



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

DETERMINACIÓN DE PROPIEDADES DIELECTRICAS
DE LA MEZCLA GASEOSA SF₆ – CF₃I

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

[Alejandro Mitrani Viggiano](#)

DIRECTOR DE TESIS: [DR. Jaime de Urquijo Carmona](#)

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: [DR. Antonio M. Juárez Reyes](#)

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: [DR. Rafael A. Méndez Sánchez](#)



posgrado en ciencias físicas
u n a m

Cuernavaca, Morelos.

2011



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

Más que agradecimiento, deseo empezar expresando mi amor hacia mis padres, quienes siempre han dado lo mejor de sí para sus hijos y hacia mis hermanos, que a la fecha se siguen preocupando por su hermanito pequeño. También hacia toda mi familia, principalmente a mis nonnos y a mis sobrinos.

Hacia mi novia gracias a quien sé que tendré una vida feliz.

También deseo mencionar a todos mis amigos y compañeros, ustedes saben que son muy importantes pero me da miedo poner nombres ya que seguro olvidaré gente.

Deseo agradecer a mi Comité Tutoral, empezando por mi tutor principal el Dr. Jaime De Urquijo no solo por hacer posible la realización de ésta tesis, sino por toda la ayuda que me ha brindado en diferentes actividades. A los Dres. Rafael Méndez y Antonio Juárez que también me han apoyado a lo largo de mi maestría.

Al Ing. Armando Bustos y a Gerardo Ruíz por la asesoría técnica brindada durante la parte experimental.

A mis sinodales por el tiempo invertido en la revisión de mi tesis y por las recomendaciones otorgadas.

Al Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM, especialmente a Yanalté Herrero y a todos los profesores que contribuyeron con mi formación.

A CONACyT por la beca otorgada durante mis estudios de maestría.

A la Dirección de Apoyo al Personal Académico de la UNAM, a través del proyecto IN 111 161.

“Escríbelos bien, los agradecimientos son la parte más leída de una tesis”

Maria Mitrani

Resumen

El hexafluoruro de azufre (SF_6) es un gas electronegativo utilizado en interruptores de alto voltaje en todo el mundo. Este gas tiene el potencial de calentamiento global más alto medido a la fecha, y se ha calculado que tiene una vida media en la atmósfera superior a los 2,400 años. Debido a esto, se han hecho esfuerzos por reducir las emisiones de este gas a la atmósfera, buscándose otro gas o mezclas gaseosas que pueda sustituir su uso en interruptores.

Este trabajo presenta un primer estudio sobre las propiedades dieléctricas de la mezcla de SF_6 con trifluoroyodometano (CF_3I), un gas altamente electronegativo. Se ha utilizado la técnica pulsada de Townsend, que consiste en la medición de la corriente creada por una descarga tenue en la región de Townsend, bajo la presencia de un campo eléctrico externo. Esta técnica nos permite encontrar diferentes parámetros de enjambre. En particular se midieron la velocidad electrónica, la difusión longitudinal, el coeficiente de ionización efectiva y de ahí el campo eléctrico crítico (E/N_{crit}), el cual nos permite conocer la máxima tensión soportada por el gas antes del rompimiento eléctrico. Estos parámetros se determinaron para diferentes concentraciones de la mezcla gaseosa, variando de 25% a 90% CF_3I en SF_6 , dentro del intervalo entre 350 y 500 Townsends ($1\text{Td} = 10^{-17} \text{ V cm}^2$) y para presiones entre 0.5 y 5 Torr.

Los resultados son prometedores, ya que indican que la mezcla $\text{SF}_6 - \text{CF}_3\text{I}$ tiene una alta rigidez dieléctrica, obteniendo particularmente un E/N_{crit} superior al de SF_6 puro para todas las concentraciones medidas.

Abstract

Sulfur hexafluoride (SF_6) is an electronegative gas used by high voltage circuit breakers around the world. This gas has the highest global warming potential measured to date and its residence time in the atmosphere has been calculated over 2,400 years. Because of this, efforts have been made to reduce its emissions to the atmosphere, searching for a gas or gas mixture that can substitute its use in circuit breakers.

This work presents us with a first study of the dielectric properties from the mixture of SF_6 with Trifluoroiodomethane (CF_3I), another highly electronegative gas. The pulsed Townsend technique has been used, which consists in measuring the current created by a weak electrical discharge in the presence of an external electric field. This technique allows us to obtain different swarm parameters. In particular we present a measurement of the electron drift velocity, the longitudinal diffusion coefficient, the effective ionization coefficient and from this the limiting electric field strength (E/N_{lim}) which allows us to know the maximum field strength supported by the gas before electric breakdown can occur. These coefficients were measured for different concentrations of the gas mixture, with contents of CF_3I from 25% to 90%, within the range of 350 to 500 Townsends ($1\text{Td} = 10^{-17} \text{ V cm}^2$) and pressures from 0.5 to 5 Torr.

The results are quite promising; they indicate that the gas mixture has a high dielectric strength, particularly showing a E/N_{lim} higher than that of pure SF_6 .

Índice

1. Introducción	1
2. Antecedentes	4
2.1 Conceptos básicos	4
2.1.1 Transferencia de momento	4
2.1.2 Ionización	5
2.1.3 Captura electrónica	8
2.2 Parámetros de enjambre	10
2.2.1 Velocidad de arrastre o deriva electrónica (v_e)	10
2.2.2 Coeficiente de ionización efectiva (α_e)	11
2.2.3 Coeficiente de difusión longitudinal (D_L)	12
2.3 Expresiones para la corriente de desplazamiento	12
2.4 Casos específicos de los pulsos	14
2.4.1 Ionización efectiva positiva	14
2.4.2 Ionización efectiva negativa	16
2.4.3 Ionización efectiva nula	17
2.5 Disociación molecular	18
3. El experimento	20
3.1 La técnica pulsada de Townsend	20

3.2	Procedimiento experimental	21
3.3	Obtención de parámetros de enjambre	24
3.4	Limitaciones	27
4.	Resultados	29
4.1	Errores	29
4.2	Velocidad de arrastre	30
4.3	Coefficiente de ionización efectiva	31
4.4	Coefficiente de difusión longitudinal	33
4.5	Campo eléctrico crítico	34
5.	Conclusiones y sugerencias para trabajos futuros	35
5.1	Conclusiones	35
5.2	Sugerencias para trabajos futuros	35
6.	Referencias	37
	Apéndice	39

1. Introducción

La industria utiliza una gran cantidad de gases para diversas aplicaciones. Uno de los más usados es el hexafluoruro de azufre (SF_6) un gas muy denso, químicamente inerte, incoloro, inodoro, ni tóxico ni inflamable, térmicamente estable y altamente electronegativo. Estas propiedades explican que el SF_6 tenga aplicaciones en medicina, siderurgia, grabado de semiconductores, como rastreador para conocer la eficiencia en ventilación de edificios, etc. En sus inicios, este gas fue utilizado como aislante eléctrico debido a su alta rigidez dieléctrica, pero al ser descubierta su gran capacidad como interruptor de arcos eléctricos en los años 50, se ha convertido en uno de los gases más usados por la industria eléctrica. Su principal aplicación es como aislante en la conducción de energía eléctrica, en transformadores e interruptores de alto voltaje, así como en subestaciones de distribución completas, reduciendo su tamaño, y dando mayor seguridad en su manejo.

Los interruptores sirven para cortar el paso de la corriente en fracciones de segundo, ya sea bajo circunstancias de conducción normales o en casos especiales como cortos circuitos, cuando un corte oportuno puede eliminar o reducir daños al equipo conectado a la línea. Sin embargo, este corte abrupto crea una gran diferencia de potencial que favorece la ionización del medio que circunda los contactos, haciéndolo conductor y posibilitando así la generación de un arco eléctrico entre ellos. Por lo tanto, este medio circundante debe tener una buena capacidad para cortar dichos arcos y ser un buen dieléctrico para no permitir el paso de la corriente una vez que éste se ha cortado. El SF_6 es el medio gaseoso conocido más eficiente para la interrupción de la corriente, pues cumple casi todos los requerimientos en cuanto a alta rigidez dieléctrica, recomposición y capacidad térmica, entre otras muchas cualidades.

Sin embargo, el SF_6 presenta algunos problemas. Por ejemplo, al ser sometido a temperaturas superiores a 204°C o al pasar una descarga eléctrica se puede descomponer en decafluoruro de diazufre (S_2F_{10}) que es altamente tóxico, y en otros fluoruros de azufre igualmente peligrosos. Por otra parte, el hexafluoruro de azufre también es un buen absorbente de la radiación infrarroja, por lo que es un gas con alto potencial de efecto invernadero, teniendo un Potencial de Calentamiento Global (GWP por sus siglas en inglés) 22,800 veces mayor al del CO_2 (GWP=1) en un lapso de 100 años, el cual por cierto, es el más elevado encontrado hasta ahora [14].

Las emisiones a la atmósfera de SF_6 son bajas comparadas con las de otros gases de efecto invernadero, por lo que su contribución al calentamiento global es relativamente reducido, calculado alrededor del 0.05% del total causado por la suma todos los gases. Como el SF_6 es un gas químicamente inerte, no contribuye a la destrucción de la capa de ozono, pero debido a esta propiedad, se sabe que tiene un tiempo de vida en la atmósfera entre 800 y 3200 años. Su aumento en la atmósfera durante las últimas

décadas ha sido considerable, pasando de 0.03 pptv (1pptv = 1 parte en 10^{-12} por volumen de aire atmosférico) en 1970, a 2.8pptv en 1992, y a 7pptv en 2010 [13]; esto es, su presencia en la atmósfera ha crecido más de dos órdenes de magnitud en sólo 40 años. Es por esta razón que el Protocolo de Kyoto sobre el cambio climático lo incluyó dentro del grupo de seis gases cuya emisión se han comprometido a reducir los países industrializados. En algunos países se ha prohibido su empleo en cualquier aplicación diferente de la de aislante a altos voltajes.

Es así que en la actualidad se intenta desarrollar interruptores alternativos que disminuyan o eliminen el uso del SF₆. Entre las alternativas se encuentran:

- Interruptores de aceite.

Estos utilizan aceite como medio dieléctrico. Al iniciar la descarga, el aceite se descompone, y se crea una burbuja de hidrógeno. La electronegatividad del hidrógeno ayuda a reducir la corriente y la burbuja tiende a disipar la energía. El problema de estos interruptores es que requieren un elevado mantenimiento, duran relativamente poco y el aceite es inflamable.

- Interruptores de vacío

Están basados en el vacío como medio dieléctrico, teniendo la ventaja de no presentar un medio en el cual se pueda formar un arco. El problema es que existen otras formas por las cuales se puede transportar la corriente, como la evaporación de material de los contactos, así que el vacío no es un medio muy adecuado para interrumpir un arco ya formado.

- Utilización de gases sustitutos del SF₆

Para que un gas sirva como interruptor, se busca que no sea inflamable, que sea inerte químicamente para que no reaccione y no genere sustancias con propiedades diferentes. Adicionalmente que tenga una alta temperatura de condensación para que pueda funcionar en climas fríos, y que sea económica y ecológicamente viable. Además, es necesario que sea un buen interruptor de arcos eléctricos, incluyendo una buena conducción del calor lo cual ayuda a disipar la energía del arco, y principalmente debe tener una alta rigidez dieléctrica. El SF₆ cumple con casi todas éstas necesidades.

En los últimos años se ha hecho un esfuerzo por encontrar un gas con propiedades dieléctricas similares para substituir al SF₆. También se han intentado mezclas de SF₆ con otros gases, como el N₂. En esta búsqueda, se ha llegado al trifluoroyodometano (CF₃I), un gas altamente electronegativo utilizado para el grabado de semiconductores. Algunos estudios sobre este gas muestran que también es un buen aislante de altos

voltajes, y que al mezclarlo con N_2 se encuentran resultados prometedores [4]. El CF_3I es un gas poco dañino para el medio ambiente, teniendo un GWP de 1 a 5 veces el del CO_2 , con un tiempo de vida en la atmósfera estimado en menos de dos días. Debido a este corto tiempo de vida en la atmósfera, el CF_3I tiene una contribución baja en la destrucción de la capa de ozono.

Nuestro trabajo entra en el marco de esta búsqueda: mediante la técnica pulsada de Townsend (TPT) habremos de determinar las propiedades dieléctricas de mezclas de CF_3I con SF_6 . Realizaremos una serie de estudios para determinar ciertos coeficientes de enjambre relacionados con su condición de gas ionizado a diferentes concentraciones de dichos gases. Se busca encontrar alguna proporción de esta mezcla que tenga propiedades dieléctricas comparables a las del SF_6 puro, y que sirva de base a estudios futuros para determinar la eficiencia de esta mezcla en transformadores e interruptores.

2. Antecedentes

2.1 Conceptos básicos

En el estudio de gases ionizados existen algunos conceptos básicos sobre dinámica de gases y mecánica cuántica, los cuales es necesario tener presentes para comprender su comportamiento. Al tratarse de gases débilmente ionizados, los conceptos más importantes en el transporte de cargas dentro del gas están relacionados con los diferentes tipos de colisiones que pueden sufrir las partículas cargadas en su trayecto.

2.1.1 Transferencia de momento

En un gas ionizado libre de fuerzas externas el transporte de los electrones estará definido por el movimiento térmico aleatorio, y las colisiones que estos puedan tener, principalmente con las moléculas neutras del gas.

Estas colisiones se dividen en elásticas e inelásticas. En las colisiones elásticas el momento y la energía cinética total del sistema se conservan, lo que da lugar a un intercambio de ambas propiedades entre el electrón y la molécula. Debido a que las moléculas son al menos cuatro órdenes de magnitud más masivas que los electrones, estas colisiones tienen un efecto muy pequeño sobre el momento de la molécula y sobre la energía cinética de ambas partículas, con un intercambio promedio de energía de $2(m/M)K$ [18], siendo m la masa del electrón, M la de la molécula y K la energía cinética. En cambio, estas colisiones tienen un gran efecto sobre el momento del electrón, generalmente cambiando drásticamente la dirección de su movimiento.

Las colisiones en las que la energía cinética del sistema no se conserva se conocen como colisiones inelásticas. En este tipo de colisiones, parte de la energía cinética del electrón es absorbida por la molécula, aumentando su energía interna. Dependiendo de la cantidad de energía que sea absorbida, este cambio se podrá manifestar en una excitación de los niveles rotacionales o vibracionales, en una disociación de la molécula, en una ionización o una captura del electrón por parte de la molécula. Otras manifestaciones son de la forma de un aumento en el momento orbital magnético (m_l), el momento angular orbital (l), o en el nivel energético (n) de un electrón que forme parte de la molécula.

Existe el caso de la colisión superelástica, en la cual un electrón colisiona con una molécula excitada, haciendo que ésta decaiga y convierta su energía en energía cinética para el electrón.

Las colisiones electrónicas se subdividen también en conservativas y no conservativas. En las colisiones conservativas, la cantidad total de electrones libres se conserva,

mientras que en las no conservativas ocurre la creación de nuevos electrones por medio de la ionización y la pérdida de electrones por medio de la captura.

2.1.2 Ionización

Como ya se mencionó, cuando un átomo o molécula absorbe energía, ésta se puede representar de diferentes formas, siendo una de ellas el aumento en el nivel energético del electrón. Desde un punto de vista semiclásico, un aumento en el nivel energético del átomo o molécula implica un cambio en la órbita que describe el electrón alrededor del núcleo, a una órbita más lejana de éste, y por tanto con mayor energía potencial, diciéndose que la molécula se encuentra en un estado excitado.

Debido a la cuantización de la energía, estos orbitales (o estados) se representan con el número natural n , llamado número cuántico principal, siendo $n=1$ el estado con menor energía (orbital más cercano al núcleo). Cuando todos los electrones del átomo o molécula se encuentran acomodados en los niveles más bajos de energía disponibles (obedeciendo el principio de exclusión de Pauli), se dice que el átomo se encuentra en su estado base, el cual a su vez es el estado más estable. Cuando algún electrón se encuentra en cualquier otro nivel energético que no sea el de base, entonces se dice que el átomo o molécula se encuentra en un estado excitado, y que el electrón tenderá a decaer al estado base, generalmente liberando un fotón de igual energía a la energía perdida por el átomo o molécula.

La energía de un átomo o molécula es inversamente proporcional al cuadrado de n , entonces cuando éste absorbe la energía suficiente para que un electrón pase al continuo ($n=\infty$), su energía potencial será cero, por lo que el átomo o molécula habrá perdido a su electrón, dando como resultado la creación de un ión positivo y un electrón libre. A este proceso se le conoce como ionización, y a la diferencia de energía entre el nivel $n=\infty$ y el estado base, se le conoce como energía de ionización, ω_i .

Existen diversas formas en las que un átomo puede adquirir suficiente energía para ser ionizado, siendo las más comunes las que se enlistan a continuación.

- Colisión de dos átomos excitados, transfiriéndose la energía de uno al otro. Esto sucede con mayor frecuencia en átomos y moléculas que tienen estados metaestables (estados desde los que no se puede llegar directamente al estado base, debido a que son una transición prohibida), ya que tienen un tiempo de vida mucho más largo, del orden de 10^{-3} s, al compararlo con 10^{-8} s de los estados excitados.

- Fotoionización, esto es la absorción de fotones suficientemente energéticos (generalmente ultravioletas) por parte del átomo o molécula, lo cual da lugar a la liberación de un electrón.
- Emisión de radiación nuclear, entre otras en forma de rayos alfa, beta y gama que colisionarán con una molécula para producir una ionización.
- Colisiones inelásticas de átomos o moléculas con electrones, iones, átomos u otras moléculas que tengan suficiente energía cinética para causar la ionización.

En nuestro estudio el tipo de ionización dominante será el causado por colisiones inelásticas de electrones con moléculas del gas, ya que solo los electrones obtendrán la energía necesaria para crear nuevos pares electrón-ión al colisionar con las moléculas. Aún así las energías de los electrones serán bajas, entre el valor térmico y unos 50 eV.

La sección eficaz de ionización por impacto electrónico nos dice del área en torno al átomo o molécula, dentro de la cual la colisión con un electrón con cierta energía cinética producirá una ionización, y esto es dependiente de la energía del electrón. En la práctica, la sección eficaz nos habla más de la probabilidad de que se dé un proceso de ionización cuando un átomo o molécula interacciona con un electrón. Dicho esto, el grado de ionización por impacto electrónico dentro de un gas dependerá de la densidad del mismo gas y de los electrones, lo cual nos dará el número de colisiones, y de su sección eficaz, la cual nos dirá cuántas de estas colisiones serán ionizantes.

La Tabla y Fig. 2.1 muestran la sección eficaz total para SF₆ y CF₃I. Como SF₆ es un gas con un largo historial de uso en la industria, cuenta con una gran cantidad de estudios que han estimado su sección eficaz en un intervalo de energías bastante extenso. Caso contrario es el del CF₃I, para el que las secciones eficaces de ionización mostradas son tomadas por Christophorou [16] de mediciones no publicadas, teniendo una incertidumbre de ±22%.

La figura 2.1 nos permite ver cómo el CF₃I tiene una sección eficaz de ionización mayor que la del SF₆ a bajas energías, pero la falta de datos no nos permite ver la localización de su sección eficaz máxima, en tanto que para el SF₆ ésta se encuentra alrededor de 150 eV.

Tabla 2.1 Valores recomendados para la sección eficaz total de ionización de CF₃I y SF₆. Tomado de las Ref. [15,16].

CF ₃ I				SF ₆			
Energía del electrón (eV)	σ_i (ϵ) (10^{-20}m^2)	Energía del electrón (eV)	σ_i (ϵ) (10^{-20}m^2)	Energía del electrón (eV)	σ_i (ϵ) (10^{-20}m^2)	Energía del electrón (eV)	σ_i (ϵ) (10^{-20}m^2)
10	0.039	40	7.61	16.5	0.02	75	5.77
12	0.146	45	7.93	17	0.035	80	5.95
14	0.551	50	8.29	17.5	0.055	90	6.28
16	1.38	55	8.46	18	0.084	100	6.53
18	2.68	60	8.65	19	0.155	125	6.87
20	3.73	65	8.76	20	0.24	150	6.97
22	4.20	70	8.88	22	0.457	200	6.83
24	4.71			25	1.04	250	6.48
26	5.27			30	1.93	300	6.04
28	5.78			35	2.87	350	5.6
30	6.09			40	3.47	400	5.16
32	6.44			45	3.79	450	4.75
34	6.70			50	4.35	500	4.36
36	7.08			60	5.09	550	4
38	7.43			70	5.65	600	3.65

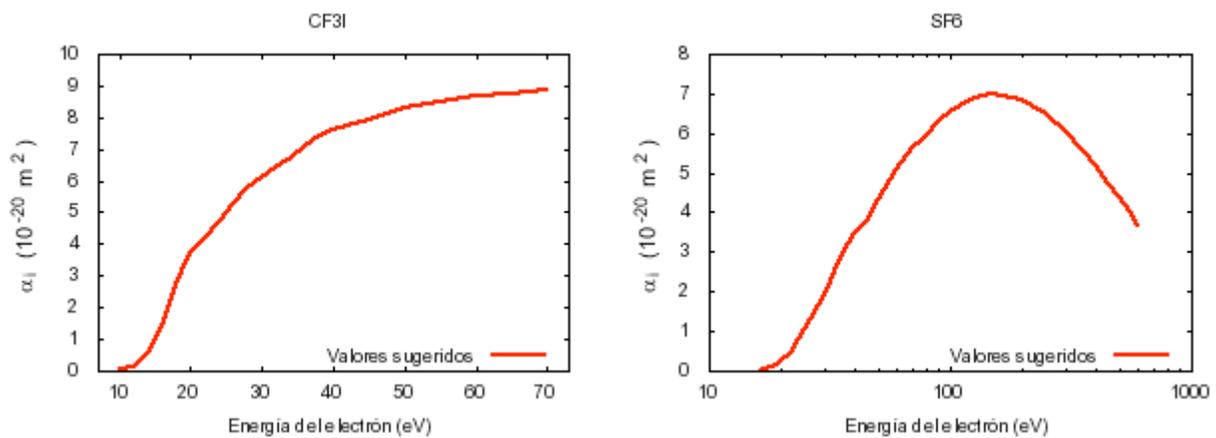


Fig. 2.1 Sección eficaz total de ionización para CF₃I y SF₆. Tomado de las ref. [15,16].

2.1.3 Captura electrónica

Existe otro tipo de ionización en la cual un electrón es capturado por un átomo o molécula, adquiriendo ésta una carga total negativa. A estas partículas se les llama iones negativos.

Los átomos o moléculas que carecen de uno o dos electrones para poder llenar su nivel energético superior tienden a favorecer la captura electrónica y formar iones negativos. Los gases (atómicos o moleculares) con tendencia a formar iones negativos son llamados electronegativos. Por el contrario, los gases que tienen su capa superior llena, como la de los gases nobles, tienden a no formarlos. Desde un punto de vista semiclásico, en el proceso de captura del electrón éste encuentra la última capa del átomo completamente llena, debiendo ocupar una nueva capa más exterior, desde la cual se pueda ver cómo el campo producido por el núcleo se cancela con el campo de los electrones en las capas interiores, por lo que no tendrá la energía suficiente para mantenerse en ese estado. Esto no significa que no se pueda llegar a formar los iones negativos, pero estos serán muy inestables y tendrán un tiempo de vida muy corto. Para que un ión negativo sea estable, su energía total debe ser inferior a la energía de la partícula neutra, y éste podrá existir hasta que una fuente externa libere al electrón. La energía liberada al despegarse un electrón sin energía de un ión negativo se llama afinidad electrónica.

De igual forma, existe una sección eficaz de captura, con la característica de que las energías necesarias para crear iones negativos son mucho menores a las positivas.

La tabla 2.2 nos muestra las secciones eficaces de captura para ambos gases, y en la Fig. 2.2 se presenta la variación de la sección eficaz total de captura electrónica. Se puede apreciar cómo las energías necesarias para la captura son mucho menores a las de ionización, y por ello las dificultades de poder medir a muy bajo E/N con estos gases, lo cual se discutirá en detalle en la sección 4.3. También, al tratarse de gases electronegativos, es notorio el gran tamaño de la sección eficaz a estas bajas energías, llegando a ser tres órdenes de magnitud mayores a las de ionización.

Tabla 2.2 Valores recomendados para la sección eficaz total de captura de CF₃I y SF₆. Tomado de las ref. [15,16].

CF ₃ I				SF ₆			
Energía del electrón (eV)	$\sigma_c (\epsilon)$ (10 ⁻²⁰ m ²)	Energía del electrón (eV)	$\sigma_c (\epsilon)$ (10 ⁻²⁰ m ²)	Energía del electrón (eV)	$\sigma_c (\epsilon)$ (10 ⁻²⁰ m ²)	Energía del electrón (eV)	$\sigma_c (\epsilon)$ (10 ⁻²⁰ m ²)
0.004	1820	4	0.138	0.0001	7617	0.3	4.4
0.006	1399	4.5	0.14	0.0003	4284	0.4	3.46
0.008	1157	5	0.104	0.0005	3280	0.5	2.15
0.01	997	5.5	0.107	0.0007	2724	0.7	0.722
0.02	623	6	0.112	0.0009	2369	0.9	0.245
0.03	464	6.5	0.092	0.002	1511	1.2	0.06
0.05	302	7	0.135	0.004	993	2.25	0.002
0.07	212	7.5	0.118	0.006	760	3	0.001
0.09	158			0.008	621	3.5	0.0018
0.15	76.1			0.01	526	4.5	0.029
0.25	19.9			0.03	221	5	0.0514
0.4	3.38			0.05	132	6	0.0317
0.6	0.266			0.07	92.7	7.5	0.0066
0.8	0.067			0.09	74.3	9	0.0159
1	0.032			0.12	32.9	10	0.012
2	0.014			0.15	16.7	11.5	0.0252
3	0.026			0.2	6.01	13	0.0066
3.5	0.07			0.25	4.38	15	0.003

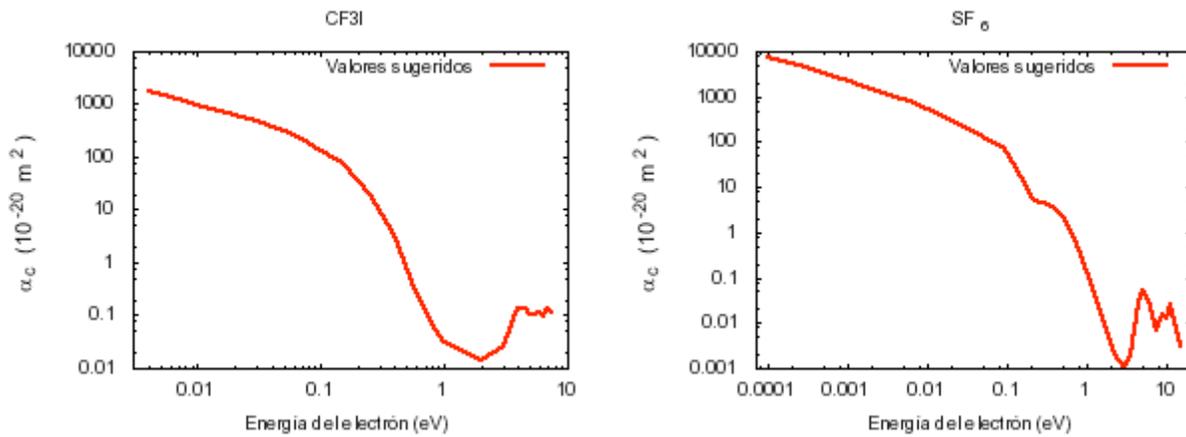


Fig. 2.2 Sección eficaz total de captura para CF₃I y SF₆. Tomado de las ref. [15,16].

2.2 Parámetros de enjambre

En el estudio de los gases ionizados existe una variedad de propiedades que describen su comportamiento, todas ellas relacionadas con los parámetros del mismo gas, el transporte de cargas dentro del mismo y las interacciones entre los electrones, iones y las partículas neutras. Para determinar estas propiedades, existen diversos métodos tanto teóricos como experimentales, siendo uno de ellos la llamada técnica pulsada de Townsend, TPT por sus siglas en inglés (ver capítulo 3). Con esta técnica se estudia el transporte de cargas dentro de un gas bajo el efecto de un campo eléctrico externo producido por un par de electrodos metálicos, planos y paralelos. De este experimento es posible obtener una serie de propiedades llamadas coeficientes o parámetros de enjambre, que guardan una relación biunívoca con las secciones eficaces correspondientes. La determinación de estos parámetros de enjambre nos sirve para realizar simulaciones y modelados del gas ionizado, y nos ayuda a comprender otras propiedades de dicho gas.

En general, la descripción de estos parámetros de enjambre dependerá de la energía media de los electrones. Dentro del arreglo de la TPT, la energía de los electrones será directamente proporcional a la aceleración recibida por la intensidad del campo eléctrico aplicado (E), e inversamente proporcional a la densidad del gas por centímetro cúbico (N), ya que entre mayor número de partículas del gas, mayor será el número de colisiones, tanto elásticas como inelásticas que tendrá el electrón en su trayectoria, y estas colisiones en promedio disminuirán la energía del electrón. Por esto, los parámetros de enjambre obtenidos en este estudio se reportan en función del campo eléctrico normalizado a la densidad (E/N). Dado que el campo eléctrico tiene unidades de voltaje sobre distancia, y la densidad como el inverso del volumen, el campo eléctrico normalizado a la densidad se reporta en unidades de Townsend, teniendo que $1\text{Td} = 10^{-17} \text{ V cm}^2$.

A continuación se describen los parámetros de enjambre obtenidos en este estudio, en el cual nos hemos concentrado únicamente en la parte electrónica de la descarga [1, 3, 6, 7].

2.2.1 Velocidad de arrastre o deriva electrónica (v_e)

Al ser completamente aleatorio el movimiento térmico y el movimiento causado por las colisiones con las moléculas del gas, la velocidad promedio de los electrones dentro del gas será nula. O visto de otra forma, la velocidad del centro de masa de este enjambre de electrones será cero.

Al introducir este gas en un campo eléctrico externo, este dará una velocidad promedio a los electrones en dirección contraria al campo aplicado. Esta velocidad promedio es conocida como velocidad de arrastre v_e , y es una función del parámetro E/N .

2.2.2 Coeficiente de ionización efectiva (α_e)

Para definir este coeficiente, necesitamos hacer uso de dos parámetros:

- Coeficiente de ionización por impacto electrónico (α)

Este coeficiente, también conocido como primer coeficiente de ionización de Townsend, es una medida de la cantidad de pares electrón-ión creados por electrón por unidad de longitud en la dirección del campo eléctrico.

- Coeficiente de captura electrónica (η)

Al igual que α , el coeficiente de captura electrónica (η) mide la probabilidad de que un electrón sea capturado por las partículas neutras (o la creación de un ión negativo) por unidad de longitud en la dirección del campo eléctrico.

El coeficiente de ionización efectiva (α_e) se define como la diferencia entre α y η , es decir: $\alpha_e = \alpha - \eta$, cuyo signo indica si la cantidad efectiva de electrones libres aumenta por la creación de pares electrón-ión, o disminuye por la captura electrónica en su trayecto a lo largo del campo eléctrico E .

En gases electropositivos, η es nula o prácticamente despreciable, y solo importa α . Por el contrario, en el estudio de gases electronegativos, α_e es de gran importancia, ya que ambos procesos pueden operar, dependiendo de la función de distribución de energías de los electrones y de E/N .

Estos tres coeficientes se suelen reportar normalizados a la densidad del gas N , y sus unidades se dan generalmente en cm^2 .

2.2.3 Coeficiente de difusión longitudinal electrónico (D_L)

Debido al movimiento térmico y a las colisiones de los electrones con las moléculas del gas, un enjambre de electrones liberado en un cierto punto adquirirá una distribución espacial de densidad $n(r)$, que generalmente será en forma de una Gaussiana [18]. Las diferencias de densidad o concentración en el espacio, dadas por $\frac{\partial n(r)}{\partial r} \neq 0$, nos darán un flujo de cargas debido a este gradiente de densidad, dado por la ley de Fick

$$\vec{j} = -D\nabla n \quad (2.1)$$

Donde D es el coeficiente de difusión, y sirve como una constante de proporcionalidad entre el flujo y el gradiente de densidad y nos da una idea de la facilidad con que se mueven los electrones dentro del gas. El signo negativo indica que el flujo es en dirección contraria al gradiente, esto es de una zona de mayor a una de menor concentración, por lo que se tenderá a homogeneizar la distribución de densidad.

Al aplicar un campo eléctrico constante a este enjambre de electrones (como en el caso de la técnica pulsada de Townsend), el coeficiente de difusión podrá ser separado en un coeficiente de difusión transversal al campo eléctrico D_T y en uno longitudinal al campo eléctrico D_L .

El coeficiente transversal no puede ser obtenido en la TPT, pero el coeficiente longitudinal sí. La ecuación para el flujo en dirección paralela al campo eléctrico

$$\vec{j}_x = nv_e \hat{i} - D_L \frac{\partial n}{\partial x} \hat{i} \quad (2.2)$$

Donde nv_e da el flujo de electrones debido a la velocidad de arrastre.

Como D_L depende inversamente de la densidad del gas N , se suele reportar como ND_L para eliminar esta dependencia, y sus unidades son $\text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.3 Expresiones para la corriente de desplazamiento

A partir de la breve descripción de la TPT expuesta, se puede deducir una expresión para la velocidad de arrastre electrónica, v_e . Considerando que n_0 fotoelectrones son liberados simultáneamente del cátodo al tiempo $t = 0$, iniciando su recorrido hacia el ánodo debido a la acción del campo eléctrico. Definimos al tiempo de tránsito electrónico, T_e como aquel lapso entre el inicio de la señal electrónica y su desaparición, que es concomitante con la partida del cátodo y el arribo del bulto al ánodo. Usando d como la separación entre los electrodos, v_e puede determinarse mediante la ec. 2.3.

$$v_e = \frac{d}{T_e} \quad (2.3)$$

Para obtener una expresión para la corriente electrónica, seguiremos una sencilla derivación de Raether [1]. Al dejar el cátodo y obtener la suficiente energía, un electrón tendrá α colisiones ionizantes por unidad de longitud, liberando igual número de electrones nuevos. A su vez, estos iniciarán su recorrido hacia el ánodo creando más pares electrón-ión. Entonces, si la descarga fuera iniciada por un solo electrón, el número de electrones (n_e) después de una cierta distancia (x) será

$$n_e(x) = e^{\alpha x} \quad (2.4)$$

Como la descarga es iniciada por n_0 electrones, simplemente se multiplica la ec. 2.4 por este número inicial de electrones. Ahora podemos sustituir α por α_e para considerar la pérdida de electrones debida a la captura, y considerando que no hay difusión, entonces la lámina inicial de fotoelectrones se desplazará como $x = v_e t$ al considerar la ecuación 2.3; entonces tendremos que

$$n_e(t) = n_0 e^{\alpha_e v_e t} \quad (2.5)$$

Sabemos que la corriente electrónica (i_e) es la cantidad de carga que atraviesa una sección transversal dada por unidad de tiempo $i_e = q / t$. Tomando en cuenta que en este experimento los electrones viajan a velocidad constante, la única variable dependiente del tiempo será la cantidad de electrones. Utilizando nuestras variables esto será

$$i_e(t) = \frac{n_e(t)q_0}{T_e} \quad (2.6)$$

Donde q_0 es la carga del electrón.

Sustituyendo 2.5 en 2.6 tendremos una expresión bastante sencilla para la corriente, la cual no toma en cuenta el efecto de la difusión

$$i_e(t) = \frac{n_0 q_0}{T_e} e^{\alpha_e v_e t} \quad (2.7)$$

Raether también nos muestra una derivación de la ecuación de Townsend para la corriente electrónica, a partir de la cual es posible obtener la expresión 2.7 igualando el llamado segundo coeficiente de Townsend a cero.

Partiendo de la ecuación de continuidad para los electrones, en la cual se toma la creación de pares electrón-ión como fuentes y la captura electrónica como sumideros, es posible derivar una ecuación completa para la corriente eléctrica tomando en cuenta

la difusión longitudinal. Dicha derivación viene descrita en [8] y es mostrada en el apéndice

$$i_s(t) = \frac{n_0 q_0}{2T_s} e^{\alpha_s v_s t} \left\{ \left[1 - \varphi \left(\frac{(v_s + \alpha_s D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] + e^{\left(\frac{v_s + \alpha_s D_L}{D_L} d \right)} \left[\varphi \left(\frac{(v_s + \alpha_s D_L)t + d}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right] \right\} \quad 0 < t \leq T_s \quad (2.8)$$

Con φ como la función error de argumento ε

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\varepsilon e^{-u^2} du$$

La corriente total de la descarga dentro de la brecha interelectródica es la suma de las contribuciones electrónicas e iónicas $i_T = i_e + i_+ + i_-$, las cuales tienen expresiones similares a la de la corriente electrónica. Debido a la diferencia de masa entre electrones e iones, la velocidad iónica es dos órdenes de magnitud menor al de los electrones y por tanto su tiempo de vuelo es dos órdenes de magnitud mayor. En el intervalo de tiempo de vuelo de los electrones $(0, T_e)$ los iones apenas se estarán acelerando, haciendo que su contribución a la corriente en dicho intervalo de tiempo sea prácticamente despreciable. Sin embargo, es indispensable sustraer esta contribución para poder obtener correctamente el valor de α_e ; dicho promedio se discute en la sección 3.3. Es justamente la ec. 2.8 la que se usará para ajustar los pulsos medidos, de los cuales obtendremos la velocidad de arrastre, el coeficiente de ionización efectiva y el coeficiente de difusión longitudinal.

2.4 Casos específicos de los pulsos transitorios

Dado que el coeficiente de ionización efectiva es la resta de la ionización y la captura, ésta puede tomar valores positivos, negativos, o cero.

2.4.1 Ionización efectiva positiva

Cuando $\alpha_e > 0$ se tiene que las colisiones ionizantes (que dan lugar a la formación de iones positivos) dominan la descarga, esto implica que se está aumentando la cantidad de partículas cargadas, debido a que domina la creación de pares electrón-ión sobre la captura electrónica.

En la ec. 2.7, se tiene que q_0 es constante, y que n_0 , T_e , v_e y t son positivos, por lo que una ionización efectiva α_e positiva implicará un aumento exponencial en la corriente conforme aumenta el tiempo. La Fig. 2.3 muestra un transitorio electrónico experimental, esto es, la evolución temporal de la corriente electrónica entre las placas durante una descarga y en éste se puede observar claramente el aumento exponencial dado por la ec. 2.7 para un α_e positivo. La amplitud del flanco de ascenso se debe a los n_0 fotoelectrones iniciales, en tanto que la forma del descenso al final del pulso es debido en parte a la difusión longitudinal. Es muy importante aclarar que la emisión de la luz UV que genera los fotoelectrones tiene una duración de 5 ns (FWHM), razón por la cual el flanco de ascenso no es súbito, además de estar influenciado por el ancho de banda del sistema amplificador-osciloscopio. Estos dos aspectos serán descritos y discutidos en el capítulo 3.

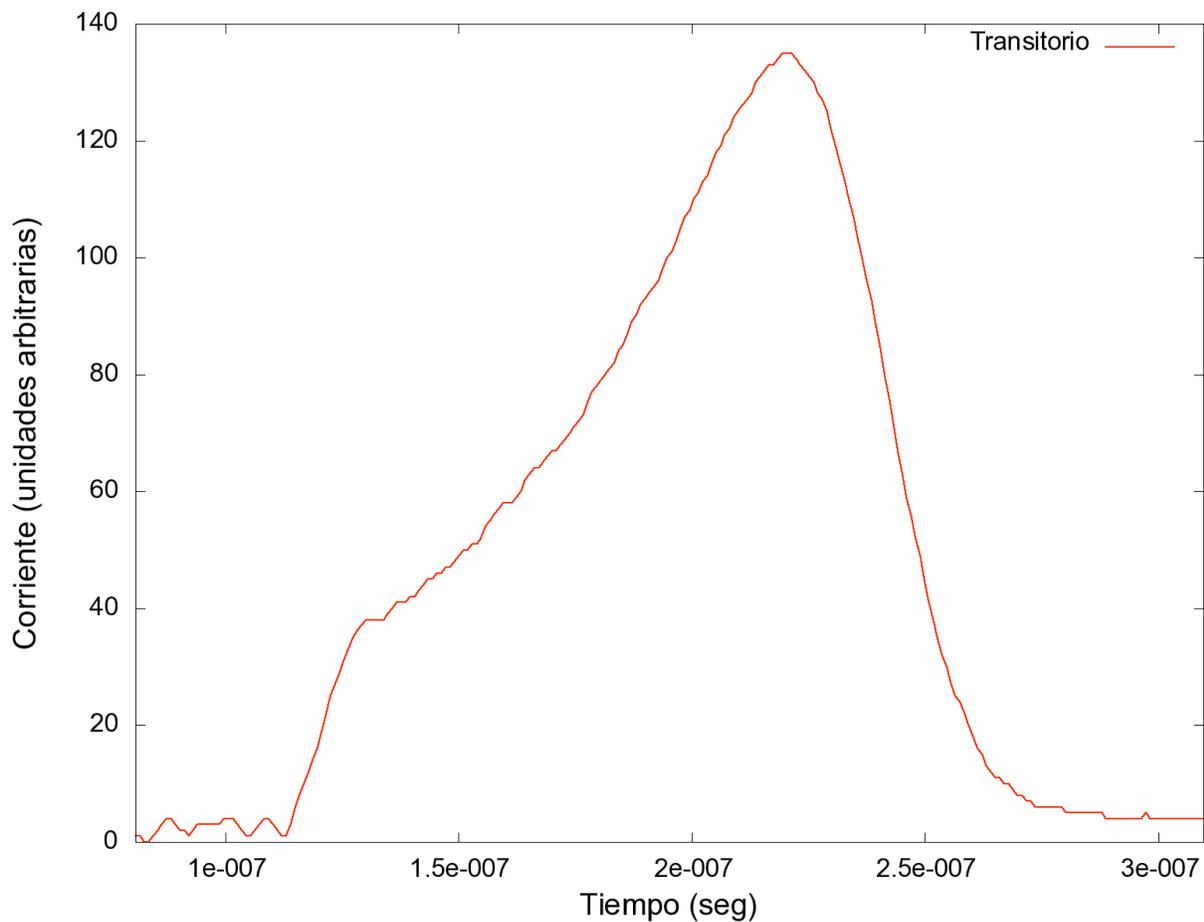


Fig. 2.3 Pulso transitorio electrónico experimental con $\alpha_e > 0$. Nótese la pequeña contribución iónica al final del transitorio electrónico.

2.4.2 Ionización efectiva negativa

Un valor de $\alpha_e < 0$ indica que las colisiones de captura son las dominantes en la descarga, ya que se crean iones negativos en cantidades mayores a los iones positivos. Cuando E/N es muy bajo, entonces $\alpha \approx 0$, por lo cual la descarga estará constituida únicamente por iones negativos y electrones, sin que se modifique la carga total en tanto no se haya absorbido un solo electrón en el ánodo. Hay que tener en cuenta que, al ser mucho más masivos los iones que los electrones, los primeros tendrán una velocidad de arrastre menor, y consecuentemente generarán una corriente de desplazamiento tanto menor.

De igual forma, un α_e negativo en la ec. 2.7 causa una disminución exponencial de la corriente, como muestra la Fig. 2.4.

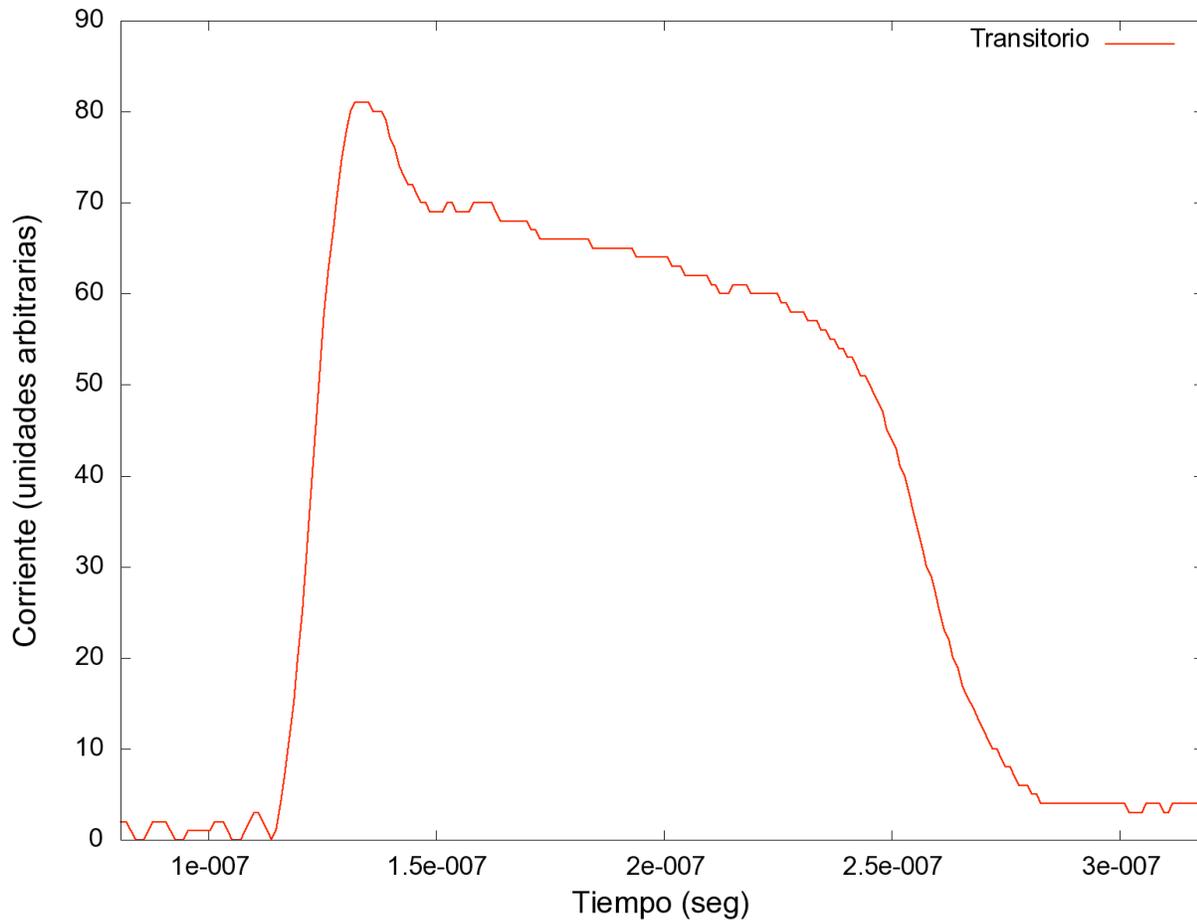


Fig. 2.4 Transitorio electrónico experimental con $\alpha_e < 0$.

2.4.3 Ionización efectiva nula

Al valor de E/N para el cual $\alpha_e = 0$, se le conoce como el valor de campo eléctrico crítico o E/N_{crit} . En este punto la creación de pares electrón-ión positivo iguala a la captura electrónica, por lo que la cantidad de electrones durante la descarga permanece constante. Observando la ec. 2.7 se puede ver que cuando $\alpha_e = 0$ la corriente sólo depende de q_0 , n_0 y T_e , todos valores constantes en la descarga. De hecho, cuando se alcanza una condición así, uno puede estimar el número de fotoelectrones inicial n_0 a partir de la misma ecuación 2.7.

El **campo eléctrico crítico** es de suma importancia para este estudio, ya que trabajar por encima de su valor de E/N_{crit} es una condición necesaria para que haya ruptura en la descarga (breakdown), así que este parámetro nos da una idea del máximo campo eléctrico que este gas puede soportar (rigidez dieléctrica) a una densidad y separación interelectrónica dadas y por tanto, E/N_{crit} es un buen indicador de la habilidad del gas como dieléctrico.

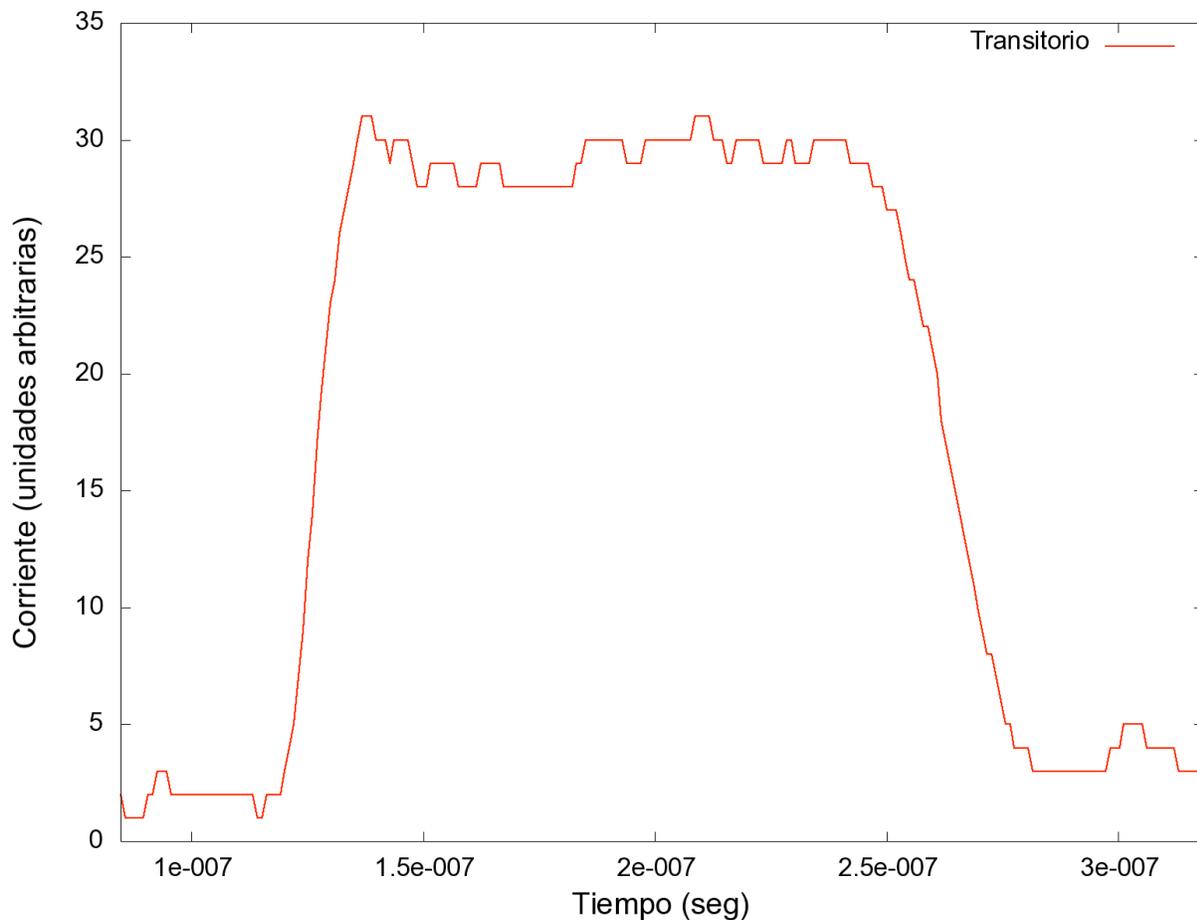


Fig 2.5 Transitorio electrónico experimental a un valor de E/N cercano al campo eléctrico crítico, E/N_{crit} .

2.5 Disociación molecular

Al tratarse de colisiones de un electrón con una molécula en vez de un átomo, existen algunas diferencias importantes. En primer lugar, la molécula tiene niveles de energía rotacionales y vibracionales que absorben energía por colisiones inelásticas a niveles mucho menores que los niveles atómicos.

La más importante de estas diferencias es que al colisionar la molécula con un electrón con suficiente energía, la primera no sólo ganará o perderá un electrón, si no que se podrá romper el enlace entre los átomos, formando una nueva molécula o átomo y un ión. Las moléculas, átomos e iones resultantes dependerán de la energía de colisión del electrón al interactuar con la molécula inicial.

En la disociación molecular causada por la ionización, se suele reportar la sección eficaz parcial de ionización ($\sigma_{i,p}$), la cual nos da la sección eficaz para la formación de cada ión a diferentes energías del electrón incidente. $\sigma_{i,p}$ es de gran utilidad para conocer la predominancia de cada ión dentro del gas al someterse a diferentes energías. La sección eficaz de ionización total reportada anteriormente es la suma de la $\sigma_{i,p}$ de los diferentes iones a una energía dada.

Al requerir mayor energía, es común que en el proceso de ionización la molécula se disocie, pero el comportamiento varía grandemente según la molécula que se trate. En el caso de SF₆, diferentes mediciones han detectado valores muy bajos (en algunos casos hasta nulos) en la formación de SF₆⁺, convirtiendo todos sus procesos de ionización en disociativos. En las recopilaciones de Christophorou [15] se reporta a SF₅⁺ como el ión más abundante a todas las energías, seguido en orden de más a menos abundante por SF₃⁺, F⁺, SF⁺, S⁺, SF₄⁺ y a SF₂⁺ como la menos común.

Existen otros procesos en los que la disociación por impacto electrónico crea radicales neutros SF_x. Éstos a su vez pueden sufrir ionización, creando los iones positivos antes mencionados a diferentes energías.

Como ya se mencionó, para CF₃I no existen mediciones publicadas de $\sigma_{i,p}$. Christophorou reporta un par de mediciones no publicadas en [16], las cuales tienen una incertidumbre de $\pm 22\%$. En ellas se muestra el caso contrario al SF₆, teniéndose que el ión positivo más abundante es el que no presenta disociación, es decir el CF₃I⁺, seguido de I⁺, CF₃⁺, CF₂I⁺, CF⁺ y siendo el menos abundante el CF₂⁺, teniendo estos dos últimos una $\sigma_{i,p}$ de alrededor del 10% de CF₃I⁺ e I⁺. También se estima una $\sigma_{i,p}$ muy pequeña para F⁺.

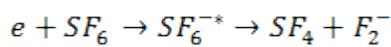
Al atraparse un electrón en un proceso de captura, generalmente queda el ión negativo en un estado excitado. Dependiendo de la forma de la molécula y por tanto de la forma de energía potencial en estado excitado de ella, existirán diversas formas de captura, y

posteriormente de disociación de la molécula, pudiendo presentarse hasta en casos en los que el electrón incidente no cuenta con energía cinética. De igual forma, se reporta la sección eficaz parcial de captura ($\sigma_{a,p}$).

En la molécula de SF₆, la formación de SF₆⁻ domina en la parte de bajas energías, entre 0 y 0.2 eV, teniendo su máximo en 0 eV, con una $\sigma_{a,p}$ muy grande, como se mostró en la tabla 2.2. La formación del ión negativo se da en un estado excitado metaestable SF₆^{-*} (donde * indica excitado) con un largo tiempo de vida, por lo que generalmente se estabiliza colisionando con otra molécula. El tiempo de vida de este ión negativo es bastante grande, y dependiendo de las condiciones, ha llegado a ser reportado en el orden de los microsegundos.

La formación de SF₅⁻ es la más frecuente a energías de colisión entre 0.2 y 2 eV, con un máximo reportado alrededor de 0.38 eV. Posteriormente se encuentra la formación de SF₄⁻, SF₃⁻, SF₂⁻, F₂⁻ y F⁻, todos con una $\sigma_{a,p}$ máxima arriba de los 5 eV, exceptuando F₂⁻ que tiene su máximo alrededor de 2 eV. Encima de 3 eV la formación de F⁻ es la dominante.

Un ejemplo de las reacciones sugeridas para la creación de estos iones es la formación de F₂⁻



Los estudios recopilados por Christophorou muestran que la captura electrónica para CF₃I produce I⁻, F⁻, CF₃⁻, e FI⁻.

La formación de I⁻ se da exclusivamente alrededor de 0 eV, donde es el ión dominante con una gran $\sigma_{a,p}$ como se puede ver en la tabla 2.2. La formación de F⁻, FI⁻ y CF₃⁻ tienen un máximo en 3.8 eV. La sección eficaz de captura de F⁻ es muy dependiente de la temperatura, y a 300K (temperatura ambiente) domina todo el intervalo de energía reportado (0-15 eV) exceptuando en la región dominada por I⁻, alrededor de 0 eV. FI⁻ y CF₃⁻ solo comienzan a ser producidos a partir de los 2 eV, teniendo el primero una $\sigma_{a,p}$ comparable con la de I⁻, y el segundo siendo constantemente un orden de magnitud menor a I⁻.

El ión CF₃I⁻ no se ha observado en ningún estudio de captura electrónica para gases.

3. El experimento

3.1 La Técnica pulsada de Townsend

Existen varias técnicas para medir los diversos parámetros de enjambre mencionados anteriormente. Una de las técnicas más utilizadas es la técnica pulsada de Townsend.

La técnica pulsada de Townsend consiste fundamentalmente en la medición de la evolución temporal de la corriente de desplazamiento total debida a los electrones e iones moviéndose dentro de un capacitor de placas paralelas. Para tal efecto, se debe llenar el espacio entre las placas, o interelectródico, con el gas que se desea estudiar para posteriormente aplicar un voltaje entre éstos. Se requiere que el campo eléctrico creado en el espacio entre las placas sea altamente homogéneo, por lo que el fenómeno a observar deberá ocurrir en el centro de las placas. En nuestro caso las placas serán planas, circulares y con bordes redondeados, además de que la separación entre placas (d) deberá ser mucho menor que su diámetro para disminuir los efectos de frontera.

La Fig. 3.1 muestra un esquema simplificado del proceso. La descarga se inicia mediante la acción de un pulso muy corto de luz ultravioleta (1-5 ns) sobre el cátodo, del cual se liberan fotoelectrones, mismos que, debido a la diferencia de potencial interelectródica, se desplazan hacia el ánodo. Por ello, el cátodo debe tener una alta ganancia fotoeléctrica. Se suele dejar un pequeño agujero en el ánodo, cubierto con una fina malla de cobre, para permitir el paso del pulso de luz ultravioleta, al mismo tiempo que se mantenga la homogeneidad del campo eléctrico. Como ya se mencionó en el capítulo anterior, en su trayecto hacia el ánodo, tanto los fotoelectrones iniciales, como los creados posteriormente, sufrirán uno de cuatro tipos de colisiones dominantes como se muestra en la Fig. 3.1; dependiendo de su energía, los electrones podrán colisionar elásticamente, ocurriendo un cambio de momento, o inelásticamente, cediendo el electrón parte de su energía para excitar al átomo o molécula; algunas de estas colisiones darán lugar a la formación de iones negativos o pares electrón-ión; la creación de éstos últimos hará que aumente el número de portadores de carga dentro del gas. A su vez, todos estos portadores se moverán hacia su electrodo respectivo, colisionando en su camino, y creando nuevos pares ión-electrón, estableciendo de esta manera una avalancha de electrones e iones entre las placas.

Cuando se da el caso de un impacto iónico masivo en el cátodo, con iones de energía suficiente para desprender nuevos electrones de éste, entonces se dará lugar a la formación de nuevas avalanchas que crean aun más a su paso. Dependiendo de las condiciones de voltaje, presión y separación interelectródica, este efecto puede llegar a crear una corriente autosostenida que eventualmente conduzca al gas a la ruptura eléctrica. Dicha condición es absolutamente indeseable en el experimento actual.

Debido a esto, los parámetros mencionados se deben mantener lejos de dichos límites, y es por esto que se trabaja con energías iónicas y electrónicas suficientemente bajas.

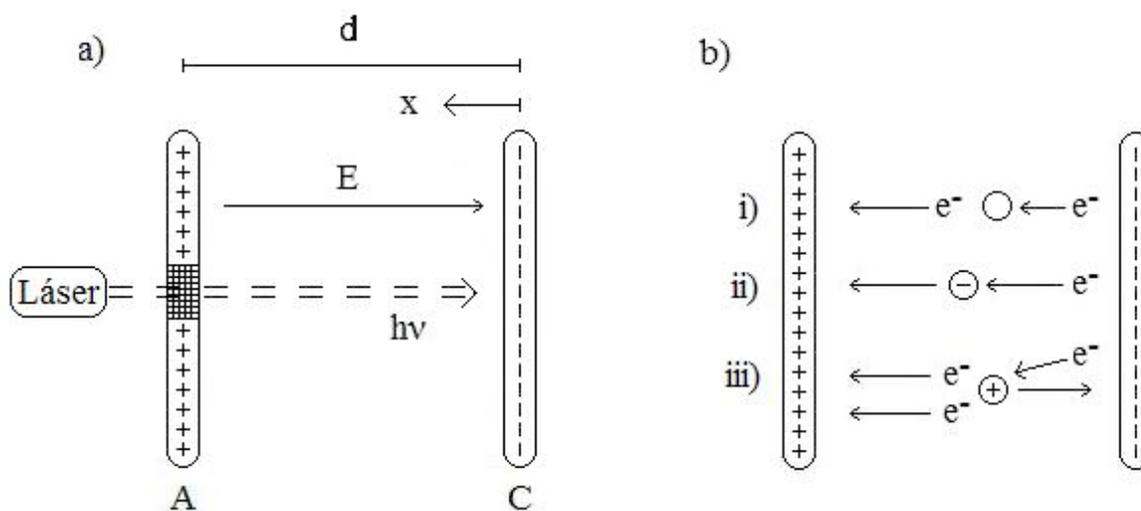


Fig. 3.1 Esquema de la TPT. a) Nos muestra el arreglo de placas y b) los diferentes procesos dentro de la descarga, siendo i) las colisiones tanto elásticas como inelásticas, en las cuales la molécula se mantendrá neutra, ii) las colisiones de captura, creando iones negativos, y iii) las colisiones ionizantes que nos crean un ión positivo, y un nuevo electrón.

3.2 Procedimiento experimental

La Fig. 3.2 muestra un esquema simplificado del arreglo utilizado para generar las descargas pulsadas en el régimen de Townsend, así como la forma de medición de la corriente en la brecha interelectródica. Las especificaciones de la instrumentación utilizada se verán en la siguiente sección.

Antes de comenzar las mediciones, para asegurar la pureza de los gases a estudiar, se deben limpiar los electrodos y la cámara completa, ya que los metales guardan moléculas de los gases utilizados anteriormente, y se liberan al ser impactados por las nuevas partículas, falseando los resultados. Aparte, conviene descartar las primeras tomas para evitar cualquier contaminación remanente. Los gases por medir deben tener una pureza mayor al 99%. El CF_3I utilizado fue suministrado por Sigma Aldrich con pureza de 99%, y el SF_6 por Praxair con pureza de 99.8%.

Existen dos válvulas en el camino del tanque de gas a la cámara de vacío; la primera de ellas se encuentra a la salida del tanque, y la segunda en la entrada de la cámara. Se utiliza un tubo de hule para que circule el gas entre el tanque y la cámara. Se debe

tener mucho cuidado al conectar las válvulas a los tanques de gas y al poner los tubos de hule para evitar fugas de gas y lugares donde pueda introducirse aire del medio exterior que contamine nuestras tomas.

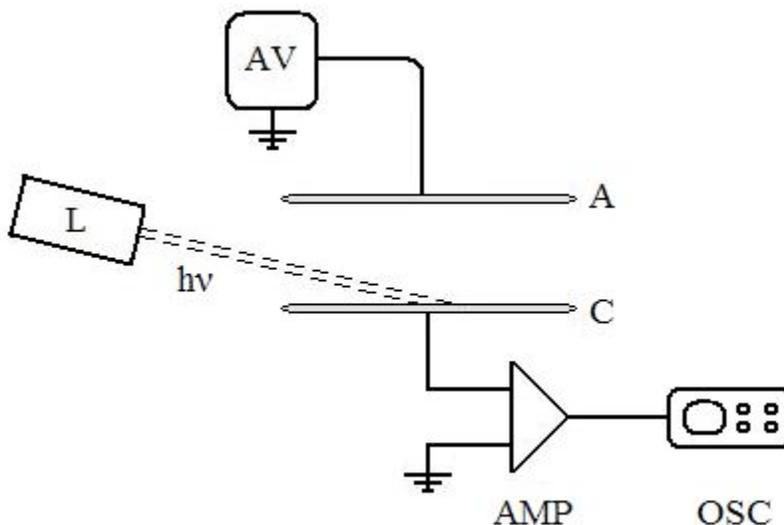


Fig. 3.2 Arreglo experimental utilizado en este trabajo. L es el láser, AV la fuente de alto voltaje, A y C son el ánodo y cátodo respectivamente, AMP es el amplificador de transimpedancia y OSC es el osciloscopio.

El procedimiento para efectuar estas mediciones comienza por realizar el vacío en la cámara, y luego, abriendo las válvulas pegadas a la cámara, hacer vacío en los tubos de hule que conectan con los tanques de gas; todo esto se hace para extraer remanentes de las mediciones anteriores y cualquier filtración de aire. A continuación se cierran las válvulas que se encuentran a la entrada de la cámara y se abren las que están a la salida de los tanques de gas; se abren lo suficiente para que el gas que ocupe el espacio de los tubos de hule tenga una presión igual a la atmosférica, previniendo así nuevas filtraciones de aire del exterior. Posteriormente se cierran las válvulas que conectan a ambas bombas de vacío, y se apagan. Con esto ya podemos abrir las válvulas de entrada a la cámara para llenar esta con la cantidad y proporciones de CF_3I y SF_6 deseadas.

Un sistema de adquisición y control se hace cargo de registrar los valores de presión y temperatura del gas, a partir de los cuales se puede calcular la densidad del gas, N , mediante la ecuación de gas ideal. Esto es válido en nuestro caso porque hemos operado a presiones lo suficientemente bajas, en el intervalo de 0.5 a 8 Torr. Hecho esto y conociendo la separación entre las placas, se calcula el voltaje necesario para

conseguir el valor de E/N deseado, y mediante un módulo de control se envía una señal a la fuente de alto voltaje para que se aplique el voltaje necesario al ánodo del sistema interelectrónico.

Una vez aplicado el voltaje, se enciende el láser para dirigir el pulso de luz ultravioleta hacia el cátodo e iniciar la descarga. El pulso, cuya duración se ha dicho que es de 5 ns, resulta ser mucho menor que el tiempo de vuelo de los electrones, para satisfacer con buena aproximación el uso de una delta de Dirac en la derivación de las ecuaciones 2.7 y 2.8.

Las descargas son producidas por un número máximo de fotoelectrones que se encuentran en el intervalo $10^6 - 10^7$, y aunque éstos se desplazan a velocidades entre $10^6 - 10^7 \text{ cm s}^{-1}$, las corrientes generadas son demasiado pequeñas para poder detectarse directamente. Para resolver tal problema, se conecta un amplificador de transimpedancia (corriente de entrada, voltaje de salida) con el cual se obtiene una señal de voltaje altamente amplificada, que puede observarse y registrarse con el osciloscopio. La transimpedancia del amplificador utilizado es 10^5 V/A , con un ancho de banda de 40 MHz, suficiente para amplificar la componente electrónica de la descarga.

La señal de voltaje se conecta al osciloscopio, donde se podrá observar la evolución temporal de la corriente, y de aquí se envía a la computadora para registrarse por el mismo programa utilizado para calcular E/N . Como ya se mencionó, los electrones son en promedio dos órdenes de magnitud más móviles que los iones, lo cual facilita la separación de la señal electrónica de la iónica.

Para tener una mayor precisión en nuestras mediciones, toda captura es promediada por al menos cinco descargas, ya que, dada la naturaleza del fenómeno, existen pequeñas diferencias entre cada una de ellas.

Una vez capturada dicha evolución temporal promediada, se cambia E/N al siguiente valor que se desea registrar, variando solamente el voltaje, y así sucesivamente, hasta llegar a valores de E/N tan bajos que la señal prácticamente se pierde, o bien, hasta que la estructura de ésta no sea lo suficientemente clara para poder obtener datos confiables a partir de su análisis.

Una vez que se ha cubierto un intervalo de valores de E/N a una presión dada, entonces se reduce la presión del gas en el interior de la cámara, y en consecuencia la densidad N , y se repite el proceso. De esta manera, se obtienen mediciones con diferentes valores de voltaje y densidades de gas, pero con el mismo valor de E/N , con lo que se hace posible discriminar la dependencia con la presión, por ejemplo. De no existir tal dependencia, entonces se obtienen promedios a diferentes presiones, lo cual representa un grado mayor de confiabilidad en la medición.

Antes de comenzar las primeras mediciones se utilizó una bomba turbomolecular para lograr un alto vacío, del orden de 10^{-7} Torr. A la salida de la bomba turbomolecular se conecta una bomba rotatoria (mecánica) que permite la expulsión del gas evacuado hacia la atmósfera. Es claro que las bombas turbomoleculares *per se* no pueden realizar esta operación, ya que ello representaría que tuviesen una relación de compresión enorme. La bomba mecánica alcanza una presión de vacío final de 10^{-3} Torr. Esta bomba también sirvió para reducir la presión del gas y realizar las mediciones a diferentes valores de N .

Para iniciar las descargas, se utilizó un láser Nd-YAG (1064 nm, 35 mJ en la fundamental), con un triplicador de frecuencia (355 nm, 6 mJ), que emite un pulso con una duración de 5 ns. Estos pulsos tienen la potencia necesaria para desprender los suficientes fotoelectrones del cátodo que permitan iniciar la avalancha electrónica.

Los electrodos son un par de placas planas paralelas, circulares de 12 cm de radio, separadas $3.1 \text{ cm} \pm 0.025 \text{ mm}$ entre sí. El cátodo está hecho de aluminio, y el ánodo de acero inoxidable. Estos están colocados en el centro de una amplia cámara sellada, la cual nos permite eliminar cualquier efecto corona que puedan generarse entre el ánodo y las paredes metálicas del recinto de vacío.

La presión del gas se midió con un medidor de presión absoluta (Baratrón, marca MKS), con una incertidumbre de 0.01%. Durante las mediciones se trabajó a presiones entre 0.5 y 5 Torr. Todas las mediciones se realizaron a temperatura ambiente entre 293–300K, medida con una incertidumbre de 0.2%.

La fase de amplificación de la señal se lleva a cabo mediante un amplificador de transimpedancia Femto, con un ancho de banda de 40 MHz, un tiempo de ascenso de 10ns, y una ganancia de 100 kV/A.

Para la visualización de la señal se utilizó un osciloscopio digital Tektronix con ancho de banda de 100 MHz, enlazado a la computadora mediante una interfase IEEE 488.

3.3 Obtención de los coeficientes de enjambre

Una vez obtenidos y almacenados los transitorios, se procede al análisis de los datos. En esta parte se debe tener el mismo cuidado que durante el proceso experimental para contar con buenos resultados.

Para obtener la velocidad electrónica promedio en una situación ideal, en la cual los fotoelectrones iniciales son liberados simultáneamente del cátodo y en completa ausencia de difusión, lo único que habría que hacer es determinar el tiempo transcurrido entre el inicio y el fin de la señal de corriente, como muestra la figura 3.3a.

Conociendo la separación entre electrodos, podremos utilizar la ec. 2.3 para v_e , y obtener las velocidades.

Pero como muestra en figura 3.3b, que corresponde a un pulso transitorio real, la corriente no inicia con n_0 electrones simultáneos, ni termina con todos los electrones arribando al mismo tiempo al ánodo. El ascenso observado al principio de la señal se debe a que el pulso de luz ultravioleta tiene una duración de 5 ns, y la intensidad de este pulso es una gaussiana, parecida a la observada al inicio de la corriente de la descarga. El descenso inclinado se debe a la difusión, que da a la descarga un perfil de densidad aproximadamente gaussiano, lo cual se refleja en el flanco de descenso del pulso de corriente medida. Por esto, para obtener el tiempo de vuelo T_e y, por tanto la velocidad de arrastre de los electrones v_e , el inicio del pulso es tomado a la mitad del ascenso, y a la mitad de las alturas de los flancos.

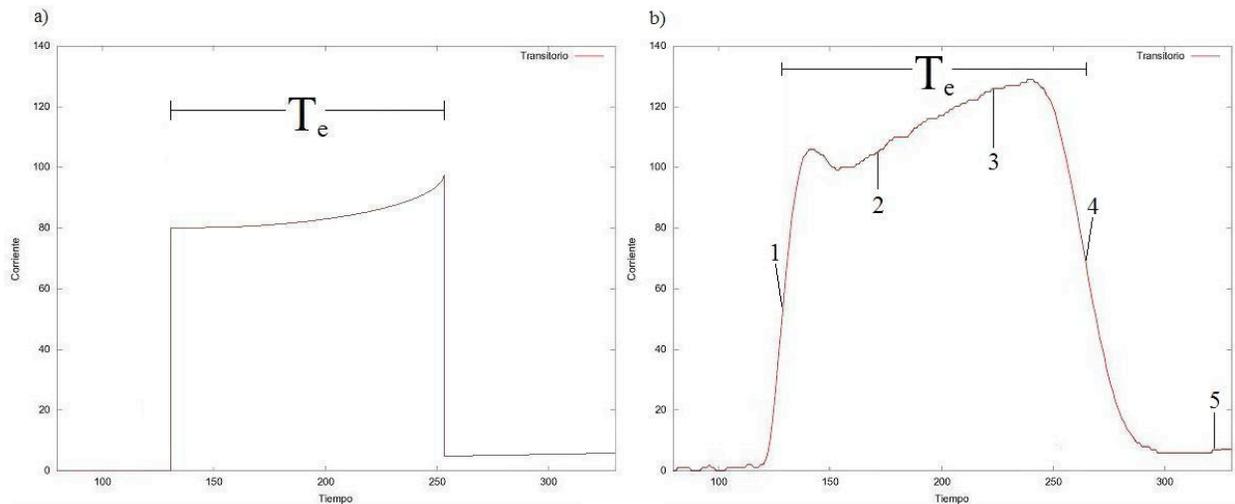


Fig. 3.3 Tiempo de vuelo. a) muestra el tiempo de vuelo para un transitorio ideal, sin efectos de láser y difusión. b) muestra los puntos a indicar para hacer el ajuste de cinco puntos. Se puede observar T_e para un transitorio real, el cual equivale a la resta de los tiempos de los puntos 4 y 1.

La obtención del coeficiente de ionización efectiva, $\alpha - \eta$, se lleva a cabo en dos pasos. Primeramente, utilizando la expresión para la corriente (ecuación 2.7), se hace un ajuste de mínimos cuadrados a la parte exponencial de la señal, de donde podremos obtener $(\alpha - \eta) v_e$. Como la velocidad se habrá determinado previamente por medio de la ecuación 2.3, entonces el valor de $(\alpha - \eta)$ también queda valuado.

En las figuras de 3.3 a y b se puede observar que al final del transitorio la corriente no se reduce a cero, ya que se ve afectada por una pequeña corriente debida a los iones formados durante el tránsito electrónico. Este efecto se nota principalmente cuando los coeficientes de ionización y captura electrónica son altos, como es el caso del SF₆ y el CF₃I, es decir, existen altos índices de ionización, esto es, el caso en que α y/o η son grandes. Para eliminar esta pequeña contribución iónica de la corriente total medida, y dejar únicamente la componente electrónica para el análisis, dicha contribución iónica se aproxima a una recta, y se le resta al transitorio en la región que hemos llamado de componente electrónica.

Con la ecuación más completa (ecuación 2.8), y utilizando de entrada los valores de v_e y α_e , se vuelve a hacer un ajuste ya incluyendo la difusión longitudinal, y variando ligeramente los valores previamente obtenidos de v_e y α_e para ajustar la curva.

La obtención de los parámetros de enjambre por medio de estos ajustes se lleva a cabo mediante un par de programas escritos en QBasic. El primero de éstos nos muestra gráficamente los transitorios obtenidos, pidiéndonos indicar cinco puntos dentro de la misma gráfica, los cuales se muestran en la Fig. 3.3: el primero a la mitad del ascenso, el segundo y el tercero en la parte media de la región de crecimiento exponencial de la señal, el cuarto a la mitad del descenso, y el quinto en la parte iónica de la corriente total. Con estos datos, el segundo programa utiliza el primero y cuarto puntos para determinar v_e , el segundo y tercero de éstos para calcular α_e , y el quinto punto se utiliza para la sustracción de la contribución iónica.

Una vez obtenidos los valores de v_e y $\alpha - \eta$, se cuenta con un tercer programa en VisualBasic que grafica la ec. 2.8 (que incluye la difusión) utilizando los parámetros obtenidos con el análisis de cinco puntos, y la superponen al transitorio obtenido de los datos experimentales, permitiendo ver la bondad del ajuste. A su vez, este programa nos permite ajustar *a mano* los valores de v_e , α_e y D_L , así como el punto de inicio del transitorio (t_0), el número inicial de fotoelectrones n_0 y la parte iónica de la señal, obteniéndose ajustes muy buenos como el mostrado en la Fig. 3.4 y, por lo tanto, valores para los parámetros de enjambre más confiables.

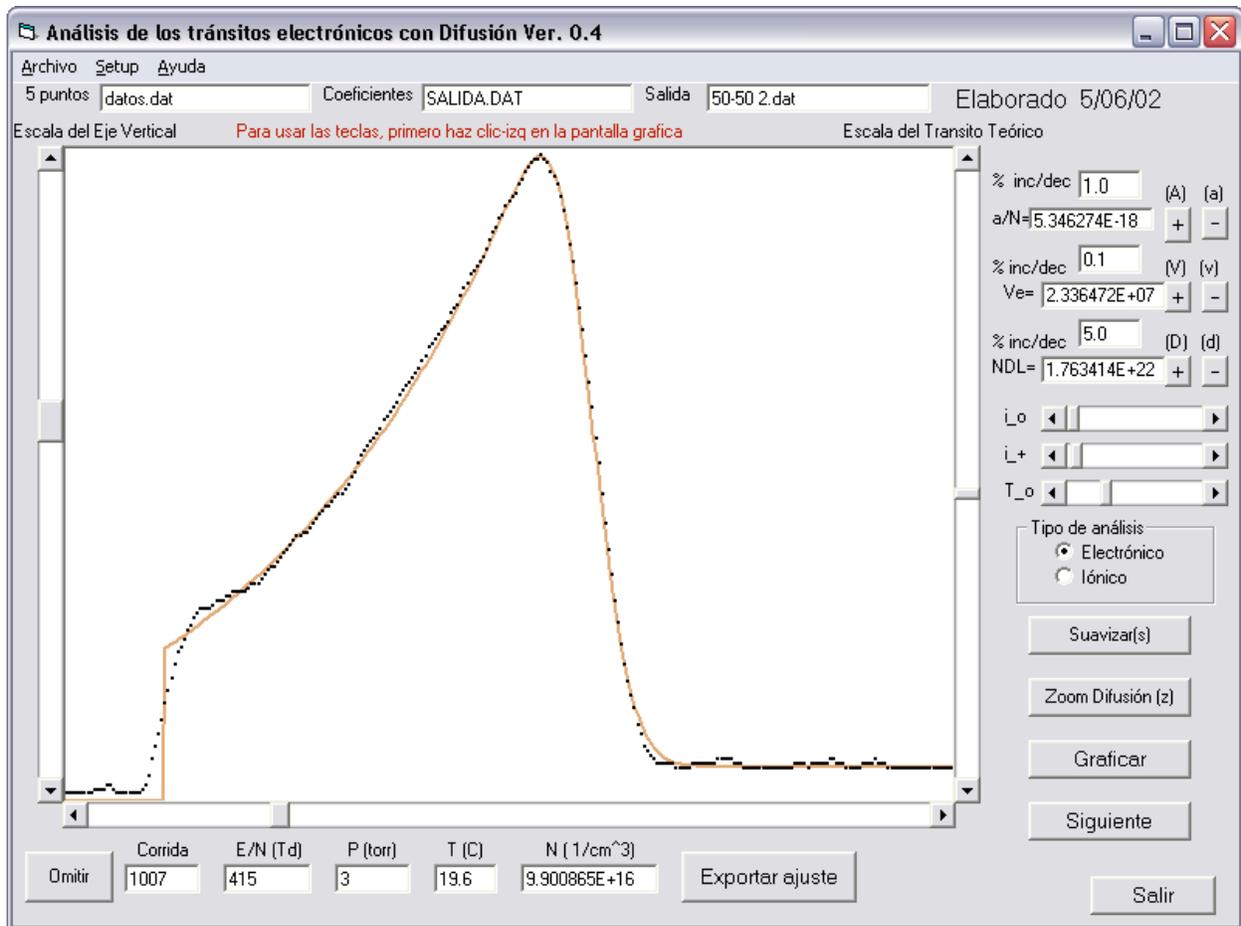


Fig 3.4 Programa gráfico para ajuste de transitorios. Los puntos muestran el transitorio experimental, y la línea continua el transitorio teórico.

3.4 Limitaciones

Todas las mediciones se realizaron dentro del intervalo de E/N entre 350 y 550 Td. Este intervalo de operaciones tan reducido se debió al carácter altamente electronegativo de los gases utilizados.

La exploración a valores altos de E/N se ve limitada de una parte por el voltaje máximo que aporta la fuente de alto voltaje al ánodo (5 kV). Sin embargo, ésta no es la mayor limitante, ya que para conseguir valores de alto E/N es necesario disminuir la presión del gas a valores menores a 1 Torr, con lo cual las descargas se vuelven altamente difusas, y por lo tanto difíciles de ajustar. También influye el ancho de banda del sistema de registro formado por el amplificador de transimpedancia y el osciloscopio, aunque su tiempo de elevación de 8.75 ns permite medir confiablemente pulsos muy cortos, hasta de 100 ns de duración.

Por otra parte, para operar a valores bajos de E/N con gases altamente electronegativos como los utilizados (SF_6 y CF_3I), la señal se pierde porque el decaimiento de los fotoelectrones iniciales es muy rápido, resultando imposible observar el flanco de descenso del pulso, y con ello también se vuelve imposible la determinación de v_e y α_e . En otras palabras, a valores relativamente altos de N hay tanta captura que la corriente total medida no es susceptible de análisis. Si la presión se disminuye demasiado, para tratar de compensar este efecto, entonces los voltajes aplicados al ánodo se hacen menores a 100 V, lo cual puede causar que el propio campo eléctrico producido por la avalancha resulte significativo, y como se suma al aplicado externamente, entonces se tienen distorsiones indeseables que conducen a resultados erróneos.

4. Resultados

Como ya se ha dicho, todas las mediciones se realizaron a temperatura ambiente, entre 293 y 300K, y a presiones entre 0.5 y 5 Torr. Cada medición fue el resultado del promedio de un mínimo de 5 eventos a diferentes presiones, pero con el mismo valor de E/N , en un intervalo de 350 a 500 Td.

Nuestra mezcla de SF_6 y CF_3I se estudió a concentraciones de CF_3I desde 25% hasta 90%, y se incluyen las mediciones para CF_3I puro tomadas de [4].

En todas nuestras mediciones se puede ver una disminución bastante lineal del parámetro medido según se aumenta la concentración de CF_3I . También se advierte cómo las rectas a diferentes concentraciones corren paralelas en los tres coeficientes medidos. Esto se debe en parte al pequeño intervalo de E/N en el cual se han podido realizar las mediciones.

4.1 Errores

Como se puede observar en las gráficas de los resultados, no todos los puntos caen dentro de una línea recta o curva suave debido a varias fuentes de error. Las principales son:

Un error causado por las ecuaciones que usamos para analizar las mediciones viene del hecho que en ellas no se considera el tiempo de ascenso y descenso del pulso de fotones originado por el láser. En la Fig 3.4 se puede ver esta diferencia entre el pulso real y el teórico al inicio del transitorio. La solución que se da es tomar el punto medio de ascenso de la señal como el inicio, considerando que este corresponde al punto de máxima emisión de luz, y el punto medio del descenso como el final del pulso, como ya se ha visto en la Fig. 3.3. Sin embargo, esta suposición es una muy buena aproximación al caso detallado, a la vista de la precisión con que se han medido las velocidades de arrastre electrónico en muchos gases y mezclas. Por otra parte, el descenso del pulso se mezcla con el descenso causado por la difusión longitudinal, afectando ligeramente la medición del tiempo de arrastre electrónico.

Debido a los niveles tan bajos de corrientes que se producen en la descarga –cosa que demanda la esencia del experimento- hay ocasiones en que el ruido eléctrico de la red externa afecta las mediciones a través del complejo cableado eléctrico. Afortunadamente, la mayor parte de este ruido eléctrico disminuye apreciablemente al promediar un par de tomas dentro del osciloscopio, pero en ocasiones aparecen algunas fuentes de ruido constantes que no disminuyen al hacer dichos promedios.

Parte de estos efectos se redujeron al utilizar papel aluminio para cubrir todo el cableado y el amplificador.

El láser utilizado emite pulsos con intensidades mínimamente diferentes; con el paso del tiempo se calienta disminuyendo la intensidad de los pulsos emitidos y por tanto de la corriente en la descarga, haciendo crecer esta relación señal-ruido.

La fuente de error más grande se debe al análisis de los transitorios, en el cual influyen una serie de pequeñas incertidumbres a la hora de seleccionar los 5 puntos y ajustar las curvas teóricas a los transitorios experimentales.

Por último, están las fuentes de error sistemáticas causadas por la instrumentación utilizada a la hora de medir la separación entre placas, la temperatura y presión dentro de la cámara, el voltaje aplicado, el tiempo y la misma corriente de la descarga.

4.2 Velocidad de arrastre

La velocidad de arrastre promedio obtenida para las diferentes concentraciones se presenta en la fig. 4.1.

De estos resultados se puede observar claramente una disminución en la velocidad electrónica según se aumenta la concentración de CF_3I . Esto implica que los electrones tendrán menor energía a mayor concentración, desfavoreciendo las colisiones ionizantes. Observando la ec. 2.8, tenemos que a menor velocidad habrá menos corriente, un resultado satisfactorio en cuanto a las propiedades dieléctricas de la mezcla.

La diferencia en v_e disminuye en promedio $7 \times 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ por cada aumento de 10% en la concentración de CF_3I , aunque esta diferencia varía notoriamente a lo largo de todos los puntos.

Las líneas entre los puntos se incluyen para facilitar la apreciación de los resultados, son un ajuste a una ecuación cúbica totalmente carente de significado físico.

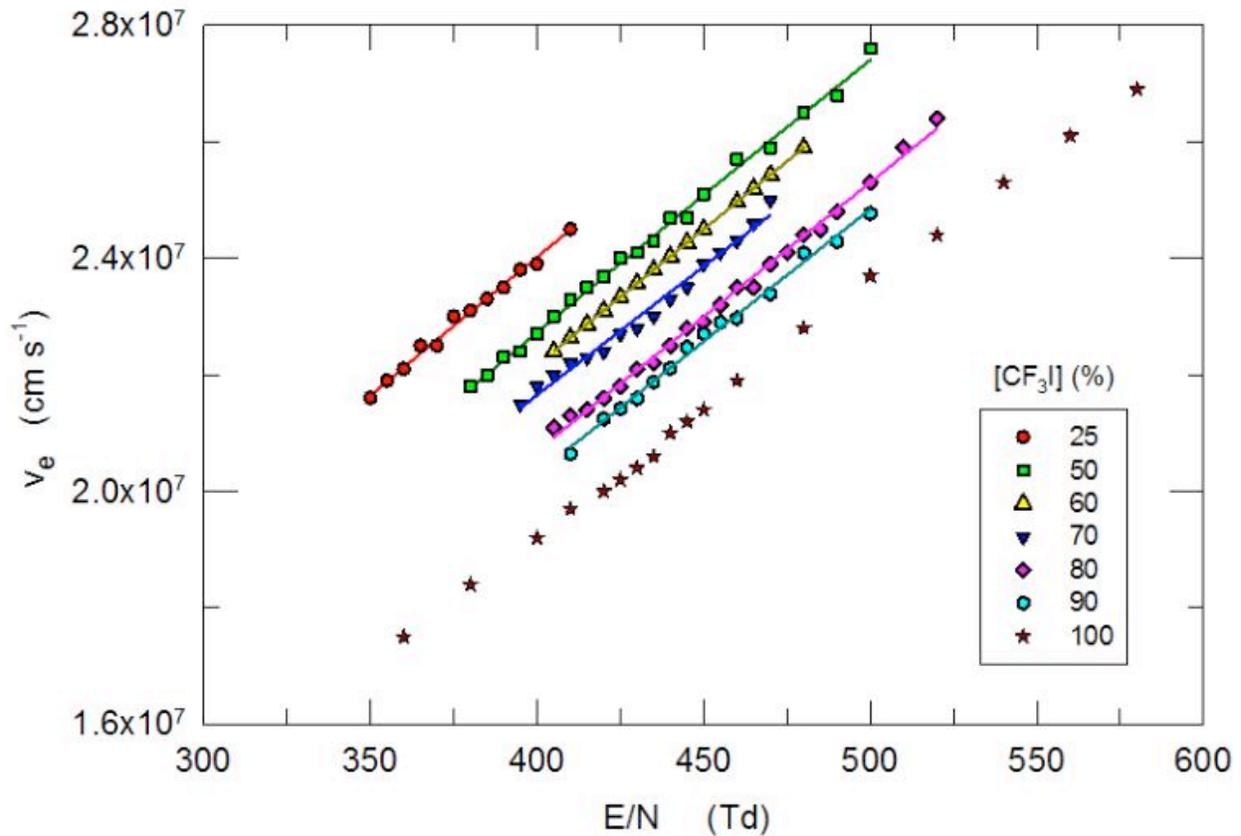


Fig. 4.1 Velocidad de arrastre promedio en función de E/N para diferentes concentraciones de CF_3I en SF_6 . Los puntos para 100% de CF_3I fueron tomados de las mediciones de de Urquijo *et al* [4].

4.3 Coeficiente de ionización efectiva

La fig. 4.2 nos muestra la disminución en el coeficiente de ionización efectiva $(\alpha-\eta)/N$ normalizado a la densidad, según se aumenta la concentración de CF_3I , por lo que habrá una mayor captura electrónica. También de la ec. 2.8 podemos observar cómo un menor α_e nos dará una menor corriente.

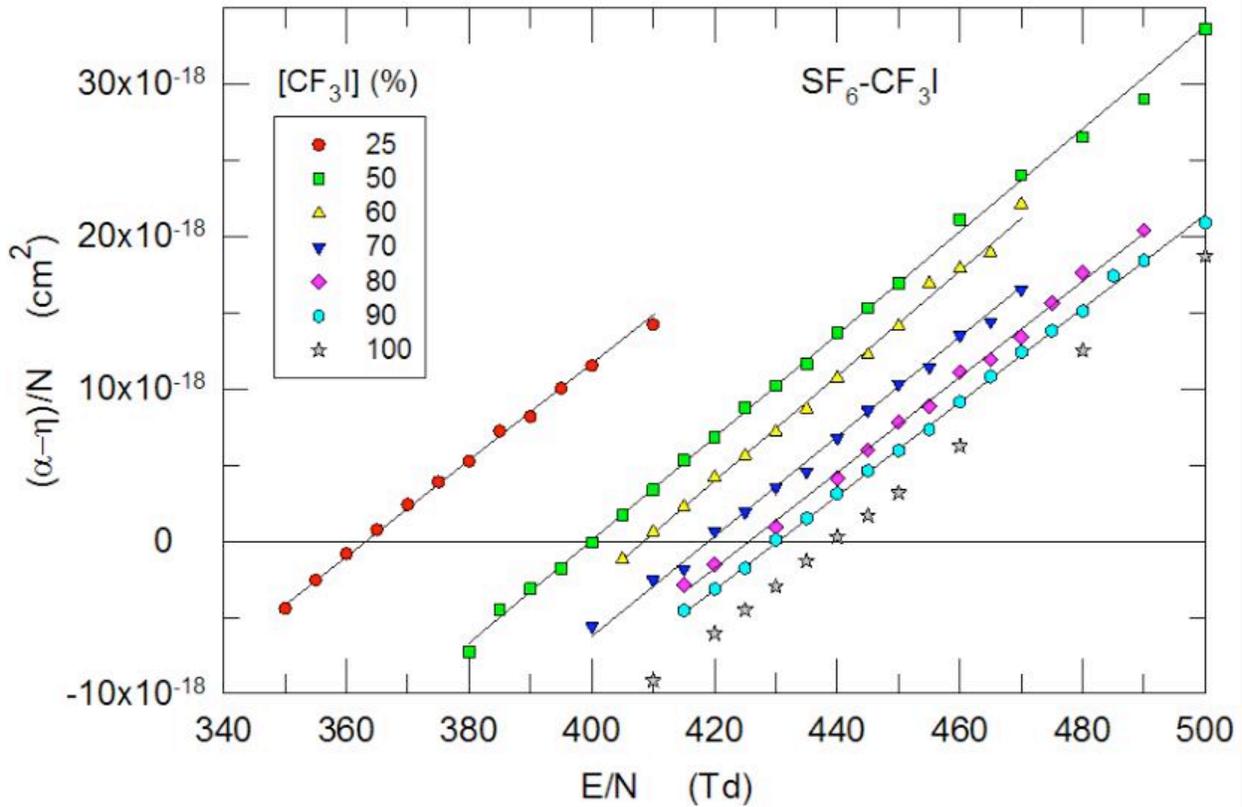


Fig 4.2 El coeficiente de ionización efectiva $(\alpha-\eta)/N$ en función de E/N para concentraciones entre 25% y 100% CF₃I en SF₆. El punto de cruce de la línea por el valor de $\alpha_e = 0$ conocido como E/N_{crit} .

En esta medición es de suma importancia prestar atención al punto en el que $\alpha_e = 0$ -el llamado campo eléctrico crítico-, ya que ésta es una condición necesaria para establecer el umbral de rompimiento eléctrico del gas (gas dielectric breakdown), y por tanto nos da una buena idea de que tan buen dieléctrico es un gas. Ya se ha observado [5] cómo el $E/N_{crit} = 437$ Td del CF₃I es mayor al $E/N_{crit} = 361$ Td del SF₆, mostrando cómo el primero tiene un mejor comportamiento dieléctrico que el segundo.

En estas mediciones también es observable cómo al aumentar la concentración de CF₃I de 25% a 100%, el correspondiente aumento de E/N_{crit} es monótonamente creciente.

4.4 Coeficiente de difusión longitudinal

La Fig. 4.3 muestra los resultados obtenidos para el coeficiente de difusión longitudinal normalizado a la densidad ND_L . Se han omitido muchos de los puntos tomados por estar claramente fuera de la tendencia marcada por el resto de las mediciones. Esto es debido a la gran dificultad en obtener buenos datos para la difusión, entre otras por las fuentes de error ya mencionadas.

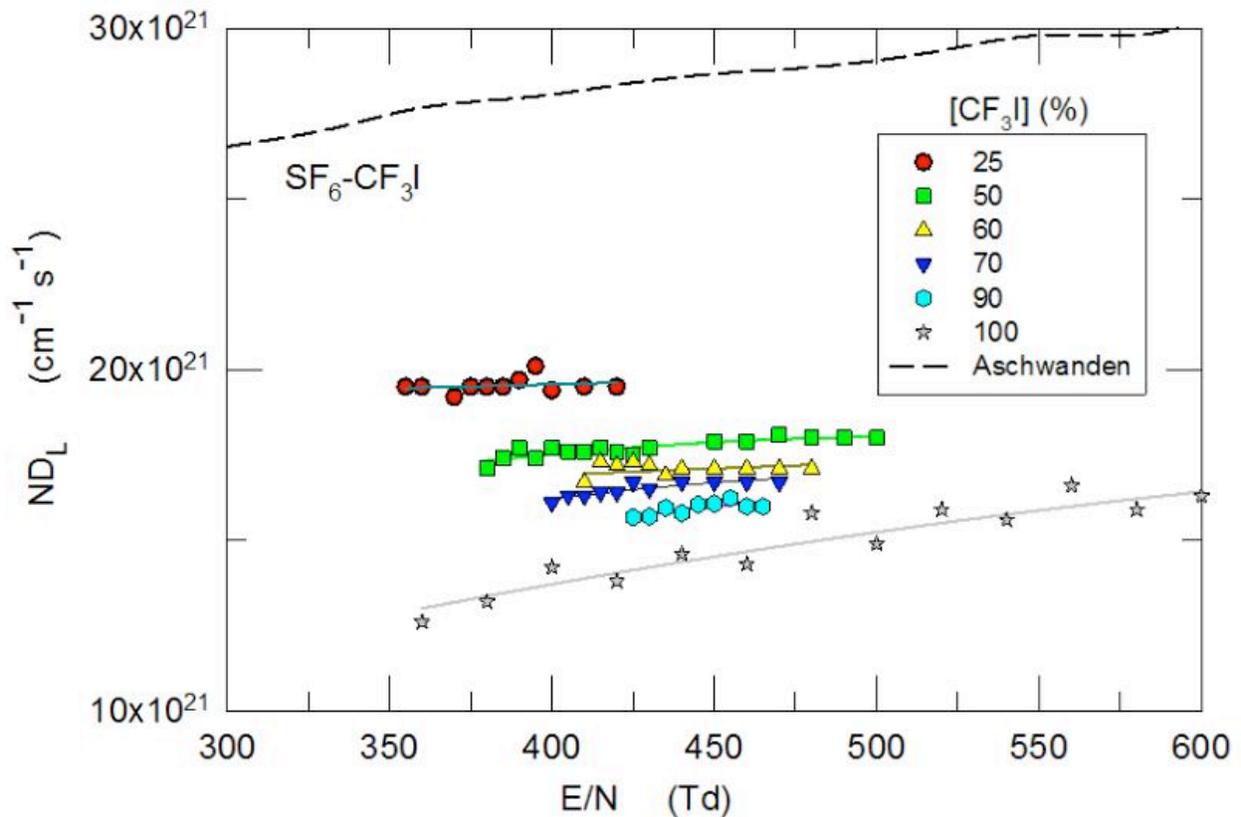


Fig 4.3 Coeficiente de difusión longitudinal en función de E/N . Las mediciones para 80% CF_3I han sido completamente omitidas. La línea discontinua muestra la tendencia de los datos de Aschwanden para SF_6 puro [10].

En estos resultados se puede notar como los valores obtenidos para D_L muestran un cierto nivel de independencia respecto a E/N . También podemos observar como el aumento en la concentración de CF_3I nos trae una menor difusión longitudinal.

4.5 Campo eléctrico crítico

Los valores del campo eléctrico crítico para diferentes concentraciones de CF_3I en SF_6 se muestran en la fig. 4.4. También se incluyen los valores correspondientes de la mezcla $\text{CF}_3\text{I} - \text{N}_2$, reportados en [4], como comparación de otra mezcla de CF_3I que ha sido considerada como posible sustituto de SF_6 como dieléctrico.

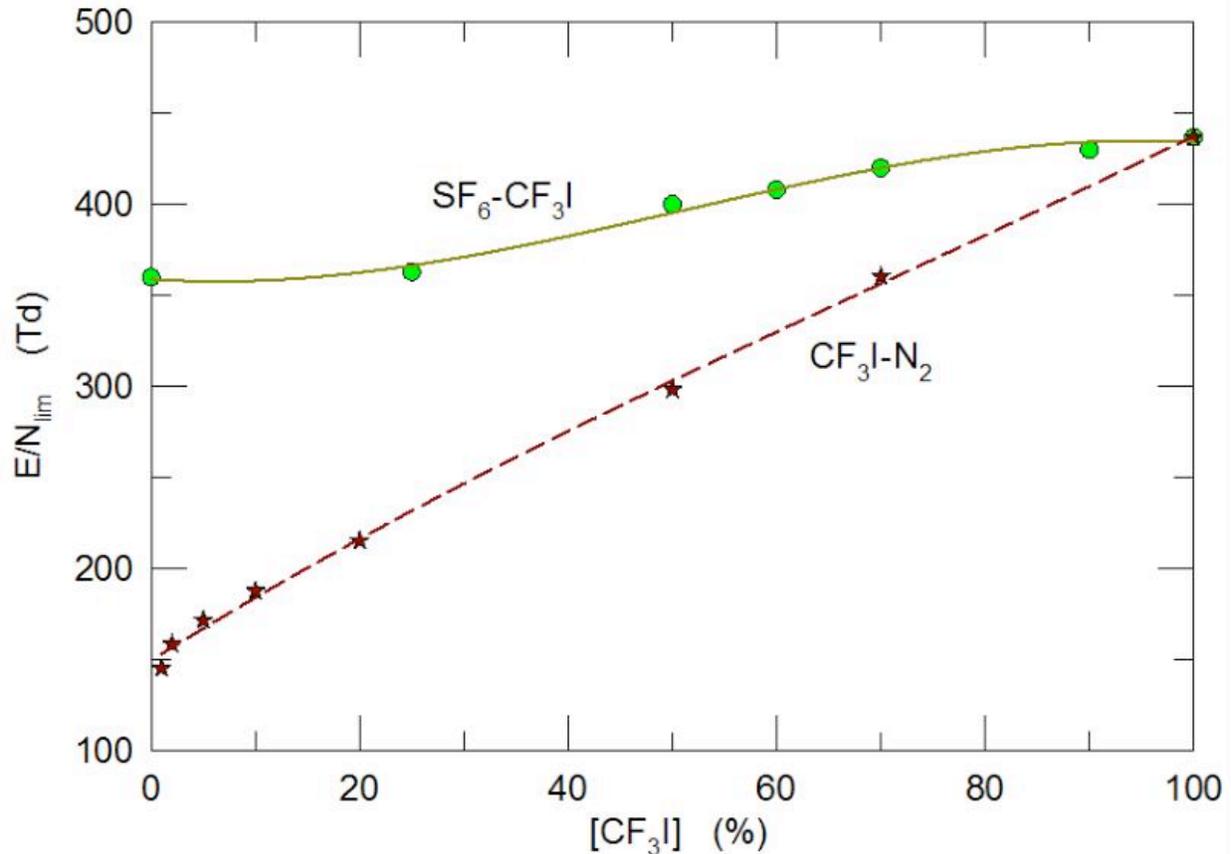


Fig. 4.4 Campo eléctrico crítico en función de la concentración de CF_3I . Se ha incluido la mezcla $\text{CF}_3\text{I} - \text{N}_2$ como comparación.

Esta gráfica nos permite observar claramente el aumento de E/N_{crit} según aumentamos la concentración de CF_3I . Con ella también podemos notar la superioridad dieléctrica de la mezcla $\text{CF}_3\text{I} - \text{SF}_6$ al compararla con otro posible sustituto, a saber, la mezcla $\text{CF}_3\text{I} - \text{N}_2$.

5. Conclusiones y sugerencias para trabajos futuros

5.1 Conclusiones

Se han presentado las primeras mediciones de la velocidad electrónica promedio, el coeficiente de ionización efectiva y el coeficiente de difusión longitudinal para la mezcla de los gases electronegativos SF₆ - CF₃I en el intervalo de 350 a 500 Td a temperatura ambiente. Los resultados obtenidos son muy satisfactorios por lo que se refiere a las propiedades dieléctricas de la muestra.

La tendencia observada en el cambio de los parámetros de enjambre ha sido relativamente lineal según se varían las concentraciones, y todas las mediciones han mostrado aparentemente mejores propiedades dieléctricas según se aumenta la concentración de CF₃I en SF₆.

Para las diferentes concentraciones medidas, se ha encontrado que todas presentan un valor de campo eléctrico crítico mayor al de SF₆, el dieléctrico más utilizado en la industria.

También se mostró la superioridad dieléctrica de la mezcla SF₆ – CF₃I con respecto a la de otro posible sustituto, la mezcla de CF₃I – N₂.

5.2 Sugerencias para trabajo futuro

Este ha sido solo un primer estudio sobre las propiedades de la mezcla SF₆ - CF₃I, en el cual se ha visto un comportamiento dieléctrico superior al de SF₆ puro. Queda mucho trabajo por realizar para poder considerar la mezcla como un buen sustituto.

Se deben realizar estudios sobre un intervalo mayor de E/N , utilizando un equipo que nos permita obtener resultados a mayor campo eléctrico y mayor densidad del gas. También es necesario realizar mediciones sobre la parte iónica de la corriente, para obtener las movilidades iónicas, y los valores de los coeficientes de ionización y captura.

Por otra parte, hacen falta muchos estudios sobre la capacidad de interrupción de los arcos eléctricos, la conducción del calor, la flamabilidad, la determinación de su vida media, y el punto de condensación; además, se deben realizar más estudios que puedan determinar su impacto ecológico, y su viabilidad económica como un buen sustituto del SF₆ puro.

6. Referencias

- [1] H. Raether. *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. London, U.K.: Butterworths, 1964.
- [2] E. Nasser. *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*. New York, U.S.: John Wiley and sons, 1971.
- [3] J. de Urquijo, I. Álvarez, C. Cisneros. "Transient analysis of the drift and longitudinal diffusion of ions in a uniform-field discharge gap". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 18 29, 1985.
- [4] J. de Urquijo, A.M. Juárez, E. Basurto, J. L. Hernández-Ávila. "Electron impact ionization and attachment, drift velocities and longitudinal diffusion in CF₃I and CF₃I–N₂ mixtures". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40. Marzo 2007.
- [5] J. de Urquijo. "Is CF₃I a good gaseous dielectric? A comparative swarm study of CF₃I and SF₆". *J. of Phys: Conference Series* 86. 2007.
- [6] J. de Urquijo, I. Álvarez, C. Cisneros. "Ionization, electron attachment and drift in CHF₃". *Phys. Rev.* 60 4. Oct 1999.
- [7] J. de Urquijo, J. L. Hernández-Ávila, E. Basurto, F. Ramírez. "Electron swarm and transport coefficients for the binary mixtures of SF₆ with Ar and Xe". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33. Junio 2003.
- [8] J. de Urquijo, I. Álvarez, C. Cisneros. "Transient analysis of the drift and longitudinal diffusion of ions in a uniform-field discharge gap". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 18. Feb 1985.
- [9] M. Kimura, Y. Nakamura. "Electron swarm parameters in CF₃I and a set of electron collision cross sections for the CF₃I molecule". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43. Marzo 2010.
- [10] Aschwanden Th, PhD Thesis ETH Zürich. 1985.
- [11] L. G. Christophorou, L. A. Pinnaduwege. "Basic physics of Gaseous Dielectrics". *IEEE Trans. Electr. Insul.* Vol 25 No.1. Feb 1990.
- [12] L. G. Christophorou, R. J. Van Brunt. "SF₆/N₂ mixtures. Basic and HV insulation properties". *IEEE Trans. on Diel.and Electr. Insul.* Vol 2 No.1. Oct 1995.
- [13] Earth System Research Laboratory (ESRL). Global Monitoring Division (GMD). The Halocarbons and other Atmospheric Trace Species (HATS).

- [14] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, 2007. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom.
- [15] L.G. Christophorou, J.K. Olthoff. "Electron interactions with SF₆". *J. Phys. Chem. Ref. Data. Vol 29, No. 3, 2000.*
- [16] L.G. Christophorou, J.K. Olthoff. "Electron interactions with CF₃I". *J. Phys. Chem. Ref. Data. Vol 29, No. 4, 2000.*
- [17] Jörg Brambring *Zeitschrift für Physik* 179 532-8.
- [18] T. Makabe y Z. Petrovic. *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication*. United States: Taylor and Francis Group, 2006.
- [19] F. Llewellyn-Jones. *Ionization and Breakdown in Gases*. Methuen, London, 1966.

Apéndice

Como fue mencionado en el capítulo 3, debido a la diferencia de masas, la movilidad electrónica es dos órdenes de magnitud mayor a la iónica, por lo cual es sencillo separar ambas componentes de la señal, usando una aproximación lineal para restar la pequeña contribución iónica de la parte electrónica.

Se comienza de la ecuación de continuidad unidimensional para los electrones. En esta ecuación se considera a la creación de pares electrón-ión como fuentes de carga y a la captura electrónica como sumideros.

$$\partial\rho_e(x,t)/\partial t + \partial j_e(x,t)/\partial x = \alpha_e j_e(x,t) \quad (\text{A.1})$$

ρ_e es la densidad lineal de electrones, y j_e la densidad de corriente eléctrica dentro de la brecha interelectródica durante la descarga

$$j_e(x,t) = v_e \rho_e(x,t) - D_L \partial\rho_e(x,t)/\partial x \quad (\text{A.2})$$

Tomaremos el análisis hecho por Braming [17], quien resolvió la ecuación de continuidad para electrones tomando los procesos de arrastre, ionización y difusión, obteniendo la siguiente expresión para la densidad lineal

$$\rho_e(x,t) = \frac{n_0 q_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \cdot \exp\left\{\alpha_e v_e t - \frac{(v_e + \alpha_e D_L)^2}{4D_L} t + \frac{(v_e + \alpha_e D_L)}{2D_L} x\right\} \cdot \left(\exp\left\{\frac{-x^2}{4D_L t}\right\} - \exp\left\{\frac{-(2d-x)^2}{4D_L t}\right\}\right) \quad (\text{A.3})$$

Insertando A.3 en A.2 obtenemos una expresión para la corriente electrónica en la brecha, dependiente de los parámetros que nos interesan.

$$j_e(x,t) = \frac{n_0 q_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \cdot \exp\left\{\alpha_e v_e t - \frac{(v_e + \alpha_e D_L)^2}{4D_L} t + \frac{(v_e + \alpha_e D_L)}{2D_L} x\right\} \cdot \left[\frac{v_e - \alpha_e D_L}{2} \left(\exp\left\{\frac{-x^2}{4D_L t}\right\} - \exp\left\{\frac{-(2d-x)^2}{4D_L t}\right\}\right) + \frac{1}{2t} \left([2d-x] \exp\left\{\frac{-(2d-x)^2}{4D_L t}\right\} + x \exp\left\{\frac{-x^2}{4D_L t}\right\}\right)\right] \quad (\text{A.4})$$

En la técnica pulsada de Townsend no se puede medir la corriente en el plano x dentro de la brecha, lo que se mide es la corriente en el circuito exterior, creada por el movimiento de todos los electrones entre los electrodos. Raether [1] deriva una relación tomando en cuenta la contribución a la corriente causada por el movimiento de cada uno de estos electrones

$$i_s(t) = \frac{1}{d} \int_0^d j_s(x, t) dx \quad (\text{A.5})$$

Metiendo la ec. A.4 en A.5, y utilizando unas relaciones integrales entre la función error y la función exponencial obtendremos la ecuación final para la corriente electrónica

$$i_s(t) = \frac{n_0 q_0}{2T_s} e^{\alpha_s v_s t} \left\{ \left[1 - \varphi \left(\frac{(v_s + \alpha_s D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] + e^{\left(\frac{v_s + \alpha_s D_L}{D_L} d \right)} \left[\varphi \left(\frac{(v_s + \alpha_s D_L)t + d}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right] \right\} \quad 0 < t \leq T_s \quad (2.8)$$

Donde φ es la función error de argumento ε

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\varepsilon e^{-u^2} du$$