

R. 3884

T.S. 123

Universidad de Sevilla

UNIVERSIDAD DE SEVILLA
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Casa registral de esta Sede Doctoral
al folio 101 número 275 del libro
correspondiente.

Sevilla, 25 SET. 1995

El Jefe del Negociado de Tesis,

[Handwritten signature]

Modelos sencillos de plasmas de argón producidos por onda de superficie a alta frecuencia

002072

Memoria presentada por Francisco José Gordillo Vázquez para optar al grado de
Doctor en Física

Director: Dr. José Cotrino Bautista. Profesor Titular de Física Teórica de la
Universidad de Sevilla

[Handwritten signature]
Fdo

Francisco José Gordillo Vázquez

Sevilla, Septiembre de 1995



José Cotrino Bautista, profesor titular del Departamento de Física Atómica,
Molecular y Nuclear de la Universidad de Sevilla,

CERTIFICA: Que la presente memoria "Modelos sencillos de plasmas de argón producidos por onda de superficie a alta frecuencia", ha sido realizada bajo su dirección por el licenciado en Física, Francisco José Gordillo Vázquez, y constituye su tesis para optar al grado de Doctor en Física.

V^oB^o: Director de tesis.



Fdo: José Cotrino Bautista

Sevilla, Septiembre de 1995



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

FACULTAD DE FÍSICA

BIBLIOTECA

Apdo. 1065


Avda. Reina Mercedes, s/n.

41012 - SEVILLA

Sevilla, Nov 18, 1997

Autorizo a que mi tesis doctoral titulada
"Modelos sencillos de plasmas de argón producidos
por onda de superficie a alta frecuencia"
sea consultada en sala de biblioteca (no
préstamo salvo consulta con autor).

Fdo.

Francisco José  Vázquez

Telf: 463-31-94

E-mail: varquez@cica.es

para mis padres

para Alberto

para Rosario



Agradecimientos

Quisiera recordar aquí a aquellas personas que han contribuido de una u otra forma a que este trabajo haya podido ser terminado.

En primer lugar quiero agradecer al profesor José Cotrino su continuo apoyo y entusiasmo durante estos tres últimos años. Siendo este el primer trabajo teórico de nuestro joven grupo de física de plasmas, he atravesado momentos realmente duros y llenos de desánimo. Momentos que, gracias a su experiencia investigadora y su constante actitud positiva ante los problemas, también lo han sido de aprendizaje, el cual nunca resulta fácil.

No quiero olvidar a mi familia que siempre ha jugado un papel fundamental, sin su apoyo y comprensión hubiera sido imposible acabar este trabajo. A mis padres debo el haber despertado en mí el interés y la curiosidad por la ciencia y la técnica (mi padre) y por el arte, la música, la conversación y cualquier tipo de lectura enriquecedora (mi madre). Mi hermano siempre ha sido también un apoyo inestimable.

Por último, aunque no por ello menos importante, quiero agradecer a todos mis amigos su incondicional cercanía, especialmente en la última etapa de esta tesis.



Índice

1	Introducción	5
1.1	Dominio de aplicaciones...	5
1.1.1	Dispositivos experimentales	6
1.2	Magnitudes físicas características...	9
1.2.1	Densidad electrónica	10
1.2.2	Campo eléctrico	13
1.2.3	Potencia media absorbida por electrón	16
1.3	Modelos a baja presión y resultados	19
1.3.1	Descripción dieléctrica del plasma	19
1.3.1.1	Aproximación de Langevin	20
1.3.1.2	Caso general	21
1.3.2	Ecuación de dispersión para plasmas cilíndricos acotados	23
1.3.2.1	Soluciones de la ecuación de dispersión	27
1.3.2.2	Particularización de la ecuación de dispersión...	28
1.3.3	Balance de potencia para los electrones	30
1.3.4	Características de descarga ó leyes de semejanza	31
1.3.5	Modelos teóricos...	33
1.3.6	Modelos colisionales-radiativos	34
1.4	Modelos a alta presión ($p = 1$ atm) y resultados	36
1.4.1	Cálculo del campo electromagnético...	36
1.4.2	Modelos de tipo canal	36
1.4.2.1	Ecuaciones de los modelos de tipo canal	39
1.4.2.2	Modelos de tipo canal para descargas de alta frecuencia en condiciones de efecto pelicular ("skin") moderado	42
1.4.2.3	Distribución de potencia...	43

1.4.2.4	Modelo canal para descargas mantenidas por O.S: estructura espacial de la descarga	45
1.5	Objetivo de la tesis	46
2	Modelo de tres niveles y estabilidad	51
2.1	Introducción	51
2.2	Modelo atómico	54
2.3	Ecuaciones del modelo	55
2.4	Secciones eficaces y coeficientes...	59
2.5	Soluciones y análisis de estabilidad...	64
3	Características de descarga en argón	71
3.1	Introducción	71
3.2	Modelo cinético de no equilibrio	73
3.2.1	Transiciones radiativas y colisionales	73
3.2.2	Difusión ambipolar como mecanismo de pérdida...	74
3.2.3	Ecuaciones cinéticas del modelo atómico de tres niveles	74
3.2.3.1	Resultados del modelo de tres niveles	78
3.2.4	Procesos de ganancia y pérdida	80
3.2.4.1	Densidad electrónica	80
3.2.4.2	Densidad de población del primer estado excitado del argón	84
3.3	Balance de potencia...	85
3.3.1	Frecuencia efectiva de colisión...	86
3.3.2	Características de descarga a alta frecuencia	90
3.4	Leyes de semejanza a baja presión	92
4	Modelo hidrocínético	96
4.1	Introducción	96
4.2	Descripción del modelo hidrocínético	100
4.2.1	Campo eléctrico de alta frecuencia	100
4.2.2	Modelo atómico de tres niveles para el átomo de argón	103
4.2.3	Balance de energía para los electrones	105
4.2.3.1	Calentamiento óhmico	106
4.2.3.2	Pérdidas elásticas	106
4.2.3.3	Recombinación radiativa	107

4.2.3.4	Pérdidas convectivas y por flujo de calor	107
4.3	Resultados y discusión	109
4.3.1	Procesos de ganancia y pérdida de potencia	110
4.3.2	Temperatura electrónica	113
4.3.3	Densidad de población electrónica y del primer estado exci- tado del argón	113
4.4	Perspectivas de futuro	120
5	Conclusiones	121

Capítulo 1

Introducción

1.1 Dominio de aplicaciones y comportamiento cualitativo de los plasmas producidos y mantenidos por onda de superficie

Debido a sus importantes aplicaciones, el estudio de los plasmas producidos y mantenidos por onda de superficie (O.S) ha sido objeto de gran atención en los últimos años. Esto ha motivado la aparición de numerosos trabajos teóricos y experimentales que pretenden contribuir a una mejor comprensión de estos dispositivos.

La propagación de las O.S fue estudiada inicialmente en plasmas producidos en descargas de corriente continua, cavidades resonantes, etc; estos primeros estudios permitieron medir la densidad, velocidad de deriva y la frecuencia de colisión de los electrones [1]-[4]. Más recientemente se han desarrollado dispositivos destinados a producir y mantener el plasma mediante el uso de O.S. En este caso, la O.S ioniza el gas a medida que se propaga a lo largo de la columna de plasma, siendo por tanto responsable de la generación y mantenimiento del plasma. Algunos de los dispositivos más usados para la producción de plasmas por O.S de simetría azimutal son: el surfatrón [6], la surfaguía [7] y el surfatrón-guía [8]. Como cada uno de estos dispositivos tiene las limitaciones propias de sus respectivos regímenes de funcionamiento, nos dedicaremos en el siguiente punto a destacar sus principales diferencias estructurales.

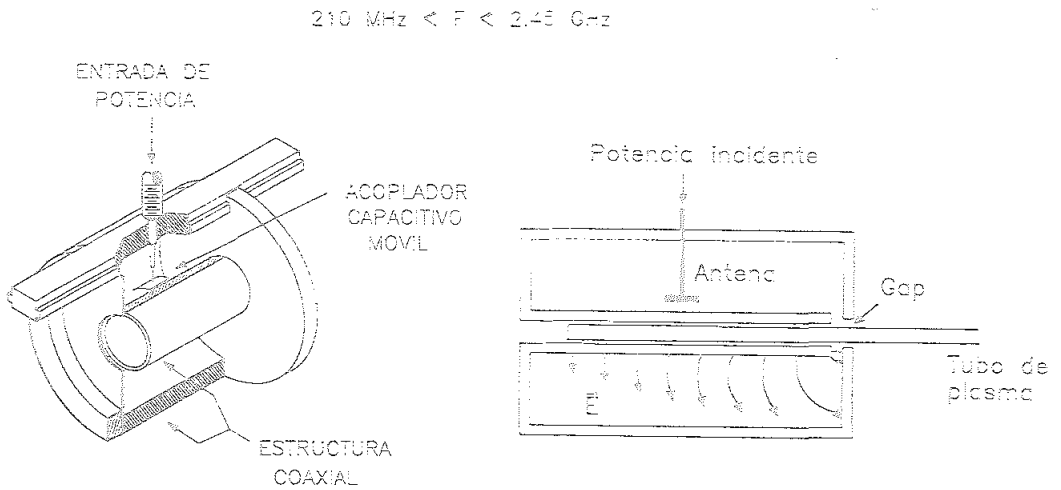


Figura 1.1: Dispositivo surfatrón

1.1.1 Dispositivos experimentales

Como se puede ver en el esquema representado en la figura 1.1, el surfatrón está constituido por una estructura coaxial, que dirige el campo eléctrico, y por un acoplador que permite adaptar la impedancia del dispositivo excitador del plasma a un generador de potencia. De esta forma se optimiza la potencia de alta frecuencia (HF) transferida al plasma [5], [6]. Este dispositivo funciona en una amplia banda de frecuencias, desde 200 MHz hasta 2.45 GHz. Para frecuencias inferiores a 200 MHz, las dimensiones del surfatrón no son de interés práctico ya que su longitud es aproximadamente igual a $\lambda_0/4$; siendo λ_0 la longitud de onda en el vacío correspondiente a la frecuencia de excitación utilizada. Por otro lado, cuando nos encontramos por encima de los 2.45 GHz, el ajuste de impedancias resulta muy difícil y por consiguiente, la relación entre la potencia emitida por el generador y la realmente transmitida hacia el plasma (eficiencia) es muy baja. Esto hace que no resulte interesante el uso de este dispositivo por encima de los 2.45 GHz.

La surfaguía está constituida casi en su totalidad por elementos de guía de onda de sección rectangular, estando esencialmente formada por una sección de guía de onda con una altura y forma conveniente de modo que envuelva simétricamente a una abertura destinada al lanzamiento de la onda electromagnética. También

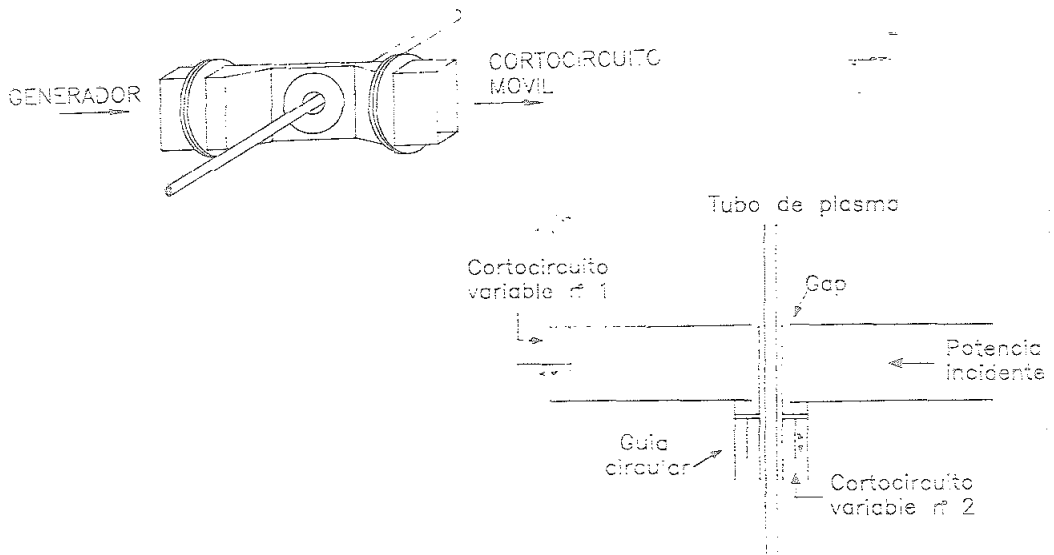


Figura 1.2: Sección rectangular de una surfaguía.

es parte integrante de la surfaguía un cortocircuito móvil encargado de ajustar la impedancia del excitador del plasma a la del generador de potencia [7]. En la figura 1.2 se puede ver una sección de la surfaguía. Entre las ventajas de la surfaguía con respecto del surfatrón destaca la de permitir la utilización de una gama de potencias y frecuencias más elevadas.

Como se aprecia en la figura 1.3. el surfatrón-guía es un dispositivo que conjuga características propias del surfatrón y de la surfaguía, estando por ello compuesto por elementos coaxiales (surfatrón) y por elementos de guía de onda (surfaguía) [8]. Este dispositivo posee la excelente capacidad de sintonía de un surfatrón y la posibilidad de funcionar a potencias elevadas, lo cual es propio de la surfaguía. Su desventaja principal se encuentra en el hecho de que para frecuencias inferiores a los 915 MHz, las dimensiones de la guía de onda se consideran bajas, haciendo esto poco práctica su utilización. Los plasmas producidos por O.S pueden ser utilizados en un amplio margen de presiones, desde algunos mTorr hasta algunas atmósferas. Los diámetros de las columnas de plasma suelen oscilar entre algunos milímetros y algunos centímetros. La densidad electrónica obtenida en este tipo de descargas varía entre 10^8 cm^{-3} y 10^{15} cm^{-3} , dependiendo esto esencialmente del diámetro del tubo, la frecuencia de excitación, la presión y la naturaleza del gas así como de la potencia HF absorbida por el plasma.

La longitud de la columna de plasma puede ser controlada fácilmente a través

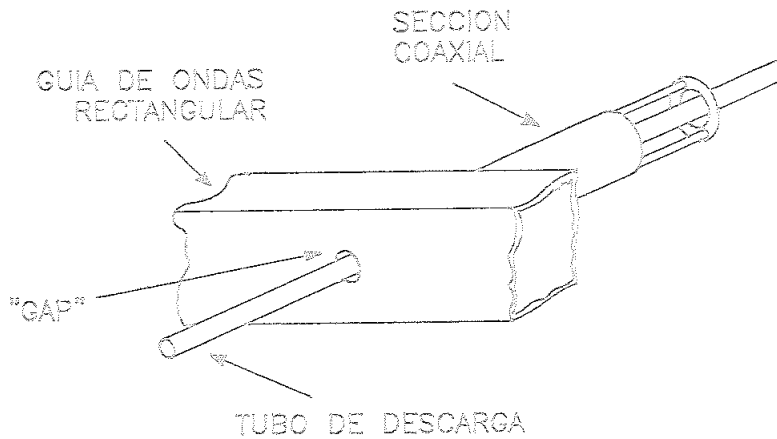


Figura 1.3: Esquema del surfatrón-guía.

de la potencia HF transmitida (aumentando la potencia se obtienen columnas de plasma más largas). Todas estas características, junto con la buena reproducibilidad y estabilidad de los plasmas producidos por O.S. hace que este tipo de plasmas sea especialmente interesante para un elevado número de aplicaciones. Otra ventaja que puede destacarse al pensar en sus aplicaciones, es el hecho de que este tipo de descargas no necesitan electrodos internos ó externos para ser producidas. Una consecuencia directa de esto es que con ello se evitan todos los problemas relacionados con la erosión de los electrodos y la consecuente contaminación del gas de la descarga.

Una de las más importantes desventajas de los plasmas producidos por O.S. consiste en la disminución de la densidad electrónica a medida que nos alejamos de la fuente de potencia. Esto es consecuencia de la atenuación de la onda y de la consiguiente disminución de la potencia absorbida por el plasma. No obstante, este problema puede ser resuelto, desde un punto de vista experimental, usando dos excitadores colocados en cada uno de los extremos de la columna y alimentados por dos generadores HF desfasados entre sí, evitándose de este modo la propagación de ondas estacionarias a lo largo de la columna de plasma. Otra forma de evitar el gradiente en la densidad electrónica consistiría en hacer disminuir progresivamente el diámetro del tubo en la dirección de propagación de la onda. Debido a sus características, las plasmas producidos por O.S. pueden sustituir ventajosamente

a los plasmas producidos en descargas convencionales: columnas de descargas en corriente continua, plasmas producidos por cavidades resonantes de microondas así como las descargas de radiofrecuencia (RF) de tipo capacitivo o inductivo.

Las aplicaciones de los plasmas producidos y mantenidos por O.S se extienden a varios dominios entre los que se encuentran la química de plasmas [13], producción de iones [14], la investigación en nuevas fuentes de luz [15] [16], láseres químicos [17] y de $He - Ne$ [18], producción de haces de átomos metaestables [19] así como la aplicación de estos plasmas al análisis de elementos mediante las técnicas de espectroscopia de emisión [20]. Asimismo, los plasmas producidos por O.S han encontrado últimamente importantes aplicaciones en microelectrónica, siendo utilizados, entre otros fines, para la deposición de películas de Si_3N_4 [21]. También han aparecido recientemente algunos estudios teóricos relacionados con las postdescargas de reactores de plasmas de $Ar - O_2$ y $Ar - N_2$, de gran interés práctico para la fabricación de dispositivos semiconductores [22] y de circuitos integrados.

Entre las muchas aplicaciones en el campo del tratamiento de materiales son de destacar el tratamiento de superficies poliméricas con plasmas producidos en mezclas de argón y oxígeno [23], erosionado o "etching" de poliamidas [24], así como la nitrificación y deposición de nitrato de titanio (TiN) en metales [25].

Por tanto, como se desprende de la anterior enumeración, las aplicaciones de los plasmas producidos por O.S son bastantes, siendo a su vez muy prometedoras desde el punto de vista de sus muchas aplicaciones en la industria moderna.

1.2 Magnitudes físicas características de plasmas producidos por onda de superficie

Algunos de los parámetros más importantes para caracterizar los plasmas producidos por O.S son la densidad electrónica, el campo eléctrico y la potencia media absorbida por electrón. En las descargas mantenidas por O.S de simetría azimutal, el modo plasma TM_{00} es el único que se propaga a lo largo de la columna. A continuación pasamos a comentar brevemente estas características.



1.2.1 Densidad electrónica

En las columnas de plasmas producidas por O.S. la densidad electrónica presenta una variación radial y longitudinal. La densidad electrónica (n_e) es aproximadamente constante en el centro de la descarga, disminuyendo radialmente a partir del eje hasta poder alcanzar valores prácticamente despreciables junto a la pared del tubo de descarga. El perfil radial de n_e presenta un aspecto muy similar al encontrado en los plasmas producidos en columnas positivas (descargas en DC), caracterizado por una función de Bessel del tipo $J_0(2.405r/a)$, donde r varía entre 0 (eje de la descarga) y a , donde a es el radio interior del tubo de descarga. El perfil radial de n_e depende de manera fundamental de las dimensiones del tubo de descarga y de la presión del gas.

El perfil longitudinal de la densidad electrónica media transversal ($\bar{n}_e = 2/a^2 \int_0^a n_e(r)r dr$) difiere significativamente del encontrado en las columnas positivas, ya que \bar{n}_e disminuye siguiendo la dirección de propagación de la onda. Cuando la atenuación de la onda es muy elevada, la columna de plasma se extingue de modo brusco. Al final de la columna se obtiene un valor mínimo de \bar{n}_e que depende de la frecuencia de excitación, la constante dieléctrica del medio de propagación y de las dimensiones del dispositivo donde tiene lugar la descarga. La variación longitudinal de la densidad electrónica media depende del diámetro del tubo, la presión del gas y de la frecuencia de excitación; sin embargo, resulta independiente de la potencia HF transferida al plasma. El aumento de la potencia de HF transmitida al plasma sólo repercute, en gases como el Ar, N_2 y O_2 , en un alargamiento de la columna de plasma. En otros gases, como por ejemplo el H_2 , no sucede esto. En el primer caso, las características del plasma (perfil de densidad y temperatura electrónica, perfiles de las componentes del campo eléctrico y de la densidad de estados excitados, etc) permanecen idénticas a las de un plasma al que se le hubiera suministrado menos potencia.

Por lo tanto, un aumento de la potencia transferida es equivalente a añadir una sección de plasma a la ya existente y sin que esto sea causa de una discontinuidad en el valor absoluto de n_e ni altere su gradiente longitudinal. Este gradiente es función de las dimensiones del tubo, la presión del gas y de la frecuencia de excitación de la onda. La figura 1.4 representa la variación longitudinal de \bar{n}_e correspondiente a una medida experimental realizada en un tubo de 15 mm de diámetro, a una presión de 750 mTorr y para dos frecuencias de excitación

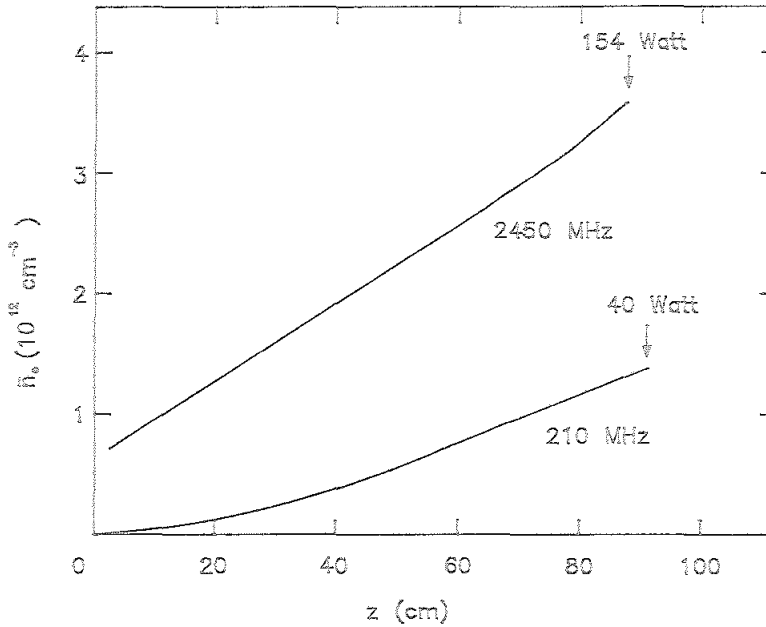


Figura 1.4: Variación longitudinal de \bar{n}_e

diferentes [26]. En estas condiciones, el gradiente de \bar{n}_e aumenta cuando crece la frecuencia de excitación.

La figura 1.5 muestra la variación longitudinal de \bar{n}_e en columnas de plasmas con el mismo diámetro que el de la figura 1.4, pero obtenida para varios valores de la presión del gas y con una frecuencia de 2.45 GHz [27]. En la figura 1.5 se aprecia que el gradiente longitudinal de \bar{n}_e depende claramente de la presión del gas; el gradiente se hace más pronunciado a medida que aumenta la presión. El efecto de la variación de las dimensiones del tubo de descarga sobre el gradiente longitudinal de \bar{n}_e puede verse en la figura 1.6 [27]. En este caso se comprueba que aumentar las dimensiones del tubo es equivalente a disminuir el gradiente longitudinal de la densidad electrónica media ($\nabla \bar{n}_e$). En todas las figuras anteriores, $z = 0$ corresponde al final de la columna de plasma.

Analizando las figuras 1.4, 1.5 y 1.6 podemos concluir que los efectos provocados por la alteración de las dimensiones del tubo, la presión y la frecuencia de excitación sobre el gradiente de densidad electrónica media en un plasma constricto (un plasma cuyo diámetro es significativamente inferior al del tubo que lo contiene), se pueden resumir en los siguientes puntos:

1. Aumentar la frecuencia de excitación, manteniendo constante el radio del tubo de descarga y la presión, hace que $\nabla \bar{n}_e$ aumente.

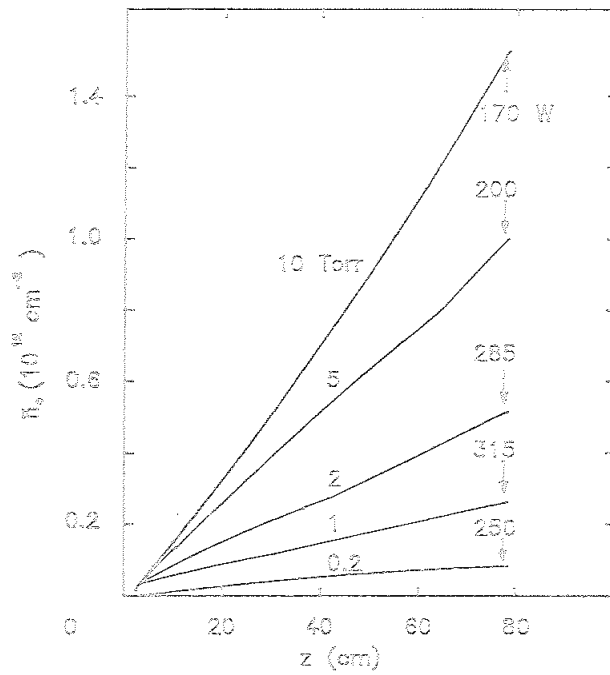


Figura 1.5: Variación axial de \bar{n}_e para varias presiones

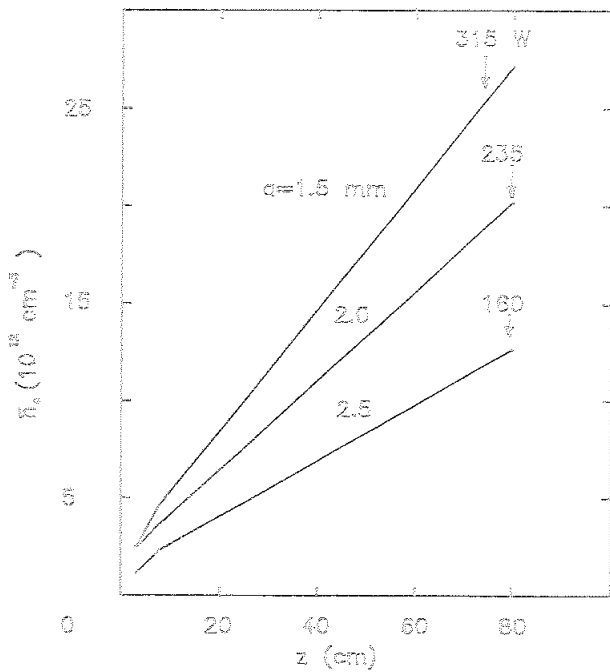


Figura 1.6: Gradiente axial de \bar{n}_e para varios diámetros

2. El aumento de la presión del gas, dejando fijos los valores de la frecuencia y del radio del tubo, redundará en un aumento de $\nabla \bar{n}_e$.
3. Cuando el radio del tubo aumenta y se mantienen constantes los valores de la presión y de la frecuencia, $\nabla \bar{n}_e$ disminuye.

Experimentalmente no resulta fácil medir la variación radial de n_e , especialmente en tubos de dimensiones reducidas. Además, en tubos pequeños, el efecto del perfil radial apenas influye sobre las propiedades axiales del plasma [9].

En contraste con lo anterior, la variación longitudinal de \bar{n}_e es fácilmente medible ya que mediante la relación de dispersión se puede establecer un vínculo entre \bar{n}_e y la longitud de onda (λ), cuya variación longitudinal se puede obtener experimentalmente. Los valores de \bar{n}_e así obtenidos dependerán del modelo considerado para el cálculo de la relación de dispersión. Como se verá más adelante, según sea el plasma muy colisional ($\nu_1 \gg \omega$) o no ($\nu_1 \ll \omega$), donde ν_1 y ω son la frecuencia de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento y la frecuencia de la onda respectivamente, se pueden hacer hipótesis simplificadoras sobre la descripción más adecuada para el plasma, afectando esto a la posterior resolución de la ecuación de dispersión.

Los experimentalistas suelen admitir que n_e es constante radialmente, o al menos que su perfil radial es parecido al observado en los plasmas producidos en columnas positivas.

1.2.2 Campo eléctrico

La configuración de campo eléctrico al nivel del excitador en los dispositivos más usados (surfatrón y surfaguía), favorece únicamente la excitación de un modo de simetría azimutal TM_{00} . En los plasmas producidos por O.S. el campo eléctrico tiene dos componentes E_z y E_r , siendo z y r las componentes longitudinal y radial respectivamente en geometría cilíndrica. La figura 1.7 [28] representa la variación radial del módulo de las componentes del campo eléctrico para valores típicos de la densidad electrónica obtenidos en diferentes tubos.

De forma general se observa que los campos alcanzan un valor máximo en la pared del tubo ($r = a$). En todos los casos, la componente E_z es dominante en el plasma ($r < a$), mientras que la componente E_r es dominante para $r > a$. También es importante destacar que dentro del plasma, la componente E_z es más

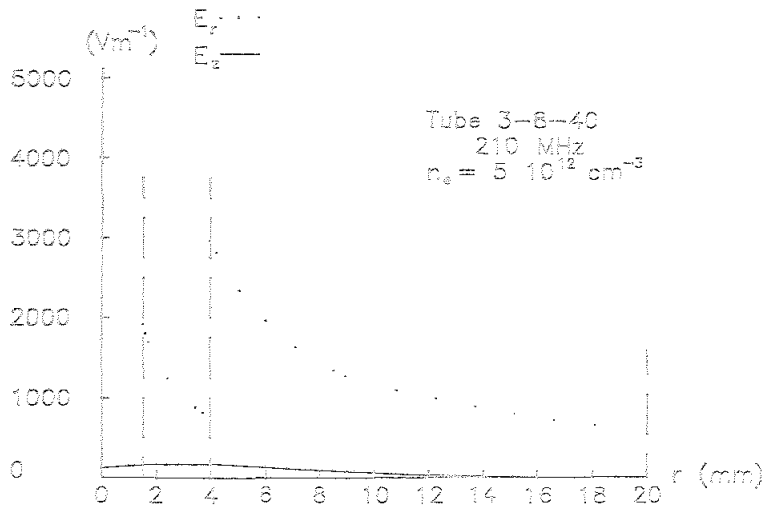
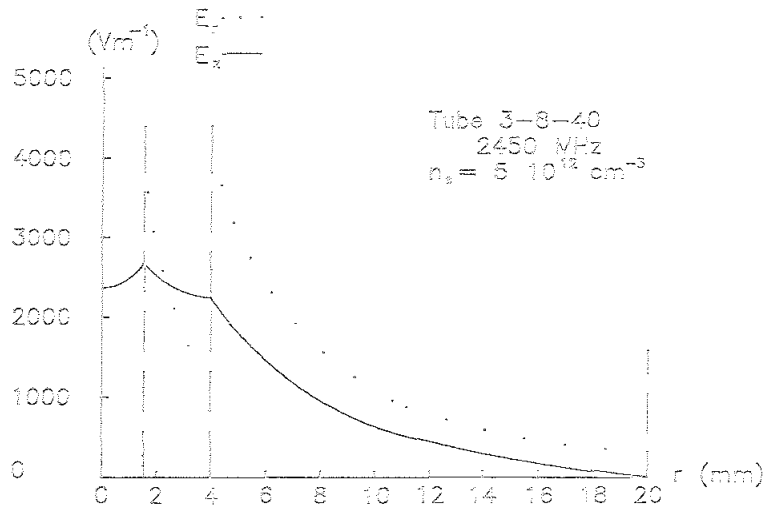


Figura 1.7: Perfiles radiales de las componentes del campo eléctrico

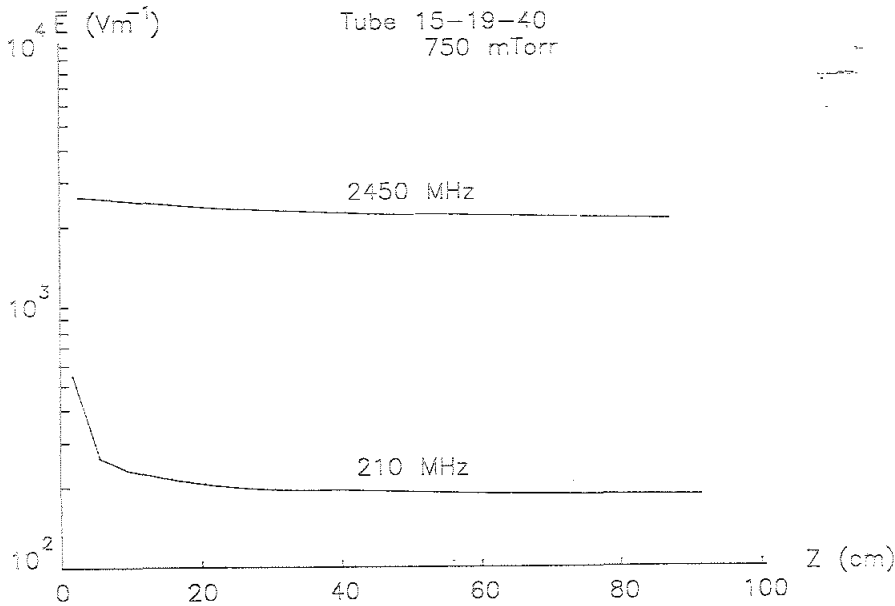


Figura 1.8: Variación axial del campo eléctrico medio

importante a 2450 MHz que a 210 MHz. Por otra parte, también es de resaltar el hecho de que la variación radial del campo eléctrico es más acentuada cuanto mayor sea la densidad electrónica media radial.

En contraste con el comportamiento longitudinal de la densidad electrónica y de la potencia transportada por la onda, las cuales decrecen a medida que nos alejamos del excitador, el campo eléctrico medio transversal en el plasma

$$E_p = \bar{E} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \sqrt{E_z^2 + E_r^2} 2\pi r dr \quad (1.1)$$

permanece prácticamente constante a lo largo de la columna de plasma (figura 1.8). Además \bar{E} , que es prácticamente igual a E_z , es el campo de mantenimiento de la descarga. Este valor medio del campo eléctrico depende esencialmente de la densidad del gas y de la frecuencia de excitación, siendo su dependencia con la densidad electrónica media muy débil.

En descargas producidas por O.S. es frecuente el uso del concepto de campo eléctrico efectivo, el cual se obtiene al igualar las expresiones de las energías transferidas a los electrones desde un campo alterno y uno continuo. La energía transferida desde el campo a los electrones viene dada por

$$u_{ac} = \frac{e^2 E_p^2}{m 2(\nu_1^2 + \omega^2)} = \frac{e^2 E_{DC}^2}{m \nu_1^2} = u_{dc} \quad (1.2)$$

Al despejar E_{DC} de la ecuación 1.2 se obtiene la expresión buscada para el campo eléctrico efectivo de mantenimiento de la descarga, es decir,

$$E_{eff} = \frac{E_p}{\sqrt{2}} \frac{\nu_1}{\omega \sqrt{1 + \frac{\nu_1^2}{\omega^2}}} \quad (1.3)$$

Lo que se pretende al proceder de este modo ($u_{ac} = u_{dc}$), no es otra cosa que obtener, para el caso alterno, una expresión para la energía transferida a los electrones que sea formalmente idéntica a la que se tiene para el caso continuo (u_{dc}).

En el caso de un plasma poco colisional ($\nu_1 \ll \omega$), el campo efectivo se reduce a: $E_{eff} = (E_p \nu_1) / (\sqrt{2} \omega)$.

1.2.3 Potencia media absorbida por electrón

Resulta un hecho indiscutible que el avance realizado hasta la fecha en la comprensión y modelización de plasmas producidos por O.S. así como en la posterior elaboración de modelos simplificados sobre descargas de alta frecuencia en general, se encuentra muy estrechamente relacionado con los diversos estudios que se han venido sucediendo en el tiempo sobre el parámetro θ (potencia necesaria para mantener un par electrón-ión en la descarga) [42].

Se podría decir sin temor a equivocación, que el punto de partida de los estudios realizados sobre θ se encuentra en el primer modelo publicado sobre descargas de O.S [10]. En este primer trabajo se describía, mediante una imagen física muy simple, como el flujo de potencia $P(z)$ (siendo z la coordenada axial en una columna cilíndrica de plasma) asociado a la onda era absorbido gradualmente a lo largo de la columna de plasma mantenida por la O.S: la densidad electrónica promediada en una sección de plasma de longitud dz y situada en z , $\bar{n}_e(z)$, se supone proporcional a la potencia absorbida, $dP_A(z)$, en esa sección

$$dP_A(z) = \eta \bar{n}_e(z) S dz \quad (1.4)$$

donde S es el área de la sección de plasma considerada y η es la potencia media de alta frecuencia (HF) absorbida por electrón. Este último parámetro suele considerarse una constante de proporcionalidad que no depende de \bar{n}_e ni de $P(z)$, con lo que también resulta independiente de la posición z a lo largo de la columna de plasma.

Esta sencilla aproximación experimental resulta suficiente para reproducir la dependencia observada de $\nabla \bar{n}_e$ con la frecuencia de la onda, la presión del gas y el diámetro del tubo de plasma [10]. Aquí es importante destacar que, en régimen estacionario, η , la potencia absorbida del campo HF por electrón, debe ser igual a la potencia perdida por electrón (θ) como consecuencia de las colisiones que éstos experimentan con otras partículas del plasma. (Las razones acerca de la distinción formal entre η y θ han sido sugeridas por Zakrzewski [58]).

La expresión inicialmente adoptada para θ en una descarga de O.S era de naturaleza semiempírica, tomándose como una extensión directa del caso de columna positiva (descargas en DC) [40]. Más adelante se obtuvo una expresión más general [11]

$$\theta \simeq \frac{2m}{M} \langle \varepsilon \nu_1 \rangle + \sum_j \varepsilon V_j \langle \nu_j \rangle + P_d \quad (1.5)$$

donde $\langle \nu_j \rangle$ es la frecuencia media de colisiones inelásticas para transiciones entre el estado fundamental y niveles excitados j con energía εV_j y el símbolo $\langle \rangle$ representa un valor medio sobre una función de distribución electrónica.

El primer término de la derecha en la ecuación 1.5 representa las pérdidas de potencia por colisiones elásticas (siendo $\langle \varepsilon \rangle$ la energía cinética media para los electrones; en el caso de una función de distribución electrónica Maxwelliana viene dada por $3/2kT_e$).

Llegados a este punto, es interesante resaltar que Zakrzewski [12] llegó a un resultado equivalente al de la ecuación 1.4 con sólo suponer que la intensidad del campo eléctrico de mantenimiento E_p , permanece constante a lo largo de una columna de plasma mantenida por O.S y controlada por difusión. La principal razón esgrimida en este sentido es que la proporción de pérdidas de electrones por difusión ambipolar es independiente de la densidad del plasma (densidad de neutros) y que el campo de mantenimiento compensa exactamente las pérdidas por difusión ambipolar. De esta forma, E_p debe ser independiente de la densidad de plasma y del flujo de potencia, con lo que tampoco dependerá de z . Por otra parte, como η es proporcional a E_p^2 (ganancias óhmicas), esto significa que η debería ser constante a lo largo de la columna de plasma.

Un segundo avance importante en la explicación del parámetro θ ha consistido [43] en poner de manifiesto que θ/p ó θ/N (siendo p y N la presión y densidad del plasma respectivamente) son, bajo ciertas condiciones, una función única del producto $p \cdot a$ ó $N \cdot a$ (a es el radio interno del tubo de descarga). Este hecho da

lugar a las leyes de semejanza propias del régimen de baja presión.

Las leyes de semejanza son muy útiles ya que, en la práctica, basta determinar (experimental o teóricamente) algunos valores diferentes de θ que se encuentren bien distribuidos en el intervalo de $p \cdot a$ considerado, para a continuación poder inferir a partir de ellos, el valor de θ asociado a cualquier valor del producto $p \cdot a$.

Es igualmente importante resaltar que θ apenas depende de la distribución radial del campo de mantenimiento. Además, θ no presenta una variación significativa con la frecuencia de la onda.

Finalmente es conveniente mencionar que la extensión del concepto de θ a otros plasmas producidos a alta frecuencia, permite desarrollar modelos generales, aunque simplificados, de estos plasmas. El punto de partida común a estos modelos generales lo constituye el hecho experimentalmente corroborado de que en los plasmas mantenidos por O.S y controlados por difusión, los valores de θ no tienen relación alguna con el perfil radial de la intensidad del campo eléctrico de la onda. Esta observación se puede hacer extensiva a los plasmas producidos en otras descargas de alta frecuencia.

A partir de aquí se podría concluir que, en ciertas condiciones de la descarga, el hecho de cambiar la configuración del campo aplicado a la columna de plasma (usando, por ejemplo, diferentes aplicadores de potencia) no alteraría el valor de θ , ya que, en una primera aproximación, las pérdidas de potencia en el plasma no se verían afectadas. En consecuencia el valor de θ , para unas determinadas condiciones de descarga, sería el mismo para todas las descargas de alta frecuencia.

Un procedimiento para obtener la expresión del parámetro θ es el siguiente: en régimen no colisional ($\nu_1 \ll \omega$), la potencia absorbida en el plasma por unidad de longitud viene dada por

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \int_0^a \frac{e^2}{2m} \left(\frac{E}{\omega}\right)^2 \nu_1 n_e 2\pi r dr = \frac{\bar{\nu}_1 \epsilon_0}{2} \left(\frac{\bar{\omega}_p}{\omega}\right)^2 \int_0^a E^2 2\pi r dr \quad (1.6)$$

donde $E = (E_z + E_r)^{1/2}$ es la intensidad del campo eléctrico de la O.S.

Como por otra parte, la ecuación semiempírica 1.4 también puede escribirse, en condiciones estacionarias, como

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \theta \pi a^2 \bar{n}_e \quad (1.7)$$

A partir de las dos ecuaciones anteriores se tiene que

$$\theta = \int_0^1 \frac{e^2 \nu_1}{m} \left(\frac{E}{\omega}\right)^2 \frac{n_e}{\bar{n}_e} x dx = \frac{e^2 \bar{\nu}_1}{m \omega^2} \int_0^1 E^2 x dx = \frac{e^2 \bar{\nu}_1}{m} \left(\frac{E_p}{\omega}\right)^2 \quad (1.8)$$

donde $x = r/a$ y E_p es el campo de mantenimiento medio definido en la ecuación 1.1.

1.3 Modelos a baja presión y resultados

Cuando el campo electromagnético tiene una dependencia temporal de la forma $e^{i\omega t}$, las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctricos y magnéticos \vec{E} y \vec{H} en un medio dieléctrico de permitividad relativa $\vec{\epsilon}_r$, se pueden escribir como:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \vec{\epsilon} \vec{E}) = 0 \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -i\omega \mu_0 \vec{H} \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -i\omega \epsilon_0 \vec{\epsilon}_r \vec{E} \quad (1.12)$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la constante dieléctrica y la permeabilidad magnética en el vacío.

1.3.1 Descripción dieléctrica del plasma

En este apartado vamos a poner de manifiesto la estrecha relación existente entre la permitividad relativa de un plasma $\vec{\epsilon}_p$ y algunos otros parámetros importantes del mismo (densidad electrónica, energía, etc).

La permitividad relativa $\vec{\epsilon}_p$ se encuentra relacionada con la conductividad eléctrica $\vec{\sigma}_e$ a través de la relación lineal:

$$\vec{\epsilon}_p = 1 + \frac{\vec{\sigma}_e}{i\epsilon_0 \omega} \quad (1.13)$$

Clásicamente, la conductividad eléctrica se puede expresar por medio de la velocidad electrónica media \vec{v}_e teniendo en cuenta la definición de la densidad de corriente electrónica \vec{J}_e :

$$\vec{J}_e = \vec{\sigma}_e \cdot \vec{E} = -n_e e \vec{v}_e \quad (1.14)$$

donde n_e y $-e$ representan a la densidad y carga eléctrica de los electrones.

Para un plasma débilmente ionizado sometido a la acción de un campo eléctrico alterno \vec{E} , la velocidad media es proporcional al campo eléctrico y es función de la frecuencia de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento ν_1 :

$$\nu_1(\omega_e) = N \sigma_1(\omega_e) \omega_e \quad (1.15)$$



donde N es la densidad de átomos neutros, $\sigma_1(\omega_e)$ es la sección eficaz de colisión y ω_e es el módulo de la velocidad electrónica microscópica. Cuando no hay campo magnético aplicado, \vec{v}_e viene dada por la expresión:

$$\vec{v}_e = \frac{4\pi e}{3m_e} \vec{E} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_1(\omega_e) + i\omega} \omega_e^3 \frac{\partial f_0}{\partial \omega_e} d\omega_e \quad (1.16)$$

donde $f_0(\omega_e)$ es la parte isótropa de la función de distribución de los electrones y m_e es la masa electrónica. La función f_0 se obtiene al resolver la ecuación de Boltzmann [29] [30], teniendo en cuenta la cinética electrónica, es decir, todos aquellos procesos colisionales y radiativos que contribuyen a hacer variar la densidad electrónica del plasma.

Por otra parte, la velocidad media se puede obtener a partir de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento. Cuando el campo magnético es nulo, esta ecuación puede escribirse como [29], [30]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} m_e \vec{v}_e + n_e e \vec{E} = \left\langle \frac{\partial n_e m_e \vec{\omega}_e}{\partial t} \right\rangle_c \quad (1.17)$$

siendo el término de colisión:

$$\left\langle \frac{\partial n_e m_e \vec{\omega}_e}{\partial t} \right\rangle_c = -e \vec{E} \frac{4\pi n_e}{3} \int_0^\infty \frac{\nu_1(\omega_e)}{\nu_1(\omega_e) + i\omega} \omega_e^3 \frac{\partial f_0}{\partial \omega_e} d\omega_e \quad (1.18)$$

Para una dependencia temporal de la forma $e^{i\omega t}$, se obtiene a partir de 1.18 que:

$$i\omega \vec{v}_e + \frac{e}{m_e} \vec{E} = -\frac{4\pi e}{3m_e} \vec{E} \int_0^\infty \frac{\nu_1(\omega_e)}{\nu_1(\omega_e) + i\omega} \omega_e^3 \frac{\partial f_0}{\partial \omega_e} d\omega_e \quad (1.19)$$

Las expresiones 1.16 y 1.19 son las ecuaciones básicas para poder establecer relaciones de interés entre \vec{v}_e , σ_e y ε_p . Cuando no existe campo magnético, σ_e y ε_p son cantidades escalares.

1.3.1.1 Aproximación de Langevin

En esta aproximación se suele suponer que ν_1 es independiente de la velocidad electrónica microscópica ω_e . La ecuación 1.19 queda entonces como:

$$i\omega \vec{v}_e + \frac{e}{m_e} \vec{E} = -\nu_1 \vec{v}_e \quad (1.20)$$

Las expresiones de \vec{v}_e , σ_e y ε_p son en este caso muy sencillas:

$$\vec{v}_e = -\frac{e \vec{E}}{m_e(\nu_1 + i\omega)} \quad (1.21)$$

$$\sigma_\epsilon = \frac{n_\epsilon e^2}{m_\epsilon} \frac{1}{\nu_1 + i\omega} \quad (1.22)$$

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_1)} \quad (1.23)$$

donde

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_\epsilon e^2}{\epsilon_0 m_\epsilon}} \quad (1.24)$$

es la frecuencia del plasma. Sin embargo, en esta sencilla aproximación no se han considerado las variaciones microscópicas de la frecuencia de colisión electrón-neutro para la transferencia de cantidad de movimiento.

1.3.1.2 Caso general

En el caso general es preciso considerar la dependencia de ν_1 con ω_ϵ . De esta forma, estableciendo una analogía con la aproximación de Langevin, se suele admitir que se puede definir una frecuencia de colisión efectiva K . La ecuación 1.19 queda ahora como:

$$i\omega \vec{v}_\epsilon + \frac{e}{m_\epsilon} \vec{E} = -K \vec{v}_\epsilon \quad (1.25)$$

en donde K se obtiene a partir de las ecuaciones 1.16 y 1.19:

$$K = \frac{\int_0^\infty \frac{\nu_1(\omega_\epsilon)}{\nu_1(\omega_\epsilon) + i\omega} \omega_\epsilon^3 \frac{\partial f_0}{\partial \omega_\epsilon} d\omega_\epsilon}{\int_0^\infty \frac{1}{\nu_1(\omega_\epsilon) + i\omega} \omega_\epsilon^3 \frac{\partial f_0}{\partial \omega_\epsilon} d\omega_\epsilon} \quad (1.26)$$

Sin embargo, al ser K una magnitud compleja no puede ser comparada con ninguna cantidad física efectiva.

$$K = K_R + iK_I \quad (1.27)$$

Entonces, σ_ϵ queda como:

$$\sigma_\epsilon = \frac{n_\epsilon e^2}{m_\epsilon} \frac{1}{K_R + i(K_I + \omega)} \quad (1.28)$$

ó

$$\sigma_\epsilon = \frac{n_\epsilon}{1 + K_I/\omega} \frac{e^2}{m_\epsilon} \frac{1}{\frac{K_R}{1 + K_I/\omega} + i\omega} \quad (1.29)$$

A la vista de estos resultados, parece pues que para poder escribir la conductividad del mismo modo que en el caso Langevin (ecuación 1.22) es preciso definir primero dos cantidades efectivas ν y n_ϵ^* .

$$\sigma_\epsilon = \frac{n_\epsilon^* e^2}{m_\epsilon} \frac{1}{\nu + i\omega} \quad (1.30)$$

donde ν es una frecuencia de colisión efectiva dada por:

$$\nu = \frac{\bar{K}_R}{1 + K_I/\omega} \quad (1.31)$$

y n_e^* es una densidad electrónica efectiva dada por:

$$n_e^* = \frac{n_e}{1 + K_I/\omega} \quad (1.32)$$

La definición 1.29 ó 1.30 contrasta con la más frecuentemente usada:

$$\sigma_\epsilon = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + i\omega} \quad (1.33)$$

en la que aparece la densidad electrónica real n_e en lugar de la cantidad efectiva n_e^* definida anteriormente. De hecho, la expresión 1.33 es sólo válida cuando $K_I \ll \omega$, es decir, cuando la frecuencia angular ω es suficientemente grande comparada con la frecuencia efectiva de colisión ν (plasmas poco colisionales).

En general, muy pocos autores [31] señalan la necesidad de definir dos cantidades efectivas de modo que se pueda obtener una expresión totalmente correcta para σ_ϵ . El concepto de densidad electrónica efectiva no suele ser tenido en cuenta en muchos trabajos. A pesar de ello, este concepto tiene gran importancia para comprender e interpretar adecuadamente los fenómenos de propagación de ondas en el plasma ya que éstos dependen significativamente de la conductividad del plasma, la cual depende a su vez de las cantidades efectivas definidas en 1.31 y 1.32.

Por todo lo anterior, la permitividad dieléctrica del plasma debe ser definida como:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^{*2}}{\omega(\omega - i\nu)} \quad (1.34)$$

con

$$\omega_p^* = \sqrt{\frac{n_e^* e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.35)$$

donde ω_p^* debe ser entendida como una frecuencia angular efectiva del plasma. Los parámetros efectivos ν y n_e^* definidos por 1.31 y 1.32 se pueden estimar mediante ν/ω y n_e^*/n_e a partir de K_R/ω y K_I/ω , dados por la ecuación 1.26. Ambos dependen de $\nu_1(\omega_\epsilon)/\omega$, siendo ν_1 proporcional a la densidad de neutros N (ecuación 1.15), y de la función de distribución f_0 .

La figura 1.9 representa a ν/ω y n_e^*/n_e como funciones de la energía electrónica media, U , usando una función de distribución Maxwelliana para diferentes valores

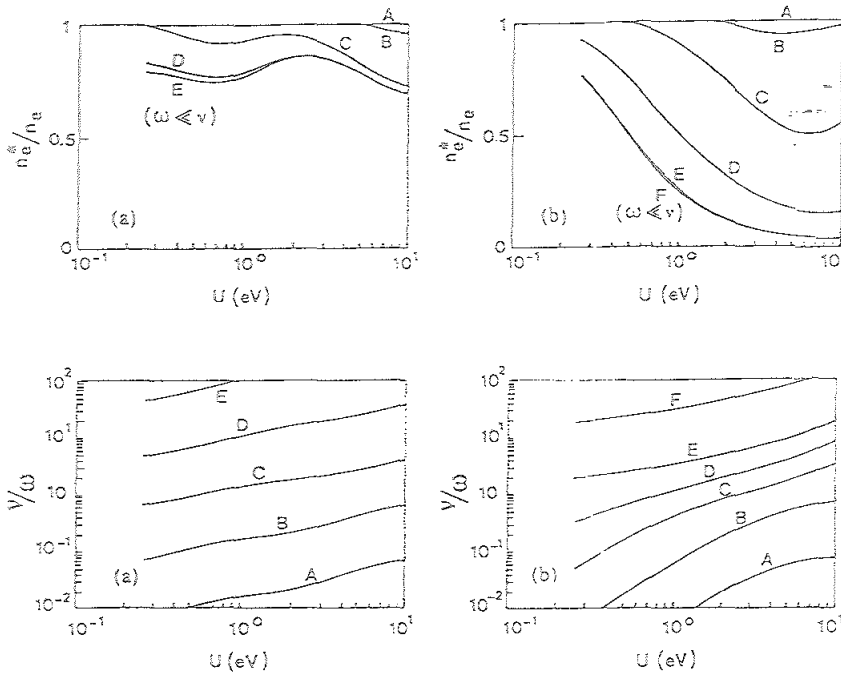


Figura 1.9: ν/ω y n_e^*/n_e para argón (a) y oxígeno (b)

de ω/N en dos gases, argón y oxígeno, para los que se tiene un buen conocimiento de las secciones eficaces σ_1 [32] y [33].

Para valores de ω/N suficientemente altos (caso A de la figura 1.9), ν/ω se encuentra por debajo de 0.1 para el intervalo de energías considerado, siendo la densidad electrónica efectiva n_e^* casi igual a la real n_e . Para valores más pequeños del cociente ν/ω , n_e^* puede llegar a ser sensiblemente inferior a n_e . Por tanto, las características de propagación de una onda en un plasma dependen de la descripción dieléctrica que se ha hecho y que ha permitido definir σ_e y ϵ_p .

1.3.2 Ecuación de dispersión para plasmas cilíndricos acotados

La resolución de las ecuaciones de Maxwell 1.9 -1.12 en una estructura de propagación dada permite obtener una ecuación de dispersión que relaciona las características de la onda (amortiguamiento y número de onda) con parámetros de interés como las dimensiones de la estructura de propagación, la frecuencia angular de la onda y magnitudes efectivas del plasma. La ecuación de dispersión se obtiene al imponer condiciones de contorno al campo electromagnético ya que la propagación tiene lugar en una estructura de dimensiones finitas.

Nos limitaremos aquí al estudio de la propagación de una onda en la dirección

del eje de simetría de un plasma cilíndrico acotado. En primer lugar, las ecuaciones de Maxwell deben escribirse con respecto a la simetría de propagación. En el caso de propagación a lo largo de la dirección z de una estructura de simetría cilíndrica $(\vec{i}_z, (\vec{i}_r, \vec{i}_\varphi)_T)$, las ecuaciones del campo electromagnético quedan como:

$$\vec{E} = (E_z \vec{i}_z + \vec{E}_T) e^{-\gamma z} e^{i\omega t} \quad (1.36)$$

$$\vec{H} = (H_z \vec{i}_z + \vec{H}_T) e^{-\gamma z} e^{i\omega t} \quad (1.37)$$

donde γ es la constante de propagación:

$$\gamma = \alpha + i\beta \quad (1.38)$$

con

$$\beta = 2\pi/\lambda \quad (1.39)$$

donde α representa el amortiguamiento de la onda, β es el número de onda y λ es la longitud de onda.

Con objeto de simplificar el problema, se suelen despreciar las variaciones de las permitividades dieléctricas ϵ_r en la dirección de propagación de la onda (coordenada z en nuestro caso). En general, lo anterior es válido si:

$$\frac{1}{\bar{\epsilon}_r} \frac{d\bar{\epsilon}_r}{dz} \lambda \ll 1 \quad (1.40)$$

donde $\bar{\epsilon}_r$ es un valor medio radial. Esta es la simplificación WKB ó de óptica geométrica [34]. Esta aproximación es válida para plasmas débilmente amortiguados aunque, en general, su aplicabilidad no suele ser obvia, especialmente cuando la onda se propaga en una estructura compuesta de diferentes medios dieléctricos [35]. En este último caso, un elevado gradiente de ϵ_r no tiene porque inducir necesariamente un pronunciado gradiente de $\bar{\epsilon}_r$.

Usando la aproximación WKB y suponiendo que la estructura de propagación no presenta inhomogeneidades con respecto a la coordenada azimutal Φ , las ecuaciones de Maxwell quedan como:

$$\nabla_T^2 E_z + k^2 E_z + \frac{\gamma^2}{k^2 \epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dr} \frac{\partial E_z}{\partial r} = -i\omega\mu_0 \frac{\gamma}{k^2 r \epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dr} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \quad (1.41)$$

$$\nabla_T^2 H_z + k^2 H_z - \frac{k_0^2 \epsilon_r}{k^2 \epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dr} \frac{\partial H_z}{\partial r} = i\omega\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\gamma}{k^2 r \epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dr} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \quad (1.42)$$

$$\vec{E}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T E_z + i\omega \frac{\mu_0 \gamma}{k^2} \vec{i}_z \wedge \nabla_T H_z \quad (1.43)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \vec{\nabla}_T H_z - i\omega \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{k^2} \vec{i}_z \wedge \vec{\nabla}_T E_z \quad (1.44)$$

donde

$$k^2 = k_0^2 \varepsilon_r + \gamma^2 \quad (1.45)$$

con $k_0 = \omega/c$, siendo c la velocidad de la luz en el vacío.

En general no es posible resolver el sistema 1.41-1.44 y obtener un conjunto de expresiones analíticas para los campos ya que las soluciones dependen de los perfiles radiales de la permitividad relativa $\varepsilon_r(r)$ así como del gradiente $d\varepsilon_r/dr$. Estas dos magnitudes han de ser calculadas previamente. Con objeto de solucionar este problema y así poder obtener soluciones analíticas para las ecuaciones 1.41-1.44, se hace la suposición de que la variación de ε_p con r es muy débil. En ese caso, las ecuaciones 1.41 y 1.42 se reducen a las expresiones de Helmholtz:

$$\vec{\nabla}_T^2 E_z + k^2 E_z = 0 \quad (1.46)$$

$$\vec{\nabla}_T^2 H_z + k^2 H_z = 0 \quad (1.47)$$

Manteniendo aparte las dependencias radial y azimutal de los campos, la solución de la ecuación de Helmholtz se reduce a una combinación de dos tipos de funciones de Bessel independientes entre si. por ejemplo:

$$E_z(r, \varphi) = e^{im\varphi} (k_1 J_m(kr) + k_2 H_m^1(kr)) \quad (1.48)$$

$$H_z(r, \varphi) = e^{im\varphi} (k_1' J_m(kr) + k_2' H_m^1(kr)) \quad (1.49)$$

donde $k = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_r + (\alpha + i\beta)^2}$ es una cantidad compleja. En estas expresiones, J_m y H_m^1 son respectivamente funciones de Bessel y Hankel de orden m , siendo k_1 , k_2 , k_1' y k_2' las constantes de integración.

Las componentes tangenciales $\vec{E}_T(E_r, E_\varphi)$ y $\vec{H}_T(H_r, H_\varphi)$ se obtienen a partir de E_z y H_z usando las ecuaciones 1.43 y 1.44. Una vez conocidas las componentes del campo electromagnético, se puede obtener la ecuación de dispersión al imponer las condiciones de contorno adecuadas. Como ejemplo para ilustrar todo lo anterior vamos a considerar una estructura con tres medios dieléctricos: el plasma con permitividad ε_p rodeado por dos capas dieléctricas de permitividades ε_1 y ε_2 respectivamente. Los tres medios se encuentran dentro de una pared metálica perfectamente conductora (figura 1.10).

Esta estructura es utilizada muy frecuentemente en experimentos con onda de superficie [36] [37]. Los dieléctricos usados en estas experiencias son: un tubo

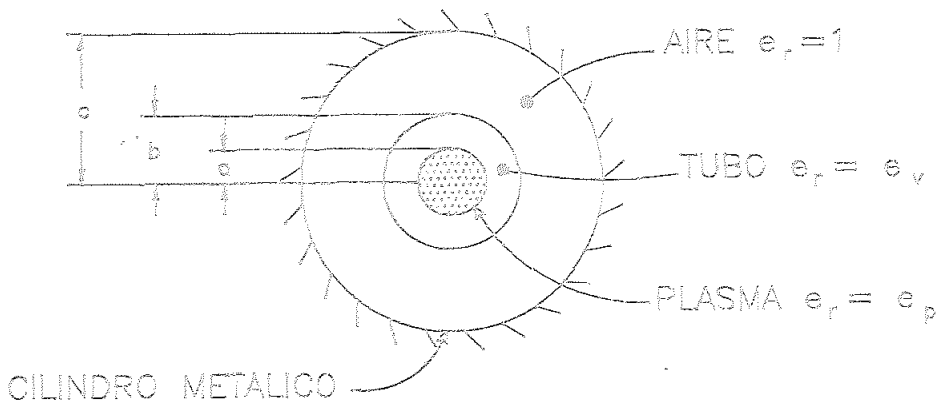


Figura 1.10: Esquema de los tres medios dieléctricos considerados para el cálculo del campo eléctrico

de cuarzo o pyrex ($\epsilon_1 = \epsilon_v$) como primer dieléctrico y el aire ($\epsilon_2 = 1$) como segundo. Las paredes metálicas que delimitan la estructura pertenecen a un cilindro metálico que sirve para definir un entorno radial preciso para el campo electromagnético. Las condiciones de contorno a satisfacer vienen expresadas por la continuidad de las componentes tangenciales de los campos eléctricos y magnéticos en las interfases de los diferentes medios considerados en la estructura de propagación. En general, esto significa que E_r , H_z , E_ϕ y H_ϕ son continuos en $r = a$ (interfase plasma-tubo) y en $r = b$ (interfase tubo-aire). Algunas condiciones de contorno adicionales requieren que los valores de los campos deben ser finitos en el centro ($r = 0$) así como que, en presencia del cilindro metálico, las componentes del campo eléctrico tangenciales a la superficie metálica deben ser nulas. Cuando se aplican todas estas condiciones de contorno a los campos, se obtiene un sistema de ecuaciones cuyas incógnitas (k, k') son las diferentes constantes de integración que aparecen en las expresiones analíticas de los campos.

Este sistema de ecuaciones tiene solución no nula sólo si su determinante se anula, en ese caso se obtendría la ecuación de dispersión correspondiente [38],[39]. Si con objeto de estudiar los diferentes modos de propagación fijamos un orden azimutal m , las diferentes magnitudes que aparecen en este determinante son:

1. Constante de propagación: $\gamma = \alpha + i\beta$
2. Dimensiones de la estructura de propagación: a, b , y c
3. Frecuencia angular de la onda: ω
4. Permitividad de cada medio: $\epsilon_1 = \epsilon_v$, $\epsilon_2 = 1$ y $\epsilon_p(n_e^*, \nu, \omega)$

Aquellos parámetros del plasma que juegan algún papel en la propagación de la onda son los que aparecen en ϵ_p . Como ya se vio anteriormente, estos parámetros son la frecuencia efectiva del plasma ω_p^* , que depende de n_e^* , así como la frecuencia efectiva de colisión ν . Una vez que la ecuación de dispersión se ha resuelto, podemos conocer todas las constantes de integración salvo una [31]. Por tanto, son conocidas, salvo en una constante, todas las componentes del campo electromagnético y cualquier magnitud dependiente de ellas. Más adelante veremos que es posible determinar esta constante multiplicativa a través de una normalización con la potencia [31]; de este modo podemos conocer el campo en unidades absolutas.

1.3.2.1 Soluciones de la ecuación de dispersión

En la práctica, los parámetros a, b, c y ϵ_d de la estructura de propagación se encuentran fijados. Por lo tanto, la ecuación de dispersión permita obtener $\gamma(\alpha, \beta)$, para un valor fijo de la frecuencia de colisión efectiva, como función de ω y ω_p^* . Las soluciones se pueden representar para un valor fijo de ω_p ó de ω . La primera representación corresponde a la curva de dispersión clásica $\gamma(\omega)$ que tiene interés físico ya que permite visualizar la velocidad de grupo $v_g = \partial\omega/\partial\beta$, que es la velocidad de propagación del flujo de potencia.

La segunda representación $\gamma(\omega_p)$ suele recibir el nombre de curva de fase. En la práctica resulta útil para describir un plasma mantenido por una onda cuya frecuencia angular es constante mientras que la densidad del plasma está variando [36] [37]. Las soluciones de la ecuación de dispersión dependen de dos números enteros: el número azimutal m y el orden del cero, n , de las funciones de Bessel. Por tanto, las soluciones se dividen en dos grupos:

1. Modos guía, transversal eléctrico TE_{mn}^* y magnético TM_{mn}^* híbridos, con $m \geq 0$ y $n \geq 1$; estas soluciones tienen continuidad con los modos transversales puros existentes sin plasma.

2. Modos plasma transversales magnéticos híbridos TM_{m0}^* ($m \geq 0$); $n = 0$ indica que estos modos no implican ningún cero de las funciones de Bessel.

Como se desprende de lo anterior, las soluciones con simetría azimutal ($m = 0$) son modos transversales puros: TM_{0n} , TE_{0n} ó TM_{00} . Los modos plasma TM_{m0}^* son ondas de superficie. Los primeros dos modos, TM_{00} (con simetría azimutal) y TM_{10}^* (dipolar), son los usados clásicamente en experimentos con ondas de superficie [36] [37]. A continuación vamos a comentar brevemente las primeras soluciones con simetría azimutal así como las soluciones dipolares para los modos guía y plasma. Los modos guía: TM_{01} , TE_{11}^* , TE_{01} y TM_{11}^* ordenados de menor a mayor valor de ω , son modos rápidos, es decir, con una velocidad de fase $v_\phi = \omega/\beta$ mayor que la velocidad de la luz en ese medio. Estos modos tienden a $v_\phi = c$ para valores altos de ω y β .

Los modos del plasma TM_{00} y TM_{10}^* son, sin embargo, modos lentos, es decir, con $v_\phi < c$ independientemente de los valores de β o ω para el modo de simetría azimutal, y sólo para valores altos de β en el caso del modo dipolar. Por otra parte, todos los modos guía así como el modo dipolar del plasma tienen en su parte rápida una frecuencia de corte $\omega_p/2\pi$ dada por $\beta = 0$; por debajo de ella el modo no puede propagarse. Este valor de corte depende del modo utilizado y es del mismo orden que el correspondiente valor de corte sin plasma [40]. Al quitar el cilindro metálico, los modos guía dejan de existir y el modo dipolar del plasma permanece siempre en la parte lenta del diagrama tendiendo hacia el origen.

1.3.2.2 Particularización de la ecuación de dispersión para plasmas débilmente colisionales ($\nu \ll \omega$)

En una columna de plasma producida y mantenida por una O.S. propagándose en modo plasma TM_{00} , el campo eléctrico tiene las componentes E_z y E_r , mientras que el campo magnético tiene una única componente azimutal H_ϕ ; r , ϕ y z son las coordenadas radial, azimutal y longitudinal en geometría cilíndrica.

Cuando se admite que la atenuación de la onda debido a colisiones es pequeña ($\alpha \ll \beta$), lo que es equivalente a decir que $\nu \ll \omega$, la expresión de la permitividad del plasma se simplifica quedando:

$$\varepsilon_p = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (1.50)$$

donde $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$ es la frecuencia electrónica del plasma. Como ya se

comentó anteriormente, ε_p varia, en general, radialmente; sin embargo, como se supone que n_e es constante radialmente e igual a su valor medio \bar{n}_e , entonces a partir de aquí se obtiene que ε_p también es constante radialmente e igual a su valor medio $\bar{\varepsilon}_p$.

Resolviendo las ecuaciones de Maxwell se obtienen las componentes del campo eléctrico y magnético para los tres medios considerados (plasma, vidrio y aire) [41] [42]:

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_z}{dr} + (k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2) E_z = 0 \quad (1.51)$$

$$E_r = -\frac{i\beta}{k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2} \frac{dE_z}{dr} \quad (1.52)$$

$$H_\phi = -i\omega \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2} \frac{dE_z}{dr} \quad (1.53)$$

donde

1. $\varepsilon_r = \bar{\varepsilon}_p$ en el plasma
2. $\varepsilon_r = \varepsilon_v$ en el vidrio
3. $\varepsilon_r = 1$ para el exterior (aire)

y $\beta = 2\pi/\lambda$, $k_0 = \omega/c$, siendo c la velocidad de la luz en el vacío. Las soluciones de las ecuaciones anteriores son combinaciones de funciones de Bessel con argumento real.

La componente E_z del campo eléctrico en cada uno de los medios dieléctricos considerados es:

1. Plasma:

$$k_0^2 \bar{\varepsilon}_p - \beta^2 = -\Gamma_p^2 < 0 \quad E_{zp} = A J_0(\Gamma_p r) \quad (1.54)$$

2. Vidrio:

$$\text{Si } k_0^2 \varepsilon_v - \beta^2 = -\Gamma_v^2 < 0 \quad E_{zv} = E I_0(\Gamma_v r) + F K_0(\Gamma_v r) \quad (1.55)$$

$$\text{Si } k_0^2 \varepsilon_v - \beta^2 = \gamma_v^2 > 0 \quad E_{zv} = E J_0(\gamma_v r) + F Y_0(\gamma_v r) \quad (1.56)$$

3. Exterior:

$$k_0^2 - \beta^2 = -\Gamma_e^2 < 0 \quad E_{ze} = C [K_0 D I_0(\Gamma_e r) - I_0 D K_0(\Gamma_e r)] \quad (1.57)$$

donde $K_0 D = K_0(\Gamma_e c)$ y $I_0 D = I_0(\Gamma_e c)$.

Las expresiones E_r y H_ϕ para los tres medios, se deducen fácilmente a partir de las ecuaciones 1.52 y 1.53 una vez conocido E_z .

Al escribir las ecuaciones de continuidad para las componentes E_z y H_ϕ en $r = a$ y $r = b$, se obtiene un sistema de cuatro ecuaciones donde las incógnitas son los coeficientes A, E, F , y C . Haciendo que el determinante de este sistema sea nulo se obtiene la ecuación de dispersión de la onda:

$$f(\varepsilon_p, \beta) = 0 \quad \text{ó} \quad f(\omega/\omega_p, \beta a) = 0 \quad \text{ó} \quad f(n_e, \lambda) = 0 \quad (1.58)$$

El sistema de cuatro ecuaciones al que hemos hecho referencia anteriormente tiene, en principio, un conjunto infinito de soluciones, es decir, los coeficientes A, C, E y F son conocidos salvo por una constante. El sistema tiene pues sólo tres ecuaciones independientes, siendo pues necesario encontrar una cuarta relación para poder determinar el valor absoluto de las diferentes componentes del campo. Para ello, podemos usar, por ejemplo, la expresión del flujo de potencia guiada (P) a través de una sección S de la estructura de propagación:

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{i}_z dS \right) \quad (1.59)$$

ó

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int_S E_r H_\phi^* 2\pi r dr \right) \quad (1.60)$$

donde \vec{H}^* es el complejo conjugado de \vec{H} .

Esta última expresión nos permite obtener, conocida la potencia suministrada al plasma en una sección, la constante desconocida que buscábamos. Una vez obtenida, todos los coeficientes A, C, E y F estarán perfectamente determinados y por tanto también lo estarán las características de la onda así como los campos, que ahora se conocen en valor absoluto para unos valores dados de n_e y P .

1.3.3 Balance de potencia para los electrones

Una expresión que describe el balance local de potencia para los electrones de un modo más completo que la expresión presentada en la sección 1.2.3 puede escribirse como:

$$\text{Re}(\sigma_e) E^2 = P_d + \left(\frac{2m}{M} \right) (\varepsilon \nu_1) + \sum_j e V_j (\nu_j) + \dot{R} \quad (1.61)$$

donde $Re(\sigma_e)$ representa a la parte real de la conductividad electrónica en el plasma, E_p es el campo eléctrico de mantenimiento de la descarga y \dot{R} son las pérdidas de potencia debido a procesos radiativos. Los demás términos y símbolos de la ecuación 1.61 ya fueron comentados anteriormente (sección 1.2.3).

Las pérdidas de potencia por difusión, P_d , suelen ser difíciles de evaluar y además, en general, se pueden despreciar ya que, salvo a presiones muy bajas y tubos de diámetro muy pequeño [43], son poco importantes frente a las pérdidas por colisiones elásticas e inelásticas.

En caso de considerar una función de distribución Maxwelliana y despreciando P_d , la ecuación 1.61 queda como:

$$Re(\sigma_e)E_p^2 = \frac{3m}{M}kT_e\bar{\nu}_1 + \sum_j \epsilon V_j \langle \nu_j \rangle + \dot{R} \quad (1.62)$$

donde $\bar{\nu}_1$ es la frecuencia media de colisión para transferencia de cantidad de movimiento.

Cuando el plasma es poco colisional, $\nu_1 \ll \omega$, la expresión para $Re(\sigma_e)$ se puede simplificar, obteniéndose que:

$$Re(\sigma_e) = \frac{\epsilon^2 n_e \bar{\nu}_1}{m \omega^2} \quad (1.63)$$

La ecuación de balance local de potencia queda entonces como:

$$\theta n_e = \frac{\epsilon^2 n_e}{m} \bar{\nu}_1 \left(\frac{E_p}{\omega} \right)^2 = \frac{3m}{M} kT_e \bar{\nu}_1 + \sum_j \epsilon V_j \langle \nu_j \rangle + \dot{R} \quad (1.64)$$

donde, como ya se vio anteriormente en la sección 1.2.3, $\theta = \epsilon^2 \bar{\nu}_1 / m (E_p / \omega)^2$ es, en condiciones estacionarias, la potencia absorbida por electrón.

1.3.4 Características de descarga ó leyes de semejanza

El nombre de características de descarga se usa normalmente para hacer referencia a la variación del cociente de la potencia media absorbida por electrón y la densidad de átomos neutros en el gas ($\bar{\theta}/N$), así como al cociente entre el campo eléctrico medio y la frecuencia angular de la onda (\bar{E}/ω) ó la densidad de átomos neutros (\bar{E}/N), en función del producto de la densidad de átomos neutros por el radio del tubo de descarga (Na).

En general cuando $\omega_p^2 \gg \omega^2$ [44], las cantidades $n_e(r)/\bar{n}_e$, $E_z(r) \simeq E(r)$, $T_e(r)$ y $E(r=0)/\omega$ son funciones de sólo dos parámetros: Na y $\omega_p a/c$, donde

N es la densidad de átomos neutros y c es la velocidad de la luz en el vacío. Este límite sólo se alcanza en la práctica cuando ω_p sobrepasa muy ligeramente el valor crítico $\omega_{pc} = \sqrt{1 + \epsilon_0} \omega$, donde ϵ_0 es la permitividad dieléctrica del vidrio. Las relaciones así obtenidas constituyen las leyes de semejanza de una descarga creada por onda de superficie de forma análoga a las leyes existentes en descargas de columna positiva. Además se puede probar que las magnitudes E y θ siguen las leyes de semejanza:

$$\frac{E}{N} = f_E\left(\frac{\omega_p a}{c}, Na\right) \quad (1.65)$$

$$\frac{\theta}{N} = f_\theta\left(\frac{\omega_p a}{c}, Na\right) \quad (1.66)$$

Estas leyes tienen gran interés ya que permiten pasar de una determinada combinación de parámetros de la descarga (N, a) a cualquier otra. Además, la dependencia con $\omega_p a/c$ es débil, estableciéndose de este modo las siguientes leyes de semejanza aproximadas:

$$\frac{E}{N} = f_E(Na) \quad (1.67)$$

$$\frac{\theta}{N} = f_\theta(Na) \quad (1.68)$$

θ y E son, en primera aproximación, independientes de la densidad electrónica si la función de distribución es Maxwelliana, domina la ionización directa y no existen procesos de recombinación en volumen. Además θ y E también son independientes de la frecuencia de excitación de la onda, siendo exclusivamente función de la temperatura electrónica media de los electrones del plasma. Esto último se desprende de la ecuación 1.64 ya que los términos de la derecha son sólo dependientes de la temperatura electrónica y de la naturaleza del gas estudiado.

Tanto E/N como θ/N disminuyen a medida que Na aumenta, presentando un comportamiento lineal en primera aproximación. También es preciso comentar aquí que en la inmensa mayoría de los trabajos publicados sobre leyes de semejanza en descargas producidas por O.S. las magnitudes E y θ son sustituidas por sus valores medios \bar{E} y $\bar{\theta}$. De este modo, la evolución de \bar{E}/N con Na permite determinar el campo eléctrico medio necesario para mantener una columna de plasma con un valor dado del producto Na .

1.3.5 Modelos teóricos para plasmas de onda de superficie a baja presión

Los modelos realizados hasta la fecha son de tres clases fundamentalmente. Un primer tipo lo constituyen aquellos que se utilizan para relacionar la longitud de onda del campo electromagnético medida experimentalmente en el plasma, con la densidad electrónica media transversal \bar{n}_e . En general, a partir de la señal detectada se puede obtener, usando un método interferométrico adecuado, una curva de fase $\lambda(z)$ que relaciona la longitud de onda con la posición axial de la columna de plasma.

En estos modelos se suele admitir que la variación axial de la potencia absorbida en el plasma, ($dP_{abs}/dz = \bar{\theta}\pi a^2 \bar{n}_e$, siendo a el radio del tubo de descarga), es proporcional a \bar{n}_e a través de la potencia media absorbida por electrón considerada como constante ($\theta = Cte$).

Al igualar dP_{abs}/dz con la variación longitudinal del flujo de potencia incidente ($dP_i/dz = -2\alpha P_i$, donde α es el coeficiente de atenuación de la onda) se consigue obtener el perfil axial de \bar{n}_e .

Las únicas medidas experimentales que se necesitan en este modelo son las relativas a la curva de fase y a la potencia (P_e) necesaria para mantener la descarga. Una vez conocido esto, se puede determinar la variación longitudinal de \bar{n}_e y $\bar{\theta}$ combinando las medidas con este modelo simple que describe las características de propagación de la onda en el plasma (P_i) y el mantenimiento del mismo (P_{abs}).

Un segundo tipo de modelos analizan las características de mantenimiento de las descargas sin tener en consideración las características de propagación de la O.S. Para ello se supone que la densidad electrónica en el plasma crece como consecuencia de la ionización directa y por etapas, siendo la difusión ambipolar el único mecanismo responsable de las pérdidas de electrones.

Para cada valor de la densidad electrónica media (tomada como parámetro), se obtiene la temperatura electrónica que establece la igualdad, para una presión y dimensiones del tubo fijas, entre los mecanismos de pérdida y ganancia de electrones antes mencionados.

A partir de este modelo también se puede obtener, para un valor fijo de \bar{n}_e , las características de descarga ($\bar{\theta}/N$ y T_e en función del producto $N \cdot a$ ó $p \cdot a$, siendo N y p la densidad de neutros y la presión del plasma respectivamente).

Como se deduce fácilmente a partir de lo anterior, las principales limitaciones

de este modelo radican en que la cinética considerada es muy pobre, no puede evaluar el campo de mantenimiento de la descarga y la densidad electrónica no se puede obtener de modo autoconsistente.

El incorporar un balance de potencia a este modelo hace posible obtener el campo eléctrico de mantenimiento del plasma así como \bar{E}/N frente al producto $N \cdot a$ ó $p \cdot a$.

El último de los tres modelos que queremos comentar aquí es el más complejo [56], ya que supone un acoplamiento de las ecuaciones del campo eléctrico en el plasma con los dos primeros momentos de la ecuación de Boltzmann (continuidad y conservación de la cantidad de movimiento). La ecuación de continuidad es la misma para los iones y los electrones ya que se admite cuasineutralidad. Existe, sin embargo, una ecuación de conservación de cantidad de movimiento para los iones y otra para los electrones. En estas ecuaciones se considera que la ionización directa y la difusión son los únicos mecanismos de ganancia, y pérdida de electrones respectivamente.

Una ecuación de balance local de potencia para los electrones, en la que la potencia se disipa como consecuencia de colisiones elásticas y de procesos de ionización (inelásticos), sirve de nexo de unión entre las ecuaciones del campo eléctrico y las del plasma. Todo este sistema de ecuaciones se resuelve radialmente, obteniéndose perfiles radiales de temperatura y densidad electrónica así como el del campo eléctrico en el plasma.

Como la cinética del plasma en este modelo es, una vez más, prácticamente inexistente, no tiene sentido que se calcule la potencia absorbida por electrón θ , constituyendo este punto una de las principales limitaciones del modelo.

1.3.6 Modelos colisionales-radiativos

Los modelos colisionales-radiativos (CR) son especialmente útiles para explicar y predecir el comportamiento de gases ionizados alejados del equilibrio termodinámico (ET) tanto a presiones bajas como elevadas.

La idea de estos modelos surge en los años 60 cuando los ingleses Bates, Kingston y McWhirter [45] los introdujeron por primera vez para estudiar el plasma de la corona solar; de ahí surge la denominación de plasmas corona para aquellos plasmas en los que la densidad electrónica es lo suficientemente baja como para que exista un predominio de los procesos radiativos frente a los colisionales.

Esta es una de las posibles situaciones que hacen que el plasma se aparte del ET.

En las ecuaciones de estos modelos se pueden tener en cuenta de manera explícita algunos de los mecanismos (escape de radiación, difusión y procesos colisionales de excitación, ionización, recombinación, etc), que contribuyen a alejar el plasma de su estado de equilibrio termodinámico. Con estos modelos se puede pues analizar, con cierto detalle, la influencia que algunos mecanismos cinéticos tienen sobre el estado del plasma.

En los últimos años, Hasegawa y Haraguchi [46] [47], Van der Sijde [48], Van der Mullen [49], Bacri y Gomes [50], K. Katsonis [51], J. Vlcek [52] y J.A. Kunc [53], entre otros, han propuesto modelos CR para plasmas de argón. En todos estos trabajos se pretende ponderar la importancia relativa de los diferentes procesos sugeridos como posibles responsables del alejamiento del equilibrio.

Para plantear un modelo CR es preciso conocer previamente la estructura de niveles de energía de las diversas especies atómicas que constituyen el plasma. Con objeto de no plantear un excesivo número de ecuaciones, se suele proceder agrupando los niveles de energía reales en niveles efectivos. Posteriormente se plantea una jerarquía de ecuaciones de balance para la conservación del número de partículas en los diferentes niveles energéticos de la nueva estructura atómica ideal supuesta.

Estos modelos que incorporan un gran número de niveles, tienen la ventaja de incluir acoplamientos entre los distintos niveles excitados de los átomos estudiados. Además tienen en cuenta los efectos relacionados con las cascadas radiativas, es decir, con las desexcitaciones radiativas de los niveles excitados superiores hacia los inferiores. Estos efectos no podrán ser considerados en modelos más simples; aunque por otra parte, estos últimos pueden aportar, quizás, un conocimiento más preciso de la influencia que los diversos procesos presentes en la cinética del plasma tienen sobre su comportamiento.

Por otro lado, entre las conclusiones comunes a los modelos CR sobresale el hecho de señalar al transporte radiativo, a las colisiones entre partículas pesadas y a los flujos difusivos como los directos responsables del alejamiento del equilibrio. Además, los modelos CR consideran, en la inmensa mayoría de los casos, a la densidad y temperatura electrónicas como dos parámetros que hay que suministrar al modelo, devolviendo éste las poblaciones de los diferentes niveles excitados del plasma estudiado.

1.4 Modelos a alta presión ($p = 1 \text{ atm}$) y resultados

1.4.1 Cálculo del campo electromagnético mediante la descripción dieléctrica del plasma

Quando se trabaja con plasmas en condiciones de presión atmosférica, la frecuencia de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento, ν_1 , es tal que $\nu_1 > \omega$, siendo ω la frecuencia angular de excitación de microondas. En este caso, sigue siendo válida la aproximación consistente en suponer que el plasma se puede describir como un medio dieléctrico de permitividad ϵ_p :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_1^2} - i \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_1^2} \frac{\nu_1}{\omega} \quad (1.69)$$

Ahora sin embargo no será posible hacer ninguna simplificación como cuando el plasma era débilmente colisional ($\nu_1 \ll \omega$) a presiones bajas. Por otra parte, como la sección eficaz de colisión electrón-átomo depende en general de la velocidad, ahora también es necesario sustituir la frecuencia de colisión de transferencia de cantidad de movimiento por una frecuencia efectiva [31] que ya fue definida anteriormente.

Para calcular el campo electromagnético a $p = 1 \text{ atm}$ se sigue la misma metodología descrita en la sección 1.3.2 pero ahora haciendo uso de una relación de dispersión colisional.

1.4.2 Modelos de tipo canal

Consideremos una descarga de alta frecuencia (HF) que es mantenida en un tubo cilíndrico por el campo electromagnético de una onda de superficie propagándose a lo largo de la columna.

La longitud axial de la zona activa (que se extiende en la dirección de propagación de la onda) de la descarga es grande comparada con su diámetro. La onda se lanza en $z = 0$ (figura 1.11) y se propaga en dirección axial z .

El flujo total de potencia transportada por la onda disminuye a medida que nos alejamos de la fuente de potencia ya que ésta se invierte en mantener a la descarga. La columna de plasma termina en $z = l$, es decir, donde la potencia se

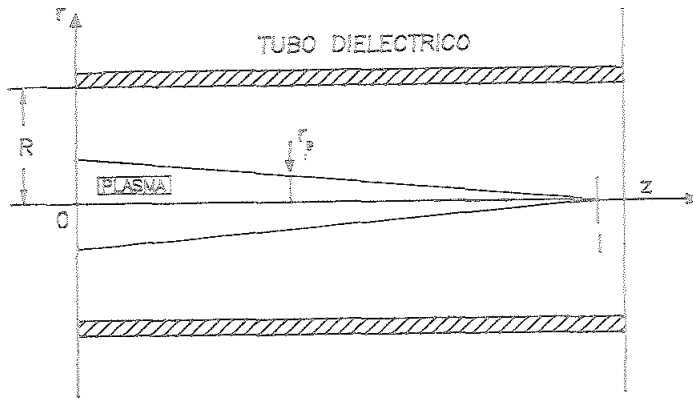


Figura 1.11: Propagación axial de la onda de superficie

encuentra por debajo de un cierto valor umbral necesario para mantener el plasma. Como la potencia disipada por unidad de longitud varía a lo largo de la columna de plasma, los parámetros del plasma (densidad y temperatura electrónica por ejemplo) también participan de este comportamiento.

Para tratar de forma autoconsistente el problema de las descargas mantenidas por onda de superficie (O.S) en condiciones de equilibrio termodinámico, es preciso resolver de manera simultánea las ecuaciones de Maxwell y las ecuaciones que describen todos los procesos que tienen lugar en la descarga. Como parece lógico suponer, este planteamiento es intratable analíticamente a menos que se admitan ciertas simplificaciones del problema. La aproximación más comúnmente usada consiste en resolver por separado las ecuaciones que describen las propiedades electrodinámicas del sistema y las ecuaciones cinéticas relacionadas con los procesos que tienen lugar en el plasma. Una vez resueltos ambos sistemas de ecuaciones, se procede a relacionar sus soluciones de la mejor forma posible. El nexo de unión entre el campo electromagnético y la descarga suele tener la forma de un mecanismo de transferencia de potencia adecuado.

En la figura 1.12 se ha representado esquemáticamente el balance de potencia para una sección elemental de la descarga: aquí se supone que no existe transferencia alguna de energía entre dos secciones adyacentes, es decir, toda la potencia que se extrae del flujo de potencia principal entre las dos secciones definidas por

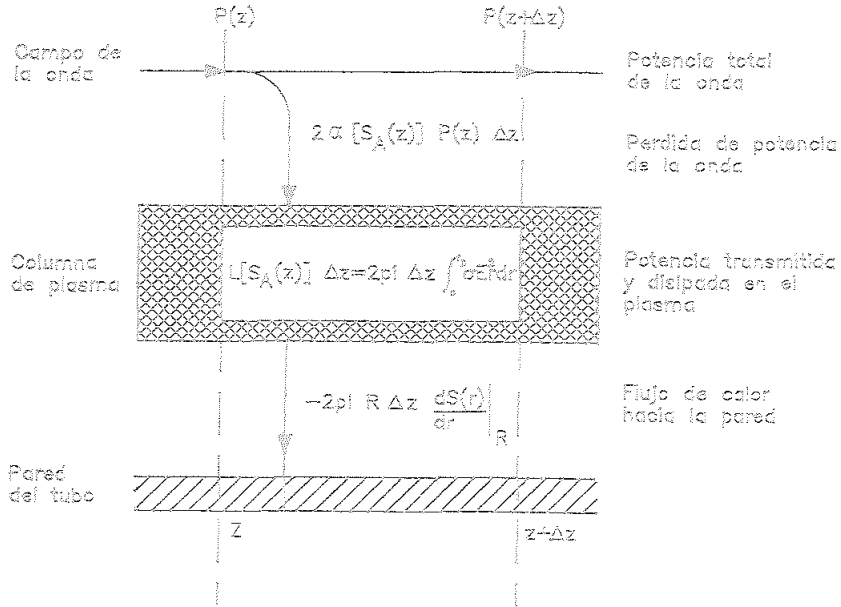


Figura 1.12: Flujo de potencia entre dos secciones de la columna de plasma

z y $z + \Delta z$, es igual a la potencia perdida por flujo de calor hacia las paredes del dispositivo cilíndrico donde tiene lugar la descarga.

El balance de potencia se puede realizar en dos etapas. En la primera se analiza la pérdida de energía, debido al flujo de calor desde el plasma hacia las paredes, en una sección elemental de plasma. La solución de esta parte del problema es similar a la obtenida en el caso de descargas uniformes axialmente (descargas en corriente continua). A partir de este primer resultado se puede obtener una relación formal $L(S_A)$ que liga L , potencia por unidad de longitud extraída del plasma, con S_A , el valor del potencial de flujo de calor en el eje de la descarga. A partir de aquí también se puede obtener la distribución radial $S(r)$ de este potencial.

La segunda etapa del balance de potencia está ya directamente relacionada con la naturaleza específica de las descargas mantenidas por O.S. Ahora se evalúa el proceso de transferencia de potencia desde el campo electromagnético de la onda al plasma; este proceso tiene lugar a medida que la onda se propaga a lo largo de la columna de plasma. De esta forma, se relacionan los procesos de mantenimiento locales, que tienen lugar en secciones consecutivas de la descarga, con el balance de potencia neto que tiene lugar en la columna de plasma considerada globalmente. A partir de este análisis se pueden obtener, para unas condiciones dadas de la descarga (presión del gas, diámetro del tubo, frecuencia de excitación, etc) y para una cantidad $P_0 = P(0)$ de la potencia total suministrada al plasma por el

generador de microondas, las distribuciones del potencial del flujo de calor en el eje, $S_A(z)$, y del flujo de potencia $P(z)$ a través de una sección de $z = \text{constante}$.

Con objeto de llevar a cabo el balance de potencia en una sección transversal de la descarga así como para determinar la distribución radial del potencial de flujo de calor, se usan los mismos métodos que los empleados en el estudio de descargas axialmente uniformes. Los modelos de tipo canal permiten obtener, debido a su sencillez, resultados en forma analítica. Al aplicar los modelos de tipo canal a descargas de alta frecuencia, en contraste con lo que ocurre al aplicarlos a descargas en DC, es preciso tener en cuenta que el campo eléctrico radial no es uniforme: de hecho, el campo eléctrico decrece a medida que nos acercamos al eje de la descarga. Sólo en el caso de que la penetración del campo eléctrico sea muy profunda (efecto pelicular despreciable) se puede suponer que el campo eléctrico es uniforme radialmente, siendo en este caso válido adoptar el mismo modelo canal para descargas de alta frecuencia y de corriente continua.

Por tanto, la no uniformidad del campo es causa de algunas dificultades que, sin embargo, pueden ser obviadas en general para descargas de alta frecuencia si se tiene en consideración el hecho de que el campo eléctrico y la conductividad del plasma experimentan variaciones radiales en sentidos opuestos: el campo aumenta mientras que la conductividad disminuye al alejarnos del eje. En la mayoría de los casos prácticos relacionados con descargas en tubos capilares (efecto pelicular débil o moderado) esto lleva a admitir que $\sigma(S)E^2(r)$, donde $\sigma(S)$ es la conductividad eléctrica del plasma y $E(r)$ el valor efectivo de la intensidad total del campo eléctrico, apenas experimenta variación radial dentro del plasma. Esta hipótesis constituye el principal fundamento de los modelos de tipo canal aplicados a plasmas de alta frecuencia.

Cuando la penetración del campo eléctrico es muy profunda, este modelo es idéntico al más elemental de los de tipo canal ($\sigma = \text{constante}$) usado en descargas de corriente continua. Sin embargo, cuando el efecto pelicular es muy importante, la suposición $\sigma(S)E^2(r) = \text{constante}$ radialmente, deja de ser válida.

1.4.2.1 Ecuaciones de los modelos de tipo canal

Consideremos una descarga estacionaria, axialmente uniforme y mantenida en un tubo cilíndrico dieléctrico. Supongamos también que las pérdidas de energía por radiación son despreciables y que el balance de energía está gobernado por

la conducción radial de calor hacia las paredes que se mantienen a temperatura constante.

Bajo estas condiciones, todas las magnitudes de interés se encuentran distribuidas simétricamente con respecto al eje del tubo, mostrando una variación uniforme a lo largo del mismo. Por lo tanto, para una posición axial dada, la dependencia espacial de estas magnitudes se puede expresar por medio de una función del radio r del tubo.

En condiciones de equilibrio termodinámico local, el balance de energía en la descarga puede ser descrito mediante la ecuación de Elenbaas-Heller

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS(r)}{dr} \right) + \sigma(S) E^2(r) = 0 \quad (1.70)$$

Esta ecuación permite relacionar la distribución radial de la energía depositada en el plasma (término fuente $\sigma(S)E^2(r)$) con la magnitud que determina el transporte de calor hacia la pared, es decir, con el potencial de flujo de calor,

$$S(r) = \int_0^{T(r)} \chi(T) dT \quad \text{ya que} \quad \frac{dS(r)}{dr} = \chi(T) \frac{dT}{dr} \quad (1.71)$$

El significado físico de S se esclarece si tenemos en cuenta que el flujo de calor por unidad de tiempo a través de una sección unidad, es igual a la componente normal del gradiente de S .

La temperatura del plasma en función de la posición radial viene dada por $T(r)$, mientras que $\chi(T)$ y $\sigma(S)$ son las conductividades térmicas y eléctricas del plasma respectivamente. Ambas dependen exclusivamente de la naturaleza del gas considerado. La distribución radial del potencial de flujo de calor ha de verificar que

$$\left(\frac{dS(r)}{dr} \right)_{r=0} = 0 \quad S(R) = 0 \quad (1.72)$$

La última condición equivale a suponer una temperatura constante para la pared; en algunos trabajos se supone, por simplicidad, que esta temperatura es igual a cero ya que esto apenas afecta al valor del flujo de calor calculado.

El término fuente $\sigma(S)E^2(r)$ está relacionado con la potencia L disipada en la descarga por unidad de longitud, a través de la expresión

$$L = 2\pi \int_0^R \sigma(S) E^2(r) r dr \quad (1.73)$$

Como ya se comentó previamente, los modelos de tipo canal son útiles para obtener expresiones analíticas sin tener que incluir en el balance de energía las ecuaciones

del campo electromagnético. Sin embargo, al hacer esto se pierde la relación existente entre la distribución del campo electromagnético y las propiedades del medio objeto de estudio. Como resultado de esto, el conjunto de ecuaciones 1.70-1.73 no resulta suficiente para resolver el problema de la estructura espacial de una descarga mantenida por O.S.

Esta es la razón de que en todos los modelos de tipo canal que se han venido proponiendo desde los años 30 [54] hasta los 70, se introdujeran algunas relaciones adicionales no siempre demasiado convincentes. Durante la década de los 70 [55], [56] y principio de los 80 [57] se han explorado nuevos caminos para solucionar esta deficiencia. Todas estas aproximaciones llegan esencialmente a una misma ecuación que relaciona la distribución radial del potencial del flujo de calor con las propiedades del medio donde tiene lugar la descarga. Esta ecuación podría escribirse, por ejemplo, como

$$\int_0^{S_A} \sigma(S) dS = \int_0^R \frac{\sigma(S)}{r} \left(\int_0^r \sigma(S) E^2(r) r dr \right) dr \quad (1.74)$$

donde $S_A = S(r = 0)$.

Aquí es preciso hacer notar que la solución de la ecuación 1.70 se obtiene en términos de S_A , la cual es todavía una incógnita. Las ecuaciones 1.73 y 1.74 permiten relacionar el valor de S_A con L , es decir, con la potencia por unidad de longitud disipada en el plasma.

La ecuación 1.74 se puede obtener directamente a partir de la ecuación de Elenbaas-Heller mediante una doble integración con respecto de la posición axial: primero de 0 a r y después de 0 a R . Esta ecuación no es realmente independiente; sin embargo, al ser usada conjuntamente con una aproximación analítica para la conductividad eléctrica, es posible obtener una formulación completa del problema. En general, suele ser costumbre usar las siguientes expresiones:

$$\sigma(S) = B_\sigma(S - S_\sigma) \quad \text{para } S \geq S_\sigma \quad \text{ó} \quad \sigma(S) = 0 \quad \text{para } S \leq S_\sigma \quad (1.75)$$

donde B_σ y S_σ son constantes para un gas dado. Podemos pues sustituir esta relación analítica por $\sigma(S)$ en la parte derecha de la ecuación 1.74 y realizar la correspondiente integración.

De esta forma, la distribución radial del potencial de flujo de calor $S(r)$ se obtiene a partir de las ecuaciones 1.70 y 1.73 en términos de las incógnitas S_A y $L(S_A)$. Una vez que conocemos $\sigma(S)$, en la parte izquierda de la ecuación

1.74. podemos utilizar esta ecuación para determinar el valor de S_A dada una densidad de potencia L . En consecuencia, las ecuaciones 1.70, 1.73 y 1.74 forman un conjunto completo que nos puede servir para obtener $S(r)$, suponiendo que conozcamos el radio del tubo de descarga R , la densidad de potencia axial L y las funciones $\chi(T)$ y $\sigma(S)$ que como ya hemos comentado sólo dependen de la naturaleza del gas empleado.

1.4.2.2 Modelos de tipo canal para descargas de alta frecuencia en condiciones de efecto pelicular ("skin") moderado

La esencia de los modelos de tipo canal se encuentra en la división que se establece en el volumen de la descarga entre zonas activas y zonas inactivas: en una descarga con geometría cilíndrica, estas zonas corresponden respectivamente a unos dominios coaxiales en los que la deposición de potencia es diferente de cero y nula (zona inactiva).

En general, la zona activa tiene forma de cilindro dentro del cual la densidad de potencia transferida desde el campo electromagnético al plasma, $\sigma(S)E^2(r)$, se supone uniforme. El radio externo, r_p , de la zona activa suele recibir el nombre de radio del plasma, siendo calculado también a través del modelo. Se considera entonces que cuando el efecto pelicular es moderado, la distribución radial de la potencia disipada es

$$\sigma(S)E^2(r) \simeq \overline{\sigma E^2} = \text{Cte} \quad \text{para } r \leq r_p \quad \text{y} \quad \sigma(S)E^2(r) = 0 \quad \text{para } r > r_p \quad (1.76)$$

la forma de la ecuación de Elenbaas-Heller en la zona activa queda entonces

$$\frac{d^2 S(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dS(r)}{dr} + \overline{\sigma E^2} = 0 \quad (1.77)$$

mientras que fuera de la zona activa se reduce a

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dS(r)}{dr} \right) = 0 \quad (1.78)$$

la potencia disipada por unidad de longitud en la descarga, dada por la ecuación 1.73, queda como

$$L = \pi r_p^2 \overline{\sigma E^2} \quad (1.79)$$

A partir de la ecuación 1.74 se tiene entonces que

$$\int_0^{S_A} \sigma(S) dS = \frac{LB_\sigma}{2\pi r_p^2} \int_0^{r_p} (S(r) - S_c) r dr \quad (1.80)$$

Las ecuaciones 1.79 y 1.80 junto con 1.70 constituyen el conjunto completo de ecuaciones para un modelo de tipo canal.

En lo que respecta a las condiciones de contorno y teniendo en cuenta que el flujo de potencia a través de la interfase entre la zona activa y la exterior ha de ser continuo, es preciso añadir la condición:

$$L = -2\pi r_p \left(\frac{dS(r)}{dr} \right)_{r=r_p} \quad (1.81)$$

la cual establece que el flujo de calor a través de la periferia ($r = r_p$) de la zona activa ha de ser igual a la potencia disipada dentro del plasma. Al resolver este conjunto de ecuaciones se obtiene la distribución radial del potencial de flujo de calor

$$S(r) = S_A - \frac{L}{4\pi} \left(\frac{r}{r_p} \right)^2 \quad \text{para } r \leq r_p \quad (1.82)$$

y

$$S(r) = -\left(\frac{L}{2\pi} \right) \ln(r/R) \quad \text{para } r_p \leq r \leq R \quad (1.83)$$

así como la caída de este potencial en la zona activa

$$S_A - S_P = \frac{L}{4\pi} \quad (1.84)$$

donde $S_P = S(r_p)$.

El radio del plasma se obtiene a partir de la ecuación 1.83, que puede escribirse como:

$$\frac{r_p}{R} = \exp(-2\pi S_P/L) \quad (1.85)$$

Además la dependencia de S_A y S_P con L viene dada por:

$$\frac{1}{\sigma(S_A) + \sigma(S_P)} \int_0^{S_A} \sigma(S) dS = \frac{L}{8\pi} \quad (1.86)$$

donde S_A y S_P se encuentran relacionadas mediante la ecuación 1.84. Como para cierto gas la función $\sigma(S)$ será conocida, la ecuación 1.86 establece una relación directa entre S_A y L ; encontrándose así la función $L(S_A)$ que faltaba.

1.4.2.3 Distribución de potencia y estructura axial de las descargas mantenidas por O.S

Al suponer que localmente se cumple que para cualquier posición axial la potencia perdida por la onda es igual a la disipada en el plasma, se tiene por

definición que

$$\frac{P(z)}{dz} + L(S_A) = 0 \quad (1.87)$$

donde L está expresada en términos de la distribución axial del potencial de flujo de calor $S_A(z)$.

Teniendo en cuenta ahora que el coeficiente de atenuación de la onda se puede expresar en términos de las pérdidas óhmicas como:

$$\alpha = -\frac{1}{P(z)} \frac{dP(z)}{dz} = \left(\pi \int_0^R \sigma(S) E^2(r) r dr \right) (P(z))^{-1} \quad (1.88)$$

y sustituyendo en la ecuación de balance de potencia 1.87, se obtiene

$$2\alpha(S_A)P(z) = L(S_A) \quad (1.89)$$

Tomando la derivada logarítmica en 1.89 con respecto de z se llega a

$$\frac{dS_A}{dz} = 2\alpha(S_A) \left(\frac{1}{\alpha(S_A)} \frac{d\alpha(S_A)}{dS_A} - \frac{1}{L(S_A)} \frac{dL(S_A)}{dS_A} \right)^{-1} \quad (1.90)$$

La ecuación 1.90 se resuelve al integrar directamente, con lo que se obtiene $S_A(z)$. Imponiendo al principio de la columna (en el lanzador de ondas) que $S_A(0) = S_{A_0}$, se obtiene

$$2\alpha_0 z = 1 - \frac{\alpha_0}{\alpha(S_A)} - \int_{S_{A_0}}^{S_A(z)} \frac{\alpha_0}{\alpha(S_A)} \frac{1}{L(S_A)} \frac{dL(S_A)}{dS_A} dS_A \quad (1.91)$$

donde $\alpha_0 = \alpha(S_{A_0})$ es el coeficiente de atenuación en $z = 0$. Para unas condiciones dadas de la descarga, $L(S_A)$ y $\sigma(S_A)$ son relaciones funcionales conocidas. Por lo tanto, la ecuación 1.91 nos proporciona una expresión analítica aunque implícita para la distribución del potencial de flujo de calor a lo largo del eje.

A partir de este resultado se pueden obtener directamente la temperatura y la densidad electrónica: en condiciones de equilibrio se encuentran unívocamente relacionadas, en cualquier punto del volumen del plasma, con el valor correspondiente de S . La distribución axial del flujo total de potencia transportado por la onda se obtiene a partir de la ecuación 1.89.

Sólo resta indicar que el valor de la condición de contorno, $S_A(0) = S_{A_0}$, necesario para resolver la ecuación 1.90 depende exclusivamente de la potencia total, P_0 , suministrada en el origen de la columna de plasma. Este valor S_{A_0} se obtiene al resolver

$$P_0 = P(0) = \frac{L(S_{A_0})}{2\alpha(S_{A_0})} \quad (1.92)$$

1.4.2.4 Modelo canal para descargas mantenidas por O.S: estructura espacial de la descarga

A partir de los resultados expuestos en los apartados anteriores, se puede obtener la distribución espacial del potencial de flujo de calor para el caso de una descarga mantenida por O.S. Se obtiene entonces que

$$S(r, z) = S_A(z) - \left(\frac{L(S_A)}{4\pi} \frac{r^2}{r_p^2(z)} \right) \quad \text{para } r \leq r_p \quad (1.93)$$

y

$$S(r, z) = - \left(\frac{L(S_A)}{2\pi} \right) \ln \left(\frac{r}{R} \right) \quad \text{para } r \leq r \leq R \quad (1.94)$$

con

$$L(S_A) = \frac{8\pi}{\sigma(S_A) + \sigma(S_P)} \int_0^{S_A(z)} \sigma(S) dS \quad (1.95)$$

$$r_p(z) = \text{Re} \exp \left(\frac{-2\pi S_P(z)}{L(S_A)} \right) \quad (1.96)$$

y

$$S_P(z) = S_A(z) - \frac{L(S_A)}{4\pi} \quad (1.97)$$

con lo que se describe completamente, de acuerdo a los modelos tipo canal, la estructura de las descargas mantenidas por O.S.

Al igual que en el caso de arcos producidos por corriente continua en condiciones de equilibrio termodinámico, el comportamiento de una descarga de alta frecuencia bajo unas determinadas condiciones, depende fuertemente de la potencia L por unidad de longitud disipada en el plasma. Tanto la temperatura como la densidad electrónica y el radio del plasma aumentan linealmente a medida que crece la potencia, P_0 , suministrada al plasma. Al aumentar P_0 aumenta la longitud de la descarga sin que se experimenten cambios en la columna de plasma preexistente.

Como conclusión se puede decir, que el principal atractivo de los modelos de tipo canal reside en su simplicidad y en el hecho de poder proporcionar relaciones analíticas entre la potencia suministrada al plasma y la distribución espacial del potencial del flujo de calor en descargas de radiofrecuencia y microondas mantenidas por onda de superficie. Los resultados obtenidos de esta forma son, sin embargo, muy cualitativos ya que en estos modelos no se hace ninguna hipótesis sobre los diferentes procesos cinéticos que tienen lugar en el plasma y cómo podrían afectar a los valores de temperatura y densidad electrónica obtenidos.

1.5 Objetivo de la tesis

El objetivo fundamental de esta memoria es el de aportar una descripción teórica sencilla de los plasmas de argón producidos en descargas de alta frecuencia en régimen de baja y alta presión ($p=1$ atm).

En la actualidad este tipo de descargas goza de gran interés ya que, por ejemplo, mediante el empleo de técnicas de espectroscopia de emisión atómica se pueden realizar análisis de excitación espectroquímica de muy bajo coste energético. En régimen de presión atmosférica, este tipo de plasmas constituye un medio muy eficaz para excitar e ionizar átomos y moléculas con vistas a su utilización en química de plasmas, tratamiento de superficies y últimamente también para obtener haces de átomos metaestables.

A presiones reducidas existen numerosos estudios teóricos de descargas de onda de superficie; por ejemplo, los trabajos de Ferreira 1981 [58], 1986 [59], Moisan y Zakrzewski 1986 [60], Ferreira y Moisan 1988 [43]. Sin embargo, a presión atmosférica apenas existen trabajos teóricos sobre la estructura axial de este tipo de descargas.

El presente estudio pretende arrojar alguna luz sobre este problema. Sin embargo, un tratamiento exacto del mismo requeriría resolver de modo autoconsistente las ecuaciones de los procesos que sustentan el plasma en la descarga así como las ecuaciones del campo electromagnético.

La aproximación que hemos adoptado en uno de los modelos propuestos consiste en resolver por separado las ecuaciones de Maxwell para el campo electromagnético y acoplar después la solución obtenida a un modelo hidrocínético que nos va a permitir describir la estructura axial de un plasma de argón a presión atmosférica.

Con objeto de estudiar los diferentes procesos que contribuyen a alejar a los plasmas de su estado de equilibrio termodinámico se han venido usando, desde principios de la década de los 60, los modelos colisionales-radiativos (CR); sobre ellos ya hablamos anteriormente en el apartado 1.4.2 de esta introducción. Hay sin embargo dos aspectos de estos modelos sobre los que merece la pena hacer aquí un breve comentario adicional.

En primer lugar, parece ser un hecho experimental suficientemente corroborado que, en general, es en los niveles energéticos inferiores donde se aprecia un alejamiento sensible con respecto del equilibrio (más importante a presión at-

mosférica que a presiones reducidas); esto resulta ser particularmente cierto en el caso del argón, ya que su estructura de niveles de energía es bastante peculiar: existe un gran alejamiento energético entre el primer estado excitado y los inmediatamente superiores.

El segundo aspecto que merece la pena resaltar es que los modelos CR, tal y como se presentan actualmente, son lineales ya que las posibles no linealidades de las ecuaciones de balance aparecen ligadas a ciertos procesos que involucran la densidad electrónica, la cual no suele considerarse como una incógnita sino como un parámetro externamente impuesto al modelo. Esta linearización de las ecuaciones tiene además algunas implicaciones físicas de interés que comentamos a continuación.

La manera habitual de presentar las propiedades de un plasma en términos de la densidad y temperatura electrónicas como parámetros no parece ser la más adecuada porque puede introducir en el plasma un alejamiento adicional respecto del equilibrio ya que el plasma puede no ser capaz de "generar" la densidad electrónica impuesta externamente para una cierta temperatura electrónica. Por lo tanto, una forma más apropiada de mostrar las propiedades de un plasma estacionario fuera del equilibrio, podría consistir en expresarlas en función de la densidad total de partículas ó presión (a través de la ley de Dalton), y de la temperatura electrónica, siendo ésta una representación de la energía térmica media de los electrones en el plasma.

Para poder describir de modo general una descarga estacionaria de alta frecuencia en condiciones de presión baja y atmosférica, usamos un modelo colisional-radiativo no lineal de tres niveles aplicado a un plasma monoatómico de argón. Este modelo es susceptible de ser resuelto de forma analítica, por lo que podremos conocer con bastante detalle los mecanismos que contribuyen a alejar el plasma de su estado de equilibrio. Además de los diferentes procesos cinéticos considerados (ionización directa, por etapas, excitación, recombinación de tres cuerpos, etc), también hemos incluido procesos de transporte de materia como la difusión ambipolar. Los procesos radiativos se han incluido haciendo uso del concepto de factor óptico de escape, los cuales permiten evaluar de forma aproximada la cantidad de radiación que escapa del plasma.

El modelo CR antes mencionado se ha resuelto analíticamente, para argón y con presiones comprendidas entre 0.1 Torr y 10 Torr, suponiendo que la tempe-

ratura electrónica y la presión son parámetros; de esta forma se pueden determinar las densidades de población del estado fundamental, la del primer estado excitado y la densidad electrónica.

Al considerar difusión ambipolar para las presiones más bajas ($0.1 \text{ Torr} \leq p \leq 2.8 \text{ Torr}$), se comprueba que el plasma puede tener acceso a dos estados diferentes, siendo ambos físicamente posibles. Este resultado está relacionado con la naturaleza no lineal del modelo, asunto éste que es obviado en la inmensa mayoría de los trabajos publicados hasta la fecha sobre este tema. Cuando las soluciones físicamente posibles son sometidas a un análisis de estabilidad lineal, se constata que justo la que concuerda razonablemente bien con los resultados experimentales disponibles es inestable. Sin embargo, al hacer algunas simplificaciones en el modelo, la única solución que ahora se obtiene reproduce sorprendentemente bien los valores de la solución que antes era inestable.

Como consecuencia de todo esto, deducimos que son los procesos de recombinación radiativa, incluidos inicialmente en el modelo, los que hacían inestable la solución que reproduce razonablemente bien la situación experimental observada en el laboratorio. A baja presión parece ser pues que, según este modelo, los mecanismos responsables del estado de no equilibrio del plasma no son tanto los procesos radiativos, como aquellos otros relacionados con el transporte de materia (difusión ambipolar). A presiones un poco más altas (6 y 10 Torr) el modelo se ha resuelto en régimen homogéneo, es decir, sin considerar difusión ambipolar. En este caso, los procesos radiativos son los responsables directos del estado de no equilibrio del plasma.

Con estos resultados se ha realizado un balance de potencia para los electrones de la descarga, verificándose que el campo eléctrico que mantiene al plasma no se impone externamente sino que, por el contrario, viene determinado por los procesos de creación y aniquilación de partículas cargadas en el interior del plasma.

Este balance de potencia también nos permite poner de manifiesto que a las presiones más bajas (0.1 — 2.8 Torr), se obtienen unas leyes de semejanza para el campo efectivo de mantenimiento de la descarga y para la potencia absorbida por electrón.

En lo que respecta al estudio de la estructura axial de una descarga en argón producida y mantenida por onda de superficie a presión atmosférica, se ha elaborado un modelo hidrocínético monodimensional que nos permite determinar, en

condiciones de presión atmosférica, la influencia, entre otras magnitudes, del flujo de gas sobre los perfiles axiales de densidad y temperatura electrónica, así como sobre el de la densidad de población del primer estado excitado de un plasma de argón.

Sólo nos resta presentar a continuación la estructura de la presente memoria. En el capítulo segundo se describe en detalle el modelo colisional-radiativo de tres niveles usado así como algunas de las implicaciones derivadas de su carácter no lineal. En el capítulo tercero se aplica el modelo CR de tres niveles a situaciones de baja presión realizándose además un balance de potencia del que se deducen algunas de las magnitudes características más comunmente usadas para describir los plasmas producidos por onda de superficie.

El capítulo cuarto está dedicado a desarrollar el modelo hidrocínético que hemos utilizado para abordar el estudio de la estructura axial de un plasma de argón producido por O.S a presión atmosférica.

Por último, las principales conclusiones obtenidas en este trabajo se encuentran contenidas en el capítulo quinto.



Capítulo 2

Modelo de tres niveles y estabilidad

2.1 Introducción

El propósito del presente capítulo es el de describir una primera aproximación microscópica y analítica que nos va a permitir determinar las densidades de población electrónica, de átomos excitados y de átomos en su estado fundamental de un plasma de argón en estado estacionario y alejado del equilibrio termodinámico.

Para hacer esto de forma totalmente rigurosa sería necesario considerar, (i) la función de distribución de los electrones, (ii) la producción de electrones y átomos excitados en el plasma, y (iii) el transporte de radiación en el interior del plasma. La formulación en términos matemáticos de este problema requeriría pues de tres conjuntos de ecuaciones acopladas: (i) una jerarquía de ecuaciones de balance que diera cuenta de la variación de las poblaciones de los diferentes niveles atómicos excitados así como de los cambios en la densidad electrónica, (ii) una ecuación de Boltzmann para los electrones que debería considerar procesos inelásticos, y (iii) una ecuación de transporte radiativo dentro del plasma.

La solución de estos tres grupos de ecuaciones nos proporcionaría información sobre las propiedades microscópicas del plasma, incluyendo densidad y temperatura electrónica, función de distribución de energía para los electrones libres del plasma, poblaciones de los diferentes estados excitados así como intensidades espectrales de línea.

Sin embargo, al intentar aplicar esta metodología a un plasma de argón surgen varias dificultades. La primera está relacionada con la falta de datos fiables sobre las secciones eficaces de colisión para las transiciones atómicas superiores. Por otra parte, el mecanismo de reabsorción de fotones en un plasma de argón fuera del equilibrio no está cuantitativamente bien descrito en la bibliografía actual.

Estas razones son la principal causa de que exista una cierta incertidumbre de fondo a la hora de calcular los coeficientes de reacción que aparecen en las ecuaciones de balance y en la ecuación del transporte radiativo en el plasma. Todas estas dificultades, junto con la compleja resolución del sistema de ecuaciones acopladas, hacen pensar en algunas posibles simplificaciones que permitan obtener una solución aproximada, aunque fiable, del problema. La complejidad matemática se reduce de manera considerable si usamos, como ya se hizo con éxito para el hidrógeno atómico [61] [62], un modelo de tres niveles (nivel fundamental, un estado excitado y el continuo de energía) para representar la estructura atómica del argón [53]. De esta forma no es preciso tener un conocimiento exacto de las secciones eficaces de colisión de un gran número de niveles excitados superiores; las que, por otra parte, no son bien conocidas hoy en día.

La estructura de niveles energéticos del átomo de argón sugiere que este modelo puede resultar tan válido para el argón como para el hidrógeno: la energía del primer nivel excitado (4s) del argón es aproximadamente 1.4 eV mayor que la energía del primer nivel excitado ($n=2$, siendo n el número cuántico principal) del hidrógeno. Además, la separación energética entre el primer estado excitado (4s) del argón y el segundo (4p) resulta comparable a la existente entre los niveles $n = 2$ y $n = 3$ del hidrógeno atómico.

Parece pues, que la influencia de los estados excitados superiores en el argón no debería ser superior de lo que lo es en hidrógeno. Esto debería ser cierto siempre que las secciones eficaces de excitación de los estados superiores del argón, no bien conocidas en la actualidad, no sean excepcionalmente elevadas. Sin embargo, al no considerar los niveles 4p se subestiman los procesos de recombinación colisional y radiativa. También es interesante comentar que, al igual que en los sistemas de estructura atómica similar al neón, los coeficientes de excitación para los niveles 4p son probablemente mayores, hasta quizás un orden de magnitud [63], que los del nivel 4s. En cualquier caso, la última palabra sobre la idoneidad o no del modelo de tres niveles aplicado al argón sólo podría venir de un detallado análisis

numérico que tuviera en cuenta un gran número de niveles (semejante al realizado en las referencias [61] y [62]). Sin embargo, tal análisis no sería demasiado útil para el argón ya que actualmente no se dispone de juegos de secciones eficaces de excitación fiables para los niveles altos.

En caso de llevarse a cabo este análisis mediante el uso de secciones eficaces estimativas, podrían obtenerse unos resultados más imprecisos que los que resultan de adoptar un esquema simplificado de tres niveles.

El problema del transporte radiativo ha sido resuelto haciendo uso del concepto de factor de escape, introducido por Hosstein [64]; de esta forma se puede eliminar la ecuación para el transporte de radiación. Este tratamiento permite dar una descripción aceptable de la reabsorción de radiación en aquellas situaciones en las que los factores de escape puedan considerarse constantes.

El presente modelo colisional-radiativo (CR) no lineal ha sido aplicado al estudio de plasmas con energías electrónicas medias de algunos eV; con lo que la energía electrónica media se encuentra muy por debajo del umbral de excitación del primer nivel excitado (11.6 eV). También se ha estudiado el comportamiento del plasma bajo condiciones de una cierta inhomogeneidad espacial provocada por la inclusión de procesos de difusión ambipolar, pudiéndose cuantificar de forma aproximada la "intensidad" de la perturbación que provocaría que el plasma pasase de un régimen homogéneo (sin difusión) a otro no homogéneo controlado por difusión. Además, la función de distribución de energía de los electrones libres (f_{dee}) se ha supuesto Maxwelliana por simplicidad.

Teniendo pues en cuenta todas estas condiciones, el modelo de tres niveles nos permite determinar analíticamente la densidad electrónica, la del primer estado excitado así como la del nivel fundamental en función de los parámetros del plasma (presión, radio, temperatura electrónica y del gas). Es importante destacar aquí, que la densidad electrónica, al contrario de lo que sucede en los modelos CR lineales [51] [52], no es un parámetro sino una variable más que se obtiene al resolver el modelo.

Es justamente la naturaleza no lineal del modelo y el hecho de ser resoluble analíticamente lo que nos permite analizar el comportamiento del plasma desde una perspectiva ligeramente distinta a la de los tradicionales modelos colisionales-radiativos lineales.

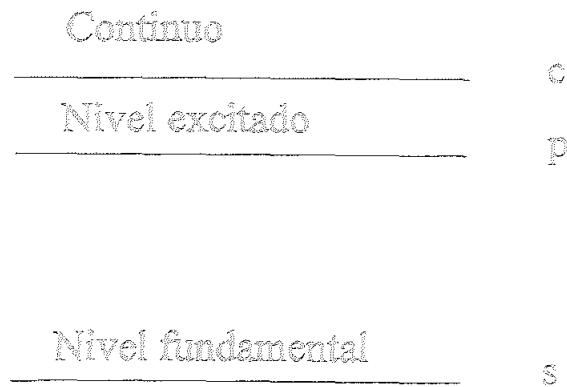


Figura 2.1: Estructura de niveles de energía del átomo de argón

2.2 Modelo atómico

La estructura atómica del argón presenta la peculiaridad de que entre los cuatro primeros estados excitados del argón (el estado $3p^5 4s \ ^1P_1$ y los tres estados $3p^5 4s$ ($\ ^3P_0$, $\ ^3P_1$ y $\ ^3P_2$) y los estados excitados superiores [65] existe una apreciable separación energética. Además, como la separación entre estos cuatro niveles inferiores es muy pequeña, el modelo de tres niveles se puede usar considerando que el estado $3s^2 3p^6 \ ^1S_0$ es el nivel fundamental y que el estado iónico $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2}$ es el continuo de energía. Podemos considerar que el nivel excitado del modelo se encuentra constituido por el estado $3p^5 4s \ ^1P_1$ y los estados $\ ^3P_0$, $\ ^3P_1$, $\ ^3P_2$ respectivamente.

El estado fundamental, el primer estado excitado y el continuo de energía del átomo serán designados, de aquí en adelante, con las letras *s*, *p* y *c*, respectivamente. La figura 2.1 muestra la estructura de niveles del modelo de átomo de argón considerado.

Dos de los cuatro estados del nivel *p* son metaestables ($3s^2 3p^5 4s \ ^3P_0$) y ($3s^2 3p^5 4s \ ^3P_2$) con vidas medias inferiores al segundo. Los otros dos estados ($3s^2 3p^5 4s \ ^1P_1$) y ($3s^2 3p^5 4s \ ^3P_1$) son resonantes y tienen unas vidas medias de $1.96 \cdot 10^{-9}$ y $8.4 \cdot 18^{-9}$ segundos, respectivamente.

La transición $3s^2 3p^6 \ ^1S_0 \rightarrow 3s^2 3p^5 4s \ ^1P_1$ produce una línea espectral con una

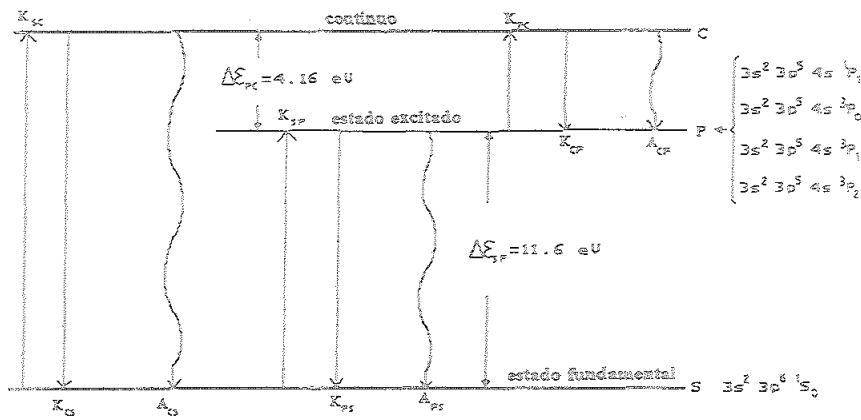


Figura 2.2: Transiciones colisionales y radiativas consideradas

longitud de onda de 1048.2 Å, mientras que la transición $3s^2 3p^6 1S_0 \rightarrow 3s^2 3p^5 4s 3P_1$ produce una línea con una longitud de onda de 1066.7 Å.

La energía umbral de excitación del nivel p se ha elegido como $\Delta\epsilon = 11.6 \text{ eV}$, ya que los respectivos umbrales de excitación para cada uno de los cuatro estados que forman el nivel p son: $\Delta\epsilon(1P_1) = 11.83 \text{ eV}$, $\Delta\epsilon(3P_0) = 11.74 \text{ eV}$, $\Delta\epsilon(3P_1) = 11.62 \text{ eV}$ y $\Delta\epsilon(3P_2) = 11.55 \text{ eV}$. Los umbrales de ionización del nivel fundamental s y del estado excitado p son $\Delta\epsilon_{sc} = 15.76 \text{ eV}$ y $\Delta\epsilon_{pc} = 4.16 \text{ eV}$, respectivamente.

2.3 Ecuaciones del modelo

El modelo de tres niveles que hemos adoptado incluye algunos de los aspectos más significativos de la estructura energética del argón. Además presenta la notable característica de poderse resolver analíticamente.

Las transiciones atómicas, colisionales y radiativas, consideradas en este modelo se encuentran representadas en la figura 2.2.

Si suponemos que el plasma de argón es eléctricamente neutro, que no existen estados iónicos excitados y que, en principio, el plasma es espacialmente inhomogéneo (presencia de fenómenos de difusión), el conjunto de ecuaciones que determinan los cambios en las poblaciones de los niveles s, p y en la densidad

electrónica es [66]

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = n_e n_p k_{ps} + n_e^3 k_{cs} + n_p^2 A_{ps}^{ef} + n_e^2 A_{cs}^{ef} - n_e n_s (k_{sp} k_{sc}) + D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_e n_s k_{sp} + n_e^3 k_{cp} + n_e^2 A_{cp}^{ef} - n_e n_p (k_{pc} + k_{ps}) - n_p A_{ps}^{ef} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e n_s k_{sc} + n_e n_p k_{pc} - n_e^3 (k_{cs} + k_{cp}) - n_e^2 (A_{cs}^{ef} + A_{cp}^{ef}) - D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} \quad (2.3)$$

Conservándose el número total de partículas, n_a .

$$n_a = n_e + n_p + n_s \quad (2.4)$$

donde n_e , n_p y n_s son la densidad electrónica, la del nivel p y la del fundamental, s , respectivamente.

Las expresiones 2.1-2.3 son ecuaciones de continuidad, primer momento de la ecuación de Boltzmann, en las que el término de difusión sigue la ley de Fick, es decir, se ha supuesto que la difusión es consecuencia de la existencia de un gradiente en la densidad electrónica.

Los coeficientes de reacción, k_{ij} , para los procesos de excitación e ionización colisional por impacto electrónico son de la forma

$$k_{ij} = \frac{8\pi}{m_e^2} \int_{\Delta\epsilon_{ij}}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) q_{ij}(\epsilon) d\epsilon \quad (2.5)$$

donde m_e es la masa electrónica y $q_{ij}(\epsilon)$ es la sección eficaz para procesos colisionales de excitación o ionización, siendo $\Delta\epsilon_{ij}$ la energía umbral del proceso (energía mínima necesaria para excitar o ionizar el átomo).

La función de distribución de energía de los electrones esta normalizada como

$$\frac{\pi\sqrt{32}}{m_e^{3/2}} \int_0^{\infty} \sqrt{\epsilon} f(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad (2.6)$$

Para plasmas en los que kT_e es mucho menor que la correspondiente energía umbral, los coeficientes de reacción para procesos de desexcitación y recombinación colisional son

$$k_{ij} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(\frac{\Delta\epsilon_{ij}}{kT_e}\right) k_{ji} \quad (2.7)$$

y

$$k_{ej} = \frac{g_j}{g_e g_c} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\Delta\epsilon_{jc}}{kT_e}\right) k_{jc} \quad (2.8)$$

donde g_j, g_e y g_c son los pesos estadísticos del nivel j , los electrones ($g_e = 2$), y el estado fundamental de los iones, respectivamente. Las constantes de Planck y Boltzmann son h y k respectivamente, siendo T_e la temperatura electrónica.

Las relaciones 2.7 y 2.8 resultan de aplicar el principio de balance detallado a los coeficientes de reacción, lo cual sólo es estrictamente válido cuando la función de distribución es Maxwelliana, como en nuestro caso.

La magnitud A_{ps}^{ef} que aparece en las ecuaciones 2.1 y 2.2 es una medida cuantitativa de la desexcitación radiativa del nivel excitado p

$$A_{ps}^{ef} = \Lambda_{ps} A_{ps} \quad (2.9)$$

donde A_{ps} es el coeficiente de Einstein para la emisión espontánea de radiación y Λ_{ps} es el factor de escape de Holstein para la transición $p \rightarrow s$. El coeficiente A_{ps}^{ef} también tiene en cuenta, a través del factor de escape, los procesos de fotoionización.

El factor de escape es un número comprendido entre cero (para plasmas ópticamente gruesos con respecto de la línea espectral producida en una determinada transición) y uno (en plasmas delgados con respecto de la línea espectral).

Las magnitudes A_{cj}^{ef} en las ecuaciones 2.1-2.3 son coeficientes de reacción efectivos asociados a las transiciones radiativas $c \rightarrow p$ y $c \rightarrow s$. Estos coeficientes consideran, a través de los factores de escape Λ_{cj} , a los procesos de recombinación radiativa y de fotoionización.

$$A_{cj}^{ef} = \Lambda_{cj} \frac{8\pi}{m_e^2} \int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) q_{cj}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.10)$$

donde $q_{cj}(\varepsilon)$ es la sección eficaz de recombinación radiativa para la transición $c \rightarrow j$.

Por tanto, el problema de la reabsorción de radiación en el plasma se reduce a sustituir la solución exacta de la ecuación de transporte radiativo en el plasma por unos parámetros macroscópicos como los factores de escape. Los factores de escape de radiación para las transiciones libre-ligado se han supuesto iguales a uno, es decir, hacemos la suposición de que las líneas procedentes del continuo de energía apenas son atrapadas en el plasma. Por contra, para calcular el factor de escape Λ_{ps} , suponemos que la línea espectral sp se encuentra ensanchada como consecuencia de la acción simultánea de los efectos Doppler y colisional [67]. A la presión de 1 atmósfera, Λ_{ps} tiene un valor aproximado de 10^{-3} .

El coeficiente de difusión ambipolar utilizado tiene la forma [68]

$$D_a = 3.8 \cdot 10^{-4} \frac{(T_e + T_g) T_g}{p} \text{ cm}^2/\text{s} \quad (2.11)$$

donde T_g es la temperatura del gas. En un plasma de argón producido y mantenido por O.S a 1 atm, se puede suponer con buena aproximación que T_g tiene un valor constante y aproximadamente igual a 1500 K.

Teniendo en cuenta la ecuación 2.4 podemos reducir el sistema 2.1-2.3 a sólo dos ecuaciones

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = en_e^3 + fn_e^2 - gn_e - hn_en_s - in_s + j + D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -an_e^3 - bn_e^2 + cn_e + dn_en_s - D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} \quad (2.13)$$

donde el término $D_a(\partial^2 n_e)/(\partial r^2)$, que da cuenta de la difusión ambipolar, ha sido aproximado por la expresión $D_a n_e/L_d^2$; siendo $L_d = a/2.405$ la longitud característica del primer modo de difusión en un tubo cilíndrico infinito de radio $r = a$.

Los coeficientes $a-j$ son, según tengamos un plasma espacialmente homogéneo (H) o inhomogéneo (NH):

$$a = k_{cs} + k_{cp} \quad (2.14)$$

$$b = A_{cs}^{ef} + A_{cp}^{ef} + k_{pc} \quad (2.15)$$

$$d = k_{sc} - k_{pc} \quad (2.16)$$

$$e = k_{cs} \quad (2.17)$$

$$f = A_{cs}^{ef} - k_{ps} \quad (2.18)$$

$$h = k_{sp} + k_{ps} + k_{sc} \quad (2.19)$$

$$i = A_{ps}^{ef} \quad (2.20)$$

y

$$j = n_a A_{ps}^{ef} \quad (2.21)$$

para ambos casos, mientras que se tiene para el caso homogéneo

$$c_1 = n_a k_{pc} \quad (2.22)$$

$$g_1 = A_{ps}^{ef} - n_a k_{ps} \quad (2.23)$$

$$D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} = 0 \quad (2.24)$$

y para el caso inhomogéneo

$$c_2 = n_a k_{pc} - \frac{D_a}{L_d^2} \quad (2.25)$$

$$g_2 = A_{ps}^{\epsilon f} - \frac{D_a}{L_d^2} - n_a k_{ps} \quad (2.26)$$

$$D_a \frac{\partial^2 n_\epsilon}{\partial r^2} = D_a \frac{n_\epsilon}{L_d^2} \quad (2.27)$$

2.4 Secciones eficaces y coeficientes de reacción para el argón

A la hora de hacer cálculos es conveniente tener las secciones eficaces apropiadas expresadas en la forma [53]

$$Q_{ij}(\epsilon) = \begin{cases} 0 & \text{para } \epsilon \leq \Delta\epsilon_{ij} \\ b_{ij}(1 - \Delta\epsilon_{ij}/\epsilon) & \text{para } \Delta\epsilon_{ij} < \epsilon \leq \Delta\epsilon'_{ij} \\ B_{ij}\epsilon^{\alpha_{ij}} & \text{para } \Delta\epsilon'_{ij} \leq \epsilon \end{cases} \quad (2.28)$$

donde b_{ij} , B_{ij} y α_{ij} son constantes y los subíndices ij denotan *sp*, *sc* o *pc*. Estas constantes pueden ser determinadas al ajustar la expresión 2.70 a las secciones eficaces medidas.

La sección eficaz Q'_{sp} asociada a la excitación por impacto electrónico desde el estado fundamental a los estados metaestables 3P_0 y 3P_2 ha sido tomada de las medidas realizadas por Lloyd [69]. Estas medidas están razonablemente de acuerdo, en el rango de energías de interés, con las realizadas por Pichanick y Simpson [70]. Las secciones eficaces Q''_{sp} y Q'''_{sp} para la excitación por impacto electrónico desde el nivel fundamental a los estados radiativos 1P_1 y 3P_1 , respectivamente, se han tomado de las medidas realizadas por McConkey y Donaldson [71], mostrando un buen acuerdo con las medidas de DeJongh y van Eck [72] para la excitación de la línea de 1048 Å.

Por tanto, para calcular la sección eficaz efectiva para la excitación colisional electrónica desde el nivel *s* al *p*, es preciso promediar sobre las aproximaciones analíticas de las secciones eficaces Q'_{sp} , Q''_{sp} y Q'''_{sp} . Las correspondientes constantes de ajuste para estas secciones eficaces aparecen en la Tabla I.



Tabla I					
Q_{ij}	$b_{ij}(cm^2)$	$B_{ij}(cm^2eV)$	$\Delta\varepsilon_{ij}(eV)$	$\Delta\varepsilon'_{ij}(eV)$	α_{ij}
Q'_{sp}	6.43×10^{-17}	6.61×10^{-18}	11.68	22	1
Q''_{sp}	4.45×10^{-17}	8.41×10^{-17}	11.83	30	0.33
Q'''_{sp}	3.85×10^{-17}	6.30×10^{-18}	11.62	28	1
Q_{sp}	6×10^{-17}	6.24×10^{-16}	11.60	22	1
Q_{sc}	3.80×10^{-16}	2.94×10^{-14}	15.76	93	1
Q_{pc}	2×10^{-15}	3.56×10^{-15}	4.16	9.7	1/2

Con objeto de simplificar las expresiones de los coeficientes de reacción, admitimos la suposición de que se pueden calcular con la parte de sección eficaz cercana al umbral de energía del proceso considerado.

Teniendo esto presente y sabiendo que $\Delta\varepsilon'_{sp}$ es mucho mayor que kT_e y $\Delta\varepsilon_{sp}$, el coeficiente de reacción asociado a la excitación colisional sp puede ser aproximado por

$$k_{sp} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} b_{sp} \exp(-\Delta\varepsilon_{sp}/kT_e) \quad (2.29)$$

El coeficiente de desexcitación k_{ps} se puede relacionar con k_{sp} , a través de la relación 2.7

$$k_{ps} = \frac{g_s}{g_p} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} b_{sp} \quad (2.30)$$

La sección eficaz Q_{sc} para ionización por impacto electrónico del nivel fundamental se ha tomado de las medidas realizadas por Rapp y Englander-Golden [73]: las correspondientes constantes de ajuste aparecen también en la Tabla I.

El coeficiente de reacción k_{sc} tiene la misma forma que k_{sp} , ya que las aproximaciones hechas allí son igualmente válidas aquí. El coeficiente de reacción asociado a la recombinación de tres cuerpos (siendo el electrón el tercer cuerpo), está relacionado con k_{sc} a través de la expresión 2.8

$$k_{cs} = \frac{g_s}{g_s g_c} \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m_e kT_e} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} b_{sc} \quad (2.31)$$

donde g_c es la degeneración del estado fundamental del ión Ar^+ , \hbar es la constante de Planck y b_{sc} es una constante de ajuste que aparece en la Tabla I.

Apenas existen datos disponibles sobre las secciones eficaces de ionización por impacto electrónico Q_{pc} de los cuatro estados excitados que forman el nivel p . Sin embargo, un análisis realizado por Vriens [74] basado en trabajos anteriores

de Drawin [75], Gryzinski [76], Kingston [77] y Abrines [78] parece sugerir una fórmula semiempírica general del tipo

$$Q_{pc}(\varepsilon) = \frac{\pi \varepsilon^4}{3} \left(\frac{5}{\Delta \varepsilon_{pc}} - \frac{2 \Delta \varepsilon_{pc}}{\varepsilon^2} - \frac{2}{\varepsilon} \right) (\varepsilon + c \Delta \varepsilon_{pc})^{-1} \quad (2.32)$$

donde c es un parámetro ajustable.

La sección eficaz 2.32 se puede aproximar por una expresión del tipo 2.28 en el intervalo $\Delta \varepsilon_{pc} < \varepsilon \leq \Delta \varepsilon'_{pc}$, si

$$b_{pc} = \frac{7\pi \varepsilon^4}{9\Delta \varepsilon_{pc}^2(1+c)} \quad (2.33)$$

donde $\Delta \varepsilon'_{pc}$, obtenido tras unas transformaciones que suponían la continuidad de la sección eficaz en $\varepsilon = \Delta \varepsilon'_{pc}$, es

$$\Delta \varepsilon'_{pc} = 0.87(3+5c)^{1/3} \Delta \varepsilon_{pc} \quad (2.34)$$

El análisis de Vriens [74] sugiere también que el valor de c más adecuado para la sección eficaz de ionización, por colisión electrónica, de los átomos excitados es de 3.25. Una vez más, los valores de b_{pc} , $\Delta \varepsilon_{pc}$ y ε'_{pc} para tener Q_{pc} como 2.28 se encuentran en la Tabla I. De este modo

$$Q_{pc}(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{para } \varepsilon \leq \Delta \varepsilon_{pc} \\ b_{pc}(1 - \Delta \varepsilon_{pc}/\varepsilon) & \text{para } \Delta \varepsilon_{pc} < \varepsilon \leq \Delta \varepsilon'_{pc} \\ B_{pc}/\sqrt{\varepsilon} & \text{para } \Delta \varepsilon'_{pc} \leq \varepsilon \end{cases} \quad (2.35)$$

El coeficiente de reacción k_{pc} se obtiene a partir de 2.35 y de la expresión 2.5. El aspecto final de k_{pc} , una vez que eliminamos los términos pequeños, es

$$k_{pc} = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} \left\{ b_{pc} \sqrt{kT_e} \left[\exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_{pc}}{kT_e}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon'_{pc}}{kT_e}\right) \left(\frac{\Delta \varepsilon'_{pc} - \Delta \varepsilon_{pc}}{kT_e} + 1 \right) \right] + \right. \\ \left. + B_{pc} \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon'_{pc}}{kT_e}} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon'_{pc}}{kT_e}\right) \right\} \quad (2.36)$$

Usando la expresión 2.8, podemos obtener el proceso de recombinación colisional de tres cuerpos hacia el nivel p

$$k_{cp} = \frac{g_p}{g_e g_c} \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m_e kT_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\Delta \varepsilon_{pc}}{kT_e}\right) k_{pc} \quad (2.37)$$

La sección eficaz q_{ci} para la recombinación radiativa se puede relacionar, a través de la relación de Milne [79], con la sección eficaz de fotoionización de un átomo en el nivel i de energía.

$$q_{ci} = \frac{g_i}{g_e g_c} \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 \frac{q_{ic}}{m_e \varepsilon} \quad (2.38)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón, c es la velocidad de la luz y g_i , g_e y g_c son los pesos estadísticos del átomo excitado en el nivel i , de los electrones y de los iones, respectivamente.

Si cerca de la frecuencia umbral ν_0 aproximamos la sección eficaz de fotoionización por

$$q_{sc} = \begin{cases} 0 & \text{para } \nu < \nu_0 \\ q_{sc}(\nu_0) \left(\nu_0/\nu \right)^2 & \text{para } \nu \geq \nu_0 \end{cases} \quad (2.39)$$

la sección eficaz de recombinación q_{cs} queda de la forma.

$$q_{cs}(\varepsilon) = \frac{g_s}{g_e g_c} \left(\frac{h\nu_0}{c} \right)^2 \frac{q_{sc}(\nu_0)}{m_e \varepsilon} \quad (2.40)$$

La sección eficaz de fotoionización dada por la expresión 2.39 (con $q_{sc}(\nu_0) = 6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$) tiene un buen acuerdo, para energías cercanas al umbral, con las medidas de West y Marr [80]; de esta forma se obtienen unos valores bastante aceptables para el coeficiente de reacción A_{cs}^{ef} , ya que la mayor contribución a este proceso proviene de la parte de la sección eficaz más próxima al umbral.

Usando la expresión 2.12 junto con la relación 2.40, podemos obtener el coeficiente de reacción asociado a la recombinación radiativa hacia el nivel fundamental

$$A_{cs}^{ef} = \Lambda_{cs} \frac{g_s}{g_e g_c} \sqrt{\frac{8}{\pi m_e^3 k T_e}} \left(\frac{\Delta \varepsilon_{sc}}{c} \right)^2 q_{sc}(\nu_0) \quad (2.41)$$

donde Λ_{cs} es el factor de escape de la radiación procedente del continuo de energía.

En lo que respecta a las secciones eficaces de fotoionización desde el primer nivel excitado q_{pc} , se han usado los cálculos teóricos de McCann y Flannery [81] ya que apenas existen resultados experimentales. Estos cálculos sólo consideran la fotoionización de los niveles metaestables del estado p (3P_0 , 3P_2), sin embargo muestran un buen acuerdo con los cálculos realizados por Hyman [82] y, Duzy y Hyman [83] para la fotoionización de todos los niveles del estado p.

La sección eficaz q_{pc} se puede aproximar por una expresión del siguiente tipo:

$$q_{pc}(h\nu) = \begin{cases} A_i h\nu_i + B_i & \text{para } \nu_i \leq \nu < \nu_{i+1} \quad (i = 1, 2, 3) \\ 0 & \text{para cualquier otro caso} \end{cases} \quad (2.42)$$

donde A_i, B_i y $h\nu_i$ son magnitudes que aparecen en la Tabla II.

Tabla II				
i	$A_i(\text{cm}^2/\text{eV})$	$B_i(\text{cm}^2)$	$h\nu_i(\text{eV})$	$\varepsilon_i(\text{eV})$
1	-5.6×10^{-20}	2.6×10^{-19}	4.16	0
2	2.8×10^{-20}	-1.3×10^{-19}	4.56	0.4
3	-2.64×10^{-21}	1.23×10^{-19}	8.2	4.04
4	44.82	40.66

La sección eficaz de recombinación radiativa hacia el primer nivel excitado q_{cp} , se puede relacionar con la de fotoionización a través de la relación de Milne (ecuación 2.38). Como la energía del fotón resultante del proceso de recombinación radiativa es $h\nu = \Delta\varepsilon_{pc} + \varepsilon$, la sección eficaz de recombinación queda como

$$q_{cp}(\varepsilon) = \frac{g_p}{g_e g_c} \frac{1}{m_e c^2} \frac{(\Delta\varepsilon_{pc} + \varepsilon)^2 [A_i(\Delta\varepsilon_{pc} + \varepsilon) + B_i]}{\varepsilon} \quad (2.43)$$

con $\varepsilon_i < \varepsilon \leq \varepsilon_{i+1}$, donde ε_i aparece en la Tabla II.

Para calcular el coeficiente de reacción asociado a la recombinación radiativa hacia el primer nivel excitado del argón usamos la relación 2.10, por lo que finalmente queda

$$A_{cp}^{ef} = \Lambda_{cp} \frac{g_p}{g_e g_c} \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} (kT_e)^{-3/2} \frac{1}{m_e c^2} \sum_{i=1}^3 \left\{ A_i (kT_e)^4 \left[F_1(\varepsilon_i) \exp\left(\frac{-\varepsilon_i}{kT_e}\right) - F_1(\varepsilon_{i+1}) \exp\left(\frac{-\varepsilon_{i+1}}{kT_e}\right) \right] + B_i (kT_e)^3 \left[F_2(\varepsilon_i) \exp\left(\frac{-\varepsilon_i}{kT_e}\right) - F_2(\varepsilon_{i+1}) \exp\left(\frac{-\varepsilon_{i+1}}{kT_e}\right) \right] \right\} \quad (2.44)$$

donde las funciones F_1 y F_2 son

$$F_1(\varepsilon) = \left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon_{pc}}{kT_e} \right)^3 + 3 \left[\left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon_{pc}}{kT_e} \right)^2 + 2 \left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon_{pc}}{kT_e} + 1 \right) \right] \quad (2.45)$$

y

$$F_2(\varepsilon) = \left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon_{pc}}{kT_e} \right)^2 + 2 \left(\frac{\varepsilon + \Delta\varepsilon_{pc}}{kT_e} + 1 \right) \quad (2.46)$$

Todas las aproximaciones analíticas de las diferentes secciones eficaces muestran un buen acuerdo con las medidas correspondientes, (dentro de un 10 % para energías hasta 40 eV).

2.5 Soluciones y análisis de estabilidad del modelo de tres niveles

Suponiendo que el plasma se encuentra en estado estacionario, el sistema de ecuaciones 2.1-2.4 se puede reducir, mediante algunas manipulaciones algebraicas, a una ecuación polinómica de tercer grado

$$A^{H,NH}n_e^3 + B^{H,NH}n_e^2 + C^{H,NH}n_e + D^{H,NH} = 0 \quad (2.47)$$

donde H y NH denotan las situaciones homogénea (sin difusión) y no homogénea (con difusión), respectivamente.

La forma de los coeficientes NH de la ecuación 2.47 es

$$A^{NH} = -(k_{cs}(k_{sp} + k_{ps} + k_{pc}) + k_{cp}(k_{sp} + k_{ps} + k_{sc})) \quad (2.48)$$

$$B^{NH} = -(A_{cs}^{ef}(k_{sp} + k_{ps} + k_{pc}) + A_{cp}^{ef}(k_{sp} + k_{ps} + k_{sc}) + A_{ps}^{ef}(k_{cs} + k_{cp}) + k_{pc}(k_{sp} + k_{sc}) + k_{sc}k_{ps}) \quad (2.49)$$

$$C^{NH} = -(k_{pc} + k_{ps} + k_{sp})\frac{D_a}{L_d^2} - A_{ps}^{ef}(k_{sc} + A_{cs}^{ef} + A_{cp}^{ef}) + n_a k_{sc}(k_{ps} + k_{pc}) + k_{pc}k_{sp}n_a \quad (2.50)$$

y

$$D^{NH} = A_{ps}^{ef}(n_a k_{sc} - \frac{D_a}{L_d^2}) \quad (2.51)$$

los coeficientes asociados al régimen homogéneo se obtienen al eliminar de las expresiones 2.48-2.51 el término D_a/L_d^2 .

Al resolver la ecuación cúbica 2.47 obtenemos valores de la densidad electrónica (n_e) en función de la temperatura electrónica (T_e), la presión (p) y la temperatura de átomos neutros ó del gas (T_g). Una vez conocida la densidad electrónica, podemos determinar las densidades de población del estado fundamental (n_s) del argón y de su primer estado excitado (n_p).

Analizando la dependencia con T_e y T_g de los coeficientes $A^{H,NH}$, $B^{H,NH}$, $C^{H,NH}$ y $D^{H,NH}$, que también dependen de la difusión así como de los procesos colisionales y radiativos, es posible conocer las diferentes soluciones físicas (raíces reales y positivas de 2.47 con $n_e < n_a$) accesibles al sistema estudiado.

Independientemente de cuales sean los valores de T_e y T_g , los coeficientes $A^{H,NH}$ y $B^{H,NH}$ son siempre menores que cero. Para el caso NH encontramos que $D^{NH} <$

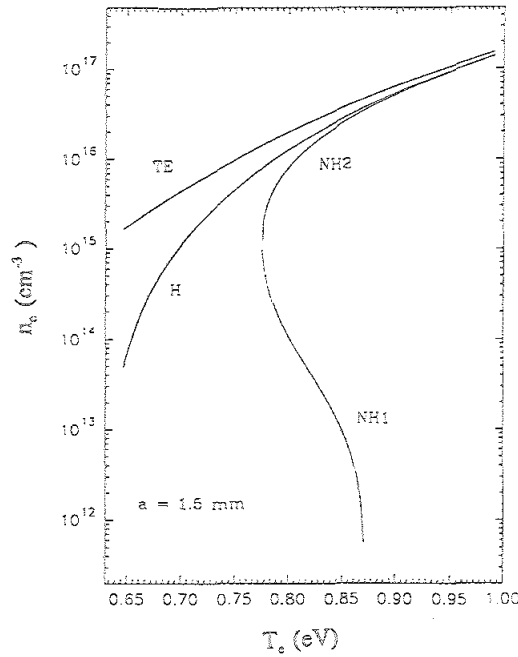


Figura 2.3: Densidad electrónica en argón a presión atmosférica

0 y $C^{NH} > 0$, por lo que el plasma puede tener acceso a dos estados físicos diferentes; aunque sólo uno de ellos es realmente posible para cada valor de la temperatura electrónica. Sin embargo, cuando la difusión no se tiene en cuenta tenemos que $D^H > 0$ y $C^H > 0$, es decir, el sistema tiene acceso a una única solución física.

Por otra parte, es interesante resaltar que las dos posibles soluciones no homogéneas sólo existen simultáneamente en un rango de temperaturas electrónicas muy concreto: $9000 \text{ K} \leq T_e \leq 10100 \text{ K}$ para el caso de un plasma de argón a presión atmosférica. Fuera de este intervalo, el coeficiente D^{NH} se hace mayor que 0, rompiéndose el delicado balance existente entre los diferentes procesos colisionales, radiativos y de difusión.

Las figuras 2.3 y 2.4 muestran los valores obtenidos para n_e y n_p en el caso de un plasma de argón a presión atmosférica.

Cuando se resuelve el sistema de ecuaciones 2.12-2.13 en condiciones estacionarias, obtenemos la densidad electrónica n_e^0 así como la densidad de población del estado fundamental n_s^0 , que viene dada por la relación

$$n_s^0 = \frac{en_e^{03} + fn_e^{02} - gn_e^0 + j}{hn_e^0 + i} \tag{2.52}$$

donde g es igual a $A_{ps}^{ef} - n_a k_{ps}$ o $A_{ps}^f - n_a k_{ps} - D_a/L_d^2$, dependiendo de que nos encontremos en los casos H o NH, respectivamente.

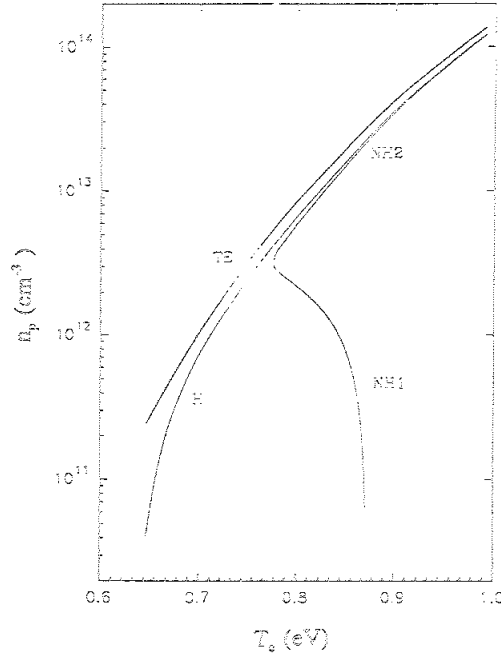


Figura 2.4: Densidad del primer estado excitado del argón a 1 atmósfera.

A continuación vamos a estudiar las condiciones de estabilidad de las soluciones H y NH al ser sometidas a perturbaciones lineales uniformes de la forma:

$$n_s = n_s^0 + \delta n_s e^{\omega t} \quad (2.53)$$

$$n_e = n_e^0 + \delta n_e e^{\omega t} \quad (2.54)$$

cumpliendo que $\delta n_e \delta n_s \ll 0$.

Después de introducir estas variables (n_s, n_e) en el sistema de ecuaciones 2.12 y 2.13 y tras linearizar con respecto de δn_s y δn_e encontramos que

$$\omega \delta n_s = \delta n_e (3en_e^{o2} + 2fn_e^o - g_1 - hn_s^o) - \delta n_s (hn_e^o + i) \quad (2.55)$$

$$\omega \delta n_e = \delta n_e (-3an_e^{o2} - 2bn_e^o + c_1 + dn_s^o) + \delta n_s dn_e^o \quad (2.56)$$

Calculando el jacobiano de 2.55-2.56 obtenemos el sistema matricial:

$$\begin{pmatrix} -3an_e^{o2} - 2bn_e^o + c_1 + dn_s^o - \omega & dn_e^o \\ 3en_e^{o2} + 2fn_e^o - g_1 - hn_s^o & -(hn_e^o + i + \omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta n_e \\ \delta n_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

ó en forma compacta.

$$\Delta \begin{pmatrix} \delta n_e \\ \delta n_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Para que el sistema de ecuaciones 2.58 tenga solución distinta de la trivial es preciso que $\Delta = 0$, es decir, ha de verificarse que:

$$\begin{aligned} &(-3an_e^{\circ 2} - 2bn_e^{\circ} + c_1 + dn_s^{\circ} - \omega)(-hn_e^{\circ} - i - \omega) - \\ & - (3en_e^{\circ 2} + 2fn_e^{\circ} - g_1 - hn_s^{\circ})dn_e^{\circ} = 0 \end{aligned} \quad (2.59)$$

reordenando términos obtenemos la ecuación característica

$$\omega^2 + Y\omega + Z = 0 \quad (2.60)$$

siendo sus coeficientes

$$Y = 3an_e^{\circ 2} + 2bn_e^{\circ} - dn_s^{\circ} + hn_e^{\circ} + i - c_1 \quad (2.61)$$

y

$$\begin{aligned} Z = & 3n_e^{\circ 3}(ha - de) + 2n_e^{\circ 2}(bh - df) + 3ain_e^{\circ 2} + \\ & + n_e^{\circ}(dg_1 - c_1h + 2bi) - ic_1 - idn_s^{\circ} \end{aligned} \quad (2.62)$$

como n_s° es función de n_e° , los coeficientes Y y Z siempre dependen de T_e y n_e° . Cuando se tiene en cuenta el efecto de la difusión ambipolar, Y y Z también dependen de T_g .

En general, al resolver la ecuación característica 2.60 en el intervalo de T_e adecuado, se obtiene que las soluciones estacionarias n_s° , n_e° y n_p° son estables sólo si tanto Y como Z son simultáneamente mayores que cero, ya que

$$Y > 0 \quad \text{y} \quad Z > \frac{Y^2}{4} \rightarrow \omega_{1,2} \in C \quad \text{y} \quad \text{Re}(\omega_{1,2}) < 0 \quad (2.63)$$

$$Y > 0 \quad \text{y} \quad 0 < Z < \frac{Y^2}{4} \rightarrow \omega_{1,2} \in R \quad \text{y} \quad \omega_{1,2} < 0 \quad (2.64)$$

Por otra parte, es suficiente con encontrar que $Y < 0$, independientemente del valor de Z, para concluir que las soluciones estacionarias son inestables. De aquí se desprende que la solución homogénea es estable ante perturbaciones uniformes, mientras que las soluciones no homogéneas presentan un doble comportamiento: la rama NH más cercana al equilibrio termodinámico (ET) es estable, sin embargo las soluciones NH que se encuentran por debajo de $n_e^{\circ} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ son inestables.

El punto de contacto entre ambas ramas del tipo NH es un punto de bifurcación, es decir, las dos posibles soluciones no homogéneas tienen comportamientos opuestos a ambos lados de este punto. En condiciones de presión atmosférica y con

una $T_g = 1500$ K, el punto de bifurcación aparece a una temperatura electrónica crítica de $T_e^c = 9000$ K.

A continuación centramos nuestro interés en el estudio de las condiciones de estabilidad de soluciones homogéneas relativamente alejadas del equilibrio, al ser sometidas a perturbaciones no uniformes de la forma:

$$n_s = n_s^0 + \delta n_s e^{\omega t + ikr} \quad (2.65)$$

$$n_e = n_e^0 + \delta n_e e^{\omega t + ikr} \quad (2.66)$$

con $\delta n_e \delta n_s \ll 0$ y donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda de la perturbación. Si introducimos las expresiones 2.65 y 2.66 en el sistema de ecuaciones 2.12-2.13 y linealizamos con respecto a δn_s y δn_e , encontramos una ecuación característica cuyos coeficientes son ahora:

$$Y = 3an_e^{o2} + n_e^0(2b + h) + i - dn_s^0 - c_1 - D_a k^2 \quad (2.67)$$

y

$$Z = 3n_e^{o3}(ah - de) + n_e^{o2}(2bh + 3ai - 2fd) + n_e^0(2bi + g_1d - c_1h) + D_a k^2(dn_e^0 - hn_e^0 - i) - c_1i - dn_s^0 \quad (2.68)$$

donde n_e^0 y n_s^0 son las soluciones homogéneas estacionarias.

Una vez más, si Y y Z son mayores que cero al mismo tiempo, entonces la solución será estable. El objetivo ahora es, sin embargo, determinar alguna condición de inestabilidad relacionada con la longitud de onda λ de la perturbación. Como ya se vio anteriormente, la solución se vuelve inestable si, sea cual sea el valor de Z , Y es menor que cero, es decir, la solución sería inestable en caso de verificarse la desigualdad

$$D_a k^2 > 3an_e^{o2} + n_e^0(2b + h) + i - dn_s^0 - c_1 \quad (2.69)$$

Una posible condición de inestabilidad relacionada con λ , podría ser por tanto

$$\lambda^2 < \frac{4\pi^2 D_a}{3an_e^{o2} + n_e^0(2b + h) - i - dn_s^0 - c_1} \quad (2.70)$$

con lo que la solución de plasma homogéneo (sin difusión) se vuelve inestable ante perturbaciones del tipo 2.65-2.66 con longitudes de onda menores que un cierto valor umbral λ_c . Es importante resaltar que λ_c depende de los procesos

colisionales, radiativos, de la densidad electrónica estacionaria y del coeficiente de difusión.

Si aplicamos este criterio de inestabilidad a un plasma de argón a presión atmosférica ($p = 760$ Torr) con $T_g = 1500$ K y además suponemos que el plasma se encuentra confinado en un cilindro de radio $a = 0.15$ cm, encontramos que:

1. Para $T_e = 7500$ K $\lambda_c = 2.4910^{-2}$ cm

2. Para $T_e = 10500$ K $\lambda_c = 1.4710^{-3}$ cm

Lo cual parece indicar que a medida que aumenta la temperatura electrónica, disminuye la longitud de onda necesaria para hacer inestable la solución homogénea: en cierto modo se podría decir que dependiendo de la importancia relativa entre los procesos colisionales-radiativos y el de pérdida de electrones por difusión, es posible que surgan en el plasma ciertas inestabilidades que harían que cuanto mayor fuera T_e , más probable sería que el plasma evolucionase desde una situación uniforme inestable a otra de carácter no uniforme estable, controlada por difusión.

Capítulo 3

Características de descarga en argón

3.1 Introducción

En condiciones estacionarias, la densidad electrónica de un plasma producido por onda de superficie decrece a medida que nos alejamos de la fuente de potencia o lanzador de ondas. Por tanto, el gradiente longitudinal de la densidad electrónica es una de las características básicas de los plasmas de onda de superficie. Este gradiente está relacionado con el decrecimiento axial del flujo de potencia asociado a la onda de superficie.

Las características de propagación de la onda de superficie y de la densidad del plasma se encuentran pues interrelacionadas. Los modelos que últimamente se han propuesto para describir descargas de alta frecuencia [84] [85], se pueden dividir en dos categorías: los "modelos de onda", donde se presta especial atención al comportamiento de la onda y su influencia sobre la descarga, y "modelos de descarga" en los que el estudio de los parámetros del plasma y de las leyes de semejanza son los principales objetivos.

Uno de los modelos de descarga propuesto [86] para un rango de presiones alto e intermedio, incluye los efectos de la ionización por etapas y de la recombinación disociativa electrón-ión. La inclusión de estos efectos en el modelo hace que el problema se vuelva más complejo, lo cual se suele solucionar suponiendo que la densidad electrónica y el campo eléctrico son radialmente constantes e iguales a sus valores medios. Esto hace que las ecuaciones propias del plasma y las

del campo electromagnético dejen de estar acopladas, pudiéndose reemplazar las ecuaciones del plasma por un sencillo balance de ionización-pérdidas que, cuando las partículas cargadas se pierden mayoritariamente por difusión, tiene la forma

$$\langle \nu_i \rangle = \frac{D_{se}}{L_d^2} \quad (3.1)$$

donde ν_i es el coeficiente de ionización, ($\langle \dots \rangle$ se refiere a un promedio en la función de distribución). D_{se} es un coeficiente de difusión efectivo y L_d es una longitud característica de difusión para una geometría cilíndrica infinita [68].

Cuando no se tiene en cuenta el transporte axial de energía, se obtiene una solución de 3.1 en la que la temperatura electrónica es constante a lo largo de la columna de plasma. Posteriormente también se obtiene, a través de un balance de la energía electrónica, que el campo eléctrico de mantenimiento de la descarga, E , es uniforme a lo largo de la columna de plasma. Este sencillo modelo permite obtener las características de descarga ($\bar{\theta}/N$ y \bar{E}_{eff}/N frente a $p \cdot a$) independientemente de la densidad electrónica existente en la columna de plasma. Sin embargo, la cinética considerada en este modelo es muy simple ya que sólo considera procesos de ionización (directa y por etapas) y de difusión, obviando los procesos colisionales de excitación y desexcitación así como los radiativos. Con este modelo no es posible determinar las poblaciones de ninguno de los estados excitados del plasma, lo cual constituye una importante limitación.

El propósito de este capítulo es el de describir las principales características de un plasma producido por onda de superficie a presiones intermedias; para ello se hace uso de un sencillo modelo colisional-radiativo (modelo de descarga) aplicado a una descarga de argón estacionaria y fuera del equilibrio termodinámico. Este modelo permite determinar analíticamente la densidad electrónica y la de los estados fundamental y excitados considerados. El modelo que usamos ahora ya fue descrito anteriormente en el capítulo anterior.

El modelo de tres niveles ha sido aplicado a una descarga de alta frecuencia en argón en condiciones de trabajo ya estudiadas experimentalmente por varios autores [87] [88], obteniéndose las soluciones del modelo para las presiones de 0.28, 1.1, 2.8, 6 y 10 Torr.

Los resultados del modelo, admitiendo que representan valores promediados radialmente, se usan en un balance local de la potencia ganada y perdida por los electrones de la descarga. Este balance relaciona la densidad electrónica n_e , la

de los estados excitados n_p , así como la temperatura electrónica T_e con la intensidad del campo eléctrico de mantenimiento E_{eff} y con la potencia absorbida por electrón θ , siendo ambas características muy importantes en las descargas producidas por onda de superficie. Tanto E_{eff} como θ se consideran valores promediados en cada sección del tubo cilíndrico donde tiene lugar la descarga.

Los primeros estudios teóricos sobre descargas de alta frecuencia fueron realizados para el helio y el hidrógeno, gases en los que la frecuencia de colisión para la transferencia de la cantidad de movimiento ν_c se puede suponer, con muy buena aproximación, independiente de la energía. Sin embargo, ν_c en el argón es una función de la energía electrónica, con lo que resulta más complicado promediar las magnitudes importantes del plasma.

3.2 Modelo cinético de no equilibrio

3.2.1 Transiciones radiativas y colisionales

Como ya se comentó en el capítulo anterior, el transporte de radiación se trata suponiendo que sólo se recupera parte de la radiación involucrada en la desexcitación espontánea de los niveles resonantes (1P_1 y 3P_1) del primer estado excitado del argón.

En el cálculo de los coeficientes de pérdidas radiativas de los estados resonantes interviene el coeficiente de Einstein A_{ps} y el factor de escape de la radiación resonante Λ_{ps} , que puede ser calculado a partir de la expresión propuesta por Holstein [64] y Walsh [67] para el tiempo de atrapamiento de la radiación debido a efecto Doppler y colisional

$$\Lambda = \Lambda_d \epsilon x p \left(\frac{-\Lambda_{cd}^2}{\Lambda_c^2} \right) + \Lambda_c \epsilon r f \left(\frac{\Lambda_{cd}}{\Lambda_c} \right) \quad (3.2)$$

donde Λ_d y Λ_c son, respectivamente, los factores de escape de radiación por efecto Doppler y efecto colisional puros; Λ_{cd} es el factor de escape correspondiente a la presencia simultánea de los dos efectos anteriores y $\epsilon r f(x)$ es la función error. Para presiones intermedias (algunos torrs) y una temperatura de gas $T_g = 300$ K, el factor de escape Λ_{ps} es del orden de 10^{-3} .

Por otra parte, al tratar la recombinación radiativa desde el continuo c hasta el estado excitado p y fundamental s , se supone que toda la radiación se pierde, es decir, Λ_{ck} con $(k = p, s) = 1$.

De todos los posibles procesos colisionales inelásticos y elásticos, sólo consideramos los que tienen lugar entre electrones y átomos de argón (en estados s o p); no se tienen en cuenta las colisiones átomo-átomo ya que éstas sólo suelen tener alguna importancia a energías muy bajas (por debajo de los 0.5 eV).

3.2.2 Difusión ambipolar como mecanismo de pérdida de electrones

La pérdida de electrones por difusión ambipolar puede tenerse en cuenta en la ecuación de balance de los electrones por medio de un término de la forma $(D_{se}/L_d^2)n_e$, donde D_{se} es un coeficiente de difusión efectivo [68] y L_d es una longitud característica de difusión. Esta longitud efectiva de difusión es, por lo general, igual a la longitud característica del modo fundamental de difusión en geometría cilíndrica infinita $L_d = a/2.405$, siendo a el radio del tubo.

La utilización del coeficiente de difusión efectivo D_{se} permite describir la difusión de los electrones del plasma desde el límite descrito por la teoría de caída libre de Tonks y Langmuir hasta el de la teoría de difusión ambipolar de Schottky, siendo precisamente este último en el que estamos interesados. Por tanto, $D_{se} = D_a$ es el coeficiente de difusión ambipolar de los electrones, el cual puede calcularse como

$$D_a = \mu_a \left(T_e + \frac{kT_g}{e} \right) \quad (3.3)$$

donde μ_a es la movilidad iónica y T_g la temperatura del gas. Esta expresión para D_a no es más que otra posible forma de expresar la ya obtenida anteriormente en el capítulo 2 (sección 2.3).

En este estudio no se ha tenido en cuenta la difusión de los átomos metaestables.

3.2.3 Ecuaciones cinéticas del modelo atómico de tres niveles

Cuando se incluyen los procesos discutidos anteriormente en las ecuaciones de balance del estado fundamental (s), del estado excitado (p) y de los electrones libres (e), se obtienen tres ecuaciones no lineales acopladas entre sí, que en condi-

ciones estacionarias tienen la forma

$$n_e n_p k_{ps} + n_e^3 k_{cs} n_p A_{ps}^{\epsilon f} + n_e^2 A_{cs}^{\epsilon f} - n_e n_s (k_{sp} + k_{sc}) + D_a \frac{n_e}{L_d^2} = 0 \quad (3.4)$$

$$n_e n_s k_{sp} + n_e^3 k_{cp} + n_e^2 A_{cp}^{\epsilon f} - n_e n_p (k_{pc} + k_{ps}) - n_p A_{ps}^{\epsilon f} = 0 \quad (3.5)$$

$$n_e n_s k_{sc} + n_e n_p k_{pc} - n_e^3 (k_{cs} + k_{cp}) - n_e^2 (A_{cs}^{\epsilon f} + A_{cp}^{\epsilon f}) - D_a \frac{n_e}{L_d^2} = 0 \quad (3.6)$$

este sistema se puede reducir, como ya se mencionó en el capítulo 2, a una ecuación cúbica en n_e .

La conservación del número de partículas en el plasma se tiene en consideración mediante la ecuación

$$n_a = n_e + n_p + n_s \quad (3.7)$$

Una vez conocida la densidad electrónica (mediante la ecuación cúbica en n_e del capítulo 2 (sección 2.5)), la densidad de población del estado excitado n_p y del estado fundamental n_s se obtienen mediante las expresiones

$$n_p = \frac{n_e^3 k_{cp} + n_e^2 (A_{cp}^{\epsilon f} - k_{sp}) + n_e n_a k_{sp}}{n_e (k_{sp} + k_{ps} + k_{pc}) + A_{ps}^{\epsilon f}} \quad (3.8)$$

y

$$n_s = \frac{n_e^3 k_{cs} + n_e^3 (A_{cs}^{\epsilon f} - k_{ps}) + n_e (n_a k_{ps} - A_{ps}^{\epsilon f} + \frac{D_a}{L_d^2}) + n_a A_{ps}^{\epsilon f}}{n_e (k_{sp} + k_{sc} + k_{ps}) + A_{ps}^{\epsilon f}} \quad (3.9)$$

El sistema de ecuaciones 3.4-3.7 puede tener dos tipos distintos de soluciones dependiendo de si se consideran o no procesos de pérdida por difusión ambipolar: son las soluciones no homogéneas (NH) y homogéneas (H) respectivamente.

Para una presión y temperatura electrónica dada, en el caso NH, el plasma puede tener acceso a dos estados estacionarios con distintos valores de la densidad electrónica. En consecuencia, también se pueden alcanzar entonces dos valores distintos de n_p y n_s en función de la temperatura electrónica. Sin embargo, al resolver el sistema 3.4- 3.7 sin considerar difusión ambipolar, es decir, para el caso homogéneo, se encuentra que el plasma sólo tiene acceso a un único estado estacionario.

La figura 3.1 muestra las soluciones del sistema 3.4- 3.7, n_e frente a T_e , para los casos H y NH; también se muestran los valores de la densidad electrónica para el equilibrio termodinámico (ET). En el caso NH, las pérdidas por difusión han sido consideradas suponiendo que la descarga tiene lugar en un cilindro de radio interior 4.5 mm. La solución no homogénea presenta un comportamiento

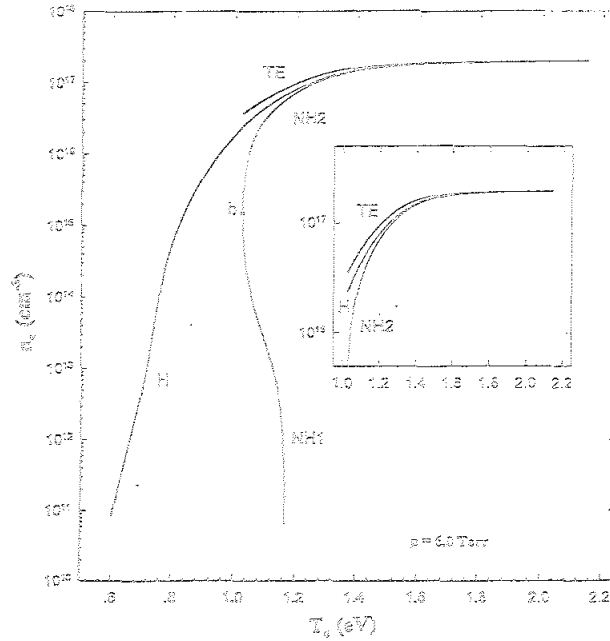


Figura 3.1: Soluciones H y NH del modelo de tres niveles

bivaluado en un intervalo específico de temperatura electrónica, es decir, podemos encontrar dos valores de n_e para cada T_e (ramas NH_1 y NH_2 en la figura 3.1). Dependiendo de si analizamos la curva que se encuentra por encima (NH_2) o por debajo (NH_1) del punto de bifurcación (b), encontraremos comportamientos opuestos. La densidad electrónica presenta tendencias opuestas en cada una de estas ramas: crece al aumentar T_e en la rama NH_2 , mientras que, por el contrario, disminuye al aumentar T_e (rama NH_1) hasta alcanzar un valor mínimo por debajo del cual no existe solución física.

Para el caso homogéneo se comprueba que en todo el intervalo de temperatura electrónica de interés, existe una única solución que se hace mayor, acercándose a los valores de equilibrio, a medida que aumenta la temperatura electrónica.

Cuando se lleva a cabo, al igual que en el capítulo 2, un análisis de estabilidad de las soluciones no homogéneas en el intervalo de temperaturas electrónicas de interés se encuentra que: la solución NH_1 es inestable ante perturbaciones uniformes, mientras que NH_2 es estable. Este resultado pone de manifiesto que NH_1 no es una solución físicamente aceptable para nuestro sistema a pesar del hecho de que las medidas experimentales disponibles [87] [88] se encuentran muy cerca de NH_1 .

La inestabilidad encontrada en la rama NH_1 puede ser debida a que algunos mecanismos colisionales-radiativos de ganancia o pérdida pueden volver inestable

la solución NH_1 al incluir un término de pérdida de densidad electrónica por difusión ambipolar. Podría pensarse que un primer responsable de esto se podría encontrar en la recombinación colisional de tres cuerpos, ya que sus coeficientes de reacción (k_{ci}) son muy pequeños comparados con los del resto de procesos considerados en el plasma; sin embargo, si hacemos $k_{cs} = k_{cp} = 0$ en el sistema 3.4-3.7 seguimos encontrando las mismas soluciones, es decir, NH_1 sigue siendo inestable. Por tanto, estos procesos no juegan un papel relevante en la cinética del modelo de tres niveles, con lo que podrían ser eliminados y no sucedería nada.

Si eliminamos los procesos de recombinación radiativa, lo cual es equivalente a suponer que el plasma es ópticamente grueso, $\Lambda_{cs} = \Lambda_{cp} = 0$, con respecto de la radiación procedente del continuo, entonces el sistema de ecuaciones 3.4-3.7 queda reducido a

$$k_{sp}n_a n_e - (k_{sp} + k_{pc} + k_{ps})n_e n_p - A_{ps}^{ef} n_p = 0 \quad (3.10)$$

$$(n_a k_{sc} - \frac{D_a}{L_d^2})n_e - (k_{sc} - k_{pc})n_e n_p = 0 \quad (3.11)$$

habiendo admitido en la ecuación 3.7 que

$$n_a - n_p \gg n_e \rightarrow n_s = n_a - n_p \quad (3.12)$$

entonces la solución del nuevo sistema de ecuaciones 3.10- 3.11 queda como

$$n_e = \frac{A_{ps}^{ef}(n_a k_{sc} - \frac{D_a}{L_d^2})}{n_a k_{sp}(k_{sc} - k_{pc}) - (n_a k_{sc} - \frac{D_a}{L_d^2})(k_{sp} + k_{pc} + k_{ps})} \quad (3.13)$$

y

$$n_p = \frac{n_a k_{sc} - \frac{D_a}{L_d^2}}{k_{sc} - k_{pc}} \quad (3.14)$$

Esta solución es igual a la solución NH_1 obtenida anteriormente de 3.4-3.7 sin despreciar la recombinación radiativa, pero ahora la solución es única y estable.

A partir de un modelo sencillo de tres niveles para el átomo de argón ha sido posible determinar el mecanismo, recombinación radiativa, que vuelve inestable la solución física del modelo obtenida a baja presión, es decir, cuando la difusión ambipolar es dominante.

Con objeto de eliminar esta inestabilidad radiativa, [89] hemos tenido que admitir: a) factores de escape nulos para la radiación procedente del continuo, $\Lambda_{cs} = \Lambda_{cp} = 0$; aproximación de plasma ópticamente grueso, y b) que $n_a - n_p \gg n_e$,

lo cual es razonable ya que n_p suele ser pequeño comparado con n_e , pero n_e es en general mucho mayor que n_p y n_a .

Es importante destacar que si admitimos $n_e \simeq n_a$, las soluciones del nuevo sistema 3.10-3.11 no coincidirían con las dadas por las ecuaciones 3.13-3.14.

Al aumentar la presión del gas, el papel de la difusión ambipolar se reduce y empiezan a ser más importantes los mecanismos de recombinación colisional y radiativa. En esta situación de presiones más altas, el estado estacionario del plasma puede venir perfectamente representado por la solución homogénea H del modelo de tres niveles.

A partir de todo lo anterior, parece claro que el plasma muestra dos comportamientos distintos y bien diferenciados, dependiendo de que nos encontremos en un régimen de presiones bajas (0.28, 1.1 y 2.8) o en uno de presiones intermedias (6 y 10 Torr). En el primer caso usamos la solución NH_1 , mientras que para el segundo se pueden tener ambas soluciones NH_1 y H : a presiones intermedias o altas, el plasma podría encontrarse en una situación homogénea en la que la difusión ambipolar apenas tiene importancia.

3.2.3.1 Resultados del modelo de tres niveles

En la figura 3.1 se encuentran representadas las soluciones NH_1 y NH_2 obtenidas a partir del sistema de ecuaciones 3.4-3.7 para una presión de 6 Torr. Estas soluciones son típicas de plasmas parcialmente ionizados, con grados de ionización comprendidos entre 10^{-6} y 10^{-3} .

Las figuras 3.2 muestran la solución NH_1 , n_e frente a T_e , para presiones comprendidas entre 0.28 Torr y 10 Torr, y para tres radios distintos: 4.5, 2.5 y 1.5 mm respectivamente.

Es de destacar fundamentalmente que a medida que aumenta la presión, la temperatura electrónica disminuye y que, para una presión fija, ligeras variaciones de la temperatura electrónica dan lugar a importantes cambios en la densidad electrónica. En la zona de presiones bajas (0.28, 1.1 y 2.8 Torr), se observa que al disminuir el radio, tanto el intervalo de T_e como sus correspondientes valores aumentan; sin embargo, a presiones más altas (6 y 10 Torr), la T_e apenas se modifica por el hecho de cambiar el radio del tubo de descarga.

Las figuras 3.3a, b y c muestran el comportamiento de la densidad de población del primer estado excitado, en función de la densidad electrónica n_e , para diferentes

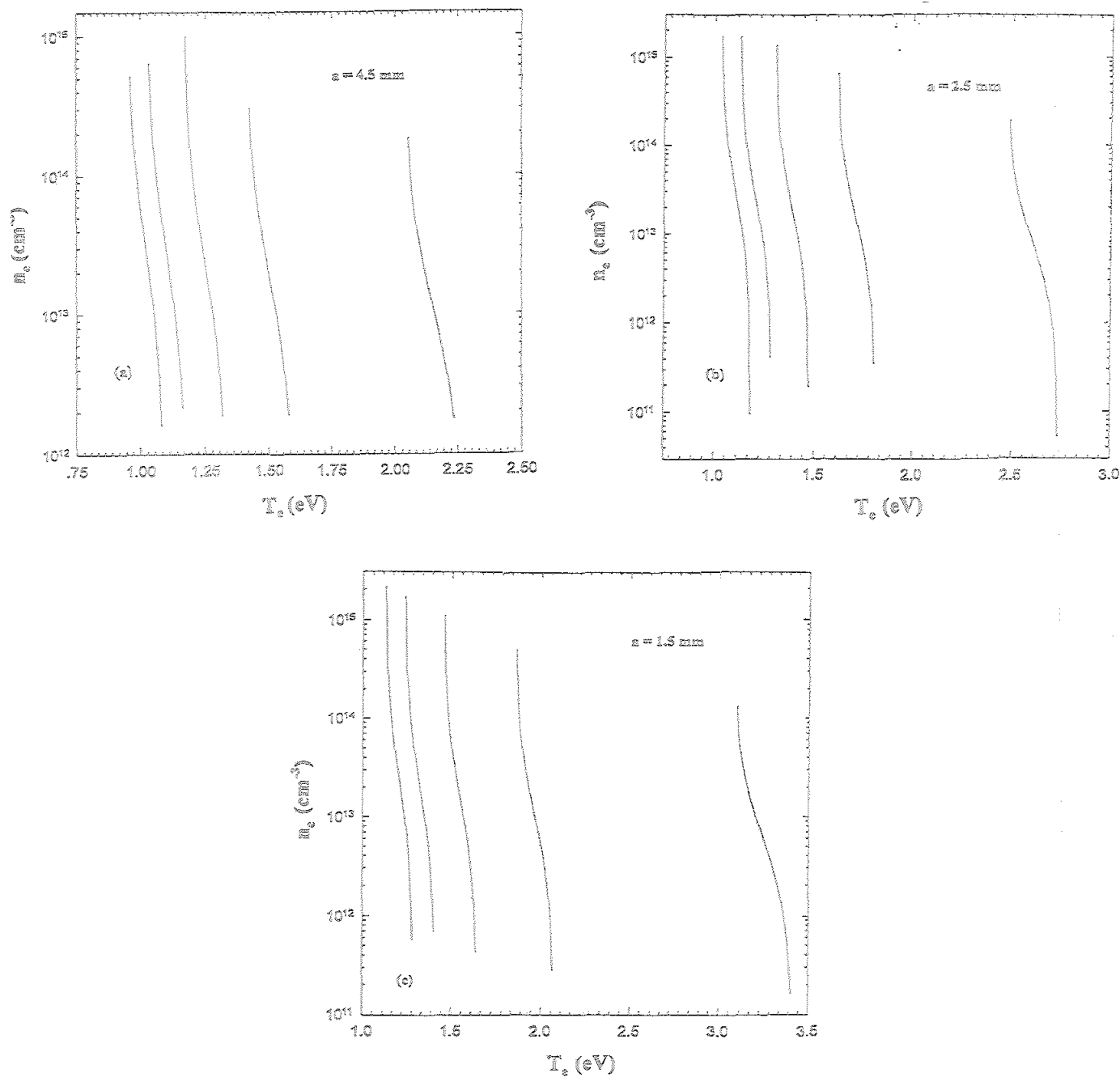


Figura 3.2: Representación de n_e frente a T_e para presiones comprendidas entre 0.28 y 10 Torr para los tres radios 4.5, 2.5 y 1.5 mm



valores de la presión y del radio.

La población del estado excitado decrece al aumentar la presión del gas (disminución de T_e), observándose una cierta saturación, para cada presión, en la zona de densidades electrónicas más altas (10^{14} - 10^{15} cm^{-3}). Es de resenñar igualmente que la variación de n_p con respecto a T_e , a una presión fija, es similar al comportamiento n_e - T_e observado en las figuras 3.2a, b y c.

En la figura 3.3d se representan los valores homogéneos (H) de la densidad de población del primer estado excitado del argón, en régimen de presiones intermedias (6 y 10 Torr), en función de la densidad electrónica. En este caso, la densidad de población n_p muestra un crecimiento monótono.

En la figura 3.4 se ha representado la característica de descarga, es decir, la temperatura electrónica T_e en función del producto αn_e . Para ello se han utilizado las diferentes T_e asociadas con la solución NH_1 para todos los casos considerados (5 presiones para cada radio), así como las temperaturas electrónicas correspondientes a las soluciones homogéneas (H) para 6 y 10 Torr respectivamente.

A partir de esta figura se observa claramente que el producto αn_e crece, al usar NH_1 , cuando la temperatura disminuye; sin embargo, cuando se usan las soluciones homogéneas (por debajo de 10^{14} cm^{-3} ya que sólo estos valores son observados experimentalmente), las temperaturas electrónicas se encuentran por debajo de las obtenidas en el caso NH_1 .

3.2.4 Procesos de ganancia y pérdida

En esta sección vamos a analizar los mecanismos que contribuyen a que las densidades de población electrónica y del primer estado excitado del argón aumenten o disminuyan. Este estudio se lleva a cabo en los dos regímenes de presión comentados anteriormente.

Comenzamos analizando los procesos relacionados con los cambios experimentados por la densidad electrónica en el plasma.

3.2.4.1 Densidad electrónica

La figura 3.5a muestra, para el caso de una presión de 1.1 Torr (régimen de baja presión para el que se usa la solución no homogénea NH_1 del modelo) y para un tubo de radio interior 4.5 mm, los diferentes procesos que originan un

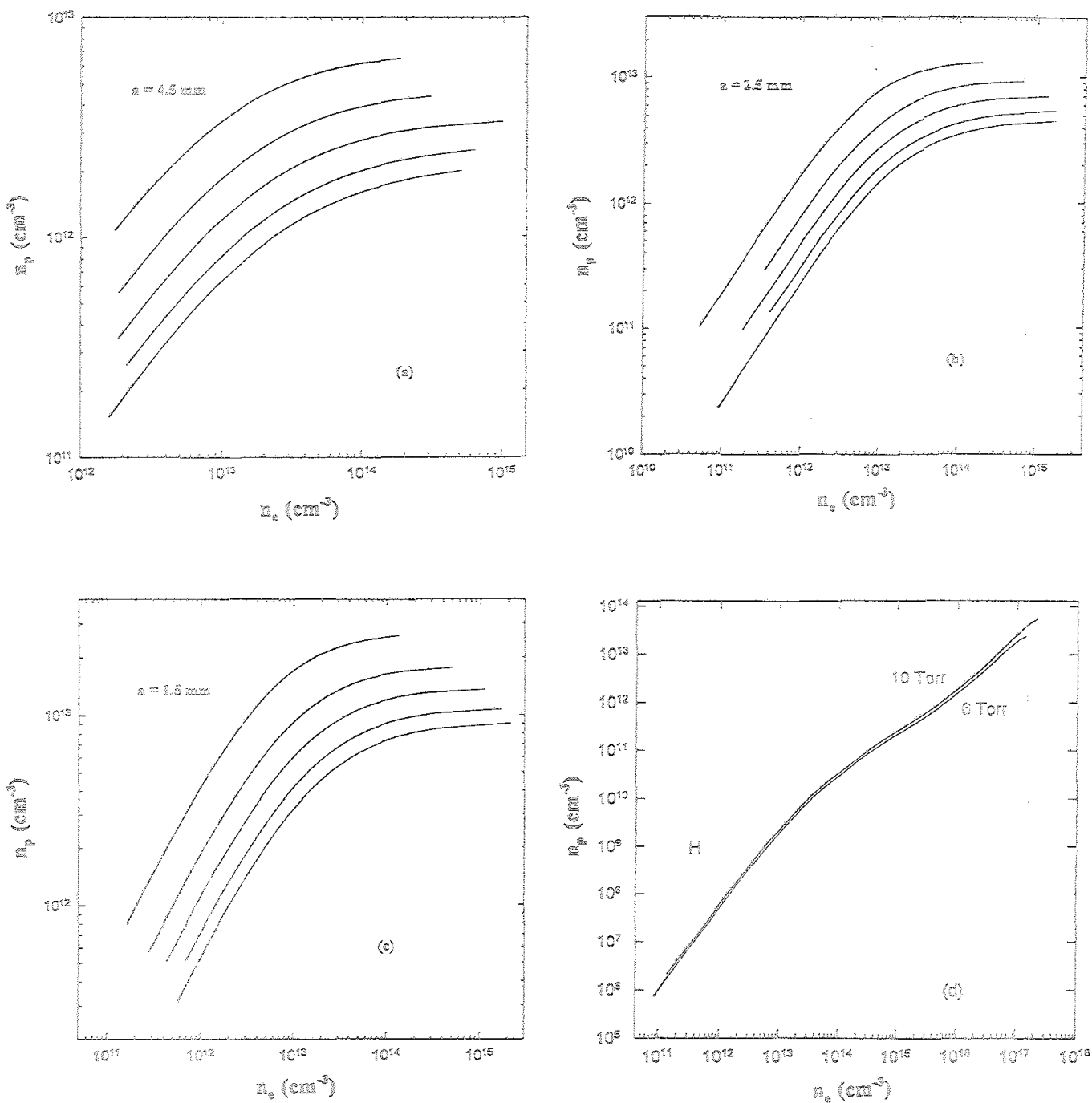


Figura 3.3: Densidad de población del primer estado excitado del argón

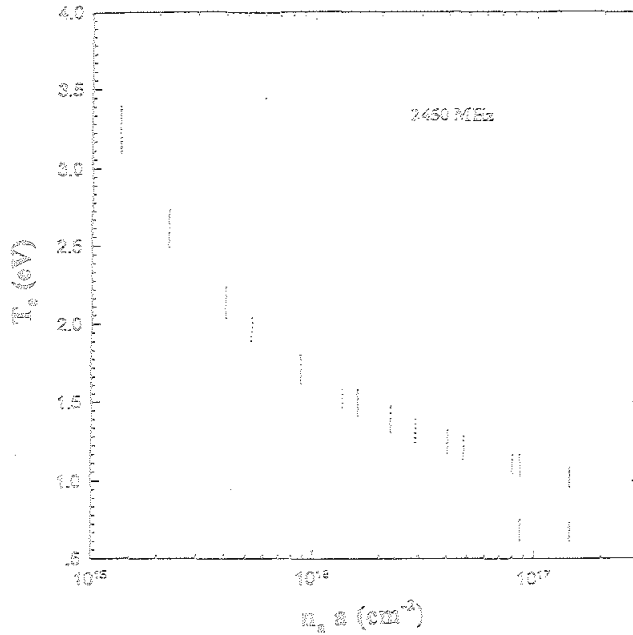


Figura 3.4: Característica de descarga.

incremento en la densidad de población electrónica en función de la temperatura electrónica.

El comportamiento de los procesos de poblamiento es muy sensible al intervalo de T_e considerado: en el lado izquierdo de la figura 3.5a (temperaturas más bajas), el mecanismo de ionización por etapas es dominante pero a medida que aumenta la temperatura electrónica, la ionización directa (ionización desde el nivel fundamental del átomo) se hace más importante. Además, existe una zona muy bien diferenciada ($1.44 \text{ eV} \leq T_e \leq 1.52 \text{ eV}$) en la que ambos procesos alcanzan valores muy similares.

Es importante recordar que en las condiciones de la figura 3.5a, régimen de baja presión, la difusión ambipolar es el único mecanismo de pérdida de electrones.

Las figuras 3.5b y c muestran, para una presión de 6 Torr, los procesos que contribuyen a aumentar y disminuir la densidad de población electrónica. Ahora, en contraste con la situación de 1.1 Torr, se usa la solución homogénea (H) del modelo de tres niveles. Como se aprecia en la figura 3.5b, la ionización directa domina en la zona de bajas temperaturas, haciéndose despreciable al aumentar la temperatura electrónica. También existe ahora un intervalo de temperatura ($0.7 \text{ eV} \leq T_e \leq 0.8 \text{ eV}$), en el que tanto la ionización directa como la por etapas tienen valores similares.

La figura 3.5c muestra los mecanismos de desdoblamiento donde, para las T_e ,

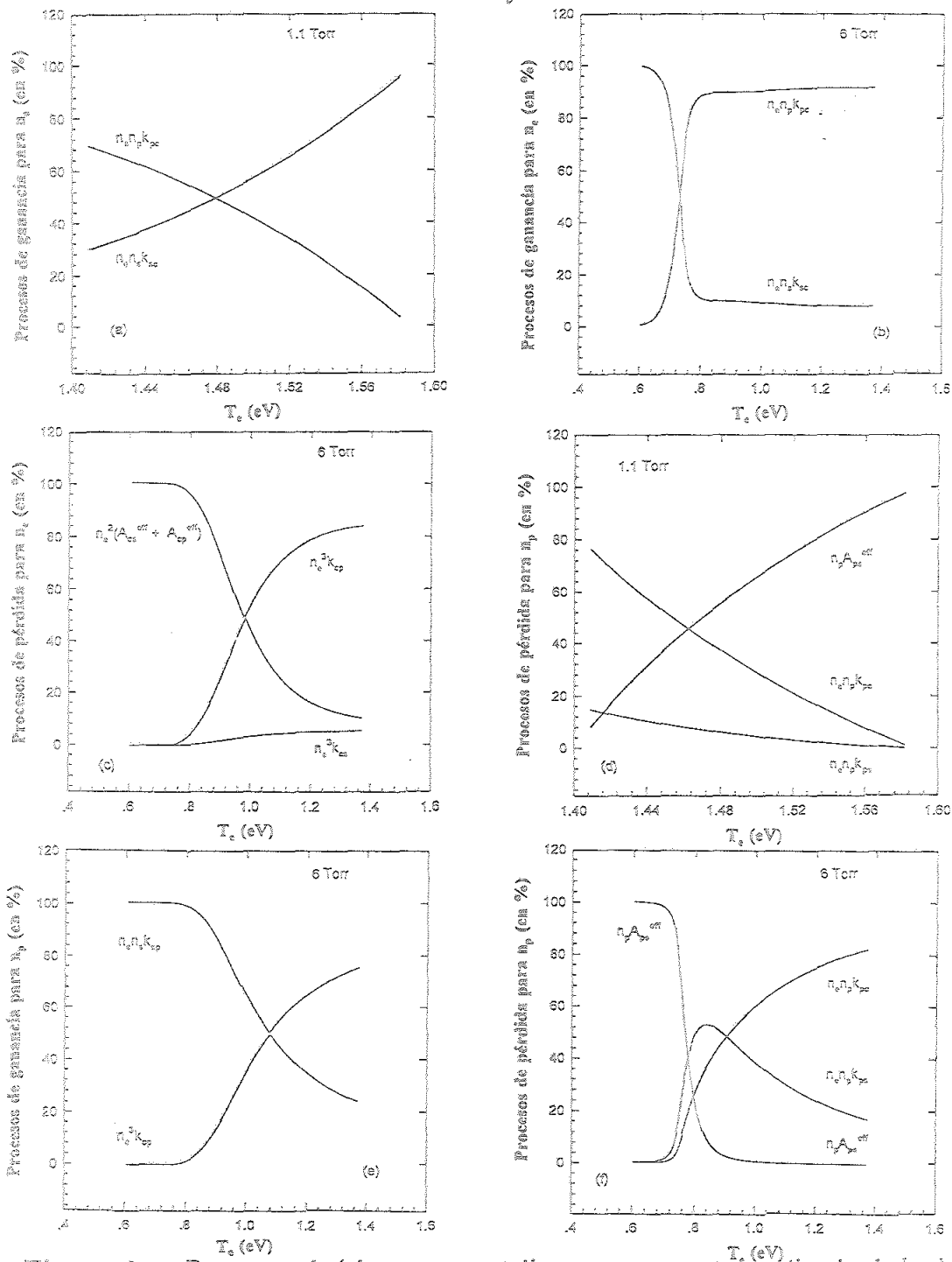


Figura 3.5: Procesos cinéticos que contribuyen a aumentar y disminuir la densidad electrónica (a,b,c,e) y del primer estado excitado (d,f) en un plasma de argón a 1.1 Torr (a,b,c,d) y 6 Torr (e,f), respectivamente

más bajas, las pérdidas en la densidad electrónica son debidas de modo fundamental a los procesos de recombinación radiativa, siendo la recombinación colisional más importante en la zona de temperaturas electrónicas más elevadas.

3.2.4.2 Densidad de población del primer estado excitado del argón

A continuación pasamos a analizar los diferentes procesos de ganancia y pérdida que hacen cambiar la densidad de población del primer estado excitado en el régimen de baja presión (1.1 Torr, usando la solución NH_1). El principal mecanismo de ganancia a esta presión es la excitación colisional a partir del nivel fundamental.

En la figura 3.5d aparecen representados los mecanismos de pérdida; su importancia relativa varía dependiendo del intervalo de temperatura electrónica analizado. De esta forma, la ionización por etapas es el principal proceso de pérdida de estados excitados a temperaturas bajas, mientras que entre 1.44 eV y 1.52 eV, la ionización por etapas y la desexcitación radiativa contribuyen de forma similar, dominando ésta última a las temperaturas más altas.

En este margen de presiones bajas, las pérdidas por colisiones superelásticas (desexcitación de los diferentes niveles de energía considerados) son prácticamente despreciables.

Al analizar los mecanismos cinéticos de ganancia en el rango de presiones intermedias (6 Torr, soluciones H), figura 3.5e, se encuentra que la excitación colisional desde el nivel fundamental es el proceso más importante en la zona de temperaturas bajas. Entre 1 y 1.2 eV, la excitación colisional desde el fundamental y la recombinación colisional de tres cuerpos tienen una importancia similar, siendo ésta última más importante en el intervalo de temperaturas electrónicas más altas.

En la figura 3.5f se analizan los mecanismos de pérdida en el rango de presiones intermedias (6 Torr); las pérdidas por desexcitación radiativa espontánea prevalecen en la zona de bajas temperaturas, aunque al aumentar la temperatura se hacen comparables con las pérdidas de población del estado excitado debido a desexcitaciones colisionales. Finalmente, las pérdidas por ionización desde el estado excitado son predominantes en la zona de temperaturas más elevadas.

3.3 Balance de potencia para los electrones de un plasma producido en una descarga de alta frecuencia

En esta sección usamos los resultados obtenidos anteriormente con objeto de realizar un balance de potencia para los electrones de la descarga. Este balance nos va a permitir calcular dos importantes magnitudes típicas de las descargas de alta frecuencia, las denominadas características de descarga: intensidad del campo eléctrico de mantenimiento y potencia absorbida por electrón.

Experimentalmente, la fuente de potencia que produce el plasma puede estar constituida de diversas formas, sin embargo el plasma que resulta de la descarga gaseosa así como las condiciones de su mantenimiento, están determinadas esencialmente por las partículas cargadas y por los mecanismos de pérdida de energía.

El balance de potencia electrónica por electrón expresa la relación existente entre el campo de mantenimiento, $E_p/\sqrt{2} = E_{rms}$, el campo cuadrático medio, y el promedio de la potencia perdida por los electrones θ_L como consecuencia de colisiones de cualquier tipo.

En nuestro caso, la ecuación que describe el balance de potencia local de los electrones puede escribirse esquemáticamente como

$$\theta_L = \theta_{dif} + \theta_{el} + \theta_{inel} + \theta_{rad} \quad (3.15)$$

donde el término de la izquierda es la potencia absorbida del campo eléctrico por unidad de volumen y los términos de la derecha representan la potencia disipada por unidad de volumen (por electrón) en procesos de difusión, colisiones elásticas e inelásticas (excitación e ionización) y por pérdidas radiativas.

Por otra parte, la potencia media transferida a los electrones, θ_A , es el promedio del trabajo realizado por la fuerza eléctrica sobre los electrones durante un periodo de oscilación del campo: es por tanto también, la potencia absorbida por los electrones desde el campo electromagnético.

$$\theta_A = \sigma_R \frac{E_p^2}{2} \frac{1}{n_e} \quad (3.16)$$

donde σ_R es la parte real de la conductividad eléctrica compleja.

Ahora podemos escribir la igualdad

$$\theta_A = \theta_L = \theta \quad (3.17)$$

que expresa el hecho de que, en régimen estacionaria, la potencia media absorbida por los electrones desde el campo, $\sigma_P(E_p^2/2) = n_e \theta_A$, es exactamente igual a la potencia media por unidad de volumen, $n_e \theta_L$, perdida por los electrones en colisiones con los átomos del gas.

3.3.1 Frecuencia efectiva de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento y procesos de pérdida de potencia electrónica

Para escribir la expresión de la potencia media ganada por los electrones hay que tener en cuenta que las características de las ondas electromagnéticas que se propagan en una descarga gaseosa se estudian, por lo general, considerando que este medio puede describirse en forma completa con sólo usar dos parámetros: la frecuencia electrónica del plasma, $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$, y la frecuencia de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento, ν_c .

Con respecto a la propagación de ondas, el plasma puede describirse como un medio dieléctrico caracterizado por una permitividad relativa compleja dada por

$$\epsilon_p = 1 - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (3.18)$$

donde σ es la conductividad eléctrica compleja

$$\sigma = \frac{-2e^2 n_e}{3m_e} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}}{\nu_c + i\omega} \frac{df}{d\epsilon} d\epsilon \quad (3.19)$$

y $\epsilon = mv^2/2e$ es la energía electrónica expresada en eV, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío e i es la unidad imaginaria $\sqrt{-1}$.

La parte real de este conductividad compleja tiene la forma

$$\sigma_R = \frac{-2e^2 n_e}{3m_e} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} \nu_c}{\nu_c^2 + \omega^2} \frac{df}{d\epsilon} d\epsilon \quad (3.20)$$

Las dos últimas ecuaciones, 3.19 y 3.20, son válidas sea cual sea la dependencia de ν_c con la energía electrónica. En el caso de frecuencia de colisión constante $\nu_c(\epsilon) = \nu_1$, las ecuaciones 3.18 y 3.19 quedan

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_1^2 + \omega^2} \left(1 + i \frac{\nu_1}{\omega} \right) \quad (3.21)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{1}{\nu_1 + i\omega} \quad (3.22)$$

A partir de 3.22 nos queda que

$$\theta_A = \frac{\sigma_R}{n_e} E_{rms}^2 \frac{E_p^2}{2} \quad (3.23)$$

La potencia media ganada por los electrones a partir del campo de alta frecuencia se puede escribir en la forma usual

$$\theta_A = \frac{\sigma_R}{n_e} \frac{E_p^2}{2} \quad (3.24)$$

donde $E_p/\sqrt{2}$ es la intensidad cuadrática media del campo eléctrico.

Como ya se comentó en el capítulo 1, en las descargas de alta frecuencia suele ser frecuente usar el concepto de campo eléctrico efectivo

$$E_{eff} = \frac{E_p}{\sqrt{2}} \frac{\nu_1}{\sqrt{\nu_1^2 + \omega^2}} \quad (3.25)$$

siendo ω la frecuencia angular de la onda. De esta forma, podemos expresar la potencia ganada por electrón como

$$\theta_A = \frac{e^2 E_{eff}^2}{m_e \nu_1} \quad (3.26)$$

Ahora bien, cuando ν_c depende de la energía, Whitmer y Herrmann [31] han demostrado que sigue siendo correcto expresar σ , ε_p y θ con las ecuaciones 3.21, 3.22 y 3.26, pero con la salvedad de que hace falta definir una nueva densidad electrónica efectiva n_{eff} y frecuencia efectiva de colisión ν_{eff} en función de ω .

$$\frac{n_{eff}}{n_e} = (\nu_{eff}^2 + \omega^2) \left(\frac{-2}{3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}}{(\nu_c^2 + \omega^2)} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon \right) \quad (3.27)$$

$$\nu_{eff} = \frac{\int_0^\infty \frac{\nu_c \varepsilon^{3/2}}{\nu_c^2 + \omega^2} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}}{\nu_c^2 + \omega^2} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon} \quad (3.28)$$

A partir de las ecuaciones 3.27 y 3.28 se desprende que, dados los parámetros p , T_g y a , ν_{eff} y n_{eff} son función de T_e y ω siempre que la función de distribución f sea Maxwelliana. En general, a la hora de hacer los cálculos, no es frecuente utilizar n_{eff} y si, por el contrario, la expresión para la frecuencia efectiva de colisión ν_{eff} .

En el caso de una descarga producida por corriente continua (DC), las expresiones correspondientes a σ , ν_{eff} y θ son

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{eff}} \quad (3.29)$$

$$\nu_{eff} = \frac{-2}{3} \int_0^\infty \nu_c \varepsilon^{3/2} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon \quad (3.30)$$

$$\theta = \frac{e^2 E^2}{m_e \nu_{eff}} \quad (3.31)$$

siendo E , la intensidad del campo eléctrico de DC.

Las expresiones de los términos de la derecha en 3.15 son: pérdida de potencia (por electrón) debida a la difusión ambipolar de los electrones

$$\theta_{dif} = \frac{2}{3} k T_e \frac{D_a}{\Lambda^2} \quad (3.32)$$

por colisiones elásticas

$$\theta_{el} = \frac{3m_e}{M} k(T_e - T_g) \nu_{eff}(T_e, \omega) \quad (3.33)$$

por colisiones inelásticas asociadas con procesos de excitación e ionización

$$\theta_{inel} = (n_s k_{sp} - n_p k_{ps}) E_{ps} + (n_s k_{sc} - n_e^2 k_{cs}) E_{cs} + (n_p k_{pc} - n_e^2 k_{cp}) E_{pc} \quad (3.34)$$

donde $E_s = E_{sc} = 15.76$ eV, $E_p = E_{pc} = 4.16$ eV y $E_{sp} = 11.6$ eV, y finalmente las pérdidas de potencia debidas a la radiación

$$\theta_{rad} = \frac{3}{2} k T_e n_e (A_{rs}^{ef} + A_{cp}^{ef}) \quad (3.35)$$

Todos los términos de la ecuación 3.15 están evaluados en eV/s.

La ecuación 3.15 nos permite pues determinar θ y E_{eff} , una vez que se ha resuelto el modelo de tres niveles para el átomo de argón en función de los parámetros $p(n_a)$, T_p y radio del tubo de descarga. Las cantidades θ y E_{eff} reciben el nombre de características de descarga. En los plasmas de alta frecuencia resulta mucho más fácil medir θ que E_{eff} , sucediendo justo lo contrario en las descargas de columna positiva producidas en DC.

Para ser precisos, es conveniente comentar que el campo eléctrico total que actúa sobre los electrones tiene la forma $E = E_s + E_p e^{i\omega t}$, donde E_s es la intensidad del campo eléctrico de carga de espacio y E_p la del campo en el interior del plasma producido por un generador de potencia de microondas.

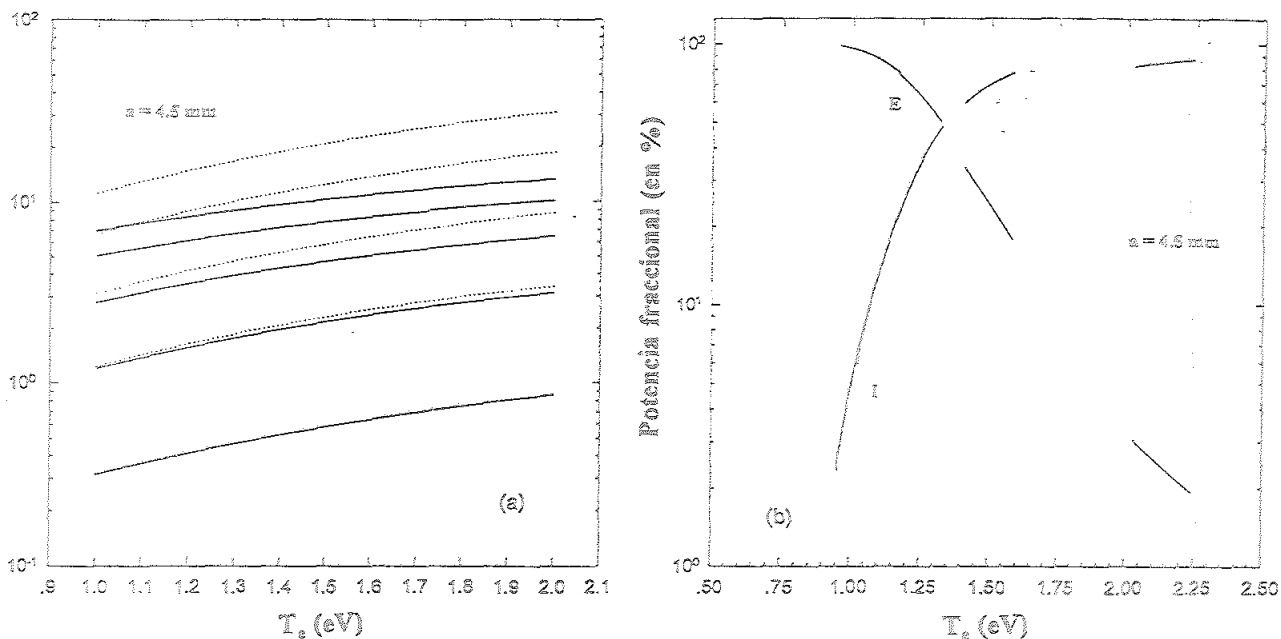


Figura 3.6: Frecuencia de colisión efectiva ν_{eff} para la transferencia de la cantidad de movimiento (a) y temperatura electrónica en función de la presión (b)

En nuestra aproximación hemos supuesto despreciable el término E_s , es decir, no se consideran las pérdidas de potencia resultantes de la existencia de un flujo de electrones en contra del campo de carga de espacio. Esta aproximación deja de ser válida [31] a presiones suficientemente bajas o cuando $\langle \nu_i \rangle$ (frecuencia de ionización promedio) y T_e son muy grandes ($kT_e = 3.4$ o 5 eV).

A partir de las ecuaciones 3.24 y 3.26 obtenemos la potencia promedio transferida desde el campo hacia electrones con energía ε ; esta cantidad determina el modo en el que la función de distribución de energía de los electrones depende de ω , aunque esta dependencia se encuentra obviamente condicionada por el modo exacto en el que ν_c varia con ε , lo cual es algo intrínseco al gas considerado.

Como en argón la frecuencia de colisión para transferencia de cantidad de movimiento, ν_c , es función de la energía de los electrones, hay que evaluarla adecuadamente usando la ecuación 3.30 en el caso DC o bien, la ecuación 3.28 para el caso HF.

La figura 3.6a muestra los resultados obtenidos al hacer los cálculos en ambos casos; la frecuencia de la onda en el caso HF es $\omega/2\pi = 2.45$ GHz. Comprobamos que a medida que la presión aumenta, la frecuencia efectiva de colisión ν_{eff} para descargas de HF se aparta más y más del valor correspondiente al caso DC.

A continuación vamos a calcular y comparar, usando la solución NH_1 del

modelo, los diferentes términos que aparecen en la ecuación 3.15 de balance de potencia para los electrones.

La figura 3.6b muestra la pérdida de potencia fraccional, expresada en tantos por ciento, para los cinco casos de presión evaluados con el modelo de tres niveles. Sólo se representan las pérdidas elásticas e inelásticas ya que, en general, las pérdidas radiativas son despreciables y salvo para el caso de presión más pequeña, también lo son las pérdidas de potencia por difusión ambipolar.

Comprobamos que las pérdidas inelásticas crecen con el aumento de T_e , siendo superadas por las elásticas por debajo de un cierto valor de la temperatura electrónica (aproximadamente 1.4 eV).

3.3.2 Características de descarga a alta frecuencia

La ecuación 3.15 nos permite evaluar las llamadas características de descarga, E_{eff} (campo eléctrico efectivo de mantenimiento de la descarga) y θ (potencia absorbida de la fuente externa de HF).

Con objeto de determinar la influencia del radio del tubo y $\omega/2\pi$ sobre las características de la descarga, calculamos E_{eff}/n_e y θ/n_e en función de T_e y de n_e y n_p , para tres radios del tubo (0.15, 0.25 y 0.45 cm) y para tres frecuencias (210, 600 y 2450 MHz).

Las figuras 3.7a y b muestran E_{eff}/n_e y θ/n_e en función de n_e cuando $\omega/2\pi = 2.45$ GHz, para los tres radios de la columna de descarga y para las cinco presiones consideradas en este estudio. Observamos que E_{eff}/n_e y θ/n_e crecen cuando el radio del tubo disminuye, siendo este efecto menos importante cuanto mayor es la presión. También es de destacar que, para una presión dada, E_{eff}/n_e y θ/n_e experimentan una dependencia más fuerte con n_e cuanto mayor es la presión.

Las figuras 3.7c y d representan el comportamiento de las características de descarga cuando la frecuencia de excitación cambia, manteniéndose el radio del tubo igual a 0.45 cm. En esta situación, el campo efectivo de mantenimiento es más sensible a la variación de frecuencia que la potencia absorbida, observándose también una más acusada dependencia con la densidad electrónica a medida que crece la presión.

Las figuras 3.7e y f muestran el comportamiento de E_{eff}/n_e y θ/n_e , para 6 y 10 Torr y $\omega/2\pi = 210$ MHz y 2.45 GHz, al usar la solución homogénea (H) del modelo de tres niveles.

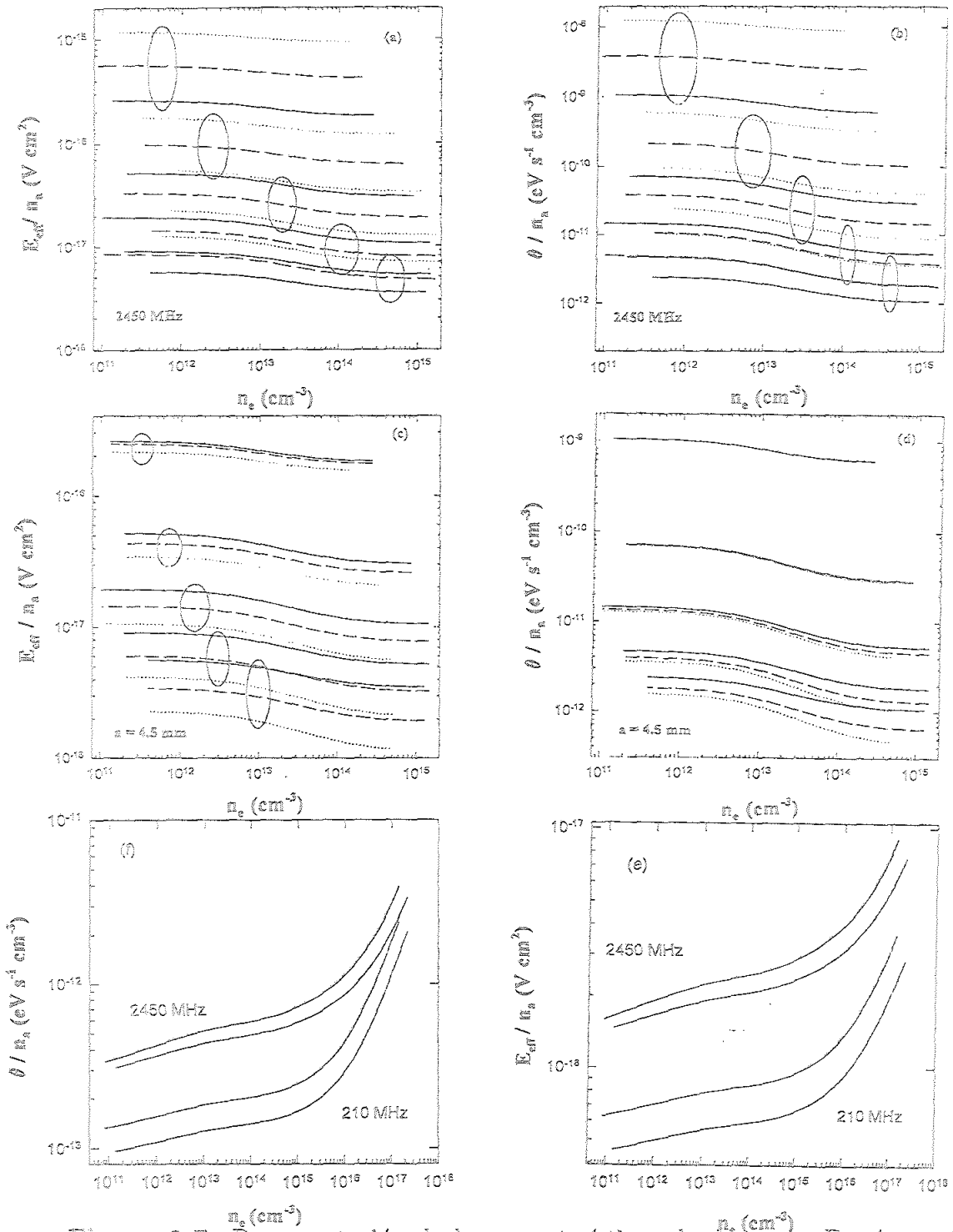


Figura 3.7: Representación de las características de descarga E_{eff}/n_a y θ/n_a obtenidas con las soluciones no homogénea (NH) (a,b,c,d) y homogénea (H) (e,f) del modelo de tres niveles

Como se observa en estas figuras, la potencia absorbida aumenta, siendo mayor cuanto mayor es $\omega/2\pi$, al aumentar la densidad electrónica. Este comportamiento es justo el contrario del que presentaba el caso no homogéneo (NH_1) ya que en éste, la potencia absorbida disminuía al aumentar la densidad de electrones.

3.4 Leyes de semejanza a baja presión

Como ya se vio en la figura 3.2a, la densidad electrónica experimenta una gran variación en un estrecho intervalo de temperatura electrónica. Este resultado se ha usado aquí para representar las características de descarga, fijado un conjunto de parámetros experimentales (a, p, T_e), en función del valor medio de T_e y por tanto también de n_e y n_p . El objetivo que se persigue es el de reproducir los resultados obtenidos por otros autores sobre las características de descarga ($\bar{\theta}/N$ y \bar{E}_{eff}/N), pero además analizar la dependencia de estas magnitudes con los valores de la densidad electrónica y del primer estado excitado del argón.

La Tabla I muestra diferentes valores medios para cada presión con un radio del tubo y temperatura del gas de 0.45 cm y 300 K respectivamente.

Tabla I					
$p(\text{Torr})$	$T_e(\text{eV})$	$n_e(\text{cm}^{-3})$	$n_p(\text{cm}^{-3})$	$\nu_{eff}(\text{s}^{-1})$	$a \cdot n_e(\text{cm}^{-2})$
0.28	2.13	2.63×10^{13}	3.17×10^{12}	0.94×10^8	0.405×10^{16}
1.1	1.50	6.32	2.25	2.16	1.59
2.8	1.24	9.64	1.67	3.72	4.05
6.0	1.10	11.0	1.26	5.55	8.69
10.0	1.02	11.0	1.03	7.04	14.48

Procediendo de este modo se logra tener un único valor de las características de descarga \bar{E}_{eff}/n_e y $\bar{\theta}/n_e$ para cada valor de la presión. Las figuras 3.8a y b muestran estos resultados así como los correspondientes a los valores medios obtenidos al mantener la frecuencia de excitación constante y variar el radio del tubo de descarga.

En el régimen de presiones más bajas (cuando dominan las pérdidas por difusión ambipolar y se emplea la solución NH_1), se encuentran las bien conocidas leyes de semejanza [43]

$$\frac{\bar{E}_{eff}}{n_e} = f_1(a \cdot n_e) \quad (3.36)$$

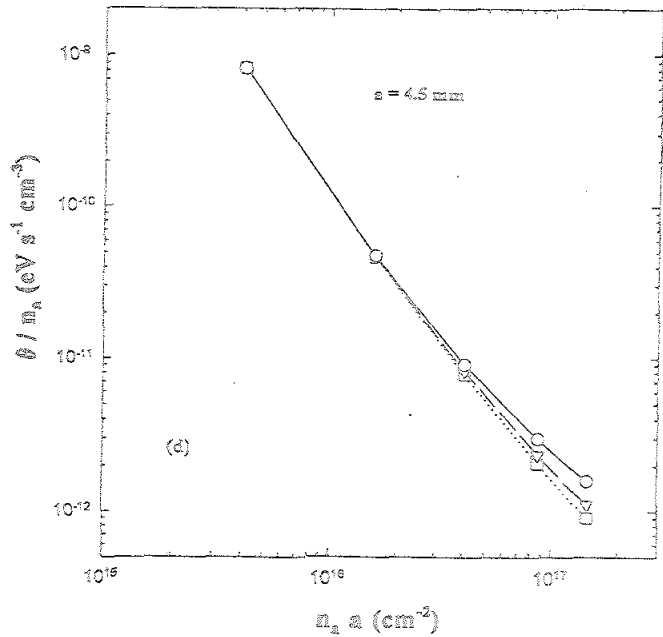
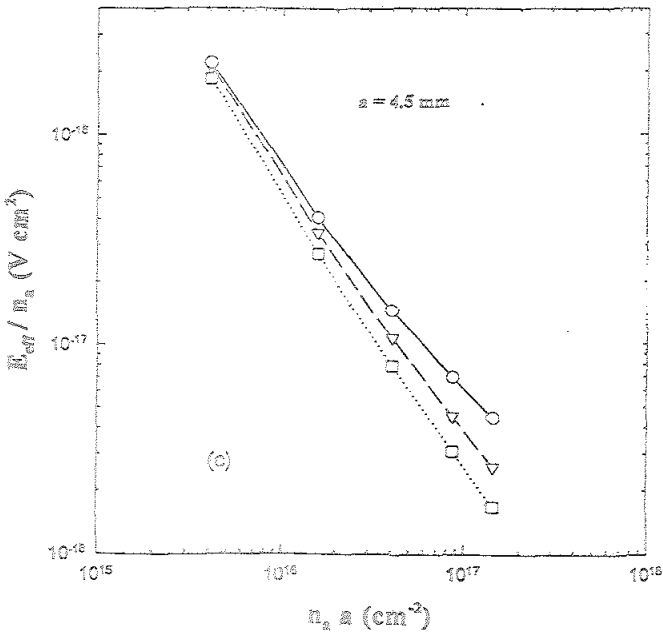
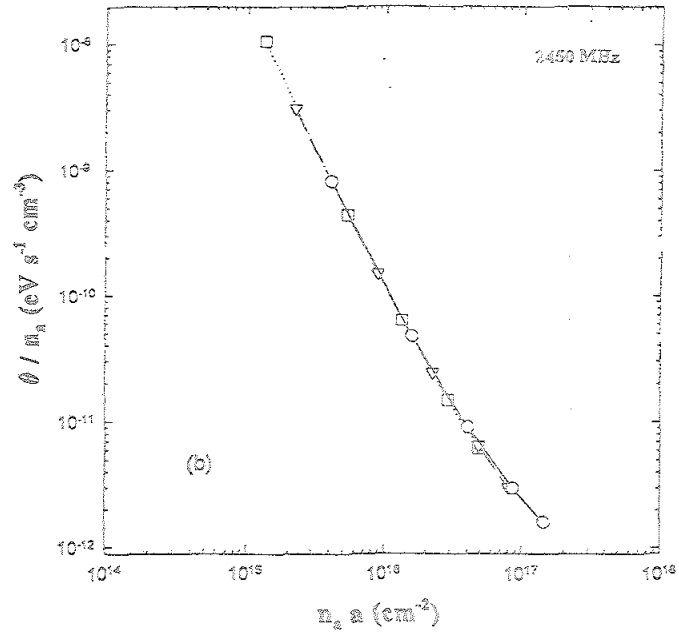
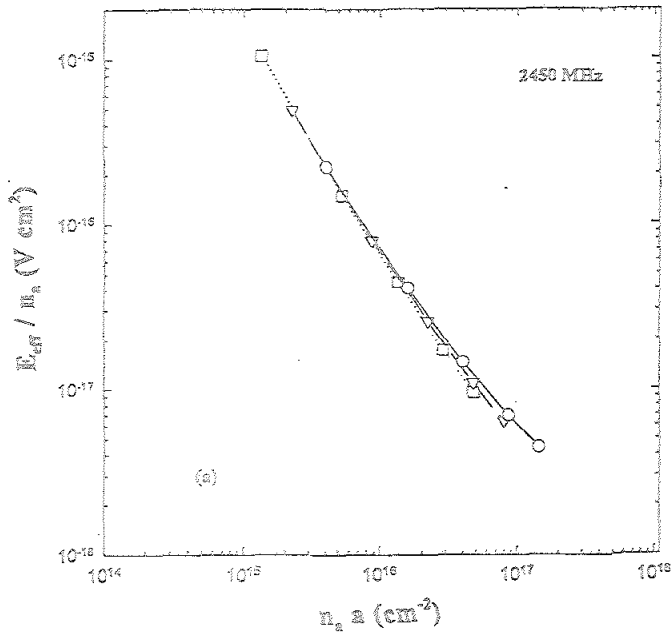


Figura 3.8: E_{eff}/n_a y θ/n_a para diferentes valores de la presión ó n_a .

y

$$\frac{\theta}{n_e} = f_2(\alpha \cdot n_e) \quad (3.37)$$

mientras que a presiones más altas se aprecia una ligera dependencia con la frecuencia y el radio.

De modo similar, las figuras 3.8c y d muestran que en el rango de presiones más bajas el efecto de la frecuencia de excitación tiende a desaparecer: este hecho es especialmente apreciable en la potencia absorbida por electrón.

En general se observa que, para una presión y radio fijo, tanto E_{eff}/n_e como θ/n_e crecen al aumentar ω . Al considerar la solución homogénea en el rango intermedio de presiones, los valores medios de E_{eff}/n_e y θ/n_e dependen de manera importante del rango de densidades electrónicas en el que nos encontremos. Al situarnos en un intervalo de densidades electrónicas similar al del caso homogéneo ($10^{11} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), se encuentra que las características de descarga tienen unos valores inferiores a los encontrados con la solución NH_1 ; además a estas presiones (6 y 10 Torr) dejan de existir las leyes de semejanza.

Capítulo 4

Modelo hidrocínético

4.1 Introducción

El gran interés suscitado últimamente por los plasmas de argón producidos en descargas de microondas (MIP) se deriva, entre otras razones, de su alta eficiencia como fuente de excitación de diferentes especies atómicas, iónicas y moleculares [90] [91]. Una de las características más importantes de este tipo de descargas radica en el hecho de que el proceso de transferencia de energía, desde el campo electromagnético de la onda hasta el plasma, tiene lugar en el sentido de propagación de la onda de superficie que mantiene a un plasma de argón en condiciones de presión atmosférica [84].

La descarga tiene lugar en un tubo cilíndrico de vidrio: un flujo de gas constante entra en el tubo por el mismo extremo en el que se encuentra situado un dispositivo lanzador de ondas del tipo surfatrón, cuyo modo de funcionamiento se describió brevemente en el capítulo I de este trabajo. Los plasmas producidos por onda de superficie son sólo una de las posibles formas de producir plasmas en descargas de microondas, pero con la ventaja de que la onda electromagnética usa como únicos medios de propagación a la propia columna de plasma que sustenta y al tubo de vidrio.

En las últimas dos décadas se han sucedido algunos estudios, tanto teóricos como experimentales, sobre las descargas producidas por onda de superficie en régimen de alta presión: estudios sobre los posibles mecanismos de atenuación de la onda, análisis teóricos y experimentales sobre la propagación axial de la onda así como medidas experimentales de la densidad electrónica, temperatura

electrónica y de los diferentes estados excitados [92] [93]. A pesar de todo esto, el comportamiento axial de los plasmas inducidos por microondas y mantenidos por onda de superficie a presión atmosférica se encuentra todavía lejos de ser bien comprendido desde un punto de vista teórico.

Estos dispositivos son utilizados con mucha frecuencia, sobretudo en química de plasmas, para ionizar y excitar átomos y moléculas. Durante la pasada década se han venido sucediendo un gran número de investigaciones experimentales que han permitido encontrar nuevas aplicaciones a los plasmas producidos por onda de superficie a presión atmosférica [94]. El principal rasgo diferenciador de este tipo de descargas lo constituye su carácter no uniforme a lo largo del eje de la descarga; magnitudes tan importantes como la densidad y temperatura electrónica presentan acusados gradientes axiales. Además, las temperaturas electrónicas y del gas son marcadamente diferentes, lo cual es un rasgo común a todos los plasmas fuera del equilibrio termodinámico.

Hasta la fecha, la inmensa mayoría de los modelos colisionales-radiativos dedicados a estudiar los plasmas producidos por radio-frecuencia y microondas han prestado un interés preferente a los plasmas acoplados inductivamente (ICP). No obstante, los modelos propuestos no tenían en cuenta, en un gran número de los casos, importantes mecanismos responsables del estado de no equilibrio del plasma.

En lo que respecta a trabajos directamente relacionados las características electromagnéticas de plasmas producidos por onda de superficie, últimamente se ha publicado un trabajo teórico [92] en el que se calculan la longitud de onda y los coeficientes de atenuación de la onda a lo largo del eje de una descarga mantenida a presión atmosférica; las magnitudes así calculadas son función de la densidad electrónica.

Los modelos de tipo canal [96] constituyen otra alternativa para la descripción, en condiciones de equilibrio termodinámico, de un plasma producido por onda de superficie. Este tipo de modelos tienen el atractivo de incorporar de forma sencilla la no uniformidad axial característica de estos plasmas; sin embargo, apenas aportan información sobre la naturaleza de los procesos que alejan el plasma del equilibrio. El objetivo de este capítulo es el de presentar una descripción teórica sencilla sobre la propagación de ondas de superficie a lo largo de una columna de plasma fuera del equilibrio termodinámico y mantenida a presión atmosférica.

En estos plasmas, la frecuencia de colisión electrón-neutro para la transferencia de cantidad de movimiento ν_1 , suele ser mayor que la frecuencia angular de la onda ω . Entre las suposiciones implícitas en la descripción que se propone, se encuentra la de considerar a las colisiones electrón-neutro como el principal mecanismo de atenuación en la propagación de la onda de superficie a lo largo de la columna de plasma.

El planteamiento del problema que hemos adoptado se basa en un modelo cinético simplificado para el plasma de argón junto con una ecuación de balance de energía para los electrones libres del plasma. Este modelo nos va a permitir determinar algunas de las más importantes magnitudes necesarias para caracterizar un plasma fuera del equilibrio: perfiles axiales de la densidad y temperatura electrónica, así como de la densidad de población del primer estado excitado del argón.

Por otra parte, también vamos a poder cuantificar en una primera aproximación la influencia que algunos parámetros externos como el flujo de gas entrante en la columna de plasma, el radio del plasma, la temperatura del gas o el atrapamiento de radiación, tienen sobre las densidades de población y temperatura electrónica.

la figura 4.1 muestra una representación esquemática de los diferentes medios de propagación considerados para realizar todos los cálculos.

En el extremo izquierdo del gráfico 4.1a se aprecia una estructura excitadora de ondas de superficie, surfatrón, que trabaja a una frecuencia de 2.45 GHz. El plasma comienza a formarse en las inmediaciones del surfatrón: dependiendo de la potencia suministrada y del flujo de gas entrante, el plasma se extenderá más o menos en la columna.

Tanto la densidad electrónica como la intensidad del campo eléctrico experimentan una disminución a medida que nos alejamos de la fuente de potencia; el plasma dejará de existir cuando la intensidad del campo eléctrico se encuentre por debajo de un cierto valor umbral necesario para mantener la descarga.

En nuestro caso, suponemos que el plasma de argón llena por completo el tubo capilar, es decir, se admite la aproximación de plasma no constricto. Esta hipótesis sólo está justificada cuando, como en las condiciones de la simulación propuesta ($P(0) = 100 \text{ W}$), los niveles de potencia utilizados son reducidos [95]. Además, el plasma siempre se mantiene confinado en la cavidad que lo contiene.

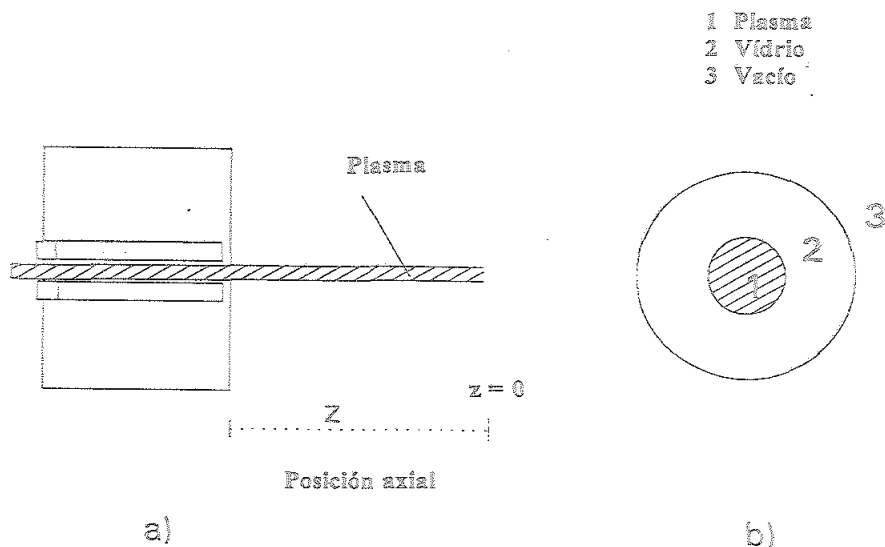


Figura 4.1: Representación esquemática de un dispositivo de onda de superficie (a) y de los diferentes medios de propagación considerados (b) para el cálculo de la intensidad del campo eléctrico

El no considerar el efecto de constricción hace que todos los cálculos sean mas simples por dos razones fundamentales: i) no es necesario tener en cuenta un cuarto medio dieléctrico (vacío, entre el plasma y el vidrio) para calcular la intensidad del campo eléctrico, ii) según algunos autores, este efecto se debe principalmente a que la temperatura del gas (o de neutros) es mucho mayor en la región de plasma que en el exterior, dando esto lugar a un flujo de calor radial hacia la pared del tubo. Bajo tales condiciones, el diámetro del plasma dependerá de la presión y de la temperatura del gas a lo largo del radio del tubo. Todas estas consideraciones sugieren que se debería incluir una ecuación adicional de balance de energía que cuantificase la distribución radial de la temperatura del gas; sin embargo, esto complicaría de modo un tanto innecesario el modelo propuesto, ya que para los niveles de potencia utilizados (100 W) el plasma rellena casi completamente el tubo de descarga.

Baste decir en suma que, el hecho de despreciar el efecto de constricción es equivalente a no considerar el gradiente radial de la temperatura de neutros, lo cual podría afectar a la cinética del plasma a través de, por ejemplo, una inadecuada valoración de las pérdidas de potencia debidas a colisiones elásticas.

Dado un tubo de cierto diámetro, el aspecto del plasma se encuentra fuerte-

mente determinado por el flujo de gas. De esta forma, si el diámetro interior del tubo es mayor que 3-6 mm y el flujo de gas supera los varios litros por minuto, resulta un hecho experimentalmente comprobado que el plasma presenta un aspecto filamentososo (2 o 3 filamentos); sin embargo, al disminuir el flujo hasta algunos centenares de mililitros por minuto, el plasma se reduce a un único filamento a lo largo del eje de la descarga y con la particularidad de que sólo se encuentra en contacto con las paredes del tubo en las cercanías del sustrato. En esta zona, el plasma parece rellenar todo el cilindro con un diámetro aparente de 1 mm.

Es posible también producir plasmas estables en tubos capilares de menor diámetro, pero entonces sería preciso aumentar el flujo de gas.

4.2 Descripción del modelo hidrodinámico

4.2.1 Campo eléctrico de alta frecuencia

Los objetivos de esta sección son principalmente dos: estudiar la propagación de la onda electromagnética en el plasma y determinar la intensidad del campo eléctrico de alta frecuencia en función del perfil de densidad electrónica y de ν_1 .

Para resolver este problema de forma autoconsistente es preciso resolver de forma simultánea las ecuaciones de Maxwell y las que describen los procesos cinéticos que tienen lugar en la descarga. Como esta forma de proceder es bastante compleja, optamos por resolver por separado las ecuaciones de mantenimiento del plasma y las que involucran las propiedades electrodinámicas del sistema. Después de obtener por separado las soluciones de los dos conjuntos de ecuaciones, se unen los resultados. Este es el tipo de metodología seguida por Moisan y colaboradores [96] para abordar el estudio de la propagación de las ondas de superficie de simetría azimutal a lo largo de una columna de plasma a presión atmosférica.

Para calcular las características de dispersión de la onda es preciso hacer uso del álgebra compleja, ya que a presión atmosférica las componentes real e imaginaria de la permitividad del plasma son del mismo orden de magnitud.

La aproximación de plasma frío parece ser adecuada ya que la temperatura electrónica estimada para estos plasmas se encuentra cercana a 1 eV.

Por otra parte, las colisiones dominantes ocurren entre electrones y átomos neutros en su estado fundamental, siendo la sección eficaz de colisión función de la velocidad. Por tanto, en lo que respecta a la propagación de ondas en el

plasma, podemos considerar a éste como caracterizado por una cierta permitividad dieléctrica ϵ_p

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)} = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2}{1 + i\frac{\nu_1}{\omega}} \quad (4.1)$$

donde i es la unidad imaginaria, ω es la frecuencia de la onda y $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$ es la frecuencia del plasma. En nuestro caso, como ya se mencionó anteriormente, siempre tenemos que $\nu_1 > \omega$. Con respecto a esto último debemos recordar que, como ya se comentó en el primer capítulo, la conductividad eléctrica que da lugar a la expresión 4.1 se obtiene a partir de un modelo hidrodinámico que describe el movimiento de un electrón en un medio viscoso [31], es decir, el electron experimenta un gran número de colisiones durante el periodo de oscilación de la onda. Esto significa que aunque ν_1 puede ser mucho mayor que ω , siempre ha de permanecer inferior a la frecuencia del plasma ω_{pe} para que el modelo hidrodinámico del electron pueda seguir siendo válido.

Como la sección eficaz de colisión electron-átomo en argón depende de la velocidad, la frecuencia ν_1 , que aparece en la ecuación 4.1, ha de ser sustituida por una frecuencia efectiva de colisión definida por

$$\nu_{eff} = \frac{\int_0^\infty \frac{\nu_1 \epsilon^{3/2} \frac{df}{d\epsilon} d\epsilon}{\nu_1^2 + \omega^2}}{\int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} \frac{df}{d\epsilon} d\epsilon}{\nu_1^2 + \omega^2}} \quad (4.2)$$

donde la función de distribución de energía f se supone Maxwelliana y ν_{eff} depende por tanto de la temperatura electrónica. La figura 4.2 muestra ν_{eff} en función de la temperatura electrónica.

Se supone que el plasma es eléctricamente neutro (salvo en distancias menores que la longitud de Debye) y radialmente homogéneo; en tubos capilares, las características de la onda apenas dependen del perfil radial de la densidad electrónica $n_e(r)$.

Los diferentes medios de propagación considerados para el cálculo del campo eléctrico se encuentran esquemáticamente representados en la figura 4.1b. Admitimos que el plasma llena completamente el tubo capilar donde tiene lugar la descarga. La permitividad del tubo capilar y la tangente de pérdidas se incluyen en los cálculos a través de la permitividad compleja ϵ_g .

Teniendo en cuenta las anteriores condiciones, las ecuaciones de Maxwell se han resuelto en cada medio con las condiciones de contorno adecuadas (ecuaciones de

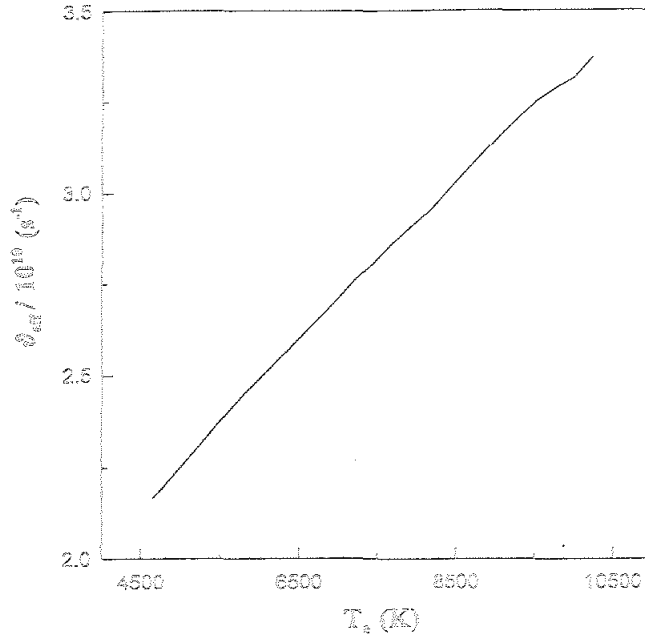


Figura 4.2: Frecuencia efectiva de colisión electron-neutro para la transferencia de la cantidad de movimiento en función de la temperatura electrónica

continuidad en cada interfase). El campo electromagnético resultante tiene sólo tres componentes: campos eléctricos axial E_z y radial E_r , y campo magnético azimutal H_ϕ .

El conjunto de las cuatro ecuaciones de continuidad (continuidad de E_z y H_ϕ en la interfase plasma-tubo de cuarzo ($r = a$) e interfase cuarzo-aire ($r = b$), tiene una única solución diferente de cero si su determinante 4×4 se anula: obteniéndose de esta forma la ecuación de dispersión [97]. Este procedimiento de cálculo se esbozó más ampliamente en el capítulo 1.

Al resolver la ecuación de dispersión obtenemos, para cada valor de ν_{eff}/ω , dos curvas distintas: la asociada al coeficiente de atenuación α y al número de onda $\beta = 2\pi/\lambda$, respectivamente. Para obtener el campo electromagnético en unidades absolutas podemos usar, por ejemplo, la condición de normalización para el flujo de potencia P ,

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_{S_t} E_r H_\phi^* 2\pi r dr \quad (4.3)$$

donde S_t es la sección total del dispositivo donde tiene lugar la descarga ($0 \leq r \leq b$) y Re denota la parte real [39].

El campo eléctrico de mantenimiento usado en todos los cálculos es $E = (E_z^2(r = a) + E_r^2(r = a))^{1/2}$. La figura 4.3 muestra la intensidad, E , del campo

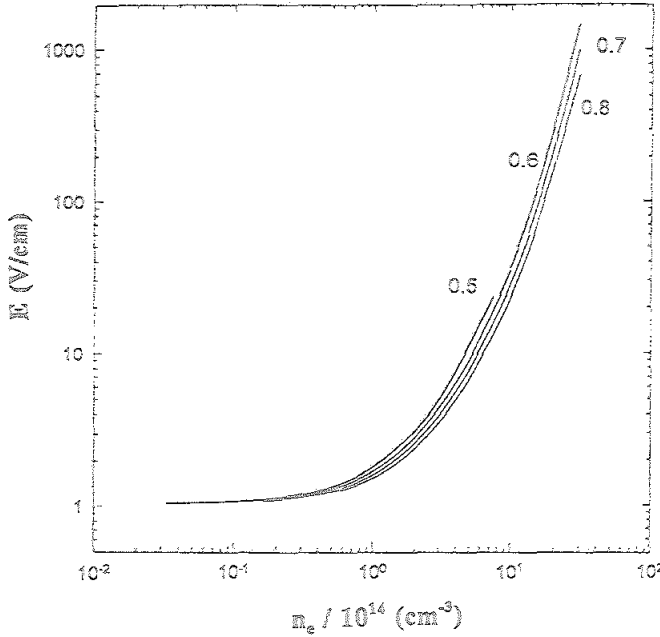


Figura 4.3: Intensidad del campo eléctrico en función de la densidad electrónica para diferentes temperaturas electrónicas (en eV)

eléctrico de alta frecuencia en función de la densidad electrónica (ω/ω_{pe}) y de la temperatura electrónica (ν_{eff}/ω).

En el rango de densidades electrónicas que aquí nos interesa, la dependencia de E con la temperatura electrónica (ν_{eff}) es muy débil. Por tanto, de aquí en adelante, vamos a suponer que en una primera aproximación la intensidad del campo eléctrico de alta frecuencia no depende de T_e , sólo de la densidad electrónica. Un análisis más detallado del problema requeriría que considerásemos ambas dependencias. Por tanto, el campo eléctrico usado en todos los cálculos está asociado con un valor fijo de T_e ; en nuestro caso $\nu_{eff}/\omega = 1.76$ ó $T_e = 0.6$ eV.

4.2.2 Modelo atómico de tres niveles para el átomo de argón

Como ya se explicó en detalle en el capítulo 2 de la presente memoria, la principal razón para adoptar un esquema de tres niveles para el átomo de argón reside en su peculiar estructura de niveles: apreciable separación energética entre los estados excitados $4s$ y los estados excitados superiores [65], así como una muy pequeña separación entre los cuatro diferentes estados del nivel $4s$ [53].

De aquí en adelante los tres niveles del átomo de argón serán designados por las letras s para el nivel fundamental, p para el primer nivel excitado y e para el continuo de energía.

La particular estructura energética del argón puede ser una de las principales causas de que los estados excitados superiores ($4p$ y por encima) se encuentren mucho más próximos a sus correspondientes valores de equilibrio de lo que lo están los estados $4s$ [46].

Todo lo anterior parece sugerir la idea de que al estudiar la cinética del no equilibrio de descargas en argón, bastaría considerar, en una primera aproximación, sólo a los estados excitados inferiores (estados $4s$).

Por otra parte, como la velocidad del flujo de gas es pequeña, podemos suponer con buena aproximación que el flujo de gas se encuentra en régimen laminar, por lo que las líneas de corriente son paralelas al eje z de la descarga. Al suponer régimen laminar, las ecuaciones de Navier-Stokes quedan muy simplificadas, siendo dos las principales consecuencias para nuestro modelo: i) la velocidad del flujo, u , sólo depende de la coordenada radial y ii) la presión del gas, p_g , tiene una única dependencia axial. En estas condiciones, el perfil para la velocidad del flujo es de tipo parabólico

$$u(r) = \frac{2\Phi}{\pi R^2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (4.4)$$

donde Φ es el flujo del gas y R es el radio interior del tubo de descarga.

Como todos los cálculos se realizan en el eje de la descarga, tomamos $u(r=0) = 2\Phi/\pi R^2$.

Consideremos las ecuaciones

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i(\vec{u} + \vec{U}_i)) = \dot{n}_i \quad (4.5)$$

de modo que para $i = s, p, e$, como ya se comentó en detalle en el capítulo 2 pero allí sin considerar el flujo convectivo, obtenemos las ecuaciones de balance relacionadas con la densidad de población del nivel fundamental del argón, su primer nivel excitado y la densidad electrónica, respectivamente.

Las cantidades \vec{U}_i y \vec{u} representan la velocidad de difusión de las especies i y la velocidad del plasma considerado como un todo. De igual modo, \dot{n}_i tiene en cuenta los diferentes procesos colisionales y radiativos (comentados en el modelo atómico usado para el argón) responsables de los cambios en n_i .

Estas tres ecuaciones se pueden reducir a sólo dos [53] si suponemos que el número total de partículas, n_a , permanece constante en cada sección de la columna.

de plasma

$$n_a = n_e + n_p + n_s \quad (4.6)$$

Conservamos las ecuaciones relacionadas con el primer estado excitado (p) y con los electrones (e),

$$\dot{n}_p = u \frac{\partial n_p}{\partial z} = n_e n_s K_{sp} + n_e^3 K_{cp} + n_e^2 A_{cp}^{ef} - n_e n_p (K_{pc} + K_{ps}) - n_p A_{ps}^{ef} \quad (4.7)$$

$$\dot{n}_e = u \frac{\partial n_e}{\partial z} = n_e n_s K_{sc} + n_e n_p K_{pc} - n_e^3 (K_{cs} + K_{cp}) - n_e^2 (A_{cs}^{ef} + A_{cp}^{ef}) \quad (4.8)$$

que son las ecuaciones de balance expresadas en coordenadas cilíndricas y donde sólo se mantiene la dependencia axial. Además, como no consideramos difusión axial de ninguna especie, se tiene que $U_i = 0$.

Las magnitudes K y A^{ef} en las ecuaciones 4.7 y 4.8 representan los coeficientes de reacción colisionales y radiativos que ya fueron calculados previamente en el capítulo 2 de esta memoria.

De aquí en adelante, toda la radiación presente en el plasma proveniente de la desexcitación espontánea $p \rightarrow s$ se denominará radiación resonante.

Los diferentes factores de escape presentes en los coeficientes de reacción radiativos son una medida de la cantidad de radiación que permanece o abandona el plasma; estos factores se toman como parámetros del modelo hidrocínético propuesto: $\Lambda_{cp} = \Lambda_{cs} = 1$ y Λ_{ps} variando entre 10^{-6} y 10^{-3} . Como la densidad de población del nivel fundamental suele ser relativamente alta (comparada con n_e y n_p), resulta razonable pensar que los factores de escape Λ_{ps} puedan tomar valores pequeños, lo cual significa en otras palabras que es muy probable que la radiación resonante se invierta en excitar o ionizar átomos en su nivel fundamental.

Por otra parte, la principal razón para suponer que $\Lambda_{cp} = \Lambda_{cs} = 1$ se basa en el hecho de que al existir importantes procesos de recombinación radiativa no contrarestandos por mecanismos de fotoionización, el plasma se encontrará fuera del equilibrio, es decir, la densidad electrónica alcanzará valores distintos (en general inferiores) a los del equilibrio termodinámico, siendo esto último un hecho comprobable experimentalmente [92] [93] [98].

4.2.3 Balance de energía para los electrones

La ecuación de balance de energía para los electrones utilizada en los cálculos se obtiene a partir de la teoría cinética como el tercer momento de la ecuación de

Boltzmann y tiene la forma [99]

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{3}{2} n_e k_b T_e \vec{u} \right) + n_e k_b T_e \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e = Q^e \quad (4.9)$$

donde n_e , \vec{u} y T_e son la densidad electrónica, la velocidad del gas y la temperatura electrónica, k_b es la constante de Boltzmann y \vec{q}_e es el flujo de calor asociado al flujo axial de electrones.

La parte derecha de la ecuación 4.9 es el término fuente, es decir, toda la energía suministrada a los electrones, excluyendo procesos de disipación viscosa y conducción de calor, como consecuencia de colisiones con otras partículas.

En nuestro caso, la ecuación 4.9 queda muy simplificada ya que estudiamos un plasma en estado estacionario en el que se desprecian las pérdidas de energía por colisiones inelásticas (muy poco importantes a $p_g = 1$ atm), así como las pérdidas de energía por disipación viscosa. Se han mantenido, sin embargo, las pérdidas de energía asociadas con los procesos de recombinación radiativa ($e \rightarrow s$ y $e \rightarrow p$).

Después de simplificar la ecuación 4.9 y tras tomar sólo la componente axial, ya que $(\partial u / \partial z) = 0$, queda:

$$n_e u \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{3}{2} k_b T_e \right) + \vec{\nabla}_z \cdot \vec{q}_e = Q^e \quad (4.10)$$

A continuación pasamos a describir los diferentes términos fuentes que forman parte de Q^e .

4.2.3.1 Calentamiento óhmico

Los electrones disipan la potencia óhmica al colisionar con partículas más pesadas. De esta forma, el término fuente ó el incremento de energía térmica por unidad de volumen que está relacionado con la existencia de un campo eléctrico en el plasma viene dado por

$$Q^e = \vec{J}_e \cdot \vec{E} = \sigma E^2 \quad (4.11)$$

donde σ y E son la conductividad eléctrica de los electrones en el plasma de argón y la intensidad del campo eléctrico de alta frecuencia, respectivamente.

4.2.3.2 Pérdidas elásticas

Como consecuencia de las colisiones elásticas entre partículas pesadas y electrones, éstos últimos pierden parte de su energía. El término que da cuenta de

estas pérdidas tiene la forma

$$Q_{el}^e = \frac{-2m_e}{M_h} \frac{3}{2} k_b (T_e - T_g) \nu_{eh} n_e \quad (4.12)$$

donde m_e y M_h son la masa de los electrones y de las partículas pesadas, respectivamente. En un plasma de argón, la frecuencia de colisión para la transferencia de cantidad de movimiento ν_{eh} es función de la energía de los electrones, pero como además estamos estudiando descargas de alta frecuencia es necesario definir una frecuencia de colisión efectiva dada por la ecuación 4.2, es decir, $\nu_{eh} = \nu_{eff}$.

4.2.3.3 Recombinación radiativa

Cuando un electrón encuentra en su trayectoria a un ión, ambos se recombinan dando lugar a un átomo neutro y un fotón. La energía térmica total por unidad de volumen de las partículas pesadas no experimenta ningún cambio durante este proceso; sin embargo, la energía térmica de los electrones sí cambia ya que durante el proceso de recombinación se ha perdido un electrón térmico.

Aquí es importante resaltar el hecho de que la energía de recombinación, $h\nu_{cp}$ ó $h\nu_{cs}$, no es en sí misma responsable de que la energía térmica de los electrones disminuya. Esta es también la razón de que los procesos de desexcitación espontánea de átomos e iones, A_{ps}^{ef} , no se hayan incluido en la ecuación de balance de energía para los electrones.

El término $Q_{rad}^e = \dot{R}$ constituye una medida cuantitativa de la disminución de la energía térmica electrónica debido a la recombinación radiativa.

$$Q_{rad}^e = -\dot{R} = -\frac{3}{2} k_b T_e n_e^2 (A_{cp}^{ef} + A_{cs}^{ef}) \quad (4.13)$$

4.2.3.4 Pérdidas convectivas y por flujo de calor

Una vez conocidas las expresiones para los distintos términos fuente, la ecuación de balance energético para los electrones queda como

$$\lambda \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} = \frac{3}{2} k_b n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} + \dot{R} - \sigma E^2 + \frac{3}{2} n_e k_b (T_e - T_g) \frac{2m_e}{M_h} \nu_{eff} - \frac{\partial \lambda}{\partial T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} \right)^2 \quad (4.14)$$

ya que

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e = -\vec{\nabla}(\lambda \vec{\nabla} T_e) = -\frac{\partial \lambda}{\partial T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} \right)^2 - \lambda \left(\frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} \right) \quad (4.15)$$

donde λ es la conductividad térmica electrónica en argón. Los valores de σ y λ se han tomado de los cálculos realizados por Devoto [100] [101] haciendo uso de

la teoría de Chapman-Enskog para el cálculo de coeficientes de transporte. Estos cálculos muestran un muy buen acuerdo con los resultados experimentales [102] [103] disponibles.

El término $3/2k_b n_e (\partial T_e / \partial z)$ de la ecuación 4.14 está relacionado con la pérdida de energía electrónica como consecuencia del movimiento axial del plasma (pérdida de energía convectiva).

Por razones de simetría admitimos que $(\partial T_e / \partial z)_{z=0} = 0$, de modo que en $z = 0$ se cumple que

$$\left(\frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} \right)_{z=0} = \left(\frac{3n_e \left(\frac{m_e}{M_h} \right) (T_e - T_g) \nu_{eff} - \sigma E^2 + \dot{R}}{\lambda} \right)_{z=0} > 0 \quad (4.16)$$

Por tanto debería existir un mínimo en la temperatura electrónica al final ($z = 0$) de la columna de plasma.

Las ecuaciones del modelo hidrodinámico se resuelven desde el final de la columna, estando situada la fuente de potencia a mayor o menor distancia del final según sean las condiciones de simulación. El conjunto final de ecuaciones que se ha resuelto es [104]

$$\frac{\partial n_p}{\partial z} = \frac{n_e n_p}{u} k_{sp} + \frac{n_s^3}{u} k_{cp} + \frac{n_s^2}{u} A_{cp}^{ef} - \frac{n_e n_p}{u} (k_{pc} + k_{ps}) - \frac{n_p}{u} A_{ps}^{ef} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial z} = \frac{n_e n_s}{u} k_{se} + \frac{n_e n_p}{u} k_{pe} - \frac{n_s^3}{u} (k_{es} + k_{ep}) - \frac{n_e}{u} (A_{es}^{ef} + A_{ep}^{ef}) \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} = \frac{3k_b n_e u}{2\lambda} \frac{\partial T_e}{\partial z} - \frac{\partial \lambda}{\partial T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} \right)^2 \frac{1}{\lambda} + \frac{\dot{R}}{\lambda} - \frac{\sigma E}{\lambda} + \frac{3}{2} n_e k_b (T_e - T_g) \frac{2m_e \nu_{eff}}{\lambda M_h} \quad (4.19)$$

Como el número total de partículas n_a permanece constante a lo largo de la columna de plasma, la densidad de población del nivel fundamental se puede eliminar del sistema de ecuaciones 4.17- 4.19 mediante

$$n_s = n_a - n_e - n_p \quad (4.20)$$

Cuando en el plasma hay varias especies, la densidad total de partículas queda fijada por la ley de Dalton una vez conocida la presión de trabajo ($p = 1 \text{ atm}$)

$$p_g \simeq (n_e + n_a) k_b T_g \simeq n_a k_b T_g \quad (4.21)$$

Las ecuaciones 4.17-4.19 se pueden adimensionalizar convenientemente, siendo las nuevas variables

$$y(1) = \frac{n_p(z)}{n_{p1}}, \quad y(2) = \frac{n_e(z)}{n_{e1}}, \quad y(3) = \frac{S(z)}{S_1}, \quad y(4) = \frac{T_e(z)}{T_{e1}} \quad (4.22)$$

donde n_{p1}, n_{e1}, S_1 y T_{e1} son valores de las diferentes magnitudes en un punto cercano a $z = 0$, y siendo $S(z) = (\partial T_e / \partial z)$. También hemos usado una nueva variable independiente escalada $Z = z/L_1$, donde L_1 tiene un valor cercano al de la longitud de la columna de plasma que se quiere simular.

Las condiciones iniciales impuestas al final de la columna ($z=0$) son: $n_p = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5000 \text{ K}$ y $S = 0$.

El sistema de ecuaciones 4.17-4.19 se ha resuelto como un problema de condiciones iniciales ya que las condiciones de contorno en la fuente de potencia son, a priori, totalmente desconocidas (las medidas experimentales en esta zona son muy poco fiables). En consecuencia se ha utilizado un algoritmo de integración del tipo Runge-Kutta-Verner de quinto y sexto orden con paso variable.

4.3 Resultados y discusión

Esta sección está dedicada a exponer los principales resultados obtenidos al aplicar el modelo hidrocínético a un plasma de argón. Todos los cálculos han sido hechos para una frecuencia de microondas de 2.45 GHz y suponiendo que la potencia transmitida al plasma es $P_0 = P(0) = 100 \text{ W}$. Esta potencia se encuentra relacionada con el coeficiente de atenuación α de la onda, la conductividad eléctrica del plasma σ y con la intensidad total efectiva del campo eléctrico dentro del plasma.

Esta relación viene expresada cuantitativamente por las pérdidas de Joule $P(0) = (\pi R^2)/(2\alpha)\sigma E^2(n_e)$. Una vez obtenido el coeficiente de atenuación α (sección 4.2.1), la simulación se parará justo cuando $\sigma E^2(n_e)$ alcance el valor necesario para que la potencia total suministrada al plasma sea $P(0) = 100 \text{ W}$.

La columna de plasma comienza a formarse muy cerca del surfatrón, aumentando la longitud en función de la potencia y el flujo de gas. Para un flujo de gas constante, la longitud del plasma aumenta al aumentar la potencia [98]. En los cálculos realizados se ha supuesto que la potencia suministrada permanece constante.

Algunos parámetros del modelo como la temperatura del gas T_g , el radio interior R del tubo donde se produce la descarga así como el flujo de gas Φ , se han ido cambiando de acuerdo a algunas de las situaciones experimentales más comunes. Además, los posibles efectos producidos por el atrapamiento de la radiación resonante en el plasma se han considerado a través del factor óptico de escape Λ_{ps} .

Las condiciones en las que se han realizado los cálculos son pues:

1. T_g (Temperatura del gas) = 1500, 1750 y 2000 K
2. Φ (Flujo de gas) = 0.75 y 1 l/min
3. R (Radio interior del tubo) = 0.1 y 0.15 cm
4. Λ_{ps} (Factor óptico de escape) = 10^{-3} , 10^{-4} y 10^{-6}

La hipótesis relativa a considerar T_g constante a lo largo de la columna de plasma se encuentra bien corroborada por recientes estudios experimentales [93] [98] en descargas producidas por onda de superficie.

4.3.1 Procesos de ganancia y pérdida de potencia

Las figuras 4.4 muestran los procesos de ganancia y pérdida de potencia más importantes: calentamiento óhmico, pérdidas elásticas y pérdidas relacionadas con el flujo de calor electrónico

En todas ellas vemos como los diferentes procesos disminuyen a medida que nos alejamos de la fuente de potencia.

Por otra parte, el plasma deja de existir realmente a partir de $z \simeq 1$ cm y no en la posición $z=0$ considerada en los cálculos: esto se debe a que en $z=0$, la potencia óhmica se encuentra por debajo de las pérdidas de potencia por colisiones elásticas y por flujo de calor, lo cual carece de sentido físico.

En la figura 4.4a se muestra el efecto del flujo de gas sobre la longitud de la columna de plasma: cuanto mayor es el flujo, mayor es la longitud del plasma. Esto parece estar relacionado con el término de pérdida convectiva de potencia $(3\Phi k_B n_e)/(\pi R^2)(\partial T_g/\partial z)$: al aumentar Φ , las pérdidas convectivas se hacen más importantes, es decir, la energía se transfiere convectivamente a una mayor distancia de la fuente de potencia, dando lugar a una columna de plasma más larga.

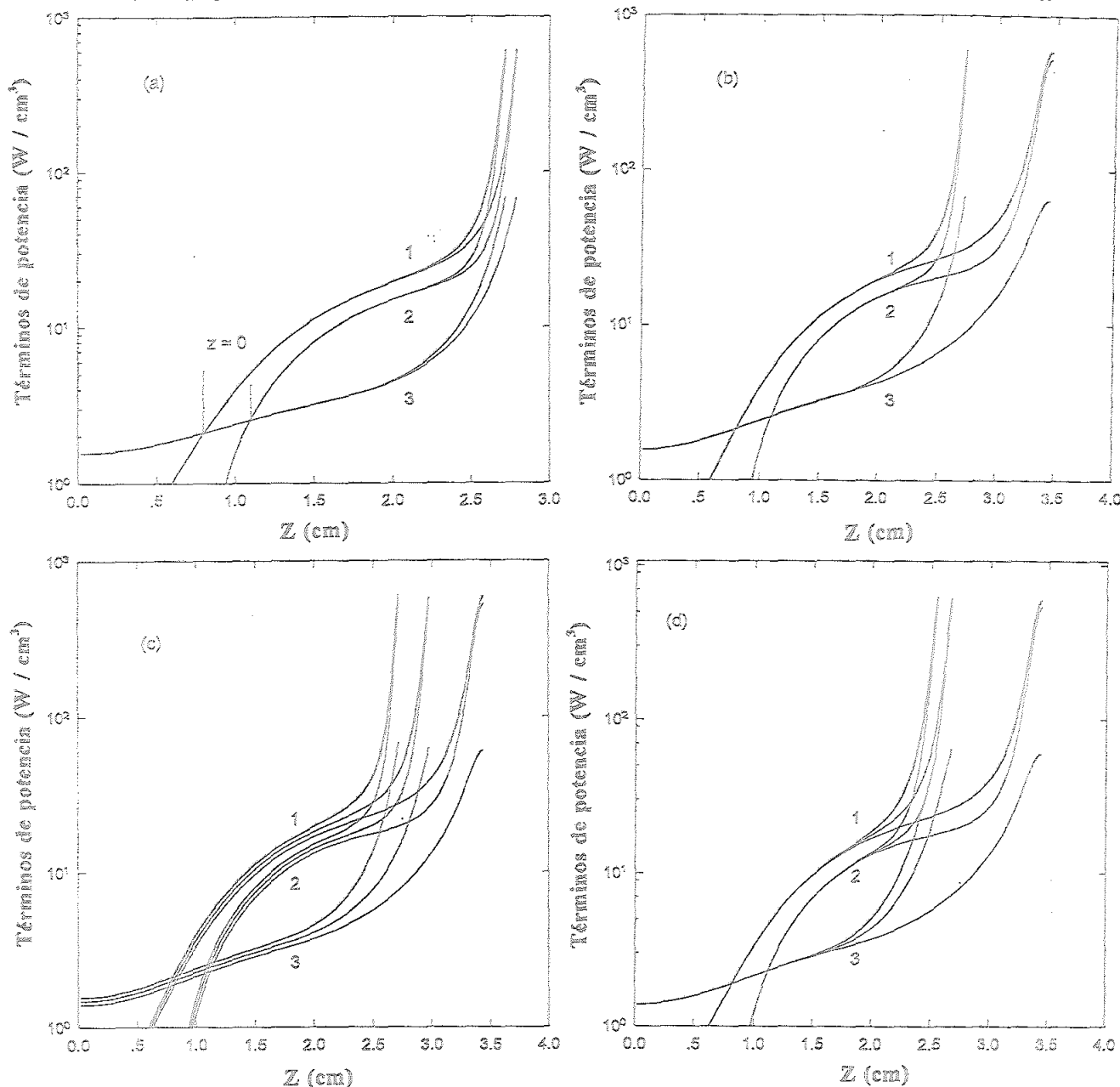


Figura 4.4: Efecto de los diferentes parámetros considerados sobre los perfiles axiales de potencia obtenidos con el modelo hidrocínético: 1, pérdidas óhmicas, 2, pérdidas debidas al flujo de calor y 3, pérdidas elásticas. La línea vertical discontinua de la figura a muestra el final real de la columna de plasma para cada parámetro considerado. Esto también debe tenerse en cuenta en las demás figuras. Los números 1, 2, y 3 designan diferentes líneas, estando cada una de ellas relacionada con distintos valores del parámetro considerado: (a) flujo de gas Φ : 0.75 y 1 l/min; (b) radio interno R : 0.1 y 0.15 cm; (c) temperatura de neutros T_j : 1500, 1750 y 2000 K y (d) factor óptico de escape Λ_{ps} : 10^{-3} , 10^{-4} y 10^{-6} . En los casos (a), (c) y (d), la parte izquierda de cada figura corresponde a los valores menores del parámetro. En el caso (b) sucede lo contrario.

Al considerar diferentes radios internos (figura 4.4b), resulta que cuanto mayor es R , menor es la longitud del plasma. Este efecto, inverso con respecto al del flujo Φ , también está relacionado con el término convectivo.

La figura 4.4c muestra las consecuencias de considerar diferentes valores constantes para la temperatura del gas. Como el intercambio de energía que tiene lugar en las colisiones elásticas es proporcional a la diferencia de temperatura $\Delta T = T_e - T_g$, las pérdidas de energía relacionadas con las colisiones elásticas serán más importantes cuanto menor sea T_g , es decir, las pérdidas elásticas para $T_g = 1500$ K son superiores a las que se tienen para $T_g = 2000$ K.

De lo anterior se deduce que cuanto mayor sea T_g mayor será la longitud de la columna de plasma, ya que las pérdidas de energía debidas a las colisiones elásticas son menores.

El efecto producido por los diferentes factores de escape Λ_{ps} considerados se representa en la figura 4.4d. Este efecto es especialmente interesante ya que aunque Λ_{ps} no aparece en el balance de potencia electrónica (ecuación 4.14), tiene sin embargo una importante influencia indirecta sobre los términos de ganancia y pérdida de potencia así como sobre la longitud de la columna de plasma. Si Λ_{ps} es pequeño (10^{-4} , 10^{-3}), la radiación que abandona el plasma es poca, ocasionando que el estado excitado p se encuentre menos despoblado. Como consecuencia de esto, los mecanismos de ionización desde el nivel p también serán más eficientes (ya que este nivel está más poblado) por lo que, para una posición axial dada, la densidad electrónica alcanzará valores más elevados que cuando $\Lambda_{ps} = 10^{-3}$. Por tanto, al aumentar el factor de escape Λ_{ps} , es decir, al escapar más radiación, la columna de plasma se hace más extensa.

El efecto global de los cuatro parámetros comentados se puede resumir diciendo que todos aquellos procesos que implican un incremento de las pérdidas de potencia, como consecuencia de un aumento de la densidad electrónica, provocan una disminución en la longitud del plasma. Además, el flujo de calor electrónico es el principal mecanismo de pérdida de energía, seguido por las pérdidas ocasionadas por las colisiones elásticas.

Las figuras 4.4 muestran, en todos los casos considerados, unas longitudes de plasma que oscilan entre los 3 y 4 cm. Esta longitud concuerda razonablemente bien, en las condiciones de trabajo mencionadas al principio ($P_0 = 100$ W y $\omega = 2.45$ GHz), con las medidas realizadas por diversos autores [6] [98].

El resto de los resultados teóricos obtenidos con este modelo, temperatura y densidad electrónica fundamentalmente, muestran también un buen acuerdo con los resultados disponibles en la bibliografía [91] [98]. En contraste con esto, hay que decir también que los resultados obtenidos para la densidad de población del primer estado excitado del argón no se han podido contrastar con medidas. Esto se debe a que la determinación experimental de los niveles más bajos del argón a presión atmosférica resulta bastante delicado ya que las intensidades de línea en estas condiciones son muy débiles.

4.3.2 Temperatura electrónica

El comportamiento de la temperatura electrónica a lo largo del eje de la descarga es similar, para todas las condiciones de trabajo consideradas, al de la potencia óhmica.

Las figuras 4.5 muestran la distribución axial de temperatura electrónica para cuatro situaciones distintas.

Según el modelo hidrocínético de la descarga, la temperatura electrónica alcanza su valor más alto en las cercanías ($z \simeq 3\text{cm}$) de la fuente de potencia (surfatrón), experimentando un decrecimiento a medida que nos movemos hacia el final de la columna.

La temperatura del gas T_g es el único parámetro con alguna influencia sobre el perfil axial de T_e ; el resto (Φ , R y Λ_{ps}) apenas modifican los valores de T_e cerca del surfatrón.

4.3.3 Densidad de población electrónica y del primer estado excitado del argón

El perfil axial de la densidad electrónica aparece en las figuras 4.6 para cuatro situaciones distintas. Los valores de equilibrio de la densidad electrónica (dados por la ecuación de Saha para las temperaturas obtenidas con el modelo) resultan ser dos órdenes de magnitud superiores a los valores de la densidad electrónica obtenidos con el modelo hidrocínético. La densidad de población del primer estado excitado del argón se encuentra representada en las figuras 4.7. Al variar los parámetros R y Λ_{ps} se aprecian cambios sensibles en el comportamiento de n_p , siendo el efecto producido por Λ_{ps} el más importante. Esto pone de manifiesto

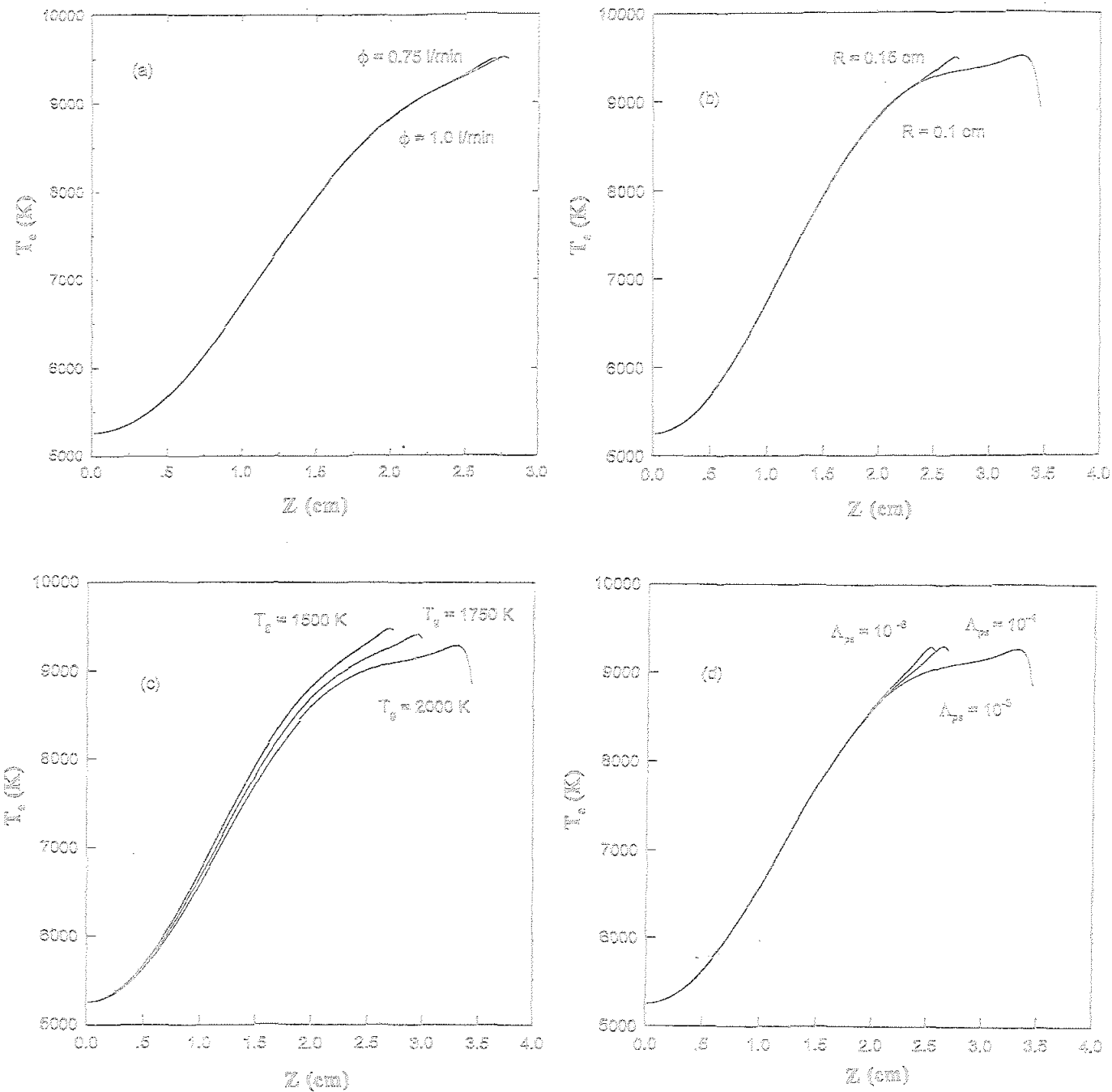


Figura 4.5: Efecto del (a) flujo Φ (l/min). (b) radio interno R (cm). (c) temperatura del gas T_g (K) y (d) factor de escape Λ_{ps} sobre el perfil axial de temperatura electrónica.

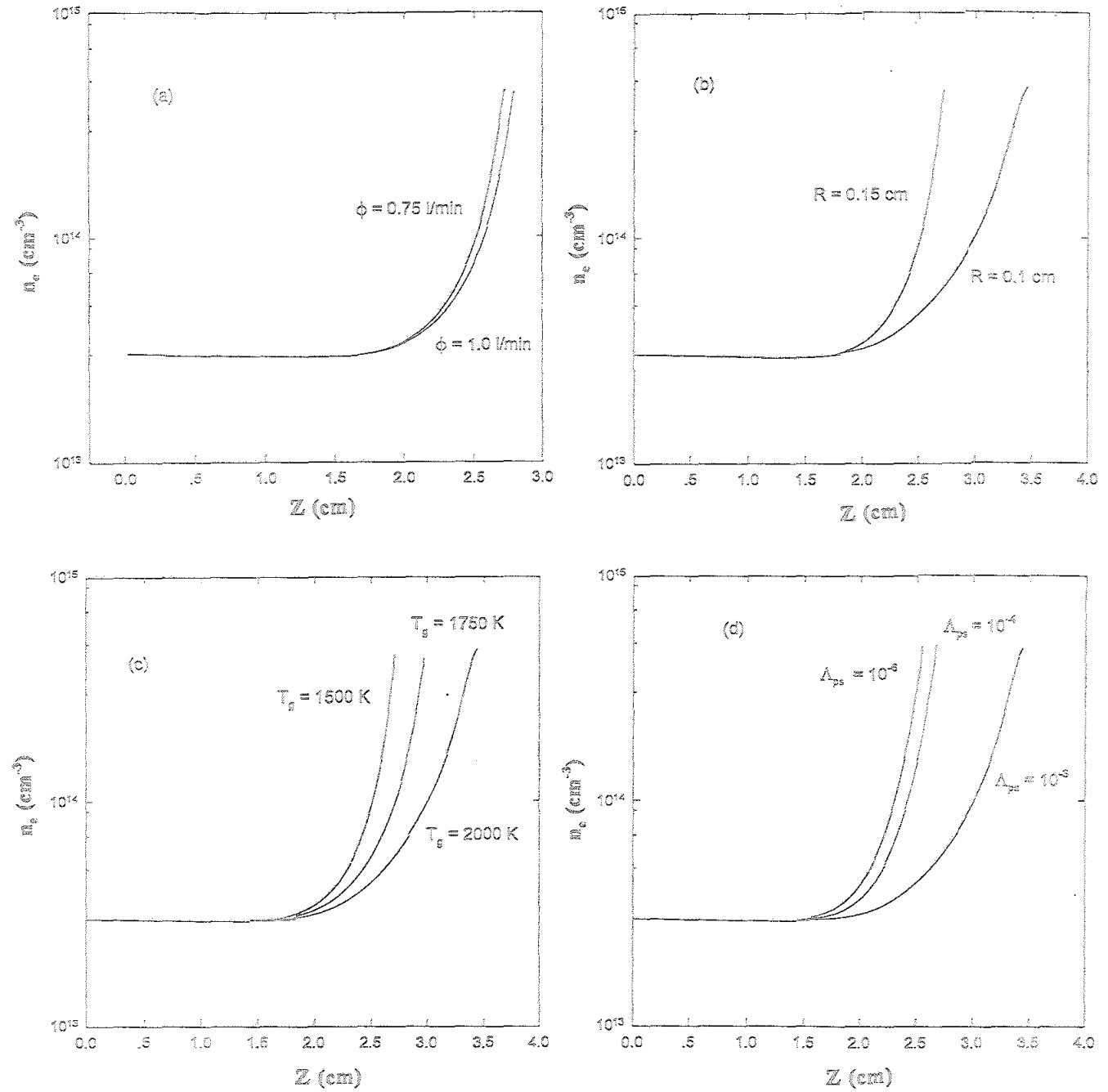


Figura 4.6: Efecto del (a) flujo Φ (l/min), (b) radio interno R (cm), (c) temperatura del gas T_g (K) y (d) factor de escape Λ_{ps} sobre el perfil axial de densidad electrónica.

que la densidad de población del estado excitado es muy sensible a cambios en la tasa de absorción de radiación resonante.

Por otro lado, la población del nivel excitado aumenta a medida que nos acercamos a la fuente de potencia, siendo sus valores de equilibrio Boltzmann un orden de magnitud superiores.

En la figura 4.7d se aprecia que al aumentar la opacidad del plasma, valores más bajos de Λ_{ps} , la desexcitación radiativa del nivel p es menos importante. En consecuencia, para una posición axial dada, la densidad de población del nivel p aumenta al disminuir el factor de escape de radiación.

Los cálculos realizados a presión atmosférica para obtener la densidad de población del primer nivel excitado del argón así como los diferentes procesos cinéticos que contribuyen a poblarlo y despoblarlo, resultan de gran interés para un mejor conocimiento de la física de haces de átomos de argón metaestables [19].

Por otra parte, los valores teóricos obtenidos para la densidad electrónica muestran un acuerdo bastante bueno con las medidas experimentales disponibles [92] [98]; sin embargo, los valores calculados para la densidad del nivel excitado p del argón no han podido ser contrastados con resultados experimentales porque, hasta la fecha, no hemos encontrado medidas experimentales de esta magnitud en condiciones de presión atmosférica. Desde un punto de vista teórico, los valores de n_p presentan una variación importante entre el excitador y el final de la columna, es decir, existe un acusado gradiente de población del estado excitado. Los resultados obtenidos con este modelo reproducen el comportamiento cualitativo de la densidad y temperatura electrónica obtenidas con el modelo de tipo canal. Además, el modelo hidrodinámico es capaz de predecir, en contraste con los modelos de tipo canal, el comportamiento axial de la densidad de población del primer estado excitado del argón y la de los diferentes mecanismos cinéticos que contribuyen al aumento o disminución de n_e y n_p . Se ha determinado también la posible influencia que el radio de la columna, el flujo de gas, la temperatura de neutros y el factor de escape de radiación ejercen sobre las magnitudes calculadas. Todo esto contribuye en definitiva a una mejor comprensión de la estructura longitudinal de los plasmas de argón alejados del equilibrio y mantenidos por O.S.

A continuación pasamos a comentar la importancia relativa de los distintos mecanismos cinéticos que contribuyen a poblar y despoblar el estado excitado p y el continuo de energía c (electrones libres). Todos estos procesos se encuentran

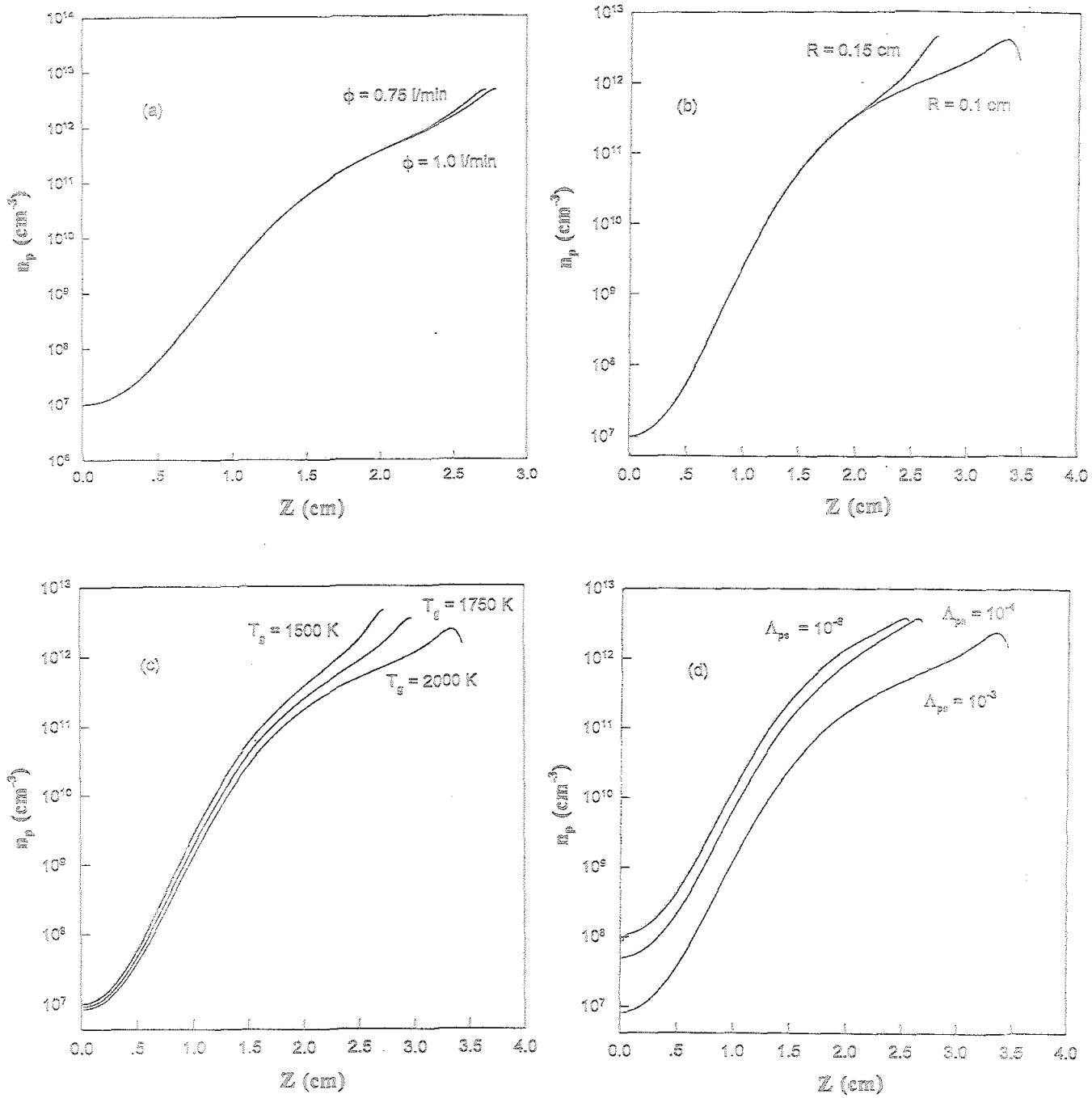


Figura 4.7: Efecto del (a) flujo Φ (l/min), (b) radio interno R (cm), (c) temperatura del gas T_g (K) y (d) factor de escape Λ_{ps} sobre el perfil axial de la densidad del primer estado excitado del argón.

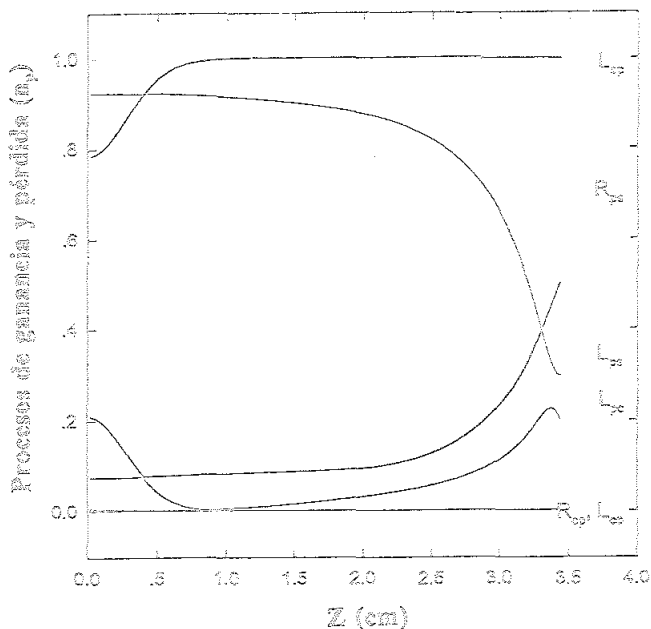


Figura 4.8: Algunos ejemplos de la contribución relativa de varias transiciones colisionales y radiativas a la producción del nivel p. Las condiciones de esta representación son: $R = 0.15$ cm, $\Phi = 0.75$ l/min, $T_g = 2000$ K y $A_{ps} = 10^{-3}$.

representados en las figuras 4.8 y 4.9, respectivamente.

La importancia relativa de los procesos de poblamiento (o despoblamiento) de un cierto nivel se ha representado como el cociente entre dichos mecanismos y la suma de todos aquellos que pueblan y despueblan el nivel.

En otras palabras, cada transición, colisional o radiativa, entre niveles estará caracterizada por dos cantidades: una que muestra la importancia relativa del proceso a efectos de poblar el nivel y una segunda que da idea de la importancia relativa del proceso a efectos de reducir la población del nivel.

Por ejemplo, la contribución relativa de la cantidad L_{pc} a la disminución de población del nivel p se calcula como el cociente entre este término, L_{pc} , y todos los demás que juegan algún papel en el despoblamiento del nivel p. De la misma forma, la contribución relativa de L_{pc} al aumento de la densidad electrónica (poblamiento del continuo de energía c), se obtiene a través del cociente entre L_{pc} y todos los demás mecanismos que contribuyen a poblar el nivel c.

De este modo, los procesos de ganancia y pérdida se tratan por separado, resaltándose así la cinética asociada con los diferentes procesos tenidos en cuenta en la resolución del modelo hidrodinámico.

Las transiciones radiativas entre niveles están caracterizadas por los coefi-

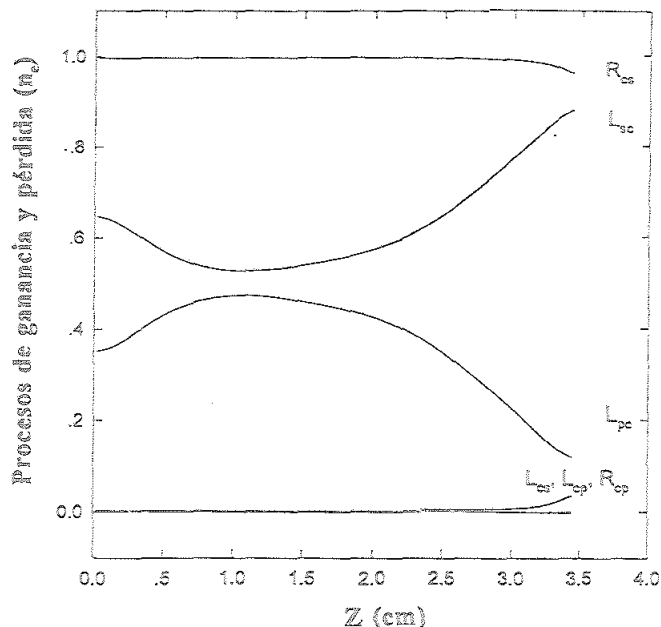


Figura 4.9: Algunos ejemplos de la cotribución relativa de varias transiciones colisionales y radiativas a la producción del nivel c (electrones). Las condiciones de esta representación son: $R = 0.15$ cm, $\Phi = 0.75$ l/min, $T_g = 2000$ K y $\Lambda_{ps} = 10^{-3}$.

cientes R . Tanto L como R representan pues las posibles transiciones colisionales y radiativas por unidad de volumen consideradas en el plasma de argón, ($L_{pc} = n_e n_p k_{pc}$ y $R_{cp} = n_e^2 A_{cp}^{eff}$).

Al mirar la figura 4.8 vemos que la excitación por impacto electrónico desde el nivel s ($n_e n_s k_{sp}$) es el principal mecanismo que contribuye a poblar el nivel p en cualquier zona de la columna de plasma; sin embargo, el desdoblamiento del nivel p tiene lugar mediante diferentes mecanismos dependiendo de la zona de la descarga en la que nos encontremos: cerca de la fuente de potencia ($\simeq 3 - 4$ cm) predomina la desexcitación por impacto electrónico ($n_e n_p k_{ps}$), mientras que al alejarnos del excitador es más importante el proceso de emisión espontánea de radiación resonante.

De acuerdo a la figura 4.9, la recombinación radiativa ($n_e^2 A_{cs}^{eff}$) es la causa principal de la disminución de la densidad de población electrónica. Contrariamente, los procesos que contribuyen a que la densidad electrónica aumente son principalmente dos: ionización por etapas desde el nivel excitado p e ionización directa desde el nivel fundamental s .

La ionización directa ($n_e n_s k_{sc}$) es el más importante cerca del excitador, mien-

tras que en la primera mitad de la columna de plasma ($1 \leq z \leq 1.5$ cm), ambos procesos contribuyen de forma similar al aumento de la densidad electrónica.

4.4 Perspectivas de futuro

Entre los futuros planes de trabajo, contemplamos la posibilidad de elaborar nuevos modelos que nos permitan comenzar a estudiar algunos plasmas moleculares diatómicos (H_2 , N_2 , O_2). De hecho, para el caso del oxígeno, ya hemos empezado a trabajar en esta nueva línea [105]. Sin embargo, este estudio sólo constituye un muy modesto primer paso hacia una comprensión adecuada de la compleja cinética inherente a los plasmas moleculares, de los cuales apenas existen algunos trabajos teóricos publicados.

Una segunda línea de trabajo a corto o medio plazo implica la puesta a punto de modelos que nos permitan entender en cierto detalle las interacciones entre atmósferas de plasmas y superficies. El principal interés de este tipo de estudios radica en su posible utilización para optimizar las condiciones de funcionamiento de los nuevos dispositivos que se vienen empleando para el tratamiento de los materiales más diversos.

Capítulo 5

Conclusiones

A continuación vamos a comentar brevemente algunas de las principales conclusiones obtenidas en este trabajo:

1) En primer lugar, se ha llevado a cabo una amplia revisión bibliográfica tanto sobre las principales características de los plasmas de argón producidos y mantenidos por onda de superficie, como sobre los diferentes tipos de modelos utilizados hasta la fecha para describir estos plasmas en régimen de alta y baja presión.

2) En este sentido, los modelos colisionales-radiativos (CR) tradicionalmente usados para describir el comportamiento de no equilibrio de los plasmas parcialmente ionizados, tienen, desde nuestro punto de vista, dos inconvenientes relacionados entre sí.

El primero consiste en suponer que tanto la densidad como la temperatura electrónica son parámetros del modelo. Esto puede introducir "desequilibrios" adicionales en el plasma, ya que éste puede no ser capaz de generar, para una temperatura electrónica dada, el valor de la densidad electrónica que se impone.

Por otra parte, al suponer que la densidad electrónica es un parámetro, los modelos CR sólo representan una aproximación lineal al comportamiento del plasma, lo cual puede ser un inconveniente para conocer su dinámica de no equilibrio.

En consecuencia, hemos optado por un planteamiento no lineal en el que la densidad electrónica deja de ser un parámetro.

3) Con objeto de estudiar las características de las descargas en argón producidas por onda de superficie a presiones bajas (0.28-10 Torr) y a presión atmosférica,

hemos usado un modelo CR no lineal de tres niveles para describir el átomo de argón.

El empleo de este sencillo modelo está plenamente justificado desde un punto de vista físico, ya que es un hecho experimentalmente corroborado hace tiempo que, debido a la particular estructura de niveles de energía del argón, son precisamente los estados excitados inferiores los que más se apartan del equilibrio termodinámico, contribuyendo de manera decisiva a que el plasma se aparte del equilibrio.

4) El modelo de tres niveles es uno de los pocos que por su sencillez es susceptible de ser resuelto analíticamente, pudiéndose determinar de esta forma la densidad electrónica, la del estado fundamental y la del primer estado excitado del argón en función de la presión, temperatura del gas y radio del tubo donde tiene lugar la descarga. También hemos calculado de forma precisa, la variación de todos los procesos colisionales y radiativos considerados en función de la temperatura electrónica.

Esta forma de proceder permite conocer qué mecanismos cinéticos son los más importantes en cada rango de energía.

5) El modelo ha sido resuelto para las situaciones de plasma homogéneo (H) y no homogéneo (NH), es decir, cuando la difusión ambipolar es despreciable (≥ 10 Torr y presiones superiores) y cuando juega un papel destacado, a las presiones más bajas (0.28-1.1 Torr), como mecanismo de pérdida de electrones.

Al considerar la difusión ambipolar, el plasma presenta un comportamiento bivaluado: para cada temperatura electrónica existen dos posibles estados estacionarios de la densidad electrónica, sin embargo, un análisis de estabilidad lineal de las soluciones nos revela que la solución más próxima a los resultados experimentales disponibles es inestable.

Por otra parte, hemos probado que cuando el plasma está expuesto a perturbaciones de cierta intensidad, podría experimentar una transición desde un régimen homogéneo inestable a uno no homogéneo estable. Esta transición se ve favorecida por el aumento de la temperatura electrónica.

6) Al eliminar del modelo original los procesos de recombinación radiativa, nos quedamos con un modelo de tres niveles aún más simple, pero todavía conservando una cierta no linealidad, cuya única solución concuerda con la solución NH inestable del modelo original. De este modo logramos encontrar un muy buen

acuerdo entre los resultados del modelo simplificado y las medidas experimentales disponibles a baja presión.

La densidad electrónica presenta una gran variación en un estrecho intervalo de temperatura electrónica, siendo éste menor cuanto mayor es la presión.

Por otra parte, al fijar la presión, la población del primer estado excitado del argón experimenta una ligera variación con la densidad electrónica. Al usar la solución homogénea, típica de presiones intermedias, esta variación es sensiblemente mayor.

7) Hemos usado los resultados del modelo de tres niveles para evaluar los diferentes procesos que contribuyen a que los electrones ganen y pierdan energía en el plasma. De esta forma hemos podido determinar que los mecanismos inelásticos de pérdida de potencia adquieren mayor importancia cuanto menor es la presión.

El balance de potencia electrónica nos ha permitido determinar además el campo eléctrico de mantenimiento de la descarga así como la potencia absorbida por electrón. A las presiones más bajas encontramos las leyes de semejanza asociadas con E_{eff}/n_a y θ/n_a , mientras que a medida que aumenta la presión se aprecia una ligera dependencia con el radio y la frecuencia de excitación, siendo ésta última la más importante.

8) Al estudiar, con un modelo hidrocínético sencillo, la estructura axial de una descarga de onda de superficie a presión atmosférica, hemos podido calcular la variación longitudinal de la densidad y temperatura electrónica, densidad de población del estado excitado, así como la de los distintos procesos cinéticos que contribuyen a poblar y despoblar los tres niveles considerados en el modelo.

También se ha evaluado la influencia que sobre las anteriores magnitudes puede tener el hecho de cambiar algunos parámetros del sistema (Φ , Λ_{ps} , R , T_e). El resultado global es que si, al variar los parámetros, se produce un incremento de las pérdidas de potencia electrónica, debido a un aumento de la densidad electrónica, la longitud de la columna de plasma experimenta una disminución.

9) Tanto la densidad electrónica como la del primer estado excitado disminuyen a medida que nos alejamos de la fuente de potencia. Sin embargo, la creciente importancia de la desexcitación radiativa espontánea al alejarnos del excitador, hace que la variación de la densidad de átomos excitados decaiga bruscamente. Por tanto, sólo existen densidades apreciables ($10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) de átomos metaestables en las cercanías de la fuente de potencia.

La variación axial de la potencia óhmica condiciona, en general, el comportamiento de n_e, n_p y T_e . Esta influencia es menos importante sobre la densidad electrónica, lo cual queda puesto de manifiesto por el hecho de que su gradiente axial es muy suave.

10) Sólo comentar finalmente, que la aplicación de modelos cinéticos sencillos no lineales al estudio de las principales características de plasmas de argón fuera del equilibrio, resulta adecuada dada la peculiar configuración energética de este gas.

Además, esta forma de abordar el problema nos ha permitido indagar algunas propiedades tales como el comportamiento bivaluado del plasma en ciertas condiciones, que hubiera sido difícil detectar mediante el uso de los modelos tradicionales.

Es asimismo importante resaltar por último, que los resultados obtenidos muestran un acuerdo bastante razonable con los datos experimentales disponibles tanto a baja presión como a presión atmosférica.

Bibliografía

- [1] A.W. Trivelpiece y R.W Gould, J.Appl.Phys. 30, (1959) 1784
- [2] Y. Akao e Y. Ida, J.Appl.Phys. 34, (1963) 2119
- [3] Y. Akao e Y. Ida, J.Appl.Phys. 35, (1964) 2565
- [4] R.N Carlile, J.Appl.Phys. 35, (1964) 1384
- [5] M. Moisan, C. Beaudry y P. Leprince, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3, (1975) 55
- [6] M. Moisan, Z. Zakrzewski y R. Pantel, J.Phys.D: Appl.Phys. 12, (1979) 219
- [7] M. Moisan, Z. Zakrzewski, R. Pantel y P. Leprince, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-12, (1984) 203
- [8] M. Moisan, M. Chaker, Z. Zakrzewski y J. Paraszczak, J.Phys.E: Sci.Instrum. 20, (1987) 1356
- [9] R. Darchicourt, S. Pasquiers, C. Boisse-Laporte, P. Leprince y J. Marec, J.Phys.D:Appl.Phys. 21, (1988) 293
- [10] V.M.H. Glaude, M. Moisan, R. Pantel, P. Leprince y J. Marec, J.Appl.Phys. 57, (1980) 5693
- [11] C.M. Ferreira y J.Loureiro, J.Phys.D: Appl.Phys. 17, (1984) 1175
- [12] Z. Zakrzewski, J.Phys.D: Appl.Phys. 16, (1983) 171
- [13] M. Moisan y A. Ricard, Can.J.Phys. 55, (1977) 1010
- [14] N. Sakudo, K. Tokiguchi, H. Koike y I. Kanomata, Rev.Sci. Instrum. 48, (1977) 762

- [15] M. Moisan, R. Pantel, J. Hubert, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec y A. Ricard. *J.Microwave.Power* 14, (1979) 57
- [16] D. Beauchemin, J. Hubert y M. Moisan. *Appl. Spectr.* 40, (1986) 379
- [17] L. Bertrand, J.M. Gagné, B. Mongeau, B. Laporte e Y. Conturie, *J.Appl.Phys.* 48, (1977) 224
- [18] C. Moutoulas, M. Moisan, L. Bertrand, J. Hubert, J.L. Lachambre y A. Ricard, *Appl.Phys.Lett.* 46, 1985 323
- [19] M. E. Bannister y J.L. Cecchi. *J.Vac.Sci.Technology.A* 12, (1994) 106
- [20] G. Chevrier, T. Hanai, K.C. Tran y J. Hubert, *Can.J.Chem.* 60, (1982) 898
- [21] G. Loncar, J. Musil y L. Bardos. *J.Phys.B.* 30, (1980) 688
- [22] S. Dzioba, G. Este y H.M. Naguib, *J. Electrochem.Soc.* 129, (1982) 2537
- [23] J.A.G. Baggerman, R.J. Visser y E.J.H. Collard, *J.Appl.Phys.* 75, (1994) 758
- [24] G. Sauvé, M. Moisan, J.Paraszczak y J. Heidenreich, *Appl. Phys.Lett.* 53, (1988) 470
- [25] A. Ricard, A. Besner, J. Hubert y M. Moisan, *J.Phys.B:At.Mol. Opt.Phys.* 21, (1988) L579
- [26] C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Bloyet, P. Leprince y J. Marec, *J.Appl.Phys.* 61, (1987) 1740
- [27] C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Dervisevic, P. Leprince y J. Marec, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 20, (1987) 197
- [28] C. Boisse-Laporte, E. Bloyet, E. Dervisevic, A. Granier, P. Leprince, J. Marec, Z. Rakem y S. Saada, "Rôle de la Fréquence d'Excitation dans les Décharges Crees par Onde de Surface", Rapport L.P. NO 205 (1984), Universidad de Paris-Sud, Orsay.
- [29] J.L. Delcroix, "Physique des Plasmas", Volumen I, Dunod, Paris (1963)
- [30] B.E. Cherrington, "Gaseous Electronics and Gas Lasers", Pergamon Press, Oxford (1979)

- [31] R.F. Whitmer y G.F. Herrmann, *Phys.Fluids*, 9, (1976) 768
- [32] P. Laborie, J.M. Rocard y J.A. Rees. "Sections efficaces électroniques, coefficients macroscopiques-Tome 1: Hydrogène et gaz rares" , Dunod, Paris (1971)
- [33] P. Laborie, J.M. Rocard y J.A. Rees. "Sections efficaces électroniques, coefficients macroscopiques-Tome 2:Vapeurs métalliques et gaz moléculaires", Dunod, Paris (1971)
- [34] V.L. Ginzburg, "Propagation of electromagnetic Waves in Plasma", North Holland Publishing Company, Amsterdam (1961)
- [35] G. Lister, "Strongly damped surface waves in plasmas", en: "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications". C.M.Ferreira y M. Moisan, eds, Plenum, NY 1993
- [36] J. Marec, E. Bloyet, M.Chaker, P. Leprince y P. Nghiem, "Microwave discharges, p. 347-382", en: "Electrical Breakdown and Discharges in Gases. Macroscopic Processes and Discharges". OTAN ASI Series B: Physics, Vol 89b. Plenum Press. NY-London (1982)
- [37] M. Moisan y Z. Zakrzewski. "Plasmas sustained by surface waves at microwave and RF frequencies: Experimental investigation and applications", en: "Radiative Processes in Discharge Plasmas". OTAN ASI Series B: Physics, Vol 149, Plenum Press. NY-London (1986)
- [38] W.P. Allis, S.J. Buchsbaum y A. Bers. "Waves in Anisotropic Plasmas", M.I.T. Press, Cambridge. Massachussetts (1963)
- [39] A. Granier, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, J. Marec y P. Nghiem, *J.Phys.D:Appl. Phys.* 20, (1987) 204
- [40] R.F. Harrington. "Time-Harmonic Electromagnetic Fields", McGraw-Hill (1961)
- [41] M. Moisan, R. Pantel, A. Ricard, V.M.M. Glaude, P. Leprince y W.P. Allis; *Revue.Phys.Appl.* 15, (1980) 1383

- [42] R. Darchicourt, S. Pasquiers, C. Boisse-Laporte, P. Leprince y J. Marec, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 21, (1988) 293
- [43] C.M. Ferreira y M. Moisan, *Physica Scripta* 38, (1988) 382
- [44] C.M. Ferreira, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 16, (1983) 1673
- [45] D.R. Bates, A.E. Kingston y R.W.P. McWhirter, *Proc.R.Soc. London Ser. A* 267, (1962) 297
- [46] T. Hasegawa y Haraguchi, *Spectrochim.Acta.* 40B, (1985) 1067
- [47] T. Hasegawa y Haraguchi, *Spectrochim.Acta.* 40B, (1985) 1515
- [48] B. Van Der Sijde, J.J.A.M. Van Der Mullen y D.C. Schram, *Beitr.Plasmaphys.* 24, (1984) 447
- [49] J.J.A.M. Van Der Mullen. "Excitation equilibria in plasmas: a clasification", Tesis doctoral, Techn. Hogeschool, Eindhoven (1986)
- [50] J. Bacri y A.M. Gomes, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 11, (1978) 2185
- [51] K. Natsonis, Informe EUR-CEA-FC 820, Fontenau Aux Roses (1976)
- [52] J. Vloek, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 22, (1989) 623
- [53] G.G. Braun y J.A. Kunc, *Phys.Fluids.* 30, (1987) 499
- [54] M. Steenbeck *Phys.Z.* 33, (1932) 809
- [55] Y.P. Raizer *Teplofiz.Vys.Temp* 10, (1972) 1152 (Traducción al inglés en: *High Temp*, 10, (1972) 1035)
- [56] Y.P. Raizer *Teplofiz.Vys.Temp* 17, (1979) 1096 (Traducción al inglés en: *High Temp*, 17, (1979) 901)
- [57] G.Y. Borodianski, *Sov.Phys-Tech.Phys.* 26, (1982) 1148
- [58] C.M. Ferreira, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 14, (1981) 1811
- [59] C.M. Ferreira, "Radiative Processes in Discharge Plasmas", 1986, ed. J.M. Proud y L.H. Luessen, NY, Plenum, p. 431-66

- [60] M. Moisan y Z. Zakrzewski, "Radiative Processes in Discharge Plasmas", 1986, ed. J.M. Proud y L.H. Luessen, NY, Plenum, p. 381-430
- [61] J.F. Shaw, M. Mitchner y C.H. Kruger. *Phys.Fluids.* 13, (1970) 325
- [62] J.F. Shaw, M. Mitchner y C.H. Kruger. *Phys.Fluids.* 13, (1970) 339
- [63] M.D. Rosen, P.L. Hagelstein, D.L. Matthews, E.M. Campbell, A.U. Hazi, B.L. Whitten, B. MacGowan, R.E. Turner, R.W. Lee, C. Charatis, G.E. Busch, C.L. Shepard y P.D. Rockett, *Phys.Rev.Lett.* 54, (1985) 106
- [64] T. Holstein. *Phys.Rev.* 83, (1951) 1159
- [65] W.L. Wiese, M.W. Smith y B.M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities v.II: Sodium through Calcium*, NSRDS-NBS 22 (National Bureau of Standards, Whashington DC, 1966)
- [66] F.J. Gordillo-Vázquez y J. Cotrino, *Phys.Plasmas.* 2, (1995) 1778
- [67] P.J. Walsh, *Phys.Rev.* 116, (1959) 511
- [68] W.P. Allis y D.J. Rose. *Phys.Rev.* 93, (1954) 84, C.H. Muller y A.V. Phelps, *J.Appl.Phys.* 51, (1980) 6141
- [69] C.R. Lloyd, E. Weigold, P.J.O. Teubner y S.T. Hood, *J.Phys.* B5, (1972) 1712
- [70] F.M.J. Pichanick y J.A. Simpson, *Phys.Rev.* 168, (1968) 64
- [71] J.W. McConkey y F.G. Donaldson. *J.Phys.* B51, (1973) 914
- [72] J.P. DeJongh y J. van Eck, *Physica.* 51, (1971) 104
- [73] D. Rapp y P.J. Englander-Golden. *J.Chem.Phys.* 43, (1965) 1464
- [74] L. Vriens, *J.Appl.Phys.* 44, (1973) 3980
- [75] H.W. Drawin, *Z.Phys.* 164, (1961) 513
- [76] M. Gryzinski. *Phys.Rev.* 138, (1965) A322
- [77] A.E. Kingston, *J.Phys.* B1, (1968) 559



- [78] R. Abrines, I.C. Percival y N.A. Valentine, *Proc.Phys.Soc.* 89, (1966) 515
- [79] E.A. Milne, *Philos.Mag.* 47, (1924) 209
- [80] J.B. West y G.V. Marr, *Proc.R.Soc.London.Ser.A* 349, (1976) 397
- [81] K.J. McCann y M.R. Flannery, *Appl.Phys.Lett.* 31, (1977) 599
- [82] H.A. Hyman, *Appl.Phys.Lett.* 31, (1977) 14
- [83] F. Duzy y H.A. Hyman, *Phys.Rev.A.* 22, (1980) 1878
- [84] M. Moisan y Z. Zakrzewski, "Surface-Wave Plasma Sources", en "Microwave Excited Plasmas", M. Moisan y J. Pelletier, eds, Elsevier, Amsterdam 1992
- [85] Z. Zakrzewski, M. Moisan y G. Sauvé, "Surface-Wave Plasma Sources", en: "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", C.M. Ferreira y M. Moisan, eds. Plenum, NY 1993
- [86] A.B. Sá, "Modelling of surface wave produced discharges in argon at low to intermediate pressure", en: "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", C.M. Ferreira y M. Moisan, eds. Plenum, NY 1993
- [87] C.H. Muller y A.V. Phelps, *J.Appl.Phys.* 51, (1980) 6141
- [88] A. Sola, A. Gamero, J. Cotrino y V. Colomer, *J.Phys.D:Appl. Phys.* 21, (1988) 1112
- [89] J. Cotrino y F.J. Gordillo-Vázquez, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 28, (1995)
- [90] M.H. Abdallah, S. Coulombe y J.M. Mermet, *Spectrochim.Acta.* 37B, (1982) 583
- [91] M. Selby y G.M. Eieftje, *Spectrochim.Acta.* 42B, (1987) 285
- [92] M. Moisan, R. Pantel y J. Hubert, *Contrib.Plasma.Phys.* 30, (1990) 293
- [93] J. Cotrino, M. Sáez, M.C. Quintero, A. Menéndez, E. Sánchez Uria y A. Sanz-Medel, *Spectrochim.Acta.* 47B, (1992) 425
- [94] C.M. Ferreira y M. Moisan eds., "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications" Plenum, NY, 1993

- [95] P.L. Kapitza, *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* 57, (1969) 1801 (Traducción al inglés en: *Sov.Phys. - JETP* 30, (1970) 973)
- [96] H. Nowakowska, Z. Zakrzewski y M. Moisan, *J.Phys.D:Appl.Phys.*, 22, (1990) 789
- [97] C. Boisse-Laporte, "Wave propagation in bounded plasmas" en: "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", C.M. Ferreira y M. Moisan eds, Plenum, NY, 1993
- [98] A. Besnier, M. Moisan y J. Hubert, *J.Analytical Atomic Spectrometry*, 3, (1988) 863
- [99] G.M.W. Kroesen, D.C. Schram, C.J. Timmermans y J.C.M. de Haas, *IEEE Trans.Plasma.Sci.*, 18, (1990) 985
- [100] R.S. Devoto, *Phys.Fluids.* 10, (1967) 354
- [101] R.S. Devoto, *Phys.Fluids.* 16, (1973) 616
- [102] I. Bues, H.J. Patt y J. Richter. *Z.Angew.Phys.* 22 , (1967) 345
- [103] C.F. Knopp y A.B. Cambel. *Phys.Fluids.* 9, (1966) 989
- [104] F.J. Gordillo-Vázquez y J. Cotrino, *J.Appl.Phys.* 78, (1995)
- [105] F.J. Gordillo-Vázquez y J.A. Kunc, *Phys.Rev.E.* 51, (1995) 6010

UNIVERSIDAD DE LOS ANDES

El Director General de la Universidad de los Andes, en virtud de las facultades conferidas por el artículo 10 del Reglamento de la Ley Orgánica de la Universidad de los Andes, autoriza a **FRANCISCO GONZALEZ VASQUEZ** a solicitar y obtener el registro de **Modelos sencillos de plastos de Dugha producidos en el área de Papafia a alta presión**.

BPPO - "con fondo"

El Director General,	El Decano,	El Rector,
El Secretario,	El Decano,	El Doctorado,