

00323
57



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO



FACULTAD DE CIENCIAS

IONIZACION, CAPTURA Y ARRASTRE ELECTRONICO EN MEZCLAS DE SF6 Y He.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

FERNANDO RAMIREZ MARTINEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. JAIME DE URQUIJO CARMONA



FACULTAD DE CIENCIAS SECCION PROFESIONALES

A



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.



LIBERTAD NACIONAL
AYUDA AL
DESEMPEÑO DE
MÉRITO

autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Fernando Ramírez Martínez
 FECHA: 29 de abril del 2003
 FIRMA: [Firma]

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
 Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
 Facultad de Ciencias
 Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito: Ionización, captura y arrastre electrónico en mezclas de SF6 y He.

realizado por Fernando Ramírez Martínez

con número de cuenta 9653366-6, quién cubrió los créditos de la carrera de Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario Dr. Jaime de Urquijo Carmona

Propietario Dr. Jose Julio Emilio Herrera Velázquez

Propietario Dr. Eduardo Basurto Uribe

Suplente Dr. Fermín Castillo Mejía

Suplente Dr. Mayo Villagran Muniz

[Firma de Jaime de Urquijo Carmona]
[Firma de Jose Julio Emilio Herrera Velázquez]
[Firma de Eduardo Basurto Uribe]
[Firma de Fermín Castillo Mejía]
[Firma de Mayo Villagran Muniz]

Consejo Departamental de Física

[Firma de Patricia Goldstein Menache]
 DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
 DIRECTORA GENERAL DE BIBLIOTECAS
 UNAM

Ionización, captura y arrastre electrónico
en mezclas de SF_6 y He

Fernando Ramírez Martínez

24 de abril de 2003

A Julia, a mi Mamá y a mi Papá...

Agradecimientos

Agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México por la formación profesional que me ha dado y agradezco especialmente al Dr. Jaime de Urquijo Carmona por darme la oportunidad de colaborar con sus proyectos de investigación experimental, por todo lo que me enseñó a lo largo de la elaboración de esta tesis y por toda su ayuda, su apoyo y su paciencia. Este trabajo no hubiera sido posible sin el apoyo económico que me otorgó DGAPA a través del proyecto de investigación IN-113898. A los doctores Julio Herrera, Eduardo Basurto, Fermín Castillo y Mayo Villagrán les agradezco por el tiempo que dedicaron a la revisión y por las atinadas observaciones que le hicieron a esta larga tesis. Así mismo, quiero agradecer al Dr. Ignacio Garzón y al Dr. José Jiménez Mier y Terán por las oportunidades que me han dado de cercar y ganar experiencia llevando a cabo labores de investigación y docencia, actividades propias de la vida profesional que pretendo desarrollar.

Agradezco especialmente a mis padres por la educación y los principios en los que me formaron y por ayudarme a ir en busca del proyecto profesional que elegí; es muy importante para mí toda la paciencia y la confianza que me han mostrado, especialmente a lo largo de estos últimos años. A Gabriela y a Lala, así como a cada uno de los miembros de mi familia, les agradezco por estar siempre al pendiente de mis estudios y de mi futuro profesional.

Julia, el texto de esta tesis es una consecuencia de la paciencia con la que corregiste la terrible redacción de mis trabajos durante la segunda mitad de la carrera y de las continuas lecciones de expresión escrita y oral que me has dado desde que te conozco. Ésta es seguramente la mejor prueba de lo mucho que he aprendido de ti, en buena medida te la debo a ti y por eso te la dedico principalmente a ti. Te estoy muy agradecido por tu crítica firme, objetiva y constructiva. Con todo tu apoyo y con toda tu confianza, siempre me has presionado para mejorar académica y personalmente.

Muchas gracias por ser la que ha estado, la que está y la que siempre estará junto a mi.

A Ricardo, a Aurora, a Andrea y a Julio les agradezco por todos sus consejos, por el cariño que de ustedes he recibido y por el gran apoyo que siempre me han brindado. Finalmente, a Daniel, a Laiza, a Aline, a Mariana, a Diego, a Eria y a todos los amigos con los que compartí los años que pase en la Facultad de Ciencias, les agradezco por acompañarme a lo largo de mi carrera y por formar parte de mi vida.

Índice General

Agradecimientos	iii
1 Introducción	1
1.1 Generalidades sobre los gases ionizados.	1
1.1.1 Movimiento de origen térmico	3
1.1.2 Flujo Difusivo.	6
1.1.3 El parámetro E/N .	8
1.1.4 Colisiones elásticas e inelásticas.	12
1.2 Procesos microscópicos y macroscópicos.	15
1.2.1 Técnicas de haces.	18
1.2.2 Técnicas de enjambre.	24
1.3 Estudio del transporte y la ionización.	28
1.3.1 Parámetros de transporte.	28
1.3.2 Parámetros de ionización.	33
1.4 El hexafluoruro de azufre: SF_6	35
1.4.1 Propiedades físicas y químicas.	36
1.4.2 Utilización	41
1.4.3 Problemas	43
1.4.4 La mezcla de SF_6 y He	44

1.5	Organización de la tesis	45
2	Método experimental	49
2.1	El experimento de Townsend pulsado.	49
2.2	Análisis del experimento.	50
2.2.1	Componente electrónica.	52
2.2.2	Componentes iónicas.	53
2.2.3	Pulso de la corriente total.	54
2.3	El aparato.	55
2.3.1	Estructura del aparato.	55
2.3.2	Precisión.	57
2.4	Análisis de las formas de onda.	58
2.4.1	Componente electrónica.	58
2.4.2	Componente iónica.	64
3	Resultados y discusión	73
3.1	Parámetros de transporte electrónico.	74
3.1.1	Velocidad de arrastre electrónico; v_e	74
3.2	Parámetros de ionización.	76
3.2.1	Coefficiente de ionización efectiva reducido a la densidad del gas; α_e/N	76
3.2.2	Razón de los coeficientes de captura y de ionización; η/α	78
3.2.3	Coefficientes de ionización y de captura reducidos a la densidad del gas; α/N , η/N	80
3.2.4	El campo eléctrico crítico, E/N_{crit} , en función de la concentración de SF_6 en la mezcla.	81
3.3	Parámetros de transporte iónico.	85
3.3.1	Movilidad reducida de los iones positivos; K_+	86

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	vii
3.3.2 Movilidad reducida de los iones negativos; K_{-}	88
4 Discusión general y conclusiones	93
A Pulsos de corriente	95
A.1 Presión baja.	97
A.2 Presión media.	100
A.3 Presión alta.	103

Índice de Figuras

1.1	Función de distribución de <i>Maxwell-Boltzmann</i>	4
1.2	Curva característica <i>V-I</i>	11
1.3	Diagrama vectorial de la colisión entre dos esferas duras.	13
1.4	Parámetro de impácto en el modelo de colisión de esferas duras.	19
1.5	Modelo de colisión entre dos partículas tomando en cuenta la existencia de un potencial de interacción entre ellas.	21
1.6	Geometría de la molécula de SF_6	37
1.7	Secciones transversales totales de colisión con electrones [6].	38
1.8	Secciones transversales para la formación de iones de polaridad negativa. [6]	40
1.9	Sección transversal total de ionización: $\sigma_{t,i}$ [6].	41
1.10	Secciones transversales parciales para la producción de iones de polaridad positiva: $\sigma_{partial,i}$ [6].	42
2.1	El experimento de Townsend	56
2.2	Componentes electrónicas al variar E/N	58
2.3	Tiempos característicos de las formas de onda.	59
2.4	Cálculo del tiempo de tránsito electrónico	61
2.5	Transitorio iónico: $\alpha_e < 0$	65
2.6	Transitorio iónico: $\alpha_e < 0$ con E/N bajo y P relativamente alto.	66
2.7	Análisis de la componente iónica.	70

3.1	Velocidad de arrastre electrónico: v_e	75
3.2	Coefficiente de ionización efectiva reducido a la densidad del gas: α_e/N	77
3.3	Razón de los coeficientes de captura y de ionización: η/α	79
3.4	Coefficiente de ionización reducido a la densidad del gas: α/N	82
3.5	Coefficiente de captura electrónica reducido a la densidad del gas: η/N	83
3.6	E/N crítico.	84
3.7	Movilidad conjunta de los iones positivos: K_+	87
3.8	Movilidad conjunta de los iones negativos: K_-	89
3.9	Movilidad de campo cero en función de la concentración del SF_6 en mezclas de SF_6 y He , [14].	90
A.1	Componentes de corriente a baja presión y con captura fuertemente dominante.	97
A.2	Componentes de corriente a baja presión, con captura dominante y con $\alpha_e \sim 0$	98
A.3	Componentes de corriente a baja presión con ionización moderadamente y ampliamente dominante.	99
A.4	Componentes de corriente a presión media y con captura fuertemente dominante.	100
A.5	Componentes de corriente a presión media, con captura dominante y con $\alpha_e \sim 0$	101
A.6	Componentes de corriente a presión media con ionización moderadamente y ampliamente dominante.	102
A.7	Componentes de corriente a alta presión y con captura fuertemente dominante.	103
A.8	Componentes de corriente a alta presión, con captura dominante y con $\alpha_e \sim 0$	104
A.9	Componentes de corriente a alta presión con ionización moderadamente y ampliamente dominante.	105

Índice de Tablas

1.1	Notación de secciones transversales	38
1.2	Procesos de producción de iones negativos. [6]	40
1.3	Calores específicos, conductividades térmicas y coeficientes de viscosidad del SF_6 y del He [7].	45
3.1	Incertidumbres porcentuales para cada uno de los parámetros reportados en [14].	74
3.2	Intervalos aproximados de E/N en los que se reportó la velocidad electrónica en cada mezcla.	76
A.1	Parámetros constantes en el cálculo	96
A.2	Valores utilizados para construir A.1, A.2 y A.3	97
A.3	Valores utilizados para construir A.4, A.5 y A.6	100
A.4	Valores utilizados para construir A.7, A.8 y A.9	103

Capítulo 1

Introducción

En esta tesis se describirá el método de análisis utilizado para determinar experimentalmente los parámetros de ionización y transporte eléctrico en mezclas de SF_6 y He a partir de los transitorios registrados por medio de una cámara de ionización tipo Townsend. A lo largo de este capítulo se revisarán algunos conceptos básicos acerca de la teoría relacionada con el estudio de los gases ligeramente ionizados y se detallarán las propiedades de los elementos gaseosos que constituyen a la mezcla propuesta, en particular las del SF_6 . En el segundo capítulo se deducirán los métodos de análisis que se aplican a los transitorios registrados al operar una cámara de Townsend y se describirán cada uno de los pasos que se siguieron para obtener los parámetros de ionización y transporte expuestos en el tercer capítulo de la tesis.

1.1 Generalidades sobre los gases ionizados.

Supóngase que un recipiente es llenado con una mezcla de dos gases. Si los átomos o moléculas que la conforman no interactúan entre sí, el sistema puede considerarse como una mezcla de gases ideales. Asumiendo además que la mezcla es homogénea en todo el espacio disponible ($\nabla N = 0$, donde N es la densidad del gas), el volumen total del recipiente V será llenado por una porción V_1 del primer miembro de la mezcla y una porción V_2 del segundo miembro; entonces

$$V = V_1 + V_2$$

De acuerdo con la ley del gas ideal, los volúmenes de cada uno de los miembros de

la mezcla pueden expresarse en términos de sus concentraciones, de la presión y de la temperatura a las que se encuentra el recipiente

$$V_1 = \frac{N_1 RT}{P} \quad , \quad V_2 = \frac{N_2 RT}{P};$$

donde N_1 y N_2 son los números de átomos o moléculas de cada uno de los elementos gaseosos que forman a la mezcla y R es la constante universal de los gases¹. De esta forma, el volumen total será:

$$V = \frac{N_1 RT}{P} + \frac{N_2 RT}{P} \quad (1.1)$$

A partir de la relación (1.1), la presión a la que se encuentra la mezcla puede presentarse en términos de las densidades volumétricas de partículas de cada uno de los gases que la conforman, $n_1 = \frac{N_1}{V}$ y $n_2 = \frac{N_2}{V}$, así como de la temperatura a la que se encuentra el sistema

$$P = n_1 RT + n_2 RT \quad (1.2)$$

La expresión (1.2) es conocida como la *Ley de las Presiones Parciales* [18] y en ella se establece que en una mezcla de gases ideales cada una de sus componentes se comporta como si las otras no estuvieran presentes en el recipiente. Así, la presión total producida por la mezcla es igual a la suma de las presiones que producirían cada uno de sus elementos si se encontraran solos en el recipiente a la misma temperatura que se encuentra la mezcla completa.

En el caso de la mezcla binaria se tiene que

$$P = p_1 + p_2 \quad (1.3)$$

donde p_1 y p_2 son las presiones parciales producidas por cada uno de los dos miembros de la mezcla. Con base en la expresión (1.3), el recipiente puede ser llenado hasta una presión total P admitiendo primero un cierto porcentaje del primer gas y completando después el porcentaje restante con el segundo miembro de la mezcla. Este procedimiento permite variar controladamente la concentración de cada uno de los gases que componen una mezcla.

En caso de que los gases que conforman la mezcla estén constituidos de partículas eléctricamente neutras, aun en presencia de un campo eléctrico externo, el movimiento

¹La constante universal de los gases R tiene un valor de 8314 J K^{-1} . [18]

de estas últimas se compondrá únicamente de dos elementos: un movimiento aleatorio de origen térmico y, cuando la mezcla no sea homogénea ($\nabla n_1 \neq 0 \vee \nabla n_2 \neq 0$), un flujo debido a la difusión. [17]

1.1.1 Movimiento de origen térmico

La componente de origen térmico puede describirse mediante una distribución de velocidades que se deduce al suponer que el promedio del cuadrado de las velocidades de todas las partículas de un gas se mantiene constante cuando éste alcanza el estado de equilibrio térmico.

De acuerdo con la suposición anterior, aunque en principio la velocidad de las partículas pudiera tomar cualquier valor entre cero e infinito, la existencia de valores extremos de velocidad es poco probable. Las condiciones mencionadas dan lugar a la distribución de velocidades de *Maxwell-Boltzmann* (figura 1.1) y puede demostrarse que, a temperatura constante, sólo existe una distribución con tales características [18]

$$\frac{dN}{N_t} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p}\right)^2 e^{-(v/v_p)^2} \frac{dv}{v_p} \quad (1.4)$$

En la expresión (1.4) se establece que de un total de N_t partículas, N de ellas tendrán una velocidad v ó mayor. Entonces, dN será el número de partículas con velocidades entre v y $v + dv$, mientras que la pendiente de la curva correspondiente (N vs. v) representará la probabilidad de que dN partículas tengan velocidades en ese mismo intervalo. En (1.4) los parámetros dN y v aparecen, respectivamente, como las proporciones que representan con respecto a valores absolutos dados por el número total de partículas N_t y por la velocidad más probable v_p .

La derivada dN/dv de la distribución de velocidades calculada a lo largo de todo el rango de valores de velocidad que pueden tomar las partículas de un gas que se encuentra a temperatura constante es conocida como la función de distribución de las velocidades $f\left(\frac{v}{v_p}\right)$ desde cero hasta infinito. Esta función asocia una probabilidad a cada valor de velocidad y en términos de los valores absolutos referidos anteriormente se tiene que

$$f\left(\frac{v}{v_p}\right) = \frac{dN/N_t}{dv/v_p}$$

Con $v_r = \frac{v}{v_p}$ como la proporción de velocidad de las partículas con respecto al valor

se debe calcular el primer momento de la distribución de velocidades

$$\bar{v}_r N_t = \int_0^{N_t} v_r dN;$$

de modo que al sustituir dN por la distribución de velocidades de *Maxwell-Boltzmann* (1.4) se tendrá que

$$\bar{v}_r = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{v_r=0}^{v_r=\infty} v_r^2 e^{-v_r} dv_r = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{2}$$

Al recordar que v_r se definió como la fracción de velocidad relativa al valor más probable, entonces el promedio de todas las velocidades \bar{v} será tal que

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_p \quad (1.6)$$

La desviación cuadrática media de la distribución de velocidades se obtiene por medio de un procedimiento análogo al anterior y que consiste en obtener el segundo momento de la distribución. Para este fin, se denotará a la raíz cuadrada de la proporción entre los cuadrados de las velocidades de cada partícula y de la velocidad más probable mediante v_e , de manera que su promedio será tal que

$$\bar{v}_e^2 N_t = \int_0^{N_t} v_e^2 dN;$$

entonces,

$$\bar{v}_e^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} v_e^4 e^{-v_r} dv_r = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{3}{8} \sqrt{\pi} = \frac{3}{2}.$$

Luego, $v_e = \frac{v_e}{v_p}$ donde v_e es el valor promedio del cuadrado de todas las velocidades o velocidad efectiva relativa;² por lo tanto

$$v_e = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} v_p \quad (1.7)$$

Finalmente, combinando (1.6) y (1.7) resulta que la velocidad promedio y la velocidad efectiva son tales que:

$$v_e = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{1/2} \bar{v} \quad (1.8)$$

² v_e también es conocido como valor rms por sus siglas en inglés: root mean square.

Por otro lado, a partir de la teoría cinética y de la ley universal de los gases [18] se puede deducir una expresión para calcular la energía cinética promedio de una partícula en función de la temperatura:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}\kappa T$$

El término del lado izquierdo depende del promedio del cuadrado de las velocidades, de la velocidad efectiva que se definió anteriormente. Entonces,

$$\frac{1}{2}mv_e^2 = \frac{3}{2}\kappa T \quad (1.9)$$

es la energía cinética promedio de las partículas de un gas que se encuentra en equilibrio térmico a una temperatura T . Si ahora se sustituye la relación (1.7) en (1.9) se obtiene el valor de energía más probable

$$\frac{1}{2}mv_p^2 = \kappa T \quad (1.10)$$

Finalmente, si la temperatura se mantiene constante, la energía promedio de las partículas que conforman una mezcla gaseosa que contenga partículas neutras, como átomos o moléculas, y partículas cargadas libres, como iones o electrones será tal que

$$\frac{1}{2}mv_e^2 = \frac{1}{2}m_i v_{ie}^2 = \frac{1}{2}m_e v_{ee}^2 = \frac{3}{2}\kappa T \quad (1.11)$$

donde m , m_i y m_e son las masas de los átomos o moléculas, de los iones y de los electrones respectivamente; mientras que v_e , v_{ie} y v_{ee} son sus velocidades efectivas.

1.1.2 Flujo Difusivo.

Si las partículas que constituyen un gas no se encuentran uniformemente distribuidas en el recipiente que las contiene, existirán zonas en las que el gradiente de la concentración será distinto de cero y, de acuerdo con la *Ley de Fick* [17], un flujo difusivo se producirá en dicho recipiente. Este flujo se llevará a cabo en la dirección opuesta al gradiente mencionado y será proporcional a él, donde la constante de proporcionalidad D , conocida como el coeficiente de difusión, es una medida de la transparencia que presenta el medio al flujo de las partículas. La *Ley de Fick* se enuncia de la siguiente manera:

$$\vec{J} = -D\nabla n \quad (1.12)$$

D es una propiedad conjunta de las partículas que fluyen hasta cancelar por completo cualquier inhomogeneidad en el recipiente, así como del gas a través del cual se produce el flujo. En la ecuación (1.12) queda claro que el flujo cesará tan pronto como la distribución de partículas sea homogénea en todo el espacio accesible al gas, cuando $\nabla n = 0$.

Una mezcla homogénea de gases constituida por partículas eléctricamente neutras, aun en presencia de un campo eléctrico externo, no presentará un flujo de partículas con alguna dirección preferencial; la conductividad en un gas o mezcla de gases se generará únicamente cuando existan partículas cargadas libres en él.

Supóngase entonces que se inyectan partículas cargadas, electrones por ejemplo, en el recipiente que contiene la mezcla gaseosa que originalmente estaba compuesta sólo por partículas neutras. Si los elementos de la mezcla inicial no interactúan con las partículas cargadas que se inyectaron, estas últimas no interactúan entre sí y no hay pérdida de carga en las fronteras del recipiente, en ausencia de un campo eléctrico externo el movimiento de los nuevos constituyentes de la mezcla será debido a una componente aleatoria de tipo térmico y a una componente de difusión, tal como sucede con las partículas eléctricamente neutras.

Las mezclas gaseosas formadas por partículas neutras y partículas cargadas son conocidas con el nombre de plasmas [17]; sus propiedades son muy variadas y dependen principalmente de la identidad de sus constituyentes, así como de las concentraciones relativas entre los elementos neutros y cargados. Este trabajo se limita al estudio de los plasmas débilmente ionizados, en los que la proporción de partículas cargadas es muy pequeña con respecto a la población de los elementos neutros de forma que la distancia que separa a cada par de partículas cargadas es suficientemente grande como para ignorar sus interacciones.

Si no hay un campo que actúe sobre las partículas cargadas, éstas se difundirán en todo el espacio que tengan a su disposición hasta que su concentración se la misma en todo el recipiente, siempre que no existan pérdidas con las fronteras del mismo y el número total de partículas se mantenga constante en el tiempo. Finalmente, cuando los gradientes de las concentraciones de todos los elementos de la mezcla descrita se anulen y se alcance una situación de equilibrio térmico, las energías promedio de cada uno de los constituyentes de la mezcla serán únicamente de origen térmico y estarán dadas por (1.11).

Al aplicar un campo eléctrico externo a un plasma, las partículas cargadas serán arrastradas en la dirección de las líneas del campo, induciendo de esta manera el fenómeno de la conductividad eléctrica en la mezcla. La conductividad de un plasma depende de las características, proporciones y propiedades de sus elementos neutros y cargados, así como de la energía que el campo eléctrico imprime sobre estos últimos.

El arrastre eléctrico de las partículas cargadas dará lugar a gradientes en las concentraciones de éstas mismas y, por lo tanto, el flujo total producido presentará una componente de origen eléctrico y otra de difusión; además, el coeficiente que caracterizará a la segunda de estas componentes ya no será un escalar como el que se presentó en (1.12) porque la difusión se desarrollará de manera distinta en la dirección del campo eléctrico y en las direcciones transversales a éste.

Si el medio a través del cual se produce el flujo de partículas cargadas es homogéneo y el campo eléctrico es aplicado en una sola dirección, el nuevo coeficiente de difusión deberá expresarse como un tensor [17] con las siguientes características:

$$\mathbf{D} = \begin{vmatrix} D_T & 0 & 0 \\ 0 & D_T & 0 \\ 0 & 0 & D_L \end{vmatrix} \quad (1.13)$$

En éste, los elementos D_L y D_T son conocidos, respectivamente, como los coeficientes de difusión longitudinal y transversal. El primero de ellos es el parámetro que caracteriza a la difusión que se desarrolla en la dirección del campo eléctrico, mientras que D_T determina el flujo difusivo en las direcciones perpendiculares a él. Los elementos que se encuentran fuera de la diagonal son todos iguales a cero a causa de las propiedades que se atribuyeron al campo eléctrico aplicado y al medio donde se produce el flujo de partículas cargadas.

1.1.3 El parámetro E/N .

Quando un campo eléctrico externo es aplicado a un plasma débilmente ionizado, las partículas cargadas libres que en él se encuentren serán arrastradas en la dirección de las líneas del campo. La energía impresa sobre los portadores de carga se verá limitada a causa de las múltiples colisiones que estos sufren al ser arrastrados; si se supone que en cada colisión la partícula cargada pierde en promedio toda la energía que adquirió del campo, entonces tras cada colisión la partícula será arrastrada, en promedio, a partir

de una energía igual a cero mientras que la energía máxima que pueda alcanzar dependerá de la intensidad del campo eléctrico y del tiempo comprendido entre una colisión y otra.

La fuerza eléctrica ejercida sobre un portador de carga e y masa m es eE y la aceleración resultante será igual a eE/m . Si se define el período colisional τ o *tiempo libre medio* [17, 18] como el lapso promedio de tiempo que transcurre entre colisiones sucesivas, entonces la velocidad alcanzada justo antes de producirse una colisión es $eE\tau/m$. El tiempo libre medio es proporcional al inverso de la concentración del gas ($\tau \sim \frac{1}{N}$) y por lo tanto, la velocidad máxima alcanzada por las partículas cargadas será directamente proporcional a la intensidad del campo eléctrico y al inverso de la concentración del gas o mezcla gaseosa a través de la que se mueven los portadores de carga.

Así mismo, tal como será definido en la sección 1.2.2, el *camino libre medio* $\bar{\lambda}$ es el promedio de las distancias recorridas por cada uno de los portadores entre una colisión y otra; entonces, si se toma en cuenta que se ejerce una fuerza eE sobre una partícula de carga e a lo largo de una distancia $\bar{\lambda}$, la cantidad de energía adquirida por dicha partícula es $eE\bar{\lambda}$.

El *camino libre medio* también es inversamente proporcional al número total de partículas que caracteriza a la mezcla ($\bar{\lambda} \sim \frac{1}{N}$), de modo que la energía impresa sobre la partícula cargada será proporcional a eE/N . Por lo tanto, la intensidad del campo eléctrico reducida a la densidad del gas, E/N , [17, 18] resulta ser proporcional a la energía promedio adquirida por los portadores de carga entre colisiones sucesivas. A consecuencia de tales hechos, el parámetro mencionado resulta ser fundamental en el análisis de la conducción eléctrica en un plasma.

A partir de la ley universal de los gases se tiene que la presión total producida por una mezcla gaseosa es proporcional al número total de partículas de la misma. Entonces, el parámetro E/P es equivalente a E/N y se puede pasar de un parámetro al otro mediante la siguiente regla [17]:

$$\frac{E}{N} = T (1.0354 \times 10^{-2}) \frac{E}{P} \quad (1.14)$$

donde T es la temperatura absoluta a la que se encuentra la mezcla.

Si la temperatura a la que se encuentra un plasma es baja y se mantiene constante, la magnitud de E/N puede ser dividida en tres regímenes [17, 18]. El primero de ellos se

obtiene cuando E/N es muy pequeño en comparación con la energía térmica promedio de las partículas que constituyen el plasma; a este régimen se le llama E/N o E/P bajo. Por el contrario, cuando la energía impresa sobre los portadores de carga a causa del campo eléctrico aplicado es mucho mayor que la energía térmica promedio que se predijo a través de la distribución de velocidades de *Maxwell-Boltzmann* (1.11) se dice que el valor de E/N es alto.

Finalmente, E/N es intermedia cuando ésta y la energía de origen térmico tienen magnitudes comparables. La división propuesta es el resultado de considerar que los procesos que caracterizan a cada uno de estos regímenes son distintos entre sí, por lo que en el estudio de la conductividad de los plasmas tales diferencias deberán ser tomadas en cuenta.

Supóngase que en una mezcla gaseosa son inyectados electrones y que por medio de una diferencia de potencial V generada entre un par de placas planas y paralelas se produce un campo eléctrico que da lugar al arrastre de los portadores de carga presentes en la mezcla; si la temperatura y la presión se mantienen constantes, la corriente eléctrica I que se registre entre las placas dependerá de la magnitud de V y de las propiedades de la mezcla gaseosa presente en el interior de la brecha.

La curva característica $V-I$ [18] mostrada en la figura 1.2 es un ejemplo de esta dependencia; en ella, cuando el voltaje aplicado a las placas es cercano a cero, en el régimen de E/N bajo, el movimiento térmico aleatorio de los portadores de carga los dispersará y no todos podrán ser colectados para contribuir a la corriente; éstas son las características de la región *A*: *Random burst pulses*. Al aumentar el voltaje, pasando a través de la región de E/N intermedio, llegará un momento en que su valor será dominante en el movimiento de los portadores de carga y todos ellos serán colectados, dando lugar a lo que se conoce como las corrientes de saturación; en la figura 1.2 esta región es *B*: *Saturation currents*.

Incrementando aún más el voltaje entre las placas del condensador se alcanzará la zona de descargas tipo Townsend (*C*: *Townsend discharge*); en ésta, la energía impresa sobre los portadores de carga entre una colisión y otra es tal que nuevos portadores de carga son producidos a causa de colisiones inelásticas entre partículas cargadas y partículas neutras; de esta forma, la densidad de portadores de carga crece exponencialmente y por lo tanto, esta región se caracteriza por un aumento exponencial de la corriente registrada en la brecha.

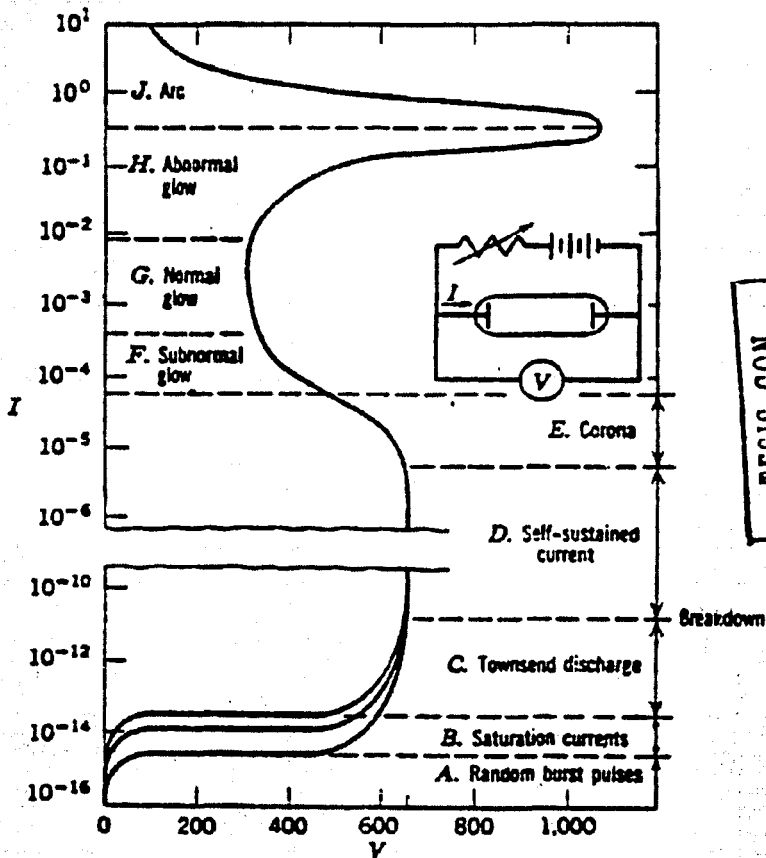


Figura 1.2: Curva característica V - I : reportada originalmente en [18], en esta gráfica se presenta una relación típica de voltaje corriente para una brecha ocupada por gas; esta curva es para un gas de neón a 1 torr con una brecha delimitada por electrodos en forma de disco de 2 cm de diámetro y 50 cm de separación.

Si el valor del voltaje aumenta aún más, se alcanzará el límite superior de la zona de descargas tipo Townsend conocido como la zona de ruptura (*Breakdown*); esta zona es caracterizada por un incremento de varios ordenes de magnitud de la corriente eléctrica con un aumento muy pequeño del voltaje aplicado a las placas. Por encima de la ruptura, la corriente resulta ser independiente del campo eléctrico y se tiene la región *D*: *Self-sustained current* donde la corriente es autosustentada a consecuencia de la gran ionización que tiene lugar en la brecha.

Como se puede apreciar en la figura 1.2, por encima de la región *D* existen otras zonas, cada una de ellas con características y propiedades particulares que escapan del alcance de este trabajo. ³ El experimento que se detalla en el capítulo 2 consiste en la determinación de las corrientes de desplazamiento de los portadores de carga en la región de la descarga de Townsend.

1.1.4 Colisiones elásticas e inelásticas.

Al principio de la sección 1.1.3 se mencionó que la energía que adquieren los portadores de carga a causa de la acción de un campo eléctrico externo es limitada por las colisiones que estos sufren con los elementos del gas o mezcla gaseosa a través de la cual se mueven. Tales colisiones pueden ser elásticas o inelásticas, dependiendo del tipo de intercambio de energía que se lleve a cabo en ellas. Se dice que una colisión es inelástica siempre que da lugar a la transformación de energía cinética en energía potencial o viceversa; en contraste, las colisiones elásticas serán todas aquellas en las que sólo exista la transferencia de energía cinética entre los actores de la misma. [17, 18]

Por ejemplo, considérese que un electrón es arrastrado por un campo eléctrico externo y se encuentra en su camino a un átomo de helio⁴ en su estado base. Si la energía cinética del proyectil es menor que la energía de ionización mínima o que la energía de excitación mínima del blanco, la colisión resultante será puramente elástica pues la probabilidad de que alguna porción de la energía cinética del sistema se transforme en energía potencial es nula; por otro lado, si el campo eléctrico es muy intenso y el electrón adquiere la energía suficiente como para excitar o hasta ionizar al átomo de

³Para una descripción más detallada de las regiones que caracterizan a la curva $V-I$, figura 1.2, se aconseja al lector que recurra a [18].

⁴Se elige un átomo de helio pues se quiere garantizar que éste no será capaz de capturar al electrón como sucedería con algún átomo o molécula que sea electronegativo.

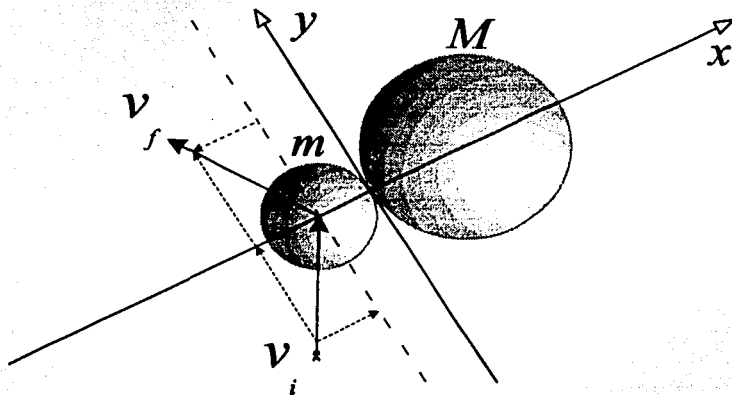


Figura 1.3: Diagrama del momento en que se produce la colisión entre dos esferas duras cuyas masas son m y M . Si M se encuentra en reposo antes de la colisión, el evento puede considerarse de tipo frontal debido a que la componente de la velocidad de m que es paralela a la línea que separa a las partículas permanecerá sin cambios [18].

helio, la colisión correspondiente será inelástica pues una cierta cantidad de la energía cinética con la que el electrón cuenta antes de la colisión se transformará en energía potencial, dando lugar a una excitación o ionización del átomo de helio.

En contraste, si en el ejemplo dado el electrón es lento y se encuentra en lugar del átomo de helio con un átomo de flúor, el elemento más electronegativo dentro de la tabla periódica, la colisión resultante será de tipo inelástico porque el átomo de flúor capturaré al electrón transformando toda su energía cinética en energía potencial y dando lugar a un ión de carga negativa.

Con base en un modelo de esferas duras y por medio de un análisis puramente clásico es posible determinar la cantidad de energía máxima que puede transformarse en energía potencial al producirse una colisión entre dos partículas [18]. Supóngase entonces que una partícula de masa m que se mueve a una velocidad \vec{v}_i choca contra una segunda partícula de masa M que originalmente se encontraba en reposo (ver figura 1.3).

Sin importar la dirección del vector de velocidad \vec{v}_i , siempre se puede ajustar un sistema de referencia de modo que uno de sus ejes coincida con la dirección de la línea que une a los centros de ambas partículas; de esta forma se tiene que la componente de la velocidad en tal dirección será la única que influirá en el intercambio de energía y es suficiente con analizar lo que sucede en dicha dirección, pues en la dirección opuesta no habrá ningún cambio. Esto último es equivalente a suponer que la colisión es frontal y considerar únicamente la magnitud de la velocidad v_i .

De esta manera, el momento total del sistema se conservará siempre que se cumpla la siguiente ecuación:

$$mv_i = mv_f + MV_f \quad (1.15)$$

donde v_f y V_f son las velocidades de cada una de las partículas después de la colisión. Así mismo, definiendo W_p como el cambio en la energía potencial del sistema a causa de la colisión, la ley de la conservación de la energía se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 + \frac{1}{2}MV_f^2 + W_p \quad (1.16)$$

A partir de (1.15) puede despejarse V_f y al sustituirse en (1.16) se encuentra que W_p puede expresarse en términos de las masas de ambas partículas y de las velocidades, inicial y final, de la partícula incidente:

$$W_p = \frac{1}{2}mv_i^2 - \frac{1}{2}mv_f^2 - \frac{1}{2} \frac{m^2}{M} (v_i - v_f)^2 \quad (1.17)$$

Para un valor de v_i dado, la derivada de W_p en función de v_f es

$$\frac{dW_p}{dv_f} = \frac{m}{M} [mv_i - (m + M)v_f]$$

y a partir de ella se encuentra que la cantidad máxima de energía potencial se alcanza cuando el cociente entre las velocidades final e inicial de la partícula incidente es igual al cociente entre su masa y la suma de las masas de ambas partículas

$$\frac{v_f}{v_i} = \frac{m}{m + M} \quad (1.18)$$

De acuerdo con 1.18 y con 1.17, la cantidad máxima de energía potencial que puede transferirse durante la colisión es

$$W_p(max) = \frac{M}{m + M} \cdot \frac{mv_i^2}{2} \quad (1.19)$$

Según la relación que exista entre las masas de las partículas que intervienen en la colisión, los resultados que arroja el análisis anterior pueden separarse en dos casos:

- a) $m \approx M$: Cuando se satisface esta condición, de acuerdo con (1.19), la cantidad máxima de energía cinética que puede ser transformada en energía potencial es la mitad de la energía cinética con la que contaba la partícula incidente antes de la colisión

$$W_p(max) \simeq \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_i^2}{2}$$

y cuando esto sucede, la velocidad de la partícula incidente después del intercambio de energía será la mitad de la que tenía antes de la colisión $v_f = v/2$.

- b) $m \ll M$: Ésta es la consideración primaria que debe de adoptarse al estudiar el problema de un electrón que es arrastrado en la dirección de un campo eléctrico externo. Viajando a través de un gas diluido, las continuas colisiones que dicho electrón sufre con las partículas del gas dan lugar a procesos de intercambio de energía, tanto cinética como potencial; si la velocidad del electrón es considerablemente mayor que la velocidad de las pesadas partículas propuestas como blanco, estas últimas estarán virtualmente en reposo y los resultados encontrados en esta sección pueden aplicarse al problema delineado. Entonces, sustituyendo la condición dada en (1.19) se tiene que el electrón es capaz de transferir casi toda su energía cinética al blanco

$$W_p(max) \simeq \frac{mv_i^2}{2}.$$

Por lo tanto, tan pronto como el electrón alcance una energía igual a la función de trabajo o a alguna de las diversas energías de excitación de los elementos del gas, la probabilidad de se produzca dicho proceso es muy grande; además, como puede demostrarse a partir de (1.18), la velocidad que conserva el electrón después de la colisión es apenas una pequeña fracción de su velocidad inicial y es igual a la velocidad que adquiere la partícula pesada.

En la región de la gráfica $V-I$ denotada como la zona de descargas tipo *Townsend*, el número de procesos que dan lugar a la aparición de una o más partículas cargadas (colisiones ionizantes) aumenta exponencialmente.

1.2 Procesos microscópicos y macroscópicos.

Un estudio completo de las propiedades de la materia (sólidos, líquidos o gases) debe incluir dos enfoques: el macroscópico y el microscópico. La característica principal que

hace distintos a estos enfoques radica en la escala de distancias en la que se desarrolla cada uno de ellos.

El análisis de los procesos microscópicos que se presentan en el seno de un gas consiste en determinar las posibles interacciones que se llevan a cabo entre sus elementos como los átomos, moléculas, iones o electrones que lo conforman. Por esto no basta con identificar dichos constituyentes sino que además se deben de determinar desde un principio sus propiedades físicas y con ellas las interacciones que experimentarán con el resto de las partículas del gas. De acuerdo con la escala en la que se desarrolla el estudio de los procesos microscópicos, estas interacciones son una consecuencia de las propiedades internas (cuánticas, eléctricas, etc.) de cada una de las partículas de la mezcla.

Retomando el ejemplo de la sección 1.1.4, el electrón no es capaz de ionizar o excitar al átomo de helio hasta que el campo eléctrico aplicado le transmita a lo largo de su último recorrido una energía igual o mayor que la mínima energía de excitación de dicho blanco. En caso de que se produzca la excitación o ionización del átomo de helio a causa de la colisión, una parte de la energía cinética del electrón se transformará en energía potencial del blanco; cuando sólo se produce una excitación, la energía potencial que se almacene en la estructura interna del átomo de helio podría ser liberada más tarde en forma de radiación, transmitida a través de una colisión subsecuente con otro electrón que resulte en un aumento de la energía cinética de este último o podría dar lugar a la ionización escalonada del blanco. Por otro lado, cuando el átomo de helio es ionizado se produce un ión de carga positiva y un nuevo electrón es liberado. Finalmente, si la energía del electrón no es suficiente como para producir algún cambio en la estructura interna del átomo de helio, la colisión entre ellos será puramente elástica y únicamente dará lugar a un intercambio de momento.

Si ahora se utiliza como blanco del experimento un átomo de flúor en lugar del átomo de helio, la interacción es muy distinta pues en este caso un electrón con poca energía cinética será capturado con facilidad por el átomo de flúor, dando lugar a una nueva partícula: un ión de carga $-e$. Así mismo, un electrón muy energético podría ionizar o excitar, una o varias veces al átomo de flúor.

En cualquiera de las colisiones delineadas anteriormente, las posibles interacciones entre el electrón y cualquiera de los dos blancos propuestos son determinadas tanto por la energía del proyectil como por las propiedades internas del átomo de helio o del

átomo de flúor, según sea el caso. Por lo tanto, las distintas energías de excitación o de ionización de los átomos o moléculas, así como el alcance y la forma de los potenciales que regulan las interacciones entre unas partículas y otras son ejemplos de las características que deben considerarse en el estudio microscópico de los gases.

Por otro lado, el estudio macroscópico de un gas es el resultado de considerar un gran número de elementos de una o varias especies que interactúan unos con otros durante un cierto tiempo. El movimiento de los elementos del gas y la gran variedad de interacciones, elásticas o inelásticas, que tienen lugar en el seno del mismo tendrán como consecuencia estadística a las propiedades físicas que caracterizan al sistema como un todo. Características como la presión, la temperatura, el volumen o la conductividad eléctrica son propiedades macroscópicas de un sistema.

Imagínese que se tiene un gas de helio y que un gran número de electrones es arrastrado a través de él a causa de un campo eléctrico externo generado entre un par de placas planas y paralelas. Cada una de las colisiones que se llevan a cabo durante el tiempo que dura el viaje de los electrones tiene las mismas características que la colisión ejemplificada anteriormente, pero el gran número de procesos de colisión que se producen en el gas tienen como consecuencia la transferencia de momento de la nube electrónica al gas de helio, así como la ionización o excitación de los átomos de helio cuando la energía adquirida por los electrones sea suficientemente alta.

El efecto macroscópico de dichos procesos da lugar a las características de la conducción eléctrica del plasma: cuando los electrones son lentos no ionizan a los átomos de helio y la conducción es puramente electrónica; por otro lado, si los electrones adquieren suficiente energía a través del campo eléctrico aplicado como para ionizar o excitar una o varias veces a los átomos de helio, el intercambio de energía será de tipo inelástico y se producirán nuevos portadores de carga que contribuirán a la conducción del plasma. Sustitúyase ahora al gas de helio por un gas de flúor; es claro que las propiedades del nuevo sistema serán muy distintas a las del gas de helio ya que la producción de iones tiene lugar aun cuando los electrones son lentos.

En este sentido se puede decir que el gas de flúor es un medio que se opone al flujo de carga pues tiende a capturar a los electrones y por consiguiente disminuye la intensidad de la corriente generada por la aparición de carga en el espacio interelectrónico; en consecuencia, el gas de flúor es un medio que presenta una alta fuerza dieléctrica.

Por su parte, el gas de helio no presenta una fuerza dieléctrica importante ya que sus átomos son inertes; sin embargo, las secciones transversales de transferencia de momento de sus elementos son relativamente grandes ya que se trata de átomos ligeros. Así, los átomos de helio disminuyen la energía cinética de los electrones y reducen la temperatura de la nube electrónica, es decir, su conductividad térmica es grande.

Esto último no sucede con tal eficiencia en el gas de flúor porque sus elementos son más pesados que los átomos de helio; sin embargo, por medio de las mezclas de estos dos gases sus propiedades pueden combinarse de forma que se pueda maximizar la fuerza dieléctrica del gas de flúor, aprovechando la conductividad térmica del gas de helio.

1.2.1 Técnicas de haces.

El modelo de esferas duras es una primera y muy burda aproximación del problema que representa la colisión entre un par de partículas; en él se asume que la estructura interna de los actores de una colisión no se verá modificada a causa de la misma y en el momento en el que la distancia de separación entre los centros de las esferas sea igual a la suma de sus radios se producirá una colisión. A pesar de su limitado alcance teórico, este modelo es muy útil pues permite presentar con facilidad algunos conceptos importantes en el estudio de las propiedades microscópicas de los sistemas físicos.

Para analizar una colisión a partir del modelo mencionado es conveniente adoptar un sistema de referencia anclado en el centro de masas de las dos partículas.⁵ En la figura 1.4 se muestra un esquema de colisión en el que las trayectorias de las partículas antes de la misma son ambas líneas rectas y paralelas; en dicho esquema se presenta al ángulo que existe entre las trayectorias inicial y final de cada partícula, el ángulo de dispersión χ , como función de la distancia de separación entre las trayectorias iniciales de ambas partículas.

Esta distancia, denotada con la letra b en la figura citada, se conoce como *parámetro de impacto* [18] y es muy importante en el análisis de una colisión pues siempre que su valor sea menor o igual que la suma de los radios de las dos esferas duras se tendrá una colisión y cada valor de b en el intervalo mencionado dará lugar a un ángulo de dispersión

⁵En el sistema de referencia del centro de masas, las trayectorias de los actores de una colisión antes y después de la misma son paralelas entre sí.

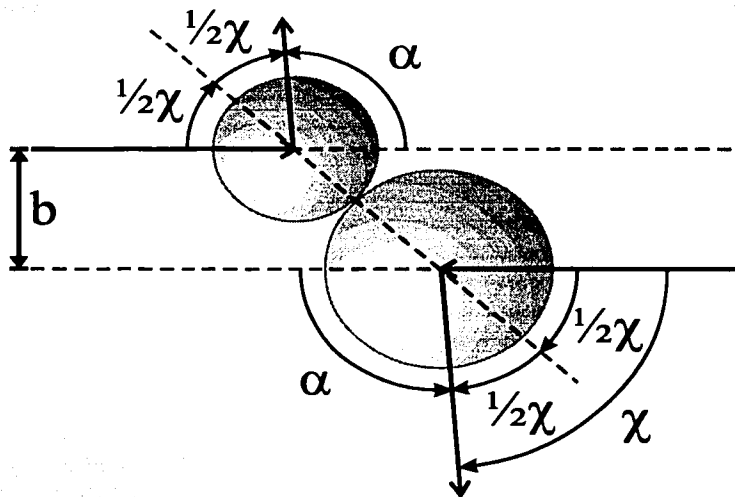


Figura 1.4: En el modelo de esferas duras, el *parámetro de impacto* b se define como la distancia de separación entre las trayectorias de un par de partículas de modo que se producirá una colisión siempre que b sea menor o igual que la suma de los radios de las partículas. [18]

en particular.

Para cada una de las partículas, la colisión provocará una reflexión de su trayectoria con respecto al plano tangente a las dos esferas duras en el punto de contacto. Con respecto al plano mencionado, el ángulo de incidencia de la trayectoria de cada partícula es igual al ángulo de salida de ella misma y la inclinación del plano de contacto con respecto a la dirección de las trayectorias iniciales depende del valor que tome el *parámetro de impacto*. Por lo tanto, a partir del modelo de esferas duras, cada colisión puede ser debidamente caracterizada mediante la variable b .

La sección transversal.

Con la idea de ampliar la precisión del modelo planteado, se debe tomar en cuenta alguna aproximación que resulte adecuada para modelar los potenciales de interacción entre los actores de una colisión. Sin pérdida de generalidad en el modelo, por el momento se pensará en una interacción repulsiva como la que tendría lugar entre un electrón y un ión de polaridad negativa.

Recurriendo al resultado expuesto mediante la figura 1.4 se utiliza el concepto de *parámetro de impacto* b para estudiar la nueva colisión, modificando un poco el planteamiento pues ahora la colisión se llevará a cabo siempre que la distancia de separación entre las trayectorias de las partículas sea menor o igual que la distancia mínima en la que el potencial de interacción pueda considerarse nulo o suficientemente débil como para ser ignorado.

En la figura 1.5 se muestra el nuevo diagrama de colisión; en él se puede ver que todas las partículas que se acerquen a una distancia b de un blanco dado se desviarán en un ángulo χ . Si se coloca una esfera unitaria en el centro de masas de dos partículas que van a chocar, se puede ver que todas aquellas colisiones que sean caracterizadas por un *parámetro de impacto* que pertenezca al anillo diferencial dado entre b y $b + db$ dibujarán en la esfera propuesta una sección diferencial comprendida entre χ y $\chi + d\chi$. La sección diferencial de cáscara de esfera o ángulo sólido $d\Omega$ es el área que barrerían todas aquellas partículas que se acerquen a la zona de colisión con un *parámetro de impacto* comprendido dentro del anillo diferencial de espesor Δb .

A partir de la figura 1.5 se plantea que el ángulo sólido proyectado sobre la esfera unitaria es proporcional al área del anillo diferencial de incidencia. La función de proporcionalidad es conocida como la *sección transversal diferencial* [18] de la colisión. De este modo, si el área del anillo dado por el intervalo $[b; db]$ es $2\pi b db$ mientras que el área del ángulo sólido es

$$d\Omega = 2\pi \text{Sen}(\chi) d\chi;$$

entonces, la *sección transversal diferencial* $q(\chi)$ se define mediante la siguiente relación:

$$2\pi b db = q(\chi) d\Omega;$$

$$\Rightarrow 2\pi b db = q(\chi) 2\pi \text{Sen}(\chi) d\chi;$$

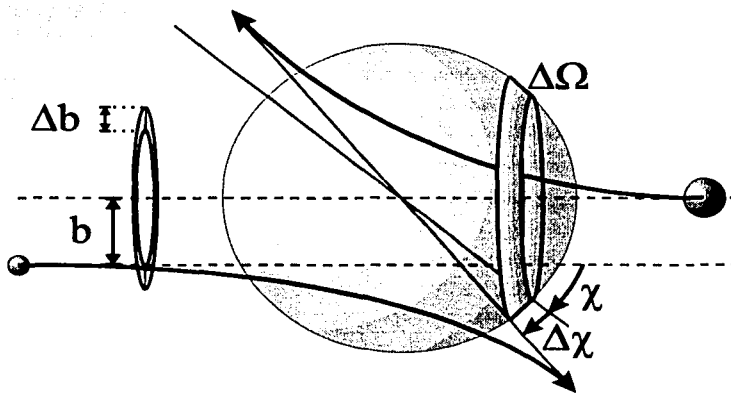


Figura 1.5: Diagrama de la colisión entre dos partículas (m y M) que interactúan entre sí por medio de un potencial cualquiera.

por lo tanto,

$$q(\chi) = \frac{b}{\text{Sen}(\chi)} \frac{db}{d\chi} \quad (1.20)$$

Tal como se presenta en la ecuación (1.20), $q(\chi)$ es la proporción que existe entre el área del anillo de incidencia y el área proyectada por el ángulo sólido correspondiente sobre un plano perpendicular a las trayectorias de las partículas antes de la colisión.

A continuación se define [18] el concepto de la *sección transversal total* σ de colisión como la suma de todas las posibles *secciones transversales diferenciales* [18]; esto es:

$$\sigma = \int q(\chi) d\Omega. \quad (1.21a)$$

Pero $q(\chi) = \frac{b}{\text{Sen}(\chi)} \frac{db}{d\chi}$ y $d\Omega = 2\pi \text{Sen}(\chi) d\chi$, entonces

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_0^{r_1+r_2} 2\pi b db = \pi b^2 \Big|_0^{r_1+r_2} \\ \sigma &= \pi(r_1 + r_2)^2 \end{aligned} \quad (1.21b)$$

Interpretando este resultado desde la óptica del modelo de esferas duras, la *sección transversal total* es la sección de área proyectada por una esfera cuyo radio es igual a

la suma de los radios de las esferas que representan a cada uno de los proyectiles que intervienen en la colisión; a su vez, a partir del modelo en que se consideró la existencia de un potencial de interacción entre los proyectiles, la *sección transversal total* es el área proyectada por una esfera cuyo radio es determinado por el alcance máximo de la interacción. La *sección transversal total* depende de las propiedades internas de todos los actores de la colisión estudiada y de sus respectivas energías.

Desde el punto de vista microscópico, en el interior de un plasma se produce una gran variedad de procesos de intercambio de energía y a cada uno de ellos se le puede asociar una *sección transversal* particular, de modo que la *sección transversal total* de colisión será la suma o composición de todas las *secciones transversales* de los procesos posibles, como lo son la transferencia de momento, la excitación, la captura electrónica, la captura electrónica disociativa o la ionización, entre otros. [18]

De la misma forma, cada una de las secciones transversales recién mencionadas podrían estar compuestas de uno o varios procesos; por ejemplo, la *sección transversal total de ionización* del átomo de helio puede ser la suma de las secciones transversales de múltiples procesos de ionización posibles conocidas como las secciones transversales parciales. Por lo tanto, utilizando subíndices en cada una de las posibles *secciones transversales* para denotar el tipo de proceso al que se refiere se tendrá que:

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{ex} + \sigma_i + \sigma_{at}$$

El estudio de los potenciales que median entre los personajes de una colisión se realiza a través de las técnicas de haces; en ellas se produce un haz de partículas con energía bien definida⁶ que se hace pasar a través de un gas cuya densidad sea suficientemente baja, de modo que los elementos del haz incidente a su paso por el gas estudiado sufran únicamente una colisión con alguno de los elementos del gas.

Con base en el modelo de esferas duras, si un haz de electrones monoenergéticos de densidad n se mueve a una velocidad v a través de un gas de densidad N , el número de electrones por unidad de área y por segundo que sufren una colisión a lo largo de una sección dx de su desplazamiento es [18]:

$$\frac{dn}{dt} = -N[\pi(r_1 + r_2)^2]nv$$

⁶En las técnicas de haces, la energía que presentan las partículas utilizadas como proyectiles suele reportarse en unidades de eV.

donde r_1 y r_2 son, respectivamente, los radios de las esferas con que se modelan a los electrones y a las partículas del gas.

Escribiendo a la velocidad de los electrones como la derivada de su desplazamiento con respecto al tiempo e integrando a ambos lados de la ecuación resultante se tiene que:

$$n(x) = n_0 e^{-N[\pi(r_1+r_2)]^2|x},$$

esto es, la densidad superficial (*electrones/m²*) del haz de electrones disminuye exponencialmente desde un valor inicial n_0 al desplazarse a través del gas. De acuerdo con (1.21b), este último resultado puede escribirse en términos de la *sección transversal total*:

$$n(x) = n_0 e^{-N\sigma_T x} \quad (1.22a)$$

Si además se multiplica a ambos lados de esta ecuación por la carga de cada electrón y por su velocidad se obtiene una expresión para la corriente electrónica por unidad de área (*A/m²*) en función del desplazamiento:

$$i(x) = i_0 e^{-N\sigma_T x} \quad (1.22b)$$

En las técnicas de haces se busca que la densidad de partículas del gas que se pretende estudiar sea tan baja que, a partir de (1.22a), el número de partículas incidentes de energía bien definida que sean dispersadas al atravesar una sección de longitud Δx del espacio ocupado por dicho gas sea igual a uno, es decir, se busca que cada uno de los elementos del haz de partículas sufra una y sólo una colisión con los elementos del gas.

Mediante una expansión en series de Taylor de primer orden de la expresión (1.22a), la densidad del haz de electrones al final de una sección Δx de su desplazamiento es aproximada por

$$n(x_0 + \Delta x) \simeq n_0 e^{-N\sigma_T x_0} [1 - \Delta x N\sigma_T] \quad (1.23a)$$

donde x_0 es la posición en la que el haz de partículas incidentes tiene una densidad n_0 . Así, cuando $N \rightarrow 0$ el factor exponencial es prácticamente igual a la unidad, esto es, $e^{-N\sigma_T x_0} \rightarrow 1$ y por lo tanto (1.23)

$$n(x_0 + \Delta x) \simeq n_0 [1 - \Delta x N\sigma_T] \quad (1.23b)$$

Finalmente, si Δx se mantiene constante, la ecuación (1.23b) implica que el valor de la densidad del haz al final de su recorrido en función de la densidad del gas puede aproximarse mediante una línea recta, siempre que el producto $N\Delta x$ sea suficientemente pequeño.

Con $n_\delta = \frac{n(x_0 + \Delta x)}{n_0}$ se tiene que

$$n_\delta \simeq [1 - \Delta x N \sigma_T] \quad (1.23c)$$

y con esta relación se puede determinar experimentalmente el valor de la sección transversal total de colisión σ_T registrando los cambios en la densidad del haz al variar la densidad del gas estudiado dentro del intervalo donde sea válida la aproximación expuesta.

1.2.2 Técnicas de enjambre.

Las técnicas de enjambre se utilizan para registrar las propiedades macroscópicas de los gases ionizados; consisten principalmente en la producción de una nube inicial de partículas cargadas que son arrastradas por medio de un campo eléctrico o magnético, generando un flujo de carga que puede ser medido en uno o varios puntos del espacio a través del que se mueven. Las características de dicho flujo dependen de la temperatura, del parámetro E/N y de las propiedades internas de cada uno de los constituyentes del plasma. En este tipo de experimentos se registra el comportamiento promedio de un gran número de partículas cargadas que son arrastradas por medio de un campo eléctrico a través de un gas o mezcla de gases.

El *experimento de Townsend* es un ejemplo de las técnicas de enjambre; en él se producen pulsos de electrones por medio de pulsos cortos de luz ultravioleta que inciden sobre el cátodo de un condensador de placas planas y paralelas, el cual se encuentra en el interior de una cámara en la que se inyectan los gases que se pretende estudiar. Los elementos de la nube electrónica producida por el pulso de luz son arrastrados a través del espacio comprendido entre los electrodos y en su camino interactúan con las partículas que constituyen al gas de estudio.

En la zona de descargas tipo *Townsend* (figura 1.2, pág. 11), el campo eléctrico arrastra con facilidad a los electrones a través del gas mientras que los elementos de este último se mantienen virtualmente en reposo durante el tránsito de los electrones.

Dependiendo de la energía que el campo eléctrico imprima sobre los electrones y de las propiedades microscópicas del gas, los electrones transmitirán energía a los elementos del gas a través de procesos colisionales de tipo elástico e inelástico:

- a) *Colisiones elásticas*: La transferencia de momento entre los electrones y los elementos del gas es responsable del enfriamiento del plasma. Si la *sección transversal de transferencia de momento* σ_m de la colisión entre un electrón y una partícula del gas es grande, el gas tomará energía cinética de la nube de electrones disminuyendo su velocidad promedio. En un gas noble como el helio (energías de ionización y excitación altas) el proceso que domina en las descargas electrónicas es el de transferencia de momento: los átomos de helio bloquean con sus secciones transversales una cierta proporción del área total disponible en los planos perpendiculares a las trayectorias de los electrones. El gas de helio consiste de átomos muy ligeros, su σ_m es grande y es capaz de enfriar a la nube de electrones a causa de una gran cantidad de procesos de transferencia de momento; si algún electrón pretende entrar dentro de la sección transversal de alguno de los átomos de helio, el átomo recibirá una parte del momento del electrón. Por lo tanto, la velocidad promedio de los electrones deberá de disminuir al aumentar el número de átomos de helio que bloquen cada plano de su trayectoria.
- b) *Colisiones inelásticas*: El intercambio de energía potencial entre los electrones y los átomos o moléculas del gas es responsable de la producción de nuevas especies de partículas en el plasma. Los procesos que dan lugar a dichas especies son muy variados: la captura de electrones lentos es la causa de la aparición de iones negativos; las colisiones inelásticas no ionizantes producen la excitación de átomos, moléculas o iones; la ionización o múltiples ionizaciones de los elementos del plasma tienen como consecuencia varios tipos de iones de polaridad positiva; la disociación de cualquiera de las especies antes mencionadas genera nuevas especies de partículas neutras y cargadas. Todos estos son ejemplos de procesos en los que se produce un intercambio de energía potencial y cada uno de ellos es caracterizado por una *sección transversal* particular.

En el *experimento de Townsend*, el flujo total generado entre las placas del condensador será una consecuencia del arrastre de todos los portadores de carga presentes en su interior. Bajo las condiciones de dicho experimento existe una gran variedad de posibles procesos de intercambio de energía entre los electrones y los átomos o moléculas

que constituyen al gas y cada uno de ellos es caracterizado por su *sección transversal*; de este modo, la *sección transversal total* es la suma de las secciones transversales asignadas a todos y cada uno de tales procesos.

El camino libre medio.

Si el electrón no es capturado por los elementos del gas, éste viajará arrastrado por el campo eléctrico; su trayecto se compondrá de una sucesión de trayectorias libres de colisión intercaladas por procesos de intercambio de energía (colisiones) con los elementos del gas. En el trayecto que separa a una colisión de la siguiente, la única fuerza que actúa sobre la pequeña partícula cargada es E/N . Por definición, a este trayecto se le conoce como el *camino libre* [18] del electrón.

Haciendo uso de este concepto se deduce que el producto del *camino libre* y de la fuerza ejercida por el campo eléctrico sobre el electrón es igual a la energía total adquirida por dicho electrón justo antes de la siguiente colisión. El *camino libre* de los electrones que participan en una descarga es una variable aleatoria que se ajusta a una distribución; su promedio, el *camino libre medio* $\bar{\lambda}$ es un parámetro fundamental en el estudio de los gases ionizados.

Si la *sección transversal* de la colisión entre un electrón y un átomo o una molécula y la densidad del gas tienen ambos valores grandes, el *camino libre medio* será pequeño pues tan pronto como abandone una colisión ya estará entrando a la siguiente; por otro lado, si la densidad del gas es baja y la *sección transversal* de sus elementos es pequeña, cada electrón viajará en promedio una gran distancia entre colisiones sucesivas.

Tal como se presentó en la sección anterior (1.22b), en una situación muy simplificada la corriente electrónica es gobernada por una exponencial decreciente determinada por el producto de la *sección transversal total* σ_t de las partículas del gas por la densidad N del mismo; cuanto mayor sea la densidad, mayor será el número de colisiones entre electrón y partículas pesadas, menor la distancia que el primero recorrerá entre colisiones sucesivas y por lo tanto, la energía que gane el electrón entre una colisión y otra no será muy grande.

El *camino libre medio* de los electrones en un cierto gas, la densidad de éste último y la *sección transversal total* de las interacciones entre los electrones y los elementos

del gas están relacionados entre sí de la siguiente manera [18]:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_i N}; \quad (1.24)$$

por lo tanto, la expresión (1.22b) puede plantearse en términos del *camino libre medio*:

$$i(x) = i_0 e^{-x/\lambda} \quad (1.25)$$

La *sección transversal total* es la suma de las secciones transversales de todos los procesos de colisión posibles entre un electrón y los elementos de un gas

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{ex} + \sigma_{io} + \sigma_{at};$$

por otro lado, de acuerdo con la ecuación (1.24), esta suma de secciones transversales es también igual al inverso del producto de la densidad del gas y del *camino libre medio*; entonces

$$\frac{1}{N\lambda} = \sigma_{el} + \sigma_{ex} + \sigma_{io} + \sigma_{at}.$$

Con base en este resultado y extrapolando la relación (1.24) a cada una de las secciones transversales que componen a la suma anterior, se puede ver que el *camino libre medio* de los electrones también puede separarse en un conjunto de *caminos libres medios* asociados a cada uno de los procesos sugeridos por las secciones transversales antes mencionadas. De esta manera, estos *caminos libres medios* deberán interpretarse como las distancias que deben de recorrer los electrones entre una colisión que de lugar a un proceso de intercambio de energía en particular y la siguiente colisión que conduzca al mismo proceso:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{el}} + \frac{1}{\lambda_{ex}} + \frac{1}{\lambda_{io}} + \frac{1}{\lambda_{at}}$$

El tiempo que transcurre entre dos colisiones sucesivas de un electrón con los elementos del gas es definido como el *tiempo libre* [17, 18]. Así como el *camino libre*, el *tiempo libre* es una variable aleatoria que obedece una cierta distribución que depende tanto de E/N como de las propiedades internas del gas estudiado; su promedio, el *tiempo libre medio* τ es un parámetro importante en el estudio macroscópico de los gases ionizados pues representa el tiempo promedio que transcurre entre una colisión y otra. El inverso del *tiempo libre medio* es conocido como la *frecuencia de colisión* ya que puede interpretarse como el número promedio de colisiones que sufre cada electrón por unidad de tiempo.

De acuerdo con (1.24), el *camino libre medio* es inversamente proporcional a la densidad del gas; así mismo, el *camino libre medio* es igual al producto del *tiempo libre medio* y de la velocidad promedio de los electrones. Por lo tanto, el *tiempo libre medio* deberá ser proporcional al inverso de la concentración del gas: $\tau \propto \frac{1}{N}$.

1.3 Estudio del transporte y la ionización.

La información que se obtiene a partir de las técnicas de enjambre se divide en dos conjuntos: parámetros de ionización y parámetros de transporte. El primero de ellos corresponde al análisis de la forma en que se producen y se transforman los portadores de carga en un plasma, mientras que el segundo se refiere a su movimiento. En los procesos de avalancha, la corriente registrada entre los electrodos de un condensador inmerso en un gas es la suma de las corrientes producidas por todos los portadores que se producen al inicio y durante una descarga.

Dependiendo de su masa y de su carga, cada especie de portador es acelerado de distinta manera por el campo eléctrico y la variedad de procesos de intercambio de energía durante su tránsito da lugar a la regulación del movimiento de los elementos cargados del plasma y a la producción o desaparición de distintas especies de partículas, neutras o cargadas; por lo tanto, las características de cada descarga son el resultado del transporte y de la ionización de la misma.

1.3.1 Parámetros de transporte.

De acuerdo con lo planteado en la sección 1.1, el estudio del movimiento de partículas cargadas en gases a causa del arrastre provocado por un campo eléctrico externo debe considerar dos factores: el primero de ellos es debido a la acción del campo eléctrico sobre las partículas con carga (arrastre eléctrico) y el segundo es una consecuencia de la dispersión aleatoria que sufre la nube cargada a raíz de las colisiones entre portadores y miembros del gas (flujo difusivo). Las características de cada uno de estos factores dependen tanto de las propiedades microscópicas como macroscópicas del gas de estudio y de las especies arrastradas, así como de la intensidad del campo responsable de dicho arrastre.

En el *experimento de Townsend*, el *tiempo de tránsito* T_i se define como el tiempo

que le toma a todos los elementos de una especie cualquiera alcanzar el electrodo hacia el que son arrastrados; ése será el tiempo en el que la especie elegida contribuirá a la corriente generada por la descarga. La velocidad promedio del centro de masa de una nube de portadores de una especie denotada con el subíndice i a lo largo de su tiempo de tránsito T_i es conocida como la *velocidad de arrastre* [17, 18] \bar{v}_i de la especie

$$\bar{v}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{n=1}^{n_i} v_n \quad (1.26a)$$

Si la distancia de separación entre los electrodos del condensador donde se registra la descarga es d , entonces la *velocidad de arrastre* será

$$\bar{v}_i = \frac{d}{T_i} \quad (1.26b)$$

La *velocidad de arrastre* es también una función de E/N ; al compararla con las velocidades características de origen térmico de los elementos del gas, deducidas a partir de la *distribución de velocidades de Maxwell Boltzmann*, los valores de E/N se dividen en dos regímenes: alto y bajo.

Cuando el valor de E/N sea bajo, v_i no alcanzará una gran magnitud y guardará una dependencia lineal con la intensidad del campo eléctrico aplicado entre los electrodos del condensador; en esta situación, la *movilidad* K_i de la especie se define [17, 18] como el parámetro de proporcionalidad entre la velocidad de arrastre y el campo eléctrico:

$$\begin{aligned} \bar{v}_i &= K_i E \\ K_i &= \frac{\bar{v}_i}{E} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Al aumentar E/N , la *movilidad* de cada especie dejará de ser una constante para convertirse en función de ese parámetro y de las propiedades microscópicas de los constituyentes del plasma. Si la densidad del gas es alta, las colisiones entre sus constituyentes y los electrones cuentan con una amplia *sección transversal* de transferencia de momento total y las energías de ionización o excitación de los elementos del gas son altas; por lo tanto, la nube de electrones perderá una fracción importante de su energía cinética a causa de las sucesivas colisiones entre los electrones y los elementos del gas.

Sólo cuando E/N tome valores altos, los electrones comenzarán a ionizar a los duros átomos propuestos y nuevas especies de portadores aparecerán en el plasma. Los

primeros procesos de ionización tendrán lugar a través de intercambios sucesivos de energía entre los electrones y los elementos del gas.

El *efecto Penning* [18] es un ejemplo de este tipo de procesos: la energía que adquieren los electrones a causa del campo eléctrico aplicado no es suficiente para ionizar a los elementos del gas, aunque sí alcanza para excitarlos; la energía almacenada en el átomo a causa de una excitación puede ser transmitida como energía cinética a un segundo electrón incidente; así, la energía cinética que adquirió este último electrón a través de la colisión inelástica, sumada a la energía de origen eléctrico que lo ha arrastrado antes y después de la colisión hacen posible la ionización del siguiente átomo con el que este proyectil sufra una colisión.

Tras el rápido tránsito de los electrones, éstas nuevas poblaciones de partículas cargadas serán arrastradas a través del gas en la dirección de las líneas del campo eléctrico, de forma que cada uno de los nuevos conjuntos de portadores contarán con una *velocidad de arrastre* y una *movilidad* particular; estos parámetros dependerán de las propiedades internas de cada especie (de sus secciones transversales) y de E/N . Por lo tanto, la *movilidad* y la *velocidad de arrastre* de las especies de portadores serán proporcionales a E/N : $v_e, K_e \propto \frac{E}{N}$.

La *movilidad reducida* K_0^i es una normalización del valor de la *movilidad* con respecto a la densidad del gas,

$$K_0^i = \frac{P}{760} \frac{273.17}{T} K_i. \quad (1.28)$$

Las condiciones estándar de presión y temperatura son aquellas en que $P = 760 \text{ Torr}$ y $T = 0^\circ \text{C}$; en tales condiciones, la densidad del gas es igual a $2.69 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ [17].

A pesar de la dependencia que guarda la *movilidad reducida* con E/N , este parámetro es usualmente reportado mediante un valor único; en tal caso lo que se reporta corresponde a la *movilidad reducida* extrapolada de forma lineal hasta el punto donde la intensidad del campo eléctrico es igual a cero por lo que se conoce con el nombre de la *movilidad de campo cero* [17].

El segundo aspecto importante del arrastre de las partículas cargadas en un plasma es debido a la componente de difusión de su movimiento. Las continuas desviaciones que sufren las partículas con carga al ser arrastradas a través de un gas dan lugar a un flujo difusivo en dirección opuesta al gradiente de la concentración de partículas y proporcional a él. A partir de (1.13), los parámetros que determinan el flujo de difusión

de cada una de las especies de partículas cargadas son denotados de la siguiente manera

- a) coeficiente de difusión electrónica longitudinal: D_L^e ;
- b) coeficiente de difusión electrónica transversal: D_T^e ;
- c) coeficientes de difusión iónicos longitudinales: D_L^\pm ;
- d) coeficientes de difusión iónicos transversales: D_T^\pm .

Tal como sucede con la *movilidad* y la *velocidad de arrastre* de cada una de las especies de portadores producidas durante la avalancha, sus coeficientes de difusión también dependen de E/N y de las propiedades (macroscópicas y microscópicas) del gas. La *movilidad* y los coeficientes de difusión de cualquier especie de portador de carga son medidas de la oposición que ejerce el medio a su movimiento; entonces, el flujo total de partículas de una especie en particular es consecuencia de su arrastre eléctrico y de la difusión de sus elementos [17]

$$\vec{J}_i = -D\nabla n_i + n_i K_i \mathbf{E} \quad (1.29)$$

En esta suma, la componente de difusión se obtiene al aplicar la *Ley de Fick* a la nube de partículas de la especie i , mientras que la componente eléctrica es equivalente al flujo eléctrico producido por n_i partículas de la especie dada que se mueven con una *velocidad de arrastre* $\bar{v}_i = K_i \mathbf{E}$.

En (1.29), cuando la componente de difusión anula por completo a la parte de origen eléctrico de manera que el flujo total de la especie i sea igual a cero, el movimiento de los portadores de dicha especie será únicamente de origen térmico. Esta situación llevará a la nube de partículas cargadas a un estado de equilibrio en el que la distribución de partículas puede describirse mediante la *relación de Boltzmann* [17], que en su forma diferencial se escribe de la siguiente manera:

$$\frac{\nabla n_i}{n_i} = \frac{q_i \mathbf{E} dz}{\kappa T};$$

entonces,

$$\nabla n_i = \frac{n_i q_i \mathbf{E} dz}{\kappa T}. \quad (1.30)$$

Al sustituir este último resultado en (1.29) tomando en cuenta que el flujo total en tal caso debe de ser igual a cero, se obtiene que el valor de la *movilidad reducida*

extrapolada al campo cero y el coeficiente de difusión de la especie están relacionados de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 -D\nabla n_i + n_i K_i(0) \vec{E} &= 0 \\
 n K_i(0) \vec{E} &= D \nabla n \\
 K_i(0) &= \frac{eD}{\kappa T}
 \end{aligned} \tag{1.31}$$

Esta es la *relación de Einstein* [17] y en ella se establece la dependencia que existe entre la *movilidad* y el coeficiente de difusión de la especie i cuando E/N es bajo.

Por otro lado, cuando E/N aumenta esta ecuación pierde validez pero sugiere que los cocientes formados por cada una de las componentes del tensor de difusión y la movilidad de una especie dada (D_L^i/K_i , D_T^i/K_i) representan parámetros importantes en el estudio del transporte eléctrico en los gases. En particular, el cociente entre el coeficiente de difusión electrónica longitudinal y la movilidad electrónica D_L^e/K_e , y el cociente entre el coeficiente de difusión electrónica transversal y la movilidad electrónica D_T^e/K_e son parámetros importantes en el estudio de las avalanchas electrónicas.

La difusión de una especie iónica cualquiera es muy sensible a la densidad del gas a través del que es arrastrado, debido a que las masas de los iones y de los elementos neutros del gas son comparables. En cada colisión ión-neutro, la partícula que es arrastrada en la dirección de las líneas de un campo externo sufrirá una desviación con respecto a su trayectoria original; cuanto mayor sea la densidad del gas, mayor número de colisiones sufrirán los iones y el efecto sobre la difusión de la especie implica que $D_L^{\pm}, D_T^{\pm} \propto \frac{1}{N}$. Por este motivo, los coeficientes de difusión suelen reportarse como el producto de la densidad del gas y el coeficiente de difusión longitudinal de los iones positivos ND_L^{\pm} , y como el producto de la densidad del gas y el coeficiente de difusión longitudinal de los iones negativos ND_L^{\pm} ya que de esta forma ambos son independientes de la densidad del gas [17].

En el experimento de *Townsend* no se cuenta con un sistema de análisis de masas que permita diferenciar el efecto que cada una de las especies iónicas genera sobre la corriente registrada. Por lo tanto, las movilidades y las velocidades que se registran en tal experimento son el resultado del flujo conjunto de todas las especies iónicas producidas durante la descarga. En los transitorios de corriente que se registran en este experimento, la componente de corriente con la que contribuyen los electrones se distingue con facilidad de la componente que se debe al flujo de los pesados iones.

Considérese por ejemplo que la carga de los iones no excede en magnitud a la carga fundamental; entonces, la fuerza que actúa sobre cada ión es la misma que siente cada electrón pero sus masas son muy distintas. A causa de esto, los electrones sienten una mayor aceleración que los iones, sus tiempos de tránsito son más cortos y de mayor amplitud que los transitorios de origen iónico.

Quando las masas de los portadores de carga de las especies que contribuyen a una descarga son comparables entre sí, no se pueden separar los tiempos de tránsito de cada una de ellas y lo que se registra es una composición del flujo de todas las especies juntas. La *ley de Blanc* [17] es un resultado que se obtiene a partir de un análisis de transferencia de momento; esta ley establece que el inverso de la movilidad de campo cero de un ión en una mezcla de dos o más gases obedece la siguiente relación:

$$\frac{1}{K_{\text{mix}}(0)} = \sum_i \frac{x_i}{K_i(0)} \quad (1.32)$$

En (1.32), la movilidad de campo cero que caracteriza al movimiento del ión estudiado a través la mezcla $K_{\text{mix}}(0)$ se puede encontrar a partir de las fracciones molares x_i que representan las poblaciones de cada uno de los constituyentes de la mezcla y de las movilidades de campo cero que presenta el mismo ión al desplazarse en cada uno de los miembros de la mezcla por separado $K_i(0)$.

1.3.2 Parámetros de ionización.

Si una avalancha es producida a partir de un pulso inicial de fotoelectrones arrancados del cátodo de un condensador de placas planas y paralelas, los elementos del pulso formarán una nube que será arrastrada a través del gas contenido en el interior del condensador. Dependiendo de la energía que adquieran los electrones entre colisiones sucesivas y de las propiedades del gas, las colisiones podrían dar lugar a nuevos portadores de carga a partir de la ionización de los elementos del gas o de la captura de los electrones.

Cada proceso de ionización tiene como consecuencia la adición de portadores de carga al plasma, mientras que los procesos de captura son responsables de la desaparición de electrones del mismo con la correspondiente producción de iones de polaridad negativa; entonces, las densidades de los portadores de carga presentes en el espacio interelectrónico dependerán tanto de la naturaleza del gas y de las partículas cargadas,

como de la energía con la que estas últimas son arrastradas.

Las densidades de cada una de las especies cargadas que producen los electrones durante su tiempo de tránsito en una avalancha son una consecuencia de la energía con la que cada electrón cuenta al momento de cada choque; esta energía es el resultado del arrastre eléctrico del electrón en el *camino libre* que precede a la colisión; entonces, el promedio de la energía con la que los electrones golpean a los átomos o moléculas que constituyen al gas es proporcional al *camino libre medio* [17, 18] y a E/N .

Si el espacio comprendido entre las placas del condensador en donde se genera una avalancha se divide en secciones planas de anchura dx paralelas a los electrodos y se dice que en cada una de tales secciones se produce un cierto número de colisiones ionizantes y un cierto número de capturas electrónicas; entonces, el cambio en el número de electrones será igual al número de ionizaciones menos el número de capturas y los parámetros de ionización se definen de la siguiente manera [8]:

- a) El *coeficiente de ionización* α se define como el número de ionizaciones que se producen por cada electrón y por unidad de desplazamiento en la dirección del campo.
- b) El *coeficiente de captura electrónica* η es definido como el número de electrones capturados por los átomos ó moléculas del gas por cada electrón y por unidad de desplazamiento en la dirección del campo.
- c) El *coeficiente de ionización efectiva* α_e es igual a la diferencia entre los coeficientes de ionización y captura electrónicas definidos.

Los coeficientes de ionización y captura electrónica generalmente son directamente proporcionales a la densidad del gas y, tal como se hace con la intensidad del campo eléctrico, estos parámetros suelen reportarse reducidos a la densidad del gas donde fueron registrados: α/N , η/N y $\alpha_e/N = (\alpha - \eta)/N$. De esta manera, en un buen número de casos los parámetros reportados no dependerán de N , sino únicamente de E/N . Así mismo, el cociente entre los coeficientes de ionización y de captura electrónica η/α es un parámetro importante en el análisis de una avalancha ya que representa una medida de la relación que existe entre la producción y la desaparición de electrones en la descarga.

El coeficiente de ionización efectiva α_e y la razón η/α tienen una característica en común: en las gráficas correspondientes a cada uno de estos parámetros se puede distinguir el valor de E/N para el cual los procesos de ionización y captura se nivelan entre sí, $\alpha_e = 0$ y $\eta/\alpha = 1$; a este valor se le conoce como E/N crítico o $(E/N)_{crit}$.

1.4 El hexafluoruro de azufre: SF_6

El *hexafluoruro de azufre* es un gas sintético que se produce comercialmente desde 1947. En su estado base es químicamente inerte, no es tóxico, no es flamable, no es explosivo y es térmicamente estable ya que no se descompone en sus fases gaseosas a temperaturas menores a los $500^\circ C$. A causa de sus propiedades físicas y químicas, el SF_6 es ideal como gas aislante; en la industria es utilizado principalmente en aplicaciones de generación y transporte de energía eléctrica.

El SF_6 es un gas con una gran rigidez dieléctrica, ya que es muy electronegativo en un amplio rango de temperaturas que abarca desde la temperatura ambiente hasta temperaturas muy por encima de ella [7]. Su voltaje de ruptura es casi tres veces mayor que el del aire, tiene buenas propiedades de transferencia de calor y cuando es sometido a descargas o arqueo bajo condiciones de alta presión se reforma rápidamente, es decir, tiene una rápida recuperación y es autorestituible.

La mayoría de los subproductos de descomposición de este gas electronegativo no degradan su fuerza dieléctrica y pueden ser removidos por medio del filtrado; no produce polimerización, carbón u otros depósitos conductivos durante el arqueo. Así mismo, es químicamente compatible con la mayoría de los materiales sólidos utilizados para aislar y conducir energía eléctrica a temperaturas cercanas a los $200^\circ C$. [7] Desgraciadamente el SF_6 tiene algunas propiedades indeseables debido a que representan riesgos importantes para la salud y para el medio ambiente.

El *hexafluoruro de azufre* también absorbe eficazmente la radiación infrarroja, por lo que al alojarse en la atmósfera se convierte en un gas de efecto invernadero; además es químicamente inerte y no se degrada, de modo que permanece en la atmósfera por mucho más tiempo que otros gases de efecto invernadero como el CO_2 . Debido a estas dos últimas características, para un horizonte de 100 años, este gas de uso industrial tiene un parámetro de impacto global 24,000 veces mayor que el del CO_2 . [7]

Con el fin de limitar o eliminar las emisiones de SF_6 a la atmósfera, la búsqueda de gases o mezclas gaseosas con propiedades similares a las del compuesto fluorinado y que a la vez representen un menor o nulo riesgo de deterioro ambiental es una tarea de investigación muy importante. Además de una gran fuerza dieléctrica, los posibles sustitutos del SF_6 deben contar con una variedad de características que satisfagan las necesidades de las distintas aplicaciones, del instrumental y de las condiciones en las que se pretenden utilizar.⁷

1.4.1 Propiedades físicas y químicas.

Estructura electrónica y molecular

El número atómico del flúor es 9 y la configuración electrónica de su estado base es:

$$1s^2 2s^2 2p^5$$

Este átomo presenta una gran afinidad electrónica pues atraerá con gran fuerza a cualquier electrón que se encuentre cerca de él para completar su capa $2p$. A causa de este hecho, el flúor resulta ser el elemento más electronegativo de la tabla periódica.

Por su parte, en su estado base el azufre tiene un total de 16 electrones distribuidos de la siguiente manera:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4,$$

con seis electrones de valencia en el tercer nivel de energía.

En la molécula de SF_6 , cada uno de los seis electrones de valencia del átomo de azufre formará un enlace covalente con uno de los seis átomos de flúor. De esta manera, en dicha molécula el átomo de azufre conservará sus diez electrones más internos y tal estructura se verá rodeada por doce electrones que corresponderán a los seis enlaces mencionados. Por último, alrededor de esta coraza formada por 22 electrones se encontrarán los seis átomos de flúor con un total de 48 electrones de valencia en la siguiente configuración: [6, 7, 5]

$$\begin{aligned} &(\text{coraza})^{22} (4a_{1g})^2 (3t_{1u})^6 (2e_g)^4 (5a_{1g})^2 (4t_{1u})^6 (1t_{2g})^6 (3e_g)^4 \\ &\times [(1t_{2u})^6 (5t_{1u})^6] (1t_{1g})^6 A_{1g} \end{aligned}$$

⁷Si se requiere mayor información acerca de las aplicaciones y los posibles sustitutos del SF_6 se aconseja al lector recurrir a [7]; la información que a ese respecto se incluye en este trabajo pretende únicamente describir un perfil básico del gas que se ha estudiado.

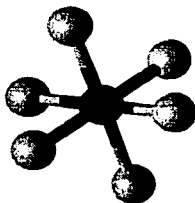


Figura 1.6: La molécula de SF_6 pertenece al grupo de simetrías O_h y toma la forma de un tetraedro regular en el que la longitud medida desde su centro (átomo de azufre) hasta cada uno de sus vértices (átomos de flúor) es igual a 1.5867 Å. [22]

Esta molécula es altamente electronegativa, su afinidad electrónica es cercana a 1 eV; la captura de electrones lentos da lugar a la producción de un ión de carga negativa y el electrón capturado ocupará el nivel A_{1g} .

La molécula de SF_6 pertenece al grupo O_h y presenta una geometría altamente simétrica; en ella, el átomo de azufre ocupa el centro de un octaedro regular en cuyos vértices se encuentran los seis átomos de flúor [5, 22]. En la figura 1.6 se muestra un esquema de la molécula; para este modelo se consideró que la longitud de cada uno de los enlaces covalentes entre el azufre y los átomos flúor es de 1.5867 Å [22].

Secciones transversales

En sus interacciones con electrones, las moléculas de SF_6 dan lugar a la producción de una gran variedad de especies de partículas neutras y cargadas. Los procesos que generan a estas especies dependen de la energía con la que los electrones entran en contacto con la molécula fluorinada. Tal como se reporta en [6], la figura 1.7 es una reproducción de las secciones transversales sugeridas o recomendadas para los distintos procesos que se pueden producir en las interacciones entre un electrón y una molécula de SF_6 en función de la energía (eV) de los proyectiles. En la tabla 1.1 se presenta la

Tabla 1.1: Notación con la que se presentan las secciones transversales de la figura 1.7; el subíndice que acompaña a cada sección transversal indica el tipo de interacción a la que corresponde. [6]

Notación	Nombre
$\sigma_{sc,t}$	Sección transversal total de dispersión
$\sigma_{e,int}$	Sección transversal integral de excitación
σ_m	Sección transversal transferencia de momento
$\sigma_{vib,t}$	Sección transversal de excitación vibracional
$\sigma_{i,t}$	Sección transversal total de ionización
$\sigma_{dis,neut,t}$	Sección transversal total de disociación neutrales
σ_{a,SF_6^-}	Sección transversal de captura electrónica
$\sigma_{da,t}$	Sección transversal de captura electrónica disociativa

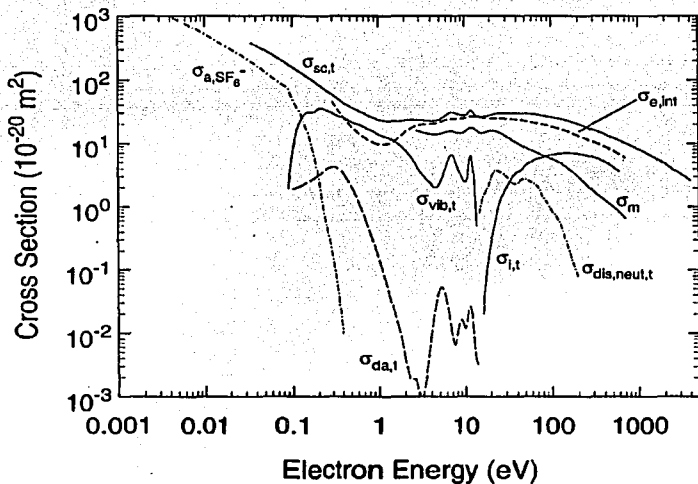


Figura 1.7: Secciones transversales totales recomendadas y sugeridas de colisión con electrones para el SF_6 . El gráfico se presenta tal como se presenta en [6], donde aparece debidamente explicado y referenciado.

notación que se asigna en 1.7 a cada uno de los procesos colisionales reportados.

De acuerdo con [6], las interacciones entre electrones y moléculas de SF_6 pueden describirse de la siguiente manera:

- i) El intercambio de energía de tipo elástico representado por la sección transversal de transferencia de momento σ_m es el proceso de dispersión electrónica más importante en todo el rango de energías graficado: [~ 0.01 ; ~ 1000]eV.
- ii) Desde ~ 0.1 eV y hasta 15 eV, los procesos de intercambio inelástico de energía vía la excitación vibracional de la molécula son considerables.
- iii) Cuando la energía de los electrones está por debajo de ~ 0.1 eV, la producción de SF_6^- por medio de la captura electrónica (caracterizada por σ_{a,SF_6^-}) es el proceso de intercambio de energía inelástico más importante; arriba de ~ 0.1 eV la captura electrónica disociativa ($\sigma_{da,t}$) adquiere importancia y tiene como consecuencia la producción de los siguientes iones de polaridad negativa: SF_x^- ($x = 3, 4$ y 5), F^- y en menor proporción, F_2^- y SF_2^- . A temperatura ambiente, entre ~ 0.3 eV y 1.5 eV, la sección transversal de captura electrónica total $\sigma_{a,t}$ es dominada por la formación de SF_5^- , mientras que la formación del F^- se hace importante más allá de los ~ 2.0 eV. En la figura 1.8 se presentan las secciones transversales para la formación de iones negativos a partir de la captura electrónica y de la captura electrónica disociativa en SF_6 ; así mismo, en la tabla 1.2 se presenta una relación de las especies de portadores negativos, de la posición energética de los máximos de sus secciones transversales y de los procesos correspondientes.
- iv) Aumentando la energía de los electrones por encima de los 16 eV se producirán iones de polaridad positiva a causa de la fragmentación (ionización disociativa) de la molécula de SF_6 ; entre las especies producidas se pueden contar a los siguientes iones: SF_x^+ ($x = 1, 3, 4$ y 5), F^+ , S^+ , SF_4^{++} y SF_2^{++} . En la figura 1.9 se presenta la sección transversal total $\sigma_{i,t}$ de ionización para la colisión entre electrones y moléculas de SF_6 , mientras que en 1.10 se muestran las secciones transversales parciales de ionización $\sigma_{partial,i}$, todas tomadas de [6].
- v) También por arriba de los 15 eV se pueden producir fragmentos eléctricamente neutros como: SF_x ($x = 1, 2$ y 3) y F .

Tabla 1.2: Los procesos y valores de energía que se presentan en esta tabla fueron tomados de [6].

Ión	Posición de máxima σ (eV)	Reacción
SF_6^-	~ 0.0	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-}$
SF_5^-	0.50 ± 0.1	$e + SF_6 \rightarrow SF_5^- + F$
SF_4^-	6.0 ± 0.1	$e + SF_6 \rightarrow SF_4^- + 2F$
	5.4	$e + SF_6 \rightarrow SF_4^- + F_2 \text{ y } (SF_4^- + 2F)$
SF_3^-	11.3	
SF_2^-	12.3	
F_2^-	5.4	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} (5.4eV) \rightarrow SF_4 + F_2^-$
F^-	5.7 ± 0.1	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} \rightarrow SF_4 + F + F^-$
	9.3 ± 0.1	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} \rightarrow SF_3 + 2F + F^-$
	11.8 ± 0.1	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} \rightarrow SF_2 + 3F + F^-$
	~ 2.9	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} \rightarrow SF_5 + F^-$
	5.4	$e + SF_6 \rightarrow SF_6^{*-} \rightarrow SF_4 + F + F^-$

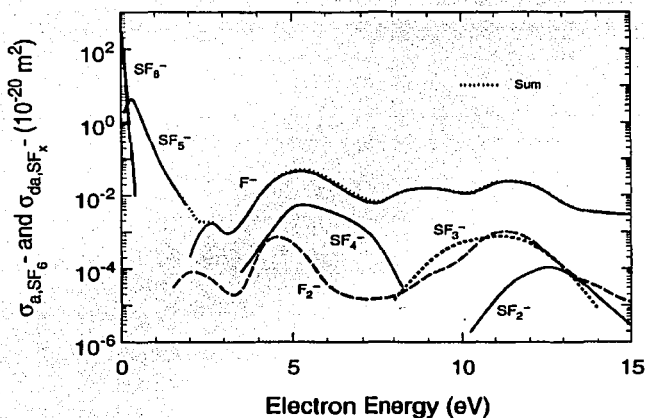


Figura 1.8: Secciones transversales sugeridas y recomendadas en [6] para la formación de iones de polaridad negativa a causa de la captura electrónica y de la captura electrónica disociativa (σ_{a,SF_6} y σ_{da,SF_x}).

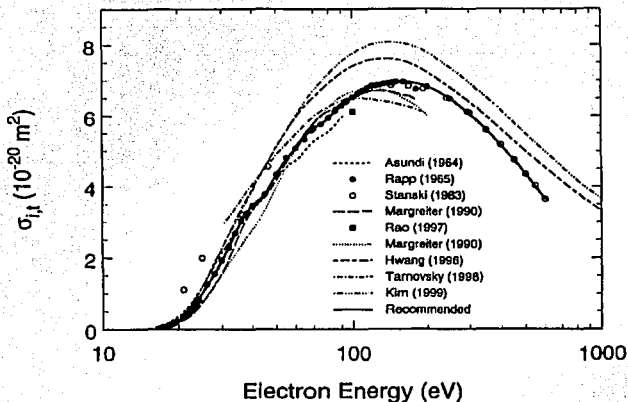


Figura 1.9: Sección transversal total de ionización por impacto electrónico ($\sigma_{t,i}$) [6].

vi) La sección transversal de dispersión electrónica total presenta estructuras variadas debido a resonancias de los iones negativos a 0.0, 2.5, 7.0 y 11.9 eV.

1.4.2 Utilización

El hexafluoruro de azufre es ampliamente utilizado en aplicaciones que requieren del manejo de alto voltaje. En particular, la industria eléctrica lo utiliza como gas aislante y como parte de instrumentos de interrupción de arco y de corriente, usados en la generación y transmisión de energía eléctrica. Estas aplicaciones se dividen en cuatro grupos determinados por las propiedades del SF_6 que se explotan en cada caso: [7]

1. *Interruptores de circuito aislados por gas e instrumentos de interrupción de corriente:* La excelente conductividad térmica, la gran fuerza dieléctrica y la rápida recuperación térmica y dieléctrica del SF_6 le confieren una gran capacidad de interrupción eléctrica; estas características permiten que el gas realice transiciones rápidas entre los estados de conducción y dieléctricos del arco.

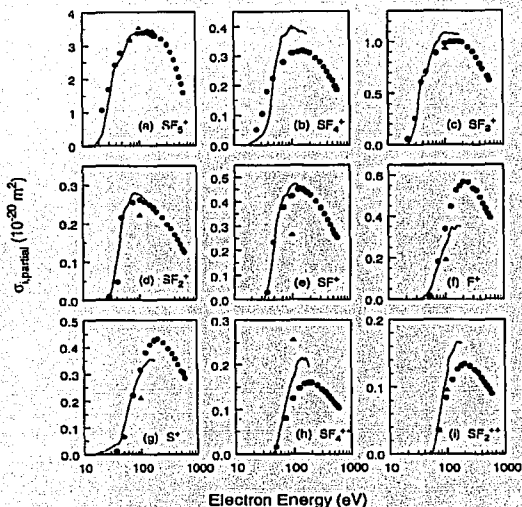


Figura 1.10: Secciones transversales parciales de ionización ($\sigma_{partial,i}$) reportadas en [6]. Se muestran las secciones transversales que dan lugar a la producción de las siguientes especies:

SF_x^+ ($x = 1, 3, 4$ y 5),
 F^+ , S^+ , SF_1^{++} y SF_2^{++} .

2. **Transformadores aislados por gas:** La capacidad de enfriamiento, la compatibilidad con materiales sólidos y las características de las descargas parciales en SF_6 , además de sus propiedades dieléctricas, hacen de este gas sintético un medio muy útil en este tipo de aparatos; más aún, el uso del *hexafluoruro de azufre* presenta importantes ventajas técnicas y ambientales en relación con el uso del aceite como aislante en los transformadores.
3. **Líneas de transmisión aisladas por gas:** En esta aplicación es esencial la fuerza dieléctrica del gas utilizado en condiciones industriales; en particular es importante el comportamiento del gas dieléctrico bajo la contaminación de partículas metálicas, de impulsos luminosos y de interrupción, así como de transitorios rápidos de tensión eléctrica. El gas también debe de tener una alta eficiencia para transferir calor desde el conductor hasta la envoltura y ser estable por largos períodos de tiempo (~ 40 años).

4. *Subestaciones aisladas por gas*: En este caso todas las propiedades mencionadas en las tres aplicaciones anteriores son requeridas ya que toda la subestación eléctrica es aislada con la ayuda del gas dieléctrico: interruptores de circuitos, conexiones a tierra, transformadores, etc.

1.4.3 Problemas

El SF_6 absorbe eficazmente radiación infrarroja, en especial a longitudes de onda cercanas a los $10.5 \mu m$. [7]. A causa de esto, cuando se encuentra en la atmósfera se convierte en un gas de efecto invernadero pues una porción de la radiación infrarroja proveniente del sol y que ha sido reflejada por la superficie del planeta es absorbida por las moléculas del hexafluoruro de azufre y, tras un cierto tiempo, es emitida de regreso a la superficie; este proceso tiene como resultado un aumento en la temperatura de la atmósfera.

El crecimiento de la proporción de gases de efecto invernadero que ha generado el ser humano en las últimas décadas ha dado lugar a un aumento en la temperatura de la atmósfera que se ve reflejado en una grave disminución del volumen de las zonas glaciares del planeta; esto a su vez es responsable del aumento del nivel de las aguas en los océanos y de la inundación correspondiente de zonas costeras.

El SF_6 es prácticamente inmune a la degradación química y fotolítica, por lo que el impacto ambiental que éste genera debe de ser considerado acumulativo y virtualmente permanente. Aunque el tiempo de vida de este gas en la atmósfera⁸ no se conoce con precisión, su valor se estima en el rango comprendido entre los 800 y los 3,200 años, y los valores más altos son los más probables. [7]

Cuando se somete a descargas eléctricas este gas de efecto invernadero forma compuestos altamente tóxicos y corrosivos (S_2F_{10} ; SO_2F_2) que representan un riesgo para cualquier persona que se encuentre cerca de los instrumentos que lo utilicen. También forma contaminantes no polares (aire, CF_4) que no pueden ser removidos con facilidad de las zonas de descarga y que al crecer en proporción pueden modificar las propiedades dieléctricas y térmicas del SF_6 . Su voltaje de ruptura es sensible al vapor de agua, a

⁸Si una cierta porción de gas es liberada en la atmósfera, el tiempo que transcurre desde su liberación hasta que su cantidad se reduzca por vías naturales en un 37% es conocido como el tiempo de vida del gas en la atmósfera. [7]

partículas conductoras y a la rugosidad de superficies conductoras; además, cuando es sometido a las condiciones climatológicas de las zonas más frías del planeta su comportamiento se aleja del de un gas ideal y se licúa a las presiones normales de operación (400 kPa a 500 kPa). [7]

Al combinar el efecto invernadero que produce el SF_6 en la atmósfera y el largo tiempo que permanece en ella, se obtiene que este gas representa un riesgo potencial de impacto global altísimo: para los próximos 100 años se estima que este impacto sea $\sim 24,000$ veces mayor (por unidad de masa) que el del CO_2 , hasta ahora el principal contribuyente al problema del calentamiento global. En algunas aplicaciones industriales, el SF_6 no es fácilmente recuperable; en la industria eléctrica se libera a la atmósfera a causa de fugas, operaciones de mantenimiento y pruebas en instrumentos. [7]

En 1996, la razón de crecimiento de la proporción de este gas en la atmósfera fue del 6.9% y aunque la extrapolación es imprecisa, se espera que para el año 2010 la concentración del SF_6 en la atmósfera podría alcanzar las 10 pptv.⁹

Por lo tanto, para el futuro se imponen como prioridades las siguientes acciones: [7]

- *Minimizar las emisiones de SF_6* por medio de métodos que cuantifiquen y detengan su fuga; del reemplazo gradual de equipos viejos susceptibles de fugas; de la implementación de políticas para su uso, su manejo y los métodos para rastrearlo; así mismo, se debe de promover la mejora en los sistemas de bombeo y almacenamiento, el aumento en la eficiencia en los procesos de reciclado y el establecimiento de estándares para el reciclado y la destrucción de los residuos.
- *Reducir la cantidad de SF_6 que se usa* construyendo equipos más compactos y ajustados, desarrollando aparatos eléctricos sellados de por vida y reemplazando al SF_6 por otros gases o mezclas gaseosas donde sea posible.

1.4.4 La mezcla de SF_6 y He

A causa del gran costo ambiental que representa el uso y la emisión de SF_6 a la atmósfera, una importante tarea de investigación consiste de la búsqueda de sustitutos eficaces de dicho gas. Los sustitutos deberán de satisfacer los requerimientos de

⁹pptv \equiv partes en 10^{12} por unidad de volumen.

una o varias de las aplicaciones en las que se utiliza este gas y deberán representar un factor de riesgo ambiental nulo o menor que aquel.

Al reducir la proporción de SF_6 en alguna aplicación, las mezclas de éste y otros gases también representan una buena alternativa al problema ambiental del que se ha hablado. Estas mezclas deberán ser optimizadas de manera que satisfagan las propiedades (dieléctricas, térmicas, ambientales, etc.) de una o varias de las aplicaciones de alto voltaje en las que se postula que ésta sustituya al *hexafluoruro de azufre*. Por lo tanto, las propiedades de los miembros gaseosos que acompañen al gas dieléctrico deberán ser elegidas de forma que optimicen o complementen el rendimiento del SF_6 . [7]

Tabla 1.3: Calores específicos, conductividades térmicas y coeficientes de viscosidad del SF_6 y del He reportadas en [7]: Las propiedades térmicas del He son superiores a las del SF_6 de modo que las propiedades de enfriamiento de la mezcla deben ser mayores a las que presenta el SF_6 por sí sólo.

Gas	Calor específico ($cal\ g^{-1}\ K^{-1}$)	Conductividad térmica ($W\ m^{-1}\ K^{-1}$)	Coefficiente de viscosidad (poise)	Polarizabilidad (Å^3)
SF_6	0.157	0.0155	161×10^{-6} (25 °C)	6.65
He	1.242	0.150	189×10^{-6} (0 °C)	0.205

En particular, las mezclas de SF_6 y He se presentan como un buen candidato para ser utilizadas en equipos de interrupción de arqueo, en interruptores de circuito. El helio prácticamente no contribuye a la rigidez dieléctrica de la mezcla pero sus átomos son muy ligeros y por ello, capaces de restar una fracción de energía cinética al electrón. Como se muestra en la tabla 1.3, el calor específico y la capacidad calorífica del gas de helio son grandes en comparación con los valores correspondientes al SF_6 de modo que la presencia del helio en la mezcla contribuye al enfriamiento del plasma; así mismo, es un gas noble y sus elementos no interactúan con las moléculas del SF_6 ni con los materiales con los que se construyan los equipos o con los contaminantes del sistema. [7]

1.5 Organización de la tesis

A lo largo de este capítulo se describieron algunos conceptos básicos acerca de la manera en que es estudiado el problema de los gases diluidos y ligeramente ionizados. En

Generalidades sobre los gases ionizados, sección 1.1, el movimiento de los elementos que constituyen a un plasma débilmente ionizado se presentó como la composición de tres factores: un *Movimiento de origen térmico*; un *Flujo difusivo* y el arrastre que un campo eléctrico externo ejerce sobre las partículas cargadas y que resulta proporcional a *El parámetro E/N* .

Así mismo, como consecuencia del arrastre de las partículas cargadas a través de un gas ligeramente ionizado se producen *Colisiones elásticas e inelásticas* entre las partículas que conforman al plasma; el intercambio de energía en estos procesos es dominado por la transferencia de momento, aunque al variar E/N en un rango suficientemente amplio se pueden llegar a producir procesos de intercambio inelástico como la excitación, la ionización o la captura electrónica en el seno del plasma propuesto.

Para profundizar en el estudio de los plasmas débilmente ionizados, en la sección 1.2 el sistema físico planteado es visto desde dos puntos de vista distintos y complementarios: *Procesos microscópicos y macroscópicos*. Cada uno de estos planteamientos tiene asociado un conjunto de experimentos que se describieron brevemente en *Técnicas de haces* y *Técnicas de enjambre*. A su vez, los parámetros que se registran mediante las *Técnicas de enjambre* se dividen en dos conjuntos: *Parámetros de transporte* y *Parámetros de ionización*.

Para concluir con el primer capítulo se presentó una descripción de *El heptafluoruro de azufre: SF_6* , un gas de efecto invernadero muy potente que ha sido ampliamente utilizado en la industria eléctrica a causa de sus propiedades dieléctricas. De acuerdo con Christophorou *et al* [7], *La mezcla de SF_6 y He* parece ser un buen candidato para reducir la concentración del gas de riesgo ambiental descrito en algunas de sus aplicaciones industriales.

En el capítulo 2 se describirán los detalles técnicos y de análisis del *Método experimental* que se utilizó en este trabajo para determinar los coeficientes de ionización y captura electrónica en mezclas de SF_6 y He , así como los coeficientes de transporte electrónico e iónico en la misma mezcla.

Luego, en el tercer capítulo (*Resultados y discusión*) se presentan las gráficas correspondientes a cada uno de los parámetros obtenidos a través del experimento pulsado de Townsend para la mezcla propuesta y se describen las tendencias que cada uno de ellos siguen en función de E/N y de las concentraciones relativas de los gases que conforman

a la mezcla.

Aunque la meta de este trabajo es reportar las características del flujo de los electrones en la mezcla estudiada, en el tercer capítulo también se incluyen los resultados obtenidos [13] para los parámetros de transporte de los iones positivos y negativos.

Por último, en *Discusión general y conclusiones* se hará una revisión de los resultados expuestos y de las consecuencias que estos implican en relación con el uso de la mezcla formada por el SF_6 y por el helio como sustituto del SF_6 puro en la industria eléctrica.

Capítulo 2

Método experimental

2.1 El experimento de Townsend pulsado.

La muestra de gas que se pretende estudiar se inyecta en una cámara de vacío previamente evacuada. En el interior de la misma se encuentra un condensador de placas paralelas entre cuyos electrodos se produce una diferencia de potencial constante, la cual da lugar a un campo eléctrico homogéneo y uniforme en el espacio comprendido entre los electrodos. En estas condiciones, un pulso de luz ultravioleta libera fotoelectrones del cátodo que bajo la acción del campo eléctrico serán arrastrados en la dirección del ánodo del condensador.

En su movimiento hacia el ánodo, los electrones interactúan con los átomos y/o moléculas que constituyen al gas por medio de colisiones elásticas e inelásticas: las colisiones elásticas tienen como consecuencia la transferencia de momento, dando lugar a procesos de difusión y de arrastre de los electrones; en cambio, las colisiones inelásticas son responsables de la excitación de los componentes del gas y de la aparición de nuevos portadores de carga a través de la ionización y la captura de los electrones, en caso de que el gas sea electronegativo.

A nivel microscópico, los portadores de carga que se producen a partir de los procesos de ionización y captura son arrastrados, al igual que el pulso inicial de fotoelectrones, en la dirección del campo eléctrico. La aceleración que adquiere cada portador debido al campo es inversamente proporcional a su masa; así, conforme menor sea la masa del portador mayor será su velocidad y le tomará menos tiempo alcanzar el electrodo hacia

el cual es atraído.

Debido a que se trata de un régimen multicolisional, el conjunto de portadores de carga adquiere una determinada distribución de energías que, cuando es cercana a la energía térmica ambiental (300 K), es Maxwelliana pero se sesga a energías mayores. El tiempo que le toma a los portadores de carga que tienen una energía cercana al máximo de la distribución para alcanzar el electrodo que los atrae es el tiempo de tránsito de la misma, es el intervalo durante el cual se registrará una componente de corriente producida por el arrastre de la especie.

El experimento de Townsend consiste [20] en la observación de la corriente de desplazamiento total producida por el movimiento de los portadores de carga durante sus tiempos de tránsito respectivos, desde que el pulso inicial de fotoelectrones abandona el cátodo, hasta que el último ión alcanza el electrodo hacia el que es arrastrado. En un circuito externo, estas corrientes se convierten en pulsos de voltaje que amplificadas pueden ser registrados a través de un osciloscopio digital y almacenados en una computadora personal como archivos de datos.

La forma de los pulsos registrados es determinada por la densidad de los portadores de carga en la brecha interelectródica. Dicha evolución espacio-temporal, a su vez es consecuencia de las propiedades eléctricas del gas admitido en la cámara. Por lo tanto, el análisis de los pulsos de corriente obtenidos a partir del método de Townsend pulsado hacen posible el cálculo de los parámetros de ionización y transporte electrónico propios del gas de estudio; además, bajo ciertas condiciones que se discutirán en detalle más adelante, también es posible obtener coeficientes de transporte iónico.

Los parámetros de ionización y transporte dependen de la cantidad de energía que el campo eléctrico imprime a los portadores de carga. El campo eléctrico reducido a la densidad del gas (E/N) es proporcional a esta energía y su unidad es el Townsend, o abreviado Td ($1Td = 1 \times 10^{-17} Vcm^2$).

2.2 Análisis del experimento.

En esta sección se deducirán expresiones para las distintas componentes de corriente que determinan la forma de los pulsos medidos en la cámara de Townsend. [8, 20]

Además de la dependencia temporal, las componentes de la avalancha se expresan

en términos de los parámetros de ionización y captura, de las velocidades de arrastre y de los tiempos de tránsito de cada especie de portador de carga. Con base en consideraciones de conservación del trabajo se puede realizar un análisis temporal de la corriente debida a los portadores de carga presentes en una sección de gas dentro de un campo eléctrico homogéneo. La corriente I_i , producida por n_i portadores de carga de la especie i que se mueven bajo la influencia de un campo eléctrico E en una franja de gas contenida entre un par de placas paralelas separadas una distancia d , debe ser tal que el trabajo mecánico que se ejerce sobre los portadores de carga para moverlos en la dirección del campo eléctrico sea igual al trabajo eléctrico realizado al generar la corriente I_i a lo largo de cualquier sección de gas. Para empezar, el campo eléctrico entre los electrodos es tal que

$$V = E \cdot d \quad (2.1)$$

Luego, el trabajo mecánico realizado para mover n_i portadores de carga q_i a lo largo de una sección de longitud dx en la dirección de E debe ser igual al trabajo eléctrico realizado durante el intervalo de tiempo dt en el que los portadores recorren la sección dx entre 0 y d :

- Trabajo Mecánico:

$$dW_M = n_i q_i E dx \quad (2.2)$$

- Trabajo Eléctrico:

$$dW_E = V I_i dt = E d \cdot I_i dt \quad (2.3)$$

En las expresiones anteriores, el campo eléctrico es paralelo al elemento de desplazamiento dx y al vector de superficie de las placas. Por lo tanto, la condición de conservación se cumple siempre que

$$n_i q_i E dx = E d \cdot I_i dt,$$

de modo que

$$I_i = n_i q_i \frac{1}{d} \frac{dx}{dt}, \quad (2.4)$$

en donde $\frac{dx}{dt}$ es la velocidad v_i de las partículas portadoras de carga de especie i , a las que les tomará un tiempo $T_i = d/v_i$ cruzar el espacio interelectrónico. Finalmente, la corriente producida por $n_i(t)$ portadores de carga puede escribirse como:

$$I_i(t) = \frac{q_i v_i}{d} n_i(t) = \frac{q_i}{T_i} n_i(t) \quad (2.5)$$

2.2.1 Componente electrónica.

Para encontrar el número de electrones en función del tiempo, $n_e(t)$, debemos tomar en cuenta que la velocidad de los electrones (v_e) es mucho mayor que las velocidades de los iones positivos (v_p) y negativos (v_n).

A causa de esto, es justificado considerar que el número de iones colectados por los electrodos durante el tiempo de tránsito electrónico T_e es muy pequeño, su contribución a la corriente de desplazamiento a lo largo de ese lapso es casi nula. De este modo se puede suponer que los iones permanecen en sus posiciones de formación durante el rápido tránsito electrónico y que el cambio en los números de iones positivos y negativos en una franja de anchura dx son proporcionales al número de electrones presentes en ese mismo lugar:

$$dn_p(x) = n_e(x)\alpha dx \quad (2.6a)$$

$$dn_n(x) = n_e(x)\eta dx \quad (2.6b)$$

El cambio en el número de electrones en una franja dx deberá de ser igual al número de electrones liberados por ionización menos el número de electrones capturados

$$\begin{aligned} dn_e(x) &= dn_p(x) - dn_n(x) \\ &= n_e(x)(\alpha - \eta)dx \end{aligned} \quad (2.7)$$

entonces, el coeficiente de ionización efectiva se interpreta como la cantidad de electrones ganados o perdidos por cada electrón y por unidad de desplazamiento en la dirección del campo.

Por lo tanto, el número de electrones en función de la posición ($x = v_e t$) se obtiene al integrar la expresión anterior (2.7):

$$n_e(x) = n_e(0)e^{(\alpha-\eta)x} \quad (2.8)$$

donde $n_e(0) \equiv n_0$ es el número de fotoelectrones liberados del cátodo al tiempo $t = 0$ (suponiendo que todos abandonan simultáneamente el electrodo). Sustituyendo $x = v_e t$ se encuentra el número de electrones en función del tiempo, desde que $t = 0$ hasta que $t = T_e$:

$$n_e(t) = n_0 e^{(\alpha-\eta)v_e t} \quad (2.9)$$

Puesto que al tiempo T_e todos los electrones han sido colectados por el ánodo, después de $t = T_e$ el número de electrones es cero. Al sustituir $n_e(t)$ en la ecuación (2.5) se

obtiene que la variación temporal de la corriente producida por los electrones obedece la siguiente expresión:

$$I_e(t) = \begin{cases} \frac{q_e n_0}{T_e} e^{(\alpha-\eta)v_e t} & 0 \leq t \leq T_e \\ 0 & t > T_e \end{cases} \quad (2.10)$$

2.2.2 Componentes iónicas.

Tiempo de tránsito electrónico.

El número de los portadores de carga formados durante el período de tránsito electrónico ($0 \leq t \leq T_e$) se obtiene al integrar las expresiones que teníamos para dn_p y dn_n , con la ayuda de la expresión que se obtuvo para $n_e(x)$:

$$\begin{aligned} n_p(t) &= \int_0^{x=v_e t} n_0 \alpha e^{(\alpha-\eta)x} dx \\ &= \frac{\alpha}{\alpha - \eta} n_0 [e^{(\alpha-\eta)v_e t} - 1] \end{aligned} \quad (2.11a)$$

$$\begin{aligned} n_n(t) &= \int_0^{x=v_e t} n_0 \eta e^{(\alpha-\eta)x} dx \\ &= \frac{\eta}{\alpha - \eta} n_0 [e^{(\alpha-\eta)v_e t} - 1] \end{aligned} \quad (2.11b)$$

Tiempos de tránsito iónico.

Ahora se determinará la corriente debida a los iones en función del tiempo después del tránsito electrónico. Como se supuso anteriormente, no hay pérdida de iones antes de $t = T_e$ por lo que se puede definir una nueva escala de tiempo para describir la relativamente lenta (en comparación con la componente electrónica) desaparición de los iones. La escala de tiempo es reemplazada por una escala de posición, $x = v_e t$, donde T_e denota la posición del ánodo ($x = v_e T_e = d$). Los iones positivos que se encuentren entre 0 y d se moverán hacia el cátodo ($x = 0$) y para encontrar el número de estos portadores debemos integrar sobre las distribuciones dadas por $dn_p(x)$ entre un límite fijo ($x = d$) y el cátodo. Entonces, usando el resultado obtenido para $n_e(x)$ y

suponiendo que la velocidad de los iones positivos es v_p , se tiene que

$$\begin{aligned} n_p(t) &= \int_{v_p t}^d \alpha n_0 e^{(\alpha-\eta)x} dx \\ &= \frac{\alpha}{\alpha-\eta} n_0 [e^{(\alpha-\eta)d} - e^{(\alpha-\eta)v_p t}] \end{aligned} \quad (2.12a)$$

para $T_e \leq t \leq T_p(+T_e)$.

El cálculo correspondiente a los iones negativos es análogo al anterior, sólo que ahora los portadores se mueven hacia el ánodo con una velocidad v_n , de modo que la integración toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} n_n(t) &= \int_0^{d-v_n t} \eta n_0 e^{(\alpha-\eta)x} dx \\ &= \frac{\eta}{\alpha-\eta} n_0 [e^{(\alpha-\eta)(d-v_n t)} - 1] \end{aligned} \quad (2.12b)$$

para $T_e \leq t \leq T_n(+T_e)$.

Finalmente se sustituyen (2.11) y (2.12) en la ecuación (2.5) para construir las expresiones que determinen las corrientes debidas a los iones positivos y negativos en función del tiempo, durante y después del periodo de tránsito electrónico:

$$I_p(t) = \begin{cases} \frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha-\eta} [e^{(\alpha-\eta)v_e t} - 1] & 0 \leq t \leq T_e \\ \frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha-\eta} [e^{(\alpha-\eta)d} - e^{(\alpha-\eta)v_p t}] & T_e \leq t \leq T_e + T_p \\ 0 & t > T_e + T_p \end{cases} \quad (2.13)$$

$$I_n(t) = \begin{cases} \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha-\eta} [e^{(\alpha-\eta)v_e t} - 1] & 0 \leq t \leq T_e \\ \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha-\eta} [e^{(\alpha-\eta)(d-v_n t)} - 1] & T_e \leq t \leq T_e + T_n \\ 0 & t > T_e + T_n \end{cases} \quad (2.14)$$

2.2.3 Pulso de la corriente total.

La corriente total que fluye entre los electrodos de la cámara de Townsend es la suma de las corrientes de desplazamiento producidas por cada uno de los portadores de carga presentes en el espacio interelectródico durante la avalancha. Entonces, partiendo de las expresiones (2.10), (2.13) y (2.14), la corriente observable total será

$$I_T(t) = I_e(t) + I_p(t) + I_n(t) \quad (2.15)$$

Esta corriente es registrada por medio de un circuito externo conectado en serie al condensador donde se produce la avalancha.

A manera de ejemplo, en el apéndice A (página 95) se presenta un conjunto de gráficas obtenidas por medio del cálculo analítico de las corrientes producidas durante una avalancha.

2.3 El aparato.

La cámara de ionización que se utilizó en este experimento [14, 13, 9] tiene 50 *cm* de diámetro y 60 *cm* de altura; está hecha de acero inoxidable y puede ser evacuada hasta una presión de 300 μPa antes de que la mezcla gaseosa sea inyectada. Para producir la avalancha, dentro de la cámara se tiene un par de placas paralelas, planas, pulidas a espejo, con 12 *cm* de diámetro y sus bordes redondeados. De esta manera se garantiza que al aplicar una diferencia de potencial constante entre estos electrodos, el campo eléctrico sea suficientemente homogéneo en su zona central.

La placa o electrodo superior (ánodo) es de acero inoxidable y cuenta con un agujero central de 1.5 *cm* de radio, el cual es cubierto con una malla fina ultraplana de 3 líneas/mm hecha de cobre electroformado. A través de ella se hace pasar un pulso rápido de 1 *ns* de luz ultravioleta (337 *nm*, 1.4 *mJ*) proveniente de un laser de N_2 .

La forma del pulso es aproximadamente Gaussiana [8] y al incidir sobre la superficie del electrodo inferior (cátodo) hecho de aluminio, debido a la baja función de trabajo de este material, el pulso de luz es capaz de liberar fotoelectrones de la superficie de la placa, iniciándose así la avalancha.

En [1] se presenta una descripción detallada de las características técnicas de la cámara de Townsend y se recomienda al lector acudir a dicha referencia si se requieren datos precisos acerca de la estructura y construcción del aparato.

2.3.1 Estructura del aparato.

En la figura 2.1 se presenta el circuito electrónico utilizado para detectar la corriente producida por el arrastre de los portadores de carga en el espacio interelectródico. La división propuesta en la figura referida será útil para comprender el funcionamiento del

diseño.

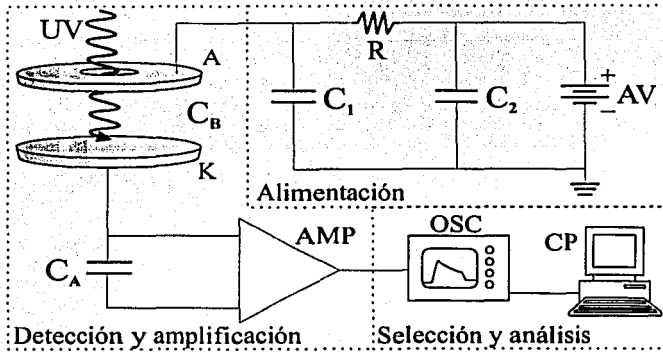


Figura 2.1: Diagrama del experimento de Townsend [13].

- **Alimentación:** La fuente de alto voltaje (AV) es conectada al ánodo de la brecha (A) con un filtro de por medio, ya que se debe de sustraer cualquier señal externa a la cámara que pudiera interferir con los pulsos propios de la avalancha. El filtro limita la entrada de señales de alta frecuencia, manteniendo un campo eléctrico homogéneo y uniforme en el interior de la brecha interelectródica.
- **Detección y Amplificación:** Los fotoelectrones liberados del cátodo (K) por la acción del pulso de luz (UV) dan lugar a los procesos de avalancha que se describieron al principio de este capítulo. Tal como se explicó en la sección 2.2.3, a causa del arrastre de los portadores de carga se producen corrientes de desplazamiento en el circuito externo formado por la conexión en paralelo de un capacitor (C_A) y una resistencia de carga, representada en este caso por la impedancia de entrada del amplificador de transimpedancia (AMP). Dichas corrientes son muy rápidas y no modifican la carga acumulada en C_A , por lo que la señal producida a causa de la avalancha es colectada principalmente por el amplificador. La impedancia de entrada de este último es casi cero y con esto se cumple la condición requerida para hacer uso del método diferenciado de análisis de las formas de onda. Entonces, a la salida del amplificador de transimpedancia se producirán pulsos de voltaje que serán directamente proporcionales a la corriente total producida por

el arrastre de los portadores de carga en la brecha interelectrónica. El parámetro de proporcionalidad deberá ser identificado con la ganancia del amplificador.

- Selección y Análisis: A la salida del amplificador se conecta un osciloscopio digital (*OSC*) que registra, promedia y despliega las formas de onda. En la pantalla del osciloscopio se realiza la selección de las formas de onda que son útiles para el análisis. Los pulsos serán transmitidos a una computadora personal (*PC*) como archivos de datos numerados que consistirán de una sola columna de amplitud del voltaje. Asociando a cada amplitud su unidad de tiempo, los archivos son transformados en nuevos archivos con dos columnas: $V(t)$ vs. t .

2.3.2 Precisión.

El amplificador de transimpedancia o convertidor corriente-voltaje (Femto HA40C) cuenta con una ganancia de $1 \times 10^5 \text{ VA}^{-1}$ y una impedancia de entrada muy cercana al ideal; su ancho de banda comprende 40 MHz en corriente directa y permite la medición de tiempos de elevación mayores a 9 ns , más que suficiente si se toma en cuenta que los tiempos de tránsito electrónico son del orden de cientos de nanosegundos. El osciloscopio digital es disparado por el generador que se encarga de controlar al láser.

La presión de gas y la composición de las mezclas fué medida por medio de un manómetro de capacitancia absoluta (MKS Baratron 270A) con una precisión del 0.01%. La temperatura de la cámara fue medida con una precisión del 0.2% a través de un termopar tipo K (*NiCr - NiAl*) conectado a una unidad TEGAM 874C y varió entre los 293 y los 302 K.

Durante los experimentos, la longitud de la brecha interelectrónica se varió entre 2 y 3 *cm*, y se determinó mediante un micrómetro de precisión Mitutoyo con una incertidumbre de 0.025 *mm*. El error estimado en el voltaje aplicado a las placas es de 0.1% y se suministró por medio de una fuente de alto voltaje y alta estabilidad IFUNAM.

Las muestras de SF_6 y de *He*, con purezas reportadas de 99.9 y de 99.999% respectivamente, fueron inyectadas a la cámara de vacío sin mayor purificación.

2.4 Análisis de las formas de onda.

Debido a que la movilidad de los electrones es mucho mayor a la de los iones, el método diferenciado para el análisis de las formas de onda permite separar a la corriente total producida por los portadores de carga en dos regímenes [20, 13, 9]. El primero, conocido como componente electrónica, tiene una duración muy pequeña pues se debe a el arrastre de los portadores de carga durante el tiempo de tránsito electrónico. Para registrarla, el osciloscopio opera con bases de tiempo del orden de nanosegundos. Por otro lado, el segundo régimen, la componente iónica, es alrededor de tres órdenes de magnitud más lento que la componente electrónica y se registra con bases de tiempo del orden de microsegundos.

2.4.1 Componente electrónica.

El análisis de los transitorios que corresponden a la componente electrónica da lugar al cálculo del tiempo de tránsito, de la velocidad de arrastre y de la movilidad de los electrones. Así mismo, con base en la expresión (2.10) y el valor obtenido para v_e , también es posible obtener el valor del coeficiente de ionización efectiva.

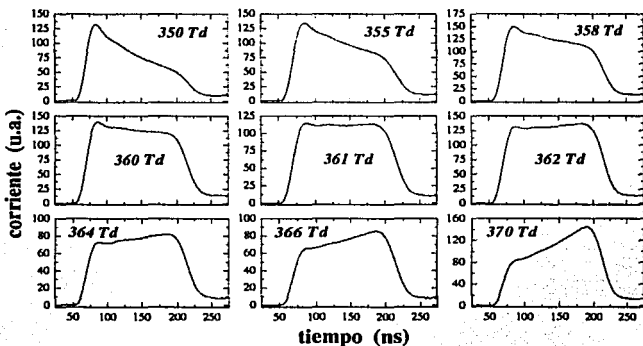


Figura 2.2: Variación de la corriente electrónica en función de E/N . Componentes electrónicas medidas con 100% de SF_6 , $P = 4.04$ torr y $d = 3$ cm.

En la figura 2.2 se muestran ejemplos de los transitorios electrónicos obtenidos y de

la manera en que se modifica su forma al variar la energía de los electrones. En general, estos transitorios se componen de un crecimiento inicial a partir de cero; una zona central o meseta donde se aprecia el carácter exponencial de la corriente electrónica; un decaimiento que da por terminada la componente electrónica de la avalancha y al final de éste, un excedente de corriente debido al lento arrastre de los iones después del tiempo de tránsito electrónico.

La diferencia que existe entre los transitorios medidos y las formas de onda calculadas que se muestran en el apéndice A se debe a la forma real del pulso inicial de fotoelectrones y a la difusión. En el análisis que se llevó a cabo en la sección 2.2, se supuso que los n_0 electrones que dan pie a la avalancha abandonan simultáneamente su electrodo de origen; esto es equivalente a la aparición de una delta de Dirac de fotoelectrones en la posición del cátodo al tiempo $t = 0$. En contraste, la forma real del pulso de fotoelectrones es consecuencia de la luz *UV* que incide sobre el electrodo de aluminio, lo cual implica que el número de fotoelectrones que abandonan el cátodo en función del tiempo puede aproximarse mediante una curva gaussiana. A pesar de esto, el pulso de luz es muy corto y la forma de la meseta central de los transitorios no depende de él. Por lo tanto, el análisis realizado representa una aproximación válida a las formas de onda registradas.

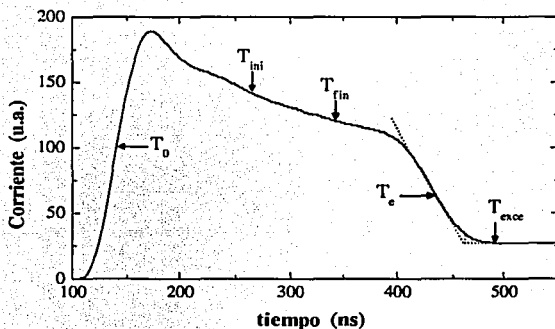


Figura 2.3: Componente electrónica medida con 100% de SF_6 , $E/N = 360 Td$, $P = 8.09 \text{ torr}$ y $d = 3 \text{ cm}$.

En las figuras 2.3 y 2.4 se muestran ejemplos de los transitorios electrónicos obtenidos,

así como de los pasos que se siguen para analizarlos. El primero de ellos consiste en la localización de los tiempos que se muestran en la figura 2.3:

- T_0 : Es el tiempo de inicio de la avalancha. Debido a la forma real del pulso de electrones, este tiempo se localiza en el punto medio del crecimiento inicial de la corriente, entre el lugar en que empieza a crecer y el lugar en que la pendiente del pulso decrece para dar lugar a la meseta central.
- T_{ini} y T_{fin} : La forma de la sección del pulso comprendido entre estos dos tiempos es una consecuencia de los procesos de ionización que ocurren a causa del arrastre electrónico. Entonces, ajustando los valores de la amplitud comprendidos entre estos dos tiempos a la expresión (2.10), se estimará el valor del producto $\alpha_e v_e$.
- T_e : Es el tiempo en que termina el arrastre electrónico. Para localizarlo se debe tomar en cuenta que el análisis desarrollado en la sección 2.2 no considera el efecto de la difusión longitudinal de los portadores de carga sobre la forma de los pulsos de corriente. Para eliminar este efecto se deben extrapolar linealmente el decaimiento de la corriente electrónica y la corriente de exceso producida por el arrastre iónico hasta que se intersecten. En ausencia de difusión, el pulso que constituye a la componente electrónica terminaría justo en la intersección de ambas rectas. Entonces, el punto medio entre el lugar en que termina la meseta central y la intersección mencionada es donde se debe localizar T_e .
- T_{exce} : Es el tiempo en que el arrastre electrónico ha terminado por completo, incluyendo la cola de difusión. Por lo tanto, después de este tiempo perdurará únicamente la corriente generada por el arrastre de los iones.

Tiempo de tránsito electrónico (T_e) y velocidad de arrastre electrónico (v_e).

El primer parámetro que se obtiene a partir de estas componentes es el tiempo de tránsito de los electrones. En la figura 2.4 se muestra la forma como se determina el período en que la corriente electrónica se manifiesta en el pulso: el período de tránsito electrónico es la diferencia que existe entre el momento de inicio de la avalancha y el momento en que se da por terminada la contribución de dicho portador de carga.

Una vez que se ha determinado el tiempo de tránsito electrónico, la velocidad de arrastre de los electrones se calcula sencillamente, ya que la distancia de separación

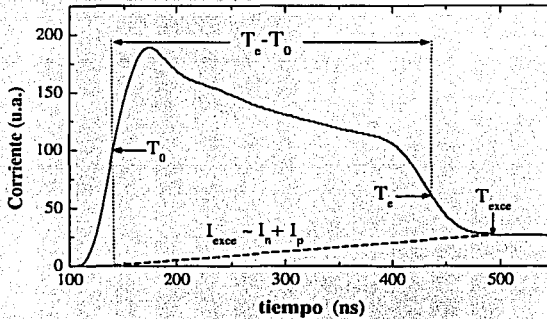


Figura 2.4: Cálculo del tiempo de tránsito electrónico y aproximación lineal de la corriente de exceso producida por el arrastre de las especies iónicas durante el tiempo de tránsito electrónico. El transitorio es el mismo que aparece en la figura 2.3.

entre las placas permanece constante y es conocida. Entonces:

$$v_e = \frac{d}{T_e} \quad (2.16)$$

Coefficiente de ionización efectiva ($\alpha_e = (\alpha - \eta)$).

Se mencionó que el producto $\alpha_e v_e$ será obtenido al ajustar la sección de curva contenida entre los tiempos T_{ini} y T_{fin} a la expresión que se dedujo para la corriente electrónica. Sin embargo, los valores de amplitud registrados durante el tiempo de tránsito electrónico son el resultado de la suma de las contribuciones debidas al flujo de electrones y de iones. Entonces, a la corriente total registrada durante el período de tránsito electrónico se le debe restar la parte debida al flujo de los iones, conocida como corriente de exceso.

La corriente de exceso es dada por la suma de (2.14) y (2.13), pero ambas expresiones dependen de los coeficientes de ionización y captura electrónica que se pretende determinar. Cuando la presión es relativamente alta ($P > 10 \text{ Torr}$), la amplitud de la corriente iónica durante el tránsito electrónico puede ser considerable, llegando a ser de varias décimas de la componente total; sin embargo, cuando la componente iónica

es menor al 10% de la corriente total, la expansión en series de potencias de la suma de las contribuciones iónicas puede cortarse hasta el término lineal. Entonces, la contribución iónica es aproximada mediante una función polinomial que no depende de los parámetros que se quieren encontrar y que a su vez, no interfiera de forma importante en el cálculo de los mismos.

Por lo tanto, si la corriente de exceso no crece demasiado rápido durante el tiempo de tránsito electrónico, se podrá aproximar mediante una línea recta que pase por los puntos $[T_0; 0]$ y $[T_{exce}; A(T_{exce})]$, donde $A(T_{exce})$ es el valor de amplitud de la corriente registrado al tiempo $t = T_{exce}$. Una vez aislada la corriente producida por el arrastre electrónico, se realiza el ajuste de la sección de transitorio comprendida entre T_{ini} y T_{fin} . En este intervalo, al aplicar la función logaritmo a la expresión que describe la evolución de la corriente electrónica, se tiene que:

$$\ln[I_e(t)] = \ln\left[\frac{q_e n_0}{T_e}\right] + (\alpha - \eta)v_e t \quad (2.17)$$

La dependencia temporal de esta expresión corresponde a una línea recta con pendiente $m = (\alpha - \eta)v_e$ y ordenada al origen $b = \ln\left[\frac{q_e n_0}{T_e}\right]$. De este modo, el logaritmo de las amplitudes del pulso entre T_{ini} y T_{fin} se ajusta a una línea recta mediante el método de mínimos cuadrados. Con el valor de la pendiente que arroja el ajuste y la velocidad de arrastre electrónico previamente calculada, se obtiene el valor del coeficiente de ionización efectiva.

A mayor presión, mayor será el número de elementos de la mezcla presentes en el espacio interelectrónico y mayor número de procesos ionizantes tendrán lugar a lo largo del tiempo de tránsito electrónico. Por esta razón, es conveniente reportar el coeficiente de ionización efectiva reducido a la densidad del gas (α_e/N). En ausencia de una descarga, los elementos de la mezcla no interactúan entre sí. Por consiguiente, la densidad del gas (N) dentro de la cámara puede expresarse en términos de la presión (P) y la temperatura (T) por medio de la ley del gas ideal:

$$N = \frac{P}{\kappa_B T} \quad (2.18)$$

donde $\kappa_B = 1.38 \times 10^{-23} J K^{-1}$ es la constante de Boltzmann.

Movilidad electrónica normalizada (K_{0e}).

Como se explicó en la sección 1.3.1, la velocidad de los portadores de carga es proporcional al campo eléctrico responsable de su arrastre. El parámetro de proporcionalidad fue llamado movilidad y, en general, depende de las propiedades particulares del experimento. Para que los valores de movilidad determinados por medio de experimentos distintos puedan ser comparados entre sí, es necesario reportarlos en referencia a condiciones estándar. Tales condiciones sugieren que la densidad de un gas a una temperatura de 273 K y a la presión de una atmósfera ($P = 760$ torr) tiene un valor de $N_0 = 2.69 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La movilidad reducida K_0 se define como el valor de la movilidad que se desarrolla bajo las condiciones estandar y en vista de que se cumple la siguiente relación

$$NK = N_0 K_0,$$

la movilidad reducida se obtiene a partir de las condiciones de un experimento cualquiera mediante:

$$K_0 = \frac{NK}{N_0}$$

En la definición original de movilidad puede verse que si el campo eléctrico reducido a la densidad del gas (E/N) es un parámetro utilizado en el experimento, como es el caso del presente trabajo, la fórmula se simplifica:

$$K_{0i} = \frac{v_i}{N_0 (E/N)} \quad (2.19)$$

donde el subíndice i sugiere que esta misma expresión es útil para el cálculo de la movilidad reducida de cualquier portador de carga. Si la velocidad de arrastre se mide en cm s^{-1} y E/N en Td , la movilidad reducida tendrá a $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ como unidad.

Finalmente, tomando en cuenta estas consideraciones y una vez que la velocidad de arrastre de los electrones ha sido calculada, la movilidad reducida de los mismos se obtiene con las unidades mencionadas a través de la siguiente expresión:

$$K_{0e} = \frac{v_e}{269 (E/N)} \quad (2.20)$$

2.4.2 Componente iónica.

Siempre que los iones formados durante el tiempo de tránsito electrónico no reaccionen con el gas, a partir de la componente iónica se pueden extraer η , α , v_+ y v_- . Cuando $(\alpha - \eta) > 0$ se puede calcular el coeficiente de ionización efectiva y la velocidad de arrastre de los iones de polaridad positiva, mientras que si $(\alpha - \eta) < 0$ se puede determinar α_e y la velocidad de arrastre de los iones dominantes en este caso, los de polaridad negativa.

Entonces, a partir de las componentes iónicas medidas se pueden determinar: el tiempo de tránsito, la velocidad de arrastre y la movilidad de los iones negativos cuando $(\alpha - \eta) < 0$; el tiempo de tránsito, la velocidad de arrastre y la movilidad de los iones positivos cuando $(\alpha - \eta) > 0$. Una vez calculados tales parámetros y apoyándose en las expresiones deducidas en la sección 2.2.2, pueden realizarse cálculos del coeficiente de ionización efectiva; de la razón entre los coeficientes individuales de captura electrónica y de ionización (η/α); y por consiguiente, de los coeficientes de ionización y captura electrónica por separado.

Los transitorios correspondientes a este régimen presentan formas variadas pues son muy sensibles a los valores particulares de la medición. Para cada concentración y para cada presión, sólo unos cuantos transitorios, dentro de rangos reducidos de valores de E/N , reproducen fielmente las formas de onda predichas a través del análisis analítico. A pesar de esto, una interpretación adecuada de las distintas formas de onda da lugar a la determinación de parámetros útiles en rangos amplios de E/N . En las figuras 2.5 y 2.6 se muestran ejemplos de los transitorios iónicos medidos y de la manera en que se pueden seleccionar ciertos elementos característicos de cada uno de ellos.

En los transitorios como el de la figura 2.5, donde la forma de los pulsos de corriente se muestra bien definida, las contribuciones debidas a cada una de las dos especies de portadores secundarios producidos durante la avalancha pueden ser separadas en: el valor inicial de la corriente causada por el flujo de los portadores mayoritarios, $I_n(0)$ ó $I_p(0)$ según sea el caso; el tiempo en que la misma componente llega a su fin, T_n ó T_p ; y el carácter exponencial del decrecimiento de la componente iónica minoritaria.

Por último, la figura 2.6 es un ejemplo de las formas de onda que se producen cuando la energía impresa sobre los portadores de carga a causa del campo eléctrico sólo es capaz de producir iones de polaridad negativa a través de procesos de captura

electrónica y, por lo tanto, no hay amplificación en el gas y el flujo de carga correspondiente al pulso de fotoelectrones es apenas suficiente para elevar la señal por encima del nivel de ruido [14]. En tales condiciones, la velocidad de los iones es baja, los tiempos de tránsito son largos y la amplitud de la corriente generada es pequeña, cercana al umbral de ruido. Sin embargo, después de un proceso de suavizado que remueve las componentes de alta frecuencia, estos transitorios son útiles ya que en ellos puede distinguirse el tiempo de tránsito de los iones que se producen a causa de la captura de electrones lentos, T_n .

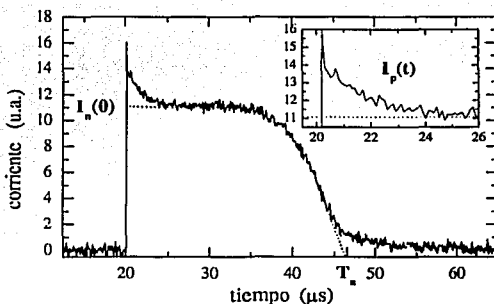


Figura 2.5: Transitorio iónico con portadores mayoritarios de polaridad negativa: $\alpha_e < 0$. Fue registrado en una mezcla con 40% de SF_6 y 60% de He , con $E/N = 150 Td$, $P = 18.1 \text{ torr}$ y $d = 3 \text{ cm}$. En el gráfico se señala la magnitud de inicio $I_n(0)$ y el tiempo T_n en que termina la componente mayoritaria, mientras que en el recuadro se muestra por separado el rápido decaimiento de la contribución debida a los iones minoritarios $I_p(t)$.

Tiempos de tránsito (T_p , T_n) y velocidades de arrastre de los iones (v_p , v_n).

El primer paso que se lleva a cabo en el análisis de los pulsos de corriente correspondientes al régimen iónico consiste en la determinación de los tiempos de tránsito de los portadores mayoritarios. A causa del rápido decaimiento exponencial de la corriente debida a los portadores minoritarios, no es posible determinar con precisión el tiempo de tránsito de dichos portadores.

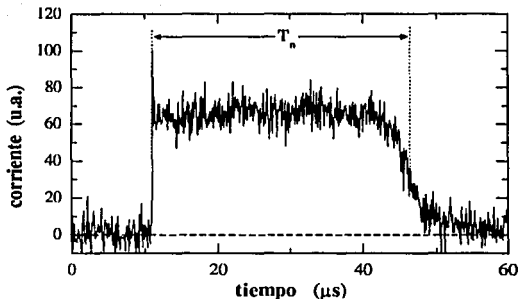


Figura 2.6: Transitorio iónico con portadores mayoritarios de polaridad negativa: $\alpha_e < 0$. Fue registrado en una mezcla con 80% de SF_6 y 20% de He , con $E/N = 200 Td$, $P = 8.01 \text{ torr}$ y $d = 3 \text{ cm}$. Debido a que en este transitorio E/N es bajo y P es relativamente alta, la captura predomina sobre la ionización, los iones se forman en la cercanía del cátodo y su desplazamiento da lugar a pulsos de forma rectangular.

En la primera figura (2.5) se muestra el procedimiento seguido para localizar el momento en que la contribución de corriente iónica llega a su fin. Así como sucedió con los transitorios electrónicos, la difusión longitudinal de los portadores de carga tiene como consecuencia un excedente de corriente que es visible en el extremo derecho de los pulsos registrados. Por lo tanto, para ser consistentes con la descripción analítica de las avalanchas, es necesario recurrir a una extrapolación lineal de la zona inmediata posterior a la rodilla, tal como lo ilustra la línea punteada que en las gráficas se prolonga hasta intersectar el eje temporal. Hecho esto, sólo hace falta determinar el momento en que da inicio el flujo de iones. Dado el abrupto crecimiento inicial que presentan los pulsos de corriente, el punto medio de dicho levantamiento es considerado como el principio de la avalancha. Por lo tanto, el tiempo de tránsito de la componente iónica dominante es el resultado de calcular la diferencia que existe entre los tiempos seleccionados.

El tiempo de vuelo de los iones de polaridad negativa que dan forma a los transitorios ejemplificados con la figura 2.6 es fácil de determinar. En estos casos la captura

predomina sobre la ionización y esta última es prácticamente nula; los iones negativos se forman en la cercanía del cátodo dando lugar a pulsos de forma rectangular, cuyos límites son dados por los puntos medios del crecimiento y la caída de la corriente. De esta manera, el ancho del escalón corresponde a la duración de la componente iónica, al tiempo de tránsito buscado.

Una vez que se conoce el tiempo de vuelo de la especie de ión que domina en la avalancha, su velocidad de arrastre no es más que el cociente de dicho tiempo y de la longitud de la brecha donde se produce la descarga.

Movilidades iónicas (K_{0p} , K_{0n}).

Así como se hizo con los electrones, la movilidad de los iones debe reportarse de forma que no dependa de las características particulares del experimento. Por lo tanto, la movilidad reducida del portador i debe calcularse a partir de la velocidad de arrastre del mismo por medio de (2.19).

Recuérdese que para el caso de los electrones, el uso de esta relación requería que la velocidad se expresará en $cm\ s^{-1}$ y el campo eléctrico reducido a la densidad del gas en Td para que la movilidad fuera dada en $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$. El mismo cuidado debe tenerse con los parámetros iónicos al utilizar la fórmula (2.19).

Coefficiente de ionización efectiva ($\alpha_e = (\alpha - \eta)$).

Como puede apreciarse en las expresiones que se dedujeron en la sección 2.2.2, el carácter exponencial que presenta la corriente producida por la especie iónica dominante es modulado por el producto del coeficiente de ionización efectiva y de la velocidad de arrastre del portador mayoritario. Entonces, un análisis adecuado de los transitorios iónicos aunado al valor de la velocidad de arrastre obtenido mediante los métodos descritos en las secciones anteriores tendrá como consecuencia el cálculo del coeficiente de ionización efectiva.

Para empezar, la corriente producida por el portador en cuestión debe ser referida a su valor inicial. La evolución temporal de la corriente con respecto al valor que presenta al tiempo $t = 0$ se construye mediante la diferencia:

$$\Delta I_i(t) = I_i(t) - I_i(0) \quad (2.21)$$

La corriente se aleja de su valor inicial a un ritmo exponencial. Entonces, tras aplicar la función logaritmo a ambos lados de la expresión anterior, dicho comportamiento da lugar a una tendencia lineal que por medio del método de mínimos cuadrados permite ajustar el valor de la frecuencia de ionización y por consiguiente, del coeficiente de ionización efectiva.

Dado que existen diferencias analíticas entre las corrientes producidas por los portadores de polaridad negativa y los de polaridad positiva, a continuación se describirá el método delineado tomando en cuenta cuál de ellos domina en el transitorio.

- $(\alpha - \eta) < 0$: En la figura 2.5 se muestra la manera en que se distinguen las componentes debidas a las dos especies de portadores. Hecho esto, es fácil determinar la magnitud de la corriente producida por el portador mayoritario al inicio del pulso. En este caso, la componente que domina el transitorio corresponde a los iones de polaridad negativa. Entonces, de acuerdo a la ecuación (2.14), al inicio y durante el tiempo de tránsito iónico, la corriente generada por ellos se expresa respectivamente de la siguiente manera:

$$I_n(0) = \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha_e} [e^{\alpha_e d} - 1]$$

$$\wedge$$

$$I_n(t) = \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha_e} [e^{\alpha_e (d - v_n t)} - 1]$$

Al obtener la diferencia entre ellas, el cambio en la corriente producida con respecto a su valor inicial tomará la siguiente forma:

$$\Delta I_n(t) = \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha_e} e^{\alpha_e d} [e^{-\alpha_e v_n t} - 1] \quad (2.22)$$

La frecuencia de ionización, $-\alpha_e v_n = -\alpha_e d (\frac{1}{\tau_n})$, controla la velocidad de crecimiento de la exponencial. Los transitorios útiles para este análisis, aquellos en los que pueden distinguirse las contribuciones de cada especie de portador, son tales que el producto $-\alpha_e d$ toma valores dentro del intervalo comprendido entre [3.5; 6] y presentan tiempos de tránsito del orden de algunas decenas de microsegundos. En consecuencia, después de que ha transcurrido un tiempo mayor ó igual a dos terceras partes del tiempo de tránsito de la especie mayoritaria, se tiene que $e^{-\alpha_e v_n t} \gg 1$ y la relación anterior puede reescribirse del siguiente modo:

$$\Delta I_n(t) \cong \frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha_e} e^{\alpha_e d} [e^{-\alpha_e v_n t}] \quad (2.23)$$

Finalmente, al aplicar el logaritmo natural a ambos lados de esta expresión, la evolución temporal de la ecuación resultante presenta una tendencia lineal cuya pendiente resulta ser la frecuencia de ionización efectiva $\alpha_e v_n$:

$$\ln[\Delta I_n(t)] \cong \ln\left[\frac{q_e n_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha_e}\right] + \alpha_e d - \alpha_e v_n t \quad (2.24)$$

- $(\alpha - \eta) > 0$: El análisis de los transitorios que cumplen con esta condición, aquellos en que los portadores producidos a causa de la ionización dan lugar a la mayor parte de la corriente observada, es muy parecido al caso anterior. Una vez más, es necesario que el transitorio permita distinguir las contribuciones producidas por cada especie de portador, de modo que se pueda determinar la magnitud de la corriente debida al portador dominante al tiempo $t = 0$, ya que para su análisis la corriente deberá referenciarse a ese valor. La expresión (2.13) es ahora el punto de partida. Entonces, la corriente producida por los portadores de polaridad positiva al inició y durante el tiempo de tránsito iónico es:

$$I_p(0) = \frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha_e} [e^{\alpha_e d} - 1]$$

$$\wedge$$

$$I_p(t) = \frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha_e} [e^{\alpha_e d} - e^{\alpha_e v_p t}]$$

Debido a la forma que toma la corriente de los portadores positivos es conveniente, a diferencia del caso anterior, tomar el negativo de la expresión (2.21) para referenciar la contribución iónica mayoritaria a su valor inicial. Entonces,

$$\Delta I_p(t) = \frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha_e} [e^{\alpha_e v_p t} - 1] \quad (2.25)$$

Condiciones análogas a las del caso anterior hacen posible utilizar la misma aproximación ($e^{\alpha_e v_p t} \gg 1$) para evidenciar el carácter exponencial que presenta la corriente al alejarse de su valor inicial. Por lo tanto, al aplicar el logaritmo natural se tiene de nuevo una tendencia lineal con una pendiente dada por la frecuencia de ionización efectiva $\alpha_e v_p$:

$$\ln[\Delta I_p(t)] \cong \ln\left[\frac{q_e n_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha_e}\right] + \alpha_e v_p t \quad (2.26)$$

Como lo muestran las ecuaciones (2.24) y (2.26), tras un ajuste lineal de los puntos obtenidos al operar las amplitudes de la corriente mediante los procedimientos descritos

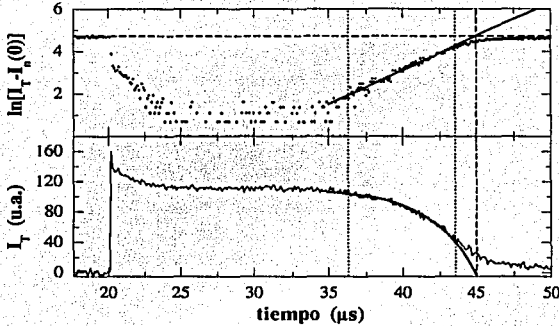


Figura 2.7: Ejemplo del análisis que da lugar al cálculo del coeficiente de ionización efectiva a partir de la componente iónica. El transitorio analizado es el mismo que se presentó en la figura 2.5, para el cual $\alpha_e < 0$.

es posible obtener la frecuencia de ionización efectiva $\alpha_e v$; y por lo tanto, el coeficiente de ionización efectiva α_e .

En la figura 2.7 se muestra la aplicación del análisis descrito sobre el transitorio 2.5. Los puntos dibujados en el gráfico superior son el resultado de manipular los valores de la amplitud de la corriente mediante el proceso de análisis. Entre las líneas punteadas verticales ($\frac{2}{3}T_n \leq t \leq T_n$) se puede apreciar la sección del transitorio a partir de la cual se realiza el ajuste que da lugar al valor de la frecuencia de ionización. En la gráfica logarítmica se dibujó la recta que arroja el ajuste y a partir de los valores que la caracterizan se construyó la curva exponencial que se compara con la rodilla del transitorio. Además del coeficiente de ionización efectiva, en este ejemplo también puede distinguirse el tiempo de tránsito del portador mayoritario. La línea horizontal seccionada que se incluye en el gráfico superior está localizada a una altura igual a $\ln[I_n(0)]$ y su intersección con la recta que resulta del ajuste tiene lugar en el tiempo de tránsito mencionado, como lo demuestra la curva calculada.

Razón entre los coeficientes de ionización y captura (η/α).

En principio, el valor de la razón de los coeficientes de ionización y captura electrónica η/α puede calcularse si se conocen las magnitudes de las corrientes producidas por cada portador al momento de inicio de la componente, así como el tiempo de tránsito de las mismas [20]:

$$\frac{\eta}{\alpha} = \frac{I_n(0)T_n}{I_p(0)T_p}$$

Desgraciadamente no es posible determinar con precisión el tiempo de tránsito de ambas especies iónicas a partir de un mismo transitorio. A consecuencia del rápido decaimiento de la componente minoritaria, en poco tiempo la corriente producida por dicho portador es imperceptible aunque su tiempo de tránsito no haya llegado a su fin [14].

Un nuevo y original método de análisis [14] que da lugar al cálculo del parámetro η/α surge de comparar las integrales de las corrientes producidas por las componentes iónicas a lo largo de sus tiempos de tránsito respectivos. Definase un nuevo parámetro R como el cociente de dichas integrales, es decir:

$$R = \frac{\int_0^{T_n} I_n(t) dt}{\int_0^{T_p} I_p(t) dt} \quad (2.27)$$

El cálculo de las integrales requeridas arroja las siguientes expresiones:

$$\int_0^{T_n} I_n(t) dt = n_0 q_0 \frac{\eta}{\alpha_e} \left[\frac{1}{\alpha_e d} (e^{\alpha_e d} - 1) - 1 \right]$$

$$\int_0^{T_p} I_p(t) dt = n_0 q_0 \frac{\alpha}{\alpha_e} \left[e^{\alpha_e d} - \frac{1}{\alpha_e d} (e^{\alpha_e d} - 1) \right]$$

Como se puede ver, el resultado de las integrales no depende de los tiempos de tránsito. Entonces, al obtener el cociente propuesto se llega a una expresión que puede ser utilizada para determinar el valor de la razón de ionización. Esto es:

$$\frac{\eta}{\alpha} = R \frac{e^{\alpha_e d} (\alpha_e d - 1) + 1}{e^{\alpha_e d} - \alpha_e d - 1} \quad (2.28)$$

El parámetro R puede calcularse a partir de los transitorios medidos por medio de la integración numérica de cada una de sus componentes. Por eso, para utilizar este método de análisis se requiere de transitorios que permitan distinguir cada una de las componentes que la forman para integrarlas individualmente y ya se a dicho que esto sucede cuando $\alpha_e d$ toma valores entre 3.5 y 6. De esta manera no es necesario conocer con precisión el momento en que la componente minoritaria llega a su fin, ya que la contribución a la integral debida a la parte final de su periodo de vuelo es mínima y es suficiente con una separación como la que se muestra en la figura 2.5.

Coefficientes individuales de ionización y captura (η y α).

Con base en los resultados obtenidos en las dos secciones anteriores, se pueden encontrar los valores individuales de los parámetros de ionización y captura electrónica reducidos a la densidad del gas, α/N y η/N respectivamente. Sin embargo, los valores que se obtienen para la razón de ionización a través del método descrito presentan una considerable dispersión. Entonces, es necesario construir líneas de tendencia suaves a partir de los datos experimentales de dicho parámetro y con ellas calcular α/N y η/N .

Capítulo 3

Resultados y discusión

La cámara de Townsend que opera en el Centro de Ciencias Físicas¹ permitió registrar con gran precisión y a lo largo de un amplio rango de valores de E/N las corrientes de desplazamiento producidas durante las descargas fotoelectrónicas en varias mezclas de SF_6 y de helio. En tales rangos de medición se registraron una gran cantidad de avalanchas a intervalos suficientemente cortos de E/N , poniendo especial énfasis en aquellas zonas en las que $\eta/\alpha \sim 1$.

Durante la medición se logró apreciar el carácter electronegativo de las distintas concentraciones y la tendencia exponencial de sus componentes electrónicas. En cada una de las mezclas que se midieron fueron evidentes los procesos de transición entre $\alpha_e < 0$ y $\alpha_e > 0$, hecho que fué aprovechado con el fin de realizar un análisis detallado de tales regiones. Los resultados que se presentan en este capítulo han sido previamente publicados por de Urquijo *et al* en [14] y en esta fuente se señala el amplio intervalo de valores de E/N en el que se trabajó, el cual abarca desde los 40 Td hasta los 580 Td .

Las incertidumbres porcentuales de cada uno de los parámetros reportados se presentan de la misma manera que en [14], mediante la tabla 3.1. Estos porcentajes son el resultado de considerar la gran cantidad de pulsos registrados que pudieron ser analizados. Los pulsos de corriente iónicos y electrónicos fueron registrados desde valores de E/N muy bajos donde la forma de las componentes aún no se definía bien, hasta valores altos del mismo parámetro donde el efecto de la difusión se hace importante y el análisis propuesto en el capítulo 2 deja de ser válido. Por lo tanto, a pesar de

¹Centro de Ciencias Físicas, U.N.A.M. Cuernavaca Morelos, México.

que muchas de las mediciones registradas en estos extremos fueron desechadas, en el intervalo comprendido entre ellos se desarrolló una selección muy fina de descargas que pudieron analizarse con gran facilidad.

Tabla 3.1: Incertidumbres porcentuales para cada uno de los parámetros reportados en [14].

Parámetro	Incertidumbre
v_e	2 - 3%
$(\alpha - \eta)/N$	5 - 8%
η/α	8 - 12%
$\alpha/N, \eta/N$	15%
$v_{+,-}, K_{+,-}$	2 - 4%

3.1 Parámetros de transporte electrónico.

3.1.1 Velocidad de arrastre electrónico; v_e .

En la figura 3.1 se presentan los resultados obtenidos mediante el análisis de los transitorios de origen electrónico para la velocidad de arrastre electrónico v_e en función de E/N y de la concentración relativa de los gases que constituyen a la mezcla analizada, en este caso SF_6 y He .

En esta gráfica se puede observar que al aumentar la proporción del dieléctrico [% SF_6] en la mezcla, la velocidad de arrastre electrónico presenta una tendencia uniforme a disminuir. Ello se debe a que la sección eficaz de transferencia de momento con SF_6 es mayor que la del He , de modo que la interacción del enjambre de electrones con el gas de SF_6 es mayor que con el helio y al aumentar la proporción de este último en la mezcla la nube de electrones adquiere mayor velocidad.

Con el fin de comparar a los datos reportados en este trabajo con mediciones confiables [6], en la figura 3.1 se presentan los valores obtenidos por Aschwanden [3, 2]² para 100% SF_6 . Aunque la tendencia de ambos resultados en el intervalo de coincidencia es prácticamente la misma, los resultados del presente trabajo son menores en un 2% que los elegidos como referencia, valor que se encuentra dentro del rango de incertidum-

² Los trabajos de Aschwanden [3, 2] son referidos como [8, 9] en el rótulo de la gráfica.

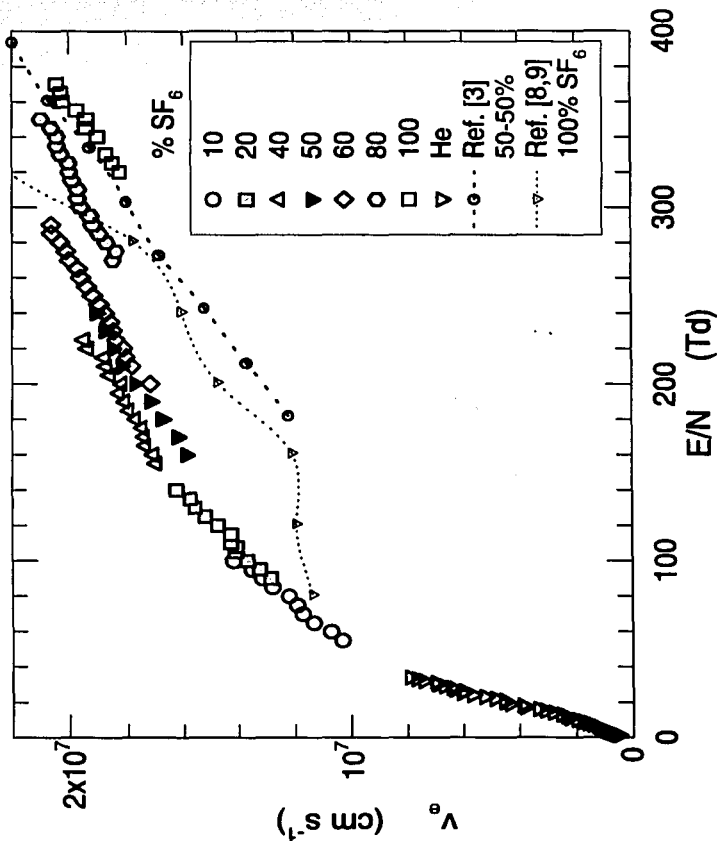


Figura 3.1: La variación de la velocidad de arrastre de la nube de electrones en función de E/N y de las concentraciones (%) en la mezcla de SF_6 y He. Esta gráfica se presenta tal como aparece en [14], donde se incluyeron con fines de comparación los datos de Aschwanden [3, 2] (Ref. [8, 9]) para 100% SF_6 y los de Xiao *et al* [24] (Ref.[3]) para la mezcla de 50 : 50.

bre reportado en esta medición. En la gráfica citada también se presentan los datos obtenidos por Xiao *et al* [24]³ para la mezcla constituida por un 50% de SF_6 y un 50% de helio; en ella se puede apreciar con facilidad la gran diferencia que existe entre los dos conjuntos de datos reportados para la tal caso. Esta discrepancia es ampliamente discutida en [14].

Tabla 3.2: Intervalos aproximados de E/N en los que se reportó la velocidad electrónica en cada una de las mezclas de SF_6 y He . La velocidad de arrastre electrónico se obtiene únicamente de las componentes electrónicas de la avalancha, a diferencia del coeficiente de ionización efectiva que también se calcula con base en sus componentes iónicas; por lo tanto, los intervalos que se obtuvieron a partir de las componentes electrónicas de las descargas deben coincidir con los intervalos en los que se reporta la v_e [14].

Mezcla. [% SF_6]	Intervalo (E/N)
0 (100% He)	0 – 35
10	55 – 100
20	90 – 140
40	155 – 225
50	160 – 185
60	200 – 290
80	270 – 350
100	320 – 370

3.2 Parámetros de ionización.

3.2.1 Coeficiente de ionización efectiva reducido a la densidad del gas; α_e/N .

En la figura 3.2 se presentan los resultados obtenidos para el coeficiente de ionización efectiva $\alpha_e/N = (\alpha - \eta)/N$ (cm^2) en función de E/N (Td). Como se demostró en la sección 2.4 de este trabajo, el valor de α_e puede ser obtenido tanto a partir de la componente electrónica de la descarga como de la parte iónica de la misma. Los rangos de E/N cubiertos por cada uno de los conjuntos de datos de la gráfica reportada se

³El trabajo de Xiao *et al* [24] aparece como [3] en el rótulo de la gráfica.

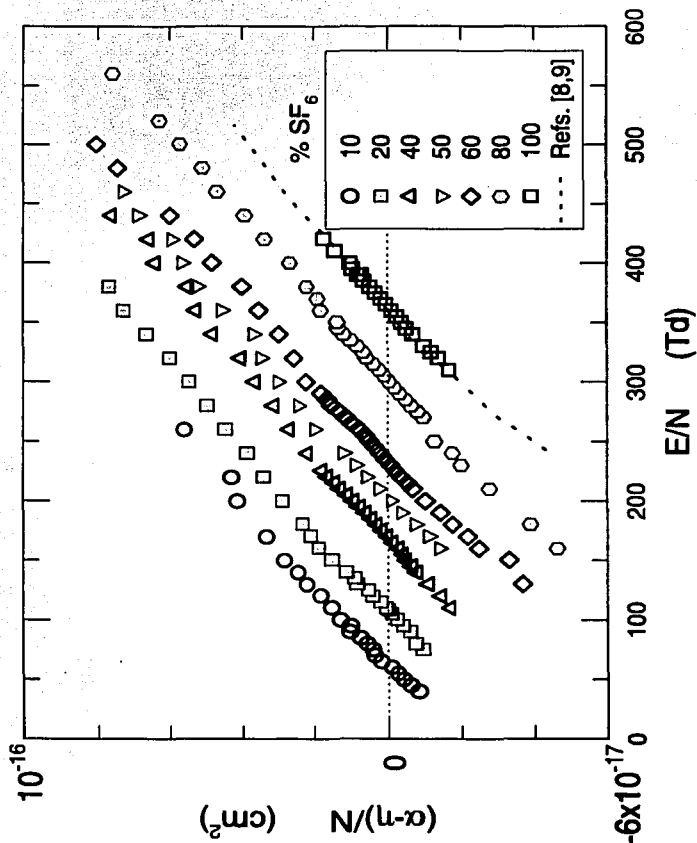


Figura 3.2: El coeficiente de ionización efectiva reducido a la densidad del gas en función de E/N en varias mezclas de SF_6 y He. La línea punteada representa la tendencia obtenida por Aschwanden [3, 2] (Ref. [8,9]) en 100% de SF_6 , presentada en esta gráfica con fines de comparación.

separan a partir del análisis del cual provienen: aquellos puntos que se encuentran en las zonas más altas de E/N de cada una de las mezclas son el resultado del análisis realizado a la componente iónica de la descarga; los valores encontrados con base en el análisis de la componente electrónica ocupan desde los valores más bajos de E/N , alcanzando a traslaparse con los valores determinados mediante el análisis de la componente iónica cuando E/N es alto. En la zona en la que los datos registrados por ambos análisis se traslapan, los resultados son consistentes entre sí. Los valores de la velocidad de arrastre electrónico reportados en la sección anterior, al igual que los valores de α_e en los intervalos de bajo E/N de cada mezcla, son encontrados a partir de la componente electrónica de la descarga; entonces, en la gráfica 3.2 los rangos de valores que provienen de la componente electrónica en cada mezcla deben de coincidir con los rangos correspondientes a $v_e(E/N)$ (figura 3.1), los cuales se presentan en la tabla 3.2.

Para un valor dado de E/N , por ejemplo alrededor de $300Td$, se puede ver que el aumento en la proporción de SF_6 tiene como consecuencia la disminución del parámetro de ionización efectiva de la misma, lo cual es consistente con la creciente electronegatividad del medio. En cada una de las mezclas reportadas, α_e varía casi linealmente con el valor de E/N y en conjunto presentan una dependencia paramétrica con las distintas concentraciones relativas registradas.

Una vez más, los resultados obtenidos para 100% SF_6 se comparan con los datos reportados por Aschwanden [3, 2]⁴, encontrándose un excelente acuerdo entre ambas mediciones.

3.2.2 Razón de los coeficientes de captura y de ionización; η/α .

Tras aplicar el análisis expuesto en 2.4.2 a las componentes iónicas de las descargas producidas en mezclas de SF_6 y He , se calcularon los valores de η/α en función de E/N y en la figura 3.3 se presentan los resultados tal como fueron reportados en [14]. En esta gráfica, de Urquijo *et al* incluye (referencia [8] en 3.3) los valores reportados por Aschwanden [3] para 100% de SF_6 y se puede ver que ambos trabajos son consistentes entre sí. En la gráfica η/α vs. E/N se puede apreciar que el valor de la razón de captura a ionización presenta una tendencia a decrecer conforme la proporción de SF_6 en la mezcla disminuye. Con el fin de complementar el análisis antes dicho, las posiciones

⁴[3, 2] aparecen como Ref. [8, 9] en el rótulo de la gráfica.

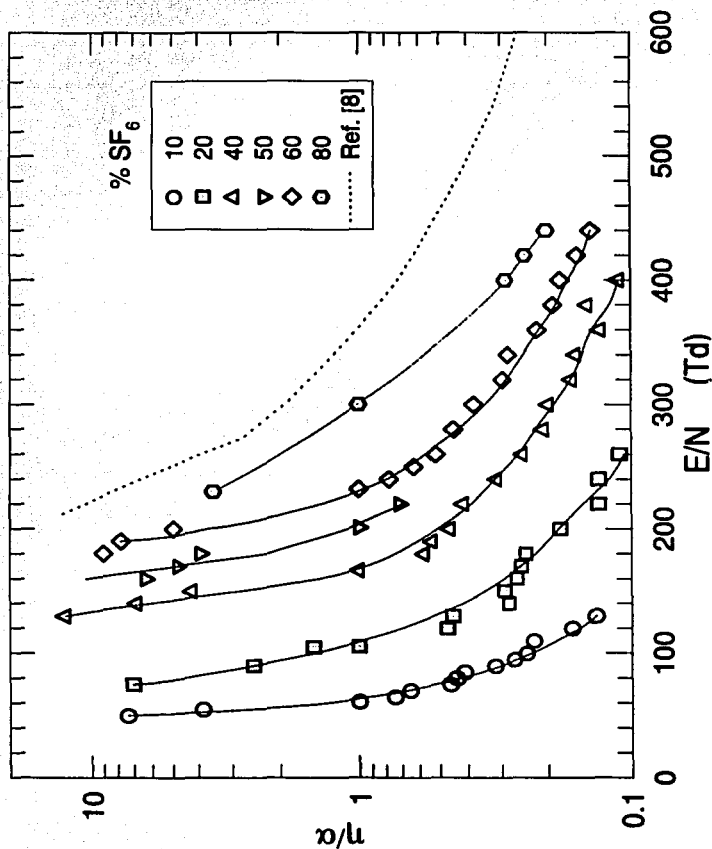


Figura 3.3: La razón de los coeficientes de captura e ionización en función de E/N en varias mezclas de SF_6 y He . Las curvas sólidas se utilizaron para evaluar α/N y η/N , mientras que la línea punteada indica la tendencia de los datos de Aschwanden [3] (Ref. [8]) para 100% SF_6 .

(E/N) de los puntos que corresponden a E/N_{crit} ($\eta/\alpha = 1$) se obtuvieron a partir de la gráfica de la figura 3.2.

En la ecuación 2.28, el parámetro η/α es muy sensible al error asociado con la determinación experimental del coeficiente de ionización efectiva; a causa de esto, la propagación del error da lugar a amplios rangos de incertidumbre en los conjuntos de valores reportados para η/α . A pesar de sus incertidumbres, los valores que aquí se reportan sugieren las tendencias que sigue este parámetro en cada una de las mezclas estudiadas. Esta información resulta ser de gran utilidad, pues con ella se pueden determinar los valores de los coeficientes de ionización y de captura electrónica por separado, como a continuación se describe.

3.2.3 Coeficientes de ionización y de captura reducidos a la densidad del gas; α/N , η/N .

Una vez que se han determinado η/α y $(\alpha-\eta)/N$, es fácil deducir los valores de α/N y de η/N . Sin embargo, debido a la dispersión que presentan los valores de η/α , fué necesario dibujar líneas suaves a través de la mayoría de los puntos de la gráfica 3.3; luego, por medio de la interpolación de algunos puntos de dichas curvas se determinaron algunos valores de la razón de ionización y con ellos se dedujeron los parámetros de ionización y de captura electrónica por separado.

En la figura 3.4 se reportan los valores de α/N en función de E/N que se obtuvieron mediante el procedimiento recién expuesto; según estos resultados, el coeficiente de ionización es tal que para cada mezcla su valor aumenta suavemente al incrementarse la energía del campo, mientras que entre una mezcla y otra este parámetro presenta un decaimiento regular al aumentar la proporción de SF_6 en la misma. En la figura citada son también incluidos los valores que se reportan en [6]⁵ para este parámetro en 100% SF_6 y se puede apreciar la gran similitud que existe entre ambos conjuntos de datos.

A continuación, en la figura 3.5 se presentan los resultados obtenidos para η/N en función de E/N . Como era de esperarse, en cada mezcla los valores más altos de este parámetro se encuentran en las regiones de menor E/N , situación en la que η/α es suficientemente grande como para inferir que $\alpha/N \simeq 0$ y $\eta/N \sim (\alpha - \eta)/N$. Esto es

⁵ [6] aparece como Ref. [10] en el rótulo de la gráfica.

un reflejo de la alta sección eficaz de captura de electrones lentos que es característica del SF_6 y de esta manera, en aquellas regiones donde E/N es bajo los puntos de las gráficas presentadas en 3.2 y en 3.5 deben de ser indistinguibles entre sí. Así mismo, para cada una de las mezclas se puede ver que η/N decrece regularmente al aumentar E/N . También se incluyó mediante una línea punteada la tendencia de los datos de Aschwanden [3]⁶ para $100 SF_6$.

De acuerdo con [14], Shimozuma y Tagashira [21] son autores de una medición previa del coeficiente de captura electrónica en estas mezclas. Sus resultados fueron obtenidos por medio de un método estacionario, van a lo largo de un rango menor de E/N y no concuerdan con los que se reportan en este trabajo. Por otra parte, en la gráfica 3.5 se presentan también los valores de η/N para SF_6 puro [6], que al compararlos con los resultados obtenidos para las mezclas con helio se concluye que una disminución de sólo un 20% en la concentración del SF_6 disminuye considerablemente la electronegatividad del gas.

Al considerar en conjunto los resultados obtenidos para α y η en las mezclas de SF_6 y He , se entiende que una disminución de tan sólo un 20% en la proporción del hexafluoruro de azufre en la mezcla da lugar a un decaimiento importante del coeficiente de captura electrónica sin ningún cambio aparente en el coeficiente de ionización. Por lo tanto, la cantidad de helio que sustituya al SF_6 irá en detrimento de la rigidez dieléctrica de estas mezclas, ya que disminuye la capacidad de captura y no limita la producción de nuevos electrones a partir de la ionización.

3.2.4 El campo eléctrico crítico, E/N_{crit} , en función de la concentración de SF_6 en la mezcla.

El valor crítico de E/N (E/N_{crit}), aquel para el que $\alpha = \eta$, es un parámetro importante en la descripción de las descargas eléctricas en gases, pues cuando $\alpha_e = 0$ no es posible llegar a la ruptura debido a que la amplificación efectiva en el gas es igual a cero. En la figura 3.6 se muestran los valores E/N_{crit} en función de la concentración de hexafluoruro de azufre [SF_6] en las mezclas reportadas en este trabajo. Durante el proceso de medición de las descargas eléctricas se puso especial cuidado en las regiones donde $\alpha_e \sim 0$, afinando la partición de la variable independiente (E/N) cuando se encontraba

⁶ [3] aparece como Ref. [8] en el rótulo de la gráfica.

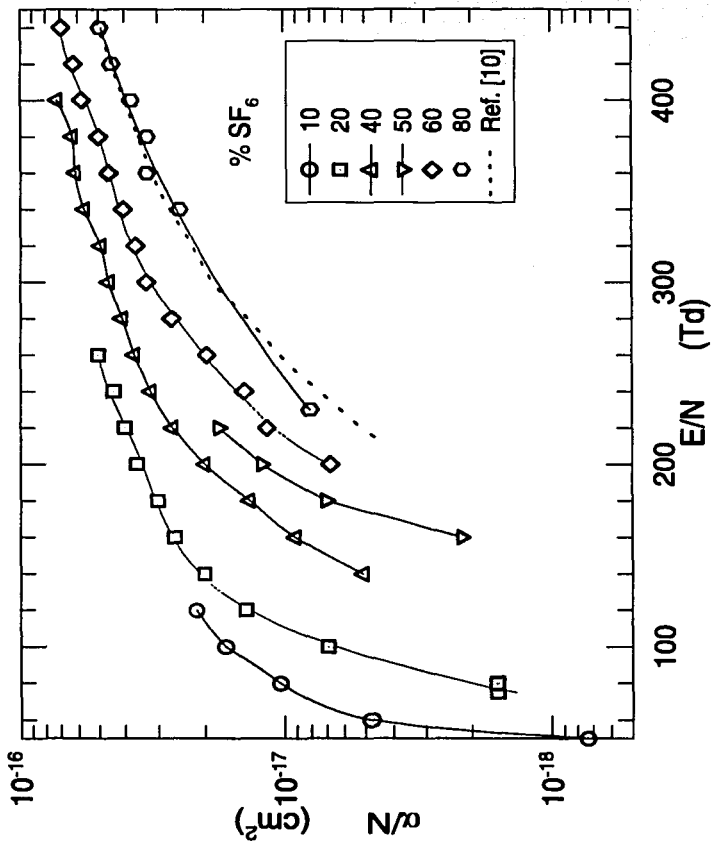


Figura 3.4: El coeficiente de ionización reducido a la densidad del gas α/N en función de E/N en mezclas de SF_6 y He . La línea punteada fue tomada de [6] (Ref. [10]) y corresponde a 100% SF_6 . Las curvas sólidas que unen los puntos son únicamente una guía para los ojos.

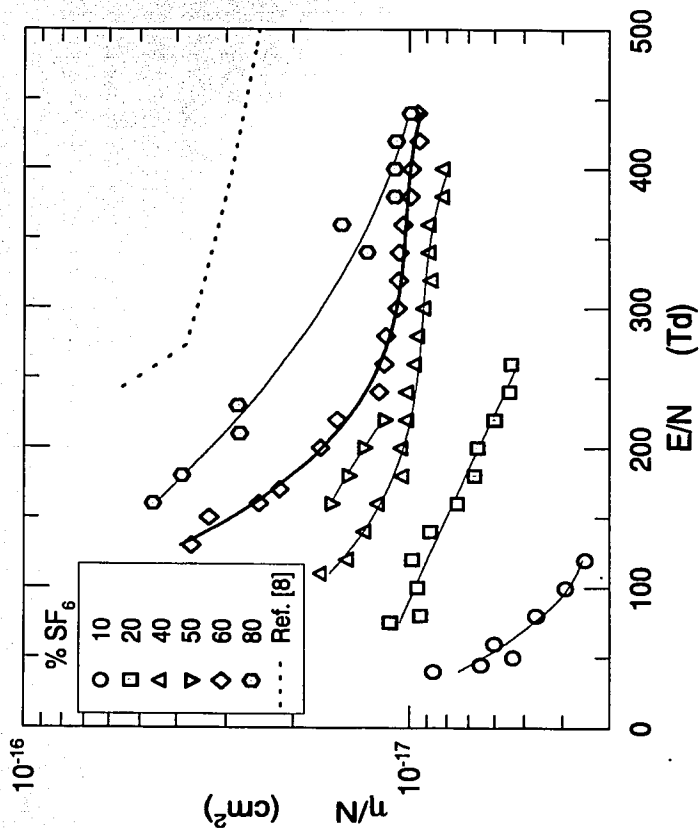


Figura 3.5: El coeficiente de captura electrónica reducido a la densidad del gas η/N en función de E/N en mezclas de SF_6 y He. La curva punteada fue tomada de [3] (Ref. [8]) y fue medida en SF_6 puro. Las curvas sólidas que unen los puntos se presentan únicamente como una guía para los ojos.

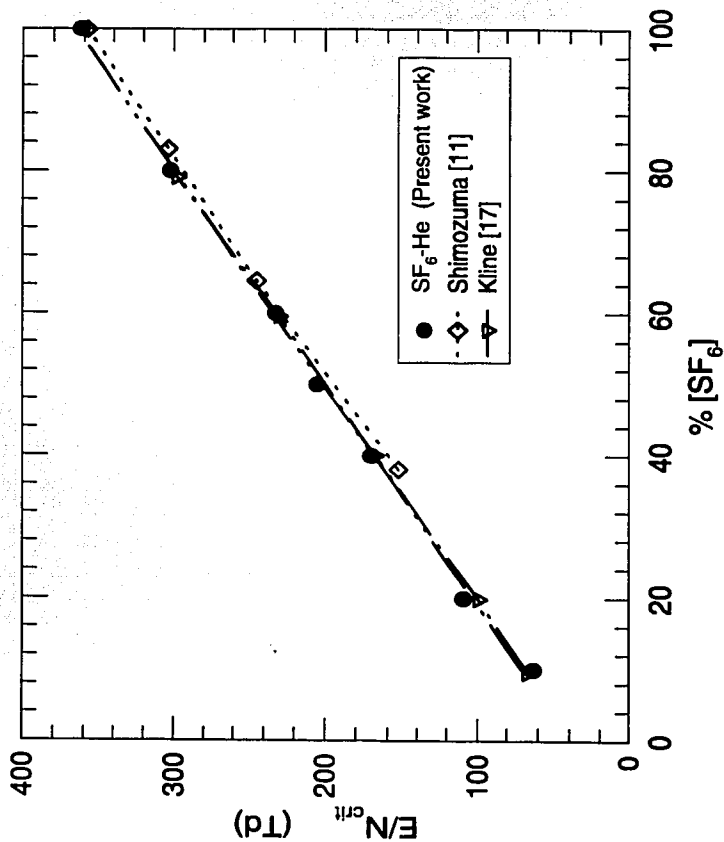


Figura 3.6: Variación del valor del E/N crítico como función de las concentraciones relativas de los constituyentes de las mezclas de SF_6 y He . Los resultados originales de este trabajo se comparan con aquellos reportados por Shimozuma *et al* [21] y Kline *et al* [16].

cercano el cambio de signo del parámetro de ionización efectiva. A causa de esto, en la figura 3.2 todas las mezclas tienen un buen número de puntos reportados alrededor del E/N_{crit} y en todas se pueden leer con facilidad los valores de este parámetro.

De acuerdo con los valores que se reportan en esta sección, con los reportados por Shimozuma y Tagashira [21]⁷ y con los de Kline *et al* [16]⁸, el valor de E/N requerido para nivelar la producción y desaparición de electrones durante una avalancha en estas mezclas guarda una dependencia lineal con las proporciones de sus miembros; esta tendencia es tal que cuanto mayor sea $[SF_6]$, mayor deberá de ser la energía necesaria para contrarrestar la electronegatividad del medio y mayor el valor de E/N_{crit} .

El comportamiento ilustrado implica que no existe sinergismo entre los elementos de las mezclas de SF_6 y de He , debido a que la presencia de este último en el medio degrada gradualmente las propiedades dieléctricas del hexafluoruro de azufre al limitar la captura electrónica durante las descargas.

3.3 Parámetros de transporte iónico.

Aunque la meta de esta tesis consiste en reportar solamente los parámetros de ionización y transporte electrónico en mezclas de SF_6 y He , a partir de los transitorios registrados, también fue posible determinar la velocidad de arrastre de las especies iónicas de polaridad positiva cuando $\alpha_e > 0$ y de las de polaridad negativa cuando $\alpha_e < 0$. Así mismo, la movilidad reducida de tales especies se calculó de acuerdo con (2.20) y todos estos resultados se reportaron originalmente en [14].

Cuando E/N es débil, el coeficiente de ionización efectiva es menor que cero y los iones negativos dominarán en la componente iónica de las descargas; por otro lado, si E/N toma valores en la parte alta de los rangos reportados de cada mezcla ($\alpha_e > 0$), los iones de polaridad positiva serán los dominantes. De acuerdo con los resultados de Christophorou *et al* [6] que se mostraron en el capítulo introductorio de esta tesis, en cada una de estas dos zonas se pueden llegar a formar una gran variedad de especies de portadores de carga a partir de las moléculas de SF_6 , tanto positivos como negativos (ver 1.4.1); también es posible que se llegue a producir He^+ , aunque en menor proporción que los iones antes mencionados pues el potencial de ionización de los átomos de helio

⁷Esta es la referencia [11] del artículo del Dr. J. de Urquijo *et al* [14].

⁸Esta es la referencia [17] en [14].

(24.5 eV) es considerablemente mayor que el las moléculas de SF_6 (15.9 eV).

La cámara de Townsend no es capaz de distinguir entre las masas de las distintas especies, por lo que las corrientes de desplazamiento que en ella se registran son consecuencia del flujo de todas las especies presentes en la descarga; entonces, los resultados que se presentarán a continuación deberán ser considerados como el promedio pesado de las movilidades de una o varias especies de portadores de carga.

3.3.1 Movilidad reducida de los iones positivos; K_+ .

En la figura 3.7 se presentan las movilidades de los iones positivos en función de E/N y de la concentración relativa de SF_6 y He en la mezcla. En cada uno de los conjuntos reportados los rangos se encuentran por encima del valor correspondiente de E/N_{crit} , por lo que se justifica el considerar que los portadores mayoritarios tienen carga positiva. En la gráfica también se incluyen (línea punteada) los valores de la movilidad reducida del SF_6^+ en SF_6 , determinados por medio de un sistema de análisis de masas. [11]⁹

Se puede apreciar que para un mismo valor de E/N , la movilidad reducida de los iones positivos presenta una tendencia uniforme de crecimiento al aumentar la proporción de helio en la mezcla; esto sucede porque la masa y la polarizabilidad dipolar del helio son pequeñas en comparación con las del SF_6 y los átomos del gas noble no presentan una oposición importante al flujo de los pesados iones derivados del SF_6 .

De acuerdo con [6], la lista de los iones de polaridad positiva que se pueden llegar a formar en una descarga es muy larga;¹⁰ además, para valores grandes de E/N , en las mezclas registradas también podría haberse formado He^+ . Sin embargo, en los resultados de la figura 3.7 no parece haber muestras de este último ión, que por ligero tendría como resultado un aumento importante en la movilidad conjunta de los iones positivos. De la misma manera, al comparar los resultados reportados para la mezcla con un 80% de hexafluoruro de azufre con los que se presentan mediante la curva punteada se intuye que el portador mayoritario en las componentes de polaridad positiva es el SF_6^+ , pero este no es un resultado concluyente y no se conocen otros resultados para este parámetro.

⁹Referencia [12] del artículo de J. de Urquijo *et al* [14].

¹⁰Como se mostró en el capítulo introductorio de esta tesis (§1.4.1): SF_6^+ ($x = 1, 3, 4$ y 5), F^+ , S^+ , SF_4^{++} y SF_5^{++}

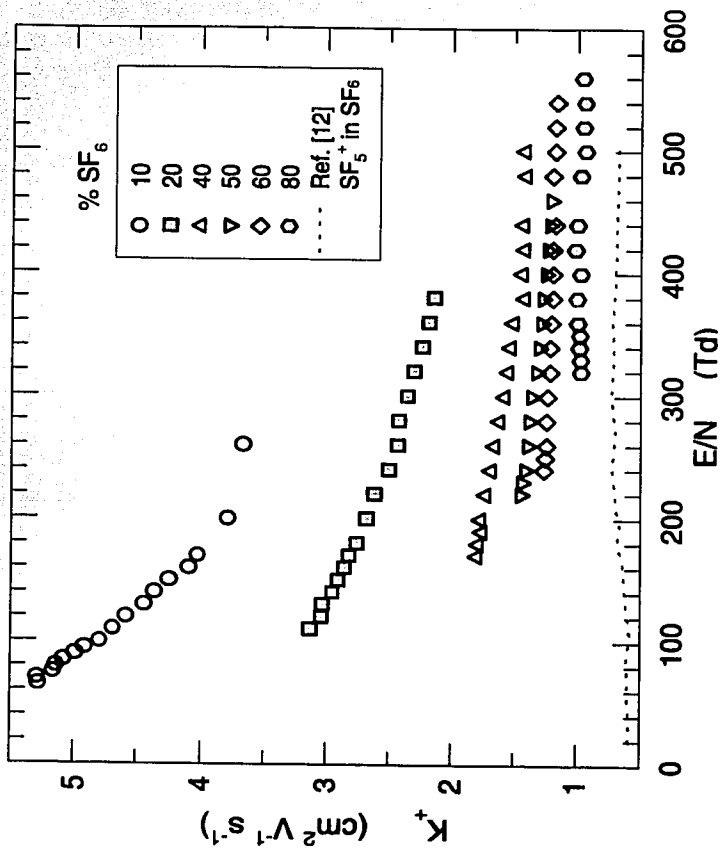


Figura 3.7: Variación de la movilidad de los iones positivos al ser arrastrados a través de la mezcla de SF_6 y He como función de E/N . La línea punteada corresponde a la movilidad del SF_6^+ en SF_6 reportada en [11] (Ref. [12]).

3.3.2 Movilidad reducida de los iones negativos; K_- .

En la figura 3.8 se presentan los valores obtenidos por de Urquijo *et al* [14] para la movilidad de los iones negativos en las mezclas de SF_6 y He en función de E/N ; así mismo, se presenta la movilidad del SF_6^- en SF_6 puro (curva punteada) registrada mediante un tubo de deriva con análisis de masas [12]¹¹ en el intervalo comprendido entre los 50 y los 200 Td . Se puede ver que los valores registrados mediante la cámara de Townsend concuerdan muy bien a los de la movilidad del ión mencionado, resultado que sugiere que el SF_6^- es el portador dominante en la componente iónica negativa de las descargas.

Con el fin de corroborar la última afirmación, en la referencia [14] se llevó a cabo un análisis de las movilidades encontradas para cada una de las mezclas y sus autores concluyeron que el SF_6^- domina ampliamente la componente negativa de las descargas en las mezclas de SF_6 y He registradas mediante la cámara de Townsend. En el límite en el que $E/N \sim 0$ y mediante un análisis teórico de principios físicos fundamentales basado en la suma pesada de las secciones transversales de transferencia de momento a través de colisiones binarias entre los iones y los elementos de una mezcla gaseosa, se obtiene la ley de Blanc (1.32). Tal como se reporta en [14], para el arrastre iónico en las mezclas de SF_6 y He , la relación (1.32) puede escribirse de la siguiente forma:

$$\frac{1}{K_{mix}} = \frac{1}{[SF_6] + [He]} \left(\frac{[SF_6]}{K_{SF_6}} + \frac{[He]}{K_{He}} \right) \quad (3.1)$$

donde $[SF_6]$ y $[He]$ son las proporciones de cada uno de los elementos de la mezcla mientras que K_{SF_6} y K_{He} son, respectivamente, las movilidades del ión estudiado al desplazarse en SF_6 puro y el helio puro.

En la figura 3.9 se pueden observar los valores de la movilidad de campo cero de la componente negativa de las descargas en función de la proporción de SF_6 en las mezclas, datos que fueron obtenidos al extrapolar a $E/N = 0$ las tendencias de los resultados reportados en la figura 3.8 para cada una de las mezclas. Para calcular la movilidad del ión SF_6^- en He se utilizó la ecuación de Langevin para la movilidad reducida con E/N muy pequeño:

$$K_{He00} = \frac{13.56}{\sqrt{m_r \alpha_{He}}} \quad (3.2)$$

¹¹ Referencia [14] (del artículo de J. de Urquijo *et al*[14].

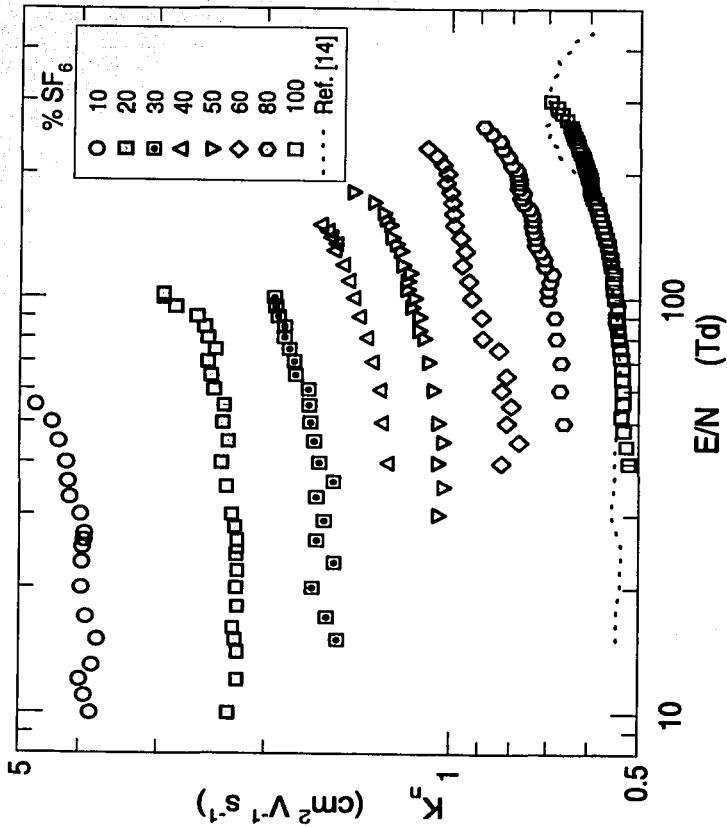


Figura 3.8: Variación de la movilidad de los iones negativos al ser arrastrados a través de la mezcla de SF_6 y He como función de E/N . La línea punteada corresponde a la movilidad del SF_6^- en 100% SF_6 reportada en [12] (Ref. [14]).

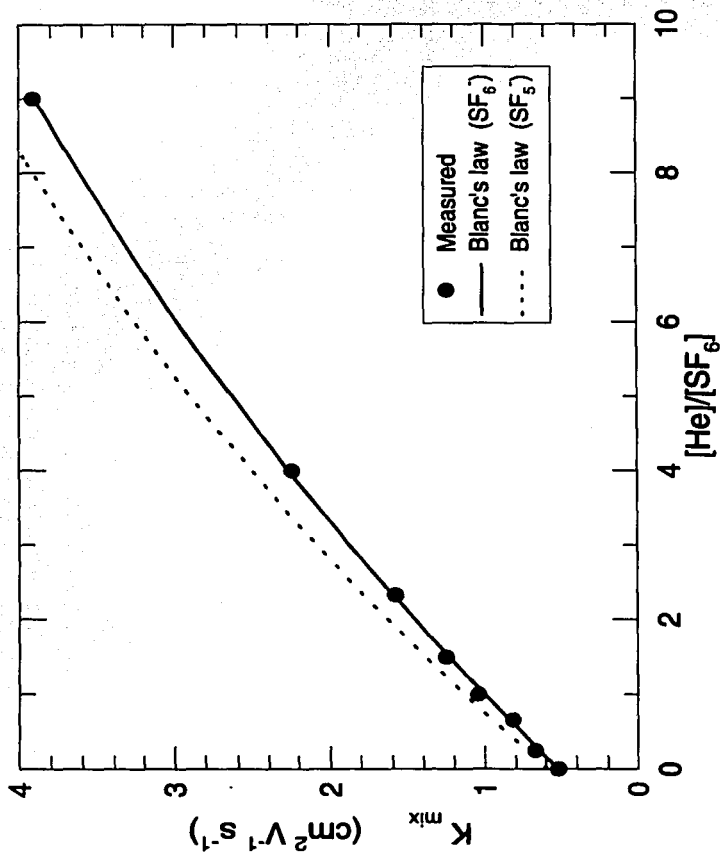


Figura 3.9: La movilidad de campo cero de las mezclas de SF_6 y He estudiadas se obtuvo al extrapolar las tendencias determinadas por cada uno de los conjuntos de datos presentados en la figura 3.8. En la gráfica se incluyeron las curvas de movilidad calculadas por medio de (3.1) para dos iones negativos: el SF_6^- (línea continua) y el SF_5^- (línea punteada).

donde m_r es la masa reducida del sistema formado por el SF_6^- y el átomo de helio, mientras que α_{He} es la polarizabilidad de este último.

Obsérvese el acuerdo extraordinario entre las mediciones y los valores calculados, sobre el supuesto de que el ión en cuestión es SF_6^- . Además, notese en la misma figura la sensibilidad del cálculo cuando se supone que el ión en cuestión es SF_5^- , habiendo una desviación notoria con respecto de los datos derivados del experimento.

Capítulo 4

Discusión general y conclusiones

En este trabajo se han reportado las actividades de investigación experimental sobre la interacción de iones y electrones en mezclas de SF_6 y He . Estas interacciones se han expresado en forma cualitativa y cuantitativa en términos de coeficientes de ionización y transporte, este último iónico y electrónico. Los datos que se reportan son, en su mayoría, originales, y de ellos no se conocen investigaciones previas.

El uso del método pulsado de Townsend (MPT) permitió medir la velocidad de arrastre dentro de un amplio intervalo de E/N , acotado abajo por la alta electronegatividad de la mezcla, que provoca un descenso abrupto en la corriente electrónica, tal que no se puede observar el tiempo de vuelo, y por la parte alta, por la imposibilidad de bajar la presión de trabajo más allá de 0.5 torr. Esto último se debe a que los efectos difusivos se hacen tan importantes que la teoría utilizada en este trabajo resulta insuficiente para reportar velocidades de arrastre confiables. Además de lo anterior, para lograr E/N alto usando presiones bajas, se llega al punto en que el enjambre no se equilibra durante su vuelo al ánodo, razón por la que el concepto de velocidad de arrastre pierde su significado.

La rigidez dieléctrica de las mezclas de SF_6 y He disminuye al aumentar la proporción del segundo. Esto es, cuanto más He contiene la mezcla, la velocidad electrónica es mayor, la captura disminuye, la ionización también decrece pero a un ritmo menor que la captura y cuando la concentración de SF_6 es grande ($\gtrsim 80\%$), la proporción de electrones liberados por colisión es comparable a la del SF_6 puro.

Los coeficientes de ionización efectiva $(\alpha - \eta)/N$ reportados cubren un muy amplio

intervalo de E/N pues, sobre todo en alto E/N , se hizo uso de las avalanchas iónicas para extender las curvas. La validez de este análisis se sustenta en que dentro del intervalo de traslape (electrónica-iónica) los valores son muy similares entre sí. A partir de las avalanchas iónicas y mediante una nueva técnica de análisis propuesta en [14], también se obtuvo el cociente formado por los coeficientes de ionización y captura, η/α . Finalmente, utilizando estos dos resultados es posible estimar las tendencias que obedecen los coeficientes de ionización y captura electrónica por separado.

Los resultados expuestos no dan muestras de sinergismo entre los átomos de helio y las moléculas del SF_6 ; el parámetro de ionización efectiva describe una dependencia casi paramétrica con la proporción del hexafluoruro de azufre en la mezcla, disminuyendo gradualmente la fuerza dieléctrica requerida para que estas mezclas se presentaran como un buen sustituto del SF_6 puro en la industria eléctrica. Sin embargo, estas mezclas pueden ser utilizadas para modular el poder dieléctrico del SF_6 reduciendo su proporción.

La fuerte electronegatividad del SF_6 permitió medir la movilidad de los iones negativos a bajo E/N , para varias proporciones de la mezcla SF_6-He . Se dieron argumentos sólidos para apoyar la identidad del ión negativo (al menos el predominante, con mucho) como SF_6^- . Entre dichos argumentos, se encontró un excelente acuerdo entre los valores calculados mediante la ley de Blanc y los medidos.

Se considera que el grupo de coeficientes de ionización y transporte aquí reportados serán útiles tanto para la profundización en el estudio de la física atómica y molecular de los gases ionizados, como en las aplicaciones industriales que esta mezcla tiene. Por lo que respecta a la parte fundamental, estos parámetros pueden utilizarse en el cálculo teórico con secciones eficaces, utilizando la ecuación de Boltzmann, por ejemplo, y también para el sondeo de los potenciales de interacción entre los iones negativos y los constituyentes de la mezcla.

Finalmente, debido a la esencia de este trabajo, se hizo un esfuerzo por incluir en él algunos conceptos básicos sobre los fenómenos de interacción desde el punto de vista microscópico y de su relación con los parámetros macroscópicos que fueron tema de estudio aquí. Espero que esta parte del trabajo sea útil para los estudiantes que me sucedan en las investigaciones que se realizan con este experimento.

Apéndice A

Pulsos de corriente

Con el fin de ejemplificar el tipo de señales que se observan a través del osciloscopio al operar una cámara de Townsend, en esta sección se presentan los resultados obtenidos al graficar la corriente total generada durante una avalancha, definida en 2.2.3, página 54. Además, en cada gráfica se presenta la descomposición de esta corriente en cada una de sus componentes: iones positivos (2.13), iones negativos (2.14) y electrones (2.10).

Para la construcción de cada uno de los tres conjuntos de gráficas que se presentan a continuación primero se fijó el valor del parámetro de ionización y después se tomaron cinco valores del coeficiente de captura electrónica, de modo que: en el primer par de gráficas la captura sea fuertemente dominante; en el segundo moderadamente dominante; en el tercero la ionización efectiva es muy cercana a cero y, por último, en los dos pares restantes se buscó que los procesos de ionización fueran, respectivamente, moderada y fuertemente dominantes en la avalancha ejemplificada.

Los tres conjuntos de figuras mencionados se identifican con tres situaciones distintas que pueden tener lugar en el interior de una cámara de Townsend: presión baja, presión media y presión alta. Este hecho se ve reflejado en que la magnitud de los parámetros de ionización y captura electrónica es distinta en cada uno de estos casos: en la primera sección se utilizó $\alpha = 2.0$, en la segunda $\alpha = 15.0$ y en la tercera $\alpha = 30.0$.

En la tabla A.1 se presentan los valores asignados al conjunto restante de parámetros necesarios para el cálculo de los pulsos de corriente producidos durante las avalanchas. Estos parámetros se mantuvieron constantes en todos los cálculos aunque en el experimento se ha mostrado que al menos las velocidades de arrastre de los portadores

de carga dependen del parámetro E/N .

Tabla A.1: Para mantener la simpleza de la demostración expuesta a lo largo de este apéndice, los valores de algunos de los parámetros que intervienen en las expresiones de las corrientes se mantuvieron constantes. En esta tabla se presentan tales parámetros y los valores que les fueron asignados.

Parámetro	Valor
d	3 cm
n_0	10^9 electrones
v_e	2×10^7 cm \cdot s $^{-1}$
v_p	10×10^4 cm \cdot s $^{-1}$
v_n	14×10^4 cm \cdot s $^{-1}$
T_e	150 ns
T_p	30 μ s
T_n	~ 21.43 μ s

A.1 Presión baja.

Tabla A.2: Valores utilizados para construir las gráficas que se presentan en las figuras A.1, A.2 y A.3.

Figura	α cm^2	η cm^2	$(\alpha - \eta)$ cm^2
A.1	2.0	3.55071	-1.55071
A.2 (a)	2.0	2.55051	-0.55051
A.2 (b)	2.0	2.0004	-0.0004 ~ 0
A.3 (a)	2.0	1.60032	0.39968
A.3 (b)	2.0	0.5001	1.4999

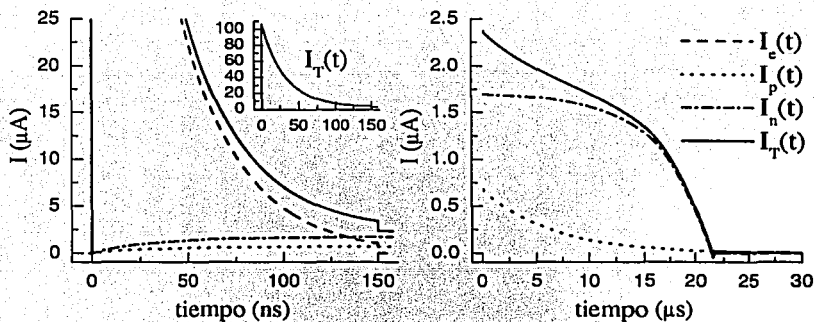


Figura A.1: La captura de electrones domina en la avalancha; la tendencia exponencial de las componentes iónicas durante T_e es visible y T_n puede encontrarse mediante el análisis de I_T , aunque resulta difícil separarla en sus componentes I_n e I_p .

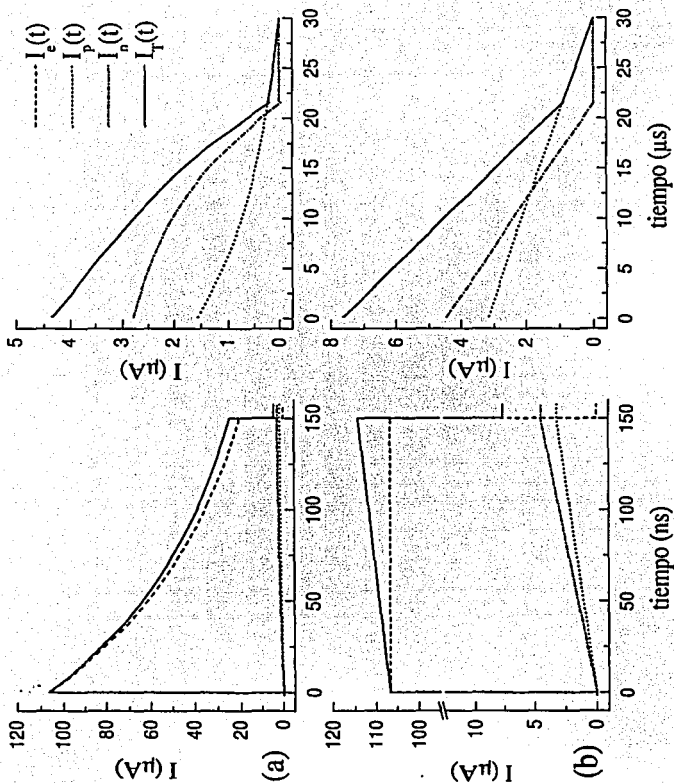


Figura A.2: En (a), la avalancha aún es dominada por la captura pero a un grado menor que en A.1; la corriente de exceso es prácticamente una línea recta y después de T_e la localización de T_n es difícil pues en I_T no son distinguibles sus componentes. En (b), a pesar de que $\alpha_e \sim 0$, I_T presenta una inclinación positiva debida a las contribuciones iónicas, las cuales, durante y después de T_e , describen líneas rectas. En esta región no es posible determinar los tiempos de tránsito de ninguna de las especies iónicas.

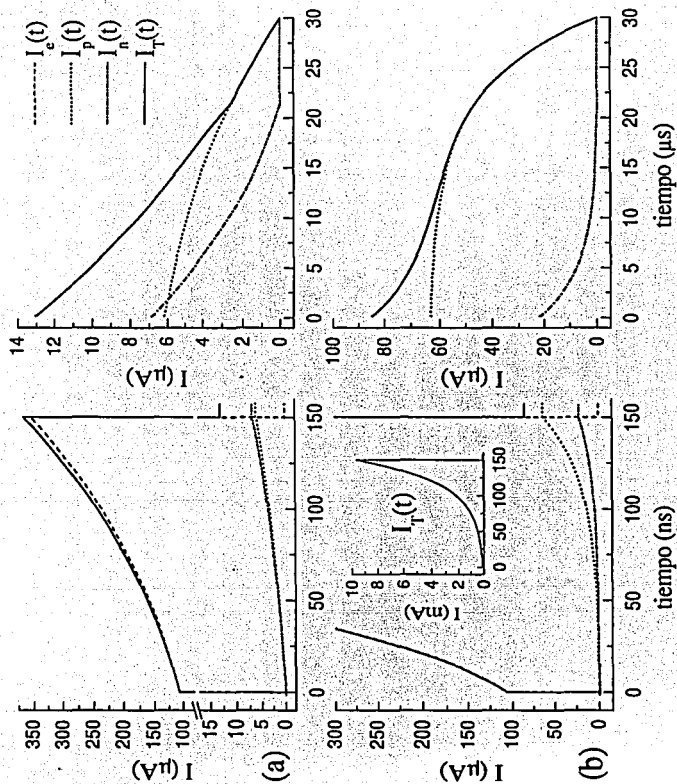


Figura A.3: En (a), la ionización es mayor que la captura y durante T_e las componentes iónicas son casi lineales, aunque se alcanza a apreciar una ligera curvatura en sus tendencias; así mismo, después de T_e no es fácil determinar T_p a partir de I_T . En (b), la ionización es ampliamente dominante; las componentes iónicas exhiben tendencias marcadamente exponenciales y, tras T_e , la meseta que se forma en lo alto de I_T da lugar a su separación en sus componentes iónicas.

A.2 Presión media.

Tabla A.3: Valores utilizados para construir las gráficas que se presentan en las figuras A.4, A.5 y A.6.

Figura	α cm^2	η cm^2	$(\alpha - \eta)$ cm^2
A.4	15.0	16.2005	-1.20052
A.5 (a)	15.0	15.6005	-0.60046
A.5 (b)	15.0	15.0004	-0.0004 ~ 0
A.6 (a)	15.0	13.8003	1.19972
A.6 (b)	15.0	13.2002	1.79978

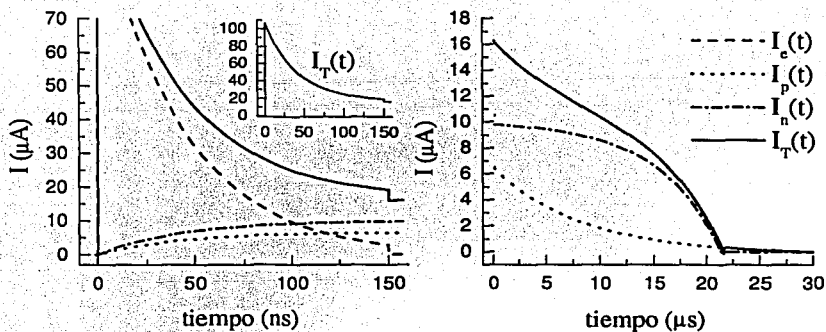


Figura A.4: La captura domina ampliamente en este transitorio y las componentes iónicas manifiestan con claridad su carácter exponencial; tras T_c es posible determinar T_n a partir de I_T , aunque resulta difícil separar esta última en I_n y en I_p .

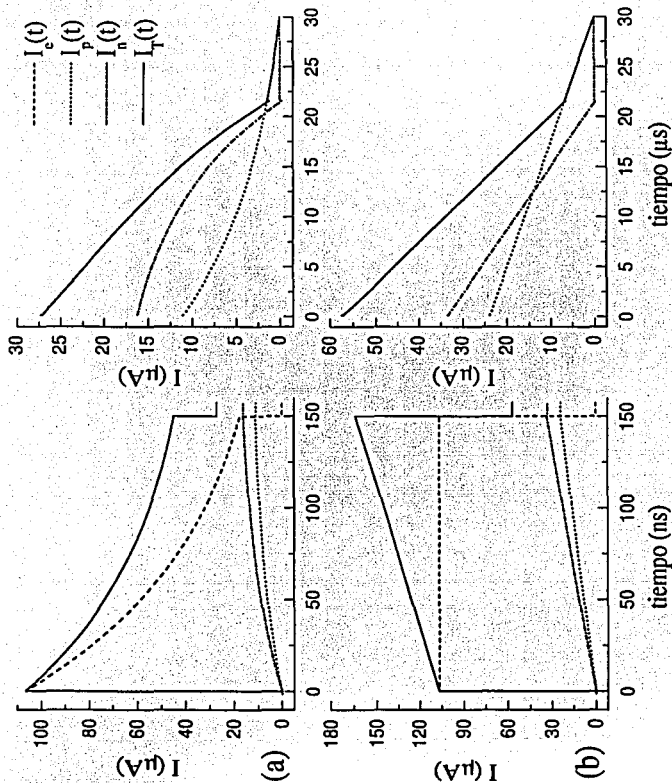


Figura A.5: En (a), la captura todavía es dominante; la curvatura de la parte iónica ha disminuido y después de T_c no es clara la separación entre I_n e I_p , aunque aún es posible determinar T_n . En (b), durante T_c la meseta central de I_T es plana y su pendiente es positiva debido a que la corriente de exceso es también una línea recta que aumenta con el tiempo. En esta región no es posible determinar con precisión cualquiera de los dos tiempos de tránsito iónicos.

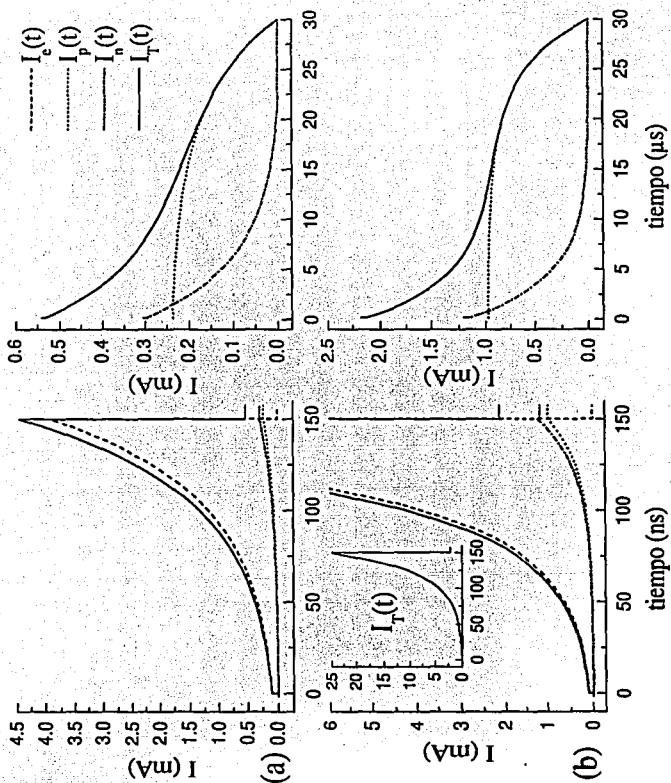


Figura A.6: En (a), la ionización es dominante y las componentes de origen iónico adquieren de nuevo una curvatura distinta de cero; es fácil determinar T_p , mientras que I_p e I_n son separables. En (b), la ionización es ampliamente dominante y la curvatura de las componentes iónicas ha aumentado considerablemente; así mismo, después de T_e , I_n e I_p se presentan bien definidas e ideales para el análisis propuesto en [14].

A.3 Presión alta.

Tabla A.4: Valores utilizados para construir las gráficas que se presentan en las figuras A.7, A.8 y A.9.

Figura	α cm^2	η cm^2	$(\alpha - \eta)$ cm^2
A.7	30.0	33.5008	-3.50075
A.8 (a)	30.0	30.9049	-0.9049
A.8 (b)	30.0	30.0004	-0.0004 ~ 0
A.9 (a)	30.0	28.6003	1.39974
A.9 (b)	30.0	27.5002	2.49985

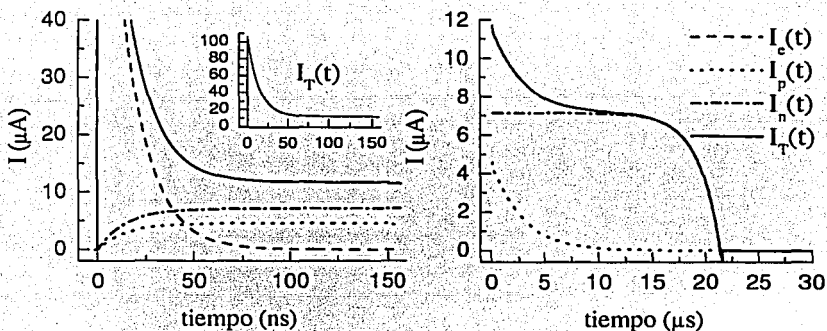


Figura A.7: A presiones altas, la captura de todos los electrones es muy rápida y, durante el tiempo de tránsito electrónico, las componentes iónicas pronto se estabilizan en un valor casi constante; los transitorios iónicos experimentales que se registran con estas condiciones asemejan largos escalones rectangulares constituidos principalmente por iones de polaridad negativa.

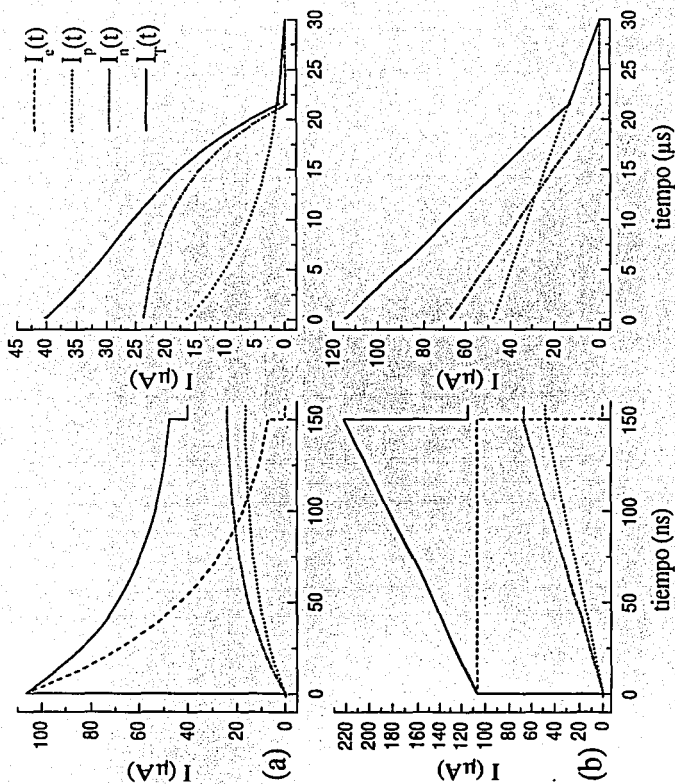


Figura A.8: En (a), la captura es aún dominante pero el carácter exponencial de las componentes iónicas ya no es tan abrupto; además, a partir de I_T todavía se puede determinar T_n . En (b), a causa del alto valor de la presión, la tendencia lineal de I_T contiene una gran contribución de las componentes iónicas, que también son líneas rectas. En esta última región no es posible determinar ni T_n ni T_p .

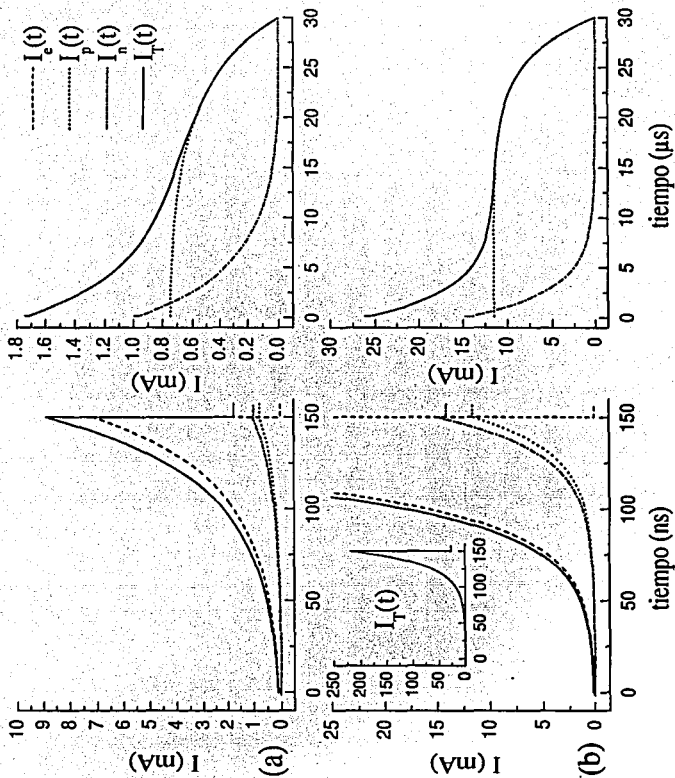


Figura A.9: Por último, transitorios como los mostrados en (a) y en (b) resultan ideales para calcular la integral de la corriente generada por los portadores de polaridad positiva, ya que es fácil distinguir la tendencia casi constante que caracteriza a I_p en el periodo inmediato posterior al término del tiempo de tránsito electrónico.

Bibliografía

- [1] C. A. Arriaga, *Medición de la ionización, captura electrónica y transporte iónico en metano*, 1997.
- [2] Th. Aschwanden, *Gaseous dielectrics IV*, New York: Pergamon, 1984.
- [3] ———, Ph.D. thesis, ETH Zürich, 1985.
- [4] Blake E. Cherrington, *Gaseous electronics and gas lasers*, International Series in Natural Philosophy, vol. 94, Pergamon Press, 1979.
- [5] L. G. Christophorou and J. K. Olthoff, *Electron attachment cross sections and negative ion states of SF₆*, International Journal of Mass Spectrometry **205** (2000), 27–41.
- [6] ———, *Electron interactions with SF₆*, J. Phys. Chem. Ref. Data **29** (2000), no. 3, 267–329.
- [7] L. G. Christophorou, J. K. Olthoff, and D. S. Green, *Gases for electrical insulation and arc interruption: Possible present and future alternatives to pure SF₆*, NIST Technical Note (1997), no. 1425.
- [8] J. de Urquijo, *Determination of discharge parameters in SF₆ and origen by observation of laser light initiated electron swarms*, Ph.D. thesis, Univ. of Manchester, 1980.
- [9] J. de Urquijo, I. Alvarez, E. Basurto, and C. Cisneros, *A time-resolved study of ionization, electron attachment and positive-ion drift in methane*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32** (1999), 41–45.
- [10] J. de Urquijo, I. Alvarez, and C. Cisneros, *Ionization, electron attachment, and drift in CHF₃*, Phys. Rev. E **60** (1999), no. 4, 4990–4992.

- [11] J. de Urquijo, I. Alvarez, C. Cisneros, and H. Martínez, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** (1990), 778.
- [12] J. de Urquijo, I. Alvarez, H. Martínez, and C. Cisneros, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** (1991), 664.
- [13] J. de Urquijo, C. A. Arriaga, C. Cisneros, and I. Alvarez, *Measurement of ionization and electron transport in methane-argon mixtures*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (1999), 1646-1649.
- [14] J. de Urquijo, E. Basurto, and J. L. Hernández Ávila, *Effective ionization, electron and ion transport in $SF_6 - He$ mixtures*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** (2001), 1-9.
- [15] G. K. Jarvis, R. A. Kennedy, and C. A. Mayhew, *Investigations of low energy electron attachment to ground state group 6b hexafluorides (SF_6 , SeF_6 and TeF_6) using an electron-swarm mass spectrometric technique*, *International Journal of Mass Spectrometry* **205** (2001), 253-270.
- [16] L. E. Kline, D.K. Davies, and P.J. Chantry, *J. Appl. Phys.* **50** (1979), 6789.
- [17] Earl W. McDaniel and Edward A. Mason, *The mobility and diffusion of ions in gases*, John Wiley and Sons, USA, 1973.
- [18] Essam Nasser, *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*, Wiley-Interscience, 1994.
- [19] Edward M. Purcell, *Electricidad y magnetismo.*, Editorial Reverté, S.A., 1994.
- [20] H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworths, London, 1964.
- [21] M. Shimozuma and H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16** (1983), 1283.
- [22] Hiroto Tachikawa, *Ab initio MO calculations of structures and electronic states of SF_6 and SF_6^-* , *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys.* **35** (2002), 55-60.
- [23] Hiroto Tachikawa and Tadaomi Yamano, *A full dimensional direct ab initio dynamics study of the electron capture by SF_6* , *Chemical Physics* **264** (2001), 81-89.
- [24] D. M. Xiao, L. L. Zhu, and Z. Chen, *Electron swarm parameters in SF_6 and helium gas mixtures*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (1999), L18-L19.