

ELABORACIÓN Y ESTUDIO FÍSICO-COMPUTACIONAL
DE UN DISPOSITIVO DE DESCARGA BRILLANTE

YERSON FABIAN BARRAGAN JIMENEZ

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2018

ELABORACIÓN Y ESTUDIO FÍSICO-COMPUTACIONAL DE UN DISPOSITIVO DE DESCARGA BRILLANTE

YERSON FABIAN BARRAGAN JIMENEZ

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de
físico

Director

Petr A. Tsygankov

Ph. D. Ciencia Naturales

Codirector

Fredy Fabián Parada Becerra

C Ph. D. Ciencia Naturales

Codirector

Eduardo Alberto Orozco Ospino

Ph. D. Ciencia Naturales

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2018

"Para el pueblo ciencia, consciencia y revolución".

AGRADECIMIENTOS

A mis padres, por su apoyo y compañía durante toda mi vida.

A Jesús Lopez y Alejandro Hernandez por su valiosa amistad y colaboración en este trabajo.

A el profesor Pert Tsygankov, Fredy Parada, Eduardo Orozco, por sus explicaciones vitales para la elaboración de este trabajo.

A mis compañeros del laboratorio de plasma, de carrera y de lucha , por sus valiosas colaboraciones, compañías en horas de estudio, y extensos debates que enriquecían nuestra formación como personas integra .

ÍNDICE GENERAL

INTRODUCCIÓN	14
1. MARCO TEÓRICO	15
1.1. DESCARGA TOWNSEND	15
1.2. DESCARGA BRILLANTE	21
1.3. TEÓRIA SONDA LANGAMUIR	23
1.4. COMSOL MULTIPHYSICS	24
2. MODELO Y SIMULACIÓN	26
2.1. DEFINICIÓN DEL MODELO	26
2.2. ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN	30
3. MONTAJE EXPERIMENTAL Y ANÁLISIS DE RESULTADOS .	38
3.1. MONTAJE EXPERIMENTAL	39
3.2. RESULTADOS Y ANÁLISIS	43
4. CONCLUSIONES	55
REFERENCIAS	56

ÍNDICE DE FIGURAS

1.	<i>Curva característica Voltio-Amperio para la descarga de baja ionización. Región 1: Densidad de corriente proporcional al campo, Región 2: Dependencia del campo eléctrico en función del potencial de la forma $V^{\frac{1}{2}}$, Región 3: Saturación de la densidad de corriente, Región 4: Descarga de baja ionización o descarga townsend.</i>	16
2.	<i>a) Densidad de corriente y (b) distribuciones de densidad de electrones / iones en una descarga.</i>	19
3.	<i>Curvas de Paschen obtenidas para los gases : helio, neón, argón, hidrógeno y nitrógeno.</i>	20
4.	<i>Características del Voltaje de descarga eléctrica en neón a 1 torr de presión con dos electrodos planos separados 50 cm.</i>	21
5.	<i>Distribución espacial de los principales parámetros de la descarga brillante.</i>	22
6.	<i>Montaje eléctrico simple de la sonda langmuir, tomando como referencia el ánodo $V = 0$</i>	23
7.	<i>Curva de I-V idealizada. la izquierda se expande 10 veces para mostrar la corriente de iones.</i>	24
8.	<i>Esquema típico para la generación de una la descarga brillante.</i>	26
9.	<i>Flujo de emisión secundaria de los electrones en el cátodo en función del tiempo</i>	31

ÍNDICE DE FIGURAS

10.	<i>Corriente de la descarga eléctrica en función de la longitud de la cámara (z)</i>	32
11.	<i>Concentración de a) iones , b) electrones en función de la longitud del la camara (z)</i>	33
12.	<i>Energía media de los electrones en función de la longitud de la cámara (z)</i>	34
13.	<i>Distribución de a) potencial eléctrico, b) campo eléctrico en función de la longitud de la cámara (z)</i>	35
14.	<i>Concentración de átomos excitados de argón en función de la longitud de la cámara (z)</i>	36
15.	<i>Temperatura electrónica de la descarga en función de la longitud de la cámara (z)</i>	37
16.	<i>Esquema experimental propuesto para la generación de la descarga brillante utilizando gas de argón.</i>	39
17.	<i>Esquema de la bomba mecánica: 1) un rotor instalado excéntrica mente (2), paletas(3) y la entrada y salida (4). La válvula de salida está sellada con aceite.</i>	40
18.	<i>Esquema experimental de una bomba turbo-molecular: Rotor , Estator , Válvula y Motor</i>	41
19.	<i>Circuito construido para conectar al osciloscopio y a la sonda langmuir.</i>	42
20.	<i>Esquema experimental propuesto para obtener la curva I vs V.</i>	43
21.	<i>Curva experimental obtenida V vs I , para dos presiones a) 0.06 [torr] y b) 0.045 [torr]</i>	44
22.	<i>Esquema experimental propuesto para medir la distribución espacial del potencial.</i>	45

ÍNDICE DE FIGURAS

23.	Distribucion espacial del potencial experimental para varios voltajes y presiones : a) $V = -600[V]$ $p = 0,060[torr]$, b) $V = -600[V]$ $p = 0,045[torr]$, c) $V = -800[V]$ $p = 0,060[torr]$, d) $V = -800[V]$ $p = 0,045[torr]$	46
24.	<i>Curva experimentalmente de I vs V, obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.</i>	47
25.	<i>Curva experimental de $\ln(I)$ vs V., obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.</i>	48
26.	<i>Curva experimental de langmuir I vs V, obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.</i>	49
27.	<i>Curva experimental de la transición de descarga oscura a descarga brillante, obtenida utiizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.</i>	50
28.	Corriente en función de la distancia (z), para una presion de $0,045 [torr]$ y variando el voltaje entre los electrodos.	51
29.	Corriente en función de la distancia (z), para una presion de $0,060 [torr]$ y variando el voltaje entre los electrodos.	52
30.	Concentración de a) iones , b)electrones en función de la longitud del la camara (z)	53
31.	<i>Temperatura electrónica de la descarga eléctrica en función de la distancia de la cámara (z)</i>	54

ÍNDICE DE TABLAS

1. Rangos de los parámetros característicos de la descarga brillante [10]. . . 30

RESUMEN

TÍTULO: ELABORACIÓN Y ESTUDIO FÍSICO-COMPUTACIONAL DE UN DISPOSITIVO DE DESCARGA BRILLANTE ^{*}

AUTOR: Yerson F. Barragan,P.A. Tsygankov, F.F.Parada ,E. A. Orozco[†]

PALABRAS CLAVES: Sonda langmuir, Sputtering, Descarga eléctrica, Tratamiento superficial, Plasma.

DESCRIPCIÓN:

Actualmente la descarga brillante o plasma de resplandor es el fundamento de las técnicas convencionales utilizadas para el tratamiento de materiales, tales como la generación de películas delgadas, esencial del proceso sputtering, el tratamiento superficial para la limpieza y activación del sustrato, entre otras. Este trabajo se enfoca en estudiar numérica y experimentalmente las principales características de la descarga brillante originada en un sistema compuesto por una cámara cilíndrica de cuarzo de longitud 20 [cm] y radio 2.5 [cm], limitada por dos electrodos de cobre conectados a una diferencia de potencial entre los 200-500[V]. Las simulaciones se realizan sobre el software “COMSOL MULTIPHYSICS”, arrojando como resultado la distribución de la densidad de carga electrónica e iónica, así como de sus respectivas densidades de corrientes, perfil de potencial eléctrico, campo eléctrico y temperatura electrónica en el plasma en función de la distancia longitudinal y radial del sistema; logrando así, identificar las regiones características de esta descarga. Además, se utilizó una sonda de Langmuir que es un dispositivo útil en la caracterización de un plasma, que permitió conocer los parámetros significativos del mismo (densidad electrónica e iónica, distribución espacial del potencial, temperatura electrónica) por medio de la medición de variables eléctricas. Con el fin de establecer una metodología para el estudio y caracterización de un plasma.

^{*} Trabajo de Grado.

[†] Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director: Pert A Tsygankov, Ph.D. Codirector: Eduardo Alberto Orozco, Ph.D. Codirector: Fredy Fabian Parada Becerra, C Ph.D.

ABSTRACT

TITLE: ELABORATION AND PHYSICAL-COMPUTATIONAL STUDY OF A GLOW DISCHARGE DEVICE^{*}

AUTOR: Yerson F. Barragan, P.A. Tsygankov, F.F. Parada, E. A. Orozco[†]

KEYWORDS: Langmuir probe, Sputtering, Electric shock, Surface treatment, Plasma.

DESCRIPTION: Currently, the glow discharge or glow plasma is the basis of conventional techniques used for the treatment of materials, such as the generation of thin films, essential sputtering process, surface treatment for cleaning and substrate activation, among others. This work focuses on numerically and experimentally studying the main characteristics of bright discharge originated in a system composed of a cylindrical quartz chamber of length 20 [cm] and radius 2.5 [cm], limited by two copper electrodes connected to a difference of potential between 200-500 [V]. The simulations are carried out on the software COMSOL MULTIPHYSICS[®], resulting in the distribution of the electronic and ionic charge density, as well as their respective current densities, electric potential profile, electric field and electronic temperature in the plasma of the longitudinal and radial distance of the system; thus achieving, identify the characteristic regions of this discharge. In addition, a Langmuir probe was used, which is a useful device in the characterization of a plasma, which allowed to know the significant parameters of it (electronic and ionic density, spatial distribution of potential, electronic temperature) by means of the measurement of electrical variables. In order to establish a methodology for the study and characterization of a plasma.

^{*} Bachelor thesis.

[†] Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director: Pert A Tsygankov, Ph.D. Codirector: Eduardo Alberto Orozco, Ph.D. Codirector: Fredy Fabian Parada Becerra, C Ph.D.

INTRODUCCIÓN

El plasma es un estado de agregación de la materia que posee características particulares que no se dan en los sólidos, líquidos o gases. Similar al gas, el plasma no tiene una forma o volumen definido y está constituido por un conjunto de cargas positivas (iones) y negativas (electrones, iones negativos) que se mueven entre los átomos y/o moléculas neutras presentando un comportamiento colectivo entre ellas, todas estas partículas forman un medio eléctricamente neutro [12] [29]. Los plasmas se generan mediante procesos muy energéticos, como pueden ser las descargas eléctricas en gases, el calentamiento de un gas a temperaturas muy elevadas (como en el interior de una estrella) y los rayos producidos en la descarga atmosférica son algunos ejemplos característicos del plasma [2] [1].

Actualmente una amplia variedad de procesos de modificación superficial se auxilia en técnicas basadas en plasma para producir superficies modificadas o recubrimientos que mejoran sustancialmente las propiedades tribológicas, y mantienen las características deseables del material base. Existen muchas técnicas para el procesamiento de la superficies, pero todas se basan en limitar el plasma por electrodos (ánodo y cátodo) y generar haces iónicos o electrónico [22]. Dependiendo de la energía con la que los iones llegan a una superficie se generan tres procesos para el tratamiento: Si la energía es muy baja (hasta decenas de electrón-voltios) los iones se depositan en la superficie, creando un recubrimiento o película delgada [27]. Si la energía es mayor (algunas centenas de electrón-voltios) predomina un proceso conocido como sputtering, dicho proceso es útil para limpieza superficial o para evaporar materiales en procesos de recubrimiento. Finalmente, a energías mucho mayores (desde 5 kilo-electrón-voltios hasta algunos Mega-electrón-voltios), los iones penetran dentro de la superficie sólida incrustándose a una profundidad de varias capas atómicas. Este proceso se conoce como implantación iónica [23] [25].

En función de los procesos mencionados, los plasmas se catalogan en débilmente ionizados, corona, brillante o de resplandor, de arco, entre otros [19]. En este trabajo se enfocó en el régimen del plasma denominado descarga brillante (o plasma de resplandor), con este fin se diseñó una metodología para estudiar y caracterizar un plasma, dado que estos son el fundamento para importantes tecnologías en el ámbito del tratamiento de superficies [18] . Para llevar a cabo este trabajo inicialmente se realizó la recopilación de los conceptos físicos de forma general , posteriormente se simuló una descarga brillante de argón en un sistema compuesto por una cavidad cilíndrica limitada por dos electrodos conectados a una diferencia de potencial empleando el software COMSOL MULTIPHYSICS, arrojando como resultado la distribución de la densidad de carga electrónica e ionica, así como de sus respectivas densidades de corrientes, perfil de potencial eléctrico, campo eléctrico y temperatura electrónica en el plasma en función de la distancia longitudinal del sistema logrando así identificar todas las regiones de la descarga. Paralelo a ese proceso se construyó el sistema anterior para generar un plasma de argón, el cual se caracterizó a partir del uso de la sonda langmuir con la que se determinaron las cantidades como: la temperatura electrónica, la concentración en el plasma, la distribución espacial del potencial,entre otras. [17].

CAPÍTULO 1

MARCO TEÓRICO

DESCARGA TOWNSEND

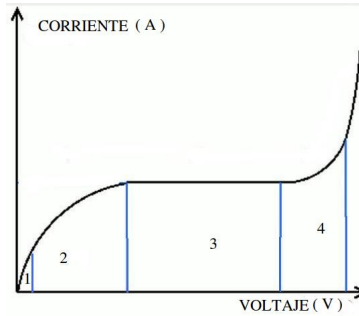
En condiciones normales cualquier volumen del gas posee algunos iones y electrones libres generados por los rayos cósmicos, radiación ultravioleta y radiación terrestre, estas también provoca la emisión de electrones por cualquier sólido y además si el sólido es un electrodo y se ilumina con radiación ultravioleta esta emisión aumentará. Sin la existencia de un campo eléctrico en el gas ionizado el equilibrio se alcanza cuando la velocidad de generación de partículas cargadas es igual a la velocidad de recombinación

$$\frac{\partial n}{\partial t_{ionizacion}} = \frac{\partial n}{\partial t_{recombinacion}} \quad (1.1)$$

Ahora se considera el circuito eléctrico con dos electrodos y cuya diferencia de potencial sea pequeña, tal que el campo entre los electrodos sea $E \approx 1[V/cm]$, donde a partir de este débil campo aparecerá una corriente debido a las partículas cargadas en este espacio. En estas condiciones, la movilidad de los electrones μ_e y de iones μ_+ se tratan como constantes, son independientes del campo eléctrico es decir de la densidad de corriente es proporcional al campo (Figura 1 , Región 1).

1.1 DESCARGA TOWNSEND

Figura 1: *Curva característica Voltio-Amperio para la descarga de baja ionización. Región 1: Densidad de corriente proporcional al campo, Región 2: Dependencia del campo eléctrico en función del potencial de la forma $V^{1/2}$, Región 3: Saturación de la densidad de corriente, Región 4: Descarga de baja ionización o descarga townsend.*



Ahora si el campo aumenta y consecuentemente j , se viola el equilibrio o la neutralización de las partículas por el crecimiento del número de iones y electrones que alcanzan los electrodos, lo que genera una disminución del número total de partículas cargadas en el espacio de interés. Como resultado, la velocidad de crecimiento de la corriente cae con el aumento del campo eléctrico y la dependencia de la densidad de corriente con el voltaje es $E \sim V^{1/2}$ (Figura 1, Región 2). En esta tasa de generación de electrones e iones se alcanza un estado límite, cuando el campo es tan grande que todos los electrones e iones producidos alcanzan los electrodos y logran recombinarse o neutralizarse. Entonces, en este límite, la carga total que incide sobre los electrodos es igual a la carga total que generan estos, la corriente cesa de depender del potencial y de las movilidades de las partículas cargadas, este valor se conoce como la corriente de saturación (Figura 1, Región 3). Si no existen agentes de ionización adicional a los naturales (rayos cósmicos, radiación ultravioleta, etc) la densidad de corriente se encuentra menor que $10^{-9}[A/m^2]$ y si el potencial no supera $V \approx 20V$ la descarga es demasiado débil en el rango óptico, pues la velocidad de excitación es comparable con la velocidad de ionización. En otras palabras la descarga no es autosostenible por que depende de una fuente externa de ionización (radiación ultravioleta, cósmica) y esta es la fase inicial para otros tipos descargas [18].

Si el voltaje sigue creciendo y la corriente empieza a crecer de nuevo aparece un nuevo estado , entonces la descarga pasa a depender de la presión del gas. En el caso de presiones bajas de algunos *torr* y cuando la distancia entre electrodos d es del orden de la longitud de carrera libre de los electrones $d \approx \lambda = 1/n\sigma$, si dicho voltaje no alcanza un cierto valor V_B la corriente crece pero si las fuentes externas se apagan la descarga también, es decir su valor depende de fuente de ionización y del la resistencia del circuito. En este caso se dice que la descarga esta en el régimen de Townsend o simplemente descarga Townsend. Esta situación cambia cuando se supera el voltaje V_B , por que la la descarga pasa a ser auto-sostenida, es decir no necesita fuente externas de ionización, de aquí este valor se denomina el voltaje de encendido o ruptura y depende del tipo del gas, distancia entre los electrodos, el material y su respectiva forma. Si se supone que los electrodos son planos y el campo es homogéneo y estático, además la radiación externa ilumina solo el cátodo y genera la emisión de electrones secundarios por parte de la superficie. Esto significa que la corriente aumenta en comparación con su valor de saturación pues el número de electrones emitidos (ocasionados por la colisión ion-cátodo o fuente de ionización) por el cátodo durante el mismo periodo de tiempo de tal manera que se genera una avalancha de partículas cargadas [5] [3]. Una característica adecuada es el primer coeficiente de townsend α , que es igual al número de electrones que en promedio nacen por un electrón en su recorrido de $1cm$ o en otras palabras es inversamente proporcional a la longitud de carrera libre entre dos colisiones de ionización consecutivas $\alpha = 1/\lambda_i$. El crecimiento del número de electrones en la avalancha es descrito por la ecuación $dn = \alpha n dx$, donde el eje x tiene origen en el cátodo [1]. Si el cátodo emite n_o electrones por segundo, se tiene $n = n_o \exp \alpha x$

1.1 DESCARGA TOWNSEND

y la corriente total entre los electrodos es

$$i = i_o \exp \alpha d \quad (1.2)$$

donde d es la distancia entre electrodo y $i_o = en_o$ es la corriente producida por los electrodos emitidos por el cátodo bajo el ionizador externo y la diferencia $i - i_o$ es la corriente de iones positivos que alcanzan el cátodo, que se debe al número total de colisiones de ionización entre los electrodos en un segundo. En el caso en que la radiación externa no produzca la emisión de electrones del cátodo sino que hace ionización en todo el volumen del gas, el número de electrones que nace debido a esto es $n = n_i$. El incremento dn es debido a la ionización por los electrones en el volumen y por la fotoionización de los átomos entonces dn se escribe $dn = \alpha n dx + n_i dx$ y la corriente total es

$$i = \frac{en_i}{\alpha} [\exp \alpha x - 1] \quad (1.3)$$

donde α es una función del campo eléctrico y de las condiciones en las que se encuentre el gas : presión y temperatura. Si se considera una temperatura constante se puede calcular α como una función de la presión y el campo $\alpha = \alpha(p, E)$, si se conoce las energías de los electrones y la dependencia de la sección de ionización de energía del electrón, estos cálculos son complejos aun en aproximaciones. A continuación se presentará un un pequeño y simple análisis que conduce a resultados cualitativos importantes para α , si la longitud de carrera libre del electrón en dirección del campo es λ y su energía media adquirida entre dos colisiones consecutivas es $eE\lambda$. El número de colisiones de ionización en una distancia de 1 cm depende de la energía media y también es proporcional al número de interacciones con todos los átomos (en la misma distancia). Bajo estas condiciones α es proporcional a la presión del gas bajo una temperatura dada, por esta razón $\alpha = p\phi(eE\lambda)$ bajo $T = \text{cte}$ la longitud de carrera libre es inversamente proporcional a la presión $\alpha/p = \phi(eE\lambda/p)$, donde ϕ es una función desconocida. Se estableció de forma experimental que el valor de α/p se determina de manera unívoca por la relación E/p en una amplia banda entre E y P. la función ϕ fue calculada por Townsend quien obtuvo el siguiente resultado

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \frac{-Bp}{E} \quad (1.4)$$

donde A y B son constantes que caracterizan el gas, se establece que en el caso de E fijo, es decir con voltaje fijo, la dependencia de α con p tiene un máximo.

La condición para el máximo es $\frac{\partial \alpha}{\partial p} = 0$, donde se encuentra $\frac{\alpha}{p} = \frac{E}{p} \frac{\partial \phi}{\partial (E/p)}$, este punto en cada curva se conoce como el punto de stoletov y a partir de este el valor de p depende del campo para este caso. Si α/p se determina por la ecuación 4, para el punto de stoletov $(\frac{E}{p})_s = B$ de tal manera se determina experimentalmente el valor de B [26].

Emisión secundaria de electrones debido a iones

Las propiedades de la descarga en gases se determinan no solo por los procesos ocurridos en el volumen del mismo si no también por la interacción de partículas del gas ionizado con las superficies que limitan la descarga y en especial para la superficie de los electrodos si la descarga es de corriente directa o de baja frecuencia. Cuando la superficie de un sólido se bombardea por iones se genera una emisión de electrones o corriente de esta, donde este fenómeno se caracteriza por el coeficiente γ que es la relación entre la densidad de corriente emitida del electrodo y la densidad de corriente de iones incidentes $\gamma = j_e/j_+$, existe dos mecanismos de esta emisión de electrones : potencial y cinético.

La emisión potencial se observa no en todas las colisiones ion-metal y solo bajo energías iónicas que no superen $1,5 \text{ keV}$, para estas energías el ion no penetra en el sólido y esta interacción ion-metal es solo superficial entonces cuando un electrón del sólido que se encuentra en el nivel de fermi pasa a un nivel excitado y luego baja a su nivel base. La energía desprendida en este acto se relaciona

1.1 DESCARGA TOWNSEND

con la diferencia entre el potencial de ionización y la función de trabajo $I - e\varphi$, se transmite a otro electrón del sólido y si esta energía es mayor que la función de trabajo del sólido $I - e\varphi > e\varphi$ este último puede desprenderse o liberarse de la superficie y la energía $I - e\varphi$ se convertiría en su energía cinética. En el caso de $e\varphi < I < e\varphi$ tiene lugar la neutralización del ion sin emisión secundaria. Dichos datos del coeficiente de emisión de electrones para diferentes combinaciones ion-metal se describen por la fórmula empírica $\gamma \approx 0,016(I - 2e\varphi)$, este fenómeno también sucede bajo incidencia de átomos excitados si la energía de excitación es $\gamma\tilde{E}$ [16]. Cuando la energía cinética de las partículas pesadas (átomos, moléculas, etc), no importa si están excitadas, ionizadas o en estado base, si superan los 1,25 eV la emisión registra un aumento de γ con la energía ε de las partículas incidentes $\gamma = f(\varepsilon)$, esta emisión juega un papel muy importante en la descarga incandescente de alto voltaje y baja presiones y en fenómenos que conducen al encendido de descarga de arco.

Influencia de la emisión secundaria de electrones debido a iones

En la práctica cuando i y d son grandes la dependencia de $\alpha(E)$ difiere de la linealidad: la corriente crece más rápido de lo esperado este hecho se puede explicar si se supone que existe una fuente de electrones adicionales. Townsend supuso que estos electrones adicionales se deben a la emisión del cátodo debido al bombardeo de los iones, este proceso se conoce como emisión gamma y se caracteriza por el símbolo γ . Las ecuaciones para las corrientes iónica y electrónica son :

$$\frac{di_e}{dx} = \alpha i_e \quad (1.5)$$

$$\frac{di_+}{dx} = -\alpha i_+ \quad (1.6)$$

donde $i = i_+ + i_e = \text{constante}$. Las condiciones en las fronteras para el ánodo son $i_+ = 0$, $i_e = i$ para $x = d$, y para el caso del cátodo la corriente inicial i_0 se agrega la corriente de la emisión secundaria que es proporcional a la corriente de los iones incidente : $i_e = i_0 + \gamma i_+(0)$ para $x=0$, bajo estas condiciones de frontera se obtiene

$$i_e(x) = i_0 \frac{\exp \alpha x}{1 - \gamma[\exp \alpha d - 1]} \quad (1.7)$$

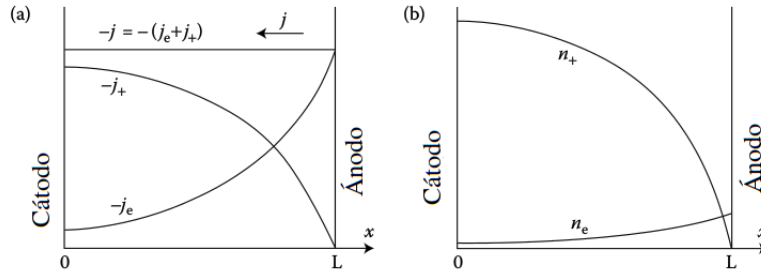
$$i_+(x) = i_0 \frac{\exp \alpha d - \exp \alpha x}{1 - \gamma[\exp \alpha d - 1]} \quad (1.8)$$

donde la corriente total es

$$i = i_0 \frac{\exp \alpha d}{1 - \gamma[\exp \alpha d - 1]} \quad (1.9)$$

1.1 DESCARGA TOWNSEND

Figura 2: a) Densidad de corriente y (b) distribuciones de densidad de electrones / iones en una descarga.



Se puede ver en la figura 2, que la componente electrónica se aumenta al acercarse al ánodo y la componente ionica crece en la dirección opuesta. La dependencia de i con ad son exponenciales solo cuando $\gamma[\exp ad - 1] \ll 1$ o $ad \ll \ln(1 + \gamma^{-1})$. Existen otros procesos secundarios para la generación de electrones que son probables en la descarga Townsend, por ejemplo es posible la emisión de electrones por el cátodo bajo radiación de fotones emitidos por átomos excitados, a partir de esto γ determina todos los efectos secundarios y este valor va a depender de la naturaleza del gas y del material de los electrodos [26].

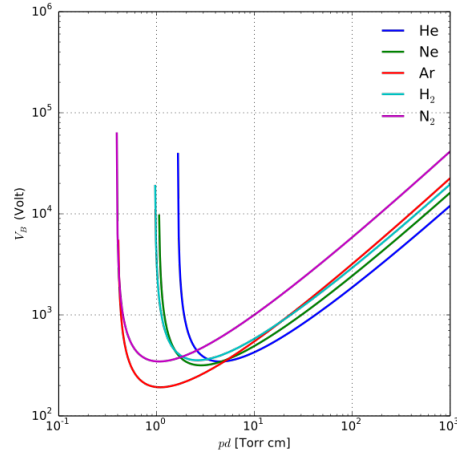
Criterio de Townsend

Los experimentos muestran que la corriente crece de forma brusca cuando la descarga alcanza el voltaje V_B , según la ecuación 1,9 esta corriente puede ser infinita si se cumple la igualdad $1 - \gamma[\exp ad - 1] = 0$. el aumento de la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo satisface la condición de inestabilidad generando una corriente no controlable hasta que interviene otras limitaciones (el circuito donde se encuentra la descarga, entre otros). A partir de esto se establece el criterio de ruptura del gas $\gamma \exp ad = \gamma + 1$, y para la descarga Townsend se tiene $\gamma \ll 1 \rightarrow \gamma \exp ad = 1$ que se denomina criterio Townsend, donde $\gamma \exp ad$ es el numero de electrones secundarios emitidos por el cátodo debido a lo iones incidente. Estos iones se producen por un electrón primario en el espacio entre los electrodos, en general, este criterio dice que un electrón primario produce un electrón secundario que puede continuar con este proceso, la descarga ya no necesita una fuente externa para generar la ionización y surge la descarga autosostenida .

Este criterio tiene pruebas experimentales y coinciden con los datos, peros existen algunos inconvenientes. Las condiciones estacionarias pueden mantener cualquier valor de la corriente pero el proceso de encendido transcurre de forma rápida con el crecimiento de la corriente que es complejo controlar por agentes externos . Además, este criterio se deduce bajo la suposición de un campo eléctrico constante, pero el aumento de la corriente y consecuentemente el creciente volumen de iones y electrones producen perturbaciones en el campo, en otras palabras el campo se vuelve no homogéneo. En el caso cuando $\frac{E}{p}$ satisface $1 - \gamma[\exp ad - 1] = 0$ se encuentra que el voltaje de encendido se calcula en ausencia de la carga volumetrica $V_B = Ed$.

1.1 DESCARGA TOWNSEND

Figura 3: *Curvas de Paschen obtenidas para los gases : helio, neón, argón, hidrógeno y nitrógeno.*



Ley de Paschen

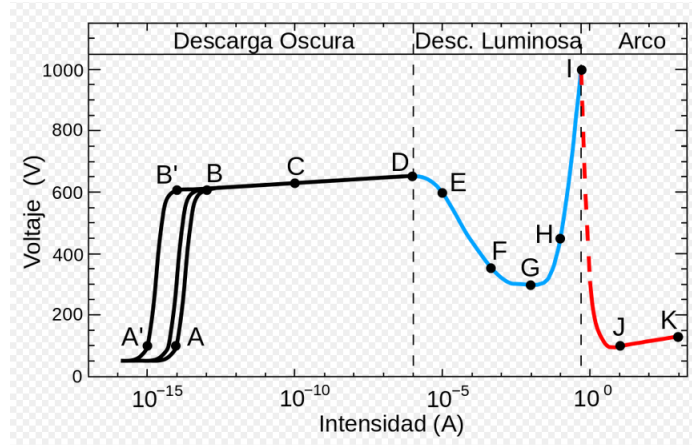
La transición de un gas neutro a un gas ionizado bajo un campo eléctrico, es un proceso complejo. Numerosos procesos de ionización se llevan a cabo dentro del gas [18]. Además, la naturaleza del gas y otros factores como la forma de los electrodos y la magnitud del campo eléctrico, condicionan la ionización. 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 cuvas 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 3. Para que el rompimiento ocurra, debe ser ser satisfecho el criterio : 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 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.

A partir de la condición $\gamma[\exp \alpha \times d - 1] = 1$, la ecuación 1,9 y del valor del campo (suponiendo que es uniforme) para dos placas paralelas $E = \frac{V_B}{d}$, V_B el voltaje de rompimiento, se obtiene una expresión para el voltaje de rompimiento en función de pd :

$$V_B = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln(\ln(1 + \frac{1}{\gamma}))} \quad (1.10)$$

1.2 DESCARGA BRILLANTE

Figura 4: Características del Voltaje de descarga eléctrica en neón a 1 torr de presión con dos electrodos planos separados 50 cm.



esta expresión presenta la dependencia de $V_B = f(pd)$ conocida bajo el nombre de curva de paschen.

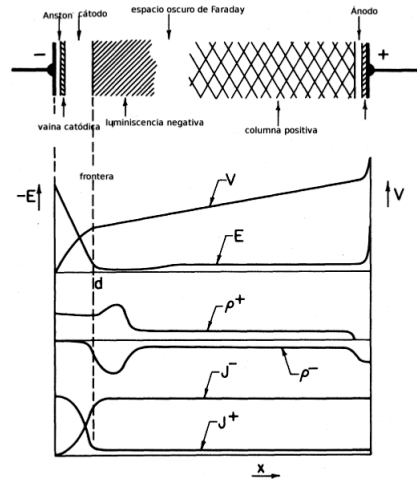
La parte derecha de la figura 3 indica que el coeficiente γ se vuelve insignificante y el potencial de ruptura pasa a depender de $\frac{E}{p}$ para cumplir las condiciones de ruptura esta relación debe ser constante, de aquí sigue que el aumento de la presión ($d=constante$) es necesario aumentar el campo y el potencial aplicado para aumentar la probabilidad de actos de ionización de igual forma se hace el mismo análisis variando la distancia de separación de los electrodos que resulte en el cambio proporcional de pd . En la rama izquierda el número de colisiones de electrones con los átomos/moléculas cae con la disminución de la presión que se acompaña por la caída rápida del coeficiente αd y la probabilidad de ionización de átomos. La intensidad de avalanchas se puede mantener en el nivel anterior solo por el aumento de colisiones ionizantes y también por el coeficiente γ . para que esto suceda la energía de los electrones e iones debe crecer lo que es posible solo mediante el aumento del potencial de ruptura [26].

DESCARGA BRILLANTE

La descarga brillante o plasma de resplandor es una descarga autosostenida que emite electrones secundarios del cátodo principalmente bajo el bombardeo de iones (Figura 4). La principal particularidad es la existencia de una capa próxima al cátodo donde el campo eléctrico es fuerte, en otras palabras donde cae todo el potencial aplicado entre los electrodos, esta región se conoce como zona de caída cátodica. Si la distancia entre los electrodos es lo suficientemente grande entre la capa cátodica y el ánodo se forma un región eléctricamente neutra donde el campo no es grande, esta región se compone por una columna positiva y una capa anódica. La columna positiva es un ejemplo de un plasma ionizado débilmente desequilibrado que se mantiene por acción del campo eléctrico. A diferencia, de la capa cátodica, sin la cual descarga brillante no podría existir, la columna positiva no es una parte fundamental para la existencia de dicha descarga. Ahora 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 (Figura 5) [10]:

1.2 DESCARGA BRILLANTE

Figura 5: *Distribución espacial de los principales parámetros de la descarga brillante.*



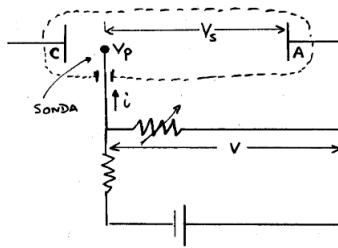
- a Espacio oscuro Aston y zona de caída cátodica.** Es una delgada región cercana al cátodo, donde los electrones presentes, tienen una energía inicial del orden de 1eV . Estos electrones se encuentran en esta región debido a que son extraídos del cátodo por efecto fotoeléctrico, o por colisiones de 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.
- b 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, así mismo, 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 eléctrico local.
- c Luminiscencia negativa.** En esta zona la mayoría de los electrones más energéticos, ya han alcanzado el ánodo, y, el número de electrones de con baja energía es mayor. Entonces la tasa de ionización decrece, mientras, la excitación atómica aumenta, debido a las colisiones inelásticas que producen 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.
- e Columna positiva.** Esta zona se caracteriza por tener una luminosidad uniforme. 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. 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.

1.3 TEÓRIA SONDA LANGAMUIR

- f **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 se 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.

TEÓRIA SONDA LANGAMUIR

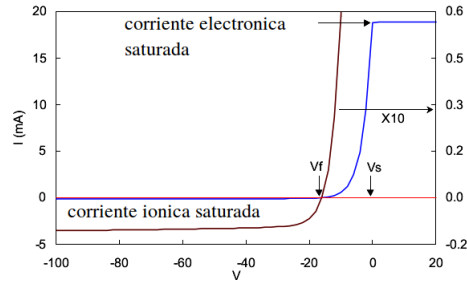
Figura 6: *Montaje eléctrico simple de la sonda langmuir, tomando como referencia el ánodo $V = 0$*



De todas las formas de medir un plasma, la sonda Langmuir es probablemente la más simple, ya que consiste en insertar un cable (usualmente de Tungsteno u otro conductor que soporte temperaturas elevadas) en el plasma y medir la corriente para varios voltajes aplicados. Sin embargo, el 'cable' debe diseñarse cuidadosamente para no interferir con el plasma ni ser destruido por él. En la Figura 6 se muestra un esquema típico para la sonda, en el que el ánodo es el electrodo de referencia. Con V_s que indica el potencial del plasma respecto del electrodo de referencia A , y con V_p el potencial de la sonda respecto del plasma, obteniendo experimentalmente $V = V_s + V_p$. Dependiendo de la magnitud del potencial aplicado a la sonda, será atraído un flujo de iones o electrones al electrodo, por lo que se puede obtener una gráfica muy similar a la Figura 7 que es la curva característica de una sonda simple. A partir de esta curva, se pueden calcular los parámetros físicos del plasma como: la densidad, temperatura electrónica y el potencial en plasma, entre otros.

1.4 COMSOL MULTIPHYSICS

Figura 7: Curva de I - V idealizada. la izquierda se expande 10 veces para mostrar la corriente de iones.



Si se supone que $V = V_s$ o ($V_p = 0$), En este caso las cargas alcanzan la superficie de la sonda sólo debido a su movimiento térmico (no hay campo eléctrico entre la sonda y el plasma). Entonces dominan los electrones, por su mayor movilidad $I \approx I_e$.

Para $V > V_s$ ($V_p > 0$), se repelen los iones, y se forma una lámina negativa alrededor de la sonda, en donde el potencial cae desde $V_s + V_p$ hasta V_s (el plasma se polariza). Habrá una cierta superficie externa a partir de la cual el plasma no está perturbado. Los electrones llegan desde el plasma hasta esa superficie por movimiento térmico, y esto determina su flujo, el cual depende muy débilmente del potencial de la sonda: la corriente electrónica está saturada $I_{e,saturacion}$ (Figura 1,7). Si la superficie colectora fuera infinita, la corriente sería constante (en la práctica, crece un poco por el tamaño finito de la sonda) [7]. Si $V < V_s$ ($V_p < 0$), la cantidad de electrones que alcanzan la sonda cambia muy fuertemente con V_p . Esta es la región exponencial de la curva (Figura 1,7). El punto de quiebre de la curva corresponde a $V = V_s$. Ahora existe un cierto potencial respecto al plasma $V = V_f$ ($V_p = V_f - V_s < 0$) para el cual la corriente iónica y electrónica son iguales $I_+ = I_e$, además de anularse en ese punto. En este caso el pequeño flujo de electrones capaces de vencer a V_p es compensado por el flujo de iones. V_f es conocido como el potencial flotante, y es el potencial que adquiriría un objeto aislante introducido en el plasma [11]. A potenciales más negativos, $V < V_f$, la sonda repele a todos los electrones, pero atrae a los iones: la corriente es puramente iónica, y se forma alrededor de la sonda una lámina de carga positiva. El flujo de corriente iónica depende muy débilmente de $V \rightarrow I \approx I_{+,saturacion}$ [14].

COMSOL MULTIPHYSICS

Las ecuaciones diferenciales (ED) suelen ser la herramienta más útil para describir los fenómenos físicos, representando la dependencia de las variables físicas del sistema en función del tiempo y de las coordenadas espaciales. Es muy común que dichas ED no tengan solución por métodos analíticos, esto debido a la no linealidad de la propia ecuación, las condiciones iniciales y de frontera, así como la misma geometría del sistema. Por tal motivo, es frecuente encontrar modelos ideales con solución analítica. Estos modelos idealizados del sistema no siempre dan una descripción completa. Otra forma de solucionar las ED es utilizando el análisis numérico que cobran una gran relevancia en la investigación científica, por su amplia gama para validar o refutar los conceptos propuestos a partir de las observaciones o derivados de teorías anteriores. Existen varios métodos numéricos que permiten solucionar las ED tales como : Volúmenes Finitos(FVM, Finite Volume Method), Elemento Infinito

1.4 COMSOL MULTIPHYSICS

(Infinite Element Method), Elementos Finitos (FEM, Finite Element Method), Diferencia Finitas (Finite Difference Method), entre otros. En este trabajo se empleo un software basado en el método FEM, el cual se caracteriza por obtener una representación precisa de la geometría, fácil presentación de la solución total y captura de los efectos locales. Este método subdivide un problema grande (dominio) en partes más pequeñas y simples que se llaman elementos finitos (sub-dominios), obteniendo como resultado un sistema de ecuaciones algebraicas para cada elemento, estas arrojan valores aproximados de las incógnitas en un numero discreto de puntos sobre el dominio [9].

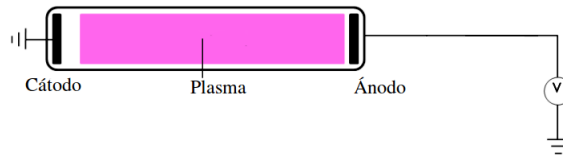
En la actualidad existe diferentes software basados en los métodos mencionados anteriormente, que permiten validar las soluciones aproximadas obtenidas de los modelos con los fenómenos físicos, como el caso del software Comsol Multiphysics que se basa en el método numérico FEM. Este software se caracteriza por estar dividido en módulos, cada módulo incluye una extensa gama de físicas que facilita los pasos en el proceso de modelado, también posee una interfaz que permite obtener una solución a través de la combinación de distintos fenómenos físicos (de ahí proviene el nombre Multiphysics). El procedimiento a seguir con el software para modelar cualquier sistema es : la creación de una geometría, la creación de una malla, la especificación de una física(s), la elección del tipo de solución y la visualización de los resultados. Es habitual a la hora de modelar un sistema relacionado con plasma, usar la combinación de los diferentes modulos como minimo : AC/ DC , flujo de fluidos, Ecuación de Boltzman- aproximación segundo termino, difusión de derivación y especies pesadas. Todos estos modulos se articulan junto con otras mas específicos [9] y generan la interfaz de plasma, muy útil al momento de modelar las descargas de corriente directa (DC). El software combina automáticamente el complicado acoplamiento entre el transporte de electrones, el transporte de especies pesadas y el campo electrostático. Además, el flujo de emisión secundario del bombardeo iónico en un electrodo se calcula automáticamente y se usa en la condición de frontera para los electrones. Esto hace que sea fácil modelar cosas como columnas positivas y descargas brillantes DC. La física de las descargas de DC puede complicarse aún más cuando hay un campo magnético fuerte y estático presente. Esto puede conducir a propiedades de transporte altamente anisotrópicas para los electrones. La interfaz de plasma calcula automáticamente la forma de tensor de la movilidad de electrones si se solicita. Esto permite modelar cosas como las descargas de magnetrones y los impulsores de pasillo. Las descargas de DC requieren que las velocidades de reacción se especifiquen en términos de Townsend en lugar de los coeficientes de velocidad. La razón principal es que los coeficientes de Townsend proporcionan una mejor descripción de la física en la región de caída del cátodo. La descarga se sostiene por emisión secundaria, en lugar de un campo eléctrico variable en el tiempo. Por lo tanto, los efectos secundarios de emisión deben incluirse en cualquier modelo de descarga de DC, de lo contrario, esta no será autosostenida [2].

CAPÍTULO 2

MODELO Y SIMULACIÓN

DEFINICIÓN DEL MODELO

Figura 8: *Esquema típico para la generación de una la descarga brillante.*



El esquema tradicional para la originar una descarga brillante o plasma de resplandor se representa en la figura 8 . Este se compone de una cámara cilíndrica donde se introduce el gas , un par de electrodos que limitan la misma y una una fuente de alimentación conectada a los electrodos (Ánodo-Cátodo). Basado en la descripción anterior, el modelo que se simuló en el software Comsol es el siguiente : el diseño de la cavidad es el mismo de la figura 8, las dimensiones son la longitud 18 [cm]y el radio 2,5[cm], se empleo un gas de argón que se estableció a una presión de 0,0375 [torr] para esta primera parte, un par de electrodos de bronce (Ánodo - Cátodo) conectados a una fuente de que vario de -100 hasta $1000[V]$. Estos parámetros junto con la correspondencia entre la movilidad electronica y ionica del gas dada por $\frac{\mu_e}{\mu_+} \approx 100$ [10], la función de trabajo para el bronce 5 [eV] y la temperatura 293,3[K] componen las los parámetros iniciales del sistema a modelar.Cabe aclarar que la cavidad se tomó axialmente simétrica.

Debido a la complejidad de acoplar el campo electrostático al transporte de electrones y especies pesadas, el módulo de plasma proporciona la interfaz de plasma que permite articular estas cantidades

2.1 DEFINICIÓN DEL MODELO

y que facilita las simulaciones las descargas de DC (Corriente Directa) . La primera aproximación empleada por el software, es modelar al plasma como un fluido, esta condición es valida por que al calcular el camino libre medio para los electrones en el gas con los parámetros anteriores (presión, temperatura, sección transversal) se obtiene $\lambda = \frac{k_B T}{\sigma P} = 7,15 [mm]$ y comparando este resultado con las dimensiones del sistema (longitud), se observa que el camino libre medio de estos es menor que el tamaño del sistema, lo que conlleva a que en promedio los electrones están colisionando cada $7,15[mm]$ con las partículas del gas, a partir de esto se considera que el plasma es muy colisionable . Basado en la condición anterior , para iniciar la simulación se requiere la entrada de coeficientes de transporte y coeficientes de velocidad que dependen de la función de distribución de energía de los electrones(EEDF). Dichos coeficientes se calculan generalmente a partir de los datos de la sección transversal de colisión mediante la resolución de la ecuación de Boltzmann de electrones (BE), la sección eficaz para el argón se exporto del trabajo realizado por G.J.M. Hagelaar y L.C. Pitchford [13] dada la condición del gas a baja presión, lo cual da mayor estabilidad al momento de simular la descarga y facilita una alta eficiencia para la modificación de las propiedades de los sustratos. Las siguientes ecuaciones junto con las anteriores restricciones permiten calcular la densidad electrones y la energía de los mismos:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_e(\vec{\mu}_e \times \vec{E}) - \vec{D}_e \times \nabla n_e] = R_e \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_\epsilon(\vec{\mu}_\epsilon \times \vec{E}) - \vec{D}_\epsilon \times \nabla n_\epsilon] + \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_e = R_\epsilon \quad (2.2)$$

donde n_e la densidad de electrones, $\vec{\Gamma}_e = -n_e(\vec{\mu}_e \times \vec{E}) - \vec{D}_e \times \nabla n_e$ representa el flujo total de electrones, μ_e la movilidad de los electrones, D_e la difusión de electrones, R_e es la velocidad de nacimiento o muerte de electrones y R_ϵ el cambio de energía debido a las colisiones inelásticas entre los electrones y los átomos neutros. Las cantidades de la ecuación 2.1 son equivalentes a las de la 2.1, pero esta se asocia con la energía del electrón. Ahora partiendo de la condición de que el plasma es homogéneo y sin un campo magnético externo, la movilidad toma valores constantes y junto con otros parámetros conocidos, se determina el coeficiente difusión para los electrones, empleando la relación propuesta por Einsten [30] :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.3)$$

Cabe resaltar que Einsten obtuvo esta relación a partir de razonamientos termodinámicos. Las cantidades R_e, R_ϵ en las ecuaciones anteriores se determinan mediante la química del plasma utilizando coeficientes de velocidad. Supongamos que hay M reacciones que contribuyen al crecimiento o decaimiento de la densidad de electrones y P colisiones inelásticas de electrones neutros. En general, $P \gg M$. En el caso de los coeficientes de velocidad, el término fuente de electrones viene dado por:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_n n_e \quad (2.4)$$

donde x_j es la fracción molar de la especie objetivo para la reacción j , k_j es el coeficiente de velocidad para la reacción j (m/s), y N_n es la densidad del número neutral total ($1/m^3$) Para las descargas de DC, es una mejor práctica utilizar los coeficientes de Townsend en lugar de los coeficientes de velocidad para definir las velocidades de reacción. Los coeficientes de Townsend proporcionan una mejor descripción de lo que sucede en la región de caída del cátodo. Cuando se utilizan los coeficientes de Townsend, el término fuente del electrón viene dado por:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j \alpha_j N_n \left| \vec{\Gamma}_e \right| \quad (2.5)$$

2.1 DEFINICIÓN DEL MODELO

α_j es el coeficiente Townsend para la reacción j [m^2] y $\vec{\Gamma}_e$ es el flujo de electrones como se define arriba [$1/(m^2s)$]. Los coeficientes de Townsend pueden aumentar la estabilidad del esquema numérico cuando el flujo de electrones se controla en campo, como es el caso con las descargas de DC. La pérdida de energía del electrón se obtiene al sumar la pérdida de energía de colisión en todas las reacciones:

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^P x_j k_j N_n n_e \Delta\varepsilon \quad (2.6)$$

$\Delta\varepsilon$ es la pérdida de energía de la reacción j [eV]. Los coeficientes de velocidad se pueden calcular a partir de datos de sección transversal mediante $k_i = \kappa \int \varepsilon \sigma_i(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$, donde $\kappa = 2q/m_e$, m_e es la masa del electrón [kg], ε es la energía [eV], σ_i es la sección transversal de la colisión [m^2] y f es la función de distribución de energía de electrones. En este caso, se supone un EEDF de Maxwell. Cuando se usan los coeficientes de Townsend, la pérdida de energía de los electrones se toma como:

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^P x_j \alpha_j N_n \left| \vec{\Gamma}_e \right| \Delta\varepsilon \quad (2.7)$$

Existen varias formulaciones disponibles para modelar el transporte de masa para las demás especies del gas, que van desde una simple reacción, convección, ecuación de difusión hasta las ecuaciones de Maxwell-Stefan (a veces llamadas Stefan-Maxwell) [4]. Las ecuaciones de Maxwell-Stefan son la única formulación que conserva la masa total en el sistema y también satisface una serie de restricciones auxiliares. El principal inconveniente de las ecuaciones de Maxwell-Stefan es la cantidad de recursos computacionales necesarios para resolverlas. En muchas situaciones, se pueden aplicar formas simplificadas de las ecuaciones de Maxwell Stefan, que no satisfacen rigurosamente las leyes de la difusión multicomponente, pero son mucho más fáciles de implementar y consumen menos recursos computacionales. La conservación de la masa dicta que la suma de las fracciones de masa de todas las especies debe ser igual a una. La técnica más precisa es resolver las ecuaciones de Maxwell-Stefan que tienen en cuenta correctamente el transporte difusivo debido a la fracción molar, la presión y los gradientes de temperatura. Las ecuaciones de Maxwell-Stefan se vuelven rápidamente muy costosas desde el punto de vista computacional cuando el número de especies aumenta (> 6). En un plasma, puede haber más de 20 especies neutras y excitadas, por lo que resolver las ecuaciones completas de Maxwell-Stefan no es práctico. A partir de esto, el software proporciona un modelo de difusión conocido como promediada de mezcla. Esta opción cumple todos los criterios para la conservación de la masa. Es mucho menos costoso de resolver computacionalmente que las ecuaciones completas de Maxwell-Stefan, que no están disponibles en el modulo de transporte de especies pesadas.

Supongamos que un flujo de reacciones consiste en $k = 1, \dots, Q$ especies y $j = 1, \dots, N$ reacciones. La ecuación para la primera especie $Q - 1$ viene dada por

$$\rho \frac{\partial(w_k)}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla)w_k = \nabla \cdot \vec{j}_k + R_k \quad (2.8)$$

Donde \vec{j}_k es el vector de flujo de difusión, R_k es la expresión de velocidad para la especie k , \vec{u} es el vector velocidad del la masa promedio del fluido, ρ la densidad de carga, w_k es la relación de la masa de una especie k con la masa de la mezcla total.

El vector de flujo de difusión se define $\vec{j}_k = \rho w_k \vec{V}_k$, V_k es el vector velocidad de difusión para la especie k . Su definición depende del modelo de difusión, para este caso se eligió el modelo de mezcla promediada, por las cualidades mencionadas anteriormente, entonces V_k se expresa

2.1 DEFINICIÓN DEL MODELO

$$\vec{V}_k = D_{k,m} \frac{\nabla w_k}{w_k} + D_{k,m} \frac{\nabla M_n}{M_n} + D_k^T \frac{\nabla T}{T} - z_k \mu_{k,m} \vec{E} \quad (2.9)$$

Donde $D_{k,m}$ es el coeficiente de difusión del modelo de mezcla promedio, este se determina empleando la relación de einsten, a partir del valor de la movilidad $\mu_{k,m}$ que se definido a inicio de este capitulo. La cantidad M_n es la masa molar media de la mezcla y se calcula usando la suma de las fracciones de masa y los pesos moleculares de todas las especies M_k

$$\frac{1}{M_n} = \sum_{k=1}^Q \frac{w_k}{M_k} \quad (2.10)$$

El parámetro z , D_k^T son la carga y el coeficiente de difusión térmica para la especie k respectivamente. Para la descarga brillante se aplica la condición de plasma frio, dado que los procesos térmicos para las especies son despreciables comparado con los electrones y esto genera que $D_k^T = 0$, reduciendo la ec 19 a una mas sencilla.

El campo electrostático en el sistema se calcula usando la siguiente ecuación

$$- \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \cdot \nabla \Phi = \rho \quad (2.11)$$

La densidad de carga espacial ρ se calcula automáticamente en función de la química del plasma especificada en el modelo con la ecuación

$$\rho = q \sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \quad (2.12)$$

Dado una característica de la descarga brillante: el auto-sostenimiento a partir de la emisión de electrones secundarios, donde un electrón se emite desde la superficie del cátodo con una probabilidad específica cuando es golpeado por un ion . Estos electrones son luego acelerados por el campo eléctrico cerca del cátodo donde adquieren suficiente energía para iniciar efectos de ionización, excitación, entre otros [24]. El resultado neto es un aumento rápido en la densidad de electrones cerca del cátodo en una región a menudo conocida como la caída del cátodo o el espacio oscuro de Crookes , lo que origina la siguiente condición límite para el flujo de electrones:

$$\hat{n} \cdot \vec{\Gamma}_{e,s} = \sum_{k=1}^N \gamma (\vec{\Gamma}_k \cdot \hat{n}) \quad (2.13)$$

donde las cantidades $\vec{\Gamma}_k$ es el flujo de iones en las fronteras (Ánodo-Cátodo) , γ coeficiente de emisión secundaria y \hat{n} es el vector normal a la superficie. Además, para definir el flujo de energía de emisión secundaria se requiere la energía media de los electrones secundarios :

$$\hat{n} \cdot \vec{\Gamma}_{\varepsilon,s} = \sum_{k=1}^N \gamma \tilde{\varepsilon}_k (\vec{\Gamma}_k \cdot \hat{n}) \quad (2.14)$$

La energía media de los electrones emitidos, $\tilde{\varepsilon}_k$ es típicamente una función de la energía de ionización del ion incidente $\Delta \varepsilon_k$ y la función de trabajo de la superficie ψ :

$$\tilde{\varepsilon}_k = \Delta \varepsilon_k - 2\psi \quad (2.15)$$

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

En la superficie dieléctrica (cámara cilíndrica de cuarzo), la carga se acumula debido a la diferencia en los flujos entre los electrones y los iones, y se describe a partir de la siguiente ecuación :

$$\frac{d\rho_s}{dt} = \hat{n} \cdot \vec{J}_i + \hat{n} \cdot \vec{J}_e \quad (2.16)$$

donde \vec{J}_i , \vec{J}_e son las corriente totales de iones y electrones en dirección normal a la superficie cilíndrica respectivamente. También la densidad de carga superficial ρ_s , se usa como una condición de contorno :

$$-\hat{n} \cdot \vec{D} = \rho_s \quad (2.17)$$

Después de definir todos los coeficientes que acompañan a las ED. El software las soluciona empleando el método de elementos finitos, que en general convierte la ED en un problema en forma matricial mediante métodos variacionales, donde las incógnitas se hallan para un número finito de puntos, que luego interpola con funciones base o funciones de forma, para expresar la solución en todo el dominio.

ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

El análisis de los resultados computacionales se divide en dos partes. La primera es un análisis del sistema descrito anteriormente manteniendo constante el voltaje entre los electrodos: Cátodo ≈ -500 [V] y ánodo la referencia $V \approx 0$, donde se estudiaron las diferentes regiones y sus respectivas características que originan la descarga brillante. La segunda parte consta de la variación de las cantidades : presión y voltaje bajo el mismo esquema físico, donde se obtuvieron los parámetros de la descarga que se compararan con el experimento para justificar las relaciones determinadas en la literatura, esta se analizará y se analizará en el siguiente capítulo.

Tabla 1: Rangos de los parámetros característicos de la descarga brillante [10].

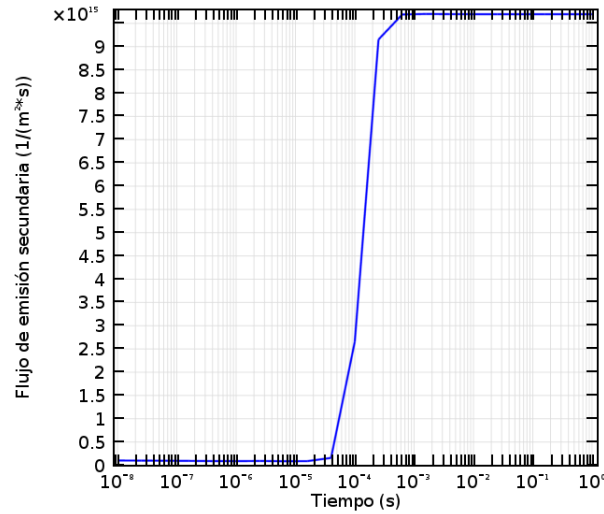
Parámetros de la descarga brillante	Valores típicos
Corriente (A)	10^{-4} - 0.5
Temperatura electrónica en la columna positiva (eV)	1 - 3
Voltaje entre los electrodos (V)	100 - 1000
Presión del gas (Torr)	0.03 - 30
Concentración de iones y electrones en la columna positiva ($1/m^3$)	10^{13} - 10^{16}

El tubo de la descarga clásico fue ampliamente investigado y utilizado industrial mente durante varias décadas en lámparas fluorescentes como un dispositivo de iluminación. En el tabla 2.1 se muestran el rango de los parámetros característicos de la descarga brillante obtenidos de la literatura [10], los cuales serán el punto para validar el alcance de la simulación.

En la figura 2.2 se expone el flujo de electrones secundarios en la superficie del cátodo en función del tiempo de simulación de la descarga, estos son el sustento de la descarga brillante. Para el intervalo

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

Figura 9: *Flujo de emisión secundaria de los electrones en el cátodo en función del tiempo*

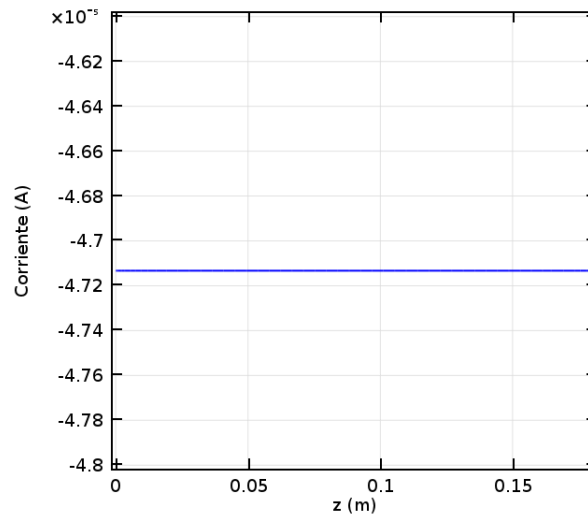


de tiempo $10^{-8} - 10^{-5}[s]$ el flujo es ≈ 0 debido a que los efectos de cascadas son insignificante , conllevando a que las diferentes regiones que componen la descarga aun no se han formado, en otras palabras estamos en el régimen de la descarga Townsend. En el intervalo $10^{-5} \leq t < 10^{-3}[s]$ el flujo aumenta de manera exponencial generando un incremento en los electrones secundarios emitidos del cátodo lo que un aumento en la corriente y permite que se originen las regiones. Para un tiempo $> 10^{-5}[s]$ el flujo se mantiene constante o sea la descarga ya es auto-sostenida por lo cual dichas regiones ya están formadas. Además de esta gráfica se percibe otra particularidad de esta descarga y es su independencia del tiempo.

La figura 2.3 expone la corriente obtenida en de la descarga $\approx -4,71 \times 10^{-5}[A]$ lo que concuerda con el orden de magnitud reportado en la literatura (Tabla 2.1).

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

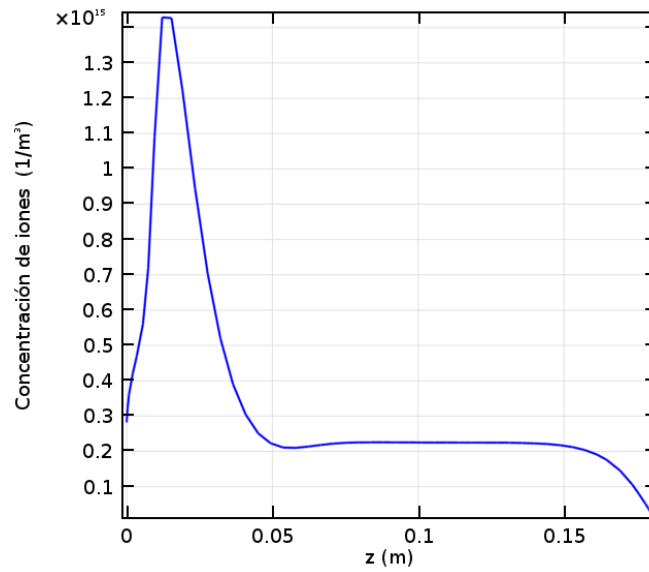
Figura 10: *Corriente de la descarga eléctrica en función de la longitud de la cámara (z)*



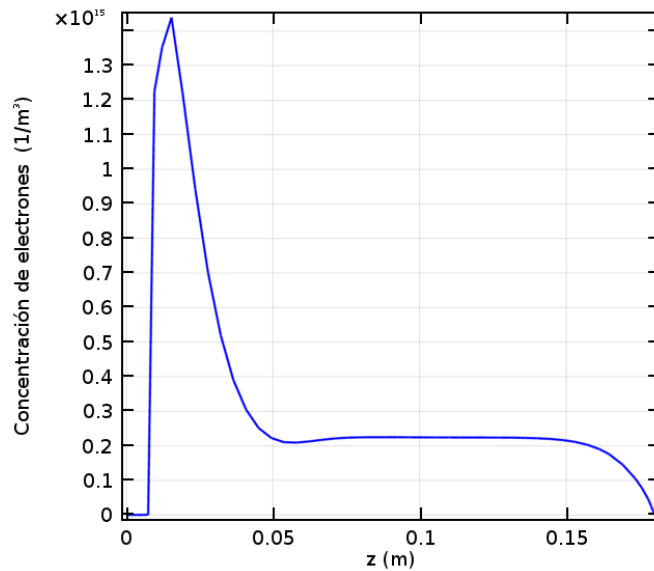
En la figura 2.4 se observa la concentración de iones y electrones en función de la longitud de la cámara z , con las condición de frontera $z = 0[m]$ el cátodo y en $z = 0,18[m]$ el ánodo. De esta gráfica se percibe que en $z = 0[m]$ la concentración iónica es mayor que la concentración electrónica, lo que implica que los iones acelerados por el campo eléctrico están en constante colisión con el cátodo, y esto genera electrones secundarios fundamentales para la descarga (Figura 2.2), los cuales son direccionados por el campo eléctrico hacia el ánodo.

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

Figura 11: Concentración de a) iones , b)electrones en función de la longitud del la camara (z) .



(a)

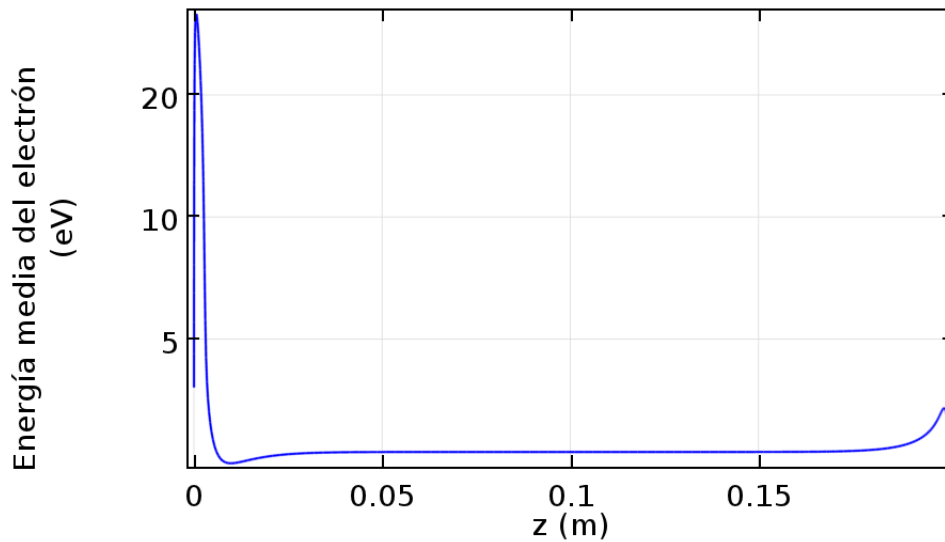


(b)

Estos electrones son expulsados con una energía media de $\approx 4[eV]$ en $z = 0$ como muestra la figura 2.5 . La energía mínima que deben tener estos electrones emitidos cuando colisionen con los átomos del gas, para generar los efectos de ionización y excitación son $15,8[eV]$, $11,5[eV]$ respectivamente [8]. Comparando estos valores con la simulación (Figura 2.5) , se establece que estos tienen energía insuficiente para ocasionar dichos fenómenos, formando así una región oscura cercana del cátodo que se conoce como espacio de Aston.

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

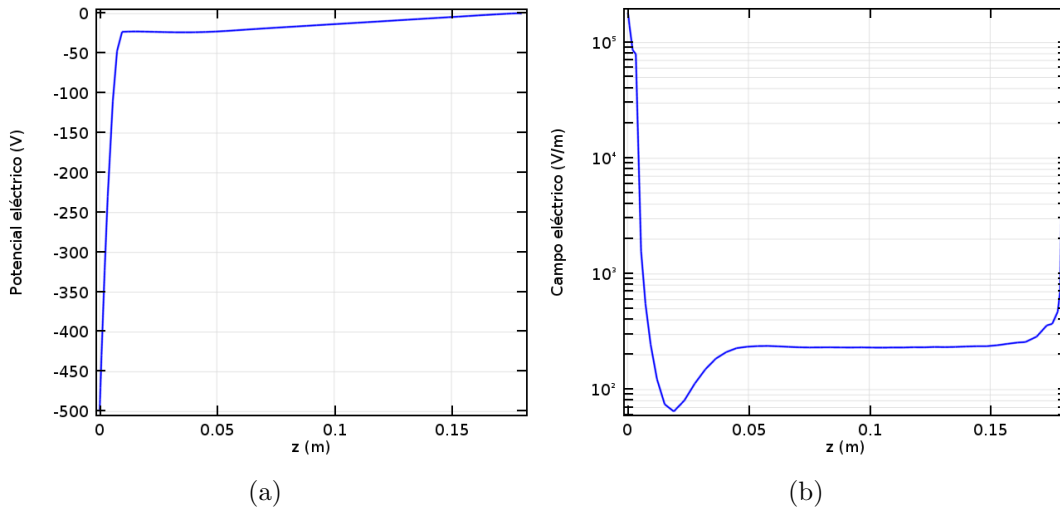
Figura 12: *Energía media de los electrones en función de la longitud de la cámara (z) .*



La energía que ganan los electrones, es debida a la aceleración producida por el campo eléctrico presente como se observa en la figura 2.5 . Consecutivo a la región de Aston los electrones no tienen suficiente energía para originar efectos de ionización, pero si para generar una región de débil brillo cercana al cátodo, donde estos ya han obtenido una energía correspondiente a la máxima función de excitación. Continuando con el movimiento de los electrones en dirección al ánodo, los cuales están en constante colisiones inelásticas y elásticas con los átomos de argón, mientras algunos pierden energía cinética haciendo los lentos y haciendo los responsables de la débil luminosidad, y los otros ganan suficiente energía cinética para generar efectos de ionización. Esto se observa en la figura 2.4 , con el aumento de forma exponencial de la concentración electrónica e iónica en esta región, se conoce como espacio oscuro de cátodo o crookes. Este aumento de la carga espacial en esta zona, resulta en la redistribución del campo eléctrico que inicialmente es uniforme, y por lo tanto, el alto número de electrones genera una disminución del campo eléctrico, que se muestra en la figura 2.6 .

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

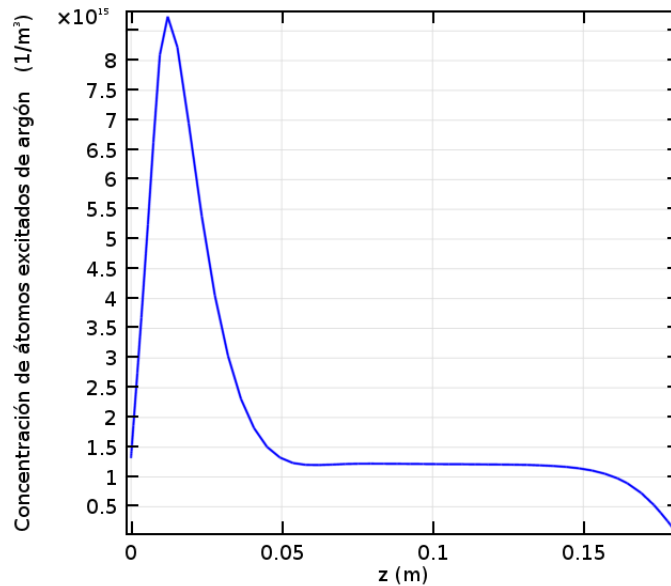
Figura 13: Distribución de a) potencial eléctrico, b) campo eléctrico en función de la longitud de la cámara (z)



Ademas, este decremento del campo origina una disminución en la energía del electrón y por ende en la velocidad de ionización, lo que conlleva a una intensificación significativa de la radiación, la cual se ilustra en la figura 2.7 , donde se exhibe una región de alta concentración de átomos excitados cercana al cátodo y previa a la columna positiva. Esta es la razón de la transición a la capa más brillante de las regiones del cátodo y conocida como el resplandor negativo [15].

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

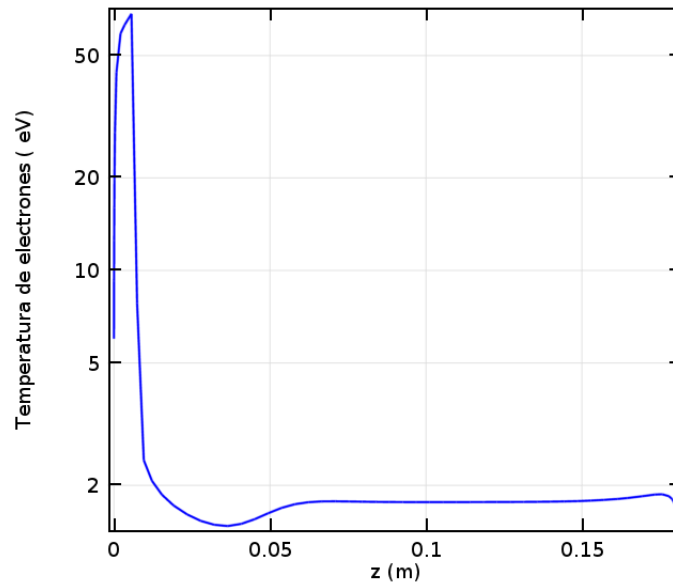
Figura 14: Concentración de átomos excitados de argón en función de la longitud de la cámara (z).



La figura 2.5 muestra que la energía de los electrones disminuye al final de la región anterior, y por lo tanto la concentración de carga disminuye generando así un débil aumento del campo eléctrico como se observa en la figura 2.6, dando origen al espacio oscuro de Faraday, donde los electrones son acelerados nuevamente por este campo local, generando el paso a la región conocida como columna positiva. El comportamiento y los parámetros del plasma en la columna positiva son independientes de los fenómenos en las capas de cátodo y ánodo. El estado del plasma en la columna positiva está determinado por los procesos locales de formación de partículas cargadas y pérdidas, y por la corriente eléctrica. La pérdida de partículas cargadas en la columna positiva debido a las colisiones internas y la recombinación de estas con la superficie, las cuales se deben equilibrar en un régimen de estado estacionario por la velocidad de ionización generando igual concentración de electrones e iones $\approx 0,2 \times 10^{15}$ (Figura 2.4). La tasa de ionización depende fuertemente de la temperatura del electrón es $\approx 1,78 [eV]$ (Figura 2.8) y del campo eléctrico. Por lo tanto, el campo eléctrico en la columna positiva es más o menos fijo y débil en comparación a la capa del cátodo (Figura 2.6). Todos estas mediadas obtenidas de las simulaciones para la columna positiva concuerdan con los reportados en la literatura (Tabla 2.1).

2.2 ANÁLISIS DE RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

Figura 15: *Temperatura electrónica de la descarga en función de la longitud de la cámara (z)* .



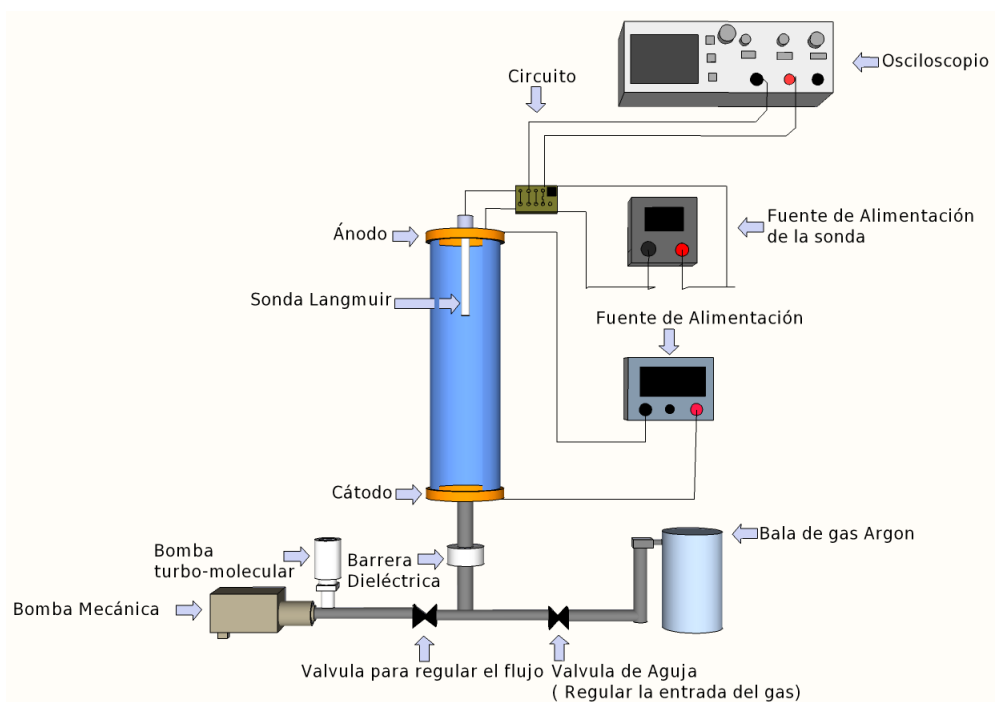
Siguiendo en dirección hacia el ánodo, este repele los iones y elimina los electrones de la columna positiva, lo que crea la carga espacial negativa y conduce a un aumento del campo eléctrico en la capa del ánodo, lo que se observa en la figura 2.6 . La reducción de la concentración electrónica (Figura 2.4) en esta zona explica el espacio oscuro del ánodo, mientras que el aumento del campo eléctrico explica el brillo del ánodo.

CAPÍTULO 3

MONTAJE EXPERIMENTAL Y ANÁLISIS DE RESULTADOS .

MONTAJE EXPERIMENTAL

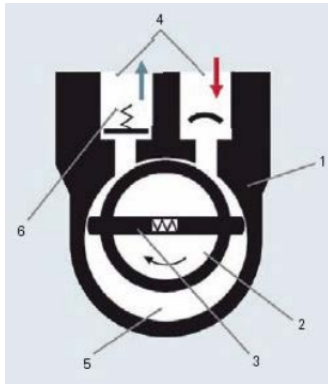
Figura 16: *Esquema experimental propuesto para la generación de la descarga brillante utilizando gas de argón.*



3.1 MONTAJE EXPERIMENTAL

El sistema que se diseñó y construyó para el presente trabajo se muestra en la figura 3.1 . Este se realizo con el fin de generar una descarga brillante para un gas de Argón, y posteriormente analizar la región conocida como columna positiva (plasma) a partir de la implementación de una sonda langmuir, donde se obtuvieron los parámetros físicos de esta zona y se compararon con las respectivas simulaciones para justificar las relaciones determinadas en la literatura. Debido a que las propiedades eléctricas y térmicas de la descarga, están determinadas por la naturaleza del gas, la geometría, el material de los electrodos, el voltaje y la presión del sistema. Además, En regiones del plasma donde los valores del campo eléctrico reducido E/n_o es bajo, tal como la columna positiva, la presencia de impurezas (otros gases diferente al que se desea trabajar) puede tener grandes alteraciones en la ionización [21]. Por eso es necesario asegurar una alta pureza de las muestras a estudiar . Esto se logra evacuando esta impurezas de la cámara donde se llevará a cabo la descarga y posteriormente se llena con el gas a estudiar. La eliminación de las impurezas se hizo mediante un sistema compuesto por una bomba mecánica o rotatoria y una turbo molecular (Figura 3.2 - 3.3), cuya función es extraer moléculas de gas (aire) de un volumen sellado (cámara de la descarga) para crear un vacío parcial o en otras palabras establecer una presión en el la Cámara .

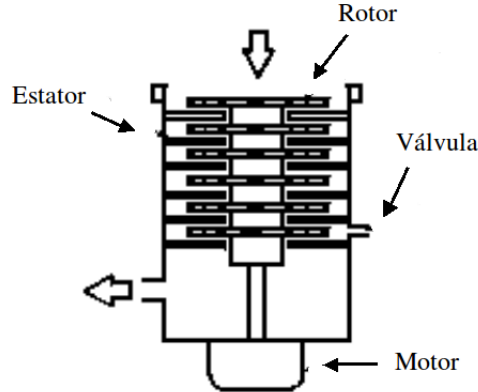
Figura 17: *Esquema de la bomba mecánica: 1) un rotor instalado excéntrica mente (2), paletas(3) y la entrada y salida (4). La válvula de salida está sellada con aceite.*



La primera es una bomba de desplazamiento rotativa sellada con aceite, la cual se encarga de disminuir la presión en la cámara hasta $\approx 10^{-1}[\text{torr}]$ (Figura 17). El sistema de bombeo consiste en un alojamiento (1), un rotor instalado excéntrica mente (2), paletas que se mueven radialmente bajo la fuerza del resorte (3) y la entrada y salida (4). La válvula de salida está sellada con aceite. La válvula de entrada está diseñada como una válvula de seguridad de vacío que está siempre abierta durante la operación. La cámara de trabajo (5) se encuentra dentro de la carcasa. El rotor y las paletas dividen la cámara de trabajo en dos espacios separados que tienen volúmenes variables. A medida que el rotor gira, el gas fluye hacia la cámara de succión de ampliación hasta que es sellado por la segunda paleta. El gas cerrado se comprime hasta que la válvula de salida se abre contra la presión atmosférica. En el caso de la operación de balasto de gas, se abre un orificio hacia el exterior, que se vacía en la cámara de succión sellada en el lado frontal. El rotor se mueve con la ayuda de un motor conectado a él [6].

3.1 MONTAJE EXPERIMENTAL

Figura 18: *Esquema experimental de una bomba turbo-molecular: Rotor , Estator , Válvula y Motor .*



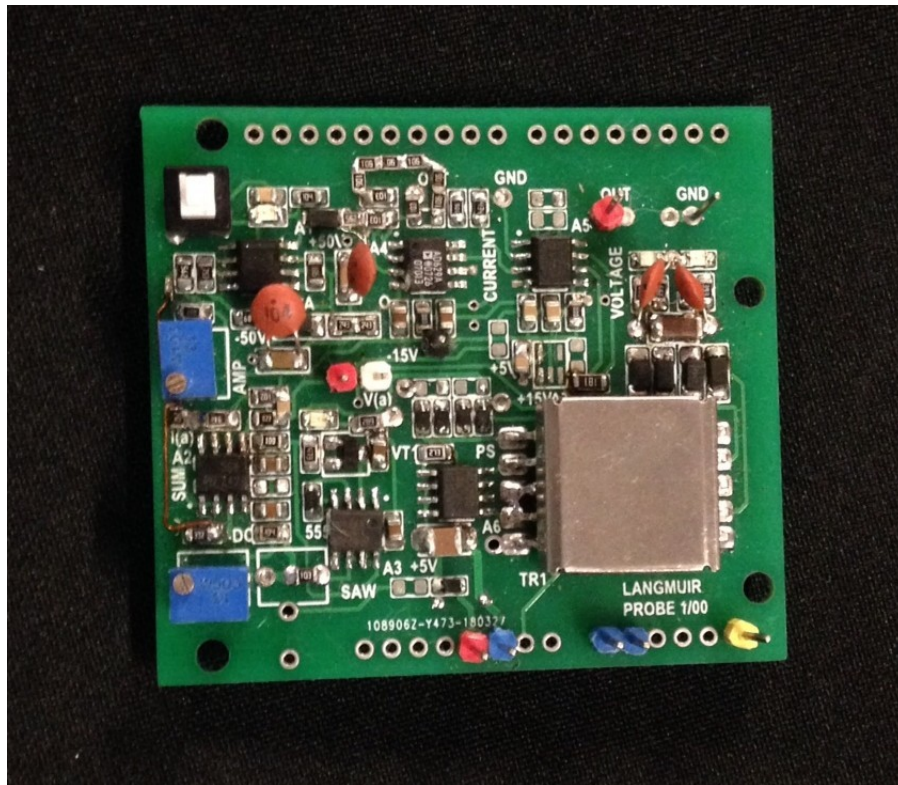
Una bomba turbomolecular (TMP) reduce la presión de la cámara a la que está conectada de aproximadamente 10^{-2} [Torr] a aproximadamente 10^{-8} [Torr]. Esta consiste en una pila de rotores con cuchillas o ranuras, según la bomba específica. Entre los discos del rotor hay estatores, discos fijos que contienen las mismas cuchillas o ranuras que los rotores, pero orientados en la dirección opuesta. El motor hace girar el rotor sobre el eje. Los estatores son discos fijos entre los rotores, y la ventilación es un orificio a través del cual podemos dejar pasar un gas si queremos que la bomba regrese a una presión más alta. Las flechas grandes muestran el flujo de moléculas bombeadas desde la cámara adjunta. Cuando las cuchillas, girando a 20000 [rpm] (aproximadamente 2100[rad/s]), golpean las moléculas, imparten impulso a estas. Debido al ángulo de orientación de las cuchillas del rotor y el estator, las moléculas se mueven hacia el siguiente rotor(Figura 18). Esta sucesión de pares rotor-estator conduce a las moléculas hacia el escape, donde son recogidas por una bomba de respaldo (mecánica) [20].

Para medir la presión del sistema se utilizó un dispositivo conocido como Pirani Gauge, el cual 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 [28].

El material de la cavidad es de cuarzo y el de los electrodos que la limitan es bronce, el primero es un dieléctrico mientras que los otros son una aleación metálica de cobre y estaño(Figura 3.1). Uno de

3.1 MONTAJE EXPERIMENTAL

Figura 19: *Circuito construido para conectar al osciloscopio y a la sonda langmuir.*



estos electrodos se conecto a una fuente de alimentación de rango $-100 [V]$ hasta $-1 [kV]$ (Cátodo) y el otro como la referencia $V = 0$ (Ánodo), con el fin de iniciar la descarga a partir de lo establecido por ley paschen [19].

Para caracterizar el plasma generado en el sistema (Figura 3.1), se utilizó una sonda langmuir la cual es un dispositivo útil y económico, que permite conocer los parámetros como : densidad y temperatura electrónica) por medio de la medición de variables eléctricas (Voltaje- Corriente) . Esta compone de un alambre de tungsteno cubierto con pyrex que se encuentra en contacto con la columna positiva, esta tiene dimensiones $0,2 [mm]$ radio y $3 [mm]$ longitud. La sonda se conectó al ánodo, para que sea el potencial de referencia (tierra) $V = 0$ y a una fuente de alimentación que se vario de $0[V] - -100[V]$, esto permite recolectar los iones y electrones (corriente total) en función de esta variación de voltaje . La sonda también se encuentra conectada al circuito que se muestra en la figura 3.4 ,con el fin de normalizar la señal de salida para luego ser adquirida mediante un osciloscopio (Figura 3.1).

El voltaje aplicado a la sonda tiene la forma de la función sierra, que permite tomar valores negativos y positivos, esto genera que la sonda dependiendo del voltaje recolecte iones o electrones respectivamente. Esta señal de voltaje pasa por un divisor de voltaje y por un amplificador operacional para luego ser registrada en el osciloscopio V_s . Equivalente a este proceso, los iones y electrones recolectados forman la corriente que va a circular por el circuito, inicialmente se tiene una resistencia $100 [\Omega]$ que regula la corriente entrante para no dañar el circuito o generar demasiado ruido en los datos, después se encuentra otra resistencia pequeña en comparación con la anterior y usando la ley de ohm $V = I_s R$ se determina el voltaje para esa corriente, luego este voltaje pasa por dos amplificadores operacionales

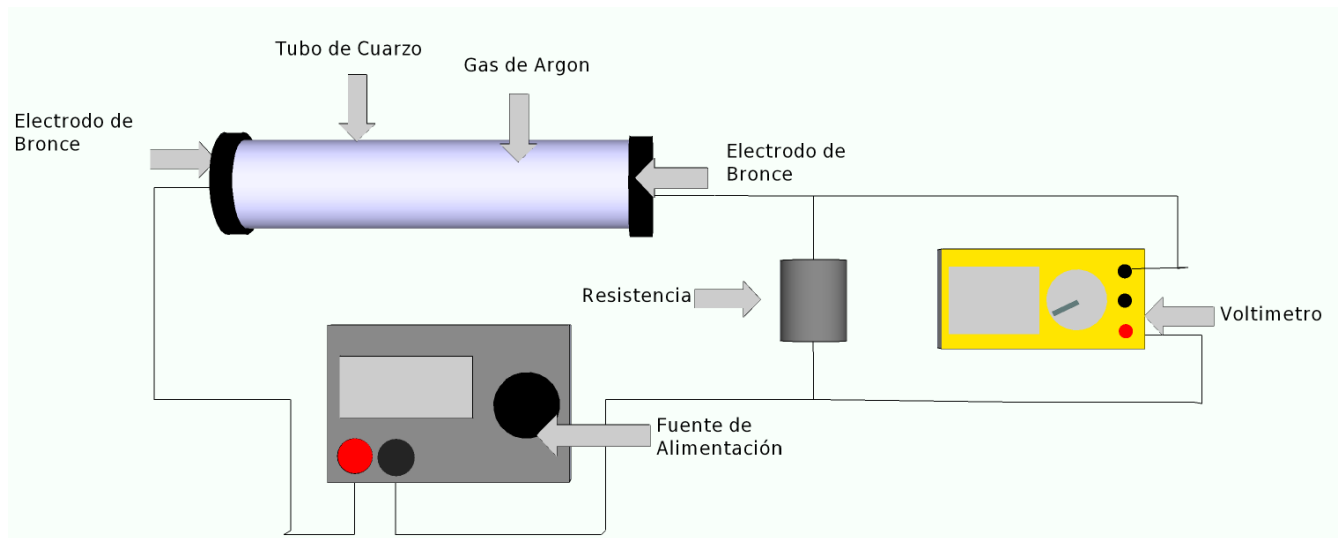
3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

para finalizar mostrando la señal de salida en el osciloscopio.

RESULTADOS Y ANÁLISIS

En esta parte se presentan los resultados obtenidos con el arreglo experimental descrito anteriormente para una descarga de argón. En primer lugar se caracterizo la curva I vs V donde se identifica las diferentes descargas como : descarga Townsend o oscura y la brillante. Se presenta la distribución del potencial en función de la longitud de la cámara para diferentes potenciales aplicados a los electrodos y por ultimo bajo ciertas condiciones (presión y voltaje entre electrodos) se determinarán la concentraciones del plasma, la temperatura electrónica, el potencial en la columna positiva y el potencial flotante con ayuda de la sonda langmuir. Además se realizó las respectivas simulaciones bajo igual condiciones con el software Comsol con el fin de justificar las relaciones determinadas en la literatura [4].

Figura 20: *Esquema experimental propuesto para obtener la curva I vs V .*

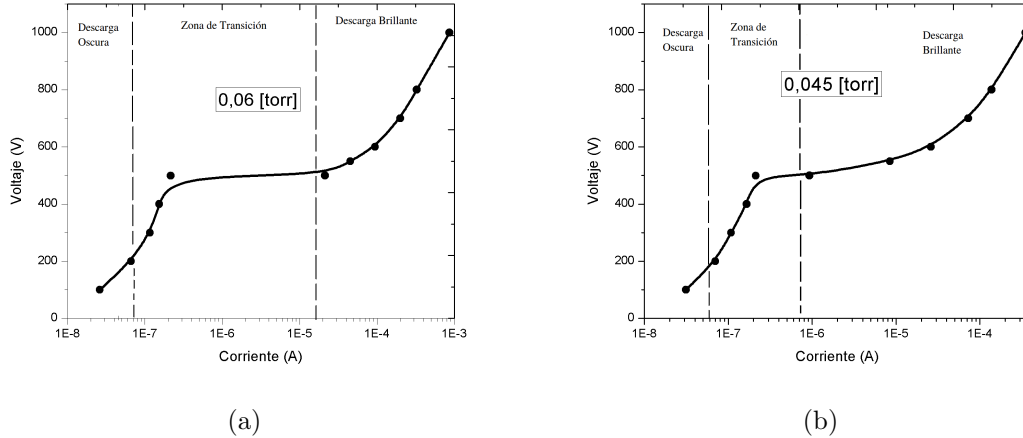


Caracterización de la curva $V(I)$

Para la primera parte al sistema de la figura 3.1 se le conectó una resistencia de $15 [k\Omega]$ en serie y un Voltímetro en paralelo a la resistencia como se muestra en la figura 3.5. La fuente de alimentación de la descarga se varió desde -100 hasta $-1000 [V]$, registrando con el Voltímetro se obtuvo el voltaje en la resistencia para cada voltaje entre electrodos y con la ley de Ohm se determinó la corriente, generando así una curva V vs I como se exhibe en la figura 3.6.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

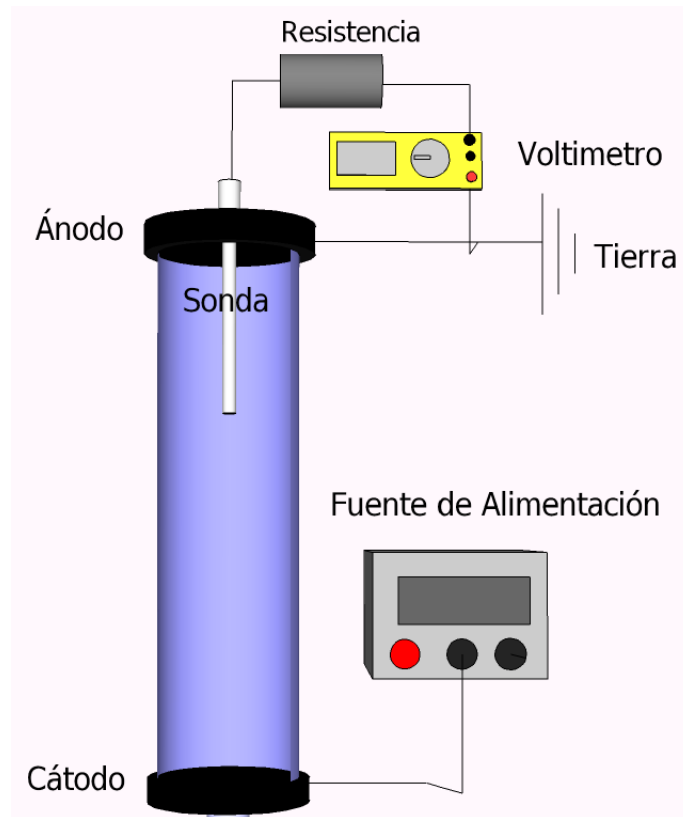
Figura 21: Curva experimental obtenida V vs I , para dos presiones a) 0.06 [torr] y b) 0.045 [torr]



En la figura 21 se observa la curva V vs I para un gas de argón bajo dos presiones 0.06 [torr] y 0.045 [torr], de esta se percibe 3 regiones principales. La primera región la cual presenta una corriente del orden de 10^{-8} - 10^{-7} [A], por lo tanto posee tan baja densidad de carga que no emite luz apreciable, a esta región se le conoce como descarga Townsend o oscura, esto indica que los efectos cascadas fundamentales para esta descarga necesitan una fuente externa de ionización para sostenerse, si esta desaparece la descarga también. Seguida a la región de la descarga oscura se encuentra un segmento de transición donde el voltaje se mantiene $V \approx cte$ mientras la corriente sigue en aumento, esto muestra que los efectos cascadas aumentan, pero la descarga sigue siendo muy débil en el rango óptico o en otras palabras la tasa de ionización y excitación son comparables y la descarga sigue necesitando ayuda externa (fuente de ionización) para seguir vigente. Además se percibe en esta región de transición una dependencia con la presión, a presiones bajas esta región se hace mas corta por ende los electrones tienen un camino libre medio mas grande, conllevando a un aumento de energía proporcionada por el campo eléctrico y generando efectos cascadas mas energéticos, lo que genera un aumento de la corriente y permite un salto mas rápido a la siguiente región: la descarga brillante. Esta se caracteriza por tener una corriente del orden de 10^{-5} hasta 10^{-3} [A] lo que concuerda con lo reportado en la literatura (tabla 2.1). Este incremento de la corriente se debe a la emisión de electrones secundarios que ayudan a mantener y generar nuevos efectos cascadas originando así que la descarga sea auto-sostenida y que se formen secciones con cierto brillo. La región de interés en la presente tesis, corresponde a la descarga brillante.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

Figura 22: Esquema experimental propuesto para medir la distribución espacial del potencial.

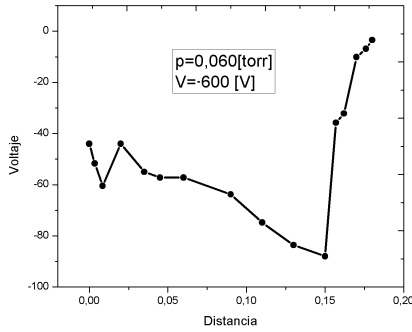


Distribución espacial del potencial

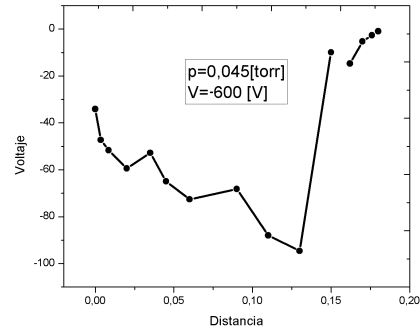
La distribución espacial del potencial se obtuvo a partir de la medida del potencial flotante a lo largo de la cavidad cilíndrica. Este cumple la condición $I_e = I_+$ o $I_{total} \approx 0$, para disminuir la corriente en la descarga se conecta una resistencia del orden de los mega-ohms como se muestra en la figura 3.7, para este caso se utilizó una $R = 60 [M\Omega]$. Luego se realizó el barrido longitudinal con la sonda langmuir midiendo el respectivo potencial flotante con el Voltímetro, manteniendo como la referencia el ánodo $V = 0$. con el fin de identificar la estructura espacial de la descarga brillante.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

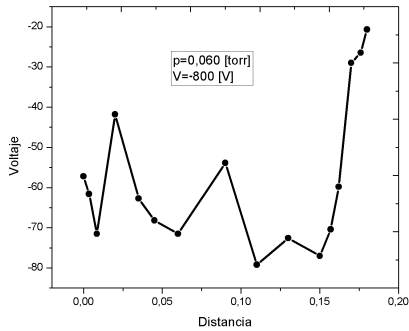
Figura 23: Distribucion espacial del potencial experimental para varios voltajes y presiones : a) $V = -600[V]$ $p = 0,060[torr]$, b) $V = -600[V]$ $p = 0,045[torr]$, c) $V = -800[V]$ $p = 0,060[torr]$, d) $V = -800[V]$ $p = 0,045[torr]$.



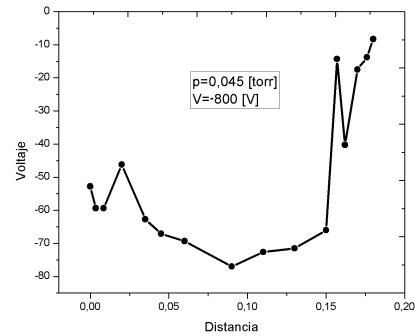
(a)



(b)



(c)



(d)

En la figura 3.8 se muestra la distribución del potencial flotante en función de la longitud del sistema z [m], bajo un voltaje entre los electrodos de $-600[V]$, $-800[V]$ con las respectivas presiones. En esta se observa según que el potencial cerca del cátodo para ambos casos aumenta de manera abrupto en esta región, lo que concuerda con la zona de caída catódica. Cabe aclarar que se necesita modificar el arreglo experimental para poder caracterizar esta región con mayor precisión. En el intervalo de distancia $0 < z < 0,18$ [m], se percibe un rango límite de voltaje entre $-45[V]$ hasta $-90[V]$ para ambos voltajes. Este segmento se puede asociar a las regiones como : la luminiscencia negativa, el espacio oscuro de faraday y la columna positiva, en estas el potencial cambia dependiendo de la zona. En $z \approx 0,18$ el potencial aumenta de nuevo de forma rápida generando un campo eléctrico cerca al ánodo, conociendo a esta región como caída anódica.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

Mediciones de los parámetros eléctricos en la columna positiva

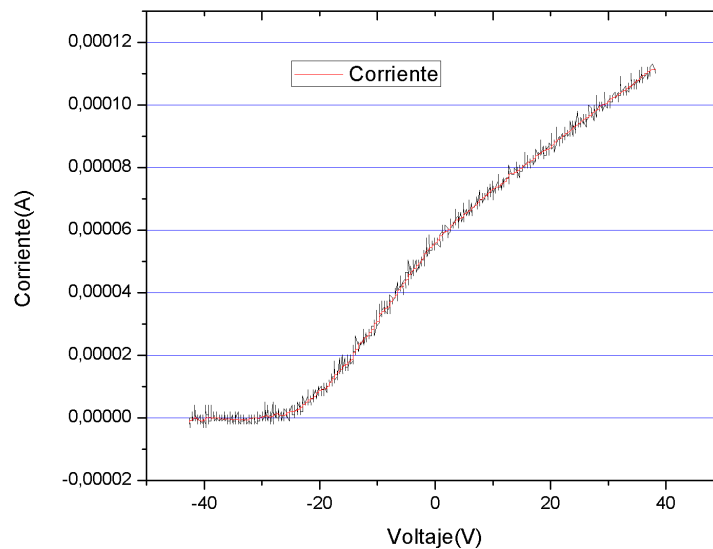
Para la última parte experimental de este trabajo se utilizó el esquema de la figura 3.1, donde se obtuvieron las cantidades físicas características para la región conocida como la columna positiva que es un plasma cuasi-neutro, lo que facilita la caracterización del mismo. Los parámetros de inicio para la descarga de argón fueron: Voltaje entre los electrodos $-1000[V]$ y la presión en la cámara $0,045[torr]$. La sonda se ubicó a $0,0025[m]$ del ánodo (potencial de referencia).

La curva de la figura 3.9 muestra los datos obtenidos de los iones y electrones recolectada por la sonda en función del voltaje aplicada a la misma. Esta gráfica concuerda o se asemeja con la curva idealizada presentada en el marco teórico (Figura 1.7), la cual permite determinar de manera sencilla los valores característicos de esta región, tales como: el potencial del plasma, concentración de iones e electrones, temperatura electrónica y el potencial flotante. Todo el análisis que se realizó se fundamentó en que los electrones como en los iones se describen como una función de distribución de Maxwell. Por lo tanto la región de transición entre la corriente de saturación iónica $I_{+,sat}$ y la corriente de saturación electrónica I_{es} , se escribe de la siguiente forma

$$I_e = I_{es} \exp\left[\frac{-eV_s}{k_B T_e}\right] \quad (3.1)$$

La corriente de saturación electrónica se define $I_{es} = eS n_e \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2}$, donde $S [m^2]$ es el área de la sonda, $k_B [J/K]$ es la constante de Boltzmann, $V_s [V]$ es el potencial aplicado a la sonda y T_e es la temperatura electrónica.

Figura 24: Curva experimentalmente de I vs V , obtenida utilizando la sonda Langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.



3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

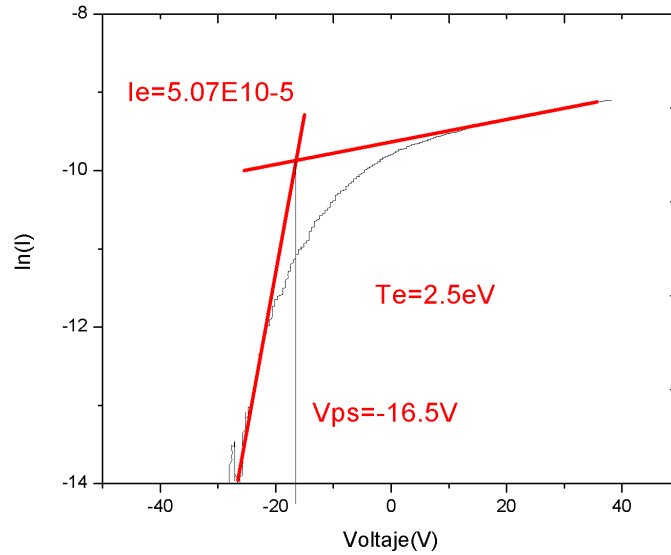
La ecuación 3.10 muestra que la pendiente m de la curva $\ln(I)$ vs V_s es exactamente $1/T_e k_B$ y es una buena medida de la temperatura del electrónica (Es conveniente saber que $k_B T_e/e$ es la temperatura electrónica en eV).

Basado en lo anterior, se le aplico el logaritmo al eje de la corriente de la figura 3.9 y se obtuvo la curva que se observa en la figura 3.10, de esta se consiguió la pendiente $m = 0,4$ y aplicando el inverso a m se determina el valor experimental de la temperatura electrónica en la columna positiva $T_e = 1/m = 2,5[eV]$, lo cual concuerda con el rango que se registra en la literatura (Tabla 2.1). La concentración de electrones n_e en la columna positiva se puede determina conociendo la corriente de saturación electrónica y la temperatura electrónica, se determina una relación para

$$n_e = \frac{4,03 \times 10^{13} I_e}{\sqrt{T_e} S} \quad (3.2)$$

De la figura 3.10 se obtuvo el valor de la corriente de saturación $I_{es} = I_e = 5,07 \times 10^{-5}$, reemplazando este valor junto con la temperatura y las demás cantidades se obtiene la concentración de electrones en esta región $n_e = 6 \times 10^{14} [1/m^3]$.

Figura 25: Curva experimental de $\ln(I)$ vs V_s , obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.



De manera similar se determina la concentración de iones n_+ , donde la corriente de saturación iónica se define como

$$I_+ = en_+ \left(\frac{k_B T_+}{2\pi M_+} \right)^{1/2} S \quad (3.3)$$

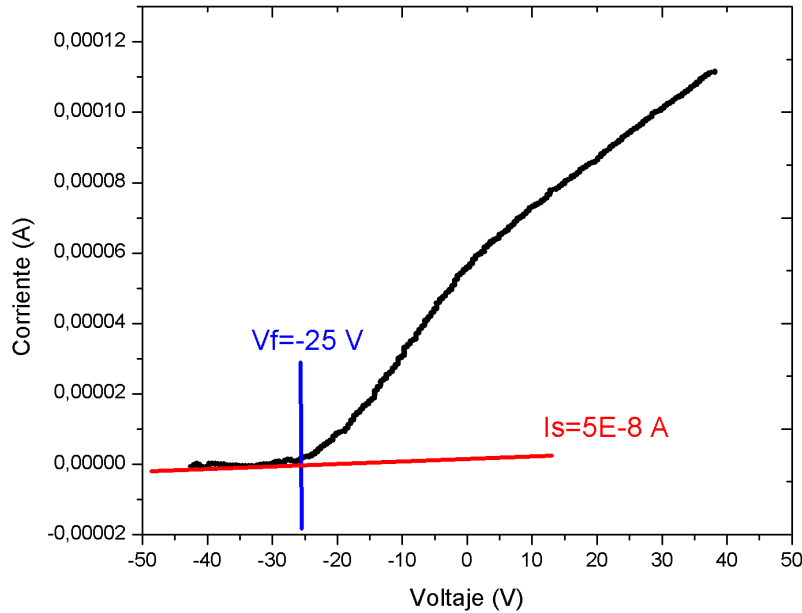
donde T_+ temperatura iónica [K] y M_+ masa del ion [kg]. Además utilizando la condición de Bohm $T_e \gg T_i$ la ecuación 3.3 se convierte en

$$I_+ = 0,4en_+ \left(\frac{k_B T_e}{M_+} \right)^{1/2} S \quad (3.4)$$

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

donde 0,4 es el coeficiente propuesto por Bohm [18]. Conociendo la corriente de saturación iónica (Figura 3.11) $I_{+,sat} = 5 \times 10^{-8} [A]$ y la temperatura electrónica $2,5[eV]$ se determino la concentración de iones $n_+ = 1,1 \times 10^{14} [1/m^3]$

Figura 26: *Curva experimental de langmuir I vs V, obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.*

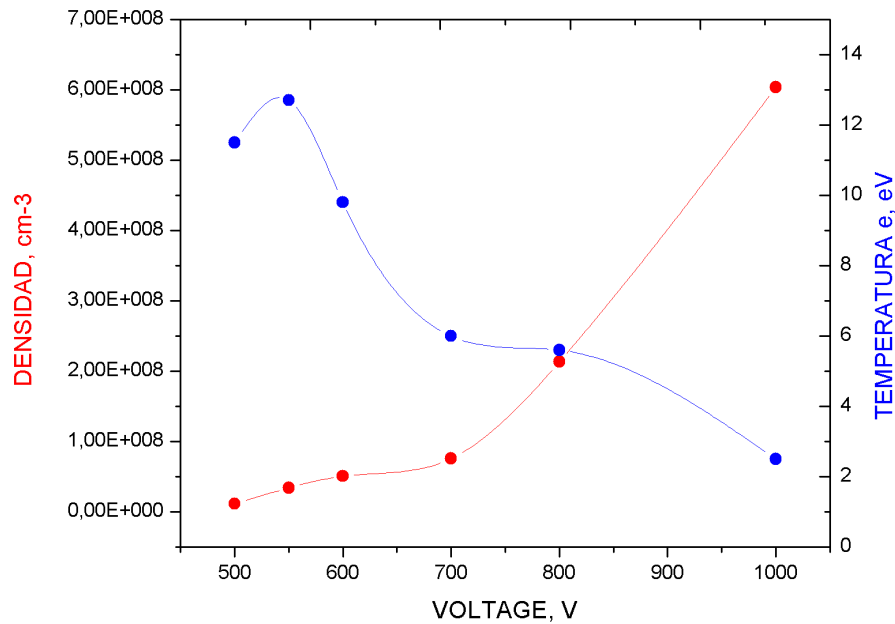


Los datos la concentración electrónica y iónica concuerdan con respecto al orden de magnitud pero una es 6 veces mas pequeña esto se debe a que la corriente de saturación de electrones puede ser bastante inexacta y podría generar corrientes en la sonda peligrosamente grandes que dañen o alteren el circuito. Las corrientes de iones de saturación son mucho más pequeñas y fáciles de manejar debido a la baja impedancia de salida que proporcionan.

La figura 3.10 permite determinar de forma sencilla el potencial en el plasma mediante el trazo de líneas rectas en las regiones de transición y saturación de electrones y llamar al punto de cruce $V_{ps} = -16,5[V]$, pero este potencial es con respecto al ánodo ($V=0$) entonces la curva se le tiene que sumar $-39,5V$ que es el desfase que le genera la fuente a la sonda, entonces el potencial en el plasma es $-56,0[V]$, además se determino el potencial flotante bajo su definición $I_+ = I_e$ o $I_{total} \approx 0 \rightarrow V_f = -64,5$ (Figura 3.11).

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

Figura 27: Curva experimental de la transición de descarga oscura a descarga brillante, obtenida utilizando la sonda langmuir conectada al circuito mostrado anteriormente.



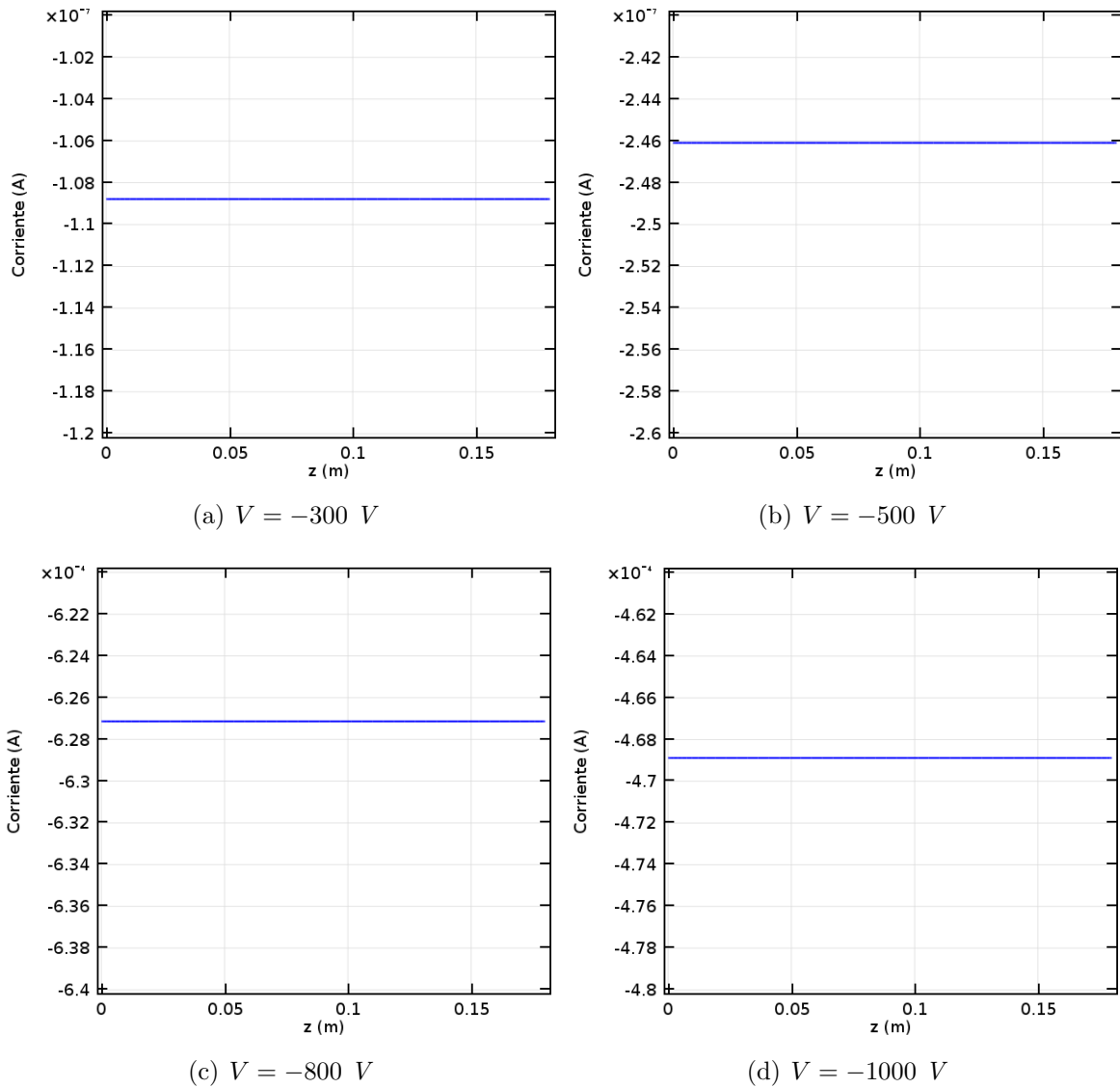
Para finalizarla parte del análisis y resultados experimentales se presenta la figura 3.12 , de la cual se percibe el voltaje de ruptura de la descarga $\approx 800[\text{V}]$ para una presión de $0,045[\text{torr}]$, si el voltaje entre los electrodos aumenta, crece la densidad y disminuye la temperatura de los electrones entrando al régimen de la descarga brillante, a diferencia si disminuye el voltaje y también la densidad pero aumenta la temperatura de electrones, entonces se entraría a la región de la descarga Townsend.

Paralelo entre simulación y experimento

En esta sección se utilizó el software COMSOL MULTIPHYSICS para reproducir el experimento y verificar los alcances de la simulación .

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

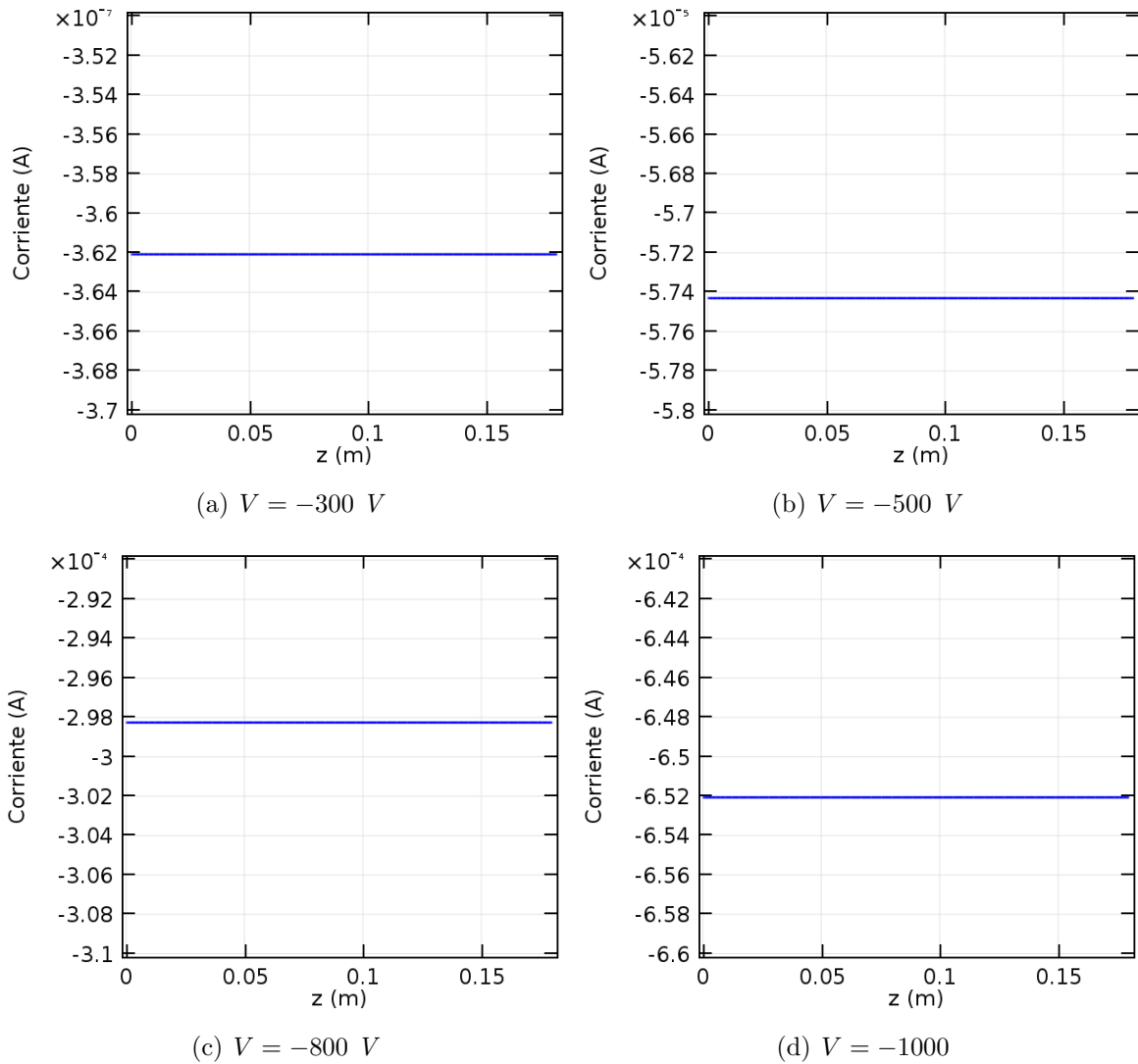
Figura 28: Corriente en función de la distancia (z), para una presión de $0,045$ [torr] y variando el voltaje entre los electrodos.



La figura 3.13 muestra las gráficas de corrientes en función de la longitud de la cámara para varios voltajes entre los electrodos manteniendo la presión fija $0,045$ [torr]. de las cuales se percibe el aumento de la corriente y por lo tanto de la carga espacial generando las diversas regiones como la descarga Townsend, de transición y la brillante de forma similar a lo que se registra en la figura 3.6.b . También se observa que los ordenes de magnitudes de las simulaciones coinciden con el experimento.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

Figura 29: Corriente en función de la distancia (z), para una presión de $0,060$ [torr] y variando el voltaje entre los electrodos.

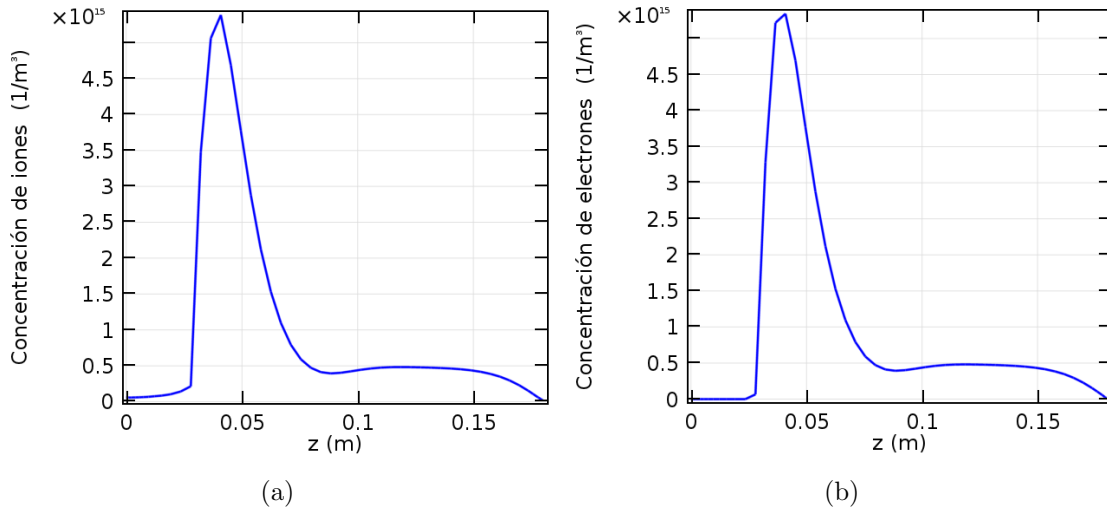


La figura 3.14 también muestra las gráficas de corriente en función de la longitud de la cámara para un presión de $0,065$ [torr] manteniendo los mismos voltajes aplicados entre los electrodos que en la figura anterior. También se observa la dependencia de la presión con el región de transición, a menor presión disminuye esta región como también se exhibe en la figura 3.6 .

para finalizar esta sección se simuló el sistema bajo las siguientes condiciones : voltaje entre los electrodos -1000 [V] y presión $0,045$ [torr]. con el fin de caracterizar la región de plasma cuasi-neutral conocida como columna positiva.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

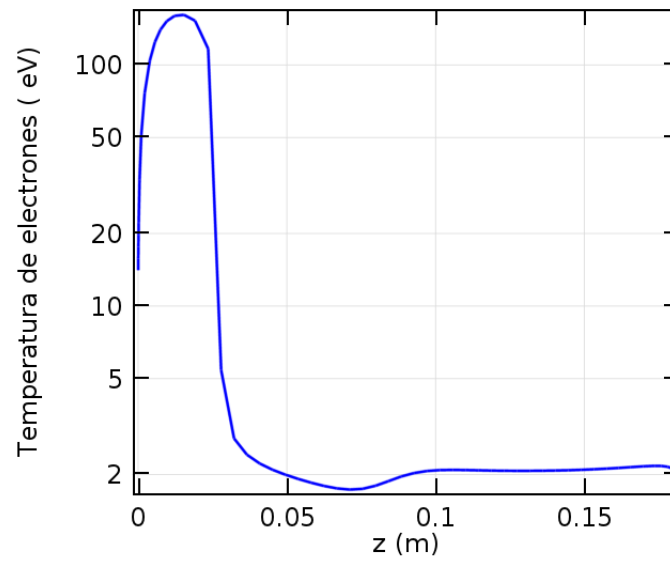
Figura 30: Concentración de a) iones , b)electrones en función de la longitud del la camara (z) .



En la figura 3.15 se muestra la concentración de electrones e iones en función de la longitud de la cámara, de esta se percibe las diversas regiones características de la descarga las cuales ya se mencionaron en el análisis computacional hecho previamente. De esta se determina la concentración de electrones e iones en la zona de la columna positiva $n_e = n_i \approx 5 \times 10^{14} [1/m^3]$. La figura 3.16 se determino la temperatura electrónica $T_e \approx 2[eV]$, estos resultados computacionales coinciden en ordenes de magnitud con los resultados experimentales determinados en el sección anterior.

3.2 RESULTADOS Y ANÁLISIS

Figura 31: *Temperatura electrónica de la descarga eléctrica en función de la distancia de la cámara (z)*



CAPÍTULO 4

CONCLUSIONES

En este trabajo se estableció una metodología para el estudio y caracterización de un plasma, a partir de la medición de las propiedades eléctricas empleando una sonda langmuir, que es un método sencillo, económico y permite conocer los parámetros importantes en el plasma como la densidad, temperatura, esta última se encuentra directamente relacionada con la energía cinética las cuales son cantidades de suma importancia a la hora de realizar procesos a nivel industrial como : la generación de películas delgadas esencial del proceso sputtering, el tratamiento superficial para la limpieza y activación del sustrato, y la deposición química de vapor asistida por plasma (PACVD) estos procesos originan cambios en las propiedades de los materiales como la micro-dureza, la resistencia al desgaste, la corrosión, entre otras.

Se hizo uso del software COMSOL MULTIPHYSICS el cual se basa en el método numérico de elementos finitos que permite resolver ecuaciones diferenciales para diversas geometrías, se logró determinar los diversos parámetros que caracteriza a la descarga como : su independencia del tiempo, La generación de electrones secundarios como resultado de las colisiones de los iones con el cátodo, estos permiten que la descarga sea auto-sostenida y esté en el intervalo de $1 - 100[mA]$, La manifestación de regiones fijas en las que se origina un resplandor particular. estos resultados están de acuerdo (igual ordenes de magnitud) con los reportados en la literatura y el experimento, lo que indica que este software es una herramienta muy poderosa y sencilla de usar para modelar situaciones físicas con geometrías complicadas.

REFERENCIAS

- [1] Radu Balescu. Transport processes in plasmas. 1988.
- [2] Thomas James Morrow Boyd and Jeffrey John Sanderson. *The physics of plasmas*. Cambridge University Press, 2003.
- [3] N St J Braithwaite. Introduction to gas discharges. *Plasma sources science and technology*, 9(4):517, 2000.
- [4] Sanborn Conner Brown et al. Introduction to electrical discharges in gases. 1966.
- [5] Cristina Calvo Muñoz. Selección y caracterización de tres tratamientos antifouling de la superficie de implantes dentales de titanio. B.S. thesis, Universitat Politècnica de Catalunya, 2014.
- [6] Elisabetta Carboneri, Gianfranco Cappuzzo, Guiseppa De Palma, and Roberto Carboberi. Rotary vane vacuum pump, December 11 2014. US Patent App. 13/912,863.
- [7] Francis F Chen. Langmuir probe diagnostics. In *IEEE-ICOPS Meeting, Jeju, Korea*, volume 2, 2003.
- [8] Francis F Chen and Jane P Chang. *Lecture notes on principles of plasma processing*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [9] AB COMSOL. Plasma module user’s guide. 2014.
- [10] Alexander Fridman and Lawrence A Kennedy. *Plasma physics and engineering*. CRC press, 2004.
- [11] M Ghorannevis, ZADEH SR SHARIAT, TAHER ALI REZA TALEBI, MK Salem, R Arvin, S Mohammadi, LOU M GHASEM, and R Tarkeshian. Design and fabrication of langmuir probe circuit for measurement of plasma edge electron temperature and density in ir-t1 tokamak. 2007.
- [12] Robert J Goldston and Paul Harding Rutherford. *Introduction to plasma physics*. CRC Press, 1995.
- [13] GJM Hagelaar and LC Pitchford. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4):722, 2005.
- [14] V Vicuña Hernández. *Análisis Espectroscópico y Caracterización de un Plasma de Resplandor*. PhD thesis, Tesis de pregrado, UNA, México, 2008.
- [15] John R Hollahan, Alexis T Bell, et al. Techniques and applications of plasma chemistry. 1974.
- [16] AM Howatson and Andrés Gomez Pitarch. *Descargas electricas en gases*. Urmo, 1970.
- [17] Irving Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 14(8):627–637, 1928.
- [18] Michael A Lieberman and Alan J Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [19] Frank Llewellyn-Jones. The glow discharge and an introduction to plasma physics. 1966.

REFERENCIAS

- [20] Oleg B Malyshev. Characterisation of a turbo-molecular pumps by a minimum of parameters. *Vacuum*, 81(6):752–758, 2007.
- [21] Donald M Mattox. *Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing*. William Andrew, 2010.
- [22] Pere Molera Solá. *Tratamientos térmicos de los metales*, volume 51. Marcombo, 1991.
- [23] Héctor Jaime Dulce Moreno, Valeri D Dougar Jabon, and Piotr Andrei Tsygankov. Implantación iónica. *Respuestas*, 8(1):19–30, 2003.
- [24] Essam Nasser. *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*. Wiley-Interscience, 1971.
- [25] Hugh O Pierson. *Handbook of chemical vapor deposition: principles, technology and applications*. William Andrew, 1999.
- [26] Yuri P Raizer. Gas discharge physics. 1991.
- [27] Adolfo Rodrigo. Procesamiento de materiales por plasma: conceptos introductorios. *Departamento de materiales. Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA)*, 2002.
- [28] Jin-Shown Shie, Bruce CS Chou, and Yeong-Maw Chen. High performance pirani vacuum gauge. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 13(6):2972–2979, 1995.
- [29] A Von Engel and JR Cozens. Origin of excessive ionization in flames. *Nature*, 202(4931):480, 1964.
- [30] Liang Wang, Xiaolei Xu, Zhiwei Yu, and Zukun Hei. Low pressure plasma arc source ion nitriding of austenitic stainless steel. *Surface and Coatings Technology*, 124(2-3):93–96, 2000.

BIBLIOGRAFÍA

AB COMSOL. Plasma module user's guide. 2014.

Adolfo Rodrigo. Procesamiento de materiales por plasma: conceptos introductorios. *Departamento de materiales. Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA)*, 2002.

Alexander Fridman and Lawrence A Kennedy. *Plasma physics and engineering*. CRC press, 2004.

Donald M Mattox. *Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing*. William Andrew, 2010.

Francis F Chen and Jane P Chang. *Lecture notes on principles of plasma processing*. Springer Science & Business Media, 2012.

Héctor Jaime Dulce Moreno, Valeri D Dougar Jabon, and Piotr Andrei Tsygankov. Implantación iónica. *Respuestas*, 8(1):19–30, 2003.

Michael A Lieberman and Alan J Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.

N St J Braithwaite. Introduction to gas discharges. *Plasma sources science and technology*, 9(4):517, 2000.

V Vicuña Hernández. *Análisis Espectroscópico y Caracterización de un Plasma de Resplandor*. PhD thesis, Tesis de pregrado, UNA, México, 2008.

Yuri P Raizer. Gas discharge physics. 1991.