

## Tesis de Posgrado

# Implosión de blancos de alta ganancia para fusión por confinamiento inercial

Wouchuk, Juan Gustavo

1991

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Wouchuk, Juan Gustavo. (1991). Implosión de blancos de alta ganancia para fusión por confinamiento inercial. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2458\\_Wouchuk.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2458_Wouchuk.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Wouchuk, Juan Gustavo. "Implosión de blancos de alta ganancia para fusión por confinamiento inercial". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1991. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2458\\_Wouchuk.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2458_Wouchuk.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES  
DEPARTAMENTO DE FISICA

**IMPLOSION DE BLANCOS DE ALTA GANANCIA PARA  
FUSION POR CONFINAMIENTO INERCIAL**

Juan Gustavo Wouchuk

*Tesis.  
2458  
ej. 2.*

Trabajo de Tesis presentado para optar al Titulo de Doctor en Ciencias Fisicas

Director de Tesis: Dr. Antonio Roberto Piriz

INFORME REFERENTE A LA TESIS DOCTORAL DEL  
LIC. JUAN GUSTAVO WOUCHUK

El desarrollo de modelos analíticos constituye una importante herramienta de la Fusión por Confinamiento Inercial, pues no solo proveen una primera aproximación a complejos problemas sino que además son indispensables para la interpretación de la enorme cantidad de datos resultantes de los experimentos y de las simulaciones numéricas. Dichos modelos son de especial valor cuando se consideran fenómenos de difícil acceso por los medios mencionados. Esta resulta ser el caso del problema encarado en la presente Tesis, donde se estudian los procesos que tienen lugar en la etapa final de la implosión de un blanco de alta ganancia.

Luego de una breve reseña de los principales aspectos de la Fusión por Confinamiento Inercial (FCI) en el Cap.1, se presenta un modelo completamente original que describe la implosión de un blanco para FCI en su versión mas simple: una cáscara esférica compuesta por un único material. (Cap.2)

En el Cap.3 el modelo se generaliza a una situación mas realista en la que se considera una cáscara compuesta por dos capas de diferentes materiales (el combustible y el pistón). Una importante resultado de estos modelos es que permiten vincular el estado final del combustible con los parámetros iniciales de la implosión. Este hecho es de crucial interés para el diseño de un blanco para FCI y difícilmente pueda ser encontrado con el solo uso de un código de simulación aunque se inviertan muchas horas de sofisticados cálculos numéricos. Teoría y simulación se muestran así como campos complementarios que no pueden reemplazarse mutuamente.

Finalmente, en el Cap. 4 se presenta una importante aplicación de los modelos previos consistente en el desarrollo de un cálculo totalmente novedoso de la ganancia de un blanco para FCI. Así, se encuentra por primera vez, una relación entre la ganancia del blanco y el factor de convergencia de la implosión. Este ultimo parametro da cuenta de las limitaciones en la simetría de la irradiación y su



vinculación con la ganancia del blanco es un punto de gran interés para el desarrollo de las actuales investigaciones en FCI.

En resùmen, la Tesis del Lic. Wouchuk consta integramente de resultados originales y representa un valioso aporte al conocimiento de la fisica de la Fusion por Confinamiento Inercial. Por otra parte, durante el desarrollo de la misma, el Lic. Wouchuk ha demostrado una extraordinaria capacidad de trabajo y un brillante desempeño, lo cual ha sido una de las principales razones que ha permitido arribar a un trabajo de excelente calidad y nivel internacional.



Dr. Antonio Roberto Piriz

# INDICE

Pág.

CAPITULO I.....	1
I. INTRODUCCION	
1. Reseña de la Fusión por Confinamiento Inercial (FCI):	
1.1. Consideraciones generales:	
a) Confinamientos magnético e inercial.	
b) Requisitos mínimos.	
1.2. Fusión por láser y por haces de iones.	
2. Ignición central:	
2.1. Calentamiento y compresión no uniformes del combustible.	
2.2. Límites en la convergencia del blanco.	
2.3. Condiciones de ignición.	
2.4. Formación del spot central.	
3. Requisitos para un reactor de fusión.	
4. Organización del trabajo.	
CAPITULO II.....	25
II. IMPLOSION DE UNA CASCARA ESFERICA DE UNA CAPA MEDIANTE UN PULSO CONFORMADO DE PRESION.	
1. Introducción.	
2. Modelo para la generación de la entropía:	

- 2.1. Entropía generada por el pulso y el prepulso.
- 2.2. Precalentamiento radiativo ó por electrones calientes.
- 2.3. Encuentro del choque principal con la rarefacción.
- 3. Compresión isoentrópica.
- 4. Estado final del combustible y leyes de escala:
  - 4.1. Magnitudes de la cáscara en el momento del estancamiento.
  - 4.2. Efecto de la conducción térmica.
  - 4.3. Otros mecanismos de disipación de la energía del spot central.
  - 4.4. Tiempo de tránsito de las ondas sonoras.

CAPITULO III.....44

III. IMPLOSION DE UNA CASCARA ESFERICA DE DOS CAPAS  
MEDIANTE UN PULSO CONFORMADO DE PRESION.

- 1. Introducción.
- 2. Modelo para la generación de la entropía.
  - 2.1. Entropía generada por el prepulso y posterior expansión isoentrópica.
  - 2.2. Entropía generada por el pulso principal.
  - 2.3. Precalentamiento radiativo ó por electrones calientes.
  - 2.4. Encuentro del choque con la rarefacción en el combustible.
- 3. Compresión isoentrópica.
- 4. Estado final de la cáscara y leyes de escala.
  - 4.1. Conservación de la energía y de la masa.
  - 4.2. Eficiencia de transferencia.

- 4.3. Efecto de la conducción térmica.
- 4.4. Tiempo de tránsito de las ondas sonoras.

CAPITULO IV.....	66
IV. GANANCIA ENERGETICA DE BLANCOS CRIOGENICOS IMPLOTADOS POR UN PULSO DE PRESION CONFORMADO TEMPORALMENTE.	
1. Introducción.	
2. Modelo para la ganancia energética.	
2.1. Condiciones de ignición.	
2.2. Ganancia de blanco.	
2.3. Ganancia límite.	
2.4. Relaciones de escala para la ganancia máxima.	
CAPITULO V.....	92
V. CONSIDERACIONES FINALES Y CONCLUSIONES.	
1. Consideraciones finales.	
2. Conclusiones.	
APENDICES.....	97
A. Integrales adimensionales de masa y de energía.	
B. Pasaje de una onda de choque a través de la interfase pistón-combustible.	
C. Expresión aproximada de $\zeta_F$ para $\zeta_F \geq 0.4$ .	
REFERENCIAS.....	101
AGRADECIMIENTOS.....	109

# **CAPITULO I**



## I. INTRODUCCION

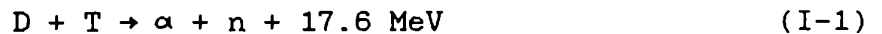
### 1. Reseña de la Fusión por Confinamiento Inercial (FCI)

#### 1.1. Consideraciones generales

##### a) Confinamiento magnético e inercial:

Han transcurrido un poco más de cincuenta años desde que Hans Bethe propusiera a la Fusión Nuclear como la fuente de energía en el interior de las estrellas (Artsimovich, 1964; Duderstadt and Moses, 1982). En dicho lapso de tiempo se ha reconocido la potencialidad de un reactor de fusión como fuente alternativa de energía limpia, segura y eficiente (Kapitza, 1979; Colombo, 1989). Aún a pesar del largo camino recorrido y del conocimiento que se ha logrado reunir, deben esperarse unos pocos años más hasta demostrar la factibilidad científica de la fusión, tanto en esquemas de confinamiento magnético como inercial (Meyer-ter-Vehn, 1987; Colombo, 1989; Nakai S., 1990a;b).

Básicamente, se busca obtener energía termonuclear controlada, en un plasma de deuterio-tritio (D-T), aprovechando la reacción:



que libera una partícula  $\alpha$  con una energía cinética de 3.5 MeV y un neutrón con una energía cinética de 14.1 MeV.

Para tal fin, el combustible debe calentarse a temperaturas del orden de 10 keV ( $1 \text{ eV} \sim 10^4 \text{ K}$ ) y ser comprimido de manera adecuada (Artsimovich, 1964; Craxton et al., 1986; Meyer-ter-Vehn, 1987).

La principal diferencia entre las alternativas magnética e inercial radica en la forma en que se confina al combustible mientras se espera que reaccione. Ambos mecanismos se diferencian en cuanto al tiempo de confinamiento y densidad final del combustible que debe lograrse. En esquemas magnéticos el plasma reaccionante se encierra dentro de configuraciones de campos magnéticos más o menos complicadas (tokamaks, stellarators, spheromaks, etc.) a densidades relativamente bajas ( $n_{DT} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) y durante tiempos relativamente grandes ( $\tau \sim 1 \text{ s}$ ) (Krall and Trivelpiece, 1979; Llorens et al., 1980). En cambio, en FCI el combustible dura confinado el tiempo que su propia inercia le permite ( $\tau \sim 1 \text{ ns}$ ) pero debe ser comprimido a altas densidades ( $n_{DT} \sim 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ) (Brueckner and Jorna, 1974; Craxton et al., 1986; Meyer-ter-Vehn, 1987).

Las cantidades  $n_{DT}$  y  $\tau$  se encuentran en cierto modo vinculadas y el producto de ambas mide la calidad del confinamiento. Si se efectúa un balance entre la energía térmica que es necesario invertir en comprimir y calentar al plasma y aquella que es liberada como producto de las reacciones de fusión, se puede ver que dicho producto debe estar acotado inferiormente (suponiendo temperaturas superiores a 10 keV):

$$n_{DT} \tau \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{I-2})$$

Esta desigualdad se conoce con el nombre de criterio de Lawson y establece condiciones mínimas que deben alcanzarse en cada esquema de confinamiento del combustible (Brueckner and Jorna, 1974; Duderstadt and Moses, 1982; Meyer-ter-Vehn, 1987). Nosotros nos dedicaremos de aquí en más al esquema de FCI.

b) Requisitos mínimos:

Discutiremos brevemente los requisitos mínimos que es necesario alcanzar a fin de poder hacer uso eficiente de las reacciones termonucleares en el combustible.

Según se viera cualitativamente en el apartado anterior, para obtener un quemado eficiente y que la energía liberada compense la energía invertida, se deben lograr altas temperaturas a la par de altas compresiones. Las temperaturas deben ser superiores a 5 keV para aprovechar la fuerte dependencia de la sección eficaz de reacción  $\sigma_{DT}$  con la temperatura (Artsimovich, 1964; Duderstadt and Moses, 1982) y para contrarrestar las pérdidas radiativas por bremsstrahlung (Duderstadt and Moses, 1982; Takabe et al., 1989). La necesidad de lograr simultáneamente altas densidades puede comprenderse cualitativamente si notamos que el tiempo de quemado característico  $\tau_b$  es inversamente proporcional a  $n_{DT} \langle v\sigma \rangle_{DT}$ , donde  $\langle v\sigma \rangle_{DT}$  es la reactividad maxwelliana calculada como el primer momento de  $\sigma_{DT}$  para un plasma maxwelliano (Fraleay et al., 1974; Hively, 1983; Duderstadt and Moses, 1982). Como la fracción de quemado del combustible  $\phi_b$  es una función monótona de  $\tau_h/\tau_b$ , con  $\tau_h$  el tiempo hidrodinámico de

confinamiento (esencialmente determinado por la velocidad del sonido en el plasma caliente), se ve que al aumentar la densidad aumenta la fracción de quemado (Craxton et al., 1986; Meyer-ter-Vehn, 1987). Tal es así que se piensa que, para un reactor de fusión deben lograrse compresiones del orden de  $10^{25}$  a  $10^{26}$   $\text{cm}^{-3}$ . Sin embargo, ésta no es la única razón por la cual conviene comprimir al combustible. Mas adelante en este capítulo se darán otras fuertes razones al respecto (Brueckner and Jorna, 1974; Bodner, 1981).

## 1.2. Fusión por láser y por haces de iones

Queda pues, investigar los mecanismos que permiten calentar y comprimir al D-T en forma adecuada. La idea clave, propuesta por Nuckolls y sus colaboradores (1972), consiste en irradiar blancos esféricos mediante potentes haces de láser (la potencia típica de disparo es  $10^{14}$  W). El haz deposita su energía sobre la superficie externa del blanco produciendo su evaporación superficial e ionización (proceso conocido con el nombre de ablación). Se forma así, una nube de plasma caliente (corona) que rodea al resto del blanco no evaporado, y que en virtud de su presión térmica se encarga de comprimirlo. El concepto fue refinándose y hoy se habla de la irradiación de blancos estructurados, así como de pulsos de energía conformados temporalmente (Duderstadt and Moses, 1982; Sacks and Darling, 1987; Marshall et al., 1989; Nakai S., 1990a;b). Recientemente se ha comenzado a investigar otro sistema de irradiación, el cual consiste en la entrega de energía al

blanco mediante haces de iones (livianos o pesados) (Duderstadt and Moses, 1982; Long and Tahir, 1987; Fabre and Hammerling, 1988). Ambas formas de deposición de la energía reciben el nombre de irradiación directa, pues el haz deposita su energía directamente sobre la superficie del blanco (Fig.1). Actualmente hay un gran interés en la investigación de implosiones conducidas por haces de iones pesados (HIB:heavy ion beams). Varias son las causas por la que esto es así. En principio es más sencillo focalizar un haz de iones pesados sobre la superficie del blanco, que hacerlo con un haz de iones livianos (LIB:light ion beams), debido a la mayor inercia de los primeros lo que retardaría la divergencia del haz en su trayecto hacia la cámara de reacción. Además, los aceleradores de iones pesados presentan una mayor eficiencia y frecuencia de disparo comparado con los láseres actuales. La energía podría ser entregada al blanco mediante haces de partículas pesadas energéticas (típicamente iones de Bi con energías del orden del GeV) con corrientes de haz relativamente bajas (del orden del kA), en los tiempos requeridos (entre 10 y 30 ns).

Una de las diferencias entre la irradiación por haces de partículas y por luz láser, radica en la diferente forma de deposición de la energía. El haz láser no puede penetrar más allá de la superficie crítica en donde la frecuencia del haz incidente iguala a la frecuencia de oscilación de los electrones del plasma. La radiación incidente (si su intensidad o su longitud de onda son lo suficientemente grandes) puede excitar diversas inestabilidades en la corona y generar una población de electrones muy calientes

(supratérmicos) que, en virtud de su gran camino libre medio, penetran en el combustible, lo precalientan e impiden su adecuada compresión. Dicho problema puede ser minimizado recurriendo a láseres con menor longitud de onda (típicamente ultravioleta) (Kruer, 1991). En cambio, en la irradiación por haces de iones, las partículas depositan su energía hasta el final de su rango. No existe por lo tanto una superficie crítica de absorción de la energía, y no se generan electrones supratérmicos (Fabre and Hammerling, 1988).

La investigación de los fenómenos correspondientes a la interacción de haces de iones pesados con plasmas densos y calientes es una rama a la que se están dirigiendo ingentes esfuerzos teóricos y experimentales (Hoffmann et al., 1988). Dichos trabajos se encuentran motivados por su natural aplicación en FCI.

Durante la deposición de la energía del haz se generan altas presiones en la superficie del blanco ( $\sim 10 - 100$  Mbar) disparándose una secuencia de choques, lo que ocasiona el movimiento del blanco radialmente hacia el centro. Este proceso se conoce con el nombre de implosión. Actualmente, los blancos con los cuales piensa obtenerse altas ganancias son cáscaras esféricas huecas en la cuales el D-T se encuentra adherido a su cara interior en forma de delgada capa sólida (blancos criogénicos; Mulser, 1986, Marshall et al., 1989; Nakai, 1990a;b), (Fig.1).

Una vez comenzada la implosión, la cáscara es acelerada y alcanza velocidades del orden de  $10^7$  a  $10^8$  cm/s. Después de cerrarse el vacío central, el blanco comienza a frenarse (fase de

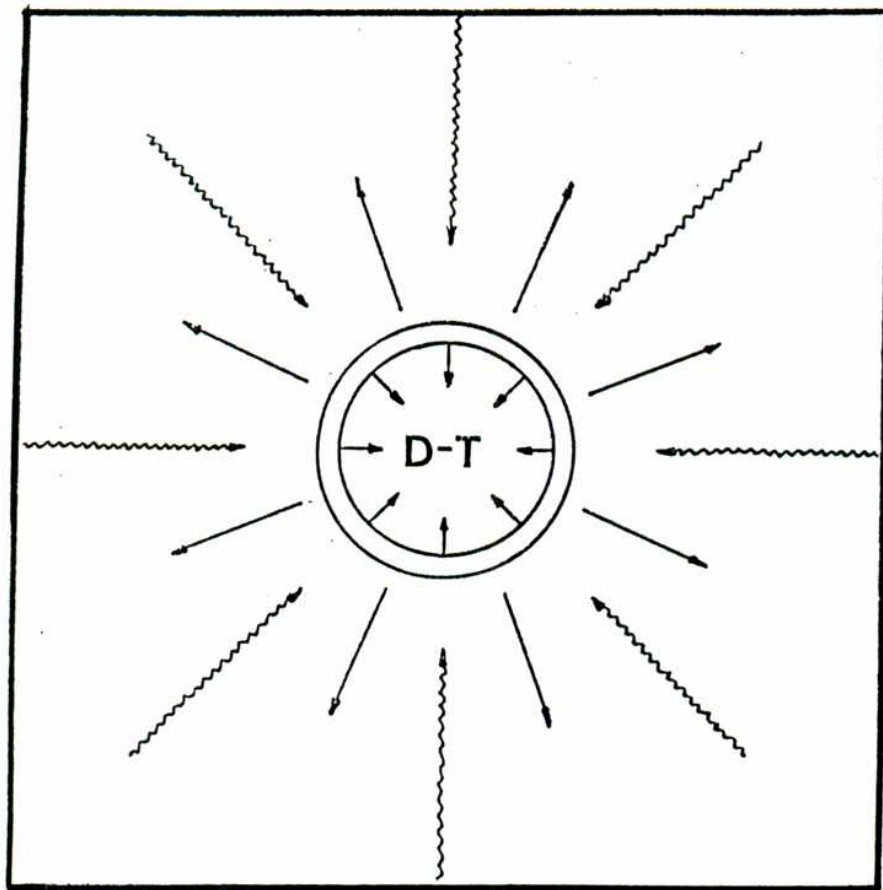


Fig.1: Esquema típico de irradiación directa en FCI.

estancamiento) y la energía cinética adquirida por la cáscara en la fase de aceleración es convertida en energía interna del combustible. Es de esta manera como se pretende calentar y comprimir al combustible para alcanzar las condiciones que aseguren un quemado eficiente del mismo.

Sin embargo, no pocas son las dificultades para lograr una implosión adecuada (Brueckner and Jorna, 1974; Bodner, 1981; Mulser, 1986; Meyer-ter-Vehn, 1987; Fabre and Hammerling, 1988). Entre todas las dificultades que cada mecanismo de irradiación directa presenta en particular, un problema crucial y común es el de la estabilidad de la implosión. Es sabido que la implosión de este tipo de blancos es inestable en sus fases de aceleración y estancamiento (Nakai, 1990a;b). Las inestabilidades que ocurren son esencialmente hidrodinámicas del tipo Rayleigh-Taylor (R-T) (Kull, 1991). Por lo tanto, si la irradiación o la superficie del blanco son no uniformes, las inestabilidades pueden crecer peligrosamente con la consecuente destrucción de la cáscara y/o de las condiciones de ignición del combustible (Long and Tahir, 1987; Meyer-ter-Vehn, 1987). Numerosos esfuerzos se han encaminado para mejorar la simetría y uniformidad en la irradiación directa del blanco (Kilkenny et al., 1988; McCrory et al., 1988; Nakai et al., 1989; Yamanaka M. et al., 1989; Nakai, 1990a;b).

Como posible solución alternativa a este problema han comenzado a estudiarse mecanismos de irradiación indirecta del blanco, en los cuales la energía del haz (láser o de partículas cargadas) es primero transformada en radiación térmica isótropa y es éste baño de radiación el que luego incide sobre el blanco,



para conducir la implosión del mismo (Fig.2). Se esperan lograr así mejores condiciones en la uniformidad de la irradiación sobre la superficie del blanco que con los esquemas de irradiación directa anteriormente discutidos (Kilkenny et al, 1988; Yamanaka C., 1989; Witkowski, 1989; Meyer-ter-Vehn, 1989a; 1990). Debido a que, como se verá en el desarrollo del presente trabajo, la simetría en la irradiación es un factor crucial para lograr una ganancia energética adecuada, grandes esfuerzos se están encaminando para comprender la física de los sistemas de irradiación indirecta ya sea mediante haces láser (Kruer, 1991) ó iones pesados (Meyer-ter-Vehn, 1989a; Tahir and Arnold, 1991).

## 2. Ignición Central

### 2.1. Calentamiento y compresión no uniformes del combustible

Según se discutiera en la Sección anterior, es necesario comprimir adecuadamente al combustible además de elevar su temperatura. En el desarrollo del presente trabajo se dará una idea cuantitativa del grado de compresión y calentamiento del combustible que es necesario lograr.

Desde hace tiempo ya, se especula con las ventajas energéticas que brindaría un calentamiento y compresión no uniformes al momento de la ignición (Brueckner and Jorna, 1974; Meyer-ter-Vehn, 1987). Efectivamente, si se pudiera crear en el combustible durante la etapa final de la implosión, un perfil

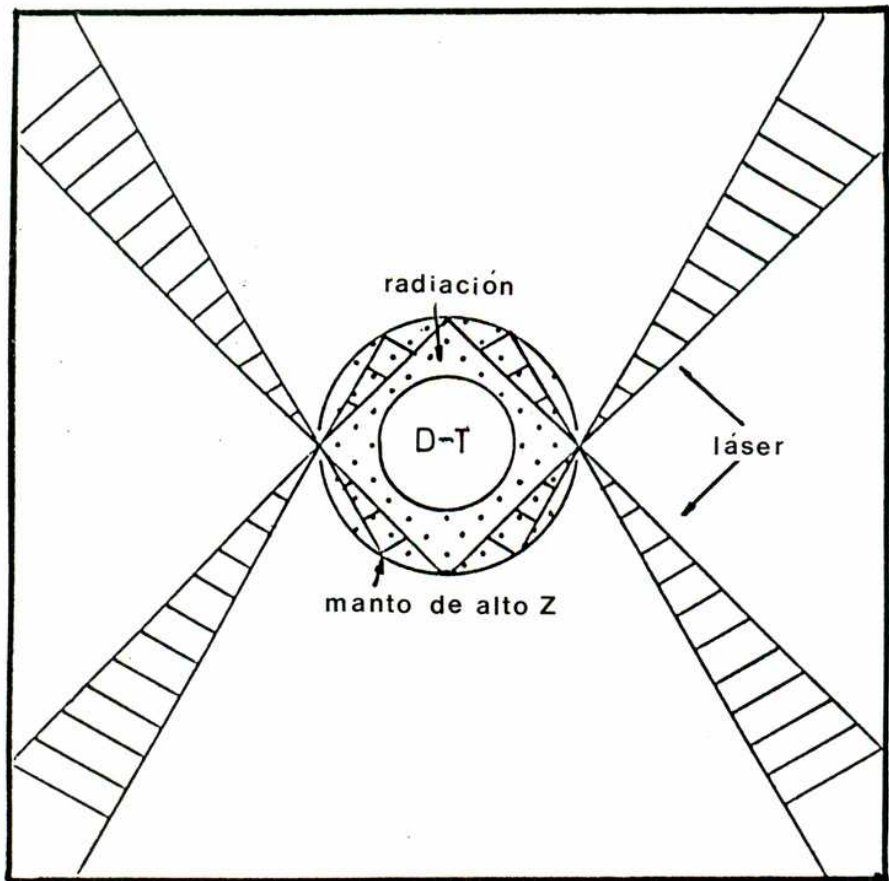


Fig.2: Configuración posible para irradiación indirecta en FCI.

espacial de densidad y temperatura como se muestra en la Fig.3, se tendría una zona central muy caliente a baja densidad y alta temperatura, y una zona más fría y más densa que rodea dicha región central. Un perfil como el indicado se caracteriza por tener una distribución de entropía específica no uniforme creciente hacia el centro. Si las temperaturas de la zona central son suficientes para producir reacciones de fusión, las partículas  $\alpha$  que se generen podrían ser frenadas inmediatamente por las capas externas más densas y más frías. De este modo, dicha zona sería llevada a las temperaturas requeridas por la absorción de las partículas  $\alpha$ . Se generaría así una onda de quemado termonuclear, que originándose en el centro, avanzaría sobre el resto del combustible haciéndolo reaccionar. Las ventajas que tal esquema de ignición presenta son claras: solo sería necesario llevar a altas temperaturas a una pequeña fracción del combustible. Es decir, sólo una mínima parte del combustible debe ser comprimida sobre una adiabática de alta entropía específica y el resto del combustible puede comprimirse según una adiabática menor, reduciendo sensiblemente el trabajo que deba realizarse sobre el blanco (Kidder, 1979; Duderstadt and Moses, 1982). Esto permite pensar que una configuración de ignición central como la discutida puede reportar altas ganancias como las pensadas para un reactor de fusión (Bodner, 1981; Meyer-ter-Vehn, 1982; 1987; 1989b; Mulser, 1986).

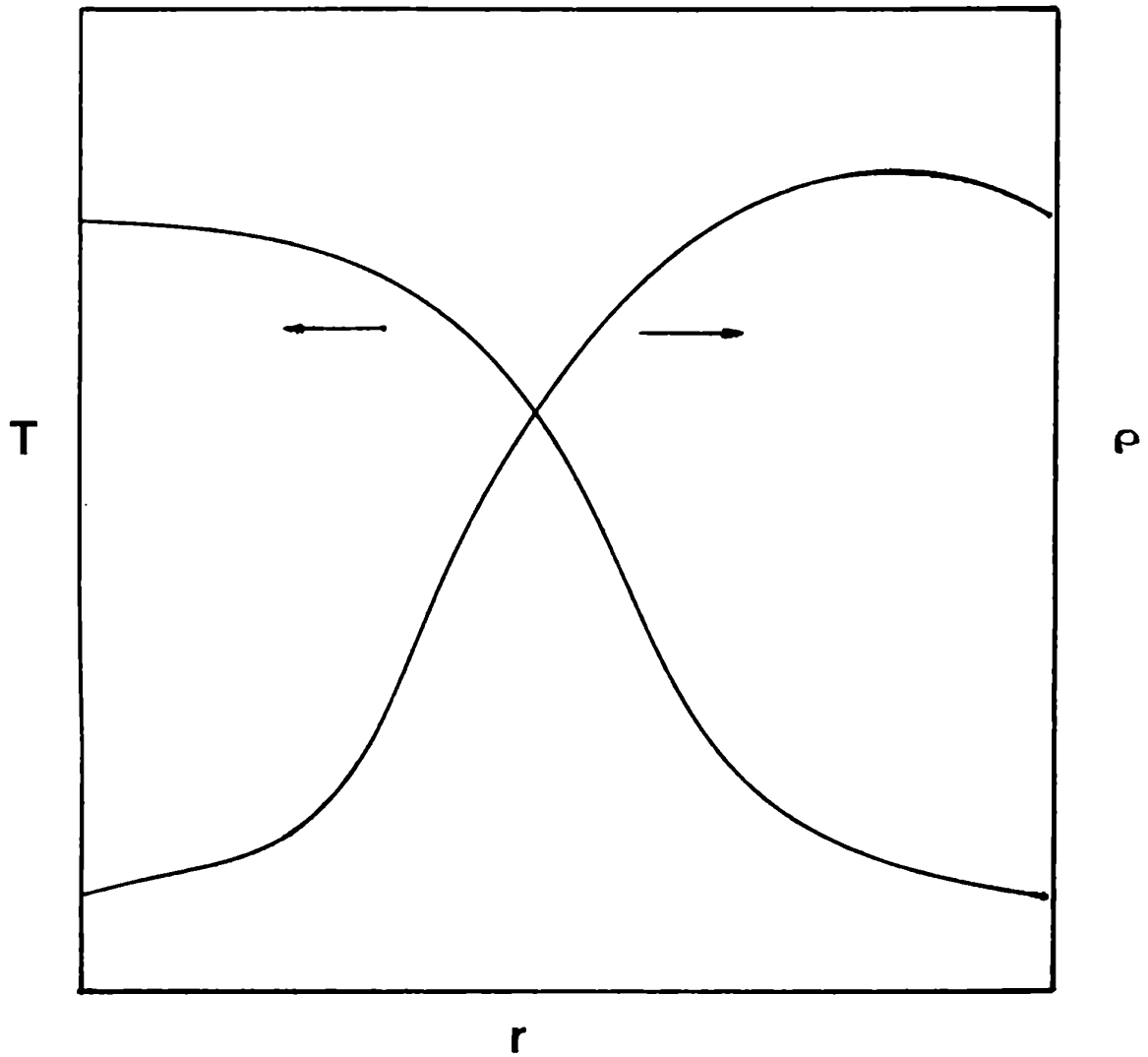


Fig.3: Perfiles de temperatura y densidad del combustible considerados para ignición central.

Muchos son los interrogantes que plantea un esquema de ignición central como el recién descrito. Caben al efecto, varias preguntas:

*i)* ¿qué condiciones deben satisfacer las magnitudes del combustible en el momento de la ignición, para asegurar que la onda de quemado termonuclear "se encienda" y lograr que todo el D-T ignite?

*ii)* ¿cómo pueden lograrse tales perfiles en las magnitudes del combustible al momento de la ignición? ¿qué blancos debe utilizarse? ¿cómo debe entregarse la energía a dichos blancos?

*iii)* ¿qué mecanismo físico determina las dimensiones y temperatura de la zona central caliente?

*iv)* ¿cómo escalan las magnitudes del spot central con los parámetros del haz y del blanco?

*v)* ¿cómo depende la ganancia energética de dichos parámetros y magnitudes? ¿existe alguna configuración de ignición óptima, que para una energía dada, permita obtener la máxima ganancia posible? De ser posible, ¿qué influencia tienen los parámetros iniciales del haz y del blanco sobre dicha configuración?

*vi)* ¿qué tan grande o tan pequeño puede ser el spot?

vii) ¿cómo afectan las asimetrías al esquema de ignición central?

Todas estas preguntas merecen respuesta cuantitativa, pues forman el cuerpo de la presente Tesis, y serán contestadas en el desarrollo de la misma. Las tres primeras cuestiones serán sucintamente expuestas en las secciones siguientes, y junto con las restantes, desarrolladas en los próximos capítulos. Sin embargo, las dos últimas preguntas están íntimamente relacionadas entre sí y haremos una breve discusión en el apartado siguiente.

## 2.2. Límites en la convergencia del blanco

Es sabido (Bodner, 1981), que el radio del spot central  $R_s$  no puede ser una fracción muy pequeña del radio inicial del blanco  $r_s$ . En efecto, se establecen cotas inferiores para  $e_c = R_s/r_s$  entre 5% y 1% (criterio de convergencia). Para comprender esto último, discutiremos brevemente como aparecen las inestabilidades durante la evolución de la implosión. En la fase de aceleración, son las capas externas menos densas de la corona las que empujan al blanco comprimido, situación que resulta hidrodinámicamente inestable según R-T (Gupta, 1987; Kull, 1991). Durante la etapa de estancamiento, la zona central menos densa (pero más caliente y por lo tanto a mayor presión) es la que se encarga de frenar a las capas externas más densas y frías. Esta situación también resulta hidrodinámicamente inestable, pues la zona más liviana empuja a la más densa. Cualquier no uniformidad o

falta de simetría en la irradiación o en la superficie del blanco podría originar el crecimiento de peligrosas inestabilidades turbulentas, que faciliten la mezcla de combustible frío con combustible caliente. Todo esto tiene como efectos graves, la posible destrucción de la cáscara durante la fase de aceleración, ó la destrucción del spot central durante el estancamiento, y por lo tanto de las condiciones de ignición. De aquí que si la implosión se mantiene estable durante gran parte de su evolución, podrán obtenerse menores valores de  $R_c$  y por lo tanto mayores compresiones. Entonces, obtener un valor muy pequeño de  $e_c$  significa que se ha logrado una implosión bastante estable. Por esta razón, valores muy pequeños de  $e_c$  podrían ser demasiado optimistas e incluso irrealistas. Los mínimos valores de  $e_c$  medidos experimentalmente en la implosión de blancos esféricos mediante irradiación láser directa e indirecta fueron entre 5% y 3% (Kilkenny et al., 1988; Marshall et al., 1989; Nakai, 1990a;b).

Uno de los resultados de la presente Tesis es insertar el criterio de convergencia en el cálculo de la ganancia, lo que permite obtener leyes de escala analíticas autoconsistentes (Piriz and Wouchuk, 1991b).

Sin embargo, todavía resta entender en forma más detallada, como las no-uniformidades iniciales (en el haz ó en el blanco) se propagan durante la evolución de la implosión y afectan la formación del spot central. Al respecto, hay esfuerzos encaminados a investigar dichos mecanismos sobre la base de resultados simulacionales (Atzeni, 1988; 1990; Murakami and Meyer-ter-Vehn, 1991a;b).

### 2.3. Condiciones de Ignición

Según se discutiera en la Sec.2.1., cabe preguntarse cuáles son las condiciones necesarias para asegurar la ignición central del combustible. Al respecto debemos tener en cuenta que la deposición de la energía de las partículas  $\alpha$  debe cumplir dos funciones: llevar a ignición a la masa fría del D-T y lograr que el spot central no se enfríe. En efecto, el spot pierde energía por diversos procesos: radiación, conducción térmica, y expansión hidrodinámica. Por lo tanto, la absorción de partículas  $\alpha$  debe iniciarse en el propio spot central. De este modo su temperatura se elevaría rápidamente para contrarrestar las pérdidas mencionadas. El poner esto en términos cuantitativos, implica especificar una ley entre la magnitud  $H_s = \rho_s R_s$  ( $\rho_s$  ~ densidad media del spot central) y la temperatura  $T_s$  del spot:  $H_s = H_s(T_s)$ . Numerosos trabajos teóricos y simulacionales se han realizado al respecto para perfiles más simplificados que el que se mostrara en la Fig.3 (Guskov et al., 1976; Kidder, 1979; Atzeni and Caruso, 1983; 1984; Takabe et al., 1989; Basko, 1991). La conclusión general que puede establecerse es que, para lograr la ignición en plasmas de D-T se deben alcanzar como mínimo valores  $H_s \simeq 0.4 \text{ g/cm}^2$  y  $T_s \simeq 5 \text{ keV}$ . Sin embargo los trabajos comentados consideran configuraciones en ignición muy idealizadas (perfiles cuadrados), y cabría preguntarse que influencia pueden tener perfiles más realistas en las cotas establecidas para  $H_s$  y  $T_s$  (Piriz and Wouchuk, 1991b).



#### 2.4. Formación del spot central

Una vez establecidos los requisitos que han de alcanzarse, comentaremos como hacer para lograrlos.

Inicialmente se comenzó estudiando la implosión de blancos gaseosos por cuestiones de sencillez en su construcción y para comprender la física de la implosión de los mismos (Ahlborn et al., 1982; Piriz, 1986; Nakai, 1989; Piriz and Wouchuk, 1990; Tomasel et al., 1991). Actualmente se sabe que los blancos gaseosos no pueden extrapolarse a regímenes de altas ganancias como los requeridos en un reactor de fusión (Nakai, 1990a;b; Piriz et al., 1991). Además con dichos blancos no se pueden generar perfiles en estancamiento como los pensados para ignición central, y por lo tanto no serán considerados en la presente Tesis.

En efecto, los blancos que actualmente se consideran para tal propósito son blancos criogénicos, en los que el combustible se deposita en forma de delgada capa sólida en el interior de una cáscara de material no combustible (pistón). El pistón cumple diversas funciones, entre las cuales figura la de actuar como pantalla de blindaje del combustible durante la implosión, para evitar que éste se precaliente por efecto de radiación o electrones calientes provenientes de las zonas externas menos densas.

La aplicación subitánea de un pulso de presión (~ 100 Mbar) en la superficie del blanco, genera un choque fuerte que avanza comprimiendo la cáscara hasta llegar a su cara interna (Fig.4). Allí se refleja hacia atrás una rarefacción que deja tras de sí un

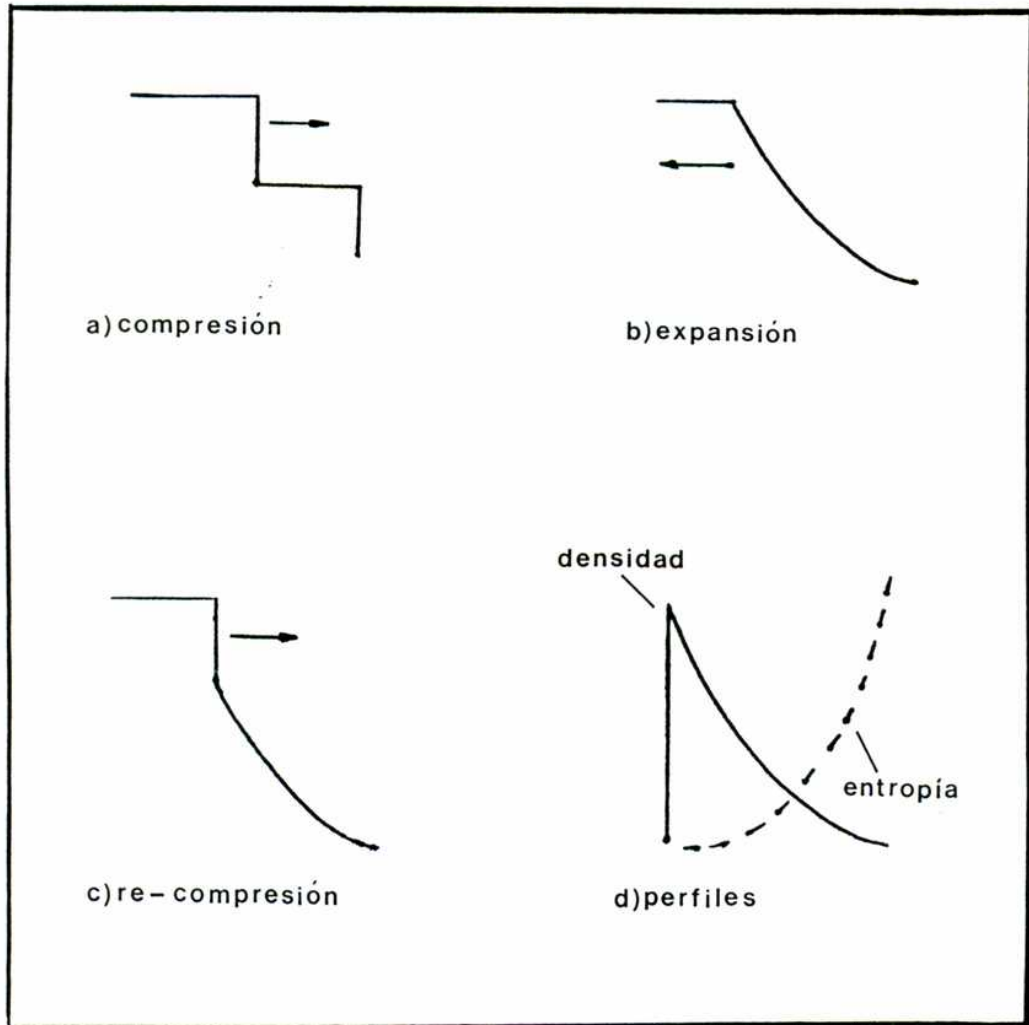


Fig. 4: Secuencia de compresiones y rarefacciones en una cáscara, debido a la aplicación de un pulso de presión en la cara externa. Se indica el perfil final aproximado de entropía y densidad.

perfil de densidad decreciente hacia el centro. Cuando la cabeza de dicha rarefacción llega a la cara externa, vuelve a salir un segundo choque inicialmente débil pero que aumenta su intensidad pues viaja sobre un perfil de densidad decreciente hacia el centro. De este modo, luego de sucesivas compresiones y rarefacciones cada vez más débiles se obtiene un perfil como el que se indica en la Fig.4. Evidentemente, la temperatura en el centro no puede diverger, ya que cuando los gradientes de temperatura comienzan a crecer entran en juego los mecanismos disipativos de la conducción térmica. De hecho, como se verá en los próximos capítulos, es la conducción térmica el único mecanismo responsable de limitar la temperatura y establecer una dimensión de longitud que determine el tamaño de la zona central caliente (Kidder, 1979; Piriz, 1989; Wouchuk and Piriz, 1991; Piriz and Wouchuk, 1991a).

Anteriores predicciones de la ganancia energética (analíticas y simulacionales) mostraron que a una energía fija del haz, la ganancia es optimizable (Meyer-ter-Vehn, 1982; 1985; Rosen et al., 1983, Atzeni and Caruso, 1983). Es decir, para una energía dada de haz, la ganancia tiene un máximo. La variable libre resulta ser en dicho caso el radio  $R_s$  del hot-spot. Por lo tanto, de poderse regular el tamaño de la zona central caliente, se podría buscar aquella configuración del combustible que de la máxima ganancia para la energía de haz disponible.

Pero del ejemplo discutido anteriormente se deduce que no hay forma de fijar externamente el tamaño del spot, ya que éste queda determinado esencialmente por la secuencia de rarefacciones - compresiones y los mecanismos de conducción térmica, sobre los

cuales no hay aparente control. Ha sido propuesto sin embargo, un mecanismo que permitiría regular externamente el tamaño de la zona central caliente. La idea consiste en utilizar un prepulso de presión ( $\sim 10$  Mbar) anterior al pulso principal, como se muestra en la Fig.5 (Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984). Al variar el tiempo  $t_0$  de encendido del pulso principal, se puede variar la posición de encuentro de la cabeza de rarefacción ocasionada por el prepulso, con el frente de choque producido por el pulso principal. Se verá en los capítulos siguientes que esto regula el tamaño de la región central caliente.

Otras conformaciones temporales más complejas para el pulso externo de presión han sido propuestas y su efecto ha sido estudiado simulacionalmente (Tahir and Long, 1983; 1986).

Si bien el tener que generar un prepulso de presión puede complicar la tecnología del sistema de irradiación (Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984), podrían llegar a obtenerse ventajas compensatorias en la ganancia energética, debido al control mencionado sobre el tamaño del spot. En efecto, cierto grado de conformación temporal del pulso es necesario a fin de obtener una compresión como la discutida, en donde la entropía se distribuye de manera no uniforme (Kidder, 1976a; 1979; Tahir and Long, 1983; 1986). Sin embargo las formas de pulso propuestas podrían llegar a ser aún más difíciles de realizar, por lo que un pulso principal precedido por un prepulso parece ser la alternativa más simple, y de hecho constituye una conformación temporal general que describe cualitativamente el efecto de pulsos de presión externa más complicados (Piriz and Wouchuk, 1991b).

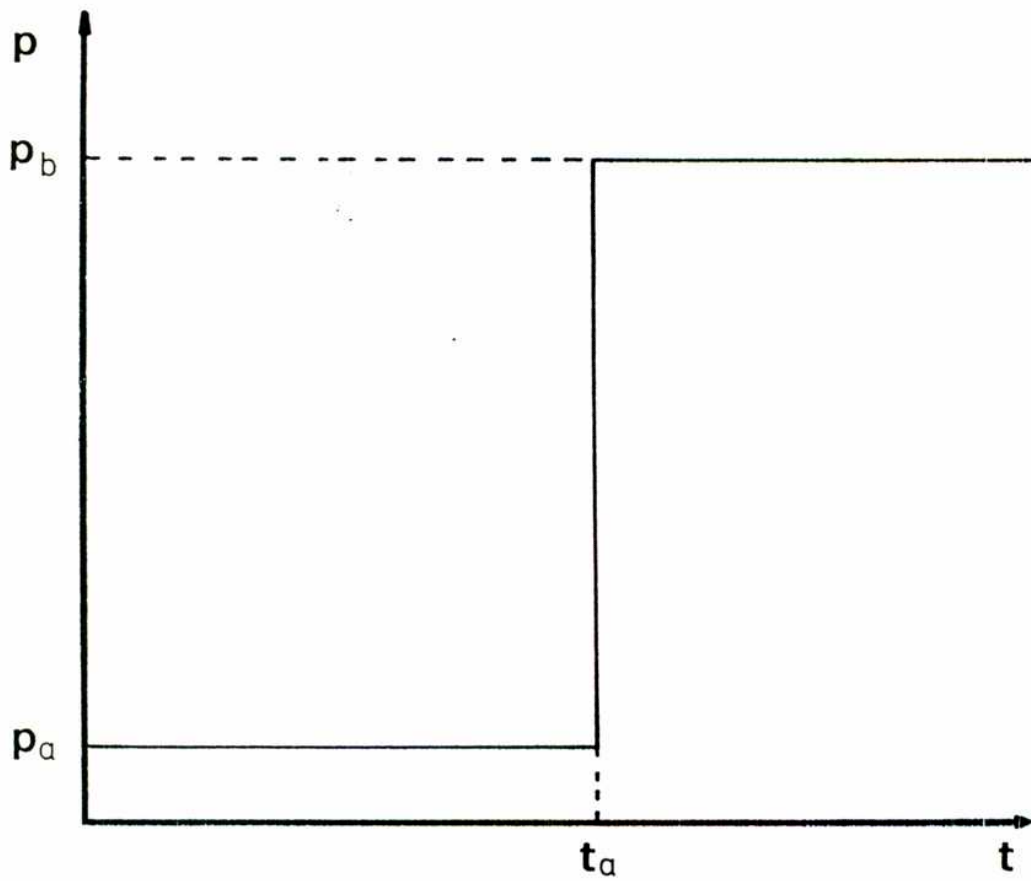


Fig.5: Prepulso y pulso principal de presión que conducen la implosión de cáscaras criogénicas de alta ganancia.

### 3. Algunos requisitos para un reactor de Fusión

Si se piensa en futuros reactores de fusión, es natural preguntarse cuál es el rédito de los mismos a fin de decidir si resulta ventajosa o no su construcción. A tal efecto, hay que determinar qué requisitos mínimos se debe pedir a la ganancia de los mismos, que energías de haz son necesarias, cuál debe ser la frecuencia de funcionamiento, etc..

Cálculos estimativos que no es necesario reproducir aquí (Duderstadt and Moses, 1982; Mulser, 1986; Meyer-ter-Vehn, 1989b) muestran que para un reactor de fusión son necesarias ganancias de haz del orden de 100 (es decir que la energía liberada sea 100 veces la energía del haz utilizado). Esto requeriría energías de haz del orden de 1 a 10 MJ (Kidder, 1976b; Bodner, 1981; Bangerter et al., 1982; Meyer-ter-Vehn, 1982; 1985; Tahir and Long, 1982; Long and Tahir, 1982; Lindl and Mark, 1985; Meyer-ter-Vehn and Arnold, 1987).

Para que una planta fusionística pueda competir comercialmente se estima necesaria una frecuencia de operaciones entre 10 y 30 Hz, o sea entre 10 y 30 disparos por segundo (cada implosión dura entre 1 y 30 ns dependiendo de si se irradia con láser o con haces de iones, y el proceso de ignición dura aproximadamente 100 ps).

Si bien actualmente los sistemas de irradiación láser se encuentran a la vanguardia de los resultados experimentales [se espera lograr con ellos el break-even, es decir ganancia de haz unitaria, antes de fin de siglo (Kilkenny et al., 1988; Nakai,

1990a;b)], el requisito de repetitividad no es alcanzable con la tecnología actual de los mismos. Este vínculo no es grave en el caso de los haces de iones, pues la tecnología actual de los aceleradores sí permite altas frecuencias de disparo. A pesar de existir muchos otros parámetros a tener en cuenta (Meyer-ter-Vehn, 1989b), se cree que un reactor comercial en FCI, basado en la irradiación de blancos con haces de iones, puede llegar a ser factible en un futuro no muy lejano (Meyer-ter-Vehn et al., 1990; Tahir and Arnold, 1991).

#### 4. Organización del trabajo

Habiendo discutido sucintamente las distintas cuestiones inherentes a la implosión e ignición de blancos criogénicos de alta ganancia, indicamos a continuación la estructura y división del trabajo desarrollado.

En los Caps. II y III se presenta un modelo analítico simple que describe la implosión y el proceso de formación de la región central caliente en blancos criogénicos de una y dos capas bajo la acción de un pulso de presión externa conformado temporalmente (prepulso y pulso principal). Se muestran los perfiles obtenidos en el estancamiento y las leyes de escala que vinculan las magnitudes de la zona central de máxima temperatura con los parámetros iniciales del haz y del blanco.

En el Cap. IV se presenta un modelo analítico para el cálculo de la ganancia de este tipo de implosiones, basándonos en

los resultados obtenidos anteriormente. Se estudia el efecto del pistón en la ganancia del blanco y se incluye el criterio de convergencia. Se obtienen de este modo leyes de escala entre las magnitudes del hot-spot y los parámetros iniciales, bajo la condición de máxima ganancia.

Por último, en el Cap.V se presentan las conclusiones y consideraciones finales del presente trabajo.





## **CAPITULO II**

## II. IMPLOSION DE UNA CASCARA ESFERICA MEDIANTE UN PULSO CONFORMADO DE PRESION.

### 1. Introducción

Según ya se comentara en el capítulo anterior, los blancos que se piensa utilizar en un reactor de fusión son cáscaras esféricas que tienen una cáscara criogénica de D-T adherida a su superficie interior (Tahir and Long, 1983; 1986; Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984). En el capítulo anterior se discutió brevemente y cualitativamente la implosión de tal tipo de blancos, en los que la entropía se distribuye de manera no uniforme durante la implosión. Para ello se requieren al menos dos ondas de choque, las cuales pueden ser generadas mediante un prepulso y un pulso principal. A pesar de que la conformación requerida de la entropía también está presente cuando se utiliza un pulso cuadrado de presión, no existe un control de las secuencias de compresión y rarefacción, que luego determinarán la zona central caliente.

En general, este mecanismo de conformación de la entropía ya hubo sido estudiado con modelos autosimilares (Meyer-ter-Vehn and Schalk, 1982) o mediante modelos numéricos (Tahir and Long, 1983, Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984; Thomas and Diez, 1989), pero hasta la fecha no existe ningún modelo analítico sencillo. La ventaja de los modelos analíticos es múltiple: permiten complementar los estudios numéricos identificando los fenómenos físicos relevantes, interpretar sus resultados y sirven como guía para el

diseño de futuros experimentos reales o numéricos (Tahir and Long, 1983).

Se presenta en este capítulo una descripción analítica simple del proceso de conformación de la entropía de cáscaras esféricas de una sola capa implotadas por un pulso de presión conformado temporalmente (prepulso y pulso principal). Se calculan los perfiles de la cáscara en el estancamiento y se presentan leyes de escala que vinculan las magnitudes de la zona central de máxima temperatura con los parámetros iniciales del haz y del blanco (Wouchuk and Piriz, 1991).

## 2. Modelo para la generación de la entropía

### 2.1. Entropía generada por el pulso y el prepulso

Supondremos que el prepulso comienza en  $t = 0$  y en un tiempo muy corto alcanza un valor  $p_a$  el cual permanece constante hasta  $t = t_a$ , momento en el cual la presión sube rápidamente hasta el valor máximo  $p_b > p_a$ , y permanece constante hasta el final de la implosión (Ver Fig.5). No se considera evaporación de masa por simplicidad, lo que constituye una buena aproximación para fusión por haces de iones (Tahir and Long, 1983; Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984; Piriz, 1988). Para fusión por láser, la ablación de masa puede considerarse como se indica en el modelo de Piriz (1986).

Los rangos de presión son 1 - 5 Mbar para  $p_a$  y 10 - 100 Mbar para  $p_b$ , los cuales generan choques fuertes que ionizan completamente al material convirtiéndolo en un plasma. De aquí en más haremos la suposición de que dicho plasma se comporta como un gas ideal con exponente adiabático  $\gamma = 5/3$ .

El primer choque producido por el prepulso tarda un tiempo  $t_1 = \Delta_0 U_a$  para atravesar la longitud  $\Delta_0$  [con  $U_a = (4p_a/3\rho_0)^{1/2}$ ], donde  $\Delta_0$  es el espesor de la cáscara y  $\rho_0$  su densidad inicial. Cuando  $t = t_1$  la presión de la cáscara es  $p_a$  y su densidad es  $4\rho_0$ . La entropía generada en la cáscara por el prepulso está dada por:

$$S_1 = p_a / (4\rho_0)^{5/3} \quad (\text{II-1})$$

En  $t = t_1$  se refleja una rarefacción desde la cara interna que viaja hacia atrás. La cabeza de dicha rarefacción viaja con velocidad  $c_a = (5p_a/12\rho_0)^{1/2}$  y la interfase cáscara vacío se mueve radialmente hacia el centro con velocidad  $3c_a$  (Landau and Lifshitz, 1959).

Eventualmente el frente de la rarefacción llegará a la superficie exterior de la cáscara en  $\tau_1 = t_1 + (\Delta_0/4c_a)$ . Para tiempos  $t_1 \leq t \leq \tau_1$  la posición de la cabeza de la rarefacción es  $R(t)$  y afecta al intervalo  $R_i(t) \leq r \leq R(t)$  donde  $R_i(t)$  denota la posición de la cara interna de la cáscara. Los perfiles de presión y densidad en dicha región se calcularon teniendo en cuenta la conocida solución para la expansión en vacío (Landau and Lifshitz, 1959; Zeldovich and Raizer, 1967):

$$p_1(r) = p_a \left[ \frac{r - R_i}{R - R_i} \right]^5 \quad (\text{II-2})$$

$$\rho_1(r) = 4\rho_o \left[ \frac{r - R_i}{R - R_i} \right]^3 \quad (\text{II-3})$$

en donde  $R_i = R_i(t)$  y  $R = R(t)$ .

En la zona definida por  $R(t) \leq r \leq R_o(t)$  con  $R_o(t)$  la posición instantánea de la superficie externa, la presión y densidad uniformes valen  $p_a$  y  $4\rho_o$ , pues dicha zona no fue afectada todavía por la rarefacción.

A  $t = t_a$  se lanza el segundo choque, el cual es conducido por el pulso principal, y se encuentra con la cabeza de la rarefacción en  $t = t_b$  en  $R_b = R(t)$ . El choque sigue avanzando sobre el material rarefaccionado de la cáscara y llega a la superficie interna en  $t = t_2$ . En dicho instante la presión en toda la cáscara es uniforme e igual a  $p_b$  y la densidad es:

$$\rho_2 = 16\rho_o \times \begin{cases} 1 & r \geq R_b \\ \left[ \frac{r - R_i}{R_b - R_i} \right]^3 & r \leq R_b \end{cases} \quad (\text{II-4})$$

y la función entropía está dada por:

$$S_2(r) = \frac{p_b}{\rho_2^{5/3}} = \frac{p_b}{(16\rho_o)^{5/3}} \times \begin{cases} 1 & r \geq R_b \\ \left[ \frac{r - R_i}{R_b - R_i} \right]^{-5} & r \leq R_b \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

En  $t = t_2$  se genera una segunda rarefacción y un nuevo choque es

enviado cuando ésta llega a  $R_0$  en  $t = t_3$ . Este choque inicialmente débil, aumenta su intensidad mientras viaja hacia el interior de la cáscara. Este esquema de compresiones, rarefacciones y sucesivas recompresiones se repite posteriormente, pero los sucesivos choques posteriores son cada vez mas débiles y podemos suponer que la implosión continúa isoentrópicamente. Por simplicidad supondremos que la entropía se conserva desde  $t = t_2$ , despreciando el aumento adicional de entropía que el tercer choque inicialmente débil que se lanza en  $t = t_3$  pueda provocar. Cabe notar que dicho choque es el único mecanismo por el cual la entropía puede conformarse en ausencia de prepulso (Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984; Piriz, 1989).

Por lo tanto, supondremos que la entropía calculada en la Ec.(II-5) permanece hasta el final de la implosión, y que vale la siguiente relación luego de que se cierra el vacío [ $t = t_0$ ;  $R_i(t_0) = 0$ ]:

$$p(r) = p_b \left[ \frac{\rho(r)}{16\rho_0} \right]^{5/3} \times \begin{cases} 1 & r \geq R_b \\ (R_b/r)^5 & r \leq R_b \end{cases} \quad (\text{II-6})$$

Debe observarse que en la derivación de la ecuación (II-6) se utilizó la aproximación plana, habiéndose despreciado los efectos de la convergencia esférica. Dichos efectos pueden ser importantes para  $t \approx t_0$ . Si bien el perfil de densidad dado por la Ec.(II-4) puede dejar de valer para  $t \approx t_0$  debido a los efectos de la convergencia esférica, el perfil de entropía dado por la Ec.(II-5) sigue conservándose durante toda la implosión para  $t \geq t_2$ . En la Sección 3 se verá que para calcular los perfiles en

estancamiento sólo es necesario conocer la entropía de la cáscara a  $t \simeq t_0$ . Como la misma fué calculada para  $t = t_2 < t_0$ , la Ec.(II-6) conserva su validez aún cuando el vacío central se cierra.

## 2.2. Precalentamiento radiativo ó por electrones calientes

Según se indicara en el apartado anterior, el perfil de entropía permanece hasta el final de la implosión suponiendo que no hay fuentes adicionales de aumento de entropía, como ser electrones supratérmicos (fusión por láser) o precalentamiento radiativo (fusión por láser y por haces de iones). Si bien un estudio detallado del fenómeno de precalentamiento excede los límites del presente trabajo, es posible incluir sencillamente sus efectos.

De la definición de entropía podemos hacer:

$$p(r) = S(r)[\rho(r)]^{5/3} \quad (\text{II-7})$$

Si  $dq_p$  es la cantidad de calor por unidad de masa depositada en la cáscara por cualquiera de los mecanismos indicados, provocará un aumento en la entropía  $dS$ . Como la energía interna de la cáscara es  $\varepsilon = \frac{3}{2}S\rho^{2/3}$ , podemos relacionar  $dq_p$  con  $dS$ :

$$dq_p = d\varepsilon + pd\rho^{-1} = \frac{3}{2}[p^{2/5}/S^{2/5}]dS \quad (\text{II-8})$$

habiendo hecho uso de la ecuación (II-7). Al integrar la ecuación (II-8) se obtiene:

$$S = S_2(1 + \beta)^{5/3} \text{ con } \beta \approx 32q_p\rho_o/5p_b \quad (\text{II-9})$$

donde  $q_p$  es la cantidad de calor por unidad de masa depositada en la cáscara por precalentamiento y  $S_2$  es la función dada por la Ec.(II-5).

Por lo tanto, el perfil de entropía a  $t = t_o$  ( $R_i=0$ ) es:

$$S = p_b \left( \frac{1 + \beta}{16\rho_o} \right)^{5/3} \begin{cases} 1 & r \geq R_B \\ \left( \frac{r - R_i}{R_B - R_i} \right)^{-3} & r \leq R_B \end{cases} \quad (\text{II-10})$$

### 2.3. Encuentro del choque principal con la rarefacción

Luego de un poco de álgebra puede calcularse el punto  $R_B$  en el cual el choque principal se encuentra con la cabeza de la rarefacción (el cálculo detallado se realiza en el capítulo siguiente cuando se considera el agregado de un pistón rodeando al combustible). El resultado para esta situación es:

$$\frac{R_o(t) - R_i(t)}{R_B(t) - R_i(t)} = 1 + \frac{U_b}{16c_1} \left\{ 1 - \frac{4(t_a - t_1)(U_b + c_a)}{\Delta_o + 4U_b(t_a - t_1)} \right\} \quad (\text{II-11})$$

donde  $U_b = (p_b/3\rho_o)^{1/2}$  es la velocidad del segundo choque. Vemos de la ecuación (II-11) que controlando los parámetros del pulso de presión ó el espesor de la cáscara se puede controlar el valor de  $R_B$ .

En efecto, puede verse que si  $t_a = t_1 - (\Delta_o/4U_b)$ , será  $R_B = R_i$ . Si  $t_a = t_1 + (\Delta_o/4c_a)$ , será  $R_B = R_o$ .



Cuando  $t = t_0$  es  $R_i(t_0) = 0$ , el vacío se cierra y comienza la fase de estancamiento. Mientras la cáscara se desacelera, la energía cinética adquirida se transforma en energía interna. Este proceso determina la presión, densidad y temperatura del combustible en el momento en que la cáscara se frena ( $t = t_m$ ) (Fig.6).

### 3. Compresión isoentrópica

Calcularemos los perfiles de presión y densidad en el momento del estancamiento ( $t = t_m$ ), suponiendo que una vez que se cerró el vacío central ( $t = t_0$ ) la cáscara es frenada isoentrópicamente, convirtiendo en energía interna a la energía cinética adquirida. Las ecuaciones de continuidad y momento son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^2) = 0 \quad (\text{II-12})$$

$$\rho \left[ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right] + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (\text{II-13})$$

Combinando ambas ecuaciones se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v r^2) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v^2 r^2) + r^2 \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (\text{II-14})$$

Si integramos la ecuación (II-14) desde un radio arbitrario  $r(t)$  que se mueve junto con el material de la cáscara hasta el radio externo instantáneo  $R_o(t)$ , se obtiene:

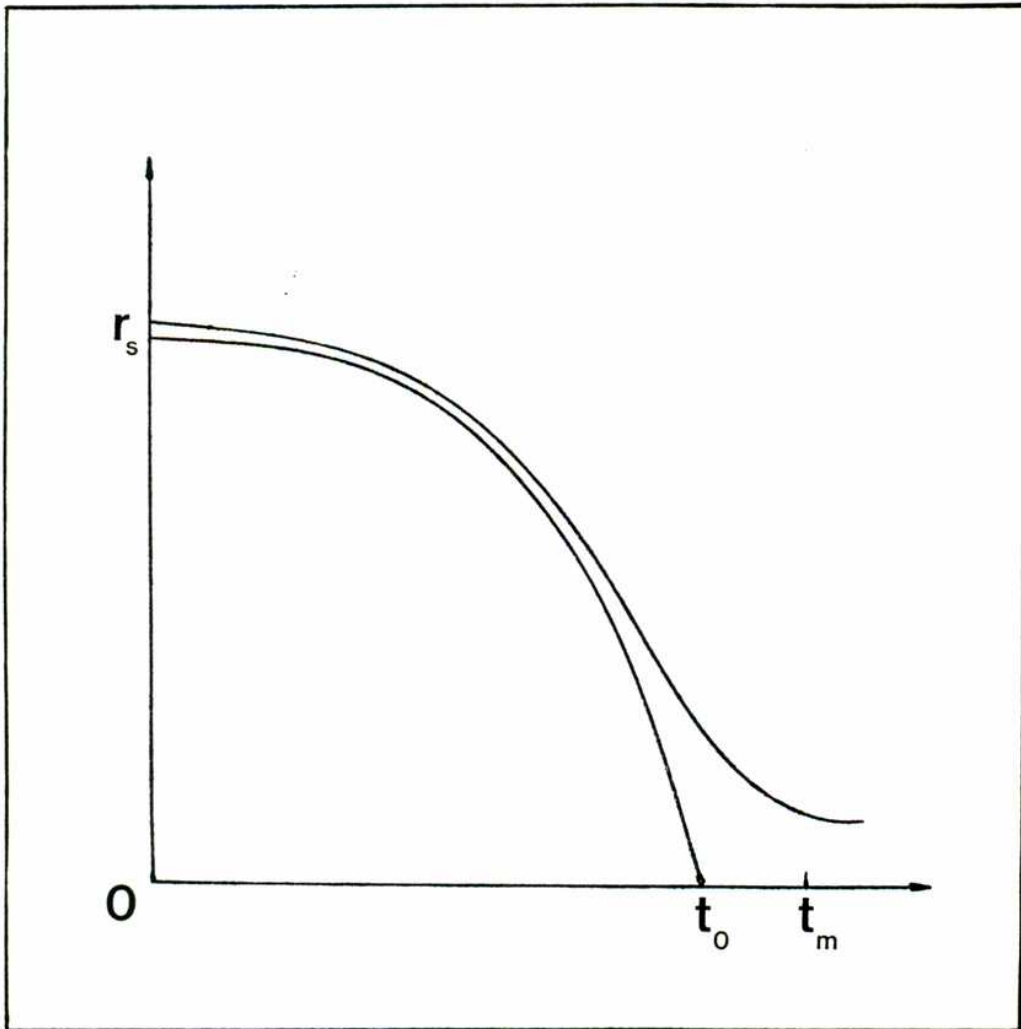


Fig.6: Diagrama  $r-t$  para la implosión de una cáscara esférica.

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_{r(t)}^{R_o(t)} \rho v r^2 dr = \int_{r(t)}^{R_o(t)} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr \quad (\text{II-15})$$

Suponemos que para  $t \approx t_m$  la velocidad  $v(r,t)$  en cualquier punto de la cáscara es muy pequeña comparada con la máxima velocidad  $v_o(t_o)$  alcanzada por la cáscara antes que se cierre el vacío. La ecuación anterior se puede integrar desde  $t_o$  hasta  $t$  muy cercano a  $t_m$ :

$$-v_o \int_{r(t_o)}^{R_o(t_o)} \rho(t_o) r^2 dr \approx \int_{t_o}^t \int_{r(t')}^{R_o(t')} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr dt' \quad (\text{II-16})$$

La suposición  $v(r,t) \ll v_o$  está justificada siempre que el tiempo de tránsito de las ondas sonoras sea mucho menor que los tiempos característicos en la etapa final de estancamiento. En efecto, debido al rápido crecimiento de la presión del combustible cerca del estancamiento, y dado que dicho crecimiento es rápidamente transmitido a toda la cáscara debido al corto tiempo de tránsito de las ondas sonoras, el integrando del miembro derecho de la ecuación (II-16) puede ser evaluado al tiempo  $t$  cuando el integrando es grande, multiplicado por un tiempo efectivo  $t_{of}$ . Dicho de otro modo: supondremos que la presión crece abruptamente y permanece en dicho valor en el intervalo de tiempo entre  $t - t_{of}$  y  $t$ . Luego discutiremos este punto. Suponiendo que la masa de la cáscara permanece constante desde  $t_o$  hasta  $t_m$  (esto es válido en fusión por haces de iones y constituye una razonable aproximación en fusión por láser):

$$-v_0 \int_{r(t)}^{R_0(t)} \rho r^2 dr \simeq t_{of} \int_{r(t)}^{R_0(t)} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr \quad (\text{II-17})$$

ecuación en la que se pone de manifiesto que el momento de la cáscara en  $t = t_0$  es balanceado por un impulso final.

La ecuación (II-17) puede ponerse en forma diferencial:

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{v_0}{t_{of}} \rho = 0 \quad (\text{II-18})$$

a la cual añadimos las condiciones de contorno:

$$p(r=0) = p_0 ; p(r=R_0) \simeq 0 \quad (\text{II-19})$$

con  $R_0 = R_0(t_m)$ . Si utilizamos las ecuaciones (II-7) y (II-10) se obtienen los perfiles en el estancamiento:

$$p(r) = \begin{cases} p_B \left[ \frac{R_0 - r}{R_0 - R_B} \right]^{5/2} & r \geq R_B \\ p_0 \left[ 1 - A \left( \frac{r}{R_B} \right)^4 \right]^{5/2} & r \leq R_B \end{cases} \quad (\text{II-20})$$

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{16\rho_0}{1+\beta} \left( \frac{p_B}{p_0} \right)^{3/5} \left[ \frac{R_0 - r}{R_0 - R_B} \right]^{3/2} & r \geq R_B \\ \frac{16\rho_0}{1+\beta} \left( \frac{p_0}{p_B} \right)^{3/5} \left[ 1 - A \left( \frac{r}{R_B} \right)^4 \right]^{3/2} & r \leq R_B \end{cases} \quad (\text{II-21})$$

$$t_{of} = 8\rho_0 v_0 R_B (p_0/p_B)^{2/5} / 5Ap_B (1+\beta) \quad (\text{II-22})$$

donde  $A = 1 - (p_B/p_s)^{2/5}$  y  $p_B = p(r=R_B)$ .

Podemos relacionar  $p_B$  con  $R_B$  a partir de la continuidad del gradiente de presión en  $R_B$ , según lo requiere la ecuación (II-18).

La relación obtenida es:

$$4A/(1-A) = \xi_B/(1-\xi_B) \quad (\text{II-23})$$

donde  $\xi_B = R_B/R_o$  está dado por la ecuación (II-11) haciendo  $R_i = 0$  y  $R_o(t_m) = R_o$ .

#### 4. Estado final del combustible y leyes de escala

##### 4.1. Magnitudes en el momento del estancamiento

Las magnitudes de la cáscara en el estancamiento pueden obtenerse a partir de los perfiles dados por las ecuaciones (II-20) y (II-21) junto con las ecuaciones de conservación.

La energía de la cáscara en  $t = t_m$  se puede escribir:

$$E = 4\pi \int_0^{R_o} \frac{9}{2} p r^2 dr = 4\pi \frac{9}{2} p_o R_o^3 F_o(\xi_B) \quad (\text{II-24})$$

donde  $F_o$  es la integral adimensional de energía definida en el Apéndice A.

La energía de la cáscara en  $t = t_m$  debe igualarse con la energía cinética adquirida por la misma antes de cerrarse el vacío. Dicha energía cinética es igual al trabajo hecho por la

presión externa  $p_b$ :

$$E_k = mv_o^2/2 = (4\pi/3)p_b r_s^3 \quad (\text{II-25})$$

donde  $r_s$  es el radio inicial de la cáscara. Resulta:

$$R_o = (2/9F_o)^{1/3} (p_b/p_s)^{1/3} r_s \quad (\text{II-26})$$

Si escribimos la masa de la cáscara  $m = 4\pi\rho_o r_s^2 \Delta_o$  en el instante  $t = t_m$ :

$$m = 4\pi \int_0^{R_o} \rho r^2 dr = 64\pi R_o^3 (p_s/p_b)^{3/5} F_m(\xi_B) \quad (\text{II-27})$$

con  $F_m$  la integral adimensional de masa definida en el Apéndice A, se obtiene:

$$R_o = r_s (\Delta_o/r_s)^{5/6} X(\xi_B) \quad (\text{II-28})$$

$$p_s = p_b (r_s/\Delta_o)^{5/2} P(\xi_B) \quad (\text{II-29})$$

donde  $X(\xi_B) = (2/9F_o)^{1/3} (9F_o/32F_m)^{5/6}$  y  $P(\xi_B) = (32F_m/9F_o)^{5/2}$ .

Las funciones X y P se representan en la Fig.7(a).

#### 4.2. Efecto de la conducción térmica

Según puede verse de los perfiles dados por las ecuaciones (II-20) y (II-21), la temperatura diverge para  $r \rightarrow 0$  lo cual es físicamente imposible. En efecto, la conducción térmica se encarga

de limitar la temperatura de la zona central (zona de máxima temperatura: ZMT) y de determinar su tamaño (Wouchuk and Piriz, 1991; Piriz and Wouchuk, 1991a).

Para estimar el efecto de la conducción térmica, comparamos el flujo térmico  $\Phi$  a través de una superficie de radio  $r$  dentro del combustible ( $r \leq R_b$ ) con la velocidad de aumento de la energía interna  $dE/dt$  por compresión isoentrópica del volumen encerrado por dicha superficie. El flujo térmico será despreciable si:

$$\Phi(r) = 4\pi\chi r^2 \epsilon^{5/2} \frac{d\epsilon}{dr} \ll \frac{dE}{dt} \quad (\text{II-30})$$

con  $\epsilon = 3p/2\rho = 3(Z+1)kT/2Am_p$  ( $k$  es la constante de Boltzmann,  $m_p$  es la masa del protón,  $A$  y  $Z$  son los números másico y atómico, y  $T$  es la temperatura) y  $\chi = 8.75 \times 10^{-34} [A/(Z+1)]^{7/2} / (Z \ln\Lambda)$ , con  $\ln\Lambda$  el logaritmo de Coulomb.

Haciendo  $dE/dt \simeq v_o dE/dr$  y utilizando la ecuación (II-25), el radio  $R_m$  de la ZMT puede estimarse haciendo  $\Phi = \alpha dE/dt$  con  $\alpha \ll 1$ :

$$R_m/r_o = 10^{-3} \alpha^{-2/23} [(\chi/p_b r_o)(p_b/\rho_o)^3]^{2/23} (r_o/\Delta_o)^{33/40} Z(\xi_B) \quad (\text{II-31})$$

donde  $Z(\xi_B) = 3.3 \times 10^3 F_o^{-7/23} \xi_B^{21/23} [P(\xi_B)]^{-93/345}$ .

Las magnitudes  $\epsilon_m$  (que esencialmente representa la temperatura), la densidad  $\rho_m$  y la masa por unidad de área  $\rho_m R_m$  están dadas por:

$$\epsilon_m \simeq (p_b/\rho_o)^{5/23} (r_o/\Delta_o)^{15/23} (p_b r_o/\chi)^{6/23} T(\xi_B) \quad (\text{II-32})$$

$$\rho_m \simeq \rho_o [(\chi/p_b r_o)(p_b/\rho_o)^3]^{6/23} (r_o/\Delta_o)^{85/46} D(\xi_B) \quad (\text{II-33})$$

$$\rho_m R_m \approx 3.66 \rho_o r_o (\chi/p_b r_o)^{8/23} (p_b/\rho_o)^{24/23} (r_o/\Delta_o)^{26/23} [T(\xi_B)]^{5/2} \quad (\text{II-34})$$

donde se hizo  $\alpha^{2/23} \approx 1$ .

Las funciones:

$$T(\xi_B) = 0.57 F_o^{-2/23} \xi_B^{6/23} [P(\xi_B)]^{24/115}$$

$$D(\xi_B) = 2.65 F_o^{2/23} \xi_B^{-6/23} [P(\xi_B)]^{91/115}$$

se muestran, junto con  $Z(\xi_B)$ , en la Fig.7(b).

Cabe observar que  $T(\xi_B)$  presenta un máximo para  $\xi_B \approx 0.3$ , por lo cual  $\varepsilon_m$  y  $\rho_m R_m$  alcanzan sus valores máximos en el mismo punto.

Según se ve de la Fig.7(b), controlando  $\xi_B$  externamente mediante el ajuste de  $t_o$  ó  $\Delta_o$ , pueden variarse las magnitudes de la ZMT. Así, si se elige  $\xi_B = 0$ , la densidad central es la máxima pero la temperatura es muy baja, lo que podría ser detrimental para conseguir condiciones de ignición adecuadas. Por otra parte, en la situación que se corresponde con  $\xi_B = 1$ , la entropía de la cáscara es máxima pero la densidad de la ZMT es baja. Volveremos sobre las condiciones de ignición que deben alcanzarse dentro de la zona caliente, en el capítulo IV.

#### 4.3. Otros mecanismos de disipación de la energía de la ZMT

Podría argüirse que la conducción térmica no es el único mecanismo físico capaz de limitar la temperatura en el centro. En efecto, cabría preguntarse si el transporte de radiación o de partículas  $\alpha$  juegan un rol equivalente al de la conducción



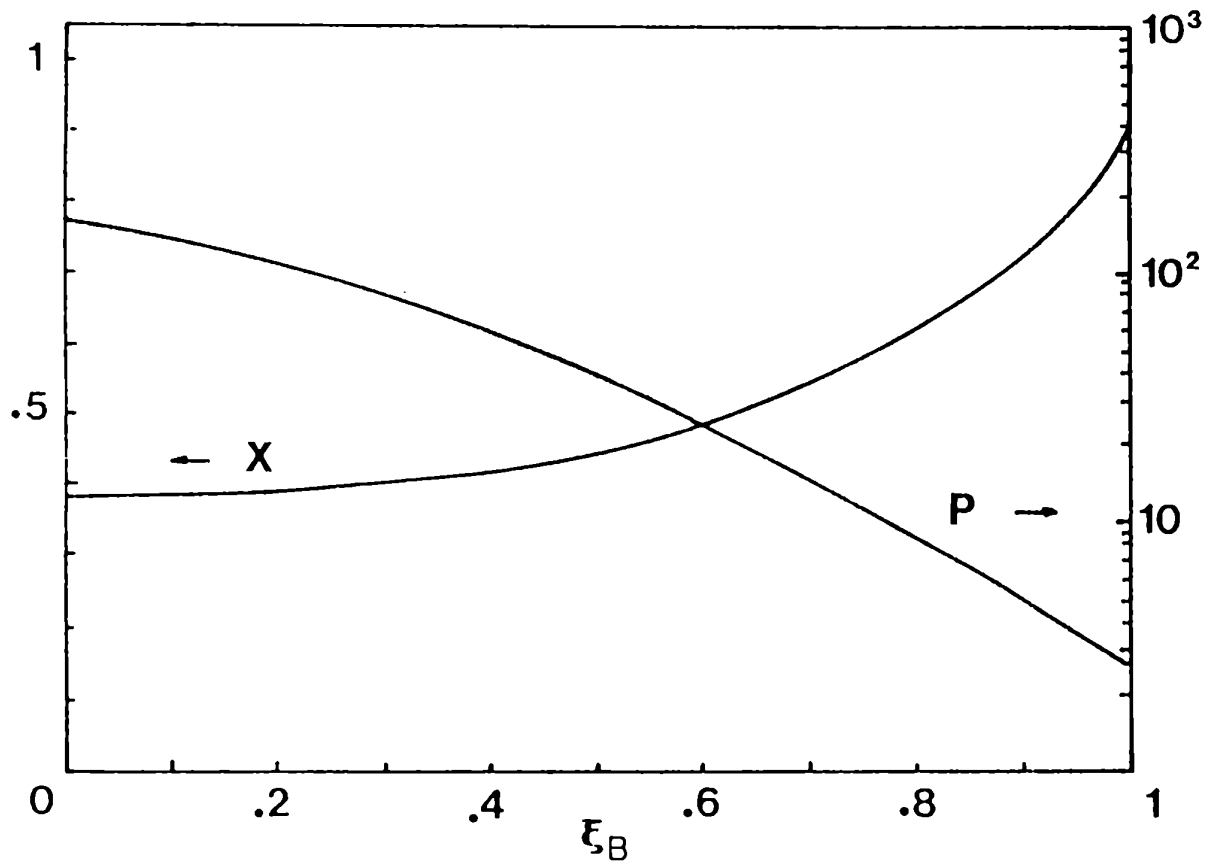


Fig.7(a): Radio externo adimensional  $X$  y presión máxima adimensional  $P$  en el estancamiento versus el parámetro  $\xi_B$  el cual caracteriza al perfil de entropía.

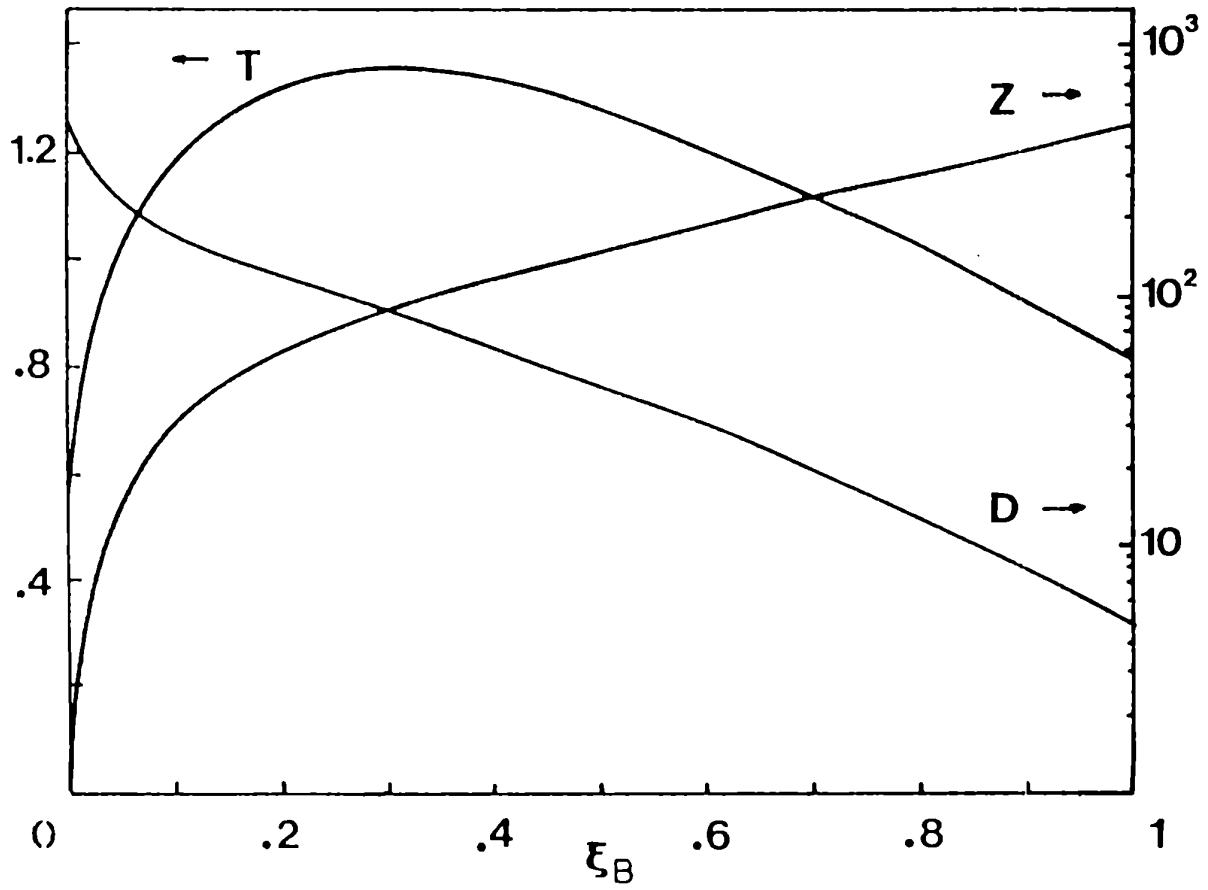


Fig. 7(b): Magnitudes adimensionales de la zona de máxima temperatura: Z (radio), T (temperatura) y densidad D, versus  $\xi_B$ .

térmica. Si bien ambos procesos son esenciales para el desarrollo de la ignición, no juegan rol alguno para limitar la temperatura de la zona central. La potencia transportada por las partículas  $\alpha$  es  $W_\alpha \sim \rho^2 \langle v\sigma \rangle r^3$  y la potencia de bremsstrahlung es  $W_B \sim \rho^2 \epsilon^{1/2} r^3$ . (Atzeni and Caruso, 1984). Como se ve de los perfiles [Ecs.(II-20) y (II-21)] y del hecho que  $\langle v\sigma \rangle$  se conserva acotada,  $W_\alpha, W_B \rightarrow 0$  para  $r \rightarrow 0$ . Por lo tanto dichos procesos no son capaces de fijar un límite superior para la temperatura de la región central. En cambio, el flujo térmico es  $\bar{\Phi} \sim \epsilon^{7/2} r^2 \rightarrow \infty$  para  $r \rightarrow 0$ . En consecuencia, es la conducción térmica el único mecanismo físico que limita la temperatura de la zona central (Piriz and Wouchuk, 1991a).

#### 4.4. Tiempo de tránsito de las ondas sonoras

Discutiremos brevemente la aproximación discutida al calcular la ecuación (II-16). La ecuación (II-17) se obtuvo al suponer que el tiempo de tránsito  $t_T$  de las ondas sonoras es mucho menor que los tiempos característicos del estancamiento, como ser  $t_{ef}$ . Evaluamos:

$$t_T = \int_0^{R_e} \frac{dr}{c} = \int_{R_B}^{R_e} \frac{dr}{c} \quad (\text{II-35})$$

con  $c = (5p/3\rho)^{1/2}$  la velocidad del sonido y se desprecia el tiempo de tránsito en la zona  $r \leq R_B$ . Al integrar se obtiene:

$$t_T \approx \frac{6.2}{(1+\beta)^{1/2}} \left[ \frac{\rho_o}{p_b} \right]^{1/2} \left[ \frac{p_o}{p_s} \right]^{2/5} \frac{R_B \xi_B (1-\xi_B)}{(1-A)^{1/2}} \quad (\text{II-36})$$

Al hacer  $t_T/t_{ef}$ , con  $t_{ef}$  dado por la ecuación (II-22) se obtiene:

$$\frac{t_T}{t_{ef}} \approx 4.74(1+\beta)^{1/2} \left[ \frac{r_s}{\Delta_o} \right]^{1/2} \frac{A \xi_B (1-\xi_B)}{(1-A)^{1/2}} \quad (\text{II-37})$$

La condición  $t_T \ll t_{ef}$  se cumple satisfactoriamente bien para los casos de interés. En efecto, para  $r_s/\Delta_o = 25$  (Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984) y  $\xi_B = 0.3$  es:  $t_T/t_{ef} \approx 0.02$  ( $\beta \ll 1$ ).

## **CAPITULO III**

### III. IMPLOSION DE UNA CASCARA ESFERICA DE DOS CAPAS MEDIANTE UN PULSO CONFORMADO DE PRESION

#### 1. Introducción

En este capítulo consideramos la implosión de una cáscara esférica compuesta por dos capas: el combustible D-T sólido está adherido a la cara interna de una cáscara de material más pesado (Li-Pb) que denominaremos de aquí en más pistón. Este tipo de blancos es el que se piensa utilizar en el futuro como blancos de alta ganancia en un reactor. No describimos la estructura de las capas más externas al pistón, que son las que se encargan de absorber la energía del haz (haces de iones ó radiación) y generar la presión que conducirá luego la implosión (Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984; Kothe et al., 1990). El pulso de presión es el mismo que se utilizara en el capítulo anterior (Fig.5). Se analizará la influencia del pistón en los perfiles finales y en las leyes de escala. En el capítulo siguiente se estudiará su influencia en la ganancia del blanco.

#### 2. Modelo para la generación de la entropía

Consideraremos al combustible como una capa sólida de densidad  $\rho_{of}$  y espesor  $\Delta_{of}$  adherida a la superficie interna de un pistón de densidad  $\rho_{op}$  y espesor  $\Delta_{op}$  con radio externo  $r_s$ .

Nuevamente, no consideraremos ablación de masa del pistón. Respecto de los choques generados por  $p_a$  y  $p_b$  valen las mismas consideraciones hechas en el capítulo anterior.

## 2.1. Entropía generada por el prepulso y posterior expansión isoentrópica

Suponemos que a  $t = 0$  se envía un choque a presión  $p_a$  y que cuando llega a la interfase p-c (pistón - combustible) en  $t = t_{1p} = \Delta_{op}/U_{ap}$  [con  $U_{ap} = (4p_a/3\rho_{op})^{1/2}$ ], la presión en el pistón es  $p_a$  y su densidad es  $4\rho_{op}$ . Por lo tanto, la entropía del pistón en  $t = t_{1p}$  estará dada por:

$$S_{1p} = p_a / (4\rho_{op})^{5/3} \quad (\text{III-1})$$

En  $t = t_{1p}$  una rarefacción se refleja en la interfase p-c, la cual llega eventualmente a la superficie externa en  $\tau_{1p} = t_{1p} + \Delta_{op}/4c_{op}$ . Por otra parte, al expansionarse el pistón, la interfase p-c adquiere una velocidad  $v_f$  actuando como un pistón para el combustible lo que genera una onda de choque a la presión  $p_{af} = \frac{4}{3} \rho_{of} v_f^2$  (Fig.8; ver Apéndice B). Los perfiles de densidad y presión en el pistón están dados por la conocida solución autosimilar de una expansión plana isoentrópica (Landau and Lifshitz, 1959; Zeldovich and Raizer, 1967):

$$p_{1p} = p_{af} \left\{ \left[ \frac{r - R_F}{R_{rp} - R_F} \right] \left[ \left[ \frac{p_a}{p_{af}} \right]^{1/5} - 1 \right] + 1 \right\}^5 \quad (\text{III-2})$$

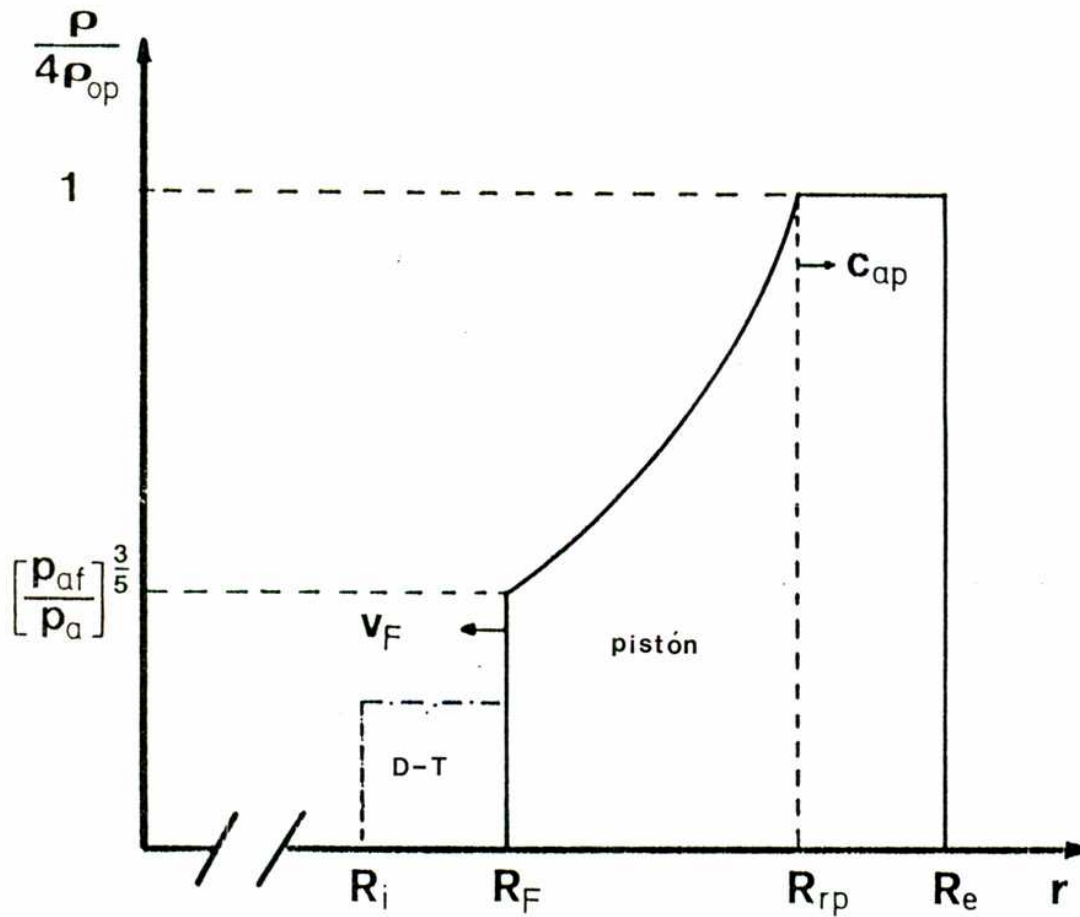


Fig.8: Perfil de densidad en el pistón para  $t_{1p} \leq t \leq \tau_{1p}$ , en un sistema de referencia que se mueve con velocidad  $\frac{3}{4}U_{ap}$  respecto del material perturbado por el choque generado por el prepulso.



$$\rho_{1p} = 4\rho_{Op} \left( \frac{p_a}{p_{af}} \right)^{3/5} \left\{ \left( \frac{r - R_F}{R_{rp} - R_F} \right) \left[ \left( \frac{p_a}{p_{af}} \right)^{1/5} - 1 \right] + 1 \right\}^3 \quad (\text{III-3})$$

válidos para  $R_F \leq r \leq R_{rp}$ , donde  $R_F$  y  $R_{rp}$  son, respectivamente, las posiciones instantáneas de la interfase p-c y del frente de rarefacción en el pistón. La presión  $p_{af}$  está dada por (Piriz, 1989; el cálculo se detalla en el Apéndice B):

$$p_{af} = g_1^2 \left( \frac{\rho_{of}}{\rho_{Op}} \right) p_a \quad (\text{III-4})$$

$$g_1 = (1+\gamma/5) - \gamma/5 \left( \frac{\rho_{of}}{\rho_{Op}} \right)^{1/5} g_1^{2/5} \quad (\text{III-5})$$

La rarefacción puede llegar en  $\tau_{1p} = t_{1p} + \Delta_{Op}/4c_{ap}$  [ $c_{ap} = (5p_a/12\rho_{Op})^{1/2}$ ], a la superficie externa. Por lo tanto para  $t_{1p} \leq t \leq \tau_{1p}$  la zona no afectada por la rarefacción ( $R_{rp} \leq r \leq R_e$ ) sigue a presión  $p_a$  y densidad  $4\rho_{Op}$ .

El choque generado en el combustible por la expansión de la interfase p-c, llega a la cara interna [interfase c-v (combustible-vacío)] en  $t = t_{1f} = t_{1p} + \Delta_{Of}/U_{af}$  donde  $U_{af} = (4p_{af}/3\rho_{of})^{1/2}$ . A  $t = t_{1f}$ , la entropía del combustible es:

$$S_{1f} = p_{af}/(4\rho_{of})^{5/3} \quad (\text{III-6})$$

y se refleja una rarefacción que manteniendo constante la entropía específica deja los siguientes perfiles de presión y densidad:

$$p_{1f}(r) = p_{af} \left[ \frac{r - R_i}{R_{rf} - R_i} \right]^5 \quad (\text{III-7})$$

$$\rho_{1f} = 4\rho_{of} \left[ \frac{r - R_i}{R_{rf} - R_i} \right]^3 \quad (\text{III-8})$$

donde  $R_{rf}$  y  $R_i$  son, respectivamente, las posiciones instantáneas del frente de la rarefacción y de la interfase c-v. La rarefacción afecta a la región  $R_i \leq r \leq R_{rf}$ .

El frente de esta rarefacción puede eventualmente alcanzar la interfase p-c en  $t = \tau_{1f} = t_{1f} + \Delta_{of}/4c_{af}$  con  $c_{af} = (5p_{af}/12\rho_{of})^{1/2}$ . Para  $t_{1f} \leq t \leq \tau_{1f}$  la zona no afectada por dicha rarefacción ( $R_{rf} \leq r \leq R_F$ ) tiene presión  $p_{af}$  y densidad  $4\rho_{of}$ .

En los casos de interés, no conviene que dicha rarefacción llegue a  $R_F$ , pues el segundo choque enviado por el pulso principal alcanzará la interfase p-c y se encontrará con el frente de rarefacción en  $R_B = R_{rf}(t_B) < R_F$ , en  $t = t_B < \tau_{1f}$ . De aquí en mas sólo tendremos en cuenta esta situación, ya que nuestro propósito es conformar la entropía del combustible.

## 2.2. Entropía generada por el pulso principal

En  $t = t_a$  ( $t_{1p} \leq t_a \leq \tau_{1f}$ ) se enciende el pulso principal que genera un choque a presión  $p_b$ . Dicho choque se encontrará con el frente de rarefacción en el pistón en  $R_{Bp}$ , cruzará la interfase p-c en  $t_{af} < \tau_{1f}$ . En  $t = t_{af}$  la presión en el pistón es  $p_b$  y la densidad estará dada por:

$$\rho_{2p} = 16\rho_{op} \begin{cases} 1 & r \geq R_{bp} \\ \left( \frac{p_a}{p_{af}} \right)^{-3/5} \left\{ \left( \frac{r - R_F}{R_{bp} - R_F} \right) \left[ \left( \frac{p_a}{p_{af}} \right)^{-1/5} - 1 \right] + 1 \right\}^3 & r \leq R_{bp} \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

En  $t = t_{af}$  el pistón se expande y envía un choque a presión  $p_{bf}$  en el combustible dada por (Piriz, 1989; ver Apéndice B):

$$\begin{aligned} p_{bf} &= g_2^2 [4\rho_{of}/\rho_{1p}(R_F)] p_b \\ &= g_1^{-6/5} g_2^2 (\rho_{of}/\rho_{op})^{2/5} p_b \end{aligned} \quad (\text{III-10})$$

$$g_2 = (1+\sqrt{5}) - \sqrt{5} [4\rho_{of}/\rho_{1p}(R_F)]^{1/5} g_2^{2/5} \quad (\text{III-11})$$

Para los casos de interés es  $4 \leq \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \leq 20$  y en dicho rango de densidades resulta:  $1.21 \leq g_1 \leq 1.71$  y  $1.19 \leq g_2 \leq 1.44$ .

El choque principal encontrará al frente de la rarefacción del combustible en  $R_b$  y llegará a la interfase c-v en  $t = t_{2f}$ . En ese instante la presión en el combustible es  $p_{bf}$  y su densidad es:

$$\rho_{2f} = 16\rho_{of} \begin{cases} 1 & R_b \leq r \leq R_F \\ \left( \frac{r - R_i}{R_b - R_i} \right)^3 & r \leq R_b \end{cases} \quad (\text{III-12})$$

A  $t = t_{2f}$ , la entropía de la cáscara estará dada por:

$$S_2(r) = \begin{cases} p_b/\rho_{2p}^{5/3} & r \geq R_F \\ p_{bf}/\rho_{2f}^{5/3} & R_i \leq r \leq R_F \end{cases} \quad (\text{III-13})$$

En dicho instante se genera una segunda rarefacción, y cuando llegue a la superficie externa del pistón, un nuevo choque a presión  $p_b$  será enviado. Dicho choque, inicialmente débil, aumentará su intensidad pues viaja sobre un perfil de densidad decreciente. Este tercer choque contribuye a mejorar aún más el perfil de entropía, pero como los sucesivos choques y rarefacciones son cada vez más débiles a partir de  $t_{2f}$ , no será tenido en cuenta.

Utilizaremos una expresión aún más simple para la entropía, tomando la entropía del pistón igual a  $p_b/(16\rho_{op})^{5/3}$ , lo que es equivalente a desprestigiar el efecto de la expansión provocada por las rarefacciones isoentrópicas en el pistón:

$$S_2(r) \simeq \begin{cases} p_b/(16\rho_{op})^{5/3} & r \geq R_F \\ p_b/\rho_{2f}^{5/3} & R_i \leq r \leq R_F \end{cases} \quad (\text{III-14})$$

### 2.3. Precalentamiento radiativo o por electrones calientes

Valen aquí las mismas consideraciones que se hicieran al respecto en la Sección 2.2 del capítulo anterior, con la diferencia que debemos tener en cuenta el precalentamiento del pistón y del combustible.

Siguiendo las mismas líneas generales que en dicha Sección, resulta:

$$S_p = S_{2p} (1 + \beta_p)^{5/3} ; \beta_p = 32q_p \rho_{op} / 5p_b$$

$$S_f = S_{2f}(1 + \beta_f)^{5/3} ; \beta_f = 32q_f \rho_{of} / 5p_{bf}$$

con  $S_{2p}$  y  $S_{2f}$  las entropías del pistón y combustible según la Ec.(III-14). Por lo tanto, cuando se cierra el vacío en  $t = t_o$ ,  $R_i = 0$  y la entropía de la cáscara será:

$$S(r) = \begin{cases} p_b [(1+\beta_p)/16\rho_{op}]^{5/3} & r \geq R_F \\ p_{bf} [(1+\beta_f)/\rho_{2f}]^{5/3} & R_i \leq r \leq R_F \end{cases} \quad (\text{III-15})$$

Cabe observar que cuando el primer choque llega a la interfase p-c, el salto de densidad vale:

$$[S_{1f}(R_F)/S_{1p}(R_F)]^{3/5} = g_1^{6/5} (\rho_{op}/\rho_{of})^{2/5}$$

Cuando el segundo choque atraviesa la interfase p-c, el salto en la densidad se reduce aún más y vale:

$$\left[ \frac{S_f(R_F)}{S_p(R_F)} \right]^{3/5} = g_1^{12/25} g_2^{6/5} \left[ \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right]^{4/25} \left[ \frac{1+\beta_f}{1+\beta_p} \right] \quad (\text{III-16})$$

Si los efectos del precalentamiento se desprecian ( $\beta_f, \beta_p \ll 1$ ), un salto inicial de  $\rho_{op}/\rho_{of} = 6$  se reduce a 2.12 en la etapa de compresión isoentrópica. Si el pistón está diseñado de modo tal que provee un blindaje adecuado del combustible contra las radiaciones externas, será  $\beta_f \ll \beta_p$ , lo que reduce aún más el salto de densidad a través de la interfase p-c. Este efecto podría tener importancia ya que reduciría la tasa de crecimiento de las

inestabilidades R-T que se pudieran generar durante la fase de estancamiento.

#### 2.4. Encuentro del choque principal con la rarefacción en el combustible

Para conocer la distribución de la entropía en el combustible es necesario conocer  $R_p$ , posición en la que el segundo choque encuentra al frente de la rarefacción en el combustible. El cálculo puede hacerse notando que en  $t = t_{1p}$ , el primer choque avanza en el combustible y que, para  $t = t_{1f}$  cuando llega a la interfase c-v, todo el combustible se mueve con velocidad  $3U_{af}/4$ . Por lo tanto utilizamos un sistema de referencia que se mueve con dicha velocidad. La posición del frente de la rarefacción, relativa a  $R_i$  es:

$$R_{rf} - R_i = 4c_{af}(t - t_{1f}) \quad (\text{III-17})$$

donde se tuvo en cuenta que la interfase  $R_i$  se mueve hacia el centro con velocidad  $3c_{af}$  y el frente de rarefacción lo hace hacia afuera con velocidad  $c_{af}$  (Landau and Lifshitz, 1959; Zeldovich and Raizer, 1967).

En  $t = t_{af}$  el segundo choque cruza la interfase p-c con velocidad  $U_{bf} = (p_{bf}/3\rho_{of})^{1/2}$ . La posición relativa de dicho choque respecto de  $R_i$  será:

$$R_{sv} - R_i = \frac{\Delta_{of}}{4} - U_{bf}(t - t_{af}) + 3c_{af}(t - t_{1f}) \quad (\text{III-18})$$

En  $t = t_B$  el choque y la rarefacción se encuentran en  $R_{rf} = R_{sv} = R_B$ :

$$t_B - t_{1f} = [\Delta_{of}/4(c_{af} + U_{bf})][1 + (4U_{bf}/\Delta_{of})(t_{af} - t_{1f})] \quad (\text{III-19})$$

$$R_B - R_i = 4c_{af}(t_B - t_{1f}) \quad (\text{III-20})$$

En general  $R_B - R_i$  será función del tiempo, pero la suposición de entropía constante para  $t \geq t_{2f}$  implica que la distancia relativa  $(R_B - R_i)/(R_F - R_i)$  se mantenga constante.

En  $t = t_B$  es:

$$R_F - R_i = R_B - R_i + \left( \frac{U_{bf}}{4} \right) (t_B - t_{af}) \quad (\text{III-21})$$

con lo cual el cociente de distancias relativas para  $t \geq t_{2f}$  es:

$$\frac{R_F(t) - R_i(t)}{R_B(t) - R_i(t)} = 1 + \frac{U_{bf}}{16c_{af}} \left\{ 1 - \frac{4(t_{af} - t_{1f})(U_{bf} + c_{af})}{\Delta_{of} + 4U_{bf}(t_{af} - t_{1f})} \right\} \quad (\text{III-22})$$

El tiempo  $t_{af}$  puede estimarse suponiendo densidad uniforme en el pistón:

$$t_{af} \approx t_a + \frac{\Delta_{op}}{4U_{bp}} \cdot U_{bp} = (p_b/3\rho_{op})^{1/2} \quad (\text{III-23})$$

La ecuación (III-22) puede ser comparada con la ecuación (II-11) y se observan claramente las analogías correspondientes.

Si se hace  $t_{af} = t_{if} - \Delta_{of}/4U_{bf}$  será  $R_B = R_i$ . Si en cambio es  $t_{af} = t_{if} + \Delta_{of}/4c_{af}$ , entonces  $R_B = R_F$  y la conformación espacial de la entropía en el combustible será la más pobre.

### 3. Compresión isoentrópica

Una vez que se cerró el vacío en  $t = t_o$  es  $R_i(t_o) = 0$  y la cáscara comienza a frenarse de manera isoentrópica (Piriz, 1989) transformando la energía cinética adquirida antes de  $t = t_o$  en energía interna en  $t = t_m$ . En ese instante la energía se reparte en energías interna del pistón y del combustible, las cuales se determinarán luego de haber calculado los perfiles de presión y densidad en el momento del estancamiento. A tal efecto valen las mismas consideraciones que en la Sección 3 del capítulo anterior, por lo cual reescribimos la ecuación diferencial con sus respectivas condiciones de contorno:

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{v_o}{t_{of}} \rho = 0 \quad (\text{III-24})$$

la cual es integrable teniendo en cuenta las Ecs.(III-12) y (III-15) para  $R_i = 0$  y:

$$p(r=0) = p_o ; p(r=R_e) \simeq 0 \quad (\text{III-25})$$

Se adopta como aproximación que el gradiente de presión a través de la interfase p-c ( $r = R_F$ ) es continuo. En efecto, el salto en



dicho gradiente está dado por:

$$\frac{(\partial p / \partial r)_{R_{F+}}}{(\partial p / \partial r)_{R_{F-}}} = \frac{\rho_p [R_F(t_m)]}{\rho_f [R_F(t_m)]} = \left[ \frac{S_f(R_F)}{S_p(R_F)} \right]^{3/5} \quad (\text{III-26})$$

que es del orden de la unidad para los casos de interés según la ecuación (III-16).

Bajo las aproximaciones anteriores, se obtiene:

$$p(r) = \begin{cases} P_B \left[ \frac{R_o - r}{R_o - R_B} \right]^{5/2} & r \geq R_B \\ P_o \left[ 1 - A \left( \frac{r}{R_B} \right)^4 \right]^{5/2} & r \leq R_B \end{cases} \quad (\text{III-27})$$

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{16\rho_{op}}{1+\beta_p} \left( \frac{P_B}{P_b} \right)^{3/5} \left[ \frac{R_o - r}{R_o - R_B} \right]^{3/2} & R_F \leq r \leq R_o \\ \frac{16\rho_{of}}{1+\beta_f} \left( \frac{P_B}{P_{bf}} \right)^{3/5} \left[ \frac{R_o - r}{R_o - R_B} \right]^{3/2} & R_B \leq r \leq R_F \\ \frac{16\rho_{of}}{1+\beta_f} \left( \frac{P_o}{P_{bf}} \right)^{3/5} \left( \frac{r}{R_B} \right)^3 \left[ 1 - A \left( \frac{r}{R_B} \right)^4 \right]^{3/2} & r \leq R_B \end{cases} \quad (\text{III-28})$$

$$t_{of} = 8\rho_{of} v_o R_B (P_{bf}/P_o)^{2/5} / 5A P_{bf} (1+\beta_f) \quad (\text{III-29})$$

donde  $R_B$ ,  $R_o$  y  $R_F$  son los valores en  $t = t_m$ ;  $P_B = p(r = R_B)$  y  $A = 1 - (P_B/P_o)^{2/5}$ . Nuevamente, vale la relación dada por la ecuación (II-23). La cantidad  $\xi_F = R_F/R_o$  será determinada

utilizando la ley de conservación de la masa.

#### 4. Estado final y leyes de escala

Al igual que se hiciera en el capítulo II, se obtendrán leyes de escala de las magnitudes que caracterizan a la cáscara en el estancamiento. Se determinarán las energías internas del combustible y del pistón y se analizará el efecto de la conducción térmica en la definición de la zona central de máxima temperatura (ZMT) (Piriz and Wouchuk, 1991a). Por último se discutirá la aproximación del tiempo de tránsito de las ondas sonoras, utilizada para obtener los perfiles anteriores.

##### 4.1. Conservación de la energía y de la masa

La energía de la cáscara en el estancamiento es:

$$E = 4\pi \frac{\rho}{2} \int_0^{R_0} pr^2 dr = 4\pi \frac{\rho}{2} p_0 R_0^3 F_0(\xi_B) \quad (\text{III-30})$$

donde  $F_0$  está definida en el Apéndice A.

Esta energía debe igualarse a la energía cinética adquirida por la cáscara antes de cerrarse el vacío en  $t = t_0$ :

$$E_k = (m_f + m_p)v_0^2/2 = (4\pi/3)\rho_b r_0^3 \quad (\text{III-31})$$

donde  $m_f = 4\pi\rho_{of}r_s^2\Delta_{of}$  es la masa del combustible y  $m_p = 4\pi\rho_{op}r_s^2\Delta_{op}$  es la masa del pistón.

De las ecuaciones (III-30) y (III-31) resulta:

$$R_o = r_s (2/9F_o)^{1/3} (P_b/P_s)^{1/3} \quad (III-32)$$

Por otra parte, la conservación de la masa para la cáscara da:

$$\begin{aligned} (1+\beta_f) \frac{m_f}{\rho_{of}} \left( \frac{P_{bf}}{P_b} \right)^{3/5} + (1+\beta_p) \frac{m_p}{\rho_{op}} &= \\ = 64\pi R_o^3 \left( \frac{P_s}{P_b} \right)^{3/5} F_m(\xi_B) & \quad (III-33) \end{aligned}$$

donde  $F_m$  está definida en el Apéndice A.

De las dos últimas ecuaciones obtenemos:

$$\frac{P_s}{P_b} = \left( \frac{r_s}{\Delta_1} \right)^{5/2} P(\xi_B) \quad (III-34)$$

$$R_o = r_s \left( \frac{\Delta_1}{r_s} \right)^{5/6} X(\xi_B) \quad (III-35)$$

donde:

$$\Delta_1 = \Delta_{op} \left[ 1+\beta_p + g_1^{-18/25} g_2^{6/5} (1+\beta_f) \left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{19/25} \frac{m_f}{m_p} \right] \quad (III-36)$$

Las funciones P y X fueron definidas en la Sección 4.1. del capítulo anterior y sus gráficas se muestran en la Fig.7(a).

En ausencia de prepulso se obtienen leyes de escala similares a las ecuaciones (III-35) y (III-36) (Piriz, 1989), salvo por la presencia de las funciones mencionadas que contienen la información relativa a la conformación temporal del pulso de presión.

Si se pretendiera extender estos resultados a situaciones de fusión por láser, en donde parte de la masa del pistón es evaporada durante los primeros estadios de la implosión, las leyes de escala obtenidas no se modifican sustancialmente. Las mismas pueden reobtenerse incluyendo un modelo para implosión ablativa de cáscaras esféricas (Piriz, 1986). Para ello, debe reemplazarse  $m_p$  en la ecuación (III-33) por  $\mu_m m_p$ , donde  $\mu_m$  es la fracción de masa no evaporada del pistón al momento del estancamiento. Debe tenerse en cuenta además que sólo una fracción  $G(\mu_m) \leq 1$  del trabajo hecho por la presión externa sobre el pistón es convertido en energía cinética de la cáscara (Piriz, 1986).

#### 4.2. Eficiencia de transferencia

Definimos la eficiencia de transferencia  $\eta_t$  como aquella fracción de la energía cinética de la cáscara que se almacena como energía interna del combustible en el momento del estancamiento. De acuerdo con las ecuaciones (III-30) y (III-27) es:

$$\eta_t = \frac{F_{\bullet}(\xi_B) - (1 - \frac{3}{4}\xi_B)^{-5/2} I_{\bullet c}(\xi_F)}{F_{\bullet}(\xi_B)} \quad (\text{III-37})$$

donde  $I_{\bullet c}$  está definida en el Apéndice A.

Para encontrar una relación entre  $\xi_F$  y  $\xi_B$  se utiliza la conservación de la masa del pistón:

$$m_p = 4\pi \int_{R_F}^{R_e} \rho r^2 dr \quad (\text{III-38})$$

obteniéndose:

$$\left(1 - \frac{3}{4}\xi_B\right)^{3/2} F_m(\xi_B) = \Delta I_{mc}(\xi_F) \quad (\text{III-39})$$

con  $I_{mc}$  definida en el Apéndice A y  $\Delta$  dado por:

$$\Delta = \Delta_1 / [\Delta_{op}(1 + \beta_p)] \quad (\text{III-40})$$

Resolviendo las ecuaciones (III-37) y (III-39) por iteración se pueden determinar  $\xi_F$  y  $\eta_l$  como funciones de  $\xi_B$  con la cantidad  $\Delta$  como parámetro. Los resultados se muestran en las Figs.9 y 10. El máximo valor de  $\xi_B$  para cada elección de  $\Delta$  es  $\xi_F$  dado que se busca la conformación de la entropía del combustible. Para los casos de interés es  $\Delta \geq 2$  y  $\xi_F$  junto con  $\eta_l$  son funciones débiles de  $\xi_B$ . Mas adelante se verá que puede escogerse un valor óptimo de  $\xi_B$  de forma tal que se pueden elegir condiciones de ignición sin afectar sensiblemente la energía transferida al combustible.

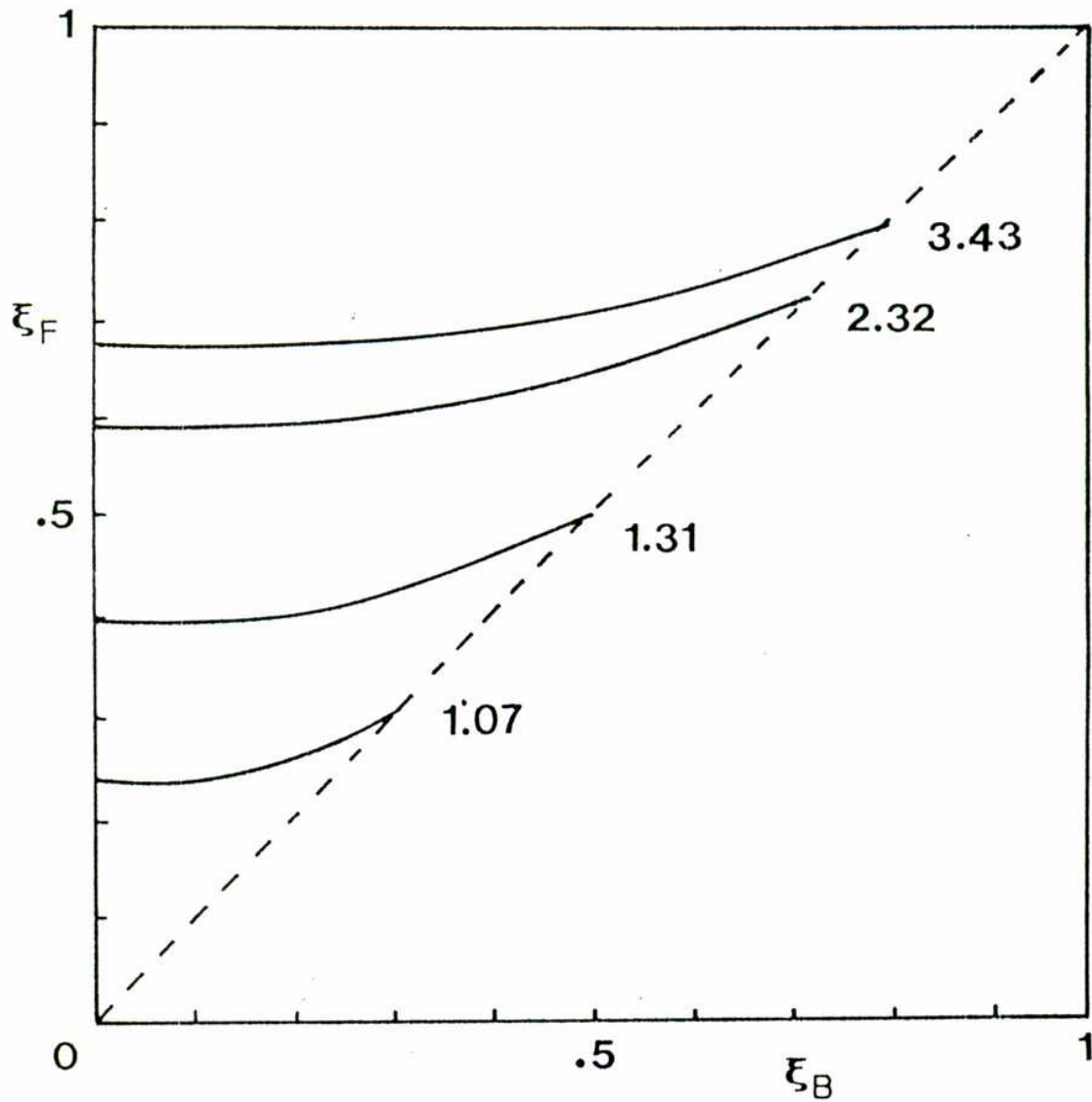


Fig.9: Posición adimensional  $\xi_F$  de la interfase pistón-combustible en el estancamiento en función de  $\xi_B$ , para distintos valores del parámetro  $\Delta$  [ver Ec.(III-40)].

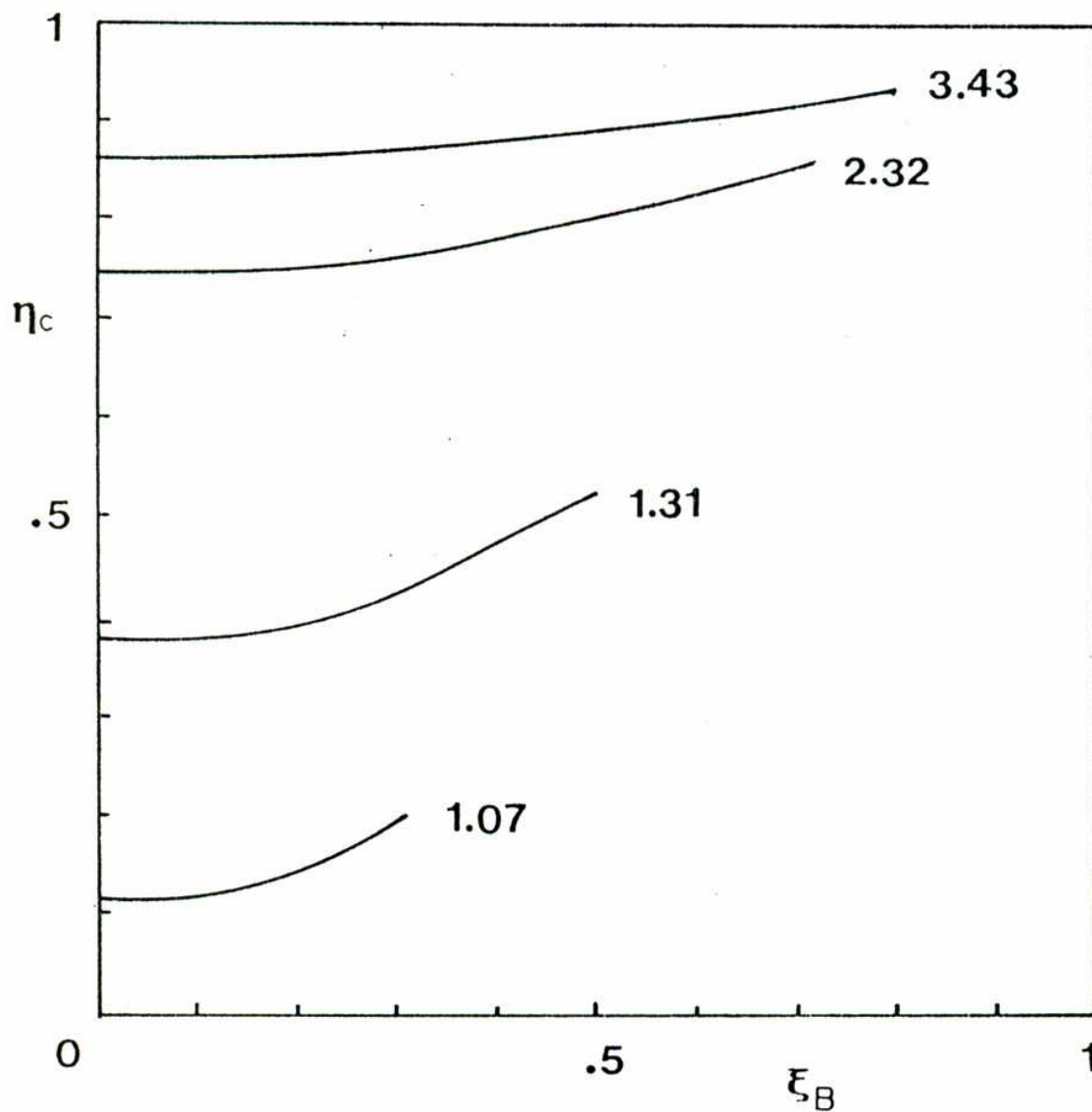


Fig.10: Eficiencia de transferencia  $\eta_t$  del combustible en función de  $\xi_B$ , para distintos valores del parámetro  $\Delta$  [ver Ec.(III-40)].

Metzler and Meyer-ter-Vehn (1984) notificaron que, como resultado de sus simulaciones numéricas en el estudio de la implosión de este tipo de blancos, la eficiencia total era menor en el caso con prepulso que en la situación sin prepulso. Los resultados que aquí se indican muestran que dicho efecto no puede deberse a la eficiencia de transferencia sino a la eficiencia hidrodinámica. En efecto, en sus simulaciones utilizaron un mismo blanco para ambas situaciones, el cual fue optimizado para el pulso cuadrado. En realidad, las situaciones son distintas pues la acción del prepulso es crear nuevas condiciones en las capas externas del blanco (donde el haz deposita su energía), de modo tal que el pulso principal "no ve" el mismo tipo de blanco que sí veía el pulso cuadrado de la implosión sin conformación temporal. A resultas de ello, el pulso principal termina "viendo" un pistón de menor masa y por ende la eficiencia hidrodinámica baja, ya que el blanco se había diseñado para optimizarla con un pulso cuadrado. En conclusión, optimizando el blanco para que sea implotado por un pulso conformado temporalmente, deberían obtenerse aproximadamente las mismas eficiencias totales.

#### 4.3. Efecto de la conducción térmica

Valen al respecto las mismas consideraciones que se hicieran para la implosión de una cáscara de una sola capa en el capítulo anterior. Los resultados para esta nueva situación son:



$$R_m = 10^{-3} \alpha^{-2/29} r_s \left[ \frac{\chi}{p_b r_s} \left( \frac{p_b}{\rho_{op}} \right)^3 \right]^{2/29} \left( \frac{\Delta_1}{r_s} \right)^{33/46} \times$$

$$\times \left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{199/575} Q_r Z(\xi_B)$$

$$Q_r = \left[ \left( 1 + \frac{m_f}{m_p} \right) \Delta^{-1} \right]^{1/29} g_1^{-126/575} g_2^{42/115} \quad (\text{III-41})$$

donde  $Z(\xi_B)$  fue definida en el capítulo anterior.

$$\varepsilon_m = \left[ \frac{p_b r_s}{\chi} \right]^{6/29} \left[ \frac{p_b}{\rho_{op}} \right]^{5/29} \left[ \frac{r_s}{\Delta_1} \right]^{15/29} \times$$

$$\times \left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{98/575} Q_e T(\xi_B)$$

$$Q_e = \left[ \left( 1 + \frac{m_f}{m_p} \right) \Delta^{-1} \right]^{-3/29} g_1^{-36/575} g_2^{12/115} \quad (\text{III-42})$$

$$\rho_m = \rho_{of} \left[ \frac{\chi}{p_b r_s} \left( \frac{p_b}{\rho_{op}} \right)^3 \right]^{6/29} \left[ \frac{r_s}{\Delta_1} \right]^{85/46} \times$$

$$\times \left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{597/575} Q_e^{-1} D(\xi_B) \quad (\text{III-43})$$

$$\rho_m R_m = 3.66 \left[ \frac{\chi}{p_b r_s} \left( \frac{p_b}{\rho_{op}} \right)^3 \right]^{8/29} \left[ \frac{r_s}{\Delta_1} \right]^{26/29} \times$$

$$\left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{134/115} Q_p [T(\xi_B)]^{5/2} \quad (\text{III-44})$$

donde  $Q_p = Q_r/Q_e$ , y se hizo  $\alpha^{2/23} \sim 1$ .

Las funciones T y D fueron definidas en el capítulo anterior.

En la mayoría de los casos de interés, los factores Q son del orden de la unidad.

Las gráficas de Z, T y D en función de  $\xi_B$  se muestran en la Fig.7(b). Se observa que la presencia de un pistón masivo rodeando la cáscara de combustible agrega factores nuevos a las leyes de escala para las magnitudes de la ZMT, pero no altera la dependencia con el parámetro  $\xi_B$ .

#### 4.4. Tiempo de tránsito de las ondas sonoras

La ecuación (III-24), al igual que la ecuación (II-18), fue obtenida bajo la suposición de que el tiempo de tránsito de las ondas sonoras en la cáscara durante la etapa del estancamiento es mucho menor que los tiempos característicos de dicha fase. Se pueden repetir los cálculos de la Sección 4.4 del capítulo anterior para esta nueva situación que incluye al pistón y se obtiene:

$$t_T = \frac{6.2}{(1+\beta_f)^{1/2}} \left[ \frac{\rho_{of}}{\rho_{op}} \right]^{1/2} \left[ \frac{p_{bf}}{p_e} \right]^{2/5} \frac{R_B \xi_B (1-\xi_B)}{(1-A)^{1/2}} H \quad (\text{III-45})$$

con H dado por:

$$H = 1 + \left[ \frac{1-\xi_F}{1-\xi_B} \right]^{1/2} \left[ \left[ \frac{1+\beta_f}{1+\beta_p} \right]^{1/2} \left[ \frac{p_{bf}}{p_b} \right]^{3/10} \left[ \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right]^{1/2} - 1 \right] \quad (\text{III-46})$$

y vale  $H \sim 2$  en la mayoría de los casos de interés.

Si comparamos  $t_T$  con  $t_{of}$  dado por la ecuación (III-29), se obtiene:

$$\frac{t_T}{t_{of}} = 4.74 (1+\beta_f)^{1/2} \frac{g_1^{3/5}}{g_2} \left( \frac{\rho_{Op}}{\rho_{Of}} \right)^{7/10} \left[ \frac{\Delta_{Op} (1+m_f/m_p)}{r_s} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \frac{A \xi_B (1-\xi_B)}{(1-A)^{1/2}} H \quad (III-47)$$

La hipótesis  $t_T < t_{of}$  es satisfecha para los casos de interés. En efecto, si  $m_f/m_p \sim 0.2$ ;  $\rho_{Op}/\rho_{Of} = 6$ ;  $r_s/\Delta_{Op} = 25$  y  $\xi_B = 0.3$ , resulta  $t_T/t_{of} \sim 0.05$  para  $\beta_f \ll 1$ .

En el próximo capítulo se utilizarán estos resultados para determinar la ganancia de blanco en esta clase de implosiones.

## **CAPITULO IV**

#### IV. GANANCIA ENERGETICA DE BLANCOS CRIOGENICOS IMPLOTADOS POR UN PULSO DE PRESION CONFORMADO TEMPORALMENTE.

##### 1. Introducción

Como se mencionara en el Cap.I, uno de los requisitos para demostrar la factibilidad de un reactor de fusión en FCI consiste en implotar blancos de alta ganancia. Para tal fin, es generalmente aceptada la idea de utilizar el concepto de ignición central (Fraley, 1975; Kidder, 1976b; 1979; Meyer-ter-Vehn, 1982; 1985; 1987; 1989a;b; Harris and Miley, 1988; Nakai, 1990a;b). Sabemos que en dicho esquema (ver Cap.I), el grueso del combustible es implotado con una entropía específica menor que la zona central, la que se encuentra a mayor temperatura. Por lo tanto, solamente una pequeña fracción del mismo debe ser llevado a las condiciones de ignición y generar el flujo de partículas  $\alpha$  que propaguen el quemado termonuclear a las capas periféricas más frías y densas. Definimos la ganancia energética como:

$$G = E_{TN}/E_B \quad (IV-1)$$

donde  $E_{TN}$  es la energía termonuclear liberada como consecuencia de las reacciones de fusión, y  $E_B$  es la energía del haz que se utilizó para conducir la implosión del blanco. Una gran cantidad de modelos se han desarrollado hasta la fecha para estudiar la ganancia energética en el esquema de ignición central (Kidder,

1976b; 1979; Bodner, 1981; Meyer-ter-Vehn, 1982; Long and Tahir, 1982; Tahir and Long, 1982; Rosen et al., 1983; Atzeni and Caruso, 1984; Magelssen, 1986). En los mismos se idealiza la estructura espacial del combustible en ignición, suponiendo una temperatura uniforme  $T_0$  en un spot central, el cual está rodeado por una región mucho más fría y uniforme, separadas por un salto abrupto de la temperatura en la interfase  $r = R_0$ .

Inicialmente se consideró que ambas regiones tenían la misma densidad (Fraley et al., 1974; Kidder, 1976b; Bodner, 1981), pero posteriormente se reconoció que una presión uniforme en el combustible era una hipótesis más realista (Meyer-ter-Vehn, 1982; 1985; Atzeni and Caruso, 1984). Además, las condiciones de ignición se suponían determinadas por la temperatura  $T_0$  y el parámetro  $H_0$  del hot spot:

$$H_0 = \int_0^{R_0} \rho \, dr = \rho_0 R_0 \quad (\text{IV-2})$$

con  $\rho_0$  y  $R_0$  la densidad de masa media y el radio del spot central respectivamente. Como resultado se encontró que la ganancia dependía de  $R_0$ , de la eficiencia de acoplamiento  $\eta_c$  y del coeficiente isoentrópico  $\alpha$ , el cual se define como el cociente entre la presión final  $p_0$  y la presión de un gas de electrones degenerado:

$$\alpha = 5p_0/2n_c \epsilon_F = 4.35 \times 10^{-13} (p_0/\rho_c^{5/3}) \quad (\text{IV-3})$$

donde  $\rho_c = Am_p n_c$  es la densidad de masa del combustible frío y  $\epsilon_F$  es la energía de Fermi ( $m_p$  es la masa del protón,  $A=2.5$  es el número másico del combustible, y  $n_c$  es la densidad de partículas).

A pesar de que dichos modelos han jugado un rol importante en el entendimiento de los elementos críticos que determinan la ganancia energética, ellos no dan información acerca de los parámetros característicos del haz y del blanco necesarios para lograr determinados valores de  $R_0$ ,  $\alpha$  y  $\eta_c$ . En particular, dichos modelos no incluyen las limitaciones dadas por el factor de convergencia, relacionadas con las inevitables asimetrías durante la implosión (Bodner, 1981; Atzeni and Caruso, 1984; Atzeni, 1988; Kothe et al., 1990). Esto es así, pues dichos modelos suponían una configuración pre-armada para el combustible en ignición, independiente de la fase previa de implosión. Se suponía asimismo, que los perfiles en ignición eran independientes de la energía para un valor dado de  $R_0$ . Sin embargo, si se ha de considerar que la configuración de ignición central debe lograrse mediante un pulso conformado de presión (ver Caps.II y III), resulta natural suponer que los perfiles de las distintas magnitudes dependan de la energía entregada al blanco, y en general no podrán ser aproximados simplemente por los modelos isocórico ó isobárico. De hecho, como ya discutiéramos en el Cap.I, para lograr el esquema de ignición central con cáscaras criogénicas se requieren al menos dos ondas de choque que conformen espacialmente la entropía de manera no uniforme (Kidder, 1976a; Tahir and Long, 1983; Metzler and Meyer-ter-Vehn, 1984; Meyer-ter-Vehn and Arnold, 1987). El primer choque avanza sobre la

cáscara y cuando llega a la interfase cáscara-vacío se refleja una rarefacción. Esta onda de expansión isoentrópica crea un gradiente de densidad positivo a través del cual viajará el segundo choque, encontrándose ambos en el radio  $R_b$  dentro del combustible (Meyer-ter-Vehn and Arnold, 1987; Wouchuk and Piriz, 1991; Piriz and Wouchuk, 1991a). De este modo se ha creado el perfil deseado de entropía, decreciente con el radio en la región interna del combustible. Por otra parte, si se desprecia el aumento de entropía generado por otras fuentes (electrones supratérmicos ó radiación), puede considerarse que la implosión continúa isoentrópicamente, y que el perfil de entropía se conserva hasta el momento de la ignición. Además como en el instante de ignición, la presión del spot es mucho mayor que la presión que se aplicara externamente, la presión del combustible debe decrecer necesariamente con el radio (Long and Tahir, 1982).

El perfil de densidad también debe decrecer con el radio en la zona externa del combustible, pues ha sido implotada de manera prácticamente isoentrópica. Por lo tanto, la densidad del combustible presenta un pico en la región fría ( $r \geq R_b$ ) como se muestra en la Fig.11. Dicha figura es un perfil simulacional típico generado por la secuencia de compresión-rarefacción y recompresión causado por los choques, y la forma y posición del pico dependerán de la forma e intensidad del pulso externo de presión.

Las principales características del proceso de implosión que lleva a tales perfiles en ignición fueron ya descritas en los capítulos anteriores (Wouchuk and Piriz, 1991; Piriz and Wouchuk,



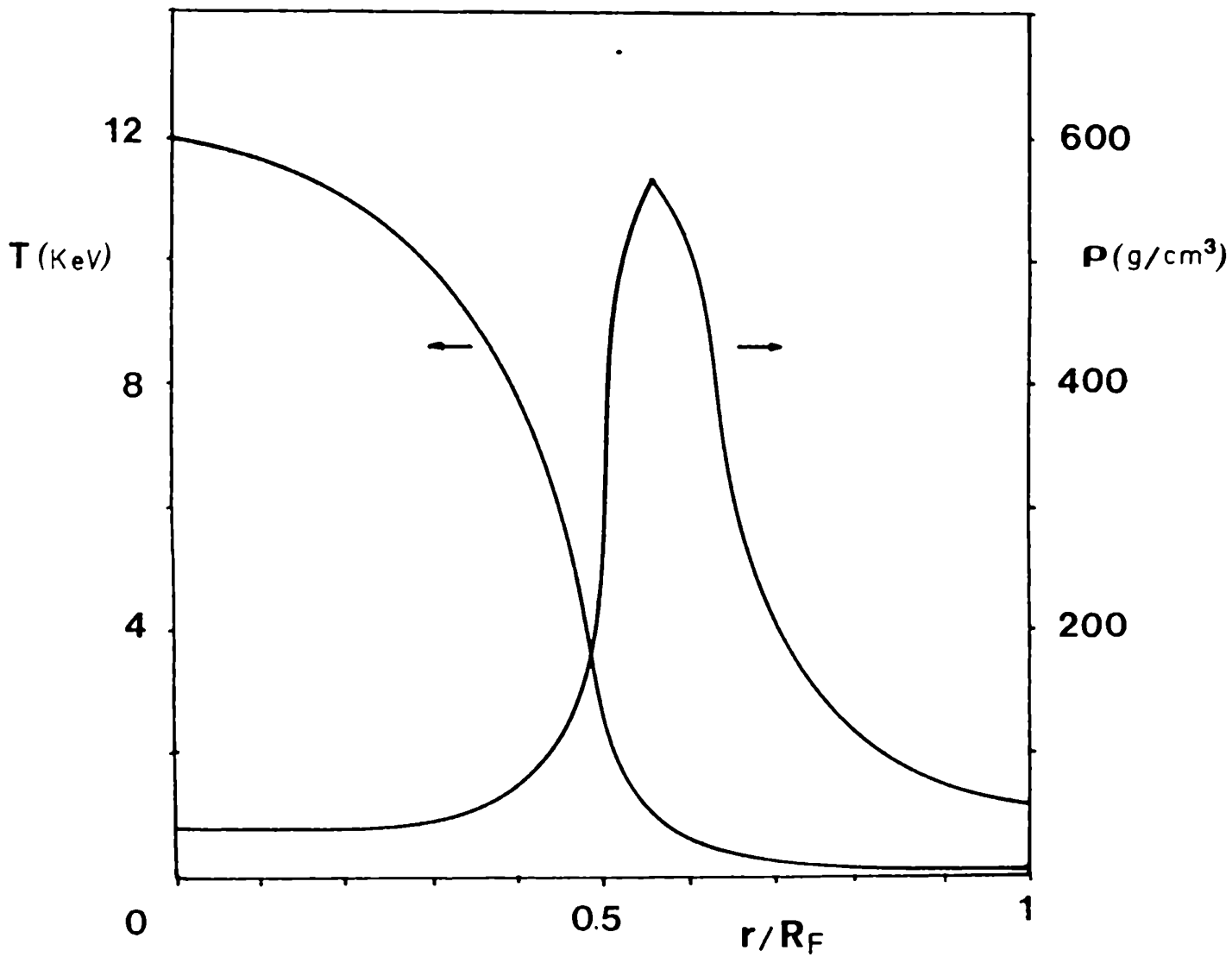


Fig.11: Perfiles de temperatura y densidad para un blanco de alta ganancia típico en FCI. (Extractado de Nakai, 1990b).

1991a), mediante un modelo analítico sencillo. En los mismos se consideró la implosión de una cáscara esférica criogénica mediante un pulso de presión "two-step" (prepulso y pulso principal). Según ya se comentara, este tipo de pulsos es una aproximación para HIB (heavy-ion-beams  $\equiv$  haces de iones pesados) y puede ser incluso utilizada para pulsos más complejos como los empleados en fusión por láser. De hecho, un pulso complejo puede pensarse como una sucesión de muchos escalones de presión. Por lo tanto, para generar el hot-spot, los sucesivos choques que siguen al choque generado por el prepulso deben programarse de modo tal que arriben al mismo tiempo que la onda de rarefacción al punto de encuentro  $R_p$ . De esta manera, el segundo choque fuerte generado por el doble pulso de presión, es reemplazado por una sucesión de ondas de choque débiles que conducen la implosión de la parte fría del combustible ( $r \geq R_p$ ) según una adiabática de menor entropía. Por lo tanto, la principal diferencia existente entre el doble pulso de presión discutido aquí y otro más complejo, yace en la adiabática específica sobre la cual es implotada la zona más densa y fría del combustible. Sin embargo las propiedades generales del proceso de formación del spot central serán las mismas en ambos casos y los resultados que obtengamos con el pulso doble serán de carácter general.

En este capítulo, se presenta un modelo analítico completamente nuevo para el cálculo de la ganancia energética de cáscaras esféricas criogénicas implotadas mediante un pulso de presión conformado temporalmente, utilizando los perfiles en estancamiento obtenidos en el capítulo anterior (Piriz and

Wouchuk, 1991a), teniendo en cuenta de manera autoconsistente la fase previa de implosión (Piriz and Wouchuk, 1991b). Se incluye la dependencia de la ganancia con el factor de convergencia  $e_c$  definido en el Cap.I, y con los parámetros del combustible y del pistón. Se discute también el efecto del precalentamiento producido por electrones muy calientes ó por radiación. Se determina la máxima ganancia para una dada energía del haz, y se presentan nuevas leyes de escala para las magnitudes que caracterizan la dinámica del combustible y del pistón.

## 2. Modelo para la ganancia energética

Evaluamos la ganancia en la forma usual (Kidder, 1976; Bodner, 1981; Meyer-ter-Vehn, 1982; Tahir and Long, 1983; Atzeni and Caruso, 1984):

$$G = E_{TN}/E_B = q_{DT} m_f \phi_b / E_B \quad (\text{IV-4})$$

donde  $q_{DT}$  es la energía específica liberada como producto de las reacciones de fusión del D-T y vale  $q_{DT} = 3.34 \times 10^{34}$  erg/g [ó  $q_{DT} = 4.3 \times 10^{34}$  erg/g si se incluyen las reacciones exotérmicas inducidas por los neutrones en las paredes del reactor (Atzeni and Caruso, 1984)]; y  $\phi_b$  es la fracción de quemado del combustible. En el caso presente se utiliza la expresión:

$$\phi_b = [1 + (H_B/H_t)]^{-1} \quad (\text{IV-5})$$

donde  $H_b = 4A m_p c_s / \langle v \sigma \rangle$  ( $\langle v \sigma \rangle$  es la reactividad maxwelliana definida en el Cap.I para una mezcla de D-T y  $c_s$  es la velocidad del sonido), y  $H_l$  es el parámetro del blanco (inversa de la superficie específica media del blanco) que incluye los efectos de taponamiento del pistón en ignición (Fraley, 1975; Mason and Morse, 1975; Long and Tahir, 1982; Tahir and Long, 1983):

$$H_l = \int_0^{r_0} \rho \, dr \quad (\text{IV-6})$$

Según mostraran Fraley (1975) y Mason and Morse (1975), la forma de  $H_l$  dada por la Ec.(IV-6) es adecuada para incluir el efecto de taponamiento del pistón. Es también costumbre en la literatura, el considerar este efecto mediante una reducción del parámetro  $H_b$  por un factor  $(1+m_p/m_l)^{1/2}$  (Goel and Heeringa, 1988). En el presente trabajo, ambas opciones producen prácticamente idénticos resultados, pero elegimos la forma dada por la Ec.(IV-6) por simplicidad y debido a que existen evidencias simulacionales al respecto (Fraley, 1975; Mason and Morse, 1975; Long and Tahir, 1982).

Siguiendo los lineamientos del capítulo anterior, calcularemos la ganancia de una cáscara esférica delgada de radio  $r_0$  compuesta por dos capas. El combustible es una capa sólida de densidad inicial  $\rho_{of}$ , espesor  $\Delta_{of}$  y masa  $m_f = 4\pi\rho_{of}r_0^2\Delta_{of}$ , la cual está depositada en la cara interna de un pistón de densidad  $\rho_{op} > \rho_{of}$ , espesor  $\Delta_{op}$  y masa  $m_p = 4\pi\rho_{op}r_0^2\Delta_{op}$ . Las características del pulso y del prepulso de presión que conducen la implosión son

las mismas que las discutidas en el capítulo anterior, al igual que todas las aproximaciones hechas para estudiar la dinámica de la implosión.

Usando los perfiles de densidad obtenidos en el capítulo anterior, resulta:

$$H_i = \frac{8}{5} \left( \frac{P_s}{P_{bf}} \right)^{3/5} \frac{\rho_{of}}{1+\beta_f} \frac{R_B}{A} \left[ 1 - C \left( \frac{1-\xi_F}{1-\frac{3}{4}\xi_B} \right)^{5/2} \right] \quad (IV-7a)$$

$$C + 1 = G_1^{-18/25} G_2^{6/5} \left( \frac{1+\beta_f}{1+\beta_p} \right) \left( \frac{\rho_{op}}{\rho_{of}} \right)^{19/25} \quad (IV-7b)$$

## 2.1. Condiciones de Ignición

Como es usual en los modelos de ganancia, las condiciones de ignición se dan especificando los valores de  $H_s$  y la temperatura  $T_s = T_s(R_s)$ . De las ecuaciones (IV-2) y (III-28) resulta:

$$H_s = \frac{8}{5} \left( \frac{P_s}{P_{bf}} \right)^{3/5} \frac{\rho_{of}}{1+\beta_f} R_B \frac{1-(1-Ax_s^4)^{5/2}}{A} \quad (IV-8)$$

Dado que, en los casos de interés es  $Ax_s^4 \ll 1$ , resulta para  $H_s$  la siguiente expresión:

$$H_s \approx 4 \left( \frac{P_s}{P_{bf}} \right)^{3/5} \frac{\rho_{of}}{1+\beta_f} R_B x_s^4 \quad (IV-9)$$

Por otra parte, la energía interna específica  $\varepsilon(r)$  del spot puede obtenerse a partir de las Ecs.(III-27) y (III-28):

$$\varepsilon(r) = \frac{3p}{2\rho} = \frac{3p_s}{32} \left[ \frac{p_{bf}}{p_b} \right]^{3/5} \frac{1+\beta_f}{\rho_{of}} \frac{(1-Ax^4)}{x^9} \quad (\text{IV-10})$$

la cual, al ser evaluada en  $r = R_s$  da:

$$\varepsilon_s = \frac{3kT_s}{Am_p} \approx \frac{3}{32} \frac{p_{bf}(1+\beta_f)}{\rho_{of}x_s^9} \left[ \frac{p_s}{p_{bf}} \right]^{3/5} \quad (\text{IV-11})$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann, y se ha hecho  $Ax_s^4 \ll 1$ . Por último, para completar el conjunto de condiciones de ignición, se ha de considerar el factor de convergencia  $e_c$ :

$$e_c = \frac{R_s}{r_s} = x_s \xi_B \frac{R_s}{r_s} = x_s \left[ \frac{p_b}{p_s} \right]^{1/3} \left[ \frac{2}{9F_s} \right]^{1/3} \quad (\text{IV-12})$$

ó, usando la Ec.(IV-9):

$$e_c = e_{oo} (\xi_B^3 / F_s)^{1/3} \quad (\text{IV-13a})$$

$$e_{oo} \approx \left[ \frac{2}{9} \right]^{1/3} x_s^{8/9} \left[ \frac{4\rho_{of} R_s}{(1+\beta_f)H_s} \right]^{5/9} \left[ \frac{p_b}{p_{bf}} \right]^{1/3} \quad (\text{IV-13b})$$

## 2.2. Ganancia de blanco

Como primer paso, se supondrá que el tamaño  $R_s$  del spot central es constante, es decir, independiente de la energía entregada al blanco. Esto es lo que se ha hecho en los modelos previamente discutidos.

La energía del blanco  $E$  dada por la Ec.(III-30) es un múltiplo de la energía  $E_B$ , según:  $E = \eta_h E_B$  con  $\eta_h$  la eficiencia hidrodinámica. Definimos la eficiencia de acoplamiento como  $\eta_c = \eta_h \eta_t$ , siendo  $\eta_t$  la eficiencia de transferencia dada por la Ec.(III-37).

De acuerdo con las Ecs.(III-30) y (III-31), junto con las definiciones previas y las condiciones de ignición dadas por las Ecs.(IV-9) y (IV-11), resulta:

$$E_B = E_R (F_e / \xi_B^3) \quad (\text{IV-14a})$$

$$E_R = 16\pi H_s \varepsilon_s R_s^2 / \eta_h x_s^3 \quad (\text{IV-14b})$$

De la Ec.(III-28) resulta:

$$m_f = m_o (F_m / F_e) (F_e / \xi_B^3) \quad (\text{IV-15a})$$

$$m_o = 16\pi H_s R_s^2 \quad (\text{IV-15b})$$

Análogamente,  $H_t$  se escribe, a partir de la Ec.(IV-7) como:

$$H_t = \frac{h}{A} \left\{ 1 + \left[ 14 a F_m^{5/4} / (1 - \xi_B^3) \right] \right\} \quad (\text{IV-16a})$$

$$h = 2H_o/5x_o^4 ; a = C \Delta^{-5/4} \quad (\text{IV-16b})$$

con  $\Delta$  definido en la Ec.(III-40) y habiéndose hecho uso del valor aproximado para  $1 - \xi_F$ , aproximación que se discute en el Apéndice C.

La ganancia de blanco resulta:

$$G = G_o F_m / \{ F_o [1 + (H_B/H_t)] \} \quad (\text{IV-17a})$$

$$G_o = (q_{DT} \eta_h / \epsilon_o x_o^3) (1 - \Delta^{-1}) \quad (\text{IV-17b})$$

Estas ecuaciones dan  $G/G_o$  como función de  $E_B/E_R$  (a través de  $\xi_B$ ) con  $h$  y  $a$  como parámetros. Esta función se representa en la Fig.12 para  $a = 0.5$  y distintos valores de  $h$ . Las curvas se modifican ligeramente para otros valores de  $a$ . Dado que en estas curvas  $R_o$  es constante, las Ecs.(IV-13) muestran que el factor de convergencia cambia con la energía. Se muestra también en la Fig.12 el factor de convergencia normalizado. Según se ve, es  $e_c \sim E_B^{-1/3}$ , por lo cual, a medida que  $E_B$  aumenta, las condiciones impuestas a la simetría de la implosión son cada vez más estrictas. Este resultado no puede ser extraído de los modelos de ganancia antes presentados, dado que los mismos no dan información acerca de cómo el radio inicial del blanco escala con la energía del haz. Otra diferencia interesante con dichos modelos es el hecho que, la ganancia energética como función de  $R_o$  (todos los



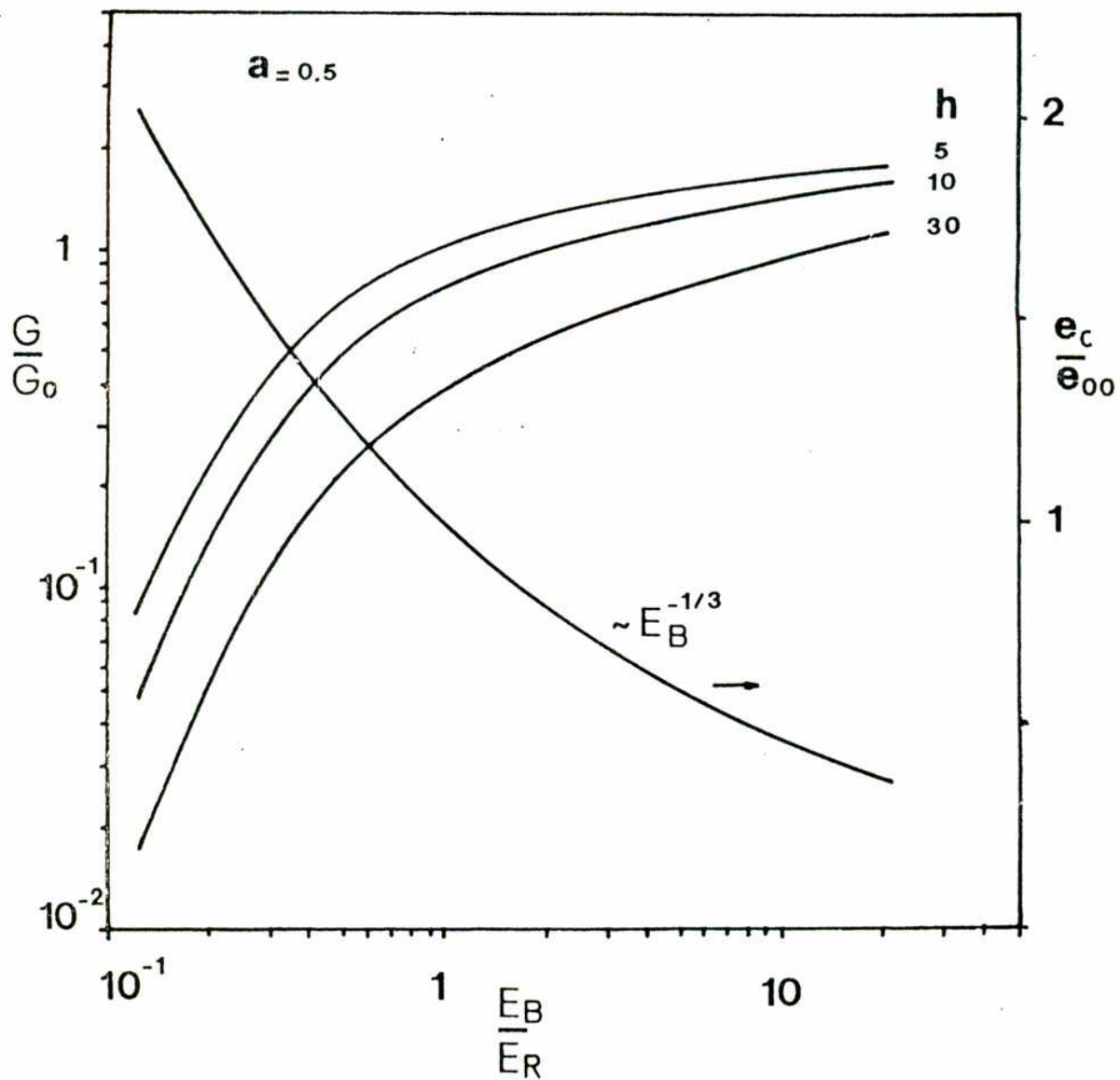


Fig.12: Ganancia normalizada  $G/G_0$  versus la energía de haz adimensional  $E_B/E_0$  para  $R_s$  constante y distintos valores del parámetro  $h$  ( $a = 0.5$ ). Se grafica también el factor de convergencia normalizado  $e_c/e_{00}$  como función de  $E_B/E_0$ .

demás parámetros fijos) no presenta ningún máximo. Obviamente, el mínimo valor de  $R_o$  logrado en tales casos está determinado por la conducción térmica, pero el mismo sería demasiado pequeño, lo que resulta prohibido por los requisitos de simetría mencionados. Como ya se mencionara en el Cap.I, existen restricciones a los valores que pueden (actualmente) lograrse para el factor de convergencia ( $1\% < e_c < 5\%$ ). Resulta pues más razonable, escalar la ganancia a  $e_c$  fijo, permitiendo que el tamaño del hot-spot cambie con la energía. Esto es, de acuerdo con las Ecs.(IV-13):

$$R_o = \left[ \frac{9}{2} \right]^{3/5} \frac{(1+\beta_f) H_o}{4\rho_{of}} \frac{e_c^{9/5}}{x_o^{24/5}} \left[ \frac{p_{bf}}{p_b} \right]^{3/5} \left[ \frac{F_o}{\xi_B^3} \right]^{3/5} \quad (IV-18)$$

Introduciendo esta expresión en las Ecs.(IV-14), la energía del haz resulta:

$$E_B = E_o (F_o / \xi_B^3)^{11/5} \quad (IV-19a)$$

$$E_o = \left[ \frac{9}{2} \right]^{6/5} \pi \frac{(1+\beta_f)^2 H_o^3 e_o}{\rho_{of}^2 \eta_h x_o^{63/5}} e_c^{18/5} \left[ \frac{p_{bf}}{p_b} \right]^{6/5} \quad (IV-19b)$$

La ganancia normalizada  $G/G_o$  se muestra como función de  $E_B/E_o$  en la Fig.13 para los mismos valores de  $h$  y  $a$  que en la Fig.11.

Cabe notar que en este modelo se agrega un nuevo parámetro  $x_o$  (además de los parámetros del pistón) el cual no aparece en los modelos previos. El mismo aparece debido a que existe una zona de

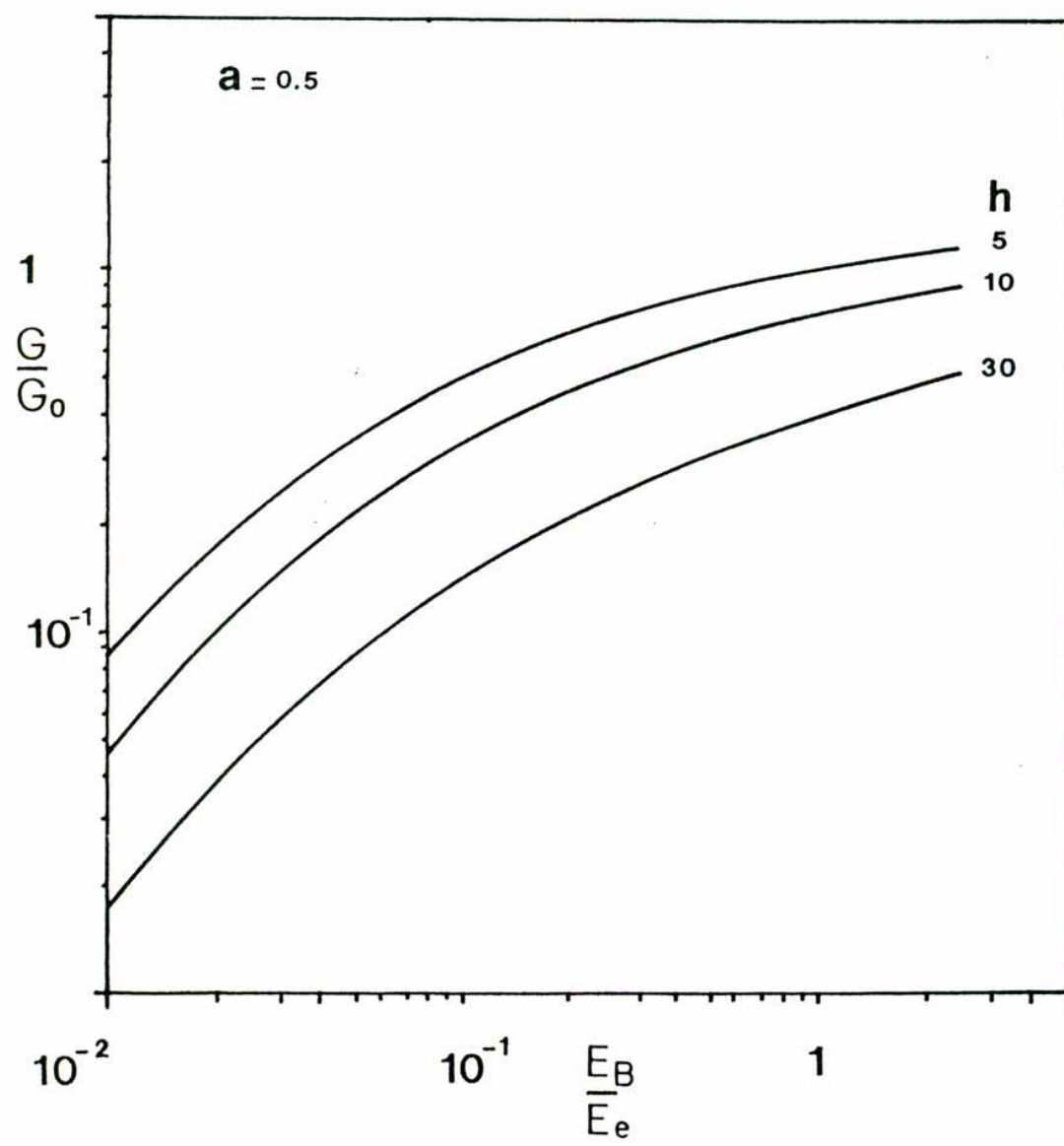


Fig.13: Ganancia normalizada  $G/G_0$  versus la energía de haz adimensional  $E_B/E_e$  a factor de convergencia constante y para distintos valores del parámetro  $h$  ( $a = 0.5$ ).

transición entre la zona central y el combustible frío.

### 2.3. Ganancia límite

Si consideramos la ganancia como función de  $x_s$  para una energía  $E_B$  dada (y a valores fijos de  $e_c$ ,  $H_s$ ,  $\epsilon_s$ ,  $\eta_h$ ,  $\rho_{op}$ ,  $\rho_{of}$ ,  $\beta_f$  y  $\beta_p$ ), las Ecs.(IV-16), (IV-17) y (IV-19) muestran que existe una ganancia máxima. En efecto, de las Ecs.(IV-19) se obtiene:

$$x_s = x_1 (F_{\bullet} / \xi_B^3)^{11/69} \quad (IV-20a)$$

$$x_1 = 1.264 e_c^{2/7} \left[ \frac{(1+\beta_f)^2 H_s^3 \epsilon_s}{\rho_{of}^2 \eta_h E_B} \right]^{5/69} \left( \frac{P_{bf}}{P_b} \right)^{2/21} \quad (IV-20b)$$

Por lo tanto, introduciendo estas ecuaciones en las Ecs.(IV-16) y (IV-17):

$$G = \frac{G_1}{1+H_B/H_t} \frac{F_m}{F_{\bullet}} \left( \frac{\xi_B^3}{F_{\bullet}} \right)^{11/21} \quad (IV-21a)$$

$$G_1 = (q_{DT} \eta_h / \epsilon_s x_s^3) (1 - \Delta^{-1}) \quad (IV-21b)$$

$$H_t = \frac{h_1}{A} \left( \frac{\xi_B^3}{F_{\bullet}} \right)^{11/69} \left\{ 1 + \left[ 14aF_m^{5/4} / (1 - \frac{3}{4}\xi_B^3)^{5/8} \right] \right\}; \quad h_1 = \frac{2H_s}{5x_1^4} \quad (IV-21c)$$

Las ecuaciones (IV-20) y (IV-21) se muestran en la Fig.14 como funciones de  $\xi_B$  para distintos valores de h y a. Se ve que la

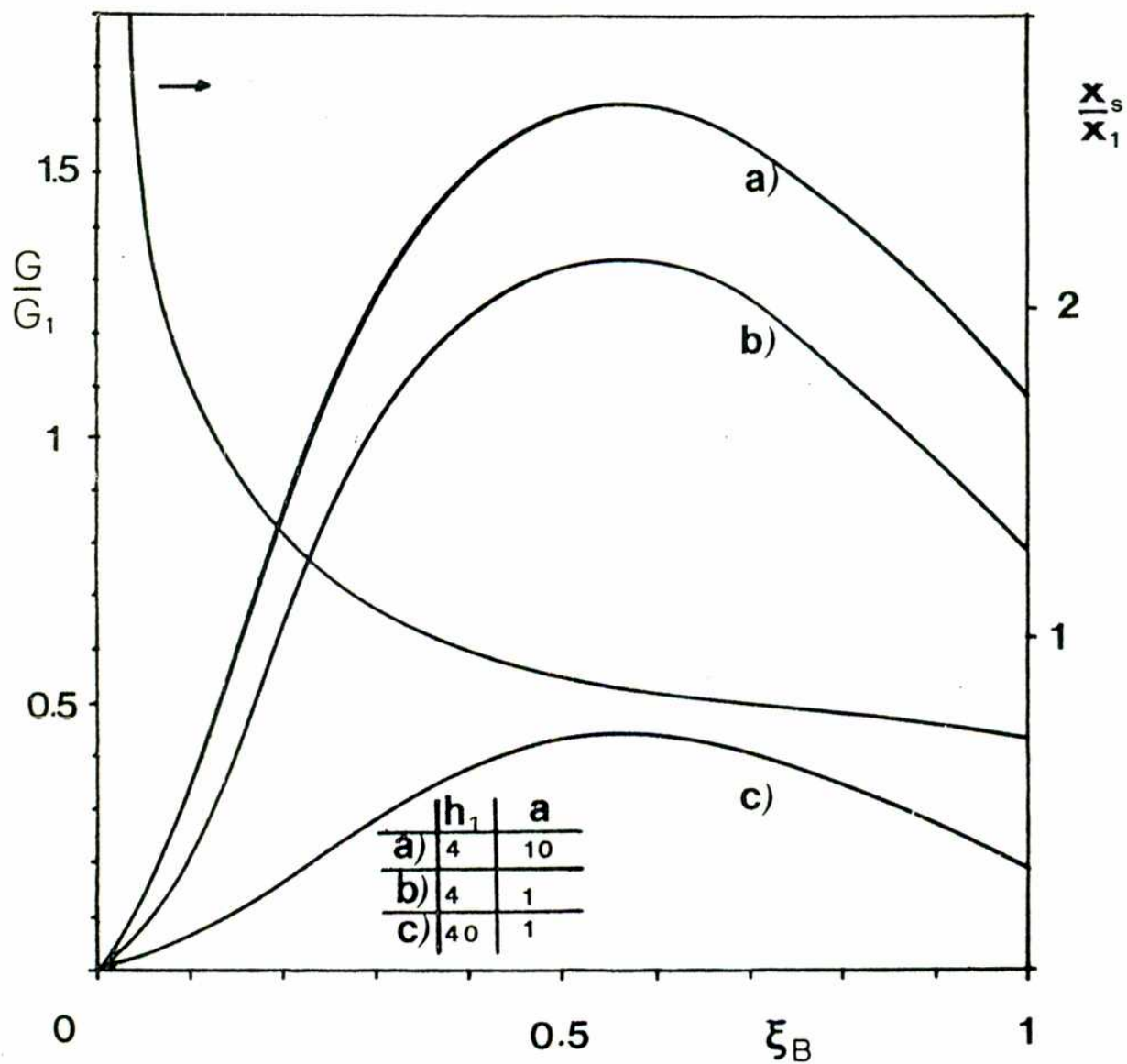


Fig.14: Ganancia normalizada  $G/G_1$  y el parámetro  $x_s/x_1$  definidos en las Ecs.(IV-20) y (IV-21), como funciones de  $\xi_B$  para distintos valores de los parámetros  $h_1$  y  $a$  definidos en las Ecs.(IV-16b) y (IV-21c).

función  $G/G_1$  tiene un máximo para  $\xi_B \approx 0.53$  independientemente de los valores de los parámetros  $h_1$  y  $a$ .

El valor óptimo de  $x_s$  para  $\xi_B = 0.53$  resulta:

$$x_s^* \approx 1.1 F^{5/63} e_c^{2/7} \left( \frac{P_{bf}}{P_b} \right)^{2/21} \quad (\text{IV-22})$$

con  $F = [(1+\beta_f)^2 H_s^3 \epsilon_s / \rho_{of}^2 \eta_h E_B]$ .

Introduciendo esta expresión en las Ecs.(IV-21), se encuentra la máxima ganancia:

$$G^* = 0.85 \frac{\eta_h q_{DT}}{\epsilon_s e_c^{6/7}} F^{-5/21} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{2/7} \frac{1-\Delta^{-1}}{1+(H_B/H_t^*)} \quad (\text{IV-23})$$

$$H_t^* \approx 1.224 \frac{H_s}{e_c^{8/7}} F^{-20/63} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{8/21} \left[ 1+0.8C \Delta^{-5/4} \right] \quad (\text{IV-24})$$

Es posible escribir la Ec.(IV-23) como una ley de potencias en  $E_B$  usando la conocida fórmula aproximante de la fracción de quemado  $\phi_b \approx (H_t/4H_B)^{1/2}$ , que vale en el rango:  $0.3 \leq H_t/H_B \leq 3$  (Meyer-ter-Vehn, 1982; 1985; Rosen et al., 1983):

$$G^* \approx 0.47 \frac{\eta_h q_{DT}}{\epsilon_s e_c^{10/7}} \left( \frac{H_s}{H_B} \right)^{1/2} F^{-25/63} \left[ 1 - \Delta^{-1} \right] \left[ 1 + 0.8C \Delta^{-1} \right] \quad (\text{IV-25})$$

Para evaluar la ganancia en un caso específico, deben darse un cierto número de parámetros además de los parámetros que

caracterizan al haz y al blanco. Por lo tanto, es necesario discutir primero los valores que dichos parámetros pueden tomar. Por simplicidad, primero consideraremos una cáscara sin pistón ( $\Delta_{op} = 0$ ;  $P_{bf} = P_b$ ).

La eficiencia hidrodinámica puede evaluarse por medio de modelos independientes que describen la dinámica de la implosión para cada tipo de haz (Mayer et al., 1983; Piriz, 1988; Murakami and Nishihara, 1983). Valores razonables de  $\eta_h$  varían entre 0.05 y 0.2. En cambio, el valor de  $\beta_f$  es difícil de estimar y como regla general debe mantenerse lo más bajo posible. El modelo que se presenta predice efectos menos nocivos en  $\beta_f$  que el modelo isobárico. En el caso presente es  $G^* \sim (1+\beta_f)^{-0.8}$ , mientras que dicho modelo da  $G^* \sim (1+\beta_f)^{-7/2}$  (Kidder, 1979; Meyer-ter-Vehn, 1982). Esta reducción en el efecto del precalentamiento es debido a que el presente modelo predice una menor masa de combustible por lo cual resulta necesaria una menor presión y en consecuencia, la entropía generada por los choques es menor.

El parámetro  $H_b$ , según se considerara en la Ec.(IV-5), es un valor promediado en el espacio y en el tiempo. Usualmente se lo considera  $H_b \sim 6$  ó  $7 \text{ g/cm}^2$  para una esfera de D-T libre. Sin embargo, valores tan distintos como  $11.6 \text{ g/cm}^2$  (Goel and Heeringa, 1988) ó  $65 \text{ g/cm}^2$  (Shiba et al., 1988) pueden encontrarse en la literatura. El valor de  $H_b$  puede ser afectado por el efecto de tapón del pistón que incrementa la fracción de quemado, y por las asimetrías que degradan la ignición del combustible. En el presente trabajo, el efecto de tapón del pistón está considerado a través del parámetro  $H_t$ . Nosotros haremos  $H_b \geq 6 \text{ g/cm}^2$ .

Los valores de  $T_0$  y  $H_0$  comúnmente aceptados son  $T_0 = 5$  keV y  $H_0 = 0.3 - 0.4$  g/cm<sup>2</sup>. Sin embargo, el efecto de tapón de la zona fría del combustible puede relajar las condiciones a alcanzarse dentro del spot (Rosen et al., 1983; Atzeni and Caruso, 1984). Este efecto fue estudiado por Atzeni and Caruso (1984) para el modelo isobárico y se encontró un criterio de ignición. A pesar de que es razonable sospechar que sus conclusiones son válidas en este caso, no es del todo claro como puede extenderse dicho criterio de ignición a las situaciones aquí discutidas.

Por último, el factor de convergencia  $e_c$  está limitado por los requisitos de simetría a valores entre 0.01 y 0.05 (Bodner, 1981; Atzeni, 1990; Nakai, 1990a; b; Murakami and Meyer-ter-Vehn, 1991a; b). Por lo tanto, resulta claro que en realidad varios de los parámetros mencionados están relacionados entre sí. De todos modos, de conocerse dichas relaciones, las mismas podrían ser incorporadas al presente modelo. Por el momento, calcularemos la ganancia para un dado conjunto de valores de referencia. En la Fig.15 se muestran los resultados para los siguientes valores:  $T_0 = 5$  keV;  $H_0 = 0.4$  g/cm<sup>2</sup>;  $H_b = 7$  g/cm<sup>2</sup>;  $e_c = 0.01$ ;  $\beta_f = 0$ ;  $\eta_h = 0.1$  y  $\rho_{of} = 0.21$  g/cm<sup>3</sup> ( $\Delta_{op} = 0$ ). Se muestra la ganancia como función de  $E_b$  para dos valores de  $x_0$  ( $x_0 = 0.57$  y  $x_0 = 0.505$ ). Se muestra también la ganancia límite predicha por el modelo isobárico (Meyer-ter-Vehn, 1982). En general, los presentes resultados son más pesimistas, en particular para bajas energías. Podrían obtenerse mayores ganancias si, como se discutiera al principio de este capítulo, se utilizara un pulso de presión más complejo en lugar del pulso doble aquí discutido.



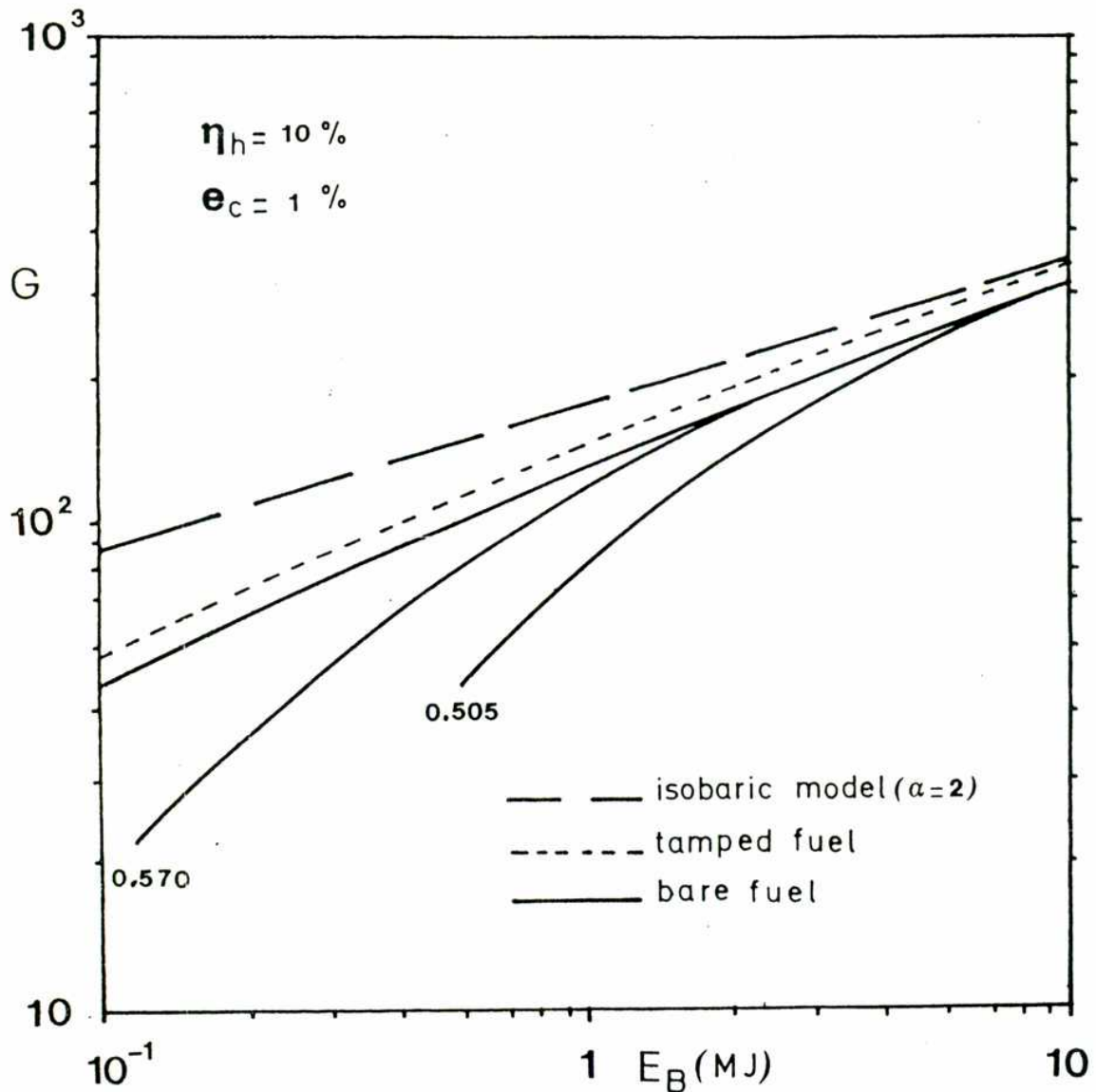


Fig.15: Curvas de ganancia para una cáscara esférica sin pistón ( $\Delta_{op} = 0$ ) para  $x_g = 0.57$  y  $x_g = 0.505$  ( $\eta_h = 0.1$ ,  $e_c = 0.01$  y  $\beta_f = 0.35$ ) y la ganancia límite como funciones de la energía del haz. Se muestra también la ganancia límite para una cáscara taponada con un pistón ( $m_p = m_f$ ,  $\rho_{op} = 6\rho_{of}$  y  $\beta = 0.35$ ) junto con la ganancia límite predicha por el modelo isobárico.

Al incluir un pistón, el efecto del mismo en la ganancia energética es múltiple. Como ejemplo se muestra en la Fig.15 la ganancia límite para una cáscara con pistón de masa  $m_p = m_f$ , densidad  $\rho_{op} = 6\rho_{of}$  y  $\beta_p = 0.35$ . En tal caso la ganancia aumenta ligeramente. De las Ecs.(IV-23) y (IV-24) se deducen los distintos efectos del pistón. En primer lugar, el efecto de tapón aumenta la fracción de quemado. Dicho efecto depende del cociente de densidades y del cociente de masas a través del término  $C \Delta^{-5/4}$ , como puede verse en la Ec.(IV-24). En segundo lugar, la presencia del pistón disminuye la presión del choque en el combustible del valor  $p_b$  al valor  $p_{bf}$ . Por lo tanto la entropía generada por los choques disminuye. Este efecto se ve a través del cociente  $p_{bf}/p_b$  en las Ecs.(IV-23) y (IV-24), el cual solamente depende del cociente de densidades [ver Ec.(III-10)]. En tercer lugar, el pistón blindo al combustible reduciendo su precalentamiento a pesar de reducir la densidad del pistón en un factor  $(1+\beta_p)$  lo que compensa parcialmente los efectos anteriores. Por último, el pistón disminuye la eficiencia de transferencia, dado que parte de la energía entregada al blanco se almacena en el mismo. Esto reduce la energía que va a parar al combustible, lo que reduce la masa necesaria de combustible para alcanzar las condiciones de ignición, por lo cual la ganancia de blanco termina disminuyendo. Dicho efecto se ve identificado en el término  $1-\Delta^{-1}$ , en la Ec.(IV-23), el cual depende de  $m_p/m_f$  y de  $\rho_{op}(1+\beta_f)/\rho_{of}(1+\beta_p)$ .

Una característica interesante del modelo es la dependencia particularmente fuerte de la ganancia con el factor de convergencia. De acuerdo con la Ec.(IV-25), para una dada ganancia

$G^*$ , al disminuir  $e_c$  en un factor 2 debe disminuirse la energía del haz en un factor 12. Este hecho justifica plenamente cualquier esfuerzo dedicado a mejorar la simetría de irradiación.

Otra diferencia notable con modelos previos es que el spot central siempre se encuentra rodeado de un manto de combustible frío, aún para la más baja energía. Esto es debido a la condición de contorno sobre la zona externa del combustible, la cual debe ser más fría que el spot central. La máxima temperatura central  $T_m$  está determinada por la conducción térmica (ver capítulos anteriores), lo que fija las escalas de temperatura y longitud del combustible. Como  $T_m > T(R_F)$  y la ignición ocurre si  $T_m > T_s$ , tendremos que:  $R_m \leq R_s < R_F$ , lo que requiere que  $x_s < 1$ . Concluyendo, la mínima energía necesaria para llevar al combustible a ignición debe incluir la energía almacenada en dicha coraza fría, además de la energía interna del hot-spot. Luego, la mínima energía de ignición está dada por la Ec.(IV-19) con  $\xi_s = 1$ .

#### 2.4. Relaciones de escala en ganancia máxima

Pueden determinarse las magnitudes del combustible en ganancia máxima. De las Ecs.(IV-18) y (IV-22) se obtiene:

$$R_s^* \approx 0.24 e_c^{3/7} \frac{(1+\beta_f) H_s}{\rho_{of}} F^{-8/21} \left[ \frac{P_{bf}}{P_b} \right]^{1/7} \quad (\text{IV-26})$$

De las Ecs.(IV-15) y (IV-22) es:

$$m_f^* \approx \frac{0.85}{e_c^{6/7}} \left[ \frac{(1+\beta_f) H_s}{\rho_{of}} \right]^2 F^{-26/21} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{2/7} (1 - \Delta^{-1}) \quad (\text{IV-27})$$

De las Ecs. (IV-9) y (IV-22), la presión central resulta:

$$P_s^* \approx \frac{11.07}{e_c^{3/7}} \frac{\rho_{of} \epsilon_s}{1+\beta_f} F^{8/21} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{1/7} \quad (\text{IV-28})$$

Las densidades características de las regiones caliente y fría del combustible están dadas por las densidades en  $R_s$  y  $R_B$ :

$$\rho_s^* \approx \rho(R_s^*) \approx \frac{10.62}{e_c^{3/7}} \frac{\rho_{of}}{1+\beta_f} F^{8/21} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{1/7} \quad (\text{IV-29})$$

$$\rho_B^* \approx \rho(R_B^*) \approx \frac{\rho_s^*}{(x_s^*)^3} \approx \frac{9.62}{e_c^{9/7}} \frac{\rho_{of}}{1+\beta_f} F^{1/7} \left( \frac{P_b}{P_{bf}} \right)^{3/7} \quad (\text{IV-30})$$

Todas estas relaciones se pueden comparar con las que predice el modelo isobárico. En general, el escalado con la energía del haz es similar excepto para  $\rho_s^*$  y  $\rho_B^*$ . Sin embargo, el cociente de ambas escala como  $E_B^{5/21}$ , que resulta muy cercano a lo predicho por dicho modelo. El escalado con las condiciones de ignición es, sin embargo, muy distinto. En particular, las ecuaciones (IV-23) a (IV-30) incorporan factores nuevos como  $e_c$ , lo que afecta a todos los parámetros del combustible.

Pueden derivarse también las leyes de escala para los principales parámetros del blanco y del haz en máxima ganancia. De

las Ecs.(IV-9), (IV-26), (IV-28) y (IV-20) resulta:

$$P_b^* \simeq 17.07 e_c^{12/7} \frac{\rho_{of} \epsilon_s}{1+\beta_f} F^{1/7} \left[ \frac{P_b}{P_{bf}} \right]^{3/7} \quad (IV-31)$$

$$r_s^* \simeq \frac{0.24 (1+\beta_f) H_s}{e_c^{2/7} \rho_{of}} F^{-9/21} \left[ \frac{P_{bf}}{P_b} \right]^{3/7} \quad (IV-32)$$

De las Ecs.(III-34), (IV-26) y (IV-29) resultan:

$$\left[ \frac{r_s}{\Delta_{op}} \right]^* \simeq 0.21 e_c^{6/7} (1+\beta_f) F^{2/21} \Delta \left[ \frac{P_{bf}}{P_b} \right]^{4/35} \quad (IV-33)$$

$$\left[ \frac{r_s}{\Delta_{of}} \right]^* \simeq 0.21 e_c^{6/7} \frac{(1+\beta_f)^2}{1+\beta_p} F^{2/21} \Delta^{-1} \left[ \frac{P_{bf}}{P_b} \right]^{5/6} \quad (IV-34)$$

La velocidad de implosión se encuentra a partir de las Ecs.(III-31), (IV-31) y (IV-32):

$$v_o^* \simeq 1.53 e_c^{9/7} \epsilon_s^{1/2} [1+m_p/m_f]^{-1/2} F^{5/42} \left[ \frac{P_{bf}}{P_b} \right]^{1/7} \quad (IV-35)$$

El tiempo de implosión característico es:

$$\tau_o^* \simeq r_s^*/v_o^* \simeq \frac{0.16}{e_c} [1+m_p/m_f]^{1/2} [\eta_h E_B/H_s \epsilon_s^2]^{1/2} \quad (IV-36)$$

y la potencia característica es:

$$W_o^* \simeq E_B / \tau_o^* \simeq 6.37 e_c \epsilon_s [1+m_p/m_f]^{-1/2} (H_s E_B / \eta_h)^{1/2} \quad (\text{IV-37})$$

Por último, puede ser interesante evaluar el parámetro  $\alpha$  definido en la Ec.(IV-3), en máxima ganancia:

$$\alpha^* \simeq 7.31 \times 10^{-14} e_c^{12/7} \epsilon_s F^{1/7} \left[ \frac{1+\beta_f}{\rho_{of}} \right]^{2/3} \left[ \frac{p_{bf}}{p_b} \right]^{4/7} \quad (\text{IV-38})$$

En el modelo isobárico, que no toma en cuenta la fase previa de la implosión, se obtiene  $\alpha^* \sim (1+\beta_f)^{5/3}$ . Nuestro modelo predice en cambio, un efecto más débil para el precalentamiento:  $\alpha^* \sim (1+\beta_f)^{20/21}$  (Kidder, 1979). Además se ve de la Ec.(IV-38) que  $\alpha^* \sim E_B^{-1/7}$ , lo que indica que un blanco más grande puede ser implotado y comprimido efectivamente a menores temperaturas (Kothe et al., 1990). Se observa también que el precalentamiento disminuye con  $e_c$ , dado que disminuye la presión  $p_b^*$  necesaria [ver Ecs.(IV-38) y (IV-31)].

## **CAPITULO V**

## V. CONSIDERACIONES FINALES Y CONCLUSIONES

### 1. Consideraciones finales:

Del trabajo expuesto en los capítulos anteriores se observa que el interés en el desarrollo de la Fusión por Confinamiento Inercial es amplio e internacional (Colombo, 1989). La investigación en FCI durante estos últimos treinta años ha impulsado el desarrollo de nuevas áreas en diversos campos de la Física como ser la Física Atómica, la Física de Fluidos y Plasmas (Kruer, 1991). También se han visto afectadas las tecnologías relacionadas: construcción de láseres más potentes y de menor longitud de onda, rediseñamiento de aceleradores de partículas para su utilización en HIF (heavy-ion-fusion), y además se han logrado avances significativos en el área de la instrumentación diagnóstica correspondiente.

No pocas son las causas por las que esto es así. Hoy día se ha reconocido el peligro potencial que representan la utilización de combustibles fósiles y/ó físisles (Colombo, 1989), de modo que el desarrollo de futuros reactores basados en un esquema de fusión parece ser la alternativa menos peligrosa y quizás, la más económica comparada con otras fuentes alternativas de energía (Glass, 1986).

Sin embargo debe demostrarse todavía la factibilidad científica de la FCI, algo que ciertos laboratorios suponen podrían concretar hacia fines de este siglo (Nakai, 1990b).



Por supuesto, ante tamaña tarea, el aporte que puede representar el trabajo desarrollado en la presente Tesis es ínfimo. No obstante, no deja de ser útil, ya que es sabido que los logros experimentales, así como los avances obtenidos mediante los estudios simulacionales se ven estimulados con el desarrollo de buenos modelos analíticos y recíprocamente (Tahir and Long, 1983; Mulser, 1986).

Según se deduce de las investigaciones desarrolladas, uno de los factores clave para poder obtener ganancias energéticas adecuadas, es la estabilidad de la implosión (Atzeni, 1991). Al respecto, variados son los esfuerzos encaminados para estudiar el modo en que cualquier no uniformidad en las condiciones iniciales se propaga durante la implosión y afecta la ignición del combustible (Atzeni, 1990a; b; 1991; Kothe et al., 1990; Caruso and Pais, 1991).

Los resultados presentados en esta Tesis podrían adaptarse para tratar tal tipo de situaciones. De este modo, sería posible extender el rango de aplicabilidad de los modelos desarrollados en los capítulos previos, resultando así un valioso complemento para los estudios numéricos que se vienen efectuando al respecto. Si bien esto último excede los objetivos iniciales propuestos, y por tal razón no ha sido considerado en el trabajo que se expone, permite vislumbrar una posible aplicación de los modelos presentados.

## 2. Conclusiones

Es el momento de resumir y compendiar brevemente los resultados obtenidos. Recordando la serie de preguntas formuladas en el Cap.I, debemos reconocer que las mismas han sido contestadas satisfactoriamente.

En efecto, en los primeros dos capítulos se ha presentado un modelo analítico nuevo que describe la implosión de cáscaras esféricas criogénicas mediante un pulso doble de presión (prepulso y pulso principal). Se vió que el proceso de formación del spot central puede regularse, a través de  $\xi_B$ , mediante los parámetros del pulso y del prepulso. De este modo, eligiendo  $\xi_B$  puede regularse la adiabática sobre la cual se comprime cada elemento de combustible.

Se mostró que el mecanismo físico que define la temperatura y dimensiones finales de la zona central es la conducción térmica. Se han mostrado leyes de escala que vinculan las magnitudes de la zona central caliente con los parámetros iniciales del haz y del blanco.

Pudo estudiarse la dependencia de la fracción de energía almacenada en el combustible con  $\xi_B$  y con el cociente de masas  $m_p/m_f$  y de densidades  $\rho_{op}/\rho_{of}$ .

De manera simple se estudiaron los efectos del precalentamiento (radiativo ó por electrones supratérmicos) del pistón y del combustible (a través de  $\beta_p$  y  $\beta_f$ ).

Se destacó el efecto estabilizador de la secuencia de compresiones y rarefacciones a través de la interfase

pistón-combustible, ya que reduce el salto de densidades a través de la misma. Esto podría tener importancia durante la fase de estancamiento, la cual es sensible a inestabilidades tipo Rayleigh-Taylor.

Posteriormente se presentó un modelo analítico original para un cálculo consistente de la ganancia energética teniendo en cuenta la fase previa de la implosión. Esto permite considerar perfiles más realistas en el momento de la ignición del combustible. Se mostró la existencia de una región de transición entre la zona central caliente y el exterior más denso y frío. Se mostró que las magnitudes del combustible decrecen con el radio. Se vió que dichas propiedades dependen de la energía del haz. Con el modelo desarrollado se pueden conocer las características necesarias para obtener la ganancia deseada.

El criterio de convergencia pudo incorporarse de manera consistente, lo que arroja resultados más realistas que modelos previos.

Anteriores cálculos, basados en hipótesis mucho más simplificadoras, debían suponer la constancia de magnitudes como  $p_c$  y/o  $R_c$ . Se mostró que en realidad las mismas cambian con la energía, si se ha de tener en cuenta la limitación impuesta por el criterio de convergencia.

Han podido revelarse de manera clara y concisa los distintos efectos, positivos y negativos, que un pistón rodeando a la cáscara de combustible tiene en la ganancia del blanco. Podría llegar a concluirse que pistones más densos que el combustible son más ventajosos. Sin embargo, esto ha de sopesarse con el hecho de

que una gran diferencia de densidades a través de la interfase pistón-combustible podría ser perjudicial en la fase de estancamiento debido a la aparición de inestabilidades hidrodinámicas. Estos efectos deben ser tenidos en cuenta junto con la función de pantalla que el pistón realiza sobre el combustible para impedir su precalentamiento.

Se han presentado leyes de escala completamente nuevas para el combustible y el pistón en ganancia máxima. Las mismas dependen de parámetros nuevos no incluidos en otros modelos como  $e_c$ ,  $\beta_p$  y  $\beta_f$ . Se espera que estos resultados sean útiles en el diseño de nuevas clases de blancos.



# APENDICES

APENDICES

APENDICE A: Integrales adimensionales de masa y energía

Si en la integral de la Ec.(III-30) consideramos el perfil de presiones dado por la Ec.(III-27), resulta:

$$E = 4\pi \frac{3}{2} \int_0^{R_e} p r^2 dr = 6\pi p_s R_e^3 F_e(\xi_B) \quad (A-1)$$

con:

$$F_e(\xi_B) = \xi_B^3 I_{eh} + [1 - (3\xi_B/4)]^{-5/2} I_{ec} \quad (A-2)$$

$$I_{eh} = \int_0^1 x^2 (1 - Ax^4)^{5/2} dx \quad (A-3)$$

$$\begin{aligned} I_{ec} &= \int_{\xi_B}^1 x^2 (1 - x)^{5/2} dx \\ &= \frac{2}{7} (1 - \xi_B)^{7/2} \left[ 1 - \frac{14}{7} (1 - \xi_B) + \frac{7}{11} (1 - \xi_B)^2 \right] \end{aligned} \quad (A-4)$$

La integral  $I_{eh}$  debe ser evaluada numéricamente para cada valor de  $\xi_B$ .

Análogamente, la integral de la masa dada por la Ec.(III-33) se define según la ecuación (III-28) como:

$$F_m = \xi_B^3 I_{mh} + [1 - (3\xi_B/4)]^{-3/2} I_{mc}(\xi_B) \quad (A-5)$$

con:

$$\begin{aligned}
I_{mh} &= \int_0^1 x^5 (1 - Ax^4)^{3/2} dx \\
&= (32A)^{-1} \left\{ \left[ 1 + \frac{2}{3}(1 - A) - \frac{8}{3}(1 - A)^2 \right] + \frac{\arcsin A^{1/2}}{A^{1/2}} \right\} \quad (A-6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{mc} &= \int_{\xi_B}^1 x^2 (1 - x)^{3/2} dx \\
&= \frac{2}{3} (1 - \xi_B)^{5/2} \left[ 1 - \frac{10}{7}(1 - \xi_B) + \frac{5}{9}(1 - \xi_B)^2 \right] \quad (A-7)
\end{aligned}$$

### B. Pasaje de una onda de choque a través de la interfase pistón-combustible

Al aplicar un pulso de presión  $p_1$  en la superficie externa del blanco, avanza a través del pistón un choque de intensidad  $p_1$ . Las relaciones de Rankine-Hugoniot permiten escribir para un choque fuerte (Zeldovich and Raizer, 1967):

$$p_1 = [(\gamma+1)/2]\rho_{op} v_p^2, \quad U_p = [(\gamma+1)/2]v_p \quad (B-1)$$

donde  $v_p$  es la velocidad del fluido en el pistón, detrás del frente de choque que se propaga con velocidad  $U_p$ .

Una vez que el choque llega a la interfase pistón-combustible, el pistón se expande pues la densidad del combustible es menor, conduciendo en el mismo un choque a presión  $p_{1f} < p_1$ . Por analogía con las relaciones dadas en (B-1) resulta:

$$p_{1f} = [(\gamma+1)/2]\rho_{of} v_f^2, \quad U_f = [(\gamma+1)/2]v_f \quad (B-2)$$

con  $v_f$  la velocidad de fluido en el combustible, detrás de la onda de choque que viaja a velocidad  $U_f$ .

Debido a la expansión mencionada en el pistón, la presión en la interfase baja de  $p_1$  a  $p_{1f}$ . Nuestro propósito es pues, relacionar ambas presiones. Para encontrar dicha relación hacemos uso de la solución para una onda que se descarga a través de una interfase (Zeldovich and Raizer, 1967):

$$v_f - v_p = \int_{p_{1f}}^{p_1} dp \{ \rho [\gamma(\gamma-1)\epsilon]^{1/2} \}^{-1} \quad (B-3)$$

Dado que la presión a través de la interfase es continua y que el proceso puede considerarse isoentrópico, hacemos:

$$p = (\gamma-1)\rho\epsilon = p_1 [(\gamma-1)\rho/(\gamma+1)\rho_{op}]^\gamma \quad (B-4)$$

y la integral (B-3) da:

$$v_f - v_p = 5(3p_1/20\rho_{op})^{1/2} [1-(p_{1f}/p_1)^{1/5}] \quad (B-5)$$

habiéndose hecho  $\gamma = 5/3$ .

De las Ecs. (B-1), (B-2) y (B-5) resulta la siguiente ecuación implícita para  $g = v_f/v_p$ :

$$g \approx 3.236 - 2.236(\rho_{of}/\rho_{op})^{1/5} g^{2/5} \quad (B-6)$$

Dado el valor del cociente de densidades entre el combustible y el



pistón  $\rho_{of}/\rho_{op}$ , puede hallarse por iteración el valor de  $g$  y por lo tanto calcular a partir de las Ecs.(B-1) y (B-2) el valor de  $P_{1f}/P_1$ .

APENDICE C: Expresión aproximada de  $\xi_F$  para  $\xi_F \geq 0.4$

En los casos de interés para FCI, el pistón debe ser lo suficientemente delgado como para permitir una alta eficiencia de transferencia [Ec.(III-37)]. Según puede verse de las Figs.9 y 10, puede suponerse que  $\xi_F \geq 0.4$ . Bajo esta suposición, la Ec.(A-7) puede aproximarse por la expresión:

$$I_{mc} \approx 0.12(1 - \xi_F)^2, \quad \xi_F \geq 0.4 \quad (B-1)$$

Al usar esta expresión en la Ec.(III-39) resulta:

$$1 - \xi_F \approx 2.88(F_m/\Delta)^{1/2} [1 - (3\xi_B/4)]^{3/4} \quad (B-2)$$

Esta fue la fórmula utilizada en el cálculo de  $H_t$  [Ecs.(IV-16)].

## **REFERENCIAS**

## REFERENCIAS

- Ahlborn B., Key M.H. and Bell A.R., 1982.  
Phys.Fluids **25**, 541.
- Artsimovich L.A., 1964.  
*Controlled Thermonuclear Reactions*, Oliver and Boyd Ltd.
- Atzeni S., 1987.  
Plasma Phys.Contr.Fusion **29**, 1535.
- Atzeni S., 1988.  
Laser Part.Beams **8**, 227.
- Atzeni S., 1990.  
Europhys.Lett. **11**, 639.
- Atzeni S., 1991.  
Laser Part.Beams **9**, 233.
- Atzeni S. and Caruso A., 1983.  
Nucl.Fusion **23**, 1092.
- Atzeni S. and Caruso A., 1984.  
Nuovo Cim. **B80**, 71.
- Bangerter R.O., Mark J.W-K. and Thiessen A.R., 1982.  
Phys.Lett. **88A**, 225.
- Basko M.M., 1990.  
Nucl.Fusion **30**, 2443.
- Bock R., 1984.  
Plasma Phys.Contr.Fusion **26A**, 237.
- Bodner S.E., 1981.  
J.Fusion Energy **1**, 221.

- Brueckner K.A. and Jorna S., 1974.  
Rev.Mod.Phys. 46, 325.
- Caruso A. and Pais V.A., 1991.  
Nuovo Cim. 13 D, 969.
- Colombo U., 1989.  
Plasma Phys.Contr.Fusion 31, 1477.
- Craxton R.S., McCrory R.L. and Soures J.M., 1986.  
Sci.Am. 255, 60.
- Duderstadt J.J. and Moses G.A., 1982.  
*Inertial Confinement Fusion*, John Wiley & Sons.
- Emmett J.L., Nuckolls J. and Wood L., 1974.  
Sci.Am. 231, 24.
- Fabre E. and Hammerling P., 1988.  
Plasma Phys.Contr.Fusion 30, 1535.
- Fraley G.S., Linnebur E.J., Mason R.J. and Morse R.L., 1974.  
Phys.Fluids 17, 474.
- Fraley G.S., 1976.  
Phys.Fluids 19, 1495.
- Glass, A.J., 1986.  
J.Vac.Sci.Technol. A 4, 1098.
- Goel B. and Heeringa W., 1988.  
Nucl.Fusion 28, 355.
- Gupta N.K., 1987.  
Bhabha Atomic Research Centre-1372.

- Guskov S.Yu., Krokhin O.N. and Rozanov V.B., 1976.  
Nucl.Fusion 16, 957.
- Harris D.B. and Miley G.H., 1988.  
Nucl.Fusion 28, 25.
- Hively L.M., 1983.  
Nucl.Technology/Fusion 3, 199.
- Hoffmann D.H.H., Weyrich K., Wahl H., Peter Th., Meyer-ter-Vehn J., Jacoby J., Bimbot R., Gardès D., Rivet M.F., Dumail M., Fleurier C., Sanba A., Deutsch C., Maynard G., Noll R., Haas R. Arnold R., 1988.  
Z.Phys.A 30, 339.
- Kapitza P.L., 1979.  
Rev.Mod.Phys. 51, 417.
- Kidder R.E., 1976a.  
Nucl.Fusion 16, 3.
- Kidder R.E., 1976b.  
Nucl.Fusion 16, 405.
- Kidder R.E., 1979.  
Nucl.Fusion 19, 223.
- Kilkenny J.D., Cable M.D., Campbell E.M., Coleman L.W., Correll D.L., Drake R.P., Ellis R.J., Glendinning S.G., Hatcher C.W., Hatchett S.P., Hunt J.P., Kania D.R., Kauffman R.L., Kornblum H.N., Kyrakis D.T., Lane S.M., Lerche R.A., Lindl J.D., Lowdermilk W.H., Munro D.H., Phillion D.W., Ress D.B., Speck D.R., Storm E., Suter L.J., Tietbohl G.L., Thiessen A.R., Thoe R.S., Turner R.E., Wiedwald J.D. and Ze F., 1988.  
Proc.Twelfth Int.Conf.Plasma Phys.Contr.Nucl.Research,  
Nice, France, 12-19 October.

- Kothe D.B., Brackbill J.U. and Choi C.K., 1990.  
*Phys.Fluids B* 2, 1898.
- Krall N.A. and Trivelpiece A.W., 1979.  
*Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill New York.
- Kruer W.L., 1991.  
*Phys.Fluids B* 3, 2356.
- Kull H.J., 1991.  
*Phys.Rep.-Rev.Sect.Phys.Lett.* 206, 197.
- Landau L.D. and Lifshitz E.M., 1959.  
*Fluid Mechanics*, Pergamon Press, New York.
- Lindl J.D. and Mark J.W-K., 1985.  
*Laser Part.Beams* 3, 37.
- Llorens M., Menzell A. and Villarrubia M., 1980.  
*Inv.Ciencia* 51, 8.
- Long K.A. and Tahir N.A., 1982.  
*Phys.Lett.* 91A, 451.
- Long K.A. and Tahir N.A., 1987.  
*Phys.Rev.A* 35, 2631.
- Magelssen G.R., 1986.  
Heavy Ion Inertial Fusion (AIP Conference Proceedings 152,  
Washington D.C.. American Institute of Physics Editor,  
N.Y., 428.
- Marshall F.J., Letzring S.A., Verdon C.P., Skupsky S., Keck R.L.,  
Knauer J.P., Kremens R.L., Bradley D.K., Kessler T.,  
Delettrez J., Kim H., Soures J.M. and McCrory R.L., 1989.  
*Phys.Rev.A* 40, 2547.

Mayer F.J., Larsen J.T. and Steele J.W., 1983.

Phys.Fluids 26, 830.

McCrorry R.L., Soures J.M., Verdon C.P., Marshall F.J.,  
Letzring S.A., Skupsky S., Kessler T.J., Kremens R.L.,  
Knauer J.P., Kim H., Delettrez J., Keck R.L. and Bradley D.K.,  
1988.

Nature 335, 225.

Metzler N. and Meyer-ter-Vehn J., 1984.

Laser and Part.Beams 2, 27.

Meyer-ter-Vehn J., 1982.

Nucl.Fusion 22, 561.

Meyer-ter-Vehn J. and Schalk C., 1982.

Z.Naturforsch.A37, 955.

Meyer-ter-Vehn J., 1985.

Lectures at the 29th Scottish Universities Summer School on  
Plasma Physics on Laser Plasma Interactions, St.Andrews,  
28th July - 10th August.

Meyer-ter-Vehn J., 1987.

Phys.Blätter 43, 424.

Meyer-ter-Vehn J. and Arnold R.C., 1987.

Rep.Prog.Phys. 50, 559.

Meyer-ter-Vehn J., 1989a.

Nucl.Instr. and Meth. A278, 25.

Meyer-ter-Vehn J., 1989b.

Plasma Phys.Contr.Fusion 31, 1613.

Meyer-ter-Vehn J., Witkowski S., Bock R., Hoffmann D.H.H.,  
Hofmann I., Müller R.W., Arnold R., Mulser P., 1990.  
Phys.Fluids B 2, 1313.

Mulser P., 1986.  
Plasma Phys.Contr.Fusion 28A, 203.

Murakami M. and Meyer-ter-Vehn J., 1991a.  
Nucl.Fusion 31, 1315.

Murakami M. and Meyer-ter-Vehn J., 1991b.  
Nucl.Fusion 31, 1333.

Nakai S., 1989.  
Laser Part.Beams 7, 467.

Nakai S., Mima K., Yamanaka M., Azechi H., Miyanaga N.,  
Nishiguchi A., Nakaishi H., Chen Y.-W., Setsuhara Y.,  
Norreys P.A., Yamanaka T., Nishihara K., Tanaka K.A., Nakai M.,  
Kodama R., Katayama M., Kato Y., Takabe H., Nishimura H.,  
Shiraga H., Endo T., Kondo K., Nakatsuka M., Sasaki T.,  
Jitsuno T., Yoshida K., Kanabe T., Yokotani A., Norimatsu T.,  
Takagi M., Katayama H., Izawa Y. and Yamanaka C., 1989.  
International Workshop on Laser Interaction and Related  
Plasma Phenomena, 6 - 10 November, Monterey.

Nakai S., 1990a.  
Proc.IV LAWPP, Buenos Aires, Argentina, July 16-27.

Nakai S., 1990b.  
Nucl.Fusion 30, 1779.

Piriz A.R., 1986.  
Phys.Fluids 29, 578.

Piriz A.R., 1988.  
Phys.Fluids 31, 658.



- Piriz A.R., 1989.  
Phys.Fluids B 1, 1477.
- Piriz A.R. and J.G.Wouchuk, 1990.  
Plasma Phys.Contr.Fusion 32, 469.
- Piriz A.R. and J.G.Wouchuk, 1991a.  
Phys.Fluids B 3, 2889.
- Piriz A.R. Giudice G.E. and Wouchuk J.G., 1991.  
Phys.Fluids B (en prensa).
- Piriz A.R. and Wouchuk J.G., 1991b.  
enviada a Nucl.Fusion.
- Rosen M.D., Lindl J.D. and Thiessen A.R., 1983.  
*Simple Models of High-Gain-Targets-Comparisons and  
Generalizations.*  
Rep.UCLL 50021-83, Lawrence Livermore National  
Laboratory, CA.
- Sacks R.A. and Darling D.H., 1987.  
Nucl.Fusion 27, 447.
- Tahir N.A. and Long K.A., 1982.  
Phys.Lett. 90A, 242.
- Tahir N.A. and Long K.A., 1983.  
Nucl.Fusion 23, 887.
- Tahir N.A. and Long K.A., 1986.  
Z.Phys.A-Atomic Nuclei 325, 99.
- Tahir N.A. and Arnold R.C., 1991.  
Phys.Fluids B 3, 1717.

Takabe H., Mima K. and Nakai S., 1989.

Laser Part.Beams 7, 175.

Tomasel F.G., Piriz A.R. and Cortázar O.D., 1991.

Plasma Phys.Contr.Fusion, (en prensa).

Witkowski S., 1989.

Laser Part.Beams 7, 521.

Wouchuk J.G., 1990.

*Implosión ablativa de cáscaras esféricas,*  
Tesis de Licenciatura, FCEN-UBA.

Wouchuk J.G. and Piriz A.R., 1990.

Proc.IV LAWPP, Buenos Aires, Argentina, July 16-27.

Wouchuk J.G. and Piriz A.R., 1991.

Plasma Phys.Contr.Fusion 33, 531.

Yamanaka C., 1989.

Laser Part.Beams 7, 521.

Zeldovich Ya.B. and Raizer Yu.P., 1967.

*Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic  
Phenomena*, Academic Press, New York, Vols. I and II.

## AGRADECIMIENTOS:

Distintas son las personas a quienes deseo agradecer, las cuales directa o indirectamente contribuyeron positivamente al desarrollo del presente trabajo.

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Antonio Roberto Piriz por su constante interés durante el desarrollo de las investigaciones realizadas. Su natural buen humor, capacidad, y su especial predisposición para actuar como guía en cada una de las etapas transitadas, han hecho del trabajo en equipo una agradable experiencia.

Agradezco al Lic. Fernando Gustavo Tomasel (Dpto. de Física-Fac. de Ingeniería-UNMdP) las amenas discusiones mantenidas durante el tiempo que estuvimos juntos en la mencionada Universidad.

Mi agradecimiento también se extiende al Dr. Daniel Avalos y a la Ing. Hilda Larrondo (Dpto. de Física-Fac. de Ingeniería-UNMdP), quienes de uno u otro modo, me han brindado su explícito apoyo durante mi estancia en la UNMdP.

Deseo agradecer también a los integrantes del Lab. de Física del Plasma (FCEN-UBA) por el apoyo brindado durante las etapas iniciales de este trabajo realizadas en Buenos Aires.

Mi especial agradecimiento al Ing. Leónidas Holocwan y a su familia, quienes me otorgaron cálido estímulo en las diferentes instancias del trabajo.

Por último, agradezco a mi familia la paciente comprensión dedicada durante todo este tiempo.