



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE
MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**Espectroscopia óptica de emisión de
descargas luminiscentes de alcoholes
primarios**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA :

JOSE CARLOS PALOMARES AMADO



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. PEDRO GUILLERMO REYES ROMERO
AARÓN GÓMEZ DÍAZ**

2018



Fotografía de un plasma generado a partir de etanol con dos electrodos de cobre

“Ninguno de los cuatro antiguos elementos jonios y alquímicos es un elemento en el sentido moderno: uno es una molécula, dos son mezclas de moléculas, y el último es un plasma”

Carl Sagan.

Dedicatorias

A Dios

A mi abuela

A mi mamá, papá y hermano

A mis amigos

Agradecimientos

¡GRACIAS A TODOS!

Índice General

Capítulo 1

1.1	Introducción	1
1.2	Objetivo General	2
1.3	Objetivos Específicos	2
1.4	Plasmas	3
1.4.1	Historia, Definición	3
1.4.2	Conceptos fundamentales	4
1.4.3	Clasificación	6
1.4.4	Generación de una descarga luminiscente	7
1.5	Diagnóstico	9
1.5.1	OES	9
1.5.2	Procesos de ionización	12
1.5.3	Temperatura mediante OES	13
1.5.4	Corriente y Voltaje	16
1.5.5	Sonda de Langmuir	18
1.5.6	Captura de datos mediante LabVIEW	22
1.6	Alcoholes	24
1.6.1	Historia, clasificación, definición	24
1.6.2	Propiedades físicas de los alcoholes	26

Capítulo 2

2.1	Sistema experimental	27
2.1.2	Camara de vacio	27
2.1.3	Sistema de electrodos	27
2.1.4	Sistema de vacio	27
2.1.5	Espectrometro	28
2.1.6	Fuente de voltaje	29
2.1.7	PR4000B	29
2.1.8	Baratron	29

Capítulo 3

3.1	Resultados	31
	Diagnóstico del plasma: OES	31
	Diagnóstico del plasma: sonda simple de Langmuir	43

Capítulo 4

4.1	Conclusiones	45
	Referencias	46

Capítulo 1

1.1 Introducción

El aumento en las emisiones de hidrocarburos como en los compuestos orgánicos volátiles (VOC por sus siglas en inglés) es un tema de intensa investigación debido a la creciente preocupación por sus efectos nocivos sobre los seres humanos, además de ser precursores de la formación de ozono y smog fotoquímico a nivel troposférico [1]. El término VOC agrupa a una gran cantidad de tipos de compuestos químicos, entre los que se incluyen aldehídos, cetonas, éteres, ácidos y alcoholes, siendo estos últimos de gran relevancia dado que tienen un factor de producción de ozono fotoquímico de 20% [2]. Los alcoholes primarios son un VOC que se emite a la atmósfera a partir de una variedad de fuentes antropogénicas [3]. En este estudio, una concentración de alcohol etílico y metílico se utilizan para generar una descarga luminiscente, que es un tipo de plasma que se genera mediante la aplicación de una diferencia de potencial entre dos electrodos colocados en una cámara a bajas presiones y en contacto con el gas, cuando la diferencia de potencial alcanza cierto valor límite se produce una ruptura eléctrica del gas, que se conoce como ionización. El análisis de las descargas luminiscentes generadas a partir de alcoholes primarios se caracterizó mediante espectroscopia óptica de emisión (OES por sus siglas en inglés), este método provee un análisis *in situ* no invasivo del plasma [4-6]. Para llevar a cabo este análisis es necesario recoger la señal luminosa emitida por el plasma, separar los fotones según su diferente longitud de onda para finalmente detectar y cuantificar dicha emisión [7,9]. Así mismo se utilizó una sonda simple de Langmuir para obtener su temperatura y densidad electrónica.

1.2 Objetivo general

Realizar la descarga luminiscente de etanol y metanol variando la presión y corriente para las diferentes descargas, observando el comportamiento en la temperatura y densidad del plasma, además de determinar las reacciones atómicas y moleculares del sistema mediante espectroscopia óptica de emisión y sonda simple de Langmuir.

1.3 Objetivos específicos

Obtener espectros ópticos de emisión mediante un plasma de etanol y metanol a través de un espectrómetro óptico de emisión y una fibra óptica.

Sistematizar la captura de datos que se obtienen por medio de la sonda simple de Langmuir, multímetro y pc mediante una interfaz gráfica programada en LabVIEW.

1.4 Plasmas

1.4.1 Historia y Definición

El término “plasma” fue pronunciado por primera vez por los fisiólogos a mediados del siglo pasado; designaba el componente líquido e incoloro de la sangre, la leche o de los tejidos vivos. Esta palabra adquirió otro significado hasta el año 1923, cuando los físicos estadounidenses Irving Langmuir y L. Tonks lo utilizaron para hacer referencia a un estado de la materia gaseosa caracterizado por un alto grado de ionización de las moléculas [10].

El plasma es una mezcla de partículas cargadas eléctricamente en la que la carga negativa total de las partículas es igual al total de cargas positivas. De modo que, en conjunto, el plasma es un medio eléctricamente neutro, sin embargo, puede resultar que en un pequeño volumen del plasma la carga positiva total no sea igual a la negativa. En tal caso la concentración de electrones (el número de electrones por unidad de volumen) no difiere en grado considerable de la concentración de las partículas de carga positiva. Esta es la condición de cuasi neutralidad del plasma [11].

Aunque el desarrollo de la física del plasma sólo comenzó en los años 20 de nuestro siglo, algunos científicos, sin que ellos lo advirtiesen, ya trataron el plasma en sus experimentos.

Ya en 1667 los científicos de la academia de Ciencias de Florencia descubrieron que la llama del quemador tenía la propiedad de conducir electricidad. En 1698, en Inglaterra, el Dr. Woll al estudiar la electrización del ámbar, frotaba este con asiduidad con un trocito de lana, de pronto del ámbar salto una chispa. De este modo, inesperadamente para el científico inglés, el obtuvo por primera vez una pequeña descarga eléctrica en el aire. Semejante descarga en el aire es solo posible cuando se crea una suficiente cantidad de partículas cargadas y el aire se convierte en un conductor de la electricidad, o sea, en el plasma.

Casi cincuenta años después de lo relatado, una descarga eléctrica fue observada con ayuda de la botella de Leiden y a comienzos del siglo XIX, el académico ruso V.V Petrov descubrió el arco eléctrico o, como suelen llamarlo, la descarga en arco. Su estudio mostro que las propiedades del gas, en el que transcurre la descarga eléctrica, tanto se diferencian de las del gas en estado no conductor de la electricidad, que el plasma fue considerado como un nuevo estado de la materia. El 1879 el físico W. Crookes, que estudiaba la descarga eléctrica en tubos con aire enrarecido, escribía: “los fenómenos en los tubos de vacío abren a las ciencias físicas en un nuevo mundo en el que la materia puede existir en el cuarto estado” [12].

1.4.2 Conceptos fundamentales

Equilibrio termodinámico total

Un plasma homogéneo se puede describir con la ayuda de ciertas variables macroscópicas (temperatura, presión y concentración de varios componentes) sin conocer todos los procesos microscópicos que están ocurriendo en detalle. Podemos decir entonces que el plasma se encuentra en equilibrio termodinámico si el sistema es incapaz de experimentar espontáneamente algún cambio de estado o proceso termodinámico cuando está sometido a unas determinadas condiciones. Al considerar un estado de equilibrio, se puede obtener un cierto número de leyes que permiten la determinación del estado de la materia y la radiación dentro del sistema que contiene el plasma utilizando mecánica estadística [13]. Para diferentes especies del plasma, las leyes de Maxwell, Boltzmann y Saha rigen la función de distribución de velocidad de las partículas, el estado de excitación y el grado de ionización, respectivamente.

Ley de Maxwell

Esta ley describe la distribución de las partículas que componen el plasma con respecto a sus velocidades. La densidad, dN , de cualquier tipo de partículas que tienen velocidades en el rango $v + dv$ puede describirse como $dN = Nf(v) dv$, donde N es la densidad de la especie de partículas considerada y $f(v)$ es la función de distribución de velocidades:

$$f(v) = 4\pi r^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \text{Exp}\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (1)$$

Donde k es la constante de Boltzmann, que tiene un valor de $1.3810 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, m es la masa de la partícula y T es la temperatura [14].

Ley de Boltzmann

La ley de Boltzmann permite determinar la población del estado excitado de un átomo o una molécula. Siendo N_1 y N_2 las densidades de las partículas de una especie dada, que se distribuyen en 1 y 2 niveles, respectivamente. De acuerdo con la ley de Boltzmann tenemos que:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \text{Exp}\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (2)$$

donde E_1 y E_2 son las energías de los niveles 1 y 2, y g_1 y g_2 son los pesos estadísticos de las energías de los niveles 1 y 2, T es la temperatura. El peso estadístico (g_1) de un estado de energía E_1 es relacionado con el número cuántico J_1 , que corresponde a la cinética total del nivel i -ésimo a través de la relación $g_i = 2J_i + 1$ [15]. Es interesante expresar la densidad de partículas, N_i , del nivel i -ésimo en función de la densidad relativa total de todos los niveles suma $N_i = N$. Usando (2), se obtuvo la siguiente ecuación

$$N_i = N \frac{g_i}{U(T)} e^{-E_i/kT} \quad (3)$$

donde T es la temperatura promedio de los electrones en el estado de energía i -th y la función de partición, que se escribe como:

$$U(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT} \quad (4)$$

Esta función actúa como un factor de normalización que asegura el cumplimiento de la ecuación (2).

Ecuación de saha

Cuando la ley de Boltzmann se generaliza para estados continuos (2) que están ubicados lejos del estado de ionización, se puede obtener la ecuación de Saha. Esta ecuación está relacionada con la densidad electrónica (N_e), la densidad (N_Z) de los iones con carga Z_e y la densidad ($N_Z + 1$) de los iones con carga ($Z + 1$) e, como sigue: [16]:

$$\frac{N_e N_{Z+1}}{N_Z} = S_Z(T) \quad (5)$$

$$S_Z(T) = 2 \frac{U_{Z+1}(T)}{U_Z(T)} \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \text{Exp} \left(-\frac{E_{Z\infty} - \Delta E_{Z\infty}}{kT} \right) \quad (6)$$

$U_{Z+1}(T)$ y $U_Z(T)$ son la función de partición de los iones con carga $(Z + 1)_e$ y Z_e respectivamente, h es la constante de Planck (6.626 E-34 J.s), la masa del electrón es (9.109 E⁻³¹ Kg), $E_{Z\infty}$ es la energía mínima de ionización.

Equilibrio termodinámico local

Las condiciones de equilibrio termodinámico se presentan principalmente en cuerpos estelares donde se pueden observar grandes volúmenes a altas temperaturas. Por lo tanto, en plasmas de laboratorio, se puede considerar el equilibrio termodinámico local (LTE). En los plasmas de laboratorio con pequeñas dimensiones, una parte importante de la radiación emitida se escapa sin ser reabsorbida, la intensidad espectral no sigue la ley de Planck [17], y los estados excitados ya no se rigen por la distribución de Boltzmann. El nivel principal se satura, mientras que los niveles más altos están poco poblados debido a la ausencia de radiación. Sin embargo, el problema se simplifica significativamente cuando la densidad de electrones es alta, de modo que las colisiones de electrones son completamente responsables de todo el proceso de excitación, de-excitación, ionización y recombinación. Bajo estas condiciones, es posible usar el concepto LTE. En este concepto, se supone que la función de distribución de electrones es Maxwelliana en cada punto del plasma con respecto a la temperatura (T_e) [18]. Para que el concepto de LTE se mantenga en un plasma, las colisiones con electrones deben dominar sobre los procesos de radiación, lo que requiere una densidad de electrones suficientemente grande.

1.4.3 Clasificación

Atendiendo a la temperatura de las partículas que componen al gas, o distribución de energía cinética de sus especies pesadas, típicamente Maxwelliana, los plasmas se pueden clasificar de la siguiente forma:

Plasmas calientes: con alto grado de ionización (~100%) y electrones en equilibrio térmico con las partículas pesadas (se llama grado de ionización al cociente entre el número de iones y el de las partículas neutras que contiene). El ejemplo más claro son los plasmas de fusión termonuclear, donde los núcleos atómicos alcanzan temperaturas superiores a 10^8K , lo que les permite colisionar entre si superando la enorme barrera de potencial que imponen las fuerzas repulsivas internucleares y lograr su fusión. Pueden producirse a presiones desde 10^{12} bar, como en interior de las estrellas, hasta 10^{-5} bar, como en los actuales reactores experimentales de fusión. También son plasmas calientes los rayos de las tormentas, donde durante breves instantes se alcanzan temperaturas superiores a 30.000K , más de seis veces la temperatura de la fotosfera solar. Otros plasmas llamados térmicos, presentan también electrones, y especies pesadas en equilibrio, pero a menores temperaturas (10^3 - 10^4K) y con grados de ionización intermedios. Así ocurre en las descargas en arco usadas en iluminación o para soldadura, que tienen lugar a 10^{-3} y 1 bar, respectivamente.

Los plasmas calientes se producen generalmente cuando se consiguen que los mecanismos de transferencia de energía entre partículas aumenten la energía de las especies neutras hasta un nivel similar al electrónico, pudiéndose tratar al plasma como un sistema de una única temperatura. Esta situación se da cuando generalmente se trabaja a presiones altas, del orden de la presión atmosférica.

Plasmas fríos: los plasmas fríos se caracterizan y toman su nombre debido a que la temperatura de sus partículas neutras e iones están entre los 25°C a los 100°C , en cambio que la temperatura electrónica está entre los 5000°C a 10^5°C . Estos se producen a presiones inferiores a los 133mbar , o bien a presiones atmosféricas en reactores los cuales generan plasmas mediante diversos sistemas como son: corriente continua, radiofrecuencia, microondas, o descargas pulsadas o descargas luminiscentes.

Un plasma frío proporciona un medio altamente reactivo a bajas temperaturas, en el cual los procesos de excitación resultan de la energía adquirida por los electrones en presencia del campo eléctrico, los cuales colisionan con las moléculas del gas y producen especies reactivas frías (desde el punto de vista traslacional).

Las especies cargadas van a adquirir un comportamiento muy diferente debido a la presencia del campo eléctrico que hace aumentar su energía, esto produce una ruptura en las relaciones típicas del equilibrio, y resulta bastante común hablar de energía cinética media relacionada con su temperatura. También, resulta bastante frecuente la definición de una temperatura electrónica $T_e = 2E/3Kb$, donde E es la energía cinética media

electrónica y Kb la constante de Boltzmann. Esta definición surge en un principio, debido al continuo uso de funciones de distribución de energía electrónica (FDDE) correspondientes a situaciones de equilibrio termodinámico local, generalizándose su uso, incluso, en situaciones donde se ha demostrado que la FDDE se aleja bastante de dicho comportamiento.

Las propiedades de este tipo de plasmas se analizan mediante distintas técnicas de diagnóstico como son la espectroscopia de absorción y emisión y las sondas electrostáticas.

Dado el estudio de los fenómenos que ocurren en el plasma se deben considerar todos los tipos de procesos posibles. Sin embargo, esto implica la formulación de un modelo cinético muy extenso y complejo.

1.4.4 Generación de una descarga luminiscente

Una descarga luminiscente se genera en una atmosfera de gas y a bajas presiones. Cuando este gas se somete a un potencial eléctrico aplicado entre dos electrodos, o bien mediante un campo electromagnético externo, los electrones libres se aceleran (mucho más que los iones, notablemente más pesados) y algunos alcanzan la energía umbral suficiente (de varios eV) como para ionizar las especies con las que chocan, liberando más electrones que, tras acelerarse, producen nuevas ionizaciones. Así el gas se vuelve conductor, aparece una corriente eléctrica y se genera una descarga, estableciéndose un estado estacionario donde las cargas que se liberan se neutralizan posteriormente en los electrodos o por recombinaciones entre sí.

Ahora bien, en un plasma los electrones experimentan también colisiones de tipo elástico, y con mucha mayor frecuencia que aquellas que conducen a ionización, ya que en los choques elásticos los electrones no necesitan poseer tanta energía. En los choques elásticos entre dos partículas se conservan tanto el momento lineal como la energía cinética total del sistema. Tomando el caso más simple de choque frontal, donde el intercambio de energía cinética es máximo, la transferencia de energía depende de las masas de las dos partículas y viene expresado por la ecuación $E_{max} = E_0 4m_1 m_2 / (m_1 + m_2)^2$. Cuando $m_1 = m_2$ (cuando chocan, por ejemplo, dos átomos idénticos o dos electrones entre sí) este intercambio es total. En cambio, si $m_1 \ll m_2$, el intercambio es mucho menor ($E_{max} \approx E_0 4m_1 / m_2$). Esto último es lo que ocurre al chocar elásticamente los electrones con los átomos o moléculas. De este modo, al cabo de múltiples colisiones tienden a establecerse dos conjuntos bien diferenciados de distribuciones de energía cinética en la descarga, la de los electrones, a temperatura muy alta (debido a la gran energía que adquieren del campo eléctrico), y la del resto de partículas, más pesadas, prácticamente a temperatura ambiente. Tengamos en cuenta que una energía media de 1 eV equivale a una temperatura de 11.600 K [19].

Es precisamente la baja temperatura de las especies pesadas lo que explica el nombre de plasmas fríos. En general, a medida que aumenta la presión, aumenta el número de choques

elásticos entre electrones y partículas pesadas, antes de que los electrones se neutralicen en los electrodos o se recombinen con los iones; con ello aumenta su transferencia neta de energía y las dos temperaturas se aproximan hasta equilibrarse, resultando un plasma. Constituyen una excepción las micro-descargas, desarrolladas recientemente y ya con multitud de aplicaciones que, aunque producidas a presiones relativamente altas, resultan ser plasmas fríos debido a que el recorrido de los electrones es demasiado pequeño como para poder efectuar el número necesario de colisiones que permita ceder suficiente energía.

Además de los procesos ya mencionados, en un plasma los electrones con suficiente energía pueden producir disociación molecular, liberando átomos y radicales altamente reactivos. Todas estas partículas, junto con los iones, pueden interactuar entre sí formando nuevas especies, o chocar con las superficies circundantes, quedando allí depositadas o arrancando nuevas partículas que se incorporan al plasma. Los impactos electrónicos también pueden excitar átomos y moléculas a niveles de energía superiores al fundamental, aumentando su reactividad. La des-excitación espontánea de estas partículas proporciona una de las características más distintivas y hermosas de los plasmas, que resulta apreciable a largas distancias: la emisión de luz visible y de radiación en todo el intervalo electromagnético, desde el ultravioleta hasta las microondas, lo que permite además la identificación directa de las especies mediante su análisis espectral [20-21].

1.5 DIAGNOSTICO

1.5.1 OES (Espectroscopia Óptica de Emisión)

El análisis mediante espectroscopia óptica de emisión (OES) es una técnica que permite obtener información elemental sobre el plasma. El primer antecedente de esta técnica se dio en el siglo XVII cuando Newton descubrió que la luz blanca al pasar por un prisma de vidrio se descompone en luz con los colores del arcoíris, posteriormente en 1814 Joseph Fraunhofer notó que el espectro solar está lleno de un gran número de rayas oscuras, como si faltaran algunos colores y que estas líneas oscuras del espectro del sol coinciden con las líneas brillantes de los espectros de algunos tipos de lámparas, como las de sodio.

En 1860 Bunsen y Kirchhoff habían mostrado que distintas sustancias producen distintas líneas en el espectro. Bunsen identificó dos nuevos elementos químicos, el cesio y el rubidio, a partir de observar sus espectros característicos. Por otro lado, Kirchhoff descubrió que así como el gas caliente da lugar a líneas brillantes en el espectro, el gas frío enfrente de una fuente de luz da líneas oscuras. Con esto surgió la idea de utilizar los espectros como una etiqueta de identificación de los elementos [22].

Cuando un átomo (o ion) adquiere la energía necesaria y se excita es posible que se relaje a otro estado menos excitado (si la transición está permitida) mediante la emisión de un fotón. La longitud de onda de este fotón es identificativa de un salto energético concreto que se puede relacionar con el elemento al que pertenece el átomo inicial dando lugar al análisis cualitativo. Además, la intensidad de la línea de emisión se relaciona con la densidad de átomos en el estado excitado lo cual podría permitir el análisis cuantitativo. Las técnicas de espectroscopia de emisión óptica proveen también la información acerca de los parámetros físicos del plasma, permitiendo así calcularse a través del ensanchamiento de las líneas de emisión, magnitudes como la temperatura o la densidad electrónica.

Para llevar a cabo estos estudios es necesario recoger la señal luminosa emitida por el plasma en cuestión, separar los fotones según su diferente longitud de onda para finalmente detectar y cuantificar dicha emisión.

La captación de luz se suele llevar a cabo mediante sistemas ópticos compuestos por lentes, espejos y/o fibras ópticas que conducen los fotones hacia la fase de análisis y detección. En dicha fase se cuenta con dos elementos principales: los elementos de dispersión que separan los diferentes fotones y los detectores que cuantifican los fotones previamente dispersados.

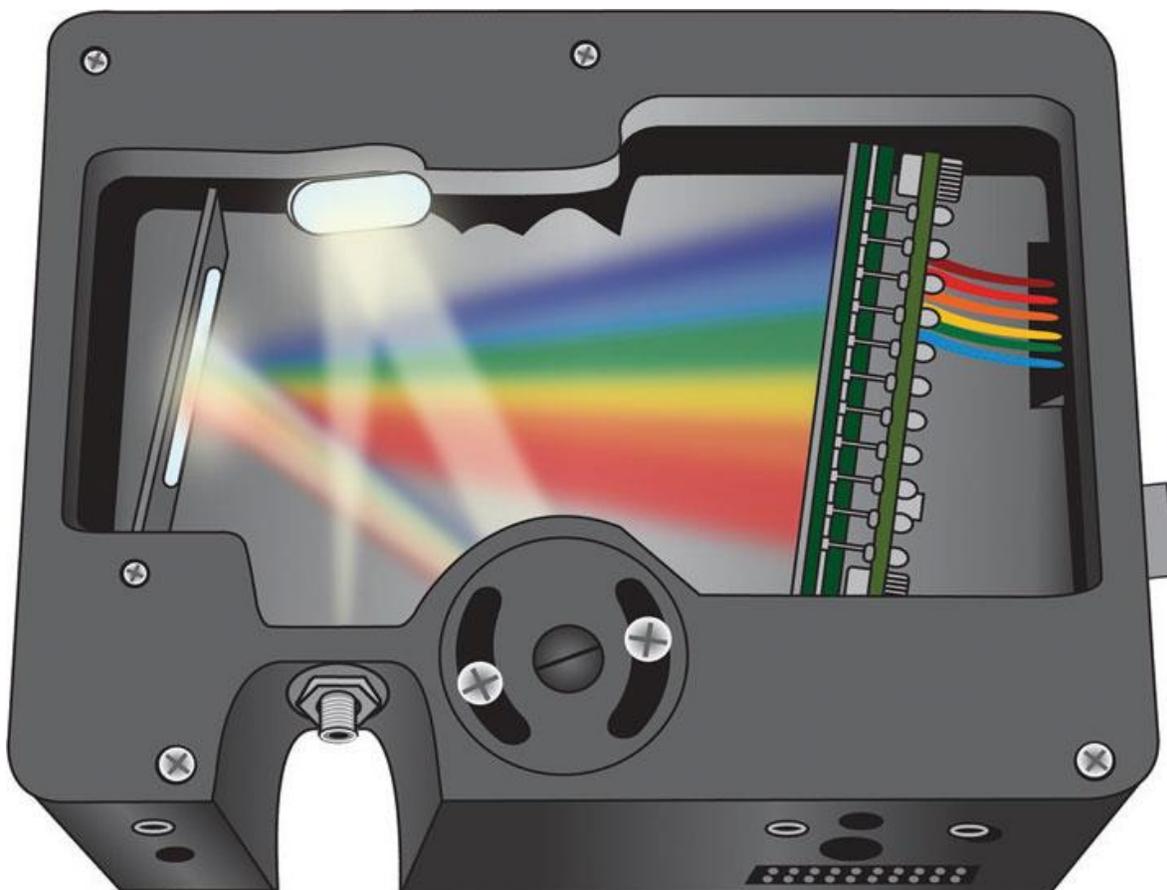


Figura 1 Espectrómetro óptico usb4000B¹

El principio de la espectroscopia de emisión óptica se basa en el cambio en la energía electrónica de átomo o molécula. Un átomo o molécula, en un estado electrónico excitado i , con energía E_i puede caer en un estado de menor energía j con energía E_j por medio de una emisión espontánea de un fotón de energía, $h\nu_{ij}$ igual a la diferencia entre los dos niveles implicados por:

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i \quad (7)$$

Con h como la constante de Plank y ν_{ij} la frecuencia del fotón

La figura 2 muestra este proceso en el caso de una transición electrónica de un átomo. Los niveles electrónicos están separados por unos pocos eV que induce la emisión de fotones. En el caso de una molécula, el cambio de energía electrónica puede estar acompañado por un cambio en la energía vibracional y rotacional.

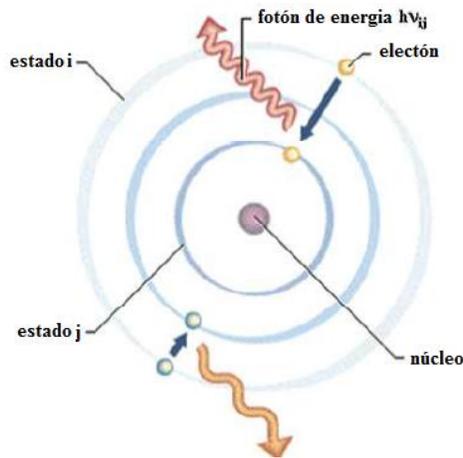


Figura 1 Esquema de la emisión de un fotón por un átomo en un estado excitado².

La emisión óptica de los átomos, involucra estados excitados, por lo tanto, los espectros atómicos tienen líneas casi monoenergéticas o bien picos definidos correspondientes a las transiciones entre diferentes estados electrónicos. Sin embargo, las moléculas tienen un mayor número de estados electrónicos, y también tienen estados vibracionales y rotacionales superpuestos sobre sus estados electrónicos. Las pequeñas diferencias de energía entre los estados de vibración y de rotación, la ampliación de energías de emisión causados por colisiones, y el movimiento de las moléculas emitidas, produce que la emisión se superponga y forme bandas de emisión en longitudes de onda fácilmente identificables.

Un factor que tiene importancia en la emisión óptica de plasmas es la presión, ya que, a presiones altas, las colisiones amplían la energía de emisión, pero esta ampliación no se observa generalmente en las descargas de baja presión. Otros mecanismos para la emisión óptica son quimioluminiscencia en la que el exceso de energía de una reacción química exotérmica emite luz. Por ejemplo, el color azul en la base de una llama produce quimioluminiscencia. Las emisiones también pueden ser producidas por colisiones de iones – neutros, por productos de pulverización catódica que se liberan en un estado excitado “sputtering”, por productos excitados de la disociación por impacto de electrones, por la absorción de fotones y fluorescencia subsecuente o fosforescencia, relajación de estados metaestables, entre algunos otros.

Se habla de espectroscopia de emisión en plasma si la radiación electromagnética emitida por el plasma es detectada y resuelta espectralmente, esto es, analizada e interpretada en términos de los parámetros del plasma o parámetros característicos de la radiación de átomos, iones o moléculas. Cuando la temperatura se incrementa, las líneas de emisión se reducen a longitudes de onda cada vez más cortas, y la espectroscopia de esos plasmas se reduce a espectroscopia del infrarrojo o rayos X. La emisión de la radiación tiene más o menos los mismos principios físicos en todo el intervalo del espectro electromagnético que hasta ahora se han explicado, pero dependiendo de la técnica experimental que se utilice, pueden resultar varias interpretaciones de algunos intervalos del espectro que a continuación se describen.

De 380 – 750 se encuentra el visible, este intervalo del espectro está bien definido por la curva de sensibilidad del ojo humano. La radiación emitida de alguna fuente se transmite a través del aire casi sin pérdida, al igual que hacia las longitudes de onda más largas y más cortas. El infrarrojo IR se extiende desde el infrarrojo cercano al infrarrojo lejano, que se encuentra junto al intervalo de las microondas, la cual empieza cerca de longitudes de onda de 1mm, pero la transmisión a través del aire puede ser influenciada por la absorción con las bandas moleculares del vapor de agua, dióxido de carbono y otros constituyentes moleculares o contaminantes. Además, la absorción por ventanas se debe tener en cuenta, con longitudes de onda que provienen por debajo del visible. El intervalo del espectro que se encuentra entre 200 – 380 se conoce como ultravioleta. Debajo de los 200 nm la radiación electromagnética es absorbida por el aire, primero por el oxígeno empezando a los 195 nm y después por el nitrógeno a los 145 nm. Y la transmisión a través del aire ocurre solo por debajo de los 0.15nm [22].

1.5.2 Procesos de ionización y emisión de electrones

La ionización de las moléculas de un gas suele darse por las colisiones de los electrones con las moléculas de dicho gas (cuando se mueven a través del mismo), la ionización depende de la energía con la que los electrones chocan con la molécula del gas. Los procesos que producen el desprendimiento de electrones de los electrodos, en especial el cátodo, son muy importantes para el desarrollo de las descargas eléctricas y se describen en la tabla 1. Los electrones abandonan los electrodos, cuando se les suministra la suficiente energía, siendo esta energía característica de cada material.

Tabla.1 Procesos de ionización y emisión de electrones en los electrodos.

Electrones	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$	<i>Ionización</i>
	$e + A + M \rightarrow A^- + M$	<i>Captura</i>
	$e + A \rightarrow A^* \rightarrow e + A + h\nu$	<i>Excitación</i>
	$e + A^* \rightarrow M^+ + 2e$	<i>Efecto Penning</i>
	$e + A \rightarrow e + A$	<i>Dispersion elástica</i>
	$e + AB \rightarrow e + A + B$	<i>Disociación</i>
	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + A$	<i>Ionización disociativa</i>
	$e + AB \rightarrow A^- + B$	<i>Captura disociativa</i>
	$e + A^+ + M \rightarrow A + M$	<i>Recombinación</i>
	Fotones	$A + h\nu \rightarrow A^+e$
$A^- + h\nu \rightarrow A + e$		<i>Fotoionización</i>
$A + e \rightarrow A^- + h\nu$		<i>Captura radiactiva</i>
Iones	$A^+B \rightarrow A + B^+$	<i>Intercambio de carga</i>
	$A^+ + B \rightarrow A^- + B$	<i>Dispersion elastica</i>
	$A^+ + B \rightarrow A + B^- \rightarrow A^+B + h\nu$	<i>Excitación</i>
	$A^+ + e + B \rightarrow A + B$	<i>Recombinación</i>
	$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$	<i>Disociación</i>

1.5.3 Temperatura (T_e) mediante espectroscopia óptica de emisión

La temperatura de iones y electrones es directamente proporcional a la energía cinética aleatoria promedio. En un plasma el cual se considera en LTE, la distribución de las velocidades para cada tipo de partículas se rige por la distribución de Maxwell, por lo que de dicha distribución se tiene que:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT_e}\right) \quad (8)$$

Dónde:

N_n, N_m Son números de densidad de las partículas.

g_n, g_m Son los pesos estadísticos o degeneración de los niveles n y m .

E_n, E_m Son las energías de los niveles n y m .

T_e Es la temperatura

k es la constante de Boltzmann, $k=8.6173 \times 10^{-5}$ eV/°K

La intensidad de línea espectral emitida I_{mn} es una medida de la población de los niveles de energía en el plasma. Si el plasma está en equilibrio termodinámico local (LTE), entonces de acuerdo con la ecuación de Boltzmann:

$$I_{mn} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{mn}} \frac{N(T)}{U(T)} g_m A_{mn} \exp\left(-\frac{E_m}{kT_e}\right) \quad (9)$$

I_{mn} Es la intensidad o línea de transición observada

λ_{mn} Es la longitud de onda de transición

A_{mn} Es la probabilidad de transición

g_m Es el peso estadístico del nivel superior o degeneración del nivel m .

E_m Es la energía del estado excitado m .

$N(T)$ Es el número total de estados

$U(T)$ Es una función partición

T_e Es la temperatura electrónica

De la ecuación 8 para dos líneas de la misma especie, pero con intensidades diferentes, se deduce la siguiente ecuación:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 g_1 A_1}{\lambda_1 g_2 A_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT_e}\right) \quad (10)$$

Despejando la temperatura:

$$T_e = \frac{E_2 - E_1}{k} \left[\ln \left(\frac{I_1 \lambda_1 g_2 A_2}{I_2 \lambda_2 g_1 A_1} \right) \right]^{-1} \quad (11)$$

Los subíndices 1 y 2 corresponden a cada línea de emisión observada.

Características de líneas espectrales

Una línea de emisión se define como la energía emitida por segundo y depende de la probabilidad de transición entre los dos niveles de energía involucrados y su población de electrones. En el equilibrio termodinámico, la distribución de la población del nivel i -ésimo, $N_i(E_i)$, viene dada por la distribución de Boltzmann, que se presenta en la eq. (2). En un campo estacionario, la tasa de absorción total, $N_1 B_{12} I(\nu)$, que representa el número de fotones absorbidos por volumen por segundo debe ser igual a la tasa de emisión total $N_2 B_{21} I(\nu) + N_2 A_{21}$ debido a la ley de conservación de energía. N_1 y N_2 representan la población de los niveles 1 y 2, $I(\nu)$ es la intensidad espectral, y A_{21} , B_{21} y B_{12} son los coeficientes de Einstein de emisión espontánea, emisión inducida y absorción, respectivamente [23].

$$[B_{12} I(\nu) + A_{21}] N_2 = B_{12} N_1 I(\nu) \quad (12)$$

Los coeficientes de Einstein se pueden escribir como

$$B_{12} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e h \nu c} f_{12}, \quad B_{21} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e h \nu c} \frac{g_1}{g_2} f_{12} \quad \text{y} \quad A_{21} = \frac{8\nu^2 \pi^2 e^2}{m_e c^3} \frac{g_1}{g_2} f_{12} \quad (13)$$

Donde c es la velocidad de la luz y f_{12} es la fuerza del oscilador; por lo tanto,

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{g_1}{g_2} \quad (14)$$

Entonces

$$I(\nu)[B_{21} N_2 + B_{12} N_1] = A_{21} N_2 \Rightarrow I(\nu) B_{21} \left[N_2 + \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] = A_{21} N_2 \quad (15)$$

Remplazando en la ecuación (13)

$$I(\nu) B_{21} \left[\frac{N g_2 \exp(E_2)}{U} + \frac{g_2 N g_1 \exp(E_1)}{g_1 U} \right] = A_{21} N_2 \quad (16)$$

$$I(\nu) B_{21} \frac{N g_2}{U} \exp(h\nu/kT) = A_{21} N_2 \quad (17)$$

$$N_i = N \frac{g_i}{U(T)} e^{-E_i/kT} \quad (18)$$

Usando (2) para dos transiciones diferentes y establecer una relación entre las transiciones, se obtiene lo siguiente:

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{g_2}{g_1} \right) e^{-(E_2 - E_1)/kT} = \left(\frac{g_2}{g_1} \right) e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}} \quad (19)$$

Donde

$$E_2 - E_1 = hv_{21} \quad (20)$$

Donde I_{21} es la intensidad de línea y v_{21} es la frecuencia de transición. Al reemplazar (2) y evaluar (15) con $i = 2$, la intensidad de la línea espectral también se puede describir como:

$$I_{21} = \frac{N}{U(T)} g_2 A_{21} h v_{21} e^{-\frac{E_2}{kT}} \quad (21)$$

Donde g_2 es la densidad de estados, E_2 es la energía de nivel superior y T es la temperatura de excitación.

1.5.4 Corriente y voltaje

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

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

causando emisión termiónica, de esta manera la descarga requiere un campo eléctrico menor para establecer los procesos de ionización, por lo que el potencial cae.

1.5.5 SONDA DE LANGMUIR

El plasma se caracteriza porque en su interior, desde un punto de vista macroscópico, no existen campos eléctricos suficientemente grandes capaces de romper la neutralidad entre las partículas cargadas.

Cuando se introduce en el plasma una superficie conductora, absorbente y aislada, tanto los electrones como los iones, debido a su movimiento térmico alcanzarán la superficie y se recombinarán. Como los electrones tienen mayor movilidad, llegarán más electrones que iones a la superficie, de modo que ésta quedará cargada negativamente. En esta situación, la superficie atraerá a los iones positivos y repelerá a los electrones, de modo que alrededor de la superficie se formará una nube de carga positiva que compensa la carga negativa de la superficie. Este proceso continúa hasta que la intensidad de corriente debida a los iones positivos que recoge la sonda iguala a la de los electrones. Cuando esto ocurre, se dice que la superficie ha alcanzado el denominado potencial flotante y la corriente neta que recoge la sonda es nula [24].

Puesto que la superficie ha quedado cargada negativamente, se ha formado en torno a ella una nube de carga neta positiva denominada sheath (vaina). Es en esta región donde se desarrolla un campo eléctrico importante y donde ya no se cumple la cuasineutralidad que caracteriza al plasma. En este caso, hablamos de una sheath iónica positiva, que cubre al plasma de la superficie conductora que se ha introducido. La distancia típica hasta la que penetra en el plasma el campo eléctrico que origina la superficie conductora cargada está determinada por la longitud de Debye. Más allá de la sheath se puede considerar que el plasma permanece imperturbado. Algo similar es lo que ocurre si en el plasma introducimos un conductor polarizado respecto del plasma a un potencial arbitrario negativo. Al igual que en el caso anterior se formará una vaina iónica positiva, pero en este caso, la intensidad de corriente neta recogida por el conductor no tiene por qué ser nula. Un conductor polarizado que introduzcamos dentro del plasma es lo que se denomina sonda electrostática de Langmuir.



Figura 3 sonda simple de Langmuir.

Si vamos variando la polarización del conductor y representamos la intensidad de corriente recogida por dicho conductor frente al potencial de polarización, obtendremos la curva característica I -V de la sonda figura 3. Analizando las distintas zonas de la curva característica I -V de la sonda se pueden conocer diversos parámetros del plasma, como son la temperatura y densidad, tanto de los iones positivos como de los electrones. Para la medida de la curva característica I -V de la sonda hay que tomar un potencial de referencia respecto al cual polaricemos la sonda. En descargas gaseosas DC se toma el ánodo de la descarga como referencia de potencial, que normalmente está conectado a tierra.

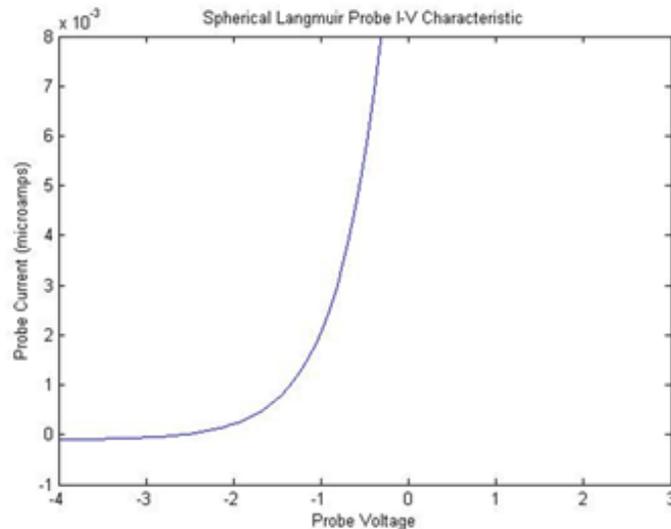


Figura 4 Curva característica de la sonda de Langmuir.

La sonda simple en este trabajo consiste en un alambre de tungsteno cubierto con pírex y sellado con resina para vacío. El alambre que tiene contacto con el plasma es de aproximadamente 0.010125cm radio con 1.23cm de longitud. La sonda es colocada en la región de la descarga luminiscente. Se conecta a uno de los electrodos (bajo potencial), para que sea el referente del potencial, y un multímetro que mide la corriente de la sonda.

Calculo de la Temperatura (T_e) mediante sonda simple de Langmuir

El proceso para calcular la temperatura se conoce como método de Druyvesteyn [25], el que consiste en evaluar la función de probabilidad de energía de los electrones (EEPF) utilizando la expresión:

$$f(E) = \frac{2\sqrt{2m_e} d^2 I_p}{e^3 A dV^2} \quad (22)$$

Donde e y m_e son la carga y masa del electrón, V y I_p son el voltaje y la corriente medidos con la sonda de Langmuir y A es el área transversal de la sonda. Entonces para una función

de distribución arbitraria, la corriente de electrones se puede escribir mediante las siguientes expresiones:

$$I_e = \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-v_{min}}^{\infty} dv_z dv_z f_e(v) \quad (23)$$

Donde

$$v_{min} = \left[\frac{2e(\Phi_p - V_B)}{m} \right]^{1/2} \quad (24)$$

es la velocidad mínima a lo largo de z para que un electrón en el límite del plasma alcance la sonda. Para una distribución isotrópica, podemos introducir coordenadas polares esféricas en la velocidad para obtener:

$$I_e = eA \int_{v_{min}}^{\infty} dv \int_0^{\theta_{min}} d\theta \int_0^{2\pi} d\phi v \cos\theta v^2 \sin\theta f_e(v) \quad (25)$$

donde A es el área de recolección física de la sonda y donde

$$\theta_{min} = \cos^{-1} \frac{v_{min}}{v} \quad (26)$$

Las integraciones ϕ y θ se hacen fácilmente, produciendo

$$I_e = \pi eA \int_{v_{min}}^{\infty} dv v^3 \left(1 - \frac{v_{min}^2}{v^2} \right) f_e(v) \quad (27)$$

Una transformación de (6) permite que se obtenga f_e directamente en términos de la segunda derivada de I_e con respecto de $V = \Phi_p - V_B$. Haciendo el cambio de variable $\varepsilon = \frac{1}{2} m v^2 / e$ obtenemos

$$I_e = \frac{2\pi e^3}{m^2} A \int_V^{\infty} d\varepsilon \varepsilon \left\{ \left(1 - \frac{V}{\varepsilon} \right) f_e[v(\varepsilon)] \right\} \quad (28)$$

Donde $v(\varepsilon) = (2e\varepsilon/m)^{1/2}$ derivando I_e obtenemos

$$\frac{dI_e}{dV} = -\frac{2\pi e^3}{m^2} A \int_V^{\infty} d\varepsilon f_e[v(\varepsilon)] \quad (29)$$

Calculando la segunda derivada obtenemos

$$\frac{d^2 I_e}{dV^2} = -\frac{2\pi e^3}{m^2} A f_e[v(V)] \quad (30)$$

Es habitual introducir la función de distribución de energía de electrones (EEDF) $g_e(\varepsilon)$

$$g_e(\varepsilon) d\varepsilon = 4\pi v^2 f_e(v) dv \quad (31)$$

Usando la relación entre ε y v obtenemos

$$g_e(\varepsilon) = 2\pi \left(\frac{2e}{m}\right)^{3/2} \varepsilon^{1/2} f_e[v(\varepsilon)] \quad (32)$$

Con esto eliminamos f_e y obtenemos

$$g_e(V) = \frac{2m}{e^2 A} \left(\frac{2eV}{m}\right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \quad (33)$$

La (EPPF) de $g_p(\varepsilon) = \varepsilon^{1/2} g_e(\varepsilon)$ cambia para la distribución

$$g_p(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_e T_e^{-3/2} e^{-\varepsilon/T_e} \quad (34)$$

g_p es lineal con respecto a ε . La densidad del electrón n_e y la energía media $\langle \varepsilon_e \rangle$ puede ser determinada por

$$n_e = \int_0^{\infty} g_e(\varepsilon) d\varepsilon \quad (35)$$

Y

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \varepsilon g_e(\varepsilon) d\varepsilon \quad (36)$$

Donde ε es la energía de los electrones. Entonces en este trabajo se ocupó la teoría anteriormente descrita para calcular la densidad y la temperatura electrónicas de plasma formado en la atmósfera de alcoholes primarios.

1.5.6 CAPTURA DE DATOS MEDIANTE LABVIEW

La técnica de diagnosis por sondas electrostáticas de Langmuir es ampliamente usada porque nos permite medir los parámetros locales que caracterizan el plasma; el lenguaje de programación gráfico, LabVIEW, es un Instrumento Virtual o VI (Virtual Instrument) que nos ha permitido implementar un nuevo método de captura de datos. Dicho VI realiza todo el proceso de adquisición de datos proporcionados por la sonda simple de Langmuir de forma sistemática.

Un Instrumento Virtual es un módulo software que simula el panel frontal de un instrumento físico y, apoyándose en elementos hardware accesibles por el ordenador, como puede ser el caso de Tarjetas de Adquisición de datos o protocolos usuales de comunicación como GPIB, VXI, RS-232 o IEEE-488 que les permite realizar una serie de medidas como si se tratase de un instrumento real.

De este modo, cuando se ejecuta un programa que funciona como Instrumento Virtual, el usuario ve en la pantalla de su ordenador un panel cuya función es idéntica a la de un instrumento físico, facilitando la visualización y el control del aparato. A partir de los datos reflejados en el panel frontal, el VI debe actuar recogiendo o generando señales, como lo haría su homólogo físico.

Cabe destacar las siguientes características del software de programación gráfica LabVIEW de National Instruments:

1. Utiliza un lenguaje de programación gráfico, Lenguaje G, para el diseño de Sistemas de Adquisición de Datos, instrumentación y control, en lugar de un lenguaje textual, para describir acciones de programación.
2. Trabaja en la mayoría de plataformas comunes de hardware/software. Esto permite la portabilidad de una plataforma a otra sin modificaciones significativas.
3. LabVIEW es a la vez compatible con herramientas de desarrollo similares y puede trabajar con programas de otras áreas de aplicación, como por ejemplo MatLAB, C, y Fortran.
4. Tiene la ventaja de que permite una fácil integración con hardware, específicamente con tarjetas de medición, adquisición y procesamiento de datos (incluyendo adquisición de imágenes).
5. Permite diseñar interfaces de usuario mediante una consola interactiva basada en software, para ello crea programas mediante diagramas de flujo de datos, llamados diagramas de bloques, que muestran la ejecución secuencial del programa, es decir, una tarea no se inicia hasta no tener en todas sus variables de entrada información, o hasta que todas las tareas predecesoras hayan terminado de ejecutarse. Debido al uso de un lenguaje gráfico, en el código del programa se puede ver fácilmente el flujo de datos, así como su contenido. Este hecho permite eliminar muchos de los detalles sintácticos, lo que le transfiere una rapidez a la hora de programar de la que carecen el resto de lenguajes tradicionales basados en texto. Cada aplicación o función realizada, se puede utilizar en cualquier parte de otro programa, dándole a LabVIEW® una estructura jerárquica.

Para la sistematización y adquisición de datos se conecta la sonda simple a una fuente de voltaje y al multímetro FLUKE 8846A el cual se conecta a su vez a la computadora mediante un RS232, de esta manera LabVIEW se comunica con el multímetro, la adquisición de datos se da mediante VISA por lo que se debe configurar el puerto serie para ajustar los parámetros en términos de paridad, cantidad de bits, tasa de transferencia y control de flujo. Una vez enlazados se puede iniciar la adquisición de datos por medio de la interfaz, los datos obtenidos son guardados en un archivo de texto el cual se exporta de forma directa a la interfaz gráfica para el procesamiento de datos la cual realiza la gráfica característica I-V de la sonda.

1.6 Alcoholes

1.6.1 Historia y definición

La fabricación y uso de alcoholes se remonta a las primeras etapas de la humanidad. Es probable que determinadas experiencias, relacionadas con la fabricación y utilización de recipientes, la fermentación natural de la miel o de otros azúcares, condujera a los seres humanos a interesarse por los procesos fermentativos. A pesar de estos conocimientos y experiencias tan ancestrales, la humanidad tardó siglos en conocer objetivamente el proceso de producción del alcohol y en obtenerlo a partir de las bebidas que lo contenían. Aunque los chinos probablemente ya habían destilado alcohol a partir del vino en el siglo IV d. C., este proceso no se conoció en Occidente hasta varios siglos después.

A Ramón Llull (1233-1315) se le atribuye el primer texto donde se explica esta la destilación. Su obra apenas se difundió, tanto en vida como después de su muerte, debido a la censura inquisitorial y la bula condenatoria del Papa Gregorio XI. Razones parecidas ocultaron y consideraron apócrifa la obra de Arnau de Vilanova (1238-1311) “De aquavitae simplici et composito” que estaba aún documentada en el siglo XV y que ha desaparecido. En ella se explicaba la destilación no como una “teoría”, sino con los detalles técnicos que permitían llevarla a la práctica (Freixa, 1978).

Una vez conocido, su fabricación se perfeccionó en breve tiempo y el alcohol se convirtió en un importante disolvente y bebedizo en farmacia como sustancia medicinal. La fermentación alcohólica fue estudiada por Louis Pasteur (1822-1895) y desde entonces sabemos que un microorganismo - un hongo-, la levadura, es el que inicia y produce la compleja cadena de fenómenos fisicoquímicos que reciben el nombre de fermentación por el que se produce finalmente alcohol etílico a partir de azúcares (Taton, 1988b).

Los alcoholes son compuestos orgánicos que contienen grupos hidroxilo (-OH). Estos compuestos son muy frecuentes en la naturaleza, y útiles en la industria y en el hogar. La palabra alcohol es uno de los términos más antiguos de la química, deriva del término árabe al-kuhl. El alcohol etílico (alcohol de uva) se encuentra en las bebidas alcohólicas, los cosméticos, y en tinturas y preparados farmacéuticos. El alcohol metílico (alcohol de madera) se utiliza como combustible y disolvente. El alcohol isopropílico se utiliza como antiséptico y desinfectante de la piel [26].

Clasificación

Dependiendo de la cantidad de grupos hidroxilo unidos, los alcoholes se pueden clasificar en tres tipos.

- **Alcoholes monohídricos:** contienen un grupo -OH.
- **Alcoholes dihídricos:** Contienen dos grupos -OH.

- **Alcoholes trihídricos:** contienen tres grupos -OH.

Dependiendo del número de átomos de carbono que están directamente unidos al carbono que está unido al grupo -OH, los alcoholes se pueden clasificar en tres tipos:

- **Alcoholes primarios:** un átomo de carbono está directamente unido.
- **Alcoholes secundarios:** dos átomos de carbono están directamente unidos.
- **Alcoholes terciarios:** tres átomos de carbono están directamente unidos.



Figura 5 Clasificación de alcoholes

1.6.2 Propiedades físicas de los alcoholes

Los alcoholes son compuestos lineales que presentan en la cadena carbonatada un grupo -OH. Las propiedades físicas de un alcohol se basan principalmente en su estructura. El alcohol está conformado por un grupo hidrofóbico (sin afinidad al agua) del tipo de un alcano, y un grupo hidroxilo que es hidrófilo (con afinidad al agua). De estos dos grupos el -OH da a los alcoholes sus propiedades físicas características y el alquilo es el que las modifica, en función de su tamaño y su forma [26].

El grupo -OH es muy polar y, lo que es más importante, es capaz de establecer puentes de hidrogeno con sus moléculas compañeras o con otras moléculas distintas. La formación de puentes de hidrogeno permite la asociación entre las moléculas aumentando la solubilidad en las mezclas. A partir del carbono cuatro la solubilidad con el agua comienza a disminuir considerablemente y a partir del 1- hexano son solubles únicamente en solventes orgánicos. Por lo cual, debido a la formación de puentes de hidrogeno las mezclas entre alcoholes son completamente miscibles.

Lo puntos de ebullición y fusión de los alcoholes también son influenciados por la formación de puentes de hidrogeno y por la polaridad de la molécula. El grupo OH presente en el alcohol es responsable que su punto de ebullición sea más alto que el alcano con el mismo número de carbonos.

Capítulo 2

2.1 Sistema experimental.

El sistema que se ha empleado en el presente trabajo para obtener y estudiar la descarga se describe en las siguientes secciones. Para obtener un plasma de alcohol, el sistema necesita las condiciones necesarias, que se logran mediante el acoplamiento de una bomba mecánica la cual cumple con la función de establecer un vacío en el intervalo de 10^{-1} a 10^{-3} torr. Para medir la presión se usa un Baratron de MKS el cual se encarga de cuantificar la zona de vacío, los electrodos empleados en la descarga son planos y circulares usando cobre como material. Estos son conectados con la fuente de alto voltaje SPELLMAN SA4 con capacidad de suministrar un voltaje de 10kV, la cual a su vez tiene conectada una resistencia que tiene la función de limitar la corriente, para evitar que la descarga llegue a los rangos de descarga en arco. Los plasmas se realizaron con etanol y metanol.

2.1.2 Cámara de vacío

El cuerpo de la cámara consiste en un cilindro construido en aluminio altamente resistente a los procesos de corrosión de 24 cm de largo por 21 cm de diámetro con un espesor de $3/16''$, con 2 bridas tipo ISO, una de $10\ 3/8''$ (26.35 cm) y la otra de $9\ 3/4''$ (24.7 cm) y tres salidas perpendiculares a la pared de la cámara, colocados al centro.

El cilindro cuenta con tres salidas, dos de las cuales corresponden a los atravesadores eléctricos y la tercera para colocar una sonda de Langmuir.

2.1.3 Sistema de electrodos

Para generar una descarga eléctrica es necesario el suministro de un alto voltaje, normalmente mayores a 200V y corrientes del orden de miliamperes, en descargas luminiscentes, para esto, se emplean dos atravesadores eléctricos constituidos por tres partes, bujía, barra cilíndrica de aluminio y electrodos circulares de cobre.

2.1.4 Sistema de vacío

Las propiedades eléctricas y ópticas de la descarga están determinadas por la naturaleza del gas y por la geometría y material de los electrodos. En regiones del plasma donde los valores del parámetro de energía $\frac{E}{N}$ es bajo, la presencia de pequeñas trazas de impureza puede tener grandes defectos en la ionización, por lo que es necesario asegurar una alta pureza de las muestras. Esto se logra con el vacío que produce la bomba VARIAN DS302 en la cámara donde se lleva a cabo la descarga. Posteriormente a este vacío la cámara se llena con el alcohol a tratar.

2.1.5 Espectrómetro

Un espectrómetro tiene la función de difractar un rayo de luz con un prisma o una rejilla de difracción. Si el rayo está compuesto de más de un color (frecuencia) se forma un espectro, puesto que los diferentes colores son refractados o difractados en diferentes ángulos. Se puede medir el ángulo para cada color y obtener una "huella" espectral, que aporta información sobre la atmósfera de la cual emana la luz.

El espectrómetro se encarga de colimar por un espejo esférico la luz divergente que llega de la fibra óptica. La luz colimada es difractada por una rejilla plana, y la luz difractada resultante se vuelve a enfocar por un segundo espejo esférico.

De esta manera se obtiene la imagen espectral que es proyectada sobre una matriz de CCD, que consiste en un arreglo de fotodiodos que captan esa luz incidente y se encargan de transformarla en señal eléctrica, que es la que se transfiere a un ordenador una vez que ha sido transformada en señal digital gracias al convertidor A/D que tiene el espectrómetro.

La luz incide en la matriz de CCD, que es un conjunto de fotodiodos polarizados en inversa para que puedan fotodetectar. Los fotodiodos descargan un condensador a una velocidad proporcional al flujo de fotones.

Cuando el período de integración del detector se completa, una serie de interruptores se cierran y se transfiere la carga a un registro de desplazamiento. Una vez que la transferencia al registro de desplazamiento se haya completado, los interruptores se abren y los condensadores se recargan y se inicia un período de integración.

Al mismo tiempo que la energía luminosa se está integrando, los datos se leen fuera del registro de desplazamiento por un convertidor A/D y los datos digitalizados se muestran a continuación en el equipo.

En un espectrómetro, la longitud de onda no se obtiene directamente, sino que se estima a partir del número de píxel del CCD por medio de un ajuste polinomial. Por lo tanto, la calibración del espectrómetro es un punto muy importante en la cadena, para certificar que está funcionando según las especificaciones del fabricante. Los fabricantes suelen proporcionar cómo calibrar el espectrómetro de manera manual. Para ello se establece la relación entre el número de píxel del CCD y su longitud de onda asociada por medio de un polinomio de calibración:

$$\lambda(p) = C_0 + C_1p + C_2p^2 + C_3p^3 \quad (37)$$

en donde λ es la longitud de onda del píxel p y C_x son los coeficientes por calcular.

No obstante, los espectrómetros CCD presentan una deriva en la citada relación con el tiempo, debido, por ejemplo, a cambios en la temperatura ambiente. Este hecho exige recalcular de forma periódica el polinomio de calibración, operación que se lleva a cabo mediante la utilización de lámparas de calibración que proporcionan líneas de emisión a una longitud de onda conocida. Por lo tanto, para completar la calibración de la longitud de onda del espectrómetro se deberá obtener un espectro que corresponda a la fuente de

calibración en un tiempo que muestre varios picos no saturados, a continuación se deberá localizar el máximo de cada uno de los picos y obtener el valor del píxel correspondiente y asignar un valor de longitud de onda a cada uno, para por último utilizar los métodos numéricos que permitan realizar la regresión deseada que obtenga los coeficientes de ajuste. Independientemente del diseño del espectrómetro su característica fundamental es la resolución espectral (R). Este parámetro indica la capacidad del espectrómetro para discriminar dos líneas muy próximas y se define como:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (38)$$

En donde λ es la longitud de onda en la que se está trabajando y δ es la “pureza” espectral, la anchura que tendría una línea monocromática al observarse con el espectrómetro. La pureza espectral dependerá del sistema óptico que se está utilizando, así como de la calidad del elemento dispersor. Por lo tanto, para decidir si dos líneas están realmente separadas se debe establecer un criterio.

El espectrómetro HR4000 es un espectrómetro versátil de alta resolución, tiene un detector de matriz CCD de 3648 elementos de Toshiba que permite resolución óptica tan precisa como 0,02 nm (FWHM). El HR4000 es sensible de 200 a 1100 nm, pero el rango específico y la resolución dependen de su Rejilla y opciones de ranura de entrada.

El HR4000 utiliza un Cypress CY7C68013 microcontrolador que tiene una alta velocidad 8051 combinado con un ASIC USB 2.0. El código de programa y los coeficientes de datos se almacenan en E2PROM externo que son cargados en el arranque a través del bus I²C. El microcontrolador tiene 8K de SRAM interna y 64K de SRAM externa. El rendimiento máximo para los datos espectrales se logra cuando los datos fluyen directamente desde el exterior FIFO directamente a través del puerto USB 2.0. En este modo, el 8051 no tiene acceso a los datos y por lo tanto no es posible manipular los datos.

2.1.6 Fuente de voltaje

El suministro de voltaje se logra gracias a una fuente regulada de 1 kW (Spellman SA4), capaz de entregar un voltaje máximo de 10 kV y una corriente máxima de 1000 mA.

2.1.7 PR4000B

El PR4000B controla un transductor Baratron® o un medidor o controlador Mass-Flo® que se utiliza para medir presión, opera desde presiones atmosféricas hasta decenas de mili-torr.

2.1.8 Baratron

El baratron es un manómetro de capacitancia que requiere una fuente de alimentación de 15V y emiten una señal de presión de 0-10V que es directamente proporcional a la presión, este baratron mide la presión real definida como fuerza/área, esto significa que la medición es indiferente al gas que se está midiendo, la cápsula del sensor contiene el diafragma y la estructura del electrodo de metal sobre cerámica. El lado de referencia (parte trasera) del

diafragma se evacua a un vacío muy alto, mucho más bajo que las presiones que se van a medir. El alto vacío en el lado de referencia se mantiene durante la vida útil del manómetro por medio de una bomba captadora química interna.

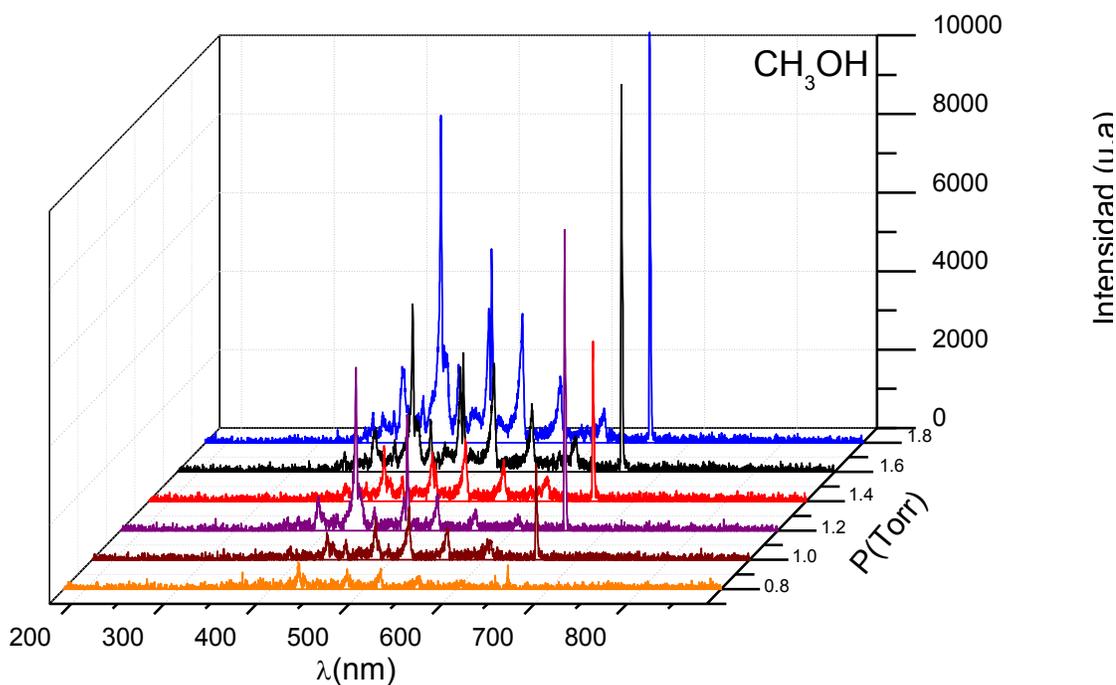
CAPITULO 3

3.1 RESULTADOS

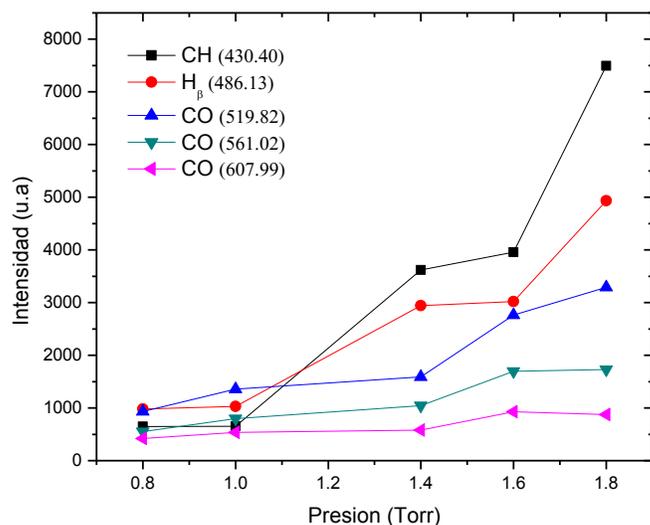
Espectros Ópticos de Emisión

Los espectros obtenidos de las descargas se presentan en relación a las presiones con las que fue realizado el experimento. Las primeras graficas que se observan son con respecto a las presiones, las cuales son 0.8, 1.0, 1.6 y 1.8 Torr en plasmas de etanol (CH_3OH) y metanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) respectivamente.

Se muestra una gráfica por cada alcohol primario analizado, en ambas se obtienen espectros entre (200 y 900nm).

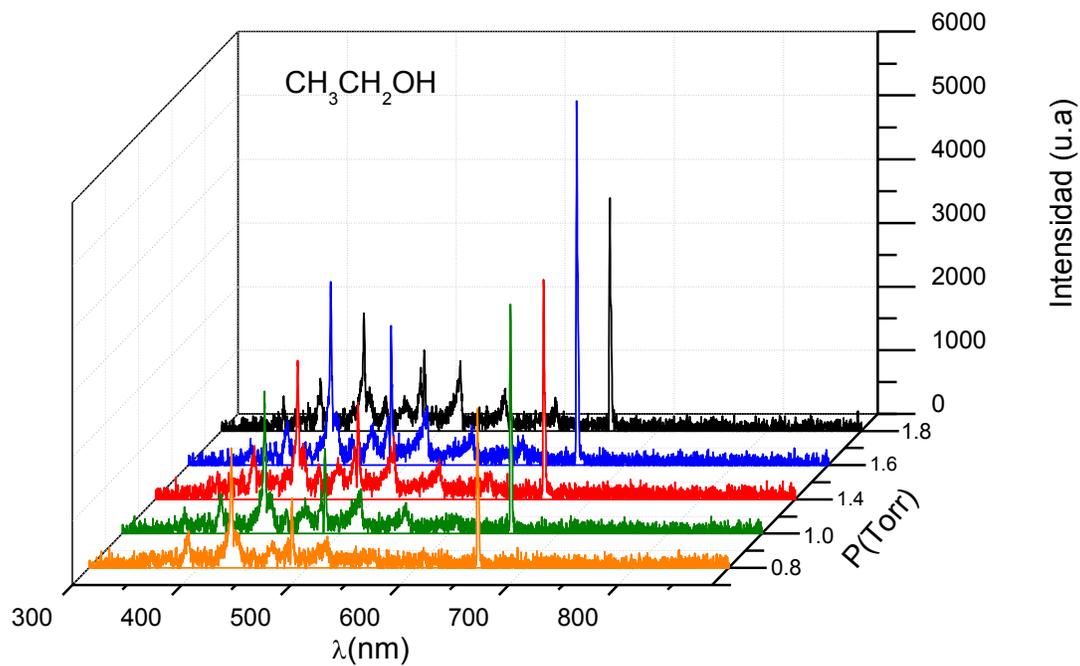


Gráfica. 1. Espectros ópticos de emisión obtenidos a partir de una descarga luminiscente de etanol a una presión de 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8 Torr.

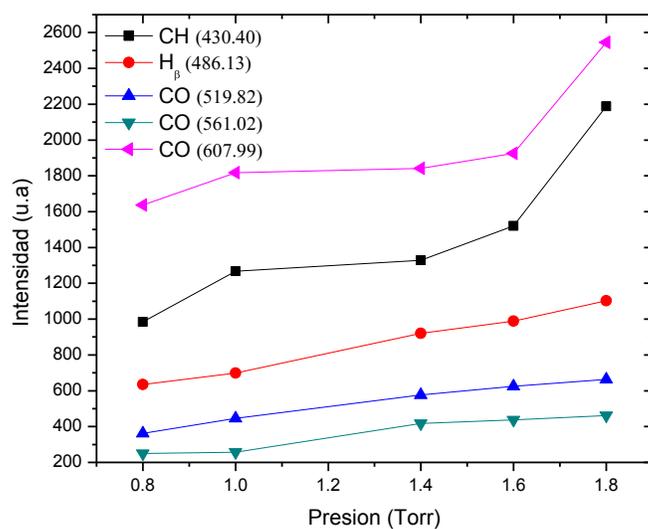


Gráfica. 2. Intensidades de CH, H_β, y CO de una descarga luminiscente de etanol a diferentes presiones.

La grafica (2) muestra la intensidad de diferentes espectros de una descarga de etanol con respecto de las presiones (0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8) esta confirma un incremento en la intensidad al aumentar la presión.



Gráfica. 3. Espectros ópticos de emisión obtenidos a partir de una descarga luminiscente de metanol a una presión de 0.8, 1.0, 1.4, 1.6 y 1.8 Torr.



Gráfica. 4. Intensidades de CH, H_β, y CO de una descarga luminiscente de metanol a diferentes presiones.

La grafica (4) muestra la intensidad de diferentes espectros de una descarga de metanol con respecto de las presiones (0.8, 1.0, 1.4, 1.6, 1.8) esta confirma un incremento en la intensidad al aumentar la presión.

Se puede observar de las gráficas (1, 2, 3 y 4) que la intensidad de los espectros se relaciona directamente con la presión suministrada en la generación de la descarga, es decir, a menor presión, se obtienen intensidades inferiores.

En muchos espectros, pueden aparecer líneas de átomos neutros, iones atómicos, moléculas e iones moleculares. A simple vista, las líneas que pertenecen a átomos o moléculas (normalmente llamadas bandas moleculares) se pueden diferenciar. En la Figura 3 y 4 se presentan los espectros de una descarga luminiscente generada a partir de etanol y metanol, así como las especies encontradas.

OES se ha aplicado para detectar la emisión de especies radiactivas creadas en el plasma y determinar los parámetros principales del plasma. Los espectros OES se observaron mediante una fibra óptica orientada físicamente hacia el plasma. Las gráficas 3 y 4, muestran el espectro de OES de las descargas de $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O}$ y CH_3OH a 0.8, 1.2 Y 1.8 torr.

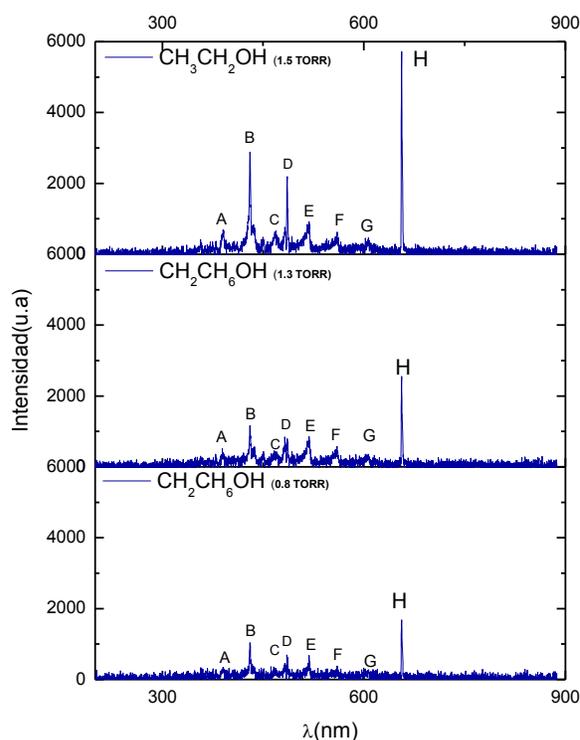


Tabla. 2. Líneas y bandas observadas mediante OES en una descarga de metanol a diferentes presiones

B/L	λ	Especie	Transición
A	389.32	CO	Herzberg System, $C^1\Sigma^+ - A^1\Pi$
B	430.40	CH	4300Å System, $A^2\Delta - X^2\Pi$
C	468.38	H ₂	Gale, Monk and Lee
D	486.13	H _{β}	4-2
E	516.52	C ₂	Swan System $A^3\Pi_g - X'^3\Pi_u$
F	561.02	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
G	603.19	H ₂	Gale, Monk and Lee
H	656.27	H _{α}	3-2

Gráfica. 3. Espectros obtenidos mediante OES en descargas de metanol a diferentes presiones.

Las líneas y bandas identificadas en los espectros se resumen en la Tabla I y II. De acuerdo con la asignación en la Tabla I, los espectros del plasma de etanol se caracterizan por bandas y líneas debidas a las especies CO (389.32nm, 561.02nm), H₂ (468.38nm, 603.19nm), H _{β} (486.13nm) y H _{α} (656.27nm) junto con algunas bandas más pequeñas debido a las especies CH (430.40nm) y C₂ (516.52nm); esto es consistente con lo informado por Yanguas-Gil et al. [28]. Los espectros del plasma de metanol se caracterizan por bandas y líneas debidas a las especies CH (488.90nm), CO (Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$), H _{β} y H _{α} . En el presente experimento, la línea o banda de mayor intensidad observada por medición OES fue la especie H _{α} . La presencia de especies C₂ y CH en la descarga de etanol puede tomarse como una indicación de la formación de carbono sólido y de hidrocarburos, ya que estas especies se encuentran típicamente como radicales intermedios en el mecanismo de formación de estos productos [28].

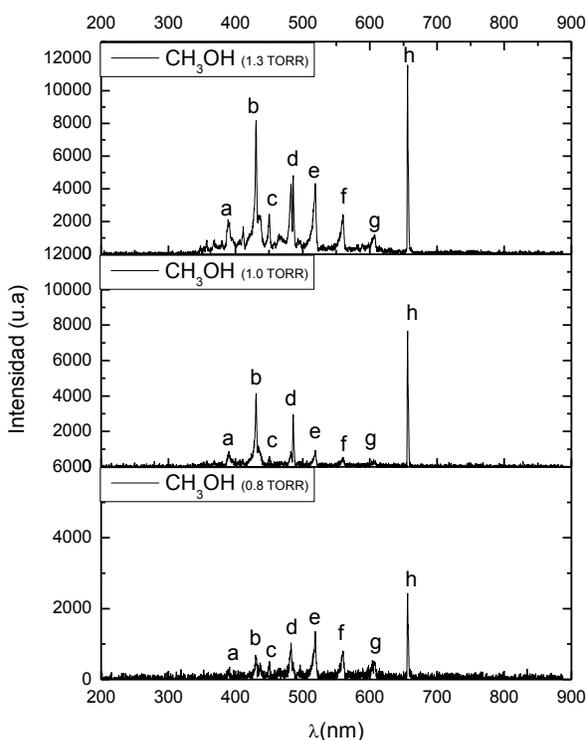


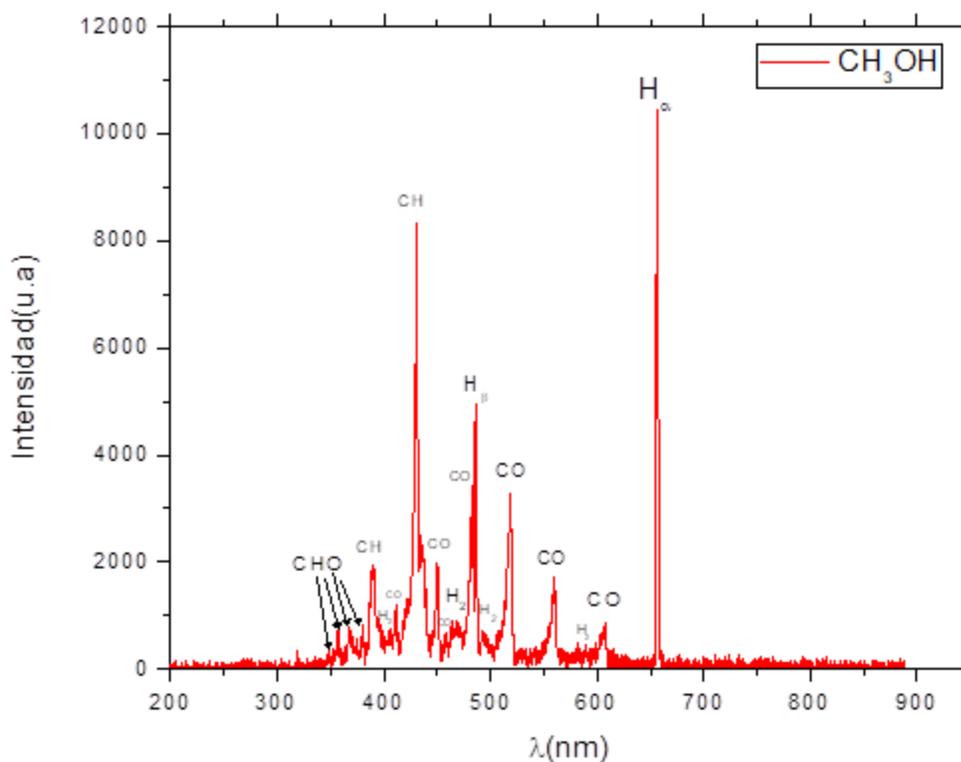
Tabla. 2. Líneas y bandas observadas mediante OES en una descarga de metanol a diferentes presiones

Banda	λ	Especie	Transición
A	388.90	CH	3900 Å System, $B^2\Sigma - X^2\Pi$
B	430.40	CH	4300 Å System, $A^2\Delta - X^2\Pi$
c	451.09	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
d	486.13	H_β	4-2
e	519.82	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
f	561.02	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
g	607.99	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
h	656.27	H_α	3-2

Gráfica. 4. espectros obtenidos mediante OES en descargas de etanol a diferentes presiones.

Algunas de estas especies intermedias, como CH, han sido detectadas por OES. La intensidad de todas las líneas y bandas medidas permanece casi constante en función del tiempo, pero no de la presión.

En las siguientes graficas se muestran los espectros de las descargas en etanol y metanol después de 40 min, en ellas se puede observar que todas las intensidades se mantuvieron casi constantes, El comportamiento de la disminución de la intensidad y la presencia de un nuevo grupo de bandas que dependen directamente del tiempo de descarga se puede explicar debido a la descomposición del etanol y se puede producir por diversas reacciones.

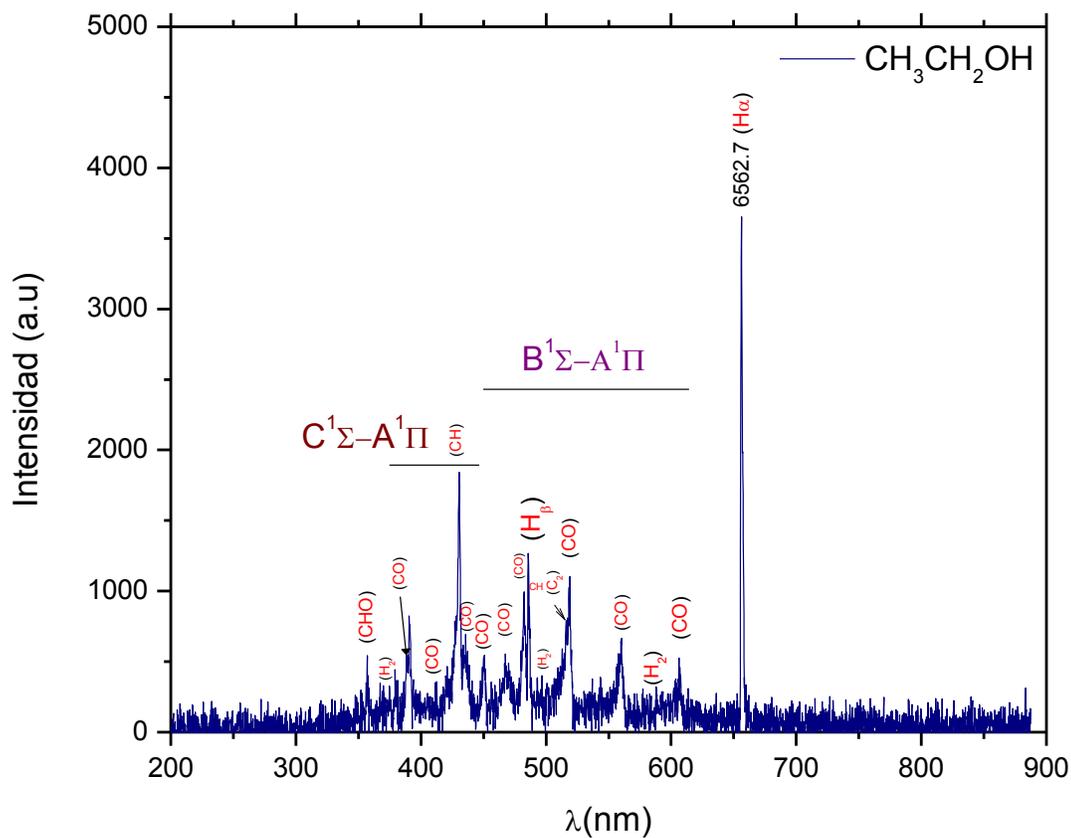


Gráfica. 5. Espectro óptico de emisión de una descarga de etanol (40 min).

Tabla. 4. Líneas y bandas observadas mediante OES en una descarga de metanol a diferentes presiones.

$\lambda(\text{nm})$	Especie	Transición
318.60	CHO	Bandas de llama de hidrocarburos de Vaidya
321.55		
329.82		
347.25		
353.87		
358.75		
363.56		
367.46		
372.93		
380.27		
388.90	CH	3900 Å System, $B^2\Sigma - X^2\Pi$
406.68	H ₂	Gale, Monk and Lee
412.50	CO	Herzberg System, $C^1\Sigma^+ - A^1\Pi$
431.42	CH	4300 Å System, $A^2\Delta - X^2\Pi$
451.09	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
457.10	CO	Triplete, $d^3\Delta - a^3\Pi$
463.18	H ₂	Gale, Monk and Lee
483.53	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$

486.13	H β	4-2
493.42	H $_2$	Gale, Monk and Lee
519.82	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
561.02	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
588.81	H $_2$	Gale, Monk and Lee
603.19	H $_2$	Gale, Monk and Lee
607.99	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
656.27	H α	3-2



Grafica. 6. Espectro óptico de emisión de una descarga de metanol (40 min).

Tabla 5 Líneas y bandas observadas mediante OES en una descarga de metanol a diferentes presiones.

$\lambda(\text{nm})$	Especie	Transición
358.75	CHO	Bandas de llama Vaidya
389.32	CO	Herzberg System, $C^1\Sigma^+ - A^1\Pi$
412.50	CO	
431.42	CH	4300Å System, $A^2\Delta - X^2\Pi$
432.40	CH	
489.00	CH	
438.02	CO	Herzberg System, $C^1\Sigma^+ - A^1\Pi$
451.09	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
468.38	H ₂	Gale, Monk and Lee
486.13	H _β	4-2
519.82	CO	Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$
561.02	CO	
607.99	CO	
6556.27	H _α	3-2

Para calcular la temperatura, se utilizó el método de relación línea a línea. La trama de Boltzmann se puede usar, de acuerdo con la eq. (22). Al reescribir eq. (23), la intensidad de la línea espectral se puede escribir como:

$$I_{21} = \frac{Nhc}{U} \frac{g_2 A_{21}}{\lambda_{21}} e^{-E_2/kT}$$

N, h, c y U son iguales para todas las líneas atómicas; por lo tanto:

$$\frac{U}{Nhc} = K_1, \quad \frac{I_{21}\lambda_{21}}{g_2 A_{21}} K_1 = e^{-E_2/kT}, \text{ y } \text{Ln}\left(\frac{I_{21}\lambda_{21}}{g_2 A_{21}} K_1\right) = \text{Ln}(e^{-E_2/kT})$$

Donde

$$\text{Ln}\left(\frac{I_{21}\lambda_{21}}{g_2 A_{21}}\right) + K_2 = -\frac{E_2}{kT} \text{ cuando } K_2 = \text{Ln}(K_1)$$

Señalando que

$$y = \text{Ln}\left(\frac{I_{21}\lambda_{21}}{g_2 A_{21}}\right) \wedge x = E_2$$

Para obtener una mejor comprensión, se consideraron dos transiciones diferentes entre los estados de energía, m-n y p-n; la primera transición ocurre entre los niveles m y n, donde m es el nivel superior y n es el nivel con menor energía. La intensidad de la línea espectral es:

$$I_{mn} = \frac{N}{Z} g_m A_{mn} h\nu_{mn} e^{-E_m/kT}$$

La segunda transición se da entre los niveles de energía p y n, donde p es el nivel con energía superior y n es el nivel con menor energía; la intensidad de la línea está dada por:

$$I_{pn} = \frac{N}{Z} g_p A_{pn} h\nu_{pn} e^{-E_p/kT}, (p > m)$$

Al correlacionar estas líneas espectrales, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{I_{mn}}{I_{pn}} = \frac{g_m A_{mn} \lambda_p}{g_p A_{pn} \lambda_m} e^{-(E_m - E_p)/kT}$$

$$\text{Ln}\left(\frac{I_{mn} g_p A_{pn} \lambda_{mn}}{I_{pn} g_m A_{mn} \lambda_{pn}}\right) = -\frac{E_m - E_p}{kT}$$

Al realizar una sustitución variable, obtenemos:

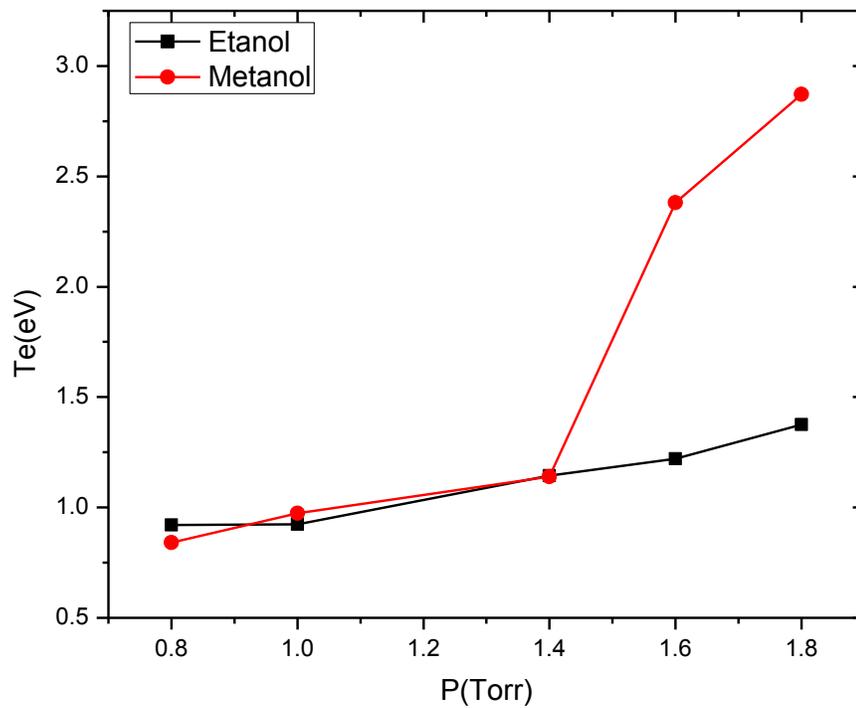
$$x = E_m - E_p, y = \text{Ln}\left(\frac{I_{mn} g_p A_{pn} \lambda_{mn}}{I_{pn} g_m A_{mn} \lambda_{pn}}\right)$$

La temperatura se define para la población de partículas a través del factor Boltzmann. Por lo tanto, la temperatura de excitación es la temperatura en la que se espera un sistema con esta distribución de Boltzmann. Sin embargo, este parámetro solo tiene un significado físico cuando el sistema está en equilibrio termodinámico local. La siguiente tabla presenta las temperaturas obtenidas a partir de las descargas en etanol y metanol, así como su densidad.

Tabla 6 temperatura y densidad de las descargas de etanol y metanol.

Presion (Torr)	Alcohol	Te (eV)	Ne(e/m ³)
0.8	CH ₃ OH	0.92017	2.02250E15
1.0		0.92334	2.13877E15
1.4		1.1437	5.03421E16
1.6		1.2204	1.17151E17
1.8		1.376	4.94468E17
0.8	CH ₃ CH ₂ OH	0.84033	4.33491E14
1.0		0.97351	4.94598E15
1.4		1.139	4.76366E16
1.6		2.3807	7.28697E19
1.8		2.871	2.55964E20

En la siguiente grafica se muestra el comportamiento de la temperatura de las descargas de metanol (línea roja) y etanol (línea negra).



Grafica 7 temperatura de la descarga de etanol y metanol.

Análisis mediante sonda simple de Langmuir

La densidad del número de electrones también se determina mediante la evaluación de la función de distribución de energía de electrones (EEDF) siguiendo el método de Druyvestey. [29]. El método Druyvesteyn se basa en la extensión de la teoría de la sonda de Langmuir y Mott-Smith [30], que permite la determinación del EEDF a partir de la siguiente expresión:

$$N(\varepsilon) = \frac{2}{Ae} \left[\frac{2m_e \varepsilon}{e} \right]^{1/2} \frac{d^2 I}{dV^2}$$

La función de probabilidad de energía de electrones asociada (EPPF) se encuentra a partir de:

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{Ae} \left[\frac{2m_e \varepsilon}{e} \right]^{1/2} \frac{d^2 I}{dV^2}$$

donde V es la tensión de la sonda, $\varepsilon = (V_p - V)$ es la tensión de la sonda con respecto al potencial del plasma, A es el área de la sonda cilíndrica, calculada a partir de 1.23cm de longitud y 0.010125 mm de diámetro, y una superficie de la sonda $A = 6.441246688 \times 10^{-4}$. $d^2 I / dV^2$ es la segunda derivada de la curva característica, e es la carga del electrón, y m_e es la masa del electrón. Por lo tanto, la densidad de electrones se obtiene de la integración de $f(\varepsilon)$

$$n_e = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon$$

La temperatura del electrón se da como

$$T_e = \frac{2}{3} \varepsilon = \frac{2}{3n_e} \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon$$

En primer lugar, se calcula dI / dV para los datos brutos de la curva I-V de la figura 2 y se grafica como una función del voltaje de la sonda, como se muestra en la figura 3. El pico máximo en la figura 3 nos da el potencial de plasma El EEDF se evalúa a partir de $d^2 I / dV^2$ y el potencial de plasma medido, y se muestra en la Fig. 4. De la Fig. 4, EPPF puede describirse como una distribución de dos temperaturas de electrones con una cola de energía excesiva. Desde EPPF, la temperatura se puede calcular a partir de (4) y la densidad de electrones n_e desde (3). A partir de ese método, obtenemos $n_e = 1.5177 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ y $T_e = 2.62 \text{ eV}$. La variación de $\ln(I)$ en función de la tensión de la sonda V es lineal en la región por debajo del potencial de plasma con la pendiente que produce la temperatura del electrón T_e

$$\frac{d \ln(I)}{dV} = \frac{1}{T_e}$$

De eso, obtenemos una temperatura de electrón de 2.23 eV, que es más alta que el valor obtenido de 1.78 eV por EEDF para etanol y temperatura de electrón de 2.71eV comparada

con los 1.32eV que se obtuvieron por EEDF para metanol, pero están en buen acuerdo entre las incertidumbres experimentales.

Conclusiones

Los plasmas realizados con alcoholes primarios tienen un alto potencial en diversas aplicaciones, tales como producciones de hidrógeno, modificaciones superficiales de los materiales o para el crecimiento de nanoestructuras. El plasma luminiscente permite conseguir la mayoría de estas aplicaciones. En el presente trabajo hemos aplicado la técnica OES para la caracterización de etanol y metanol.

Tras realizar el experimento se ha logrado producir descargas luminiscentes de etanol y metanol a las presiones: 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6 y 1.8 Torr variando además las corrientes en: 0.40, 0.75 y .90mA. Las descargas realizadas en este experimento muestran un comportamiento estable, mostrando que son autosostenidas, algo que se destaca por ser plasmas realizados con etanol y metanol.

Mediante Langmuir la temperatura de los electrones fueron: a 0.8 torr (1.23eV), 1.4 torr (1.32eV) y a 1.8 torr (1.57eV) para etanol y 0.8 torr (1.12eV), 1.4 torr (1.56eV), 1.8 torr (3.21eV) para metanol respectivamente.

Las especies observadas por OES fueron C₂, OH, CH, H₂, O, H α , H β y CO. Estas especies se han deducido en reacciones debidas principalmente a interacciones electrónicas, teniendo procesos como disociación y excitación.

Discutir EEFD(pendiente hasta colocar graficas)

La captura de datos obtenidos a partir de la sonda simple de Langmuir se logró mediante desarrollo de una interfaz gráfica que permitió realizar la adquisición de corriente y voltaje de la sonda correspondientes a un plasma de alcohol primario a bajas presiones en una estación de trabajo programable mediante el uso de LabVIEW y un multímetro FLUKE 8846A, Los datos obtenidos son guardados en un archivo de texto el cual se exporta de forma directa a la interfaz gráfica para el procesamiento de datos la cual realiza la gráfica característica I-V de la sonda.

El conocimiento de las propiedades de un plasma de alcohol permite tener un panorama sobre su influencia y futuro tratamiento en mezclas con precursores de compuestos orgánicos volátiles.

REFERENCIAS

- [1] POLING, BRUCE; PRAUSNITZ, JOHN & O'CONNELL, JOHN. "THE PROPERTIES OF GASES AND LIQUIDS". 5TH EDITION. MCGRAW HILL. NEW YORK. 2011
- [2] ANDRADE, C. K. Z., ALVES, L. M. (2005): ENVIRONMENTALLY BENIGN SOLVENTS IN ORGANIC SYNTHESIS: CURRENT TOPICS. CURR. ORG. CHEM. 9, (2), 195-218.
- [3] GUENTHER, A.; HEWITT, C. N.; ERICKSON, D.; FALL, R.; GERON, C.; GRAEDEL, T.; HARLEY, P.; KLINGER, L.; LERDAU, M.; MCKAY, W. A.; PIERCE, T.; SCHOLLES, B.; STEINBRECHER, R.; TALLAMRAJU, R.; TAYLOR, J., ZIMMERMAN, P. (1995): A GLOBAL MODEL OF NATURAL VOLATILE ORGANIC COMPOUND EMISSIONS. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH 100: 8873-8892.
- [4] V. A. GODYAK AND V. I. KOLOBOV, "EFFECT OF COLLISIONLESS HEATING ON ELECTRON ENERGY DISTRIBUTION IN AN INDUCTIVELY COUPLED PLASMA," PHYS. REV. LETT., VOL. 81, PP. 369–372, JUL. 1998.
- [5] M. W. PARK, K. Y. CHUN, J. S. LEE, D. J. KWAK, Y. M. SUNG, AND Y. T. HYUN, ELECTRON. MATER. LETT. 5, 109 (2009).
- [6] J. G. HAN, J. PHYS. D: APPL. PHYS. 42, 043001 (2009).
- [7] PLASMA DIAGNOSTIC TECHNIQUES, EDITED BY R. H. HUDDLESTONE AND S. L. LEONARD (ACADEMIC PRESS, INC, NEW YORK, 1965).
- [8] S. H. LAM, PHYS. FLUIDS 8, 73 (1965).
- [9] I. H. HUTCHINSON, PRINCIPLES OF PLASMA DIAGNOSTICS (CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, NEW YORK, 1987).
- [10] S. C. BROWN, BASIC DATA OF PLASMA PHYSICS, 2ND ED. (MIT PRESS, CAMBRIDGE, MA, 1967).
- [11] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK, AND B. M. ALEXANDROVICH, PLASMA SOURCES SCI. TECHNOL. 1, 36 (1992).
- [12] FISICA DEL PLASMA DE V. MILANTIEV S. TEMKO. 1ª EDICION 1987 EDITORIAL MIR MOSCU, PP 23.
- [13] C. DEUTSCH, "VALIDITY OF COMPLETE LOCAL THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM FOR HeI," PHYSICS LETTERS A, VOL. 28, NO. 11, PP. 752 – 753, 1969. AVAILABLE: [HTTP://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/0375960169906021242](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960169906021242), 244.

- [14] D. HAAR, ELEMENTS OF STATISTICAL MECHANICS. ELSEVIERSCIENCE, 1995.AVAILABLE:[HTTP://BOOKS.GOOGLE.COM.CO/BOOKS?ID=DT8GKHAGD88C](http://books.google.com.co/books?id=DT8GKHAGD88C), 243
- [15] C. BLANCARD, G. FAUSSURIER, T. KATO, AND R. MORE, “EFFECTIVE BOLTZMANN LAW AND PRIGOGINE THEOREM OF MINIMUM ENTROPY PRODUCTION IN HIGHLY CHARGED ION PLASMAS,” JOURNAL OF QUANTITATIVE SPECTROSCOPY & RADIATIVE TRANSFER, P.75–83, 2006. 243.
- [16] J. AGUILERA AND C. ARAGÓN, “MULTI-ELEMENT SAHA–BOLTZMANN AND BOLTZMANN PLOTS IN LASER-INDUCED PLASMAS,” ATOMIC SPECTROSCOPY, P. 378–385, 2007. 244.
- [17] E. GARBER, “SOME REACTIONS TO PLANCK’S LAW,” STUDIES IN HISTORY AND PHILOSOPHY OF SCIENCE, PP. 89–126, 1976. 245
- [18] M. NUMANO, “CRITERIA FOR LOCAL THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM DISTRIBUTIONS OF POPULATIONS OF EXCITED ATOMS IN A PLASMA,” JOURNAL OF QUANTITATIVE SPECTROSCOPY & RADIATIVE TRANSFER, PP. 311–317, 1990. 245.
- [19] B. E. CHERRINGTON, PLASMACHEM.PLASMAPROCESS.2,113(1982).
- [20] T. DUGUET, V. FOURNÉE, J. DUBOIS, AND T. BELMONTE, “STUDY BY OPTICAL EMISSION SPECTROSCOPY OF A PHYSICAL VAPOUR DEPOSITION PROCESS FOR THE SYNTHESIS OF COMPLEX ALCUFE(B) COATINGS,” SURFACE AND COATINGS TECHNOLOGY, PP. 9–14, 2010. 240, 241.
- [21] N. H. BINGS, A. BOGAERTS, AND J. A. C. BROEKAERT, “ATOMIC SPECTROSCOPY,” ANALYTICAL CHEMISTRY, P. 4317–4347, 2008. 240.
- [22] H. GRIEM, SPECTRAL LINE BROADENING BY PLASMAS. ACADEMIC PRES, NEW YORK, 1974. 261.
- [23] Q. A. WANG AND A.L. MÉHAUTÉ, “NONEXTENSIVE BLACK-BODY DISTRIBUTION FUNCTION AND EINSTEIN’S COEFFICIENTS A AND B,” PHYSICS LETTERS, PP. 301–306, 1998,246
- [24] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK, AND B. M. ALEXANDROVICH, “PROBE DIAGNOSTICS OF NON-MAXWELLIAN PLASMAS,” APPL. PHYS., VOL. 73, NO. 8, PP. 3657–3663, 1993.
- [25] J. G. LAFRAMBOISE, “THEORY OF SPHERICAL AND CYLINDRICAL LANGMUIR PROBES IN A COLLISIONLESS MAXWELLIAN PLASMA,” UNIVERSITY OF TORONTO AEROSPACE STUDIESREPORTNO.11 (1966).
- [26] QUÍMICA ORGÁNICA INDUSTRIAL, BY KLAUS WEISSERMEL, HANS-JÜRGEN ARPE, 2011, P.181

[27] USB4000-DATA SHEET- [HTTPS://OCEANOPTICS.COM/PRODUCT/USB4000-UV-VIS/](https://oceanoptics.com/product/usb4000-uv-vis/)

[28] A. YANGUAS-GIL, “REFORMING OF ETHANOL IN A MICROWAVE SURFACE-WAVE PLASMA DISCHARGE,” APPL. PHYS. LETT., VOL. 85, PP. 4004–4006, 2004.

[29] M. J. DRUYVESTYEN, “DER NIEDERVOLTBOGEN,” ZEITSCHRIFT PHYS., VOL. 64, NO. 11, PP. 781–798, SEP. 1930.