



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE
MORELOS

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS
BÁSICAS Y APLICADAS

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL
FOTODESPRENDIMIENTO ELECTRÓNICO DE IONES
NEGATIVOS GENERADOS CON LA TÉCNICA PULSADA
DE TOWNSEND

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN CIENCIAS
(FÍSICA)

P R E S E N T A:

DAVID CABELLO SOTO



Instituto de
Investigación en
Ciencias
Básicas y
Aplicadas

TUTOR

DR. OLMO GONZÁLEZ MAGAÑA

-
CUERNAVACA, MORELOS, 2020

Agradecimientos

Doy gracias a mi familia por apoyarme incondicionalmente, en especial a mi madre Miriam y a mi padre Marino, sin los cuales no hubiera logrado concluir mis estudios.

Al Dr. Olmo González Magaña que sin su experiencia y su guía este trabajo no hubiera sido posible, de igual manera a cada miembro del laboratorio, al Dr. Jaime de Urquijo por abrirme las puertas del laboratorio y permitirme conocer a grandiosas personas como lo son los ingenieros Armando Bustos Gómez con su gran carisma y su resolución de problemas, a Guillermo Gerardo Bustos Maya a quienes agradezco su apoyo técnico para la realización de este trabajo y al estudiante Gerson Pérez alguien con quien siempre puedes contar con su apoyo en el laboratorio.

Esta Investigación fue realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IA104520. Agradezco a la DGAPA-UNAM por la beca recibida y al instituto de Ciencias Físicas (ICF) por permitirme trabajar en sus instalaciones y colaborar con la gente que lo constituye.

Y finalmente gracias a todos mis compañeros de carrera por haberme acompañado durante este recorrido, en especial a mis amigos Gaby, Sofía, Samanta y Nicolas.

Resumen

En este trabajo se estudia el fotodesprendimiento de iones negativos de oxígeno molecular generados con la técnica pulsada de Townsend. Los iones negativos de O_2 (O_2^- y/o O^-) se forman en la avalancha electrónica de Townsend a un valor cercano de la intensidad de campo eléctrico reducida a la densidad del gas, E/N , de 115 Td (1 Townsend= $10^{-17}V \cdot cm^2$), para el cual el valor de los coeficientes de ionización (α) y de captura electrónica (η) se aproximan al valor crítico, es decir $\alpha - \eta \approx 0$.

La técnica pulsada de Townsend consiste en la observación de la evolución temporal de una avalancha electrónica y/o iónica, que es inicialmente originada por electrones desprendidos desde la superficie de un cátodo, por acción de un pulso de luz láser en el ultravioleta. Los electrones se desplazan en el seno de un campo eléctrico uniforme, creado por un capacitor de placas paralelas, que los acelera y hace que interactúen con las moléculas del gas. Las colisiones de los electrones con los neutros del gas pueden ser elásticas o inelásticas y, en el segundo caso, producir ionización o captura electrónica, que resultan en un cambio temporal de la corriente de desplazamiento medida. A esta señal se le conoce como pulso transitorio electrónico, o iónico, según la escala de tiempo de observación.

Los pulsos transitorios electrónicos se analizan mediante una ecuación, solución de la ecuación de continuidad que considera arrastre y difusión electrónicos, ionización y captura electrónica, derivada por Brambring [2.11]. Del análisis del pulso de acuerdo

con esta ecuación se obtienen la velocidad de arrastre electrónico, y los coeficientes de ionización efectiva y de difusión longitudinal. En este trabajo, nos hemos enfocado especialmente en los electrones y los iones negativos formados en el seno del gas.

Una vez formada la avalancha, durante el tránsito electrónico o iónico, los iones negativos son iluminados con un pulso láser de Nd:YAG en el infrarrojo (1064 nm), algunos de los cuales son fotodesprendidos, es decir, el electrón extra del ion es liberado debido a su interacción con el fotón. Los electrones libres, en el espacio interelectrónico, forman nuevamente avalanchas electrónicas en el seno del gas, formándose así un nuevo pulso transitorio que se sobrepone al primario, y que es registrado como la corriente total instantánea. La señal de fotodesprendimiento se analiza en función del tiempo de retardo, τ , entre el disparo del primer láser en el UV, que inicia la avalancha, y el tiempo de disparo del segundo láser, éste en el infrarrojo, que fotodesprende los iones negativos.

Los pulsos electrónicos obtenidos en O_2 , en un barrido E/N de 18 Td a 160 Td se analizaron y compararon la ionización efectiva ($\alpha - \eta$) y la velocidad de arrastre electrónica v_e con datos obtenidos de otros laboratorios en este rango. A 115 Td se analizó mediante la técnica de fotodesprendimiento la población iónica en el espacio interelectrónico de los pulsos electrónicos a distintos tiempos, observando un decaimiento exponencial en la corriente producida por este efecto en el tiempo, encontrando existencia de iones negativos a tiempos mayores a $26 \mu s$.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	II
1. Introducción	1
1.1. El Plasma	2
1.1.1. Frecuencia de un plasma y longitud de Debye	2
1.1.2. Parámetro del plasma	3
1.2. Iones negativos	5
1.2.1. Formación de iones negativos	5
1.2.2. Iones positivos	6
1.3. Láser	7
1.3.1. Propiedades de los átomos	8
1.3.2. Láser de tres y cuatro niveles	9
1.3.3. Láser de Nd:YAG	11
1.4. Fotoionización y Fotodesprendimiento	12
1.4.1. Sección transversal de O_2 y O	14
2. Método pulsado de Townsend	16
2.1. Técnica de Townsend	16
2.1.1. Parámetro E/N	18
2.1.2. Corriente electrónica	19
2.1.3. Ecuación de Brambring	21

2.1.4. <i>Transitorios</i>	21
3. Experimento	24
3.1. Dispositivo	24
3.1.1. <i>Láseres precursor y de fotodesprendimiento</i>	25
3.1.2. <i>Instrumentos</i>	27
3.2. Preparación de la muestra y realización del experimento	30
3.2.1. <i>Vacío en la cámara e inyección del gas</i>	31
3.2.2. <i>Técnica pulsada de Townsend</i>	31
3.2.3. <i>Fotodesprendimiento</i>	32
3.3. Análisis	33
3.3.1. <i>Ruido en la señal</i>	33
3.3.2. <i>Parámetros de transporte: v_e, $\frac{\alpha-\eta}{N}$, ND_L</i>	36
3.3.3. <i>Presencia de iones negativos.</i>	38
4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	40
4.1. Calibración con N_2	41
4.2. Datos obtenidos en O_2 y comparación de los parámetros α_e y v_e	42
4.3. Dependencia temporal de las avalanchas secundarias debidas al fotodesprendimiento de iones negativos	45
4.3.1. Análisis de la corriente producida	47
4.3.2. Pulso iónico de O_2	50
5. CONCLUSIONES	52
A. Ecuación de Brambring	54
B. Programas empleados en el análisis	57
B.1. Programa en Python para la resta de transitorios	58
B.2. Programas en Python para integrar	59

Índice de figuras

1.1. Niveles de energía del hidrógeno	5
1.2. Niveles de energía del hidrógeno	9
1.3. Diagrama de un sistema de tres niveles	10
1.4. Diagrama de un láser de cuatro niveles	11
1.5. Niveles de energía importantes del ion Nd^{3+}	12
1.6. Sección transversal O_2^-	14
1.7. Sección transversal O^-	15
2.1. Avalancha de Townsend.	17
2.2. Diagrama de Townsend.	18
2.3. Transitorios teóricos	22
2.4. Transitorios teóricos	23
3.1. Diagrama del experimento.	25
3.2. Láser 1.	27
3.3. Amplificador de transimpedancia.	28
3.4. Unidad generadora de pulsos BNC-575 con 4 canales diferentes	28
3.5. Transitorio obtenido del osciloscopio digital	29
3.6. Transitorio producido por fotodesprendimiento	32
3.7. Pulso de referencia	35
3.8. Pulso de referencia con comparativa	35
3.9. Pulso sin ruido	36
3.10. Programa de 5 puntos	37

3.11. Transitorio teórico y experimental	38
3.12. Transitorio fotodesprendimiento sin ruido	39
4.1. Comparación de v_e en N_2	41
4.2. Comparación de $\bar{\alpha}$ en N_2	42
4.3. Comparación de $\bar{\alpha}$ con otros datos experimentales	43
4.4. Comparación de v_e con otros datos experimentales	44
4.5. Transitorio electrónico producido por fotodesprendimiento a los $0.20 \mu s$	45
4.6. Transitorio electrónico producido por fotodesprendimiento a los $0.40 \mu s$	46
4.7. Transitorio electrónico producido por fotodesprendimiento a los $2.30 \mu s$	46
4.8. Transitorio electrónico producido por fotodesprendimiento a los $26.00 \mu s$	47
4.9. Conjunto del resultado de integrar los transitorios producidos por fo- todesprendimiento	48
4.10. Transitorio obtenido del osciloscopio digital	49
4.11. Pulso Iónico a $E/N= 115 T$	50
4.12. Transitorio iónico a $107.5 Td$	51

Capítulo 1

Introducción

Los fenómenos de transporte de partículas cargadas en gases son ampliamente estudiados por su importancia en la física de plasmas y sus variadas aplicaciones tecnológicas. El científico John Sealy Townsend fue pionero en este ámbito al comienzo del siglo XX, siendo el principio de su técnica el empleado en este trabajo, la cual se enfoca en el análisis de la corriente de desplazamiento producida en una descarga, llamada en su honor. Las interacciones entre las partículas cargadas con las del gas neutro determinan, a partir de las propiedades inherentes del mismo, la génesis y desarrollo de las avalanchas electrónicas en el seno del gas, ionizándolo y formando un plasma. El objetivo de este trabajo es estudiar los iones negativos de oxígeno en su gas paterno, formados en la descarga de pulsada Townsend por medio de la técnica de fotodesprendimiento (photodetachment). A continuación se presentan y discuten los conceptos más importantes para sustentar el desarrollo de este trabajo: se da una breve descripción de los diversos plasmas naturales y artificiales, la formación de iones tanto negativos como positivos, y finalmente una descripción sucinta de la operación del láser de Nd:YAG (Neodymium-doped Yttrium-Aluminium Garnet; Nd:Y₃Al₅O₁₂) empleado en este experimento.

1.1. El Plasma

En este trabajo estudiaremos el caso de un plasma de baja temperatura, en el régimen de pre-ruptura de la descarga, conocido como Régimen de Townsend. De dicha descarga, generada por el impacto de electrones con las moléculas del gas neutro, resultan iones cargados positiva y negativamente que se mueven a través del gas bajo la influencia de un campo eléctrico homogéneo y constante, y que en magnitud son proporcionales entre ellas, ocasionando que desde una distancia macroscópica el plasma sea cuasi-neutro. Se pueden producir cuando la temperatura de un gas se eleva a tal punto que las colisiones interatómicas son lo suficientemente energéticas para lograr desprender electrones de la órbita de sus átomos, este es el efecto que se produce en las estrellas. Existen además otros procesos con mayor control, como lo es la ionización mediante fotones suficientemente energéticos para despojar a los electrones de las moléculas del gas.

1.1.1. Frecuencia de un plasma y longitud de Debye

Un plasma ideal consiste en un número igual de partículas negativas como electrones iones negativos n_e , de masa m_e y carga $-e$, e iones n_i , de masa m_i y carga $+e$, por lo que la propiedad de cuasi-neutralidad demanda que

$$n_i \simeq n_e \equiv n_s \quad (1.1)$$

donde n_s corresponde a la densidad de partículas por metro cúbico. En un plasma sus partículas están en movimiento y en constante colisión entre ellas, ocasionando que las velocidades promedio entre los electrones e iones tengan la siguiente relación, la velocidad de los iones v_i es más pequeña que la velocidad de los electrones v_e . [1]

$$v_i \sim \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} v_e \quad (1.2)$$

donde la velocidad es dependiente de la temperatura T del plasma.

Una escala fundamental de tiempo en la física plasmas, es la frecuencia de este mismo

$$\Pi = \left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

la mayoría de veces la ecuación 1.3 hace referencia a la frecuencia del electrón en el plasma.

Las oscilaciones en el plasma son observadas solo cuando el plasma es estudiado en un tiempo de periodo τ más largo que el periodo del plasma $\tau_p = 2\pi/\Pi$. En el caso de la distancia, se tiene que tomar una escala mayor a $v_e\tau_p$ si no, no se encontrara un comportamiento similar a un plasma. La distancia mínima se le conoce como la distancia de Debye y es la siguiente

$$\lambda_D = \frac{1}{\Pi} \left(\frac{T}{m} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Ahora podemos describir un sistema ideal el cual puede ser descrito como un plasma solo si

$$\frac{\lambda_D}{L} \ll 1 \quad (1.5)$$

y

$$\frac{\tau_p}{\tau} \ll 1 \quad (1.6)$$

donde τ y L son los parámetros de tiempo y distancia bajo los cuales se está observando el plasma.

1.1.2. Parámetro del plasma

La forma en la que interaccionan las partículas cargadas de un plasma con los neutros definen cómo podemos catalogar a estos. En general, hay dos grupos, uno denominado plasmas fuertemente acoplados, y su contraparte, los débilmente acoplados

[1]. La distancia promedio entre partículas la definiremos como

$$r_d \equiv n^{-1/3} \quad (1.7)$$

donde n es la densidad de partículas en el plasma, y la distancia promedio de acercamiento máximo entre partículas se puede definir como

$$r_c \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T} \quad (1.8)$$

Estas dos últimas ecuaciones son importantes para poder observar el significado que tiene la razón r_d/r_c , debido a las interacciones electrostáticas entre partículas cargadas. Para el caso en que la razón es pequeña, ello indica que r_d es grande habiendo una mayor densidad de partículas, con la consecuente disminución de la distancia entre ellas, haciendo que las fuerzas electrostáticas aumenten, dando como resultado una energía cinética menor a la energía potencial que genera la interacción entre partículas; a estos plasmas se les conoce como fuertemente acoplados. En el caso contrario el resultado cuando la razón entre r_d/r_c es grande, entonces, las interacciones fuertes entre partículas cargadas son eventos ocasionales, aunque es importante destacar que la interacción electrostática raramente influye en el movimiento de estas partículas. A estos plasmas se les conoce como débilmente acoplados.

Haciendo uso de las ecuaciones 1.4, 1.7 y 1.8 se define el parámetro del plasma como

$$\Lambda = \frac{1}{3\sqrt{4\pi}} \left(\frac{r_d}{r_c} \right)^{3/2} \quad (1.9)$$

por lo tanto, para el caso en que $\Lambda \ll 1$, la densidad de partículas es grande, teniendo así un plasma fuertemente acoplado y, para el caso en que $\Lambda \gg 1$ se tiene un plasma débilmente acoplado. En el primer caso, una propiedad que tiene el plasma es que su comportamiento es similar al de un fluido líquido y, en el otro caso, cuando es débilmente acoplado, su comportamiento es similar al de un gas. por lo que podemos hacer uso de la ecuación de Boltzmann para describir el plasma.

1.2. Iones negativos

Los iones negativos o aniones como también son conocidos, son aquellos átomos o moléculas cuya carga total es negativa, debido a la captura de uno o más electrones en su órbita. Estas partículas son la parte fundamental de este trabajo. El ejemplo más sencillo es el caso del hidrógeno, en el que su carga total en estado neutro es cero y que, al capturar un electrón, la carga total es negativa ($\simeq -1.6 \times 10^{-19}C$), se puede visualizar este proceso en la figura 1.1.

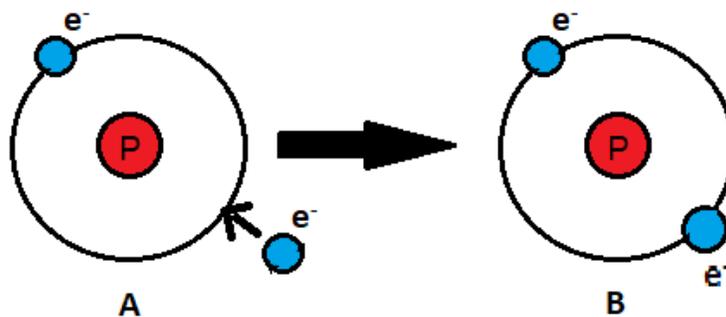


Figura 1.1: De color rojo se representan los protones de carga positiva y de azul los electrones de carga negativa. En la imagen A, el sistema protón-electrón tiene una carga neutra y en la imagen B los dos electrones forman una carga total negativa.

1.2.1. Formación de iones negativos

Hay una gran variedad de procesos que conducen a la formación de iones negativos por captura electrónica. Por ejemplo, se pueden encontrar en los arcos eléctricos formados entre dos electrodos entre los cuales hay una diferencia de potencial suficiente para crear una descarga en el medio gaseoso circundante. Un ejemplo común de este proceso físico son las descargas atmosféricas o rayos que se producen durante una tormenta eléctrica.[2]

En el experimento que es objeto de este trabajo, formaremos iones negativos de oxígeno en su gas paterno, O_2 . La energía cinética de los electrones debe estar en un intervalo de energía propicio para poder ser capturados por estas moléculas y formar los iones negativos, esto depende de la sección eficaz de captura electrónica de la

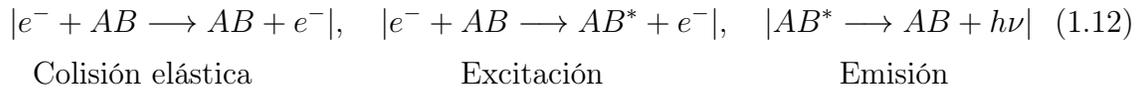
molécula. El proceso de captura electrónica puede describirse mediante la siguiente reacción [3],



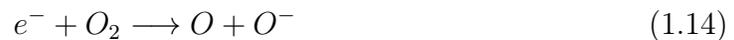
Donde e^{-} es el electrón incidente, AB la molécula neutra y AB^{-} el ion negativo producido por la interacción. Las moléculas AB pueden ser formadas por el proceso de asociación, como es el caso de la molécula de O_2 , usualmente son procesos reversibles (en su contraparte disociación) como se muestra en la reacción 1.11



Para disociaciones reversibles en equilibrio químico. Además de la captura electrónica pueden producirse otras interacciones como una colisión elástica, excitación y su posterior emisión debido al decaimiento al estado fundamental de la molécula, entre otras.



Estos procesos son importantes, y toman gran relevancia según sea el método empleado para obtener las propiedades del gas a estudiar. Específicamente, en este trabajo, las reacciones principales y las de mayor importancia son las mostradas en 1.13 y 1.14



1.2.2. Iones positivos

Si un electrón tiene una energía cinética mayor al potencial de ionización de un átomo o molécula, puede ionizarla, provocando que uno de sus electrones se promueva al continuo:



En este proceso por cada electrón despojado se produce un ion positivo, por lo que podemos observar una cantidad igual en electrones despojados por iones positivos producidos,

$$n_{+} = n_{-}$$

donde n_{+} es la cantidad de iones positivos producidos y n_{-} el número de electrones libres. Esta igualdad es cierta si por cada ionización solo se desprende un electrón. En la molécula O_2 el potencial de ionización es de 12.06 eV [4]. Los posibles procesos principales en esta molécula son 1.16 y 1.17.



1.3. Láser

Los láseres desde su creación en 1955 por Charles H. Townes, han encontrado diversas aplicaciones en distintos ámbitos. Tienen la cualidad de poder emitir un intenso haz cuasi monocromático de radiación electromagnética con una radiancia 10^5 veces mayor que la del sol. Una aplicación de nuestro interés es que el haz emitido puede excitar niveles discretos de energía en átomos y moléculas con lo que es posible estudiar diversos procesos atómicos o moleculares. La teoría láser puede ser descrita en diversas ramas de la física como la mecánica cuántica, óptica y física del estado sólido, por lo que solo se expondrá lo necesario para comprender el experimento realizado.[5]

1.3.1. Propiedades de los átomos

La mayor parte de las propiedades en los átomos están determinadas por la estructura de la nube electrónica y el número de electrones que rodean al núcleo. El fenómeno físico más importante para generar luz láser reside en la cuantización del átomo, ya que la energía es discreta, está definida en cada nivel, y las transiciones entre los niveles conducen a la emisión o absorción de energía, esto es, que si un electrón está en el estado excitado E_2 y decae a un nivel de energía inferior E_1 , la frecuencia del fotón emitido ν , está dada por

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.18)$$

donde h es la constante de Planck, y de igual manera aplica en el caso de absorción de energía. Para entender los procesos ocurrientes en los átomos es necesario resolver la ecuación de movimiento de un electrón en el átomo, pero, las soluciones son ilustrativas para definir propiedades generales de átomos con más de un electrón donde la solución analítica no es posible obtenerla.

En el caso del hidrógeno el nivel energético del electrón está dado por el entero positivo n , que es el número cuántico principal, mediante la expresión

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Z^2 e^4 \mu}{2\hbar^2 n^2} \quad (1.19)$$

Donde Z es el número atómico, μ la masa reducida del sistema, ϵ_0 la permitividad del vacío y e la carga del electrón. Esta energía puede ser degenerada, esto es, que para un mismo nivel energético, la energía es diferente debido al momento angular total J que posee el electrón. J se refiere al acoplamiento entre el spin S y el momento angular orbital L :

$$J = L + S$$

donde L toma los valores enteros del 0 al 6 y S los valores de $-\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}$. En el caso del hidrógeno, los niveles de energía del electrón se indica en la Figura 1.2

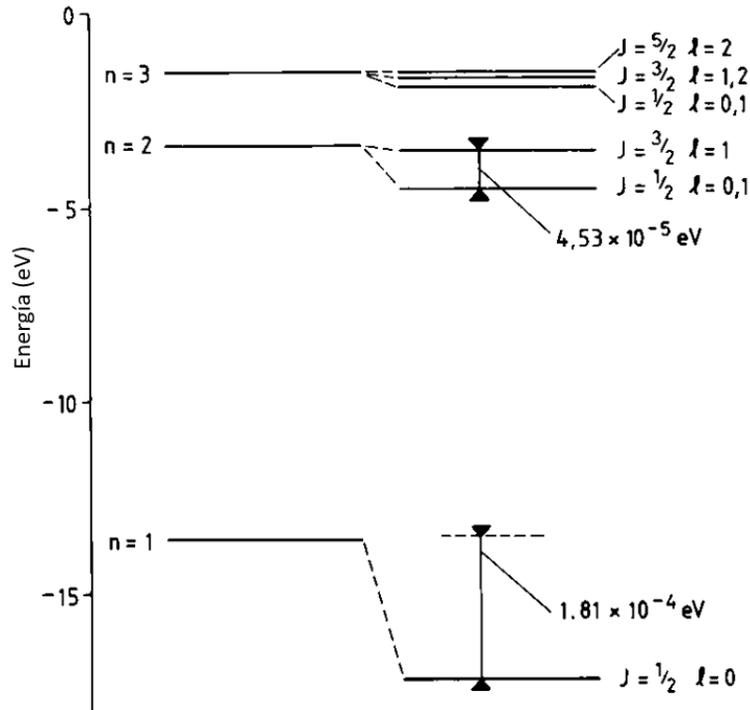


Figura 1.2: Primeros tres niveles energéticos del hidrógeno, donde se observa la degeneración de la energía debido al momento angular en el electrón; la energía en el estado fundamental es de -13.6 eV . [5]

1.3.2. Láser de tres y cuatro niveles

Los láseres se clasifican por los niveles energéticos entre los cuales se llevan a cabo los procesos para emitir luz quasi-monocromática. Principalmente, se utilizan láseres de tres y cuatro niveles energéticos, mostrando el primer caso en la Figura 1.3. Los granates (cristales minerales) más comunes son dopados con mineral de rubí y son excitados mediante una fuente de luz al nivel de energía E_3 , que tienen un tiempo de vida τ_{32} , y decaen a un nivel metaestable de energía E_2 donde no irradian, y en un tiempo τ_{21} decaen al estado fundamental de energía, conocida como la transición de emisión, cuando un fotón es emitido.

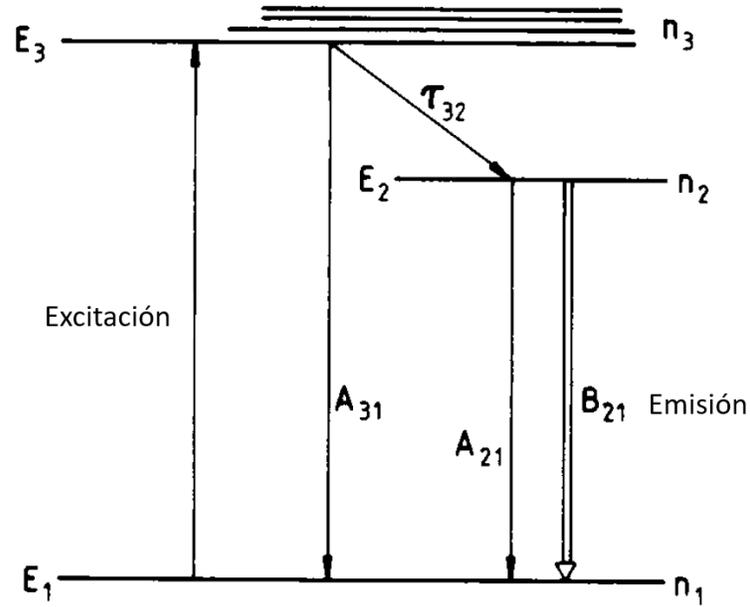


Figura 1.3: Diagrama de un sistema de tres niveles energéticos E_1 , E_2 y E_3 , donde A_{31} , A_{21} y B_{21} son transiciones posibles entre los estados de energía. [5]

Para obtener una amplificación positiva es necesario que la población de los estados energéticos sea mayor en la transición de E_2 a E_1 que E_3 a E_2 , por lo que el tiempo τ_{32} tiene que ser mucho menor que τ_{21}

$$\tau_{32} \ll \tau_{21} \quad (1.20)$$

Un láser de cuatro niveles tiene el mismo funcionamiento que el anterior, pero con un nivel energético extra, lo cual le hace más eficiente, y es en la etapa de decaimiento del nivel E_3 al E_2 es cuando se produce la emisión de un fotón, lo que se exige que haya una mayor población en este estado; lo anterior indica que los tiempos τ_{43} y τ_{21} , correspondientes a sus etapas de decaimiento, combinados, deben ser mucho menores que el de la etapa τ_{32} , esto es

$$\tau_{43} + \tau_{21} \ll \tau_{32} \quad (1.21)$$

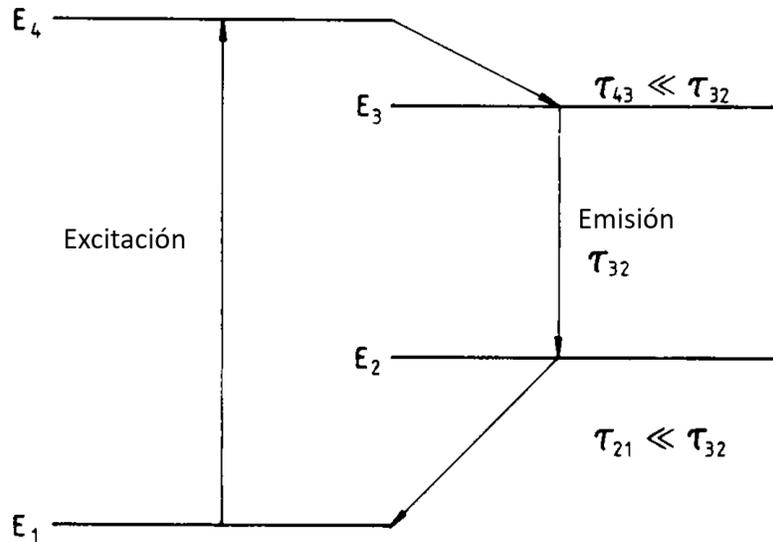


Figura 1.4: Un sistema ideal de un láser de cuatro niveles. [5]

En la Figura 1.4 se observa el nivel extra respecto a un sistema de tres niveles y las distintas transiciones.

1.3.3. Láser de Nd:YAG

El láser de Nd:YAG es hoy en día uno de los más usados en áreas como la investigación y la medicina. Los fotones emitidos se encuentran en infrarrojo (1,064 nm) y, es uno de los láser más potentes en su tamaño debido a que tiene un sistema de cuatro niveles.

El material amplificador es un cristal isotrópico e incoloro de $Y_2Al_5O_{12}$, o conocido como granate de itrio-Aluminio (YAG), el cual está dopado con Neodimio (Nd), que reemplaza el 1% del itrio. Las propiedades lumínicas ocurren debido a los iones Nd^{3+} , para el que dos de los electrones removidos pertenecen a la capa 6s más cercana; el tercero es removido de la capa 5d o de la 4f. El ion Nd^{3+} tiene como configuración fundamental el estado $4f^3$ donde los niveles más bajos tienen $S=3/2$ y $L=6$, por lo que sus niveles energéticos son $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{15/2}$. Arriba de estos existen cuatro niveles pertenecientes a 4F con $J=3/2, 5/2, 7/2$ y $9/2$.

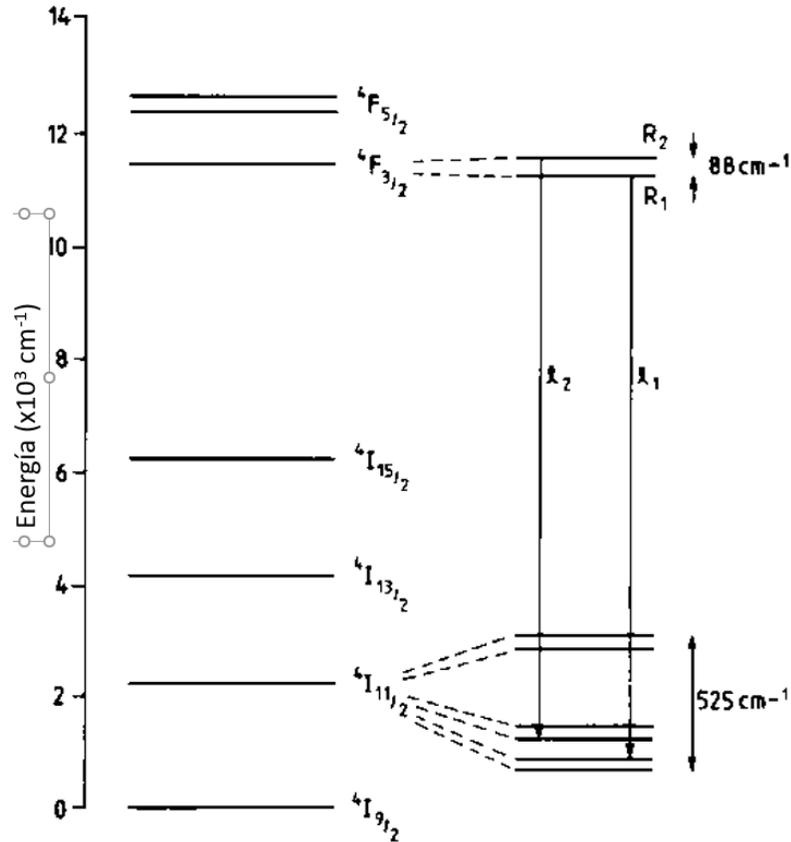


Figura 1.5: Niveles energéticos principales para el cristal de Nd:YAG donde se muestra la transición que genera la emisión de una onda de 1,064 nm.[5]

La transición de emisión más importante del láser Nd:YAG sucede entre los niveles de energía ${}^4F_{3/2}$ y ${}^4I_{11/2}$, tal como se observa en la Figura 1.5. El decaimiento de estos niveles energéticos lleva a la emisión de fotones con una longitud de onda de 1,064 nm. Pueden existir otras transiciones para que ocurra emisión a otra longitud de onda, pero sólo si se suprime la emisión de 1,064 nm.

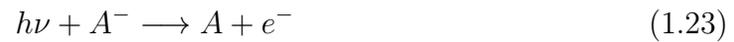
1.4. Fotoionización y Fotodesprendimiento

La ionización de las moléculas no sólo se produce con las interacciones entre electrones. Si un fotón tiene la energía necesaria para poder despojar un electrón de su

órbita, este proceso, llamado fotoionización se puede llevar a cabo de acuerdo con



En el caso de iones negativos se puede dar un proceso llamado fotodesprendimiento, que consiste en la interacción de un fotón con un ion negativo, seguido del posterior desprendimiento del electrón de exceso del ion:



En este caso, la energía necesaria para fotodesprendimiento es generalmente menor a la correspondiente para fotoionización, por tal motivo, las longitudes de onda en el infrarrojo es, normalmente, suficiente para llevar a cabo el proceso de fotodesprendimiento[6].

1.4.1. Sección transversal de O_2^- y O

Las secciones transversales de fotodesprendimiento que se muestran en la figura 1.6 pertenecen al O_2^- en su estado base. Del trabajo realizado por Cosby [3] obtenemos que la energía mínima para despojar un electrón del O_2^- es de 1.9 eV. En el experimento el láser es sintonizado a una energía mayor (2.4 eV) para poder despojar el electrón extra del O_2^- y poder generar las avalanchas de Townsend. El láser sintonizado a esta frecuencia, nos asegura que solo desprendemos el electrón que forma los iones negativos de O_2 , debido a que la energía mínima para despojar un electrón en el estado neutro es de 12.07 eV [4].

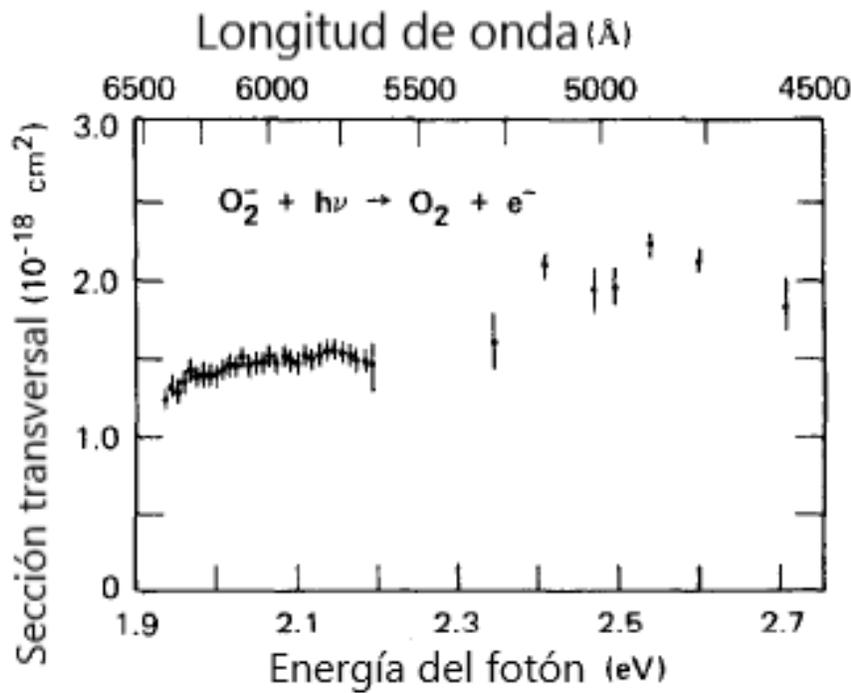


Figura 1.6: Sección transversal del fotodesprendimiento para O_2^- medidas como función de la energía de fotón en electronvolts. Las barras de error dan la incertidumbre individual de los valores.

En el caso de O^- , los datos obtenidos por Lewis [7] muestran que por encima de 1.46 eV, el fotón tiene suficiente energía para fotodesprender un electrón del ion negativo del oxígeno

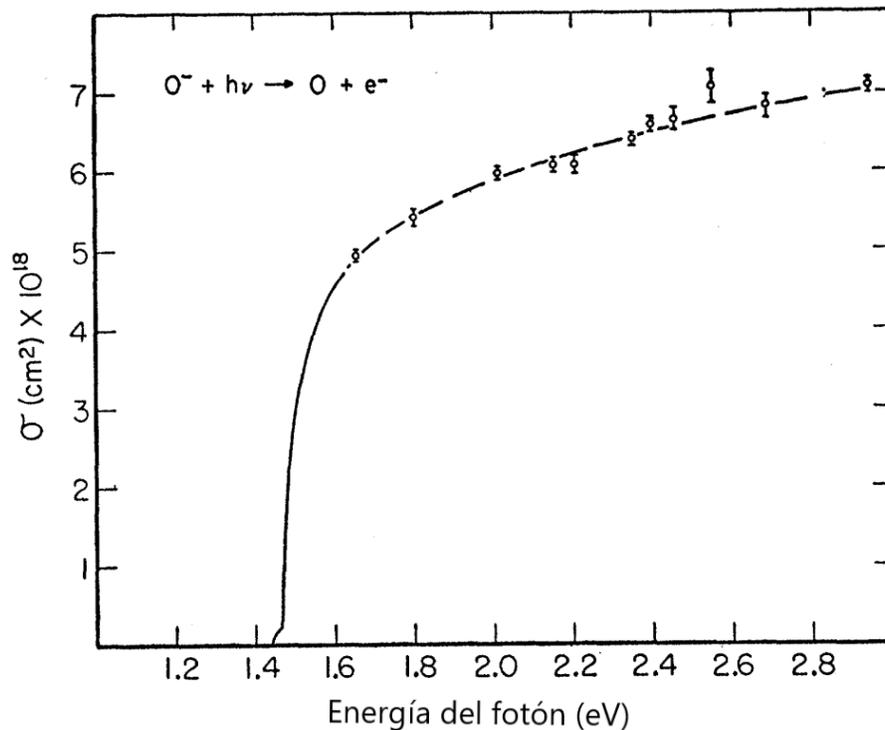


Figura 1.7: Sección transversal del fotodesprendimiento para O^- medidas como función de la energía de fotón en electronvolts. Los puntos muestran los resultados obtenidos por el Método I y la línea continua los resultados del Método II, ambos descritos en [7].

Capítulo 2

Método pulsado de Townsend

El estudio en las interacciones entre electrones e iones es necesario para conocer propiedades básicas de los fenómenos de colisión en los plasmas. En particular, la medición de los enjambres de electrones es de utilidad para derivar y validar secciones eficaces de colisión y así poder modelar el plasma a estudiar. El término enjambre en las colisiones atómicas se refiere a una colección de partículas cargadas moviéndose a través de un gas. La Técnica Pulsada de Townsend (TPT) es uno de los diversos experimentos para determinar coeficientes de transporte ionización y reacción de electrones e iones.[8, 9]

2.1. Técnica de Townsend

El objetivo fundamental del experimento es la generación de avalanchas electrónicas e iónicas en un gas sometido a la influencia de un campo eléctrico, que inician a partir de un grupo de electrones provenientes del cátodo, que se mueven bajo la acción de un campo eléctrico homogéneo y constante entre el ánodo y el cátodo. La corriente de desplazamiento se mide y el pulso, se analiza posteriormente. A estos enjambres iónico-electrónicos se les conoce también como "avalanchas".

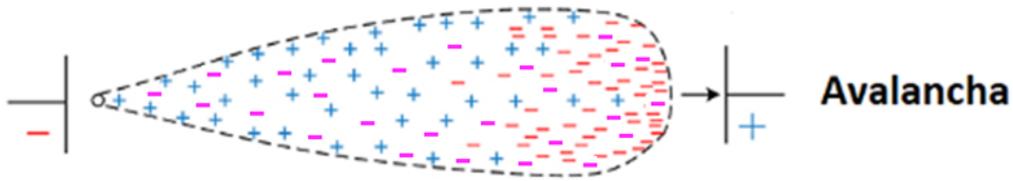


Figura 2.1: Perfil de una avalancha de Townsend en tránsito entre dos electrodos, de color azul con el símbolo positivo indica los iones positivos y con el símbolo negativo de color rojo los electrones en deriva, de púrpura los iones negativos.

Estas avalanchas toman lugar en el interior de una cámara que contiene al gas y a un par de electrodos circulares que forman un capacitor de placas paralelas, en medio de los cuales se genera un campo eléctrico uniforme que arrastra a los electrones en deriva, a este conjunto se le conoce como cámara de Townsend.

Los electrones iniciales necesarios para producir una avalancha son obtenidos con la ayuda de un pulso láser que incide sobre el cátodo; el pulso láser debe tener la energía suficiente para poder producir por efecto fotoeléctrico un conjunto inicial de electrones venciendo la función de trabajo asociada al material, por lo que se utilizan pulsos láser en el UV. La corriente producida entre los electrodos es muy pequeña y rápida, del orden de nA a μA , por lo que se necesita un amplificador de transimpedancia (FEMTO 40MHZ) que amplifica la corriente de entrada y la convierte en un voltaje de salida que puede ser observado y registrado en un osciloscopio. Un esquema típico del experimento de Townsend se muestra en el siguiente diagrama.

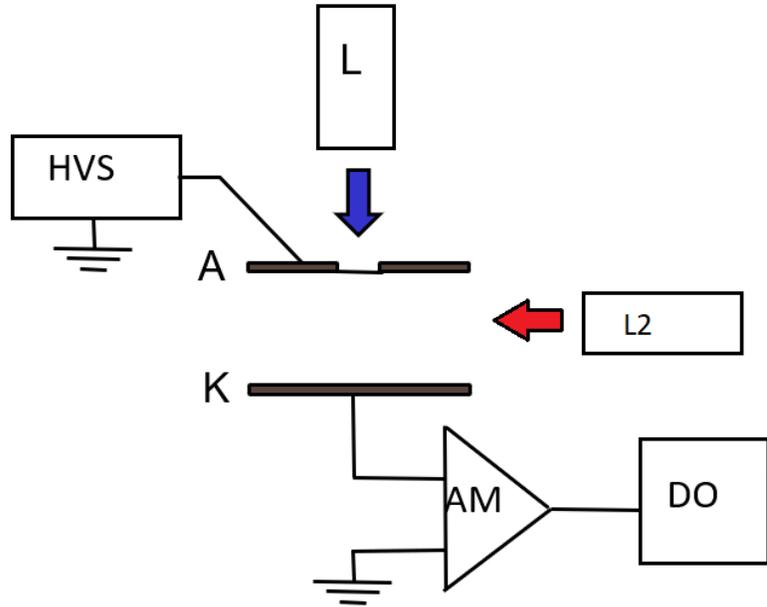


Figura 2.2: Diagrama de la técnica de Townsend donde HVS es la fuente de alto voltaje conectada al ánodo A y al cátodo K, AM es el amplificador de transimpedancia, DO el osciloscopio digital , L el láser 1 y L2 el láser 2

2.1.1. Parámetro E/N

También conocido como parámetro de Townsend, es la razón E/N donde E es el campo eléctrico y N la densidad numérica de partículas neutras. Es una unidad del campo eléctrico reducido el cual se utiliza como parámetro de escala debido a que la energía media de los electrones es función de E/N. N depende de la presión y la temperatura a partir de la ecuación de los gases ideales ($N = \frac{P}{RT}$, donde P es la presión, T la temperatura y R la constante universal de los gases ideales).

Este parámetro es fundamental en el trabajo, por su relación directa a la formación de iones negativos. Actualmente se utiliza la razón E/N pero, en algunos artículos se utiliza el parámetro E/P donde ambas razones están ligadas por la ecuación de gas ideal, en el trabajo presentado utilizamos la relación descrita en la ecuación 2.1 donde el parámetro se mide en Td (Townsend).

$$1Td = 10^{-21}Vm^2 \quad (2.1)$$

2.1.2. Corriente electrónica

La incidencia de un pulso de duración muy corta en comparación con los tiempos característicos de vuelo y reacción de los electrones con los neutros genera n_0 electrones iniciales con carga q_0 que se mueven entre una colisión y la siguiente por la influencia del campo eléctrico, y dispersados por las colisiones con los neutros. Siendo un capacitor de placas metálicas y paralelas, al centro de éstas se crea un campo eléctrico $E = V_g/d$ donde V_g es el voltaje aplicado al ánodo y d es la distancia inter-electrónica, Después de un breve tiempo que lleva al enjambre al equilibrio con los neutros, el centro de masa de la avalancha llega al ánodo con un tiempo de tránsito T_- , a partir del cual se calcula la velocidad de arrastre, $v_- = d/T_-$. Con esto, la corriente I , en el circuito externo, en ausencia de ionización y captura electrónica es

$$I = \frac{n_0 q_0}{T_-} \quad (2.2)$$

siendo que la carga total de los n_0 electrones liberados y T el tiempo de tránsito de los electrones

$$I = \frac{n_0 q_0 v_-}{d} \quad (2.3)$$

Es de esperarse que al transitar entre las placas los electrones interactúen con el gas modificando el número de electrones en deriva por lo que n depende del tiempo t .

$$I(t) = \frac{n_-(t) q_0 v_-}{d} \quad (2.4)$$

donde $n_-(t)$ es el número de electrones al tiempo t . Conviene insistir en que la corriente a tiempos mayores a T_- es 0, debido a que se ha supuesto la emisión instantánea de electrones (pulso Delta de Dirac), y que no se considera la difusión de los electrones.

Para obtener la dependencia de n con el tiempo, observemos que el cambio en el número de electrones está determinado por el parámetro α_e que da cuenta del número de ionizaciones por unidad de longitud en la dirección del campo eléctrico.

Así, el incremento en el número de electrones y, por lo tanto de iones, en la distancia dx es

$$dn_+ = dn_- = n_-(x)\alpha_e dx \quad (2.5)$$

donde x es la coordenada normal a la superficie de las placas, pudiendo así escribir $t = \frac{x}{v_-}$, y con ello

$$dn_- = n_-(v_-t)\alpha_e v_- dt \quad (2.6)$$

despejando

$$\frac{dn_-}{n_-} = \alpha_e v_- dt \quad (2.7)$$

e integrando obtenemos la dependencia temporal de $n(t)$

$$n_-(t) = n_0 e^{\alpha_e v_- t} \quad (2.8)$$

reemplazando en la ecuación 2.4 obtenemos el perfil de la corriente respecto al tiempo t , recordando que para tiempos mayores a T_- la corriente total es cero.

$$I(t) = \frac{n_0 q_0 v_- e^{\alpha_e v_- t}}{d} \quad 0 \leq t \leq T_- \quad (2.9)$$

$$I(t) = 0 \quad t > T_- \quad (2.10)$$

es importante observar dos cosas; la primera es que el análisis de esta ecuación sería diferente si no se considerara como una delta los electrones despojados del cátodo, esto es, que todos fueron liberados al mismo tiempo, y segunda es que no se considera la difusión longitudinal de los electrones en el gas, Brambring dedujo la ecuación que considera este efecto. Los efectos de la anchura finita del pulso láser fueron estudiados en.

2.1.3. Ecuación de Brambring

La ecuación de Brambring describe la corriente debida a los electrones tomando en cuenta los procesos de ionización α , captura electrónica, η , la velocidad del electrón v_e , la difusión longitudinal, D_L , y los efectos del campo eléctrico en los límites del ánodo a diferencia de la ecuación 2.9. Dicha ecuación es

$$I(t) = \frac{n_0 \epsilon v_e}{2d} e^{\alpha v_e t} \left(\left[1 - \phi \left(\frac{(v_e + \alpha D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] + e^{\frac{v_e + \alpha D_L}{D_L} d} \left[\phi \left(\frac{(v_e + \alpha D_L)t + d}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right] \right) \quad (2.11)$$

Esta fórmula describe de manera más realista la evolución temporal de la corriente. La función ϕ representa la función error. La deducción de la ecuación de Brambring 2.11 se explica en el apéndice A.

Si el gas bajo estudio está a una presión muy baja, o el tiempo de tránsito de los electrones es muy largo, los efectos de la difusión serán más notorios. Por otra parte, para el caso en que $D_L = 0$, obtenemos la ecuación 2.9.

2.1.4. *Transitorios*

La ecuación de Brambring anterior nos permite calcular la corriente que se produce entre las placas del experimento (Fig. 2.2), se ha usado para derivar los coeficientes de ionización y en la figura 2.3 se muestra la comparación gráfica de las ecuaciones 2.9 y 2.11, observándose claramente los efectos que la difusión tiene en la parte terminal del pulso.

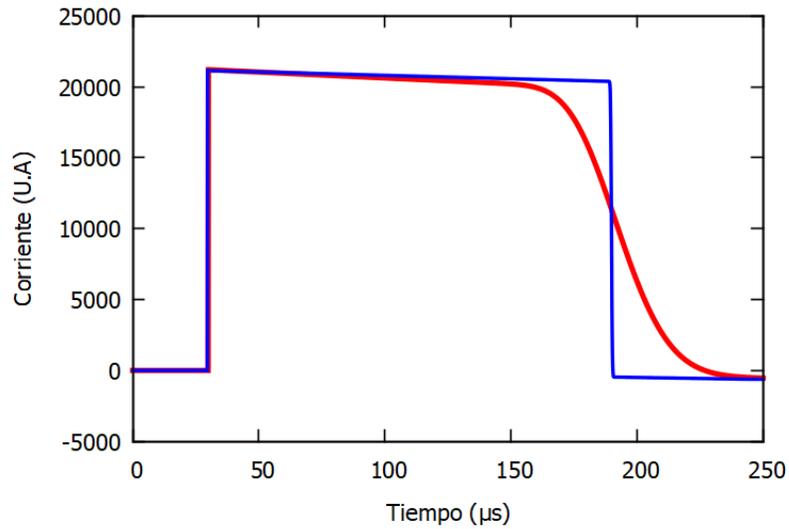


Figura 2.3: Comparación entre dos transitorios electrónicos, donde el transitorio en azul ejemplifica la función 2.9 que no toma en cuenta la difusión y el transitorio en rojo toma en cuenta la difusión de la ecuación de Brambring 2.11. Ambos transitorios fueron calculados con coeficientes α , v_e y D_L medidos a 110 Td

La ecuación más completa es la de Brambring (2.11), ya que incluye la difusión, a diferencia de Ec. 2.9, que la ignora. Observando la Fig. 2.4, vemos que la intensidad de esta corriente aumenta exponencialmente con el tiempo ya que $\alpha > 0$, fenómeno que se hace más notable a valores altos de E/N

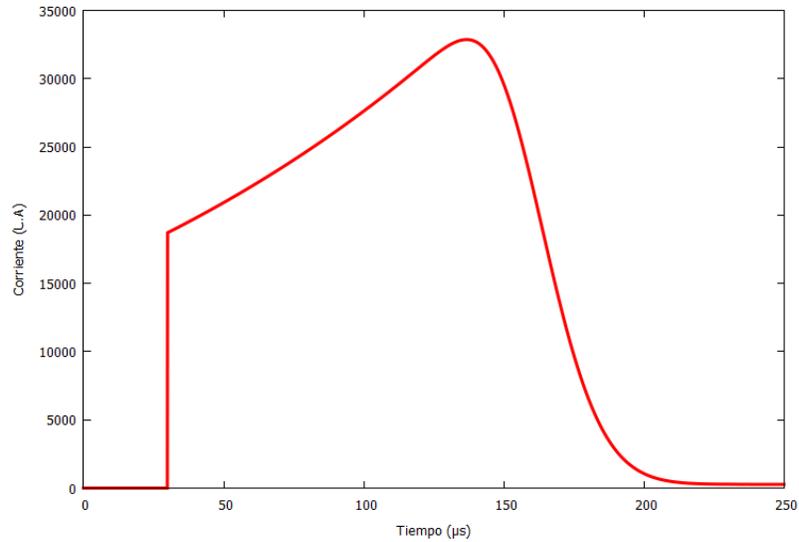


Figura 2.4: Ejemplo de un transitorio teórico a $E/N=140$ Td donde se observa un crecimiento exponencial en la corriente, debido a que el coeficiente de ionización es mayor que el de captura electrónica.

Es importante aclarar que en esta ecuación no se mide la corriente debida a los iones. Siguiendo un análisis similar podemos encontrar el perfil de los transitorios debidos a los iones positivos y negativos. También vale la pena recordar que los iones pueden interactuar con los neutros del gas, formando distintas especies iónicas cuya corriente se suma a la total. Dependiendo de la presión del gas, principalmente, la corriente iónica durante el tránsito electrónico es pequeña cuando las presiones son bajas (<5 Torr). Por otra parte, la movilidad de los iones, mucho más masivos que los electrones, hace que tengan una movilidad significativamente menor.

Capítulo 3

Experimento

En este capítulo se describirá el aparato utilizado en el experimento, sus distintas partes que lo componen, su funcionamiento y la preparación previa a la experimentación. Se explicará la manipulación y preparación de la muestra y del aparato, el método seguido para obtener los parámetros deseados, los problemas a enfrentar y el análisis posterior de los datos obtenidos.

3.1. Dispositivo

En el Instituto de Ciencias Físicas de la UNAM (ICF), en el laboratorio de plasmas de baja temperatura se encuentra ubicado el dispositivo utilizado. El dispositivo en cuestión se conoce como Cámara de Townsend y un diagrama con los componentes esenciales se muestra en la figura 3.1. Para el experimento de fotodesprendimiento electrónico se utilizan dos láseres Nd:YAG, uno de los cuales se usa para generar los fotoelectrones, generalmente operando a 355 nm o 266 nm, y el otro en el infrarrojo-visible para poder fotodesprender los iones negativos.

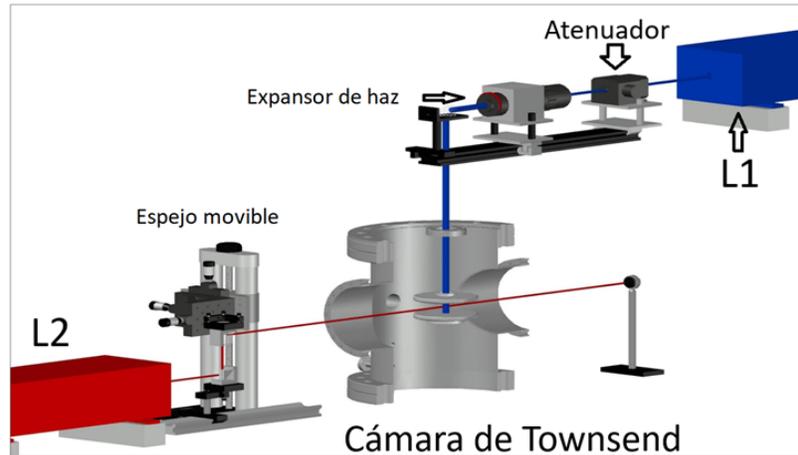


Figura 3.1: Se presenta el diagrama del experimento empleado, se muestran los distintos componentes del dispositivo, donde L1 es el láser que produce los fotoelectrones en el cátodo y L2 es el láser que realiza el proceso de fotodesprendimiento electrónico de los iones negativos formados.

El láser de color azul (L1) se le conocerá como "láser precursor", y el láser de color rojo (L2) como "láser de fotodesprendimiento"; el atenuador controla la energía del láser precursor, y el expansor de haz incrementa el diámetro del pulso láser.

3.1.1. Láseres precursor y de fotodesprendimiento

Con el láser precursor se producen los fotoelectrones que, al moverse por la influencia del campo eléctrico, producirán el enjambre, cuya corriente puede analizarse mediante la Ec. 2.11. Ahora bien, para fotodesprender los electrones de los iones negativo formado, se utiliza el láser de fotodesprendimiento.

Láser precursor

El láser precursor se usa para producir los fotoelectrones iniciales por efecto fotoeléctrico sobre el cátodo. El disparo de este láser da inicio al experimento. La unidad utilizada es el láser EKSPLA NL301HT, con un cristal de Nd-YAG como medio amplificador, emitiendo en la línea fundamental de 1,064 nm (1.16 eV), con una energía de 470 mJ medida el 12 de enero de 2016.

La frecuencia de la onda fundamental puede ser doblada, triplicada y cuadruplicada al atravesar por una serie de cristales no lineales, birrefringentes, generando su correspondiente armónico. Para producir los fotoelectrones en la placa del cátodo se empleó este láser, utilizando su tercer armónico, esto es, a una longitud de onda de 355 nm (3.49 eV) y una energía máxima de 100 mJ. La duración de cada pulso varía entre 3 y 6 ns y su diámetro es aproximadamente de 6 mm.

Láser de fotodesprendimiento

El láser EKSPLA NT342B es utilizado para irradiar la avalancha iónico-electrónico transversalmente al campo eléctrico formado entre las placas, con la finalidad de interactuar con los iones negativos presentes en el gas. La unidad utilizada como medio amplificador es la misma que se emplea en el láser precursor, un cristal de Nd-YAG, con la diferencia de que este segundo equipo cuenta además con un sistema oscilador óptico paramétrico (OPO, por sus siglas en inglés, Optical Parametric Oscillator) que utiliza la línea de 355 nm para producir radiación láser sintonizable, haciendo uso del principio de conversión de frecuencias llamado amplificación óptica paramétrica, que permite obtener radiación sintonizable, continua, en el intervalo 410-1200 nm. Si se inserta un doblador de frecuencia a la salida del OPO, se puede ampliar el espectro en el UV a partir de 250 nm. El láser también tiene una segunda línea de emisión (idler) que hace llegar su espectro total hasta 2,500 nm. Para este experimento no se utilizó el sistema OPO porque la energía del haz era insuficiente. Se usaron, a cambio, la fundamental (1,064 nm) y el primer armónico (532 nm) del láser bomba.



Figura 3.2: El láser bomba NL300 EKSPLA, con los módulos que contienen los generadores de armónicos.

3.1.2. *Instrumentos*

A continuación describiremos los instrumentos básicos utilizados para controlar y medir el experimento.

Amplificador de transimpedancia

Para poder registrar las pequeñas corrientes de desplazamiento producidas por las avalanchas de Townsend, necesitamos primeramente, amplificarlas para que el osciloscopio digital pueda registrarlas. Utilizamos el amplificador de transimpedancia FEMTO, HCA-40M-100K-C (figura 3.3), que transforma la corriente de entrada en un voltaje a la salida, con una transimpedancia de 10^5V/A , con un voltaje máximo a la salida de 1.5 V, lo cual implica que la corriente máxima a la entrada es $15 \mu\text{a}$, aún cuando no es aconsejable llegar a esos límites porque el amplificador se satura, afectando los tiempos de ascenso y descenso del mismo. El ancho de banda es 40 MHz.

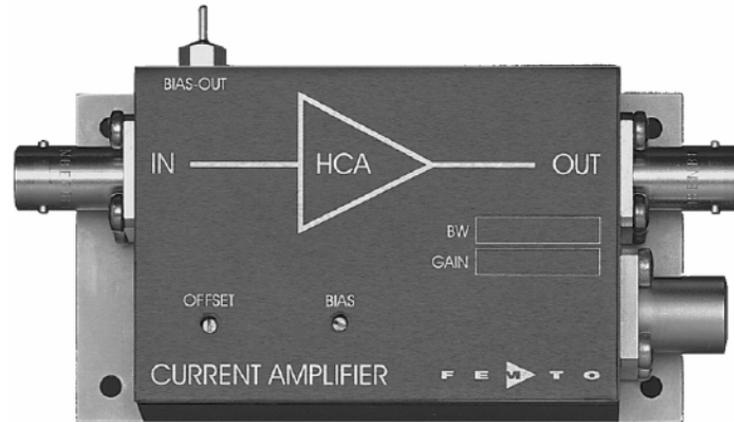


Figura 3.3: Amplificador de transimpedancia FEMTO HCA-40M-100K-C

Generador de pulsos

Al utilizar la técnica pulsada de Townsend y combinada con la de fotodesprendimiento, es necesario que los pulsos de los láseres tengan cierto retardo, dependiendo de la región de la avalancha que se quiere explorar. En general, dicha diferencia se encuentra en el intervalo de los microsegundos. Para ello, se utiliza el generador de retardos por lo que hacemos uso de la unidad generadora de pulsos modelo BNC-575 (figura 3.4), para controlar el retardo en el disparo de los láseres en el intervalo de $0.2\mu s$ a $26\mu s$, en este estudio particular.



Figura 3.4: Unidad generadora de pulsos BNC-575 con 4 canales diferentes

Osciloscopio digital

Una vez amplificada la señal producida por las avalanchas de Townsend, el osciloscopio registra el voltaje a la salida del amplificador, registrando los transitorios electrónicos generados (figura 3.5), los que almacena directamente en una computadora. El ruido electromagnético ambiental, sumado al generado por las fuentes de alimentación de los láseres se redujo tanto como fue posible, aunque no totalmente. En la Fig. 3.5 se muestra el ejemplo de un pulso electrónico.

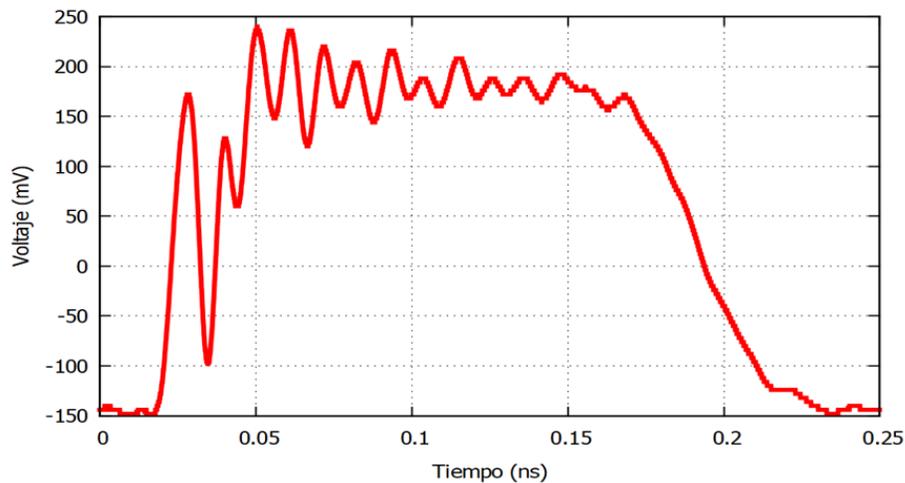


Figura 3.5: Ejemplo de un transitorio electrónico en O_2 obtenido directamente del osciloscopio digital a $E/N = 115$ Td, $d=20$ mm y $p= 5$ Torr.

Atenuador y expensor de haz

El pulso del láser precursor puede ser demasiado energético para generar entre 10^6 y 10^7 electrones en el cátodo, razón por la que es necesario usar un atenuador, que es un instrumento con una placa polarizadora de $\lambda/4$ y un sistema óptico que refleja la componente de polarización S del haz, mientras que permite la transmisión de la componente P y, dependiendo del ángulo formado entre el haz y la superficie del polarizador, cambia la energía del haz láser a la salida. En el experimento utilizamos entre el 10 % y el 40 % de la potencia del láser primario (láser precursor).

Posteriormente el pulso láser atraviesa un expensor de haz que aumenta el diámetro

inicial del haz (6mm) dos veces (12mm) con ayuda de un par de lentes convergente y divergente, con la finalidad de reducir el campo debido a la carga espacial por la presencia de los fotoelectrones.

Cámara de vacío

En la cámara de vacío se inyecta la muestra de gas a estudiar (en este trabajo fue O_2), y se ubican internamente el par de electrodos que producen el campo eléctrico donde se lleva a cabo el experimento. Para evacuar la cámara, ésta se conecta a un par de bombas de vacío (mecánica y turbo-molecular) para limpiarla y tener certeza de la pureza del gas. Esta cámara tiene puertos de acceso adicionales, entre ellos los que permiten el ingreso de los haces de los láseres 1 y 2.

Los electrodos se mantuvieron a una separación fija de 30 mm durante todo el experimento. El ánodo se conecta a una fuente de alto voltaje para producir el campo eléctrico deseado; el ánodo tiene una perforación al centro para permitir el paso del pulso láser 1. Para evitar problemas de inhomogeneidad del campo eléctrico, la perforación se recubre con una malla metálica (cobre o tungsteno) de alta densidad de hilos por cm.

A la cámara de vacío se acopló un manómetro de presión absoluta capacitivo (Agilent) para medir la presión del gas en la cámara en el intervalo 0.5 - 100 Torr. Las presiones de bajo y alto vacío se monitorearon con un medidor tipo Pirani que puede medir hasta 10^{-3} Torr, y un medidor de alto vacío, tipo ion-gauge, capaz de medir hasta 10^{-9} Torr. Estos dispositivos son monitoreados desde una computadora.

3.2. Preparación de la muestra y realización del experimento

Antes de hacer las mediciones en la cámara de Townsend (de vacío), es indispensable asegurarse de que la muestra de O_2 no está contaminada con algún otro gas como

puede serlo el gas residual atmosférico, por lo que se realiza un procedimiento de limpieza en la cámara.

3.2.1. *Vacío en la cámara e inyección del gas*

Para asegurar la pureza de la muestra se evacúa la cámara de Townsend a una presión base de aproximadamente 10^{-6} Torr. Con ayuda de la bomba rotatoria se obtienen presiones del orden de 10^{-2} Torr. En este punto, se purga la línea de O_2 entre la cámara y el cilindro que contiene el gas, y posteriormente se enciende la bomba turbo-molecular, que lleva la presión a cerca de 10^{-6} Torr. Es importante hacer el procedimiento en este orden para evitar dañar la bomba turbo-molecular. Con este procedimiento se obtienen presiones lo suficientemente bajas para poder inyectar sin riesgo a modificar la composición del O_2 a presiones en el intervalo de 3 a 7 Torr, que fueron las que analizamos, estas presiones nos aseguran que por cada 10^8 moléculas/ cm^3 una no pertenece al gas suministrado.

3.2.2. *Técnica pulsada de Townsend*

Utilizando este método determinaremos los parámetros de descarga en el O_2 , los cuales son, la velocidad de deriva, v_e , coeficiente efectivo de ionización, $(\alpha - \eta)$, y el coeficiente de difusión longitudinal en dirección del campo eléctrico, D_L .

Se inyecta el O_2 gaseoso a una presión de 7 Torr en la cámara de vacío; a continuación se ajusta la potencia del láser primario y la escala a medir en el osciloscopio. Con la ayuda de un programa elaborado en el laboratorio, se controla la fuente de alto voltaje que produce el campo eléctrico entre los electrodos de la cámara. Se miden la temperatura y la presión. El usuario ingresa el valor de E/N al cual quiere medir para que la computadora calcule el voltaje a aplicar en el ánodo. Se hace uso de un solo láser durante todo el experimento, el láser precursor que se dispara a distintos E/N por lo que realizamos un barrido de 18 a 140 Td, este rango se eligió debido a los límites presentados por los instrumentos utilizados y las condiciones del experimento.

Para obtener una mayor definición en los datos, la escala en el osciloscopio se modifica durante el experimento y para cada cambio en la escala se toma un "transitorio de referencia", el cual se mide a 0 Td, su utilidad se mencionara más adelante en el análisis. Los transitorios obtenidos se promedian con ayuda del osciloscopio digital, esto con la finalidad de eliminar señal externa al experimento. Los datos son almacenados en una bitácora digital para su posterior análisis.

3.2.3. *Fotodesprendimiento*

Como ya se ha dicho, la etapa de fotodesprendimiento permite sondear la presencia de iones negativos en el O_2 . El láser de fotodesprendimiento se dispara cierto tiempo después del láser precursor, con la intención de despojar el electrón extra en los iones negativos que se han formado hasta ese instante. Desde luego, cada electrón despojado producira nuevas, tal como se muestran en la imagen 3.6.

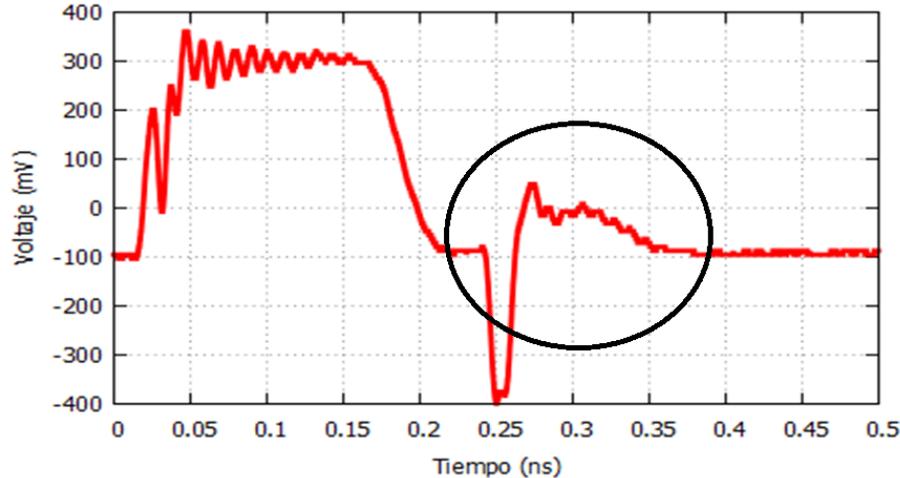


Figura 3.6: Se muestran ambos transitorios producidos en el experimento, el transitorio encerrado en el círculo es el creado a partir del proceso de fotodesprendimiento en los iones negativos. El láser de fotodesprendimiento fue disparado 20 ns después del láser precursor.

El láser es sintonizado a una longitud de onda de 532 nm (2.4 eV). De acuerdo con las mediciones de Cosby, Bennet y Moseley [3], para un fotón de 532 nm es posible

fotodespojarlo con una sección eficaz de fotodespojo de O_2^- cercana a $2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ al ión O_2^- se necesita una energía del fotón de aproximadamente 1.9 eV. En la sección 1.4.1 se muestran las figuras 1.6 y 1.7 con las secciones transversales de fotodesprendimiento en O_2^- y O_- respectivamente.

El experimento en esta etapa se realizó a una presión fija y a 112 Td; la variable más importante fue el tiempo de retraso entre el disparo del láser primario (precursor) y el láser secundario (de fotodesprendimiento) que se varió en el intervalo entre 0.20 y 26.00 μs .

3.3. Análisis

Los datos obtenidos directamente del osciloscopio muestran una señal con ruido externo, que afecta su análisis, razón por la que se desarrolló un método que separa el ruido electromagnético externo sumado a la señal original con la finalidad de obtener la señal real debida a la corriente de desplazamiento en el espacio interelectródico.

La velocidad de deriva del electrón, v_e , el coeficiente de ionización efectiva, $\alpha_e = \alpha - \eta$, y el coeficiente de difusión longitudinal, D_L , pueden obtenerse al analizar los pulsos obtenidos en el experimento, haciendo uso solamente del método pulsado de Townsend. Con la ayuda de un programa informático desarrollado en el laboratorio de Plasmas de Baja Temperatura que ajusta la ecuación de Brambring 2.11 al pulso experimental obtenido. A partir de este ajuste se obtienen los parámetros de transporte antes mencionados. En el caso del experimento de fotodesprendimiento, el objetivo principal es detectar las avalanchas secundarias producidas por los electrones despojados de los iones negativos formados a distintos intervalos de tiempo.

3.3.1. Ruido en la señal

En la figura 3.5 se muestra el pulso tal cual es obtenido del osciloscopio, hay una serie de picos que se suman a la señal debida a la corriente de desplazamiento, si se

le compara con el pulso en el régimen electrónico calculado con la ecuación de Brambring (Ec. 2.11, figura 2.4), hay una clara interferencia. Las fuentes externas de ruido registradas se minimizan con distintos métodos; por ejemplo, debido a la escala de tiempo en la que se realiza el experimento, se observa una señal inherente, un ruido de fondo que al registrarse totalmente aleatorio lo podemos eliminar al promediar una serie de pulsos medidos en las mismas condiciones. Otras señales parásitas las podemos disminuir al proteger con laminas de material conductor, tales como el aluminio, que impida la transmisión de estas ondas al equipo electrónico que empleamos, en especial al amplificador y sus conexiones desde la cámara hasta el osciloscopio. El reflejo del pulso láser dentro de la cámara ocasiona un pico al inicio del transitorio electrónico, por lo que previamente al inicio del experimento se ajustan los láseres en la posición que menos interfieran con el experimento. Existe una señal muy notoria en el pulso que se percibe como una oscilación amortiguada, aún cuando se desconoce el origen preciso por el que se produce este efecto, se debe a la recarga del banco de condensadores del láser, principalmente.

Un método para eliminar las señales que interfieren en el experimento es hacer uso del principio de superposición. Para tal efecto, se mide un pulso a $E/N=0$ Td, disparando el láser primario con un campo eléctrico de cero V/m, evitando en absoluto que se produzcan avalanchas de Townsend, obteniendo así un pulso denominado “pulso de referencia” que se muestra en la figura 3.7, el cual incluye información de todas las fuentes de ruido y no de la señal que se quiere analizar.

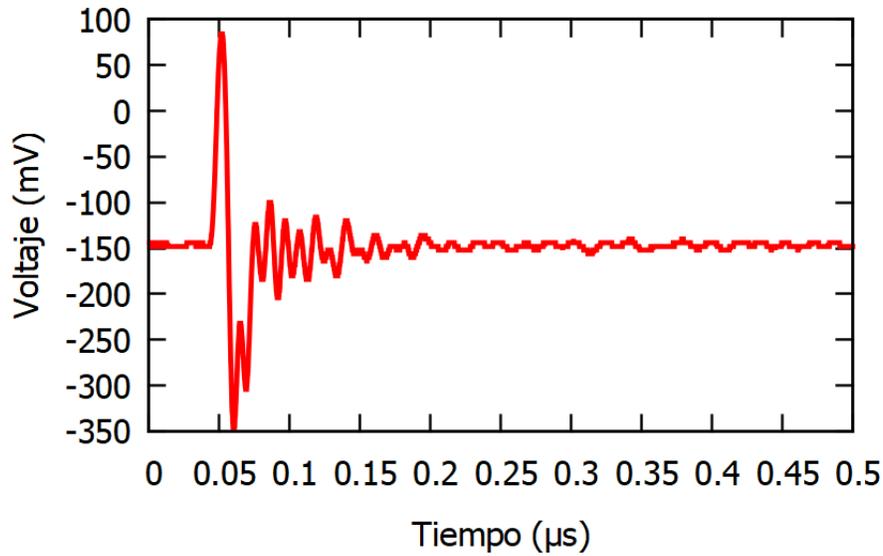


Figura 3.7: pulso de referencia que contiene la mayor parte del ruido que se suma a la señal real. Condiciones: $E/N=0$ Td, láser L1:355nm, 3-6ns, L2: Apagado.

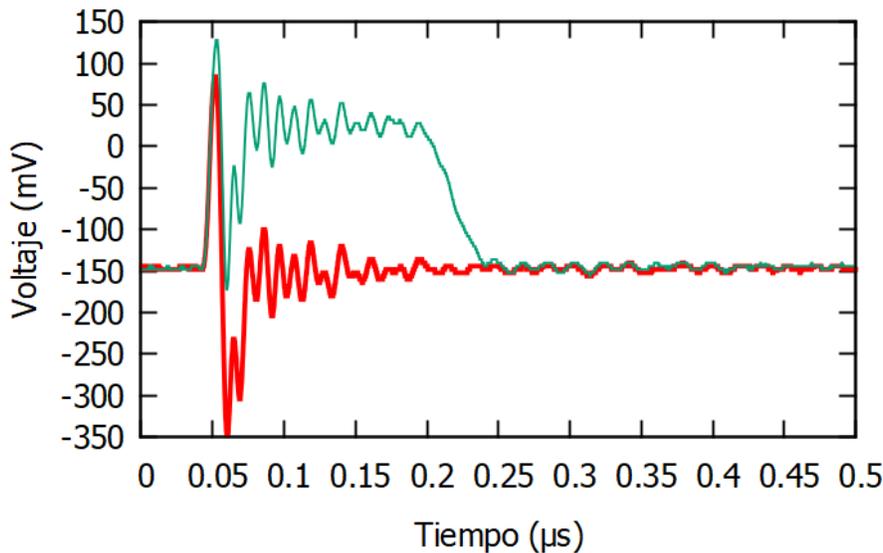


Figura 3.8: En rojo se muestra el pulso de referencia, donde se registra la mayor parte del ruido que afecta la señal medida. $E/N=0$ Td. En color verde se muestra un pulso electrónico medido a $E/N=110$ Td.

El método consiste en restar el pulso de ruido del pulso medido, subrayando que es importante tener en cuenta que ambos deben registrarse con el mismo factor de la escala vertical (amplitud) en ambos canales del osciloscopio, facilitando así el trata-

miento de eliminación a seguir. Para llevar a cabo el procedimiento de eliminación de ruido se escribió un programa en Python, que se reporta íntegramente en el apéndice B.

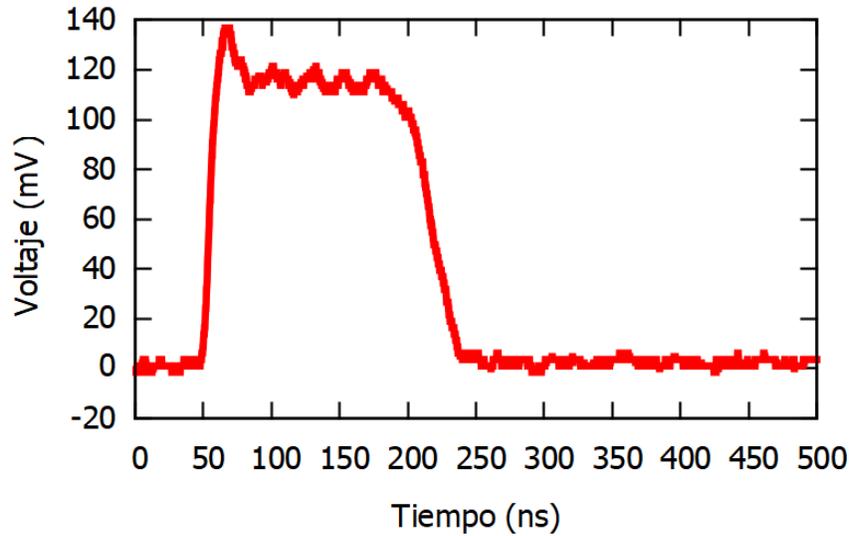


Figura 3.9: Transitorio medido a 110 Td una vez restado su transitorio de referencia.

En la figura 3.9 se muestra el transitorio electrónico resultante de haber eliminado el pulso del ruido. Se observa una clara mejoría para el análisis a realizar con la ecuación de Brambring. Este mismo método se emplea con los pulsos derivados de fotodesprender los electrones de los iones negativos, obteniendo también un pulso menos afectado por el ruido.

3.3.2. *Parámetros de transporte:* v_e , $\frac{\alpha-\eta}{N}$, ND_L

Una vez hecha la resta para eliminar el mayor ruido posible en la señal, procedemos a obtener los parámetros de transporte e ionización.

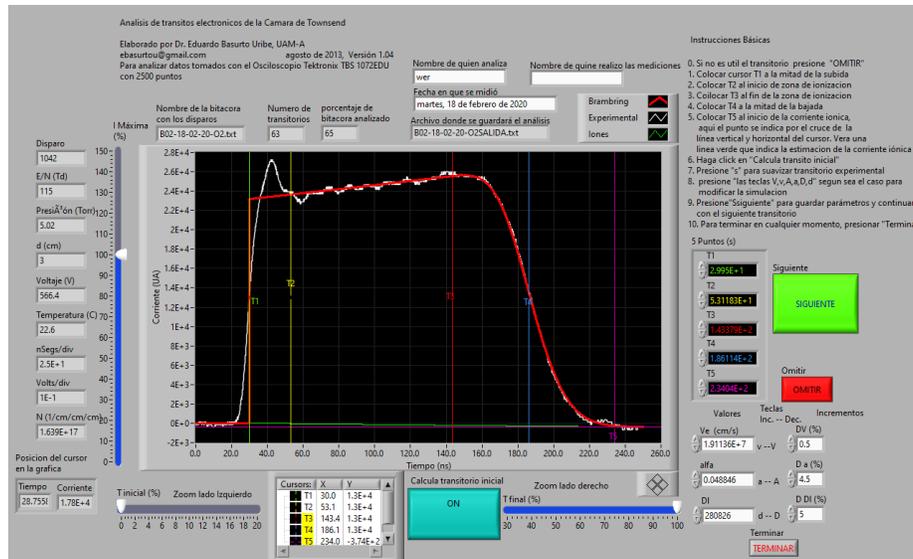


Figura 3.10: Programa de 5 puntos, se muestra el transitorio electrónico teórico y el experimental.

El ajuste a la curva experimental se hace manualmente, eligiendo 5 puntos clave, tal como se muestra en la Fig. 3.10. Una vez elegidos los 5 puntos, el programa estima la velocidad y el coeficiente efectivo de ionización (ver apéndice A), así que el usuario ya cuenta con valores iniciales de estos dos parámetros y sólo los ajusta ligeramente y varía el coeficiente de difusión longitudinal hasta conseguir el mejor ajuste.

Este proceso se realiza a todos los transitorios para obtener los parámetros como función de E/N y es bueno destacar que la curva teórica se acopla muy bien al transitorio electrónico como se observa en la imagen 3.11.

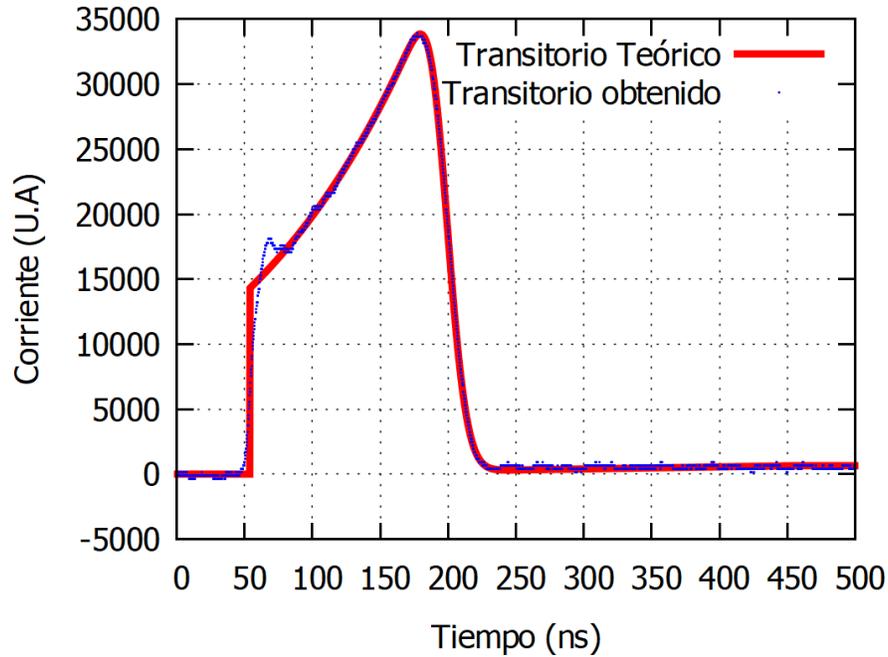


Figura 3.11: Comparación del pulso teórico con el medido, observándose un buen ajuste de curva a $E/N=130$ Td.

Al principio del transitorio se observa claramente que ambas curvas no se empalman, ya que el pulso láser real tiene una estructura gaussiana, con una anchura media de 3-6 ns (dependiendo de la longitud de onda), en tanto que la ecuación de Brambring supone que el pulso de fotoelectrones es una delta de Dirac.

3.3.3. *Presencia de iones negativos.*

El objetivo principal de esta tesis es la detección de iones negativos formados por captura electrónica y, en particular, usando el método pulsado de Townsend.

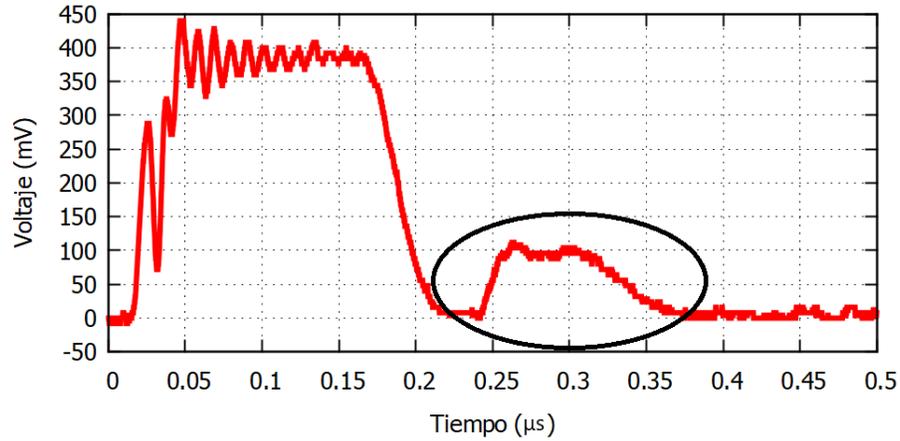


Figura 3.12: En el círculo se muestra el transitorio que se produce con las nuevas avalanchas, a partir de los electrones fotodesprendidos de los iones negativos, después de la resta de transitorios.

El método para eliminar el ruido solo se aplica en el transitorio marcado en la Figura 3.12, debido a que es el que deseamos analizar y no en el primer transitorio electrónico. Se integran todos los transitorios medidos a diferentes intervalos de retardo de disparo para buscar diferencia en la corriente total debido a la presencia de iones negativos en la muestra.

Capítulo 4

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los valores obtenidos para O_2 fueron medidos a una temperatura aproximada de 22.6 °C, los resultados para la ionización efectiva ($\frac{\alpha-\eta}{N} = \alpha_e$) y la velocidad de deriva del electrón se realizaron en un barrido entre $18 \leq E/N \leq 160$ Td siguiendo el método de trabajo expuesto en la sección 3.3.2. Los datos se compararon con los cálculos teóricos realizados en Bolsig+ [10] con las bases de datos de secciones eficaces de Biagi y con datos experimentales de distintos autores. En el caso del experimento de los transitorios electrónicos producidos por fotodesprendimiento, se realizaron únicamente a $E/N= 115$ Td, valor al cual la ionización efectiva se aproxima a cero, y utilizando el método de la sección 3.3.3. Se integró el área del pulso electrónico producido por fotodesprendimiento y se comparó con el pulso iónico correspondiente a $E/N=115$ Td.

4.1. Calibración con N_2

Con la necesidad de ser diligentes en el trabajo realizado y comprobar que la técnica empleada es correcta, primero realizamos una comparación entre datos antes obtenidos por distintos laboratorios y personas. El gas empleado para la calibración del experimento es N_2 , que tiene la propiedad de no formar iones negativos, porque no captura electrones, debido a su estructura molecular de capa cerrada.

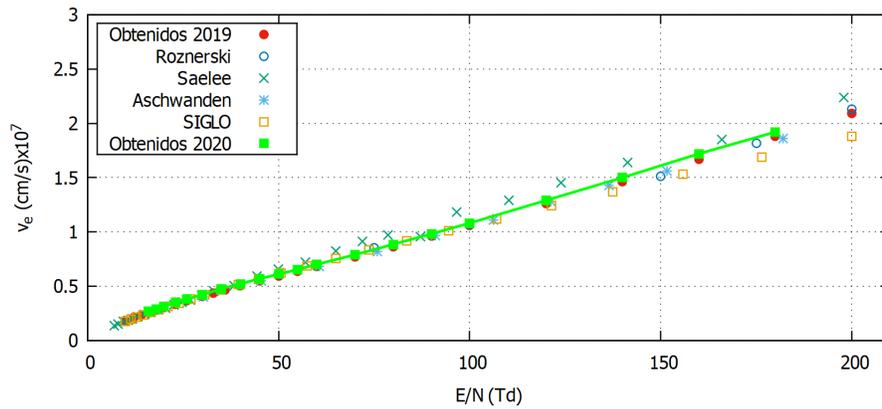


Figura 4.1: Se muestra la comparación de la velocidad de deriva electrónica entre Roznerski (anillo), Saelee (cruz), Aschwanden (asterisco), SIGLO (cuadrado vacío), los datos obtenidos en el mismo laboratorio un año antes (círculo) y los datos obtenidos en el experimento realizado (cuadrado relleno), en N_2 . Se muestra claramente que la tendencia es similar en todos los casos.

También los datos obtenidos se compararon con un experimento realizado un año antes en el mismo dispositivo, la discrepancia en la velocidad de deriva del electrón (v_e) entre ambos experimentos es casi nula como se muestra en la figura 4.1. Al comparar v_e con los demás datos la tendencia es similar en casi todos.

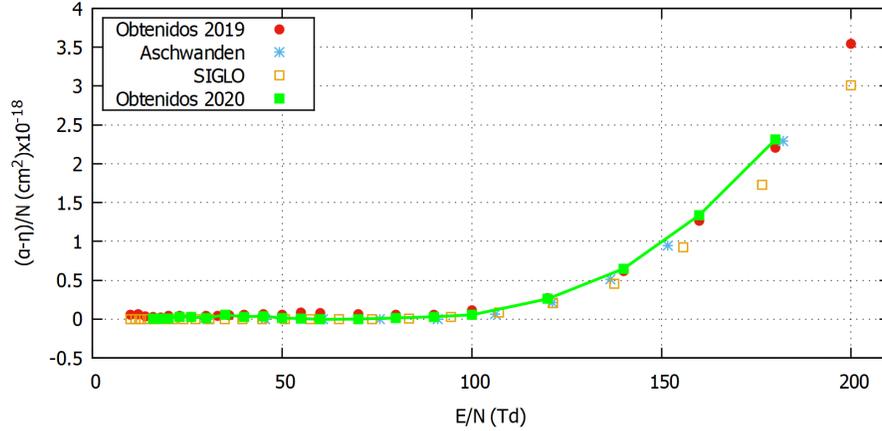


Figura 4.2: Se muestra la comparación del coeficiente de ionización efectiva entre Aschwanden (asterisco), SIGLO (cuadrado vacío), datos obtenidos en el mismo laboratorio un año antes (círculo) y los datos obtenidos en el experimento realizado (cuadrado relleno), en N_2 .

Los datos que se obtienen en la ionización efectiva α_e , tienen el mismo comportamiento que en el caso de v_e , los datos tienen la misma tendencia y se aprecia la propiedad antes mencionada del N_2 el cual no captura electrones. Con estos primeros datos, se aprecia que el comportamiento del dispositivo es el esperado y la precisión de la técnica es similar a la información obtenida por otros laboratorios, concluyendo que los datos proporcionados en este trabajo son precisos y fiables.

4.2. Datos obtenidos en O_2 y comparación de los parámetros α_e y v_e

Usando la técnica de Townsend, los datos obtenidos en la muestra de O_2 fueron medidos a una presión de 7 Torr. Se midió la ionización efectiva (α_e) y se comparó los resultados con experimentos previos de distintos laboratorios, también con los cálculos teóricos en Bolsig+ [10] usando las secciones eficaces de Biagi.

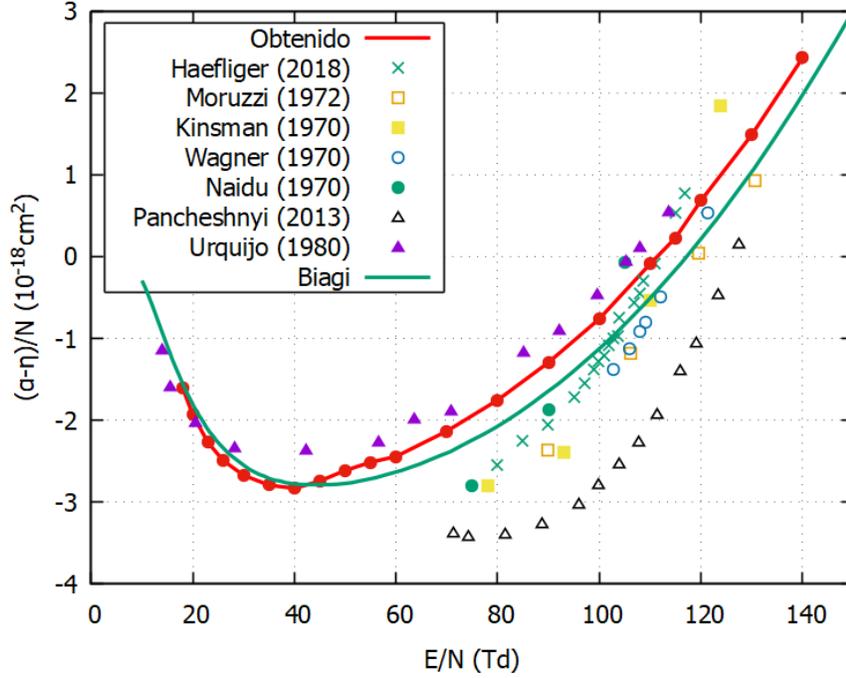


Figura 4.3: Se muestra la comparación de α_e entre los datos obtenidos en este trabajo, los reportados por Haefliger [11], Moruzzi [12], Kinsman [13], Wagner [14], Naidu [15], Pancheshnyi [16], Urquijo [17] y la simulación de LXCat usando la base de datos de Biagi [10], con una concentración de O_2 al 100 %. En nuestro experimento los datos se obtuvieron a una presión $P = 7$ Torr, distancia de placas $d = 3$ cm y temperatura $T = 22.6$ °C

En la figura 4.3 al comparar otros datos experimentales con los obtenidos en este trabajo, claramente tienen una tendencia similar a los publicados por de Urquijo [17], también, los cálculos realizados por Bolsig+ [10] se asemejan a los resultados que se reportan.

En nuestro caso, a bajos E/N la captura electrónica η es mayor que la ionización α_e , teniendo un mínimo a 40 Td, siendo este el punto de mayor captura electrónica, posteriormente va en aumento la ionización. En el caso cuando α y η son iguales ($\alpha_e = 0$) sucede aproximadamente a los 110 Td, coincidiendo con los reportados por Haefliger [11].

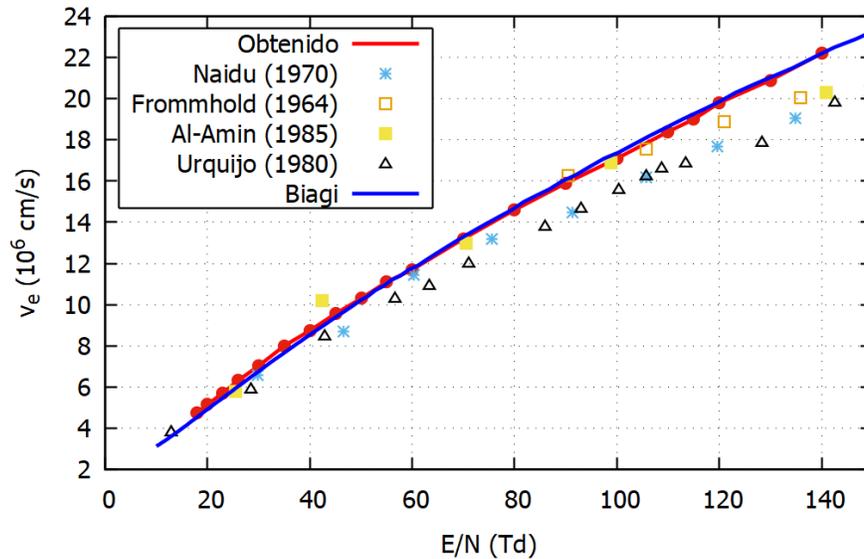


Figura 4.4: Se muestra la comparación de v_e entre los datos obtenidos en este trabajo, los reportados por Naidu [15], Frommhold [18], Al-Amin [19], Urquijo [17] y la simulación de LXCat usando la base de datos de Biagi [10], con una concentración de O_2 al 100%. En nuestro experimento los datos se obtuvieron a una presión $P = 7$ Torr, distancia de placas $d = 3$ cm y temperatura $T = 22.6$ °C

La velocidad electrónica (v_e) en O_2 se reporta en la figura 4.4, no se observa un comportamiento lineal en v_e , esto se asocia a las interacciones que suceden entre los electrones en tránsito y las moléculas del gas. Los datos calculados por Biagi [10] empatan con los obtenidos en laboratorio. La tendencia con otros datos experimentales parece concordar a bajos E/N , pero claramente hay una desviación a altos E/N .

4.3. Dependencia temporal de las avalanchas secundarias debidas al fotodesprendimiento de iones negativos

El experimento de fotodesprendimiento se hizo a un valor fijo de $E/N=115$ Td debido a que el coeficiente de ionización efectiva α_e es cercano a cero en ese valor. El láser de fotodesprendimiento se disparó después del láser primario en un intervalo entre $0.20 \mu s$ y $26 \mu s$.

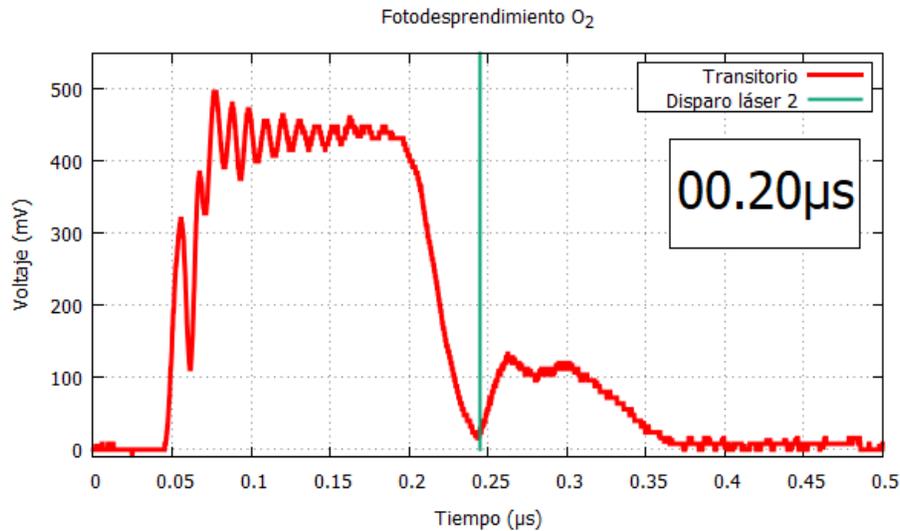


Figura 4.5: En verde, el momento en que se disparó el pulso láser con un tiempo de retardo de $0.20 \mu s$ respecto al disparo del primer láser, posteriormente se observa el pulso electrónico formado por fotodesprendimiento. Longitud de onda de láser de fotodesprendimiento $\lambda_f = 355 nm$, $E/N = 115$ Td, $P = 7.0$ Torr, $T = 23.8$ °C, $d = 3$ cm.

El primer disparo se hizo a $0.20 \mu s$ de retardo debido a que a este tiempo la avalancha electrónica primaria ha llegado al ánodo, dejando una nube de iones negativos y positivos lentos en la brecha. Esto se muestra en la figura 4.5.

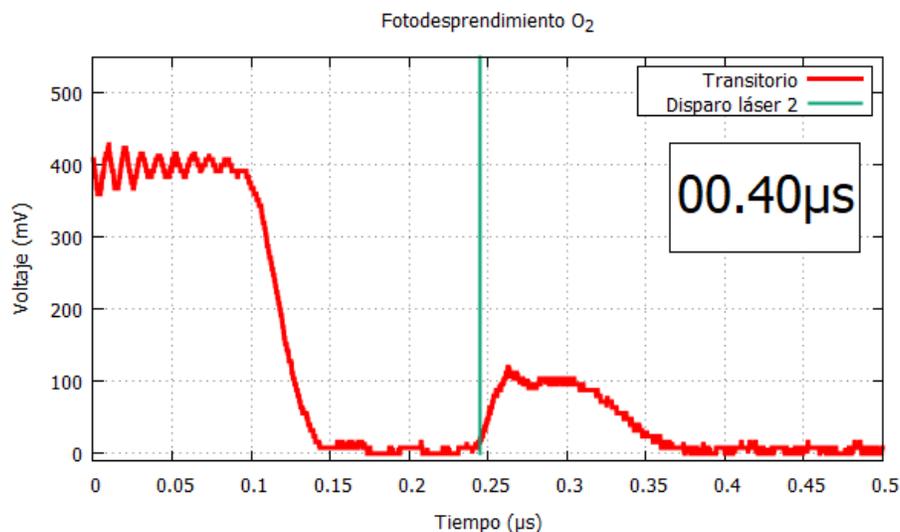


Figura 4.6: En verde, el momento en que se disparó el pulso láser con un tiempo de retardo de $0.40\mu s$ respecto al disparo del primer láser, posteriormente se observa el pulso electrónico formado por fotodesprendimiento. Longitud de onda de láser de fotodesprendimiento $\lambda_f = 355nm$, $E/N = 115 Td$, $P = 7.0 Torr$, $T = 23.8 ^\circ C$, $d = 3 cm$.

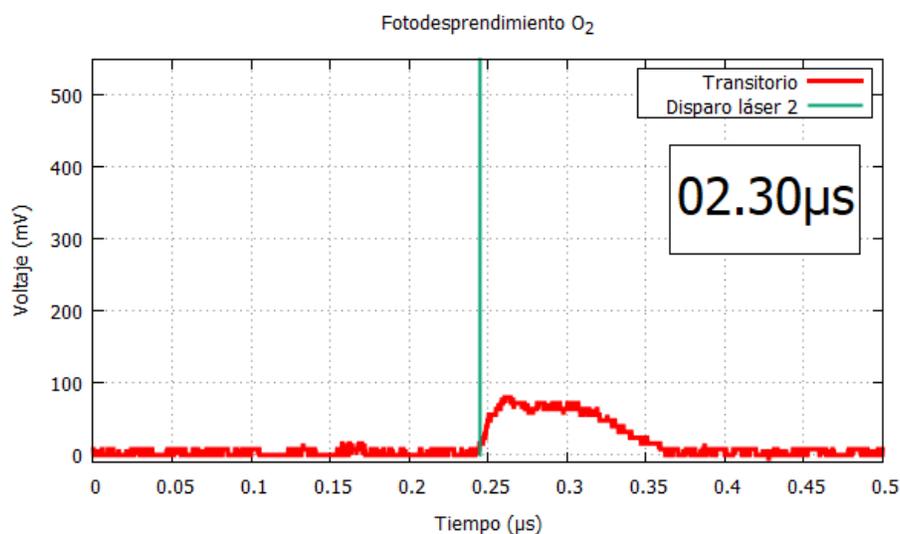


Figura 4.7: En verde, el momento en que se disparó el pulso láser con un tiempo de retardo de $2.30\mu s$ respecto al disparo del primer láser, posteriormente se observa el pulso electrónico formado por fotodesprendimiento. Longitud de onda de láser de fotodesprendimiento $\lambda_f = 355nm$, $E/N = 115 Td$, $P = 7.0 Torr$, $T = 23.8 ^\circ C$, $d = 3 cm$.

La diferencia de intensidad entre el segundo transitorio de la figura 4.5 y la figura 4.6 no se aprecia, pero al disparar el láser de fotodesprendimiento después de un tiempo

razonable como en la figura 4.7, el transitorio electrónico se observa de menor intensidad, esto se asocia con la disminución de la población de iones negativos.

A tiempos mayores el transitorio electrónico disminuye notablemente, en la figura 4.8 se considera casi inexistente el transitorio electrónico.

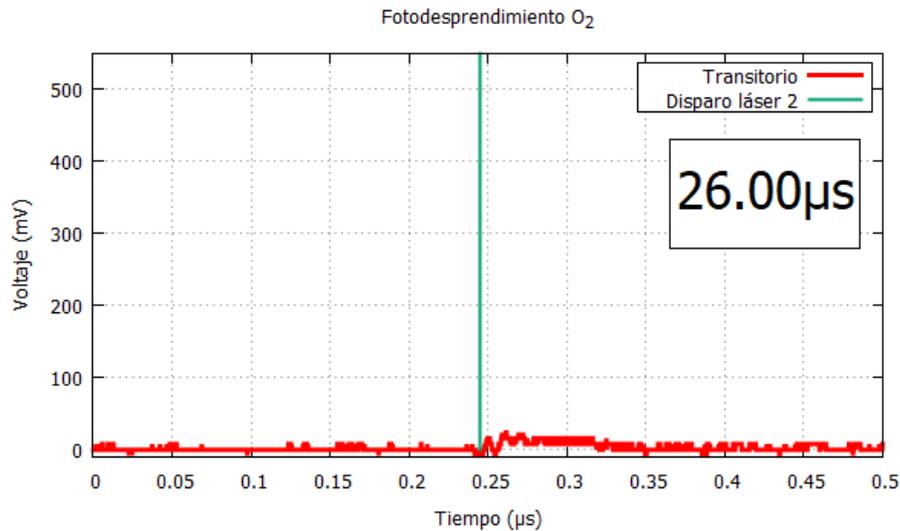


Figura 4.8: En verde, el momento en que se disparó el pulso láser con un tiempo de retardo de $26.00 \mu\text{s}$ respecto al disparo del primer láser, posteriormente se observa el pulso electrónico formado por fotodesprendimiento. Longitud de onda de láser de fotodesprendimiento $\lambda_f = 355 \text{ nm}$, $E/N = 115 \text{ Td}$, $P = 7.0 \text{ Torr}$, $T = 23.8 \text{ }^\circ\text{C}$, $d = 3 \text{ cm}$.

4.3.1. Análisis de la corriente producida

Para observar el comportamiento de los iones negativos del transitorio iónico, se integró el transitorio electrónico dependiente del tiempo obteniendo como resultado la curva que se forma en la figura 4.9, que se aproxima a una función exponencial que decae con el tiempo. Al inicio de la curva se observa que la corriente integrada decae, aumenta y vuelve a decaer de nuevo como se muestra en la zona ampliada de la figura 4.9, éste efecto se cree asociar con la población de iones negativos que recién están formándose.

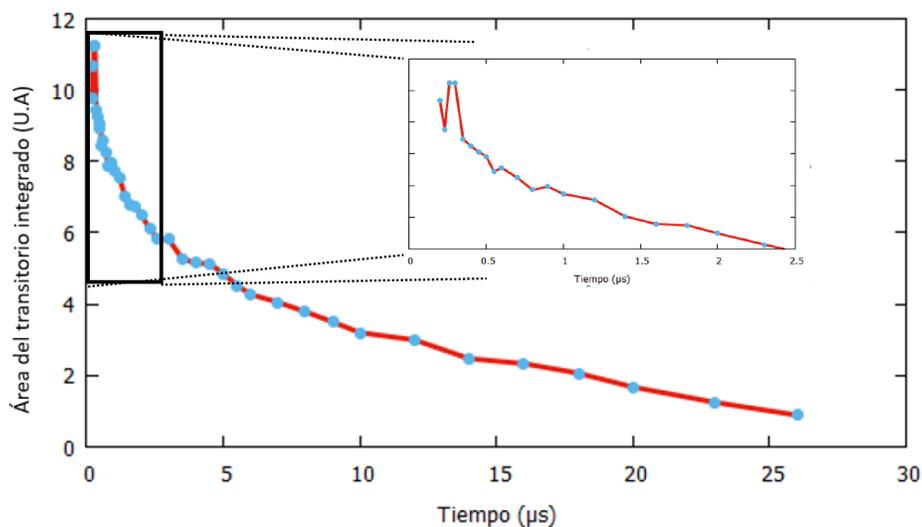


Figura 4.9: Cada punto representa la suma total de corriente de cada pulso electrónico producido por fotodesprendimiento. Se observa un decaimiento exponencial a excepción de los primeros puntos que demuestran una discrepancia en la tendencia. Medido a $E/N=115$ Td, $d=3$ cm, $T=23.8$ °C, $P=7.0$ Torr.

La misma gráfica de la figura 4.9 se observó en una escala semi-logarítmica en la escala temporal, en la figura 4.10 se muestra el resultado donde se aproxima claramente a una sola recta, esto se debe a que probablemente solo existe una especie iónica dominante hasta $26 \mu s$, debido a que el decaimiento es constante y no se ve alterado con la suma de otros iones negativos que pudieran formarse.

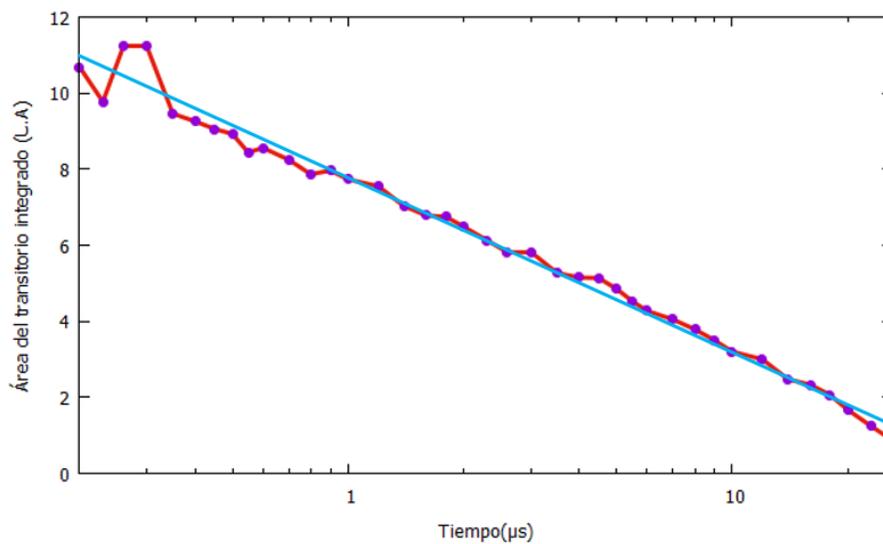


Figura 4.10: Misma figura que la 4.9 con la diferencia que el eje temporal está en una escala logarítmica. Se observa que la tendencia es lineal y se ajusta la ecuación $-1.965\ln(x)+7.738$ de color azul con un coeficiente de determinación $R^2 = 0.9864$. Medido a $E/N=115$ Td, $d=3$ cm, $T=23.8$ °C, $P= 7.0$ Torr.

4.3.2. Pulso iónico de O_2

El pulso electrónico formado a $E/N=115$ Td de O_2 forma una corriente iónica positiva y negativa de mayor duración, pero también de menor intensidad. Para detectar el pulso iónico se empleó un amplificador de transimpedancia FEMTO LCA-400K-10M, el cual ayudó a detectar presencia de corriente a un tiempo mayor de $45 \mu s$ después del disparo del primer láser.

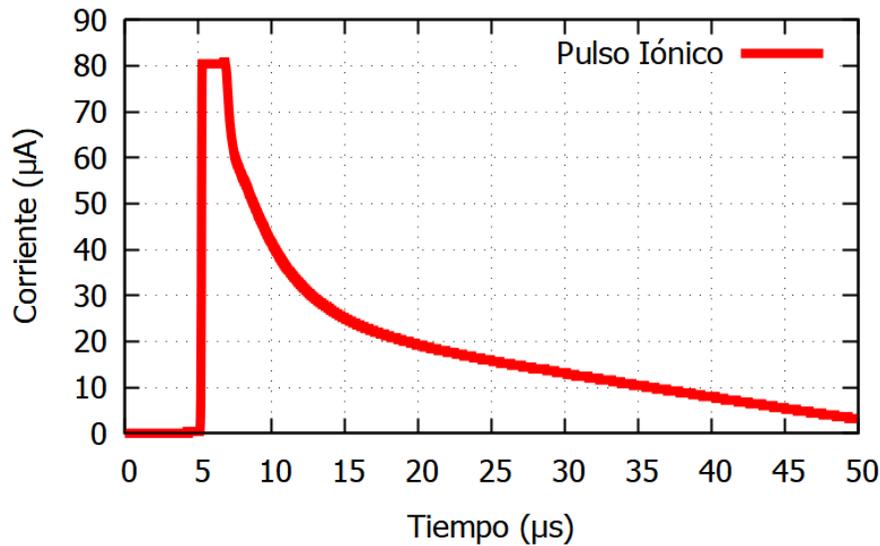


Figura 4.11: Se observa el pulso iónico formado a $E/N = 115$ Td hasta un tiempo de $45 \mu s$, capturado con ayuda del amplificador de transimpedancia FEMTO LCA-400K-10M. Medido a $P=7.0$ Torr, $T= 22.0$ °C, $d= 3$ cm.

En la figura 4.11 se muestra el pulso iónico captado, en el cuál se observa un decaimiento exponencial asociado a la población de especies iónicas, las cuales pueden ser O^- , O_2^- y O_3^- siendo O_2^- la predominante y casi única especie en nuestro caso. como lo vemos en la figura 4.10.

La diferencia de velocidad de transito entre electrones e iones es muy notable, mientras el pulso electrónico dura aproximadamente 180 ns, el pulso iónico dura más de $45 \mu s$ en nuestro caso. Un indicativo de la población de iones negativos en comparación con la corriente total del pulso iónico de la figura 4.11, es la corriente total producida por los pulsos electrónicos fotodesprendidos (figura 4.9). En la figura 4.12 se compara

la corriente integrada y el pulso iónico en el que se fotodespojó al electrón extra de los iones negativos.

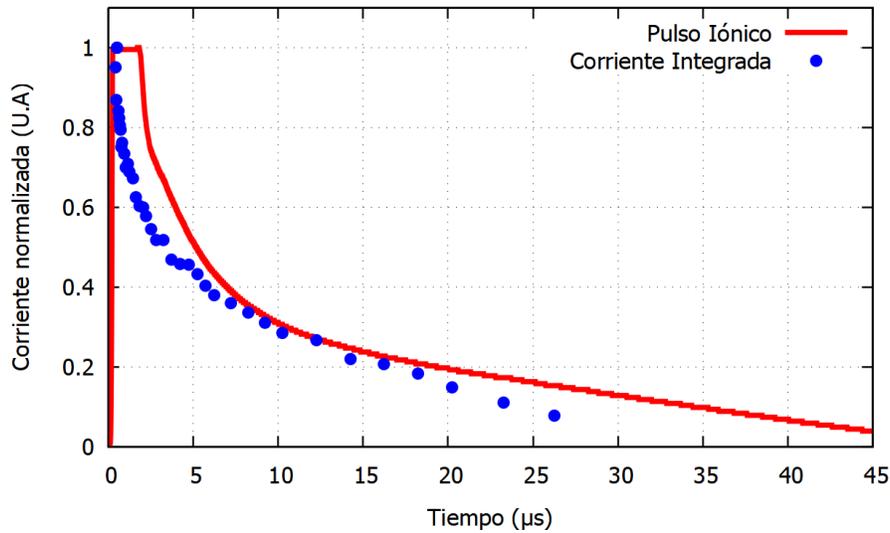


Figura 4.12: En rojo el pulso iónico medido a $E/N=115$ Td, en azul los puntos de la suma total de corriente integrada de cada pulso electrónico producido por fotodesprendimiento en el iónico. Medido a $P=7.0$ Torr, $d=3$ cm. En el caso del iónico, $T=22.0$ °C, y en la corriente integrada $T=23.8$ °C.

En la corriente integrada se observa que la tendencia en ambas gráficas es similar, por lo que se podría inferir que para tiempos menores a $26 \mu s$ la proporción de iones negativos en el pulso iónico permanece invariante y que existe en su mayoría una sola especie iónica, esto debido a que la proporción de electrones fotodesprendidos es similar al decaimiento de la corriente producida por iones negativos. Destacando que en la figura 4.12 la corriente está normalizada, por lo que en magnitud ambas gráficas pueden ser muy distintas, y en los últimos tres puntos de la corriente integrada, se comienza a ver una desviación en la tendencia del pulso iónico.

Capítulo 5

CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta un método novedoso para estudiar la formación de iones negativos formados en la técnica pulsada de Townsend.

Los datos obtenidos en la ionización efectiva α_e en O_2 muestran una tendencia muy similar con los datos de de Urquijo [17] y con los derivados en Bolsig+ [10] de las secciones eficaces de Biagi. Con respecto a la velocidad de deriva V_e , los resultados de este trabajo son mayores en un porcentaje de entre 10 % y 15 % a los reportados en [17].

Los iones negativos son fotodesprendidos con un pulso láser de longitud de onda de 532 nm que atraviesa el centro del capacitor de placas paralelas. Los electrones liberados por fotodesprendimiento son registrados en el osciloscopio como una nueva señal en el transitorio electrónico que puede ser analizada para obtener la dependencia temporal de los iones negativos formados a 115 Td.

En la dependencia temporal de los iones negativos formados en O_2 claramente se muestra una avalancha formada por fotodesprendimiento en un intervalo de 0.2 μs a 26 μs , por lo que se asocia con la existencia de iones negativos a ese tiempo. Estos

datos se comparan con los transitorios iónicos medidos a $50 \mu s$ de la figura 4.11. Como se muestra en la figura 4.12, la corriente integrada tiene una tendencia similar al pulso iónico medido, por lo que la señal registrada debido a los pulsos electrónicos que se originan por fotodesprendimiento se asocian con la población de iones negativos del pulso iónico.

Apéndice A

Ecuación de Brambring

Obtendremos la corriente producida a partir de la ecuación de continuidad

$$\frac{\delta}{\delta t}\rho(r, t) + \nabla \cdot \vec{j}(r, t) = \alpha \vec{j}(r, t) \quad (\text{A.1})$$

donde

$\rho(r, t)$ = densidad de partículas

$\vec{j}(r, t)$ = densidad de corriente

α = coeficiente de ionización

La densidad de corriente j la podemos relacionar con la difusión D (que es una constante) y la velocidad de deriva del electrón como

$$\vec{j}(r, t) = -D\nabla\rho(r, t) + v_e\rho(r, t) \quad (\text{A.2})$$

Asumiendo que las componentes z-y del campo eléctrico no contribuyen, podemos obtener las relaciones en función de x como

$$\frac{\delta}{\delta t}\rho(x, t) + \frac{\delta}{\delta x}j(x, t) = \alpha j(x, t) \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{j}(x, t) = v_e\rho(x, t) - D\frac{\delta}{\delta x}\rho(x, t) \quad (\text{A.4})$$

la corriente electrónica se podrá obtener de integrar la densidad de corriente

$$i(t) = \frac{\epsilon}{d} \int_{-\infty}^d j(x, t) dx \quad (\text{A.5})$$

observemos que el límite inferior de la integral no es cero, esto debido a que tendríamos una singularidad a $t=0$ debido a que forzamos a los electrones a comportarse como una delta de Dirac.

sustituyendo las fórmulas A.3 y A.4 en la ecuación A.2 de continuidad, obtenemos la ecuación diferencial para la densidad de partículas

$$\frac{\delta}{\delta t} \rho(x, t) + v_e \frac{\delta}{\delta x} \rho(x, t) = \alpha \left(v_e - D \frac{\delta}{\delta x} \right) \rho(x, t) + D \frac{\delta^2}{\delta x^2} \rho(x, t) \quad (\text{A.6})$$

donde forzamos como condición inicial

$$\rho(0, 0) = n_0 \delta(x) \quad (\text{A.7})$$

que indica que justo en el cátodo la densidad de las partículas inicia. Resolviendo la ecuación diferencial A.6 por el método de sustitución se obtiene

$$\rho = \rho_1 \exp \left[\alpha v_e t - \frac{(v_e + \alpha D)^2}{4D} t + \frac{(v_e + \alpha D)}{2D} x \right] \quad (\text{A.8})$$

Con las condiciones iniciales se obtiene la densidad como

$$\rho_1 = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi D t}} \left(e^{-\frac{x^2}{4Dt}} - e^{-\frac{(2d-x)^2}{4Dt}} \right) \quad (\text{A.9})$$

por lo que sustituyendo tenemos la expresión final para la densidad de partículas

$$\rho = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi D t}} \left[e^{-\frac{x^2}{4Dt}} - e^{-\frac{(2d-x)^2}{4Dt}} \right] \exp \left[\alpha v_e t - \frac{(v_e + \alpha D)^2}{4D} t + \frac{(v_e + \alpha D)}{2D} x \right] \quad (\text{A.10})$$

Insertamos esta expresión en la ecuación A.4

$$\begin{aligned}
 j(x, t) = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp & \left[\alpha v_e t - \frac{(v_e + \alpha D)^2}{4D} t + \frac{(v_e + \alpha D)}{2D} x \right] \\
 & \left[\frac{1}{2} (v_e - \alpha D) \left(e^{-\frac{x^2}{4Dt}} - e^{-\frac{(2d-x)^2}{4Dt}} \right) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2t} \left((2d-x) e^{-\frac{(2d-x)^2}{4Dt}} + x e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \right) \right] \quad (\text{A.11})
 \end{aligned}$$

he integramos para obtener la corriente (A.12)

$$\begin{aligned}
 I(t) = \frac{n_0 \epsilon v_e}{2d} e^{\alpha v_e t} & \left(\left[1 - \phi \left(\frac{(v_e + \alpha D)t - d}{\sqrt{4Dt}} \right) \right] \right. \\
 & \left. + e^{\frac{v_e + \alpha D}{D} d} \left[\phi \left(\frac{(v_e + \alpha D)t + d}{\sqrt{4Dt}} \right) - 1 \right] \right) \quad (\text{A.12})
 \end{aligned}$$

$\phi(x)$ es la función error

$$\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du \quad (\text{A.13})$$

La ecuación A.12 se conoce como la ecuación de Brambring que toma en cuenta la difusión, observando que si tomamos el caso $D=0$, recuperamos la ecuación 2.9.

Apéndice B

Programas empleados en el análisis

B.1. Programa en Python para la resta de transitorios

```

import os
import datetime
import tkinter
Current_Date = datetime.datetime.today().strftime('%d-%b-%Y')
print("Escriba el directorio del archivo")
from tkinter import Tk # from tkinter import Tk for Python 3.x
from tkinter.filedialog import askopenfilename

from tkinter import filedialog
from tkinter import *
root = Tk()
root.withdraw()
folder_selected = filedialog.askdirectory()

print(folder_selected)

os.chdir(folder_selected)
inicio = '1'
print("Elemento usado")
carpeta = input()
Carpetal='TransitoriosAnalizados_' + carpeta + '_' + str(Current_Date)
os.mkdir(Carpetal)
import numpy as np
np.set_printoptions(suppress=True)
JJ = '2'
while (JJ != '1'):
    print("Numero transitorio de referencia, rango transitorios separados por espacio")
    H, tran, fin = input().split()
    T2 = 'graf' + H + '.txt'
    f = '2'
    while (f != '1'):
        data=np.loadtxt('graf' + tran + '.txt')
        data2=np.loadtxt(T2)
        x1= (np.subtract(data, data2))
        f='Primordial.txt'
        P=np.loadtxt(f)
        x= (x1 + P)
        L = 'graf' + tran + '.txt'
        os.chdir(Carpetal)
        np.savetxt(L,x,fmt='%f',delimiter='\t')
        np.set_printoptions(suppress=True)
        os.chdir(file)
        print(tran)
        num = int(tran)
        tran= str (num+1)
        if (tran > fin):
            f='1'
    JJ = input("Cerrar si=1")

```

B.2. Programas en Python para integrar

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import os

print ("Escriba el directorio del archivo")
file = input ()
os.chdir(file)

repetir = '2'
while (repetir != '1'):
    print ("número de transitorio a analizar")
    tran = input ()

    data=np.loadtxt (tran, skiprows=3, usecols = (0,1))

    y=data[1:,1]
    x=data[1:,0]

    ptiempo=[]
    pvoltaje=[]
    areatotal=0

    plt.fill_between(x,y)
    plt.plot(ptiempo,pvoltaje)
    plt.show()

    print ("Escriba el rango x a integrar (separado por un espacio)")
    rango1, rango2 = input() .split()
    r1 = int(rango1)
    r2 = int(rango2)

    for i in range (r1, r2):
        tiempo=x[i]
        tiempo2=x[i+1]
        ptiempo.append(tiempo)
        voltaje=y[i]
        voltaje2=y[i+1]
        pvoltaje.append(voltaje)
        base=tiempo-tiempo2
        area=base*((voltaje+voltaje2)/2)
        areatotal=areatotal+area
        i=i+1
        t=-1*areatotal

    print ("La corriente total es",t)

    repetir = input("cerrar si=1")
```

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import os
import tkinter

print ("seleccione el directorio de los archivos")
from tkinter import filedialog
from tkinter import *
root = Tk()
root.withdraw()
folder_selected = filedialog.askdirectory()

print (folder_selected)

os.chdir(folder_selected)

repetir = '2'
while (repetir != '1'):
    print ("número de transitorio a analizar")
    tran, fin = input().split()
    f = '2'
    L = []

    while (f != '1') :

        y=np.loadtxt('graf' + tran + '.txt',skiprows=400,usecols = (0))
        x=np.loadtxt('graf' + tran + '.txt',skiprows=400,usecols = (1))

        print (y)
        print (x)

        L.append(np.trapz(x,y))

    num = int(tran)
    tran= str (num+1)
    if (tran > fin):
        f='1'
        x= 'Lista.txt'
        np.savetxt(x,L,fmt='%f')
        np.set_printoptions(suppress=True)

repetir = input("cerrar si=1")
```

Bibliografía

- [1] R. Fitzpatrick, *Plasma Physics*. 6000 Broken Sound Parkway NW, Suite 300: CRC Press, 2015.
- [2] J. H. Beynon, “Mass spectrometry, <https://www.britannica.com/science/mass-spectrometry/ion-velocity-spectrometers>.”
- [3] P. Cosby, R. Bennett and J. Moseley, “Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions. ii. ions formed in oxygen,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 1612, no. 63, 1975.
- [4] NIST, “Oxygen molecule (O_2), <https://physics.nist.gov/cgi-bin/ionization/table.pl?ionization=o2>.”
- [5] D. Eastham, *Atomic physics of lasers*. 242 Cherry St, Philadelphia, PA 19106-1906: Taylor Francis, 1986.
- [6] T. Teich and E. Morris, “Laser produced from ion swarm in dry and moist oxygen,” *Swiss Federal Institute of Technology*.
- [7] S. J. S. G. Lewis M, David S, “Photodetachment cross section and the electron affinity of atomic oxygen,” *Physical Review*, vol. 111, no. 2, p. 10, 58.
- [8] D. A. Dahl and C. M. Franck, “Obtaining precise electron swarm parameters from a pulsed townsend setup,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 48201, p. 19, 2012.
- [9] K. Kumar, “The physics of swarms and some basic questions of kinetic theory,” *Review Section of Physics Letters*, no. 5, pp. 319–375, 1984.

- [10] LXCat, “Plasma data exchange project lxcata, <https://nl.lxcata.net/home/>.”
- [11] P. H. et al, “Experimentally derived rate coefficients for electron ionization, attachment and detachment as well as ion conversion in pure o_2 and $n_2 - o_2$ mixtures,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, p. 355201, 2018.
- [12] L. J. Price D A and M. J. L, “Ionization in oxygen-hydrogen mixtures,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 5, no. 7, 1972.
- [13] K. P. R and R. J. A, “Ionization, attachment and ion-molecule reactions in oxygen,” *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics*, vol. 5, pp. 71–81, 1970.
- [14] W. K. H, “Ionization, electron-attachment,-detachment, and charge-transfer in oxygen and air,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei volume*, vol. 241, pp. 258–70, 1971.
- [15] N. M. S and P. A. N, “Mobility, diffusion and attachment of electrons in oxygen,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 3, p. 957, 1970.
- [16] P. S, “Effective ionization rate in nitrogen-oxygen mixtures,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 46, p. 155201, 2013.
- [17] J. de Urquijo Carmona, “Determination of discharge parameters in sulphur hexafluoride and oxygen by observation of laser light initiated electron swarms,” *The Victoria University of Manchester*.
- [18] F. L, “Über verzögerte elektronen in elektronenlawinen, insbesondere in sauerstoff und luft, durch bildung und zerfall negativer ionen (o^-),” *Fortschritte der Physik*, vol. 12, pp. 597–642, 1964.
- [19] K. H. N. a. L. J. Al-Amin S A J, “Electron swarm parameters in oxygen and methane,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 18, p. 1781, 1985.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



Instituto de
Investigación en
Ciencias
Básicas y
Aplicadas

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS



Control Escolar de Licenciatura

VOTOS DE APROBATORIOS

Secretaria ejecutiva del Instituto de Investigación en Ciencias Básicas Aplicadas de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos.

P r e s e n t e .

Por medio de la presente le informamos que después de revisar la versión escrita de la tesis que realizó el C. **CABELLO SOTO DAVID** con número de matrícula **20154001840** cuyo título es:

"Estudio experimental del fotodesprendimiento electrónico de iones negativos generados con la técnica pulsada de Townsend"

Consideramos que **SI** reúne los méritos que son necesarios para continuar los trámites para obtener el título de **Licenciado Ciencias Área Terminal en Física**.

Cuernavaca, Mor a 02 de mayo de 2022

Atentamente

Por una universidad culta

Se adiciona página con la e-firma UAEM de los siguientes:

Dr. Rolando Pérez Álvarez	(Presidente)
Dr. Jaime de Urquijo Carmona	(Secretario)
Dr. Olmo González Magaña	(Vocal)
Dr. Aldo Figueroa Lara	(Suplente)
Dr. Guillermo Hinojosa Aguirre	(Suplente)



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

Sello electrónico

ROLANDO PEREZ ALVAREZ | Fecha:2022-05-02 13:23:15 | Firmante

c6ZSDw5BgYeyfA4AkOPdwulvRnEj4HXkPueF9ZrwMXuSH3no280x7d3BTpiw+gDjPRNQcLqLetPuxFfxX09H7769r6JpLVxSpKE50Afitjt4/cQz47Ef6lUklOfUwovv8VfBk2vRZmXOQt5guZX6nPzQHD3BqDChbyf4ALaWMgOZW8zGWQdFS5c9SucBFwb8obdUydQ+GCyV90TRQ/w8oXZx9kwYEevQGDx+BDvOfSegg63Jvfv1NFaldE4phdXmvoywhMBmEn72EUAntDmrLml5eROd9gj2Seo5SnNcbhyQLMeGAtGzkakg37OMQrIAReeDHB56YPhXvp+7Wi3vgQ==

JAIME DE URQUIJO CARMONA | Fecha:2022-05-02 13:40:46 | Firmante

DZsmtOqRCm/yVS4iZiHc2ovGe0p5CwkeR5tkv5rUp/T3rs+fG9vWXoUdwf6d6pHYuayYyev85trpWfmQLyCoNital+PuNNbc9+AUh0N0KkvqBwYjDX+cL5xjOh2fb5E6YzMDtO80XP4TCYRp6VpYINuEBcu3DL0abpzQsuANOIEqUEpu/X/SrxelLRQrR9KP0PeudydSwmuif3sg73viYEZgzx+Zvd4yf387lpUPDvPa4oBxIK0gdKGD46ugOFQu4ju2VFEP5p1ziY/e0lfdpP+ENDBIz+UxrtJFM8r7A7Mz9kTX1XYC/82jGH+2Q0sRGxAD8l/sZMJe1u8Oz7Ow==

GUILLERMO GUADALUPE HINOJOSA AGUIRRE | Fecha:2022-05-02 14:33:26 | Firmante

Kz3kn1wfPLA9xzX+Wf9CtieidjxAn15ou+nHoUb13qoH2WpExogE7l+kx8jvHz3K1y2zSNeVnTQLZ8qOugF9D7nMAGnqJ1kifjUu0olyZevUxYDrrG5PctW3scTNNm3WQJRvm4myQr53MKp/0gJFqGHojQgHr0M1lhbMf9G/oLRaVaN+79XHapV9dGehrWK1dOEQldnTIEfx4xADz8C/UTWObLHCcpGvWWAxNN+mMKdoqcyDBQW30oM0hnxmQ63Wlb5C/Sb7mHYCV8VUKEMP43kWAeSh/kYLrUUi9ZJsrMlpOt+/fpPLEiXNim4LzXsXCx5Sdfvi6PU8SeTHFw==

OLMO GONZÁLEZ MAGAÑA | Fecha:2022-05-02 14:37:33 | Firmante

cFW+sM2FhcEXUmtCX/H3RY+DKL3BgtSprl/o6H5YXcxlajyGM1ig1d31/Ko6bKGedQaPus8LilZhh2mH62MIVU7JT5vgolZUC+3Q+b2rUDGEy0MjiVTotGI0GY8fQwJMLD0Lqy5BqYHmAUiZk96DqWJsUScNrAOPVqwE9aFynlUJNaTetWob1GPHs8Zba43gMkVi+ZYOrCop9Krt4ft8O34HkUrl7k8JzWwG/vgOuhTYIZSWIBgs93VrgvXA/1bm79f035wLLEiaTNuS XKq2KlcsERVSYkGLxUyz1d0wy8slsewpoex72hYiRLyymb6euyuC1HwyueKWJ2SLi4YZw==

ALDO FIGUEROA LARA | Fecha:2022-05-03 11:55:18 | Firmante

iy+bJz9Vvk2Aocm8Mu2uO0D9KbLGXAnchm8KUU3ypejbjqIDHq+ZZQnWJxgYmHwM3llqKufj5ggG4dEFT7DWITIXbXmf9iJ+GICoVlp+Lcle7+K1f2kYk/bpDBc8b5ucl5sjOLspqXnMLGJgjE/clskU7YQoaDbzOyCN7q0myzloBKkSHGQqzmKvpO+SBIQYVedgl3bE6Ga43s2+Pcaol6+RjmmC4j+UuWNnoYSTHYo00kisiBKAslaiT74lhkOhg9qoRSp+CbKvSGwjX6050XhWomhcsZHqQ4O62vj7+a93P6lCdH3jo695AfOlhTKjTuWo2/XfAJ1DJWmfZw==

Puede verificar la autenticidad del documento en la siguiente dirección electrónica o escaneando el código QR ingresando la siguiente clave:



s2K5IKRUQ

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/MWychtsEzMtvS6aUKa6nza97Kz0vNJ1U>

