

Tesis de Posgrado

Implosiones de microesferas constituídas por una burbuja fusil rodeada por un manto denso

Szapiro, Benito Teodoro

1985

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. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Szapiro, Benito Teodoro. (1985). Implosiones de microesferas constituídas por una burbuja fusil rodeada por un manto denso. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1891_Szapiro.pdf

Cita tipo Chicago:

Szapiro, Benito Teodoro. "Implosiones de microesferas constituídas por una burbuja fusil rodeada por un manto denso". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1985.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1891_Szapiro.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

TEMA DE TESIS

IMPLOSIONES DE MICROESFERAS CONSTITUIDAS POR
UNA BURBUJA FUSIL RODEADA POR UN MANTO DENSO

Autor: Lic. Benito Teodoro Szapiro

Director: Dr. Roberto Gratton

Tesis presentada para optar por el título de Doctor en Física

- 1985 -

420 (Nº 1701)

1891
ej. 2

INDICE

	Página
<u>CAPITULO I</u>	
<u>INTRODUCCION</u>	1
CAPITULO II	
<u>LA FUSION POR CONFINAMIENTO INERCIAL</u>	12
II.1 Reacciones termonucleares. Balance de energía en un reactor.	12
II.2 Ganancia y energía del conductor para blancos homogéneos.	15
II.3 Blancos no homogéneos. Ignitor Central.	19
II.4 Evaluación de la fracción de quemado.	23
CAPITULO III	
<u>LA GENERACION DEL IGNITOR EN UN BLANCO GRUESO</u>	32
III.1 Introducción.	32
III.2 Modelo analítico simplificado de la evolución fluidodinámica.	33
III.3 Resultados numéricos.	50
CAPITULO IV	
<u>BLANCOS GRUESOS CON CASCARA DETONANTE</u>	60
IV.1 Introducción.	60
IV.2 Condiciones para la propagación del quemado.	61
IV.3 Propagación del quemado y ganancias alcanzables.	66

	Página
APENDICE	75
<u>TRATAMIENTO DE LA DEPOSICION DE LA ENERGIA DE LAS</u> <u>PARTICULAS ALFA</u>	75
CAPITULO V	
<u>CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS</u>	91
AGRADECIMIENTOS	96
REFERENCIAS	97

CAPITULO I

INTRODUCCION

I. INTRODUCCION

En los primeros años del próximo siglo, la disminución de las reservas de combustibles fósiles y físisles agudizará la necesidad de recurrir a nuevas fuentes de energía prácticamente inextinguibles, que cumplan, además, con obvios requisitos de seguridad y respeto del medio ambiente.

Existe general concordancia sobre cuáles podrán ser las fuentes relevantes a nivel mundial: sistemas reproductores de fisión, energía solar y energía de fusión. De las tres, indudablemente la fusión nuclear es la que se encuentra en una fase más retrasada de su desarrollo. Sin embargo, sus atractivos son tan grandes que los estudios en curso para hacerla utilizable constituyen uno de los mayores esfuerzos científico-técnicos emprendidos por la humanidad en pos de un objetivo preestablecido.

La factibilidad científica de la fusión nuclear controlada se da prácticamente por asegurada en los sistemas de fusión por confinamiento magnético, y se prevé que lo mismo sucederá en los sistemas de fusión por confinamiento inercial (FCI), en los próximos años de esta década, sin exclusión de que otros sistemas, por ejemplo los fundados en descargas eléctricas rápidas, puedan resultar también de interés.

Sin embargo, el paso a la factibilidad tecnológica, primero, y a la económica, finalmente, depende críticamente de una gran variedad de factores. En el caso del confinamiento inercial, tema en el cual se ubica este trabajo, son, entre otros aspectos claves, la eficiencia de generación del haz incidente (superior al 10%), repetitividad (más de 1 pulso por segundo), vida útil (mayor de 10^8 pulsos, o sea 3 años aproximadamente), costo (inferior a 200 millones de dólares, solo para el sistema conductor), energía (del orden del megajoule),

confiabilidad, etc., donde los valores indicados corresponden a las especificaciones estimadas para un sistema conductor destinado a un reactor de FCI.

En general, se acepta que el dispositivo que debe concentrar la energía sobre el blanco (generalmente esférico) para producir su compresión y calentamiento es el elemento más crítico en la FCI, y que tanto más grande es el factor de ganancia a paridad de energía incidente, tanto más fácil será elaborar sistemas aptos.

Dentro de las actuales incertezas sobre el particular sistema conductor de la implosión más adecuado (por ejemplo, láseres, haces de iones livianos o pesados, haces de electrones), hay coincidencia en que, si se desea mantener el costo de la energía producida dentro de valores competitivos con otras alternativas, los blancos deben entregar ganancias (definidas como la razón G entre la energía termonuclear liberada y la energía del haz incidente) de por lo menos algunas centenas ($G > 100-200$) en sistemas puros, y de algunas decenas ($G > 30$) en el caso de reactores híbridos de fusión-fisión.

Por otra parte, complejos cálculos numéricos y analíticos realizados en el Lawrence Livermore Lab., basados en blancos de cáscaras delgadas y estimaciones prudentes sobre la absorción de energía por el blanco, estabilidad hidrodinámica, energía de ignición, etc., prevén (fig.1.1) factores de multiplicación G superiores a 30 sólo para energías del conductor $E_\lambda > 1$ MJ, alcanzándose $G \approx 200$ para energías $E_\lambda \approx 10$ MJ (Brueckner, 1980). Este rango de parámetros se halla muy por encima del actualmente accesible ($E_\lambda \approx 100$ kJ, $G \ll 10^{-1}$).

Existen varias propuestas de blancos de alta ganancia ($G \geq 100$) en la literatura, aunque debe destacarse, de antemano, que gran parte de las investigaciones en materia de diseño de blancos realizados en los países avanzados permanece clasificada.

Históricamente, el primer esquema de alta ganancia fue propuesta en 1972 por Nuckolls et al. (ver Refer.). Consistía (ver fig.1.2a) en utilizar un pulso láser programado temporalmente de modo que su intensidad creciera lentamente durante algunos nanosegundos, para obtener la compresión isoentrópica del combustible (depositado en la pared interior de una esfera hueca) hasta muy altas densidades ($\rho \approx 10^4 \rho_s$, donde $\rho_s \approx .2 \text{ g cm}^{-3}$ es la densidad del D-T sólido), mientras que la mitad restante de la energía láser debía depositarse en los últimos 100 ps del pulso, para que la onda de choque así generada produjera la ignición central. La energía de ignición era del orden de 1 kJ, y las ganancias predichas menores que 100, debido a que inevitablemente la energía era depositada en las capas externas del combustible en la última fase.

Sin embargo, el empleo de irradiancias muy altas ($I > 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$) asociadas a la conformación temporal del pulso es muy nociva para la eficaz absorción de la energía, por el pobre acoplamiento láser-blanco originado en la aparición de efectos anómalos como retrodispersión Brillouin estimulada e inhibición del transporte, y por la generación en este régimen de absorción no clásico de electrones supratérmicos que precalientan el combustible.

Como consecuencia, este concepto fue desestimado debido esencialmente a que para obtener las altas densidades que reducen la energía de ignición era necesario ingresar en un régimen en que la absorción resultaba imposible. Además, las dificultades prácticas de obtener la conformación temporal deseada no son desdeñables.

Para evitar estos inconvenientes, Afanasiev et al. (ver Refer.) proponen en 1975 el concepto de blancos de cáscaras delgadas (fig.1.2b). En efecto, en estos blancos la irradiación se realiza durante tiempos muy largos ($\sim 50 \text{ ns}$),

de modo que $I \lesssim 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, y la absorción es clásica. La idea es que una cáscara cuya razón de aspecto (radio externo/espesor) es muy grande ($R/\Delta R \approx 60 \div 100$) puede ser acelerada ablativamente hasta velocidades $v \approx 2 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$, generándose en el instante del colapso un punto caliente central rodeado por el resto del combustible frío y comprimido.

Si bien las ganancias predichas eran muy altas ($G \approx 300 \div 1000$), éstas están ligadas a relaciones de aspecto demasiado grandes, que hacen poco realista el concepto. En efecto, la cáscara puede ser muy fácilmente destruida por inestabilidades hidrodinámicas. Asimismo, no está claro que la ignición central pueda efectivamente lograrse, debido a la dificultad de optimizar simultáneamente la eficiencia de la compresión y las condiciones de ignición (Bodner, 1981).

Si, en cambio, se adoptan valores más realistas para la máxima relación de aspecto admisible ($R/\Delta R < 10 \div 20$), queda limitada la densidad final alcanzable ($\rho < 200 \div 400 \text{ g cm}^{-3}$), por lo que es necesaria una elevada energía de ignición (varios centenares de kilojoules), aunque relativamente bajas potencias e intensidades de irradiación. En cambio, no presentan el requisito de una peculiar conformación temporal del pulso.

Se han propuesto más recientemente variantes de este concepto, como el diseño de "cáscara doble" (Lindl, 1977), (fig. 1.2c), orientados a incrementar la velocidad final de la implosión por colisión elástica de cáscaras de masas decrecientes; sin embargo, este método presenta requisitos extremadamente severos sobre la simetría de la irradiación y la uniformidad del blanco, así como la complejidad de su fabricación.

Existen, por otra parte, numerosas propuestas de blancos (por ejemplo, las esferas huecas) destinados a estudiar propiedades de las implosiones, a las

cuales no se les asigna, en principio, potencialidad para ser escalados hacia altas ganancias.

Una variante especialmente interesante es la de los blancos de paredes gruesas (Sweeney et al., 1978; Perkins et al., 1978) (fig.1.3), constituidos por una burbuja fúsil rodeada de una corteza inerte de espesor comparable al radio de aquélla. Estos blancos fueron ideados para experiencias de compresión a relativamente bajas energías, en las cuales se emplearían como conductores haces de electrones o láseres de CO_2 .

En nuestro país, el Dr. Pais (Pais, 1982), inició el estudio de la evolución fluidodinámica de estos blancos mediante códigos de simulación numéricos y elaboraciones analíticas, y puso de relieve las principales ventajas que podrían caracterizarlos: sencillez constructiva; posibilidad de alcanzar altas compresiones; innecesaria conformación temporal del pulso incidente; relajación de los requisitos sobre la uniformidad de la irradiación por la atenuación de las inhomogeneidades en la gruesa corteza; empleo de bajas irradiancias, de modo que la absorción se realiza en el régimen colisional clásico; prevención del precalentamiento de la burbuja por eventuales electrones supratérmicos o rayos X de alta energía; etc.

Por otro lado, en estos estudios no fue posible evaluar la rentabilidad energética de los blancos de paredes gruesas debido a las limitaciones del código numérico disponible. El código no permitía el tratamiento de la evolución termonuclear del combustible, lo cual hubiese exigido incluir la deposición no local de la energía de los productos de fusión.

En el curso del presente trabajo se mostrará que estos blancos, en su diseño original, presentan una limitación fundamental para su extrapolación a altas ganancias. En efecto, la posibilidad de obtener muy altas densidades gra-

cias a los efectos acumulativos e inerciales que actúan durante la implosión, y, por consiguiente, de reducir la energía de ignición sin los inconvenientes de la propuesta de Nuckolls, no alcanza a compensar la grave pérdida de eficiencia en la transferencia de la energía del conductor a la burbuja central, eficiencia que se reduce a valores inferiores a 10^{-3} debido a la presencia de la gruesa corteza. Más precisamente, el quemado de la pequeña masa de combustible calentada hasta alcanzar la temperatura de ignición y comprimida fuertemente ($\rho \approx 10^4 \rho_s$) es muy eficiente, pero la energía termonuclear liberada en este proceso apenas compensa la energía depositada en las capas externas de la corteza que no es aprovechada en la implosión, de modo que las ganancias globales son del orden de la unidad ("breakeven").

La idea central de este trabajo es explorar la posibilidad de un nuevo concepto de blancos, los blancos de cáscara gruesa detonante, en los cuales la corteza está constituida también por material fúsil (por ejemplo, polietileno deuterado-tritiado). Durante la etapa de implosión, la corteza actúa como en el caso precedente, es decir, simplemente como un concentrador de la energía; el posterior proceso de ignición y quemado de la burbuja central puede ahora, sin embargo, calentar las capas adyacentes de la corteza fúsil y dar lugar a la propagación de una onda de quemado termonuclear en ella, con la consiguiente liberación de grandes cantidades de energía.

Este concepto de blanco permitiría alcanzar elevados valores de ganancia (del orden de varios centenares). Cabe destacar que estos resultados podrían lograrse con energías del conductor al alcance de la tecnología actual, y que no existen razones de principio que impidan el empleo de estos blancos para su irradiación con sistemas conductores potencialmente más eficientes, como haces de partículas o esquemas de iluminación indirecta (por ejemplo,

blancos de tipo "cannon-balls" (Azechi, 1981), en los cuales la implosión es conducida por los rayos X generados en la irradiación de la cara interna de una cavidad esférica que lo contiene).

La estructura de este trabajo es la siguiente. En el Capítulo II se reseñan los principios físicos básicos de la fusión por confinamiento inercial; se estiman en especial las ganancias posibles mediante combustibles homogéneos y las ventajas de la generación de un ignitor central.

En el Capítulo III se discuten las principales relaciones analíticas que se verifican en los blancos de paredes gruesas, las cuales permiten calcular los parámetros termodinámicos en el instante de máxima compresión y se analiza su correspondencia con los resultados del código numérico unidimensional lagrangiano empleado. El objetivo es determinar cuánta energía es posible concentrar en la burbuja central de D-T como resultado de la acción combinada de la implosión y del quemado termonuclear.

En el Capítulo IV se muestra que la burbuja central de un blanco de corteza gruesa fúsil puede iniciar, en determinadas condiciones, la propagación de una onda de quemado termonuclear en ésta, permitiendo así obtener grandes ganancias de energía.

Por último en el Capítulo V se analizan las perspectivas que el estudio realizado ha abierto sobre el interés de este nuevo concepto de blanco de alta ganancia propuesto, y se examinan los puntos que requerirían una exploración más profunda, con el objeto de evaluar en todos sus detalles sus posibilidades.

A modo de anticipo de las conclusiones a que se arribará en el curso del trabajo es importante resaltar que los blancos de corteza gruesa detonante

propuestos presentarían notorias ventajas respecto de otros conceptos, ya que permitirían alcanzar altas ganancias con requisitos relativamente modestos sobre energía del conductor, uniformidad de irradiación, precisión constructiva, etc.

De este modo, resultaría sumamente útil un estudio exhaustivo de estos blancos a fin de confirmar la factibilidad del concepto y seleccionar los conjuntos de valores de los parámetros de diseño que optimicen la ganancia global.

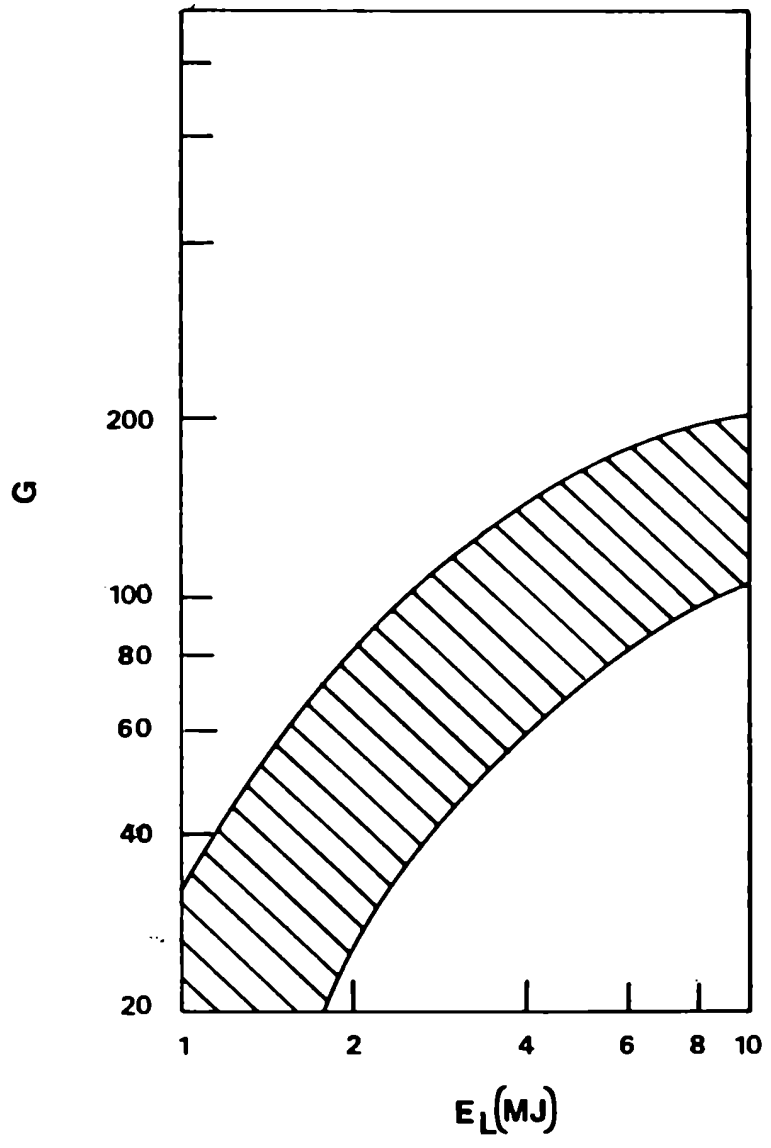


Figura 1.1

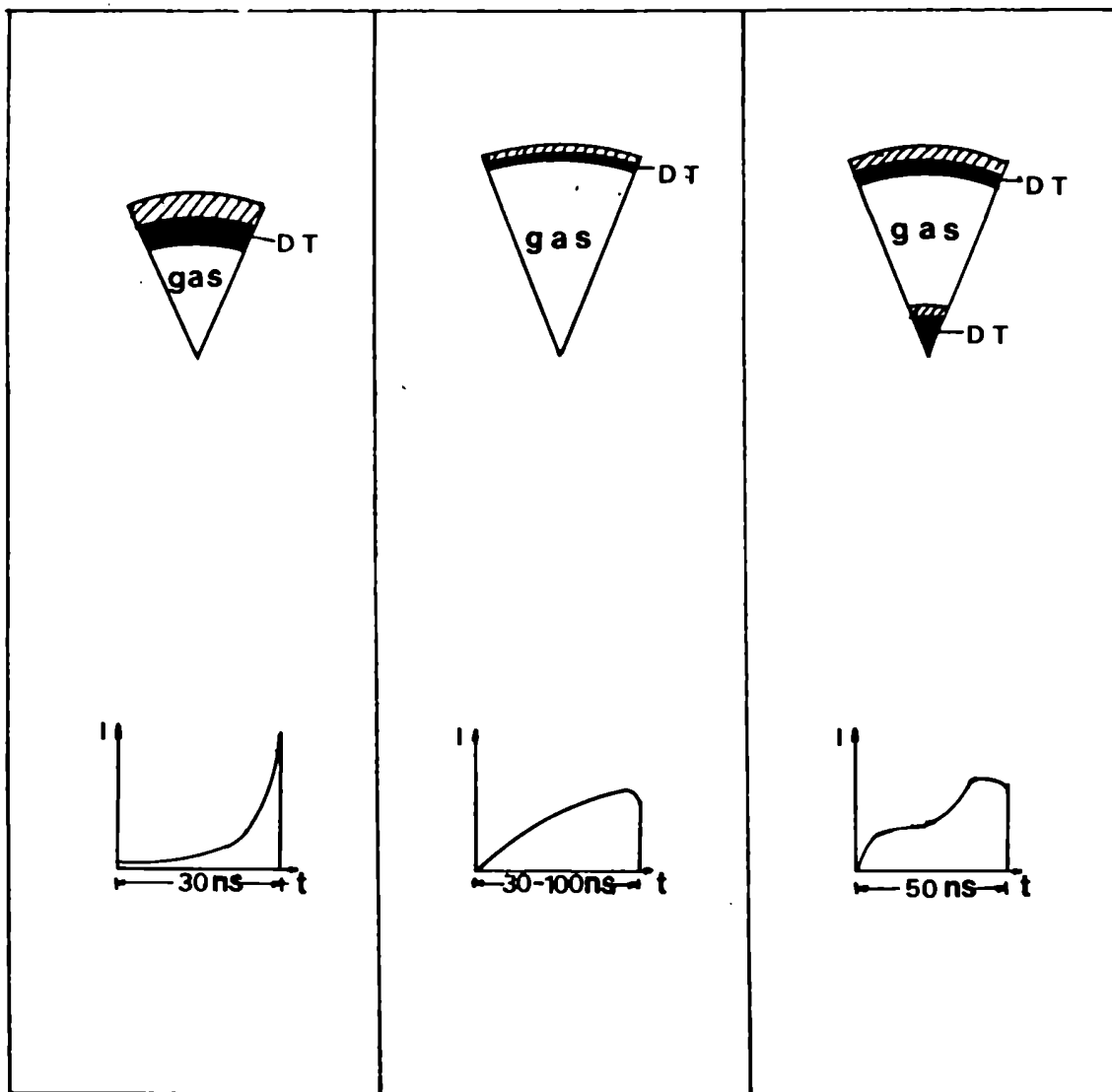


Figura 1.2a)

Figura 1.2b)

Figura 1.2c)

Figura 1.2

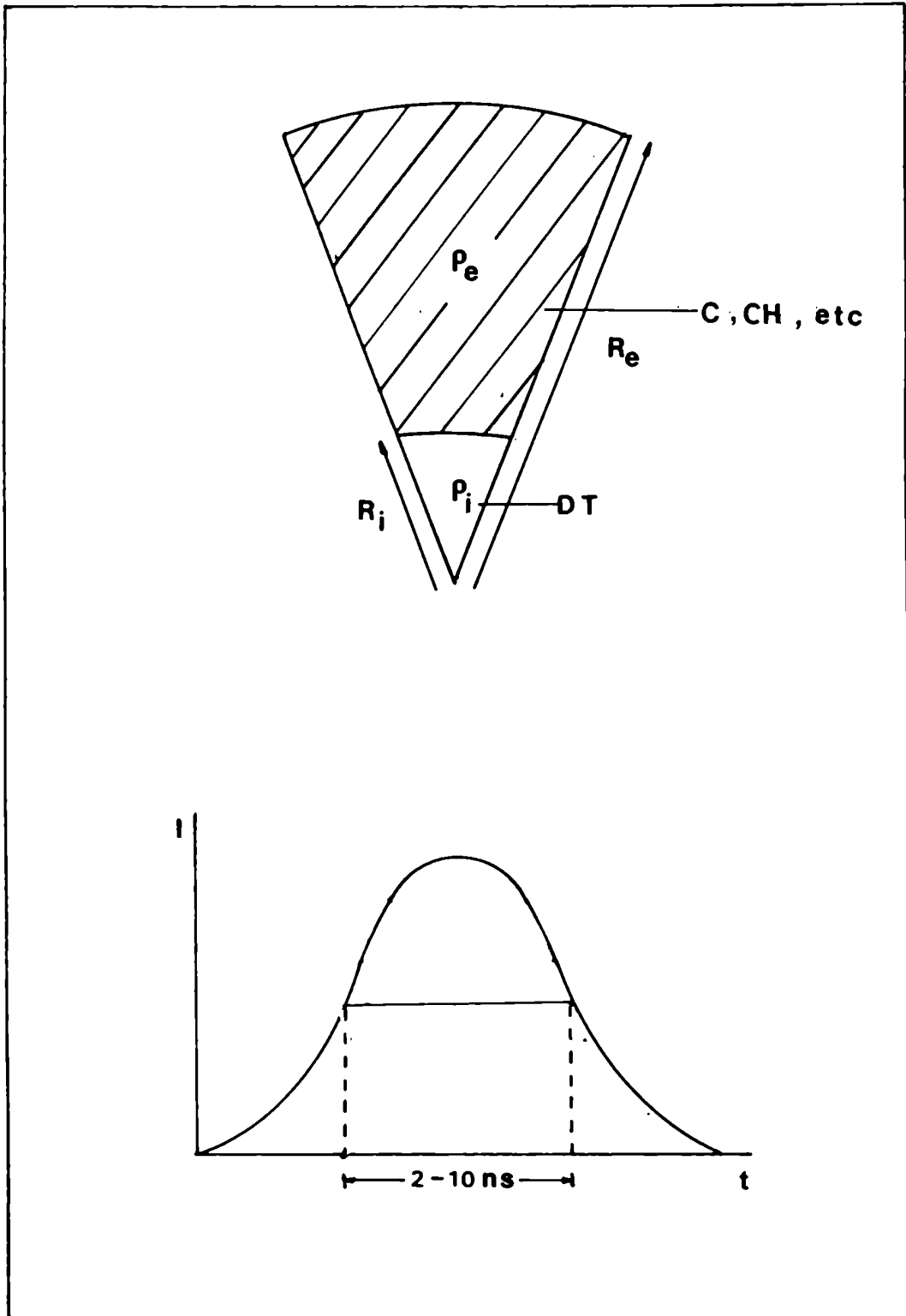


Figura 1.3

CAPITULO II

LA FUSION POR CONFINAMIENTO INERCIAL

II. LA FUSION POR CONFINAMIENTO INERCIAL

II.1 Reacciones termonucleares. Balance de energía en un reactor

El esquema de la fusión por confinamiento inercial como fuente pulsada de energía consiste, a diferencia de los sistemas cuasiestacionarios por confinamiento magnético, en aprovechar las reacciones termonucleares que se producen durante el tiempo en que por inercia perdura comprimido y calentado un medio combustible fúsil.

Las reacciones termonucleares de fusión más significativas para eventuales reactores son:

- 1) $D + T \rightarrow He^4 (3.5 \text{ MeV}) + n(14.1 \text{ MeV})$
- 2) $D + D \rightarrow T (1.01 \text{ MeV}) + p(3.02 \text{ MeV})$
 $D + D \rightarrow He^3 (.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV})$
- 3) $D + He^3 \rightarrow He^4 (3.6 \text{ MeV}) + p(14.7 \text{ MeV})$

Las temperaturas requeridas para que estas reacciones tengan probabilidad apreciable son superiores al keV ($1 \text{ keV} = 1.16 \times 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$), y la materia se encuentra entonces totalmente ionizada, en estado de plasma. En la fig. II.1, se representa la reactividad $\langle \sigma v \rangle$ como función de la temperatura iónica, supuestas distribuciones maxwellianas, para las reacciones mencionadas; puede observarse que para la reacción D-T se tienen las probabilidades más altas, y a las más bajas temperaturas. Ello explica que una mezcla equimolar de Deuterio y Tritio sea el combustible más apto para las primeras fases de la fusión por confinamiento inercial. En la Tabla II.1 se da una útil aproximación "a tramos" de la reactividad del D-T de la forma: $\langle \sigma v \rangle_{DT} = B(T) \cdot T^m(T)$ (Guskov et al., 1976).

Existe en estos sistemas una temperatura crítica, denominada temperatura ideal de ignición, para la cual la energía termonuclear liberada iguala a las diversas pérdidas (radiación de bremsstrahlung, conducción térmica, pérdida de partículas, etc.); si el mecanismo de pérdidas predominante es el radiativo, puede determinarse el valor de la temperatura de ignición en forma independiente de la densidad del medio. Resulta así:

$$T_{\text{ign DT}} \approx 5 \text{ keV}$$

$$T_{\text{ign DD}} \approx 35 \text{ keV}$$

Sin embargo, no es suficiente superar esta temperatura para producir un eficiente quemado del combustible; debe existir además algún mecanismo de realimentación de la energía que tienda a incrementar la temperatura para acrecentar la reactividad. En los sistemas basados en D-T este mecanismo es provisto por la reabsorción parcial de la energía de las partículas alfa generadas, siempre que las dimensiones del combustible sean comparables al rango de aquellas. Cuantitativamente esta condición: $R \geq \lambda_{\alpha}$, conduce a un valor mínimo para el producto densidad por radio. $\rho R > f(T)$, $f(T) \approx \frac{1}{\ln \Lambda} (T_e [\text{keV}])^{3/2} \text{ g cm}^2$, donde el logaritmo coulombiano $\ln \Lambda \approx 5$ (ver Apéndice).

La función $f(T) \sim T^{3/2}$ debe evaluarse a temperaturas cercanas a la de ignición, y resulta un criterio aproximado

$$\rho R \approx .2 \div 1 \text{ g cm}^{-2} \tag{11.1}$$

En cambio, los neutrones (que transportan la mayor parte -80%- de la energía liberada) escapan generalmente del medio, ya que su rango se hace comparable a las dimensiones del sistema para valores de ρR muy elevados ($\rho R > 4 \text{ g cm}^{-2}$).

En este sentido, el sistema opera en forma opuesta al de un reactor de fisión, en el cual los neutrones alimentan la reacción en cadena mientras que los productos cargados escapan transportando la energía.

Un diagrama esquemático del flujo de potencia eléctrico en un reactor de confinamiento inercial (fig.11.2) muestra los principales parámetros que intervienen, y los requisitos sobre la ganancia G que deben proveer las reacciones termonucleares en el blanco.

La compresión y calentamiento del material fúsil se obtiene concentrando sobre un blanco (por lo general esférico) que lo contiene, la energía E_ℓ provista por el sistema denominado "conductor" (láser, haz de partículas, etc.). La cantidad de energía termonuclear liberada E_N determina una ganancia $G (= E_N/E_\ell)$; las partículas y radiación emitidas son convertidas de energía térmica a electricidad con una eficiencia η_{te} , y una fracción f de ésta es reciclada para alimentar al sistema conductor, convirtiéndose en la energía E_ℓ con una eficiencia η_ℓ . Evidentemente, debe verificarse en el ciclo cerrado que:

$$\eta_\ell G \eta_{te} f = 1$$

En la Fig.11.4 se representa la fracción de potencia reciclada f en función del producto $\eta_\ell G$, para dos factores de multiplicación M (1 y 10). Es generalmente aceptado que f no debe superar el 25% para un sistema económicamente viable, y que $\eta_{te} \leq 40\%$.

Se obtiene así la condición:

$$\eta_\ell G \geq 10$$

Si el sistema conductor es un láser, $\eta_\ell \leq 5-10\%$ en el mejor de los casos, y por consiguiente G debe ser mayor que $100 \div 200$.

El eventual empleo de sistemas potencialmente más eficientes, como haces de iones livianos o pesados ($\eta_{\ell} \lesssim 10 - 20\%$), reduciría en un factor del orden de 2 las ganancias requeridas ($G > 50 \div 100$).

Existe la posibilidad de rodear al sistema de fusión con una corteza físil (híbrido fusión-fisión) que puede proporcionar un factor de multiplicación de energía adicional $M \approx 10$, lo que haría aceptable un valor de G del orden de $10 \div 20$.

En conclusión, puede afirmarse que en sistemas de fusión "puros" las ganancias que debe proveer el blanco para compensar la baja eficiencia del sistema conductor deben ser altas ($G \gtrsim 100 \div 200$); sin embargo, debe destacarse que factores socioeconómicos podrían hacer admisibles en el futuro costos de la energía producida algo mayores (es decir, mayores valores de f), relajando parcialmente los requisitos sobre las ganancias.

11.2 Ganancia y energía del conductor para blancos homogéneos

Para calcular la ganancia $G = E_N/E_{\ell}$ provista por determinada configuración del combustible, puede expresarse la energía liberada E_N como

$$E_N = m_i \cdot \epsilon_N \cdot f_q \quad (11.2)$$

donde m_i es la masa de combustible, ϵ_N es la energía termonuclear específica correspondiente al quemado completo y f_q es la fracción de quemado (masa quemada / m_i).

Por otra parte, la energía entregada al combustible es:

$$m_i \cdot \epsilon_T = \eta \cdot E_{\ell} \quad (11.3)$$

donde ϵ_T es la energía específica del combustible antes de la ignición y η es

la eficiencia con que E_ℓ es transferida al combustible (producto de la eficiencia de absorción η_a por la eficiencia hidrodinámica η_h).

En consecuencia, la ganancia de un blanco homogéneo será:

$$G_0 = \eta \cdot f_q \cdot \epsilon_N / \epsilon_T \quad (11.4)$$

que, obviamente, es independiente de m_i , y suele expresarse también, diferenciando los efectos hidrodinámicos de los termonucleares, como:

$$G_0 = \eta G_C ,$$

$$G_C = f_q \cdot \epsilon_N / \epsilon_T ,$$

donde G_C se denomina habitualmente "ganancia del combustible".

Tomando como base la reacción D-T (17.6 MeV por reacción) en una mezcla equimolar, resulta:

$$\epsilon_N = \frac{17.6 \text{ MeV} \cdot 1/2}{\frac{\bar{A}}{Z} m_p} \cong 340 \text{ MJ/mg} \quad (11.5)$$

donde m_p es la masa del protón ($m_p \cong 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$), \bar{A} es el número de masa medio ($\bar{A} = 2.5$) y Z es el número atómico del combustible ($Z = 1$).

Por su parte, el valor de ϵ_T puede estimarse como la suma de la energía térmica ϵ_t y de compresión ϵ_c . Si se supone $T_e = T_i \cong 5 \text{ keV}$ (temperatura de ignición de la mezcla equimolar de D-T) resulta:

$$\epsilon_t = \frac{3/2 k (T_e + T_i)}{\frac{\bar{A}}{Z} m_p} \cong 116 T (\text{keV}) \text{ MJ/g} \cong .58 \text{ MJ/mg}$$

En cuanto a la energía de compresión, para un gas de fermiones, es:

$$\epsilon_c = \alpha \epsilon_F = \alpha \cdot .11 \text{ MJ/g} \cdot (\rho/\rho_s)^{2/3} \quad (11.6)$$

donde α es el parámetro isoentrópico que mide el apartamiento de la degeneración completa ($T=0$), y ρ_s es la densidad de masa del D-T sólido ($\rho_s = .213 \text{ g cm}^{-3}$, correspondiente a una densidad numérica $n_s \cong 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

Puede observarse que, si el combustible es homogéneo, para $T \cong 5 \text{ keV}$ y densidades no muy superiores a $10^4 \rho_s$, resulta $\epsilon_c \ll \epsilon_t$, y en consecuencia

$$\epsilon_T = \epsilon_t + \epsilon_c \cong .58 \text{ MJ/mg} \quad (11.7)$$

Por lo tanto, el cociente $\epsilon_N/\epsilon_T \cong 586$, y resulta

$$G_o = \eta \cdot f_q \cdot 586 \quad (11.8)$$

Los valores de η y f_q dependen fuertemente del esquema de blanco considerado y del detalle de la absorción de la energía E_ℓ , pero sus cotas superiores son, aproximadamente:

$$\eta < 10 \div 15\%$$

$$f_q < 50\%,$$

de modo que

$$G_o \leq 30 \div 45$$

Estas consideraciones muestran que un blanco homogéneo no es capaz de entregar las altas ganancias requeridas, independientemente de la masa de combustible y del grado de compresión que se alcance.

No obstante, es interesante calcular el orden de magnitud de la energía necesaria para llevar un blanco homogéneo a las condiciones adecuadas para su quemado. De la ec. (11.3), resulta

$$E_{\ell \text{ ign}} = \frac{4}{3} \pi \rho R^3 \epsilon_T / \eta = \frac{4}{3} \pi (\rho R)^3 \cdot \frac{\epsilon_T}{\eta} \cdot \frac{1}{\rho^2} \quad (11.9)$$

Como se verá en la siguiente sección, la fracción de quemado f_q queda determinada esencialmente por el valor de ρR , comprendido en el rango dado en la ec. (11.1); en consecuencia, la precedente expresión muestra claramente la ventaja de alcanzar altas densidades (a paridad de ρR) para reducir la energía de ignición. Debido a la fuerte dependencia de E_{ign} con el valor adoptado para el producto ρR , en la fig. 11.3 se representa E_{ign} como función de $\rho^2 \eta$ para dos valores indicativos de ρR : un valor $\rho R \approx 1 \text{ g cm}^{-2}$ es más apropiado si se considera la ignición de combustibles comprimidos homogéneamente, ya que en éstos el objetivo es lograr el mayor quemado posible ($f_q \approx \frac{\rho R}{H_B + \rho R}$, con $H_B \approx 2 \div 10 \text{ g cm}^{-2}$, según se muestra en la sección 11.4); en cambio, valores inferiores de ρR ($\approx .3 \text{ g cm}^{-2}$) son aceptables si se comprime y calienta en forma inhomogénea el combustible, obteniéndose altas ganancias mediante el proceso de propagación del quemado a partir de un ignitor central que reacciona pobremente ($f_q \leq 5\%$).

De la ec. 11.9 puede inferirse que la energía de ignición podría reducirse arbitrariamente si el producto $\rho^2 \eta$ pudiera tomar valores suficientemente grandes. En la práctica, sin embargo, es difícil encontrar situaciones en que $\rho^2 \eta \geq 10^4 \text{ g}^2 \text{ cm}^{-6}$. Obviamente, la solución "ideal" sería incrementar tanto la densidad final ρ como la eficiencia η ; sin embargo, estos objetivos son generalmente contrapuestos. Enefecto, si se desean alcanzar altas densidades ($\rho \approx 10^4 \rho_S$, aún alejadas de la zona de degeneración), es en general necesario recurrir al uso de un grueso material tampón alrededor del combustible que contribuya a su compresión mediante efectos inerciales y de convergencia; su presencia, entonces, reduce inevitablemente la eficiencia η (hasta valores inferiores a 10^{-3}). Por el contrario, sistemas de alta eficiencia ($\eta \approx 10^{-1}$) como, por ejemplo, los blancos de cáscaras delgadas, suelen estar limitados,

debido a las inestabilidades que se desarrollan durante la implosión y a otros efectos, a densidades $\rho \leq 3 \times 10^2 \text{ g cm}^{-3}$.

Puede apreciarse del gráfico 11.3 que la energía mínima necesaria para la ignición en volumen es $E_{\ell \text{ ign}} \approx .1 \div .2 \text{ MJ}$, valores "razonables", al alcance de la tecnología actual. Sin embargo, ambos métodos (alta densidad o alta eficiencia) no son equivalentes en cuanto a la ganancia: en el primer caso ($\eta \leq 10^{-3}$), aún considerando que sean realizables compresiones tan fuertes y que las fracciones de quemado puedan ser elevadas ($f_q > 50\%$), resulta, de acuerdo con la ec.(11.8), $G_0 \leq 1$. Además, el incremento de E_{ℓ} por encima del valor requerido para alcanzar la ignición no tiene más efecto que el de aumentar ligeramente la eficiencia de quemado hasta su límite práctico ($f_q \approx 90\%$, ver Sección 11.4), y por lo tanto no conduce a un importante incremento de G_0 .

Sin embargo, como se verá en el Cap.IV, la energía E_N ($\leq E_{\ell}$) liberada en el quemado de la burbuja central de un blanco de corteza gruesa puede convertir a la burbuja en un ignitor central capaz de iniciar la propagación de una onda de quemado termonuclear en la corteza, si ésta contiene también material fúsil. Este proceso puede dar lugar a importantes ganancias de energía ($G > 600$) e iniciarse mediante valores de E_{ℓ} ($\approx .2 \text{ MJ}$) que serían sensiblemente inferiores a los requeridos para obtener tales ganancias en otros conceptos de blancos.

11.3 Blancos no homogéneos. Ignitor central

De las limitaciones puestas en evidencia en la sección precedente, surge la idea del calentamiento no uniforme del combustible. Esta idea explota el hecho que la energía específica ϵ_c requerida para comprimir la materia en forma

aproximadamente isoentrópica (evitando su precalentamiento) es muy inferior generalmente a la energía térmica específica ϵ_t correspondiente a la ignición, y que es posible generar, en determinadas condiciones, un punto caliente central a partir del cual se produce la propagación del quemado en el resto del combustible frío y comprimido, en lugar de producir la ignición simultánea en todo el volumen como en el caso anterior.

Una forma de realizar en la práctica el concepto de ignición central es a través de una secuencia adecuada de trabajo compresional cuasi-isoentrópico y calentamiento por onda de choque: por ejemplo (Tahir et al., 1983), se irradia un blanco con un "prepulso" de baja intensidad que crea una onda de choque débil; ésta se refleja en el centro generando detrás de sí un perfil de densidad creciente hacia afuera. En ese momento se irradia con el pulso principal, que sube rápidamente a su valor de pico, y una segunda onda de choque, ahora fuerte, es lanzada en el combustible. Esta viaja en el mismo sentido que el gradiente de densidad preexistente, de modo que eleva preferencialmente la temperatura del combustible más interno, formando el punto caliente central. La parte principal del pulso continúa generando una compresión, ahora cuasi-isoentrópica, y al producirse el colapso de la cáscara el combustible es comprimido y calentado adicionalmente por la onda de choque reflejada.

La implosión así programada crea entonces una distribución fuertemente inhomogénea en que se tiene un punto caliente central (temperatura $T_h \cong 5$ keV) a una densidad $\rho_h \cong 200$ g cm⁻³ (con $\rho_h R_h \cong .5$ g cm⁻²) rodeado de la mayor parte del combustible frío ($T_c < .5$ keV) y fuertemente degenerado ($\rho_c \cong 600$ g cm⁻³), de modo que la situación previa a la ignición y propagación del quemado tiende a ser isobárica.

A medida que las partículas alfa son creadas en las reacciones y su

energía es depositada parcialmente en el ignitor, éste eleva su temperatura hasta hacerse transparente a éstas, permitiendo su eficiente absorción en el combustible frío. Este efecto, sumado a la conducción térmica, radiación y movimiento hidrodinámico calienta el combustible y favorece la propagación del quemado en todo el volumen.

Como se verá en los Capítulos III y IV, sin embargo, existen otras formas de obtener el encendido de una onda de quemado que podrían presentar considerables ventajas respecto del método precedente.

En este caso, el cálculo de la ganancia se realiza mediante la expresión:

$$G = \eta \cdot f_q \frac{\epsilon_N}{R_m \epsilon_t + \epsilon_c} = G_o \left(R_m + \frac{\epsilon_c}{\epsilon_t} \right)^{-1}$$

donde $G_o = \eta f_q \epsilon_N / \epsilon_t$ es la ganancia correspondiente a un blanco homogéneo y $R_m = m_h / m$ es la relación entre la masa del ignitor m_h y la masa total de combustible m .

Suponiendo que el combustible ha sido comprimido siguiendo una adiabática en la región de bajas temperaturas (de modo que $\epsilon_c = \alpha \epsilon_F \leq 2 \epsilon_F$) resulta para $\rho_c \approx 600 \text{ g cm}^{-3}$: $\epsilon_c / \epsilon_t = 44 \text{ MJ/g} / 580 \text{ MJ/g} = .076$, y $G = G_o (R_m + .076)^{-1}$.

Aparentemente, entonces, bastaría que R_m fuera suficientemente pequeño para alcanzar altas ganancias (en el caso considerado, para $R_m \rightarrow 0$ es $G \approx G_o \cdot 1.3$). Sin embargo, condiciones sobre la simetría y estabilidad de la implosión imponen limitaciones al grado de convergencia: $R_h / R_o \geq \epsilon \approx 10^{-2}$, ya que de otro modo las exigencias de isotropía de irradiación y uniformidad de la cáscara serán excesivos.

En consecuencia:

$$R_m = \frac{m_h}{m} = \frac{4/3 \pi \rho_n R_h^3}{4 \pi \rho_o R_o^2 \Delta R_o} = \frac{1}{3} \frac{\rho_h}{\rho_o} \left(\frac{R_h}{R_o} \right)^3 \frac{R_o}{\Delta R_o}$$

donde R_o es el radio inicial de la cáscara, ΔR_o su espesor inicial y ρ_o la densidad inicial.

Las limitaciones a la compresión máxima ($\rho \leq 10^3 \rho_o$) y a la relación de aspecto ($R_o/\Delta R_o < 30$) asociadas a la estabilidad de la implosión hacen entonces que

$$R_m \geq 10^{-2}$$

de modo que

$$G \leq 11 G_o = 11 \eta f_q 586$$

Un valor razonable para la fracción de quemado para estos blancos es $f_q \approx 10\%$, mientras que la eficiencia hidrodinámica es relativamente alta ($\eta \approx 10^{-1}$), de manera que

$$G \leq 65$$

La energía de ignición de estos blancos (es decir la necesaria para lograr solamente la creación del ignitor central) es:

$$E_{\text{ign}} = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho_h R_h)^3}{\rho_h^2} \frac{\epsilon_t}{\eta} \approx 640 \text{ kJ}$$

donde se adoptaron los valores: $\rho_h R_h \approx .4 \text{ g cm}^{-2}$, $\rho_h \approx 50 \text{ g cm}^{-3}$, $\epsilon_t = 580 \text{ MJ/g}$, $\eta = 10^{-1}$.

La ganancia que es posible alcanzar a esa energía (originada en el quemado del ignitor exclusivamente) es:

$$G_{\text{ign}} = \eta f_q \epsilon_N / \epsilon_t = \eta \frac{\rho_h R_h}{H_B + \rho_h R_h} \epsilon_N / \epsilon_t \approx 3$$

Para $E_{\ell} > E_{\ell \text{ ign}}$, existe energía disponible para comprimir el combustible frío y se produce la propagación del quemado. Esto eleva el producto ρR del combustible que se encuentra a alta temperatura, dando lugar a un rápido incremento de la ganancia, hasta que comienzan a pesar los efectos de desplazamiento del combustible.

11.4 Evaluación de la fracción de quemado

Hasta el momento se ha hecho referencia a valores de la fracción de quemado f_q sin establecer cuáles parámetros del combustible los determinan. En lo que sigue se mostrará cómo puede evaluarse f_q en situaciones físicas sencillas correspondientes a esferas homogéneas de combustible.

Es claro que, a medida que se producen reacciones de fusión, el combustible se "empobrece" gradualmente al reducirse el número de iones reaccionantes; este efecto se denomina "vaciamiento del combustible" ("fuel depletion").

La ecuación que describe la evolución temporal de la densidad de iones $n (= n_D + n_T)$ a partir de su valor inicial $n(t=0) = n_0$, bajo la hipótesis de que n no varía significativamente por efectos hidrodinámicos, es:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle,$$

cuya solución es

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} = \frac{1}{2} \int_0^{\tau} \langle \sigma v \rangle dt$$

donde τ es el tiempo en que permanece confinado el combustible.

Haciendo la hipótesis que $\langle \sigma v \rangle$ no varía fuertemente durante el tiempo

de confinamiento (que sólo es aproximadamente correcta si la excursión de temperaturas posterior a la ignición no es extremadamente amplia), se puede expresar la fracción de quemado f_q en forma simplificada como:

$$f_q = 1 - \frac{n}{n_0} = \frac{\frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle n_0 \tau}{1 + \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle n_0 \tau} \tag{11.10}$$

En los sistemas de confinamiento inercial el tiempo de confinamiento τ está dado por el tiempo requerido para que una onda de rarefacción proveniente del borde externo del combustible (de radio R) llegue al centro; es decir: $\tau \approx R/C_s$, donde C_s es la velocidad del sonido en el combustible fúsil ($C_s = 3.5 \times 10^7 [T(\text{keV})]^{1/2} \text{ cm s}^{-1}$).

Fraley et al. (1974) mostraron que el tiempo τ efectivo de desgregación del sistema es más precisamente: $\tau = R/4 C_s$, debido fundamentalmente a que la mitad de la masa de una esfera homogénea de radio R está contenida en una capa externa de espesor pequeño ($\frac{1}{5} R$).

Expresando n_0 en términos de la densidad de masa $\rho = n_0 A m_p$, la ec.(11.10) puede escribirse como:

$$f_q = \frac{\rho R}{H_B + \rho R} \tag{11.10'}$$

donde $H_B = 8 \bar{A} m_p C_s / \langle \sigma v \rangle$ es solo función de la temperatura y se representa en la fig. 11.5. Como la temperatura iónica varía fuertemente durante el quemado desde $T_i \approx 5 \text{ keV}$ hasta alcanzar valores $T \geq 50 \text{ keV}$, H_B varía entre 200 g cm^{-2} y 7 g cm^{-2} respectivamente, estabilizándose a altas temperaturas ($T \geq 50 \text{ keV}$) en un valor $H_B \approx 6.3 \text{ g cm}^{-2}$. Por ello suele adoptarse un valor para $H_B \approx 7 \div 10 \text{ g cm}^{-2}$, correspondiente a un rápido autocalentamiento del sistema y a que el grueso del quemado ocurre a temperaturas superiores a 20 keV (Bodner, 1981).

Adoptando, entonces, $H_B \approx 7 \text{ g cm}^{-2}$, un valor más bien optimista, resultan fracciones de quemado típicas (para $\rho R \leq 1 \text{ g cm}^{-2}$): $f_q \leq 12\%$.

Nótese que la eficiencia de quemado f_q está dada, cuando ρR es pequeño frente a H_B , por el cociente entre el tiempo de confinamiento $\tau = R/4 C_s$ y el tiempo típico de quemado $t_q = 2/n_0 \langle \sigma v \rangle$ (correspondiente a que $n = \frac{1}{2} n_0$): $f_q = \tau_c / t_q$, mientras que para $\rho R \geq 1$ (donde los efectos de vaciamiento son importantes) es: $f_q = \frac{1}{1 + t_q / \tau_c}$.

Sin embargo, estos cálculos se han realizado bajo la hipótesis que el combustible se encuentra libre de expandirse y en estado de reposo al iniciarse el quemado; como se verá en el Capítulo III, el hecho de que en el instante de ignición el combustible se encuentra aún convergiendo y rodeado de una masiva corteza en la fase final de la implosión puede prolongar significativamente el tiempo de confinamiento ($\tau \approx R/C_s$), resultando por consiguiente valores de la fracción de quemado apreciablemente mayores ($H_B \approx 1 \text{ g cm}^{-2}$, $f_q \approx 50\%$).

Es interesante destacar que aún en el caso ideal de tiempo de confinamiento "infinito", es decir $\tau_c \gg t_q$, la fracción de quemado máxima alcanzable es $f_{qM} \approx 90\%$; esta limitación se debe al decremento en la tasa de reacciones asociado al vaciamiento del combustible, que provoca el enfriamiento del plasma cuando la fracción de densidad de potencia termonuclear generada asociada a las partículas alfa P_α se reduce hasta ser superada por la densidad de potencia radiada por bremsstrahlung P_B . Esta condición puede escribirse como:

$$P_\alpha / P_B \approx 1,$$

donde:

$$P_\alpha = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_\alpha = (1 - f_q)^2 8 \times 10^{40} \rho^2 \langle \sigma v \rangle \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3},$$

$$P_B = 3 \times 10^{23} \rho^2 T_e^{1/2} (\text{keV}) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3},$$

de modo que la condición equivale a:

$$(1 - f_q)^2 2.6 \times 10^{17} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_e^{1/2}} \approx 1$$

Debido a que en un amplio rango de temperaturas (T entre 20 y 70 keV) es $\langle \sigma v \rangle / T_e^{1/2} \approx \text{cte}$ (ver Fig.11.1), es

$$(1 - f_q)^2 \approx 10^{-2}$$

$$f_{qM} \approx 90\%$$

En estas estimaciones se ha hecho la suposición (pesimista) que la energía radiada es completamente perdida, es decir que se ha despreciado la reabsorción por bremsstrahlung inverso en el seno del plasma. Esta hipótesis de transparencia del sistema a su propia radiación es correcta siempre que las dimensiones del plasma sean mucho menores que la denominada longitud de Rosseland:

$$\lambda_{op} \approx 8 [T_e (\text{keV})]^{7/2} / \rho^2 \text{ cm}$$

Tomando $T_e \approx 40 \text{ keV}$, $\rho \approx 10^3 \text{ g cm}^{-3}$, $\rho R \approx 1 \text{ g cm}^{-2}$, resulta

$$\frac{\lambda_{op}}{R} \approx 3.2 \times 10^3 \gg 1,$$

de modo que la hipótesis de transparencia es correcta.

Es fácil observar, en cambio, que el efecto de reabsorción podría ser importante en la fase inicial de la ignición, ya que para $T_e \approx 1 \text{ keV}$, y para las altas densidades ($\rho \approx 10^2 \text{ g cm}^{-3}$) que se alcanzan como consecuencia de la

implosión es (para $m \approx 1 \mu\text{g}$):

$$\frac{\lambda_{\text{op}}}{R} \leq 1$$

Como se verá en el Capítulo III, es entonces posible que, bajo ciertas condiciones, se establezca una situación de autoregulación de la opacidad del plasma a su propia radiación durante la fase final de compresión de un plasma a altas densidades, de modo que ésta se realice según una "politrópica de Rosseland", determinada por la relación:

$$\lambda_{\text{op}} \sim R$$

es decir

$$T \sim \rho^{10/21} \tag{11.11}$$

En este régimen, un sistema evoluciona comprimiéndose más a lo previsto por la ley adiabática ($T \sim \rho^{\gamma-1} \sim \rho^{2/3}$, si $\gamma = 5/3$), a expensas de una fracción de energía que se pierde por radiación.

Otro aspecto relacionado con la reabsorción de la radiación puede surgir en sistemas de densidad extremadamente alta y consiste en cierta reducción de la temperatura de ignición debido a la menor radiación total emitida por el plasma (Caruso, 1974).

T (keV)	B (10^{-16})	m	$m' = m - \frac{1}{2}$
5 - 10	1.1×10^{-3}	3	2.5
10 - 15	6.2×10^{-3}	2.25	1.75
15 - 20	5×10^{-2}	1.5	1
20 - 30	2.3×10^{-1}	1	.5
30 - 40	1.2	.5	0
40 - 50	3	.25	-.25
50 - 100	8	0	-.5

TABLA II.1

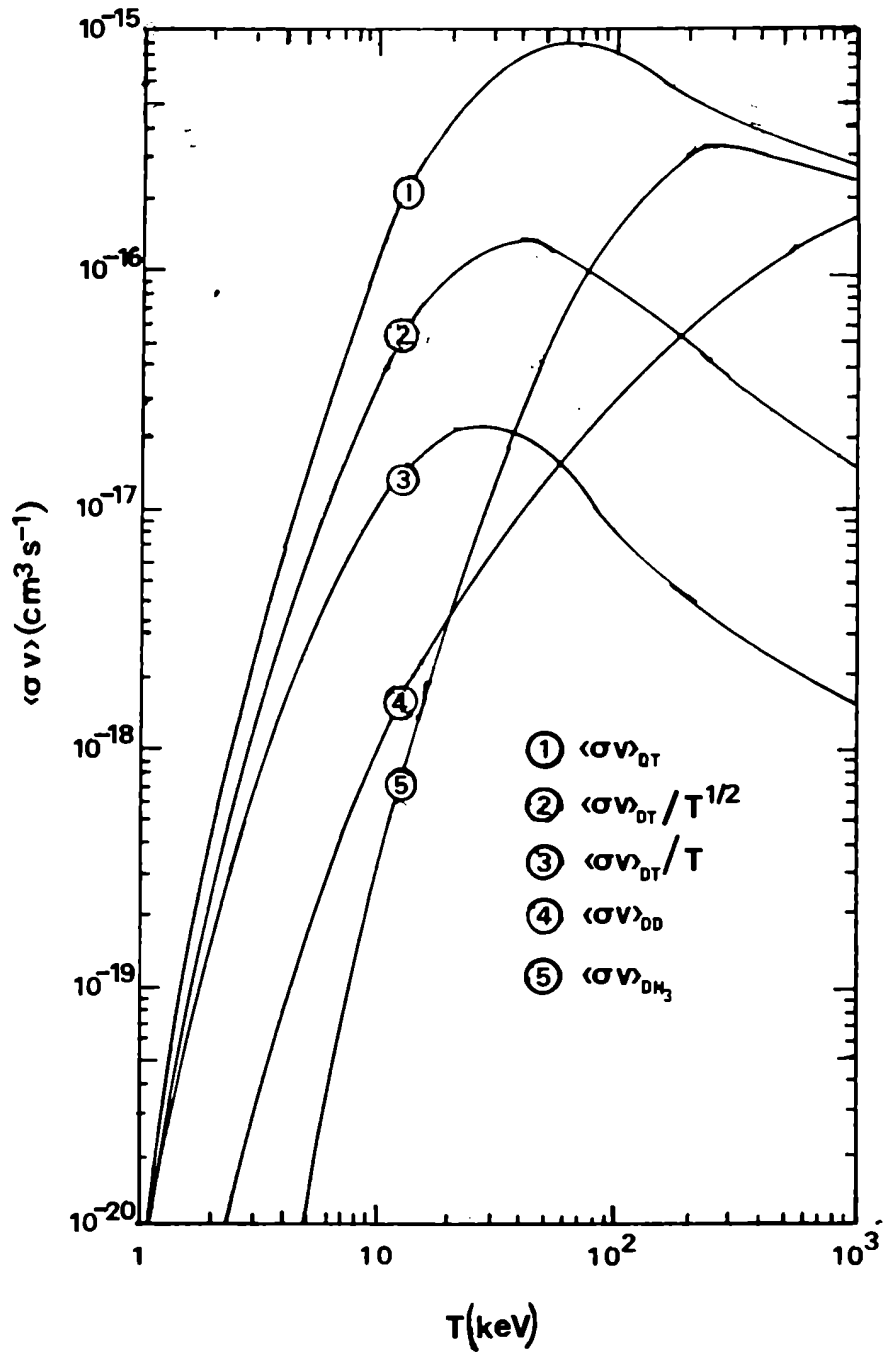


Figura II.1

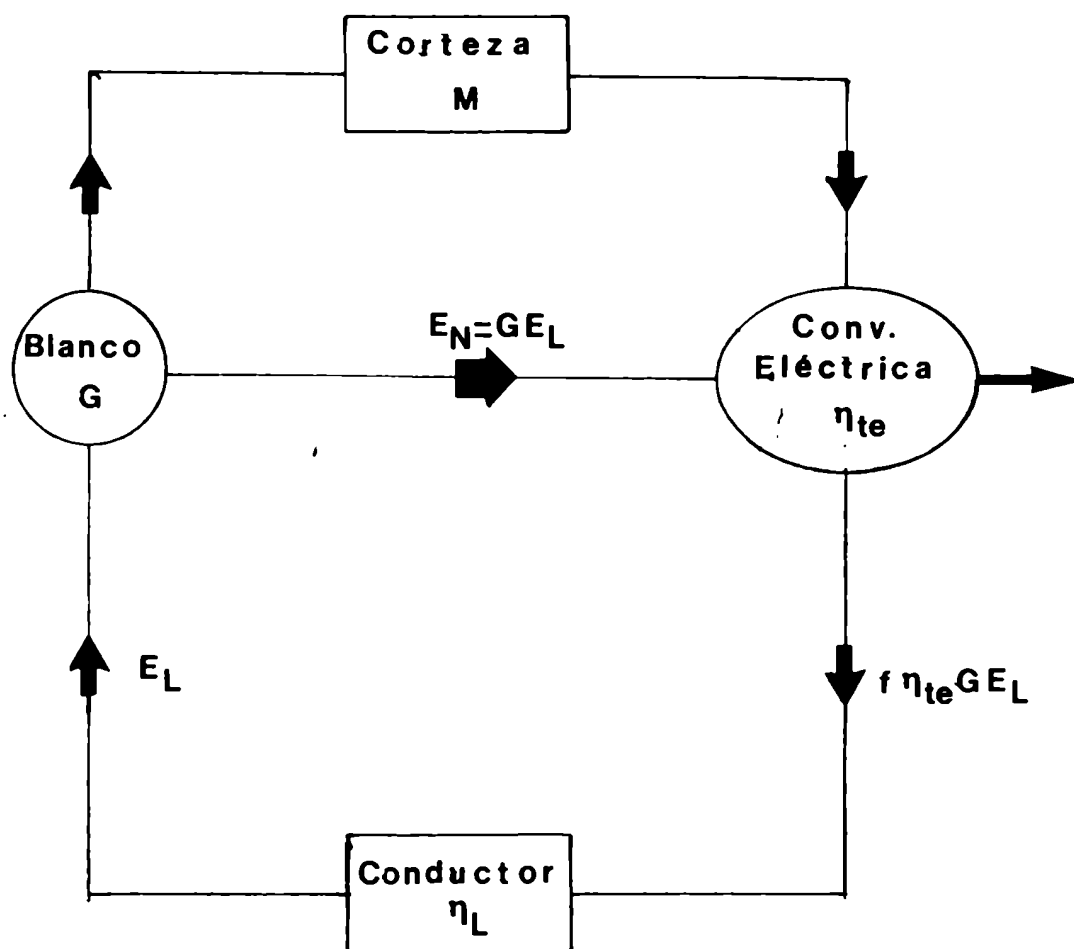


Figura 11.2

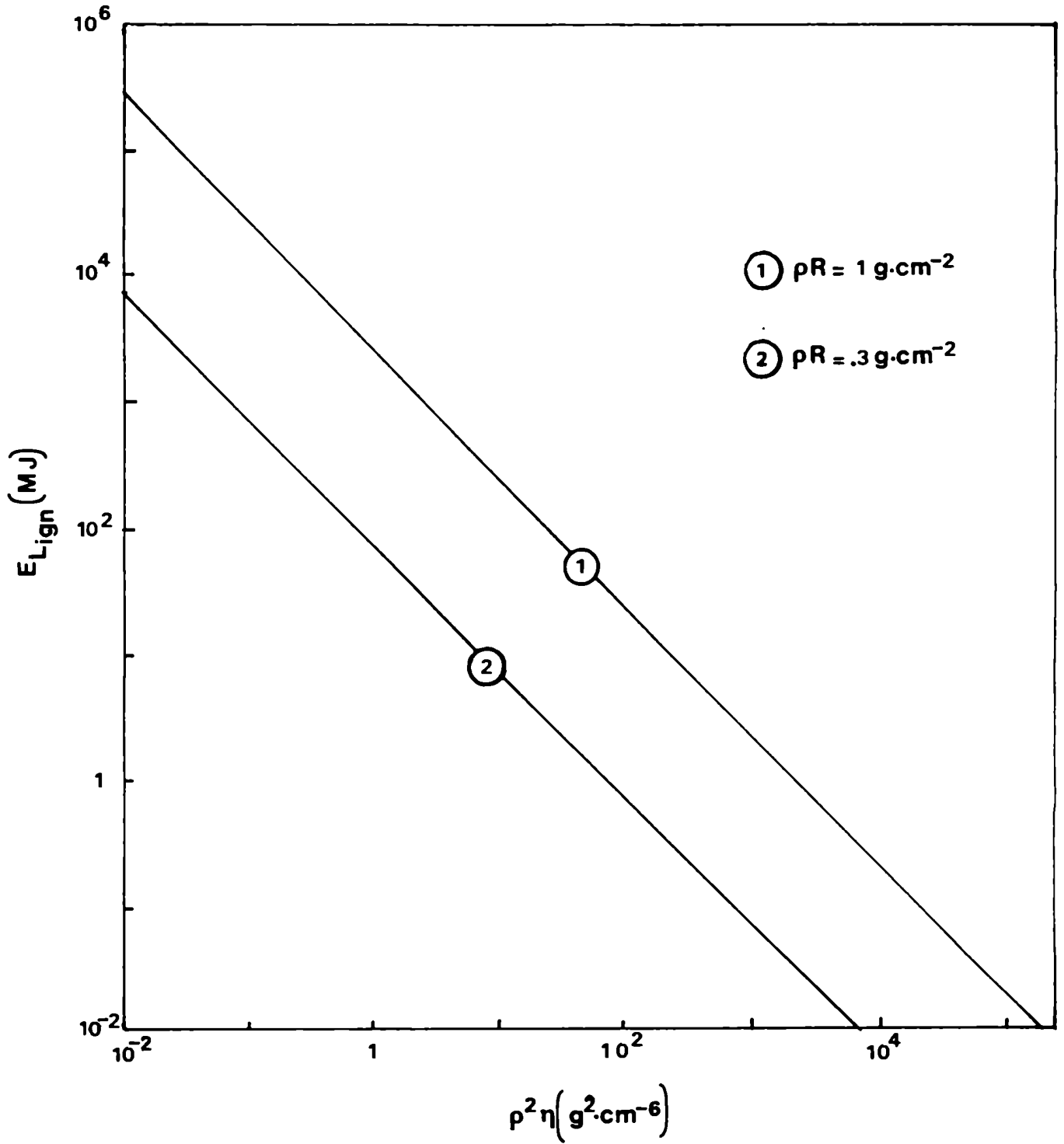


Figura 11.3

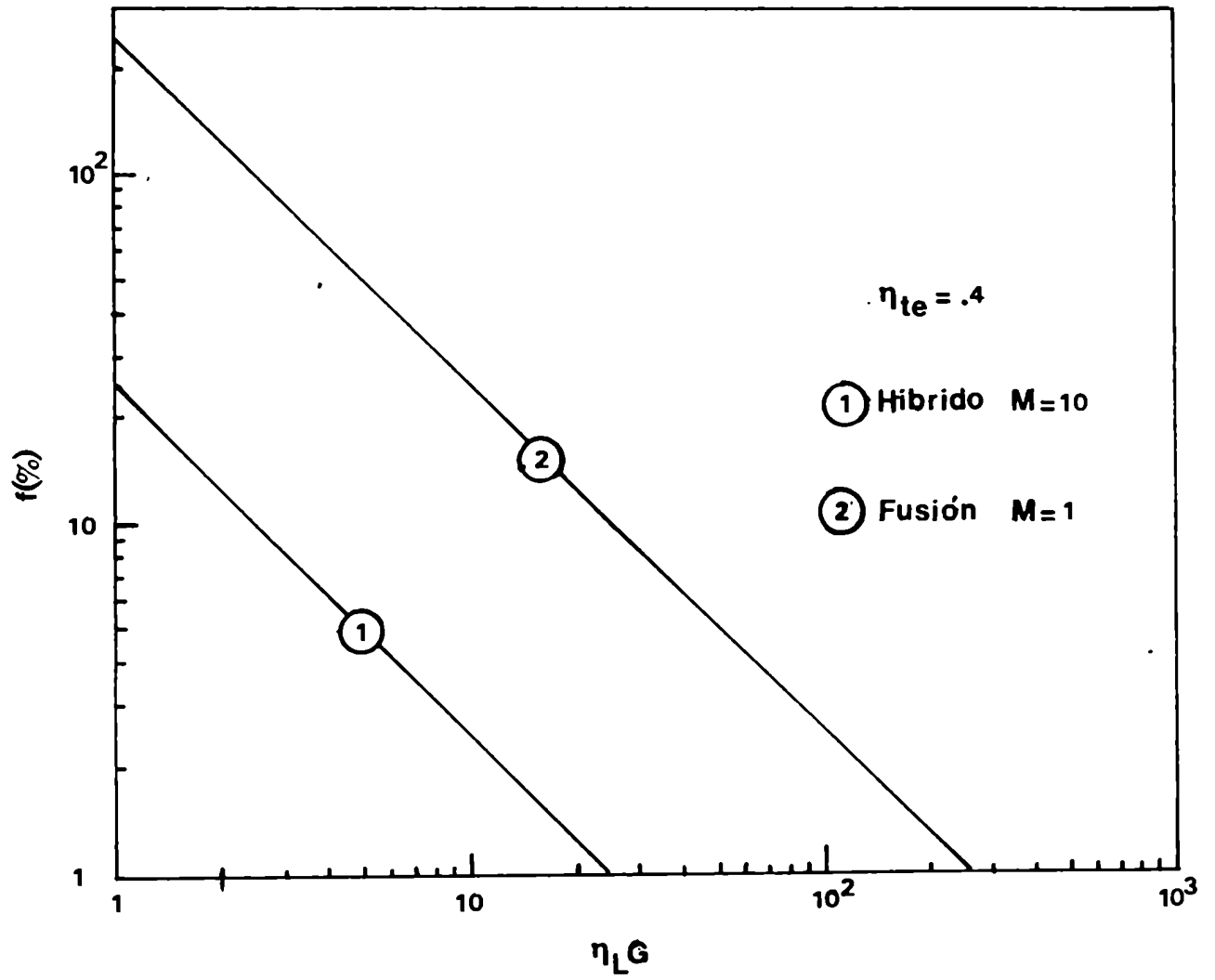


Figura 11.4

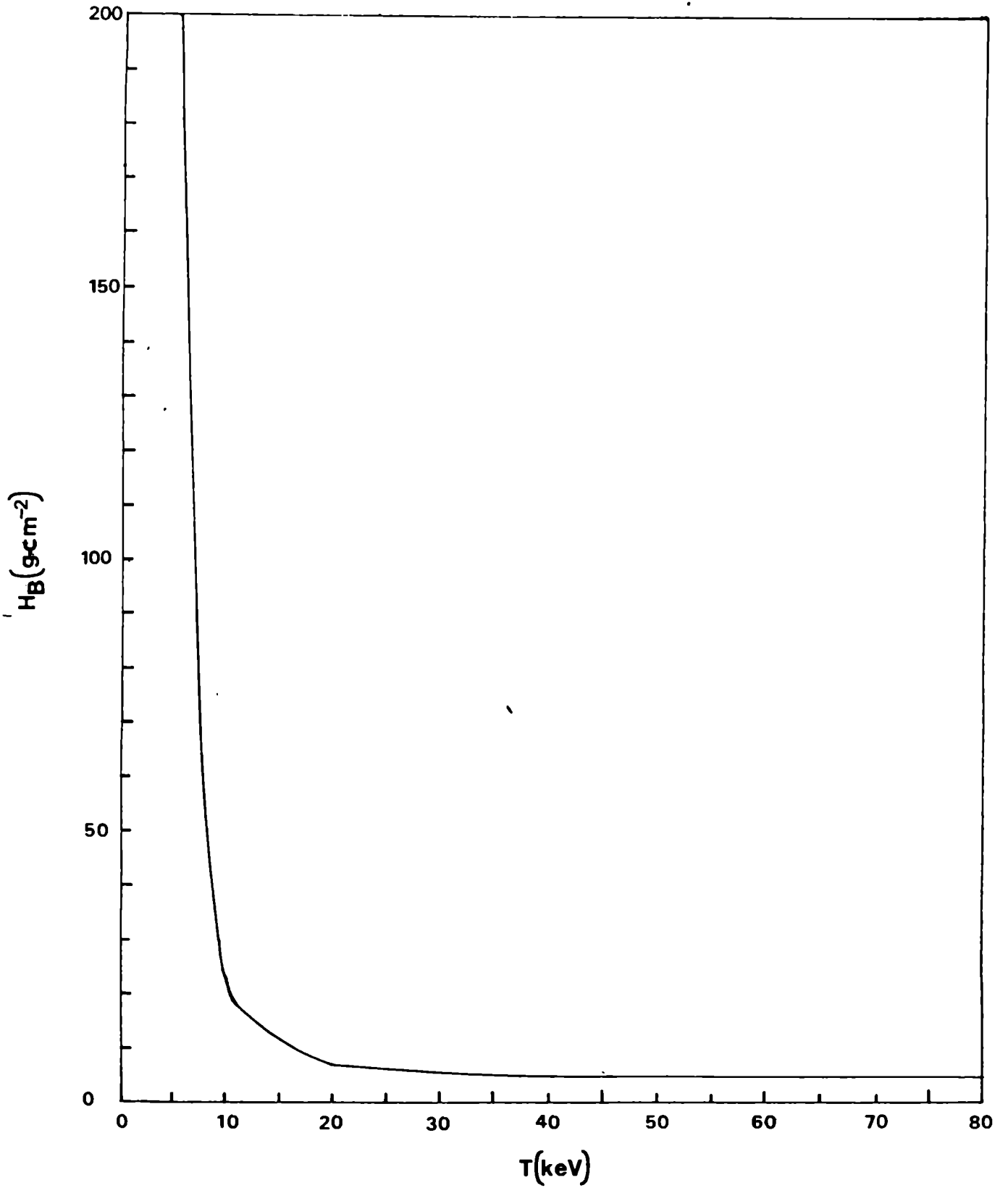


Figura 11.4

CAPITULO III

LA GENERACION DEL IGNITOR EN UN BLANCO GRUESO

III LA GENERACION DEL IGNITOR CENTRAL EN UN BLANCO GRUESO

III.1. Introducción

El objetivo de este capítulo es mostrar qué concentración de energía parece posible de obtener en la burbuja central de D-T contenida en un blanco de paredes gruesas, como resultado de la acción combinada de la implosión y de su quemado termonuclear.

Como se hiciera notar en el Capítulo I, el estudio de este concepto de blanco fue iniciado en forma analítica y numérica en nuestro país por el Dr. Pais (Pais, 1982). En ese trabajo se presenta un modelo para la evolución fluidodinámica que permite calcular los parámetros termodinámicos en el instante de máxima compresión de la burbuja (radio R^* , temperatura T^* y densidad ρ^*) a partir de las características geométricas, de las densidades iniciales de la corteza y la burbuja, y de la potencia del pulso con que se irradia el blanco.

De acuerdo con lo señalado en el Capítulo I, la idea que se pretende estudiar en el presente trabajo es la posibilidad que la burbuja de D-T englobada en un blanco de paredes gruesas se convierta en un ignitor central capaz de producir la propagación del quemado termonuclear al resto del blanco, si éste contiene núcleos fútiles. Para ello, es esencial:

- a) que la burbuja central llegue a la temperatura de ignición (≈ 5 keV) en las etapas finales de su compresión;
- b) que su fracción de quemado sea elevada, a pesar de la pequeña cantidad de energía térmica total previa a la ignición; esto requiere alcanzar altas densidades.

El empleo de las expresiones analíticas aproximadas para ρR^* y T^* correspondientes al instante t^* de máxima compresión permitió prever, ya en el curso del trabajo citado, cuáles situaciones iniciales son más favorables para alcanzar la ignición termonuclear de la burbuja combustible. Sin embargo, las limitaciones del código numérico utilizado por el Dr. Pais (Atzeni et al, 1980) en cuanto al tratamiento de la deposición de la energía de los productos de fusión impidieron estudiar la evolución termonuclear de la burbuja central y, por consiguiente, calcular su fracción de quemado y su contenido energético al final de dicha evolución.

En particular, el papel esencial de la deposición de la energía de las partículas α generadas a partir de las reacciones termonucleares en el calentamiento y automantenimiento de la temperatura del plasma exige un tratamiento no local (difusivo, en primera aproximación) de aquella (ver Apéndice).

En el presente trabajo, gracias a mejoras del código numérico no disponibles en ocasión de los estudios del Dr. Pais resultó, en cambio, posible calcular la evolución de la burbuja central no solo en la fase de implosión, sino también en la del quemado termonuclear que eventualmente sigue si se eligen oportunamente los parámetros iniciales. Así, se muestra cómo, en un caso en el cual la burbuja recibe tan solo una fracción del orden del 0,2% de una energía del conductor $E_\rho \approx 200$ kJ, el quemado termonuclear lleva su contenido energético a un valor del orden del 15% de E_ρ (sin contar, obviamente, los neutrones, que no son contenidos).

III.2. Modelo analítico simplificado de la evolución fluidodinámica

Con el fin de facilitar la comprensión de lo que seguirá, se resumen en esta sección los principales aspectos del modelo analítico desarrollado en

la referencia citada, con el agregado de algunos aspectos novedosos relacionados con el posible apartamiento de la adiabaticidad durante la implosión de la burbuja. Se destacan, en especial, los criterios con que pueden seleccionarse los valores de los parámetros del sistema (blanco e irradiación) para alcanzar una situación apropiada, a partir de la cual se produzca la ignición termonuclear de la burbuja y el quemado del combustible.

En la implosión de blancos de paredes gruesas pueden distinguirse, por comodidad, las siguientes fases:

a) Generación de la presión de ablación mediante la irradiación

La deposición rápida de la energía del haz láser en la superficie del blanco produce la evaporación (ablación) de las capas más externas, cuya expansión imprime por reacción una presión ablativa P_a al blanco y forma un plasma relativamente tenue que rodea a éste (corona). La energía incidente es entonces absorbida en la corona por diversos mecanismos, dependiendo del régimen de irradiación y de las propiedades del plasma, para luego ser transportada por los electrones hasta la superficie. El régimen de absorción más eficiente es el clásico (eficiencia de absorción $\eta_{abs} \approx 80 \div 90\%$), dominado por las colisiones de los electrones acelerados por el campo electromagnético de la onda incidente (Bremsstrahlung inverso) en la región subdensa donde la densidad del plasma que forma la corona ρ_p se acerca a la denominada densidad crítica:

$$\rho_c \approx 10^{21} / \lambda^2 (\mu m) \text{ g cm}^{-3} \quad (III.1)$$

siendo λ la longitud de onda de irradiación ($\lambda: .1 \div 10 \mu m$). Para regímenes de irradiación tales que:

$$I\lambda^2 \leq 3 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2} (\mu m)^2 \quad (III.2)$$

la mayor parte de la absorción tiene lugar tan cerca de la superficie del blanco que puede suponerse que la corona se comporta como semitransparente, permitiendo el paso de una porción autoregulada de la radiación (Caruso et al., 1968), la cual, a los fines prácticos, puede considerarse como incidente sobre la superficie del blanco. Esta esquematización admite un tratamiento analítico según el cual la presión de ablación P_a puede expresarse como:

$$P_a \text{ (Mbar)} = 6 \left(\frac{A}{2} \right)^{7/18} \left(\frac{Z}{100} \ln \Lambda \right)^{-1/9} [\lambda \text{ (}\mu\text{m)}]^{-2/9} [I \text{ (} 10^{14} \text{ W cm}^{-2} \text{)}]^{7/9} [R_e \text{ (mm)}]^{-1/9} \quad (111.3)$$

donde $\ln \Lambda$ es el logaritmo coulombiano y A y Z son el número de masa y el número atómico, respectivamente, del material ablado.

Puede observarse que para $I \approx 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $Z = 6$, $A/2Z = 1$, $\ln \Lambda = 10$, $R_e \approx 3 \text{ mm}$, resulta:

$$P_a \approx 10 \text{ Mbar} \quad (1 \text{ Mbar} \approx 10^{12} \text{ erg cm}^{-3}).$$

En cambio, si la irradiación se realiza en un régimen de mayores intensidades o más largas longitudes de onda ($I\lambda^2 > 3 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2} (\mu\text{m})^2$), aparecen dos fenómenos que conspiran contra el eficiente acoplamiento de la energía del láser al blanco: en primer lugar, las colisiones se hacen menos importantes y la absorción se realiza dominada por la excitación de procesos colectivos del plasma, tales como absorción resonante, fluctuaciones ión acústicas, retrodispersión Brillouin estimulada y Raman estimulada, resultando menos eficiente que la asegurada por el bremsstrahlung inverso; en segundo lugar, al apartarse la superficie crítica (donde $\rho_p = \rho_c$) del blanco, la conducción electrónica satura y se generan en aquellos electrones de muy alta energía que, por su gran camino libre medio λ_e y por la distribución isotrópica de velocidades que los caracteriza, depositan sobre el blanco tan solo una fracción del orden de R_e/λ_e del flujo de energía incidente sobre la corona. Un ulterior efecto desfa-

vorable está relacionado con la presencia en sí de electrones de alta energía, los cuales pueden penetrar profundamente en el blanco, precalentando sus regiones internas y dificultando la compresión.

En consecuencia, en el curso del trabajo se ha adoptado un valor para la irradiancia $I \cong 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, que sitúa la interacción radiación-blanco en el régimen clásico más eficiente y predecible; los cálculos se han realizado para láseres de Nd ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$), ya que son los de tecnología más desarrollada en la actualidad, aunque por su baja eficiencia y corta vida útil a alta repetitividad no serán seguramente adecuados para su empleo en reactores.

b) Propagación de la onda de choque en la corteza

Como consecuencia del proceso descrito, se crea, debido al movimiento supersónico del frente de ablación, una secuencia de ondas de choque que se acumulan rápidamente en un frente de choque convergente. Cuando éste ha avanzado considerablemente en la corteza (por ejemplo, $R_{\text{ch}} \leq 2/3 R_e$, donde R_{ch} es el radio de la onda de choque y R_e el radio del blanco), se hacen predominantes los efectos de convergencia esférica y la evolución posterior del frente de choque tiende a independizarse de la particular forma en que fue depositada la energía.

El valor medio de la velocidad con que se propaga la perturbación V_{ch} puede estimarse a partir de las relaciones para una onda de choque fuerte:

$$V_{\text{ch}} \cong \left[\frac{2}{\gamma_e + 1} \frac{P_a}{\rho_e} \right]^{1/2} \quad (111.4)$$

donde la presión de ablación es $P_a \approx 10 \text{ Mbar} \cong 10^{13} \text{ erg cm}^{-3}$ (se desprecia la dependencia débil de P_a con R_e , ec.111.3); la densidad de la corteza es típicamente $\rho_e \approx 2 \text{ g cm}^{-3}$, y $\gamma_e = 5/3$. Por lo tanto:

$$V_{ch} \approx 2 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$$

La forma más eficiente de transferir energía útil para la implosión de un blanco grueso consiste en irradiarlo durante tiempos t_ℓ que sean inferiores a:

$$\tau(s) \approx 1/3 R_e/V_{ch} \approx 1.7 \times 10^{-7} R_e(\text{cm}) \approx 10^{-8} \text{ s} \quad (\text{para } R_e \approx \text{mm}),$$

ya que, como se verá en el punto e) , la fracción de la energía contenida en la corteza que efectivamente puede ser transferida a la burbuja central es sólo la contenida en un volumen comparable al que ocupa ésta inicialmente, de modo que la deposición de energía adicional en las capas externas de la corteza tiende solo a reducir la eficiencia global sin favorecer mayormente la compresión de la burbuja.

En este sentido, lo ideal sería entregar la energía en forma impulsiva ($t_\ell \rightarrow 0$), y dejar librado al sistema a sí mismo, de modo que los efectos de convergencia esférica la concentren en la zona de la corteza adyacente a la burbuja, mientras que las zonas externas en movimiento convergente se comportan como una fuente de energía que alimenta el proceso acumulativo. Sin embargo, los inconvenientes ya mencionados originados en el empleo de altas irradiancias, obligan a mantener la intensidad $I \approx E_\ell/4\pi R_e^2 t_\ell$ por debajo de $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, lo cual impide acortar arbitrariamente la duración del pulso. Por otra parte, es bien sabido que, a paridad de potencia, la eficiencia de extracción de energía del medio activo de un láser crece fuertemente con la duración del pulso, de modo que, analizado globalmente el sistema formado por el conductor y el blanco, resulta conveniente el empleo de pulsos en el rango de algunos nanosegundos.

Es útil estimar en forma sencilla la energía $E_d \approx 4\pi R_e^2 V_{ch} t_\ell P_a$ depositada en el blanco; empleando las ecuaciones III.3 y III.4 resulta:

$$E_d \approx \frac{.87}{\rho_e^{1/2}} \left(\frac{E_\ell}{4\pi R_e^2 t_\ell} \right)^{1/6} 10^{-5} E_\ell$$

Debido a la débil dependencia de E_d con la irradiancia I , puede adoptarse prácticamente $I \approx \text{cte} \approx 10^{21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, de modo que:

$$\alpha \equiv E_d/E_\ell \approx \frac{.03}{\rho_e^{1/2}} = .02 \quad (\text{para } \rho_e \approx 2 \text{ g cm}^{-3}),$$

es del orden de algunas centésimas.

Por supuesto, este resultado fue obtenido en una aproximación plana y con la suposición $I(t) = \text{cte}$, y pierde validez si $V_{\text{ch}} t_\ell \approx R_e$, en cuyo caso deberían considerarse los efectos de convergencia esférica. Sin embargo, estos valores son indicativos de que las energías globales involucradas en la propagación aproximadamente autosimilar del frente de choque son, debido a la baja eficiencia del proceso ablativo (que depende de $(\rho_c/\rho_e)^{1/2}$), relativamente bajas ($E_d \approx 4 \text{ kJ}$ para $E_\ell \approx 200 \text{ kJ}$). Asimismo, resulta clara la conveniencia de emplear materiales livianos (como carbono, por ejemplo) para la corteza.

Por último, la energía específica depositada en el blanco para, por ejemplo, $R_e = .3 \text{ cm}$, $\rho_e \approx 2 \text{ g cm}^{-3}$, $E_\ell = 200 \text{ kJ}$, resulta:

$$\epsilon_d \approx \frac{E_d}{\frac{4}{3} \pi R_e^3 \rho_e} \approx 40 \text{ J/mg},$$

donde se ha adoptado $m = \frac{4}{3} \pi \rho_e R_e^3 \left(1 - \frac{R_i^3}{R_e^3} \right) + \frac{4}{3} \pi R_i^3 \rho_i \approx \frac{4}{3} \pi R_e^3 \rho_e$, ya que $\beta^3 = (R_e/R_i)^3 \gg 1$ para $\beta \geq 3$, y en general es $\rho_i \ll \rho_e$ en los blancos gruesos.

c) Propagación autosimilar e interacción con la interfase corteza-burbuja

Como se mencionara en b), a partir de cierto instante t_1 ($R_{\text{ch}}(t_1) \approx \frac{2}{3} R_e$), la

perturbación tiende a independizarse de la forma particular en que ha sido generada, conservando la "memoria" de las condiciones iniciales a través de un coeficiente dimensional; puede ser descripta así en forma aproximada (en el sentido asintótico, es decir cuando $R_{ch} \ll R_e$) mediante las leyes autosimilares (de segunda especie) halladas por Guderley (Guderley, 1942). De acuerdo con éstas, si el material afectado por la onda de choque puede ser tratado como un gas ideal, con coeficiente adiabático $\gamma = C_p/C_v = 5/3$, los perfiles radiales de la presión y del cuadrado de la velocidad detrás de la perturbación pueden expresarse (si $R_{ch} \ll R_e$) como:

$$P(r) = P_{ch} \cdot (R_{ch}/r)^9 \quad (III.5)$$

$$V^2(r) = V_{ch}^2 (R_{ch}/r)^9 \quad (III.6)$$

donde $P_{ch} = \frac{\gamma_e + 1}{2} \rho_e V_{ch}^2$ y V_{ch}^2 son los valores correspondientes sobre el frente de choque; una forma de estimarlos consiste en realizar un balance sobre toda la región afectada entre la energía cinética (o térmica, equivalentemente, por el teorema de equipartición) y la energía depositada E_d . Dado que la descripción es más fiel cuanto menor sea R_{ch}/R_e , se efectuará este balance en el instante t_2 en que la onda de choque llega a la interfase con la burbuja ($R_{ch}(t_2) = R_i$), con los valores correspondientes P_{ch_i} y $V_{ch_i}^2$; se extenderá asimismo por simplicidad la región de validez del perfil dado por la ecuación (III.5) hasta $r = R_e$ debido al pequeño error cometido y a el carácter dimensional de estas estimaciones. Entonces, puede escribirse:

$$\alpha E_\ell = \frac{2}{\gamma - 1} \int_{R_i}^{R_e} P_{ch_i} (R_i/r)^9 4\pi r^2 dr \approx 6\pi P_{ch_i} R_i^3 (\beta^{21} - 1) \quad (III.7)$$

y despejando resulta:

$$P_{ch_i} \cong \frac{\alpha E_\ell}{6\pi R_e^3} \frac{\beta^3}{(\beta^{2.1} - 1)} \quad (III.8)$$

$$V_{ch_i}^2 \cong \frac{1}{6} \epsilon_d \cdot \beta^{.9} \quad (III.9)$$

La interacción de la onda de choque con la interfase es sumamente compleja. Un análisis simplificado muestra que la interfase se acelera hasta una velocidad $v_b = 2 V_{ch_i}$ debido a que esta superficie "cuasilibre" se desplazará a la velocidad del sonido respecto del material de la corteza afectado por la onda de choque. Este pistón en movimiento genera, a su vez, una onda de choque en la burbuja, y se propaga una onda de expansión en la corteza.

d) Compresión inicial no adiabática de la burbuja

La onda de choque que se propaga en la burbuja es conducida por una presión

$$P_{ch_b} = \frac{\gamma_i + 1}{2} \rho_i V_b^2 \quad (III.10)$$

Puede observarse, teniendo en cuenta la relación análoga para el material externo (ec. III.4), que si $\gamma_e = \gamma_i$ es:

$$P_{ch_b} = 4 \frac{\rho_i}{\rho_e} P_{ch_i} \quad (III.11)$$

de modo que $P_{ch_b} \ll P_{ch_i}$ si $\rho_i \ll \rho_e$.

La compresión media y la temperatura detrás de esta onda de choque son, respectivamente (si $\gamma_i = 5/3$):

$$\rho_1 = \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \rho_i = 4 \rho_i \quad (III.12)$$

$$T_1 \text{ (eV)} = 2 P_{ch_b} \text{ (Mb)} / \rho_1 \text{ (g cm}^{-3}\text{)} = .7 \times 10^{-12} v_b^2 \text{ (cm}^2 \text{s}^{-2}\text{)} \quad (111.13)$$

Cuando la compresión media de la burbuja es ≈ 4 , la onda de choque se debilita rápidamente luego de reflejarse en el centro y el proceso subsiguiente puede considerarse aproximadamente adiabático.

En consecuencia, esta fase inicial transitoria dominada por la onda de choque determina la particular adiabática (ρ_1, T_1) sobre la cual se desarrolla la compresión subsiguiente, en términos de la densidad inicial de la burbuja $(\rho_1 = 4\rho_i)$ y la velocidad de la interfase $(T_1 \sim v_b^2 \sim \epsilon_d \cdot \beta^9)$.

e) Fase adiabática de compresión de la burbuja

Al término de la etapa precedente, la burbuja se encuentra precalentada ($T_1 \approx 10^{-3}$ keV), comprimida alrededor de cuatro veces, e inmersa en un medio prácticamente infinito en movimiento convergente (velocidad de la interfase $v_b \approx 10^6$ cm s $^{-1}$), que ha almacenado una energía E_d .

El trabajo mecánico realizado por la corteza sobre la burbuja incrementa la energía de ésta durante la compresión; sin embargo, solo una fracción de la energía almacenada le puede ser transferida. En efecto, solo contribuye en realidad una capa de la corteza cuyo volumen es comparable al ocupado inicialmente por la burbuja, ya que en el tiempo de implosión $t_{imp} \approx R_i/v_b$, la información puede propagarse (con la velocidad del sonido C_{se}) hasta afectar un espesor de la corteza $\Delta R = \xi R_i - R_i = C_{se} \cdot t_{imp} = R_i \cdot C_{se}/v_b$, de modo que el parámetro $\xi = 1 + \frac{C_{se}}{v_b}$ es del orden de la unidad. Más precisamente, como $v_b \approx 2 V_{ch_i}$ y $C_{se} \approx V_{ch_i}$, resulta $\xi \approx 1.5$.

De este modo, es de esperar que, a lo sumo, la energía E_b^* que puede

ser transferida hasta el colapso puede calcularse mediante la misma integración que en la ec.(III.7), reemplazando el límite superior por ξR_i . Es, entonces:

$$E_b^* = 6\pi P_{chi} R_i^3 (\xi^{2.1} - 1) \cong \alpha E_\ell \frac{(\xi^{2.1} - 1)}{(\beta^{2.1} - 1)} \quad (III.14)$$

Adoptando $\xi^{2.1} \cong 2$, resulta para $\beta \geq 3$ (de modo que $\beta^{2.1} \gg 1$) la expresión aproximada:

$$E_b^* \cong \alpha E_\ell / \beta^{2.1} \cong 2 \times 10^{-2} E_\ell / \beta^{2.1} \quad (III.15)$$

y, en particular, para $\beta = 3$, conduce a:

$$E_b^* \cong 2 \times 10^{-3} E_\ell \quad (III.16)$$

Nótese que, si bien a paridad de R_e , la presión P_{chi} crece aproximadamente como $\beta^{.9}$ debido a la convergencia esférica, en cambio la fracción de energía depositada decrece prácticamente como $\beta^{-2.1}$ debido al menor aprovechamiento relativo de la energía contenida en la corteza (que depende de β^{-3}). En consecuencia se debe optar por una solución de compromiso (por ejemplo, $\beta = 3$) que, manteniendo el concepto de los blancos gruesos ($R_e - R_i \approx R_i$), no reduzca excesivamente la eficiencia de transferencia de energía a la burbuja fúsil (intrínsecamente baja: $\eta = E_b^*/E_\ell \leq 10^{-3}$).

Si la implosión fuera perfectamente adiabática hasta el instante de máxima compresión (en el cual $v_b^* = 0$), el conocimiento de sus valores iniciales (ρ_1, T_1) y de la energía E_b^* permitiría evaluar en forma sencilla la temperatura T^* y densidad ρ^* alcanzadas (para, por ejemplo, $\gamma = 5/3$); ya que:

$$T^*/T_1 = (\rho^*/\rho_1)^{2/3} \quad (III.17)$$

mientras que el miembro izquierdo puede calcularse a partir de las ecs. (III.7) y (III.14) como:

$$T^*/T_1 \cong 4.5 \rho_e / \rho_i \quad (\text{III.18})$$

Entonces:

$$\rho^* \cong 38 \rho_e^{3/2} / \rho_i^{1/2} \quad (\text{III.19})$$

y el producto $\rho^* R^*$ es:

$$\rho R^* \cong 11 \rho_e R_i \quad (\text{III.20})$$

Las consecuencias de estas ecuaciones son inmediatas: si la implosión se desarrollara hasta el fin adiabáticamente, teniendo en cuenta que $T_1 \approx 5$ eV, demandaría un factor de compresión para alcanzar la temperatura de ignición $T^* \approx 5$ keV de:

$$\rho^* / \rho_i = 4 \rho_e^* / \rho_i \cong 4 \times 10^{9/2} \cong 1.25 \times 10^5$$

es decir factores de convergencia radiales (R_i / R^*) del orden de 50; la relación de densidades debería ser $\rho_e / \rho_i = 220$, y las densidades finales que se alcanzarían $\rho^* \approx 570 \rho_e$.

En consecuencia, si por ejemplo $\rho_e = 1.67 \text{ g cm}^{-3}$ (correspondiente a polietileno deuterado-tritinado, CDT), resultaría:

$$\rho_i \cong 7.6 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$$

$$\rho^* \cong 950 \text{ g cm}^{-3}$$

Es de suponer que los efectos relacionados con la compresibilidad de la corteza en los tramos finales de la implosión (cuando la presión en la burbuja

supera la presión externa) sólo modifiquen los valores numéricos por factores del orden de la unidad, sin alterar las dependencias, basadas en consideraciones dimensionales.

Sin embargo, como se mostrará en el punto siguiente, la hipótesis de adiabaticidad es incorrecta cuando la burbuja ha sido comprimida apreciablemente; las pérdidas del sistema (esencialmente las radiativas) pueden resultar competitivas respecto del trabajo mecánico realizado por la corteza. Consecuencia de ello es que son generalmente necesarias mayores compresiones que las previstas por el modelo adiabático para alcanzar la temperatura de ignición.

f) Eventual etapa final no adiabática de la compresión

A medida que la densidad y temperatura de la burbuja alcanzan valores elevados, comienzan a manifestarse efectos potencialmente capaces de apartar la evolución de la burbuja prevista por el modelo adiabático. Es evidente que la compresión dejará de ser adiabática cuando la potencia instantánea perdida por el plasma (por radiación y/o conducción) se haga comparable o supere la potencia mecánica P_M determinada por el trabajo de la presión sobre la burbuja.

La influencia de las pérdidas puede ser evaluada, en primera aproximación, considerando que el apartamiento de la adiabaticidad es pequeño; obviamente, las expresiones resultantes carecerán de validez cuando la potencia asociada con las pérdidas sea comparable a la potencia mecánica.

Se puede ver fácilmente que las pérdidas por conducción térmica electrónica son despreciables a lo largo de la implosión, ya que la energía perdida por unidad de tiempo por este mecanismo es:

$$P_E \cong 1.3 \times 10^{19} [T \text{ (keV)}]^{7/2} \times 4\pi R^2 = 1.67 \times 10^{20} [T_1 \text{ (keV)}]^{7/2} R_1^2 \left(\frac{T}{T_1}\right)^{7/2} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{-2/3} \quad (III.21)$$

Para una compresión adiabática, en la que $T = T_1 \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{2/3} = T_1 \left(\frac{R_1}{R}\right)^2$, la potencia mecánica puede expresarse como:

$$P_M = -\frac{3}{2} N k \frac{dT}{dR} \dot{R} = 3 N k T_1 \frac{v_b}{R_1} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right) \quad (111.22)$$

donde N es el número de partículas ($N = \frac{m}{A m_p} (Z+1)$), y se ha escrito $\dot{R} = v_b$ (velocidad de la interfase-pistón). Asimismo, la energía que es entregada en la compresión adiabática es:

$$\Delta U = \frac{3}{2} N k T_1 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{2/3} - 1 \right]$$

Inicialmente, puede observarse que el cociente P_M/P_E es:

$$\left. \frac{P_M}{P_E} \right)_{t_1} = 3 \times 10^{-5} \rho_1 v_b [T_1 (\text{keV})]^{-5/2}$$

y para los valores típicos $T_1 \approx 5 \times 10^{-3} \text{ keV}$, $v_b \approx 5 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$, resulta $\left. \frac{P_M}{P_E} \right)_{t_1} \gg 1$, salvo situaciones muy extremas ($\rho_1 < 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$).

Durante la implosión, el apartamiento de la adiabaticidad por el enfriamiento debido a la conducción térmica será despreciable en todo momento (y entonces $T \sim \rho^{2/3}$) si se verifica que:

$$\frac{P_M}{P_E} = \left. \frac{P_M}{P_E} \right)_{t_1} \cdot \frac{(\rho/\rho_1)^{5/3}}{(T/T_1)^{7/2}} = \left. \frac{P_M}{P_E} \right)_{t_1} \cdot (\rho/\rho_1)^{-2/3} \gg 1,$$

la cual, para valores "razonables" de ρ_1 ($> 10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$), correspondientes a $\left. \frac{P_M}{P_E} \right)_{t_1} \approx 10^5$, pierde validez sólo para compresiones extremas ($\rho/\rho_1 \gtrsim 3 \times 10^7$).

Por otra parte, la potencia radiada por bremsstrahlung puede expresarse, en general, como:

$$P_B = (1 - f_r) 3 \times 10^{23} m \rho [T (\text{keV})]^{1/2} \text{ erg s}^{-1} \quad (111.23)$$

donde

$$f_r = \left(1 + .91 \frac{[T (\text{keV})]^{7/2}}{\rho^2 R} \right)^{-1}$$

es la fracción de potencia reabsorbida en el mismo medio por bremsstrahlung inverso. Esta expresión es válida, naturalmente, sólo si $f_r < 1$, ya que en caso contrario el plasma se hace completamente opaco a la radiación, de modo que sus pérdidas son sólo superficiales y se comporta como un cuerpo negro; en este caso las pérdidas pueden describirse a un nivel dimensional (Caruso, 1974) como:

$$P_{CN} = \left(\frac{\ell_{OP}}{R} \right) \sigma_s [T (^\circ\text{K})]^4 \times 4\pi R^2 \text{ erg s}^{-1}$$

donde $\sigma_s = 5.7 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} (^\circ\text{K})^{-4}$ es la constante de Stefan-Boltzmann y $\ell_{op} \cong 8 [T (\text{keV})]^{7/2} / \rho^2$ es la longitud de opacidad de Rosseland.

Puede apreciarse que si se supone $P_M \gg P_B$, de modo que la compresión sea, con buena aproximación, adiabática ($T \sim \rho^{2/3}$), es:

$$P_B = (1 - f_r) 3 \times 10^{23} m \rho_1 [T_1 (\text{keV})]^{1/2} \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{4/3}$$

de modo que

$$\frac{P_M}{P_B} \cong \frac{7.6 \times 10^{-9}}{(1 - f_r)} \cdot \frac{[T_1 (\text{keV})]^{1/2}}{\rho_1} \cdot \frac{v_b}{R_1} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{-1/3}$$

La condición $P_M \gg P_B$ implica la validez del modelo adiabático; para que este modelo pueda ser aplicado durante toda la compresión necesaria para alcanzar la temperatura de ignición, y teniendo en cuenta que en tal caso la compresión requerida es $\rho^*/\rho_1 \cong 3 \times 10^4$, debe verificarse que:

$$\frac{T_1^{1/2}}{\rho_1} \cdot \frac{v_b}{R_1} \gg 4 \times 10^9 \quad (\text{CGS-keV}) \quad (III.24)$$

Como se viera en el punto anterior, la temperatura inicial de la compresión adiabática T_1 (\sim eV) depende de la velocidad de la interfase ($T_1 \approx \frac{1}{2} \mu_{DT} v_b^2$, donde $\mu_{DT} \approx 4 \times 10^{-24}$ g es la masa media de los iones de D-T), de modo que para velocidades típicas $v_b \approx 5 \times 10^6$ cm s⁻¹, la condición (III.24) equivale a:

$$\rho_1 R_1 \ll 10^{-4}$$

la cual es, en general, incompatible con los valores de $\rho R^* \approx 1$ g cm⁻² que se deben alcanzar al final de la compresión para obtener un eficiente quemado, ya que $\rho R^* = \rho_1 R_1 \times (\rho/\rho_1)^{2/3} \approx 10^3 \rho_1 R_1$.

Resulta claro de estas estimaciones que, excepto situaciones caracterizadas por bajos valores de ρR , en la compresión de la burbuja central de un blanco de paredes gruesas hasta alcanzar las condiciones adecuadas para su ignición y eficiente quemado ($T \approx 5$ keV, $\rho R \approx 1$ g cm⁻²), existirá una fase final no adiabática, en la cual se hacen importantes los efectos de enfriamiento por radiación, cuando P_B se hace del orden de P_M (por ejemplo, $P_B \geq \frac{1}{5} P_M$). Esto ocurrirá, por ejemplo, si $\rho_1 R_1 \approx 10^{-4}$ g cm⁻² cuando la temperatura haya crecido en un factor $T/T_1 \approx 70$, correspondiente a temperaturas $T \approx 350$ eV.

El cálculo precedente muestra que las pérdidas debidas a la radiación, computadas como si el plasma de la burbuja fuera transparente a la propia radiación, pueden llegar a ser importantes. Es entonces necesario estimar cómo varía el cociente ℓ_{op}/R , que mide el grado de transparencia del plasma, puesto que la ecuación III.24 supone $\ell_{op}/R > 1$ (o sea $1 - f_r \approx 1$); se tiene

$$\frac{\ell_{op}}{R} = 8 \frac{[T(\text{keV})]^{7/2}}{\rho^2 R} = \frac{\ell_{op}}{R} \Bigg|_{t_1} \cdot \frac{(T/T_1)^{7/2}}{(\rho/\rho_1)^{4/3}} \quad (III.25)$$

En las fases iniciales de la compresión, en que $P_B \ll P_M$, puede apreciarse que $(\ell_{op}/R)_{t_1} \gtrsim 1$, para $T_1 \approx 5 \times 10^{-3}$ keV, $\rho_1 \approx 10^{-3}$ g cm $^{-3}$, $R_1 \approx 5 \times 10^{-2}$ cm; como puede suponerse que inicialmente el fenómeno será cuasiadiabático, es

$$\frac{\ell_{op}}{R} = \left(\frac{\ell_{op}}{R} \right)_{t_1} \cdot (\rho/\rho_1)^{2/3}$$

de modo que ℓ_{op}/R crecerá durante esta fase, por lo que el sistema se comporta como transparente y la fracción reabsorbida es efectivamente despreciable.

En cambio, cuando P_B se hace del orden de P_M , el plasma se comprime calentándose mucho menos de lo previsto por el modelo adiabático y su opacidad crece; esta situación persiste (si la energía disponible es suficiente) hasta que el incremento de la opacidad provoca una disminución en la energía irradiada.

A continuación, cabe esperar que se establezca una interesante situación de autoregulación de la opacidad ℓ_{op}/R : el sistema debe comprimirse calentándose de tal manera que se mantenga constante ℓ_{op}/R ($\lesssim 1$), ya que cualquier desviación consistente en un incremento de la temperatura más rápido que el previsto por la condición precedente se vería compensado por el aumento de la transparencia, y lo opuesto ocurriría si tendiese a enfriarse. Cuantitativamente, la condición de autoregulación de la longitud de Rosseland ℓ_{op} respecto del radio R del plasma establece el vínculo siguiente:

$$T^{7/2} / \rho^{5/3} = \text{cte},$$

es decir:

$$T \sim \rho^{10/21} \tag{III.26}$$

que podríamos denominar "politrópica de Rosseland".

Una consecuencia inmediata de la existencia de este régimen final no adiabático de compresión de la burbuja fúsil es el fuerte incremento en la compresión final necesaria para alcanzar la temperatura de ignición; así el incremento en un factor $\sim 10^3$ en la temperatura podría requerir factores de compresión $\rho/\rho_1 \sim 10^6$, en lugar del factor $10^{4.5}$ correspondiente a una compresión adiabática con $\gamma = 5/3$.

Es importante señalar que la existencia de esta fase final no adiabática no introduce fuertes variaciones en las estimaciones sobre la energía que es transferida a la burbuja, ya que, por realizarse la compresión final según una politrópica ($P \sim \rho^\alpha \sim r^{-3\alpha}$, con $\alpha = 31/21$ en lugar de $\alpha = \gamma = 5/3$ correspondiente a una compresión adiabática), la fracción de la energía mecánica $E_M^* = - \int_{R_1}^{R^*} p \cdot 4\pi r^2 dr$ que es transferida a la energía térmica $E_T^* = 1/(\gamma - 1) P^* \cdot V^*$ es:

$$\frac{E_T^*}{E_M^*} = \frac{\alpha - 1}{\gamma - 1} = \frac{5}{7},$$

de modo que el drenaje de energía por radiación es una fracción fija (y relativamente pequeña: $\frac{2}{7} E_M^*$) de la energía total disponible.

Además, puede verse el carácter prácticamente "universal" de la curva politrópica de $T = T(\rho)$ en este régimen, debido a la muy débil dependencia respecto de la masa de combustible involucrada m_i ; en efecto, la condición de autoregulación $T^{7/2} \sim \rho^2 R$ indica que, para un dado valor de la densidad ρ , la temperatura correspondiente escala como: $T \sim R^{2/7} \sim m_i^{2/21}$, es decir que una fuerte variación de la masa m_i conduce a un ligero corrimiento de la politrópica (ver fig.III.3).

Debido a esta circunstancia, la densidad final que corresponde a temperaturas cercanas a la ignición $T \approx 5$ keV (a estas temperaturas la creciente im-

portancia de la energía liberada por las reacciones termonucleares y parcialmente repositada desvía a la compresión de este régimen politrópico), queda prácticamente determinada alrededor de un valor $\rho \approx 2 \times 10^3 \text{ g cm}^{-3}$, relativamente elevado, e independiente de los parámetros de partida.

Obsérvese que, siempre y cuando no existan obstáculos (inestabilidades, anisotropías, etc.) al logro de factores de compresión elevados, este efecto no es necesariamente negativo. Más aún, si se desea reducir la energía de ignición mediante el empleo de masas de combustible pequeñas ($m_i \sim \mu\text{g}$), pero asegurar un quemado eficiente ($\rho R \approx .62 \text{ m}^{1/3} \rho^{2/3} \approx 1 \text{ g cm}^{-2}$) es necesario recurrir a elevadas densidades ($\rho > 10^3 \text{ g cm}^{-3}$). Si bien es cierto que debe emplearse una energía algo mayor de la que sería necesaria en el caso adiabático para llevar la burbuja fúsil a la temperatura de ignición, en cambio, de producirse ésta, se obtiene una mayor eficiencia de quemado.

III.3 Resultados numéricos

En esta sección se presentan los resultados obtenidos mediante el código numérico IMPL0A correspondientes a un conjunto de simulaciones de los procesos de implosión de los blancos gruesos y eventual ignición y quemado de la burbuja fúsil; estos estudios están orientados a la verificación de algunas predicciones del modelo desarrollado en la sección precedente, y, en especial, la determinación del umbral de energía requerida para producir la ignición de la burbuja central, así como de las energías disponibles al final del quemado del combustible contenido en ella.

Cabe señalar que se ha optado por realizar simulaciones completas del fenómeno, desde la irradiación hasta la ignición y quemado del combustible debido a la presumible influencia de los efectos fluidodinámicos asociados con

la inercia de la corteza externa en las fases iniciales de la ignición. Los largos tiempos de cálculo involucrados en cada simulación (superiores a 9 hs de CPU (unidad central de proceso) en los casos en que se produce la ignición) han forzado a restringir, de acuerdo con las facilidades disponibles, el estudio a algunos casos típicos; la imposibilidad de realizar amplias variaciones de todos los parámetros de interés ha impedido una búsqueda sistemática de los casos optimizados respecto del fin perseguido.

De las simulaciones realizadas se seleccionaron cinco casos significativos, cuyos parámetros y resultados se resumen en la Tabla III.1.

Los puntos más salientes de los resultados obtenidos son:

a) La corrección del orden de magnitud de la energía que puede ser transferida efectivamente a la burbuja E_b^* , dada por la ec.(III.15). En efecto, de acuerdo con esta ecuación, la masa de D-T m_i que es posible llevar a la temperatura de ignición es:

$$m_i = E_b^*/\epsilon_T (5 \text{ keV}) \cong \frac{2 \times 10^{-2} E_\ell / \beta^{2.1}}{580 \text{ J}/\mu\text{g}} = 3.4 E_\ell (\text{MJ}) \cdot \left(\frac{3}{\beta}\right)^{2.1} \mu\text{g} \quad (\text{III.27})$$

de modo que, para $\beta = 3$ y $E_\ell = .2 \text{ MJ}$ (casos 2 al 5) es $m_i \approx .7 \mu\text{g}$, mientras que para $\beta = 5$ y $E_\ell = 10 \text{ MJ}$, es $m_i \approx 11 \mu\text{g}$. Nótese que las ganancias máximas obtenibles (para quemado completo) son: $G_M = E_N/E_\ell \cong 11.7/\beta^{2.1} \leq 1$.

Las previsiones están en razonable acuerdo con los resultados numéricos, ya que:

- En el caso 1, el primero en que se alcanza la ignición, se tiene una situación claramente no optimizada, en la cual la energía E_ℓ es empleada poco eficientemente: por un lado, el elevado valor de $\beta (= 5)$ hace que la ganancia máxima obtenible sea $G_M < .5$; por otra parte, la temperatura de ignición se

alcanza mucho antes de la máxima compresión (cuando $\rho \approx 1200 \text{ g cm}^{-3}$) debido a que la masa de la burbuja ($m_i \approx 6 \text{ } \mu\text{g}$) es prácticamente la mitad de la óptima para ese diseño, y en consecuencia gran parte ($\sim 50\%$) de la energía disponible no es aprovechada.

Como consecuencia, no es sorprendente que la energía liberada sea relativamente baja ($E_N \approx 1.5 \text{ MJ}$) a pesar de la elevada fracción de quemado ($\approx 70\%$), a su vez relacionada con el alto valor de ρR ($\approx 1.2 \text{ g cm}^{-2}$) y al hecho que la combustión se realiza mientras el combustible se encuentra aún convergiendo, de manera que se obtiene un quemado prácticamente limitado por la despoblación del combustible ($H_B \approx .6 \text{ g cm}^{-2}$); en este caso el tiempo de confinamiento ($\sim 15 \text{ ps}$) es muy superior al clásico ($\tau \sim R^*/4C_S^* \sim 4 \text{ ps}$) (correspondiente a la propagación de una onda de rarefacción desde el borde hasta el centro en un combustible en reposo (sección 11.4)).

- En el caso 2, por el contrario, la ignición no se produce, debido a que la masa de la burbuja m_i ($\approx 2.1 \text{ } \mu\text{g}$) es aproximadamente el triple de la dada por la ecuación (111.27); la temperatura alcanzada en el instante de máxima compresión ($T^* \approx 1.8 \text{ keV}$) está en buena correspondencia en este hecho.

- El caso 3, que solo difiere del precedente en que la densidad ρ_i es tres veces menor, permite alcanzar la ignición, de acuerdo con la ec.(111.27). El valor de la energía liberada corresponde a una fracción de quemado $f_q \approx 60\%$, de acuerdo con el valor de $\rho R^* \approx .9 \text{ g cm}^{-2}$ alcanzada y $H_B \approx .6 \text{ g cm}^{-2}$.

- La sensibilidad del cálculo respecto de la densidad de la corteza se refleja claramente en los casos 4 y 5: en el caso 4, donde la densidad ($\rho_e = 1.1 \text{ g cm}^{-3}$) corresponde a un material hipotético en lugar del carbono ($\rho_e = 2.25 \text{ g cm}^{-3}$) de los casos precedentes, puede apreciarse la diferencia en el tiempo (t_{R_b}) que demora la onda de choque en recorrer la corteza (46.6 ns

en vez de ≈ 61 ns del caso 3) en buena correspondencia con la dependencia $V_{ch} \sim \rho_e^{-1/2}$.

En el caso 4, la ignición no se alcanza a causa de la compleja relación que existe entre la temperatura inicial del proceso adiabático T_1 y la energía radiada por bremsstrahlung antes de ingresar en la "politrópica de Rosseland"; en efecto, cuanto mayor es T_1 (a paridad de las otras condiciones) más rápidamente comienza a pesar el término radiativo y la energía disponible puede ser entonces insuficiente cuando el sistema ingresa en el régimen final de pérdida "controlada" por la opacidad, impidiendo alcanzar (por una pequeña diferencia: $T^* \approx 4.5$ keV) la temperatura de ignición.

El caso 5 corresponde al empleo de un material fúsil para la corteza, polietileno deuterado-tritiado (CDT), de densidad $\rho_e = 1.67$ g cm⁻³, para explotar, de acuerdo a lo que se verá en el capítulo IV, la propagación del quemado a partir del ignitor constituido por la burbuja fúsil; aquí la energía disponible es suficiente para alcanzar la ignición, y la evolución termonuclear es similar a la del caso 3. El proceso subsiguiente se estudiará en el siguiente capítulo.

b) En las figuras III.1 y III.2 se muestra la evolución temporal en el entorno de t^* de las principales variables para los casos 1 y 5 respectivamente. En la fig.III.3 se representa el gráfico de la temperatura media de la burbuja en función de la densidad $T=T(\rho)$ para los casos 1, 4 y 5. Los aspectos más remarcables de estos gráficos son:

- La evolución temporal de la velocidad de la interfase V_b indica que ésta se mantiene prácticamente constante hasta poco antes de t^* , cuando disminuye bruscamente. En el caso 1, la ignición se alcanza en el instante $t_{ign} \approx 120.76$ ns,

cuando, $\rho \approx 1500 \text{ g cm}^{-3}$, $\rho R \approx 1.3 \text{ g cm}^{-2}$ y $T_i \approx 5 \text{ keV}$, unos 10 ps antes del instante de máxima compresión t^* . La deposición parcial de la energía de las partículas α eleva rápidamente las temperaturas electrónica y iónica, alcanzando valores $T_e \approx 80 \text{ keV}$, $T_i \approx 250 \text{ keV}$. La energía producida es $E_N \approx 1.5 \text{ MJ}$ y el 50% de ella se libera en tiempos $t \approx 3 \text{ ps}$, en correspondencia con el tiempo típico de reacción $t_r = (n \langle \sigma v \rangle)^{-1}$; así, el quemado está prácticamente limitado por el vaciamiento del combustible, y no por la disgregación del sistema, que requiere tiempos más largos. En efecto, es útil estimar cual masa Δm de la corteza que rodea a la burbuja puede ser desplazada una distancia del orden de R^* durante estos tiempos t_r ($P_b^* \approx 10^8 \text{ Mb}$):

$$\Delta m \approx \frac{P_b^* \times 4\pi R^{*2}}{2R^*/t_r^2} = 10^{-5} \text{ g}$$

y resulta entonces $\Delta m \ll m \approx 10^{-1} \text{ g}$.

En consecuencia, la presencia de la corteza externa influye en dos aspectos sobre el confinamiento: en la etapa inicial de implosión imprime un movimiento convergente (a pesar de que ya la presión en la burbuja es muy superior a la presión externa) debido a su gran inercia, y contribuye así a prolongar el tiempo de confinamiento del combustible, que debe invertir su sentido de movimiento antes de comenzar la expansión; luego, cuando el combustible se ha quemado considerablemente, la expansión se ve limitada por el tiempo finito que se requiere para empujar (y comprimir simultáneamente) la masiva "pared" que lo contiene.

- La evolución temporal del caso 5, mostrado en la fig. III.2, presenta similares características a la del caso 1, teniendo en cuenta que representa una situación a menor escala (E_0 es 50 veces inferior, y m es ≈ 9 veces inferior). La energía liberada $E_N \approx .15 \text{ MJ}$, originada en el quemado eficiente

($f_q \approx 60\%$) permite obtener, como resultado neto, la concentración en volúmenes del orden de 10^{-10} cm^3 de energías comparables a las de irradiación; si bien, evidentemente, las ganancias no alcanzan a superar la unidad, esta enorme acumulación central de energía puede iniciar, de acuerdo a lo que se verá en el Cap. IV, la posterior propagación del quemado en la corteza fúsil.

- La fig. III.3 muestra claramente la influencia de las pérdidas radiativas en la compresión y calentamiento de la burbuja. Puede apreciarse que el brusco salto inicial de temperatura originado por el pasaje de la onda de choque en la burbuja fija la particular curva adiabática (T_1, ρ_1) del proceso inmediatamente subsiguiente; si la evolución fuera completamente adiabática, cuanto más alta se situara la curva correspondiente menor sería la compresión requerida para alcanzar la temperatura de ignición y se arribaría a las densidades finales ρ_{ad} indicadas en el gráfico (y en la Tabla III.1). Sin embargo, las pérdidas radiativas conducen a que, a paridad de compresión, el ingreso en la "politrópica de Rosseland" (régimen final del proceso de compresión en todos los casos) se debe realizar mediante un mayor drenaje de energía por bremsstrahlung en la fase previa.

En resumen, puede afirmarse que los resultados numéricos están en buen acuerdo con el modelo analítico simplificado discutido en la sección III.2, siempre que se tenga en cuenta el carácter no adiabático de la fase final de la implosión; como se viera, el balance energético no varía sustancialmente, aunque el grado de compresión necesario es significativamente mayor.

Evidentemente, las consideraciones anteriores son válidas si los elevados factores de compresión involucrados pueden ser alcanzados efectivamente; si bien existen fuertes indicios acerca del favorable comportamiento de estos blancos en cuanto a la estabilidad hidrodinámica (Pais, 1982), profundos estu-

dios son aún necesarios para determinar cuantitativamente las compresiones máximas realmente alcanzables, de modo que los requisitos sobre uniformidad constructiva e isotropía de irradiación no sean tan exigentes como para hacer impracticable el concepto.

Finalmente, cabe señalar que el forzosamente reducido número de simulaciones realizadas debería ser extendido en el futuro, con el objeto de seleccionar el conjunto de parámetros más adecuado, teniendo en cuenta especialmente que, a los efectos de iniciar la propagación del quemado en la corteza fúsil, menores valores de la eficiencia de quemado de la burbuja podrían ser admisibles. Asimismo, dada la importancia de los fenómenos radiativos, sería necesario estudiar la evolución de la implosión considerando el transporte radiativo, alternativa que requiere tiempos de cálculo muy superiores, no compatibles con las facilidades disponibles.

TABLA III.1

	CASO 1	CASO 2	CASO 3	CASO 4	CASO 5
E_l (MJ)	10	.2	.2	.2	.2
t_l (ns)	15.2	2.13	2.13	2.76	2.76
R_e (cm)	.45	.24	.24	.24	.24
R_i (cm)	.09	.08	.08	.08	.08
β	5	3	3	3	3
ρ_e (g cm ⁻³)	2.25	2.25	2.25	1.1	1.67
ρ_i (g cm ⁻³)	2×10^{-3}	1.02×10^{-3}	3.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}
m_i (μ g)	6.1	2.19	.73	.73	.73
ρ^* (g cm ⁻³)	1750	296	2120	2140	2300
T^* (keV)	4.8	1.8	5	4.8	5
IGNICION	SI	NO	SI	NO	SI
E_N (MJ)	1.5	6.5×10^{-4}	.15	4×10^{-2}	.15
$m_i \epsilon_N$ (MJ)	2.11	.75	.25	.25	.25
T_1 (eV)	8.7	6	6.2	6.8	5.5
V_b (10^6 cms ⁻¹)	6.4	5	5.1	6	5.3
t_{R_b} (ns)	101	61	60.5	46.6	58
t^* (ns)	120.77	89.4	89.24	65.1	81.90
t_{ign} (ns)	120.76	----	89.23	----	81.91
ρ_{ad}^* (g cm ⁻³)	11	30	43	40	43

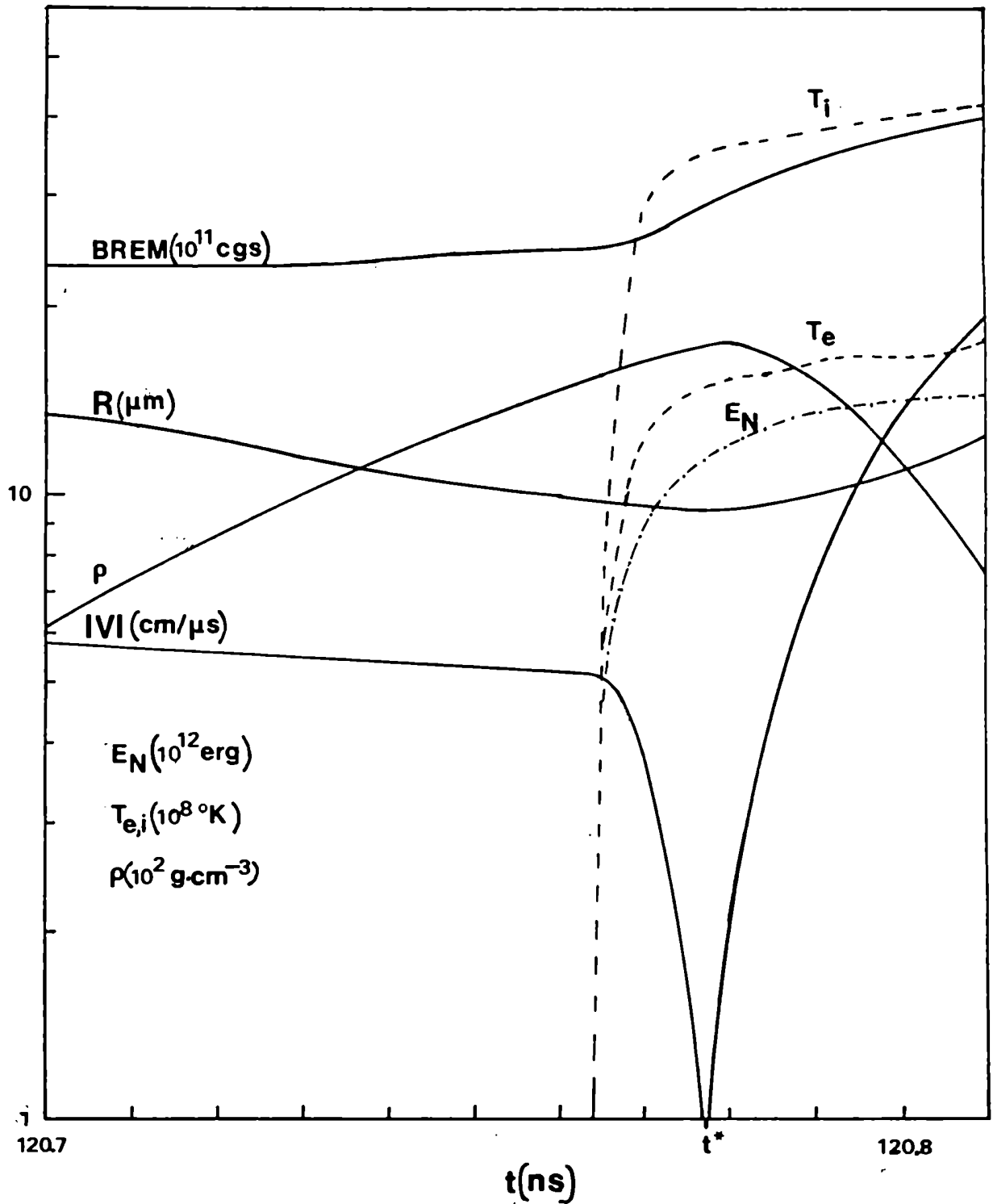


Figura III.1

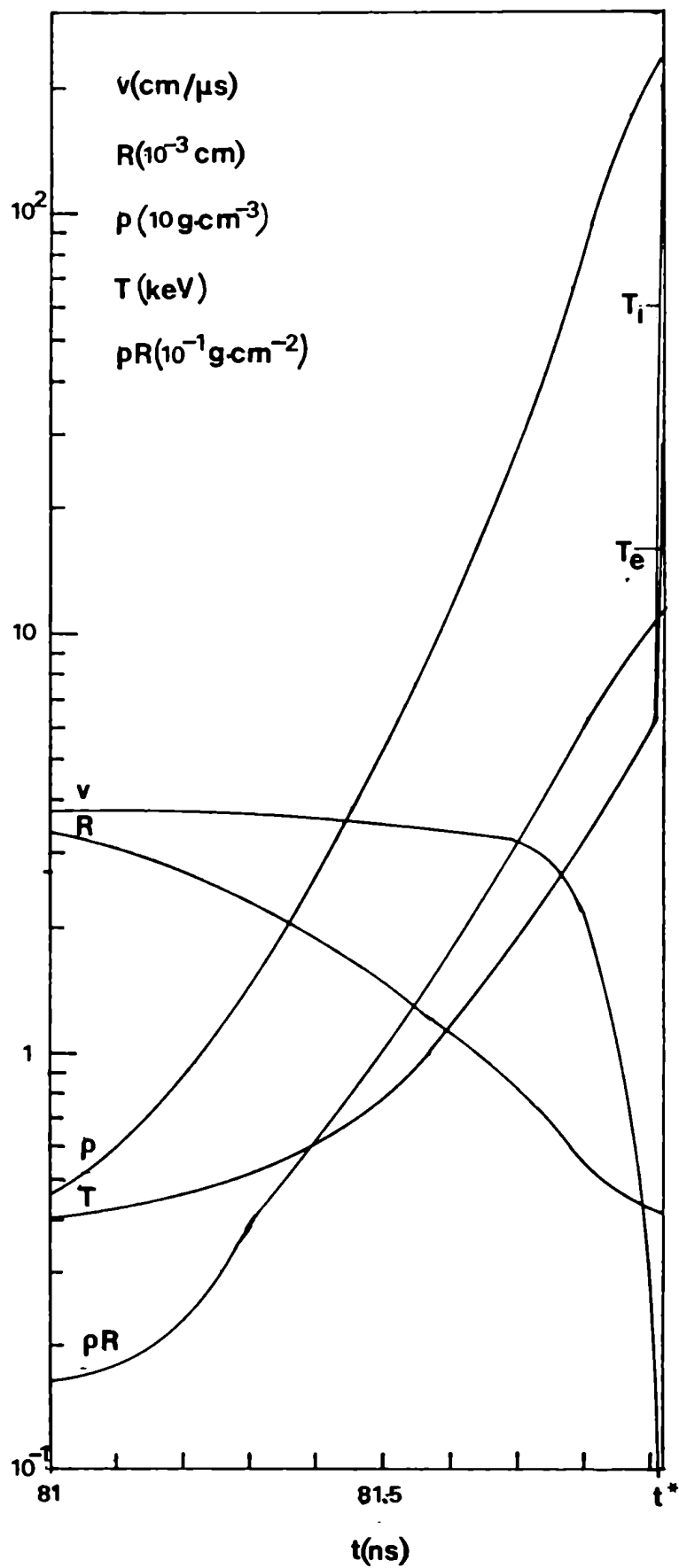


Figura III.2

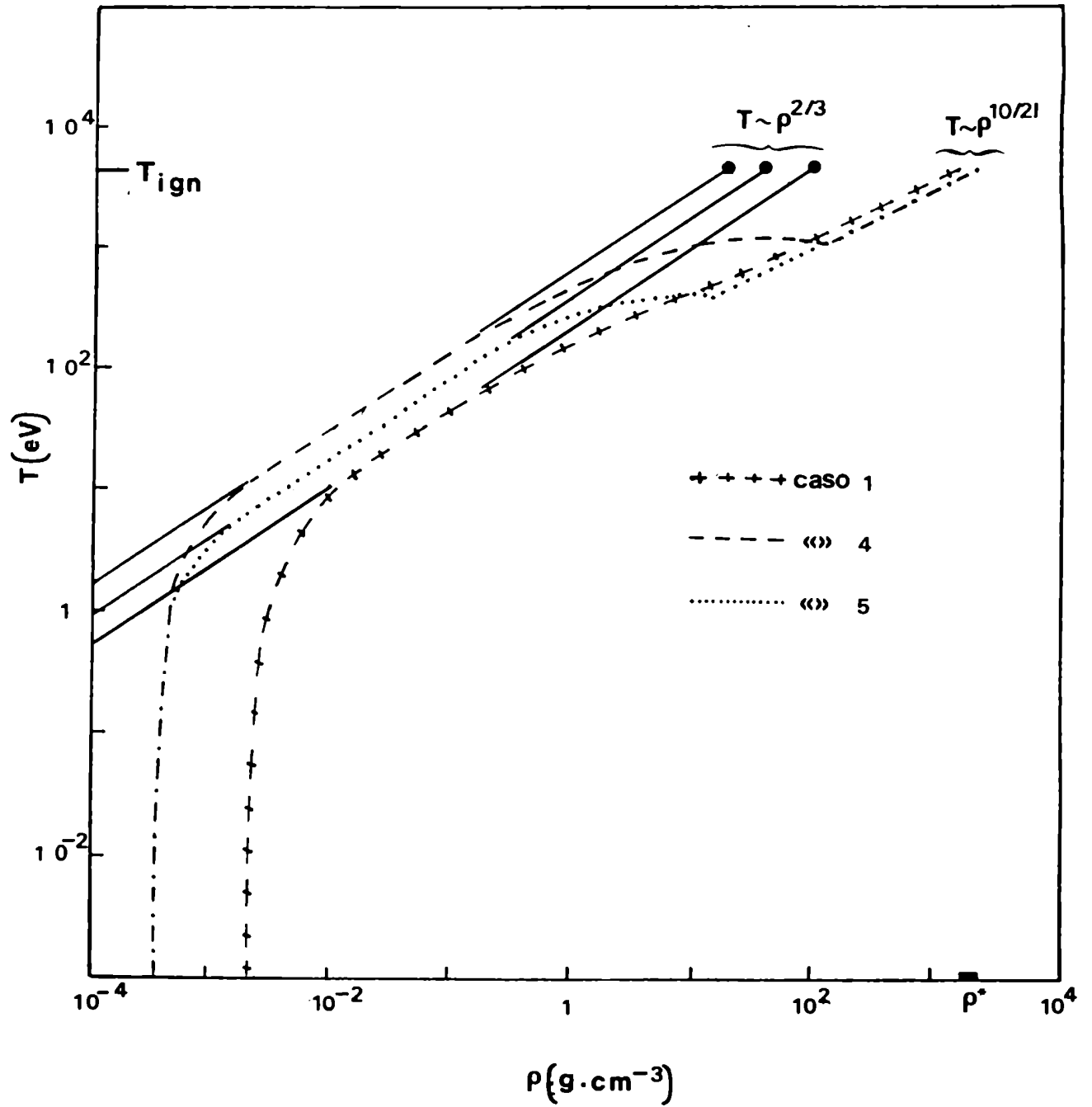


Figura III.3

CAPITULO IV

BLANCOS GRUESOS CON CASCARA DETONANTE

IV. BLANCOS GRUESOS CON CASCARA DETONANTE

IV.1 Introducción

En los capítulos precedentes se ha mostrado que las máximas ganancias obtenibles mediante el quemado de un plasma termonuclear comprimido y calentado uniformemente son insuficientes para su empleo en reactores de fusión puros y que, en cambio, pueden esperarse mayores ganancias explotando el hecho que, en determinadas condiciones, la ignición y quemado de una pequeña fracción de combustible ("ignitor") puede iniciar la propagación de una onda de quemado termonuclear en el resto del combustible comprimido e inicialmente frío.

En este capítulo se mostrará que la burbuja central de un blanco de paredes gruesas puede convertirse en el ignitor de este proceso si se satisfacen ciertas condiciones sobre su contenido de energía y sobre la densidad del material fúsil que constituye la corteza.

Así, por ejemplo, los resultados del código numérico muestran que partiendo de un ignitor en cuyo quemado se libera una energía útil $E_i \approx 30$ kJ, se generaría una onda de combustión termonuclear en la corteza que liberaría energías del orden de un centenar de megajoules, mediante el pobre quemado ($f_q \approx 10^{-2}$) de una gran masa de combustible ($m_c \sim 10^{-2}$ g), permitiendo así alcanzar importantes ganancias de energía ($G = E_N/E_\lambda \approx 600$) en el proceso globalmente considerado.

Sin embargo, estos alentadores resultados no pueden ser considerados por sí mismos definitivos, ya que el cálculo numérico que simula este proceso no trata correctamente la fase de formación de la onda de quemado. En efecto, el estudio de las condiciones de propagación habría requerido, de acuerdo a lo

que se verá en la sección IV.2, seguir la evolución de masas de la corteza adyacentes al ignitor tan pequeñas como 10^{-5} g, lo cual resulta imposible debido a la discretización empleada (30 estratos para toda la corteza). En consecuencia, la descripción de esta fase inicial es necesariamente grosera, e incluso el error introducido es tan difícilmente cuantificable que no es posible determinar si los resultados están falseados en sentido optimista o pesimista. Sin embargo, si la propagación efectivamente tiene lugar, rápidamente se libera tanta energía que los detalles de la fase inicial pierden relevancia; en otras palabras, los resultados numéricos no permiten afirmar que la propagación se produzca, pero si ésta se produce (lo cual debe ser corroborado mediante otros criterios), éstos describen correctamente lo que sucede en la corteza a partir del momento en que varios estratos quedan involucrados.

En la Sección IV.2, se discutirán, entonces, los criterios para la existencia de la propagación, y se mostrará que éstos se satisfacen razonablemente en blancos de paredes gruesas detonantes adecuadamente dimensionados.

En la Sección IV.3, finalmente, se estudiará la fase final de propagación del quemado, determinante para evaluar las ganancias que podrían proveer de estos blancos. Finalmente, se incluye un Apéndice sobre el tratamiento de la deposición de la energía de las partículas alfa.

IV.2 Condiciones para la propagación del quemado

Las condiciones bajo las cuales se produce la propagación del quemado en un medio fúsil han sido estudiadas mediante soluciones numéricas del sistema que incluye las ecuaciones fluidodinámicas, de conducción del calor y de la cinética de las reacciones termonucleares en geometría esférica (Fraley et al., 1974). Existen también cálculos analíticos aproximados (Brueckner et al., 1974;

Atzeni et al., 1981) y soluciones autosimilares (Guskov et al., 1976), para situaciones en que predomina un determinado mecanismo de propagación (transporte por las partículas alfa o conducción térmica electrónica).

La situación inicial del proceso de propagación del quemado puede ser esquematizada de la siguiente manera. Se considera una región esférica de radio R que contiene una masa M de combustible (D-T equimolar), con una densidad ρ y una temperatura T , circundada por una masa prácticamente infinita con densidad ρ' supuesta aproximadamente uniforme y fría ($T' < 1$ keV). Se suponen despreciables las pérdidas por bremsstrahlung y por conducción térmica; esta última hipótesis es correcta en un amplio rango de valores de ρR y T , en el cual, como puede verse en la Fig.IV.1, el flujo de energía transportado por las partículas alfa ϕ_α es mayor que el flujo térmico ϕ_t , excepto situaciones extremas (muy altas temperaturas y bajos valores de ρR). Asimismo, también dentro de una amplia gama de situaciones, la longitud L_t de difusión para el flujo térmico resulta menor que la longitud L_α correspondiente al flujo de las partículas α . En efecto, los coeficientes de difusión respectivos pueden calcularse como (Atzeni et al., 1981).

$$D_t \cong 3.4 \times 10^4 [T_e \text{ (keV)}]^{5/2} / \rho \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1},$$

$$D_\alpha \cong 1.4 \times 10^6 [T_e \text{ (keV)}]^{3/2} / \rho \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1},$$

de modo que la razón $L_t/L_\alpha = (D_t/D_\alpha)^{1/2}$ resulta igual a $T(\text{keV})/45$, menor que la unidad en las situaciones habitualmente consideradas. En consecuencia, el efecto de la conducción térmica es el de una corrección aditiva al flujo ϕ_α predominante.

La evolución dinámica del sistema estará regulada entonces por la ecuación energética:

$$\frac{d}{dt} (\rho V \epsilon) = W_{\alpha} V - P \frac{dV}{dt} \quad (IV.1)$$

donde

$$W_{\alpha} = 8 \times 10^{40} \rho^2 \langle \sigma v \rangle \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1},$$

$$\epsilon = 1.15 \times 10^{15} T \text{ erg g}^{-1},$$

$$P = \frac{2}{3} \rho \epsilon,$$

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3$$

La ecuación IV.1 puede escribirse en la forma:

$$\frac{d}{dt} \ln(\rho \epsilon) + 5 \frac{\dot{R}}{R} = 8 \times 10^{40} \langle \sigma v \rangle \rho / \epsilon \quad (IV.2)$$

Se ha mostrado (Atzeni, 1979) que, cualquiera sea la situación inicial del ignitor, este evolucionará rápidamente hacia el establecimiento de una autoregulación de la opacidad del plasma respecto de las partículas alfa, de la forma:

$$R / \ell_{\alpha} \cong 1/3 \quad (IV.3)$$

donde

$$\ell_{\alpha} = \frac{.01}{\ln \Lambda} [T (\text{keV})]^{3/2} / \rho \text{ cm} \cong 2 \times 10^{-2} [T (\text{keV})]^{3/2} / \rho \text{ cm}$$

es el rango de las partículas α , y se ha adoptado para el logaritmo Coulombiano $\ln \Lambda = 5$.

Esta relación significa que aproximadamente un 50% de la energía de

partículas α es absorbida en las capas superficiales de la materia fría, las cuales son "evaporadas" e incorporadas al ignitor; el ajuste del sistema a la condición de autoregulación se realiza mediante un aumento de temperatura (si $R_i > \frac{1}{3} \ell_\alpha$), o una disminución de $T^{3/2}/\rho$ (si $R_i < \frac{1}{3} \ell_\alpha$).

- De este modo quedan vinculadas R y T . En efecto, siendo

$$R = A \epsilon^{3/2} / \rho, \text{ con } A = 1.67 \times 10^{-25},$$

puede expresarse la ecuación IV.2, eliminando la densidad, en la forma:

$$\frac{d \ln \epsilon}{d \ln R} = \frac{16}{5} \times 10^{40} \langle \sigma v \rangle A \frac{\epsilon^{1/2}}{\dot{R}} - \frac{8}{5} \quad (\text{IV.4})$$

La condición para que se propague el quemado (es decir para que la incorporación de masa a la región caliente no extinga el proceso por enfriamiento) es: $d \ln \epsilon / d \ln M > 0$, la cual, debido a la condición IV.3 es equivalente a:

$$\frac{d \ln \epsilon}{d \ln R} > 0,$$

o sea:

$$3.4 \times 10^{15} \langle \sigma v \rangle \epsilon^{1/2} / \dot{R} > 1 \quad (\text{IV.5})$$

Inicialmente, debido a la fuerte diferencia de presiones el frente se desplazará con la velocidad correspondiente a una onda de choque fuerte; si se ignora, en primera aproximación, la variación radial de la densidad, lo cual puede ser adecuado sobre distancias pequeñas, es $\dot{R} = \left(\frac{\epsilon}{2}\right)^{1/2}$, de modo que la condición precedente toma la forma:

$$\langle \sigma v \rangle > 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1},$$

que se verifica para $T_i > 12 \text{ keV}$.

Nótese que el valor de ρR correspondiente a la autoregulación a esta temperatura inicial es $\rho R)_{a.r.} = .3 \text{ g cm}^{-2}$. En consecuencia, si se satisfacen la condición $\rho R > .3 \text{ g cm}^{-2}$, se propagará en el combustible una onda de quemado caracterizada por una temperatura $T > 12 \text{ keV}$, suficiente para sostenerla mediante la deposición de la energía transportada por las partículas alfa liberadas en su seno.

En un medio de densidad uniforme ($\rho_i = \rho_c$), el incremento de la temperatura una vez iniciada la propagación hace que el frente de quemado se haga supersónico ($\dot{R} > C_{s_i}$) debido a la fuerte dependencia de $\langle \sigma v \rangle$ con la temperatura de la región caliente. Por consiguiente, en esta etapa los efectos dinámicos tienden a perder importancia frente a la deposición de la energía de las partículas alfa, lo que corresponde matemáticamente a despreciar el último término de la ecuación IV.1, que describe la evolución de la energía térmica del ignitor; esto introduce un ligero cambio en la ecuación IV.5, prácticamente compensado por un modesto incremento de la temperatura. En este régimen estudiado por Bruecker y Jorna (ver Refer.), donde también se utilizara la hipótesis de autoregulación precedente (aunque con un coeficiente distinto:

$R/\lambda_\alpha \cong 1$), resulta:

$$\frac{\dot{R}}{C_s} > 1.3 \times 10^{16} \langle \sigma v \rangle$$

El frente de combustión se hace definitivamente supersónico ($\dot{R}/C_s > 2$) cuando $T = 15 \text{ keV}$. Sin embargo, este modelo falla a temperaturas mayores, ya que indicaría que para $T > 40 \text{ keV}$ el frente se haría tan fuertemente supersónico

($\dot{R} \approx 10 C_s \approx 3.5 \times 10^8 T^{1/2} \text{ cm s}^{-1} \approx 2 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$) que superaría a la propia velocidad inicial de las partículas alfa ($v_{\alpha i} = 1.29 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$), lo cual es claramente inconsistente con la hipótesis de propagación conducida por éstas. La dificultad reside en el tratamiento local e instantáneo de la deposición de la energía de las partículas α , que sobreestima el calentamiento, y en una evaluación incorrecta del rango λ_{α} , ya que para $T > 30 \text{ keV}$ predomina el frenamiento debido a los iones, de modo que $\rho \lambda_{\alpha}$ escala con una potencia inferior con la temperatura (ver fig.IV.2).

Si la densidad de la zona caliente difiere significativamente de la correspondiente al combustible frío (por ejemplo, en los blancos gruesos podría tenerse $\rho_i/\rho_c \geq 1$), debería calcularse $\epsilon^{1/2}/\dot{R}$ como:

$$\epsilon^{1/2}/\dot{R} = (2 \rho_c/\rho_i)^{1/2}$$

de modo que la condición IV.5 se transforma en:

$$\langle \sigma v \rangle > \left(\frac{\rho_i}{2 \rho_c} \right)^{1/2} .3 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Como ilustración, si se supone $\rho_i/\rho_c \approx 10$ (situación que es posible encontrar en los casos considerados de blancos gruesos detonantes), la condición de propagación es ligeramente más exigente

$$\langle \sigma v \rangle > 6.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

y se satisface para $T_i \approx 15 \text{ keV}$, con un valor correspondiente de $(\rho R)_{a.r.} \approx .4 \text{ g cm}^{-2}$.

IV.3 Propagación del quemado y ganancias alcanzables

A partir del criterio aproximado

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho R \approx .4 \text{ g cm}^{-3} \\ T \approx 15 \text{ keV} \end{array} \right. \quad (\text{IV.6})$$

puede estimarse la energía necesaria para generar un ignitor capaz de iniciar la propagación del quemado:

$$E_i = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho R)^3}{\rho^2} \quad \epsilon_i = \frac{4}{3} \pi \frac{(.4)^3}{\rho^2} 1.7 \times 10^{16} \text{ erg} \quad (\text{IV.7})$$

Evidentemente la energía de ignición depende fuertemente de la densidad de la zona caliente, y por lo tanto es muy sensible al valor adoptado para ella. Si bien el cálculo analítico de la densidad del combustible que rodea a la burbuja es prácticamente imposible, resulta razonable suponer, en vista de los exponentes típicos de las soluciones autosimilares de flujos convergentes, que el perfil radial de densidades en la corteza tenga un comportamiento de la forma: $\rho(r) \sim r^{-k}$, con $k \approx 1$. Para estos perfiles el valor de ρR que se obtiene promediando la densidad sobre un intervalo radial arbitrario es prácticamente independiente del ancho de este intervalo. En consecuencia, si bien la discretización falsea el valor de ρ , debería dar un valor correcto para el producto ρR característico de las capas internas de la corteza. En nuestro caso (fig. IV.3), este valor resulta del orden de 0.4 g cm^{-2} , suficiente entonces para satisfacer el criterio IV.6, y la densidad en las capas adyacentes es $\rho_b \approx 600 \text{ g cm}^{-3}$.

A los efectos de estimar la energía de ignición se adoptará para la densidad un valor inferior $\rho \approx 300 \text{ g cm}^{-3}$, correspondiente a la densidad media sobre una zona cuyo espesor es del orden del radio final de la burbuja.

Resulta así de la ecuación (IV.7):

$$E_i \cong 5 \text{ kJ}$$

Este valor de E_i es prácticamente un orden de magnitud inferior al que es capaz de proveer el quemado de la burbuja central de un blanco de paredes gruesas dimensionado como se viera en el capítulo precedente (por ejemplo, el caso IV, donde $E_{b\alpha} \approx 30 \text{ kJ}$).

Debido a la fuerte dependencia de la reactividad $\langle \sigma v \rangle$ con la temperatura en el rango $T: 15 \div 40 \text{ keV}$, el exceso de energía en la zona caliente se refleja en un más rápido proceso de ignición, hasta el establecimiento de la situación autoregulada merced al consiguiente aumento de la transparencia.

Una vez iniciada la propagación, la velocidad del frente de quemado alcanza un valor prácticamente constante $\dot{R}_F \approx 3 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, como puede apreciarse de la fig.IV.4, concordante con un desplazamiento supersónico ($\dot{R}_F \approx 2 C_S$) a una temperatura media $T \approx 20 \text{ keV}$ detrás del frente.

Cuando la onda de quemado llega a las capas más alejadas, poco comprimidas, el proceso tiende a extinguirse.

La energía liberada en este proceso es muy grande, como puede apreciarse de la fig.IV.5 que refleja su evolución temporal, hasta alcanzar valores de $E_N \approx 120 \text{ MJ}$; esta fase del proceso (que es la que proveería ganancias globales superiores a 600) puede considerarse bien tratada por el código numérico, ya que los detalles de su iniciación pierden relevancia cuando la masa involucrada es ya importante y se distribuye sobre varios estratos. El valor de E_N está en buen acuerdo con el que proveería la ec.II.2 para el quemado del combustible:

$$E_N = m \cdot f_q \cdot \epsilon_N$$

donde:

$$m = 40 \text{ mg } (\approx 45\% m_T)$$

$$f_q = \frac{\rho R}{H_B + \rho R} \approx 3\% \quad (\text{tomando } H_B \approx 11 \text{ g cm}^{-2} \text{ en la ec. 11.10})$$

$$\epsilon_N \approx 100 \text{ MJ/mg} \quad (\text{ver Tabla IV.1}),$$

de modo que resulta

$$E_N \approx 120 \text{ MJ}$$

Es característico de este proceso una baja eficiencia de quemado ($f_q \approx 3\%$) "compensada" por la elevada masa de combustible interesada.

Cabe señalar que en el diseño adoptado para estudiar la factibilidad del concepto de estos blancos de alta ganancia el material combustible de la corteza (polietileno deuterado-tritiado) fue elegido atendiendo a razones prácticas (facilidad de construcción, no empleo de elementos criogénicos) más que a optimizar las ganancias y energías de ignición en juego; así, por ejemplo, en la Tabla IV.1, donde se comparan las características del $(C-D-T)_n$ respecto del D-T equimolar, puede apreciarse la reducción en un factor ≈ 3 en la energía termonuclear específica, y la paridad aproximada de la energía térmica específica de ignición.

Por otra parte, la masa de combustible que alcanza un apreciable grado de quemado ($f_q > 1\%$) es aproximadamente la mitad de la masa disponible, mientras que la otra mitad (correspondiente a las capas más externas) permanece prácticamente inerte; este hecho tiende a mostrar que son necesarios aún extensos estudios para determinar el diseño más eficiente de estos blancos, como, por ejemplo, la identificación del mínimo valor de $\beta = R_e/R_i$ que, conservando las

ventajas de sencillez, estabilización y acumulación características de los blancos de paredes gruesas, permitan elevar la eficiencia de transferencia de energía a la burbuja central y reducir la energía "perdida" en las capas más externas de la corteza.

Por último, debe señalarse, aún a riesgo de ser reiterativos, que con el presente trabajo lo que se ha pretendido es evaluar la factibilidad de un nuevo concepto en blancos de alta ganancia; estudios más amplios y profundos, tanto analíticos como numéricos son aún necesarios para determinar su real viabilidad. Creemos que los resultados preliminares mostrados aquí son promisorios, teniendo en cuenta que, por ejemplo, aún cuando la energía láser necesaria hubiese sido subestimada por factores de hasta 5 ($E_{\ell} \approx 1$ MJ), todavía se alcanzarían ganancias importantes ($G > 100$), sin considerar que estas evaluaciones se efectúan sobre diseños seguramente no optimizados.

	D-T	(C-D-T) _n
\bar{Z}	1	3.5
\bar{A}	2.5	7.25
ϵ_N	340 MJ/mg	100 MJ/mg
T_{ign}	5 keV	13 keV
ϵ_T	$1.15 \times 10^{15} T(\text{keV}) \text{erg/g}$	$.69 \times 10^{15} T(\text{keV}) \text{erg/g}$
H_B	6.3 g cm^{-2}	11 g cm^{-2}

TABLA IV.1

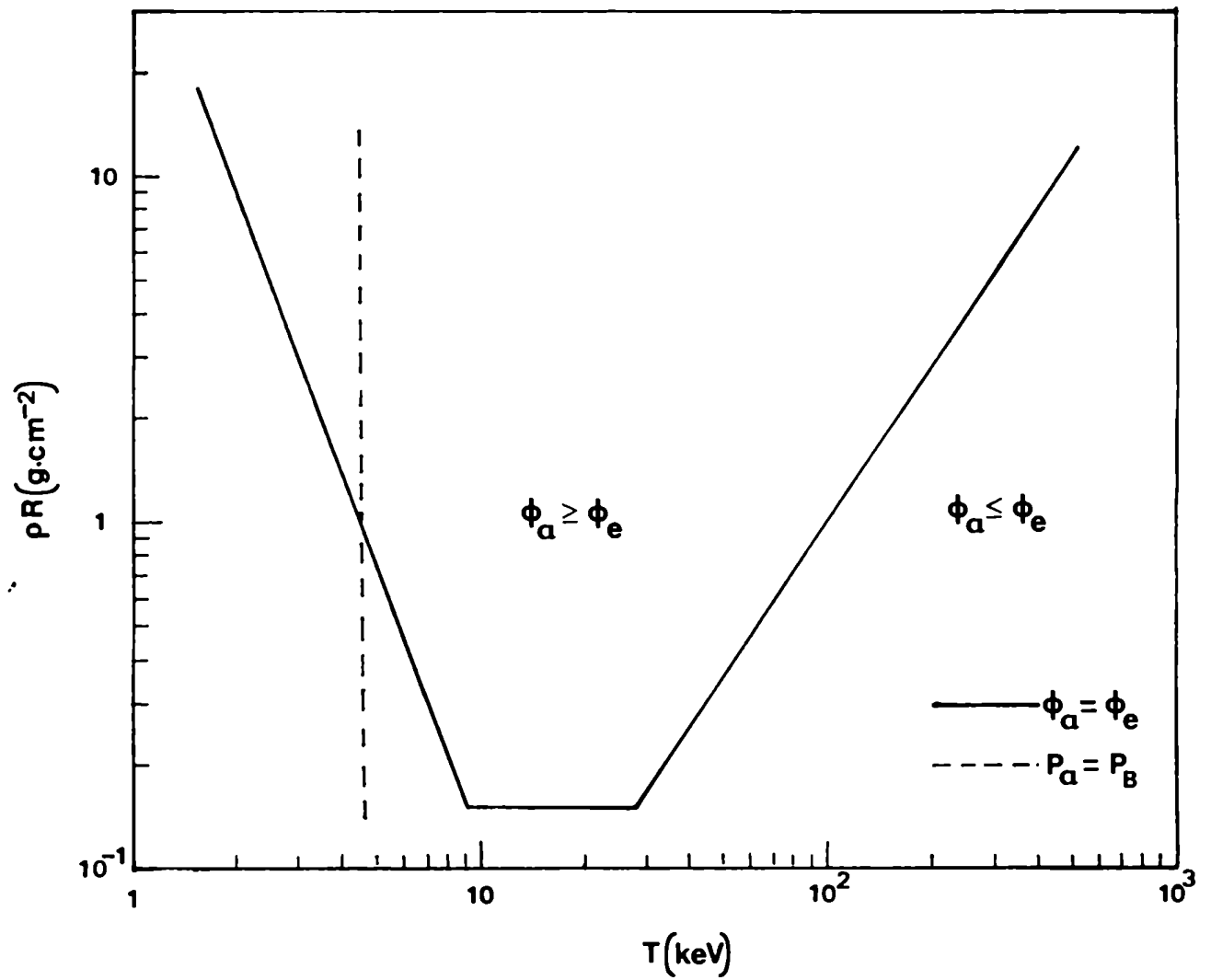
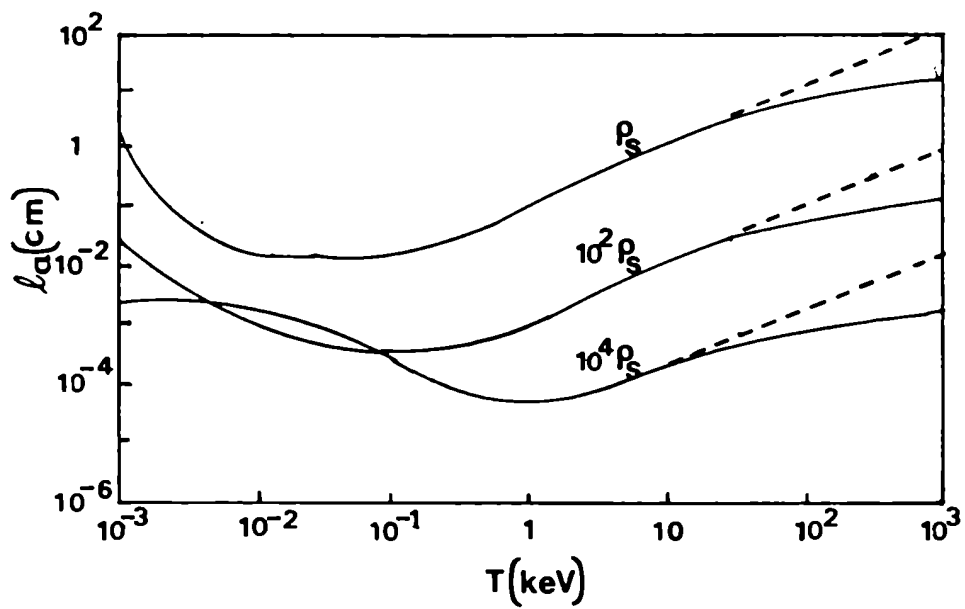


Figura IV.1



Rango de partículas alfa de 3.5 MeV en plasmas de DT.
 (Stepanek, J., en Laser Interaction and Related Plasma
 Phenomena, Vol.5, 341, Plenum Press (1981)).

Figura IV.2

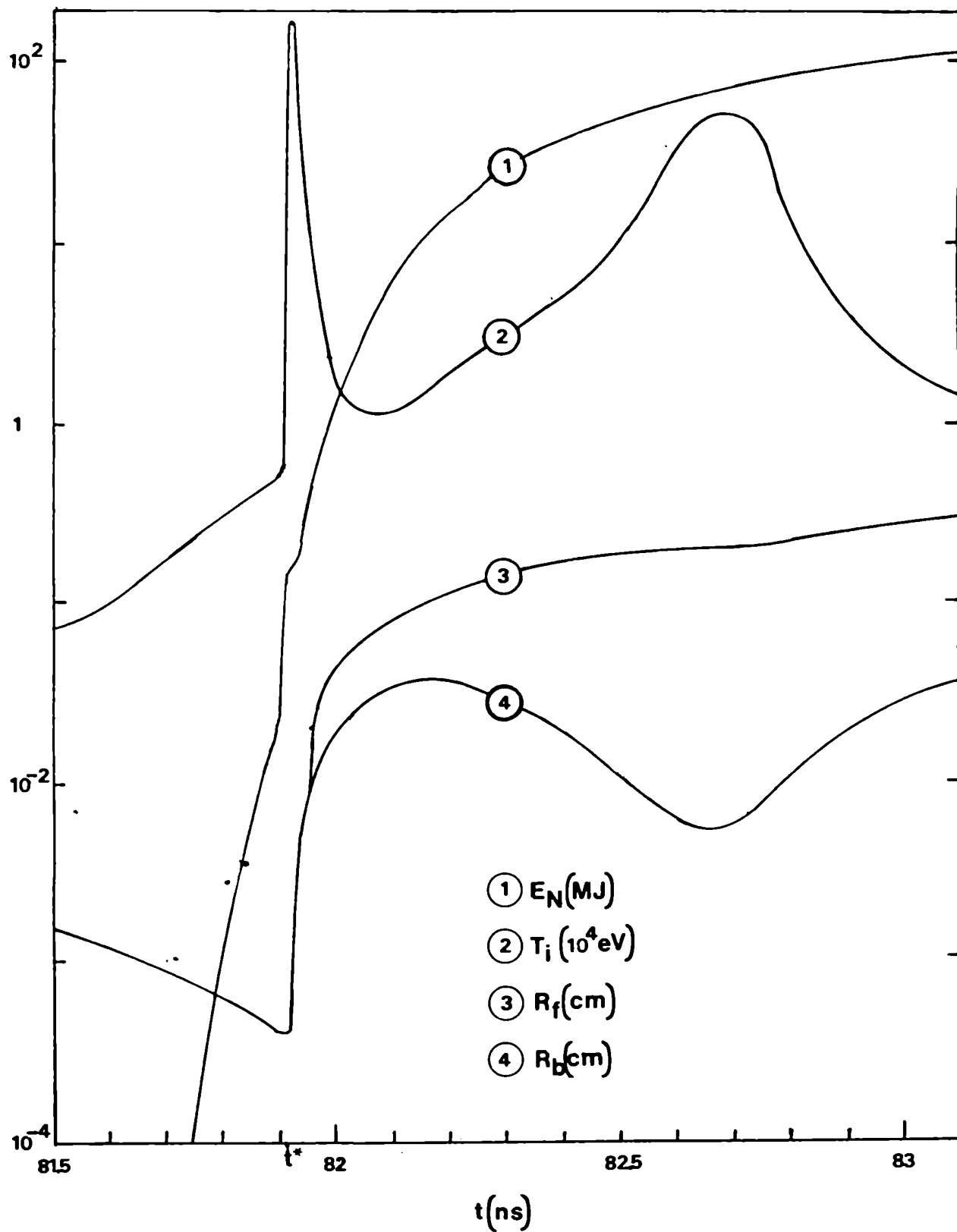


Figura IV.3

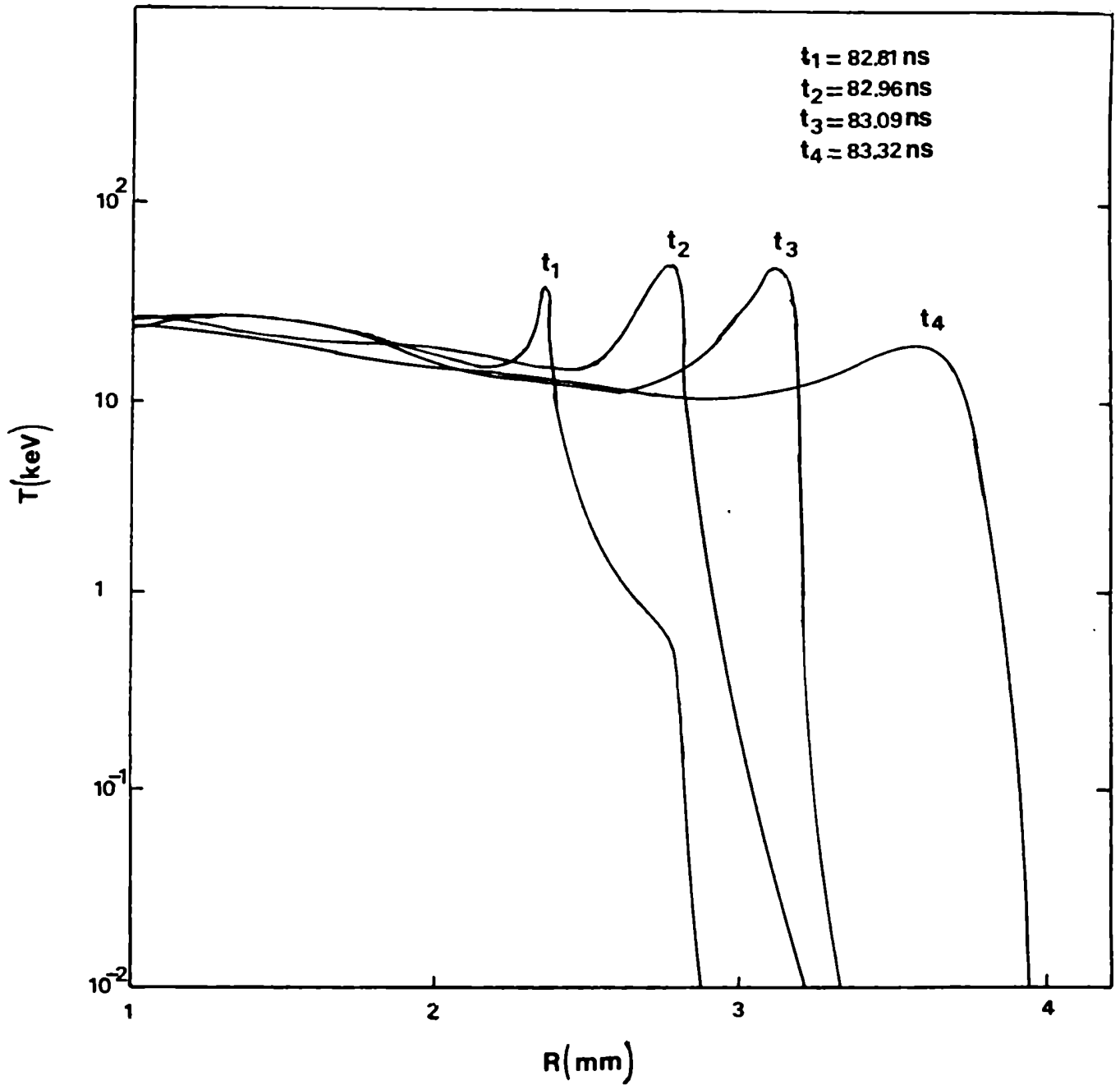


Figura IV.4

APENDICE

TRATAMIENTO DE LA DEPOSICION DE LA
ENERGIA DE LAS PARTICULAS ALFA

APENDICE

TRATAMIENTO DE LA DEPOSICION DE LA ENERGIA DE LAS PARTICULAS

ALFA

La reacción termonuclear $D+T \rightarrow \alpha (3.5 \text{ Mev}) + n (14.1 \text{ Mev})$ libera una partícula alfa (núcleo del He^4) energética que puede depositar parcial o totalmente su energía en el combustible termonuclear. El problema del frenamiento de las partículas alfa tiene, entonces, principal interés cuando el medio es un plasma termonuclear a elevada temperatura ($T > \text{keV}$) y comprimido ($\rho > 10 \text{ g cm}^{-3}$).

El problema del frenamiento continuo de las partículas α es descrito en la situación más general mediante la ecuación de Fokker-Planck (Sivukhin, 1966); su extrema complejidad, sin embargo, no permite su inserción en un código numérico sin extender significativamente los tiempos de simulación. En cambio, resulta útil, en estos casos, una aproximación difusiva de la ecuación del transporte de la energía de las partículas alfa, que es aceptable en el rango de temperaturas típico del fenómeno de ignición ($\text{keV} < T < 40 \text{ keV}$).

El modelo difusivo se basa en que para temperaturas del plasma no muy altas ($T \lesssim 40 \text{ keV}$) es predominante el frenamiento debido a las interacciones coulombianas con los electrones del plasma, y en que, en esas condiciones, las trayectorias de frenado pueden considerarse rectilíneas; de este modo el movimiento de la partícula α está regulado por una ley similar a la del frenamiento viscoso: $\dot{\vec{V}} = -\eta \vec{V}$.

Estas consideraciones pueden fundamentarse, cualitativamente, a partir de la fórmula de Rutherford para la sección de choque coulombiana:

$$\sigma_{12}(\theta, \mu) = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{2 \mu v_r^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (\text{A.1})$$

donde z_1 y z_2 son los números atómicos de las partículas interactuantes, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ es la masa reducida, v_r es la velocidad relativa ($\vec{v}_r = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$) y θ es el ángulo de desviación.

En efecto, como $v_e \cong 2.3 \times 10^9 [T_e (\text{keV})]^{1/2} \text{ cms}^{-1}$ y $v_i \cong 5.3 \times 10^7 A^{-1/2} [T_i (\text{keV})]^{1/2} \text{ cms}^{-1}$; son las velocidades de electrones y iones respectivamente, y la velocidad inicial de las partículas α de 3.5 MeV es $v_{\alpha 0} \cong 1.3 \times 10^9 \text{ cms}^{-1}$, resulta, en el rango de temperaturas considerado, que: $v_{rae} \cong v_e$; $v_{rai} \cong v_\alpha$; $\mu_{ae} \cong m_e$; $\mu_{ai} \cong m_\alpha \left(1 + \frac{4}{A}\right)^{-1} \cong m_\alpha$, y entonces

$$\sigma_{ae} \sim (m_e v_e^2)^{-2} \sim T_e^{-2},$$

$$\sigma_{ai} \sim (m_\alpha v_\alpha^2)^{-2} \sim E_\alpha^{-2}$$

En consecuencia, σ_{ae} es independiente de la velocidad de la partícula alfa (siempre que $v_e \gg v_\alpha$), y decrece cuando aumenta la temperatura, mientras que σ_{ai} crece rápidamente cuando, debido al frenado electrónico, decrece la energía de las partículas alfa (de modo que $v_\alpha \lesssim v_i$). Un estudio más detallado, basado en la teoría de las colisiones binarias, confirma estas previsiones cualitativas. La pérdida de energía de la partícula alfa por unidad de tiempo puede escribirse entonces como:

$$\frac{dE_\alpha}{dt} = \left(\frac{dE_\alpha}{dt} \right)_e = - \frac{E_\alpha}{t_{rel}} \quad (\text{A.2})$$

donde:

$$t_{rel} = \frac{3 \cdot 2^{1/2}}{16 \pi^{1/2}} \frac{m_{\alpha} T^{3/2}}{L_{\alpha/e} (2 z_i e^2)^2 n_e m_e^{1/2}} \quad (A.3)$$

y la ecuación de movimiento viscoso resultante es, en estas condiciones:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\eta \vec{V}_{\alpha} \quad (A.4)$$

donde el coeficiente viscoso es $\eta = (2 t_{rel})^{-1}$.

El rango de las partículas alfa está dado, siempre bajo la hipótesis de frenamiento electrónico, por:

$$l_{\alpha} = \int_{\frac{3}{2} T}^{E_{\alpha 0}} \frac{dE_{\alpha}}{dE_{\alpha}/dr} = \frac{v_{\alpha 0}}{\eta} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{T}{E_{\alpha 0}} \right] \approx \frac{v_{\alpha 0}}{\eta} \quad (A.5)$$

o sea

$$l_{\alpha} = \frac{.107}{L_{\alpha/e}} \frac{[T(\text{keV})]^{3/2}}{\rho(\text{g cm}^{-3})} \text{ cm} \quad (A.6)$$

La contribución de los iones al frenamiento puede tenerse en cuenta, en primera aproximación, incluyendo un término adicional de la forma $-\beta \frac{\vec{V}_{\alpha}}{v_{\alpha}^3}$ en la ecuación del movimiento viscoso.

La ecuación del transporte de las partículas alfa es de la forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \vec{V}_{\alpha} f + \frac{\partial}{\partial \vec{V}} \dot{\vec{V}}_{\alpha} f = \frac{g(\vec{x}_{\alpha}, t)}{4 \pi v_{\alpha 0}^2} \sigma(v_{\alpha} - v_{\alpha 0}) \quad (A.7)$$

donde f es la función de distribución de las partículas α , y el término de fuente $g(\vec{x}, t)$ es el número de partículas α emitidas por unidad de tiempo y de volumen.

Si se utiliza la ecuación (A.4) y se integra respecto de la velocidad se obtiene:

$$\frac{\partial \epsilon_{\alpha}}{\partial t} = g(\vec{x}, t) \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha 0}^2 - \nabla \cdot \vec{Q} - \frac{\epsilon_{\alpha}}{t_{rel}} \quad (\text{A.8})$$

donde

$$\epsilon_{\alpha} = \int dV_{\alpha} \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 f \quad \text{es la densidad de energía,}$$

$$\vec{Q} = \int dV_{\alpha} \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \vec{v}_{\alpha} f \quad \text{es el flujo de energía (y } dV_{\alpha} = 4 \pi v_{\alpha}^2 dv_{\alpha} \text{)}.$$

Si el medio es homogéneo e infinito, y el problema es estacionario, la solución a la ecuación (A.7) es (Atzeni, 1979).

$$f = \frac{g}{4 \pi \eta v_{\alpha}^3} H(v_{\alpha 0} - v_{\alpha}) \quad (\text{A.9})$$

donde H es la función de Heaviside. Con esta solución se puede calcular la densidad de energía

$$\epsilon_{\alpha} = \int_0^{v_{\alpha 0}} f dV_{\alpha} \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 = g E_{\alpha 0} t_{rel} \quad (\text{A.10})$$

y la densidad de las partículas cuya velocidad $v_{\alpha} > v_{\alpha \min}$ es:

$$n_M = \int_{v_{\min}}^{v_{\alpha 0}} f dV_{\alpha} = \frac{g}{\eta} \ln \frac{v_{\alpha 0}}{v_{\alpha \min}} \quad (\text{A.11})$$

Puede mostrarse que una buena aproximación cuando el problema no es estacionario consiste en utilizar para ϵ_α la misma expresión (A.10) que la correspondiente a la situación de equilibrio, de modo que la ecuación (A.8) queda:

$$\frac{\partial \epsilon_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \frac{\epsilon_\alpha}{t_{rel}} = g(\vec{x}, t) E_{\alpha 0}, \quad (\text{A.12})$$

con

$$\vec{Q} \cong -\frac{1}{9} E_{\alpha 0} (v_{\alpha 0} t_{rel})^2 \vec{\nabla} g = -D \vec{\nabla} \epsilon_\alpha \quad (\text{A.13})$$

definiendo el coeficiente de difusión: $D = \frac{1}{9} v_{\alpha 0}^2 t_{rel}$.

Se arriba finalmente, entonces, a la siguiente ecuación de difusión para ϵ_α , combinando ambas ecuaciones (A.12) y (A.13):

$$-\frac{\partial \epsilon_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} \epsilon_\alpha) - \frac{\epsilon_\alpha}{t_{rel}} = -g(\vec{x}, t) E_{\alpha 0} \quad (\text{A.14})$$

En el caso homogéneo y estacionario, la ecuación de difusión (en simetría esférica) queda reducida a:

$$\frac{D}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \epsilon_\alpha) - \frac{\epsilon_\alpha}{t_{rel}} = -g(r) E_{\alpha 0} \quad (\text{A.15})$$

sujeta a las condiciones de contorno: $(\epsilon_\alpha r) \Big|_{r=0} = 0$ (A.16)

y

$$\frac{\partial \epsilon_\alpha}{\partial r} \Big|_{r=R} = -\frac{1}{3} \frac{v_{\alpha 0}}{D} \epsilon_\alpha \quad (\text{A.17})$$

que corresponde a que el flujo saliente de la esfera donde $g(r) \neq 0$ es:

$$S_n = \int \frac{1}{2} m_\alpha v_{\alpha 0}^2 v_{\alpha n} f d V_\alpha = \frac{1}{3} v_{\alpha 0} \epsilon_\alpha \cdot$$

De esta manera puede calcularse, por ejemplo, la fracción de flujo saliente

$$\eta_{sal} = \frac{E_{sal}}{E_{\alpha 0} \int_0^R 4 \pi r^2 g(r) dr}$$

para el caso más sencillo de $g(r) = \text{cte} = g_0$, que da (con $\tau = R/\lambda_\alpha$):

$$\eta_{sal} = \frac{1}{2\tau} \left[1 - \frac{\sinh 6\tau}{e^{6\tau} - \frac{\sinh 6\tau}{6\tau}} \right] \quad (\text{A.18})$$

que tiende a $\eta_{sal} = \frac{1}{4\tau}$ cuando $\tau \gg 1$, y se representa en la fig.A.1.

En la fig. A.2 se representa el perfil radial de la densidad de energía cinética de las partículas alfa ϵ_α (relativa al valor correspondiente a $\tau \rightarrow \infty$) para varios valores de la opacidad $\tau = R/\lambda_\alpha$, supuesto $g(r) = g_0$. Puede apreciarse que el tratamiento local de deposición de la energía (es decir aquel en que la energía de la partícula alfa se deposita inmediatamente donde fue generada) es una correcta aproximación sólo para sistemas muy opacos ($\tau > 3$), por lo que en la mayor parte de las situaciones de interés termonuclear ($\tau \leq 1$) es necesario considerar el transporte de la energía, a fin de no sobreestimar los efectos de autocalentamiento del combustible.

La adopción de la aproximación difusiva, en contraposición a tratamientos más rigurosos, permite, por su relativa simplicidad, la inclusión en el código numérico. Sin embargo, su límite de validez restringe su utilidad cuando se trata la deposición de la energía de las partículas alfa en plasmas a muy alta

temperatura ($T > 40$ keV), cuando se hace predominante el frenamiento debido a los iones. Una forma de extender la validez del modelo difusivo consiste en incluir un término de la forma $-\beta/v_{\alpha}^2$ en la ec.(A.4) de frenamiento viscoso; la inconsistencia de continuar tratando como rectilíneo el movimiento (a pesar de que, en este caso, las deflexiones pueden ser importantes) introduce, naturalmente, un error sistemático en el tratamiento. Sin embargo, puede mostrarse que, si bien el rango de las partículas alfa se sobreestima en un 30% aproximadamente, de no incluirse el término iónico el error cometido en el cálculo de la energía cedida por unidad de recorrido es despreciable, debido a que el error cometido en la evaluación del rango (ver fig.IV.2) corresponde a la subestimación del frenamiento cuando ya la energía de las partículas alfa es baja. Así, por ejemplo, el recorrido x cumplido por una partícula alfa desde el instante de producción (energía $E_{\alpha 0}$) hasta que su energía se reduce a $E_{\alpha} = .15 E_{\alpha 0} \cong .53$ MeV es

$$x_e = \frac{v_{\alpha 0}}{\eta} \left[1 - \left(\frac{E_{\alpha}}{E_{\alpha 0}} \right)^{1/2} \right] = .62 \frac{v_{\alpha 0}}{\eta},$$

si se considera solo el frenamiento electrónico, mientras que el cálculo que incluye el término iónico daría (Atzeni, 1979).

$$x = .55 \frac{v_{\alpha 0}}{\eta}$$

de modo que el error cometido es $\approx 12\%$, aceptable para varias de las aplicaciones del tratamiento difusivo a situaciones de interés termonuclear.

Tratamiento numérico de la deposición de energía de los productos cargados

En los plasmas termonucleares de DT equimolar considerados, más del

99% de las reacciones son las de D-T (ver fig.11.1):



de modo que la energía asociada a las partículas alfa es prácticamente la energía total de los productos cargados; este hecho permite tratar con menor precisión la cesión de energía de parte de He^3 , protones y tritones.

En lo que respecta a los neutrones, la probabilidad de que sufran al menos una interacción en el seno del combustible (D-T) depende del producto ρR en la forma

$$p = 1 - e^{-\rho R/H_N}$$

$$\text{donde } H_N = \frac{\bar{A}}{N_0 \sigma(E_n)} \approx 4.6 \text{ g cm}^{-2},$$

ya que la sección eficaz de colisión para neutrones de energía $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ es $\sigma(E_n) \approx .9 \text{ barn}$ (N_0 es el número de Avogadro).

De este modo, para que la probabilidad p sea apreciable ($\geq .37$) debe ser $\rho R \geq 4.6 \text{ g cm}^{-2}$, rango de valores bastante superior al que puede obtenerse en la implosión de blancos como los estudiados ($\rho R \approx 1 \text{ g cm}^{-2}$).

Si bien existen tratamientos basados en el método de los multigrupos de energía que permiten seguir a la partícula alfa a lo largo de todo el rango, por su complejidad requieren tiempos de cálculo extremadamente largos. Por consiguiente, se opta por emplear el modelo difusivo para la deposición de la energía de las partículas alfa, con la opción de incluir la corrección asociada con el término iónico del frenamiento; en cambio para los restantes productos cargados (núcleos de He^3 , tritones y protones) se considera la cesión local e instantánea de su energía a los electrones. Se desprecia la interacción de los neutrones

y el transporte de masa y de momento de los productos.

La ecuación de difusión (A.14) (generalizada para un plasma en movimiento con la inclusión de un término convectivo) se escribe en la descripción lagrangiana como:

$$\frac{d\epsilon_\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho R^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{\alpha-1} D \frac{\partial}{\partial R} (\rho \epsilon_\alpha) \right] - \frac{\epsilon_\alpha}{t_{rel}} + g_\alpha \frac{E_{\alpha 0}}{t_{rel}}$$

donde α es el parámetro de simetría ($\alpha=3$ en simetría esférica).

Expresado en términos de la variable lagrangiana S definida como:

$$S = S_1 + \frac{\alpha}{\rho_{00}} \int_r^{r_1} r^{(\alpha-1)} \rho_0(r') dr',$$

y recordando que en tal representación (con γ como término de fuente de masa) es:

$$\frac{\partial}{\partial R} \Big|_t = \frac{1}{\rho_{00} \zeta} \left(\frac{R}{S} \right)^{\alpha-1} \Gamma \frac{\partial}{\partial S} \Big|_t, \quad \text{donde}$$

$$\Gamma(z, t) = \exp \left[- \int_0^t \frac{\gamma(s, t')}{\rho(s, t')} dt' \right]; \quad \zeta = \frac{1}{\rho_{00}} \frac{\partial R^\alpha}{\partial S^\alpha} \Big|_t$$

queda

$$\frac{d\epsilon_\alpha}{dt} = \frac{\Gamma}{\rho_{00}} \frac{1}{\rho^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial S} \left[R^2 (\alpha-1) \Gamma \frac{D}{\zeta \rho_{00}} \frac{1}{\rho^{\alpha-1}} \frac{\partial (\epsilon_\alpha / \zeta)}{\partial S} \right] - \frac{\epsilon_\alpha}{t_{rel}} + g_\alpha E_0 \zeta \quad (\text{A.19})$$

donde: $t_{rel} (s) = 4.2 \times 10^{-22} \frac{A}{z L_{\alpha e} \rho} [T_e (keV)]^{3/2}$ y $D = 1.87 \times 10^{17} t_{rel} [CGS]$, y sujeta a las condiciones de contorno dadas por las ecs. (A.16) y (A.17):

$$-D \frac{\partial(\epsilon_\alpha \rho)}{\partial R} \Big|_{R=R_e} = \frac{1}{3} v_o \epsilon_\alpha$$

$$-D \frac{\partial(\epsilon_\alpha \rho)}{\partial R} \Big|_{R=R_i} = 0$$

La solución numérica de esta ecuación no admite métodos explícitos, basados en discretizar en diferencias finitas como:

$$\frac{d\epsilon_\alpha}{dt} = \frac{\epsilon_{\alpha, j+1/2, i+1} - \epsilon_{\alpha, j+1/2, i}}{\Delta t_i} \quad (\text{A.20})$$

y calcular todos los otros términos de (A.19) en el instante i , ya que para que la solución sea estable es necesario que se verifique la condición (Richtmeyer et al., 1967):

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} (\Delta x)^2 / D,$$

donde

$\Delta x = R_{j+1} - R_j$ es el espesor del estrato ($\Delta x_{\min} \leq 10^{-5}$ cm), y el coeficiente de difusión (con $t_{\text{rel}} \sim 10^{-9}$ s) es $D \sim 10^8$ [CGS]. De este modo, debería ser $\Delta t \leq 10^{-18}$ s, intervalo de integración mucho más breve que los requeridos por las otras ecuaciones del código ($\geq 10^{-15}$ s).

Es necesario entonces apelar a métodos implícitos (esquema de Cranck-Nicholson), consistentes en expresar la derivada temporal en la forma ya indicada (A.20), y calcular todos los otros términos en el instante $i+1$ (con los coeficientes calculados eventualmente en $i+1/2$). En estas condiciones no es posible resolver independientemente las $N_s - 1$ ecuaciones (N_s : número de estratos)

en $\epsilon_{\alpha_{j+1/2, i+1}}$, sino que éstas constituyen un sistema lineal.

Para resolver numéricamente se escribe (A.19) en la forma:

$$\frac{d\epsilon_{\alpha}}{dt} + \frac{\epsilon_{\alpha}}{t_{rel}} = W,$$

y se procede a efectuar una primera integración suponiendo que en el intervalo Δt se mantienen prácticamente constantes W y t_{rel} , de modo que

$$\epsilon_{\alpha}(t_0 + \Delta t) = \epsilon_{\alpha 0} e^{-\Delta t/t_{rel}} + W t_{rel} (1 - e^{-\Delta t/t_{rel}}),$$

con

$$W = \frac{\Gamma}{\rho_{00}} \frac{1}{s^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial s} [R^{2(\alpha-1)} \Gamma \frac{D}{\zeta \rho_{00}} \frac{1}{\rho^{\alpha+1}} \frac{\partial(\epsilon_{\alpha}/\zeta)}{\partial s}] + g_{\alpha} E_{\alpha 0} \zeta$$

Para el cálculo de W , los derivadas espaciales se calculan en el instante $i+1$ y los otros términos en $i+1/2$, es decir:

$$\epsilon_{\alpha_{j+1/2, i+1}} = \epsilon_{\alpha_{j+1/2, i}} e^{-\Delta t_i/t_{rel_{j+1/2, i+1/2}}} + W_{j+1/2, i} t_{rel_{j+1/2, i+1/2}} [1 - e^{-\Delta t_i/t_{rel_{j+1/2, i+1/2}}}],$$

donde (para $j=1, 2, 3, \dots, N_s-1$):

$$W_{j+1/2, i} = \frac{\langle \Gamma_{j+1/2} \rangle}{\rho_{00_{j+1/2}} (j+1/2)^{\alpha-1}} [\langle R_{j+1}^{2\alpha-2} \Gamma_{j+1} D_{j+1} \zeta_{j+1}^{-1} \rangle \cdot \frac{1}{\rho_{00_{j+1/2}} (j + \frac{1}{2})^{\alpha-1}}] .$$

se emplea la siguiente expresión para el logaritmo coulombiano (colisiones alfa-electrones)

$$L_{\alpha/e} = \begin{cases} T \leq 6 \times 10^5 \text{ } ^\circ\text{K} & \left\{ \begin{array}{ll} -18.6 + \ln \Lambda & \text{si } \Lambda > 2.35 \times 10^9 \\ 2.94 & \text{si } \Lambda < 2.35 \times 10^9 \end{array} \right. \\ T \geq 6 \times 10^5 \text{ } ^\circ\text{K} & \left\{ \begin{array}{ll} -12 + \ln(\Lambda/T^{1/2}) & \text{si } \Lambda > 2.35 \times 10^9 \\ 9.6 - 0.5 \ln T & \text{si } \Lambda < 2.35 \times 10^9 \end{array} \right. \end{cases}$$

donde $\Lambda = \frac{T^{3/2} \bar{A}^{1/2}}{\rho^{1/2} \bar{Z}^{1/2}}$ es proporcional al número de partículas en la esfera de Debye.

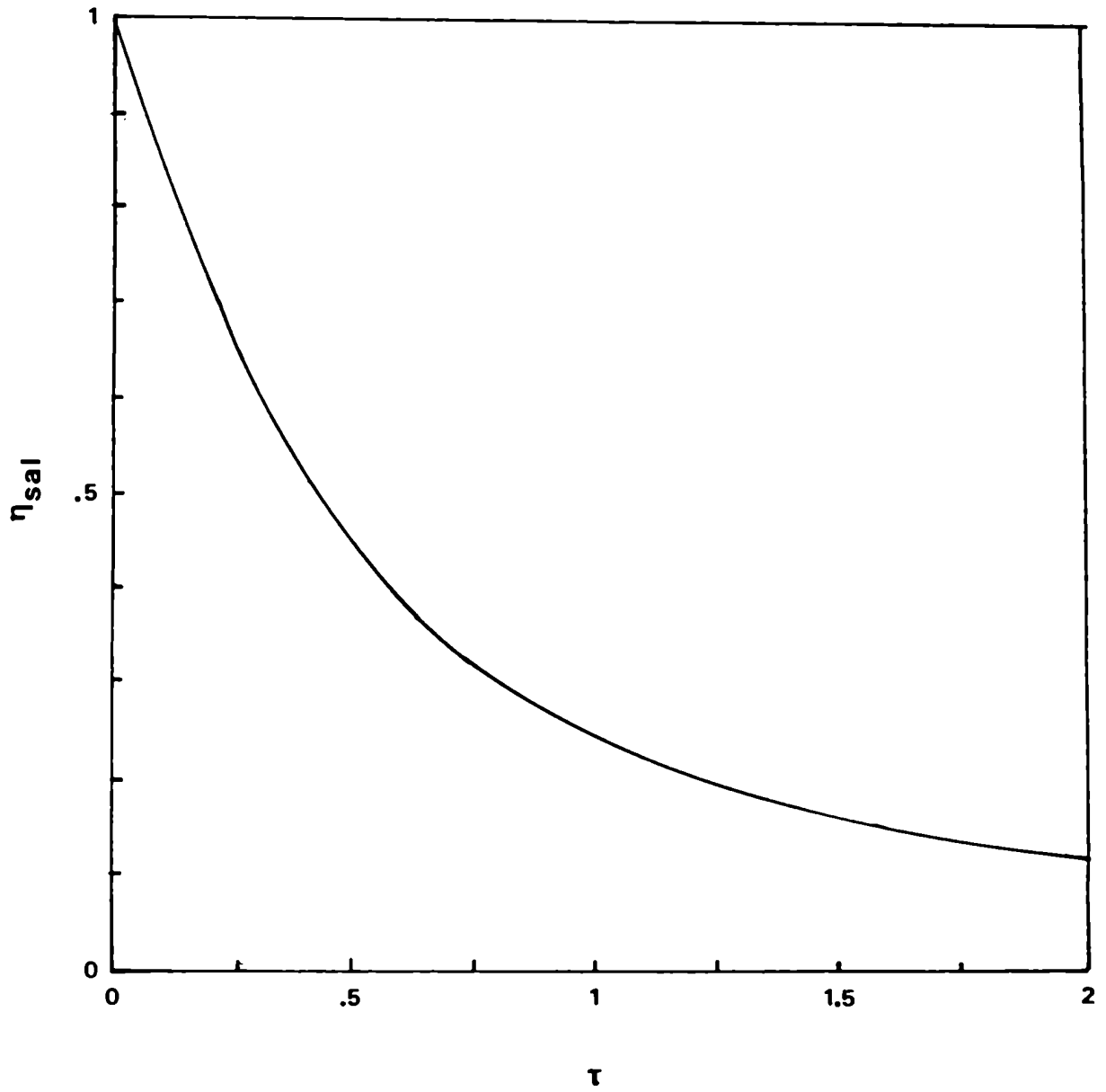


Figura A.1

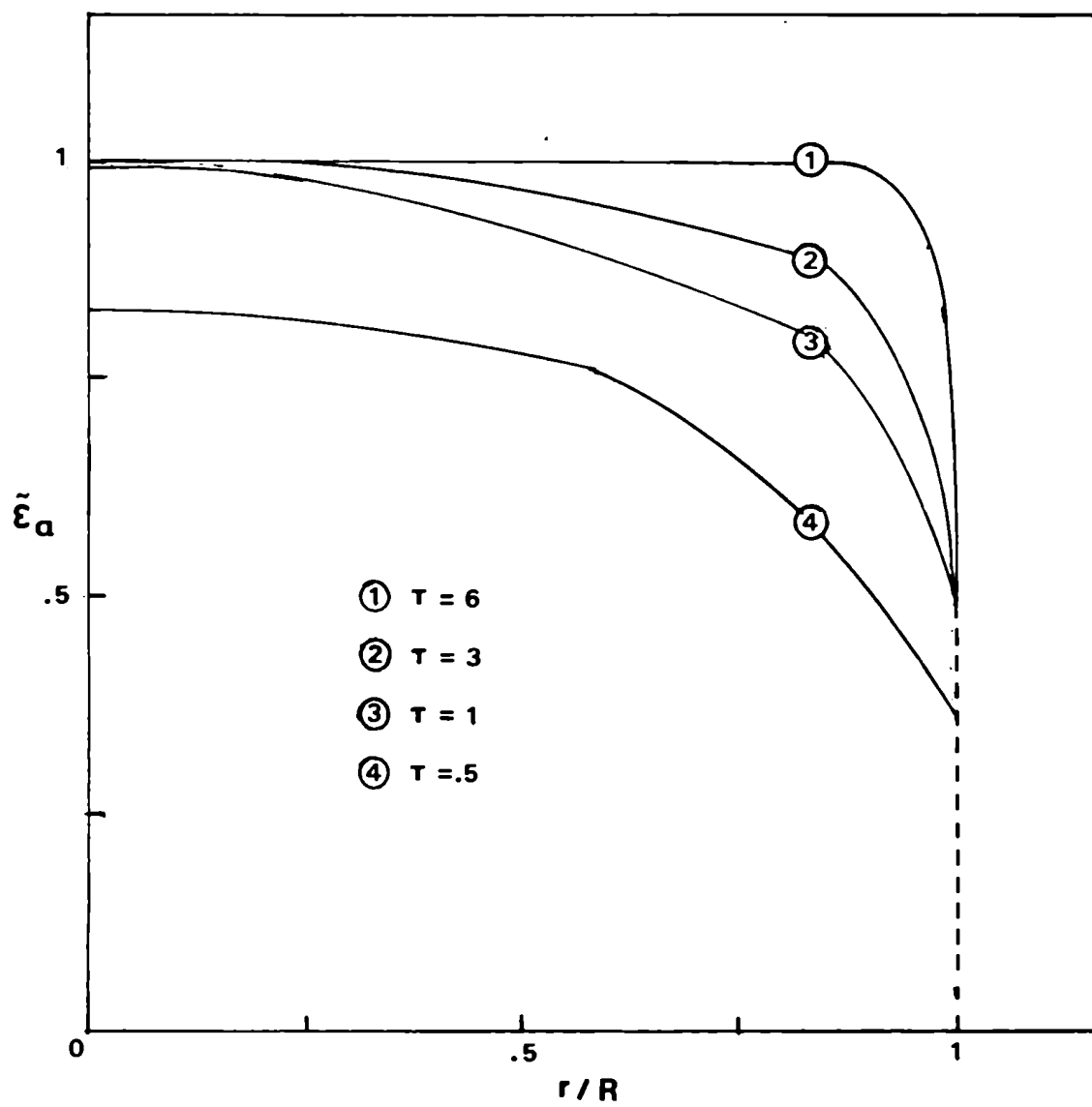


Figura A.2

CAPITULO V

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

V. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

Los resultados obtenidos en el curso de este trabajo indican claramente el notable interés que tendría estudiar ampliamente y en todos sus detalles el concepto de los blancos de corteza gruesa detonante. En este sentido, el presente estudio tiene el carácter de una propuesta y de un llamado de atención sobre un concepto de blanco de alta ganancia no adecuadamente discutido en la literatura científica no clasificada relacionada con el diseño de blancos para la fusión por confinamiento inercial.

La tendencia actual (por ejemplo, Bodner, 1981) en este campo es admitir la existencia de fuertes limitaciones a las compresiones máximas alcanzables ($\rho \leq 10^3 \rho_s$), con lo cual la energía de ignición estimada crecería fuertemente respecto a las propuestas iniciales (Nuckolls, 1972), y tratar de compensar este efecto mediante sofisticados diseños que permitan obtener elevadas eficiencias hidrodinámicas, basados, por ejemplo, en el choque sucesivo de dos o más cáscaras delgadas (Lendl, 1977), o bien en cáscaras de compleja estructuración en capas múltiples de diversos materiales (Kirkpatrick et al., 1975).

Por otra parte, los resultados experimentales obtenidos desde 1973 hasta nuestros días han mostrado la existencia de dos regímenes de implosiones: el modo "impulsivo", caracterizado por pulsos de irradiación extremadamente cortos ($t_\ell < 10^{-9}$ s), con el cual se alcanzan altas temperaturas pero bajas compresiones (debido al precalentamiento del carozo combustible), impidiendo su extrapolación a sistemas de alta ganancia, y el modo "ablativo" caracterizado por pulsos relativamente largos ($t_\ell \geq 10^{-8}$ s), que da lugar a mayores compresiones (el máximo valor alcanzado es $\rho \approx 30 \text{ g cm}^{-3}$, Nuckolls, 1980) pero menores temperaturas (debido a la baja eficiencia de transferencia de energía al núcleo central).

La existencia de una cota a las máximas intensidades con que es posible irradiar los blancos ($I\lambda_{\ell}^2 \lesssim 3 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$) con pulsos láser en un régimen de absorción eficiente, ha estimulado la búsqueda de otras alternativas a los láseres de CO_2 ($\lambda_{\ell} = 10.6 \mu\text{m}$) y Nd ($\lambda_{\ell} = 1.06 \mu\text{m}$) habitualmente empleados, como láseres de muy corta longitud de onda basados en nuevos medios activos, empleo de cristales multiplicadores de la frecuencia, haces de iones, o sistemas de iluminación indirecta.

Las dificultades actuales de la fusión por láser han dado lugar al estudio (en general por medio de complejos códigos numéricos) de diversos conceptos de blancos, en cuyo diseño no suelen tenerse en cuenta elementos esenciales como la sencillez constructiva (y hasta su realización práctica, Duderstadt, 1982) tolerancias en la simetría esférica, grado de mantenimiento de las condiciones óptimas durante la inyección en la cámara (Brueckner, 1980), y, desde el punto de vista de las técnicas numéricas, el grado de error en que puede incurrirse en la simulación hidrodinámica debido al elevado número de interfases intervinientes en el proceso. De hecho, los blancos propuestos y ensayados experimentalmente no se han comportado según las previsiones teóricas y numéricas (Duderstadt et al., 1982; Motz, 1979; Hora, 1981).

Es por ello importante señalar que, dado que el problema del diseño de blancos dista mucho de estar resuelto, la exploración de conceptos sencillos y, en lo posible, predecibles mediante tratamientos analíticos adecuados pueden colaborar en la orientación de los cálculos numéricos hacia situaciones más realistas.

En el caso de blanco grueso detonante estudiado, la evolución puede describirse como sigue: mediante la irradiación con un pulso láser de Nd de energía $E_{\ell} = 200 \text{ kJ}$ y duración $t_{\ell} = 2.76 \mu\text{s}$ (gaussiano, FWHM) de un blanco cons-

tituido por una corteza fúsil de polietileno deuterado-tritiado (densidad $\rho_e \approx 1.67 \text{ g cm}^{-3}$) de 2.4 mm de radio externo y 8 mm de radio interno que rodea una mezcla equimolar gaseosa de D-T (densidad $\rho_i = 3.4 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$), se obtiene, en primera instancia, la compresión y calentamiento de la burbuja hasta densidades $\rho^* \approx 2 \times 10^3 \text{ g cm}^{-3}$ y temperaturas $T^* \approx 5 \text{ keV}$ (con una pobre transferencia de energía, $\eta \approx 10^{-3}$) merced a la inercia y convergencia de la corteza. Se produce así la ignición en la burbuja y el quemado muy eficiente ($f_q \approx 60\%$) de la pequeña masa combustible ($m_i \approx .7 \text{ } \mu\text{g}$) libera una energía $E_b \approx 150 \text{ kJ}$. Aproxiamadamente 1/5 de ésta queda depositada en la propia burbuja y en las capas adyacentes de la corteza, llevando ahora el combustible contenido en ellas por encima de la temperatura de ignición. Se inicia así el proceso de propagación del quemado en gran parte de la corteza fúsil que, con una pobre fracción de combustión ($f_q \approx 3\%$) libera una energía $E_N \approx 120 \text{ MJ}$.

La elevada ganancia de energía del proceso global ($G \approx \frac{120 \text{ MJ}}{200 \text{ kJ}} = 600$) se obtiene así en esta última fase, mientras que la etapa inicial de generación del ignitor consiste prácticamente en concentrar una energía comparable a la del conductor en una pequeña región central en el seno de la corteza fúsil. Cabe destacar que, si bien la fracción de la energía absorbida contenida en las capas externas ($> 90\%$) es la responsable de la baja eficiencia de energía del conductor a la burbuja, resulta en cambio beneficiosa para el proceso final, debido a que su conversión en energía compresional y térmica crea condiciones favorables para la propagación del quemado.

Las ventajas principales que presenta el concepto aquí propuesto son:

- Notoria simplicidad de diseño, que implica asimismo mayor predictibilidad de su evolución.
- Innecesaria conformación temporal del pulso y empleo de bajas irradiancias.

- Obtención de altas densidades finales, merced a los efectos inerciales y acumulativos, lo cual favorece un eficiente quemado de la burbuja central.
- Admisibilidad de mayores grados de convergencia, debido a los favorables efectos de uniformización en la corteza.
- Generación de altas ganancias mediante el proceso de propagación del quemado en grandes masas de combustible; en estos blancos el ignitor central se forma de manera "natural" si el dimensionamiento es adecuado, sin necesidad de recurrir a la sincronización de una secuencia de ondas de choque.
- Alcance de situaciones de interés termonuclear con conductores accesibles a la tecnología actual, aún empleando cortezas inertes.
- Posibilidad de variar la composición del material de la corteza, empleándolos como regeneradores de tritio (si $\rho R \geq 4 \text{ g cm}^{-2}$), híbridos fisión-fusión, etc.

Los principales puntos a aclarar son:

- Optimización de la eficiencia de transferencia de energía a la burbuja.
- Estabilidad de la implosión (empleando códigos multidimensionales); determinación del grado de convergencia máximo compatible con requisitos no excesivos de tolerancia de inhomogeneidades constructivas y de irradiación.
- Posibilidad de irradiación con otros tipos de conductores más eficientes (como haces de iones) o iluminación indirecta (núcleo central de un blanco tipo "cannon-ball").
- Dimensionamiento de experiencias a bajas energías ($E_0 < 10 \text{ kJ}$).
- Escalado de la ganancia con la energía.

Finalmente, cabe destacar que los valores de ganancia hallados ($G \approx 600$) y las relativamente bajas energías del conductor requeridas ($E_d \approx 200$ kJ) deben considerarse ilustrativas del concepto propuesto, sin pretender que se haya demostrado más que la razonabilidad de los órdenes de magnitud involucrados, así como la inexistencia de objeciones de principio. Justamente, estos valores señalan la necesidad de una exhaustiva exploración de las reales posibilidades de este concepto de blanco para la fusión por confinamiento inercial. .

Roberto Fuentetaja

RJ

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento al Director de Tesis, Dr. Roberto Gratton por su constante apoyo y guía a lo largo del trabajo.

Al Dr. Vicente Pais, por sus sugerencias y estímulos para profundizar en el tema.

Al Señor Jefe del Servicio Naval de Investigaciones y Desarrollo, Capitán de Navío Don Fortunato Parera Izaguirre, quien permitió el empleo de la computadora IBM 370/3032 propiedad de la Armada Argentina. A los integrantes del Programa de Física Experimental Tandil que contribuyeron de diversas formas a la realización del trabajo.

A mi esposa e hija, que soportaron con comprensión mi dedicación a la tarea de realizar esta tesis.

REFERENCIAS

REFERENCIAS

- Afanasiev, Y.V. et al., Sov. JETP Phys. 21, 68 (1975).
- Atzeni, S., Thesis, Rome Univ. (1979).
- Atzeni, S., Caruso, A.; Phys.Lett., A.85, 345 (1981).
- Atzeni, S., Caruso, A., Giupponi, P., Pais, V., Report CNEN 80.40, Frascati (1980).
- Azechi, H., Miyaznaga, N., Sakabe, S., Yamanaka, T., Yamanaka, C., Japan J.Appl.Phys., 20, L477 (1981).
- Bodner, S.E., Journal of Fusion Energy 1, 3 (1981).
- Brueckner, K.A., Assesment of Driver's and Reactors for ICF, EPRI (1980).
- Brueckner, K.A., Jorna, S., Rev.Mod.Phys. 46, 325 (1974).
- Caruso, A., Plasma Physics, 16, 683 (1974).
- Caruso, A., Gratton, R., Plasma Phys., 10, 867 (1968).
- Duderstadt, J., Moses, G., Inertial Confinement Fusion, John Wiley and Sons, New York (1982).
- Fraley, G., Linnebur, E., Mason, R., Morse, R., Phys.Fluids 17, 474 (1974).
- Guderley, G., Z.Luftfahrtforschung 19, 302 (1942).

Guskov, S.Yu, Krokhin, O.N., Rozanov, V.B., Nucl.Fusion 16, 957 (1976).

Hora, H., Physics of Laser Driven Plasmas, John Wiley and Sons, New York (1981).

Kirkpatrick, R., Cremer, C., Madsen, L., Rogers, H., Cooper, R., Nucl. Fusion 15, 333 (1975).

Lindl, J., Report UCRL - 80104 (1977).

Motz, M., The Physics of Laser Fusion, Ac.Press, London (1979).

Nuckolls, J., Wood, L., Thiessen, A., Zimmerman, G., Nature 239, 139 (1972).

Nuckolls, J., in Topical Meeting on ICF, OSA (1980).

Pais, V., Tesis Doctoral, UBA (1982).

Perkins, R.B., Proc. 7th. Int. Conf. Innsbruck (1978).

Sivukhin, D.V., in Reviews of Plasma Physics, IV, Consultants Bureau (1966).

Sweeney, M.A., Widner, M.M., Nucl.Fusion 18, 429 (1978).

Tahir, N.A., Long, K.A., Nucl.Fusion 23, 887 (1983).