

## Tesis de Posgrado

# Plasmas producidos por la ablación de partículas sólidas mediante intensa radiación laser

Piriz, Antonio Roberto

1984

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Piriz, Antonio Roberto. (1984). Plasmas producidos por la ablación de partículas sólidas mediante intensa radiación laser. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1830\\_Piriz.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1830_Piriz.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Piriz, Antonio Roberto. "Plasmas producidos por la ablación de partículas sólidas mediante intensa radiación laser". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1984.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1830\\_Piriz.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1830_Piriz.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

PLASMAS PRODUCIDOS POR LA ABLACION  
DE PARTICULAS SOLIDAS MEDIANTE  
INTENSA RADIACION LASER

Autor

ANTONIO ROBERTO PIRIZ

Director de Tesis

DR. ROBERTO GRATTON

Lugar de Trabajo

LABORATORIO DE FISICA DEL PLASMA (FCEN,UBA)  
LABORATORIO DE LASER, ESPECTROSCOPIA Y OPTICA (FCE,UNCPBA)

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor en Ciencias Físicas

- 1830 -  
E.

1984

# INDICE

Página

## CAPITULO I

### INTRODUCCION

- |     |   |    |
|-----|---|----|
| I.1 | La Fusión a Láser                                 | 1  |
| I.2 | Absorción y transporte de la energía en la corona | 7  |
| I.3 | Objetivos y límites de este trabajo               | 14 |

## CAPITULO II

### SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO - TEORIA

- |      |   |    |
|------|---|----|
| II.1 | Propiedades de la corona - Modelo de corona<br>transparente | 17 |
| II.2 | Condiciones de validez                                      | 21 |

## CAPITULO III

### SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO. COMPARACION CON RESULTA- DOS EXPERIMENTALES

- |       |  |    |
|-------|--|----|
| III.1 | Verificación experimental del modelo de corona<br>transparente | 26 |
| III.2 | Conclusiones del presente capítulo                             | 34 |

## CAPITULO IV

### SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO - TEORIA

- |      |               |    |
|------|---------------|----|
| IV.1 | Generalidades | 38 |
|------|---------------|----|

	Página
IV.2 Irradiación isótropa de blancos esféricos	40
IV.2.1 Propiedades básicas de la corona	42
IV.2.2 Modelo para una corona generada por electrones supratérmicos	47
IV.2.3 Aplicación a situaciones generadas por láser	53
IV.2.4 Validez de las principales aproximaciones	58
IV.3 Irradiación de blancos planos	60
IV.3.1 Modelo con simetría plana	63
IV.3.2 Efecto de las dimensiones finitas del haz láser	69
IV.3.3 Validez de las principales aproximaciones	76

## CAPITULO V

### SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO. COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

V.1 Verificación experimental del modelo sostenido por electrones supratérmicos	81
V.2 Conclusiones del presente capítulo	86

## CAPITULO VI

### CONCLUSIONES

VI.1 Utilidad de los láseres con distintas longitudes de onda para la fusión por confinamiento inercial	88
--	----

REFERENCIAS	93
-------------	----

AGRADECIMIENTOS	98
-----------------	----

CAPITULO I

INTRODUCCION

## I. INTRODUCCION

### I.1 La Fusión a Láser

La posibilidad de liberar parte de la energía contenida en la materia combinando núcleos de átomos livianos (principalmente de los isótopos del hidrógeno: deuterio y tritio), es conocida desde los primeros tiempos de la Física Nuclear. Para conseguir la fusión de dos núcleos se les debe impartir la energía que necesitan para superar la fuerza de repulsión coulombiana y acercarse hasta ponerse al alcance de las fuerzas nucleares. Esto requiere, en general, calentar la materia combustible hasta temperaturas del orden del kiloelectronvolt ( $1 \text{ keV} \equiv 1.16 \times 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ ) o aún mayor, por lo cual las investigaciones orientadas a la fusión nuclear controlada consisten esencialmente en estudios sobre la producción y confinamiento de plasmas calientes. Una vez producido, el plasma debe ser confinado por un cierto tiempo  $\tau$  para que puedan reaccionar un número considerable de núcleos. Más precisamente, si el plasma tiene una densidad de partículas  $n$ , es necesario que el producto  $n\tau$  alcance un cierto valor mínimo a fin de que la energía producida por fusión compense, al menos, la energía insumida en la producción del plasma.

Hoy en día, las investigaciones orientadas a la fusión controlada suelen clasificarse en dos grandes grupos, según el método de producción y confinamiento del plasma:

- a) Confinamiento magnético
- b) Confinamiento inercial

El confinamiento magnético se funda en el hecho de que las partículas cargadas del plasma no pueden fluir libremente en dirección transversal al campo magnético. En principio, es entonces posible confinar al plasma mediante el empleo de adecuadas configuraciones magnéticas.

Se han desarrollado numerosos conceptos para la fusión por confinamiento magnético. Los más estudiados pueden ser clasificados a su vez en dos categorías: plasmas tenues y sustancialmente estacionarios y plasmas transitorios de alta densidad. En la primera se ubican sistemas donde, con variados métodos (calentamiento óhmico, radiofrecuencia, haces de partículas neutras, etc.), se produce un plasma caliente (1 - 10 keV) pero de relativamente baja densidad ( $n \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) que se intenta confinar por tiempos prolongados ( $\tau \geq 10^{-1} \text{ s}$ ) mediante configuraciones de campo, a las cuales, en algunos casos, contribuyen corrientes que circulan por el plasma mismo. Los principales representantes de este concepto son los tokamaks y los espejos magnéticos.

En el otro extremo se encuentran las descargas eléctricas rápidas, mediante las cuales se produce un plasma denso ( $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) que alcanza la temperatura necesaria para la fusión durante el corto período de tiempo (50 - 200 ns) en que lo confina un campo generado, por lo común, por la descarga misma. A esta línea pertenecen principalmente los "pinch" (z-pinch,  $\theta$ -pinch y plasma focus).

La fusión por confinamiento inercial se basa en un concepto totalmente distinto. El plasma es producido por la deposición rápida de la energía contenida en un pulso láser de alta intensidad ( $I = 10^{10} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 0.1 ns - 50 ns) sobre pequeñas partículas sólidas, llamadas blancos o granos, generalmente esferas macizas o huecas, que contienen el material combustible (deute-

rio o deuterio-tritio al 50%), y no existe ningún tipo de confinamiento, de modo que el plasma caliente perdura el tiempo que tarda en disgregarse por efecto de su propia presión. Este tiempo puede estimarse como  $\tau \approx r_p/v_s$  (siendo  $r_p$  el radio de la esfera y  $v_s$  la velocidad del sonido en el plasma). Para temperaturas del orden de 10 keV y  $r_p \approx 10^{-2}$  cm, resulta  $\tau \approx 0,1$  ns.

En la fusión por confinamiento inercial, podrían utilizarse otros dispositivos, aptos en principio para la deposición rápida de energía, tales como los haces de electrones o de iones, aunque estas posibilidades no han sido explotadas como se ha hecho con los láseres. Sin embargo independientemente del método utilizado, el confinamiento inercial permite alentar esperanzas para su empleo práctico en la producción de energía, solo sí el combustible es comprimido hasta densidades  $\rho$  entre  $10^3$  y  $10^4$  veces la del sólido. Esto se debe esencialmente a que la energía térmica necesaria para producir la ignición del sistema es proporcional a  $\rho^{-2}$ . Estas elevadas densidades pueden lograrse mediante la compresión aproximadamente isoentrópica de la parte central del blanco, originada por la violenta evaporación de sus capas superficiales, es decir el proceso que se conoce como "ablación" y que juega un papel fundamental en la fusión por confinamiento inercial.

El proceso de ablación debe ser considerado como un cambio dinámico de fase, caracterizado por la circunstancia que la energía cinética asociada al movimiento de cada fase es comparable a su energía térmica. El fenómeno puede ser descrito por un sistema de tres fases (Fig.1-1).

La energía se deposita principalmente en el frente de ablación; una parte es disipada en la onda de choque y el resto es llevado por el material evaporado. La onda de choque penetra en el sólido con una velocidad  $u_s$  que es



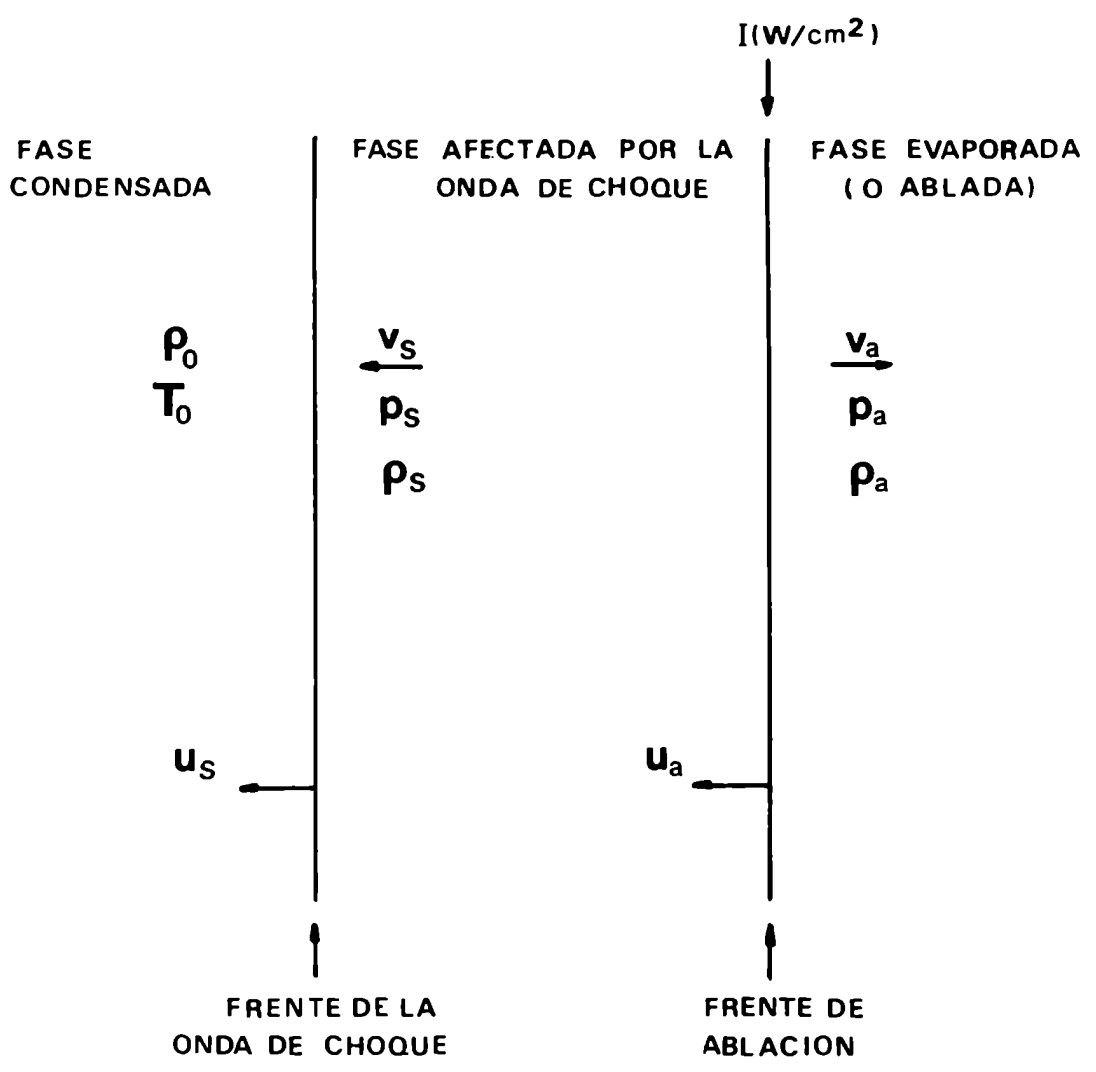


FIG.1-1

del orden de la velocidad del sonido a sus espaldas, y la fase que afecta, está compuesta por material más o menos ionizado con densidad mayor que la del sólido. El material del sólido todavía no alcanzado por la onda de choque configura, en cambio, la fase condensada.

Para que la ablación ocurra, es necesario que la energía depositada en el frente de ablación, no sea distribuida por conducción térmica en el interior del sólido. Esto requiere que el tiempo  $t_0$  que tarda la onda de choque en alcanzar a la onda térmica, sea mucho menor que el tiempo característico de variación del pulso láser; y que la distancia  $l_0$  recorrida desde la superficie del blanco, en el instante en que se encuentran, sea mucho menor que las dimensiones del mismo. Un modelo sencillo (1) muestra que:

$$t_0 \approx 1.6 \times 10^{20} A^{3/2} n_0^{-2} (\text{cm}^{-3}) I (\text{W}/\text{cm}^2) \text{seg}$$

$$l_0 \approx 3.9 \times 10^{30} A^{7/2} n_0^{-7/3} (\text{cm}^{-3}) I^{4/3} (\text{W}/\text{cm}^2) \text{cm}$$

(siendo A el número másico).

Dadas la duración del pulso láser y las dimensiones del blanco, estas ecuaciones proporcionan una cota superior al valor de la intensidad I del pulso. Por encima de esta intensidad, la energía del pulso se reparte bastante uniformemente en el blanco y si bien éste es eficazmente calentado, no se produce la compresión indispensable para un buen quemado nuclear.

La fase evaporada se expande libremente desde el frente de ablación formando una nube de plasma que rodea al blanco, denominada "corona". Son las propiedades de la corona las que determinan la evolución dinámica del blanco, a través de la tasa de ablación  $\dot{m}$  y de la presión  $p_a$  sobre su superficie

(presión de ablación). En pocas palabras, el fenómeno puede ser descrito de la siguiente manera: la expansión de la corona produce, por reacción, la aceleración de las capas del blanco adyacentes a la superficie de ablación, originando ondas de choque que afectan capas cada vez más internas. La intensidad y número de estas ondas de choque pueden ser regulados mediante una adecuada conformación temporal del pulso láser, de modo de obtener una compresión aproximadamente isoentrópica. La idea consiste en generar estas ondas en forma coordinada para que todas ellas lleguen al centro del blanco al mismo tiempo y, por lo tanto, se produzca una única onda de rebote. Así se logra, además, que la temperatura no sea uniforme en el interior del blanco (acumulación de energía), permitiendo que detrás del frente de rebote supere la temperatura de ignición, aun cuando la temperatura media sea inferior. La zona que ha alcanzado la ignición se convierte entonces, en una potente fuente de calor gracias a la energía liberada en las reacciones de fusión. Con un adecuado dimensionamiento del blanco, una fracción de esta energía (fundamentalmente la contenida en las partículas  $\alpha$ ) es transferida a las otras partes del blanco de modo que todo el sistema es llevado por encima de la temperatura de ignición.

Corresponde aclarar que este esquema, fundado en la conformación temporal del pulso láser, si bien de fácil comprensión, resulta en cambio de muy difícil realización. Por este motivo han sido elaborados esquemas alternativos para lograr la compresión isoentrópica de la porción central del blanco, fundados sustancialmente en impartir mediante el proceso de ablación una considerable cantidad de energía cinética a una cáscara densa que rodea una zona central del blanco mucho más tenue. Debido a la alta densidad de la cáscara, su inercia es grande aun cuando su velocidad sea relativamente baja, de modo que, luego de

un transitorio inicial, la compresión de la región central tenue es prácticamente adiabática. Es posible obtener así, muy elevadas densidades sin necesidad de críticas conformaciones del pulso.

## 1.2 Absorción y transporte de la energía en la corona

De lo expuesto en la sección anterior se desprende la necesidad de conocer y controlar los parámetros que caracterizan a la corona, tales como  $\dot{m}$  y  $p_a$ . Dichos parámetros dependen de las propiedades de la interacción entre la radiación incidente y el plasma de la corona, es decir, de los mecanismos mediante los cuales la energía es absorbida por el plasma y transportada hasta la superficie del blanco para alimentar la evaporación. La absorción y transporte de la energía, a su vez, están determinados por la longitud de onda  $\lambda$ , intensidad  $I$  y dependencia temporal del pulso láser.

Es razonable atribuir a la densidad del plasma un perfil decreciente desde la superficie de ablación y, por lo tanto, la radiación incidente se propagará en la corona sufriendo una parcial absorción hacia la zona de alta densidad, hasta el punto donde la frecuencia de plasma  $\omega_{pe} \sim n^{1/2}$  ( $n$  es la densidad de electrones) se hace igual a la frecuencia  $\omega_0$  de la radiación. Allí la luz será en parte absorbida y en parte reflejada. La densidad en dicho punto se denomina densidad crítica  $n_{cr}$  y está dada por<sup>(2)</sup>:

$$n_{cr} = \frac{\pi m_e c^2}{\lambda^2 e^2} \quad (1-1)$$

(siendo  $m_e$  y  $e$  la masa y la carga del electrón respectivamente y  $c$  la velocidad de la luz).

Para intensidades relativamente bajas del láser, la absorción de la energía tiene lugar en la región donde  $n \leq n_{cr}$ , por el proceso conocido como bremsstrahlung inverso o absorción colisional (3).

El mecanismo consiste en la absorción de un fotón por un electrón libre, en el campo de un ión. Mas intuitivamente puede comprenderse el fenómeno, considerando que los electrones oscilan por acción del campo eléctrico de la onda electromagnética incidente. Como las oscilaciones de todos los electrones son coherentes con la fase del campo incidente, si su movimiento no es perturbado, los electrones reemitirán la radiación, reconstruyendo la onda incidente, obviamente con los efectos de refracción y difusión. Las interacciones entre electrones no alteran la situación (por la igualdad de las masas), pero sí, en cambio, la de los electrones con los iones, que estadísticamente puede ser tomada en cuenta suponiendo que los electrones sufren choques que destruyen la coherencia de las oscilaciones. Por lo tanto se incrementa la energía térmica de los electrones a expensas de la radiación. Dado que este proceso depende de las colisiones entre electrones e iones, el coeficiente de absorción será función de la frecuencia de colisión electrón-ión  $\nu_{ei} \sim T_e^{-3/2}$ . Por lo tanto, al aumentar la temperatura, la absorción disminuye. Los cálculos teóricos permiten obtener el coeficiente de absorción en la aproximación lineal (2):

$$\kappa \approx \frac{\nu_{ei}}{c} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{(1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2)^{1/2}} \quad (1-2)$$

Esta expresión muestra que la mayor parte de la absorción tiene lugar cerca de la superficie crítica (donde  $n = n_{cr}$ ,  $\omega_0 = \omega_{pe}$ ). Sin embargo, la absorción en la región  $n < n_{cr}$ , determina la estructura del plasma en esa parte de la corona (3).

Con el aumento de la intensidad, la temperatura de la corona crece y la absorción disminuye. Cuando la intensidad es suficientemente alta, el coeficiente de absorción llega a depender explícitamente de la misma ( $\kappa \sim I^{-1}$ , bremsstrahlung no lineal), pero antes de que esto ocurra, surgen otros mecanismos mediante los cuales la luz puede ser eficientemente absorbida. Estos mecanismos son numerosos y no completamente aclarados, de modo que no es bien conocido el peso relativo de cada uno de ellos. Los más importantes son los procesos paramétricos, la absorción resonante y la turbulencia acústica<sup>(2)</sup>.

Las interacciones paramétricas involucran fenómenos típicamente no lineales y consisten en el acoplamiento resonante de la onda electromagnética incidente con los modos naturales de oscilación del plasma tales como ondas de plasma y ondas iónico-acústicas. La energía de estas últimas es termalizada mediante amortiguamiento colisional y de Landau. La conservación del momento y de la energía exige que la onda incidente excite, al menos, dos modos de oscilación del plasma. Según esto, podemos distinguir dos tipos de interacciones paramétricas: a) electrostáticas y b) electromagnéticas. En las primeras la radiación incidente decae en una combinación de ondas de plasma y ondas acústicas (inestabilidad oscilante de dos haces e inestabilidad paramétrica) o en dos ondas de plasma (inestabilidad de dos plasmones). En las de tipo electromagnético, la onda incidente decae en una onda electromagnética que se refleja y en una onda de plasma (dispersión Raman estimulada) o una onda acústica (dispersión Brillouin estimulada). Los dos primeros procesos electrostáticos, producen absorción de la luz en la superficie crítica, mientras que la inestabilidad de dos plasmones tiene lugar en la superficie donde  $n = n_{cr}/2$ . Si bien no es sencillo estimar los umbrales de intensidad para los cuales las interacciones paramé

tricas son preponderantes, podemos decir que, para una dada longitud de onda de la luz y temperatura del plasma, la inestabilidad de dos plasmones se produce a intensidades mayores que las otras inestabilidades electrostáticas. En general, dichos umbrales, dependen del mecanismo de amortiguamiento (colisiones electrón-ión o ión-ión y amortiguamiento de Landau).

Los procesos paramétricos electromagnéticos producen la reflexión de una parte de la luz incidente en la región donde  $n_e < n_{cr}$ , impidiendo que ésta alcance la superficie crítica, donde puede ser absorbida.

Otro mecanismo por el cual puede absorberse la luz en la zona crítica es la interacción resonante. Si la radiación incide sobre el plasma en dirección oblicua con respecto al gradiente de densidad y con el campo eléctrico  $\vec{E}$  en el plano de incidencia (polarización paralela), el componente de  $\vec{E}$  paralela al gradiente llega a ser muy grande cuando la onda alcanza la superficie crítica (donde se produce la reflexión) (Fig.1-2). Estos altos valores del campo eléctrico excitan, en forma resonante ondas de plasma, las cuales, al ser amortiguadas, transfieren su energía a los electrones. Si  $E_{||} = 0$  el efecto no se produce. La incidencia oblicua es necesaria a fin de que  $E_{||}$  no sea demasiado pequeño en el punto de retorno de la luz. Igualmente, si el ángulo de incidencia es demasiado grande la luz no alcanzará la superficie crítica y la absorción pierde eficiencia. Por esto, la absorción resonante llega a ser importante para altas intensidades ( $I \lambda^2 \geq 10^{15} \text{ W } \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ ), cuando la deformación local del perfil de densidad permite que la radiación alcance la superficie crítica.

Es importante notar que el requerimiento de incidencia oblicua con respecto a la dirección local del gradiente, no implica, necesariamente, incidencia oblicua con respecto a la normal al blanco, dado que las fluctuaciones de la densidad sobre la superficie crítica permitirán que, sobre ésta, el gradiente

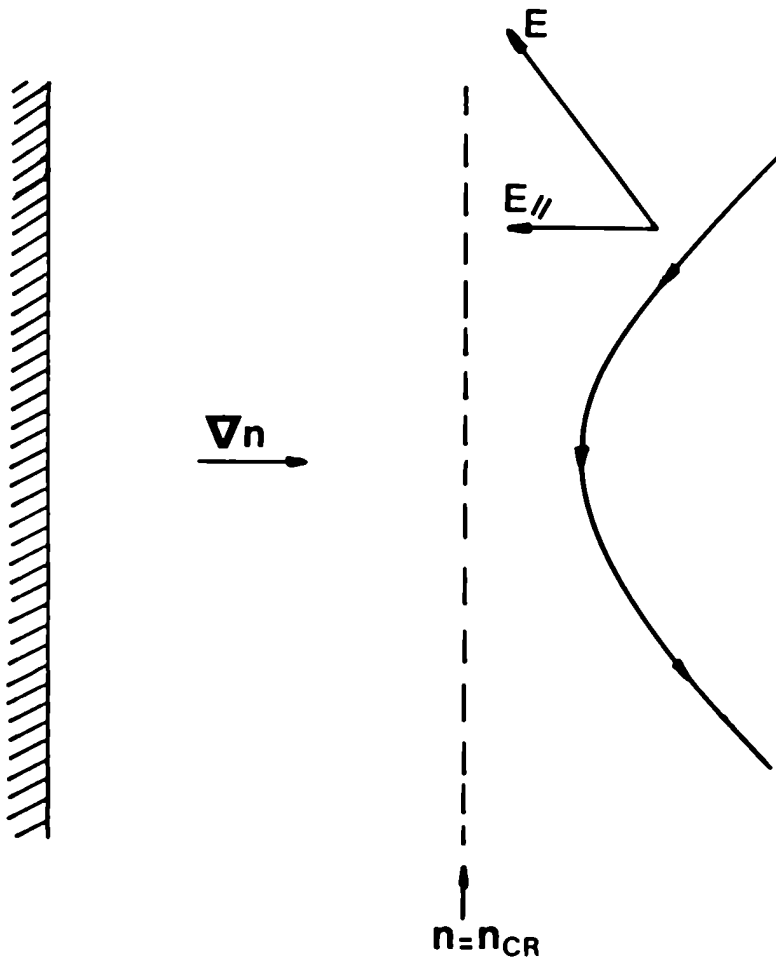


FIG. 1-2



tenga diferentes direcciones.

Otro posible mecanismo de absorción es la turbulencia acústica. El flujo de electrones que transporta la energía absorbida en la superficie crítica, debe ser balanceada por una corriente de retorno de electrones más fríos proveniente de la región de alta densidad, a fin de mantener la cuasineutralidad. Cuando la energía del campo eléctrico asociado a esta corriente llega a ser comparable a la energía térmica de los electrones, la situación se hace inestable (inestabilidad de dos haces). El efecto de la inestabilidad es aumentar la frecuencia efectiva de colisión electrón-ión<sup>(4)</sup>, con lo cual se produce un aumento en la absorción de la luz incidente (análogo a la absorción colisional).

Como ya se dijo hasta el presente no se han podido establecer con precisión los límites en que los mecanismos de absorción clásica cesan y comienzan a pesar los distintos procesos, llamémoslos no-clásicos, que hemos enumerado. Sin embargo, como dato indicativo podemos afirmar que, de acuerdo con los experimentos, los efectos no clásicos surgen para intensidades del orden de  $10^{10} - 10^{11} \text{ W/cm}^2$  cuando se utiliza un láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ), mientras que con láseres de Nd ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ), estos efectos aparecerían para intensidades de  $10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$ .

El modo en que la energía es absorbida influye sobre el mecanismo con que la misma es transportada hacia la superficie del blanco. La absorción clásica ocurre para intensidades relativamente bajas y longitudes de onda cortas. Coincidentemente, la superficie crítica se encuentra muy cerca de la superficie de ablación y el transporte de la energía entre ambas superficies se realiza por conducción térmica clásica. En esta situación, de todos modos, los

parámetros de la corona relevantes para la ablación son los correspondientes a la región  $\rho < \rho_{CF}$ , cuyas propiedades están reguladas por la deposición de energía óptica.

Cuando los procesos no clásicos se hacen importantes, la función de distribución de energía de los electrones puede apartarse considerablemente de la distribución térmica, con la consecuente modificación de todos los coeficientes de transporte<sup>(5-6)</sup>. Por lo tanto, la conducción térmica clásica (descrita por la ley de Fourier) deja de ser válida. La mayor parte de los mecanismos no clásicos de absorción, dan lugar a la aparición de electrones supratérmicos, los cuales son muy eficientes para transportar la energía absorbida hasta la superficie del blanco, e incluso penetrar en él, cuando su energía es suficientemente alta.

Exista o no una relación de causa y efecto entre ambas circunstancias, lo cierto es que sólo cuando predominan los procesos de absorción no clásicos y aparecen los electrones supratérmicos, se observan importantes separaciones entre la superficie crítica y la superficie de ablación. Resulta tentador, entonces, hipotizar que son los electrones supratérmicos los que hacen posible tal apartamiento, permitiendo el transporte de la energía con una eficacia mucho mayor que la que sería posible por conducción térmica, en un plasma termalizado de energía específica equivalente.

En este caso los parámetros de la corona relevantes para la ablación son, en cambio, los correspondientes a la región, ahora ancha, comprendida entre la superficie crítica y la superficie del blanco<sup>(7,8)</sup>. De acuerdo con lo dicho, la estructura de esta región está, presumiblemente, regulada por la deposición de energía de los electrones supratérmicos originados en las capas externas de la misma.

### 1.3 Objetivos y límites de este trabajo

En la actualidad, las situaciones en que la absorción es clásica son bien conocidas y han sido extensamente estudiadas mediante modelos analíticos<sup>(3,9)</sup> y computacionales<sup>(10,12)</sup>. Por el contrario, para el caso en que la luz es absorbida por mecanismos no clásicos, no existe todavía una teoría completa que describa las propiedades de la corona. Las principales dificultades radican, como ya se dijo, en la evaluación del peso relativo de los distintos procesos de absorción y en como éstos determinan el transporte de la energía hasta la superficie del blanco a fin de mantener la ablación. Un tratamiento autoconsistente que incluya ambos aspectos no ha sido ni siquiera intentado hasta la fecha debido a la complejidad que tal tarea reviste. No olvidemos que los mecanismos que estamos denominando "no clásicos", son esencialmente no lineales.

En la práctica, en los códigos de simulación, la fracción de energía absorbida por procesos no lineales es ajustada a partir de los resultados experimentales. El transporte de la energía, en cambio, se describe mediante una ley para el flujo térmico  $q$ , que se obtiene por interpolación entre la ley de Fourier y el máximo valor posible del flujo térmico  $q_{lim} \approx \frac{1}{2} m_e n_e \bar{v}^3$  (siendo  $\bar{v} \approx (2kT/n_e)^{1/2}$ , la velocidad térmica,  $k$  es la constante de Boltzman)<sup>(2)</sup>:

$$q = [(\kappa_e \nabla T_e)^{-1} + (b q_{lim})^{-1}]^{-1}$$

donde  $b$  es una constante que se ajusta de acuerdo con los resultados experimentales.

En este trabajo, proponemos un nuevo mecanismo para el transporte

de la energía hasta la superficie de ablación. Supondremos como lo sugieren los datos experimentales, que la luz es absorbida en la superficie crítica, que la energía absorbida es cedida a los electrones supratérmicos que se generan como consecuencia de mecanismos no lineales y que son estos electrones los que transportan la energía hasta la superficie del blanco. El principal objetivo es estudiar las propiedades de la corona que así se genera, mediante modelos analíticos, con el fin de determinar las magnitudes del plasma que controlan la compresión del blanco ( $\dot{m}$  y  $p_a$ ). La construcción de tales modelos es de gran importancia para obtener relaciones con carácter de leyes de escala entre las magnitudes relevantes de la corona y los parámetros del blanco y del pulso láser. Los modelos analíticos, además, son a menudo una poderosa herramienta para evaluar la importancia relativa de los distintos mecanismos físicos involucrados, abriendo así, el camino hacia tratamientos más precisos. Lógicamente, el precio a pagar por tratar analíticamente una situación complicada, como la que surge en la irradiación de blancos sólidos con láser, es bastante alto. En general son necesarias drásticas simplificaciones geométricas, tales como atribuir al sistema simetría esférica o plana, e hipótesis sobre la dependencia temporal, por ejemplo asumir un comportamiento cuasiestacionario.

A pesar de las limitaciones, los modelos analíticos juegan un importante papel en las investigaciones sobre los plasmas producidos por láser.

La primera parte de este trabajo está dedicada a la situación generada cuando la absorción es colisional (Cap. II). Como ya mencionamos, en este caso la superficie crítica se encuentra tan próxima a la superficie del blanco que ambas pueden ser confundidas y la estructura de la corona queda determinada por la autorregulación de su opacidad con respecto a la radiación incidente. Este tipo de corona se presenta principalmente cuando se utilizan

láseres de corta longitud de onda ( $\lambda \leq 1 \mu\text{m}$ ) y relativamente bajas intensidades. Concluye esta primera parte con una comparación actualizada de las leyes de escala provistas por conocidos modelos analíticos, con los resultados experimentales (Cap. III).

En la segunda parte, desarrollamos modelos originales adecuados para la situación en que la luz es absorbida, por mecanismos no clásicos, en la superficie crítica, la cual puede encontrarse a una distancia considerable de la superficie del blanco (Cap. IV). Postulamos que la energía es transportada por los electrones supratérmicos generados en la zona de absorción. La parte relevante de la corona es, en este caso aquélla entre las superficies de absorción y del blanco. Determina la estructura de dicha región, la autorregulación de su "opacidad" con respecto a los electrones supratérmicos. Este tipo de coronas es característico de los experimentos con láseres de larga longitud de onda ( $\lambda = 10 \mu\text{m}$ ) y relativamente altas intensidades ( $I \geq 10^{11} \text{ W/cm}^2$ ). Debemos distinguir los casos de irradiación uniforme de blancos esféricos, de aquéllos en los que se irradian blancos planos. La comparación con los resultados experimentales se reduce empero, al caso de irradiación de blancos planos, pues es el único para el cual existen suficientes datos disponibles (Cap. V).

En la tercera parte se utilizan los modelos presentados en los capítulos anteriores para evaluar las potencialidades de los láseres de distintas longitudes de onda en lo que respecta a su hipotético empleo en la fusión controlada por confinamiento inercial (Cap. VI).

CAPITULO II

SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA  
LA SUPERFICIE DEL BLANCO - TEORIA

## 11. SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO - TEORIA

### 11.1 Propiedades de la corona - Modelo de corona transparente

Para intensidades relativamente bajas, la energía es absorbida por el proceso denominado bremsstrahlung inverso y la superficie donde la radiación láser es detenida, es decir, donde la densidad de electrones del plasma  $n$  alcanza el valor crítico  $n_{CR}$  dado por la Ec. (1-1), se encuentra suficientemente próxima a la superficie de la fase densa como para que ambas puedan ser confundidas<sup>(3)</sup>. Por lo tanto, la densidad de la corona será menor que  $n_{CR}$  en todas partes excepto en una delgada capa próxima al blanco y la luz podrá alcanzar prácticamente su superficie. En estas circunstancias, la energía del láser será absorbida a medida que se propaga en el plasma y la estructura de la corona quedará determinada por la autorregulación de su opacidad con respecto a la radiación incidente<sup>(3,9-12)</sup>. Esta situación puede ser descripta por el "modelo de corona transparente", como lo denominaremos de aquí en más. Si bien es posible una formulación precisa del problema, que merced al empleo de modelos computacionales (véanse por ejemplo, las Refs. 10 a 12), da los perfiles de las magnitudes de la corona, tales como la densidad, temperatura, velocidad de expansión, etc., un sencillo modelo de carácter dimensional es suficiente para poner de manifiesto los fenómenos físicos que ligan las mencionadas magnitudes con los parámetros del pulso láser (intensidad  $I$ , longitud de onda  $\lambda$ , duración temporal) y del blanco (dimensiones y propiedades termofísicas). Como dijéramos en el Cap. I, el propósito del presente trabajo es ocuparnos de este tipo de modelos, de manera que, para la situación física que

estamos considerando, nos fundaremos en el tratamiento de la Ref. 3, que resumiremos en el párrafo que sigue.

Recordamos que el proceso de ablación puede ser descrito por un sistema de tres fases (Fig. 1-1). La mayor parte de la energía incidente es absorbida por las capas superficiales del blanco, las cuales, al evaporarse, alimentan continuamente la corona. En esta situación el plasma de la corona regulará su transparencia respecto de la luz incidente. Es decir, si la corona tiende a hacerse opaca, entonces llega menos energía a la superficie del sólido y se evapora menor cantidad de material, con lo cual aumenta nuevamente su transparencia. Viceversa, si la corona tiende a hacerse transparente, se evapora más material y la transparencia vuelve a disminuir.

Sobre la base del mecanismo de autorregulación y con algunas hipótesis simplificadoras más, es posible elaborar un modelo dimensional que nos permita encontrar las leyes de escala deseadas.

Las principales hipótesis son:

- 1) La mayor parte de la energía absorbida es gastada en calentamiento y expansión del plasma. Esto significa que la energía gastada en producir la ionización del material y la energía transferida a la fase densa, son pequeñas comparadas con la energía interna del plasma de la corona.
- 2) La densidad del plasma de la corona es menor que la densidad crítica (excepto dentro de una fina capa adyacente a la superficie del blanco).
- 3) Dentro del tiempo característico  $\tau$  de variación del pulso láser, se alcanzan condiciones cuasiestacionarias.



4) La conducción térmica es despreciable.

Supondremos, además, por simplicidad, que el problema tiene geometría esférica, es decir, que el blanco es considerado como una esfera de radio  $r_p$ , cuya superficie es sólida, la cual es irradiada isotropamente. Esta suposición, sin embargo, no implica ninguna limitación ya que, en el caso de irradiación de blancos planos, el radio  $r_s$  de la mancha focal determina las dimensiones de la zona afectada del plano. Así se considera a la expansión como originada a partir de un disco de radio del orden de  $r_s$  y, por lo tanto, a una distancia del plano de ese mismo orden, la expansión adquiere carácter esférico<sup>(13)</sup>.

Las magnitudes del plasma evaporado pueden obtenerse a partir de las ecuaciones de la fluidodinámica para la conservación de la masa, del momento y de la energía, para las cuales se adaptan las formas integradas siguientes (3,14):

$$\dot{m}' \approx 4\pi \rho_a v_a r_p^2 \quad (11-1)$$

$$\rho_a = (\gamma - 1) \rho_a \epsilon_a \approx \rho_a v_a^2 \quad (11-2)$$

$$q_L = \beta I \approx \rho_a v_a^3 \quad (11-3)$$

donde  $\gamma$  es la relación de los calores específicos,  $\dot{m}'$  es la tasa de ablación,  $\rho_a = \frac{A}{Z} m_p n$  ( $A$  y  $Z$  son los números másicos y atómicos respectivamente y  $m_p$  es la masa del protón) es la densidad de masa característica de la corona,  $\epsilon_a = \frac{Z+1}{A m_p} \frac{kT}{(\gamma-1)}$  ( $k$  es la constante de Boltzman y  $T = T_e \approx T_i$  es la temperatura del plasma),  $v_a \approx (\gamma-1)^{1/2} \epsilon_a^{1/2}$  es la velocidad de expansión, y  $\beta$  es la fracción absorbida del flujo incidente.

A las Ecs. (11-1) a (11-3) se agrega la que representa la autorre-

gulación de la opacidad, según la cual la longitud característica de absorción  $\lambda_a \approx \kappa^{-1}$  (Ec. (1-2)) ha de ser del mismo orden que  $r_p$  (3,9-15). Entonces, para  $\rho_a < \rho_{cr}$ , podemos escribir:

$$\lambda_a \approx \frac{\epsilon_a^{3/2}}{a \rho_a^2} \approx r_p \quad (11-4)$$

$$a = 2.97 \times 10^{37} \lambda^2 \frac{Z^3 (Z+1)^{3/2}}{A^{7/2}} \frac{\text{cm}^8}{\text{g}^2 \text{s}^3};$$

en la expresión de  $a$ ,  $\lambda$  está dada en cm. Combinando las Ecs. (11-1) a (11-4) obtenemos:

$$\left. \begin{aligned} \rho_a &\approx (\beta I)^{1/3} (a r_p)^{-1/3} \\ v_a &\approx (\beta I)^{2/9} (a r_p)^{1/9} \\ \dot{m} &= \frac{\dot{m}'}{4 \pi r_p^2} \approx (\beta I)^{5/9} (a r_p)^{-2/9} \\ \rho_a &\approx (\beta I)^{7/9} (a r_p)^{-1/9} \end{aligned} \right\} \quad (11-5)$$

( $\dot{m}$  es la tasa de ablación por unidad de superficie). Estas ecuaciones adquieren una forma más práctica para la comparación con los resultados experimentales si se reemplaza el valor de  $a$ :

$$\left. \begin{aligned} \rho_a &\approx 7 \times 10^{-7} Z^{-1} (Z+1)^{-1/2} A^{7/6} (\beta I)^{1/3} \lambda^{-2/3} r_p^{-1/3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \\ v_a &\approx 2.4 \times 10^4 Z^{1/3} (Z+1)^{1/6} A^{-7/18} (\beta I)^{2/9} \lambda^{2/9} r_p^{1/9} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \\ \rho_a &= kT \approx 6 \times 10^{-4} Z^{2/3} (Z+1)^{-2/3} A^{2/9} (\beta I)^{4/9} \lambda^{4/9} r_p^{2/9} \text{ eV} \\ \dot{m} &\approx 1.7 \times 10^{-2} Z^{-2/3} (Z+1)^{-1/3} A^{7/9} (\beta I)^{5/9} \lambda^{-4/9} r_p^{-2/9} \frac{\text{g}}{\text{s cm}^2} \\ \rho_a &\approx 4.1 \times 10^{-10} Z^{-1/3} (Z+1)^{-1/6} A^{7/18} (\beta I)^{7/9} \lambda^{-2/9} r_p^{-1/9} \text{ Mbar} \end{aligned} \right\} \quad (11-6)$$

Ahora  $I$  está expresada en  $W/cm^2$  y  $\lambda$  y  $r_p$  en  $\mu m$ .

Recuérdese que en el caso de irradiación de blancos planos,  $r_p$  debe ser reemplazado por el radio de la mancha focal  $r_s$ .

## 11.2 Condiciones de validez

Obtenidas las magnitudes que caracterizan a la corona, es el momento de evaluar las limitaciones del modelo de corona transparente, en la forma planteada, asociadas a las hipótesis 1 a 4.

Para estimar la cantidad de energía entregada a la materia densa, debemos considerar el efecto de la onda de choque generada por la presión  $p_a$  en la interfase plasma-sólido. Las ecuaciones de conservación de la masa y del momento a través de dicha interfase son (ver la Fig. 1-1 para la definición de los símbolos):

$$\begin{aligned} -\rho_o v_s &= \rho_s (v_s - u_s) \\ \rho_o v_s^2 &= \rho_s (v_s - u_s)^2 + p_a, \end{aligned}$$

donde se ha despreciado el movimiento de la superficie del blanco y la presión en la fase densa frente a  $p_a$  y se ha tomado  $p_s \approx p_a$ . Resolviendo:

$$\begin{aligned} v_s^2 &= \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_s}\right) \frac{p_a}{\rho_o} \\ u_s^2 &= \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_s}\right)^{-1} \frac{p_a}{\rho_o} \end{aligned}$$

Dado que  $\rho_s > \rho_o$ ,  $v_s^2 \leq \frac{p_a}{\rho_o}$ ; y, por lo tanto, queda establecida una cota superior para la energía transferida a la fase densa:

$$\rho_a v_s \leq \rho_a \left(\frac{\rho_a}{\rho_0}\right)^{1/2} \approx q_L \left(\frac{\rho_a}{\rho_0}\right)^{1/2} \quad (11-7)$$

Así, resulta que la energía transferida al sólido será despreciable frente a la energía absorbida por la corona, si  $\rho_a \ll \rho_0$ , lo cual, obviamente, se cumplirá pues la hipótesis 3 requiere  $\rho_a < \rho_{cr}$ , y, a su vez,  $\rho_{cr} \ll \rho_0$  para todas las longitudes de onda usuales ( $\lambda \geq 0,25 \mu\text{m}$ ).

La energía gastada en ionizar será despreciable si la energía específica de ionización  $\epsilon_i$  es  $\epsilon_i < \epsilon_a$ . Utilizando la Ec.(11-6), esta condición requiere:

$$\beta I > 4.8 \times 10^{-20} \epsilon_i^{9/4} Z^{-3/2} (Z+1)^{-3/4} A^{7/2} \lambda^{-1} r_p^{-1/2} \frac{W}{\text{cm}^2} \quad (11-8)$$

(donde  $[\lambda] = [r_p] = \mu\text{m}$  y  $[\epsilon_i] = \text{erg/g}$ ). Para un caso típico, por ejemplo un blanco de deuterio sólido ( $\rho_0 \sim 1 \text{ g/cm}^3$ ,  $A=2$ ,  $Z=1$ ,  $\epsilon_i \approx 6.7 \times 10^{12} \text{ erg/g}$ ) y para  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $r_p = 100 \mu\text{m}$  y  $\beta = 1$ , resulta  $I > 2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ .

La hipótesis 2 requiere que  $\rho_a$  sea menor que  $\rho_{cr}$  a fin de que la energía del láser pueda alcanzar la superficie del blanco y sostener la ablación, ya que ningún otro mecanismo de transporte de la energía (tal como la conducción térmica, por ejemplo) es considerado y, es obvio, que tal mecanismo sería necesario para que la energía pudiera llegar hasta la superficie del sólido si la densidad de la corona llegara a ser mayor que  $\rho_{cr}$  en algún punto. Este requisito impone la siguiente condición:

$$\beta I \leq 2 \times 10^{10} (Z+1)^{3/2} A^{-1/2} \lambda^{-4} r_p \frac{W}{\text{cm}^2} \quad (11-9)$$

( $[\lambda] = [r_p] = \mu\text{m}$ ). Para los parámetros antes considerados la Ec.(11-9) da

$I \leq 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . Este límite sin embargo, se amplía notablemente para longitudes de onda menores, o radios del blanco (o de la mancha focal) mayores.

Para considerar la condición de estacionariedad debemos comparar el tiempo característico del pulso láser  $\tau = \left| \frac{dl}{dt} \right|^{-1} l$  con el tiempo  $t_c$  requerido por un elemento de fluido para desplazarse una distancia del orden de  $r_p$  desde la superficie del blanco. Este tiempo estará dado aproximadamente por:

$$t_c \approx \frac{r_p}{v_a} \approx 4.2 Z^{-1/3} (Z+1)^{-1/6} A^{7/9} (Bl)^{-2/9} \lambda^{-2/9} r_p^{8/9} \text{ ns} \quad (11-10)$$

( $[I] = \text{W/cm}^2$  [ $r_p$ ] = [ $\lambda$ ] =  $\mu\text{m}$ ). Para los parámetros anteriores y para  $I \geq 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , resulta  $t_c \leq 1.4 \text{ ns}$ .

Como ya mencionamos, el hecho de no considerar ningún otro mecanismo de transporte de la energía exige que la densidad de la corona sea menor que  $\rho_{cr}$ . Sin embargo, aún en el caso en que  $\rho_a < \rho_{cr}$ , la conducción térmica podría contribuir al transporte de la energía desde las capas más externas de la corona hacia las capas internas alterando los perfiles de la temperatura y de los demás parámetros del plasma. La influencia de la conducción térmica sobre las leyes de escala dadas por las Ecs. (11-5), está directamente ligada a la introducción de una nueva longitud característica que se le asocia. De acuerdo con la ley de Fourier, el flujo térmico clásico está dado por<sup>(16)</sup>:

$$q_T = -\chi \epsilon^{5/2} \frac{d\epsilon}{dr} \quad (11-11)$$

$$\chi = 1.5 \times 10^{-34} \frac{Z + 0.24}{1 + 0.24Z} \frac{A^{7/2}}{Z(Z+1)^{7/2}} \frac{g \text{ s}^4}{\text{cm}^6}$$

(donde se ha tomado para el cálculo de  $\chi$ ,  $\ln \Lambda \approx 6$ ).

Para que el flujo térmico no sea relevante ( $q_T < q_L$ ) debe cumplirse que<sup>(13-15)</sup>:

$$\frac{\chi \epsilon_a^{7/2}}{r_p} < \beta I \approx (\gamma-1)^{3/2} \rho_a \epsilon_a^{3/2}$$

de lo cual resulta<sup>(16)</sup>:

$$L_{Ha} = \frac{\epsilon}{\left| \frac{d\epsilon}{dr} \right|} \approx \frac{\chi \epsilon_a^2}{\rho_a^2} < r_p \quad (11-12)$$

Vemos entonces que el requisito de que el flujo térmico no sea importante, coincide con la condición de que el mismo sea clásico, es decir, no saturado<sup>(17,18)</sup>. En efecto, como se ha mostrado en las Refs. 17 y 18, la condición para la validez de la Ec. (11-11) es, precisamente,  $L_H < r$  (Ec.(11-12)). Resulta entonces que, cuando la conducción térmica comienza a ser importante, el flujo térmico deja de estar descrito por la Ec. (11-11). Como mencionamos en el Cap. 1, en este caso es habitual adoptar para el flujo térmico la expresión<sup>(2)</sup>:

$$q_T = f \rho \epsilon^{3/2} \quad (11-13)$$

donde  $f$  es un factor que tiene en cuenta la limitación del flujo térmico observada en los experimentos y es del orden de la unidad. Esta limitación del flujo térmico parece ser debida a una reducción anómala (debida a inestabilidades) de la conductividad térmica<sup>(19,20)</sup>. Si, siguiendo las Refs. 17 y 18, así como la mayor parte de los códigos de simulación, adoptamos la expresión dada por la Ec. (11-13) para el flujo térmico cuando  $L_{Ha} \geq r_p$ , de la inclusión

del mismo en el modelo de corona transparente, no surge ninguna longitud característica nueva y, por lo tanto, las leyes de escala dadas por las Ecs. (11-5) no se alterarían (aunque sí podrían modificarse en alguna medida los coeficientes).

Otra limitación, quizá la verdadera, podría provenir de la aparición de mecanismos no clásicos de absorción, como los que mencionamos en el Cap. I. Sin embargo, en el estado actual de las investigaciones, no es posible evaluar los umbrales de intensidad a partir de los cuales estos mecanismos comienzan a ser relevantes.

CAPITULO III

SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA  
LA SUPERFICIE DEL BLANCO  
COMPARACION CON  
RESULTADOS EXPERIMENTALES



### III. SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO. COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

#### III.1 Verificación experimental del modelo de corona transparente

Desde que fuera propuesto, en 1968, el modelo de corona transparente ha sido verificado en numerosos experimentos. Una recopilación extendida hasta el año 1973 puede verse en el libro de Hughes<sup>(21)</sup>. Hasta esa fecha sólo se habían realizado experimentos con láseres de Neodimio ( $\lambda - d = 1.06 \mu\text{m}$ ); sin embargo, como notamos en el capítulo anterior, el rango de validez del modelo se amplía considerablemente para longitudes de onda más pequeñas (Ec.(11-9)). En los últimos años, las modernas técnicas desarrolladas han permitido realizar experimentos con las distintas armónicas del Nd ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ,  $0.35 \mu\text{m}$  y  $0.26 \mu\text{m}$ ). Por otra parte, el progreso en la tecnología de los láseres de Dióxido de Carbono ( $\lambda_{\text{CO}_2} = 10.6 \mu\text{m}$ ), hizo posible que se los comenzara a utilizar en experimentos de interacción con blancos sólidos, aunque, como se desprende de la Ec. (11-9), la aplicabilidad del modelo de corona transparente a estos experimentos queda restringido a valores de intensidad relativamente bajos ( $\beta I \leq 10^9 \text{ W/cm}^2$  para un blanco de deuterio sólido y  $r_p \approx 100 \mu\text{m}$ ).

Propósito de este capítulo es actualizar la verificación del modelo incluyendo datos obtenidos con  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $1.06 \mu\text{m}$ ,  $0.53 \mu\text{m}$ ,  $0.35 \mu\text{m}$  y  $0.26 \mu\text{m}$ . Para ello hemos recopilado todos los datos publicados disponibles, sin pretender, por supuesto, haber logrado cubrir la totalidad de los experimentos realizados hasta la fecha.

Si bien en los últimos años se han realizado numerosos experimentos con láseres de  $\text{CO}_2$ , el estrecho rango de validez del modelo de corona transpa-

rente para  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ , hace que muy pocos de ellos<sup>(22,23)</sup> caigan en su interior. En particular, sólo hemos encontrado datos suficientes en la Ref. 23. En ese experimento, un blanco plano de aluminio fue irradiado por un pulso láser de  $\tau = 120 \text{ ns}$  de duración. El radio de la mancha focal fue  $r_s = 250 \mu\text{m}$ . Se midió la energía  $E_i$  ( $E_i \approx \frac{A m_p}{2} v_a^2 = \frac{(Z+1)}{2} \theta_a$ ) de los iones con la técnica del tiempo de vuelo y el número total de cargas  $N_c \approx 4\pi r_p^2 \dot{m} \tau / A m_p$  recolectadas por medio de una copa de Faraday. En la Fig. 3-1, los puntos indican los datos experimentales y las rectas representan los valores teóricos calculados a partir de las Ecs (11-6). Los datos se ajustaron tomando  $Z = 7$  ( $A = 27$ ) y un factor de absorción  $\beta \approx 0.16$ .

En años recientes, en el Naval Research Laboratory, se han realizado experimentos muy completos con  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , donde se han medido la presión  $p_a$ , la velocidad  $v_a$  y la tasa  $\dot{m}$  de ablación, utilizando, en general, dos técnicas independientes en forma simultánea<sup>(24-26)</sup> (una descripción detallada de dichas técnicas puede encontrarse en las referencias mencionadas y en las citaciones en ellas contenidas). Lo novedoso en dichos experimentos es el gran tamaño de la mancha focal ( $r_s = 0.5 \text{ mm}$ ), tendiente a disminuir los "efectos de borde" y asegurar una geometría lo más plana posible. Los blancos empleados fueron discos de poliéster (CH,  $A = 6.5$ ) de radio mayor que  $r_s$  y la duración temporal del pulso fue  $\tau = 4 \text{ ns}$ . En las Figs. 3-2 y 3-3 se han graficado los resultados de las mediciones de  $p_a$  y de  $\dot{m}$  y  $v_a$  respectivamente. Las rectas que ajustan los puntos tienen las pendientes predichas por las Ecs. (11-6). Tomando  $Z = 3.5$  y  $\beta = 0.9$ , en esas ecuaciones, los valores numéricos ajustan dentro de, aproximadamente, un 10% para  $p_a$  y  $v_a$ , mientras que la expresión de  $\dot{m}$  dada por las ecuaciones, sobreestima los valores reales por un factor cercano a 2. Este ligero

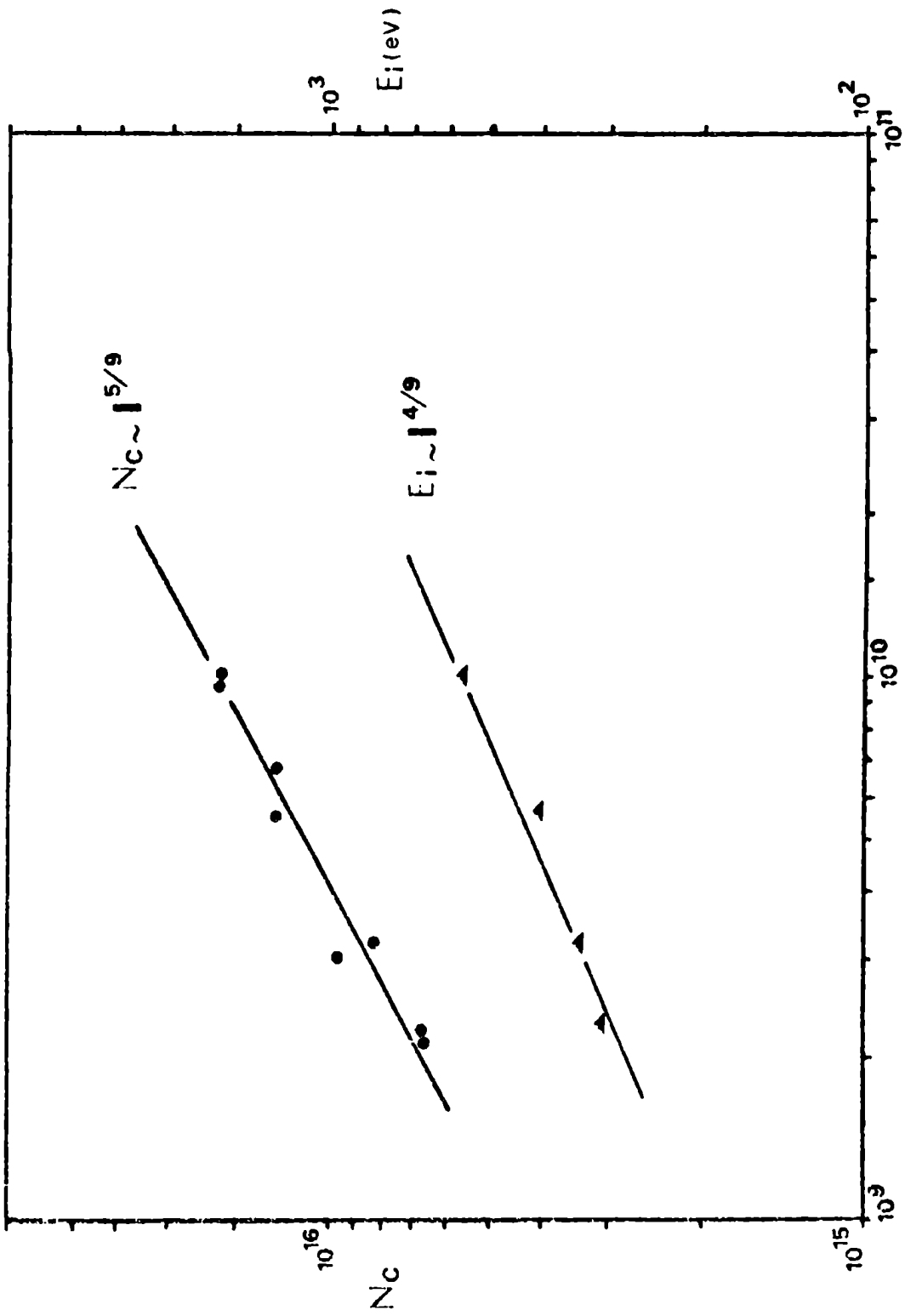


FIG. 3.1

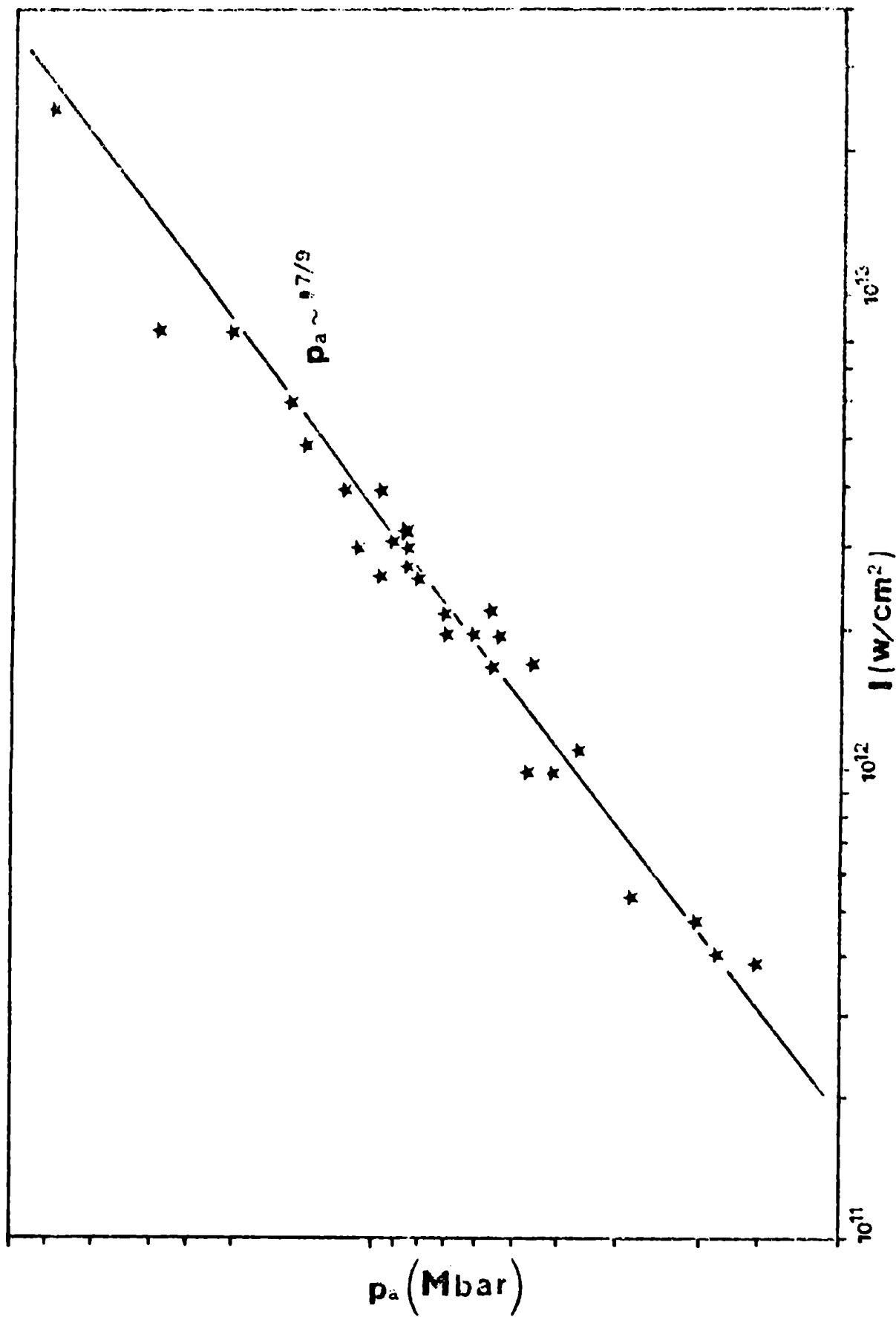


FIG. 3-2

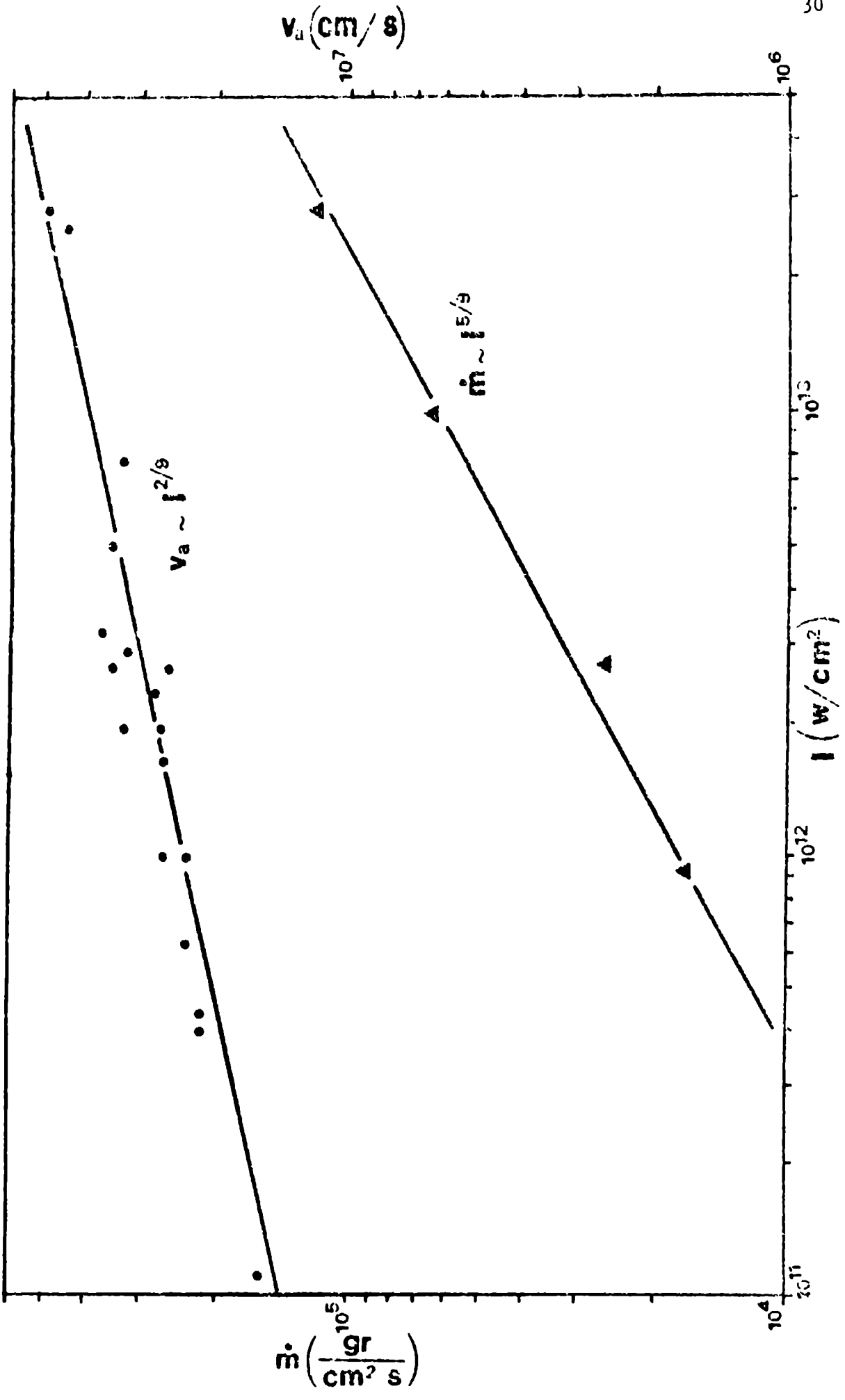


FIG. 3.3

desacuerdo, debe ser atribuido al carácter dimensional del modelo utilizado para obtener las Ecs. (11-6). Sin embargo, en lo que respecta a la dependencia funcional con  $I$ , puede observarse, en las Figs. 3-2 y 3-3, que el acuerdo es excelente.

En la Ref. 27 se presentan experimentos realizados con  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  y  $0.53 \mu\text{m}$ . Sin embargo las altas intensidades utilizadas hacen que sólo algunos de los datos correspondientes a  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$  caigan dentro del rango de validez del modelo de corona transparente. En estos experimentos se utilizaron blancos esféricos de vidrio recubiertos con capas de plástico y aluminio, irradiados isótopamente con seis haces. La duración del pulso, para el caso  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ , fue  $\tau = 1 \text{ ns}$ . En las Figs. 3-4 y 3-5 se presentan los resultados obtenidos en las mediciones de  $p_a$  y  $\dot{m}$  en la primera y de  $v_a$  en la segunda. Desgraciadamente cada punto fue obtenido con blancos de distinto radio. Este varía entre 40 y 140  $\mu\text{m}$ , pero no se especifica el valor correspondiente a cada caso. Esto dificulta la comparación numérica con las Ecs. (11-6), sin embargo, la dependencia de estas expresiones con  $r_p$ , es tan débil que es posible igualmente verificar la relación funcional con  $I$  de las mencionadas magnitudes. En estos experimentos, la intensidad fue variada entre  $2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  y  $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , observándose, sin embargo, que el modelo de corona transparente deja de ser aplicable para intensidades  $I \geq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ .

En el Laboratory for Laser Energetics de la Universidad de Rochester se han realizado mediciones de  $\dot{m}$  y  $p_a$  con  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$  irradiando blancos planos de poliéster<sup>(28,29)</sup>. La intensidad fue variada cambiando la energía del pulso y las dimensiones de la mancha focal, las cuales, desgraciadamente, no son especificadas. Si bien la duración del pulso láser es bastante breve ( $\tau = 0,4 \text{ ns}$

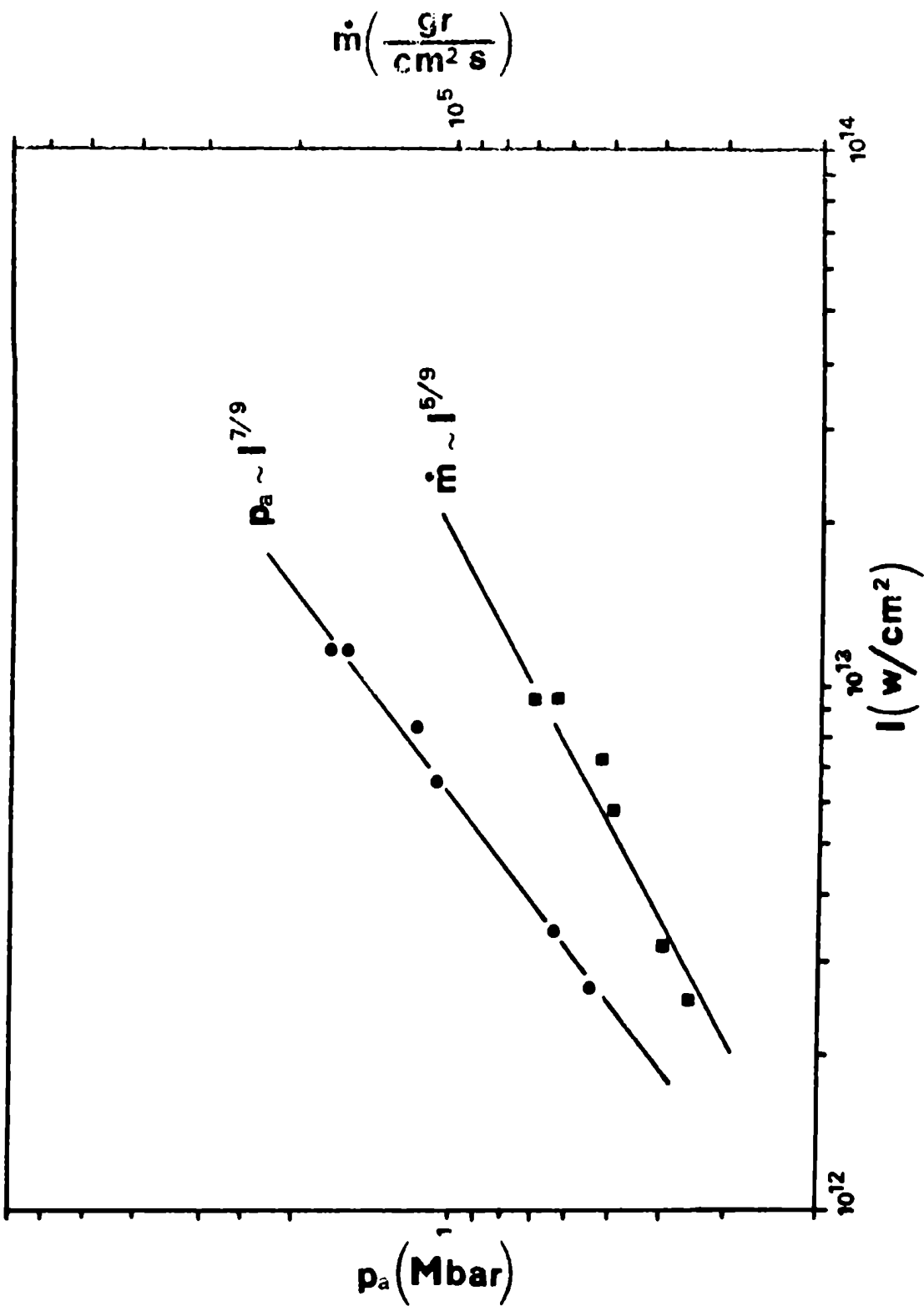


FIG. 3-4

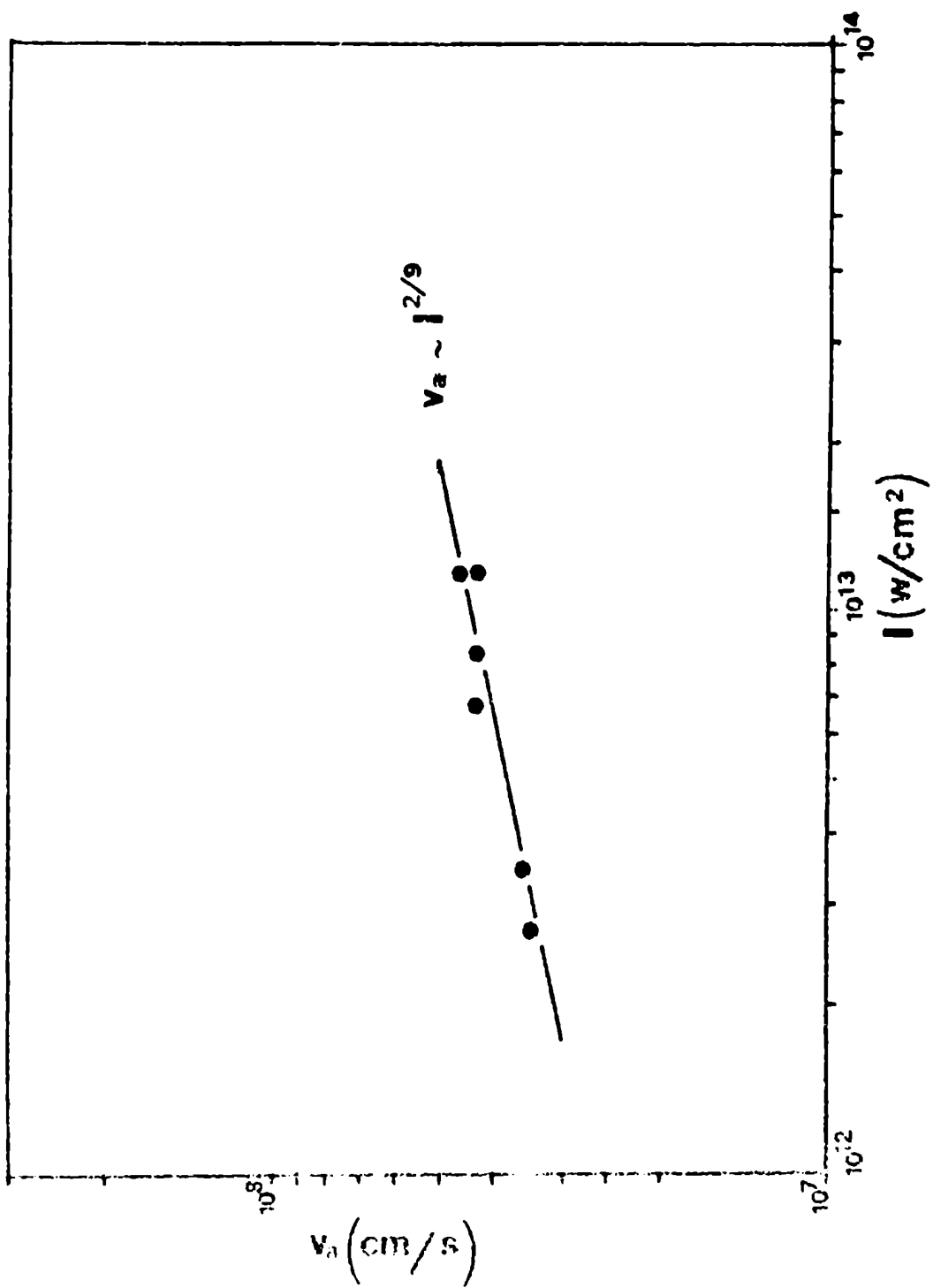


FIG. 3-5



para las más bajas intensidades y  $\tau = 0.1$  ns para las más altas) como para hacer dudosa la hipótesis de cuasiestacionalidad, los resultados muestran un excelente acuerdo con las Ecs. (11-6). Esto se desprende de la Fig. 3-6, donde, como siempre, los puntos representan las mediciones y la recta tiene la dependencia funcional dada por las ecuaciones.

En la Ref. 30, se midió la tasa de ablación  $\dot{m}$  para distintas intensidades y longitudes de onda. En general, las altas intensidades utilizadas hacen inaplicable el modelo de corona transparente, excepto para algunos casos correspondientes a  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$  y  $\lambda = 0.26 \mu\text{m}$ . Las duraciones del pulso láser son  $\tau = 2$  ns y 0.17 ns respectivamente y el experimento se realizó irradiando blancos planos de poliéster. Las dimensiones de la mancha focal fueron  $r_s = 50 \mu\text{m}$  para  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$  y  $r_s = 70 \mu\text{m}$  para  $\lambda = 0.26 \mu\text{m}$ . En la Fig. 3-7 se ha representado  $\dot{m}$  en función  $1/r_s^{2/5} \lambda^{4/5}$ . Tomando  $Z = 3.5$  ( $A = 6.5$ ) y  $\beta = 0.9$ , se obtiene como antes, que la Ec. (11-6) sobreestima  $\dot{m}$  por un factor 2 con respecto a los valores medidos, aunque, en cuanto a la dependencia funcional el acuerdo sigue siendo muy bueno.

### 111.2. Conclusiones del presente capítulo

Los resultados experimentales muestran que, para relativamente bajas intensidades, el modelo de corona transparente puede aplicarse, seguramente, a todas las longitudes de onda, tanto a los casos de irradiación plana como de irradiación esférica. Para altas intensidades sin embargo, el modelo deja de valer, aunque no es posible inferir, a partir de los experimentos, si su límite de aplicación está dado por la Ec. (11-9) o si la aparición de otros mecanismos de absorción impone alguna otra restricción.

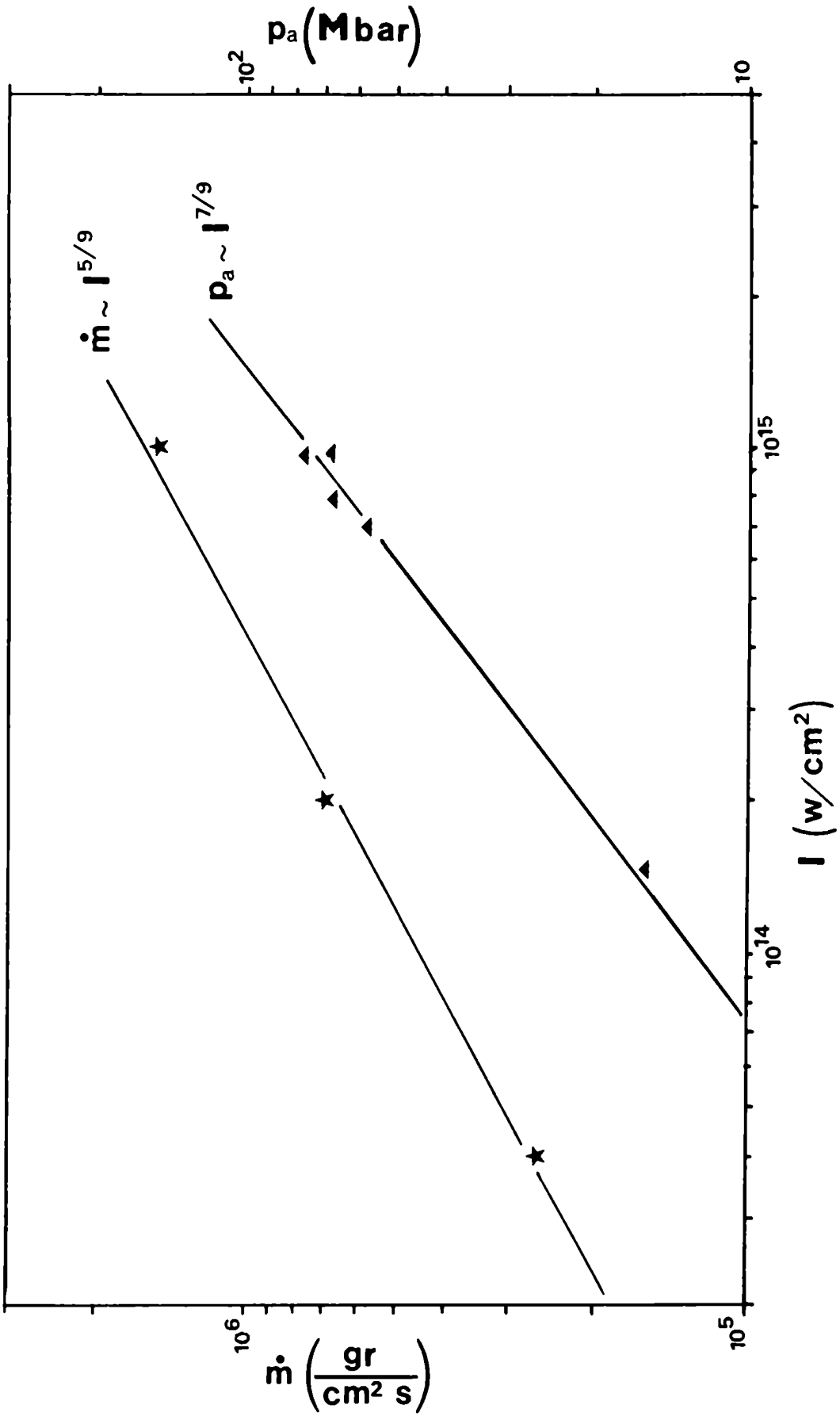


FIG. 3-6

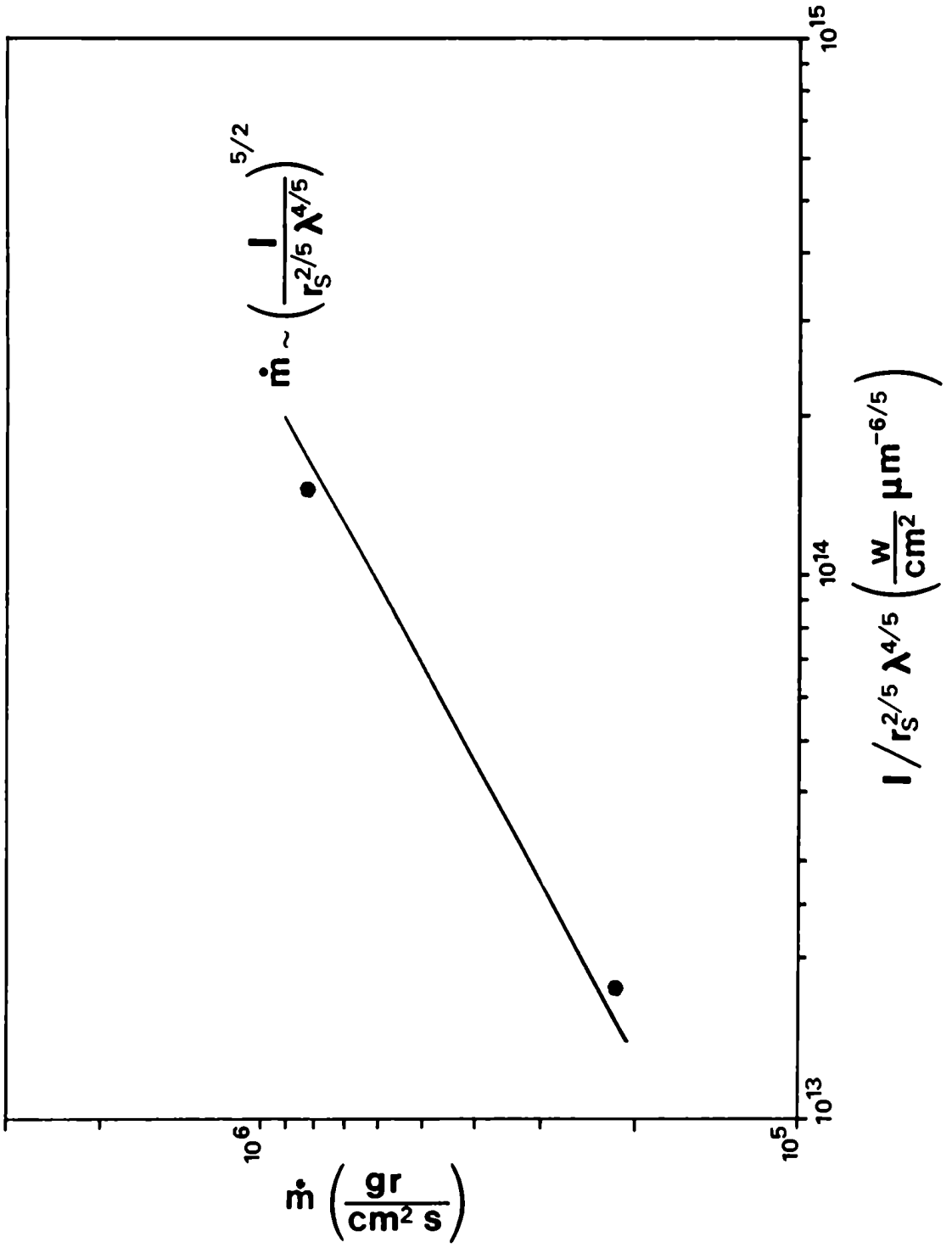


FIG. 3-7

La fracción de absorción  $\beta$  se ha tomado como un parámetro que se determina en cada caso de acuerdo con los experimentos. El cálculo autoconsistente de  $\beta$  requeriría el conocimiento del perfil de la densidad  $\rho(r)$ , lo cual, obviamente, no es posible dentro de la aproximación dimensional adoptada en el Cap. II.

CAPITULO IV

SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER  
NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO

TEORIA

## IV SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO. TEORIA

### IV.1 Generalidades

En los capítulos anteriores hemos visto que para intensidades relativamente bajas la situación que se origina puede ser bien descripta por un modelo en el que la absorción tiene lugar mediante bremsstrahlung inverso y las propiedades de la corona, están determinadas por la autorregulación de su opacidad con respecto a la radiación incidente. Es claro que dicho modelo, no describe el estado físico de la capa próxima a la superficie del blanco, donde la luz no penetra pues la densidad  $n$  es mayor que  $n_{cr}$ . Sin embargo, si esta capa es suficientemente delgada, la superficie donde  $n = n_{cr}$  se identifica en la práctica con la superficie del blanco.

Para intensidades relativamente altas y/o largas longitudes de onda ( $I \lambda^2 \geq 10^{13} \text{ W } \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$ ) la situación es completamente distinta. La luz del láser es detenida a una distancia de la superficie del blanco, que puede llegar a ser no despreciable con respecto a las dimensiones laterales de la zona de interacción (el radio del blanco  $r_p$  o el radio del haz láser  $r_s$ ).

Por lo tanto, la estructura de la corona en la región  $n \geq n_{cr}$  es la que determina la evolución dinámica de la fase densa, y, por el contrario, ya no son relevantes los parámetros en la región externa ( $n < n_{cr}$ ), donde cierta fracción de la luz puede, como antes, ser absorbida por bremsstrahlung inverso. La estructura de la región interna, a su vez, está determinada por el mecanismo mediante el cual la energía absorbida en  $n = n_{cr}$ , es transportada hasta la superficie del blanco, a fin de mantener la evaporación de las capas superficia-

les. En la Ref. 17 ha sido mostrado que la conducción térmica clásica puede ser un efectivo medio de transporte de energía sólo si la superficie crítica se halla muy próxima a la superficie de ablación; cuando ésta se aleja, el camino libre medio de los electrones  $\lambda_{e_i}$  llega a ser del orden, o incluso mayor, que  $L_T = T_e / |\nabla T_e|$ , con lo cual deja de ser válida la ley de Fourier.

Por otra parte, en estas circunstancias, la aparición de electrones calientes (o electrones supratérmicos) revela la presencia de mecanismos no clásicos de absorción. En efecto, la energía es absorbida principalmente en la superficie crítica y es transferida, en su mayor parte, a los electrones supratérmicos<sup>(27,29)</sup>, los cuales tienen una energía  $\theta_H$  muy superior a la media del plasma, pero su densidad  $n_H$  es mucho menor que  $n_{cr}$  ( $n_H \leq 0,1 n_{cr}$ )<sup>(27,30,31)</sup>.

Estos hechos han llevado a varios autores, a postular que son los electrones supratérmicos los responsables del transporte de la energía a través de la corona<sup>(6-8,35,36)</sup>.

En consecuencia, para las situaciones en que la luz no alcanza la superficie del blanco, se han elaborado modelos en los cuales la corona está sostenida por la deposición de energía de los electrones supratérmicos<sup>(7,8,36)</sup>.

Por motivos que resultarán claros en las secciones siguientes, las propiedades de la corona, en el régimen que estamos considerando dependen significativamente de la geometría de la irradiación y, por lo tanto, analizaremos por separado los casos de irradiación isótropa de blancos esféricos (sólidos)<sup>(7,8)</sup> y de irradiación de blancos planos<sup>(36)</sup>. El primero es el más simple de tratar por su carácter unidimensional y, si bien correspondería directamente a los experimentos de implosión, los resultados de éstos son hasta el presente, demasiado escasos como para permitir una comparación. El segundo caso, corresponde a la mayor parte de las experiencias realizadas y, aunque es inherente-

mente de carácter bidimensional, ha sido posible soslayar esta dificultad mediante una adecuada aproximación que, a pesar de ser algo grosera, mantiene los efectos geométricos esenciales. El caso híbrido correspondiente a irradiación lateral de blancos esféricos no será tratado pues, por un lado, los escasos datos experimentales disponibles no lo justifican y, por otro, las propiedades de la corona resultante pueden ser deducidas de los casos presentados aquí.

#### IV.2 Irradiación isótropa de blancos esféricos

En esta sección presentamos un modelo para la región de la corona donde  $n > n_{CR}$ , con las hipótesis simplificadoras de geometría esférica y flujo estacionario. El modelo es sugerido por algunas observaciones experimentales comentadas en la sección precedente, es decir, que una fracción  $\beta$  de la energía es absorbida por procesos colectivos en las cercanías de la región donde  $n \approx n_{CR}$ , y que, como resultado de dichos procesos, se genera una población de electrones (electrones supratérmicos) de energía  $\theta_H = kT_H$  ( $T_H$  es la temperatura de los electrones calientes), la cual es considerablemente mayor que la energía térmica  $\theta$  de los electrones de la corona. Excepto para una delgada capa muy próxima a la superficie del blanco, el camino libre medio  $\lambda_H$  de los electrones supratérmicos, es mayor que las dimensiones de la corona. Por ejemplo, para  $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  y  $\theta_H \approx 5$  a  $10 \text{ keV}$ , como muestran los experimentos,  $\lambda_H$  resulta de algunos centímetros.

Siguiendo la idea de que el transporte de la energía es realizado por los electrones supratérmicos<sup>(6-8,35-37)</sup>, presentamos en la primera parte de esta sección, un simple modelo de carácter dimensional, para una corona sos-



tenida por la deposición de energía de dichos electrones<sup>(7,8)</sup>. Se considera que cada punto de la superficie de la corona donde la densidad es  $n_{ab}$ , emite electrones isotropamente con una energía  $\theta_{Hab}$  y una densidad  $n_{Hab}$ . Los electrones supratérmicos atraviesan la corona depositando una fracción de su energía por colisiones coulombianas. El plasma de la corona es tratado como un solo fluido y se considera que, los electrones supratérmicos, tienen todos la misma energía  $\theta_H$  en un dado radio. Ignoraremos la presión de los electrones supratérmicos y la inhibición del flujo supratérmico debido a los campos eléctricos, hipótesis cuyo rango de validez será evaluado "a posteriori".

El modelo provee consistentemente el radio  $r_{ab}$  de la superficie  $n = n_{ab}$ . Nótese que las variaciones relativas de  $n_H$  y  $\theta_H$ , como funciones de  $r$ , son del orden de  $r/\lambda_H$ , es decir son muy pequeños, excepto en la parte de la corona próxima a la superficie de la fase densa. Por lo tanto, el flujo de energía saliente  $\psi$  asociado con la expansión de la corona, es también, en general, pequeño con respecto al flujo total  $q_H = \frac{m_e}{2} n_H v_H^3$  ( $v_H = [2\theta_H/m_e]^{1/2}$ ). Esto significa que sólo una pequeña fracción de la energía transportada por los electrones supratérmicos, se deposita en la región de la corona donde  $n \geq n_{ab}$ . Volveremos sobre este punto en IV.2.1. En muchos aspectos, el modelo es similar al desarrollado en la Ref. 38 para la ablación de microesferas sólidas en un plasma tenue y caliente.

En la segunda parte de esta sección, aplicaremos el modelo a la situación creada por un láser. Para esto es necesario introducir algunas hipótesis adicionales a fin de estimar  $q_{Hab}$ ,  $\theta_{Hab}$  y  $n_{ab}$ . Supondremos que  $q_{Hab} = \beta I$  (como antes,  $\beta$  es la fracción absorbida de la energía láser), es decir que toda la energía absorbida es transferida a los electrones supratérmicos. Por otra parte,

los resultados experimentales muestran la existencia de dos diferentes regímenes para la dependencia de  $\Theta_{Ha}$  con  $I$ : una ley de  $\Theta_{Hab} \sim (I\lambda^2)^{2/3}$  vale para  $10^{13} \text{ W } \mu\text{m}^2/\text{m}^2 \leq I\lambda^2 \leq 10^{15} \text{ W } \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ , mientras que para más altos valores de  $I$ ,  $\Theta_{Hab}$  escala como  $(I\lambda^2)^\delta$  ( $0.25 \leq \delta \leq 0.40$ ) (28,30-34). Aquí nos limitaremos al régimen de intensidad moderada, pues sólo dentro del mismo es razonable asumir  $n_{ab} \approx n_{cr}$ . En el régimen de más alta intensidad, la presión de los electrones supratérmicos se hace comparable a la presión de la corona y el acoplamiento entre los electrones calientes y la corona ya no puede ser tratado sólo a través de la deposición de energía. En efecto, en el régimen de alta intensidad, los experimentos muestran fuertes deformaciones de los perfiles a través de la región de absorción (31), de modo que ya no es posible asumir  $n_a \approx n_{cr}$ .

#### IV.2.1. Propiedades básicas de la corona

El comportamiento general de la corona puede ser ilustrado mediante un modelo simplificado en el cual la deposición de energía de los electrones supratérmicos y la expansión de la corona son tratados de un modo aproximado. La descripción obtenida tiene un carácter dimensional y es válida para radios mucho mayores que el radio del blanco. El flujo de energía asociado a la expansión de la corona será:

$$\psi = \rho v \left( \frac{v^2}{2} + \gamma \epsilon \right) \quad (\text{IV-1})$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa ( $\rho = \frac{A m_p}{Z} n$ ),  $v$  es la velocidad de expansión y  $\epsilon$  es la energía específica ( $\epsilon = \frac{Z+1}{A} \frac{kT}{(\gamma-1)m_p}$ ). Como la corona es mucho más fría que la nube supratérmica y su densidad es más alta, es razonable tratar

a ésta como un fluido con una única temperatura  $T = T_e = T_i$ .

El camino libre medio  $\lambda_H$  es:

$$\lambda_H \approx \frac{\theta_H^2}{3\pi n e^4 \ln \Lambda_H} \quad (IV-2)$$

donde  $\ln \Lambda_H$  es el logaritmo coulombiano que será tomado de aquí en más  $\approx 10$ .

El acoplamiento entre la corona que se expande y la nube supratérmica puede ser descrito mediante la siguiente relación aproximada:

$$\psi \approx \frac{r}{\lambda_H} q_H \sim \frac{q_H \rho \cdot r}{\theta_H^2} \quad (IV-3)$$

la cual está basada en la estimación de que sólo una fracción del orden de  $r/\lambda_H$ , del flujo de energía de los electrones supratérmicos a través de una superficie esférica de radio  $r$ , será absorbida por el plasma de la corona dentro de  $r$ , y transformada en flujo de energía asociado con la expansión.

Por otra parte,  $q_H$  puede ser considerado como dado por la suma de un flujo neto entrante  $q_{Hi}$  y de un flujo neto saliente  $q_{Ho}$ . En la región externa de la corona, donde  $\lambda_H(r) \gg r$ ,  $q_{Ho}$  es del mismo orden de  $q_{Hi}$ , mientras que en las proximidades del blanco,  $q_{Ho}$  decrece debido al efecto de sombra del mismo sobre los electrones calientes. Por lo tanto, es posible asumir con buena aproximación  $q_H \approx q_{Hi}$  debido a que esto es prácticamente cierto en la región donde la deposición de energía es mayor ( $\lambda_H \approx r$ ) y nunca se comete un error mayor que un factor dos en cualquier parte de la corona.

La atenuación de  $q_H$  proviene del frenado de los electrones y de la disminución del flujo de partículas  $\phi_H = n_H v_H$  por deflexión de ángulos mayores

que  $90^\circ$  (38):

$$\frac{dq_H}{q_H} = \frac{d\theta_H}{\theta_H} + \frac{d\phi_H}{\phi_H} \quad (IV-4)$$

Para ambos procesos la longitud característica es aproximadamente  $\lambda_H$ , por lo tanto, podemos escribir:

$$\frac{dq_H}{dr} \approx \frac{2q_H}{\lambda_H} = \frac{2\rho}{\alpha} \frac{q_H}{\theta_H^2}, \quad (IV-5)$$

$$\alpha = \frac{A m_p}{Z} \frac{1}{3\pi e^4 \ln \Lambda_H}$$

De (IV-4) y (IV-5) resulta:

$$\frac{q_H}{\theta_H^2} = \text{constante} \quad (IV-6)$$

Para obtener la estructura de la corona a partir de las ecuaciones (IV-1) y (IV-3) es necesario introducir una hipótesis adicional sobre el comportamiento radial del número de Mach  $M$ ; cuya expresión es:

$$M = \left[ \frac{v^2}{\gamma(\gamma-1)\epsilon} \right]^{1/2}$$

Dado que la corona recibe energía continuamente de la nube supratérmica a medida que se expande, es razonable esperar que  $M$  no pueda aumentar significativamente con  $r$ , de modo que tomaremos  $M \approx \text{cte} \approx 1$ . En la sección IV.2.2. mostraremos

que un tratamiento más exacto confirma la constancia aproximada de  $M$  a través de la corona, excepto en una región muy próxima a la superficie del sólido. Las ecuaciones (IV-1) y (IV-3) junto con la (IV-6) y  $M = \text{cte.}$ , conducen a la siguiente dependencia radial para las magnitudes de la corona, válida para  $r > r_p$  (donde  $r_p$  es el radio del blanco):

$$\epsilon \sim v^2 \sim r^{2/3} \quad (\text{IV-7})$$

la densidad se obtiene usando la ecuación de continuidad y resulta:

$$\rho \sim r^{-7/3} \quad (\text{IV-8})$$

Por lo tanto, podemos escribir:

$$\epsilon \approx \epsilon_* \left( \frac{r}{r_*} \right)^{2/3} \quad (\text{IV-9})$$

$$\rho \approx \rho_* \left( \frac{r}{r_*} \right)^{-7/3} \quad (\text{IV-10})$$

donde  $r$  es lo suficientemente grande con respecto a  $r_p$ , como para asegurar la validez del carácter asintótico de las ecuaciones (IV-7) y (IV-8).

Si  $q_{\text{Hab}}$  y  $\theta_{\text{Hab}}$  son los valores de  $q_H$  y  $\theta_H$  sobre una superficie esférica  $r = r_a > r_*$  donde  $\rho = \rho_{ab}$ , resulta de (IV-3), (IV-5), (IV-6), (IV-9) y (IV-10):

$$\epsilon_{ab} \sim \rho_{ab}^{-2/7} r_*^{8/21} \theta_{\text{Hab}}^{-16/21} q_{\text{Hab}}^{2/3} \quad (\text{IV-11})$$

$$r_{ab} \sim \rho_{ab}^{-3/7} r_*^{4/7} \theta_{\text{Hab}}^{6/7} \quad (\text{IV-12})$$

mientras que  $\rho_{**}$  y  $\epsilon_{**}$  escalan como:

$$\rho_{**} \sim r_{**}^{-1} \Theta_{Hab}^2 \quad (IV-13)$$

$$\epsilon_{**} \sim r_{**}^{2/3} \Theta_{Hab}^{-4/3} q_{Hab}^{2/3} \quad (IV-14)$$

y la presión  $p_{**} = (\gamma-1) \rho_{**} \epsilon_{**}$  resulta:

$$p_{**} \sim r_{**}^{-1/3} \Theta_{Hab}^{2/3} q_{Hab}^{2/3} \quad (IV-15)$$

Hasta aquí  $r_{**}$  ha sido elegido arbitrariamente, sin embargo es claro que la descripción de la corona dada por las relaciones precedentes puede ser extendida a un radio que escala con  $r_p$ . Por lo tanto si reemplazamos  $r_{**}$  por  $\zeta r_p$  (con  $\zeta > 1$ ), obtenemos las leyes de escala para los parámetros de la corona incluyendo la dependencia con  $r_p$ , con la única limitación de que ellas son válidas para  $r$  considerablemente mayor que  $r_p$ .

De acuerdo con la ecuación (IV-13),  $\rho_{**}$  se ajusta de modo que  $\lambda_H(r_{**}) \sim r_{**} = \zeta r_p$ , es decir la corona autorregula su opacidad con respecto a los electrones supratérmicos de modo que en una zona central, de dimensiones del orden de  $r_p$ ,  $\lambda_H \approx r_p$ . Esto significa que la energía de aquellos electrones supratérmicos que penetran en la región central, es depositada completamente<sup>(39)</sup>. Dentro de esta región, el modelo simplificado presentado aquí, no puede ser aplicado. Sin embargo, fuera de esta región  $\rho \sim r^{-7/3}$  y, por lo tanto, el cociente  $r/\lambda_H$  crece con el radio  $r^{4/3}$  y pronto llega a ser mayor que la unidad.

#### IV.2.2. Modelo para una corona generada por electrones supratérmicos

En este párrafo se estudiarán las propiedades de la corona mediante las ecuaciones de la fluidodinámica.

La estructura de la corona está determinada por las ecuaciones de continuidad, impulso y energía.

Las primeras dos ecuaciones son:

$$\dot{m}' = 4\pi \rho v r^2 = \text{constante} \quad (\text{IV-16})$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} + \frac{dp}{dr} = 0 \quad (\text{IV-17})$$

La ecuación de la energía toma la forma:

$$\frac{\dot{m}'}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{v^2}{2} + \gamma \epsilon \right) = n_H n \langle \sigma v_H \rangle \theta_H \quad (\text{IV-18})$$

donde  $\sigma = 2/n\lambda_H$  (el factor 2 corresponde, como ya dijimos a los dos procesos de atenuación de  $q_H$ ). En la ecuación (IV-18) hemos despreciado las pérdidas de energía debido a procesos inelásticos tales como ionización, excitación con desexcitación radiativa, bremsstrahlung, etc., así como el trabajo realizado sobre la fase densa.

Como ya dijimos, supondremos que todos los electrones supratérmicos tienen la misma energía  $\theta_H(r)$  en un dado radio, de modo que el segundo miembro de (IV-18) puede estimarse como:

$$n_H n \langle \sigma v_H \rangle \theta_H \approx n_H n \sigma(\theta_H) \left( \frac{2\theta_H}{me} \right)^{1/2} \theta_H \approx \frac{2q_H}{\lambda_H(\theta_H)}$$

De las ecuaciones precedentes y usando la ecuación (IV-5), tenemos:

$$\frac{dv}{dr} = \frac{4 \epsilon v^2}{\left[ \epsilon - \frac{v^2}{\gamma(\gamma-1)} \right]} \left[ \left( \frac{q_H}{\alpha \theta_H^2} \right) \frac{1}{2 \gamma v \epsilon} - \frac{1}{r} \right] \quad (IV-19)$$

$$\frac{d\epsilon}{dr} = \left( \frac{q_H}{\alpha \theta_H^2} \right) \frac{1}{\gamma v} - \frac{1}{2\gamma} \frac{dv^2}{dr} \quad (IV-20)$$

Estas ecuaciones deben ser resueltas buscando la solución transónica dado que no esperamos la existencia de discontinuidad en la corona.

Las expresiones asintóticas para  $v(r)$ ,  $\epsilon(r)$  y para el número de Mach pueden obtenerse analíticamente:

$$\left. \begin{aligned} v_{\infty}(r) &= \left( \frac{30}{7\gamma-5} \frac{q_H}{\alpha \theta_H^2} \right)^{1/3} r^{1/3} \\ \epsilon_{\infty}(r) &= \frac{\gamma}{5} \left( \frac{30}{7\gamma-5} \frac{q_H}{\alpha \theta_H^2} \right)^{2/3} r^{2/3} \\ M_{\infty} &= \left( \frac{5}{\gamma} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (IV-21)$$

Como puede verse, el comportamiento asintótico de  $v$  y  $\epsilon$  coincide con el obtenido en (IV-2-1). Las ecuaciones (IV-19) y (IV-20) pueden resolverse numéricamente, en forma general. La Fig. (4-1) muestra los perfiles que se obtienen para la corona, adimensionalizada con sus valores en el punto sónico (donde  $M=1$ ). Sin embargo, de acuerdo con el propósito de nuestro trabajo, sería deseable



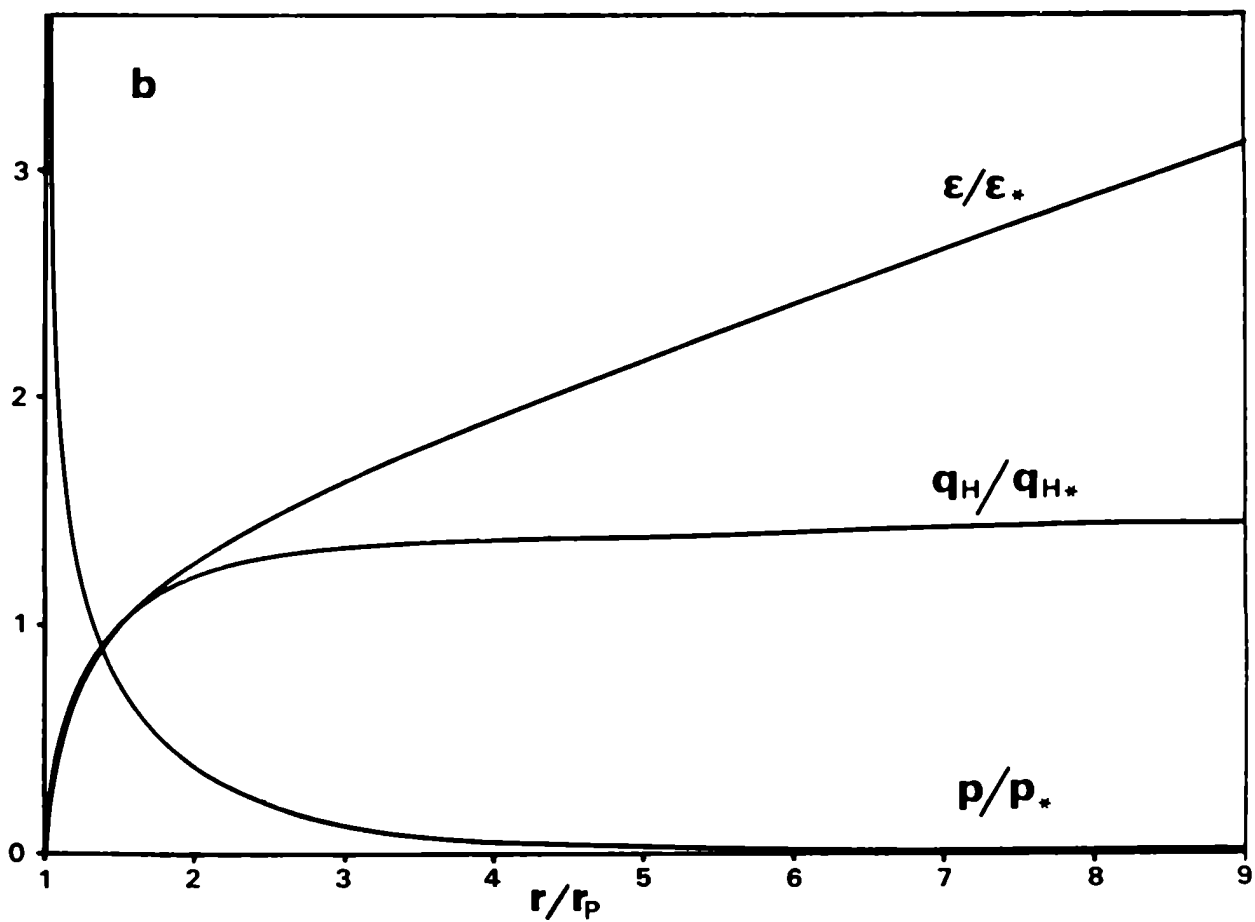
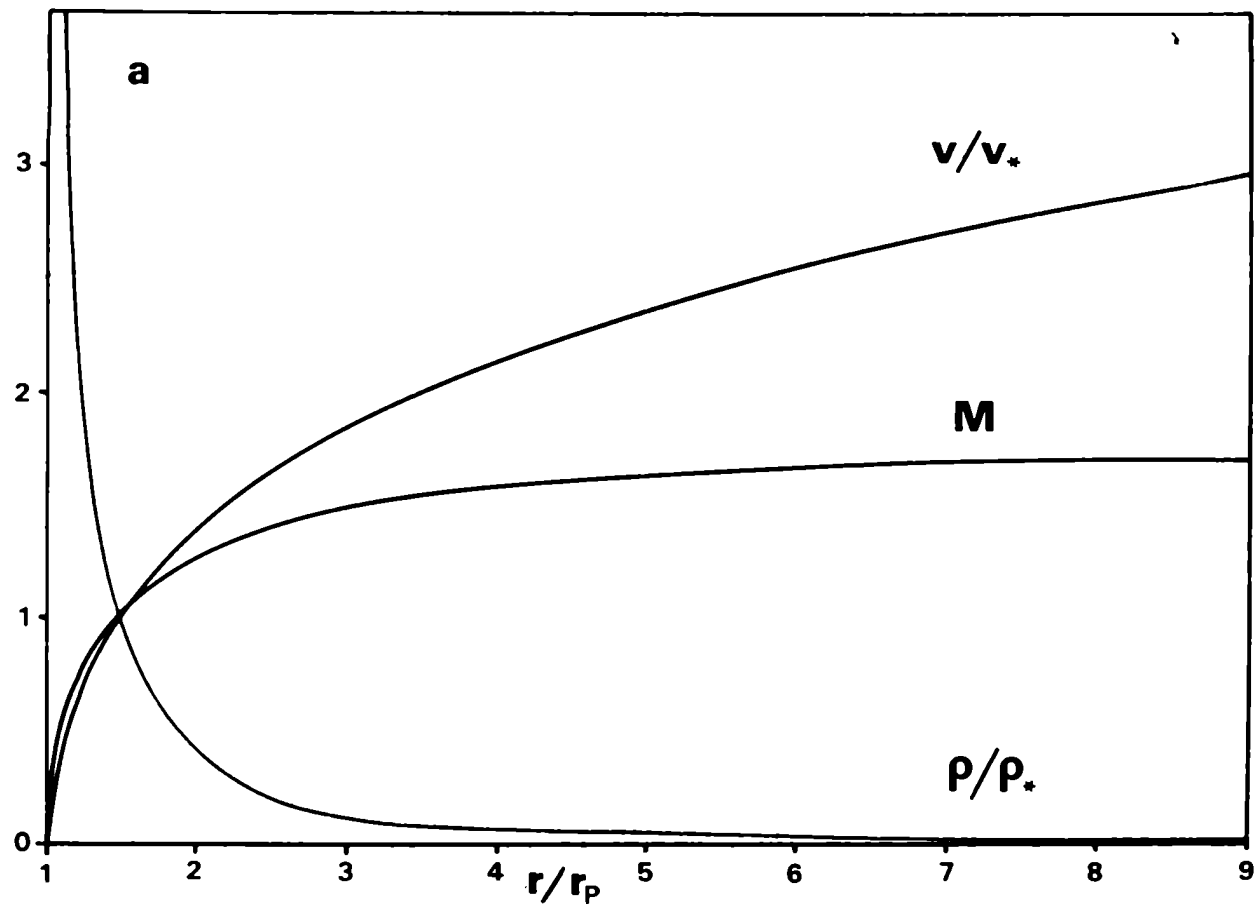


FIG. 4-1

encontrar una adecuada aproximación analítica que nos permita obtener las leyes de escala expresadas mediante fórmulas lo más sencillas posibles. Para esto notamos que  $M_\infty \approx 1.73$  ( $\gamma = 5/3$ ), es decir que  $M$  es del orden o menor que la unidad, en toda la corona y, por lo tanto (IV-19) y (IV-20) pueden ser resueltas con buena aproximación suponiendo  $M \approx$  constante  $\approx 1$ . Para un mejor ajuste con los cálculos numéricos, tomaremos  $M = 1.5$ . Tenemos entonces, con las condiciones de contorno  $\varepsilon(r_p)$  y  $v(r_p) = 0$ :

$$\varepsilon \approx \left( \frac{\mu q_H r_p}{\alpha \theta_H^2} \right)^{2/3} \left( \frac{r}{r_p} - 1 \right)^{2/3} \quad (IV-22)$$

$$v \approx M[\gamma(\gamma-1)]^{1/2} \left( \frac{\mu q_H r_p}{\alpha \theta_H^2} \right)^{1/3} \left( \frac{r}{r_p} - 1 \right)^{1/3} \quad (IV-23)$$

donde  $\mu = \frac{3}{\gamma[\gamma(\gamma-1)]^{1/2} M(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)}$  (para  $\gamma = 5/3$  y  $M = 1.5$  resulta  $\mu \approx 0.58$ ).

La densidad puede obtenerse de la ecuación de continuidad:

$$\rho \approx \frac{1}{M[\gamma(\gamma-1)]^{1/2}} \left( \frac{\alpha \theta_H^2}{\mu q_H r_p} \right)^{1/3} \frac{\dot{m}'}{4\pi r^2 \left( \frac{r}{r_p} - 1 \right)^{1/3}} \quad (IV-24)$$

De las ecuaciones (IV-5) y (IV-24) obtenemos  $q_H(r)$  y  $\theta_H(r)$  con la condición  $q_H(r_p) = 0$ :

$$q_H \approx \frac{1}{M[\gamma(\gamma-1)]^{1/2}} \left( \frac{\mu q_H r_p}{\alpha \theta_H^2} \right)^{2/3} \frac{\dot{m}'}{2\pi\mu r_p^2} J\left(\frac{r}{r_p}\right) \quad (IV-25)$$

$$\theta_H \approx \frac{1}{M^{1/2} [\gamma(\gamma-1)]^{1/4}} \left( \frac{\alpha \theta_H^2}{\mu q_H r_p} \right)^{1/6} \left( \frac{\mu \dot{m}'}{2 \pi \alpha r_p} \right)^{1/2} J^{1/2} \left( \frac{r}{r_p} \right) \quad (IV-26)$$

donde

$$J(x) = \frac{(x-1)^{2/3}}{x} + \frac{1}{6} \ln \left\{ \frac{1 - (x-1)^{1/3} + (x-1)^{2/3}}{[1 + (x-1)^{1/3}]^2} \right\} + \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{2(x-1)^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} \right\} + \frac{\pi}{6\sqrt{3}}$$

es una función prácticamente constante de  $x$  y del orden de la unidad excepto en las proximidades de  $x=1$ , es decir, cerca de la superficie del blanco.

De (IV-22) y (IV-24) es posible calcular la presión  $p(r)$ :

$$p \approx \frac{1}{M} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^{1/2} \left( \frac{\mu q_H r_p}{\alpha \theta_H^2} \right)^{1/3} \frac{\dot{m}'}{4 \pi r^2} \left( \frac{r}{r_p} - 1 \right)^{1/3} \quad (IV-27)$$

De acuerdo con esta ecuación, la presión tiene un máximo en  $r = r_* = 1.2 r_p$ . Este máximo es obviamente no físico, ya que  $p(r)$  debe ser una función monótonamente decreciente de  $r$ . Este hecho es consecuencia de la hipótesis  $M = \text{constante}$ , dado que resulta claro que  $M$  debe tender a cero sobre la superficie del blanco. Por lo tanto, en una capa próxima a dicha superficie, la aproximación analítica adoptada no será válida.

En vista de esto, entonces, tomaremos los valores, de las magnitudes en  $r = r_* = 1.2 r_p$  como representativos de los valores sobre la superficie del blanco. La Ec. (IV-23) reproduce el perfil de la velocidad de la Fig. (4-1) (obtenido numéricamente) dentro de un 15%, mientras que, en lo que respecta a la temperatura la Ec. (IV-23) sobreestima el valor de  $\epsilon/\epsilon(r_*)$  por un factor  $\leq 2$ .

De la Ec. (IV-22) obtenemos:

$$\frac{\mu q_H r_p}{\alpha \theta_H^2} = 5 \epsilon_*^{3/2} \quad (IV-28)$$

donde  $\epsilon_* = \epsilon(r_*)$ . Usando la expresión  $q_H$  (Ec.(IV-25)), la (IV-28) adquiere la forma:

$$\lambda_{H*} = \frac{\alpha \theta_{H*}^2}{\rho_*} \approx 0.75 r_p \quad (IV-29)$$

donde  $\lambda_{H*}$  es el camino libre medio de los electrones supratérmicos, evaluado en  $r = r_*$ . Por lo tanto, la densidad  $\rho_* = \rho(r_*)$  queda determinada por la energía de los electrones supratérmicos y por  $r_p$ . La Ec. (IV-29) expresa la autorregulación de la opacidad de la capa interna de la corona con respecto a los electrones supratérmicos, donde por "capa interna" entendemos la capa de espesor  $r_* - r_p \approx 0.2 r_p$  adyacente a la superficie del sólido. Debe quedar claro que esta autorregulación, no implica una alta absorción de los electrones rápidos por parte de la corona, sino que sólo aquellos electrones rápidos que inciden sobre la mencionada capa, serán absorbidos eficientemente.

Usando las Ecs. (IV-16), (IV-24) y (IV-28), podemos escribir:

$$\rho \approx 0.84 \left(\frac{r_p}{r}\right)^2 \frac{\rho_*}{\left(\frac{r}{r_p} - 1\right)^{1/3}} \quad (IV-30)$$

y, por lo tanto, la Ec. (IV-29) fija la escala de la densidad de la corona.

En  $r = r_*$ , el flujo de energía  $\psi_*$  asociado con la expansión de la corona es del orden del flujo de energía  $q_{H*}$  de los electrones rápidos. Sin embargo, a medida que  $r$  aumenta,  $\lambda_H$  crece y llega a ser mayor que  $r$ , mientras que  $\psi$  se hace menor que  $q_H$ . Esto se debe al hecho que el flujo de los electrones

supratérmicos no es esféricamente convergente. En consecuencia, en las capas externas de la corona  $q_H \gg \psi \approx q_H r/\lambda_H$ .

#### IV.2.3. Aplicación a situaciones originadas por láser

Los hechos experimentales que caracterizan la irradiación de sólidos con pulsos láser en el régimen de relativamente alta intensidad y/o longitudes de onda, sugieren que el transporte de energía desde la región de absorción hasta las capas interiores de la corona, está asegurado por un grupo de electrones de alta energía, los cuales reciben selectivamente la fracción absorbida de la energía del láser. La estructura de la corona, entonces, estaría descrita por los resultados de IV-3-2, simplemente identificando este grupo de electrones con los electrones supratérmicos. Es preciso, por supuesto, conocer  $n_H$  y  $\theta_H$  en la región de absorción donde, además, la densidad  $\rho_a$  de la corona se supone conocida.

En un modelo completamente consistente, que incorporara una adecuada ley para la absorción, es claro que la energía y la densidad de los electrones de alta energía, así como el perfil de la densidad en la región de absorción, deberían ser proporcionados por el modelo mismo. Sin embargo, esto requeriría una descripción detallada de la región de absorción, que incluya los fenómenos dinámicos asociados con el arrastre que los electrones supratérmicos producen sobre los iones fuera de la región de absorción y, también, los efectos ponderométricos. Ambos fenómenos son posibles causas de bruscas variaciones de la densidad a través de la región de absorción<sup>(40-42)</sup>. En vista de la complejidad que presenta el estudio de una estructura autoconsistente, adoptaremos aquí,

un camino más simple, aunque aproximado, introduciendo algunas hipótesis suplementarias sugeridas por los experimentos y que nos permitirán estimar  $n_H$ ,  $\Theta_H$  y  $\rho_{ab}$ . La primera de estas hipótesis consiste en suponer que la radiación es detenida en un radio  $r = r_{cr}$  donde  $\rho = \rho_{cr}$  (es decir, el valor crítico dado por la Ec. (I-1)) y que, en dicho radio:

$$q_H = \frac{m_e}{2} n_H v_H^3 = \beta I \quad (IV-31)$$

Esta hipótesis es razonablemente adecuada para valores intermedios de  $I\lambda^2$  ( $10^{13} W\mu m^2/cm^2 \leq I\lambda^2 \leq 10^{15} W\mu m^2/cm^2$ ), régimen para el cual los resultados experimentales no muestran saltos significativos de la densidad. En la Fig. 4-2 se han representado todos los datos experimentales, para  $\Theta_H$  que hemos podido encontrar en el rango mencionado. De acuerdo con este gráfico<sup>(31,34,43-49)</sup>:

$$\Theta_{Hcr} \approx a(I\lambda^2)^{2/3} \quad (IV-32)$$

donde  $a \approx 7.5 \times 10^{-7} \text{ eV} [cm^2/W\mu m^2]^{2/3}$ . El coeficiente está determinado dentro de un 30%, incertidumbre que se reduce a un 15% para el exponente. Nótese que el exponente de (IV-32) resultaría de (IV-31) si se supone que  $n_H$  es proporcional a  $n_{cr}$  en la región de absorción.

En geometría esférica es más útil expresar  $I$  como  $W_L/4\pi r_{cr}^2$  ( $W_L$  es la potencia del láser), de modo que la Ec. (IV-32) toma la forma:

$$\Theta_{Hcr} \approx a \left( \frac{W_L \lambda^2}{4\pi r_{cr}^2} \right)^{2/3} \quad (IV-33)$$

Es fácil ahora, obtener las leyes de escala de los parámetros de la corona para experimentos de irradiación de microsferas. Por simplicidad, se darán las fór-

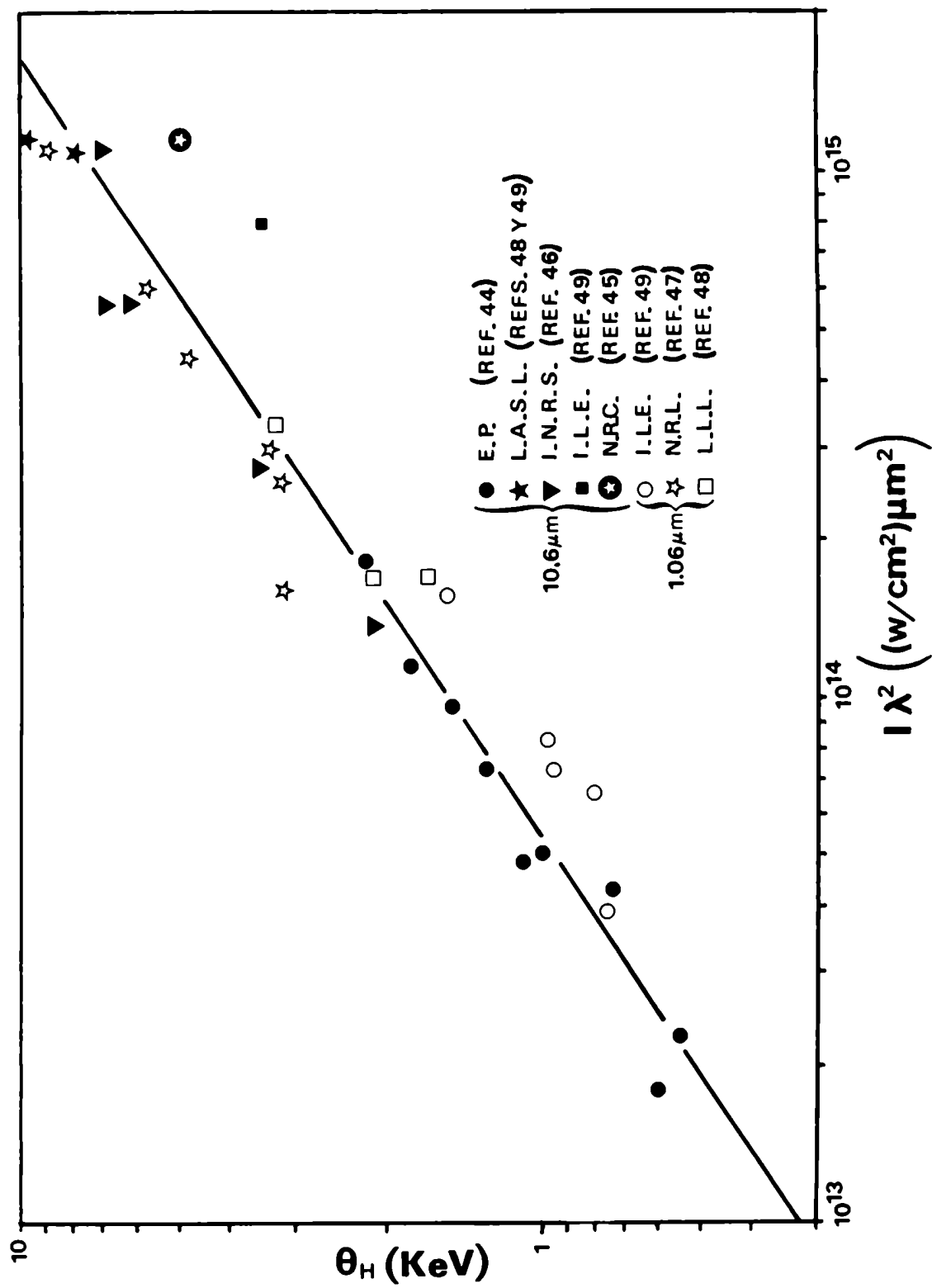


FIG. 4-2

mulas sólo para  $r_{cr} \gg r_p$ . El subíndice "cr" indica los valores en  $r = r_{cr}$ , mientras que el subíndice "\*" indica los valores en  $r = r_*$ . Estos últimos pueden tomarse como los valores sobre la superficie del blanco.

$$r_{cr} \approx 1.8 \times 10^{-2} \lambda^{14/15} r_p^{4/15} W_L^{4/15} \quad \mu\text{m} \quad (\text{IV-34})$$

$$\theta_* \approx 1.4 \times 10^3 \beta^{2/3} A^{1/3} Z^{2/3} (Z+1)^{-1} \lambda^{-184/135} r_p^{106/135} W_L^{-14/135} \quad \text{eV} \quad (\text{IV-35})$$

$$\theta_{cr} \approx 2.7 \times 10^2 \beta^{2/3} A^{1/3} Z^{2/3} (Z+1)^{-1} \lambda^{-20/27} r_p^{8/27} W_L^{2/27} \quad \text{eV} \quad (\text{IV-36})$$

$$v_{cr} \approx 3 \times 10^7 \beta^{1/3} A^{-1/3} Z^{1/3} \lambda^{-10/27} r_p^{4/27} W_L^{1/27} \quad \text{cm/s} \quad (\text{IV-37})$$

$$\rho_* \approx 2 \times 10^{-7} Z^{-1} A \lambda^{8/45} r_p^{-7/45} W_L^{28/45} \quad \text{g/cm}^3 \quad (\text{IV-38})$$

$$p_* \approx 2.9 \times 10^{-4} \beta^{2/3} A Z^{-1} \lambda^{-32/27} r_p^{-25/27} W_L^{14/27} \quad \text{Mbar} \quad (\text{IV-39})$$

$$\dot{m}' \approx 2.5 \times 10^{-6} \beta^{1/3} Z^{-2/3} A^{2/3} \lambda^{-68/135} r_p^{92/135} W_L^{77/135} \quad \text{g/s} \quad (\text{IV-40})$$

donde  $\lambda$  y  $r_p$  han sido expresados en  $\mu\text{m}$  y  $W_L$  en Watts. De la Ec. (IV-34) sigue que  $r_{cr}$  depende casi linealmente de  $\lambda$  y muy débilmente de  $W_L$ . Por lo tanto, para generar una situación con un valor dado de  $r_{cr}/r_p$ , se necesita una potencia mil veces mayor, si se utiliza un láser de Nd en lugar de uno de  $\text{CO}_2$ . En consecuencia, para experimentos realizados con  $\text{CO}_2$  la región de la corona sostenida por los electrones supratérmicos es prácticamente siempre de gran importancia, mientras que para Nd y sus armónicas, adquiere relevancia tan sólo para muy altas intensidades ( $I\lambda^2 \gtrsim 10^{13} \text{W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ ).

Usando (IV-33) y (IV-34), el límite de validez de (IV-32) puede



ser expresado en términos de  $W_L$  y  $r_p$ :

$$10^6 \leq \frac{W_L \lambda^{2/7}}{r_p^{8/7}} \leq 8 \times 10^9 \quad (IV-41)$$

( $[W_L] = \text{Watts}$ ,  $[\lambda] = [r_p] = \mu\text{m}$ ). Esta expresión, para  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  y  $r_p = 100 \mu\text{m}$ , da:

$$10^{11} \text{ W/cm}^2 \leq I_p \leq 6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2 \quad (IV-42)$$

donde  $I_p = W_L / 4\pi r_p^2$  es la intensidad que incidiría sobre el blanco en ausencia de la corona. Como vemos, el hecho que la superficie crítica se aleja de la superficie del blanco a medida que aumenta la intensidad, hace que el rango de validez del modelo se extienda hasta valores relativamente altos de  $I_p$ , o sea de la intensidad que nominalmente incide sobre el blanco.

Dentro del intervalo definido por (IV-42) y para los mismos valores de  $r_p$  y  $\lambda$ , el cociente  $r_{cr}/r_p$  varía aproximadamente entre 1 y 8.3. Debe tenerse en cuenta que el límite inferior no puede calcularse con la Ec. (IV-34), pues como esta fue obtenida para  $r_{cr} \gg r_p$ , deben emplearse las fórmulas que se obtienen sin dicha aproximación. El límite superior corresponde al límite de aplicación de la Ec. (IV-32) según lo sugieren los experimentos. Otro aspecto interesante, que se desprende de las Ecs. (IV-35) y (IV-36), es que la temperatura de la corona es prácticamente independiente de  $W_L$ . Los valores de temperatura para  $r_p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $Z \gg 1$ ,  $A/Z = 2$ ,  $W_L = 5 \times 10^{11} \text{ Watts}$ ,  $\beta = 0.2$ , son  $\theta_{cr} \approx 550 \text{ eV}$  y  $\theta_* \approx 50 \text{ eV}$ , los cuales pueden ser considerados típicos para experimentos actuales.

En el rango de  $I\lambda^2$  considerado, el cociente  $n_{Hcr}/n_{cr}$  es constante (si  $\beta$  es constante) y aproximadamente igual a  $0.1 \beta$ . La presión  $p_{Hcr} = n_{Hcr} \theta_{Hcr}$

asociada a los electrones supratérmicos es siempre menor que la presión

$p_{cr} = n_{cr} \theta_{cr}$ , pero llega a ser del mismo orden ( $p_{Hcr}/p_{cr} = 0.3$ ) en el límite superior del intervalo de  $I\lambda^2$  considerado.

#### IV.2.4. Validez de las principales aproximaciones

##### a) Hipótesis de flujo estacionario

Esta hipótesis requiere que el tiempo  $t_c$  para que un elemento de plasma de la corona fluya desde la superficie de ablación hasta la superficie crítica, sea pequeño comparado con el tiempo característico  $\tau = W_L |dW_L/dt|^{-1}$  de variación del pulso láser. Este tiempo puede estimarse como:

$$t_c \approx \int_{r_p}^{r_{cr}} \frac{dr}{v} = 1.5 \frac{r_{cr} - r_p}{v_{cr}}$$

Por lo tanto,  $\tau$  debería ser mayor que 0.15 ns en el límite inferior del rango de intensidades considerado, y mayor que 4.5 ns en el límite superior. Esta condición es satisfecha en muchos experimentos de irradiación de sólidos con láseres de Nd y CO<sub>2</sub> (43,50-53).

##### b) Efecto de los campos eléctricos

Para compensar el flujo de electrones supratérmicos proveniente de la región de absorción, es necesaria la presencia de una corriente de retorno a través de la corona, de modo de mantener la cuasineutralidad. Si consideramos la resistividad  $\eta$  del plasma, la corriente se asocia a un campo eléctrico po-

tencialmente capaz de inhibir el flujo de electrones supratérmicos.

Este campo eléctrico puede estimarse como:

$$E = nj, \text{ donde } n = \frac{8}{3} \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{Z e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{\Theta^{3/2}} \quad (54) \quad y$$

$j \lesssim en_H v_H$  (la desigualdad se debe al hecho de que solo una fracción de  $q_H$  debe ser compensada por una corriente de electrones fríos, pues el resto es balanceado por el flujo de electrones supratérmicos provenientes de otras partes de la corona).

Por lo tanto:

$$E = - \frac{dV}{dr} \approx \left( \frac{\pi}{\gamma-1} \right)^{1/2} \frac{8}{3} Z e^3 \frac{n_H \Theta_H^{1/2}}{\Theta^{3/2}} \ln \Lambda \quad (IV-43)$$

integrando entre  $r_* = 1.2 r_p$  y  $r_{cr}$  resulta:

$$\frac{|eV|}{\Theta_H} \lesssim 0.7 \frac{r_{cr}}{\lambda_{Hcr}} \frac{n_H}{n_{cr}} \left( \frac{\Theta_H}{\Theta_{cr}} \right)^{3/2} \ln \frac{r_{cr} - r_p}{0.2 r_p}$$

El lado derecho de esta desigualdad es menor que  $10^{-2}$  dentro de los límites de validez del modelo. Por lo tanto, el efecto de inhibición del flujo de electrones supratérmicos debida al campo eléctrico, puede ser despreciado.

### c) Conducción térmica de los electrones fríos

Para despreciar la conducción térmica de los electrones fríos de la corona, es necesario que:

$$S = \frac{1}{r^2} \frac{d(q_T r^2)}{dr} \frac{1}{\frac{dq_H}{dr}} < 1$$

donde  $q_T$  es el flujo térmico clásico (ver Ec.(II-11)).

Calculando esta expresión y evaluándola en  $r = r_{cr}$ , tenemos:

$$S_{cr} \approx \frac{\chi \epsilon_{cr}^2}{\rho_{cr} r_{cr}} = \frac{z_{Hcr}}{r_{cr}}$$

Vemos entonces que, al igual que en el caso del modelo de corona transparente, la condición de que el flujo térmico no sea importante coincide con la condición de que el mismo sea clásico ( $z_{Hcr} < r_{cr}$ ). Por lo tanto, valen las mismas consideraciones que se hicieron al final del Capítulo II y que conducen a la conclusión de que la incorporación del flujo térmico no produciría cambios significativos en las leyes de escala obtenidas.

#### IV.3 Irradiación de blancos planos

La mayor parte de los experimentos realizados hasta el presente, consisten en la irradiación de blancos planos. Por lo tanto, es importante desarrollar un modelo de corona basado en las ideas expuestas en la sección anterior, pero adecuado a esta situación, con el fin de someterlas a la prueba decisiva de los resultados experimentales.

En la Ref. 35 se describe un modelo estacionario de geometría plana, pero no se intenta obtener las leyes de escala ni la posición de la superficie crítica. Obviamente este tipo de geometría es aplicable sólo si la superficie crítica está suficientemente cerca del blanco como para que los efectos de

las dimensiones finitas de la mancha focal no sean relevantes. Sin embargo, como veremos en el parágrafo IV.3.1, de acuerdo con los resultados de un modelo estrictamente plano, la superficie crítica puede alejarse de la superficie del blanco hasta distancias mayores que las dimensiones habituales de la mancha focal; en especial cuando se emplean láseres de longitud de onda relativamente largas.

Por lo tanto, en la irradiación de blancos planos con láseres de  $\text{CO}_2$  (y aun en el caso de láser de Nd cuando el radio del haz  $r_s$  es suficientemente pequeño), es esencial considerar el efecto de las dimensiones finitas del haz láser.

Nuestro objetivo es presentar un modelo que tiene en cuenta dicho efecto<sup>(36)</sup>. Al igual que en la sección anterior consideramos una situación estacionaria y despreciamos la conducción térmica de los electrones fríos del plasma<sup>(7,35)</sup>. Un tratamiento exacto debería tener en plena cuenta el carácter bidimensional del problema e incluir en forma autoconsistente el mecanismo y forma en que son emitidos los electrones supratérmicos desde la porción de la superficie crítica afectada por el haz láser. Sin embargo, esto sería desesperadamente complicado y, por lo tanto, nos limitaremos a construir un modelo aproximado basado en algunas hipótesis sugeridas por los hechos experimentales y que mantenga los caracteres fundamentales de la situación física. De acuerdo con las observaciones, los electrones supratérmicos emergen de la fracción de la superficie crítica irradiada siguiendo trayectorias divergentes y, por lo tanto, al arribar a la superficie del blanco afectan una zona de radio  $r_c$  que puede ser considerablemente mayor que  $r_s$ <sup>(55-61)</sup> (ver Fig. 4-3). Asumiremos como hipótesis que el efecto fundamental del alejamiento de la superficie crítica consiste

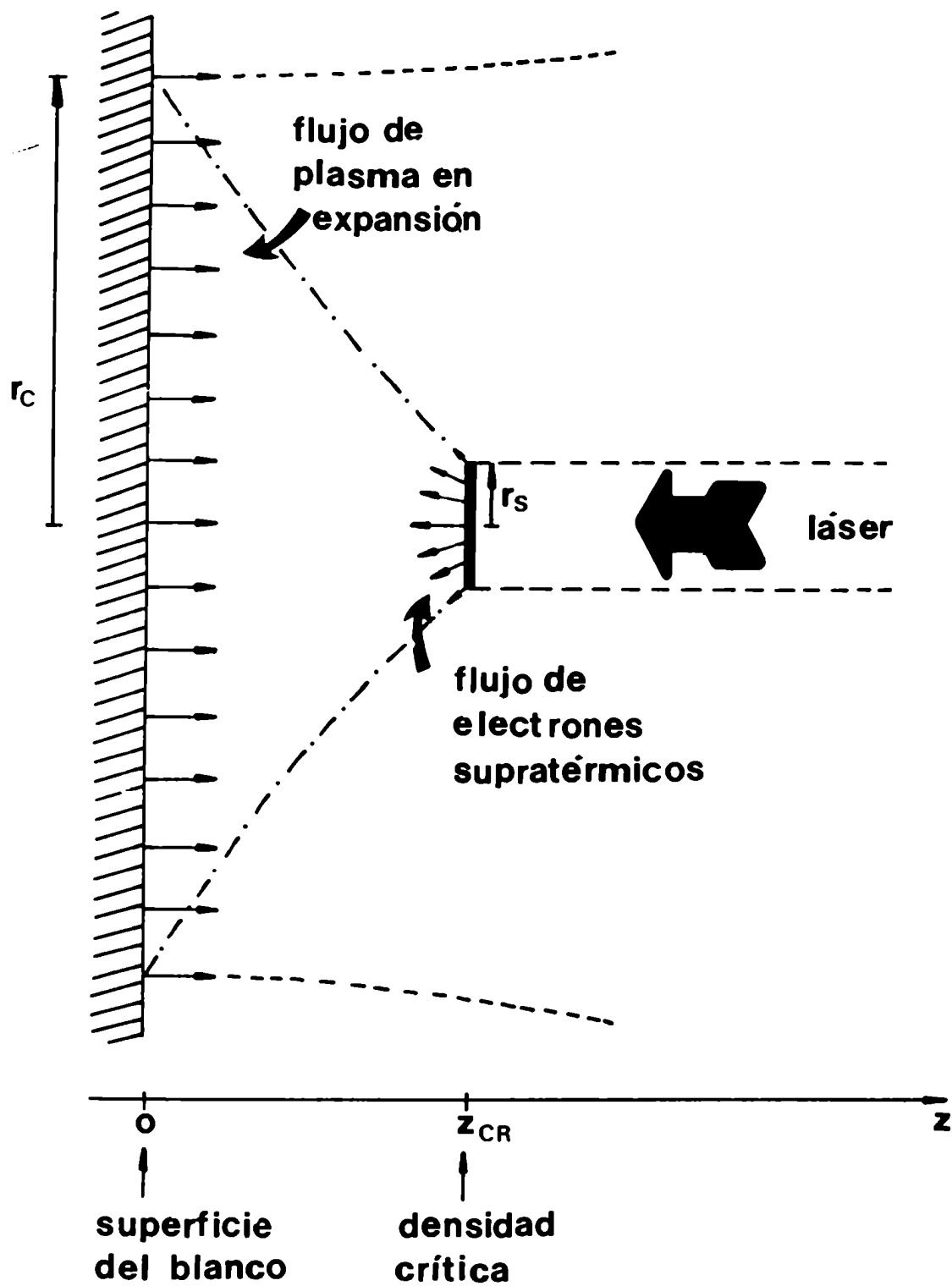


FIG. 4-3

justamente en la dispersión de los electrones calientes sobre una zona de grandes dimensiones laterales. Por supuesto, es posible que dicha dispersión lateral sea influenciada por la presencia de campos magnéticos<sup>(59,61,62)</sup> y por la repulsión electrostática debida a la carga adquirida por el blanco<sup>(63)</sup>. Sin embargo, por simplicidad, despreciaremos dichos efectos y supondremos que, las trayectorias divergentes de los electrones supratérmicos tienen un origen puramente geométrico, asimilable al hecho que cada punto de la superficie de la mancha focal se comporta como una fuente isótropa de electrones supratérmicos<sup>(61)</sup>.

Obviamente la aplicabilidad de las leyes de escala resultantes se verá, también en este caso, restringida al rango de validez de la Ec.(IV-32).

Una mejor comprensión del modelo de mancha focal finita requiere, sin embargo, el desarrollo previo en el párrafo IV.3.1, de un modelo estacionario estrictamente plano, similar al de la Ref. 35 pero profundizando hasta la obtención de las leyes de escala dentro del rango de validez de la Ec.(IV-32). Justamente este modelo servirá para mostrar que, especialmente para longitudes de onda largas (láseres de CO<sub>2</sub>), la superficie crítica, se aleja rápidamente del blanco al aumentar la intensidad del láser y que, por lo tanto, los efectos relacionados con la dimensión finita de la mancha focal pronto llegan a ser importantes.

#### IV.3.1 Modelo con simetría plana

En este párrafo desarrollamos un modelo estacionario para la región de alta densidad ( $n \geq n_{cr}$ ) de una corona sostenida por la deposición de energía de los electrones rápidos<sup>(36)</sup>. Suponemos que estos electrones son emitidos iso-

trópamente con una energía  $\theta_{Hcr}$ , dada por la Ec. (IV-32), y con una densidad  $n_{Hcr}$  ( $n_{Hcr} \leq 0.1 \beta$ ) desde el plano  $z = z_{cr}$  (donde  $n = n_{cr}$ ).

Los electrones supratérmicos penetran en el plasma y depositan su energía por colisiones coulombianas. El plasma de la corona es tratado como un solo fluido mientras que se considera, por simplicidad, que todos los electrones supratérmicos tienen la misma energía  $\theta_H$  en una dada posición  $z$ . A medida que estos electrones se alejan de la superficie crítica, el flujo  $q_H$  de energía que transportan se atenúa por los dos procesos mencionados en la sección IV.2, de modo que su variación relativa  $dq_H/q_H$  está dada por la Ec. (IV-4). Por lo tanto, podemos escribir las ecuaciones equivalentes a (IV-5) y a (IV-6) para el plano:

$$\frac{dq_H}{dz} \approx -\frac{2q_H}{\lambda_H} = -2 \rho \frac{q_H}{\alpha \theta_H^2} \quad (IV-44a)$$

$$\frac{q_H(z)}{\theta_H^2(z)} = \text{const.} = \frac{q_H(z = z_{cr})}{\theta_H^2(z = z_{cr})} \quad (IV-44b)$$

La estructura de la corona es determinada, como antes, por las ecuaciones de conservación de la masa, del impulso y de la energía, esta última con un término de fuente igual en valor absoluto a la atenuación de  $q_H$ :

$$\frac{d(\rho v)}{dz} = 0 \quad (IV-45)$$

$$\rho v \frac{dv}{dz} + \frac{dp}{dz} = 0 \quad (IV-46)$$

$$\rho v \frac{d}{dz} \left( \frac{v^2}{2} + \gamma \epsilon \right) = \frac{2q_H}{\lambda_H} \quad (IV-47)$$



Por otra parte, dado que los dos mecanismos de atenuación de  $q_H$  tienen la misma longitud característica  $\lambda_H$ , debe satisfacerse la Ec. (IV-6) a lo largo de  $z$ .

Integrando las Ecs. (IV-45) y (IV-46) obtenemos:

$$\rho v = \text{const.} = \rho_{cr} v_{cr} = \dot{m} \quad (IV-48)$$

$$\dot{m} v + (\gamma - 1) \rho \epsilon = \text{const.} = \rho_{cr} v_{cr} \left( 1 + \frac{1}{M_{cr}^2} \right) \quad (IV-49)$$

donde el subíndice "cr" indica los valores en  $z = z_{cr}$ . Además, de las Ecs. (IV-44a) y (IV-47), considerando que toda la energía entrante es transferida al plasma, resulta:

$$q_H = \dot{m} \left( \frac{v^2}{2} + \gamma \epsilon \right) \quad (IV-50)$$

Con las Ecs. (IV-48) a (IV-50), la Ec. (IV-44a) puede ser escrita en términos de  $\omega = v/v_{cr}$  y  $\xi = z/\lambda_{Hcr}$ , con  $M_{cr}$  como parámetro:

$$\frac{d\omega}{d\xi} = \left( \gamma - 1 + \frac{2\gamma}{M_{cr}^2} \right) \frac{1}{\omega \left[ \gamma \left( 1 + \frac{1}{M_{cr}^2} \right) - (\gamma + 1)\omega \right]} \quad (IV-51)$$

En particular estamos interesados en las soluciones de esta ecuación con  $d\omega/d\xi > 0$  para  $\omega$  en el intervalo  $0 < \omega < 1$ . Esto limita los valores posibles de  $M_{cr}$ , que no puede ser mayor que  $\gamma^{1/2}$ . Por lo tanto, las soluciones de interés de la Ec. (IV-51), con la condición  $\omega = 0$  para  $\xi = 0$ , son la sección comprendida en el intervalo  $0 \leq \omega \leq 1$  de las curvas de tercer grado:

$$-\frac{\gamma+1}{3} \omega^3 + \frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{1}{M_{cr}^2}\right) \omega^2 = \left(\gamma-1 + \frac{2\gamma}{M_{cr}^2}\right) \xi \quad (IV-52)$$

con  $M_{cr}^2 \leq \gamma$ . Por lo tanto, considerando que  $\xi = \xi_{cr}$  para  $\omega = 1$ :

$$\xi_{cr} = \frac{1}{6} \frac{\gamma-2 + 3\gamma/M_{cr}^2}{\gamma-1 + 2\gamma/M_{cr}^2} \quad (IV-53)$$

lo cual muestra que  $\xi_{cr}$  depende muy suavemente de  $M_{cr}$ , es decir, el orden de magnitud de  $z_{cr}$  está siempre dado por  $\lambda_{Hcr}$ . En cambio, la estructura de la corona depende de la elección de  $M_{cr}$ , el cual debe ser asignado a través de una condición en  $z = z_{cr}$ . Considerando globalmente la región  $z \leq z_{cr}$  como un frente de deflagración es razonable asumir  $M_{cr} = 1$  y así lo tomaremos en lo que sigue. En la Fig. 4-4 se han representado los perfiles de las magnitudes adimensionalizadas con sus valores en  $z = z_{cr}$ , en función de  $x = z/z_{cr}$ .

A partir de la Ec. (IV-53), con  $M_{cr} = 1$  y usando las Ecs. (IV-2) y (IV-32), es posible expresar  $z_{cr}$  en términos de parámetros prácticos:

$$z_{cr} = 5 \times 10^{-19} I^{4/3} \lambda^{14/3} \mu m \quad (IV-54)$$

( $[I] = W/cm^2$ ,  $[\lambda] = \mu m$ ). Con respecto a las relaciones similares para las magnitudes del plasma  $\theta_{cr}$ ,  $\dot{m}$  y  $p_a$  (las leyes de escala) es claro que las que resultan de este modelo (Ecs. (IV-55)-(IV-57)), no dependen del mecanismo particular de transporte de la energía desde la región  $z = z_{cr}$  hasta la superficie de ablación:

$$\theta_{cr} = 1.5 \times 10^{-6} \beta^{2/3} A^{1/3} Z^{2/3} (Z+1)^{-1} I^{2/3} \lambda^{4/3} eV \quad (IV-55)$$

$$\dot{m} = 2.3 \beta^{1/3} A^{2/3} Z^{2/3} I^{1/3} \lambda^{-4/3} g/cm^3 s \quad (IV-56)$$

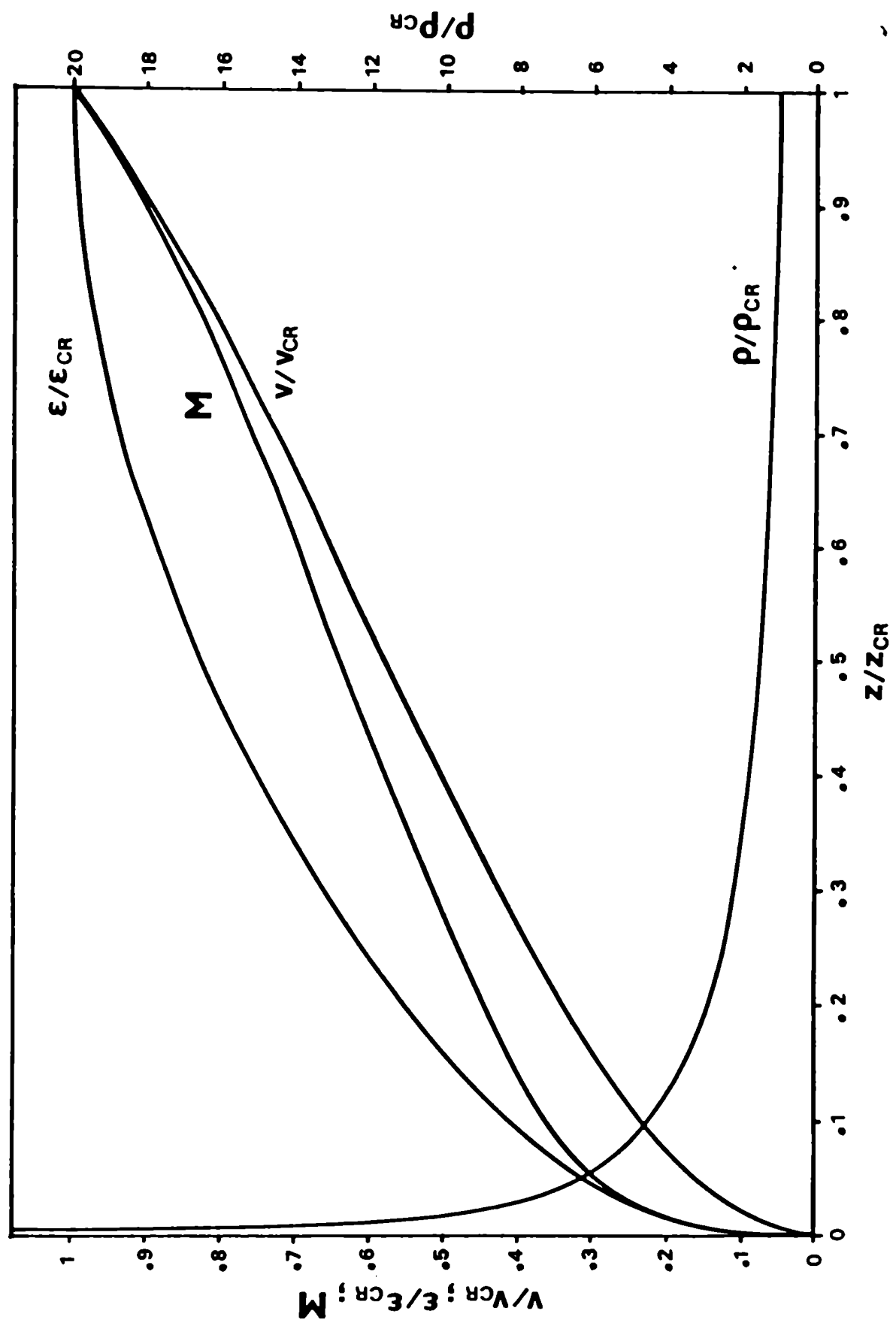


FIG.4-4

$$p_a = 5.5 \times 10^{-19} \beta^{2/3} A^{1/3} Z^{-1/3} I^{2/3} \lambda^{-2/3} \text{ Mbar} \quad (\text{IV-57})$$

( $\lambda$  está en  $\mu\text{m}$  y  $I$  en  $\text{W}/\text{cm}^2$ ). Estas relaciones pueden ser obtenidas suponiendo solamente que la absorción de la energía tiene lugar en la región donde  $\rho = \rho_{cr}$  y  $M_{cr} = 1$ . No es sorprendente, por lo tanto que, hayan sido previamente obtenidas por distintos autores<sup>(56,64)</sup>. Sin embargo, sería erróneo creer que el único resultado de la hipótesis adoptada para el mecanismo de transporte, es obtener un valor específico de  $z_{cr}$ , una magnitud bastante difícil de medir. En efecto, si bien las Ecs. (IV-55) a (IV-56) pueden escribirse sin necesidad de conjeturar nada sobre mecanismos de transporte, los mismos determinan su rango de validez, pues obviamente,  $z_{cr}$  debe ser mucho menor que el radio  $r_s$  del haz láser para asegurar la simetría plana.

La Ec. (IV-54) muestra que, dentro de los límites de validez de (IV-32),  $z_{cr}$  puede llegar a ser del orden de 1 cm para  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  ( $\text{CO}_2$ ), un valor que es mucho más grande que las dimensiones corrientes de la mancha focal. Para  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , en cambio,  $z_{cr} \leq 65 \mu\text{m}$  y es aún menor para la segunda y tercera armónica del láser de Nd. Por lo tanto, para longitudes de ondas largas, los apartamientos de la simetría plana y los efectos relacionados con las dimensiones finitas del haz láser, son muy importantes.

Es interesante señalar que la ley de potencias obtenida para  $z_{cr}$  (Ec. (IV-54)), es la misma que resultaría si se asumiera que la energía es transportada por conducción térmica clásica<sup>(56)</sup>. Sin embargo, el factor numérico resultaría considerablemente mayor que el de nuestro caso. Este hecho no resulta sorprendente si se tiene en cuenta las siguientes circunstancias: a) la temperatura de los electrones de la corona (Ec. (IV-55)) dependería de  $I$  y de  $\lambda$  con la misma ley de potencias que  $\theta_H$  en nuestro modelo, de modo que el camino

libre medio  $\lambda_e$  que les corresponde sería proporcional a  $\lambda_H$ ; b) la longitud característica de decaimiento del flujo térmico es  $z_H \approx (m_i/m_e)^{1/2} \lambda_e$ . Por lo tanto, un modelo basado en la conducción térmica clásica<sup>(56)</sup>, proporciona un valor de  $z_{cr}$  del orden de  $(m_i/m_e)^{1/2} \lambda_e$ , una cantidad que resulta mucho mayor que el valor dado por la Ec. (IV-54).

#### IV.3.2 Efecto de las dimensiones finitas del haz láser

Cuando  $z_{cr}$  llega a ser del orden del radio  $r_s$  de la mancha focal (definido como el radio del haz láser en la región crítica  $z = z_{cr}$ ), la variación espacial de  $q_H$  causada por la divergencia de las trayectorias de los electrones, debería ser agregada a la variación producida por su interacción con el plasma de la corona. Más aún, dado que esta última tiene lugar sobre una longitud característica del orden de  $\lambda_H$ , el efecto de divergencia prevalecerá en la corona (determinando así  $q_H$ ), excepto dentro de una delgada capa cerca de la superficie del blanco. Por lo tanto, el radio  $r_c$  de la región del blanco donde efectivamente se produce ablación, puede ser evaluado tomando en cuenta sólo el efecto geométrico. Un modo de hacerlo es definir  $r_c$  como el radio donde  $q_H$  baja a la mitad de su valor sobre el eje de simetría (por simplicidad, consideramos incidencia normal del haz láser sobre el blanco). Si cada punto de la mancha focal se comporta como una fuente isótropa de electrones supratérmicos y despreciamos, por ahora, las colisiones con las partículas del plasma, resulta:

$$r_c^2 \approx \frac{\phi r_s^2}{1 - \frac{1}{(1 + \frac{r_s^2}{z_{cr}^2})^{1/2}}} \quad (IV-58)$$

donde  $\phi$  es un número del orden de la unidad que depende ligeramente de la relación  $r_s/z_{cr}$  (para  $r_s/z_{cr} \ll 1$ ,  $\phi \approx \sqrt{2}$ ). Dado que siempre  $r_c \geq z_{cr}$ , el área transversal  $A_c$  de la nube de plasma puede ser tomada como aproximadamente constante e igual a  $\pi r_c^2$  a lo largo de  $z$  en el intervalo  $0 \leq z \leq z_{cr}$ . En consecuencia, es razonable despreciar la dependencia radial, dentro de  $A_c$ , de las magnitudes del plasma y usar nuevamente las Ecs. (IV-45) y (IV-46).

Con respecto a la Ec. (IV-47), el término de fuente  $2q_H/\lambda_H$  puede estimarse sobre la base de las siguientes hipótesis:

a) las dependencias radiales se desprecian dentro de  $A_c$ , y  $q_H(z)$  está dada por el valor de  $q_H$  sobre el eje de simetría;

b) la disminución de  $q_H(z)$  desde  $z = z_{cr}$  hasta  $z = 0$  está dada por el producto de dos factores de atenuación. El primero, ligado a la divergencia geométrica de las trayectorias de los electrones, es:

$$\eta_{geom} \approx 1 - \frac{1}{\left[ 1 + \frac{r_s^2}{(z-z_{cr})^2} \right]^{1/2}}$$

El segundo está ligado al frenado y a la deflexión en ángulos mayores que  $90^\circ$  debido a las colisiones coulombianas con los electrones del plasma. Su expresión explícita en términos de  $z$  requeriría el conocimiento de la estructura de la corona; afortunadamente, lo único que se necesita para integrar la ecuación de la energía es la relación dada por la Ec. (IV-44b):

$$\eta_{col} \approx \frac{\theta_H^2(z)}{\theta_{Hcr}^2}$$

Por lo tanto, tenemos:

$$q_H(z) \approx q_{Hcr} \frac{\theta_H^2(z)}{\theta_{Hcr}^2} \left\{ 1 - \frac{1}{\left[ 1 + \frac{r_s^2}{(z-z_{cr})^2} \right]^{1/2}} \right\} \quad (IV-59)$$

y, entonces, la ecuación de la energía será la (IV-47) con  $q_H(z)$  dado por (IV-59). Sin embargo, a diferencia del caso plano, no es conveniente usar  $\lambda_{Hcr}$  como longitud característica. En efecto, ahora, existe otra longitud característica:  $r_s$ . Por este motivo es mejor introducir simplemente las variables  $\omega = v/v_{cr}$  y  $x = z/z_{cr}$  e integrar la ecuación de la energía con las condiciones de contorno  $\omega(x=0) = 0$ ,  $\omega(x=1) = 1$ ,  $M(x=1) = 1$ , lo cual conduce a las ecuaciones:

$$\omega^2 - \frac{\gamma+1}{3\gamma} \omega^3 = \frac{2q_{Hcr}}{\alpha\theta_{Hcr}^2} \frac{z_{cr}}{\gamma(\gamma-1)^{1/2} \epsilon_{cr}^{3/2}} \left\{ x + \left[ \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 + (1-x)^2 \right]^{1/2} - \left[ 1 + \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (IV-60)$$

$$\frac{2q_{Hcr}}{\alpha\theta_{Hcr}^2} \frac{z_{cr}}{\gamma(\gamma-1)^{1/2} \epsilon_{cr}^{3/2}} = \frac{2\gamma-1}{3\gamma} \frac{1}{1 + \frac{r_s}{z_{cr}} - \left[ 1 + \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (IV-61)$$

Estas ecuaciones se reducen a las Ecs. (IV-52) y (IV-53) (con  $M_{cr} = 1$ ) en el límite  $z_{cr} \ll r_s$ , como puede verse fácilmente reescribiendo (IV-52) y (IV-53) en términos de las variables usadas en (IV-60) y (IV-61). Además, incluso en el caso  $z_{cr} \geq r_s$ , la Ec. (IV-60) resulta similar a la (IV-52) en la región de la corona donde  $x \ll 1$ , pero la relación  $q_H/\theta_H^2$ , constante en dicha región, tiene un

valor distinto a  $q_{Hcr}/\theta_{Hcr}^2$  debido a la variación de  $q_H/\theta_H^2$  en la región externa de la corona. En la Fig. 4-5 se han representado los perfiles de las magnitudes de la corona en función  $x$  para el caso  $r_s/z_{cr} = 1$ .

Para obtener el valor de  $z_{cr}$  y, por lo tanto, el área transversal  $A_c$  de la corona, la Ec. (IV-61) debería ser complementada con el balance global de la energía. Estrictamente hablando, el flujo total de energía entrante  $\pi r_s^2 q_{Hcr}$  asociado a los electrones supratérmicos, no será exactamente compensado por el flujo de energía  $\pi r_c^2 \rho_{cr} v_{cr} (v_{cr}^2/2 + \gamma \epsilon_{cr})$  transportado por el plasma de la corona al expandirse. Esto porque, de acuerdo con el modelo desarrollado, los electrones supratérmicos que escapan por la superficie lateral de la corona (de forma cilíndrica), se consideran perdidos. Sin embargo, la energía transportada por esos electrones no cambia significativamente el balance de la energía, el cual, por lo tanto, puede escribirse como:

$$\phi \rho_{cr} \epsilon_{cr}^{3/2} = \frac{2q_{Hcr}}{(3\gamma-1)(\gamma-1)^{1/2}} \left\{ 1 - \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2}} \right\} \quad (IV-62)$$

Las Ecs. (IV-61) y (IV-62) dan la siguiente expresión implícita para  $z_{cr}$ , en términos de  $\rho_{cr}$ ,  $\theta_{Hcr}$  y  $r_s$ :

$$\begin{aligned} \frac{3(3\gamma-1)}{2\gamma-1} \frac{z_{cr} \rho_{cr}}{\alpha \theta_{Hcr}^2} \phi \left\{ 1 + \frac{r_s}{z_{cr}} - \left[ 1 + \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} &= \\ &= 1 - \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{r_s}{z_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2}} \end{aligned} \quad (IV-63)$$



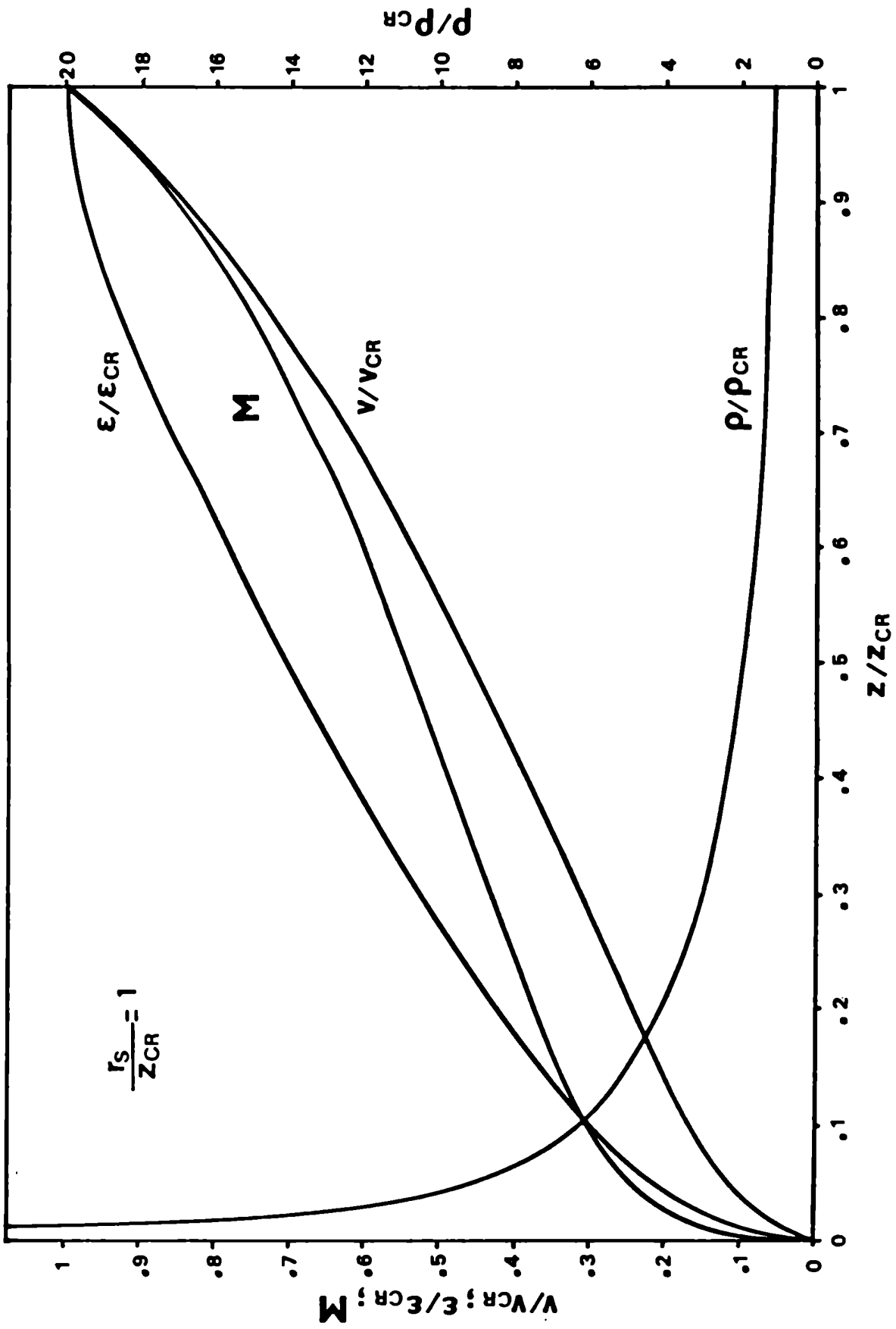


FIG. 4-5

a la cual conviene dar una forma más práctica reemplazando las expresiones de  $\theta_{Hcr}$  y  $\rho_{cr}$ :

$$I = 5.3 \times 10^{13} \phi^{3/4} \frac{r_s^{3/4}}{\lambda^{7/2}} \left\{ \frac{1 + \frac{z_{cr}}{r_s} - \left[ 1 + \left( \frac{z_{cr}}{r_s} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \frac{z_{cr}}{r_s} \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{z_{cr}}{r_s} \right)^2 \right]^{1/2}}} \right\}^{3/4} \frac{W}{\text{cm}^2} \quad (\text{IV-64})$$

(las unidades de  $r_s$  y  $\lambda$  son  $\mu\text{m}$ ).

En la Fig. 4-6 hemos representado  $z_{cr}/r_s$  en función de  $I$  para  $\phi = 1.41$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  y  $r_s = 70 \mu\text{m}$ ,  $200 \mu\text{m}$  y  $500 \mu\text{m}$ .

Por supuesto, la Ec. (IV-64) se reduce a la (IV-54) para  $z_{cr} \gg r_s$ , mientras que en el límite opuesto,  $z_{cr} \ll r_s$  y se tiene:

$$z_{cr} \sim \lambda_{Hcr}^{1/2} r_s^{1/2} \sim r_s^{1/2} I^{2/3} \lambda^{7/3}$$

o sea que  $z_{cr}$  es la media geométrica entre  $r_s$  y  $\lambda_{Hcr}$ .

Poniendo  $q_{Hcr} = \beta I$  en la Ec. (IV-62), obtenemos la temperatura de la corona en la zona crítica en función de  $z_{cr}/r_s$  y, por lo tanto, como una función implícita de  $I$  a través de la Ec. (IV-62):

$$\theta_{cr} = 2.2 \times 10^3 \frac{A^{1/3} Z^{2/3}}{Z+1} \frac{\beta^{2/3}}{\phi^{1/6}} \frac{r_s^{1/2}}{\lambda} \left\{ 1 + \frac{z_{cr}}{r_s} - \left[ 1 + \left( \frac{z_{cr}}{r_s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \times \left\{ 1 - \frac{z_{cr}}{r_s} \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{z_{cr}}{r_s} \right)^2 \right]^{1/2}} \right\}^{1/6} \text{ eV} \quad (\text{IV-65})$$

(de nuevo las unidades  $r_s$ ,  $z_{cr}$  y  $\lambda$  son  $\mu\text{m}$ ).

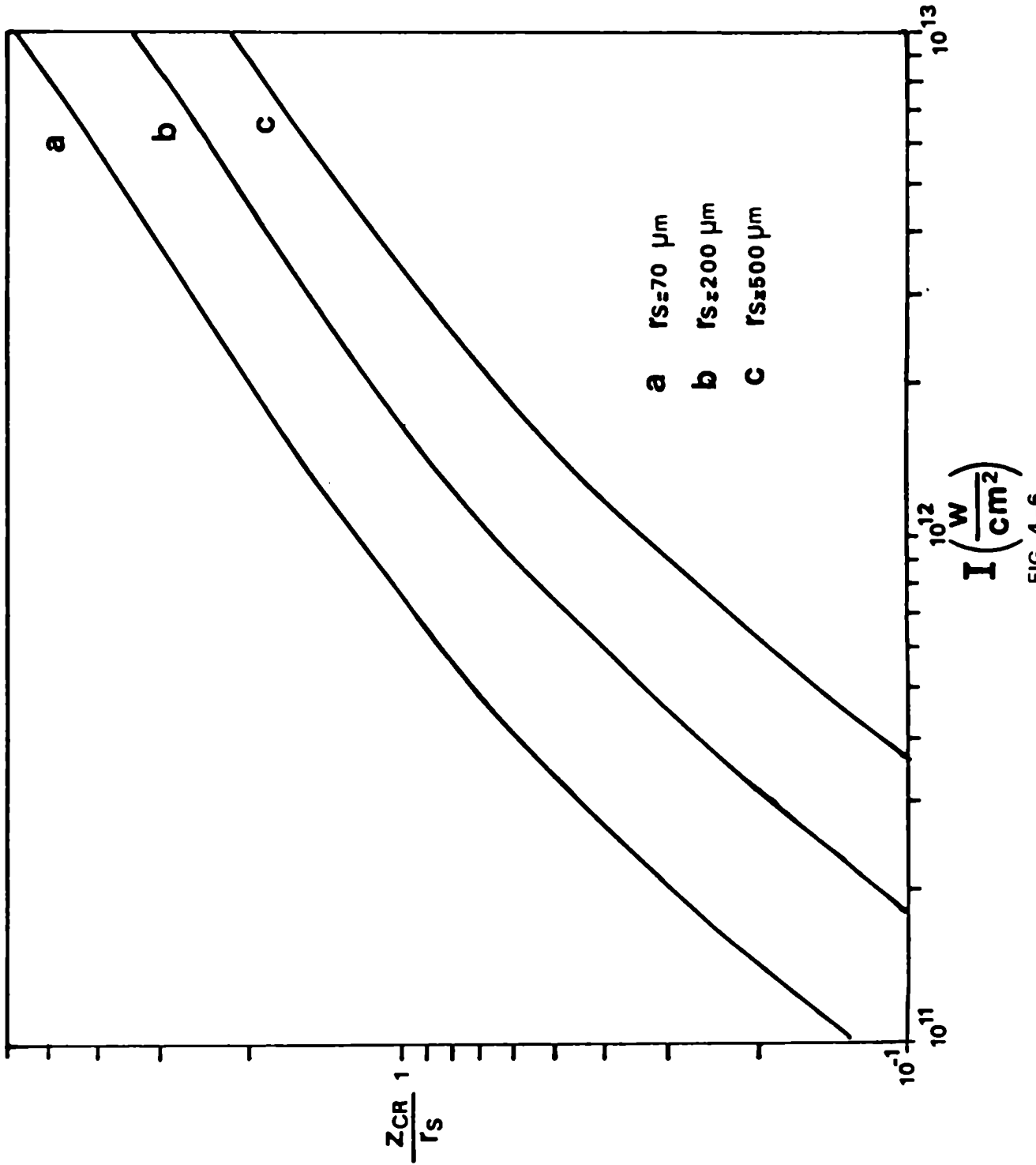


FIG. 4-6

En la Fig. 4-7, se muestra  $\theta_{cr}$  en función de  $l$  para los mismos parámetros del caso anterior y  $\beta = 0.15$ . Puede observarse que la función  $\theta_{cr}(l)$  puede llegar a ser levemente decreciente para altas intensidades, debido al fuerte crecimiento con  $l$  del área de la corona, cuando  $z_{cr} \geq r_s$ . Este efecto no es tan relevante cuando  $z_{cr} \leq r_s$ , aunque también en ese caso, la dependencia de la temperatura con  $l$  es más débil que en el caso plano.

#### IV.3.3 Validez de las principales aproximaciones

##### a) Hipótesis de flujo estacionario

Esta hipótesis requiere que un elemento de fluido sea transportado desde la superficie de ablación hasta la superficie crítica en un tiempo  $t_c < \tau$ , donde  $\tau$  es el tiempo característico de variación de  $l$ . Este tiempo  $t_c$  está dado por:

$$t_c = \int_0^{z_{cr}} \frac{dz}{v} \quad (IV-66)$$

No es posible evaluar analíticamente esta integral, en el caso general. Sin embargo, es fácil calcular  $t_c$  mediante fórmulas aproximadas que cubren prácticamente todos los casos de interés. Para cortas longitudes de onda ( $\lambda \leq 1 \mu\text{m}$ ) podemos utilizar en el modelo plano presentado en el parágrafo IV.3.2. En ese caso, se tiene:

$$t_c = 7.9 \times 10^{-17} A^{1/3} Z^{-1/3} l \lambda^4 \text{ ns}$$

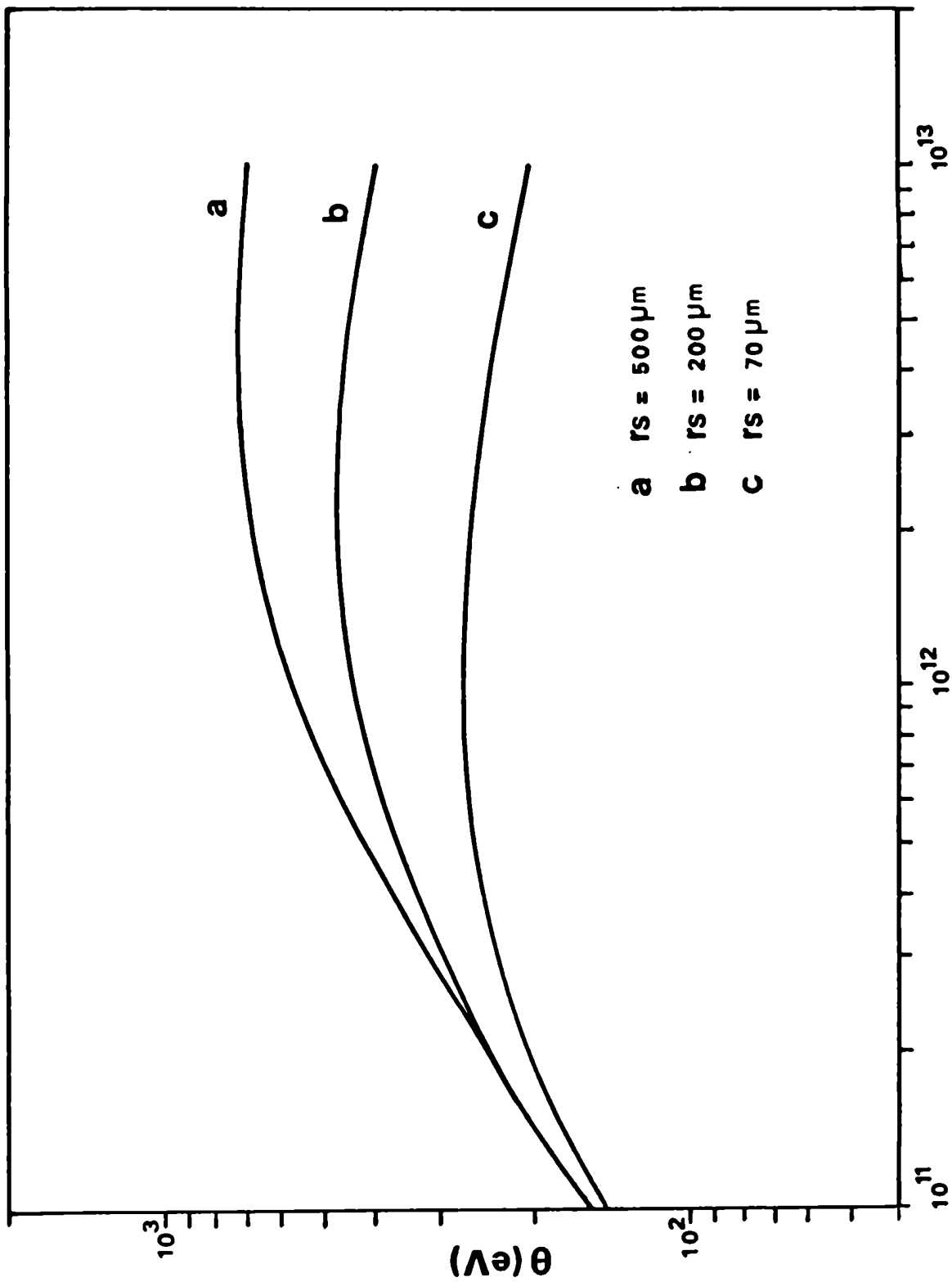


FIG. 4-7

(con  $I$  en  $W/cm^2$  y  $\lambda$  en  $\mu m$ ). En particular para el caso  $\lambda = 1.06 \mu m$  y  $10^{13} W/cm^2 \leq I \leq 10^{15} W/cm^2$ , resulta  $8 \times 10^{-4} ns \leq t_c \leq 0,08 ns$ .

Para  $\lambda = 10.6 \mu m$ , la aproximación plana no es válida y es necesario evaluar  $t_c$  para cada situación específica caracterizada por  $I$  y  $r_s$ . Por ejemplo, para  $I \leq 10^{12} W/cm^2$ , como es en numerosos experimentos<sup>(43,44,65-67)</sup>

$$t_c \approx 2 \div 3 \frac{z_{cr}}{v_{cr}}$$

la cual para  $r_s = 100 \mu m$ , da  $t_c \leq 1 ns$ , un valor considerablemente inferior a  $\tau$  en todos los experimentos mencionados.

Para más altas intensidades, la integral (IV-66) puede ser acotada; se tiene:

$$t_c \leq 7 \frac{z_{cr}}{v_{cr}}$$

Por otra parte, en el límite  $z_{cr} \gg r_s$  ( $I/r_s^{3/4} \geq 2 \times 10^{10} W/cm^2 \mu m^{3/4}$ ), las Ecs. (IV-62) y (IV-63) se reducen a:

$$v_{cr} \approx \left( \frac{\gamma-1}{4\phi} \right)^{1/3} \beta^{1/3} \frac{r_s^{2/3} I^{1/3}}{\rho_{cr}^{1/3} z_{cr}^{2/3}} \quad (IV-67)$$

$$z_{cr} \approx \left[ \frac{(2\gamma-1)\phi}{6(3\gamma-1)} \right]^{1/2} \left( \frac{\alpha\theta^2 H_{cr}}{\rho_{cr}} r_s \right)^{1/2} \quad (IV-68)$$

y, entonces:

$$t_c \leq 8.8 \times 10^{-23} r_s^{1/6} I^{7/9} \lambda^{29/9} s$$

( $r_s$  y  $\lambda$  están en  $\mu\text{m}$  y  $I$  en  $\text{W}/\text{cm}^2$ ), de lo cual resulta,  $t_c \lesssim 5$  ns para  $I = 10^{13}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ ,  $\lambda = 10.6$   $\mu\text{m}$  y  $r_s = 100$   $\mu\text{m}$ .

b) Efecto del campo eléctrico

Para mantener la cuasinuetralidad, el flujo de electrones supratérmicos provenientes de la región de absorción debe ser compensado por una corriente de retorno a través de la corona. Si la resistividad  $\eta$  del plasma es suficientemente alta, el campo eléctrico  $E$  necesario para mantener la corriente de retorno puede inhibir el flujo de electrones supratérmicos.

Dicho campo eléctrico puede estimarse como:  $E = \eta j = e n_H v_H$  donde  $n$  fue dado en el parágrafo IV-3.4.b). Repitiendo los razonamientos hechos en dicho parágrafo, tenemos:

$$E = - \frac{dV}{dz} = \frac{8\pi^{1/2}}{3} Z e^3 \frac{n_{Hcr} \Theta_{Hcr}^{1/2}}{\Theta_{Hcr}^{3/2}} \ln \Lambda$$

integrando:

$$\frac{|eV|}{\Theta_{Hcr}} \approx \frac{8\pi^{1/2}}{3} Z e^4 \frac{n_{Hcr}}{\Theta_{Hcr}^{1/2}} \ln \Lambda \int_0^{z_{cr}} \frac{dz}{\Theta_{Hcr}^{3/2}}$$

También ahora, la integración analítica sólo es posible para el caso plano. En dicho caso:

$$\frac{|eV|}{\Theta_{Hcr}} \approx 1.3 \times 10^{-3} \frac{(Z+1)^{3/2}}{Z \Lambda^{1/2}} \ll 1$$

(donde se tomó  $\ln \Lambda = 5$ ) y, el efecto de los campos eléctricos puede ser despreciado.

En el caso  $z_{cr} \gg r_s$ , la integral puede ser acotada por la expresión  $z_{cr}/\theta_{cr}^{3/2}$ . Por lo tanto:

$$\frac{|eV|}{\theta_{Hcr}} \leq \frac{8\pi^{1/2}}{3} Z e^4 \frac{n_{Hcr} z_{cr}}{\theta_{cr}^{3/2} \theta_{Hcr}^{1/2}} \ln \Lambda$$

y, usando las Ecs. (IV-67) y (IV-68), obtenemos:

$$\frac{|eV|}{\theta_{Hcr}} \leq 10^{-3} \frac{(Z+1)^{3/2}}{Z A^{1/2}} \left( \frac{\lambda_H}{r_s} \right)^{1/2}$$

la cual, para  $r_s = 100 \mu\text{m}$ , da:

$$\frac{|eV|}{\theta_{Hcr}} \leq 1.7 \times 10^{-2} \frac{(Z+1)^{3/2}}{Z A^{1/2}} \ll 1$$

Por lo tanto, el efecto de los campos eléctricos puede ser despreciado también en este caso.



CAPITULO V

SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER  
NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO

COMPARACION CON  
RESULTADOS EXPERIMENTALES

V. SITUACIONES EN QUE LA LUZ DEL LASER NO ALCANZA LA SUPERFICIE DEL BLANCO. COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

V.1 Verificación experimental del modelo de corona sostenida por electrones supratérmicos

Los únicos datos experimentales disponibles en el régimen donde la luz del láser es detenida a una distancia considerable del blanco, corresponden a la situación de irradiación de blancos planos, descrita por el modelo presentado en la segunda parte del Cap. IV. En esta sección nos proponemos, entonces, comparar dicho modelo con todos los datos que hemos podido recopilar.

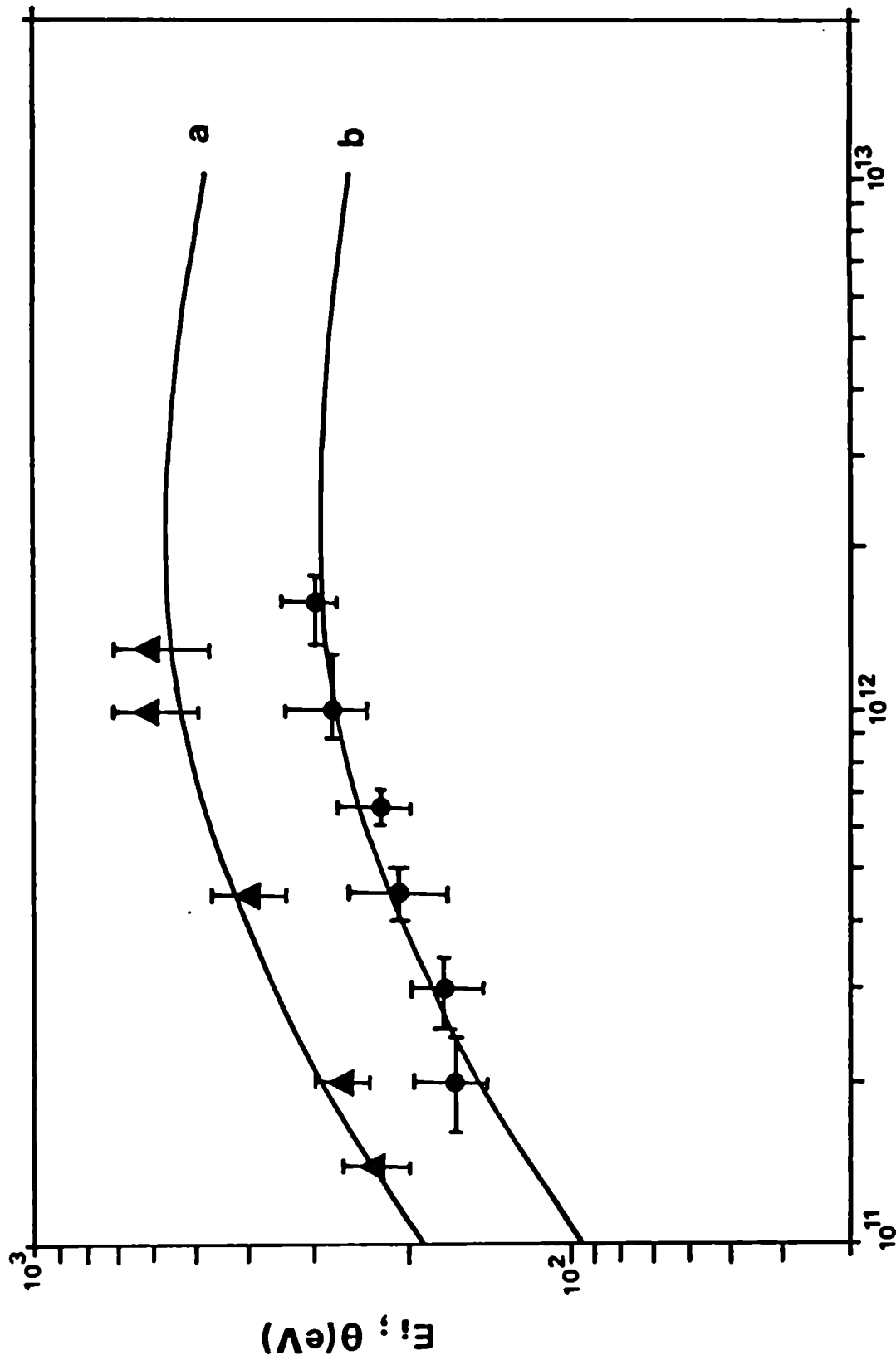
Las leyes contenidas en las Ecs. (IV-55) - (IV-57), correspondientes al caso con simetría plana, son ya conocidas y han sido ampliamente verificadas en muchos experimentos realizados con cortas longitudes de onda ( $\lambda \leq 1 \mu\text{m}$ ), como puede verse en el libro de Hughes<sup>(21)</sup> y en numerosas referencias<sup>(64,68-71)</sup>. Como ya se dijo, en los trabajos citados estas leyes fueron obtenidas asumiendo que el transporte de energía se efectúa por conducción térmica clásica, lo cual conduce a valores de  $z_{cr}$  mucho mayores que los encontrados en este trabajo. Por lo tanto las condiciones de estacionariedad son también más exigentes que en nuestro caso. Esto tiene particular interés con respecto a los resultados experimentales de la Ref. 70, donde fue verificada la Ec. (IV-56) para tres diferentes longitudes de onda y con distintas intensidades del flujo láser. En dicho experimento se utilizaron pulsos láser cuya duración variaba entre 0.06 ns y 2.5 ns, los cuales son incompatibles con las condiciones de estacionariedad requeridas para obtener la Ec. (IV-56) a partir de un modelo con transporte por

conducción térmica clásica. En cambio, los muy inferiores valores de  $z_{cr}$  que da la Ec. (IV-54) concuerdan con el establecimiento de una situación estacionaria a pesar de la brevedad de los pulsos empleados en el experimento que nos ocupa.

Los resultados expuestos en la sección IV.3, son particularmente aplicables en los experimentos realizados con láseres de  $CO_2$ . Todos los resultados que hemos encontrado, dentro del régimen de validez del modelo ( $10^{11} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ), muestran un excelente acuerdo con el mismo. En la Fig. 5-1a se presentan las mediciones de energía de iones por tiempo de vuelo (puntos) extraídos de las Refs. 44 y 67. Los resultados son ajustados con un factor de absorción  $\beta \approx 0.09$ . Los puntos de la Fig. 5-1b<sup>(44,67)</sup> representan la temperatura de los electrones fríos medida por rayos X.

En la Fig. 5-2 se han resumido datos de temperatura medidos por el método mencionado, extraídos de las Refs. 43, 44, 48, 65 y 67 y los hemos comparado con las predicciones de la sección IV.3. Dado que dichos resultados provienen de experimentos con distintos valores de  $r_s$ , A y Z, hemos representado  $\theta_{cr}(Z+1)/A^{1/2} Z^{2/3} r_s^{1/2}$  en función de  $1/r_s^{3/4}$ . Las dos curvas teóricas de la Fig. 5-2 corresponden a  $\beta = 0.09$  (la curva superior) y  $\beta = 0.045$  (la inferior). Los valores de  $r_s$ , A y Z correspondientes a la Ref. 48, son algo inciertos, aunque esta incerteza no afecta el acuerdo observado en la tendencia general.

En la Fig. 5-3 se representa la magnitud  $z_{cr}/r_s$  en función de  $1/r_s^{3/4}$ , con el fin de condensar las predicciones de la Ec. (IV-55) mediante una única curva, que se compara con los pocos datos de  $z_{cr}$  disponibles hasta el presente, en la literatura.



$I$  ( $\frac{W}{cm^2}$ )

FIG. 5-1

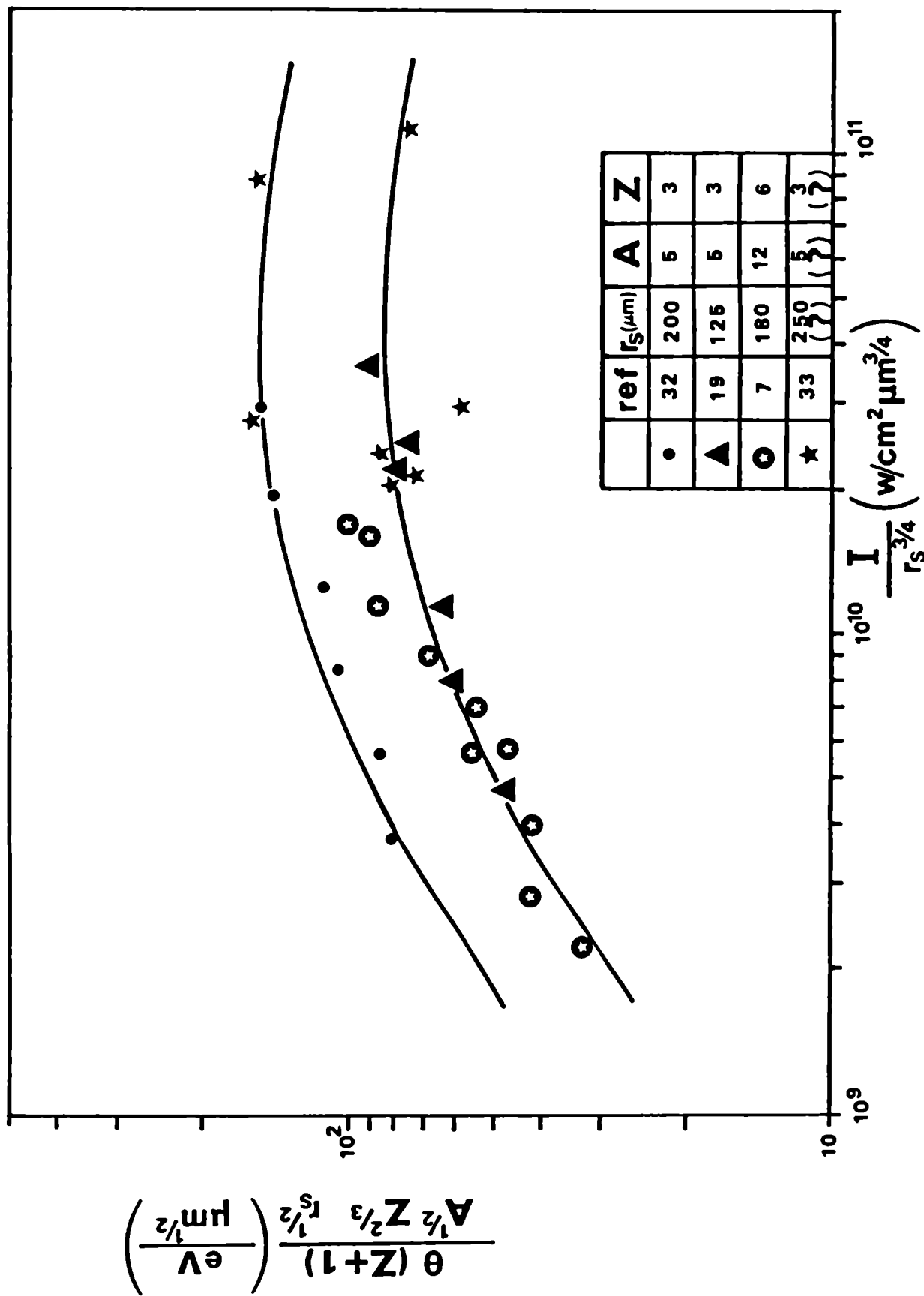


FIG. 5-2

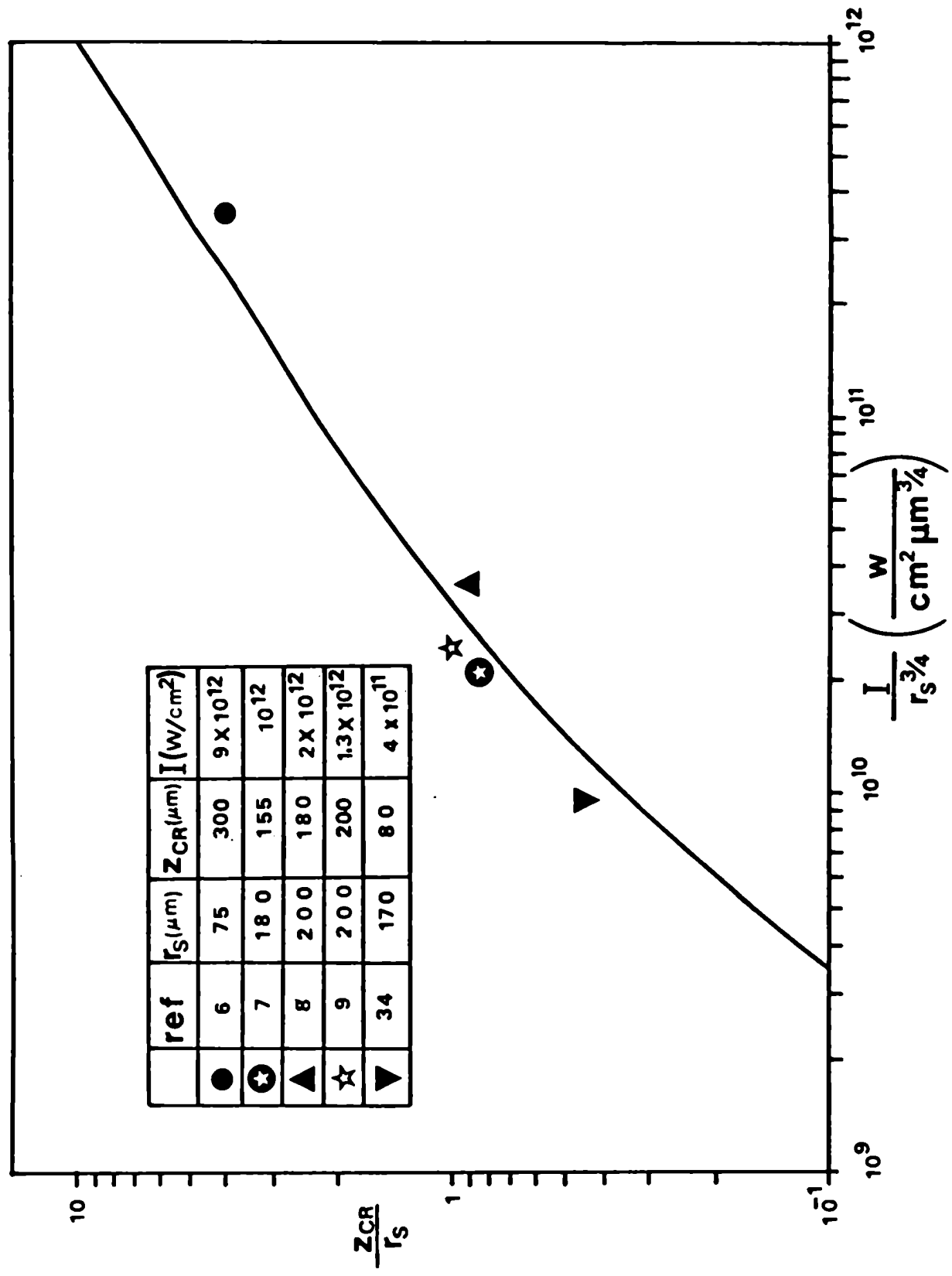


FIG. 5-3

Recientemente se han publicado resultados<sup>(71)</sup> de un experimento con  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ ,  $0.53 \mu\text{m}$  y  $1.06 \mu\text{m}$ . Específicamente, se determinó la tasa de ablación  $\dot{m}$  en función de  $I$  dentro del rango de validez del modelo de la sección IV.3. Para cada valor de  $\lambda$ , la potencia total se mantuvo aproximadamente constante y el valor de  $I$  fue variado cambiando el radio  $r_s$  de la mancha focal. En los casos de  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$  y  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ,  $r_s$  resulta siempre mayor que  $z_{cr}$  dado por la Ec. (IV-54) (fue  $r_s \geq 25 \mu\text{m}$  y  $r_s \geq 20 \mu\text{m}$  respectivamente), y, efectivamente, los resultados concuerdan muy bien con la Ec. (IV-56). Por el contrario, en el caso  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $z_{cr}$  llega a ser del orden o aún mayor que  $r_s$ , de modo que el efecto de las dimensiones finitas de la mancha focal se pone de manifiesto. En la Fig. 5-4, hemos representado  $\dot{m}$  en función de  $I$  de acuerdo con las predicciones del modelo, para los parámetros del experimento de la Ref. 71 ( $W_L = 4 \times 10^{10}$  Watts,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) y  $\beta = 0.8$  (un valor razonable para  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ),  $Z = 7$  ( $A = 27$ ). Para construir la curva hemos tenido en cuenta que  $I$  fue variado cambiando  $r_s$ , de modo que se cumple la relación  $r_s = (W_L/\pi I)^{1/2}$  con  $W_L = \text{const.}$

## V.2 Conclusiones del presente capítulo

Los resultados experimentales muestran que, en el régimen que estamos considerando, el modelo de la sección IV-3 describe razonablemente bien las propiedades de la corona. Si bien el modelo desarrollado contiene fuertes simplificaciones, necesarias para otorgarle carácter analítico, el acuerdo con los experimentos permite inferir que los principales mecanismos físicos han sido, sin embargo, correctamente identificados. Puede, entonces, deducirse que el análogo modelo de la sección IV.2, describirá con similar aproximación el comportamiento de situaciones con simetría esférica, tales como las que se requieren en los experimentos más avanzados de implosión de blancos.

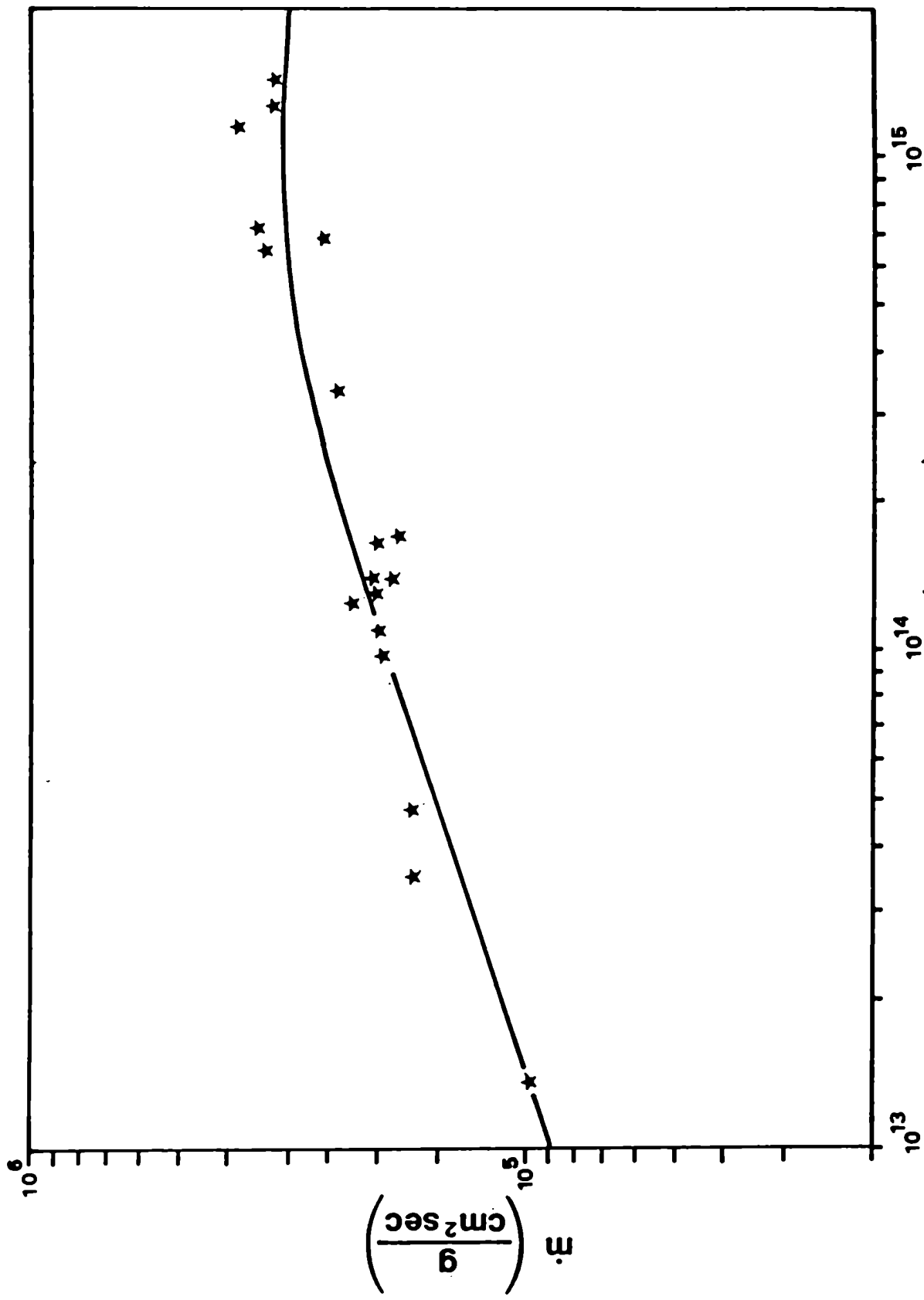


FIG. 5-4



CAPITULO VI

CONCLUSIONES

## VI CONCLUSIONES

### VI.1 Utilidad de los láseres con distintas longitudes de onda para la fusión por confinamiento inercial

En este capítulo nos proponemos comparar las potencialidades de los láseres con distintas longitudes de onda para la fusión por confinamiento inercial, tomando como parámetro de mérito la presión de ablación que es posible generar con cada uno de ellos.

En el régimen donde es aplicable el modelo de corona transparente, se ha intentado establecer, mediante códigos de simulación, las condiciones óptimas para producir la fusión por confinamiento inercial. Dichas condiciones dependen en general, de las características del blanco a utilizar. En la actualidad, podemos distinguir dos propuestas bien definidas:

- a) blancos delgados
- b) blancos gruesos

Los llamados "blancos delgados"<sup>(72)</sup>, están conformados por una cáscara, generalmente de vidrio, de radio  $r_p$  de aproximadamente 1 cm y cuyo espesor  $\Delta r_p$  oscila entre  $10^{-1}$  y  $10^{-2}$  cm. El combustible puede encontrarse en estado sólido, depositado sobre la cara interna de la cáscara, o en estado gaseoso, ocupando el volumen interior; en todo caso la masa combustible es una pequeña fracción ( $\leq 10^{-1} \div 10^{-2}$ ) de la masa total. En este tipo de blancos, el tiempo de aceleración de la cáscara por ablación es mucho menor que el tiempo total de duración de la implosión. De este modo, la compresión del combustible se produce gracias a la energía acumulada por la inercia de la cáscara y, por lo tanto, la aceleración

no depende de la particular conformación del pulso, sino de sus características medias. De acuerdo con los resultados de los códigos de simulación, es posible lograr un factor 1000 de ganancia de energía por fusión, respecto de la energía del pulso láser, irradiando un blanco de  $r_p = 10^4 \mu\text{m}$  ( $\Delta r_p = 100 \mu\text{m}$ ), el cual contiene una masa de  $10^{-2}$  gr de DT sólido, con un pulso láser de  $I = 10^{12} \text{ W/cm}^2$  ( $10^6 \text{ J}$ ,  $100 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ).

Los "blancos gruesos"<sup>(73)</sup> están constituidos por una burbuja de combustible en estado gaseoso, rodeada por una gruesa corteza de material liviano (carbono, polietileno, etc.). La masa de combustible es una fracción muy pequeña de la masa total ( $\leq 10^{-4}$ ) y la compresión es producida por la inercia de la gruesa corteza externa acelerada por el paso de una onda de choque convergente. También en este caso solo interesan los parámetros medios del pulso láser, cuya duración debe ser menor que el tiempo de tránsito de la onda de choque; ello se debe a conocidas propiedades de las ondas de choque convergentes<sup>(73)</sup>. Una de las principales ventajas de este tipo de blancos, es su insensibilidad con respecto a las inestabilidades de Rayleigh-Taylor durante la mayor parte de su evolución. De acuerdo con cálculos numéricos todavía incompletos, se estima posible obtener una energía 100 veces mayor que la del pulso láser, irradiando una esfera de carbono de  $2400 \mu\text{m}$  de radio ( $r_p$ ) con una burbuja central de  $480 \mu\text{m}$  de radio llena de DT a 100 atm, empleando un pulso láser de  $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  ( $10^6 \text{ J}$ ,  $10 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ).

Hasta el presente, no existen datos similares en el régimen de corona sostenida por electrones supratérmicos, que establezcan las condiciones necesarias para producir, con láseres de  $\text{CO}_2$ , situaciones con ganancias de energía como las mencionadas. De modo que, a fin de comparar "prima facie" las capaci-

ciudades de los láseres de  $\text{CO}_2$  con las de Nd, es razonable tomar como parámetro la presión de ablación. Es decir, se considerará posible lograr, con un láser de  $\text{CO}_2$ , la misma situación obtenida con uno de Nd, si la presión de ablación es, en ambos casos, la misma. De acuerdo con las Ec. (II-6) y IV-39), la presión para cada uno de los casos mencionados está dada por:

$$P_{CT} \approx 4.1 \times 10^{-10} \beta^{7/9} A^{7/18} Z^{-1/3} (Z+1)^{-1/6} I_0^{7/9} \lambda^{-2/9} r_p^{-1/9} \text{ Mbar}$$

$$P_{CS} \approx 7.8 \times 10^{-8} \beta^{2/3} A Z^{-1} I_0^{14/27} \lambda^{-32/27} r_p^{1/9} \text{ Mbar}$$

( $[I_0] = \text{W/cm}^2$ ,  $[\lambda] = [r_p] = \mu\text{m}$ ), donde  $I_0 = W_L/4\pi r_p^2$  y, los índices "CT" y "CS", se refieren a los regímenes de corona transparente y de corona sostenida por electrones supratérmicos respectivamente.

En la Fig. 6-1 hemos representado  $p_{CT}$  para  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  ( $\beta = 0.9$ ) y  $p_{CS}$  para  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  ( $\beta = 0.1$ ), para la situación correspondiente a blancos delgados ( $r_p = 10^4 \mu\text{m}$ ,  $A = 2.5$  y  $Z = 1$ ). Se desprende que, para alcanzar la presión generada por un láser de Nd con  $I_0 = 10^{12} \text{W/cm}^2$  sobre el blanco, se necesitaría un láser de  $\text{CO}_2$  de potencia aproximadamente 300 veces mayor, con lo cual se obtendría un factor de ganancia de solo 3. La situación es aún más desfavorable para láseres de  $\text{CO}_2$  en el caso de esquemas que exigen más altas intensidades, como el de los blancos gruesos.

Estos resultados, si bien muy preliminares pues la optimización de la ganancia, que es en definitiva el parámetro relevante, podría conducir a presiones de ablación distintas en ambos casos, sustentan la difusa opinión que, bajo los actuales conceptos, los láseres con menos longitud de onda ( $\lambda \leq 1 \mu\text{m}$ ) serían los más convenientes para la fusión por confinamiento inercial. Sin

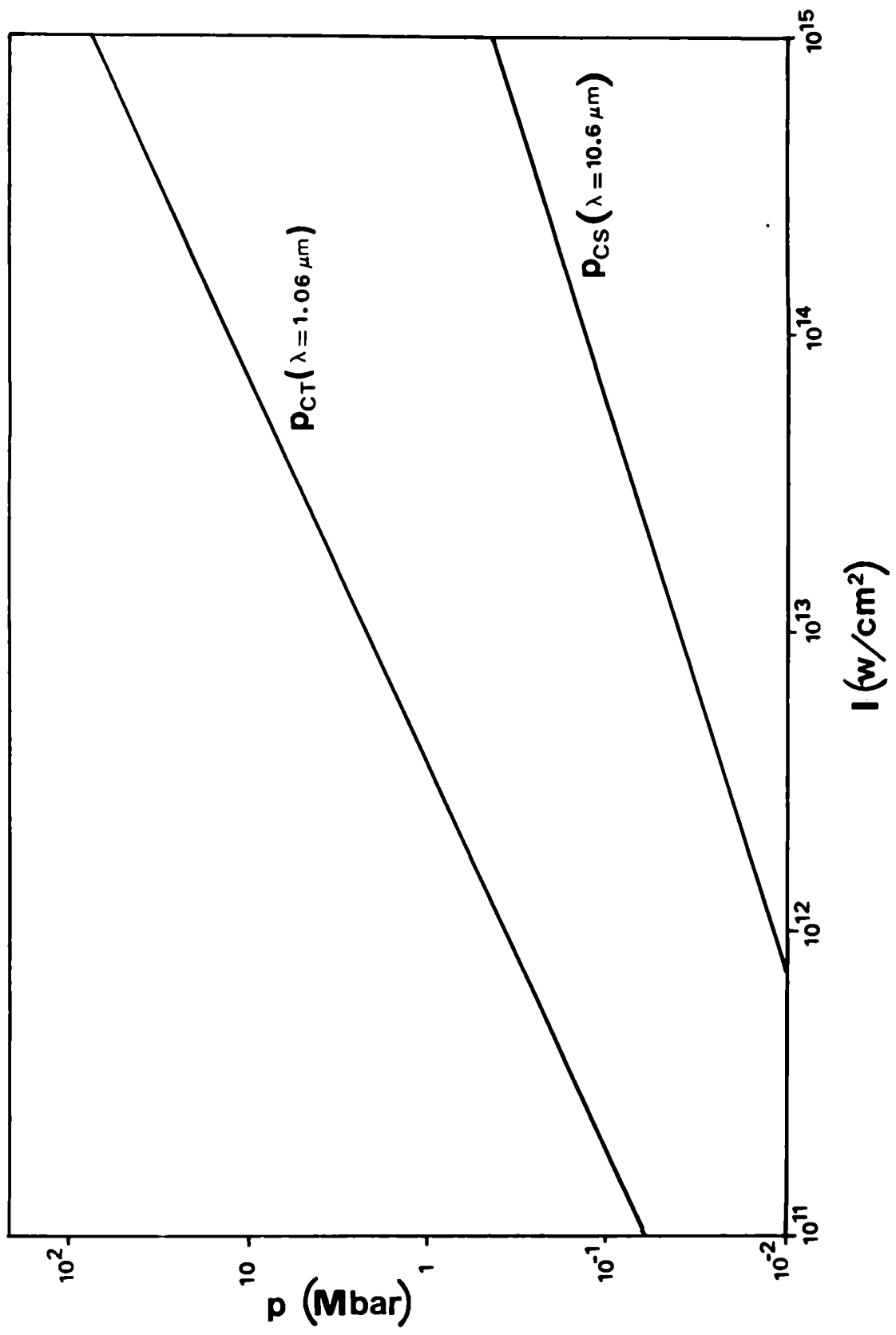


FIG. 6-1

embargo, no es improbable el desarrollo de nuevos conceptos que permitan el aprovechamiento de los láseres de  $\text{CO}_2$ , para extraer así beneficio de los aspectos ventajosos que estos presentan, a saber una eficiencia entre 10 y 100 veces mayor respecto a la de los láseres de Nd y la naturaleza gaseosa del medio activo.

Importantes márgenes de mejora podrían surgir de:

a) Un incremento substancial del factor  $\beta$ , sobre cuya factibilidad no es posible aún pronunciarse pues el proceso de absorción de la luz en el régimen de largas longitudes de onda dista de ser aclarado.

b) Un diseño "ad hoc" de los blancos, que, por ejemplo, exaspere ciertas características del comportamiento de los blancos de cáscara delgada, permitiendo la transferencia de una importante cantidad de energía cinética a la cáscara dentro de un rango de presiones de ablación relativamente bajas.

Quedando, entonces, en claro, que lo ideal sería disponer de un láser de corta longitud de onda dotado de las ventajas de los láseres de  $\text{CO}_2$ , la comparación de éstos con los de Nd no es totalmente desfavorable, pues la diferencia de eficiencia intrínseca compensa en buena parte el menor acoplamiento con el blanco y queda un margen de mejora que, de ser aprovechable podría invertir la situación.

No puede quedar duda, finalmente, sobre la conveniencia de profundizar los estudios teóricos y experimentales relativos a las largas longitudes de onda, pues el empleo de los láseres de  $\text{CO}_2$  permite alcanzar fácilmente el régimen de corona sustentada por electrones supratérmicos, que muy probablemente será de interés para la fusión por confinamiento inercial aunque, en definitiva, se usaran otros tipos de láser.

*Paris*

*Asulofact*

REFERENCIAS

## REFERENCIAS

- (1) A.Caruso, Física delle alte densità di energia; Ac.Press, N.York p.353 (1971).
- (2) J.J.Duderstadt y G.A.Moses, Inertial Confinement Fusion, Ed. J.Wiley and Sons, N.Y. (1982).
- (3) A.Caruso y R.Gratton. Plasma Physics 10, 867 (1968).
- (4) W.H.Manheimer, D.G.Colombant y B.H.Ripin; Phys.Rev.Lett. 38, 1135 (1977).
- (5) W.H.Manheimer, Phys.Fluids 20, 265 (1977).
- (6) J.R.Albritton, Phys.Rev.Lett., 50, 2078 (1983).
- (7) R.Gratton y A.R.Piriz, Plasma Phys., 25, 1009 (1983).
- (8) R.Gratton y A.R.Piriz, Revista Brasileira de Física, Vol. esp. N°2, 504 (1981).
- (9) N.G.Basov, V.A.Gribkov, O.N.Krokhin y G.V.Sklizkov, Sov.Phys. JETP, 27, 575 (1968).
- (10) P.Mulser y S.Witkowski, Phys.Lett. 28A, 151 (1968).
- (11) P.Mulser y S.Witkowski, Phys.Lett., 28A, 703 (1974).
- (12) R.E.Kidder, Nuclear Fusion 14, 797 (1974).
- (13) M.J.Herbst y J.Grun, Phys.Fluids 24, 1917 (1981).
- (14) R.Gratton; "Aspectos teóricos de la fusión en medios hiperdensos"; Cap. II, Inf. Int. L.F.P. (FCEN, UBA) (1975).
- (15) O.N.Krokhin, "Física delle alte densità di energia"; Ac.Press, N.York, p.279 (1971).



- (16) A.Caruso, Rep.Int. 77.23/p (Frascati, CNENO (1977)).
- (17) C.E.Max, C.F.McKee y W.C.Mead, Phys.Fluids 23, 1620 (1980).
- (18) L.L.Cowie y C.F.McKee, Astrophys.J. 211, 135 (1977).
- (19) W.M.Manheimer, D.Colombant y R.Flyn, Phys.Fluids 19, 1354 (1976).
- (20) W.M.Manheimer, Phys.Fluids 20, 265 (1977).
- (21) T.P.Hughes, "Plasma and Laser Light", J.Wiley, N.York, Cap. 8, págs. 363-387 (1975).
- (22) K.Buchl, J.Appl.Phys. 43, 1032 (1972).
- (23) K.Dick, H.Pépin, J.Martineau, K.Parbhakar y A.Thibaudeau, J.Appl. Phys. 44, 3284 (1973).
- (24) J.Grun, R.Decoste, B.H.Ripin y J.Gadner, Appl.Phys.Letts. 39, 545 (1981).
- (25) W.M.Manheimer, D.G.Colombant y J.H.Gadner, Phys.Fluids 25, 1644 (1982).
- (26) J.Grun, S.P.Obenschain, B.H.Ripin, R.R.Whitlock, E.A.McLenan, J.Gardner, M.J.Herbst y J.A.Stamper, Phys.Fluids 26, 588 (1983).
- (27) C.Yamanaka, Proc. of the Japan - U.S.Seminar on theory and application of multiply-ionized plasmas produced by laser and particle beams (nara, Japan, May 3-7, 1982).
- (28) P.P.Volosevich y U.B.Rozanov, JETP Lett. 33, 17 (1981).
- (29) N.A.Ebrahim, C.Joshi, D.M.Villeneuve, N.H.Burnett y M.Rostaing, Opt. Comm. 12, 307 (1974).
- (30) D.W.Foslund, J.M.Kíndel y K.Lee, Phys.Fluids 39, 284 (1977).

- (31) S.J.Gitomer y D.B.Henderson, Phys.Fluids 22, 364 (1979).
- (32) D.W.Forslund, J.M.Kindel y K.Lee, Phys.Rev.Lett. 39, 284 (1977).
- (33) G.D.Enright, M.C.Richardson y N.H.Burnett, J.Appl.Phys. 50, 3909 (1979).
- (34) H.Nishimura, M.Azechi, K.Yamada, A.Tamura, Y.Inada, F.Matsuoka, Y.Susuki, S.Nakai y C.Yamanaka, Phys.Rev.A, 23, 2011 (1981).
- (35) T.Yabe, K.Mima, K.Yoshikawa, H.Takabe y H.Hamano, Nuclear Fusion 21, 803 (1981).
- (36) R.Gratton y A.R.Piriz (a ser publicado).  
R.Gratton y A.R.Piriz, Reunión Nacional de Física 1983 (Tucumán, 14-18 Nov. 1983) P2/5.
- (37) R.J.Mason, Phys.Rev.Lett., 47, 652 (1981).
- (38) P.B.Parks, R.J.Turnbull y C.A.Foster, Nuclear Fusion 17, 539 (1977).  
P.B.Parks y R.J.Turnbull, Phys.Fluids 21, 1735 (1978).
- (39) R.E.Kidder, Nuclear Fusion 14, 797 (1974).
- (40) B.Bezzerides, D.W.Forslund y E.I.Lindman, Phys.Fluids 21, 2179 (1978).
- (41) D.Mitrovich, Phys.Fluids, 24, 2159 (1981).
- (42) J.R.Albritton y A.B.Langdon, Phys.Rev.Lett. 45, 1794 (1980).
- (43) E.Fabre, C.Popovics y C.Stenz, Proc. 7th Conf. on Contr.Nuclear Fusion and Plasma Physics Research, Laussane, V.1, pag. 80 (1975).
- (44) C.Stenz, C.Popovics, E.Fabre, J.Virmont, A.Poquerusse y C.Garban, Le Journal de Physique 38, 761 (1977).
- (45) G.D.Enright, M.C.Richardson y N.H.Burnett, J.Appl.Phys. 50, 3909 (1979).

- (46) H.Pépin, F.Martin, B.Grek, T.W.Johnston, J.C.Kieffer y G.Mitchel, J.Appl.Phys. 50, 6784 (1979).
- (47) D.G.Colombant y W.M.Manheimer, J.Appl.Phys. 51, 6120 (1980).
- (48) C.Yamanka, S.Nakai, Y.Kato, T.Sasaki y T.Mochizuki, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Edit. por H.J.Schwarz, M.Mora, M.Lubin y B.Yaakobi (Plenum, New York, 1981), Vol 5, p.541.
- (49) S.Sakabe, T.Mochizuki, T.Yabe, K.Mima y C.Yamanaka, Phys.Rev.A 26, 2159 (1982).
- (50) T.P.Donelson, M.Hubbard y I.J.Spalding, Phys.Rev.Lett. 37, 1348 (1976).
- (51) J.L.Lachambre y C.R.Neufeld, Phys.Fluids 24, 2336 (1981).
- (52) R.E.Beverly, Phys.Lett. 44A, 321 (1973).
- (53) J.Martineau, S.Repoux, M.Raveau, G.Nierat y M.Rostaing, Optics Comm. 12, 307 (1974).
- (54) N.A.Krall y A.W.Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, Cap. 6, pag. 308 (1973).
- (55) J.L.Lachambre y C.R.Neufeld, Phys.Fluids 24, 2336 (1981).
- (56) W.M.Manheimer, D.G.Colombant y J.H.Gardner, Phys.Fluids 25, 1644 (1982).
- (57) J.C.Kieffer, H.Pépin, F.Martin, P.Church, T.W.Johnston y R.Decoste Phys.Rev.Lett. 44, 1128 (1980).
- (58) R.Decoste, J.C.Kieffer y H.Pépin; Phys.Rev.Lett. 47, 35 (1981).
- (59) J.C.Kieffer, H.Pépin, H.Piché, J.P.Matte, T.W.Johnston, P.Lavigne, F.Martin y R.Decoste, Phys.Rev.Lett. 50, 1054 (1983).

- (60) M.G.Drouet y H.Pépin, *Appl.Phys.Lett.* 28, 426 (1976).
- (61) M.G.Drouet, *Laser Interaction and Related Phenomena*, Ed. H.J.Schwarz y M.Mora (Plenum, New York, 1977) Vol.4B, p.737.
- (62) J.Martineau, S.Repoux, M.Rabeau, G.Nierat y M.Rostain, *Opt.Comm.* 12, 304 (1974).
- (63) R.Decoste, J.C.Kieffer, M.Piché, H.Pépin y P.Lavigne, *Phys.Fluids* 25, 1699 (1982).
- (64) C.Fauguignon y F.Floux, *Phys.Fluids*, 13, 386 (1970).
- (65) A.Montes, M.Hubbard, C.Kler y I.J.Spalding, *Appl.Phys.Lett.* 36 652 (1980).
- (66) S.Nakai, M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, H.Daido, N.Banjyoya, K.Iba y C.Yamanaka, *Phys.Rev.A* 17, 1133 (1978).
- (67) E.Fabre, C.Garban, C.Popovics, A.Porquerusse, C.Stenz y J.Virmont, in *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research* (IAEA, Viena, 1976) paper CN35/G 3-4.
- (68) A.Caruso, A.De Angelis, G.Gatti, R.Gratton y S.Martelucci, *Phys. Lett.A* 35A, 279 (1971).
- (69) B.Ahlborn, M.M.Key y A.R.Bell, *Phys.Fluids* 25, 541 (1982) (ver referencias citadas allí).
- (70) R.Fabbro, E.Fabre, F.Amiranoff, C.Garban-Labaune, J.Virmont, M.Weinfeld y C.E.Max, *Phys.Rev.A* 26, 2289 (1982).
- (71) M.H.Key, W.T.Toner, T.J.Goldsack, J.D.Kilkenny, S.A.Veats, P.F.Cunningham y C.I.S.Lewis, *Phys.Fluids* 26, 2011 (1983).
- (72) Y.U.Afanaslev et al., *JETP Letters* 21, 68 (1975).
- (73) V.A.Pais, Tesis Doctoral (UNBA-FCEN) (1982).

AGRADECIMIENTOS

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento:

Al Director del trabajo, Dr. Roberto Gratton, quién propuso el tema que luego se materializaría en esta tesis, por sus valiosas enseñanzas y por la continúa atención que me brindó.

Al Dr. Jorge Pouzo, con quién me inicié en la Física del Plasma, por su constante aliento e interés por mi trabajo.

A las autoridades de la FCE (UNCPBA), por el apoyo prestado desde mi incorporación a la misma.

Al personal de la Biblioteca de la FCE (UNCPBA) y de la Hemeroteca de Física de la FCEN (UBA) por su diligencia en la prestación de la mayor parte de la bibliografía utilizada.

A mi esposa, Cristina, por su paciencia y comprensión durante las largas horas que, estando en mi hogar, dedicaba al estudio y al trabajo.