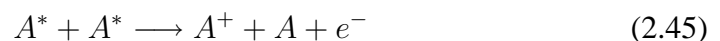
Donde la diferencia de energía ΔE esta relacionada con energía de translación.

4. Ionización Penning



En este proceso, un átomo en estado base colisiona con un átomo en estado metaestable. Si el potencial de ionización del átomo en estado base es menor que la energía interna del átomo metaestable, existe la posibilidad de que el átomo no excitado se ionice. Mientras el átomo en estado metaestable cae al estado base.

5. Colisiones de Metaestable-metaestable



Como resultado de todos estos procesos arriba referidos, el gas se ioniza de manera parcial y se forma un plasma. En un estado de equilibrio el número de partículas que abandona un estado de energía es igual al número de partículas excitadas a éste estado, de manera que todos los procesos en la descarga causan tanto excitación como des-excitación, tales como:

- Colisiones con átomos neutros que después de la colisión resultan excitados (*Colisiones de primera especie*)
- Colisiones con átomos excitados que regresan a su estado base sin emitir radiación (*colisiones de segunda especie*)
- Excitación por colisión con electrones
- Des-excitación de átomos excitados a través de colisiones con electrones
- Excitación de átomos por absorción de radiación
- Des-excitación de átomos por radiación de emisión espontánea o estimulada.

En particular en descargas de baja presión de un gas noble, las colisiones con electrones juegan un papel muy importante en la absorción y emisión de la radiación.

2.2. Conceptos generales de espectroscopía óptica

En el presente trabajo, parte de la caracterización de una descarga para un gas monoatómico (Ar), y para un gas molecular (aire), consiste también, en realizar espectroscopía óptica. El procedimiento y los resultados se muestran en los capítulos 3 y 4, respectivamente. En esta sección se presentan los conceptos más importantes, relacionados con la espectroscopía óptica, descrita para átomos y moléculas.

En la práctica, para tener un conocimiento más profundo de una descarga, es necesario considerar la estructura de los átomos que le componen. Ésto se puede conseguir analizando el espectro de emisión óptica en distintas partes de la descarga. El análisis que en particular se obtiene en la presente tesis, es para la región de resplandor, ver figura 2.1.

2.2.1. Notación atómica

La luz de una descarga eléctrica a través de una celda que contiene un gas monoatómico, exhibe una serie de líneas características cuando se analiza por medio de un monocromador. Estas son denominadas *espectro de líneas* de la especie bajo estudio. La utilidad del modelo del átomo de hidrógeno puede extenderse, por ejemplo aplicando la fórmula de Rydberg a átomos multielectrónicos. Un átomo excitado puede modelarse como un átomo hidrogenoide debido a que, con un electrón excitado verá solo una carga positiva y, en ese sentido se comportará de manera semejante a un átomo de hidrógeno. Tienen una carga nuclear Z_e , y un solo un electrón que gira alrededor del núcleo.

Con correcciones para el movimiento nuclear la ecuación para la energía cuantizada en niveles es:

$$E_n = -\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (2.46)$$

Aplicando la expresión 2.46 para una transición entre un estado inicial de energía E_i y estado final E_f (donde $E_i > E_f$) se obtiene la longitud de onda del fotón emitido:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (2.47)$$

Donde μ es la masa reducida del sistema núcleo-electrón y n el número de cuantización. La diferencia entre los niveles nl de un átomo multielectrónico con los niveles E_n del átomo de hidrogeno es consecuencia de la diferente configuración electrónica de estos átomos. La existencia de los electrones internos además de los externos influyen en el espectro de emisión. La existencia de la coraza (*core*) o electrones internos es lo que hace que la energía de los niveles s, p, d, f, \dots , no tengan el mismo valor y así se establece un orden diferente en los términos. En este caso para expresar matemáticamente estas series, es necesario utilizar formulas ligeramente modificadas. Considerando, en particular, el apantallamiento debido a los electrones de la coraza, y la penetración del electron excitado en la coraza atómica se tiene que los niveles de energía pueden expresarse como:

$$E_{nl} = -\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{Z_c^2}{(n - \delta)} = -\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{Z_c^2}{(n^*)} \quad (2.48)$$

Donde Z_c es la carga de la coraza, n^* es el número cuántico efectivo, que se define como el número cuántico real menos el defecto cuántico δ . Este defecto cuántico varía con el número cuántico L y está relacionado con la penetración de la función de onda del electrón excitado. El defecto cuántico de un electrón con momento angular $L = 0$ es mayor que el defecto cuántico de electrones con $L > 0$.

La intensidad de una línea de emisión atómica está directamente relacionada con la densidad de los átomos radiando, con el denominado *oscillator strength*, las reglas de transición permitidas y la densidad de los átomos presentes. Así, finalmente la concentración de un elemento determinado en la muestra analizada, da información de la población de niveles energéticos indirectamente de los parámetros anteriormente mencionados.

Configuración electrónica

Los eigenvalores de la energía usando la aproximación de campo central está descrita por el conjunto de números cuánticos $n_1 l_1, n_2 l_2, \dots, n_N l_N$. Este conjunto de números constituye la *configuración electrónica* de un átomo dado. La notación espectroscópica usa la notación $l : s, p, d, f, g, h, \dots$ para $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$. El número de electrones en el mismo estado nl se designa por un exponente. Por ejemplo, una configuración de tres electrones que tienen n y l igual a $(1, 0) (1, 0) (2, 1)$ según la notación se escribe $1s^2 2p$. Los electrones que tienen la misma n se dice que están en la misma capa y son etiquetados con K, L, M, N, \dots para los valores de $n = 1, 2, 3, 4, \dots$, mientras los que tienen la misma n y la misma l forman una subcapa.

De acuerdo al principio de exclusión de Pauli dos electrones no pueden estar en el mismo estado, con exactamente el mismo conjunto de números cuánticos n, l, m_l y m_s .

l	Notación	$2(2l + 1)$
0	s	2
1	p	6
2	d	10
3	f	14

Cuadro 2.1: Número de electrones por capa

Como m_l puede tener $2l + 1$ valores y $m_s = \pm 1/2$, hay un máximo de $2(2l + 1)$ estados posibles para dada una combinación de n y l . El máximo número de electrones para diferentes l se muestra en el cuadro 2.1.

Por ejemplo, la configuración electrónica del argón, de acuerdo a lo anteriormente mencionado es la siguiente: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$, la cual se puede escribir también como $KL3s^2 3p^6$. Ésta configuración electrónica puede dar lugar a diferentes estados de energía. En el análisis espectroscópico de la descarga, se identificaran las longitudes de onda de las transiciones que se llevan a cabo, debido a los diferentes procesos de ionización e interacción entre las partículas.

2.2.2. Notación molecular

En el capítulo de Resultados, se presenta el espectro de emisión de una descarga de aire. El aire es una mezcla de gases, principalmente moléculares, de nitrógeno y oxígeno en su mayor constitución. En esta sección presentamos, de manera breve, algunos aspectos acerca de la notación molecular en espectroscopía, que serán empleados en la sección 4.3.

Debido a que las moléculas diatómicas tienen una dirección interna definida, que corresponde el eje z por convención, y a que la dirección de la precesión de movimiento molecular no afecta la energía de la molécula; se pueden construir orbitales moleculares utilizando el número cuántico m_l . Éste número se define como: $\lambda = |m_l|$. El signo de m_l corresponde a la dirección de la precesión, y por razones de simetría, ésta no hace diferencia alguna en la molécula diatómica. Es por eso que estados con $\lambda > 0$ son doblemente degenerados. Los estados $\lambda = 0$ no son degenerados cuando se toma en cuenta la paridad de la función de onda, la cual es indicada con los subíndices g y u para la función de onda par e impar respectivamente, a lo largo del eje molecular.

Por analogía con las designaciones atómicas, las letras que son usadas para los diferentes valores de λ son: $\lambda : \sigma, \pi, \delta, \varphi, \dots$, para $\lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$ respectivamente. Por ejemplo, un orbital atómico $2p$ puede dar lugar a seis orbitales moleculares $\sigma_g 2p, \sigma_u^* 2p, \pi_g 2p$ y $\pi_u^* 2p$, donde el orbital π tiene doble degeneración.

En una molécula, los números cuánticos λ de los orbitales moleculares son sumados para formar un número cuántico resultante Λ . Estados con $\Lambda = 0, 1, 2, \dots$ son designados por $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ respectivamente. Los espines individuales forman una resultante S tal como en los átomos, pero para una molécula que tiene movimiento rotacional, ésta es la componente axial de S , designada por Σ , que es acoplada a Λ , formando una resultante $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$. Σ toma $2S + 1$ diferentes valores. Un estado con $S = 0$ tiene únicamente un valor de Σ ($\Sigma = 0$) y de aquí un único valor de Ω ; tales estados se denominan singuletes y se escriben como $^1\Sigma, ^1\Pi, \dots$, para $\Lambda = 0, 1, \dots$. Estados con $S = 1$ son tripletes; para $\Lambda = 1$ y $\Sigma = -1, 0, +1$ hay tres valores de Ω (0, 1, 2), y los estados se escriben

como ${}^3\Pi_0, {}^3\Pi_1$ y ${}^3\Pi_2$.

La densidad electrónica en una molécula homonuclear (núcleo con la misma carga), es decir, compuesta por átomos de la misma especie, es siempre simétrica con respecto al punto medio entre los dos núcleos a lo largo del eje molecular. La función de onda de esta molécula, puede ser simétrica (*gerade*, en alemán) o antisimétrica (*ungerade*, en alemán). Así, la simetría es denotada con los subíndices *g* o *u*. Además de lo anterior, es necesario, para describir la función de onda de las moléculas, tomar en cuenta la simetría con respecto a la reflexión con respecto a cualquier plano a través de ambos átomos. La densidad electrónica $|\psi|^2$ es necesariamente simétrica con respecto a tal plano, en moléculas heteronucleares así como en homonucleares, pero ψ puede ser $-\psi$ o $+\psi$. Como los estados Σ son no degenerados, únicamente una de estas opciones es posible para cualquier estado, y ellas son distinguidas con etiquetas Σ^+ Σ^- . Estados con $\Lambda \neq 0$ son doblemente degenerados. Tomando combinaciones lineales de bases adecuadas para un estado Π , es posible construir estados Π^+ y Π^- , aunque tienen la misma energía en un campo eléctrico, hasta que la molécula comienza a rotar. El acoplamiento entre el momento angular orbital y rotacional rompen la degeneración de los niveles energéticos, con una pequeña división conocida como *desdoblamiento* Λ .

En el estado base de muchas moléculas homonucleares, los electrones se aparean de modo que ambos hacen $\Lambda = S = 0$, dando estados ${}^1\Sigma$. En general tales moléculas no tienen momento dipolar magnético permanente en su estado base. Aunque puede haber excepciones.

Otro importante aspecto de la notación para los estados electrónicos de las moléculas diatómicas es que *X* es usado para designar el estado base. Mientras *A, B, C, ...* son usados para estados excitados de la misma multiplicidad. Estados con multiplicidad diferente al del estado base son designados con *a, b, c, ...*

2.2.3. Reglas de selección de transiciones dipolares

Las transiciones radiativas entre estados estacionarios pueden ser tratadas como interacciones entre el átomo y un campo electromagnético. Haciendo una serie de consideraciones con respecto al potencial del campo electromagnético y al Hamiltoniano de interacción, se tiene que la probabilidad de transición de un estado inicial *i* a un estado final *f*, está dada por [14],

$$|c_f(t)|^2 = \frac{\pi\rho(\omega_{fi})}{\epsilon_0\hbar^2\omega_{fi}^2} \langle \psi_f | \frac{e}{m} \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \exp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} | \psi_i \rangle^2 t \quad (2.49)$$

Donde \mathbf{p} es el operador de momento lineal, \mathbf{e} es un vector unitario y define la dirección del vector de campo eléctrico, es decir, la dirección de polarización de la radiación, $\rho(\omega_{fi})$ es la densidad de energía por unidad de frecuencia angular de la radiación del campo. En éste caso ω_{fi} corresponde al valor máximo de ésta función, así como también, a la frecuencia radiada entre los estados *i* y *f*.

La función $\exp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ que describe la conducta espacial del campo electromagnético puede ser expandida como:

$$\exp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = 1 + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \frac{1}{2} (i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})^2 + \dots \quad (2.50)$$

El campo electromagnético dependiente del tiempo está descrito por una superposición de ondas planas de todas las frecuencias. El vector \mathbf{k} (*vector de onda*) que aparece en la ecuación 2.49, tiene magnitud $2\pi/\lambda$ y dirección perpendicular al frente de onda. $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ es una cantidad pequeña, porque $|k| = \frac{2\pi}{\lambda}$, donde λ para transiciones ópticas es del orden de $10 - 1000nm$, y $|r|$ es típicamente el radio del átomo, del orden de $0,1nm$, por lo que se puede aproximar $\exp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \approx 1$, esta es conocida como la *aproximación dipolar eléctrica*, ya que considerando el vector \mathbf{e} en dirección del eje x se obtiene $\mathbf{e} \cdot \mathbf{p} = p_x$. Usando la forma del operador, la matriz de la transición puede ser expresada:

$$\langle \psi_f | \frac{e}{m} p_x | \psi_i \rangle^2 = \omega_{fi}^2 \langle \psi_f | ex | \psi_i \rangle^2 \quad (2.51)$$

El operador ex que describe la perturbación en la matriz de elementos, es el producto de la carga eléctrica y la posición del electrón en la dirección x , ésta es la forma clásica de un dipolo eléctrico.

$|c_f(t)|^2$ es la probabilidad de encontrar el átomo en el estado f después de un tiempo t . La probabilidad de transición para un tiempo t es entonces $c_f(t)/t$, evaluado aquí para luz polarizada en la dirección x . Para las contribuciones de las polarizaciones en y y z las expresiones son equivalentes, y para luz no polarizada, la densidad de energía debe ser dividida en igual cantidad para las tres direcciones espaciales. La probabilidad total es la suma de las tres contribuciones:

$$P_{if} = |c_f(t)|/t = \frac{\pi\rho(\omega_{fi})}{3\epsilon_0\hbar^2} S_{if} = |\langle f | e\mathbf{r} | i \rangle|^2 \quad (2.52)$$

Considerando $\langle f | e\mathbf{r} | i \rangle = e \int \psi_f^* \mathbf{r} \psi_i d\mathbf{r}$. De que \mathbf{r} considera valores positivos y negativos simétricos, las contribuciones de todos los valores al evaluar la integral se cancelarán, excepto $\psi_f^* \psi_i$, que también cambia de signo, es decir el producto de las funciones de onda es impar. Como la paridad depende de l , que corresponde a la parte angular de las funciones de onda pertenecientes a los estados de transición, se puede mostrar que las reglas de selección son [14]:

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta m_l &= 0, \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1 \end{aligned} \quad (2.53)$$

La regla de selección para J corresponde a $\Delta J = 0, \pm 1$, y $J = 0$ no está permitido.

2.2.4. Estados metaestables y transiciones no dipolares

Una transición entre dos niveles que no son permitidos por las reglas de selección de la radiación del dipolo eléctrico se dice que son prohibidas dipolarmente. Y las líneas espectrales que corresponden a estas transiciones son *líneas prohibidas*. Si las transiciones desde un nivel superior a algún nivel inferior son prohibidas, entonces se dice que el nivel es *metaestable*. Un átomo en un nivel metaestable puede hacer una transición a un nivel mas bajo únicamente por transferencia de energía excitación a otra partícula a través de una colisión, o bien, por decaimientos a contribuciones multipolares de orden superior, que son típicamente mucho menos intensas que las dipolares. A pesar de ser poco probables, los niveles metaestables pueden decaer y dar lugar a líneas espectrales

tenues.

Si se retoma el segundo término de la expansión $\exp \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, se obtienen dos nuevos operadores, uno proporcional a el momento dipolar magnético atómico y otro al momento cuadrupolar eléctrico. Las correspondientes líneas espectrales son varios órdenes de magnitud más pequeños que las líneas espectrales del dipolo eléctrico [14]. Por ésta razón, las transiciones del dipolo magnético y el cuadrupolo eléctrico son importantes para las líneas prohibidas dipolarmente, las transiciones multipolares obedecen diferentes reglas de selección que las dipolares. En particular, no hay un cambio en lo que corresponde a la paridad o al número cuántico l por lo que las transiciones pueden tomar lugar entre los niveles dentro de una configuración. Las líneas prohibidas son observadas únicamente cuando la probabilidad de des-excitación colisional es baja, como por ejemplo en plasmas astrofísicos, en la corona solar, en las nebulosas, y en algunos plasmas de baja densidad que se llevan a cabo en la fusión termonuclear.

Capítulo 3

Dispositivo experimental

El sistema que se ha empleado en el presente trabajo para obtener y estudiar la descarga se muestra en la figura 3.1, cada uno de los componentes se describe en las siguientes secciones.

Para obtener un plasma de Argón o de Aire, el sistema necesita de alto vacío, que se logra mediante el acoplamiento de una bomba rotatoria y una bomba difusora. La primera cumple la función de establecer un pre-vacío en el rango de $10^{-1} - 10^{-2} torr$, además es la salida del gas que la bomba difusora atrapa. La segunda establece un vacío hasta de $10^{-7} torr$. Los medidores de la presión son un pirani y un ión gauge, el primero se encarga de medir la zona de prevacío hecho por la bomba rotatoria, el ión gauge, se encarga de medir la zona de la descarga donde se introduce el gas de prueba.

Los electrodos empleados en la descarga son planos y circulares. Se hizo uso de dos tipos de materiales, aluminio y cobre. Estos son conectados en serie con la fuente de voltaje y una resistencia de balastro. Esta resistencia tiene la función de limitar la corriente, para evitar que la descarga llegue a los rangos de la descarga de arco. La fuente de voltaje se puede variar entre 0.1 volts y 3000 volts. El aire utilizado en este experimento se compone aproximadamente de 78o/o de N_2 y 22o/o de O_2 .

3.1. Sistema de vacío

Las propiedades eléctricas y ópticas de la descarga, están determinadas por la naturaleza del gas y por la geometría y material de los electrodos. En regiones del plasma donde los valores del parámetro de energía E/N es bajo, tal como la columna luminosa, la presencia de pequeñas trazas de impureza puede tener grandes efectos en la ionización [2]. Es por eso que es necesario asegurar una alta pureza de las muestras a estudiar. Esto se logra evacuando a vacíos altos la cámara donde se llevará a cabo la descarga. Posteriormente a este vacío la cámara se llena con el gas a estudiar. Se describen a continuación las características más importantes del sistema de vacío.

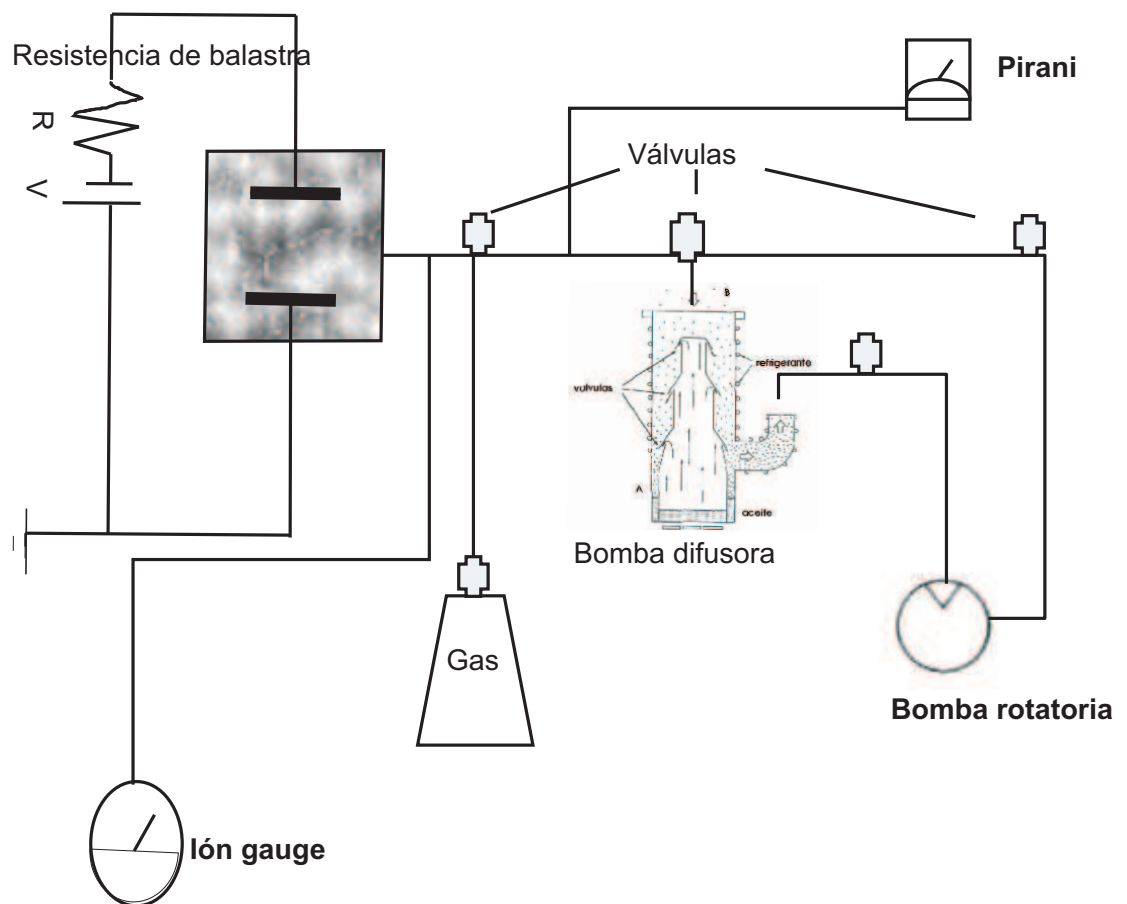


Figura 3.1: Esquema experimental de la descarga

3.1.1. Medidores de vacío medio y Medidores de alto vacío (Pirani y ion-gauge)

Pirani Gauge

El Pirani Gauge es un medidor de presión, que opera desde presiones atmosféricas hasta decenas de mili-torr. Este instrumento funciona midiendo las variaciones de conductividad térmica del gas a medir. Esta conductividad térmica depende de la presión del gas. El sistema opera circulando una corriente por un alambre, y evaluando las variaciones de resistencia que experimenta éste por la presencia del gas. La resistencia de este alambre depende linealmente de la temperatura. En un ambiente gaseoso, el alambre puede perder calor de tres maneras: por radiación, por disipación ohmica, y por transferencia de calor al gas. La energía perdida por radiación y por conducción establecen una pérdida constante de fondo. La magnitud y estabilidad de este fondo, determina la mínima presión usada en la medida. La transferencia de energía por el gas es lineal con la temperatura y la presión. Conforme aumenta la presión, un mayor número de moléculas circunda alrededor del alambre, cuando la corriente fluye a través de éste, el alambre transfiere energía en forma de calor a las moléculas circundantes. El efecto es una variación de la temperatura en el alambre proporcional a la presión. Así mismo, estas variaciones de temperatura se traducen en un voltaje neto en los terminales del alambre, por lo que la lectura del voltaje nos da información acerca de la presión del gas. El pirani utilizado en el experimento, puede medir desde 200 torr como máximo a 0.001 torr como mínimo.

Medidor de presión ultra-baja Bayer Alpert (Ion Gauge)

Este medidor permite medir presiones en el rango de 10^{-4} Torr a 10^{-10} Torr, el principio de operación de este instrumento es el siguiente: la presión del gas es muy baja, en un *ión gauge*, los electrones provenientes de un filamento con temperatura alta son acelerados a una brecha que se encuentra a un potencial mayor al de ionización del gas. Esto hace que los electrones pasen por adentro de una rejilla que induce un movimiento oscilatorio de los electrones alrededor de ella. Este movimiento cesa cuando los electrones colisionan con la rejilla y son absorbidos. Sin embargo, antes de que esto ocurra, los electrones pueden ionizar a las moléculas circundantes. Como resultado los iones positivos pasan a el ánodo elevando la corriente, y esta es proporcional a la presión del gas. El número de iones formado, y por ende la corriente en el circuito, es una función del número de moléculas del gas por unidad de volumen, la sección transversal de energía de ionización, el flujo de electrones que llega a la rejilla, y la longitud de camino libre de los electrones. El uso de los ion gauges se extiende entre rangos de 10^{-4} – 10^{-10} torr.

3.1.2. Bombas de vacío intermedio y alto

Bomba rotatoria

La bomba rotatoria consiste en un estator, que contiene un par de poleas que giran en direcciones opuestas para atrapar y contener el gas entre las paredes del estator y estas. La rueda y el rotor se mantienen lubricadas con aceite; pero son externas a una

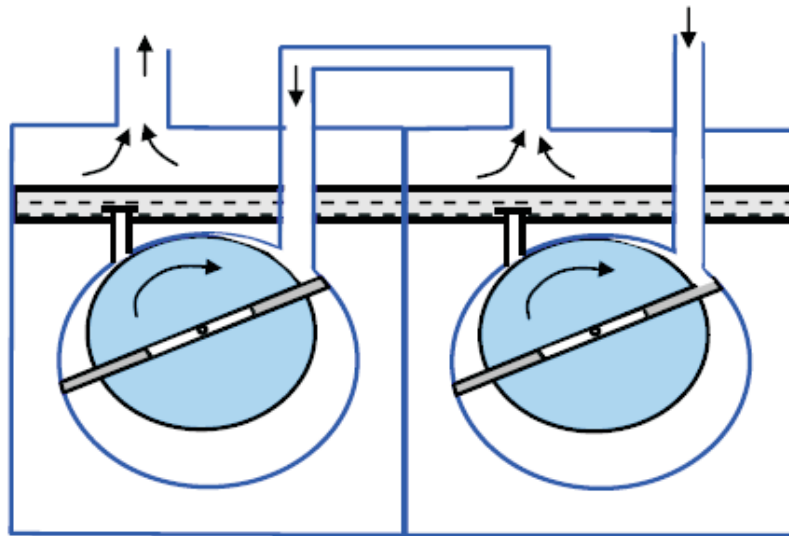


Figura 3.2: El diagrama muestra la entrada del gas a expulsar empujado por el rotor hacia la cámara de bombeo que libera el gas.

cámara de bombeo que libera el gas atrapado entre las poleas y las paredes del estator. Un pequeño espacio es mantenido entre cada polea y a su vez entre las paredes del estator y el rotor, entre 0.05 y 0.25 mm. Como el rotor se desliza entre las paredes del estator, el gas escapa a través de estos espacios, a una proporción que depende de la diferencia de presión durante del bombeo entre el interior del estator y el gas que esta siendo bombeado. Esta bomba alcanza un vacío de alrededor de 10^{-3} torr

Bomba Difusora

Cuando la presión del gas es reducida a 10^{-3} torr por medio de la bomba mecánica rotatoria, se establecen las condiciones necesarias para que la bomba difusora opere. El principio de la bomba de vacío consiste en evaporar un aceite especial, basado en silicón, y caracterizado por una muy baja presión de vapor (del orden de 10^{-10} torr). Este vapor es dirigido por toberas especiales, que lo direccionan en chorros supersónicos. Estos chorros chocan contra una superficie enfriada por agua, y se condensan nuevamente. En el proceso de viaje supersónico, el chorro de aceite arrastra con él a las moléculas presentes en la cámara de vacío. Las moléculas del gas son arrastradas hacia abajo, donde son extraídas del sistema por la bomba rotatoria descrita anteriormente.

3.2. Sonda de Langmuir

Para obtener medidas de la temperatura electrónica del plasma, se utilizó una sonda de Langmuir simple. Esta consiste de un alambre de tungsteno cubierto con pyrex y sellado con resina para vacío. El alambre que tiene contacto con el plasma es de aproximadamente $0,1 \text{ mm}$ radio con $0,1 \text{ mm}$ de longitud, ver figura 3.3. La sonda es colocada en la región de la descarga de resplandor. Se conecta a uno de los electrodos (bajo potencial), para que sea el referente del potencial, y un amperímetro en serie que mide la

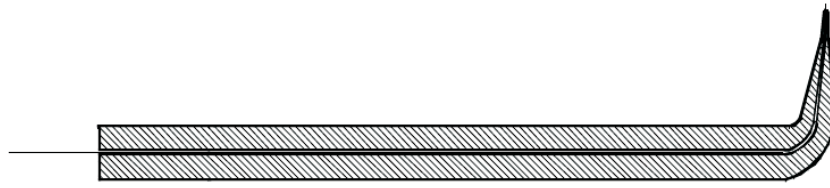


Figura 3.3: Circuito de conexión de la sonda con el plasma

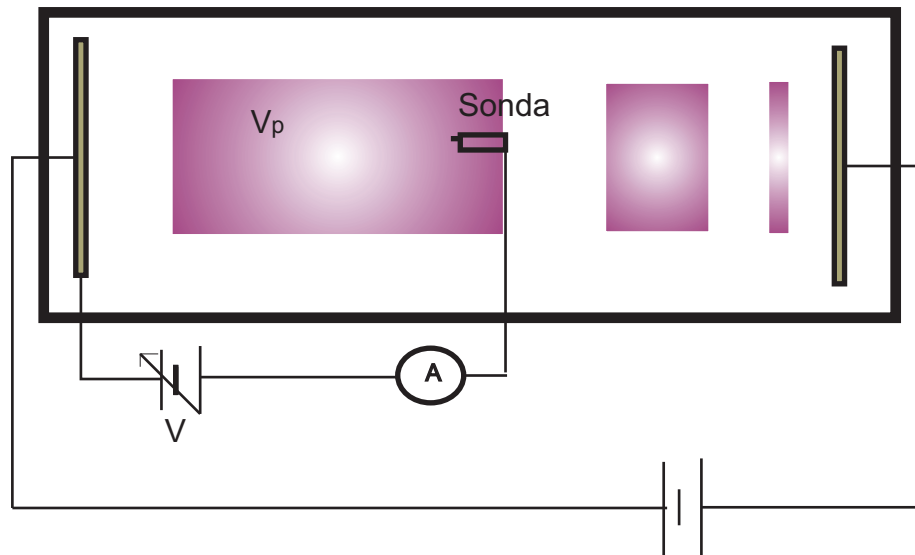


Figura 3.4: Circuito de conexión de la sonda con el plasma

corriente en la sonda. La figura 3.4 muestra el esquema del circuito. Donde, V , es el potencial aplicado a la sonda, V_p , es el potencial del plasma. Con la corriente, I , medida en el amperímetro, y voltaje aplicado a la sonda se puede obtener la curva característica $I(V)$. A partir de esta curva se pueden obtener tanto la temperatura electrónica, como el potencial de flotado y el potencial de plasma, que se describieron en la sección 2.1.5, y obtener el voltaje del plasma, V_p . De esta manera se puede usar la expresión 2.22 para calcular la temperatura electrónica.

Debido a que la velocidad de los electrones es mucho más grande que la de los iones positivos, la curva característica $I(V)$ se halla dominada por la corriente electrónica. Por lo que es difícil observar la corriente iónica y determinar la temperatura de los iones positivos, con este tipo de sonda. La temperatura del electrón, se determina por medio de la región de la curva correspondiente a la repulsión de los electrones, es decir, $V < V_p$ y la expresión 2.22 .

3.3. Espectroscopía de Emisión

Una vez iniciada una descarga estable, que se encuentra en el régimen de resplandor, es posible llevar a cabo la espectroscopía óptica de la descarga. Para esto, se direcciona una fibra óptica a través de una de las ventanas de la celda de descarga. Ésta ventana tiene la propiedad de no absorber longitudes de onda correspondientes a la región

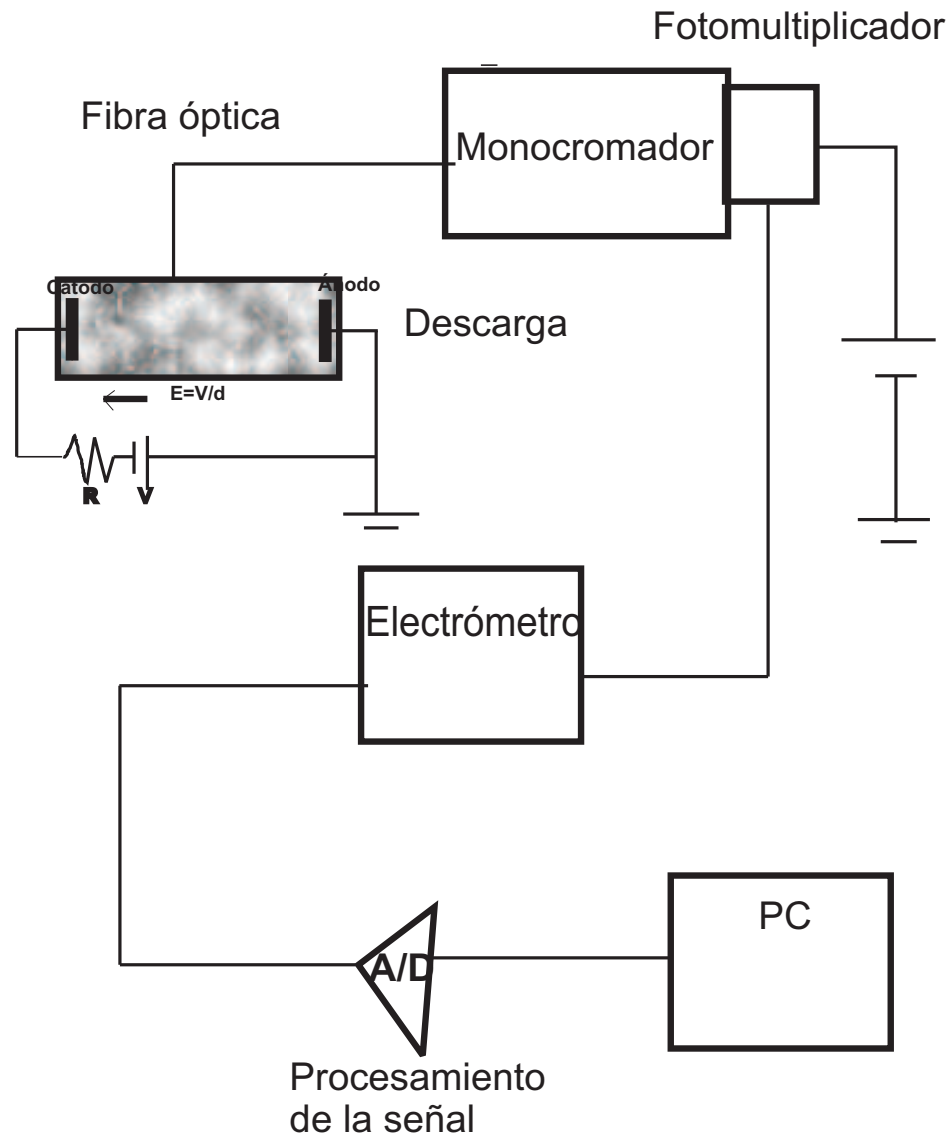


Figura 3.5: Esquema experimental montado para observar la emisión óptica de la descarga

ultravioleta y visible. La fibra óptica es el medio sensible que dirige las longitudes de emisión de la descarga a un monocromador, el cual, a través de un fotomultiplicador amplifica la señal, hacia un electrómetro. El monocromador está automatizado con una rutina programada en labview y controlada por el puerto paralelo de una computadora. Así, una tarjeta National Instruments de 12 bits colecta la salida analógica de un electrómetro. El electrómetro tiene la función de detectar la corriente producida por el fotomultiplicador. La salida analógica del electrómetro es proporcional a esta corriente. Se pueden identificar en la salida del programa de computadora las longitudes de onda que emite la descarga. Ver figura 3.5.

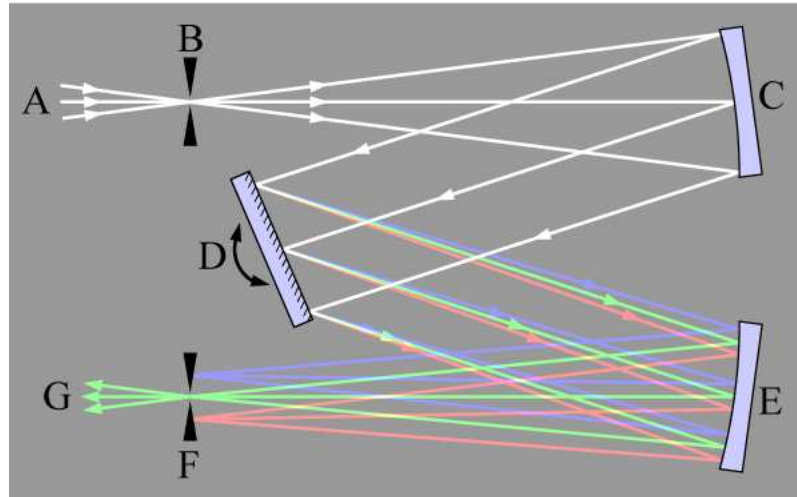


Figura 3.6: Esquema de un monocromador

3.4. Monocromador óptico

Un monocromador dispersa la luz en las longitudes de onda que la componen y selecciona una banda estrecha de longitudes de onda, que es la que pasa por la muestra o llega al detector. El monocromador que se utiliza en el presente trabajo es del tipo Czerny-Turner, consta de rendijas de entrada y salida, espejos, una red para dispersar la luz y un fotomultiplicador que permite transformar la señal en corriente.

La radiación policromática que entra por la rendija se colima (se convierte en un haz de rayos paralelos), mediante un espejo cóncavo. Estos rayos inciden en una red de difracción, donde se difractan, con ángulos distintos, las diferentes longitudes de onda. Así, dispersada en distintas frecuencias los rayos inciden en un segundo espejo cóncavo, que enfoca cada longitud de onda en un punto distinto del plano focal. De acuerdo con la orientación de la red de reflexión, sólo una banda estrecha de longitudes de onda queda enfocada en la rendija de salida del monocromador. Girando la red, se logra que salgan por la rendija de salida diferentes longitudes de onda. Ver figura 3.6. Un fotomultiplicador localizado después de la rejilla de salida colecta la luz con muy alta sensibilidad.

Cuando se refleja la luz en la red, cada surco se comporta como una fuente de radiación. Si los rayos de luz contiguos están en fase, se refuerzan mutuamente. Cuando no lo están, se contrarrestan uno a otro parcial o completamente. Se produce interferencia totalmente constructiva sólo si la diferencia entre las longitudes de los dos caminos es igual a la longitud de onda de la luz. Es decir, si el orden de difracción es $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$. El máximo de interferencia, que se presenta para $n = \pm 1$, se llama difracción de primer orden. Cuando $n = \pm 2$, se tiene difracción de segundo orden, etc. El monocromador está calibrado con una lámpara de mercurio. Las líneas espectrales de este elemento se obtuvieron de la base de datos de National Institute of Standards and Technology NIST [16]. Se correlacionó la intensidad que representa las transiciones del Hg (en número de pasos de desplazamiento de la rendija del monocromador, por medio de un motor), con las líneas identificadas en el NIST en longitudes de onda.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados experimentales obtenidos con el arreglo experimental anteriormente descrito. En primer lugar se evalúa la ley de Paschen y los coeficientes de ionización secundaria, γ . Se caracteriza la curva $I(V)$ identificando la región de resplandor para una descarga de Ar, y, los parámetros que la hacen fácilmente localizable en la descarga. Se presenta la emisión óptica para una descarga en Argón y para una descarga en Aire, así como los posibles niveles de transición. Y por último, se presentan las curvas características, $I(V_{sonda})$, de Langmuir para ambas descargas, argón y aire, presentando también; el cálculo de la temperatura y de la densidad electrónica obtenidas.

4.1. Caracterización de la curva $I(V)$

En esta pequeña sección, se identifica la región de resplandor en la descarga de Ar, para posteriormente obtener mediciones de la ley de Pasche, obtener la emisión óptica, temperatura y densidad electrónica, sobre dicha región de resplandor.

La resistencia de balastra es variable y puede ser sintonizada a diferentes valores. Con lo que al variar el voltaje de la fuente entre los electrodos, y la resistencia, se obtenía un valor de I y V para el plasma. El voltaje corresponde al de la fuente, la corriente I , se mide con un amperímetro puesto en paralelo con la resistencia de balastra. En la figura 4.1, muestra la curva $I(V)$ obtenida.

En la curva 4.1, podemos observar las distintas regiones obtenidas de $I(V)$, en el rango de $0,002 - 0,007A$, la descarga de Townsend. Seguida en el rango de $0,007 - 0,012A$, la descarga correspondiente a la de resplandor. Finalmente, observamos un aumento en el voltaje de varias decenas de volts, lo cual es una característica de la descarga de arco. La región de interés en la presente tesis, corresponde a la región de resplandor.

4.2. Curvas de Paschen en argón y aire

Como se mencionó en la sección 2.1.6, la ruptura de un gas ocurre a un potencial característico, denominado *potencial de ruptura*. La curva de este potencial como función del parámetro pd , dondel p es la presión y d la separación de los electrodos, se conoce como *curva de Paschen*. En esta sección se presentan las curvas de Paschen alrededor de $1 - 12cm - torr$ para argón y aire. Para el argón se utilizan dos tipos de electrodos, un

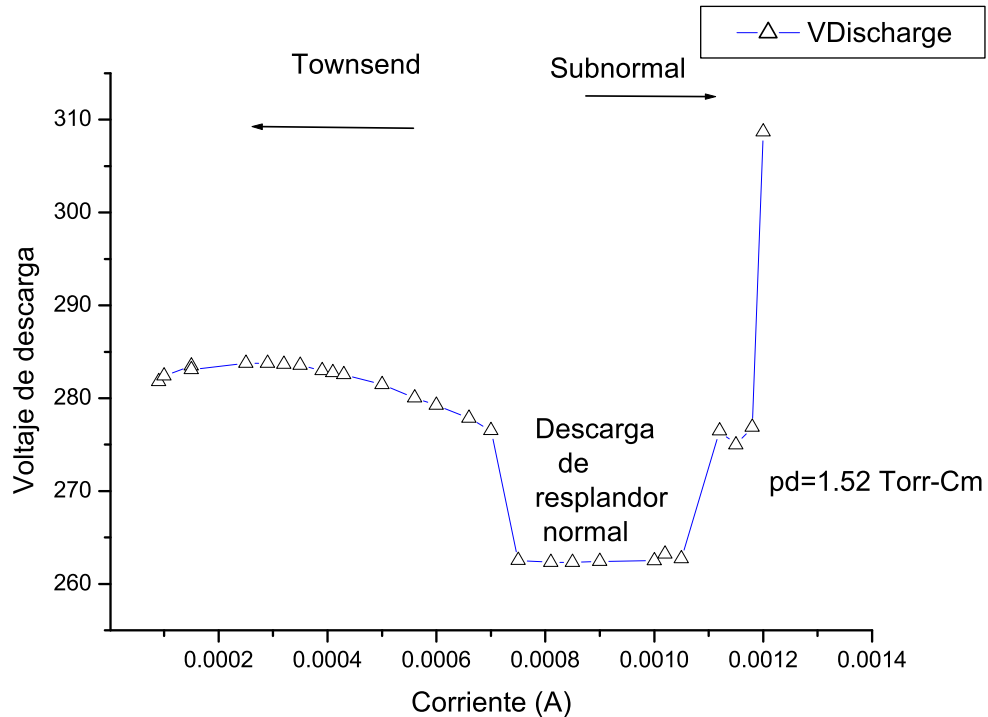


Figura 4.1: $I (V)$, donde se identifica la región de resplandor (glow)

par de cobre y un par de aluminio. En particular se evalúa la ley de Paschen para Argón y aire, así como también se calculan los coeficientes Townsend de ionización secundaria γ . Para los diferentes gases se lleva a cabo el mismo procedimiento. Previamente al inicio de la descarga, el sistema de vacío se evacúa a presiones de alrededor de $10^{-8} Torr$, medidas con el ion gauge. En la celda donde se lleva a cabo la descarga se hace un vacío del orden de $10^{-8} torr$. El sistema está diseñado para introducir el gas bajo estudio de manera muy controlada a través de una serie de válvulas. Éstas válvulas permiten introducir de manera controlada el gas muestra con precisión de milésima de Torr. Así que, se logró variar la presión dentro de la celda al introducir diferentes cantidades de Argón y aire. Se usan un valor de pd (presión-distancia) variable, manteniendo la distancia fija en un valor conocido.

A fin de acondicionar los electrodos y limpiarlos de posibles impurezas, se establece una descarga de alto voltaje durante al menos dos horas, antes de cada medición. La razón de esto es que los iones, al impactar los electrodos, desprenden de estos las impurezas superficiales presentes en ellos, limpiando de esta manera al cátodo. Esto es de particular importancia debido a que las propiedades de ruptura de la descarga dependen fuertemente de la función de trabajo de los electrodos, la cual, a su vez, es dependiente de la composición superficial. El proceso de descarga continua, previa a las medidas asegura que la superficie expuesta en nuestras medidas es el elemento del que están hechos los electrodos.

Se obtiene mediciones de el voltaje de ruptura en función del parámetro pd , para la descarga de argón con electrodos de aluminio. La distancia entre los electrodos es de 1cm

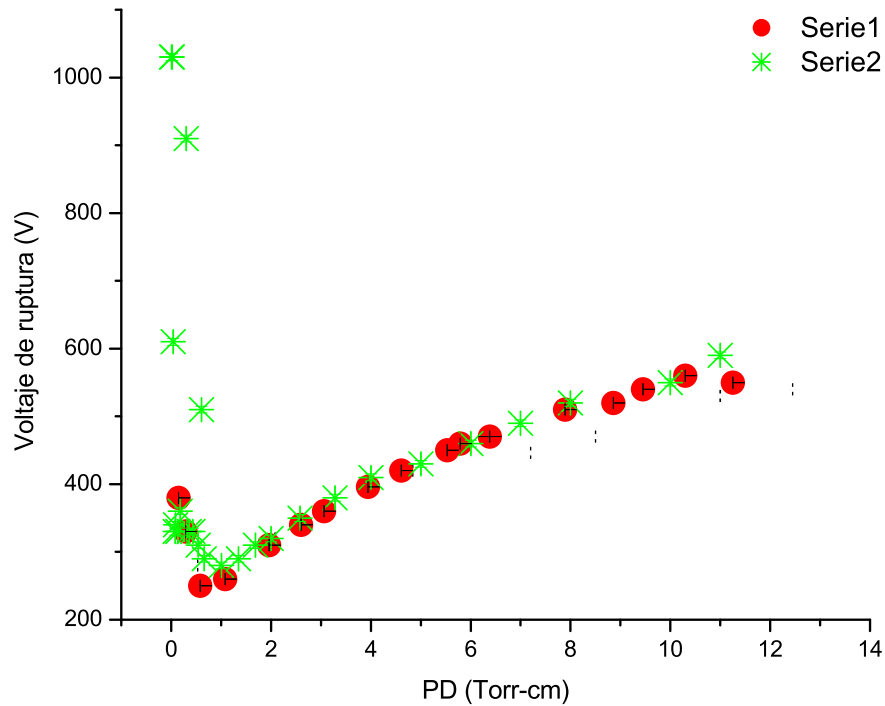


Figura 4.2: Serie 1 y serie 2 de curvas $V(pd)$, para Ar, con electrodos de Al

fija, y se varía la presión. La serie que se nombra *serie 1*, abarca rangos menores de pd que la serie nombrada *serie 2*. En la figura 4.2, se muestra este par de series superpuestas, se puede observar una tendencia similar en el comportamiento del voltaje de ruptura en función del parámetro pd . En esta sección se hace un ajuste, de acuerdo a la ecuación 2.40 de la sección 2.1.6, a las curvas de Pasche obtenidas mediante mediciones en el laboratorio. En este caso redefinimos los valores del ajuste como:

$$P2 = \ln \left(\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right) \quad (4.1)$$

Y $P1 = B$.

Las curvas de Paschen obtenidas en 4.3 y 4.4 para Argón y electrodos de aluminio, son ajustadas a la ecuación teórica 2.40. El valor $P2$ del ajuste, que determina el valor de la constante γ . Se obtiene para cada una de las curvas, y sus valores son mostrados en el cuadro superior de cada una de las curvas.

En la gráfica 4.5, obtenemos medidas para la curva de Paschen en una descarga de argón y con electrodos de cobre.

En la gráfica 4.5, correspondiente a Ar y electrodos de cobre, se obtiene un valor de $P2$ mostrado en el cuadro superior en la gráfica, mayor al obtenido en las gráficas 4.3 y 4.4, aunque el rango de valores pd y de voltajes son casi los mismos entre las gráficas. La curva, $V - pd$, 4.5, se compara con la curva obtenida en la referencia [1], y además

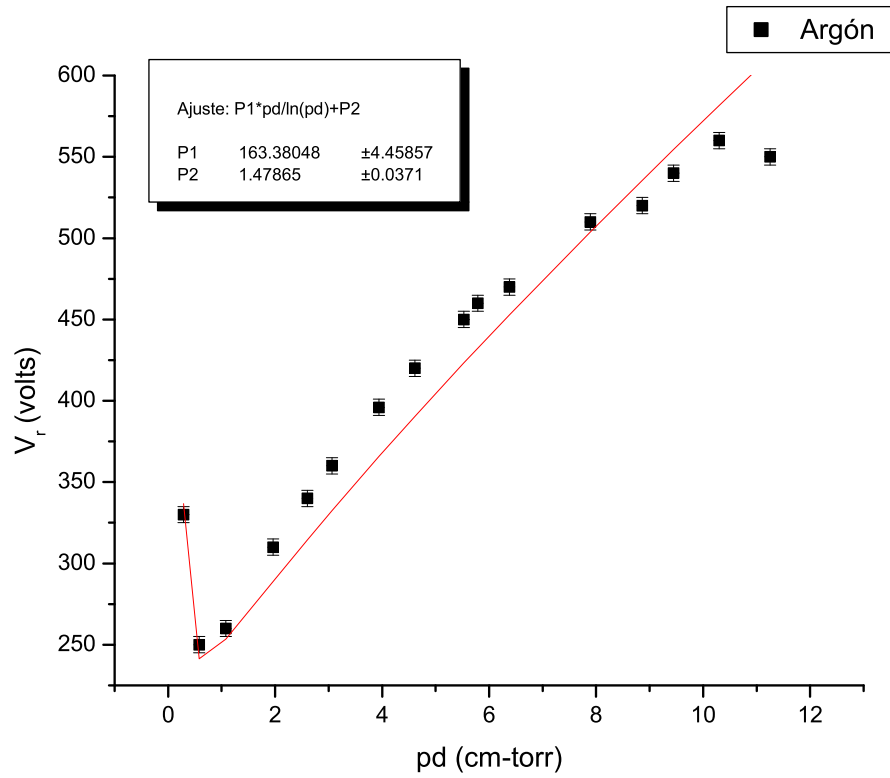


Figura 4.3: Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de aluminio, $d = 1\text{cm}$, serie 1

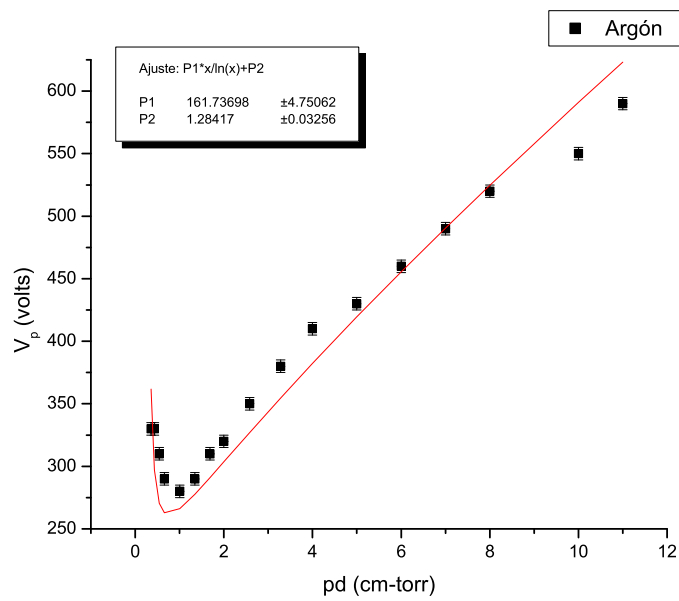


Figura 4.4: Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de aluminio, $d = 1\text{cm}$, serie 2

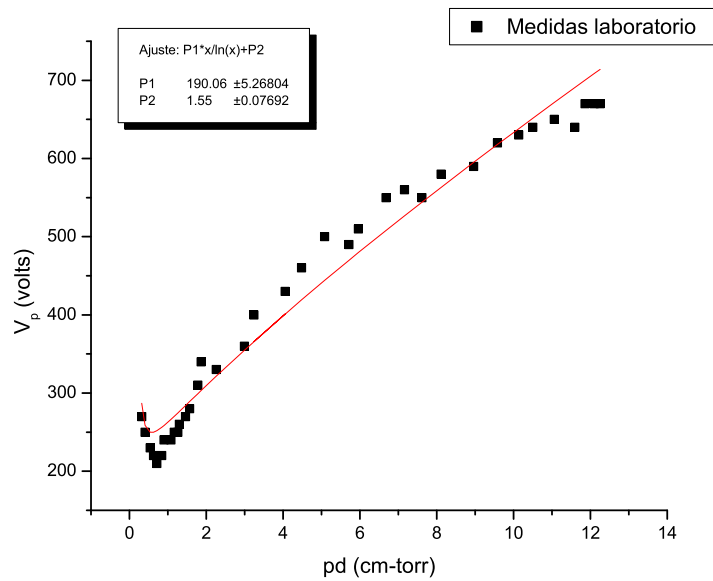


Figura 4.5: Datos experimentales y ajuste obtenido para Ar con electrodos de cobre, $d = 1\text{cm}$

con otras referencias que la referencia [1] cita. Éstas curvas de la literatura, son obtenidas para una descarga de Ar y electrodos de Cu. En la gráfica 4.6, se muestra la comparación.

Se observa en la gráfica 4.6 que los voltajes de ruptura obtenidos en el presente trabajo son mayores a los de las referencias [1]. La combinación de varios mecanismos intervienen en la obtención del voltaje de ruptura, tales como la distancia entre los electrodos, el valor del campo eléctrico, la presión. En la gráfica 4.6, se observa que es una región de solo algunos puntos, en los que los valores de pd , y $V_{ruptura}$ coinciden con la referencia [1]. Aunque la distancia entre los electrodos es la misma, 1cm , para la referencia [1] y para ésta tesis. Otro factor que interviene en la obtención del voltaje de ruptura es el valor de la resistencia de balastra, que regula la corriente en la descarga. En la gráfica 4.6, también se muestran las curvas con las que la referencia [1], compara sus resultados, y se puede observar que estas curvas tampoco coinciden totalmente con la referencia [1]. Salvo la región del voltaje mínimo de ruptura, en donde las cuatro curvas se aproximan. En las gráficas 4.7 y 4.8 se muestran las curvas de Paschen obtenidas para la descarga en aire, electrodos de aluminio, y el ajuste de acuerdo con la ecuación 2.40, de la sección 2.1.6. La curva 4.7, corresponde una distancia entre los electrodos de $d = 1\text{cm}$. Y la curva 4.8, tiene un valor de distancia entre los electrodos de $d = 0,5\text{cm}$.

Para calcular γ por medio de $P2$, se utilizan los valores de la constante A para argón, $A = 14\text{cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$, y para aire, $A = 15\text{cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$, reportados en [13] y [15] respectivamente. En el cuadro 4.1 se muestran los resultados y el valor de la constante B obtenido en el ajuste, $P1 = B$.

Para cada tipo de descarga se logra observar que, γ , es proporcional a B , es decir, es proporcional a el parámetro, E/p . El coeficiente $B = 435,42$, corresponde a la curva de paschen para aire con distancia $d = 0,5\text{cm}$, es mayor al coeficiente, $B = 394,28$, obtenido para el valor $d = 1\text{cm}$. De igual manera para el segundo coeficiente de Town-

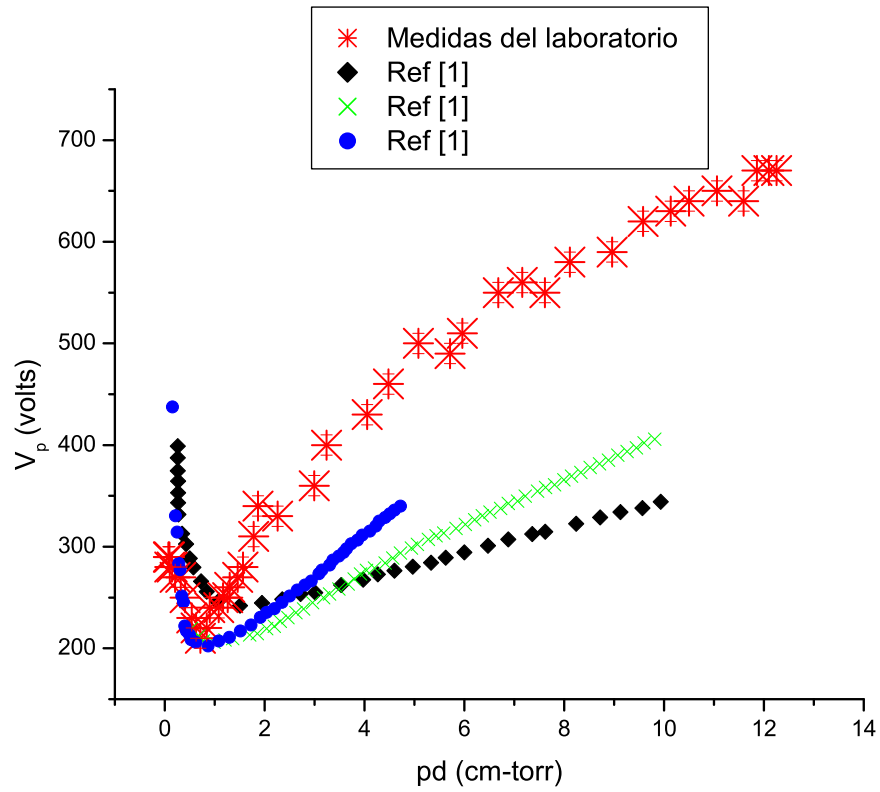


Figura 4.6: Comparación de los resultados obtenidos con la referencia [1]

$B(V/cm - torr)$	Gas	Electrodos	γ
$163,38 \pm 4,45$	Ar	Al	$0,043 \pm 0,003$
$161,73 \pm 4,75$	Ar	Al	$0,021 \pm 0,003$
$190,06 \pm 5,26$	Ar	Cu	$0,054 \pm 0,003$
$394,28 \pm 5,99$	aire	Al	$0,024 \pm 0,003$
$435,42 \pm 5,42$	aire	Al	$0,070 \pm 0,003$

Cuadro 4.1: Valores de γ y B para las descargas de Ar y Aire

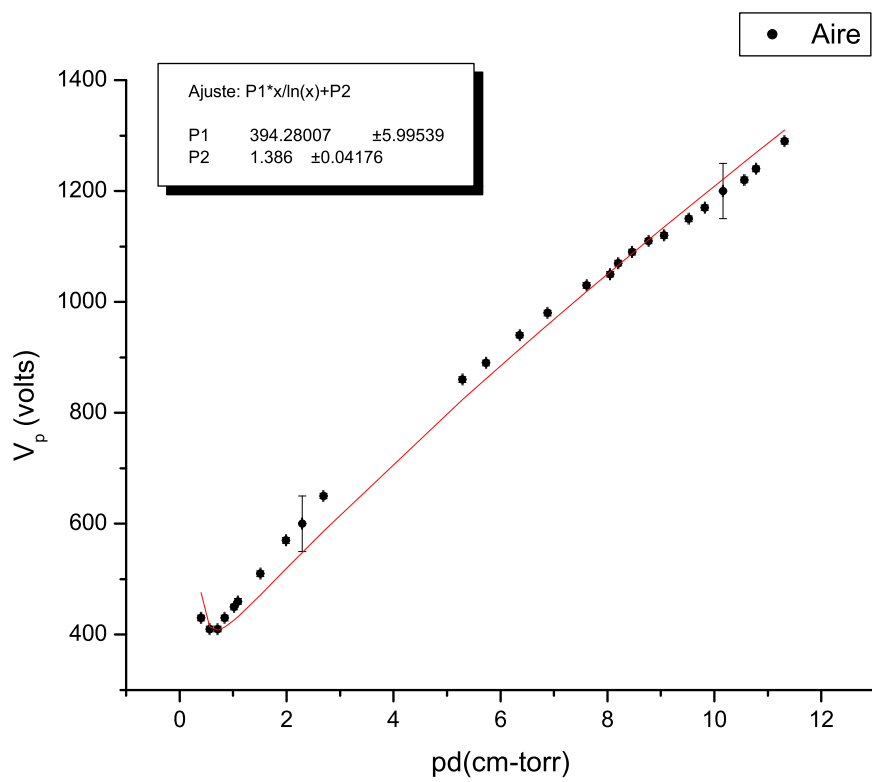


Figura 4.7: Ley de Paschen en aire, $d = 1\text{cm}$

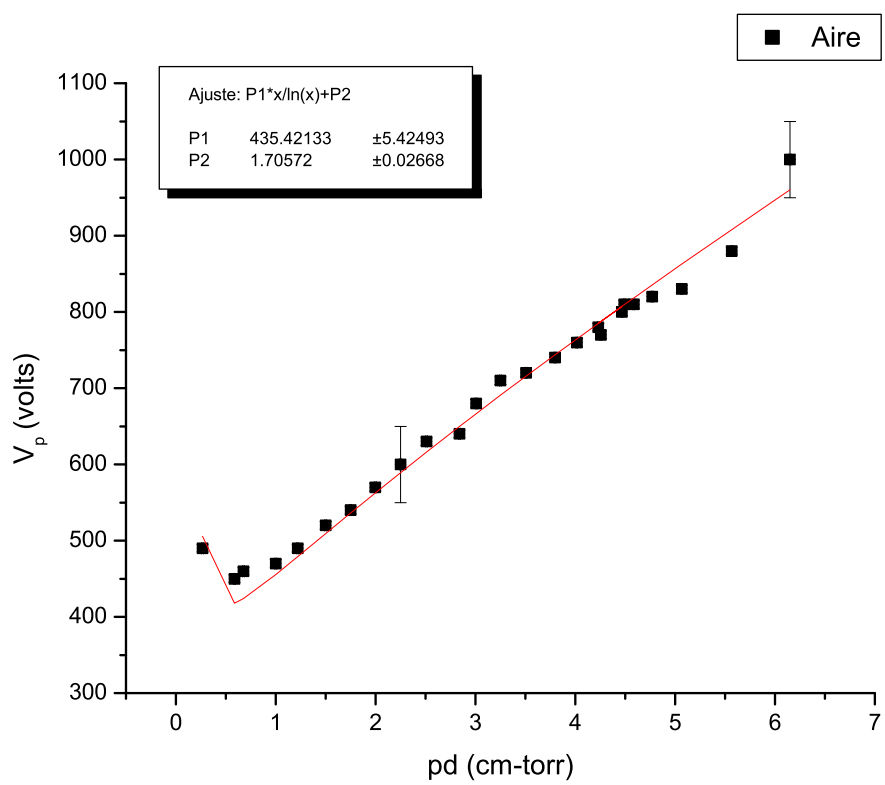


Figura 4.8: Ley de Paschen en aire, $d = 0,5\text{cm}$

send por procesos en el cátodo, γ . Esto significa que los electrones que son liberados en el cátodo (electrones secundarios), y que recorren un camino hacia el ánodo, serán afectados por los fenómenos de difusión y de arrastre, conforme es mayor la distancia que recorren. A distancias más cortas, los electrones que se dirigen hacia el ánodo, tienen más probabilidad de ionizar a los átomos, provocando las avalanchas de electrones que llevan a la ionización y a la descarga autosostenida.

Si se comparan los valores de B , obtenidos para Ar y para el aire, se observa que el valor de este coeficiente es mayor para el aire. También de las distintas curvas de Paschen obtenidas, para Ar y aire, observamos que los valores del voltaje de ruptura son mayores en la descarga de aire. Lo que significa que para ionizar el aire, que es un gas molecular, se requiere de un valor del parámetro E/N mayor al requerido para ionizar el argón. Un electrón moviéndose entre moléculas, requiere una cantidad adecuada de energía y de colisiones sufridas, para ionizar una molécula. Ocurre lo mismo para un electrón moviéndose entre átomos. La diferencia es que la energía que este le cede a la molécula a través de una colisión, es mayor que la que le cede al átomo, debido a la diferencia entre sus masas. Debido a esto, para poder ionizar una molécula, el electrón requiere adquirir una energía, primero por la aceleración que le produce el campo eléctrico, y luego, que a pesar de las colisiones sufridas en su trayecto, alcance a ionizar la molécula. Es por eso que el valor del coeficiente B , que tiene unidades del parámetro, E/P , o de su equivalente, E/N es mayor para la descarga de aire que para la descarga de argón.

Es importante señalar que, los valores obtenidos del coeficiente de ionización secundaria de Townsend por procesos en el cátodo, γ , que se muestra en la tabla 4.1, para las curvas de Paschen, se suponen de la forma: $\gamma(E/P) = cte$, sin embargo, en general $\gamma(E/P)$, es una función no lineal.

4.3. Espectroscopía óptica en descargas de Argón y aire

En la figura 4.9 se muestra el espectro de la descarga de Ar, se indica con líneas rojas las asociaciones con la base de datos de *National Institute of Standards and Technology*, *NIST*, los posibles picos del espectro. En las figuras 4.10 y 4.11, se muestran en dos regiones el espectro y el traslape de comparación con la serie de datos reportados por el NIST. Se puede observar que muchas de las longitudes de onda obtenidas por las mediciones en el laboratorio, concuerdan o se encuentran muy cercanas a las del NIST. En la figura 4.12 se muestra la emisión óptica de la descarga en aire dividida en tres regiones, las cuales se muestran por separado en las figuras 4.14, 4.15 y 4.16.

En los cuadros 4.2 y 4.3, se muestran las longitudes de onda obtenidas para cada uno de los espectros y las comparaciones con la literatura. Para el Argón se indica la comparación con la longitud de onda más aproximada según los datos del NIST [16], la posible transición y el tipo de ión correspondiente a la emisión. Para el caso del aire se muestra una comparación con el espectro mostrado en la figura 4.13 extraído de la referencia [6]. La posible transición electrónica molecular no se indica para todas las longitudes de onda del espectro, porque en las comparaciones que se hicieron con las transiciones que se reportan en la literatura para N_2 , O_2 y NO , solo se encontraron algunas que corresponden a N_2 .

La figura 4.10 es una región del espectro del Argón que muestra cuatro de las seis

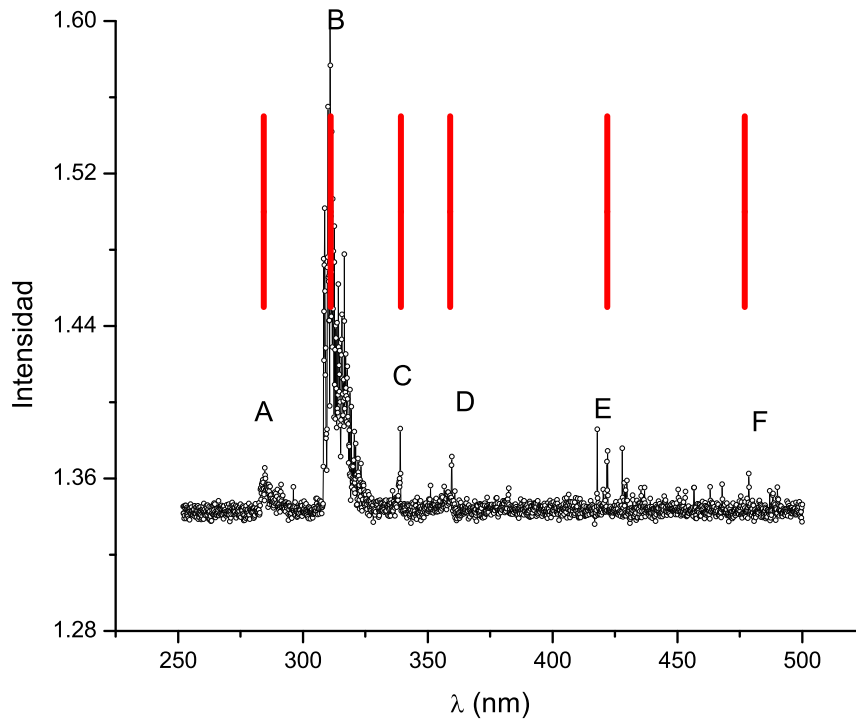


Figura 4.9: Espectro de la descarga en Ar, con líneas de asignación del NIST

transiciones, *A*, *B*, *C* y *D*. En la transición designada como *B* se muestra un pico de gran intensidad y una serie de líneas que oscilan alrededor de éste. Es una región en la cual se traslapan varias transiciones alrededor de $309 - 320\text{nm}$. En el cuadro 4.2 se muestran el pico *B* y luego una serie de transiciones reportadas por el NIST entre $309 - 320\text{nm}$. Se puede observar que la mayoría de las transiciones corresponde al Argón doblemente ionizado, a excepción de $311,007\text{nm}$, que corresponde a ArIII. También se observa que tienen la misma configuración electrónica, lo cual significa que presentan un desdoblamiento espín-órbita, *LS*. Es decir, la diferencia de energía que presentan, es por cambios en el momento angular total, *J*, de acuerdo con las reglas de selección presentadas en la sección 2.2 del capítulo 2. Por otro lado, la $\lambda = 311,007\text{nm}$, asignada a la transición *B* es la de mayor intensidad, y corresponde a una triple ionización del Argón. La configuración electrónica corresponde a transiciones en el estado base con desdoblamiento espín-órbita. La transición, *C*, es otra transición que corresponde a una triple ionización del Argón. Aquí, a diferencia de *B*, la transición es entre estados excitados, $3p^33d - 3p^34p$. La transición, *D*, corresponde a una doble ionización del Argón con la misma configuración electrónica correspondiente a las líneas que rodean *B*.

En la figura 4.11 se muestra otra región del espectro de argón. Se muestran las transiciones *E* y *F*. La primera corresponde al ión ArII, argón doblemente ionizado. La configuración electrónica de *E* difiere del resto de las ionizaciones ArII, pues la transición se hace entre los orbitales $4p - 5s$, mientras en el resto de las configuraciones de ArII las transiciones se hacen entre $4p - 4d$, en el cuadro 4.2 se indican estas configu-

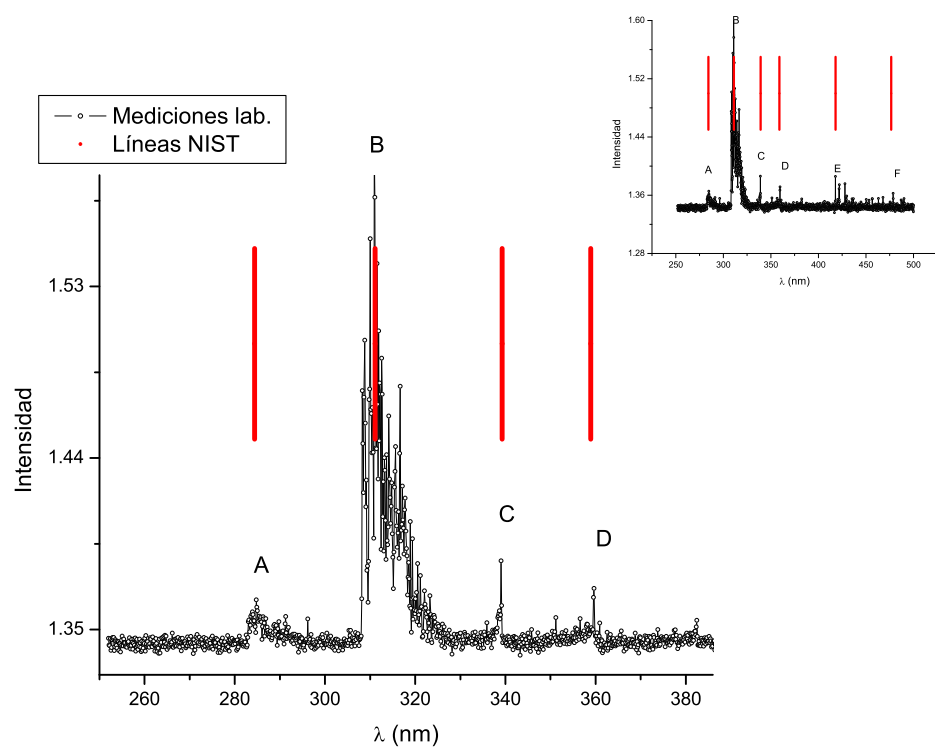


Figura 4.10: Región 1 del espectro de Ar, con traslape con la serie de datos del NIST

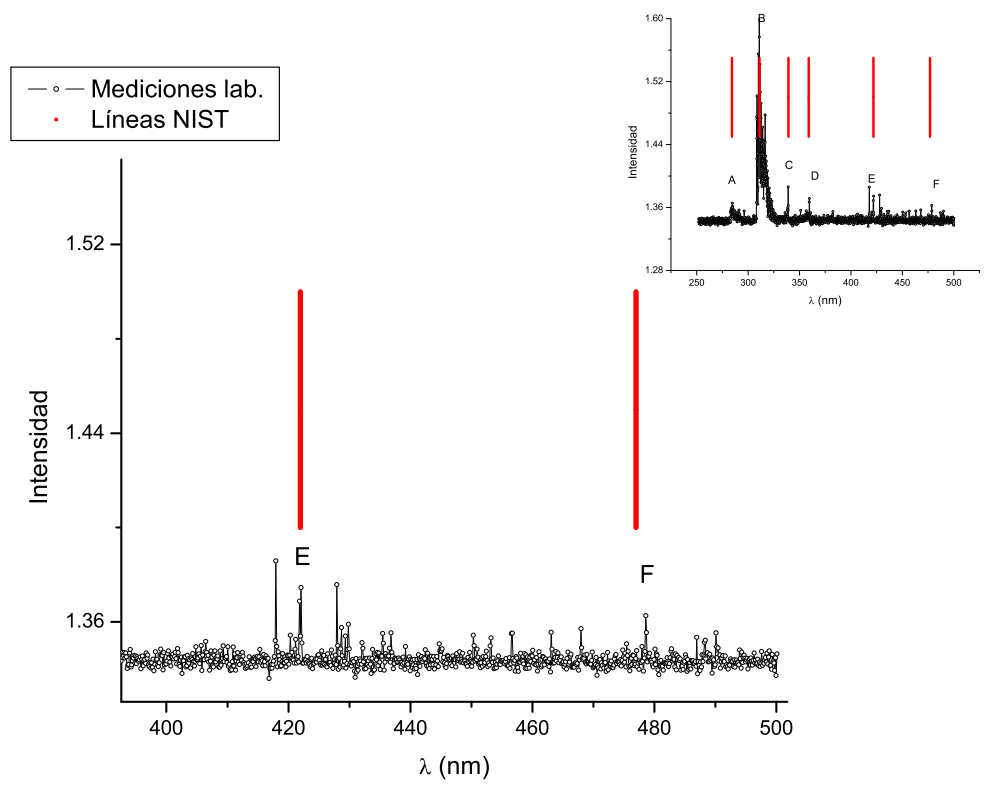


Figura 4.11: Región 2 del espectro de Ar, con traslape con la serie de datos del NIST

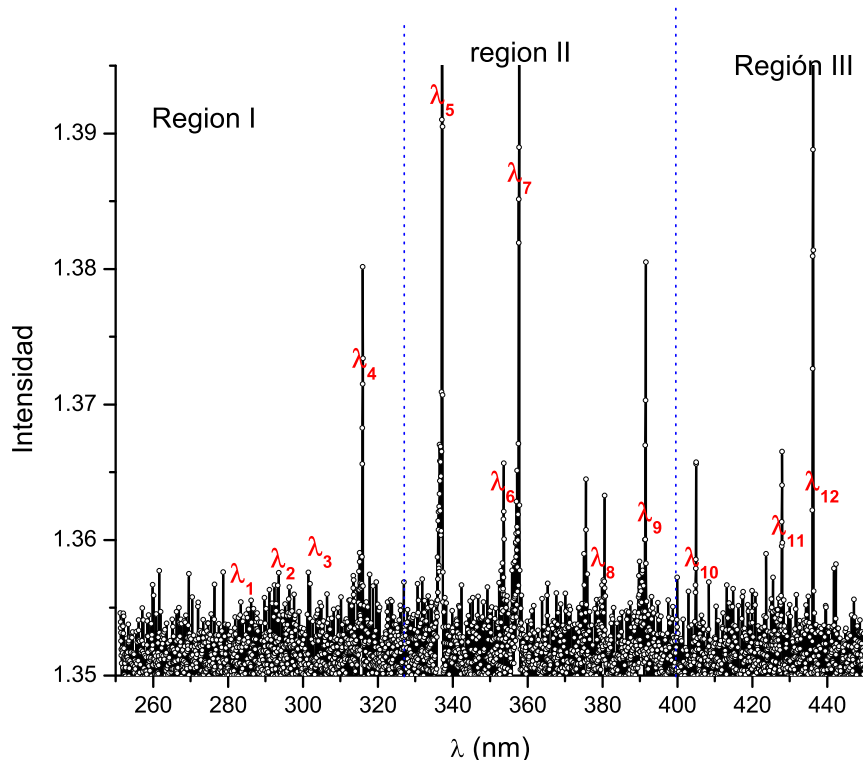


Figura 4.12: Espectro de la descarga en Aire

raciones.

En el presente trabajo incluye una descarga en aire, el cual es una mezcla de moléculas, principalmene de N_2 y O_2 . En la figura 4.13 se muestra un espectro de una descarga de aire. En éste espectro se muestran las longitudes de onda emitidas de una descarga de aire [6].

El espectro obtenido de la descarga de aire se muestra en la figura 4.12. Las emisiones ópticas se indican con λ_i . La comparación con la figura de emisión óptica de una descarga de aire 4.13 [6] tiene una gran concordancia, la cual se puede observar en el cuadro 4.3, donde se muestra la longitud de onda medida, la logitud de onda de la referencia [6] y la simbología para algunas trancisiones correspondientes a la molécula de nitrógeno.

En la figura 4.14 se muestra la primera región del espectro del aire. Se muestran las cuatro primeras transiciones designadas por λ_i , la transición $\lambda_1 = 283,36nm$ cae dentro la banda vibracional que termina en $285,95nm$ de la figura 4.13, además es muy cercana a la transición ${}^1\Sigma_u^+ \rightarrow {}^1\Pi_g$ con $282nm$ de la molécula N_2 . La transición $\lambda_2 = 293,22nm$ caen dentro de la banda que termina en $300,88nm$ de la figura 4.13, la transición $\lambda_3 = 301,4nm$ es muy cercana a $300,88nm$ de la figura 4.13 y la transición $\lambda_4 = 315,6nm$ es muy cercana a $315,9nm$. En el cuadro 4.3, se muestra estas comparaciones.

En la figura 4.15 se muestra la región II, una de las divisiones para observar con mayor claridad el espectro del aire. Se muestran cinco transiciones, las comparaciones en el cuadro 4.2 tienen gran concordancia con las bandas vibracionales mostrados en

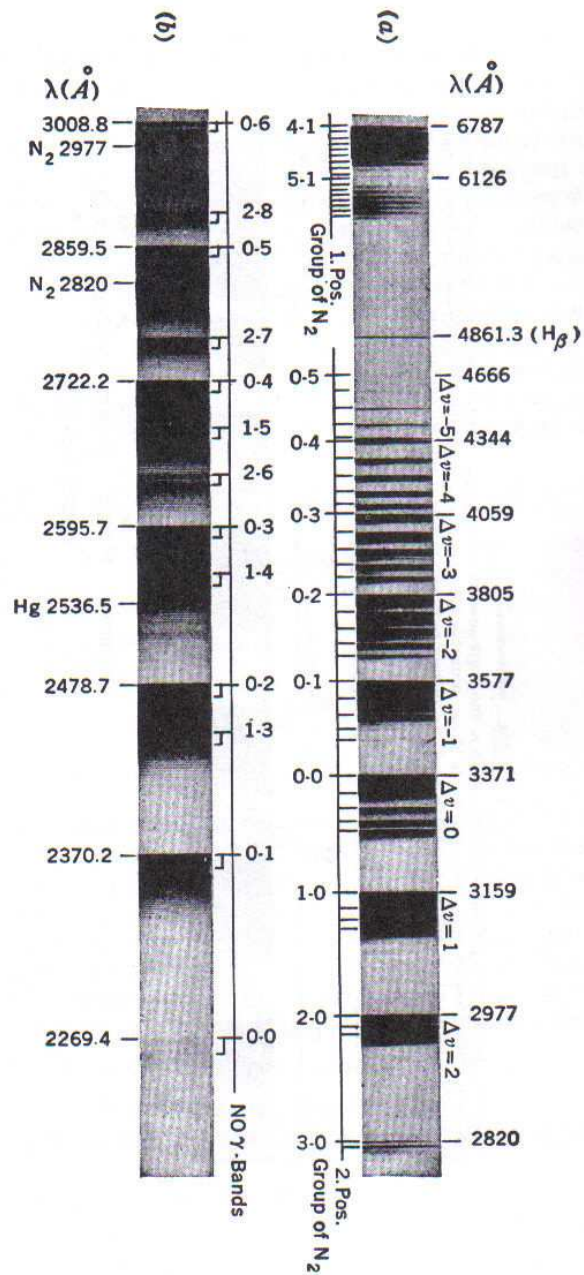


Figura 4.13: Emisión óptica de una descarga de aire [6]

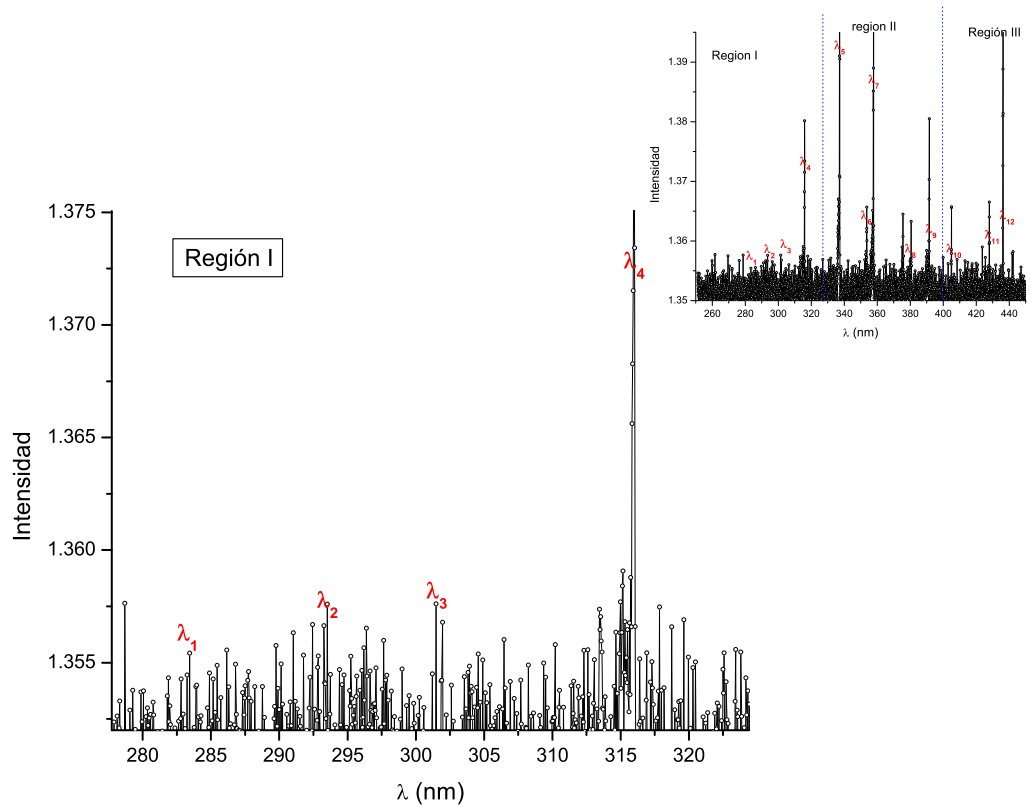


Figura 4.14: Espectro de la descarga en Aire

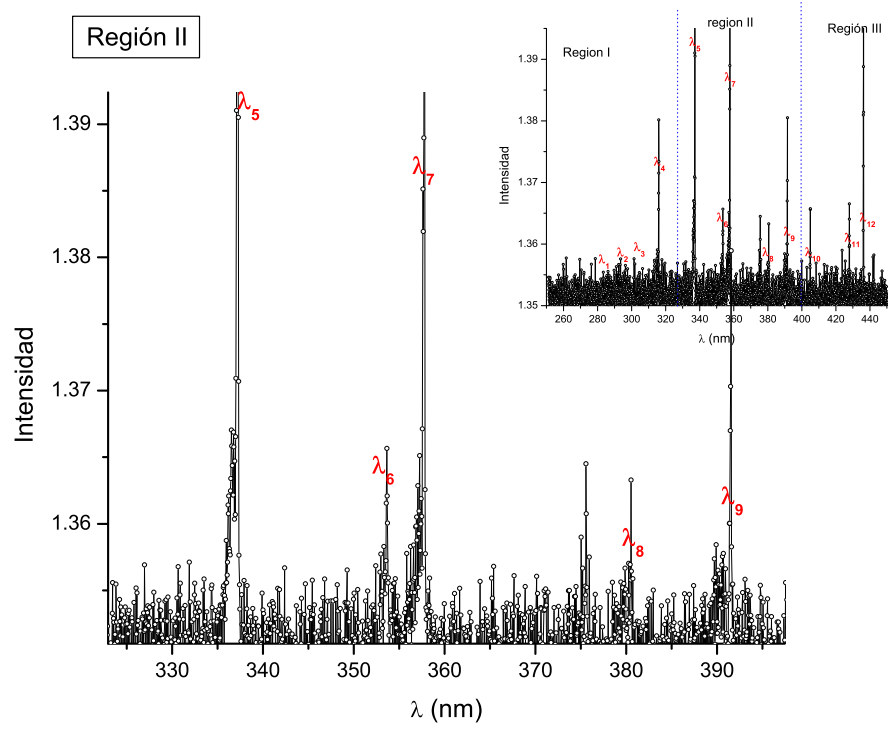


Figura 4.15: Espectro de la descarga en Aire

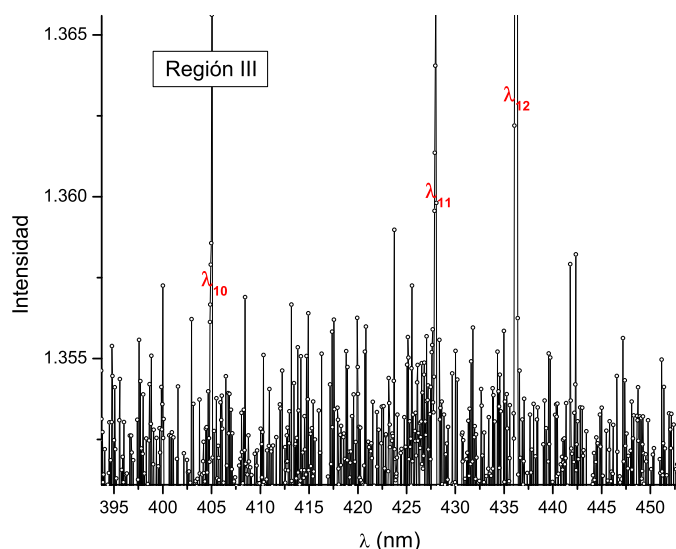


Figura 4.16: Espectro de la descarga en Aire

la figura 4.13 de la referencia [6], además se encuentra la transición ${}^3\Pi_u \rightarrow {}^3\Pi_g$ de $337,1nm$ de la molécula N_2 . La transición $\lambda_6 = 353,6nm$ está dentro de la banda que termina con $357,7nm$. La transición $\lambda_9 = 391,45$ corresponde a la transición ${}^2\Sigma_u^+ \rightarrow {}^2\Sigma_g^+$ de la molécula nitrógeno, N_2 .

En la figura 4.16 se muestra la región III del espectro obtenido para la descarga de aire. Las transiciones $\lambda_{10} = 404,9nm$ y $\lambda_{11} = 435,98nm$ concuerdan con las reportadas en la figura 4.13 [6]. La transición $\lambda_{11} = 427,79nm$ cae dentro de la banda vibracional que termina en $434,4nm$.

Se observa en la tabla 4.2 que la emisión óptica de la descarga de Ar, corresponde en su mayor parte a transiciones de átomos con doble ionización. El potencial de primera ionización para el Ar es de $15,8eV$. Para remover electrones de capas internas se requiere de una energía superior a esta. Lo que significa que, en los numerosos procesos, que se llevan a cabo en el gas o en el cátodo, los electrones, y en general las partículas, adquieren suficiente energía del campo eléctrico y de las colisiones, para llevar a cabo tales ionizaciones. La descarga es de baja densidad, de $1,2torr$, y con un valor del campo eléctrico alto, a un voltaje de $280volts$ con $1cm$ de distancia entre electrodos. La región de Crookes es la que presenta el mayor valor del campo eléctrico. Lo que propicia que abunden las colisiones por impacto electrónico, sección 2.1.7, debido a que los electrones adquieren suficiente energía para ionizar a los átomos por la presencia de un alto valor del parámetro E/N . El hecho de que el valor de E/N sea grande, también da lugar a los procesos de ionización secuencial, sección 2.1.7, pues los electrones tienen suficiente energía para ceder a los átomos y colocarlos en estados metaestables, que por medio de otra colisión con un electrón llegan a ionizarse. Los átomos excitados y neutros también colisionan entre ellos, los procesos de transferencia de excitación, ionización penning y colisiones de metaestable-metaestable son ejemplo de ello, sección 2.1.7. Estas llevan a los átomos a niveles superiores de excitación o a la ionización. Sin embargo, debido a que el gas tratado es de baja densidad y alto voltaje, el valor de E/N

Pico	$\lambda[nm]$	$\lambda[nm]$ del NIST	Ionización	Transición
A	284.775	284.865	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4s - 3s^23p^4 ({}^1D) 4p$
B	310.909	311.007	ArIII	$3s^23p^4 - 3s^23p^4$
B		313.992	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		314.733	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		316.228	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		317.058	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		318.195	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		319.515	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
B		320.524	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
C	339.043	339.282	ArIII	$3s^23p^3 ({}^2D) 3d - 3s^23p^3 ({}^2P) 4p$
D	359.674	358.947	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4d$
E	421.670	421.985	ArII	$3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 5s$
F	478.580	477.008	ArI	$3s^23p^5 ({}^2P_{3/2}) 4p - 3s^23p^5 ({}^2P_{1/2}) 6d$

Cuadro 4.2: Longitudes de onda en la descarga de Ar comparada con NIST

Pico	Medida λ [nm]	Literatura λ [nm] referencia [6]	Transición de N_2
λ_1	283.36	282-285.95	${}^1\Sigma_u^+ \rightarrow {}^1\Pi_g$
λ_2	293.22	285.95-297.7	
λ_3	301.40	300.88	
λ_4	315.60	315.9	
λ_5	337.34	337.1	${}^3\Pi_u \rightarrow {}^3\Pi_g$
λ_6	353.64		
λ_7	357.76	357.7	
λ_8	380.32	380.5	
λ_9	391.45		${}^2\Sigma_u^+ \rightarrow {}^2\Sigma_g^+$
λ_{10}	404.90	405.9	
λ_{11}	427.79		
λ_{12}	435.98	434.4	

Cuadro 4.3: Longitudes de onda en la descarga de Aire

que actúa sobre los electrones es propicio para que las ionizaciones de los átomos, sean principalmente por colisiones con electrones. Son muchas y variadas las maneras en las que los átomos y los iones se ionizan, siempre y cuando el factor, E/N , proporcione la suficiente energía para ello. Los gases nobles son acreedores de numerosos niveles metaestables, así que, probablemente, en las colisiones que permiten las múltiples ionizaciones, además de las colisiones electrónicas, la presencia de átomos metaestables es fundamental.

En el cuadro 4.3, se muestra la longitud de onda de las transiciones en la descarga de aire, y se compara con un espectro en literatura [6]. Se muestran algunas de las transiciones de la molécula de N_2 . La descarga en aire se obtuvo con $0,9\text{torr}$ y 430volts con una distancia entre los electrodos de $0,5\text{cm}$. La densidad es baja y el campo eléctrico es alto, por lo que el valor de E/N es alto, especialmente en la región de Crookes, sección 2.1.4, la cual posee el mayor valor del campo eléctrico que en el resto de la

descarga. Los altos valores de E/N , al igual que en la descarga de Ar, propician que por impacto electrónico, las moléculas se exciten y se ionicen, además de otro tipo de colisiones entre las moléculas, sección 2.1.7.

4.4. Mediciones de temperatura electrónica en el plasma

En la sección 2.1.5, se describe el comportamiento de la corriente iónica y electrónica en una sonda de langmuir en función del potencial aplicado a esta. En tal descripción se considera una distribución Maxwelliana de energía, tanto en los electrones como en los iones. Cuando la distribución no es del tipo Maxwelliana, la forma de la curva $I(V_{sonda})$, se aleja del modelo de la curva idealizada presentada en la sección 2.1.5. Es esta sección se obtuvieron las curvas características $I(V)$ para una descarga en Argón y para una descarga en Aire. La corriente eléctrica en la sonda, está dominada por el hecho de que la velocidad de los electrones es considerablemente mayor a la de los iones. Por lo que solo se puede determinar la temperatura electrónica con esta técnica. El sistema y la sonda son los descritos en la sección 3.2. Tal como se muestra en la sección 2.1.5, la intersección de las pendientes de saturación de corriente, i_e , y de la corriente electrónica, es el valor del potencial del plasma, V_p .

En las gráficas 4.17, 4.18, 4.19, se muestran las curvas características, para Argón, el valor de la densidad del gas y el valor de V_p . Para las tres curvas el voltaje de la fuente entre los electrodos tiene el valor de: $V = 330\text{volts}$.

En la figura 4.17 se puede observar únicamente la región que corresponde a la corriente electrónica. La corriente iónica no logra notarse por la diferencia que existe entre sus velocidades, como anteriormente se había mencionado. La región de saturación no alcanza a definirse totalmente, pero para obtener V_p , se considera a partir de los puntos que muestran una inflexión hacia el final de la curva.

En la figura 4.18 correspondiente a una descarga con presión, $0,854\text{torr}$, al igual que la presentada en 4.17. La región de corriente de saturación electrónica, i_e , no alcanza a observarse, sin embargo la inflexión de la curva si se observa. Para obtener V_p , se considera la tendencia que los puntos de inflexión tienen y cual es el punto de saturación posible. El valor de los voltajes del plasma, V_p , obtenidos para las curvas 4.17 y 4.18 son aunque cercanos, no son iguales, y no cae el valor de uno dentro del intervalo de incertidumbre del otro.

En la figura 4.19, se puede observar que el comportamiento de la corriente en la sonda en función del voltaje aplicado, no es exactamente como la curva idealizada. Hay una región que se comporta de acuerdo al modelo idealizado, después del punto de inflexión señalado con la recta horizontal de la intersección, se considera el valor de la corriente de saturación, i_e . Después de este punto existe una región de crecimiento de la corriente. La causa de este crecimiento se debe principalmente a emisión secundaria por impacto contra la sonda o contra cualquier partícula neutra presente, debido a que el campo creado por la sonda acelera los electrones, sección 2.1.5. En ésta región, los electrones no tienen una distribución de energía Maxwelliana. La densidad es un factor importante, por que está directamente relacionada con el número de colisiones. Esta descarga, es casi dos veces más densa que las dos anteriores que no presentaron el comportamiento de emisión secundaria. Es por eso que para el análisis de esta cur-

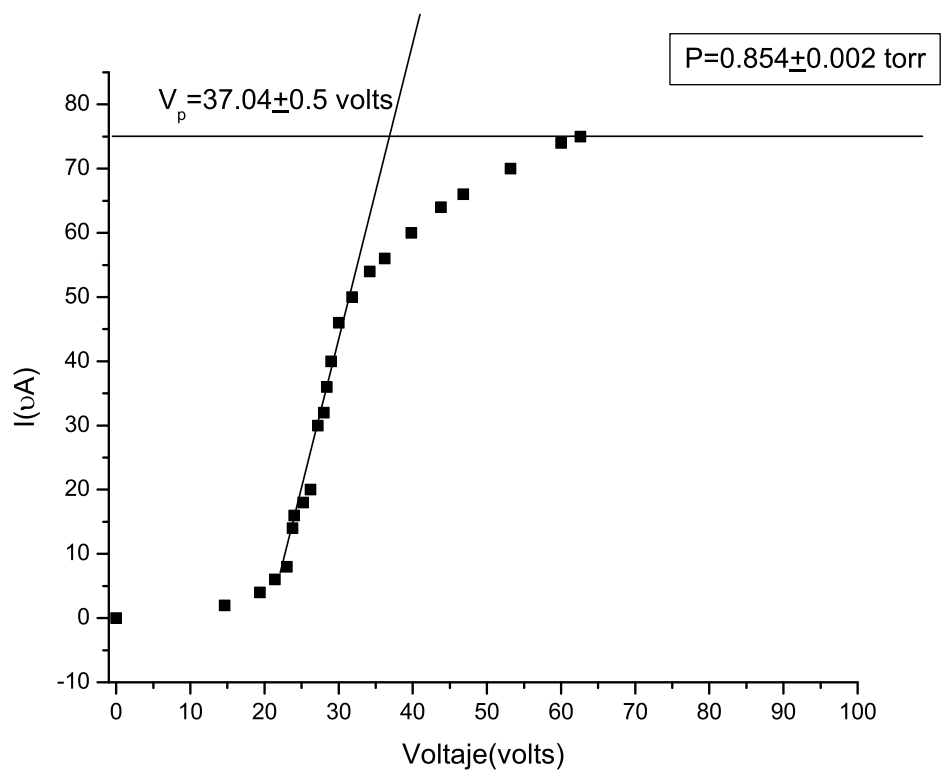


Figura 4.17: I (V) para Ar, presión 0,854torr

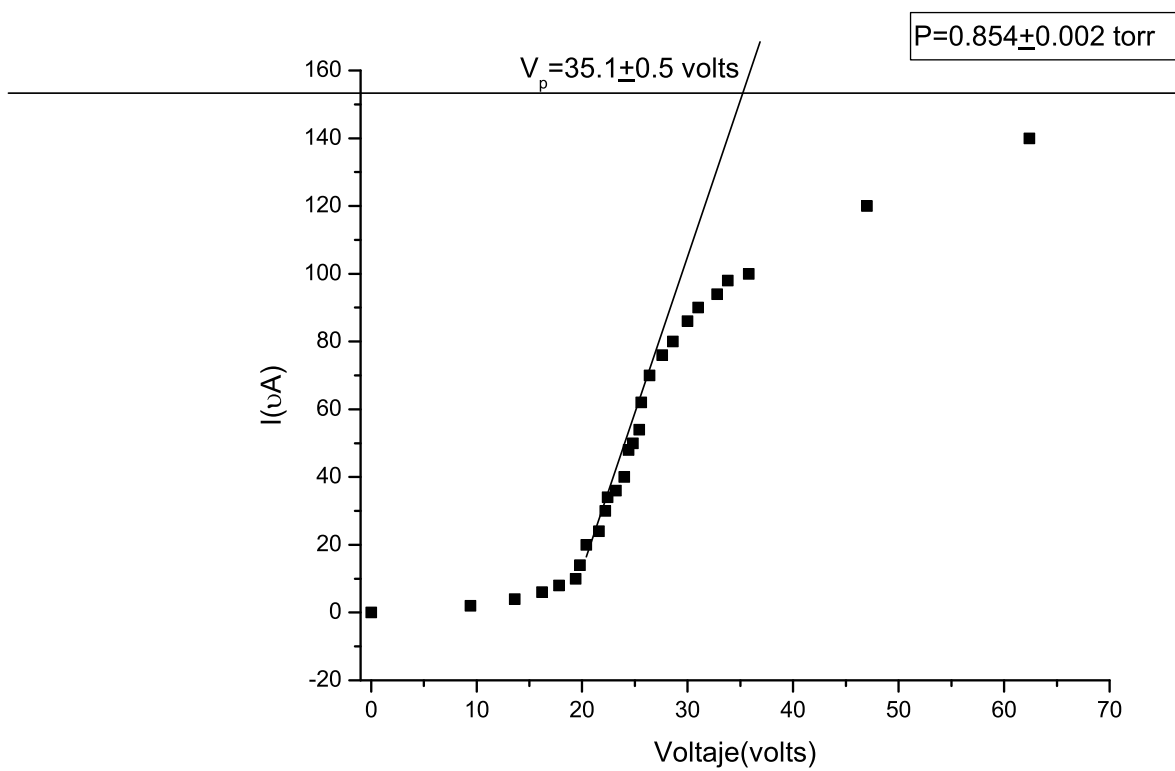


Figura 4.18: I (V) para Ar, presión $0,854$ torr

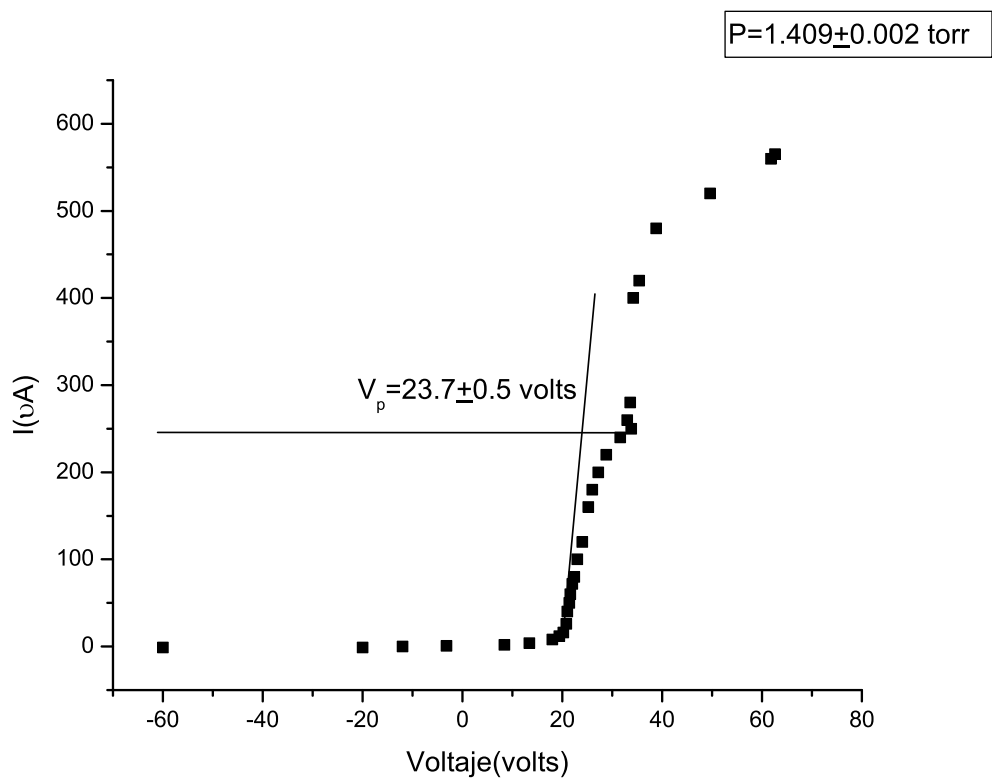


Figura 4.19: $I(V)$ para Ar, el valor, V_p , es para la región que se aproxima a la curva característica idealizada

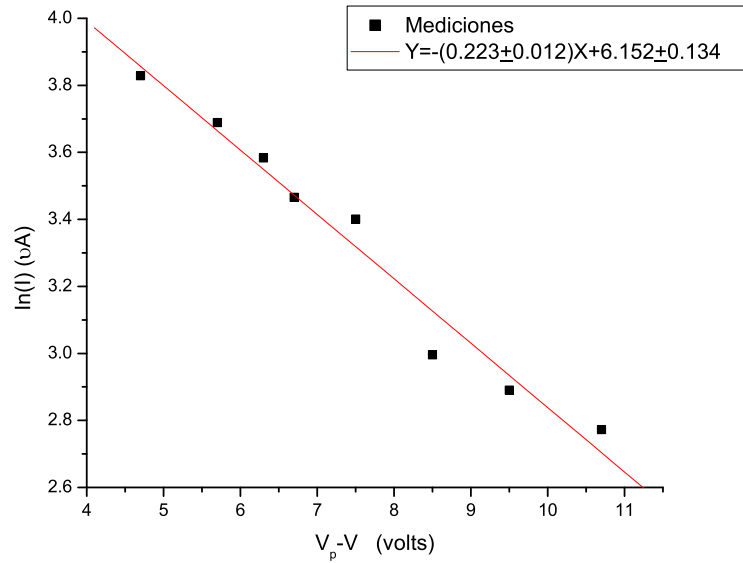


Figura 4.20: Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.17

Presión	V_p (volts)	v_e (m/s)
1.409	23.7 ± 0.5	$1,6195x10^6 \pm 7,7x10^4$
0.854	37.0 ± 0.5	$1,4034x10^6 \pm 3,5x10^4$
0.854	35.1 ± 0.5	$1,5192x10^6 \pm 5,2x10^4$

Cuadro 4.4: Valores de la velocidad obtenidos para una descarga de Argón

va, solo se considera la región que tiene concordancia con la curva idealizada $I(V_{sonda})$.

La parte de las figuras 4.17, 4.18 y 4.19, que corresponde a un crecimiento exponencial, puede ser representada por una recta y la expresión 2.22. De manera que graficando el logaritmo natural de la corriente contra la diferencia del voltaje del plasma, V_p , y el voltaje de la sonda, V , se obtiene el valor de la pendiente que corresponde a $-\frac{e}{kT_e}$, y el valor de la intersección con el eje Y corresponde a $\ln(i_e)$, donde a su vez, $i_e = \frac{en_e \bar{v}_e A_{sonda}}{4}$. Por lo tanto, se puede obtener el valor de la temperatura electrónica y el valor de la densidad electrónica. En las gráficas, 4.20, 4.21, 4.22, se muestra la aproximación lineal correspondiente a las curvas de Argón.

El valor de la velocidad media de los electrones está dado por $\bar{v}_e = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$. En la tabla 4.4, se muestran los valores obtenidos de la velocidad electrónica para una descarga de argón.

En el cuadro 4.5 se muestran los valores obtenidos para la temperatura, la densidad electrónica y la longitud de Debye λ_D . Se puede observar que para dos descargas con un mismo valor de E/N , los valores de la temperatura, la densidad y la longitud de Debye difieren. El cálculo de estos valores requiere del potencial del plasma, V_p . Su determinación, depende de observar con claridad en la curva $I(V)$, la zona de saturación

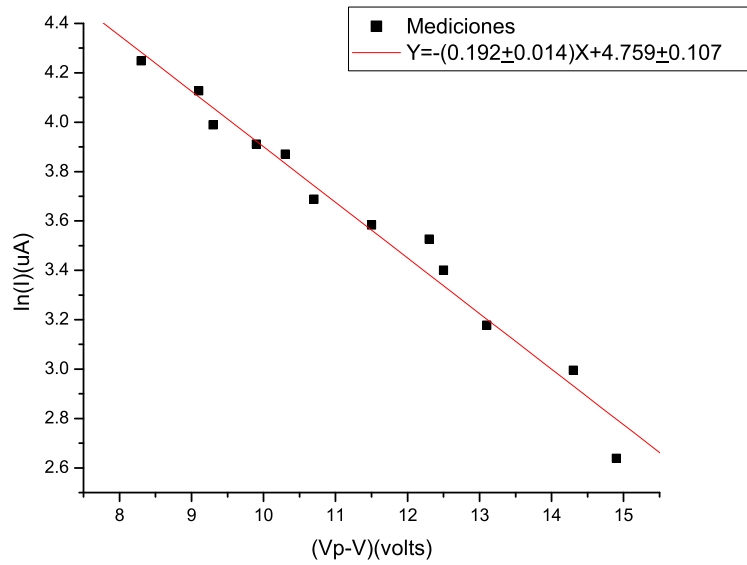


Figura 4.21: Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.18

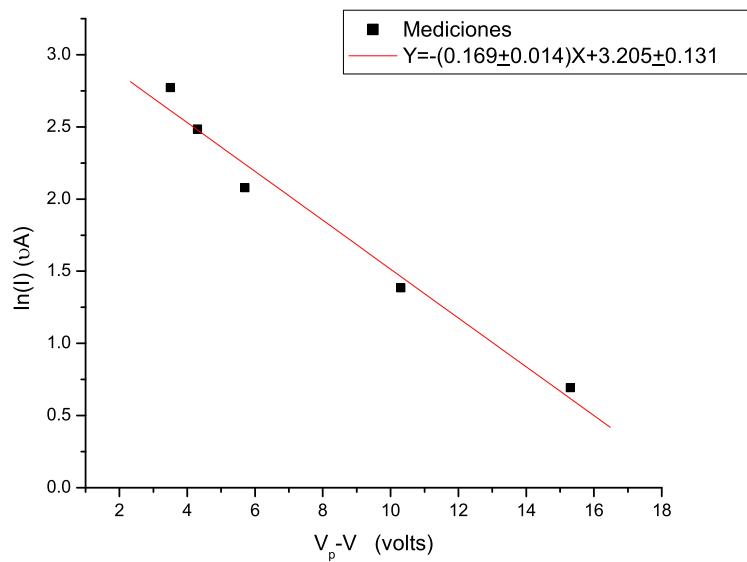


Figura 4.22: Aproximación lineal de la región con crecimiento exponencial correspondiente a la curva 4.19

E/N (Td) (volts)	T_e (k)	T_e (eV)	n_e (m^{-3})	λ_D (m)
726.05	$68,633 \pm 4,340$	$5,91 \pm 0,38$	$3,1 \times 10^{15} \pm 4 \times 10^6$	$3,3 \times 10^{-4} \pm 0,5 \times 10^{-4}$
1,197.89	$60,396 \pm 2,758$	$5,20 \pm 0,24$	$1,5 \times 10^{16} \pm 5 \times 10^6$	$1,4 \times 10^{-4} \pm 0,5 \times 10^{-4}$
1,197.89	$51,541 \pm 5,602$	$4,44 \pm 0,49$	$6,7 \times 10^{16} \pm 4 \times 10^6$	$6,1 \times 10^{-5} \pm 0,5 \times 10^{-5}$

Cuadro 4.5: Valores obtenidos para una descarga de Argón

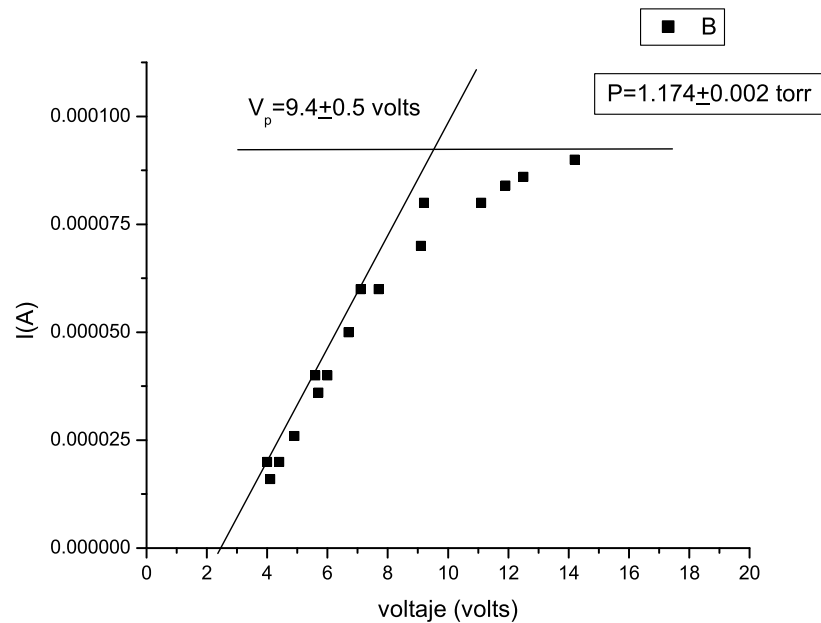


Figura 4.23: $I(V)$ para Aire, presión $1,74 \text{ torr}$

de corriente electrónica.

En las gráficas 4.23, 4.24, 4.25, se muestran las curvas características para la descarga de aire, también se muestra el valor del voltaje del plasma, V_p , y la presión de la descarga.

En la figura 4.23, la curva característica, $I(V_{sonda})$, muestra una parte de la región que corresponde a la corriente electrónica y alcanza también a mostrar la región de saturación i_e . La densidad de la descarga es de $1,74 \text{ torr}$, con distancia entre los electrodos de $d = 4 \text{ cm}$ y a un voltaje de 470 volts .

La curva 4.24 tiene un comportamiento muy similar al de la curva idealizada, se logra observar la región de la corriente electrónica y la zona de saturación i_e . La densidad de la descarga es de $0,87 \text{ torr}$, distancia entre los electrodos de $d = 4 \text{ cm}$ y voltaje de 390 volts .

La figura 4.25 muestra la curva $I(V_{sonda})$ para una descarga de $0,32 \text{ torr}$, distancia entre los electrodos, $d = 4 \text{ cm}$, y voltaje de 330 volts . Se muestra la región de corriente electrónica y se alcanza a observar la inflexión que corresponde a la zona de corriente de saturación, i_e .

En las gráficas 4.26, 4.27, 4.28, se muestra la aproximación lineal para la región de

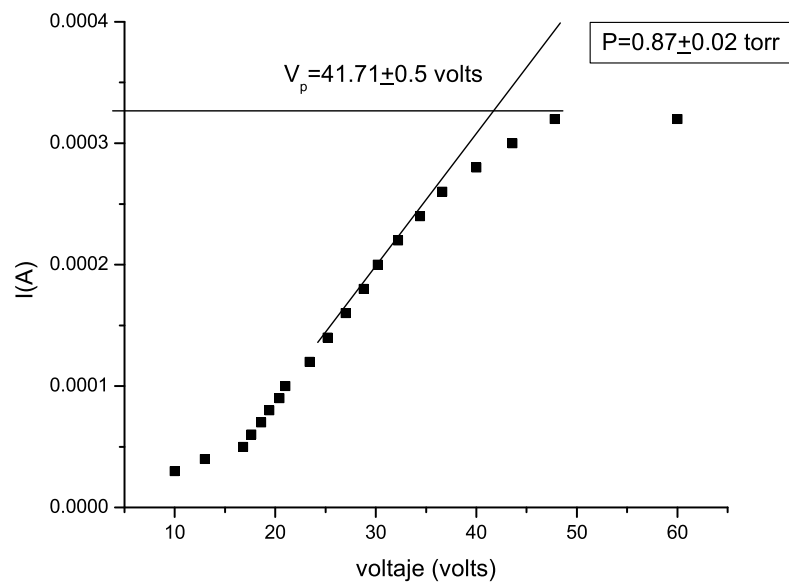


Figura 4.24: I (V) para Aire, presión $0,87$ torr

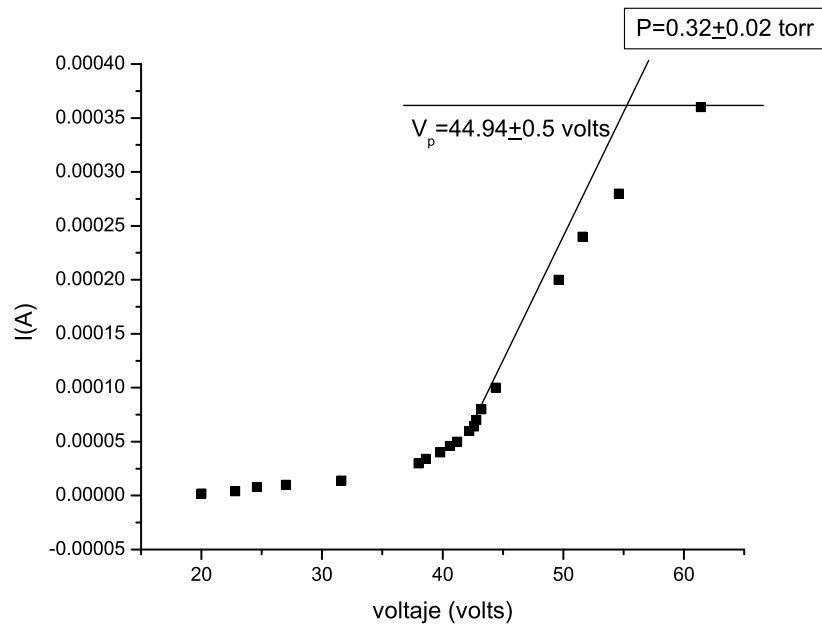


Figura 4.25: I (V) para Aire, presión $0,32$ torr

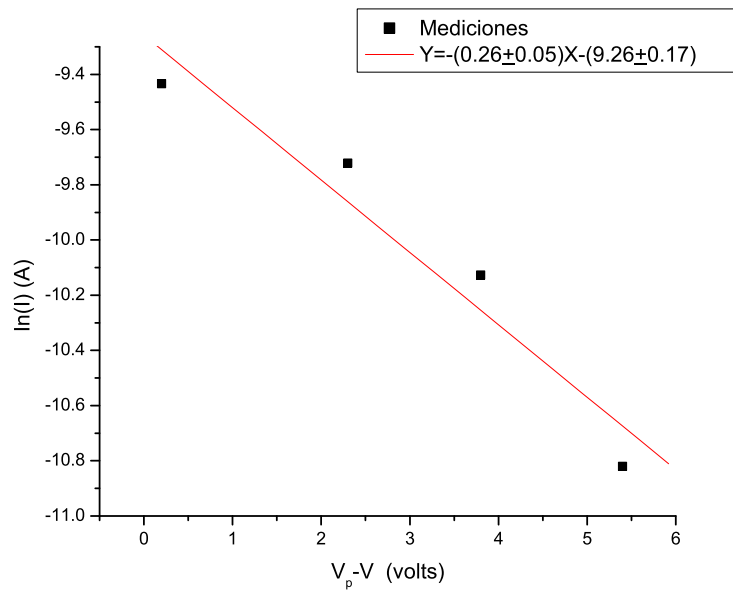


Figura 4.26: Aproximación lineal para Aire, presión 1,74torr

Presión	V_p (volts)	v_e (m/s)
1.174	9.40 ± 0.5	$1,3x10^6 \pm 1,3x10^5$
0.870	41.71 ± 0.5	$1,7x10^6 \pm 3,7x10^4$
0.320	44.94 ± 0.5	$1,6x10^6 \pm 3,7x10^4$

Cuadro 4.6: Valores de la velocidad obtenidos para la descarga de Aire

crecimiento exponencial, para cada una de las curvas de la descarga en aire.

En el cuadro 4.6 se muestra el valor de la velocidad de los electrones en la descarga de aire, para diferentes valores de la presión.

En el cuadro 4.7 se muestran los valores obtenidos para la temperatura, la desidad electrónica y longitud de Debye, λ_D , para la descarga en aire.

E/N (Td) (volts)	T_e (k)	T_e (eV)	n_e (m^{-3})	λ (m)
209.34	$44, 250 \pm 8, 450$	3.8 ± 0.7	$1.5x10^{16} \pm 2x10^7$	$1.2x10^{-4} \pm 0.8x10^{-4}$
347.41	$72, 850 \pm 3, 150$	6.3 ± 0.3	$3.3x10^{17} \pm 5x10^6$	$3.3x10^{-5} \pm 0.8x10^{-4}$
779.73	$65, 950 \pm 2, 950$	5.7 ± 0.3	$1.3x10^{16} \pm 9x10^6$	$1.6x10^{-4} \pm 0.8x10^{-4}$

Cuadro 4.7: Valores obtenidos para una descarga de Aire

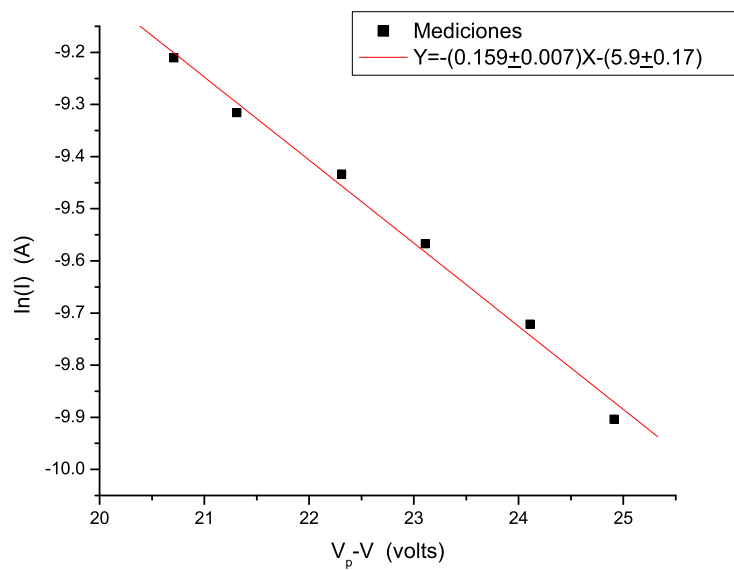


Figura 4.27: Aproximación lineal para Aire, presión 0,87torr

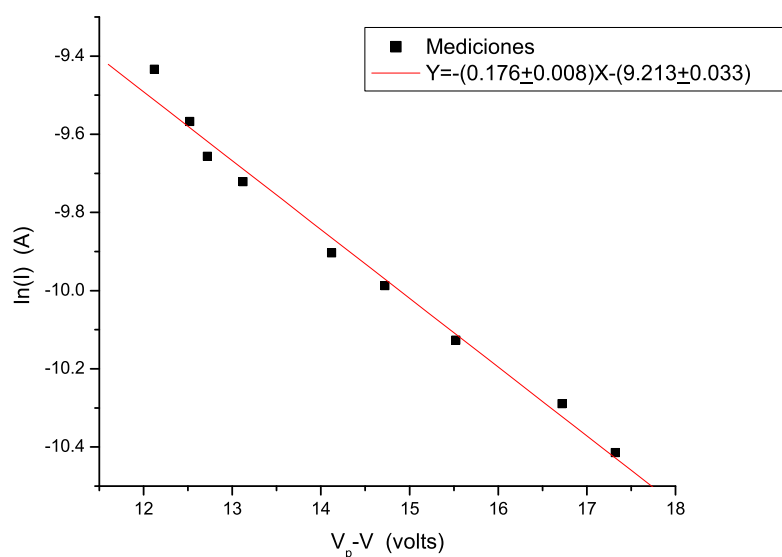


Figura 4.28: Aproximación lineal para Aire, presión 0,32torr

Capítulo 5

Conclusiones

Esta tesis recaba el trabajo de varios meses. Tiempo que requirió el aprender desde los conceptos básicos de física que envuelven el tema de los plasmas, y en particular de la descarga de resplandor. Hasta el acondicionamiento de un sistema experimental que permitiera obtener la descarga y su caracterización. Proponer un fenómeno físico, revisar y aprender de los modelos establecidos, y por último, idear el diseño, que a base de técnicas obtenga el fenómeno en el laboratorio, de manera que de él, se extraiga la información física a estudiar. Es un camino a concluir que la física se hace en el laboratorio, la física es experimental. Es por eso que este trabajo consistió en indagar en la física de la descarga de resplandor, de manera paralela con el acondicionamiento del dispositivo experimental, para finalmente obtener la descarga y su caracterización. Los resultados que se presentan son para una descarga en Aire y para una descarga en Argón.

El presente trabajo describe la ionización como una serie de procesos que se llevan a cabo en el gas y en el cátodo. Estos procesos se llevan a cabo a partir de la existencia de un voltaje crítico, llamado *voltaje de ruptura*, a partir del cual la descarga se convierte en *autosostenida*. El coeficiente de ionización secundaria de Townsend por procesos en el cátodo, γ , es el responsable de la producción de electrones secundarios que mantienen la descarga autosostenida. Se obtienen valores de dicho coeficiente a través de la *Ley de Paschen*. Que la relaciona el voltaje de ruptura en función del parámetro presión-distancia pd y el coeficiente de ionización secundaria, γ . Básicamente, la ley de Paschen, declara que los procesos de ionización, requieren un valor suficiente del parámetro, E/N , para llevarse a cabo en el gas y en el cátodo, y consecuentemente llevar la descarga a ser autosostenida. Los valores obtenidos para el coeficiente γ , son del orden de magnitud reportados por la referencia [1], sin embargo, cabe hacer notar que en general γ , depende del parámetro E/N , aunque en esta tesis se considera $\gamma(E/N) = cte$.

La intensidad de la descarga depende de la densidad y de la energía de excitación de los electrones. Si los electrones tienen la suficiente energía de excitación y de ionización, pueden crear una población de átomos excitados, que en un periodo de tiempo muy corto se relajan emitiendo una longitud de onda del espectro. La excitación y la relajación de los átomos en la descarga, por colisiones principalmente con electrones, resplandecen emitiendo un espectro característico del gas. En este caso Aire y Argón. En el capítulo 4, correspondiente a los resultados, se muestra el espectro obtenido para las descargas de Aire y de Argón. El espectro del aire se compara con una emisión óptica obtenida de

la referencia [6], con la cual se encuentra buena concordancia y se identifican algunas líneas de emisión de la molécula de nitrógeno, N_2 . Para el caso de la descarga en Argón, se hace una comparación con las líneas de emisión de la base de datos NIST [16]. Encontrando que en su mayoría, las longitudes de onda emitidas en la descarga, son del ión AII. Lo cual muestra que los electrones secundarios que mantienen autosostenida la descarga, no solo tienen suficiente energía de excitación, también tienen suficiente energía para establecer una serie de dos y hasta de tres ionizaciones al átomo de Argón, esto debido a que el parámetro E/N establece entre los electrones dicha energía.

Bajo suposición de que los electrones y los iones tienen una distribución de Maxwell-Boltzman para la energía, se presenta la teoría de la sonda de Langmuir. La cual es usada para obtener mediciones de la temperatura y la densidad electrónica. La temperatura electrónica está directamente asociada a la energía cinética. Los valores obtenidos no sobrepasaron los $6eV$, esta no es suficiente energía para ionizar el átomo de Argón. Sin embargo se obtienen líneas de emisión de una, dos y tres ionizaciones para el átomo de Argón. Es importante recalcar que la temperatura es una energía media, y que la distribución de energía incluye tanto a electrones altamente energéticos, como a electrones que poseen una energía por debajo del valor promedio. Por lo que la temperatura electrónica obtenida representa el valor de la energía media de los electrones, aunque de manera individual existan electrones de varios electronvolts por encima del valor medio, los cuales permiten las ionizaciones a través de las diferentes colisiones electrónicas. Por último, la caracterización de la descarga de resplandor para dos tipos de gas, Aire y Argón, de manera general. Consistió en obtener mediciones acerca de las propiedades eléctricas, espectroscópicas y otras como la temperatura y la densidad electrónica. La obtención de todas estas características, permite identificar y conocer la descarga. Con miras a futuro, hacia el estudio, del cambio de estas propiedades bajo la interacción de radiación láser.

La conductividad de un gas ionizado está directamente relacionado con los procesos de excitación y relajación de los átomos. Todo esto involucra la interacción con los electrones libres en la descarga. Si se modifica la población de los niveles energéticos de la descarga, se modifica también, el espectro emitido y la conductividad del gas. Con esto es posible identificar estados metaestables, pues estos, pueden poblarse por átomos que absorbe radiación cercana a los niveles energéticos metaestables. La visión a futuro del este trabajo es mejorar las técnicas, con sistemas de automatización y adquisición de datos que permitan obtener resultados con mayor precisión, además de llevar este desarrollo a la realización del *efecto optogalvánico*, [9], con la interacción de luz láser. El trabajo realizado en esta tesis constituye la primera etapa para estudios de mayor alcance. En particular, la caracterización de los distintos parámetros del plasma permitirán realizar en un futuro cercano estudios de interacción de plasmas con láseres. Este tipo de estudios tienen una gran relevancia tanto en ciencia básica como en aplicaciones. La caracterización analítica de el plasma a emplear es la primera y muy importante fase en este tipo de estudios, y la presente tesis servirá como base para esos estudios ulteriores.

Parte I

Anexos

ASD DATA INFORMATION
LINES LEVELS List of Spectra Ground States & Ionization Energies Bibliography Help



NIST Atomic Spectra Database Lines Data

Example of how to reference these results:
 Falchenko, Yu., Kramida, A.E., Reader, J., and NIST ASD Team (2008). NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd3> [2008, June 27]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

Query NIST Bibliographic Databases for Ar (new window):

[Wavelengths](#) [Transition Probabilities](#)

Ar : 375 Lines of Data Found

Wavelength range: 270 - 480 nm

Wavelength in: vacuum

Highest relative intensity: 800

Ion	Observed Wavelength Vac (nm)	Ritz Wavelength Vac (nm)	Rel. Int. (?)	A_{ki} (s^{-1})	Acc.	Configurations	Terms	$J_i - J_k$	$g_i - g_k$	Type
Ar III	272.565	272.5595	10	4.2e+07	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 3d - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	${}^3D^\circ - {}^3D$	3 - 3	7 - 7	
Ar III		274.4664		7.3e+06	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 3d - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	${}^3D^\circ - {}^3D$	3 - 2	7 - 5	
Ar II		275.5681		2.e+05	C+	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$4P - 2F^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar IV	275.874	275.874	14	2.8e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^1D) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^1D) 4p$	$2D - 2F^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar III	276.305		7							
Ar IV	277.708	277.704	10	1.1e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar IV		278.367		1.8e+07	E	$3s^2 3p^2 ({}^1D) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^1D) 4p$	$2D - 2F^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar IV	278.529	278.523	12	2.5e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^1D) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^1D) 4p$	$2D - 2F^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar V		278.682		8.1e-02	D	$3s^2 3p^2 - 3s^2 3p^2$	$3P - 1S$	2 - 0	5 - 1	E2
Ar IV	278.978	278.971	14	1.9e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar IV	279.793	279.786	7	2.2e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2	
Ar IV	281.027	281.027	16	2.6e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar IV	283.108	283.103	10	1.4e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar III	284.372		7							
Ar II		284.4965		2.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar II		284.8656		3.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar IV		285.268		4.1e+07	E	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar IV		285.449		2.55e+00	C	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	M1
Ar IV		285.449		1.6e-05	D	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	E2
Ar III	285.613		8							
Ar IV		286.899		1.2e-04	D	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	E2
Ar IV		286.899		9.7e-01	C	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	M1
Ar IV	287.524	287.514	6	7.3e+07	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar III	288.497		9							
Ar II	289.2460	289.2460	25	1.82e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar IV	291.385	291.377	12	2.5e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$2P - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar IV		291.905		1.3e+07	E	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$4P - 4D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar IV	292.719	292.706	11	2.0e+08	D	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$2P - 2D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II		293.3448		8.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II	294.3753	294.3753	200	5.3e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II	297.9919	297.9919	100	4.16e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2P - 2P^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2	

Ar II		300.1320		1.5e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2D^\circ - 2D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar III		300.6097		4.3e-02	D	$3s^2 3p^4 - 3s^2 3p^4$	$3p - 1S$	2 - 0	5 - 1	E2
Ar III	301.090		10							
Ar III	302.493	302.4861	12	2.6e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	2 - 3	5 - 7	
Ar III		302.7967		6.4e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	2 - 2	5 - 5	
Ar II		302.9796		2.3e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2p^\circ - 2D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II	303.4391	303.4391	50	9.9e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p$	$2p - 2p^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar III		303.7759		7.0e+06	E	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	2 - 1	5 - 3	
Ar IV	303.886	303.876	6	3.6e+07	E	$3s^2 3p^2 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^2 ({}^3P) 4p$	$2p - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar III	305.571	305.5662	12	1.9e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	1 - 2	3 - 5	
Ar III	306.566	306.5634	10	1.0e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	1 - 1	3 - 3	
Ar IV	307.829		8							
Ar III	307.904	307.9024	10	1.4e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2P) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2P) 4p$	$3p^\circ - 3D$	0 - 1	1 - 3	
Ar II	309.4300	309.4300	50	4.4e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2p^\circ - 2D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar III		311.0077		4.02e+00	C	$3s^2 3p^4 - 3s^2 3p^4$	$3p - 1S$	1 - 0	3 - 1	M1
Ar III	311.131		7							
Ar III	312.881		7							
Ar II		313.9926		5.2e+07	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		314.7337		3.e+05	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 2F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar II		316.2288		1.8e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2S^\circ - 2D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II		317.0585		4.9e+07	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar II		318.1957		3.7e+07	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar II		319.5153		2.4e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4F$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar I	320.129		8							
Ar II		320.5247		4.e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2D^\circ - 2p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II		321.3446		5.2e+06	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II		322.2555		1.8e+06	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		322.6905		2.1e+06	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4F$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II		323.7744		5.2e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2p^\circ - 2p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II	324.4625	324.4624	20	1.056e+08	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar II		325.0737		6.3e+07	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II		325.4857		9.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar II		326.4512		1.55e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4F$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II		327.4260		3.7e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2D^\circ - 2p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar II		328.2647		4.2e+07	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$4p^\circ - 4p$	$1/2 - 1/2$	2 - 2	
Ar III	328.680	328.6788	25	2.0e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^4S) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^4S) 4p$	$5S^\circ - 5p$	2 - 3	5 - 7	
Ar III	329.4589	329.4589	25	1.7e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2p^\circ - 2p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar III	330.283	330.2806	20	2.0e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^4S) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^4S) 4p$	$5S^\circ - 5p$	2 - 2	5 - 5	
Ar III	330.8180	330.8180	20	3.4e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P) 4d$	$2p^\circ - 2p$	$1/2 - 1/2$	2 - 2	
Ar III	331.220	331.2196	15	2.0e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^4S) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^4S) 4p$	$5S^\circ - 5p$	2 - 1	5 - 3	
Ar I	332.030		7							
Ar III	332.455		7							
Ar III	333.709	333.7134	25	2.0e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	$3D^\circ - 3F$	3 - 4	7 - 9	
Ar III	334.568	334.5719	20	1.8e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	$3D^\circ - 3F$	2 - 3	5 - 7	
Ar II	335.1887	335.1887	25	1.5e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4d$	$2F^\circ - 2F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar III		335.3082		2.2e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	$3D^\circ - 3F$	3 - 3	7 - 7	
Ar III	335.946	335.9495	15	1.6e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	$3D^\circ - 3F$	1 - 2	3 - 5	
Ar III	336.225	336.2272	7	3.0e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D) 4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D) 4p$	$3D^\circ - 3F$	2 - 2	5 - 5	
Ar II		336.2711		3.9e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D) 4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D) 4d$	$2F^\circ - 2F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	

Ar II		336.6487	1.3e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2F$	$7/2 - 5/2$	8 - 6	
Ar II		336.7547	4.1e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2p^\circ - 2p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar III		336.9708	8.5e+05	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3F$	3 - 2	7 - 5	
Ar II		337.1883	5.9e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4P$	$7/2 - 5/2$	8 - 6	
Ar I	337.444		7						
Ar II	337.7406	337.7406	25	1.5e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2F$	$7/2 - 7/2$	8 - 8
Ar II		338.0430	2.e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 2F$	$7/2 - 7/2$	8 - 8	
Ar II		338.0548	3.2e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2D$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar II	338.9504	338.9504	25	1.9e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2S^\circ - 2p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar III	339.282	339.2819	15	1.9e+07	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	2 - 2	5 - 5
Ar I	339.470		7						
Ar II		339.8870	2.7e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 2F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar I		340.7157	3.9e+05	D	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})7p$	$2[{}^1/2]^\circ - 2[{}^1/2]$	1 - 0	3 - 1	
Ar II		341.5437	7.7e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar III	341.847		7						
Ar II		342.2591	9.3e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4p$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar III	342.523	342.5210	9	1.0e+07	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	2 - 1	5 - 3
Ar II		343.0597	2.2e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2D$	$7/2 - 5/2$	8 - 6	
Ar II		343.1399	6.2e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 2F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar III	343.903	343.9003	8	6.2e+06	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	1 - 2	3 - 5
Ar II		345.5085	3.14e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar I	346.206	346.2069	7	6.7e+04	D	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})6p$	$2[{}^3/2]^\circ - 2[{}^3/2]$	1 - 2	3 - 5
Ar II		346.5119	3.7e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2D^\circ - 2F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		346.7356	3.0e+06	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$7/2 - 5/2$	8 - 6	
Ar III	347.231	347.2288	9	6.0e+06	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	1 - 1	3 - 3
Ar III		347.3561	2.0e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	2 - 3	5 - 7	
Ar II	347.7742	347.7742	70	1.25e+08	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	347.9228		20						
Ar III	348.155	348.1498	20	1.6e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	3 - 3	7 - 7
Ar II		348.8313	2.7e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar II	349.2243	349.2243	50	1.79e+08	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	349.2535	349.2535	100	2.31e+08	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar III		349.9277	7.9e+06	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	0 - 1	1 - 3	
Ar III		349.9321	2.4e+07	E	$3s^2 3p^3 ({}^2D)3d - 3s^2 3p^3 ({}^2P)4p$	$3p^\circ - 3p$	1 - 0	3 - 1	
Ar II		350.0477	3.e+05	C+	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4S^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar III	350.067	350.0670	12	1.3e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	1 - 1	3 - 3
Ar III		350.1576	2.6e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	1 - 2	3 - 5	
Ar III		350.3685	4.3e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	2 - 1	5 - 3	
Ar III	350.458	350.4591	15	1.2e+08	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	2 - 2	5 - 5
Ar II	351.0782	351.0782	70	2.55e+08	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar III	351.212		8						
Ar III		351.2671	2.6e+07	D	$3s^2 3p^3 ({}^2D)4s - 3s^2 3p^3 ({}^2D)4p$	$3D^\circ - 3D$	3 - 2	7 - 5	
Ar II	351.5393	351.5392	70	1.36e+08	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		351.8895	7.e+04	E	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4S^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II		352.1000	5.2e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		352.2267	2.27e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$7/2 - 7/2$	8 - 8	
Ar II		353.6329	5.7e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4p^\circ - 4D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II	354.6609	354.6608	70	3.4e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2D^\circ - 2F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	354.6858	354.6856	70	3.9e+08	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4d$	$2F^\circ - 2G$	$5/2 - 7/2$	6 - 8

Ar II		354.9528		8.7e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		355.1043		2.6e+06	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 4p$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar I	355.5321	355.5320	7	2.7e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^3_{3/2}$	2 - 2	5 - 5
Ar II		355.7920		5.0e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2p - 2p^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II	356.0525	356.0525	100	2.88e+08	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 2F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II	356.2047	356.2047	100	4.e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2F^\circ - 2G$	$7/2 - 9/2$	8 - 10
Ar II		356.3208		1.5e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2F^\circ - 2G$	$7/2 - 7/2$	8 - 8
Ar I		356.4304		1.2e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})6p$	$2^1_{1/2} \circ - 2^3_{3/2}$	0 - 1	1 - 3
Ar II		356.6047		5.5e+07	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar I		356.8675		1.1e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^5_{5/2}$	2 - 3	5 - 7
Ar I		357.3315		5.1e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})7p$	$2^1_{1/2} \circ - 2^1_{1/2}$	1 - 0	3 - 1
Ar II	357.7637	357.7636	70	2.75e+08	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II	358.2630	358.2630	25	1.76e+08	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II	358.3378	358.3377	50	2.53e+08	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	358.9465	358.9464	70	3.03e+08	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4F$	$7/2 - 9/2$	8 - 10
Ar II		360.2537		2.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2p^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II		360.4484		6.5e+06	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4p$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		360.6908		4.4e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2p - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar I	360.7551	360.7551	7	7.6e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^1_{1/2}$	1 - 0	3 - 1
Ar II		361.2843		6.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2p - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	362.3171	362.3170	25	6.4e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4p^\circ - 4p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar I		363.3719		6.6e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^3_{3/2}$	1 - 2	3 - 5
Ar I		363.5496		1.3e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^3_{3/2}$	1 - 1	3 - 3
Ar II		363.5848		9.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2p - 2p^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II	364.0870	364.0869	20	1.4e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2p^\circ - 2D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar I		364.4154		2.4e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^5_{5/2}$	1 - 2	3 - 5
Ar I		365.0872		8.0e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})6p$	$2^1_{1/2} \circ - 2^1_{1/2}$	1 - 0	3 - 1
Ar II		365.1929		1.2e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4p^\circ - 2p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		365.6319		2.3e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2p^\circ - 2F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		365.7091		7.6e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 4F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar I		366.0571		4.4e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2^3_{3/2} \circ - 2^1_{1/2}$	1 - 1	3 - 3
Ar II		366.1479		2.2e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2p^\circ - 2p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		367.0647		1.3e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4p^\circ - 4p$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar I		367.1715		3.1e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})6p$	$2^1_{1/2} \circ - 2^3_{3/2}$	1 - 2	3 - 5
Ar II		367.2049		7.1e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2p^\circ - 2p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar I		367.6282		4.9e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})6p$	$2^1_{1/2} \circ - 2^1_{1/2}$	1 - 1	3 - 3
Ar II		367.9316		2.5e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4p^\circ - 4p$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II		368.1108		1.2e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2p^\circ - 2D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		368.3592		1.7e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2p - 2p^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		370.7985		2.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2p^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		371.0964		4.7e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 4F$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		371.5790		2.e+05	D	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II		371.8228		5.2e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 4F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II	371.9264	371.9264	35	2.e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		372.1484		1.7e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4p^\circ - 4p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		372.5575		3.4e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2F$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	373.0370	373.0369	70	4.80e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4p - 4S^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II		373.6550		3.e+05	C+	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	373.8952	373.8952	50	2.3e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2F$	$5/2 - 7/2$	6 - 8

Ar II		374.7978	2.1e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2D^\circ - 4F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		375.1545	1.e+05	D	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		376.4574	1.78e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar II	376.6340	376.6340	150 9.8e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4P^\circ - 4P$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	376.7189	376.7188	50 7.4e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2P - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar I	377.1440	377.1440	20 7.0e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	0 - 1	1 - 3
Ar II	377.1591	377.1590	20 4.1e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4P^\circ - 4P$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		377.8604	1.1e+06	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2P^\circ - 4P$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II	378.1914	378.1914	25 7.7e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$7/2 - 7/2$	8 - 8
Ar II		378.7457	1.5e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar III	379.645		20					
Ar II		379.7671	2.5e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		380.0461	1.7e+07	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	380.4252	380.4252	25 1.5e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		380.9655	1.0e+06	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	381.0537	381.0537	50 4.4e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4P^\circ - 4P$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		382.0099	3.6e+05	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		382.6758	7.6e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)4d$	$2D^\circ - 2P$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II		382.7893	2.81e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		383.1481	4.e+05	D	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar I	383.5767	383.5766	7 7.5e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 0	3 - 1
Ar II		384.2608	2.69e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		384.5652	3.e+05	E	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 2S^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		384.5822	4.8e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II		384.6496	1.6e+06	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 2P^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	385.1673	385.1673	70 3.87e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 4S^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		385.6253	1.5e+06	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2P^\circ - 4P$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar III	385.941		10					
Ar II	386.9625	386.9625	35 1.4e+08	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4S^\circ - 4P$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		387.0717	6.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$2P^\circ - 4F$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		387.3235	1.5e+07	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		387.6362	8.2e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		388.1433	2.32e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		389.2504	4.3e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		389.3082	6.3e+06	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar I	389.5764	389.5764	5.7e+04	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})6p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II		390.1731	7.2e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar III	390.895		7					
Ar II		391.2684	7.7e+06	C+	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4D^\circ - 4D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		391.5876	3.7e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		391.8877	1.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$4P - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		392.3469	3.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 2S^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II	392.6831	392.6831	35 1.4e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)5s$	$2F^\circ - 2D$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	392.9735	392.9735	50 2.44e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 4S^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		393.2348	2.0e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II	393.3660	393.3659	25 9.3e+07	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)4d$	$4S^\circ - 4P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		394.5387	4.1e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar II	394.7214	394.7214	70 1.4e+08	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)5s$	$2F^\circ - 2D$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar I	394.8622	394.8622	7 5.6e+04	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	2 - 2	5 - 5

Ar I	395.0097	395.0097	35	4.55e+05	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[1/2]$	2 - 1	5 - 3
Ar II		395.3848		2.08e+07	B	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$4S^\circ - 4F$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		395.9500		3.8e+06	B	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$2D^\circ - 4D$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar III	396.165		8						
Ar II		396.9482		4.8e+06	B	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		397.5600		2.0e+06	D	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		397.5883		9.e+05	D	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	398.0482	398.0481	20	9.8e+07	C	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$4S^\circ - 4P$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		398.9285		4.1e+06	B	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$2D^\circ - 4D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		399.3182		1.6e+06	B	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	399.5922	399.5922	35	1.6e+08	E	$3s^23p^4(^1S)4s - 3s^23p^4(^1S)4p$	$2S - 2P^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		400.2269		6.e+05	C	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^1D)4p$	$4P - 2P^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		401.2343		3.1e+06	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 2P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	401.4992	401.4991	50	1.05e+07	A	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$7/2 - 7/2$	8 - 8
Ar III	402.474		6						
Ar II		403.2517		7.5e+06	B	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$2D^\circ - 4D$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II	403.4949	403.4949	50	9.8e+07	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 4P$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II	403.6600	403.6600	20	4.4e+06	B	$3s^23p^4(^1D)4s - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II		403.9945		1.2e+06	B	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4D - 4D^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II		404.3323		4.e+05	C	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2P - 2F^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	404.4036	404.4035	150	4.06e+07	B	$3s^23p^4(^1D)4s - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar I	404.5561	404.5561	50	3.33e+05	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 2	3 - 5
Ar II		404.6819		1.6e+06	C	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^1D)4p$	$4P - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar I		404.7108		4.1e+04	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II	405.4066	405.4066	100	6.7e+07	E	$3s^23p^4(^1S)4s - 3s^23p^4(^1S)4p$	$2S - 2P^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar I		405.5671		2.7e+04	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II		405.8821		2.e+04	E	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2P^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		406.1650		3.2e+03	E	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II		406.6259		1.1e+06	C	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4d$	$2D^\circ - 4D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	407.3155	407.3154	200	5.8e+07	B	$3s^23p^4(^1D)4s - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	407.3535		70						
Ar II	407.7779	407.7779	25	8.e+07	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 4P$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		407.8094		9.9e+07	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$2D^\circ - 2P$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II	408.0726	408.0725	35	1.19e+07	B	$3s^23p^4(^1D)4s - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	408.3540	408.3540	25	2.9e+06	B+	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II		410.4990		1.3e+08	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$2D^\circ - 2P$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	410.5070	410.5070	150	1.2e+08	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 4P$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar II		411.3976		1.1e+06	B	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		412.9805		1.4e+06	B	$3s^23p^4(^3P)3d - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2F - 2D^\circ$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar II	413.2889	413.2888	300	8.5e+07	B	$3s^23p^4(^1D)4s - 3s^23p^4(^1D)4p$	$2D - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar III	414.787		5						
Ar II		414.8552		1.8e+04	E	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 2P^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II	415.7258	415.7257	35	3.9e+07	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 4P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar I	415.9763	415.9764	400	1.40e+06	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	2 - 2	5 - 5
Ar I	416.5354	416.5354	50	2.88e+05	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	2 - 1	5 - 3
Ar II		417.9543		1.2e+06	C+	$3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$	$4P - 4D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	418.0475	418.0475	35	1.3e+07	D	$3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)5s$	$4D^\circ - 4P$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar I	418.3063	418.3063	50	5.61e+05	C	$3s^23p^5(^2P_{1/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	0 - 1	1 - 3
Ar I	419.1894	419.1894	100	2.80e+05	C	$3s^23p^5(^2P_{3/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[5/2]$	2 - 2	5 - 5

Ar I	419.2210	419.2210	50	5.39e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	0 - 1	1 - 3
Ar I	419.9500	419.9500	200	2.57e+06	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 0	3 - 1
Ar I	420.1858	420.1859	400	9.67e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[5/2]$	2 - 3	5 - 7
Ar II		420.3155		2.1e+06	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 2D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		421.1132		1.8e+05	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2p^\circ - 4D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	421.9853	421.9853	25	3.6e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)5s$	$2D^\circ - 2p$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	422.3826	422.3826	25	6.9e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)5s$	$2p^\circ - 2p$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II	422.8178	422.8177	25	4.1e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)5s$	$2p^\circ - 2D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	422.9349	422.9349	100	1.31e+07	A	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	423.8413	423.8412	100	1.12e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$2D - 2p^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II		424.4839		2.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$2p^\circ - 4D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar I	425.2382	425.2382	25	1.11e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[1/2]$	2 - 1	5 - 3
Ar II		425.6801		2.1e+06	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)5s$	$2D^\circ - 4p$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar I	426.0561	426.0561	200	3.98e+06	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 0	3 - 1
Ar I	426.7487	426.7488	100	3.12e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 2	3 - 5
Ar II	426.7728	426.7728	70	1.64e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar I	427.3371	427.3371	150	7.97e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II		427.6363		2.6e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)5s$	$2p^\circ - 2p$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II	427.8732	427.8732	550	8.0e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4s - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$2D - 2p^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	428.4103	428.4102	20	1.32e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar I	430.1311	430.1311	100	3.77e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[5/2]$	1 - 2	3 - 5
Ar II	430.1860	430.1859	25	5.7e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$2F - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6
Ar II	431.0451		70						
Ar II	433.2418	433.2417	200	5.74e+07	A	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	433.3248	433.3248	50	1.92e+07	B+	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar I	433.4779	433.4779	100	5.68e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 2	3 - 5
Ar I	433.6557	433.6557	50	3.87e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II		433.8290		3.4e+07	D	$3s^2 3p^4 ({}^1D)4p - 3s^2 3p^4 ({}^1D)5s$	$2p^\circ - 2D$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar I	434.6390	434.6390	25	2.97e+05	C	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II	434.9286	434.9286	800	1.171e+08	A	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II	435.3428	435.3428	50	2.12e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		435.9716		1.8e+05	D	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4S^\circ - 4D$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	436.3292	436.3292	25	5.5e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar I		436.5021		1.2e+04	D	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[3/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 1	3 - 3
Ar II	436.9059		50						
Ar II	437.1981	437.1981	200	6.6e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	437.2557	437.2557	70	2.21e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4
Ar II	437.7184	437.7184	50	2.05e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$2p - 2S^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2
Ar II	438.0898	438.0897	150	1.004e+08	A	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2
Ar II		438.4985		1.1e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$2p - 4S^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	438.6289		50						
Ar II		439.5855		6.e+05	C	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4p - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4d$	$4S^\circ - 4D$	$3/2 - 5/2$	4 - 6
Ar II	440.1333	440.1332	70	1.60e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4
Ar II	440.2222	440.2222	200	3.04e+07	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$7/2 - 5/2$	8 - 6
Ar XIV		441.34		1.04e+02	A	$2s^2 2p - 2s^2 2p$	$2p^\circ - 2p^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar II		441.4142		6.1e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^1D)4p$	$4p - 2F^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8
Ar II		442.2153		3.1e+06	B	$3s^2 3p^4 ({}^3P)3d - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4D - 4p^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4
Ar I		442.5236		7.3e+03	D	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	0 - 1	1 - 3
Ar II	442.7244	442.7244	400	8.17e+07	A	$3s^2 3p^4 ({}^3P)4s - 3s^2 3p^4 ({}^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6

Ar II	443.1433	443.1433	150	5.69e+07	A	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4p - 4D^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar II	443.2240	443.2240	50	1.09e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4P^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II	443.5083		50							
Ar II	444.0707		20							
Ar II	445.0128	445.0128	35	6.5e+07	D	$3s^2 3p^4 (^1D)4p - 3s^2 3p^4 (^1D)5s$	$2D^\circ - 2D$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		446.1809		1.5e+06	B+	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4D - 4P^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar II	447.6015	447.6015	100	2.90e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar II	448.3069	448.3068	200	4.55e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar II		449.2241		4.6e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2D^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar I	451.1998	451.1998	100	1.18e+06	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 0	3 - 1	
Ar I	452.3591	452.3591	20	8.98e+04	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	0 - 1	1 - 3	
Ar II	453.1822	453.1822	20	2.1e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2F - 2P^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar II		453.6763		7.4e+06	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4S^\circ - 2P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar I		454.6020		8.3e+04	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})10d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 1	3 - 3	
Ar II	454.6326	454.6326	400	4.71e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II		454.9033		7.7e+06	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$2P^\circ - 4P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar I		455.5601		3.8e+04	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})7d$	$2[1/2] - 2[3/2]^\circ$	1 - 2	3 - 5	
Ar II	456.5684	456.5684	20	2.9e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4S^\circ - 4P$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar II	458.0633	458.0632	400	8.0e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 2S^\circ$	$1/2 - 1/2$	2 - 2	
Ar I		458.6241		1.6e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})10d$	$2[1/2] - 2[3/2]^\circ$	1 - 2	3 - 5	
Ar I		458.7896		2.3e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})10d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 1	3 - 3	
Ar I		458.8494		4.9e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})10d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 0	3 - 1	
Ar II		458.9177		3.e+05	C	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 4S^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar I		459.0575		6.2e+03	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 2	3 - 5	
Ar II	459.1184	459.1184	400	6.64e+07	A	$3s^2 3p^4 (^1D)4s - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2F^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	
Ar I	459.7385	459.7385	15	9.47e+04	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[3/2]$	1 - 1	3 - 3	
Ar II		460.0050		6.7e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2P^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II	461.0858	461.0858	550	7.89e+07	A	$3s^2 3p^4 (^1D)4s - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2F^\circ$	$5/2 - 7/2$	6 - 8	
Ar V		462.683		3.8e+00	D	$3s^2 3p^2 - 3s^2 3p^2$	$1D - 1S$	2 - 0	5 - 1	E2
Ar I	462.9737	462.9737	7	3.83e+04	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[5/2]$	1 - 2	3 - 5	
Ar II	463.8532	463.8531	35	7.1e+06	A	$3s^2 3p^4 (^1D)4s - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2F^\circ$	$5/2 - 5/2$	6 - 6	
Ar I		464.3437		9.6e+04	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})9d$	$2[1/2] - 2[3/2]^\circ$	1 - 2	3 - 5	
Ar I		464.8790		1.2e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})9d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 1	3 - 3	
Ar II	465.9205	465.9205	400	8.92e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 2P^\circ$	$3/2 - 1/2$	4 - 2	
Ar II		468.3587		8.e+05	C+	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2F - 2F^\circ$	$7/2 - 7/2$	8 - 8	
Ar I	470.3632	470.3632	15	1.09e+05	C	$3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})4s - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})5p$	$2[1/2]^\circ - 2[1/2]$	1 - 1	3 - 3	
Ar II		471.2142		5.e+05	C+	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2F - 2F^\circ$	$7/2 - 5/2$	8 - 6	
Ar IV		471.269		1.60e-03	C	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	M1
Ar IV		471.269		8.0e-03	D	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2D^\circ$	$3/2 - 5/2$	4 - 6	E2
Ar II	472.2912	472.2912	20	1.5e+07	D	$3s^2 3p^4 (^3P)4p - 3s^2 3p^4 (^3P)5s$	$4S^\circ - 4P$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II	472.8190	472.8190	550	5.88e+07	A	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	
Ar II	473.3377	473.3377	50	6.7e+06	B	$3s^2 3p^4 (^3P)3d - 3s^2 3p^4 (^1D)4p$	$2D - 2P^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar II	473.7231	473.7230	300	5.80e+07	A	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$4P - 4P^\circ$	$5/2 - 3/2$	6 - 4	
Ar IV		474.150		5.1e-03	D	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	E2
Ar IV		474.150		7.2e-02	C	$3s^2 3p^3 - 3s^2 3p^3$	$4S^\circ - 2D^\circ$	$3/2 - 3/2$	4 - 4	M1
Ar I		474.8149		3.6e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})8d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 0	3 - 1	
Ar I		475.4268		4.5e+05	E	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})8d$	$2[1/2] - 2[1/2]^\circ$	1 - 1	3 - 3	
Ar II	476.6197	476.6196	800	6.4e+07	B	$3s^2 3p^4 (^3P)4s - 3s^2 3p^4 (^3P)4p$	$2P - 2P^\circ$	$1/2 - 3/2$	2 - 4	
Ar I		477.0006		8.6e+05	D	$3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})4p - 3s^2 3p^5 (^2P_{1/2})6d$	$2[1/2] - 2[3/2]^\circ$	1 - 2	3 - 5	

Ar I		480.0083	8.8e+04	E	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}) 4p - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}) 12d$	${}^2[{}^5_2] - {}^2[{}^7_2]^\circ$	3 - 4	7 - 9	
-------------	--	----------	---------	---	--	-------------------------------------	-------	-------	--

Query time: 7.4 sec

ASD	DATA	INFORMATION	
	LINES	LEVELS	List of Spectra Ground States & Ionization Energies Bibliography Help



Parte II

Anexos



Figura 5.1: Sistema que genera el alto vacío en la cavidad

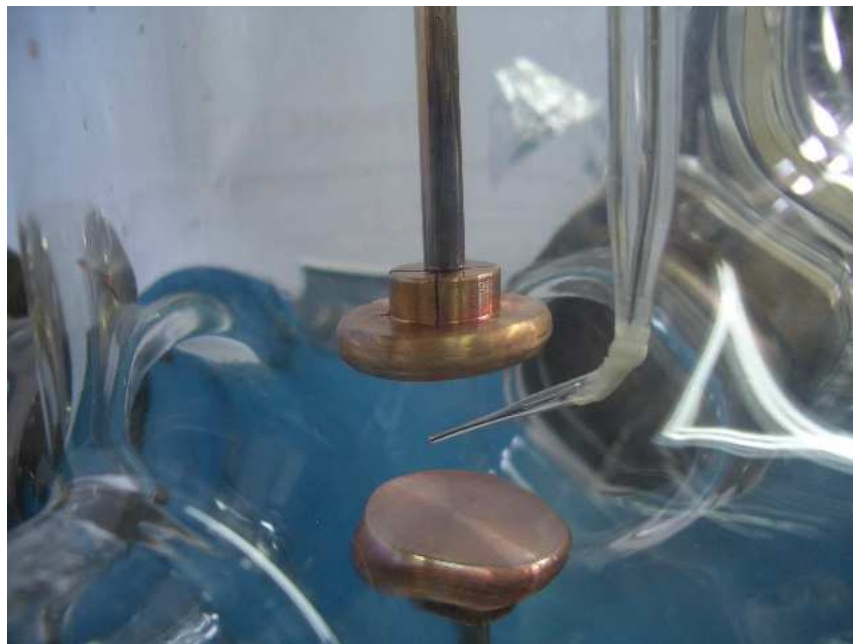


Figura 5.2: Electrodo de cobre con la sonda de Langmuir montada

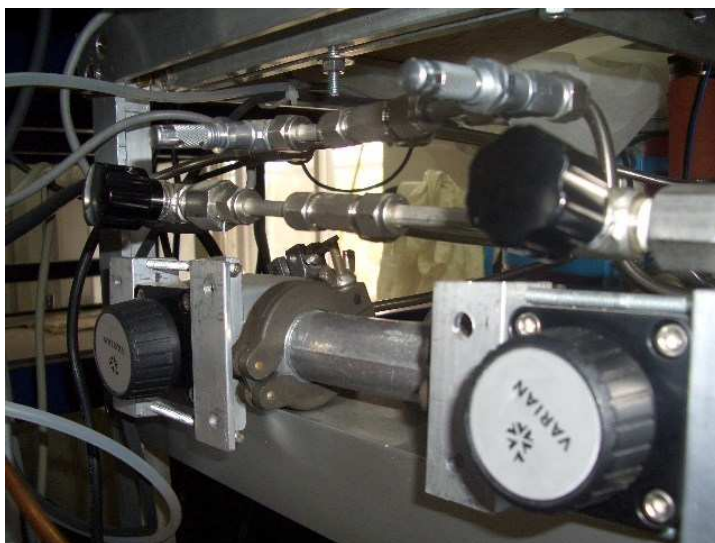


Figura 5.3: Válvulas que conectan el sistema de vacío



Figura 5.4: Bomba Difusora del sistema experimental, muestra la circulación del agua para enfriar y condensar



Figura 5.5: Bomba Difusora conectada al sistema



Figura 5.6: Descarga de resplandor con la sonda de Langmuir

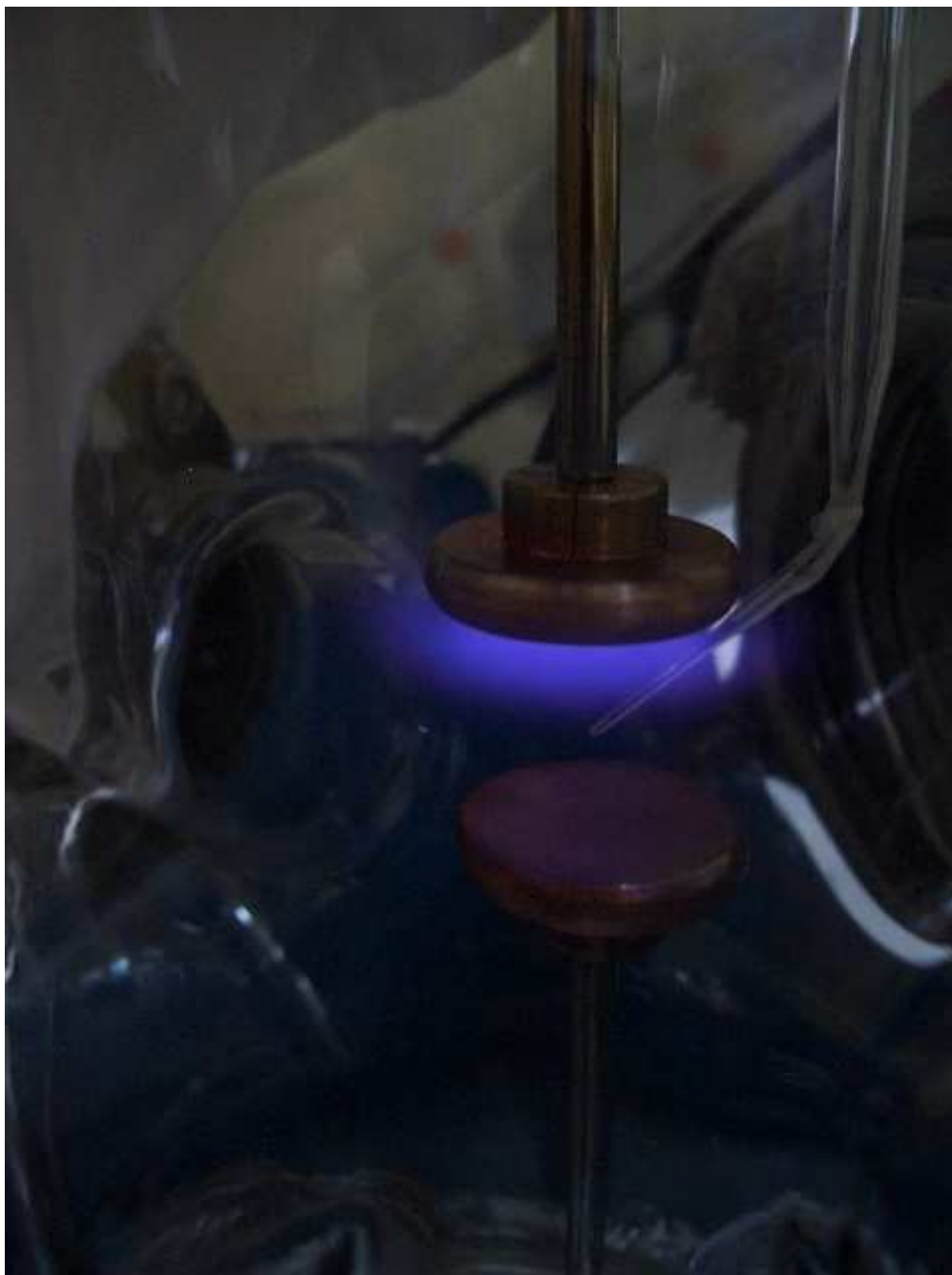


Figura 5.7: Descarga de Resplandor con la sonda de Langmuir

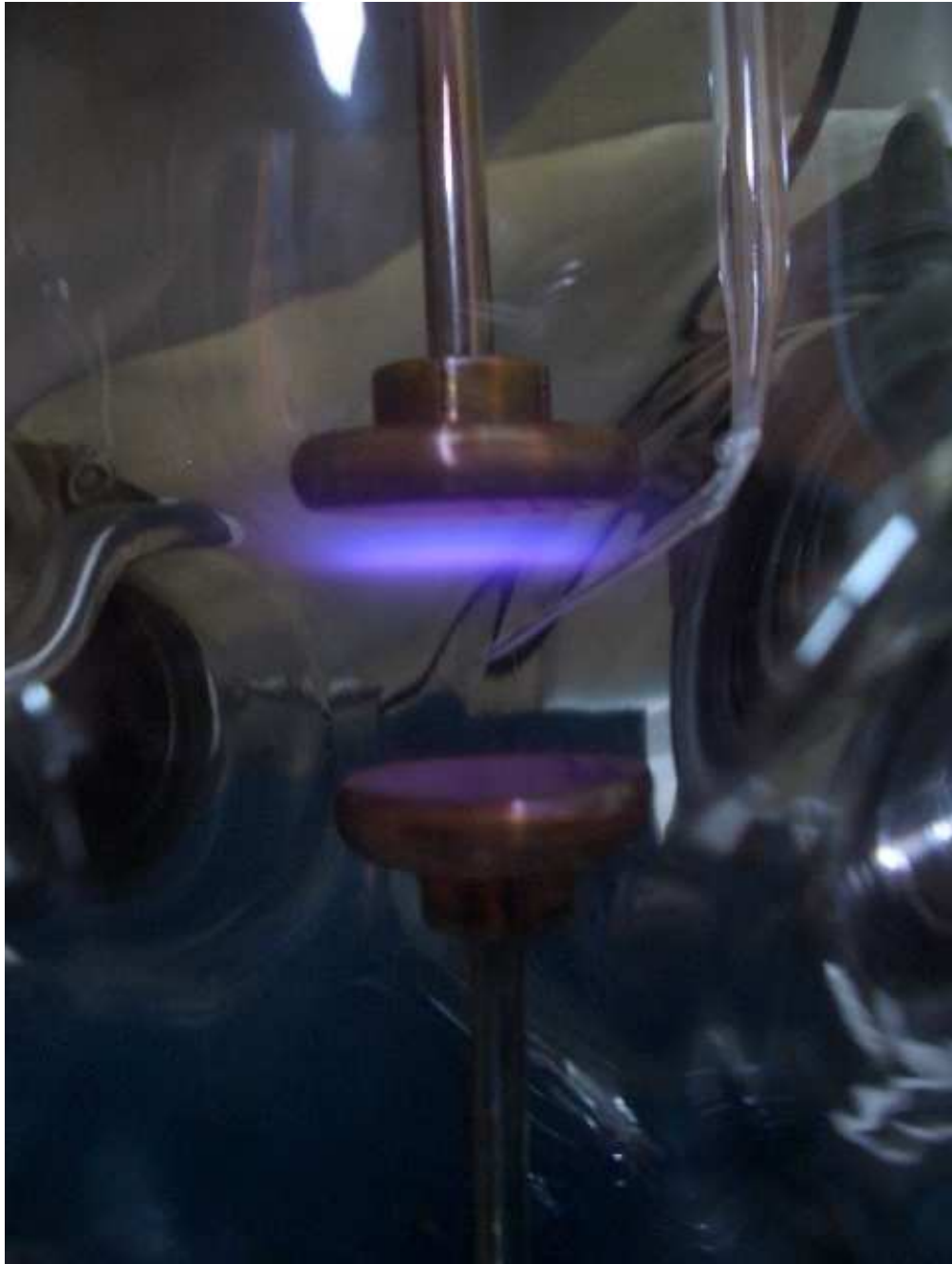


Figura 5.8: Descarga de resplandor con la sonda de Langmuir

Bibliografía

- [1] G. Auday et-al *Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes*, J. of Applied Physics, vol. 83, no. 11, 1998.
- [2] Barberi Beniamino and Beverini Nicolo *Optogalvanic spectroscopy*, Reviews of Modern Physics, Vol. 62, No. 3, Julio 1990.
- [3] Chapman Brian *Glow Discharge Processes*, A Wiley-Interscience publication, 1980.
- [4] De Urquijo Carmona Jaime *Tesis profesional: Diseño y construcción de un generador de barrido lineal para el diagnóstico de plasmas*, IPN 1976.
- [5] Demtröder W., *Laser Spectroscopy, Basic concepts and instrumentation*, Springer, 2003.
- [6] Herzberg, Gerhard *Molecular spectra and molecular structure*, Malabar Florida, Krieger 1991.
- [7] Keneth Marcus R. *Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy*, Wiley 1948.
- [8] Lafferty J. M. *Foundation of Vacuum Science and Technology*, John Wiley and Sons, inc., 1998
- [9] J. E. Lawer *Experimental and theoretical investigation of the Optogalvanic effect in the helium positive colum*. The American Physical Society, Vol. 22 No. 3, 1980.
- [10] Llewellyn-Jones *The Glow Discharge and an Introduction to Plasma Physics*, Methuen's Monographs on Physical subjects, 1966.
- [11] Merlino Roberto L. *Understanding Langmuir probe current-voltaje characteristics*
- [12] J. R. Nestor *Optogalvanic Spectra of neon and argon in glow discharge lamps*
- [13] Nasser E. *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*, Springer, 1999.
- [14] Thorne A. et-al *Spectrophysics Principles and Aplications*, Springer, 1999.
- [15] <http://home.earthlink.net/>
- [16] <http://home.earthlink.net/%7Ejimlux/hv/hvmain.htm>