

Tesis de Posgrado

El plasma Focus como una posible línea de la fusión nuclear controlada

Pouzo, Jorge O.

1979

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

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

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

Cita tipo APA:

Pouzo, Jorge O.. (1979). El plasma Focus como una posible línea de la fusión nuclear controlada. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1612_Pouzo.pdf

Cita tipo Chicago:

Pouzo, Jorge O.. "El plasma Focus como una posible línea de la fusión nuclear controlada". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1979.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1612_Pouzo.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

EL PLASMA FOCUS COMO UNA POSIBLE LINEA DE LA
FUSION NUCLEAR CONTROLADA

Jorge O. Pouzo

*Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Ciencias Físicas*

1979

I N D I C E

		Página
CAPITULO I	INTRODUCCION	1
I-1	LA FUSION NUCLEAR	1
I-1-1	Procesos termonuclear	2
I-1-2	Procesos no térmicos	6
I-1-3	Procesos de captura	15
I-2	EFFECTO DE AUTOCONSTRICCIÓN (EFFECTO PINCH)	16
I-2-1	La teoría del efecto pinch lineal	17
I-2-2	Las máquinas para producir el pinch lineal (z-pinch)	24
I-3	EL PLASMA FOCUS	29
I-3-1	Resultados e incógnitas en la investigación del P.F.	32
I-3-2	Modelos físicos del foco	34
I-3-3	Leyes de escala para el P.F.	41
I-4	ENCUADRAMIENTO Y OBJETIVOS DE LA TESIS	45
I-4-1	La línea de investigaciones en que se encuadra esta tesis	45
I-4-2	Contenido de la tesis	55
	REFERENCIAS	58
CAPITULO II	NUEVAS INFORMACIONES EXPERIMENTALES SOBRE LOS MECANISMOS DE FUSION EN EL PLASMA FOCUS	62
II-1	ESPECTROSCOPIA DE NEUTRONES POR LA TECNICA DE TIEMPO DE VUELO	62
II-2	EL EXPERIMENTO Y SUS RESULTADOS	65

		Página
II-3	ANALISIS DE LOS RESULTADOS	73
II-3-1	Los picos laterales con hipótesis de mecanismos haz-blanco	74
II-3-2	Los picos laterales como resultado de reacciones termonucleares en un plasma con movimiento radial	84
II-4	CONCLUSIONES	87
APENDICE II-A	RESPUESTA DEL CENTELLADOR EN LA ESPECTROSCOPIA POR TIEMPO DE VUELO	90
II-A-1	Dependencia de la respuesta del centellador con la energía del neutrón incidente	90
II-A-2	Efectos que pueden distorsionar la respuesta del centellador	97
APENDICE II-B	RESPUESTA DEL FOTOMULTIPLICADOR	102
II-B-1	La estadística de medición	102
II-B-2	Linealidad de la respuesta	104
	REFERENCIAS	106
CAPITULO III	ANALISIS CRITICO DE LAS LEYES DE ESCALA PARA LA PRODUCCION DE NEUTRONES EN EQUIPOS P.F. TIPO MATHER	109
III-1	INTRODUCCION	109
III-2	EL LIMITE DE LAS ALTAS PRESIONES Y LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N}	111
III-3	EFFECTOS INSTRUMENTALES EN LA COMPROBACION EXPERIMENTAL DE LAS LEYES DE ESCALA DE \bar{N}	114
III-3-1	Errores sistemáticos y relativos del contador de neutrones	116
III-3-2	Efectos debidos a la contaminación del plasma	117

		Página
III-4	UN INTENTO DE REFORMULACION DE LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N}	118
III-5	LA EQUIVALENCIA DE LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N} Y SU RANGO DE VALIDEZ	125
III-6	COMENTARIOS FINALES	132
APENDICE III-A	APROXIMACION UNIDIMENSIONAL AL MODELO 2D Y EXPRESIONES ANALITICAS RESULTANTES	133
	REFERENCIAS	138
CAPITULO IV	ASPECTOS TEORICOS Y PRACTICOS DEL DISEÑO DE EXPERIMENTOS EN PLASMA FOCUS. EL EQUIPO P.F. II	140
IV-1	INTRODUCCION	140
IV-2	UN METODO PARA EL DISEÑO DE EXPERIMENTOS EN P.F. TIPO MATHER	140
IV-3	EL DISEÑO CONCEPTUAL DEL P.F. II	148
IV-4	DESCRIPCION DEL EQUIPO P.F. Y ASPECTOS DE SU DISEÑO PRACTICO	152
	IV-4-1 La fuente de energía y el circuito de descarga	152
	IV-4-2 Las llaves de descarga	152
	IV-4-3 El sistema de disparo	159
	IV-4-4 Circuito electrónico de control	159
	IV-4-5 El cañón coaxial	159
	IV-4-6 La cámara de descarga y el sistema de vacío	161
IV-5	PRIMEROS RESULTADOS EXPERIMENTALES EN EL NUEVO EQUIPO	163
	IV-5-1 Mediciones de I_D	163

	Página	
IV-5-2	Fotografías del foco	167
IV-5-3	Mediciones de la intensidad de luz emitida por la LC	171
	REFERENCIAS	177
CAPITULO V	ESTUDIO DE LA PRODUCCION DE NEUTRONES EN EL P.F. SIGUIENDO UN CAMINO DE MINIMAS HIPOTESIS	178
V-1	INTRODUCCION	178
V-2	EL FOCO COMO UN PINCH ESTABILIZADO	179
V-3	LA INFLUENCIA DE LOS PROCESOS HAZ-BLANCO EN LA PRODUCCION DE NEUTRONES DEL P.F.	181
V-4	DOS FORMAS DIFERENTES EN QUE PUEDEN ESCALAR LAS REACCIONES TERMONUCLEARES	189
V-5	UN LIMITE DE ALTAS PRESIONES FIJADO POR LA CONDICION DE ESTABILIDAD DEL PINCH	196
V-6	LA EXTRAPOLACION DEL P.F. SEGUN UNA LEY DE ESCALA PARA $T = CTE.$	198
	REFERENCIAS	203
	AGRADECIMIENTOS	205

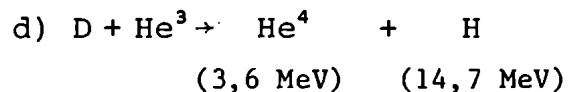
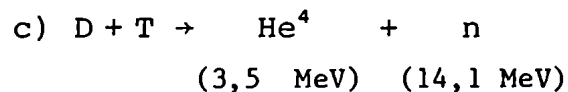
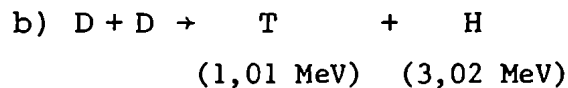
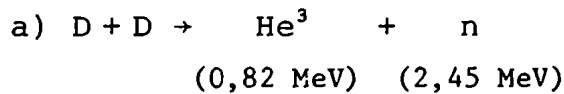
CAPITULO I

INTRODUCCION

I-1 LA FUSION NUCLEAR

Un objetivo fundamental de la física del plasma en los últimos 30 años de investigación, ha sido la demostración de factibilidad de un reactor de fusión nuclear controlada (FNC).

Las reacciones de fusión de mayor interés son las siguientes:



En un plasma de D puro, las reacciones a) y b) se producen con iguales probabilidades. El neutrón emitido en la reacción a) se lleva 2,45 MeV y en la c) 14,1 MeV de energía (respecto del sistema centro de masa). Con sus correspondientes rendimientos, todas las energías de los productos de fusión pueden ser aprovechadas para la producción del reactor.

Hasta un cierto límite, la probabilidad de estas reacciones aumenta fuertemente con la energía relativa de los núcleos interactuantes. Los procesos mediante los cuales tienen lugar las reacciones de fusión pueden clasificarse esencialmente en dos tipos extremos:

Proceso termonuclear: cuando los núcleos reaccionan por colisiones de un plasma termalizado.

Proceso no térmicos: cuando la reacción se produce entre núcleos no termalizados. Estos agrupan interacciones tales como haz-blanco, haz-haz, etc.

I-1-1 Proceso termonuclear

Analícemos ahora las condiciones que se deben imponer al plasma en un reactor termonuclear (basado en procesos termonucleares). Consideremos una máquina cíclica en la que un plasma es perfectamente confinado (las únicas pérdidas son por radiación) y mantenido a una temperatura T durante un breve tiempo τ , para luego decaer a la condición inicial (plasma frío). Supondremos que durante τ los iones y electrones están termalizados ($T_e = T_i = T$) y tienen una distribución maxwelliana.

Si $n(\text{cm}^{-3})$ es la densidad de iones o electrones ($n_e = n_i$) hay $2n$ partículas con $\frac{3}{2} kT$ de energía promedio en un cm^3 de plasma; por lo tanto, la energía térmica total por unidad de volumen es $3nkT$. Si Q_r es la pérdida de energía por radiación (por cm^3), la energía entregada al sistema en un ciclo por cm^3 de plasma será:

$$W_e = 3nkT + Q_r \quad \text{I-1}$$

En general, se debería agregar a la I-1 la energía necesaria para confinar el plasma, por ejemplo energía magnética si el confinamiento es magnético. Sin embargo, la entidad de esta energía puede variar fuertemente de dispositivo a dispositivo e incluso depender de la forma particular de generación. Al menos en línea de principio, mediante el empleo de técnicas apropiadas, esta energía puede ser en gran parte reemplazada. Teniendo en cuenta estas circunstancias, no se incluirá un término de este tipo en los cálculos siguientes. Si suponemos que toda la pérdida Q_r es debida a la energía radiada por bremsstrahlung, tenemos, para una distribución maxwelliana (Ref. 1):

$$Q_r \text{ (J/cm}^3\text{)} = k n^2 T^{1/2} \tau \quad \text{I-2}$$

donde k es una constante que vale $5,3 \times 10^{-31}$ para D puro y $2,14 \times 10^{-30}$ para una mezcla de D y T al 50%, si se toma n en cm^{-3} , T en keV y τ en seg.

Luego, la energía por cm^3 obtenible al final del in-

tervalo τ , será:

$$W_0 = 3 nkT + Q_r + E_f \quad \text{I-3}$$

siendo E_f es la energía de fusión por cm^3 , que puede ser calculada como (Ref. 2)

$$E_f = \frac{n^2}{c} \langle \sigma v \rangle \tau Q_f \quad \text{I-4}$$

Donde Q_f es la energía de una sola reacción de fusión, $c = 2$ para un plasma de D puro y $c = 1$ para un plasma D-T mezcla al 50%. La función $\langle \sigma v \rangle$ representa la probabilidad de reacción y es el valor medio del producto de la sección eficaz de fusión (σ) por la velocidad relativa (v) de los iones. Para un dado tipo de reacción, $\langle \sigma v \rangle$ es función unívoca de T , de la forma que se muestra en la Fig. 1.

El valor que debe ser tomado para Q_f requiere algunas consideraciones: Tomemos dos pares de deuterones reaccionantes en un plasma termonuclear de D puro, tales que un par realice una reacción (a) y el otro una reacción (b). El tritio producido en esta última tiene una alta probabilidad de realizar una reacción (c) con otro deuterón. Despreciando la posibilidad de una posterior reacción (d) (por su baja sección de choque), las tres reacciones han producido 24,9 MeV de energía, repartidos en 8,35 MeV en partículas cargadas y 16,55 MeV en dos neutrones energéticos. En principio estas dos energías podrían ser aprovechadas en un reactor, con eficiencias que dependerán del sistema de reconversión. Si las dos energías pueden ser aprovechadas con rendimientos similares, puede tomarse para Q_f el valor promedio de $\frac{1}{2} \times 24,9$ MeV con lo que resulta:

$$E_f (\text{D-D})_{\text{total}} = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \times (24,9 \text{ MeV}) \times (1,6 \times 10^{-13} \text{ J/MeV})$$

$$E_f (\text{D-D})_{\text{total}} = 10^{-12} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \text{ [J/cm}^3\text{]} \quad \text{I-5}$$

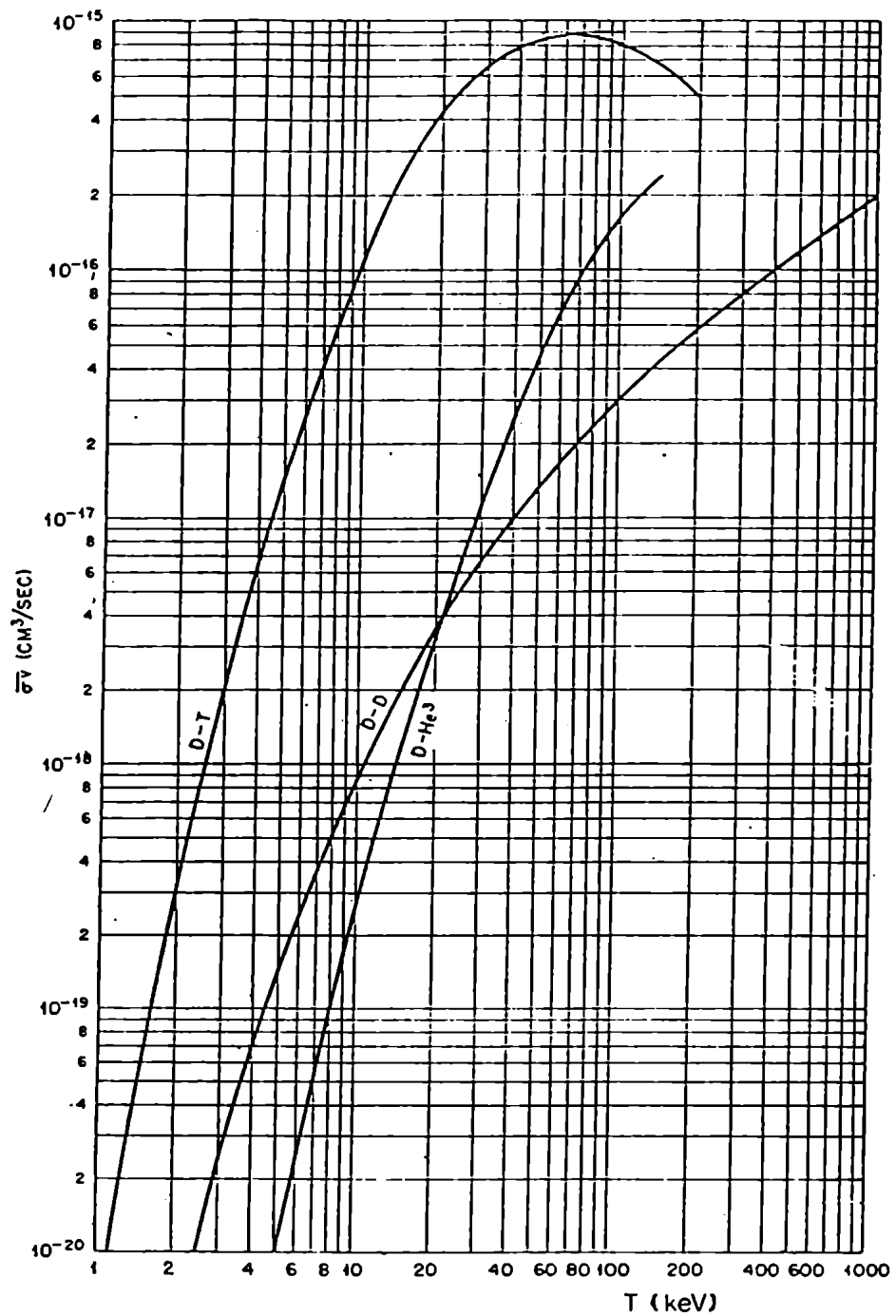


FIGURA 1: Valor medio de σv para reacciones de fusión en un plasma termalizado (distribución Maxwelliana) como función de la energía térmica media. (Ref. 2)

con $[n] = \text{cm}^{-3}$, $[\tau] = \text{seg}$ y $\langle \sigma v \rangle$ obtenido de la Fig. 1.

Si sólo son aprovechadas las energías de las partículas cargadas, resulta:

$$E_f (D-D)_{\text{iones}} = 3,3 \times 10^{-13} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{I-6}$$

Cuando sólo los neutrones son aprovechados

$$E_f (D-D)_{\text{neutrones}} = 6,7 \times 10^{-13} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{I-7}$$

En un plasma de D-T resulta, respectivamente:

$$E_f (D-T)_{\text{total}} = 2,8 \times 10^{-12} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{I-8}$$

$$E_f (D-T)_{\text{iones}} = 5,6 \times 10^{-13} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{I-9}$$

$$E_f (D-T)_{\text{neutrones}} = 2,25 \times 10^{-12} n^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{I-10}$$

Más adelante veremos que estas energías pueden multiplicarse considerablemente por medio de reacciones secundarias de los productos fuera del sistema del plasma.

Si W es la energía total entregada al sistema con una eficiencia ϵ (o sea $W_e = \epsilon W$) y W_s es la energía de salida obtenida con una eficiencia η (o sea $W_s = \eta W_o$), el rendimiento del ciclo valdrá:

$$R = \frac{W_s}{W} = \frac{\eta \epsilon W_o}{W_e} \quad \text{I-11}$$

Si adoptamos (Ref. 2): $\epsilon \eta = 0,3$, un saldo positivo de energía ($R > 1$) nos lleva a la relación:

$$n\tau > \frac{6T}{\frac{\langle \sigma v \rangle}{c} Q_f - c' T^{1/2}} \quad \text{I-12}$$

(Q_f y T en keV, $c' = 6,6 \times 10^{-15}$ para D-D y $c' = 1,34 \times 10^{-14}$ para D-T). La condición I-12 es conocida como "Criterio de Lawson" y provee una idea aproximada (en su deducción no han sido tenidos en

cuenta muchos efectos secundarios) de los requisitos mínimos del plasma termonuclear para un posible reactor. En el 2° miembro de I-12, el denominador es función unívoca creciente de T y puede tomar el valor cero. Justamente, la anulación de este denominador marca el límite de validez del criterio de Lawson; es decir, para que éste pueda ser aplicado, se debe cumplir la condición.

$$\frac{\langle \sigma v \rangle Q_f}{c} - 2c'T^{1/2} > 0 \quad \text{I-13}$$

La temperatura mínima para la cual se cumple la I-13 es denominada "temperatura de ignición" (T_{ig}). Para un plasma termonuclear de deuterio, tomando el valor máximo para Q_f (12,45 MeV), resulta $T_{ig} \approx 30$ keV y para uno de D-T ($Q_f = 17,6$ MeV) es $T_{ig} = 3$ keV. En la Fig. 2 se da el valor de $n\tau$, dado por el criterio de Lawson, como función de T para los dos tipos de plasma. Para D-D el valor típico del $n\tau$ límite es de 10^{16} s/cm³, pero para D-T ese valor depende fuertemente de la temperatura. El valor de T_{ig} corresponde a la temperatura asintótica de las curvas.

I-1-2 Procesos no térmicos

Por simplicidad y por ser el proceso no-térmico de mayor interés para esta tesis, en este párrafo trataremos únicamente el llamado "proceso haz-blanco"; es decir el de las reacciones de fusión producidas por un haz energético de iones (de D ó D-T) que al atravesar un plasma hacen impacto con los iones del mismo (blancos).

A continuación haremos un muy simplificado balance de energía a fin de estimar las posibilidades de rentabilidad de este proceso como mecanismo básico para un reactor de F.N.C. Como antes, el balance será realizado exclusivamente dentro de los límites del sistema haz-plasma; es decir sin considerar la generación o pérdida de energía producida por los productos de reacción cuando estos abandonan dicho sistema. Además nos remi-

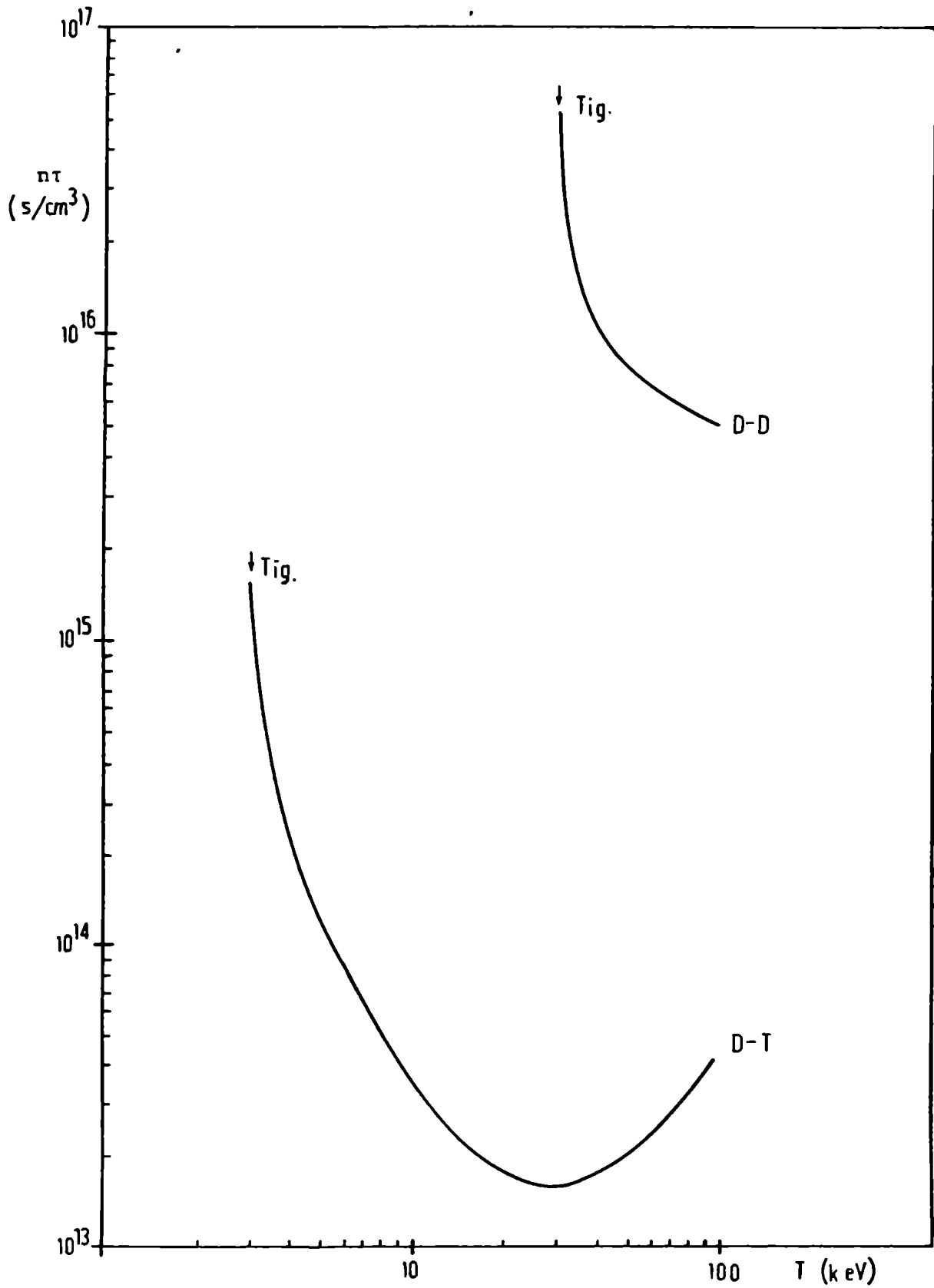


FIGURA 2: Valor mínimo del producto $n\tau$ como función de T para un plasma termonuclear, según el criterio de Lawson.

tiremos a estudiar solamente la rentabilidad que puede tener la generación de un haz para producir reacciones haz-blanco, sin considerar (por el momento) ni la energía necesaria para generar el plasma ni la que éste puede proveer por reacciones termonucleares. Si un haz monoenergético de neutrones de energía $Q = \frac{1}{2} m_D v^2$ y densidad n_h incide sobre un plasma de densidad n cuyos iones tienen una velocidad térmica $v_i \ll v$, la energía de fusión producida por cm^3 (del espacio de interacción) durante un tiempo τ_h de interacción, resulta (Ref. 2):

$$E_f = n n_h \bar{\sigma} v \tau_h Q_f \quad \text{I-14}$$

donde $\bar{\sigma}$ es la sección eficaz de fusión haz-blanco, cuya variación con Q se da en la Fig. 3. Si consideramos reacciones D-D en las que toda la energía de fusión puede ser aprovechada, E_f puede calcularse reemplazando Q_f por $\frac{1}{2} \times 24,9 \text{ MeV}$, con lo que resulta:

$$E_f (\text{D-D})_{\text{total}} = 2 \times 10^{-12} n n_h \bar{\sigma} v \tau_h \text{ [J/cm}^3\text{]} \quad \text{I-15}$$

(con $[n] = [n_h] = \text{cm}^{-3}$, $[\bar{\sigma}] = \text{cm}^2$, $[v] = \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $[\tau_h] = \text{s}$).

Si sólo se aprovecha la energía de los neutrones:

$$E_f (\text{D-D})_{\text{neutrones}} = 1,3 \times 10^{-12} n n_h \bar{\sigma} v \tau_h \quad \text{I-16}$$

En el caso en que la energía obtenible sea la de las partículas cargadas:

$$E_f (\text{D-D})_{\text{iones}} = 6,7 \times 10^{-13} n n_h \bar{\sigma} v \tau_h \quad \text{I-17}$$

Si el haz de deuterones incide sobre un plasma de tritio, los factores numéricos que reemplazan a Q_f en I-14 son los de las ecuaciones I-8, I-9 y I-10, respectivamente.

Consideremos un volumen de 1 cm^3 en un sistema de referencia que se mueve con el haz; la energía del haz en ese cm^3

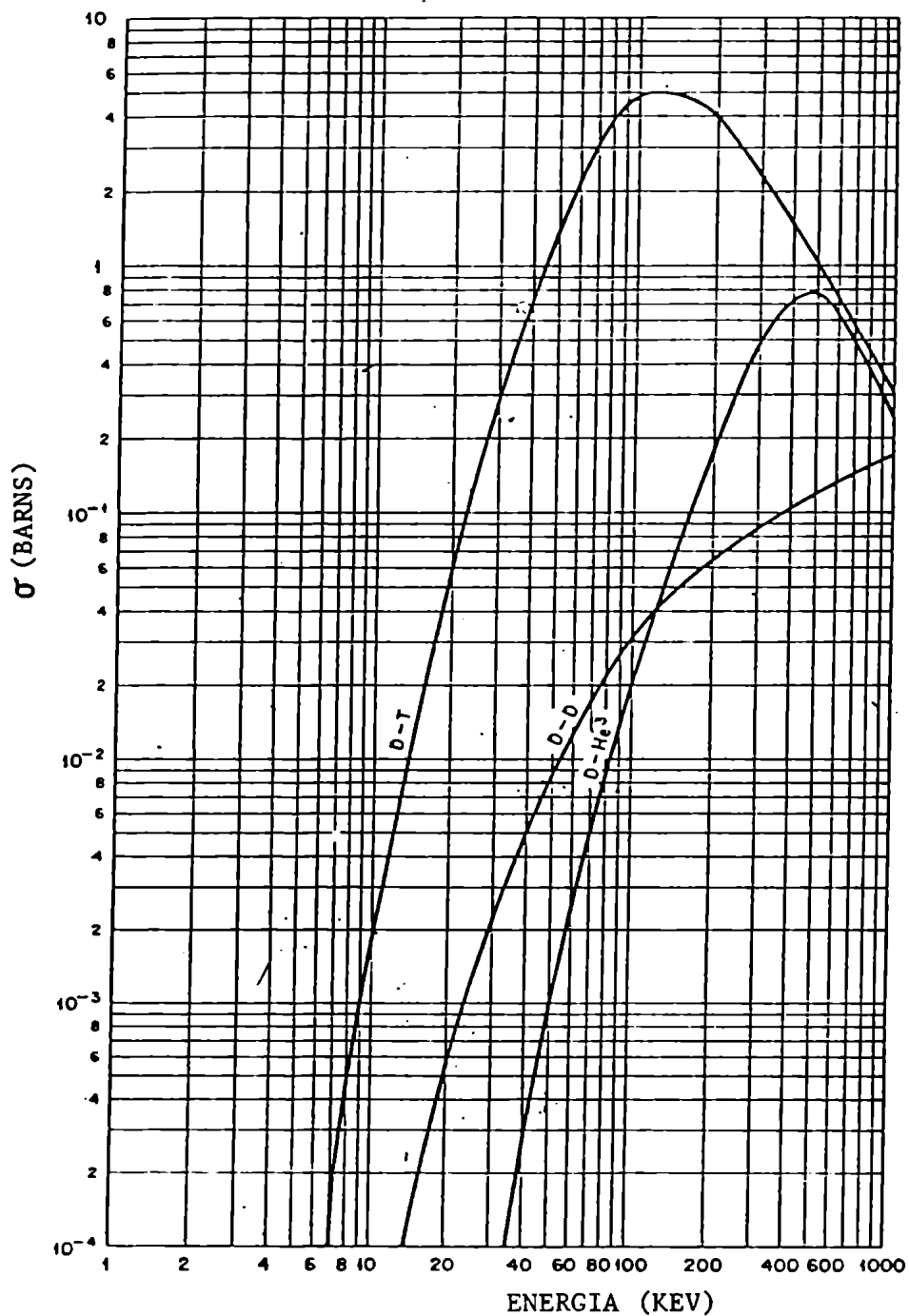


FIGURA 3: Valor medio de σ para reacciones de fusión entre núcleos monoenergéticos, como función de su energía. (Ref. 2)

es $n_h Q$. Luego, si una porción de haz interactúa con el plasma, un balance entre la energía invertida en el haz y la producida por fusión en ese volumen elemental, da una eficiencia R que se puede expresar como:

$$R = \frac{E_f}{n_h Q} = \frac{\bar{n} \bar{\sigma} v \tau_h Q_f}{Q} \quad \text{I-18}$$

Hasta valores altos de la energía del haz, el valor de $\bar{\sigma}$ crece fuertemente con Q (ver Fig. 3), luego el primer escollo importante para arribar al prometedor valor $R > 1$, puede estar encerrado en los límites de la variable τ_h . Suponiendo que las dimensiones del plasma sean suficientemente grandes o bien que el haz, una vez atravesado el plasma, pueda ser reintroducido al mismo con pocas pérdidas, el valor de τ_h estará fundamentalmente determinado por el tiempo de frenamiento del haz debido a la interacción coulombiana con las partículas del plasma. Si un plasma termalizado a temperatura T ($T_e = T_i = T$ y la distribución es maxwelliana) es atravesado por un haz con energía $Q \gg \frac{3}{2} kT$, el frenamiento del haz depende de la comparación de v con las velocidades térmicas v_i y v_e de los iones y electrones del plasma. En el caso $v \gg v_e > v_i$, tanto los iones como los electrones pueden suponerse inmóviles respecto a las partículas del haz que cederán parte de su energía a ambas especies. No obstante, debido al menor valor de sus masas, los electrones absorben la energía del haz más rápidamente que los iones. En efecto, con un plasma de $Z=1$, una partícula del haz cede el mismo impulso Δ_p si interactúa con un electrón tanto como con un ion (a igualdad de parámetro de impacto); pero entonces la energía cedida al electrón $\Delta_p^2 / 2m_e$ será superior a la cedida a un ion ($\Delta_p^2 / 2 m_i$) por un factor m_i / m_e . Luego, en esta situación, serán los electrones los principales responsables del frenamiento del haz. El tiempo de frenamiento τ' de un haz de deuterones resulta en este caso (Ref. 3):

$$= 1,4 \times 10^7 \frac{T_e^{3/2}}{n\sqrt{A}} \text{ (seg)} \quad \text{I-19}$$

donde A es el número de masa atómica del ion del haz y $[T_e] = \text{keV}$, $[n] = \text{cm}^{-3}$. Reemplazando en I-18 resulta:

$$R = 1,4 \times 10^7 \bar{\sigma}_v \cdot \frac{T_e^{3/2}}{\sqrt{A}} \frac{Q_f}{Q} \quad \text{I-20}$$

Un haz de deuterones incidente sobre un plasma de deuterio con $T = 10 \text{ eV}$ (una temperatura típica en estos casos) debe tener una energía $Q \approx 1 \text{ MeV}$ para cumplir la condición $v \gg v_e$ y, tomando el máximo valor para Q_f , resulta $R = 2,4 \times 10^{-11}$. El mejor resultado se obtiene cuando el haz de deuterones incide sobre un plasma de tritio de $T = 1 \text{ eV}$ con una energía $Q = 100 \text{ keV}$ (valor máximo de $\bar{\sigma}$), obteniéndose en este caso $R = 2,7 \times 10^{-6}$. Como puede verse, se está muy lejos de la rentabilidad cuando un haz energético incide en un plasma relativamente "frío".

La situación es muy distinta cuando el haz energético interacciona con un plasma "caliente", es decir cuando $Q \gg kT$, pero $v \ll v_e$. En este caso, la ecuación I-18 sigue siendo válida (pues $v \ll v_i$) pero τ' se debe calcular con una expresión distinta. En este caso los iones del haz pueden suponerse inmóviles frente a los electrones del plasma y el tiempo de frenado del haz debido a la interacción de largo alcance con los electrones se calcula como (Ref. 3):

$$\tau_e = 6,7 \times 10^{11} \cdot \frac{A \cdot T_e^{3/2}}{n} \quad \text{I-21}$$

con las mismas unidades que I-19. Sin embargo, el efecto de frenamiento debido a los iones del plasma no es en general despreciable. En efecto, la pérdida de energía del haz por unidad de tiempo debida a su interacción con los electrones $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_e$ está relacionada con la correspondiente a su interacción

con los iones del plasma $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_i$ en la forma:

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_e = \frac{1}{2} \frac{m_i}{m_e} \frac{v}{v_e} \left(\frac{dQ}{dt}\right)_i \quad \text{I-22}$$

como $v_e > v$ el efecto de frenamiento de los iones puede igualar o incluso superar largamente al de los electrones. La pérdida total de energía puede ser calculada entonces como:

$$\frac{dQ}{dt} = (1 + \alpha) \left(\frac{dQ}{dt}\right)_e \quad \text{I-23}$$

donde

$$\alpha = 2 \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v_e}{v}\right)^3 \quad \text{I-24}$$

y el tiempo total de frenado resulta

$$\tau' = \frac{Q}{\left|\frac{dQ}{dt}\right|} = \frac{\tau_e}{1 + \alpha} \quad \text{I-25}$$

Considerando como antes $\tau_h \approx \tau'$, de I-18 y I-25, el rendimiento del proceso resulta:

$$R = 1,34 \times 10^{12} \frac{\bar{\sigma} v T^{3/2} Q_f}{(1 + \alpha) Q} \quad \text{I-26}$$

Si volvemos al ejemplo del haz de deuterones de 100 keV incidiendo sobre un plasma de tritio pero esta vez con temperaturas superiores a 0,1 keV, tenemos que para $T = 2,3$ keV, el valor de R supera la unidad.

En la Fig. 4 se da la variación de R como función de T para este ejemplo.

Si bien el alcanzar la condición $R \geq 1$ para valores relativamente bajos de T y Q hace presumir que es posible obtener una alta rentabilidad de estos procesos, el rendimiento global depende de varias cuestiones que atañen al particular sistema de haz-plasma de que se trate. En especial podemos citar las siguientes: 1) si el plasma está confinado en pequeñas dimensiones, la temperatura de los electrones

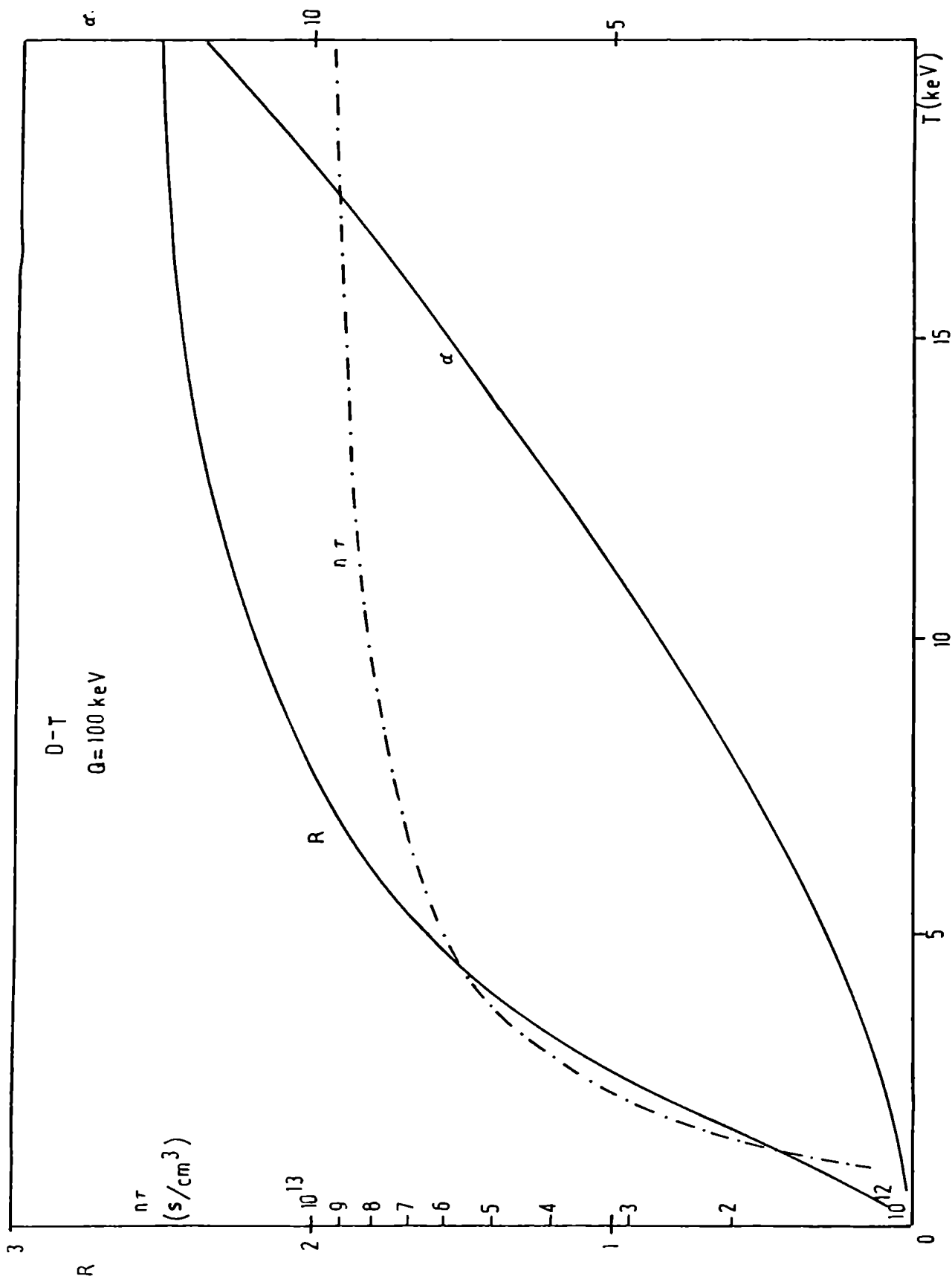


FIGURA 4 : Rendimiento básico de un proceso haz-plasma (R) y parámetro α de frenamiento en función de la temperatura del plasma, para un haz de deuterones de 100 keV incidiendo sobre tritio.

del plasma no puede considerarse constante durante todo el tiempo de interacción y es factible que el efecto de frenamiento vaya disminuyendo, aumentando el valor efectivo de τ' ; 2) por iguales motivos (y dependiendo además de n y de la geometría del haz) es posible que el haz atraviese el plasma en tiempos inferiores a τ ($\tau_h < \tau'$); 3) la energía perdida por el haz por el frenamiento debido a las fuerzas coulombianas, no está íntegramente perdida por el sistema, porque la fracción de ella transferida a los iones puede producir un incremento de las reacciones termonucleares en el plasma blanco.

Sin embargo, es posible obtener un criterio respecto de la energía del haz que maximiza R . En la Fig. 4 se da también el gráfico de α como función de T ; como puede verse, los mayores valores de R se obtienen para valores cada vez mayores de α . Luego con la condición $\alpha \gg 1$, la ecuación I-26 da la proporcionalidad:

$$R \sim \bar{\sigma} Q,$$

por lo cual los mayores valores de R se obtendrán con el valor de Q correspondiente al máximo del producto $\bar{\sigma}Q$. En el ejemplo considerado, ese máximo corresponde a $Q = 200$ keV, con el cual resulta $R = 2,6$ y $3,5$ para $T = 10$ y 20 keV, respectivamente.

De I-21 y I-25 resulta

$$n\tau \text{ (s/cm}^3\text{)} = 6,7 \times 10^{11} \frac{A T^{3/2}}{1 + \alpha} \quad \text{I-27}$$

con T en keV. En la Fig. 4 se da $n\tau$ como función de T para el caso antes considerado. Es interesante observar que para alcanzar el valor $R > 1$ ($T = 3$ keV) se requiere del plasma un valor de $n\tau = 3,5 \times 10^{12}$, o sea, tres órdenes de magnitud inferior al valor límite dado por el criterio de Lawson para un plasma termonuclear D-T de igual temperatura.

Hasta aquí hemos hecho abstracción de las reacciones termonucleares en el plasma "blanco", pero si éste tiene una elevada temperatura y su número de iones es suficientemente mayor que las partículas de haz, el proceso haz-blanco puede quedar completamente enmascarado dentro del termonuclear. Más precisamente, esto ocurre cuando el número de partículas del haz es comparable al número de blancos con energía igual o mayor que Q en la cola de la distribución maxwelliana. Si llamamos ϵ al cociente entre el número total de partículas del haz con el número total de blancos, el haz modificará sensiblemente a la distribución maxwelliana siempre que:

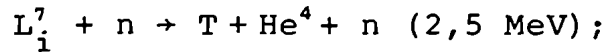
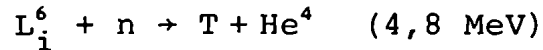
$$\epsilon \gg \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \int_Q^{\infty} \sqrt{E} e^{-E/kT} dE \quad \text{I-28}$$

A título de ejemplo, resolviendo la I-28 numéricamente, resulta que si $kT = 15$ keV y $Q = 100$ keV, debe ser $\epsilon \gg 2 \times 10^{-3}$. En el último capítulo de esta tesis volveremos sobre el tema de la competitividad de los procesos haz-blanco y termonuclear en un plasma térmico con haces.

I-1-3 Procesos de captura

Finalmente, es necesario recalcar el hecho de que, en los cálculos hasta aquí realizados, el balance de energía se ha limitado al núcleo del reactor, o sea al sistema donde se originan las RFN. Sin embargo, no toda la energía liberada en un reactor de FNC sería la generada en el núcleo. En efecto, tanto en procesos termonucleares como en los de haz-plasma, a la energía E_f generada en cada ciclo de la máquina de fusión, debe sumarse la que puede ser obtenida por las reacciones nucleares de los productos de fusión con los elementos componentes de la corteza que rodea al núcleo (procesos de captura). Por ejemplo, si los neutrones de fusión son capturados en una corteza de Na, se obtienen 12,6 MeV por neutrón, aumentando en un 70% la energía liberada en la reacción D-D.

También puede obtenerse un considerable incremento de la energía capturando los neutrones de fusión en una corteza de L_i , a través de las reacciones:



estas reacciones son por otra parte imprescindibles para la regeneración del tritio en un reactor basado en la reacción D-T. En rigor, es factible programar largas cadenas de reacciones nucleares en la primera pared, tales que, iniciadas por la incidencia de los productos de fusión provenientes del núcleo, puedan proporcionar un importante incremento de la energía liberada. Por último, el agregado de elementos fisio-nables en la primera pared permite obtener una importante multiplicación de la energía, al producirse reacciones de fisión nuclear por la incidencia de los neutrones de fusión (reactores híbridos). El tema de la producción de energía por reacciones nucleares en la primera pared será tratado nuevamente en el último capítulo de esta tesis.

I-2 EFEECTO DE AUTOCONSTRICCIÓN (EFEECTO PINCH)

La conclusión más clara de lo visto en los párrafos anteriores es que tanto el proceso térmico como el de haz-blanco requieren un plasma con varios keV de temperatura, confinado el mayor tiempo posible.

Una de las primeras propuestas para alcanzar tal objetivo fue la de utilizar el llamado "efecto pinch lineal". Este consiste en la autoconstricción de un plasma como resultado del paso por él, de una corriente eléctrica unidireccional de gran intensidad. El campo magnético azimutal a la corriente, generado por ella misma, constriñe al plasma en una columna cuyo diámetro disminuye rápidamente hasta el momento en que la presión cinética del interior de la columna equilibra a la presión del campo magnético. La energía cinética que las partículas del plasma adquieren al ser impulsadas

por el campo, se transforma en energía térmica al colapsar la la columna. Este y otros efectos contribuyen a elevar la temperatura del plasma.

I-2-1 La teoría del efecto pinch lineal

En 1934, W.H.Bennett dió la primera teoría del efecto pinch lineal en un plasma gaseoso (Ref. 4); posteriormente, esta fué perfeccionada por Tonks (Ref. 5 y 6) y varios autores han analizado ampliamente el tema (Por ejemplo ver las Ref. 7,8 y 9).

Suponiendo a la columna en un estado estacionario alcanzado en la situación de equilibrio expresada por la relación (ver Fig. 5):

$$\frac{B_0^2}{2\mu_0} = nk(T_e + T_i) \quad \text{I-29}$$

y con hipótesis como: distribución maxwelliana de velocidades, neutralidad del plasma ($n_e = n_i = n$), ausencia de efecto pelicular, geometría cilíndrica e independencia de la coordenada z , velocidad de deriva de los electrones independiente de la posición y la de los iones despreciable, se obtiene, para la densidad en la columna, la expresión (distribución de Bennett):

$$n = \frac{n_1}{\left(1 + \frac{n_1 \pi r^2}{N}\right)} \quad \text{I-30}$$

donde n_1 es la densidad en el eje y N el número total de partículas por cm de longitud de la columna (iones y electrones). Con hipótesis diferentes, se obtienen diversas funciones de distribución para n (Ref. 9). Sin embargo, la condición de equilibrio I-29 da la relación entre la corriente total I y la temperatura del plasma en forma independiente de las particulares distribuciones de n y de la densidad de corriente en la columna. En efecto, considerando que el campo magnético en la superficie está dado por:

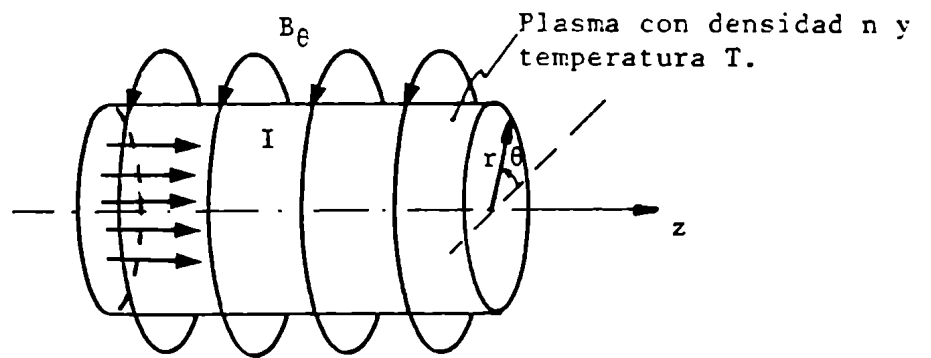


FIGURA 5: Esquema conceptual de un pinch lineal.

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}, \quad \text{I-31}$$

y además que el plasma está termalizado ($T_e = T_i = T$), reemplazando en la igualdad I-29 resulta (relación de Bennett):

$$I^2 = 3,2 \times 10^{-7} N T \quad \text{I-32}$$

(Con I en Amperes, N en cm^{-1} y T en keV).

De acuerdo con esta ecuación, el equilibrio del pinch podría ser alcanzado para cualquier temperatura si se lograra hacer pasar por él la corriente suficiente.

R.S.Pease (Ref. 10) propone la existencia de una corriente límite de $\sim 2 \times 10^6$ Amp para un pinch en equilibrio. Entre otras muchas hipótesis, su cálculo se basa en la suposición que el principal mecanismo de calentamiento en esa condición es el efecto Joule debido a la resistividad clásica, mientras que las pérdidas de energía son al menos las de radiación por bremsstrahlung. Por lo tanto, la potencia cedida al plasma por unidad de longitud de la columna es:

$$W_c = I^2 R \sim \frac{I^2}{T^{3/2} r^2} \quad \text{I-33}$$

y la potencia perdida también por unidad de longitud será: (W_B : potencia de la radiación por bremsstrahlung)

$$W_p \geq W_B \sim n^2 T^{1/2} r^2$$

Entonces la condición $W_c = W_p$ (aparte constantes) conduce a

$$\frac{I^2}{T^{3/2} r^2} \geq n^2 T^{1/2} r^2$$

o sea, considerando la I-32,

$$I^2 \geq n^2 r^4 T^2 \sim N^2 T^2 \quad \text{I-34}$$

y, por ende,

$$I \leq I_p,$$

donde I_p es una corriente característica, del orden de 2×10^6 A

para un plasma de hidrógeno o deuterio.

Supóngase, entonces, que mediante procesos tipo onda de choque o compresión adiabática se haya formado una columna recorrida por una corriente mayor que I_p . Dentro de las hipótesis efectuadas, las pérdidas superan inevitablemente a los ingresos de energía, por lo tanto la temperatura desciende y el equilibrio se destruye a menos que no se suministre energía o se disminuya la corriente. Si, en cambio, la corriente es menor que I_p , existiría un superávit de energía, pero parece razonable suponer que dicho superávit pueda ser absorbido por pérdidas de partículas; por lo tanto, el equilibrio se mantendría aunque N se haría progresivamente más pequeño y T más grande.

La existencia de la corriente límite o corriente característica hipotizada por Pease puede ser puesta en duda, pues es posible que otros mecanismos, sea de pérdida que de ganancia de energía, resultan mucho más importantes que los considerados. Por ejemplo, la conductividad puede ser anómala, es decir, no poseer la dependencia con los parámetros del plasma empleada en el cálculo esbozado, incluso podría ocurrir en casos límites que las reacciones de fusión interviniesen en el balance de energía. Sin embargo, el cálculo tiene el mérito de mostrar que si a la condición I-32, que podríamos denominar de equilibrio dinámico, se le acoplan condiciones sobre el estado físico del plasma, resultará en general que ciertas magnitudes o combinaciones de magnitudes de éste adquieran valores característicos de carácter universal, es decir, independientes de las condiciones iniciales.

Otro ejemplo muy notable de la circunstancia mencionada ha sido puesto recientemente en evidencia por V.V.Vikhrev y V.M.Korzhavin (Ref. 11). Si a una columna de plasma regida por I-32 se le acopla una condición del tipo

$$v_{ed} \approx v_i - T^{1/2} \quad \text{I-35}$$

donde $v_{ed} = \frac{I}{eN}$ es la velocidad de deriva de los electrones en la corriente y v_i la velocidad térmica de los iones, resulta

un valor N_c característico de la densidad lineal. Para un plasma de deuterio es $N_c \approx 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-1}$. El valor de v_e dado por la condición empleada en este caso es el que corresponde a un rápido crecimiento de la resistividad del plasma a causa de microinestabilidades. Teniendo en cuenta que las pérdidas por bremsstrahlung son muy inferiores a las reales, podría aventurarse que, incluso para valores de la corriente muy inferiores a I_p , una columna regida por I-32 será deficitaria en energía a menos que la resistividad no se haga anómala y, por lo tanto, el equilibrio se haría posible sólo cuando N descendiera hasta valores del orden de N_c .

Sea como fuere, e independientemente del peso que se quiera dar a especulaciones de este tipo, lo cierto es que numerosos experimentos llevan a valores de N del orden de 10^{17} cm^{-1} , por lo cual este valor puede considerarse como típico para los Z-pinch ordinarios. Adoptando entonces $N \approx 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ en virtud de I-32 podría obtenerse un plasma de 10 keV en un pinch equilibrado por una corriente de $5,6 \times 10^5 \text{ A}$, la cual puede ser generada por la descarga de un relativamente modesto banco de condensadores. Entonces, desde el punto de vista teórico no hay, hasta el presente, razones de principio que impidan obtener un pinch dinámico de elevada temperatura en el momento de equilibrio. Como veremos más adelante, la temperatura final del pinch puede en cambio verse afectada por las limitaciones propias de los mecanismos de calentamiento, puestos en juego durante la implosión, en el particular sistema de descarga utilizado.

En 1954, Rosenbluth y Garwin (Ref. 12) proponen un modelo sencillo para describir la dinámica de la interfase campo-plasma en la etapa de compresión radial de un pinch. El modelo, que en la jerga científica recibió el nombre de "snow-plow" (barredora de nieve), supone que inicialmente la corriente I fluye por una capa muy delgada en la superficie de la interfase y, al estrecharse sobre el eje de simetría, esta delgada lámina de corriente (LC) va ionizando e incorporando (o barriendo) una masa M del gas inerte del interior del cilindro,

con una eficiencia de barrido ζ que se supone constante en toda la etapa de compresión.

Combinando la expresión de la fuerza de Lorentz con la segunda ley de Newton, resulta la ecuación diferencial:

$$I \cdot B_{\theta} = \frac{d}{dt} (\zeta M \dot{r}) \quad \text{I-36}$$

cuya resolución, permite obtener $r(t)$ y $\dot{r}(t)$ como función de $I(t)$ y de las condiciones iniciales del pinch. Con algunas aproximaciones (Ref. 8), este modelo permite obtener la siguiente dependencia de la velocidad radial media de la LC:

$$\langle \dot{r} \rangle \sim \left(\frac{\dot{I}_0^2}{\zeta n_0} \right)^{1/4} \quad \text{I-37}$$

donde \dot{I}_0 es el valor máximo de dI/dt y n_0 es la densidad inicial del gas. Las predicciones analíticas realizadas con este modelo han mostrado hasta el presente un excelente acuerdo con los resultados experimentales.

En forma relativamente independiente del valor de los parámetros correspondientes a la fase final del pinch, subsiste el problema de mantener al mismo en equilibrio durante un tiempo τ suficientemente largo. Contra esto conspiran las inestabilidades propias del plasma. En un sistema de simetría cilíndrica, las perturbaciones de pequeña amplitud en un plasma en equilibrio pueden ser expresadas en términos de las convenientes componentes de Fourier en las direcciones θ y z . Entonces, cada desplazamiento ξ de un modo particular de deformación, estará representado por:

$$\xi = \xi(r) \exp [i(m\theta + \kappa z + \omega t)] \quad \text{I-38}$$

donde: m es un número entero que determina la periodicidad azimutal del modo, κ es el número de onda longitudinal y ω da la velocidad de crecimiento de la perturbación. Si $\omega^2 > 0$, la perturbación es periódica en el tiempo y no rompe el equilibrio; en cambio, si $\omega^2 < 0$, ξ crece exponencialmente con t

y el sistema es inestable. Las inestabilidades de un pinch fueron teóricamente estudiadas por Kruskal y Schwarzschild (Ref. 13) y, posteriormente, otros autores (Ref. 14, 15 y 16) dieron otros procedimientos para el ataque del problema. A continuación veremos, en forma escueta y cualitativa, los principales resultados de esos análisis.

Las inestabilidades asociadas a los modos $m = 0$ y $m = 1$ son las más críticas pues producen el mayor transporte macroscópico de materia:

Una perturbación para $m = 0$ (ξ independiente de θ) produce estrangulamientos en varios puntos de la columna en las cuales el campo B_θ aumenta rápidamente su presión (pues $B_\theta \sim r^{-1}$, ver ec. I-29 y I-31), hasta que se produce la rotura de la columna. La forma de evitar esta inestabilidad es generar un campo axial B_z que sea comprimido en el interior de la columna. En este caso la nueva ecuación de equilibrio de presiones será:

$$\frac{B_\theta^2}{2 \mu_0} = \frac{B_z^2}{2 \mu_0} + 2n kT \quad \text{I-39}$$

Por la conservación del flujo será $B_z \sim r^2$; luego, ante una depresión dr del radio de la columna, se producirá un aumento de la presión interior dada por $d(B_z^2) = 4 B_z^2 r^{-1} dr$, mientras que la presión exterior aumenta como $d(B_\theta^2) = 2 B_\theta^2 r^{-1} dr$. Entonces el campo B_z equilibrará la perturbación si cumple la condición:

$$B_z^2 \geq \frac{1}{2} B_\theta^2 \quad \text{I-40}$$

Si se define

$$b \equiv \frac{B_z}{B_\theta} \quad \text{I-41}$$

y la relación entre la presión térmica y la magnética del campo azimutal (conocida como " β del plasma"):

$$\beta \equiv \frac{n kT}{B_\theta^2 / 2 \mu_0} \quad \text{I-42}$$

la I-39 resulta:

$$b^2 = 1 - \beta \quad \text{I-43}$$

y la condición I-40 puede expresarse como $\beta \leq \frac{1}{2}$. De I-31 y I-42 resulta:

$$I^2 = 3,2 \times 10^{-7} \frac{NT}{\beta} \quad \text{I-44}$$

Comparando con I-32, resulta que un pinch con campo B_z estabilizante de las perturbaciones $m=0$ requiere, para un dado N y T , una corriente superior en, por lo menos, un factor $\sqrt{2}$ respecto a la correspondiente a un pinch con $B_z = 0$.

Una perturbación para $m=1$, genera flexiones de la columna haciéndola sinuosa. En la parte cóncava de cada flexión se produce una concentración de las líneas del campo B_θ , mientras que en la parte convexa la densidad de líneas disminuye; esto produce una presión lateral en la columna que tiende a aumentar la deformación y el efecto se acentúa hasta el colapso del equilibrio. Este tipo de inestabilidad puede ser evitada, en teoría, por el efecto de corrientes inducidas en un conductor cilíndrico que rodee a la columna de plasma.

La teoría no ofrece una forma segura para el cálculo del tiempo τ_c característico de crecimiento de estas inestabilidades. Para valores pequeños de κ (perturbaciones de larga longitud de onda), τ_c puede ser estimado como:

$$\tau_c \approx \frac{h}{C_s} \quad \text{I-45}$$

donde C_s es la velocidad del sonido en el gas y h es una dimensión característica del pinch (normalmente la media geometría entre el radio del pinch y la longitud de onda de la perturbación).

I-2-2 Las máquinas para producir el pinch lineal (z-pinch)

Un extenso trabajo experimental fue realizado sobre el efecto pinch lineal (en la Ref. 8 se da una larga lista de publicaciones) utilizando equipos que se denominan z-pinch (la

letra z nace a la vez de la notación habitualmente utilizada para la coordenada axial en sistemas de geometría de revolución, y del acronismo ideado por investigadores ingleses para su más importante máquina de este tipo: Z-zero E-nergy T-hermonuclear A-pparatus).

Esquemáticamente, un z -pinch consiste en un par de electrodos metálicos que cierran los extremos de un tubo aislante, sobre los cuales se produce la descarga rápida de un banco de condensadores (ver Fig. 6). Estando el interior del tubo lleno con un gas a baja presión (usualmente 0,1 - 1 torr), la descarga se inicia en la pared interior del aislante formando una lámina de corriente en forma de tubo. Impulsada por la presión del campo B_θ que ella misma genera, la LC se va cerrando sobre su eje, barriendo y ionizando el gas a su paso, hasta alcanzar el equilibrio en una columna densa y caliente de plasma.

Los experimentos realizados en los más grandes aparatos utilizados en EEUU y la URSS entre 1948 y 1958, dieron resultados comparables. Con bancos de condensadores de una energía del orden de 10^5 J, se obtuvieron corrientes máximas de $\sim 10^6$ A, una densidad volumétrica final del pinch estimada en $n = 10^{16} - 10^{17}$ cm^{-3} y densidades lineales entre 10^{17} y 10^{18} cm^{-1} . La velocidad radial media de la LC resultó del orden de 10^7 cm/s , en buen acuerdo con la estimada utilizando el modelo snow-plow (Ec. I-37). Usando deuterio puro como gas de llenado, fueron detectados pulsos de neutrones de 2,45 MeV de energía, correspondientes a reacciones D-D. De la duración de esos pulsos se estimó que el tiempo (τ) de cuasi-equilibrio del pinch (sin aplicar expresamente ningún campo axial B_z) es del orden de 10^{-7} s.

En 1958, Anderson y sus asociados (Ref. 17) presentaron mediciones de la emisión de neutrones en un z -pinch mostrando que la casi totalidad de estos provienen de procesos no-térmicos. Sus más sólidas argumentaciones pueden resumirse de la siguiente forma:

a) Estimaron la temperatura máxima del pinch en equilibrio en ~ 100 eV, sumando el aporte de cada uno de los procesos de calentamiento en la etapa de compresión radial. De I-4 resulta:

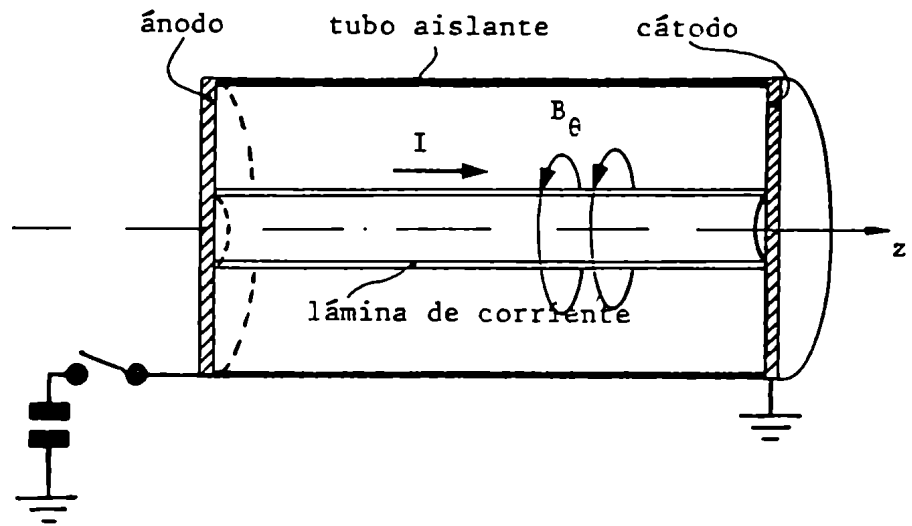


FIGURA 6: Esquema de un z-pinch (en corte).

$$N = \frac{n^2}{c} \langle \sigma v \rangle \tau V$$

Donde V es el volumen del pinch en cm^3 . Con esta ecuación, determinan que el número máximo de neutrones emitidos por reacciones termonucleares sería inferior a un neutrón por descarga. En cambio, los valores de N medidos experimentalmente van de 10^5 a 10^8 por descarga.

b) Si los neutrones proviniesen de un plasma termonuclear estacionario, el espectro de energía sería el mismo en todas las direcciones. La determinación simultánea del espectro de neutrones con placas nucleares[†] ubicadas en ambos extremos del tubo de descarga, indicaron una fuerte anisotropía en la dirección axial. Los valores medios de energía (2,2 MeV medido desde el ánodo y 2,7 MeV desde el cátodo) indican que el centro de masa de las reacciones D-D se movería con velocidades del orden de 10^8 cm/s en la dirección del campo eléctrico.

c) La aplicación de un campo B_z estabilizante, de pequeño valor respecto de B_θ , hizo caer drásticamente la producción de neutrones, en forma inexplicable en términos de una teoría termonuclear simple.

En este trabajo, los autores proponen mecanismos hazblanco para explicar la producción de neutrones. Los haces serían generados por inestabilidades $m=0$ que, al comprimir velozmente la columna, inducen campos eléctricos del orden de 10^5 V/cm, los cuales pueden acelerar deuterones a una energía de ~ 100 keV. Algunas pruebas de consistencia dan una sólida fundamentación a esta hipótesis.

Estas y otras evidencias, llevaron a la conclusión de que el z-pinch no se comportaba de acuerdo a lo esperado, es decir como una máquina termonuclear.

Por otra parte, como se ve a continuación, el z-pinch mostró serias dificultades para llegar a formar un plasma de

[†] Las técnicas para la determinación de espectros de neutrones son tratadas en el Capítulo II de esta tesis.

elevada temperatura.

Para incrementar los mecanismos de calentamiento durante la compresión se debe aumentar la velocidad radial de la LC y para ello (ver Ec. I-37) es necesario aumentar \dot{I}_0 , con valores relativamente bajos de n_0 . Además es necesario que $\langle \dot{r} \rangle \gg C_s$, para evitar la propagación de las perturbaciones de larga longitud de onda (Ec. I-45) que son las más perjudiciales para el equilibrio. Sin embargo, los esfuerzos realizados para aumentar \dot{I}_0 no dieron como resultado un mayor calentamiento del plasma, debido a los siguientes problemas:

a) Al aumentar $\langle \dot{r} \rangle$, el momento de máxima compresión del pinch (t_c) se produce cuando la corriente total está aún en crecimiento y la mayor parte de la energía queda todavía en los capacitores. En otras palabras $I(t_c)$ es sólo una pequeña fracción de la corriente máxima I_0 . La dificultad para ajustar t_c con el cuarto del período de $I(t)$, tiene su explicación en las escasas variables geométricas de la descarga y en el hecho de que las mismas estén directamente vinculadas con la compresión radial. Como veremos más adelante, ésta es una de las principales características que diferencian al z-pinch del Plasma Focus.

b) Para bajos valores de n_0 , el tiempo medio de ionización se hace relativamente largo. Si I_0 es grande, el campo magnético barre las partículas cargadas antes que se haya producido una ionización completa. Como resultado de esto, se forma una LC de baja densidad que se comprime con baja eficiencia de barrido, dejando detrás una importante masa de gas neutro, que se va ionizando lentamente pero ya no podrá incorporarse al pinch. Además de disminuir la densidad final del pinch, disminuye la corriente efectiva en el mismo, pues parte de ella circula por el gas parcialmente ionizado que lo rodea (Ref. 18). Por otra parte, las radiaciones emitidas por el plasma en el momento de la máxima compresión (ultravioleta y rayos X), pueden inducir una nueva descarga en la superficie del aislante, la cual cortocircuita los electrodos, interrumpiendo el pasaje de corriente por el primer pinch.

Estos problemas llevaron a que, en los primeros años de la década del 60, los presupuestos para z-pinch fueran drásticamente reducidos y, en algunos casos, completamente eliminados. A los procesos no térmicos en el z-pinch se les atribuyó un interés puramente académico y, aún éste, muy limitado.

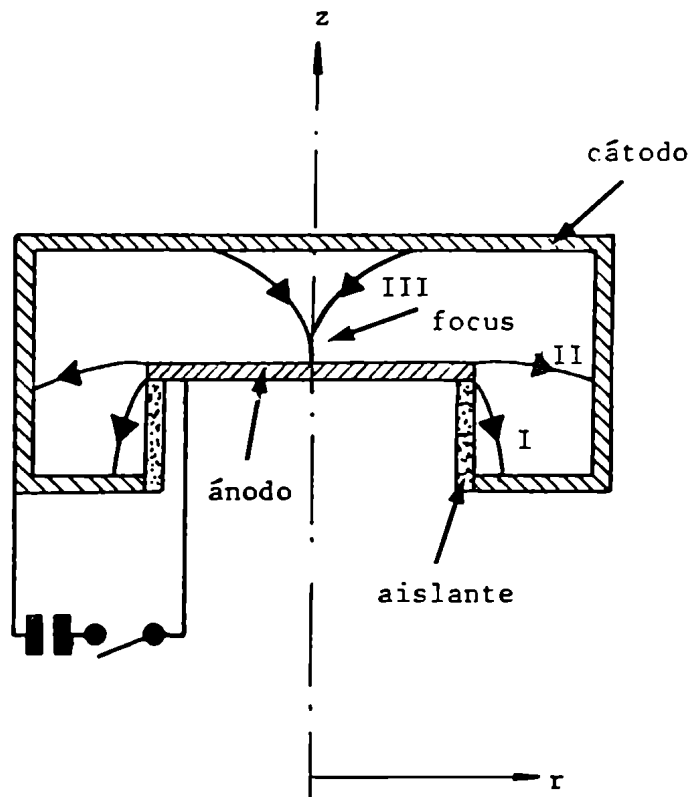
En otras palabras: a pesar de que el z-pinch mostró un rendimiento en reacciones de fusión mayor que el esperado, al no haberse comportado de acuerdo a lo previsto, fue prácticamente eliminado. Una de las pocas voces que se alzó contra esta actitud fue la de W.H.Bostick (Ref. 19).

I-3 EL PLASMA FOCUS

Esta máquina es el único experimento de FNC surgido como efecto de una causa que muchas veces ha sido decisiva en la historia de la Ciencia: la casualidad.

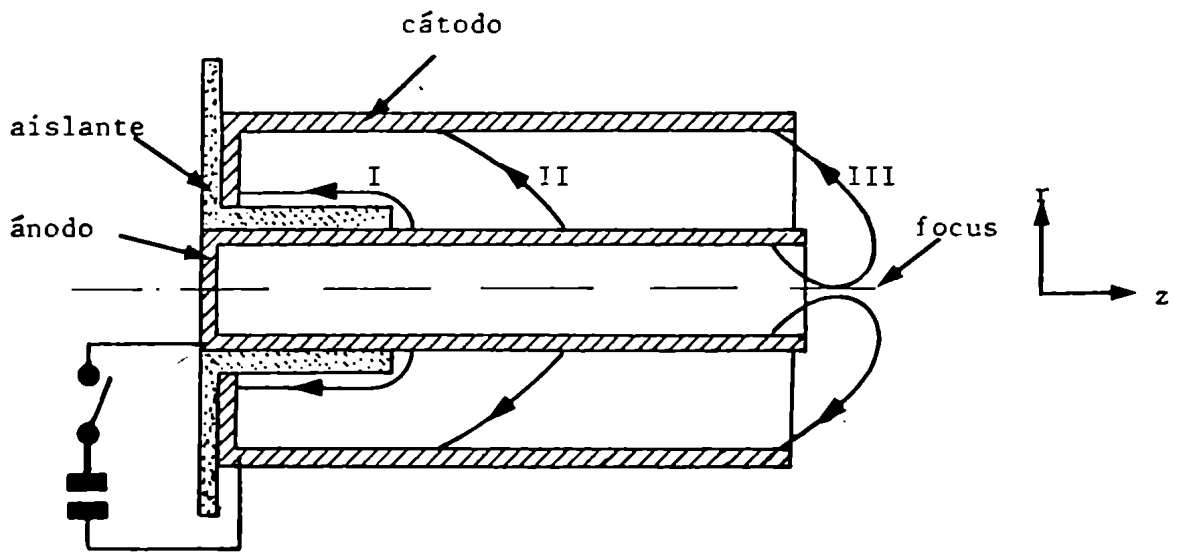
En la conferencia sobre FNC organizada por la IAEA en Salzburgo en 1961, el grupo del Instituto Kurchatov de Moscú dirigido por N.Filippov, presentó los resultados obtenidos en un z-pinch, con la geometría de electrodos que se muestra en la Figura 7 (Ref. 20). Obviamente, el objetivo que se perseguía con esta forma de electrodos era el de "ocultar" al aislante de las radiaciones que se emiten en el pinch. Sin embargo, la LC sigue la evolución que muestra la Figura 7 y se focaliza en una región cercana al ánodo, en vez de formar el pinch cilíndrico y extenso que se pretendía. El resultado fue notable: esta máquina, operada con algunos torr de deuterio puro, producía un promedio de 10^{10} neutrones por descarga (!) (tres órdenes de magnitud más que el producido hasta entonces por los z-pinch convencionales de similar energía).

Poco después, en Los Alamos, J.Mather obtuvo similares resultados utilizando la forma de electrodos que se esquematiza en la Figura 8 (Ref. 21). Esta geometría copia la de los aceleradores coaxiales de plasma iniciados por Marshall en 1960 (Ref. 22). Como se indica en la figura, después de la etapa de aceleración coaxial, la LC desborda el electrodo interior iniciando



- I : Forma inicial de la descarga
- II : Forma de la LC al promediar la etapa de aceleración
- III : Focalización de la LC.

FIGURA 7: Esquema de un plasma focus tipo Filippov.



- I : Forma inicial de la descarga
- II : Forma de la LC en la etapa de aceleración coaxial
- III : Focalización de la LC.

FIGURA 8 : Esquema de una plasma focus tipo Mather.

una etapa de implosión (o compresión) radial que finaliza con la formación de un cilindro de plasma denso y caliente (focus) de, típicamente, 1 cm de longitud y 1 a 2 mm de diámetro (el foco en la máquina de Filippov presenta dimensiones similares).

El juego de electrodos del Plasma Focus (PF) recibió el apodo de "cañón" y los dos tipos de geometría vistos se distinguieron con los nombres de Filippov y Mather, respectivamente.

A "prima facie", el P.F. se diferencia del z-pinch en lo siguiente: a) La compresión radial, es sólo una etapa dentro de la dinámica de la LC. Incluso, en el caso del P.F. tipo Mather, esa etapa se desarrolla en una breve fracción del tiempo total de la descarga. Esta característica facilita la obtención de la simultaneidad del foco con el máximo de la corriente de descarga, puesto que permite modificar la impedancia total de la descarga en forma independiente de las características geométricas de la compresión radial. b) La focalización de la descarga produce una zona de plasma cálido de dimensiones pequeñas respecto de la obtenida en los z-pinch convencionales. c) El aislante se encuentra oculto a las radiaciones directas producidas en el foco.

I-3-1 Resultados e incógnitas en la investigación del P.F.

En sus 18 años de vida, el P.F. fue estudiado experimentalmente utilizando todo tipo de sofisticadas diagnósticas: espectroscopía de rayos X y neutrones, interferometría con resolución temporal para medir la densidad de electrones, medición de la temperatura de electrones e iones por scattering Thomson de luz láser, para citar sólo algunas. En las Refs. 23, 24 y 19 se da un panorama completo de las investigaciones realizadas y los resultados obtenidos; aquí daremos solamente los datos necesarios para bosquejar la problemática científica del fenómeno del P.F. en el campo de la FNC.

Igual que en el z-pinch, el tiempo típico de duración del foco (medido por la duración del pulso de neutrones) es de $\tau \sim 10^{-7}$ seg, pero la densidad final típica es $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, (2 ó

3 órdenes de magnitud superior a la del z-pinch) y la temperatura de electrones es $T_e \approx 1 \div 20$ keV. Sobre estos tres datos, como así también sobre las dimensiones finales del focus, existe cierto acuerdo entre los distintos investigadores que los han medido; sin embargo, no es nada claro el panorama sobre la forma en que estos valores pueden evolucionar con, por ejemplo, la corriente o la energía entregada al plasma.

Algunos investigadores (Ref.25) han observado que el pulso de neutrones presenta dos máximos temporales que, como veremos más adelante, han sido asociados a la sucesión de dos mecanismos diferentes de producción de neutrones.

La temperatura de iones en el foco es de muy difícil determinación con suficiente resolución temporal y espacial. Un resultado de $T_i \approx 3$ keV (Ref. 26), fue determinado por un método muy sofisticado que no permite interpretar claramente la precisión del valor obtenido. Si se toma este valor como el típico, el cálculo del número de neutrones emitidos por fusión termonuclear en todo el volumen del foco ($\sim 10^{-2}$ cm³) resulta similar al medido experimentalmente en ese equipo. Por otra parte el tiempo de equipartición entre electrones e iones puede ser estimado usando la ecuación I-21 y resulta: $\tau_{ei} \approx 1,5 \times 10^{-6}$ seg. Este valor es superior a τ pero, no lo suficiente para asegurar que es $T_e \neq T_i$, entonces T_i podría alcanzar valores de varios keV. En otras palabras, es posible (en principio) justificar la producción de neutrones del P.F. como el resultado de reacciones termonucleares y en tal caso resulta: $n\tau = 10^{19} \times 10^{-7} = 10^{12}$ s/cm³, o sea dos orden de magnitud inferior al valor límite del criterio de Lawson (es este un valor considerablemente superior al obtenido en la mayoría de las máquinas de fusión actualmente en estudio).

Hay una abundante evidencia experimental de la existencia de microestructuras en la lámina de corriente y en el foco (en la Ref. 27 se da un claro panorama de estas investigaciones). En la lámina de corriente se presentan filamentos luminosos que unen el ánodo con el cátodo siguiendo las líneas de corriente.

En el foco, se observan corrugaciones muy marcadas en la superficie del mismo y, dentro de él, puntos pequeños (1 x 0,1 mm) de alta temperatura que son observados con cámara oscura de rayos X.

La detección de pulsos breves de microondas (1 - 2 ns) y de elevados campos magnéticos en el foco (del orden de varios MG) han llevado a pensar en la existencia de estructuras ordenadas en el mismo (ver Ref. 27 y los trabajos allí citados).

Por otra parte, en el P.F. se han visto confirmadas las evidencias de procesos no-térmicos que ya habían sido observadas en el z-pinch. La detección de iones acelerados, la anisotropía en la densidad y en los espectros de energía de rayos X y neutrones emitidos en el P.F., son las principales evidencias de la presencia de haces de iones y electrones veloces en el foco. Desde el punto de vista de los procesos haz-blanco, el foco ofrece un plasma en buenas condiciones para obtener un alto rendimiento de reacciones de fusión, con haces de algún centenar de keV de energía (ver Ecuación I-27 y el comentario que le sigue).

Sobre las características específicas de los procesos no térmicos en el foco y su relevancia en el rendimiento fusiónístico del equipo, no existe uniformidad de criterios entre los investigadores. Las evidencias experimentales conectadas con estas cuestiones son frecuentemente poco coincidentes y muchas veces contradictorias de un equipo a otro, por lo que la polémica se mantiene abierta. La justificación de estas aparentes ambigüedades en los resultados experimentales, es uno de los principales intentos de esta tesis.

I-3-2 Modelos físicos del foco

La posibilidad de que cualquiera de los dos tipos de procesos (térmico, no-térmico) puedan, en principio, justificar las reacciones de fusión en el P.F., ha conducido a la proposición de diversos modelos físicos apoyados en una u otra de esas hipótesis. A continuación haremos un breve bosquejo de

los más clásicos modelos, de los cuales los tres primeros son una herencia que el P.F. recibió del z-pinch.

a) *Modelo de "Caldera estática"* (Ref. 23): Este es el más simple de los modelos; supone que el foco es un punto inmóvil de plasma termonuclear. En este modelo la emisión de neutrones y radiaciones sería isótropa. La temperatura que justifica la producción de neutrones del P.F. resulta, con este modelo, del orden de 10 keV y sería alcanzada por los mecanismos de calentamiento mencionados en I-2.

b) *Modelo de "Caldera móvil"* (Ref. 23): Igual que el anterior supone que el foco es un plasma termonuclear, pero que se mueve como un todo, en la dirección + z, a una velocidad del orden de 10^8 cm/s. De esta forma, puede este modelo justificar la anisotropía en la emisión de rayos X y neutrones.

c) *Modelo haz-blanco* (Ref. 28): Como efecto de las inestabilidades $m = 0$, se producen en el foco intensos campos eléctricos que aceleran una porción de los iones, formando haces en la dirección z con una energía del orden de 100 keV. Por efecto haz-blanco se justifica así la producción de neutrones y la anisotropía de las radiaciones.

d) *Modelo de Bernstein* (Ref. 29): En la etapa de compresión radial, el campo magnético difunde abruptamente en el plasma a causa de la resistividad anómala en la columna, produciendo un pronunciado aumento del campo eléctrico axial. Por cálculo numérico puede determinarse que los campos eléctrico y magnético cruzados aceleran una porción de los iones del plasma según dos tipos de trayectorias (ver Fig. 9): una que atraviesa varias veces el eje de simetría (II en la Fig.) y otra que nunca los alcanza (I). Estos iones pueden alcanzar energías de hasta 400 keV con un largo tiempo de interacción con el plasma denso, y representan del 1 al 10% del total de iones en el foco. Considerando una energía media de 150 keV, una corriente iónica del

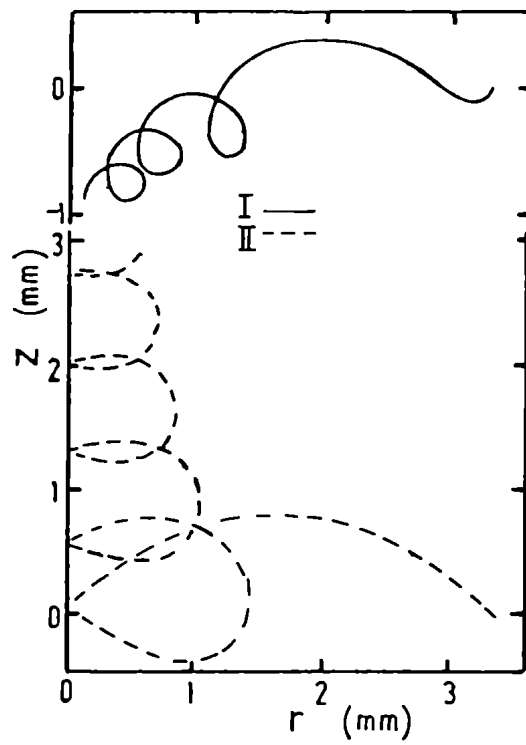


FIGURA 9 : Trayectorias en los dos casos de aceleración de deuterones propuestos en el modelo de Bernstein. (Ref. 29).

orden de 50 kA (- 10% de la corriente máxima de un experimento standart) y $n = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, el autor justifica una producción de 10^{10} neutrones de fusión/pulso, por efecto haz-blanco.

e) Modelo turbulento (Ref. 30): En este modelo es crucial la observación del doble pico en el pulso de neutrones. En el momento de la máxima compresión ($T = 1,5 \text{ keV}$, $n = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $r \approx 1,5 \text{ mm}$) se producen, como resultado de las inestabilidades $m = 0$, el rompimiento de la columna, con probable generación de haces axiales que dan lugar al primer pico de neutrones por fusión haz-blanco. Inmediatamente el plasma se expande disminuyendo su densidad ($n \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $r \approx 8 \text{ mm}$). El campo magnético se mezcla entonces con el plasma, elevando, por calentamiento turbulento (aumento de resistividad debido a la intensa turbulencia en el fluido de los portadores) la temperatura del plasma hasta varios keV. Esta segunda fase del proceso genera el segundo pico de neutrones que, en el experimento mostrado por los autores, resulta ser de un número ~ 10 veces superior al primero.

f) Modelo vorticoso (Ref. 31): Este modelo se apoya fundamentalmente en las observaciones de microestructuras en la lámina de corriente y en el foco. En la lámina de corriente se forman filamentos vorticosos que siguen la dirección de la corriente (ver Fig. 10). Estos vórtices tienen un diámetro $\leq 0,5 \text{ mm}$, son muy estables y se presentan en pares donde cada filamento encierra un campo magnético paralelo a su eje y con sentido inverso al de su pareja. Al final de la compresión radial, algunos de estos filamentos se rompen, formando espiras planas de alta corriente de 3 a 4 mm de diámetro y tangentes al eje z (ver Fig. 11). En algunos puntos de estas espiras se producen estrangulamientos, que constituyen pequeñas zonas de alta temperatura y densidad ("puntos calientes") y, por mecanismos de cátodo virtual llevan a la generación de haces de iones de 100 keV de energía. Estos haces a su vez interactúan con los "puntos calientes", produciendo la mayor parte de los neutrones

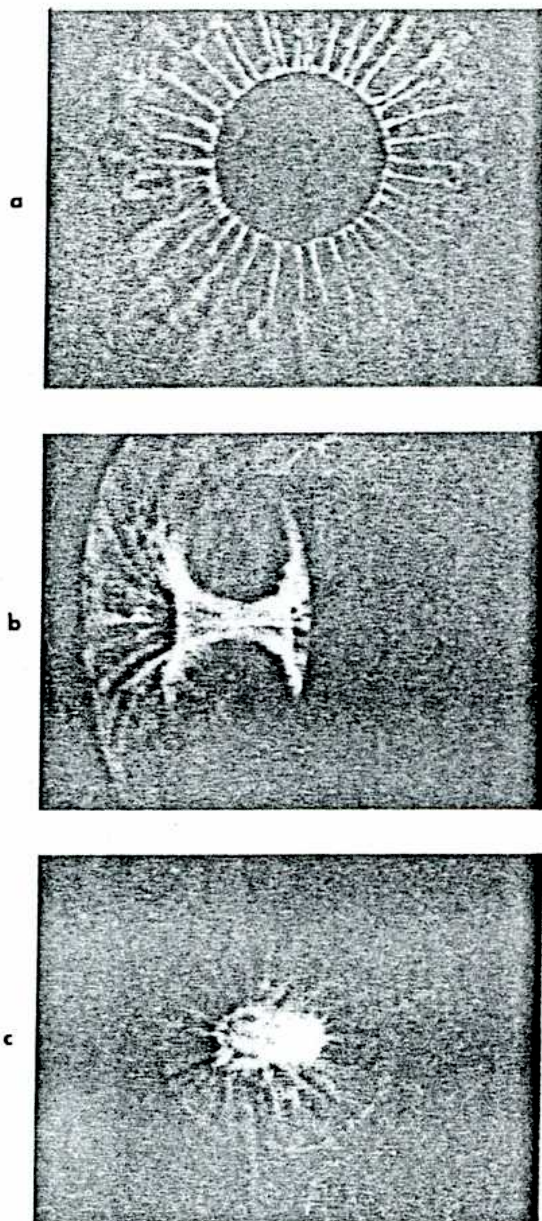


FIGURA 10: Distintas vistas de la LC en la etapa coaxial (a) y en la de compresión radial (b,c) donde pueden verse los filamentos. (Ref. 27).

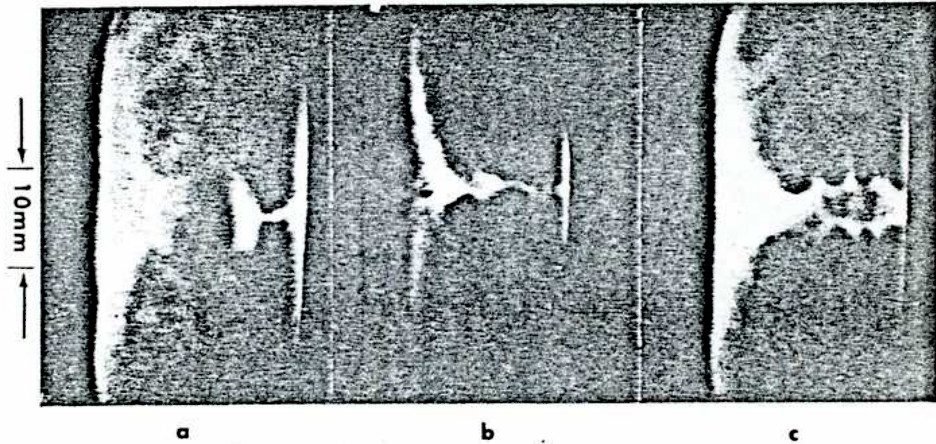


FIGURA 11: Vistas laterales del focus donde pueden verse las corrugaciones que llevan a pensar en la existencia de espiras de corriente tangenciales al eje z . (Ref. 27).

de fusión. Las altas corrientes de las pequeñas espiras serían las responsables de los elevados campos magnéticos observados en el foco y su variación produciría la variación de dipolos magnéticos que emiten los pulsos de microondas detectados. Fuera de estos modelos conceptuados como "clásicos", pueden mencionarse el de H.J.Lee de "Haces convergentes" (Ref. 32) y el de H.J.Kaeppler de "Haces cruzados" (Ref. 33). El primero postula la existencia de una "caldera móvil" en el foco que sirve de vértice a una formación cónica de haces convergentes de iones; la principal producción de neutrones se debe a la interacción haz-blanco en el vértice. El segundo, obtiene por cálculo numérico una complicada distribución de haces en el foco (similar a la de Bernstein) y encuentra que la mayor producción de neutrones se debe a la interacción haz-haz.

Uno de los principales motivos de la existencia de tantos modelos para el P.F. y de la gran dispersión de sus hipótesis básicas, es el hecho de que, dentro del aspecto general común, el foco suele presentar ciertas características fenomenológicas diversas de un equipo a otro. Por ejemplo, los filamentos vorticosos son visibles en unos equipos y en otros no; lo mismo ocurre con el doble pico en la producción de neutrones y con los "puntos calientes" observados en la fotografía de rayos X; la anisotropía en la emisión de neutrones es superior en un equipo tipo Mather que en uno tipo Filippov; los valores medidos de T_i son inciertos y los de n difieren en un orden de magnitud o más, etc.

Con la única excepción del modelo vorticoso, todos los modelos del foco aparecen, al menos en primera aproximación, no correlacionados con la física de la LC en la etapa previa ("run-down") a la compresión radial. La dinámica de la LC en la etapa de run-down ha sido exitosamente estudiada con el modelo snow-plow (Ref. 34, 23, 35, 36) y con simulación numérica (Ref. 37, 38, 39). Como veremos en la Sección I-4, el Laboratorio de Física del Plasma (LFP) de la Universidad de Buenos Aires, fue uno de los primeros enrolados en la búsqueda de una correlación entre la etapa de run-down y las características del foco.

I-3-3 Leyes de escala para el P.F.

Por ley de escala de un experimento físico se entiende toda ley que relacione entre sí una o más magnitudes del experimento y que sea invariante ante cambios de escala del mismo, en los cuales se reproduzca el fenómeno físico bajo estudio.

En el P.F., las leyes de escala de mayor interés, desde el punto de vista de la FNC, son las que relacionan el número de neutrones N con alguna magnitud física de la descarga. Aparte de la lógica ansiedad por conocer los resultados de una extrapolación directa de los actuales equipos (lo cual daría una primera idea sobre las posibilidades del P.F. como reactor de FNC), ese interés se funda en la intención de alcanzar dos objetivos: 1) Obtener leyes "macroscópicas" que ayuden a la comprensión del fenómeno físico; 2) Elaborar criterios de diseño que permitan obtener fácilmente equipos optimizados en N .

La experiencia ha mostrado que N depende de las condiciones iniciales de la descarga, es decir: geometría y materiales del cañón, presión de gas en la cámara de descarga (usualmente deuterio puro), y de parámetros eléctricos del sistema (algunos autores han mostrado también cierta dependencia de N con la geometría y materiales de la cámara de descarga). Al comienzo de la investigación experimental en P.F., el método utilizado para "optimizar" un equipo en N ha sido el de "prueba y error"; es decir que, partiendo de condiciones iniciales más o menos arbitrarias y realizando un razonable número de ensayos cambiando dichas condiciones, se eligió la combinación de parámetros con la que se ha obtenido el mejor valor medio de N (\bar{N}). Con un equipo así "optimizado", varios investigadores (Ref. 40, 41, 30) han intentado obtener criterios de diseño para equipos de diferente escala utilizando una teoría de similaridad (en condiciones similares un fenómeno físico se reproduce en diferentes escalas). Sin embargo, en el caso del P.F. no se conocen con precisión las condiciones que han de mantenerse similares; de manera que durante largos años no existió más remedio que proceder por hipótesis y tanteos, o sea que en defini-

tiva fue preciso retornar al método de "prueba y error" para lograr un mejor funcionamiento de los equipos (Ref. 42, 43).

Por otra parte, se renuevan los intentos de formular, a través de la recopilación y análisis de una gran cantidad de datos experimentales (tan trabajosamente obtenidos), leyes de escala empíricas para \bar{N} . Los resultados, si bien poseen todavía un considerable grado de incertidumbre, son de un notable interés pues han ido configurando un panorama algo más claro. En efecto, \bar{N} estaría vinculado a magnitudes medibles (y que en principio son factibles de prefijar en la etapa de diseño) mediante unas pocas leyes, tan sencillas como carentes hasta el momento de una sólida y completa interpretación teórica sobre la cual fundamentar una extrapolación segura. El primer paso en esta práctica, fue una recopilación realizada por el grupo de Darmstadt (Ref. 44), la cual mostró que los P.F. en operación seguían aproximadamente la ley:

$$\bar{N}_{\text{máx}} \sim E_0^2 \quad \text{I-46}$$

Donde E_0 es la energía inicial del banco de capacitores y $\bar{N}_{\text{máx}}$ debe interpretarse como el máximo \bar{N} que se obtiene para un dado conjunto de parámetros iniciales que lo optimizan. En la Fig. 12 se da la gráfica presentada en la Ref. 44, donde puede apreciarse la desviación que parece sufrir esta ley para equipos de baja energía. En la Fig. 13 se da en cambio \bar{N} vs. E_0 en la mayoría de los experimentos publicados, donde con cada valor de E_0 se han realizado descargas variando otras condiciones iniciales; la gran dispersión de los puntos da una clara idea de que E_0 no es el único parámetro que influye sobre \bar{N} . En otras palabras, la ley I-46 tiene un aceptable ajuste sólo cuando se la aplica a equipos "optimizados".

En 1975, A. Bernard propone la ley de escala (Ref. 45):

$$\bar{N} \sim I_D^{3,3} \quad \text{I-47}$$

donde I_D (corriente al desborde), debe considerarse como la corriente total al momento de comenzar la focalización (en la Fig. 14 se da el gráfico publicado en la Ref. 45). En realidad, esta

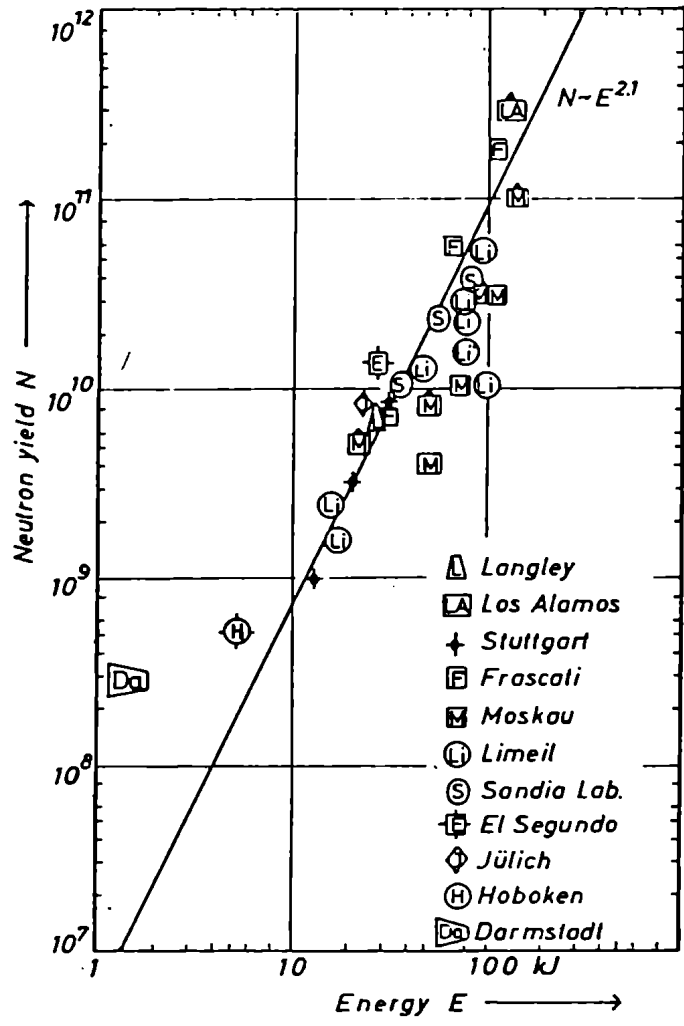


FIGURA 12: Gráfica \bar{N} vs. E_0 de la Ref. 44. Los puntos corresponden al mejor valor de \bar{N} obtenido variando las condiciones iniciales de la descarga.

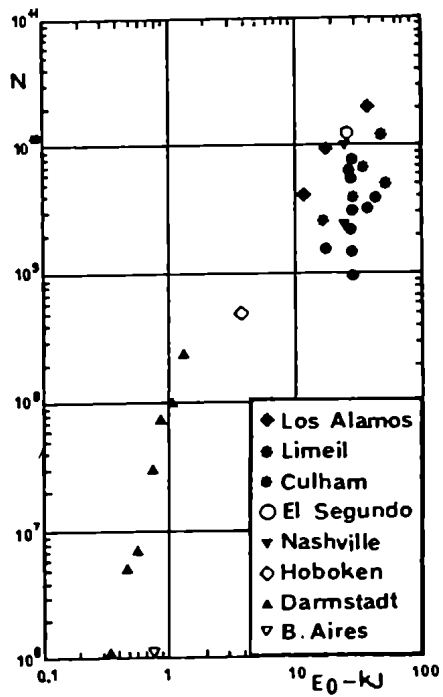


FIGURA 13: Gráfica \bar{N} vs. E_0 para la mayoría de los experimentos publicados. Los puntos corresponden a todos los valores de \bar{N} obtenidos variando las condiciones iniciales de la descarga.

ley es poco general pues Bernard la formula basándose en los experimentos con P.F. que fueron realizados en Limeil y algunos con z-pinch realizados por Watteau en 1968.

Sobre la base de la mayoría de los P.F. en operación, Zucker y sus colaboradores (Ref. 46) proponen en cambio:

$$\bar{N}_{\text{máx}} \sim I_0^5 \qquad \text{I-48}$$

donde I_0 es la amplitud del primer máximo de la corriente de descarga (implícitamente, se supone $I_0 = I_D$) y, como en la I-46, la correlación propuesta es con el máximo valor de \bar{N} correspondiente a una combinación única de los parámetros iniciales. En la Fig. 15 se da la gráfica de este trabajo, donde puede verse la gran dispersión de los puntos y, nuevamente, un significativo apartamiento de la ley por parte de los P.F. de baja energía.

Claramente, ni E_0 ni I_0 son, por sí solos, los parámetros que determinan unívocamente la producción de neutrones, y la ley de escala con I_D carece de suficiente generalidad en su formulación. Sin embargo, en todos los casos, las leyes vistas muestran una tendencia ascendente de N con la escala de los equipos y, por lo tanto, una perspectiva alentadora para los Plasma Foci.

I-4 ENCUADRAMIENTO Y OBJETIVOS DE LA TESIS

I-4-1 La línea de investigaciones en que se encuadra esta Tesis

En 1971, el "Stevens Institute of Technology" (SIT) bajo la dirección de W.H. Bostick, donó al LFP las principales componentes de un pequeño equipo P.F. (20 kV, 1 kJ) tipo Mather, que el SIT había reemplazado por uno de mayor energía. Con la puesta en funcionamiento de ese equipo (al que posteriormente se lo identificó como "P.F. I"), comenzó la investigación experimental sobre P.F. en el LFP y la línea de investigaciones en la que se encuadra esta tesis. A continuación hacemos una síntesis del desarrollo cronológico de dicha línea y de los resultados científicos que la fueron caracterizando.

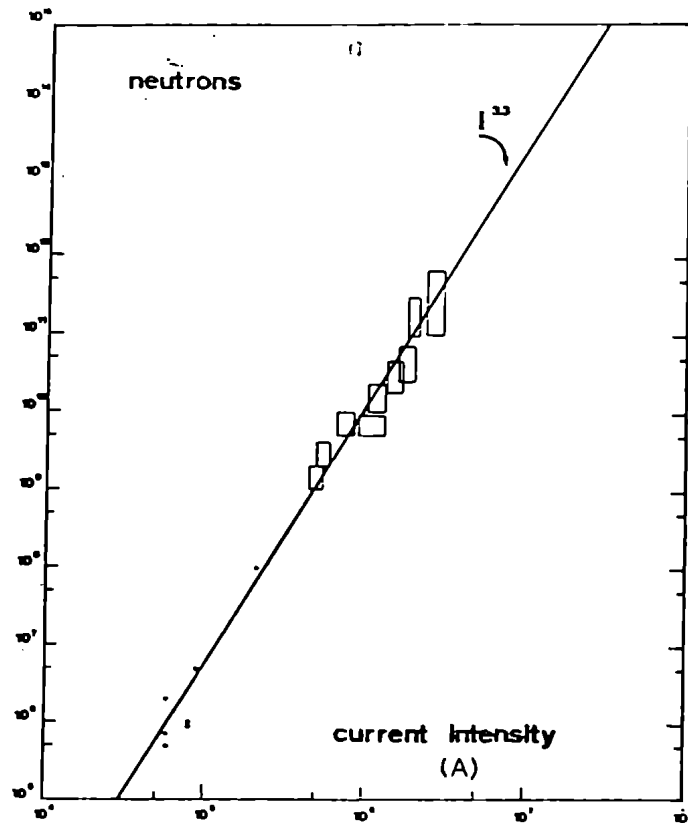


FIGURA 14: Gráfica \bar{N} vs. I_D presentado por Bernard (Ref. 45).

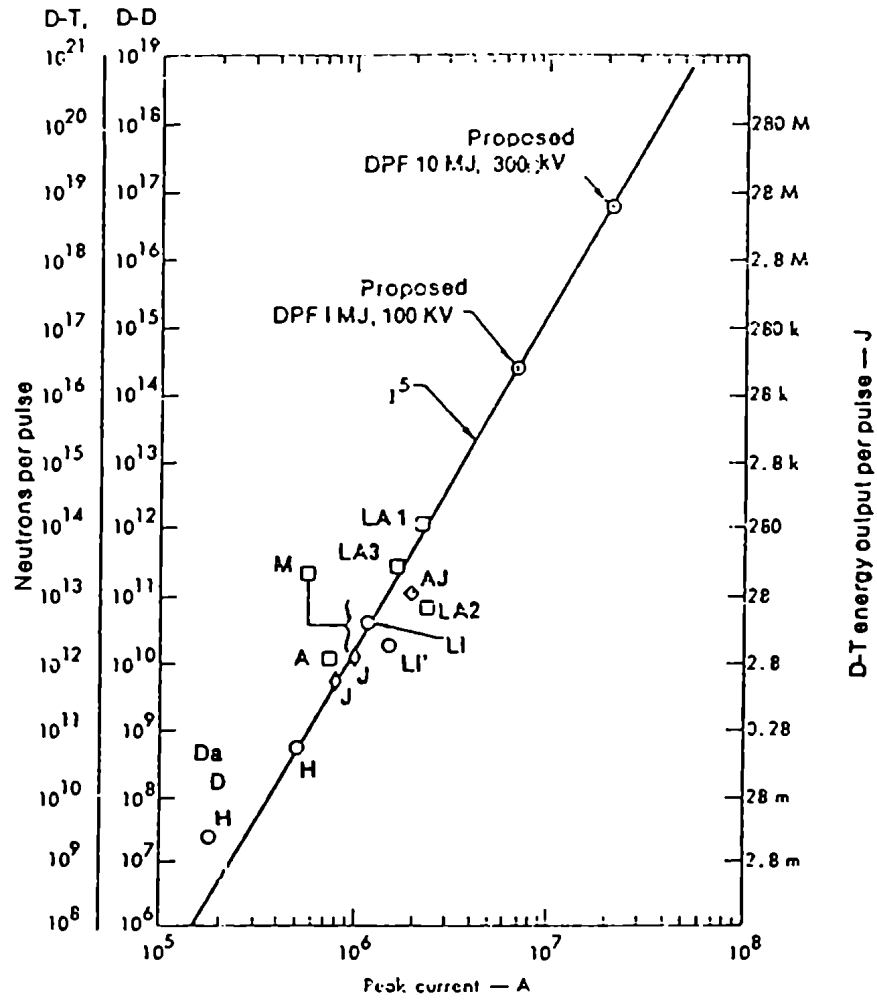


FIGURA 15: Gráfica \bar{N} vs. I_0 de la Ref. 46. Los puntos corresponden al mejor valor de \bar{N} obtenido por cada laboratorio.

En el período 1971/73 se desarrolló una serie de diagnósticas (sondas magnéticas, detección de neutrones y rayos X con resolución temporal, detección de pulsos de microondas, fotografía ultrarrápida, etc), con las que se realizaron los primeros estudios de la dinámica de la LC en la etapa coaxial y de la fenomenología del foco (Ref. 47). En especial, mediante el uso de las sondas magnéticas, pudo comprobarse que un simple modelo snow-plow plano con ecuaciones desacopladas†, permitía una correcta evaluación de la dinámica de la LC (Ref. 48). Aplicando ese modelo a una abundante cantidad de datos experimentales, se llegó a resultados que, a pesar de su naturaleza preliminar habrían de ser muy importantes para la posterior marcha de las investigaciones. Con un modelo tan sencillo, la energía entregada al plasma (E_p) como consecuencia del trabajo de las fuerzas electromecánicas que actúan sobre la LC en la etapa coaxial, puede por supuesto ser evaluada para todo tiempo t (medido desde el inicio de la descarga) y para distintos valores de la presión (p) del gas en la cámara de descarga. Del cálculo, resultan funciones $E_p(p, t)$ como las graficadas en la Fig. 16 (en ese ejemplo, el gas es Ar); en la misma figura se señalan los puntos, determinados experimentalmente, en que la LC llega al extremo del cañón (desborde). En la Fig. 17 se da el mismo gráfico, obtenido en forma semi-experimental midiendo z y t con sondas magnéticas. Como puede verse, E_p en el desborde (E_{pd}), considerada como función de p , presenta un máximo a una cierta presión p_p que en el caso del ejemplo resulta $p_p = 0,4$ torr. Al estudiar de esta forma el funcionamiento del P.F. I con cinco gases diferentes (aire, Ar, D, H y He), se encontró que: a) el valor de p_p depende del gas usado; b) el valor de $\langle \dot{r} \rangle$ en el colapso (ver ec. I-37) medido de la señal de dI/dt , resulta máximo

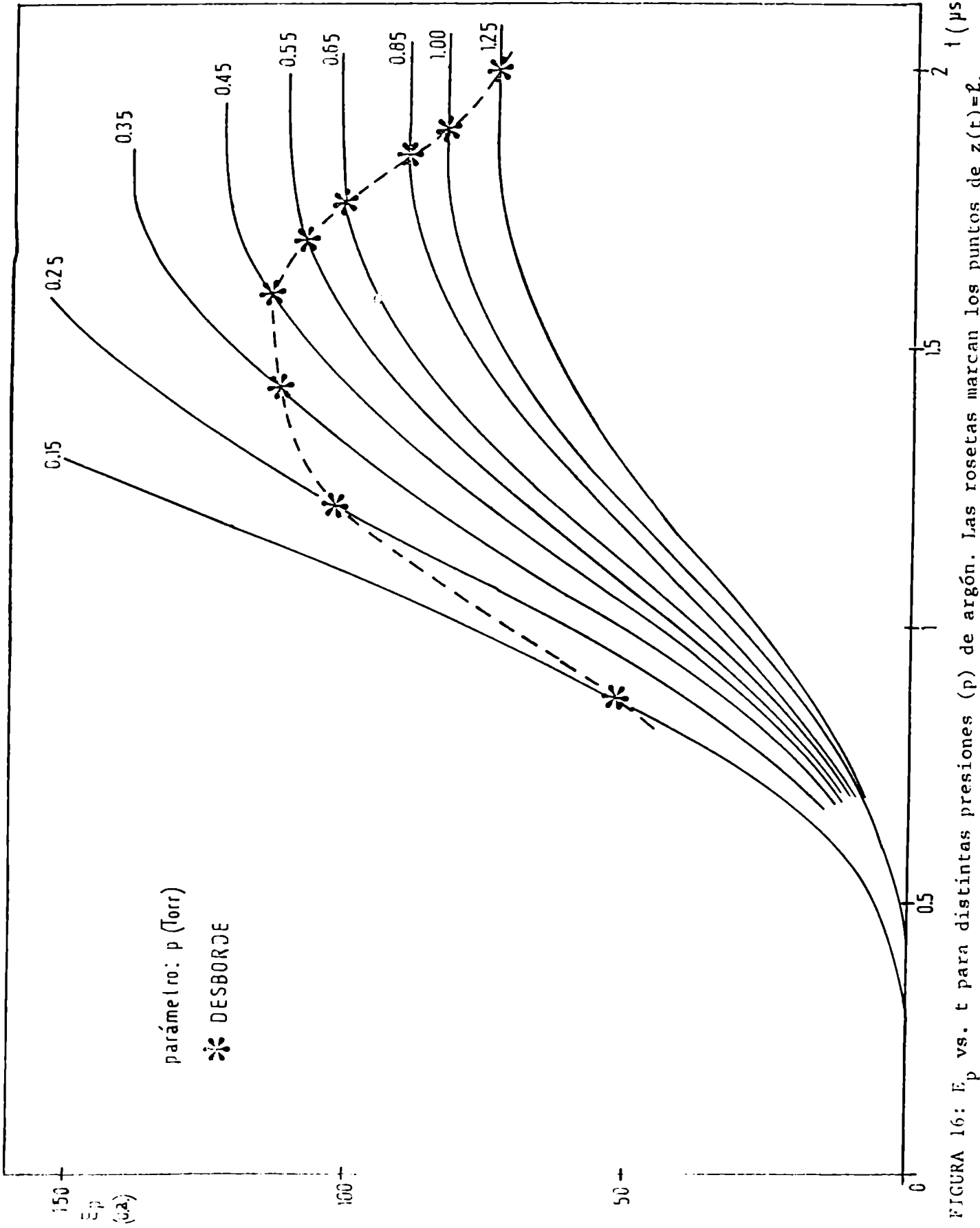


FIGURA 16: E_p vs. t para distintas presiones (p) de argón. Las rosetas marcan los puntos de $z(t)=L$, observados con sondas magnéticas.

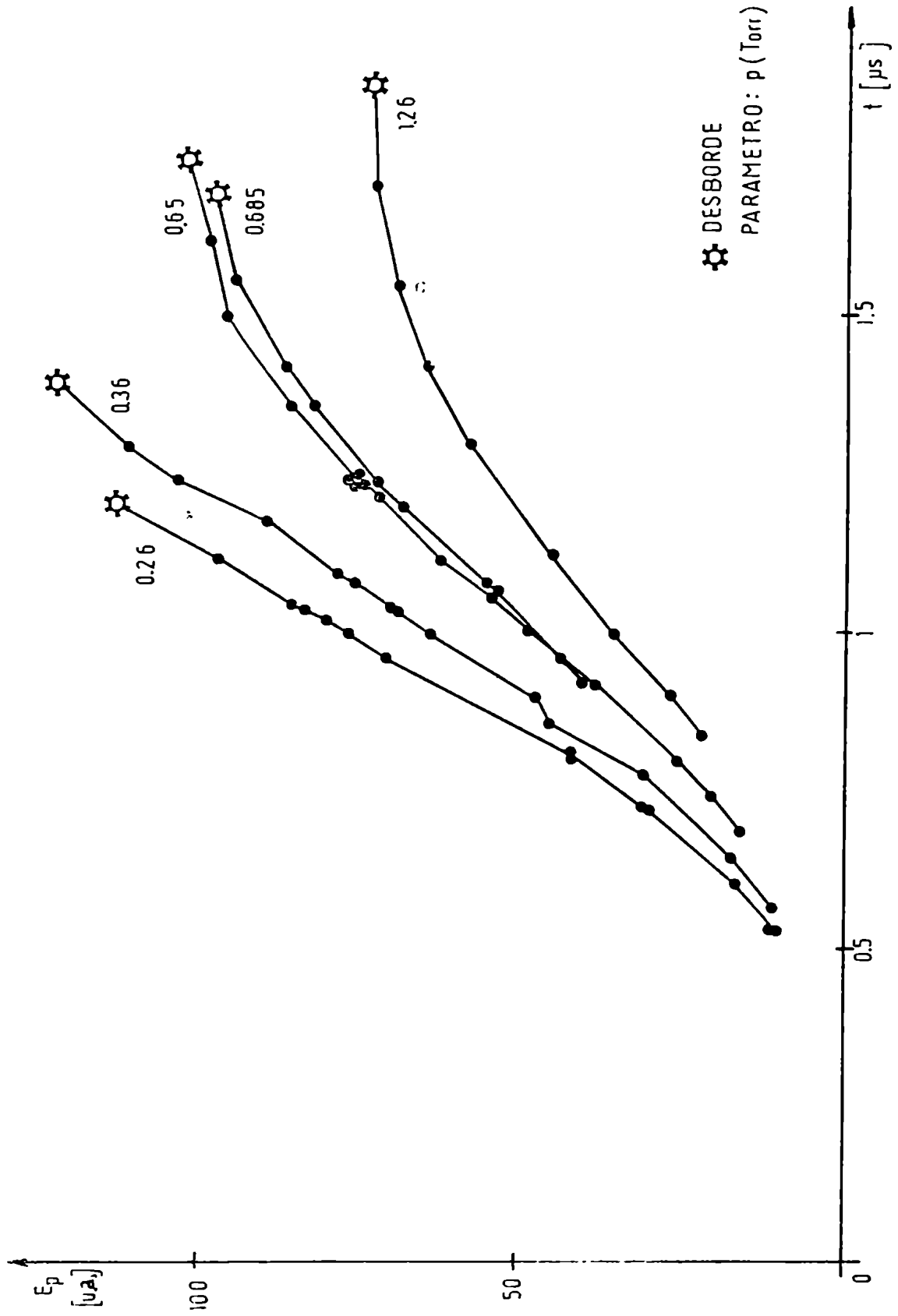


FIGURA 17: Determinación semiempírica de E_p vs. t .

para $p = p_p$; c) para $p = p_p$, el valor de ζn_0 en la etapa coaxial (en este caso, proporcional a la masa barrida) resulta igual para todos los gases utilizados. En general, cuando el gas es deuterio, una mayor amplitud en el pico de dI/dt coincide con un mayor valor de N ; por lo tanto, estos resultados preliminares (que nunca llegaron a ser publicados en la forma en que fueron encontrados), llevaron a sospechar que existía una estrecha correlación entre la producción de neutrones y el desarrollo de la etapa coaxial.

En 1974, se realizó una adimensionalización de las ecuaciones del snow-plow plano y se obtuvieron, por cálculo numérico, las soluciones de las ecuaciones acopladas. Esto permitió analizar los datos experimentales obtenidos en la mayoría de los equipos tipo Mather en operación, cuyos datos sobre las condiciones iniciales de la descarga habían sido publicados sin ambigüedad. El resultado de esos estudios (Ref. 49) mostraron que \bar{N} sigue aproximadamente la ley:

$$\bar{N} \sim E_{pd}^2 \quad \text{I-49}$$

En la Fig. 18 se da el gráfico presentado en la Ref. 49, donde puede apreciarse la buena correlación existente entre \bar{N} y E_{pd} , aún cuando en un mismo equipo son variadas fuertemente las condiciones iniciales de la descarga. Luego, la ley I-46, resulta un caso particular de I-49. Por otra parte, en la Ref. 49 se muestra que la evolución de la descarga, al menos hasta el desborde, queda aproximadamente determinada por el valor de dos parámetros adimensionales que son una combinación de las condiciones iniciales de la misma. Ellos son (ver Fig. 19):

$$A = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/a) \frac{\ell}{L_0} \quad \text{I-50}$$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \frac{\ln(b/a)}{(b^2 - a^2) \zeta \rho_0} \left(\frac{V_0 C}{\ell} \right)^2 \quad \text{I-51}$$

El parámetro A es la relación entre L_0 y la máxima inductancia que presenta el cañón. A su vez, B puede ser interpretado como

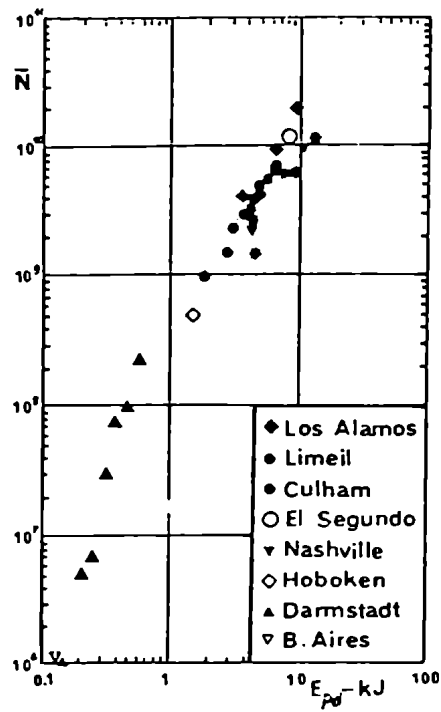


FIGURA 18: \bar{N} vs. E_{pd} , presentado en Ref. 49.

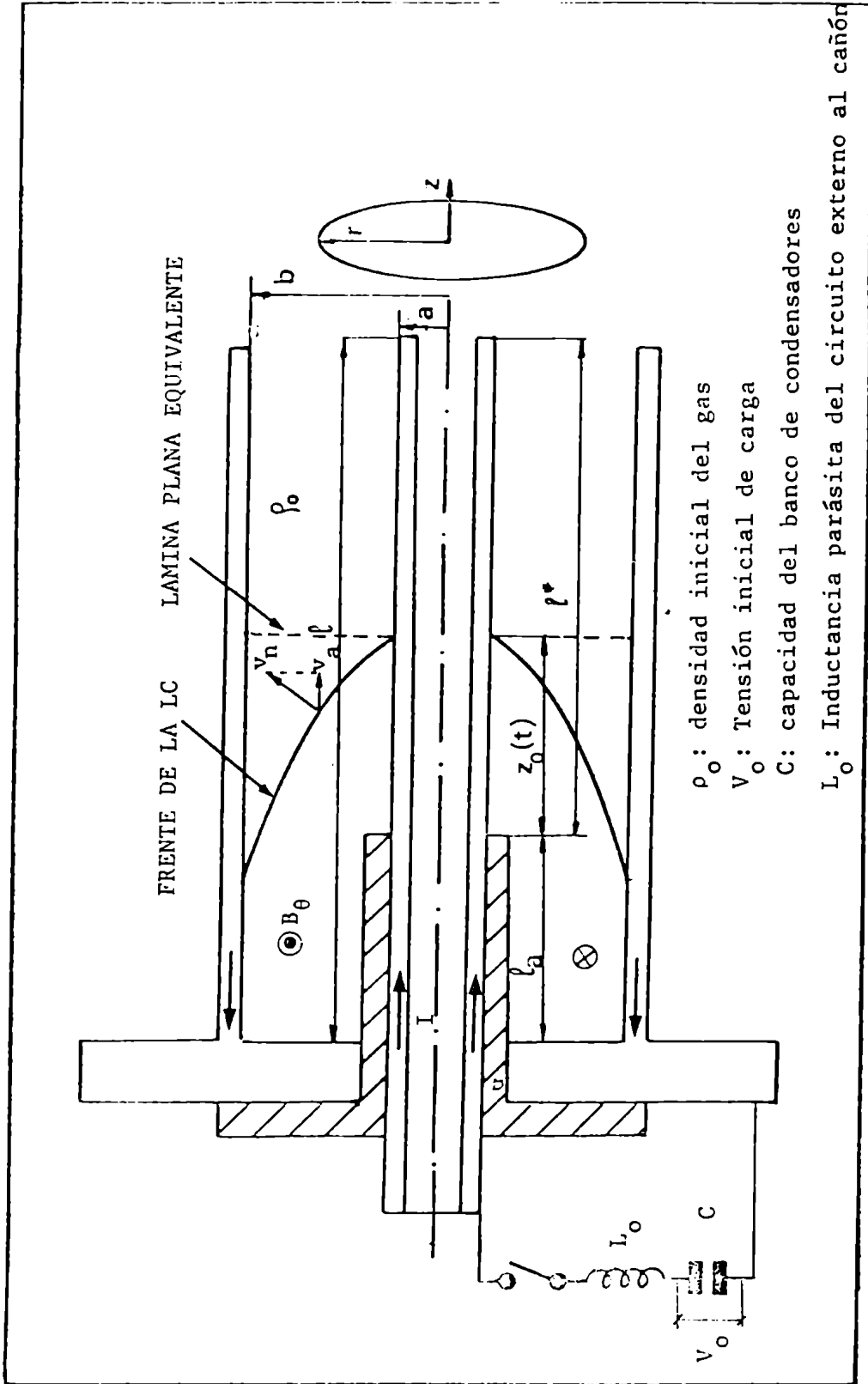


FIGURA 19: Esquema del cañón de un PF tipo Mather con coordenadas y símbolos que se utilizan también en el Cap. III.

una medida relativa del tiempo en que la LC alcanza el desborde (Ref. 50). En forma independiente del particular valor de A, el cociente E_{pd}/E_o tiene un máximo para $B \approx 0,5$; en tanto que I_D/I_{cc} ($I_{cc} = V_o/\sqrt{L_o/C}$: corriente de cortocircuito) tiene su máximo para $B \approx 1,5$. Entonces, como resultado de estos estudios surgió, además de la ley I-49, un conjunto de pautas que orientan el diseño de equipos P.F. a través de la elección de los parámetros A y B.

Sin embargo, también surgieron discrepancias: los cálculos mostraron que en muchos de los equipos estudiados, podía haberse aumentado E_{pd} (y por lo tanto \bar{N}) con sólo aumentar la presión de deuterio. ¿Por qué entonces dicho aumento no surgía de la optimización empírica, sin duda efectuada por todos los grupos de investigación?. La respuesta a este interrogante se encuentra en un trabajo de H.Rapp (Ref. 51) donde se ve que, cuando p sobrepasa un cierto valor límite p_m , \bar{N} decae bruscamente violando la ley I-49. Este "límite de altas presiones" para el aumento de \bar{N} , habría de ser aclarado poco después.

En 1975 el grupo teórico del LFP desarrolló un modelo bidimensional (2D) para la LC, que describe su dinámica no sólo en la dimensión z sino también en r (Ref. 52). Las hipótesis básicas son las correspondientes a un modelo snowplow, pero el 2D puede partir de la condición inicial de que la descarga comience sobre la superficie del aislante y tiene en cuenta la curvatura de la LC. De esta forma, surge automáticamente una eficiencia de barrido, debido al hecho de que sólo la componente de velocidad normal a la LC participa en el balance de impulso, y no es necesaria la introducción del parámetro de ajuste ζ . Este modelo permite calcular la forma de la LC en todo instante y por lo tanto una evaluación más precisa de la inductancia de la descarga. Su acuerdo con las observaciones experimentales es excelente (Ref. 53) y su uso permite calcular con más corrección I, E_p y otras magnitudes de interés.

Durante 1976 una misión científica del LFP fue

enviada para trabajar en el Laboratorio Gas Ionizzati (LGI) de Frascati (Italia) donde se encuentra concentrado el esfuerzo de la Comunidad Europea en la línea P.F. Las observaciones conjuntas sobre dos equipos muy diversos: el más pequeño (el P.F. I) y el más grande del mundo (el 1 MJ de Frascati), proporcionaron nuevos datos que permitieron avanzar en la interpretación del descenso de \bar{N} en las altas presiones. Cuando $p > p_m$, el valor de E_{pd} por unidad de masa total de gas barrido por la LC (E_{pd}/M) disminuye por debajo de un cierto valor constante. Los cálculos con el modelo 2D, aplicados a la mayor parte de los datos experimentales publicados, revelaron que ese límite inferior de E_{pd}/M corresponde justamente a la mínima energía específica necesaria para asegurar una completa ionización del gas barrido (Ref. 54 y 55).

Estos resultados (cuyo tratamiento será ampliado en los próximos capítulos) dieron paso a nuevos interrogantes: ¿Cuál es la ley de escala correcta para \bar{N} ? ¿qué relación tienen magnitudes como I_D o E_{pd} con los mecanismos de fusión presentes en el P.F.? ¿cómo debería ser diseñado un experimento útil para aportar datos tendientes a discernir cuál es la magnitud de relevancia para el aumento de \bar{N} ? Por otra parte, las viejas discrepancias entre las distintas observaciones experimentales del foco y sus radiaciones llevan a preguntarse: ¿todas las experiencias en P.F. son comparables? ¿sólo un mecanismo es el principal responsable de las RFN en el PF? y, finalmente, ¿cuál es el peso real de estas discrepancias en el parámetro en el fondo más relevante -o sea \bar{N} - y en las leyes que puedan proponerse para su extrapolación? El trabajo presentado en esta tesis, pretende ser un serio intento de avanzar hacia el esclarecimiento de estos problemas.

I-4-2 Contenido de la Tesis

En el Capítulo II se presentan determinaciones experimentales del espectro de neutrones emitidos por el P.F. 1 MJ de Frascati. El método experimental es ampliamente discutido y las correcciones y posibles fuentes de error en el sistema

detector son tratadas en dos apéndices del capítulo. El estudio de los espectros revela la existencia de estructuras ordenadas en el foco y se muestra que las mismas son responsables de aproximadamente un 50% de las reacciones de fusión en ese equipo. Por otra parte, se muestra que la importancia y peso del mecanismo termonuclear queda también de manifiesto en los resultados experimentales, de cuyo análisis resultan temperaturas iónicas sumamente elevadas ($T_i \approx 15$ keV). Estos resultados son de gran importancia en las discusiones fundamentales de la tesis.

En el Capítulo III se hace una reformulación de las leyes de escala para \bar{N} con I_D y con E_{pd} , sobre términos más precisos y generales que los usados en trabajos anteriores. Además, en esta reformulación se tienen en cuenta tanto la influencia del límite de las altas presiones como los errores sistemáticos introducidos por efectos instrumentales inevitables. Asimismo, usando un método analítico que se desarrolla en un apéndice del Capítulo, se muestra que en un amplio rango de operación ambas leyes son prácticamente equivalentes y que el funcionamiento, con buena producción de neutrones, de la mayoría de los equipos P.F. tipo Mather se encuentra restringido a dicho rango, debido a la influencia del límite de las altas presiones. En general, se muestra que difícilmente alguno de los actuales experimentos pueda resultar definitivo (dados sus parámetros geométricos) para discriminar entre ambas leyes de escala.

En el Capítulo IV, utilizando las expresiones analíticas presentadas en el Capítulo III, se dan los criterios generales de diseño para un experimento que pueda alcanzar tanto el máximo de I_D como el de E_{pd} , sin que el límite de las altas presiones pueda influir en la producción de neutrones (Tal experimento estaría en condiciones de discriminar cuál de las dos leyes de escala mencionadas es más general). Como ejemplo de aplicación de tales criterios, se da el diseño conceptual del equipo P.F. II construido en el LFP. Se dan las principales características del diseño práctico del nuevo equipo, y se presentan los primeros resultados experimen-

tales obtenidos con el mismo.

En el último Capítulo, se trata de dar una explicación plausible a las observaciones y resultados presentados en los capítulos anteriores, basándose en un simple modelo de pinch lineal estabilizado, donde tanto los procesos haz-blanco como el termonuclear son tenidos en cuenta como posibles mecanismos de producción de neutrones. Siguiendo un camino de mínimas hipótesis, se muestra que para $T \geq 15$ keV (en el foco) la producción de RFN debida a mecanismos haz-blanco puede ser, a lo sumo, del mismo orden que la producción termonuclear. Como una consecuencia de este estudio, resulta que N escalaría con I_D^4 si la densidad lineal en el foco (N) pudiera ser controlada para mantener $T = \text{cte}$. Se analizan entonces las consecuencias de una posible extrapolación de esa ley de escala, para una temperatura óptima de 15 keV (ya alcanzada en los equipos actuales). Tales consecuencias resultan verdaderamente alentadoras, pues el nivel de reactor rentable sería alcanzado con sólo incrementar N en uno o dos órdenes de magnitud respecto de los máximos valores registrados hasta la fecha ($N \approx 10^{18} \text{ cm}^{-1}$). Si, en cambio, existiese alguna razón básica por la cual no se pudiera aumentar N con el incremento en I_D se llegaría inevitablemente a una especie de saturación en las RFN que harían dudosa la aplicación del P.F. a la producción de energía.

REFERENCIAS

- 1) L.Spitzer Jr. "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience Pub., 1962, Cap. 5.
- 2) S.Glasstone, R.H.Lovberg "Controlled Thermonuclear Reactions", Ed. Van Nostrand, 1960, Cap. 2.
- 3) L.A.Artsimovich "Controlled Thermonuclear Reactions" Ed. Oliver and Boyd, 1964.
- 4) W.H.Bennett. Phys. Rev. 45, p.90 (1934).
- 5) L.Tonks. Trans. Electrochem. Soc. 72, p.167 (1937).
- 6) L.Tonks, W.Allis, Phys. Rev. 56, p.360 (1939).
- 7) R.F.Post. Rev.Modern Phys. 28, p.338 (1956).
- 8) Ref. 2, Cap. 7.
- 9) P.Grateau, Proc. 2nd Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching 1972, p.167.
- 10) R.S.Pease, Proc. Phys. Soc. (London), B70, p.11 (1957)
- 11) V.V.Vikhrev, V.M.Korzhavin. Sov.J.Plasma Phys. 4, p. 411 (1978).
- 12) M.Rosenbluth, R.Garwin, Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-1850 (1954).
- 13) M.D.Kruskal, M.Schwarzschild. Proc. Roy. Soc. (London) A223, p.348 (1954).
- 14) M.D.Kruskal, J.L.Tuck. Proc. Roy. Soc., A245, p.222 (1958).
- 15) V.Shafranov. "Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions" Ed. M.A.
- 16) R.J.Taylor, Proc. Phys. Soc. (London) B70, p.31 (1957).
- 17) O.A.Anderson, W.R.Baker, S.A.Colgate, J.Ise, R.V.Pyle, Phys. Review 110, p.1375 (1958).
- 18) S.A.Colgate, USAEC Report, UCRL-4895 (1957).
- 19) W.H.Bostick, International Journal of Fusion Energy, 1, p.1 (1977).
- 20) N.V.Filippov, T.I.Filippova, B.P.Vinogradov, Proc. 1st. IAEA Conf. on Plasma Physics and CNFR, Salzburgo 1961, p.577.

- 21) J.W.Mather, Phys. Fluids Suppl. 7, p.5 (1964).
- 22) J.Marshall, Phys. Fluids 3, p. 134 (1960).
- 23) J.W.Mather, "Dense Plasma Focus", Methods of Experimental Physics, Vol. 9, parte B, editado por R. H.Lovberg y H.R.Griem (New York and London: Academic Press, 1971), p. 187.
- 24) H.Bruzzone, Tesis Doctoral, Depto, de Física, FCEN-UBA (1976), Cap. 2, p.6-10.
- 25) Ch.Maisonnier, C.Gouyland, G.Luzzi, L.Papagno, F. Pecorella, J.P.Rager, B.V.Robouch, M.Samuelli, Proc. 4th IAEA Conf. on Plasma Physics and CNFR, Vienna, 1971, 1, p.523.
- 26) M.J.Forrest, B.A.Norton, N.J.Peacock, Proc. 6th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscú 1973, p.363.
- 27) W.H.Bostick, V.Nardi, W.Prior. Annals of the New York Academy of Sciences, 251, p.2-29 (1975).
- 28) D.Meskan, H.van Paasen, G.Comisar. American Phys. Soc. Conf. on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, paper C6.
- 29) M.J.Bernstein, Phys.Rev.Letters 24, p.724 (1970).
- 30) Ch.Maisonnier, F.Pecorella, J.P.Rager, M.Samuelli, Proc. 2nd Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching 1972, p.171.
- 31) W.Bostick, V.Nardi, L.Gruberger, W.Prior. Proc. I.A.U. Symposium Solar Magnetic Field, Paris 1970, Reidel Pub. Co., p. 512.
- 32) J.Lee, L.Shomo, M.Williams, H.Hermansderfer. Phys. Fluids 14, p.2217 (1971).
- 33) H.J.Kaeppler. 2nd International Congress on Waves and Instabilities in Plasmas, Innsbrück 1975, paper K1.
- 34) J.W.Mather. Phys. Fluids 8, p.366 (1965).
- 35) G.Basque, A.Jolas, J.Watteau. Phys. Fluids 11, p.1384 (1968).
- 36) F.Gratton, J.M.Vargas. Proc. 7th European Conf. on

- Controlled Fusion and Plasma Phys., Lausanne 1975, p.
- 37) V.Dyachenko, V.Mshennik. Sov. Phys. JETP 29, p.947, (1969).
 - 38) T.Butler, I.Hemins, F.C.Jahoda, J.Marshall, R.L. Morse. Phys. Fluids 12, p.1904 (1969).
 - 39) D.Potter. Phys. Fluids 14, p.1911 (1971).
 - 40) V.S.Imshennik, N.V.Filippov, T.I.Filippova. Nuclear Fusion 13, p.929 (1973).
 - 41) M.Trunk. Plasma Phys. 17, p.237 (1974).
 - 42) Ch.Maisonnier. "Pulsed Fusion Reactors", Pergamon Press (1974) p.131.
 - 43) Ch.Maisonnier, J.P.Rager, C.Gourland, M.Galanti, P. D.Morgan. Proc. 6th IAEA Conf. on Plasma Phys. and CNFR, Berchtesgaden 1976, p.447.
 - 44) L.Michel, K.Schonbach, H.Fisher. Appl. Phys. Lett., 24, p.57 (1974).
 - 45) A.Bernard. Proc. 3rd Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham 1975, p.69.
 - 46) O.Zucker, W.Bostick, R.Gullikson, J.Long, J.Luce, H.Sahlin. Lawrence Livermore Laboratory, report interno UCRL-5-1872 (1975).
 - 47) H.Bruzzzone, R.Gratton, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo. Proc. 1st Int. Conf. on Energy Storage Compression and Switching, Asti 1976, p.255.
 - 48) J.Pouzo, "Análisis experimental de la descarga en un acelerador coaxial de plasma", Tesis de Licenciatura, FCEN-UBA (1974).
 - 49) H.Bruzzzone, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo. Nuclear Fusion 16, p.870 (1976).
 - 50) H.Bruzzzone, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo. Physis (Publ. interna del Dto. de Física, FCEN-UBA), N°04/75 (1975).
 - 51) H.Rapp. Phys. Lett 43A, p.5 (1973).
 - 52) F.Gratton, J.M.Vargas. Proc. 7th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Lausanne 1975, p.64.

J.M.Vargas, F.Gratton, J.Gratton, H.Bruzzone, H.
Kelly. Proc. 6th Conf. on Plasma Phys. and CNFR,
Berchtesgaden 1976, p. 483.

R.Gratton, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo. Phys.
Letters 62A, p.422 (1977).

H.Kelly. Tesis Doctoral, FCEN-UBA, 1979.

CAPITULO II

NUEVAS INFORMACIONES EXPERIMENTALES SOBRE LOS MECANISMOS DE FUSION EN EL PLASMA FOCUS

Durante una misión científica realizada en el "Centro Gas Ionizzati" de Frascati (Italia), el autor participó en la investigación experimental sobre el equipo P.F. 1MJ, concentrándose fundamentalmente en la obtención, por el método de tiempo de vuelo, del espectro de neutrones emitidos por esa máquina. En este capítulo se dan los resultados experimentales y un análisis de los mismos que revela interesantes^o informaciones acerca de los mecanismos de fusión presentes en el foco.

II-1 ESPECTROSCOPIA DE NEUTRONES POR LA TECNICA DE TIEMPO DE VUELO

La técnica de tiempo de vuelo (Ref. 1,2) consiste en ubicar un detector de neutrones con resolución temporal (habitualmente una combinación centellador-fotomultiplicador) a una cierta distancia D de la fuente y obtener la función $n(t) - dn(t)/dt$ ($N(t)$ número de neutrones emitidos por la fuente entre los tiempos 0 y t), registrando la señal del detector en el canal de un osciloscopio. Sea E la energía del neutrón y $(dN(E)/dE) \cdot dE$ el número total de neutrones emitidos en la dirección de detección cuyas energías están comprendidas entre E y $E + dE$. Si suponemos que todos los neutrones parten simultáneamente de una fuente puntual al instante $t = 0$ y que las dimensiones del detector son mucho menores que D , resulta:

$$\frac{dN(E)}{dE} = n(t) \frac{dt}{dE} \quad \text{II-1}$$

Por otra parte (m , u : masa y velocidad del neutrón):

$$t = D/u = D/\sqrt{2E/m}, \quad \text{II-2}$$

y entonces el perfil temporal del pulso $n(t)$ puede ser convertido en espectro de energías; es decir se puede obtener dN/dE como función de E .

El centellador tiene una diferente respuesta (en intensidad de luz emitida) para distintos valores de E , por lo

que el espectro experimental debe ser corregido a causa de este efecto. En el Apéndice A de este capítulo se analiza la forma en que debe ser realizada tal corrección.

La resolución de los espectros obtenidos por este método depende fundamentalmente del tiempo de emisión de la fuente y de la estadística de detección, tal como veremos a continuación. La resolución relativa de energía para neutrones con un tiempo de vuelo t medido con una precisión Δt es:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t} \quad \text{II-3}$$

En el caso que nos ocupa (el espectro de neutrones del P.F.), el factor preponderante en Δt no es el error instrumental, sino el error de cero con que se mide t , o sea el tiempo de emisión de la fuente (τ). Luego si E^* es la energía media del espectro, la resolución media estará dada por:

$$\frac{\Delta E}{E^*} = 2 \sqrt{\frac{2E^*}{m} \frac{\tau}{D}} \quad \text{II-4}$$

Esto indicaría que es posible obtener una buena resolución con sólo ubicar el detector a una distancia suficientemente grande; sin embargo, el ángulo sólido que subtende el detector es proporcional a D^{-2} y, al aumentar D , el número de neutrones detectados en la unidad de tiempo puede disminuir hasta empobrecer demasiado la estadística de detección. En el Apéndice B de este capítulo se da un estudio sobre las condiciones necesarias para obtener una buena estadística y se muestra que, si n es el número de neutrones que llega al detector en el tiempo de resolución del sistema formado por el mismo y el osciloscopio ($\Delta t_0 \approx 10 \text{ ns}$) y ϵ es la eficiencia del centellador, debe ser

$$n\epsilon \geq 30 \quad \text{II-5}$$

para obtener una desviación fraccionaria standard mejor que el 5%. Por otra parte, si se aumenta excesivamente el tamaño del detector en el intento de aumentar $n\epsilon$, comienzan a aparecer ciertos efectos distorsionantes del espectro, de difícil corrección, tales como colisiones múltiples del neutrón en el centellador y fuertes variaciones de ϵ con E en el rango de

interés (ver la Sección 2 del Apéndice II-A).

Entonces, el valor óptimo de D es fundamentalmente el resultado de un compromiso entre los valores más aceptables de $\Delta E/E^*$ y $n\epsilon$.

El anterior método, frecuentemente usado en la espectroscopía de neutrones veloces, consistía en medir las trazas de los protones de retroceso en emulsiones nucleares previamente expuestas al flujo neutrónico (Ref. 3). Su aplicación a la determinación del espectro de neutrones emitidos por el P.F. (Ref. 4) requiere exponer la emulsión a varias descargas para lograr una estadística aceptable y el error de medición no permite obtener una resolución mejor que el 6%. Como veremos más adelante, la información más importante respecto de los mecanismos de fusión en el P.F. que brinda la espectroscopía de neutrones, sólo puede extraerse de espectros obtenidos en una descarga única. M.J. Bernstein y F. Hai (Ref. 5) obtuvieron uno de los mejores espectros con emulsiones nucleares en disparos individuales del P.F., con una resolución del 8% en energía pero con una estadística de ~ 10 trazas por intervalo de 100keV de E .

La técnica de tiempo de vuelo permite, con resoluciones iguales o mejores que las brindadas por las emulsiones nucleares, obtener estadísticas de medición muy superiores en espectros de descarga única del P.F. Hasta la fecha, los espectros de mayor resolución son los obtenidos por el Grupo de Limeil en dos diferentes experiencias. En la primera (Ref. 6) el detector fue ubicado a 120 m del foco, obteniéndose una resolución $\Delta E/E^* = 4\%$ con una excelente estadística ($n\epsilon \approx 75$); en otra experiencia (Ref. 7) el detector fue alejado hasta $D = 258$ m, con lo que se obtuvo una mejor resolución ($\Delta E/E^* = 2\%$) pero con una pobre estadística ($n\epsilon \approx 8$). Sin embargo, en ambas experiencias, el centellador plástico usado en el espectrómetro tenía un tamaño de 45 cm de diámetro y 13 cm de espesor, por lo que los espectros obtenidos están seguramente afectados (y en forma considerable) por los efectos distorsionantes descritos en el Apéndice II-A.

En el experimento que aquí se presenta, se alcanzó

una resolución del 5% con una buena estadística ($n_{\epsilon} = 54$), pero además, gracias al elevado flujo de neutrones (un orden de magnitud superior al del P.F. utilizado en Limeil), fue posible optimizar el espesor de centellador para minimizar los efectos distorsionantes mencionados.

II-2 EL EXPERIMENTO Y SUS RESULTADOS

El equipo Plasma Focus 1MJ de Frascati es del tipo Mather con los parámetros siguientes (Ref. 8): fuente: $C_0 = 1250 \mu\text{F}$, $L_0 = 16 \text{ nH}$, V_0 de 20 a 35 kV; electrodos (acero inoxidable o cobre): $2a = 35 \text{ cm}$, $2b = 45 \text{ cm}$, $l = 35 \text{ cm}$ ó $l = 60 \text{ cm}$; aislante (alúmina o pyrex): $l_a = 10 \text{ cm}$ ó $l_a = 20 \text{ cm}$.

El detector para el espectro de neutrones, ubicado a 128 m del foco en dirección radial respecto del cañón del P.F., estaba compuesto por un centellador plástico NE 102 de 665 cm^2 de sección de detección y 2 cm de espesor, acoplado a un fotomultiplicador Phillips 56 AVP por medio de una guía de luz realizada con perspex (ver Fig. 1). Un colimador de parafina, con 200 cm^2 de apertura, fue situado a 10 m del foco con el objeto de evitar la incidencia sobre el detector de los neutrones difundidos por colisiones. La Fig. 2 muestra un esquema del dispositivo experimental. La eficiencia de la colimación fue comprobada desplazando horizontalmente el colimador en aproximadamente 10 cm; en correspondencia, se observó la disminución de órdenes de magnitud en la señal del detector.

El perfil temporal de la emisión de neutrones fue determinado simultáneamente con el espectro, mediante un detector centellador-fotomultiplicador de baja sensibilidad ubicado a 1,5 m del foco. Un oscilograma típico puede verse en la Fig. 3 (traza superior). Esta señal fue registrada conjuntamente con la señal de la derivada de la corriente de descarga dI/dt (Fig. 3, traza inferior) empleando idéntica velocidad de barrido en ambos canales del osciloscopio. A fin de poder comparar cronológicamente ambas señales, se introdujo una marca de tiempo utilizando el sistema de blanqueo del aparato (interrupción

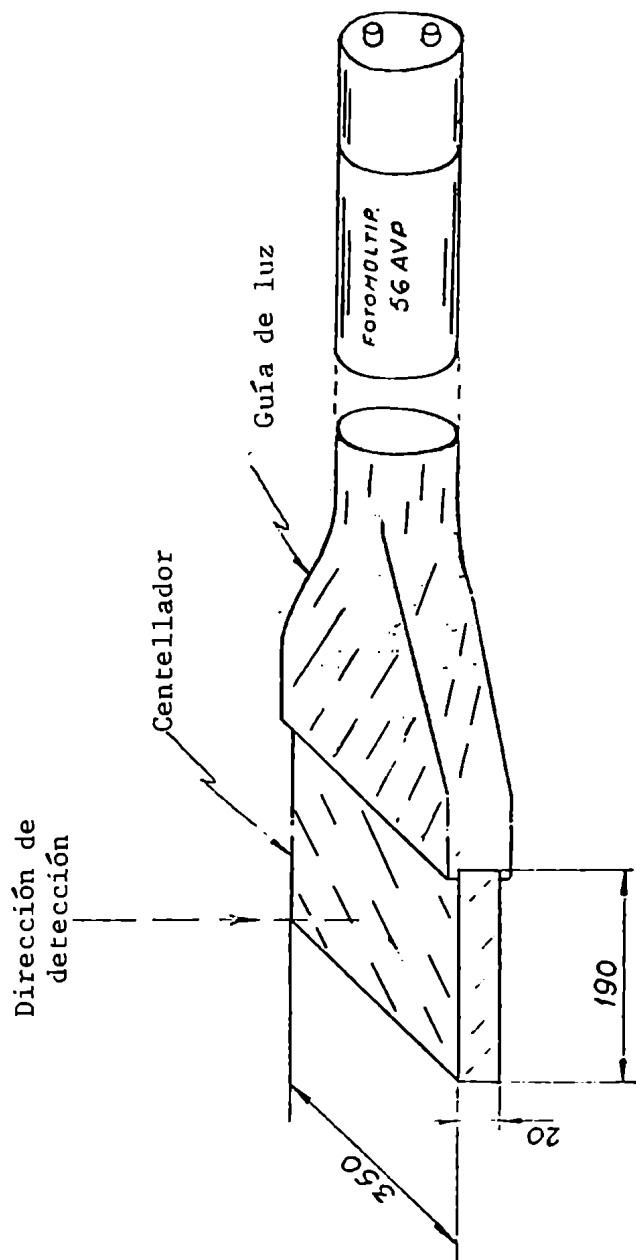


FIGURA 1: Esquema del detector utilizado para la espectrometría de neutrones por la técnica de tiempo de vuelo.

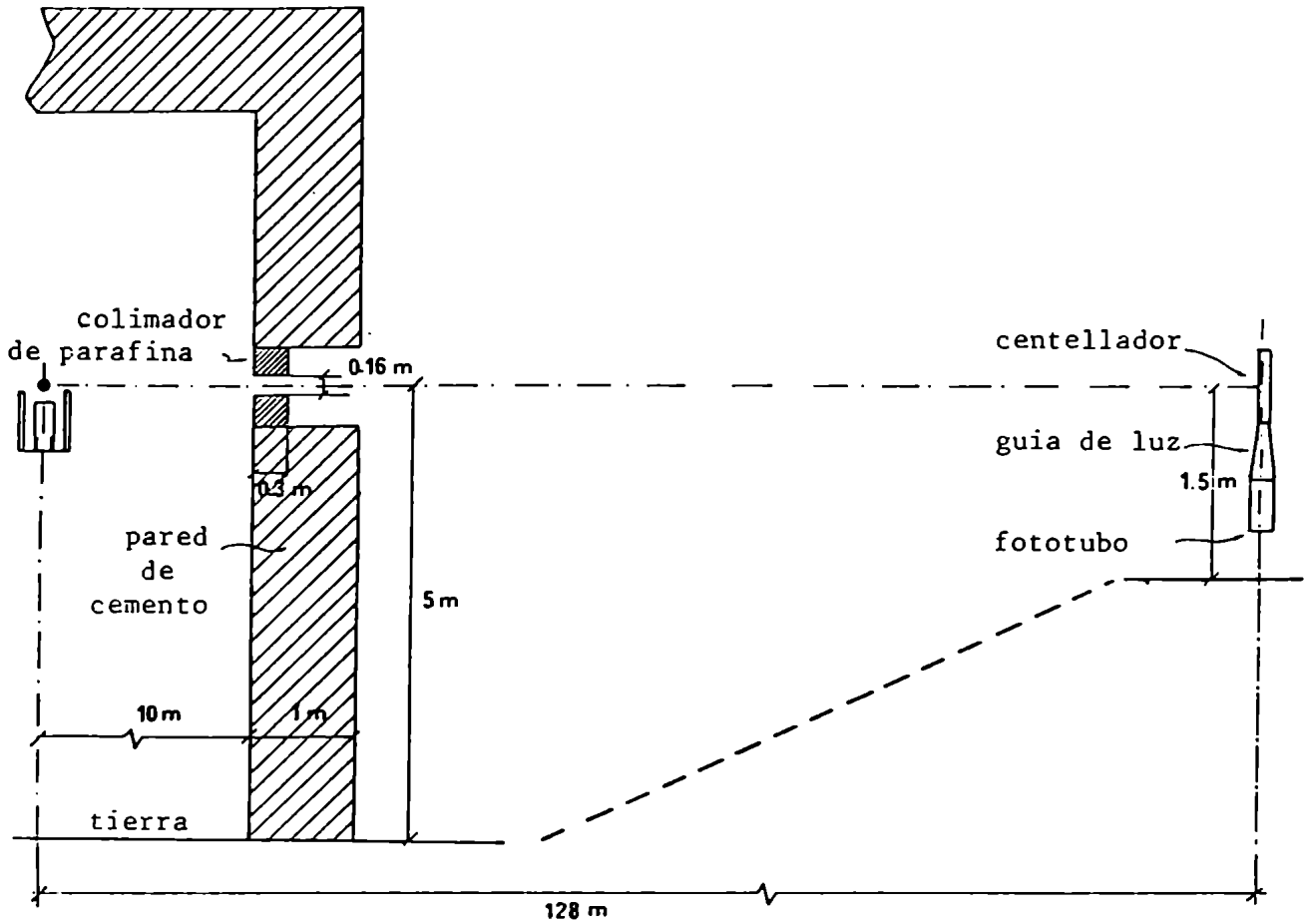


FIGURA 2: Dispositivo experimental para la determinación del espectro de neutrones

de las trazas a la izquierda de la Fig. 3). En la Fig. 4 se presentan algunos oscilogramas típicos (ya correlacionados en tiempo) de ambas señales. El comienzo de la producción de neutrones, que corresponde por tiempo de vuelo a la señal de rayos X (primer pulso delgado a la izquierda en la señal del detector), fluctúa dentro de ± 100 ns en torno del instante de máxima velocidad de compresión de la columna del foco (pico más elevado de la señal de dI/dt).

La producción de neutrones presenta generalmente dos picos separados (~ 100 ns) con una integral (cantidad de neutrones) ligeramente superior en el segundo pico. El tiempo total de emisión τ varía entre 100 y 200 ns. Esta estructura de la producción coincide con las observaciones realizadas por otros autores (Ref. 9).

El número total de neutrones N (10^{11} en promedio) fue registrado utilizando un detector por activación de plata.

En la Fig. 5 se muestra una señal del detector lejano. La señal superior muestra el pulso de rayos X, bien a la izquierda del trazo, seguido por la forma $n(t)$ del espectro temporal de neutrones. El mismo pulso de neutrones, con el doble de velocidad de barrido y amplificado, se muestra en la traza inferior del oscilograma.

Con este detector se tiene: $\Delta E/E^* = 0.05$ ($\Delta E \approx 0.12$ MeV) y $n_e = 54$, valores que, sumados al hecho de que en su diseño han sido minimizados los efectos distorsionantes, permiten asegurar un alto grado de confiabilidad en los resultados obtenidos. La escala de energías tiene una indeterminación (la cual no afecta la resolución ni la forma del espectro) del orden de 0,1 MeV, debido a la incerteza en los valores de distancia y tiempo.

En la Fig. 6 se muestran los espectros típicos obtenidos, transformados a la escala de energía. La línea punteada marca la corrección del espectro, por la diferente respuesta del centelleador, relativa a la amplitud de la señal en $E^* = 2,45$ MeV. La mayoría de los espectros presentan tres picos principales (curva a). El pico central tiene su máximo en 2,45 MeV y ancho a media altura (δE) que varía entre 200 y 300 keV. Anchos del mismo orden fueron previamente observados por otros

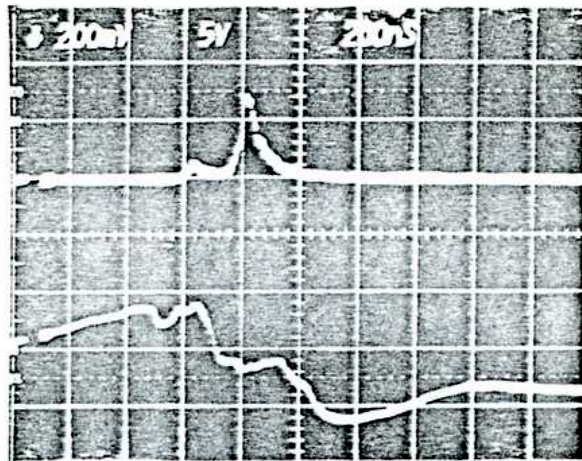
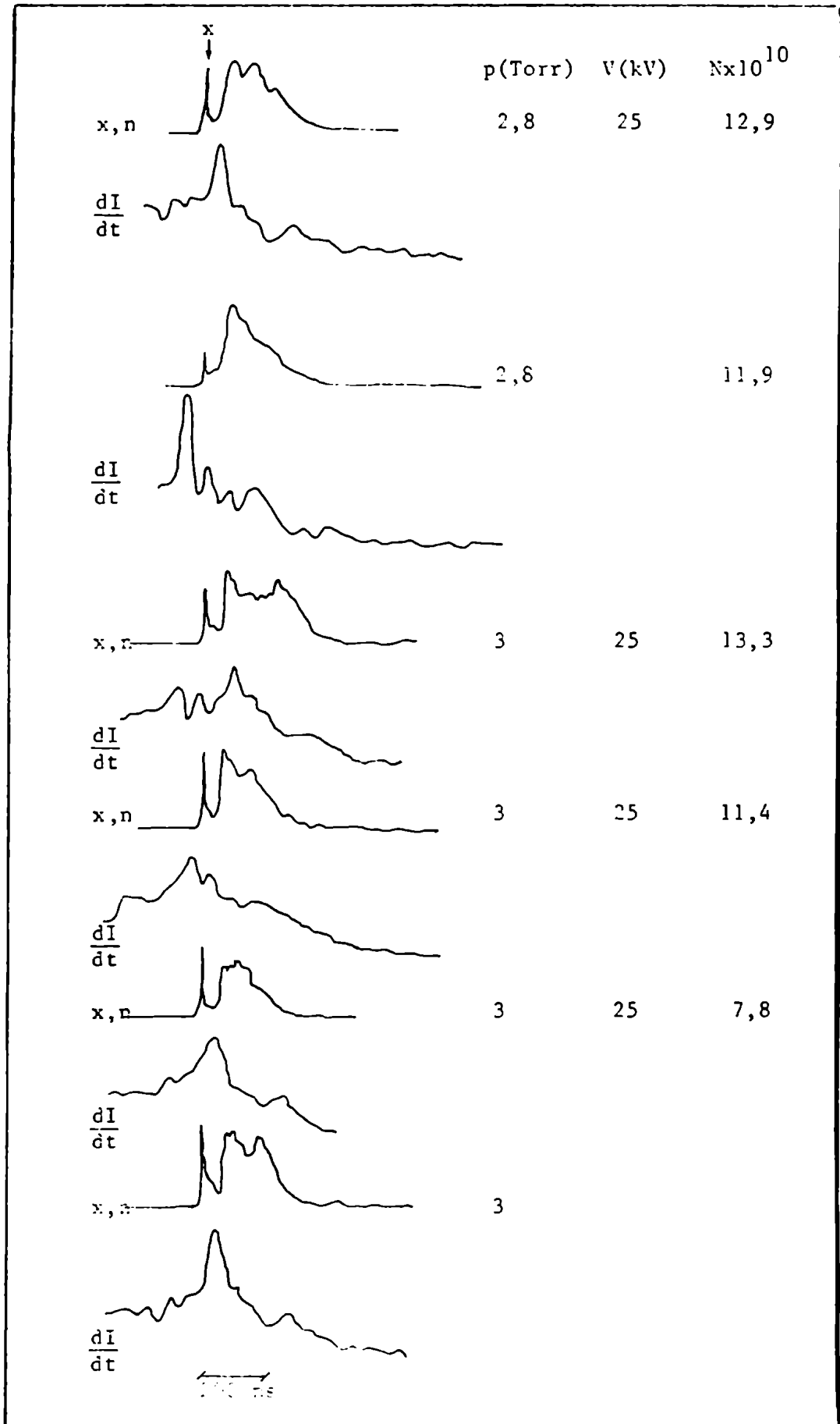


FIGURA 3: Oscilogramas de la emisión de neutrones (traza superior) y de la derivada de la corriente de descarga (traza inferior), sincronizados en el tiempo utilizando el sistema "blanking" del osciloscopio (interrupción de las trazas a la izquierda de ambas señales).



(c) Correlación temporal entre la producción de neutrones $N(t)$ y $-dI/dt$ para varias descargas. Presión de $D_2 = 2,8$ Torr, tensión inicial de descarga = 25 kV. N (total de neutrones integrado en el tiempo)

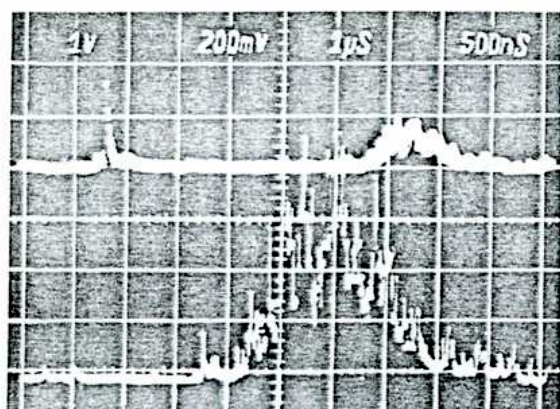


FIGURA 5: Señal típica del espectro temporal de neutrones.

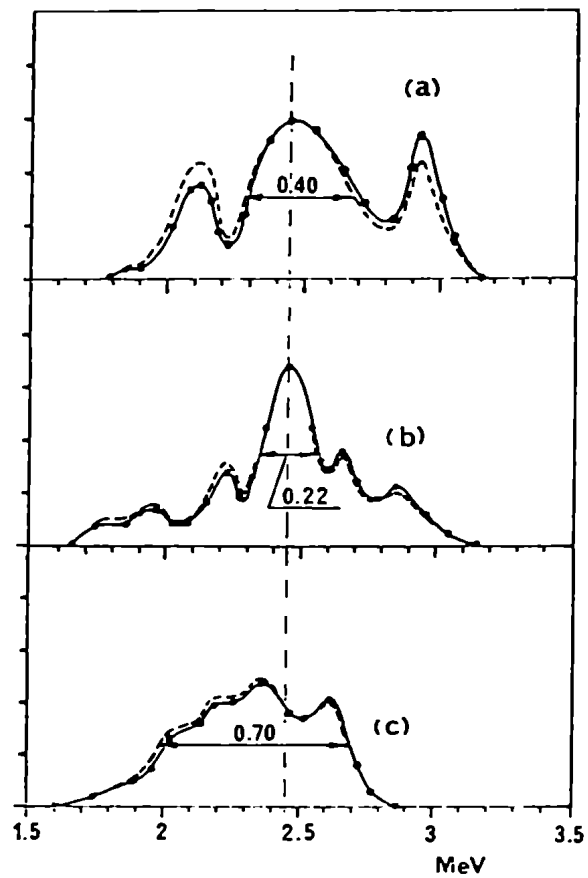


FIGURA 6: Tres formas típicas de los espectros de neutrones obtenidos en el PF 1 MJ de Frascati. La línea punteada marca la corrección por la variación de la respuesta del detector con E_n .

autores en espectros que presentan un pico único (Ref. 10,11,5). Los picos laterales, son generalmente menos anchos que el central y algo asimétricos con respecto a 2,45 MeV. El número de neutrones en los picos laterales (estimado por integración) representa aproximadamente el 50% de la integral completa del espectro. Esta configuración de espectro no ha sido observada previamente.

En algunos casos (curva b) se observan más de un par de picos laterales. En otros casos (curva c) los picos no aparecen claramente resueltos y el ancho total del espectro a media altura es entonces de 500 a 700 keV. Este último tipo de espectros ha sido observado por otros autores (Ref. 6 y 11).

El número total de neutrones N depende en general de las condiciones iniciales (voltaje, presión de llenado, material del aislante, configuración geométrica) (Ref. 8). Sin embargo, el perfil del espectro parece independiente de las condiciones iniciales y, por lo tanto, de N .

II-3 ANALISIS DE LOS RESULTADOS

A fin de interpretar los espectros observados, se puede suponer que el pico centrado en 2,45 MeV está principalmente formado por neutrones provenientes de reacciones termonucleares. En tal caso, la temperatura de los iones reaccionantes puede ser estimada (suponiendo una distribución maxwelliana) a partir del ancho a media altura del pico central por medio de la expresión (Ref. 12):

$$\delta E = 82,5 \sqrt{kT} \quad \text{II-6}$$

(con δE y kT en keV), resultando $6 \text{ keV} \leq kT \leq 37 \text{ keV}$.

Este rango de temperaturas es consistente con el número de neutrones contenido en el pico central (~ el 50% del total detectado). En efecto, asumiendo un volumen de 10^{-2} cm^3 y un tiempo $\tau = 150 \text{ ns}$, por la ecuación I-45 podemos calcular que el número de neutrones observado (~ 10^{11}), requiere una densidad entre 10^{18} y 10^{19} cm^{-3} que coincide con los valores normalmente registrados en el foco.

II-3-1 Los picos laterales con hipótesis de mecanismos haz-blanco.

Para interpretar los picos laterales usaremos aquí un modelo haz-blanco. Partiendo de las ecuaciones de conservación de la energía y del momento lineal en la reacción $D(d,p)He^3$, la energía de un neutrón emitido en una dirección "y" (Fig. 7) como resultado de la reacción de fusión de un haz monoenergético de deuterones con un plasma considerado inmóvil en el sistema de laboratorio (SL), resulta:

$$E = (E^* + \frac{1}{4}Q) \left[1 - \frac{a \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi}{\frac{1}{2}a \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi + \sqrt{1 + \frac{1}{4}a^2 \operatorname{sen}^2\theta \operatorname{sen}^2\phi + \frac{1}{2}a^2}} \right]^{-1} \quad \text{II-7}$$

Donde θ y ϕ están definidos en la Fig. 7, y:

$a = \frac{v}{u^*}$ es la relación entre el módulo de la velocidad del haz $\vec{v} = (v, \theta, \phi)$ en el SL y el módulo de la velocidad del neutrón en el sistema centro de masa (SCM).

$Q = mv^2$ es la energía del deuterón incidente en el SL ($m =$ masa del neutrón).

y $E^* = \frac{1}{2}mu^{*2} = 2,45 \text{ MeV}$.

En el límite $a \ll 1$, la aproximación a primer orden de II-7 resulta:

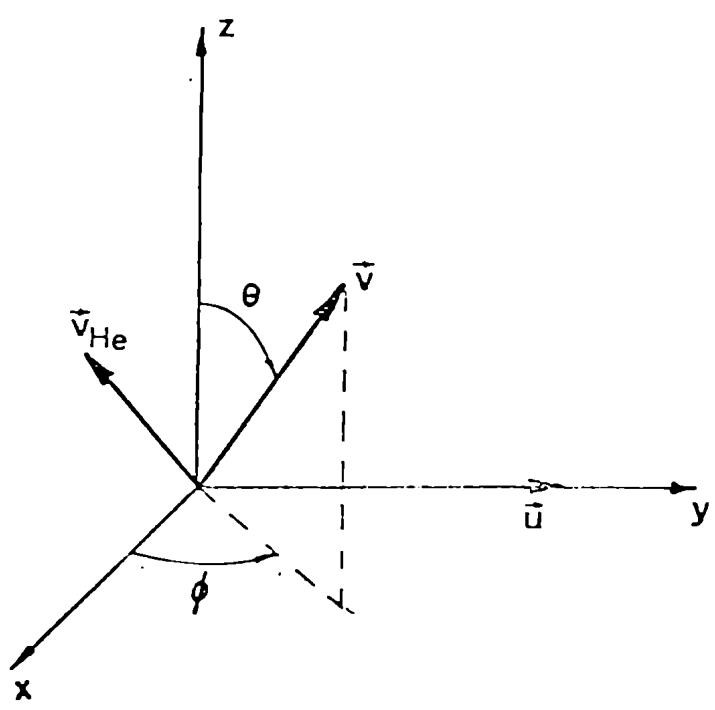
$$E = \frac{E^*}{1 - a \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi} \quad \text{II-8}$$

Usando las expresiones anteriores, analizaremos ahora algunos espectros de energía de neutrones que podrían resultar de las más simples configuraciones de haces monoenergéticos.

a) *Haz Axial* (en dirección coincidente con el eje del cañón):

Si un haz lineal incide con dirección z, la energía de los neutrones emitidos en la dirección "y" será:

$$E = E^* + \frac{1}{4}Q \quad \text{II-9}$$



Esta es la única energía probable y entonces se obtendría un pico de neutrones desplazado en $1/4 Q$ respecto del centro del espectro térmico. Si éste fuera el origen del pico de alta energía observado, teniendo en cuenta que su separación medida respecto de E^* es de ~ 400 keV, resultaría $Q \approx 1,6$ MeV. Un haz de tal energía produciría en su misma dirección un espectro de neutrones con un pico centrado en $3,85$ MeV. Los espectros en dirección axial determinados por otros investigadores, usando tanto placas nucleares como tiempo de vuelo, no han mostrado picos a energías tan elevadas, (dN/dE decae para energías de a lo sumo $3,2$ MeV).

Por otra parte, este modelo de haz deja sin explicación el pico de baja energía observado.

b) *Una espira circular de deuterones* (Fig. 8).

Consideremos los posibles espectros observables en la dirección "y" de detección, de acuerdo con diferentes orientaciones del plano de la espira.

Si la espira está contenida en el plano z-x ($\sin\phi = 0$), los neutrones emitidos serán monoenergéticos (con la energía dada por II-9). El tratamiento de este caso es similar al del haz axial (caso a).

La situación es completamente diferente si la espira está contenida en el plano z-y ($\phi = \pi/2$). Si consideramos una densidad uniforme de los blancos a lo largo de la espira, el número de neutrones emitido por un elemento diferencial de la espira será proporcional a la longitud del mismo, o sea:

$$dN(E) \sim r d\theta'$$

Por otra parte, si $r = \text{constante}$, el número de neutrones emitido desde el elemento de espira definido por el ángulo $d\theta'$, es igual al producido por los deuterones cuya velocidad tiene una dirección comprendida en el diferencial de ángulo $d\theta = |d\theta'|$. Luego:

$$\frac{dN}{dE} \sim \left| \frac{d\theta}{dE} \right|$$

y, usando II-8 resulta:

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{E^*}{E^2} \left[a^2 - \left(1 - \frac{E^*}{E} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad \text{II-10}$$

función espectral presenta dos picos divergentes en las

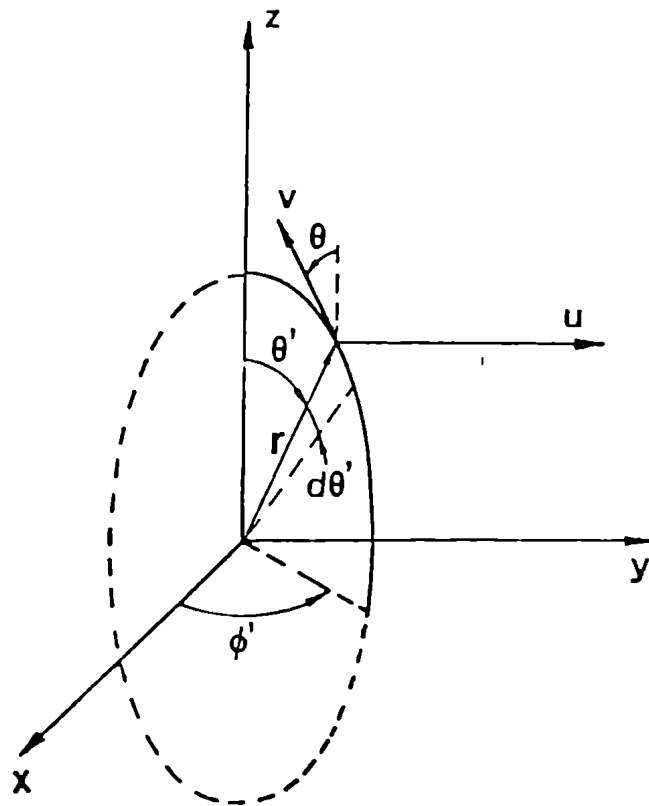


FIGURA 8: Configuración de haz en forma de circular.

posiciones:

$$\begin{aligned} E_1 &= E^* (1 + a)^{-1} \\ E_2 &= E^* (1 - a)^{-1} \end{aligned} \quad \text{II-11}$$

Este espectro está representado en la Fig. 9 para $a = 1/7$ ($Q = 100$ keV), valor con el cual la ecuación II-8 da $E(\theta)$ con un error inferior al 1%. El acuerdo de la posición de los picos divergentes con los dos picos laterales de los espectros experimentales (Fig. 6a) es excelente.

Si se supone una distribución maxwelliana de velocidades para los blancos, las divergencias se atenúan y los picos se ensanchan. A fin de estimar en forma simple el ancho de los picos debido a la agitación térmica de los blancos, podemos computar la diferencia δE entre la energía (en el SL) de un neutrón producido cuando un deuterón del haz reacciona con un blanco que se mueve hacia el observador, con una velocidad media térmica $\sqrt{\frac{1}{2} \frac{kT}{m}}$, y la energía del neutrón cuando el deuterón del haz reacciona con un blanco de igual velocidad, pero moviéndose en sentido opuesto. Por supuesto δE depende del ángulo formado por la dirección del haz y la dirección de observación. Si el haz está dirigido hacia el observador (pico de alta energía E_2), δE es mínimo y está dado por:

$$\delta E_2 = \sqrt{kT} \sqrt{\frac{E^*}{1 - q^{1/2}}} \frac{1 - 2 \sqrt{q(1 - q^{1/2})}}{1 - \frac{1}{2} \sqrt{q(1 - q^{1/2})}} \quad \text{II-12}$$

(donde: $q = \frac{Q}{2E^*}$)

En cambio, si el haz está orientado en sentido opuesto al observador (pico de baja energía E_1), δE es máximo y está dado por

$$\delta E_1 = \sqrt{kT} \sqrt{\frac{E^*}{1 + q^{1/2}}} \frac{1 + 2 \sqrt{q(1 + q^{1/2})}}{1 + \frac{1}{2} \sqrt{q(1 + q^{1/2})}} \quad \text{II-13}$$

Para el caso representado en la Fig. 9 ($Q = 100$ keV) resulta:

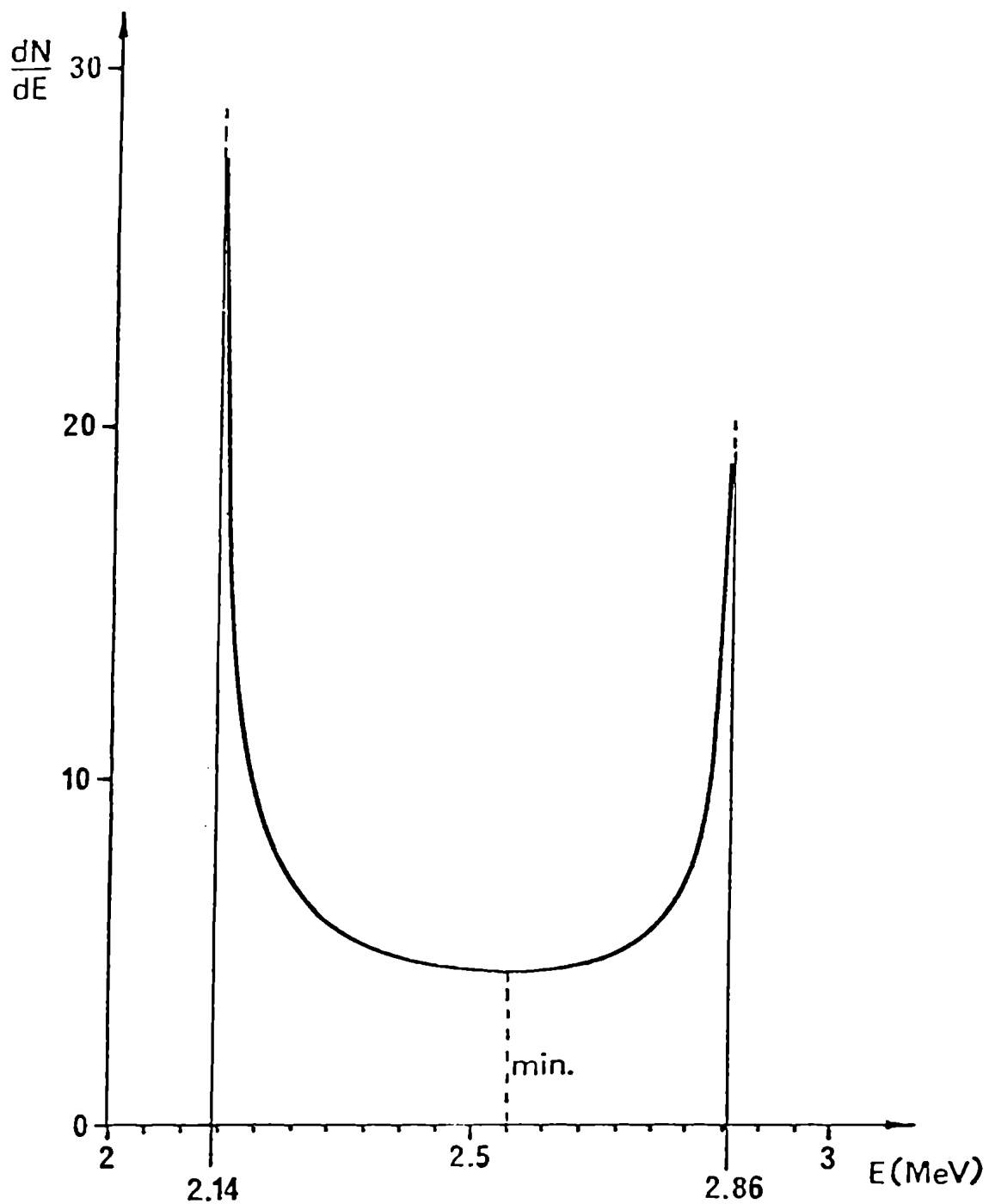


FIGURA 9: Espectro teórico emitido por la interacción de un haz en forma de espira circular ($\phi = \pi/2$) con blancos inmóviles en SL, para $a = 1/7$ ($Q = 100$ keV).

$$\begin{aligned}\delta E_2 &= 42.1 \sqrt{kT} \quad (\text{keV}) \\ \delta E_1 &= 56.2 \sqrt{kT} \quad (\text{keV})\end{aligned}\quad \text{II.14}$$

Para $kT = 15 \text{ keV}$ se obtiene $\delta E_2 = 163 \text{ keV}$, $\delta E_1 = 218 \text{ keV}$, en buen acuerdo con la observación experimental.

Resumiendo, los espectros con dos picos laterales (Fig. 6a) pueden ser explicados por un haz en forma de espira circular contenida en el plano zy , con $Q = 100 \text{ keV}$ y $kT = 15 \text{ keV}$. De acuerdo con las ecuaciones II-12 y II-13, el pico de baja energía sería algo más ancho que el de alta energía; esto fue observado como una tendencia generalizada en los espectros experimentales; sin embargo, la indeterminación en los valores de energía no permite considerar este hecho como una prueba de consistencia. Por supuesto, estos resultados son idénticos para toda espira contenida en cualquier plano paralelo al eje "y".

Una espira que estuviese contenida en un plano con una orientación intermedia entre $\phi' = 0$ y $\phi' = \frac{\pi}{2}$, produce también dos picos laterales a E^* , pero la separación entre ellos depende de ϕ' de tal forma que tiende a cero cuando $\phi' \rightarrow 0$. Luego, una configuración de varias espiras puede producir un espectro de picos múltiples (como los mostrados en la Fig. 6b) o un espectro uniforme y ancho (como los de la Fig. 6c), cuando los picos no alcanzan a resolverse.

El modelo de espiras circulares en el foco, según planos que contienen al eje del cañón, está apoyado en una abundante evidencia experimental previa. Varios investigadores han determinado, utilizando diversas diagnósticas, que el contorno del foco presenta ondulaciones (Ref. 13,14,15,16) con flujo saliente de masa desde las cúspides (Ref. 17) que se unen entre cúspides vecinas formando anillos circulares de 3 a 4 mm de diámetro (Ref. 16,18) en la forma que se esquematiza en la Fig. 10. Si se toman esas dimensiones para la espira, podemos estimar el campo magnético medio que se produce en el centro de la misma. De la ecuación I-14, podemos estimar el número de partículas del haz como ($V_h =$ volumen total del espacio de interacción):

$$n_h V_h = \frac{N}{n \sigma(Q) v \tau} \quad \text{II-15}$$

donde n es la densidad de blancos, $\sigma(Q)$ la sección eficaz haz-blanco para la energía Q y τ el tiempo total de interacción. La corriente total media en la espira puede calcularse como

$$I = \frac{n_h v_h v_e}{2\pi r} = \frac{Ne}{2\pi r n \sigma \tau} \quad \text{II-16}$$

($2\pi r/v$: tiempo de giro de una partícula en la espira).

Y el campo magnético medio en el centro de la espira resulta:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r} = \frac{\mu_0 Ne}{4\pi r^2 n \sigma \tau} \quad \text{II-17}$$

La duración de estas estructuras es estimada en ~ 50 ns (Ref. 13,18). Luego, tomando este valor para τ y $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, una espira de $Q = 100 \text{ keV}$ produciría un campo medio $B = 5 \times 10^6 \text{ G}$. Campos magnéticos de este orden fueron determinados experimentalmente, usando el desdoblamiento Zeeman de una línea del C^V (Ref. 19).

En un reciente trabajo (ref. 20), el grupo del SIT aporta nuevas evidencias de la existencia de estas espiras (las más significativas son las obtenidas con fotografías de rayos X). En el penúltimo capítulo de esta tesis se presentan otras evidencias de la existencia de estas espiras, obtenidas en el equipo P.F. II por medio de fotografía ultrarrápida.

c) Un cono de haces divergentes.

Tomaremos ahora como modelo una formación de haces rectilíneos divergentes, formando un cono de ángulo θ en torno al eje z (ver Fig. 11). Si todos los valores de ϕ son igualmente probables (distribución uniforme de los haces en la superficie del cono), y si la densidad de los blancos no depende de ϕ , en el límite $a \ll 1$ resulta:

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{d\phi}{dE} = \frac{E^*}{E^2} \left[a^2 \sin^2 \theta - \left(1 - \frac{E^*}{E} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad \text{II-18}$$

Luego el espectro resultante en la dirección "y" no puede ser distinguido del correspondiente a una espira contenida en un

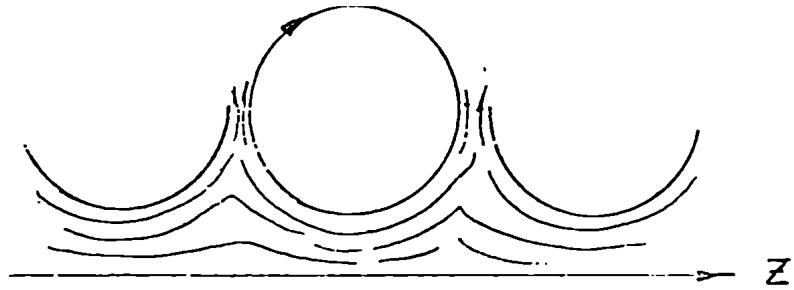
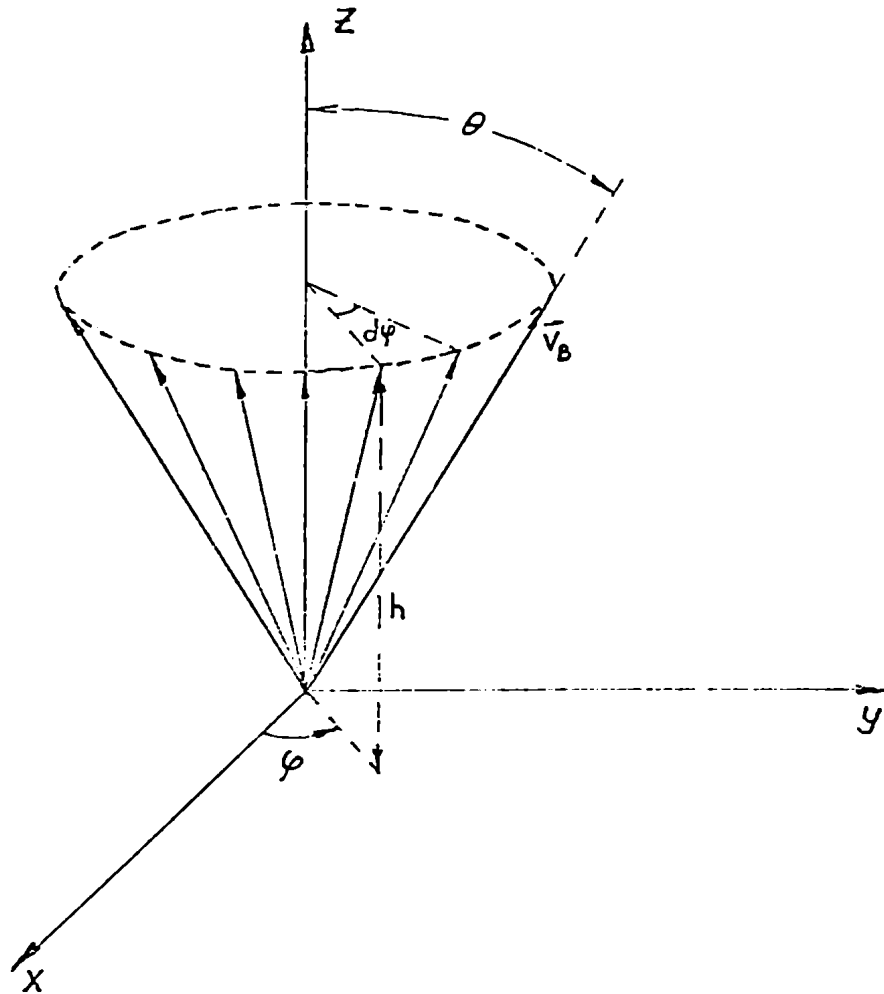


FIGURA 10: Esquema de las configuraciones observadas en el focus que sugieren la presencia de espiras circulares.



plano paralelo al eje "y", puesto que el factor $\text{sen}^2 \theta$ puede ser compensado por una diferente elección de a (o sea de Q) de modo que las ecuaciones II-10 y II-18 dan el mismo resultado. (Por ejemplo, un cono con $\theta = 45^\circ$ y $Q = 200 \text{ keV}$ daría el mismo espectro que una espira con $Q = 100 \text{ keV}$ en el plano $z-y$). Por supuesto estos resultados son idénticos si los haces tienen un sentido convergente hacia el vértice del cono o también si haces de direcciones diferentes se formaran en distintos tramos de la columna, ya que el método carece de resolución espacial.

Esta configuración de haces convergentes es otra de las propuestas (Ref. 2) como posible responsable de la producción de reacciones de fusión en el foco, y con ella se han explicado algunas de las propiedades del mismo. Al respecto, es interesante destacar que Bernstein y Comisar (Ref. 21) analizan la posibilidad de un cono de haces mediante un cálculo similar al aquí presentado. En el caso $\theta = \frac{\pi}{2}$ (para el cual la II-18 se transforma en II-10), con $Q = 100 \text{ keV}$ y 400 keV muestran que debe esperarse la aparición de picos laterales en el espectro de neutrones (para el caso $Q = 100 \text{ keV}$, la posición de los picos es idéntica a la mostrada en la Fig. 9 y la forma de la curva es muy parecida). Sin embargo, los mismos autores descartan el modelo porque los espectros por ellos determinados (Ref. 22, 4, 5) y también los obtenidos por otros autores (Ref. 23) mediante placas nucleares, no muestran tales picos, sino un espectro más o menos continuo y ancho ($\Delta E = 500 \text{ keV}$), similar al de la Fig. 6c. Estos resultados, aparentemente contradictorios con el aquí presentado, pueden ser explicados satisfactoriamente teniendo en cuenta las siguientes observaciones.

1. La mayoría de los espectros experimentales usados como ejemplo en la Ref. 21 fueron obtenidos integrando el flujo de neutrones de varios disparos del P.F. (en algunos casos más de 150 disparos), lo cual puede enmascarar los picos debido a la falta de reproducibilidad intrínseca de los espectros.

2. En el único trabajo citado donde el espectro es obtenido en una sola descarga (Ref. 5), la estadística media de detección es de ~ 10 neutrones cada 100 keV de intervalo de

energía, o sea muy baja (en el presente trabajo se detectan en promedio - 660 neutrones en el mismo intervalo de medición); en tales condiciones experimentales resulta prácticamente imposible resolver picos tan próximos.

3. Los mencionados autores no tuvieron en cuenta la posible superposición de un pico central de producción termonuclear, cuya presencia agudiza las exigencias de resolución en energía. Inclusive, en la Ref. 5, se utiliza el argumento del ancho de los espectros para descartar "a priori" la posibilidad de reacciones termonucleares en vista de la excesiva temperatura que resultaría del ancho observado.

d) Sucesión de espiras circulares formando un sector toroidal.

La configuración de haces considerada en este caso, es un sistema de espiras circulares de igual radio, cuyos planos contienen al eje z , formando un sector de foco con un ángulo $\Delta\phi$ entre las espiras externas (ver Fig. 12). Asumiremos además, que el número de espiras por unidad de ángulo ϕ es constante y que la densidad de blancos es uniforme.

Por supuesto, si $\Delta\phi \ll 2\pi$, el espectro es muy similar al que da una sola espira (caso b), pero el ancho de los picos laterales aumenta cuando $\Delta\phi$ es mayor. En el límite $\Delta\phi \rightarrow 2\pi$, el espectro resultante presenta un pico único y ancho que se extiende entre las energías E_1 y E_2 . W.Bostick, V.Nardi y otros interpretan las ondulaciones de la columna de plasma como una evidencia de este tipo de configuraciones de espiras múltiples (Ref. 24,16,18). Estos mismos autores explican la emisión de microondas que se ha registrado en el focus (Ref. 16,18) como originada por la variación del dipolo magnético formado por las espiras.

II.3.2. Los picos laterales como resultado de reacciones termonucleares en un plasma con movimiento radial

Varios autores han presentado evidencias de que la producción principal de neutrones comienza en una fase de expansión de la columna, posterior a una primera compresión, y

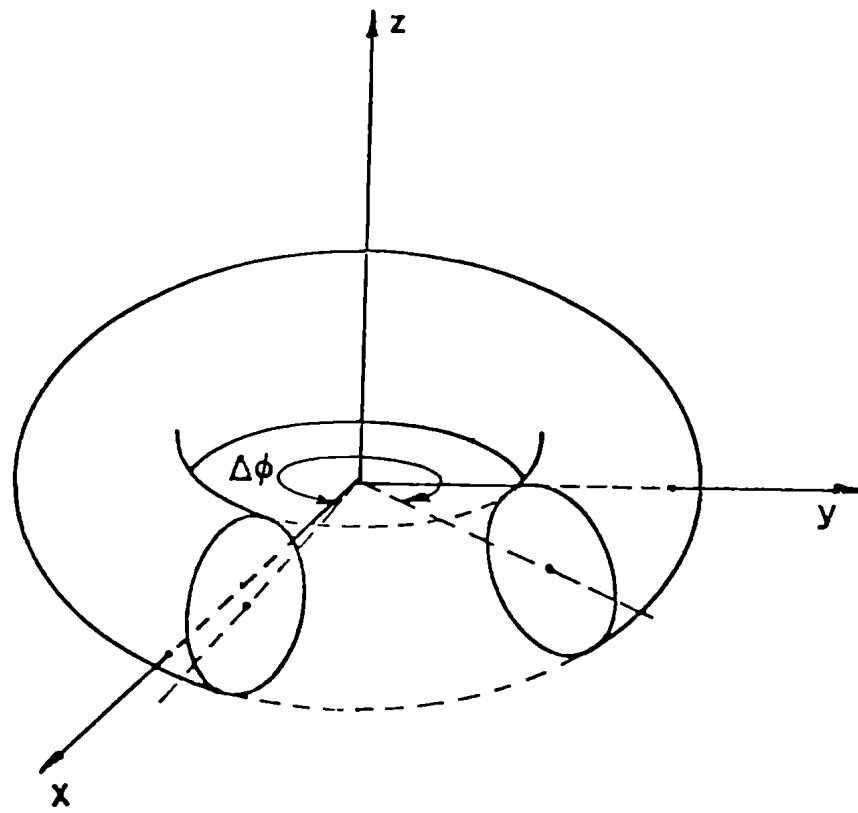


FIGURA 12: Configuración en forma de sector de toro.

que su origen es termonuclear debido fundamentalmente al calentamiento turbulento del plasma (ver por ejemplo Ref. 25). Si éste fuese el caso, sería oportuno analizar el espectro de neutrones que podría producir una capa de plasma termonuclear en expansión cilíndrica (coaxial con el eje del cañón) con una velocidad radial v_r . Con esta hipótesis, la velocidad del neutrón emitido será (sin considerar el movimiento térmico):

$$\vec{u} = \vec{v}_r + \vec{u}^* \quad \text{II-19}$$

Si $\bar{\theta}$ es el ángulo entre \vec{v}_r y \vec{u} , y llamamos $a = \frac{v_r}{u^*}$, la aproximación a primer orden para $a \ll 1$ resulta:

$$E = E^*(1 + 2a \cos \bar{\theta}) \quad \text{II-20}$$

Si se admite una densidad uniforme dentro de la capa, un sector del cilindro de plasma definido por un ángulo $d\bar{\theta}'$ emitirá una cantidad de neutrones proporcional a $d\bar{\theta}'$. Considerando solamente los neutrones emitidos en una dirección de observación determinada (perpendicular al eje del cilindro), resulta $|d\bar{\theta}'| \sim d\bar{\theta}$ y entonces resulta:

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{d\bar{\theta}}{dE} = (2aE^* \sin \bar{\theta})^{-1} \quad \text{II-21}$$

Luego, reemplazando de II-20:

$$\frac{dN}{dE} \sim \left[1 - \frac{1}{4a^2} \left(\frac{E}{E^*} - 1 \right)^2 \right]^{-1/2} \quad \text{II-22}$$

Esta expresión corresponde a un espectro análogo al que resulta de II-10, pero los puntos de divergencia aparecen para las energías:

$$\begin{aligned} E_1 &= E^* (1 + 2a) \\ E_2 &= E^* (1 - 2a) \end{aligned} \quad \text{II-23}$$

Un espectro muy similar al presentado en la Fig. 9 (o sea en buen acuerdo con los resultados experimentales) se obtiene

para $a = 0,08$, es decir para $v_r = 1,7 \times 10^6$ m/s. Este valor de v_r es un orden de magnitud superior al registrado para la expansión del plasma. Por otra parte, la comparación del perfil temporal del pulso de neutrones con la señal de dI/dt (ver Fig. 4) muestra que en la máquina en la cual se efectuaron nuestras mediciones, las RFN comienzan dentro de la etapa de compresión de la columna de plasma. Por supuesto, el mismo análisis es válido para la hipótesis de un plasma termonuclear implotando cilíndricamente con velocidad v_r , pero también en este caso, la velocidad de implosión normalmente registrada es un orden de magnitud inferior a la necesaria para justificar los picos laterales del espectro. Aquí es necesario remarcar que nos estamos refiriendo al movimiento integral de la columna de plasma. Sin embargo, como veremos en detalle más adelante, la columna presenta zonas de estrechamiento con diámetro mucho menores que el diámetro medio. La dinámica de tales estrechamientos no es totalmente conocida y en principio es posible que el plasma pueda adquirir velocidades radiales del orden de 10^6 m/s si esas sobrecompresiones se produjesen en tiempos de algunos nanosegundos.

II.4 CONCLUSIONES

La única información directa sobre la o las situaciones físicas que favorecen las RFN en el foco es la proporcionada por las mediciones sobre los productos de reacción. Si se consideran las mediciones de neutrones publicadas en trabajos anteriores, los resultados firmemente fundados son:

a) Existe anisotropía en el flujo espacial (ϕ) de los neutrones emitidos. El cociente entre el flujo axial y el perpendicular al eje del cañón varía de 1 a 2,5 dependiendo fundamentalmente de la presión inicial de D_2 (la anisotropía aumenta a presiones bajas, Ref. 26).

b) Los espectros de neutrones son anchos (demasiado para considerar que provengan de reacciones termonucleares puras) y anisótropos. La energía media del espectro observado a diferentes ángulos de colatitud respecto al eje del cañón

resulta: $\bar{E}(0^\circ) \approx 2,8 \text{ MeV}$, $\bar{E}(90^\circ) \approx 2,5 \text{ MeV}$, $\bar{E}(180^\circ) \approx 2,1 \text{ MeV}$, (ver, por ejemplo, Ref. 14,22,26). Estos resultados son compatibles con la mayoría de los modelos presentados para el P.F. (ver I-3-2) , o aún con todos ellos si se acepta la posibilidad de coexistencia de diferentes procesos.

Hablando siempre en términos de evidencia directa, los resultados presentados en este capítulo muestran por primera vez que una fracción importante de las RFN en el foco ($\sim 0,5$) pueden provenir de la interacción del plasma con corrientes de deuterones de una estructura que no es aún posible definir con precisión, pero que seguramente debe ser más compleja que un simple haz axial. Fuera de toda especulación, es imposible justificar los picos laterales del espectro sin la existencia de una fuerte componente ordenada de la velocidad del C.M. de las RFN en la dirección de observación (perpendicular al eje del cañón). Si, por la ausencia de evidencias colaterales, se descarta por ahora la posibilidad de una elevada velocidad radial del CM de las RFN debida a una expansión o compresión rápida del plasma (ver parágrafo II-3-2), la hipótesis más plausible es la de procesos haz-blanco. En tal caso, la justificación de los picos laterales del espectro requiere configuraciones complejas de haces, tales como una o varias espiras circulares, una formación regular de haces divergentes o, al menos, la presencia de haces lineales formando diferentes ángulos con z en diversas zonas de la columna.

Por otro lado, la muy probable coexistencia con estos procesos haz-blanco de un mecanismo termonuclear (pico central del espectro), surge como una segunda consecuencia importante de los resultados mostrados en las secciones precedentes. Otros autores han mencionado la posibilidad de un doble mecanismo para la producción de RFN en el foco (Ref. 27,28,29 y 25), pero con evidencias que, a juicio del autor, son menos claras que las presentadas aquí.

En cuanto a la temperatura que resulta del ancho central del espectro ($T \approx 15 \text{ keV}$), su valor es superior al medido por Forrest y Peacock ($T \approx 3 \text{ keV}$, Ref. 30) pero concuerda con las observaciones de otros autores (Ref. 31,32). En el capítulo

V de esta tesis se da un interpretación posible de la disparidad de estos valores como resultado de la diferente escala de los aparatos en que fueron observados.

APENDICE II-A

Respuesta del centellador en la espectroscopía por tiempo de vuelo

Para la espectroscopía por tiempo de vuelo sería ideal contar con un detector donde la respuesta V_d fuese únicamente proporcional al número de neutrones detectados en la unidad de tiempo, o sea:

$$V_d \sim \frac{dN}{dt} \quad \text{II-A-1}$$

En el sistema centellador-fotomultiplicador la situación no es exactamente ésta, sino que la respuesta del detector es también función de la energía de los neutrones, en la forma:

$$V_d \sim \frac{dN}{dt} f(E_n) \quad \text{II-A-2}$$

En este Apéndice se efectúa la evaluación de $f(E_n)$ necesaria para la corrección del espectro por este efecto. Además, se analizan otros efectos que son motivo de distorsión del espectro experimental.

II-A-1 Dependencia de la respuesta del centellador con la energía del neutrón incidente

Los neutrones incidentes sobre el centellador plástico interactúan fundamentalmente con los núcleos de hidrógeno del compuesto orgánico. Como producto del choque de un neutrón en el plástico, un protón es acelerado llevándose una parte de la energía total del neutrón. El protón de retroceso es frenado rápidamente por las colisiones en el medio (en menos de 2ns para $E_n = 2,5 \text{ MeV}$ en el NE102), y de resultados de este proceso es emitido el pulso de luz que es detectado por el fotomultiplicador. El espectro de energía del protón de retroceso como producto de una colisión única de un neutrón de energía E_n , puede ser calculado fácilmente con la suposición de que la

sección de choque neutrón-protón es isótropa en el sistema centro de masa. De esta forma, el número de protones $dn_p(E_p)$ con energías entre E_p y $E_p + dE_p$ producidos por neutrones monoenergéticos de energía E_n , resulta (N_p : N° total de protones):

$$dn_p(E_p) = \begin{cases} N_p dE_p / E_n & \text{para } E_p < E_n \\ 0 & \text{para } E_p > E_n \end{cases} \quad \text{II-A-3}$$

o sea que la distribución en energía de los protones de retroceso es uniforme desde $E_p = 0$ hasta $E_p = E_n$, tal como se muestra en la Fig. 13 (curva A). Esta distribución fue bien comprobada experimentalmente para neutrones de hasta 14MeV (Ref. 33). En la Fig. 13, se da también la forma teórica de dn_p/dE_p cuando es considerado el choque con los núcleos de carbono del plástico (curva B) y para el caso de un doble choque del neutrón con núcleos de H (curva C).

Bajo condiciones apropiadas, la respuesta en tensión (V_d) del fotomultiplicador es proporcional a la luz emitida por el centellador (ver Apéndice II-B). Sin embargo, la intensidad de luz emitida en el proceso de frenamiento de los protones de retroceso en el plástico, es una función no sólo de su número, sino también de su energía E_p . La respuesta lumínica del centellador al frenar totalmente una partícula de energía E está bien representada por la fórmula semi-teórica de Birks (Ref. 34):

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \left(1 + kB \frac{dE}{dx} \right)^{-1} \quad \text{II-A-4}$$

donde L es la energía lumínica emitida por fluorescencia, x es el camino de la partícula en el cristal, y S y kB son constantes que deben ser determinadas experimentalmente. El numerador representa la producción de moléculas excitadas que decaen por fluorescencia y el segundo término del denominador, la reabsorción de luz por parte de las moléculas ionizadas por el paso de la partícula en el plástico. $B \frac{dE}{dx}$ da el número de moléculas excitadas y ionizadas y k el coeficiente de absorción de luz. En un prolijo trabajo experimental, Prescott y

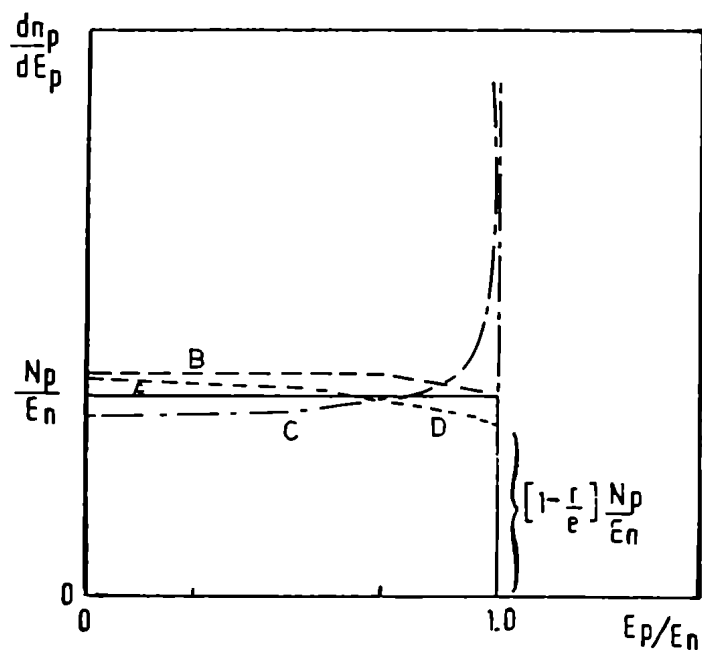


FIGURA 13: Forma teórica de la distribución energética de los protones de retroceso producidos por neutrones de energía E_n . A- Choque único del neutrón con un núcleo de H. B- Considerando la probabilidad de choque de los neutrones con los núcleos de C^{12} . C- Doble choque con núcleos de H. D- Como A, considerando la pérdida de protones por el fondo del cristal.

Rupaal determinaron el valor de k_B para el centellador plástico NE 102, obteniendo $k_B = 0,0098 \text{ g cm}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$. (Ref. 35). Siempre para este centellador, la función $\frac{dE}{dx}$ para protones fue determinada por Gooding y Pugh (Ref. 33) quienes obtuvieron:

$$\frac{dE_p}{dx} \left[\frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}} \right] = 17,65 x^{-0,448} \quad \text{II-A-5}$$

donde x se expresa en cm de centellador. Luego la II-A-4 resulta:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{17,65 x^{-0,448}}{1 + 0,173 x^{-0,448}} \quad \text{II-A-6}$$

entonces:

$$L \sim \int_0^{x_0} \frac{x^{-0,448} dx}{1 + 0,173 x^{-0,448}} \quad \text{II-A-7}$$

donde x_0 es el rango de la partícula en el cristal. En la Fig. 14 se da el gráfico de x_0 como función de E_p para el plástico NE 102 obtenido de la Ref. 36.

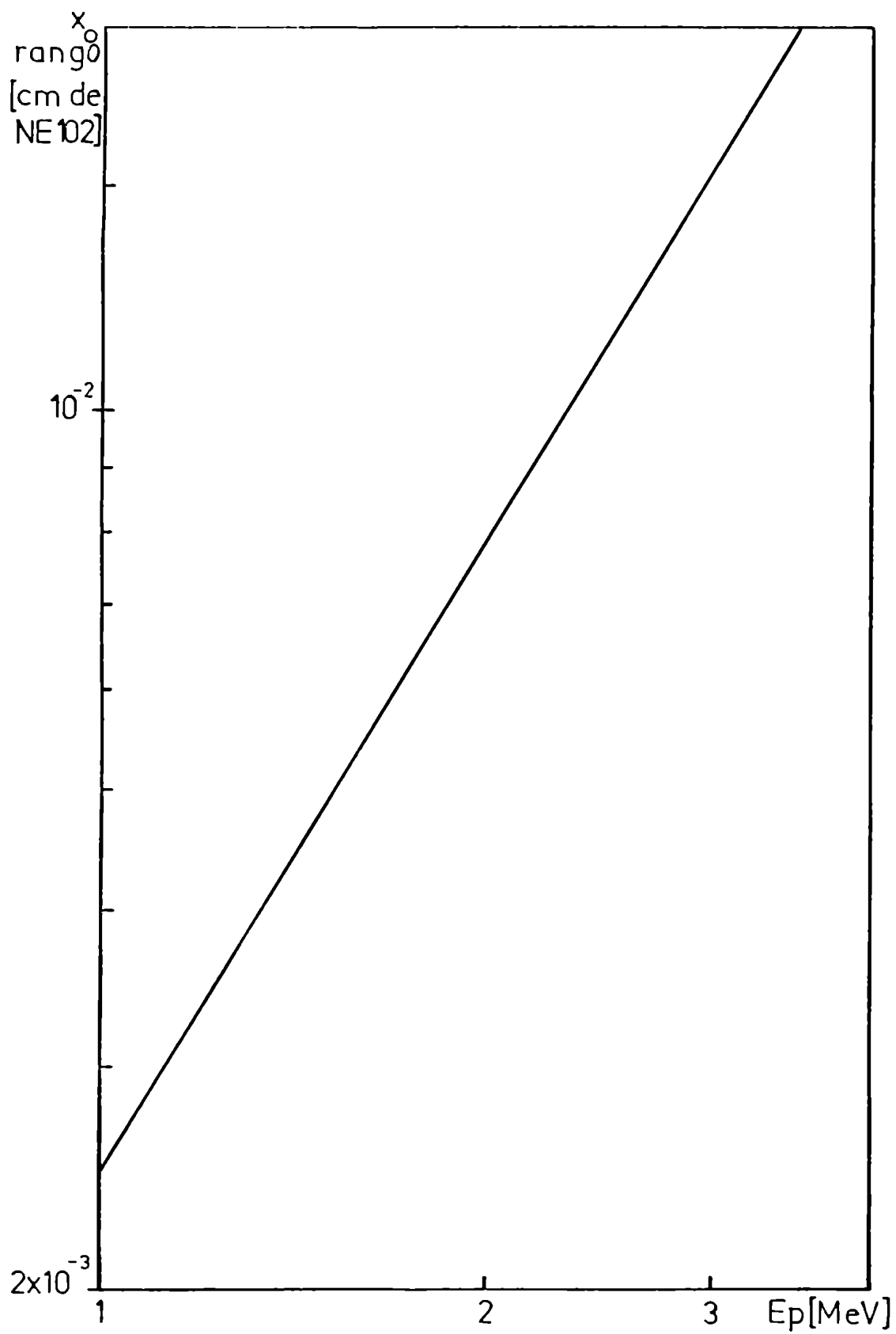
En la obtención del espectro de los neutrones producidos por las reacciones D-D del P.F., la energía del protón de retroceso en el centellador varía en el rango $0 \leq E_p \leq 3,5 \text{ MeV}$. Como veremos enseguida, en este rango, L puede ser expresada como función de E_p por la relación aproximada:

$$L \sim E_p^{1,47} \quad \text{II-A-8}$$

Luego, la respuesta de luz L_r , relativa a la correspondiente a $\bar{E}_p = 1,25 \text{ MeV}$ (valor medio de E_p para $E_n = 2,5 \text{ MeV}$), resulta:

$$L_r = \frac{L(E_p)}{L(\bar{E}_p)} = 0,716 E_p^{1,47} \quad \text{II-A-9}$$

En el gráfico logarítmico de la Fig. 15 se dan los valores de L_r calculados numéricamente a partir de II-A-7 y la recta (dada por la relación II-A-9) que mejor ajusta los puntos en el



rango de interés. Como puede verse, los valores de L_r obtenidos de II-A-9 difieren en menos del 6% (para $E_p < 4 \text{ MeV}$) de aquellos calculados con la fórmula de Birks. En la Fig. 15 se dan también los valores experimentales de $L_r(E_p)$ obtenidos con el Ne 102 por Evans y Bellamy (Ref. 37) haciendo incidir protones de diferente energía sobre un cristal de 1/2" de espesor y 2" de diámetro. Asimismo, se dan los valores de $L_r(E_p)$ para el antraceno y el trans-tilbeno, obtenidos experimentalmente por Fowler y Roos (Ref. 38) y por Frey y otros (Ref. 39). Como puede verse, la ecuación de Birks (y por ende la relación II-A-9), tiene un excelente ajuste con los datos experimentales, aún para diferentes centelladores orgánicos. A continuación, será entonces considerada válida la relación II-A-9, lo cual permite simplificar el análisis que sigue.

Si en el intervalo de tiempo mínimo de medición Δt_0 , inciden sobre el centellador $n(E_n)$ neutrones con energía E_n , se producen $N_p = \epsilon n(E_n)$ (ϵ = probabilidad de choque en el centellador definida como eficiencia de centelleo), protones de retroceso cuyas energías se encontrarán equidistribuidas en el intervalo $0 \leq E_p \leq E_n$. La luz total emitida será entonces

$$L(E_n) \sim \int_0^{E_n} N_p E_p^{1,47} dn_p(E_p) \quad \text{II-A-10}$$

donde $dn_p(E_p)$ es el número de protones con energías en el intervalo comprendido entre E_p y $E_p + dE_p$. Si es válida la hipótesis de interacción única (n,p) para cada neutrón detectado, entonces $dn_p(E_p)$ es el dado por la función de distribución II-A-3. Luego resulta:

$$L(E_n) \sim \frac{n(E_n)}{E_n} \int_0^{E_n} E_p^{1,47} dE_p \quad \text{II-A-11}$$

de la cual sigue:

$$L(E_n) \sim n(E_n) \cdot E_n^{1,47} \quad \text{II-A-12}$$

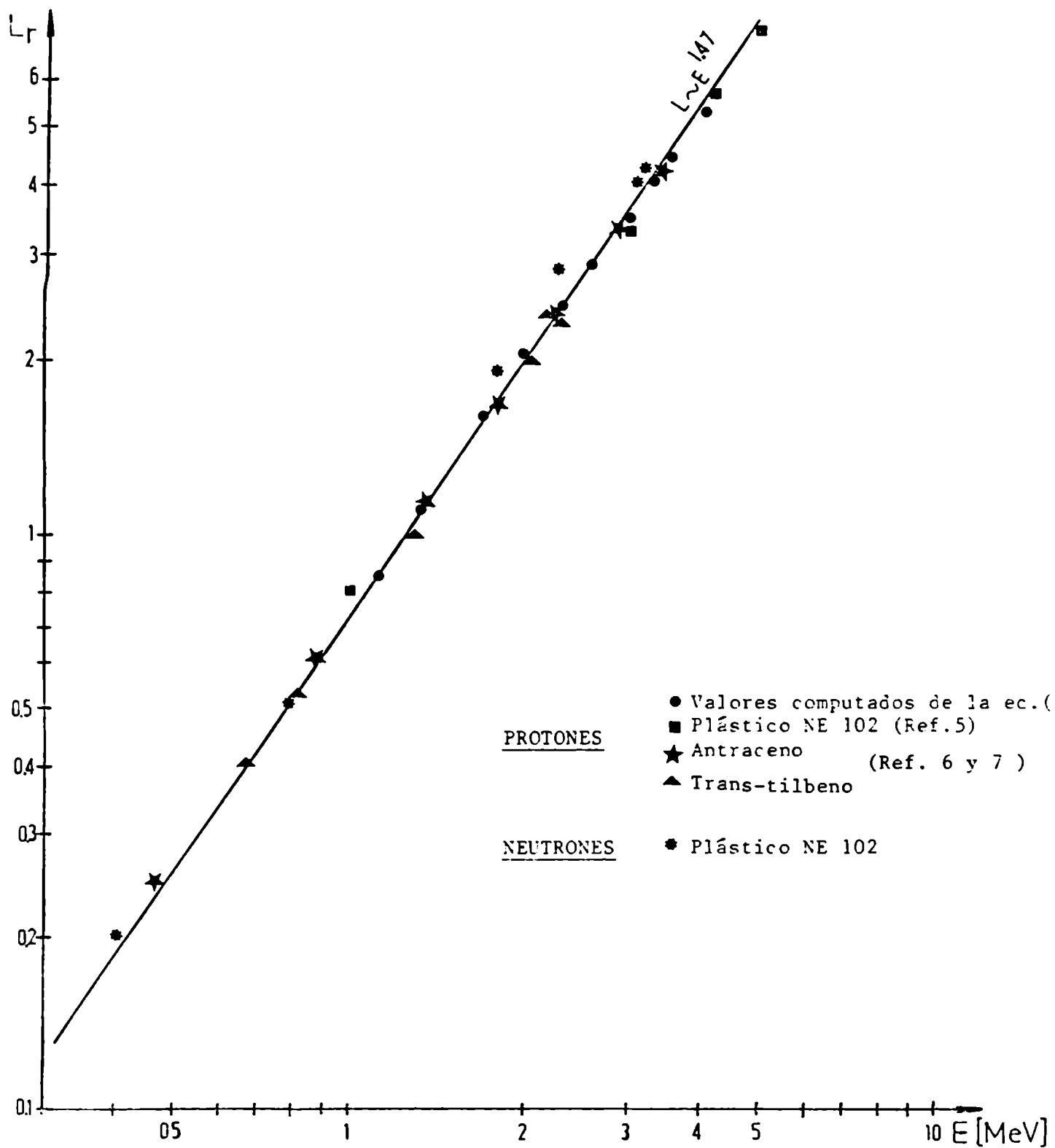


FIGURA 15: Respuesta luminosa relativa de un centellador orgánico.

Dado que $n(E_n) \sim \frac{dN}{dt}$, en II-A-2 resulta $f(E_n) = E_n^{1,47}$. Entonces la señal del detector corregida por la diferente respuesta del centellador a la energía del neutrón, referida a la respuesta correspondiente a $E_n^* = 2,45$ MeV, resulta:

$$V_d'(E_n) = V_d(E_n) \cdot \left(\frac{E_n^*}{E_n} \right)^{1,47} \quad \text{II-A-13}$$

Una verificación experimental directa de la relación II-A-12 surge de los resultados reportados por Gettner y Selove (Ref. 40), quienes midieron la respuesta de luz del NE-102 a la incidencia de neutrones de diferente energía. Los autores determinan $L(E_n)$ con una precisión de $\sim 15\%$, usando un cristal de 25 mm de espesor y 38 mm de diámetro, para valores de E_n comprendidos entre 0,2 y 2,3 MeV. Estos resultados se encuentran graficados en la Fig. 15 y, como puede verse, los apartamientos de la recta $L \sim E_n^{1,47}$ están dentro del error de medición.

II-A-2 Efectos que pueden distorsionar la respuesta del centellador

a) *Efecto de colisiones múltiples*

Si el centellador es muy grueso, el neutrón incidente puede efectuar más de un choque produciendo dos o más protones de retroceso en rápida sucesión. Como se muestra en la Fig. 13 el efecto de un doble choque es distorsionar el espectro de energía de los protones de retroceso, produciendo un pico en la distribución para valores de E_p próximos a E_n . En el caso de que este efecto sea importante, la corrección del espectro tiene un tratamiento teórico más complicado, y no cuenta con una evidencia experimental tan sólida como la mostrada en el caso de choque único.

La influencia de este efecto depende de E_n y de la forma del cristal (Ref. 41), pero en líneas generales puede decirse que la distorsión del espectro comienza a ser significativa para espesores de centellador iguales o superiores al camino li-

bre medio de los neutrones en el cristal (≈ 5 cm para $E_n = 2,5$ MeV en el NE 102). A modo indicativo, las medidas de respuesta lumínica como función de E_n realizadas en la Referencia 40 (ver Fig. 15) muestran que, al menos para 25 mm de espesor de centellador, el efecto de doble colisión no produce una distorsión importante.

b) Pérdida de protones debida a las dimensiones finitas del cristal

Si el espesor del cristal es del orden del camino libre medio de los protones de retroceso, los más energéticos pueden salir del centellador sin ser totalmente frenados. El resultado de este efecto es el de distorsionar el espectro de E_p en la forma que se indica en la Fig. 13 (curva D). La máxima distorsión se produce para $E_p = E_n$ con una ordenada (Ref. 41):

$$\frac{dn_p}{dE_p} = \left[1 - \frac{r}{d}\right] \frac{N_p}{E_n} \quad \text{II-A-14}$$

donde r es el rango del protón de energía E_n y d es el espesor del centellador. Por ejemplo si se desea que la distorsión máxima del espectro $dn_p(E_p)$ sea del orden de 1% deber ser:

$$\frac{r}{d} \leq 0,01 \quad \text{II-A-15}$$

Para el NE-102, $r(E_p = 2,5 \text{ MeV}) \approx 0,01$ cm y este efecto puede prácticamente despreciarse para $d \geq 1$ cm.

c) Variación de la eficiencia de centelleo

La eficiencia de centelleo (fracción de neutrones que colisionan al menos una vez en el centellador) puede ser calculada como (Ref. 41):

$$\epsilon(E_n, d) = \frac{n_H \sigma_H}{\sigma} [1 - \exp(-\sigma d)] \quad \text{II-A-16}$$

donde: d es el espesor del centellador; $\sigma = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C$; n_H y n_C son las densidades de átomos de H y de C, respectivamente

(átomos/cm³); σ_H y σ_C son las secciones de choque de H y C para la energía E_n .

Cuando $d \leq 2$ cm, la influencia de los átomos de carbono puede despreciarse y ϵ queda bien expresada como:

$$\epsilon = 1 - \exp(-n_H \sigma_H d) \quad \text{II-A-17}$$

Sin embargo, cuando d aumenta, las resonancias que presenta σ_C comienzan a influir notoriamente en la forma de $\epsilon(E_n)$. En la Figura 16 se da el gráfico de ϵ como función de E_n , para distintos valores de d , computado de II-A-16 para el NE 102. Como puede verse, la resonancia de σ_C para $E_n = 3$ MeV produce fuertes variaciones de ϵ para $d \geq 5$ cm. Para $d \leq 2$ cm, la variación de ϵ con E_n es pequeña y casi lineal en el rango de interés, por lo que su efecto distorsivo en el espectro puede ser despreciado.

Para centelladores gruesos ($d > 0,5$ cm), ϵ depende considerablemente de la forma del cristal y la expresión teórica II-A-16 puede dar su valor con un error muy grande. En la Fig. 17 se da el gráfico de ϵ para cristales cilíndricos de NE 102 como función del diámetro y espesor, obtenido experimentalmente por G.Gatti (Ref. 42) en la detección de neutrones de 2,5 MeV.

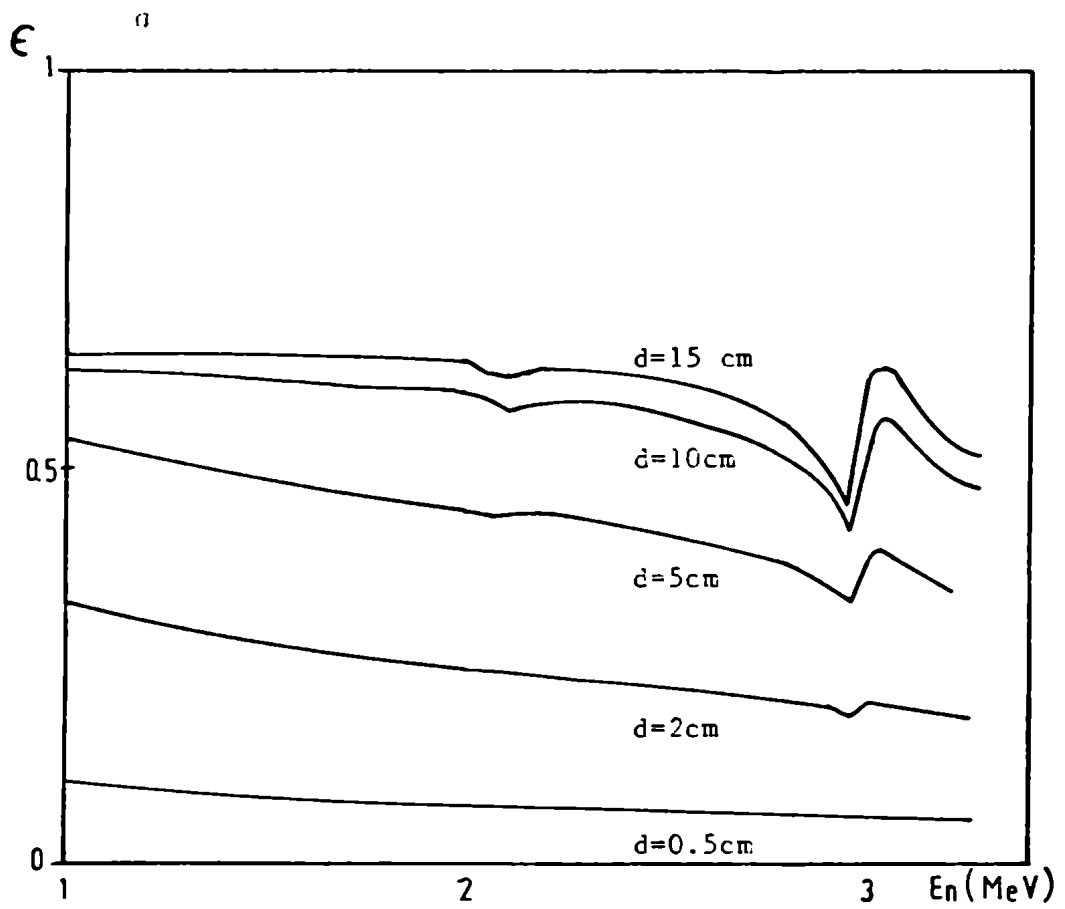


FIGURA 16: Valor teórico de la eficiencia ϵ como función de E para distintos espesores de centellador.

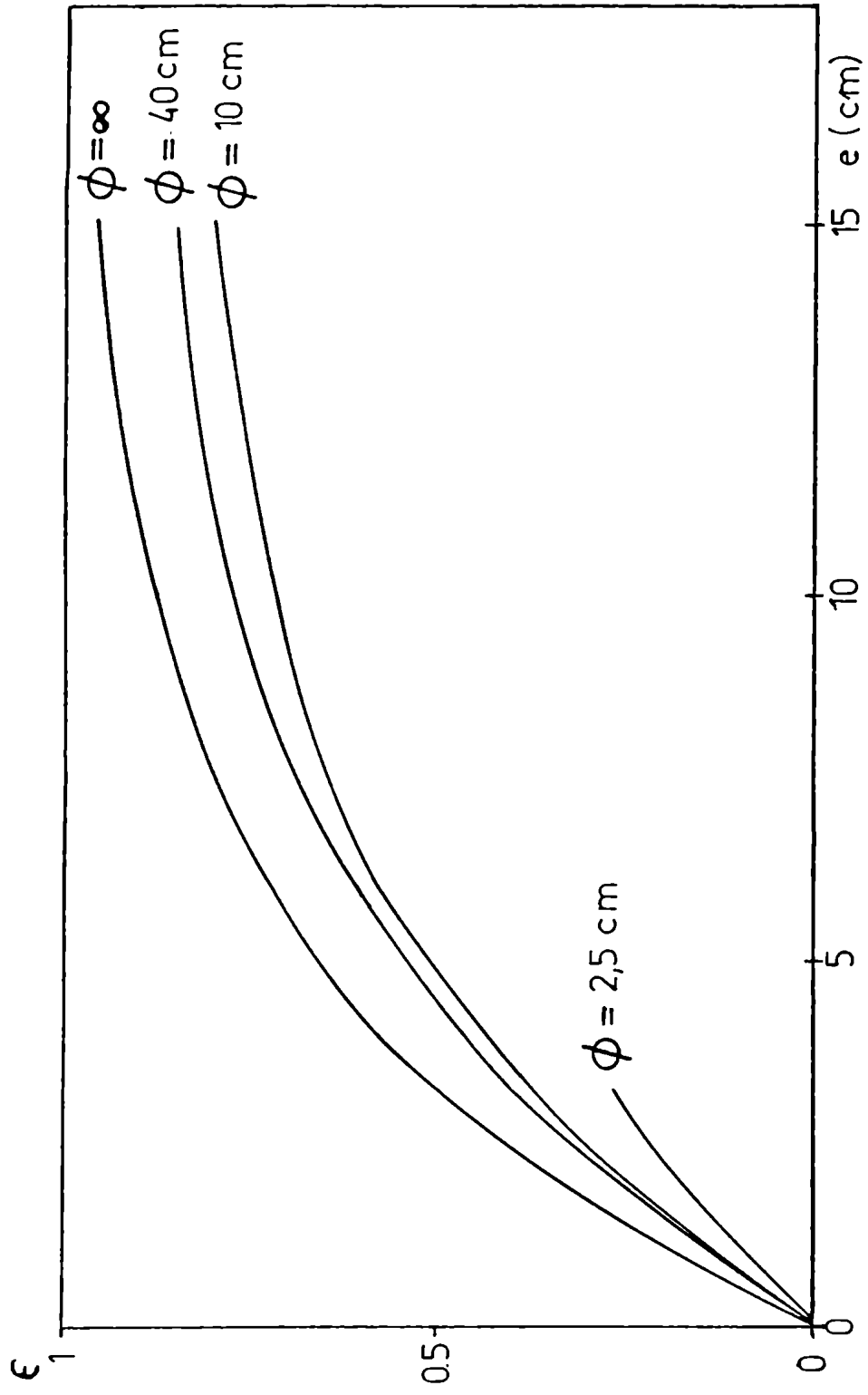


FIGURA 17: Valores experimentales de la eficiencia ϵ del plástico NE 102 para neutrones de 2,5 MeV, como función del espesor del cristal (d). ϕ es el diámetro del centellador en cm.

APENDICE II-B

Respuesta del fotomultiplicador

En este Apéndice se estudian las condiciones necesarias para obtener una buena estadística de medición y una respuesta lineal del fotomultiplicador en la espectroscopía de neutrones por tiempo de vuelo.

II-B-1 La estadística de medición

Si al detector llegan n neutrones de energía E_n en el intervalo de tiempo dt , se producen en el centellador $N_p = \epsilon n$ protones de retroceso con una energía media $\bar{E}_p = E_n/2$. Si consideramos que los protones pierden toda su energía en la excitación de las moléculas del centellador, por cada protón se producirá un número medio de fotones:

$$n_f = \frac{\bar{E}_p}{E_f} c_f \quad \text{II-B-1}$$

donde E_f es la energía media del proceso de fluorescencia y c_f es la eficiencia de dicho proceso (nº de fotones por protón). Entonces, el número medio de fotoelectrones que serán emitidos por el fotocátodo por cada protón de retroceso, resulta (Ref. 43)

$$n_{fe} = \frac{\bar{E}_p}{E_f} c_f \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_m \cdot \epsilon_c \quad \text{II-B-2}$$

donde: ϵ_t es la fracción de luz transmitida teniendo en cuenta la transparencia del cristal; ϵ_m es la eficiencia del montaje y tiene en cuenta las pérdidas de luz en las paredes del cristal y en el acoplamiento óptico del cristal al fototubo; ϵ_c es la eficiencia cuántica del fotocátodo. Para una

estimación de n_{fe} , puede ser tomado (sin mucho error):

$\epsilon_t = \epsilon_m \approx 1$, $\epsilon_c \approx 0,1$; $E_f \approx 3 \text{ eV}$ (para el NE 102 cuya máxima emisión es para $\lambda = 4250 \text{ \AA}$); $E_p = 1,25 \text{ MeV}$ para los neutrones emitidos por la reacción D-D. En cambio c_f es de difícil estimación, pues depende del tipo de partícula ionizante, su energía y el tipo de centellador usado. G.Gatti (Ref. 42), estudió la respuesta del NE 102 a la incidencia de los rayos γ de 1,27 MeV emitidos por una fuente de Co^{60} (los γ producen en el cristal electrones de retroceso de igual energía), determinando que cada electrón de 1,27 MeV detectado, produce en promedio ~ 50 fotoelectrones en el fotocátodo. La respuesta luminosa del NE 102 para distintas partículas incidentes respecto de la correspondiente a los electrones fue determinada experimentalmente por varios investigadores (Ref. 37,40) resultando:

L (neutrones de 2,5 MeV) = L (protones de 1,25 MeV) = 0,3L (electrones de 1,27 MeV)

Luego cada neutrón de 2,5 MeV debería producir: $n_{fe} \approx 15$. Este resultado fue verificado por Gatti (Ref.1) y por M.Milanese y J.Pouzo (Ref. 44), midiendo la corriente anódica del fotomultiplicador para un pulso conocido de neutrones de fusión D-D, utilizando diferentes fototubos y tamaños de plástico (la relación entre la corriente anódica y n_{fe} se da en el próximo párrafo).

En la medición del espectro de energía de neutrones por tiempo de vuelo, la calidad de la medición queda determinada por la desviación fraccionaria standard:

$$S_n (\%) = \frac{100}{\sqrt{n \epsilon n_{fe}}} \quad \text{II-B-3}$$

donde $n \epsilon n_{fe}$ es el número medio de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo en el intervalo de tiempo mínimo del instrumento de medición Δt_0 (en este caso, Δt_0 es el tiempo de resolución del osciloscopio $\approx 10\text{ns}$). Una buena estadística requiere: $S_n \leq 5\%$. Entonces, tomando $n_{fe} = 15$, el número medio de neutrones detectados en Δt_0 debe ser:

$$n \epsilon \geq 30$$

II-B-4

II-B-2 Linealidad de la respuesta

La corriente térmica en el fotomultiplicador puede ser calculada como:

$$I_a(t) = n(t) \epsilon n_{fe} \cdot G \cdot e / \Delta t_0 \quad \text{II-B-5}$$

donde: G es la ganancia total del fotomultiplicador y e es la carga electrónica. I_a será proporcional a $n(t)$ en tanto G se mantenga constante. Todo fotomultiplicador pierde la linealidad en su respuesta cuando I_a supera un cierto límite $I_{a(\max)}$ para el cual comienza a ser afectada la corriente I_r del divisor resistivo del circuito de polarización de los dínodos. El valor de $I_{a(\max)}$ puede ser incrementado agregando capacidades en paralelo con las resistencias R del divisor, que pueden proveer la carga necesaria para la emisión secundaria en el momento del pulso. Lógicamente, los valores de capacidad deben ser mayores en las últimas etapas de amplificación donde los dínodos deben emitir una mayor cantidad de electrones. Si admitimos que el valor de la capacidad de la etapa i sigue la ley de recurrencia:

$$C_i = \delta C_{i-1} \quad \text{II-B-6}$$

donde δ es el valor medio del coeficiente de emisión secundaria de los n dínodos ($\delta = G^{1/n}$) la máxima variación relativa de ganancia puede ser calculada como (Ref. 45)

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\tau_0 I_{ap}}{I_r} \left(\frac{e^{-t/\tau_0} - e^{-t/RC_n}}{\tau_0 - RC_n} \right) \quad \text{II-B-7}$$

donde τ_0 es el ancho temporal del pulso e I_{ap} es la corriente anódica de pico. En el caso en que $\tau_0 \ll RC_n$ resulta:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\tau_0}{RC_n} \frac{I_{ap}}{I_r} \quad \text{II-B-8}$$

Por ejemplo, si $I_r = 1 \text{ mA}$ y $RC_n = 10^3 \tau_0$, una corriente $I_{ap} = 10 \text{ mA}$ producirá una variación máxima del 1% en G.

La corriente I_{ap} puede ser estimada considerándola como el doble de corriente anódica media, con lo que resulta:

$$I_{ap} \approx 2N \Omega \epsilon n_{fe} G e / \tau_0 \quad \text{II-B-9}$$

donde Ω es la función de ángulo sólido subtendido por el detector y N es el número total de neutrones emitidos por la fuente (supuesta isótropa en este cálculo). Las ecuaciones II-B-7 y II-B-9 permiten el diseño del detector para una respuesta lineal del fototubo.

REFERENCIAS

- 1) D.Meskan, H.van Paassen, G.Comisar, Am.Phys.Soc.Conf. on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, paper C.6.
- 2) J.H.Lee, L.P.Shomo, M.D.Williams, H.Hermannsdorfer, Phys.Fluids 14, p.2217 (1971).
- 3) R.Stephen White, en "Fast Neutron Physics", Cap.II-D, editado por J.B.Mario[®] y J.L.Fowler, Interscience Ltd., Londres (1960).
- 4) M.J.Bernstein, D.A.Meskan, H.L.van Paassen, Phys.Fluids 12, p.2193 (1969).
- 5) M.J.Bernstein, F.Hai, Phys.Letters 31A, p.317 (1970).
- 6) A.Bernard, A.Coudeville, A.Jolas, J.Launspach, J.de Mascureau, Phys.Fluids 18, p.180 (1974).
- 7) A.Bernard, A.Coudeville, J.P.Garconnet, P.Genta, A.Jolas, Y.Landure, J.de Mascureau, C.Nazet, R.Vezin, Proc. 5th. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Tokio 1974, p.83.
- 8) Ch.Maisonnier, J.P.Rager, C.Gourland, M.Galanti, P.D.Morgan; Proc. 6th. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Berchtesgaden 1976, p.447.
- 9) Ch.Maisonnier, R.Pecorella, J.P.Rager, M.Samuelli, C.Strangio, A.Messina; Proc. 5th. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Tokio 1974, p.99.
- 10) J.H.Lee, H.Conrads, M.D.Williams, L.Shomo, H.Hermannsdorfer, K.Kinn; Bull. Am. Phys. Soc., 13, p.1543 (1968).
- 11) H.Conrads, P.Cloth, M.Demmeler, R.Hecher; Phys.Fluids 15, p.209 (1972).
- 12) G.Lehner, F.Pohl; Z.Physik 207, p.83 (1967).
- 13) N.J.Peacock, M.G.Hobby, P.D.Morgan; Proc.4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison 1971, Vol.I, p.369.

- 14) M.Samuelli. Report interno del "Centro Gas Ionizzati" (Frascati), LGI/R/PLAD/73.9/E (1973).
- 15) W.H.Bostick, V.Nardi, W.Prior; J.Plasma Phys. 8, p.7 (1972).
- 16) W.H.Bostick, V.Nardi, W.Prior; Proc. 6th European Conf. on C.F. and Plasma Physics, Moscú 1973, edit. JINR, Vol.II., p 395.
- 17) V.A.Gribkòv, Korzhavin, O.N.Krokhin, G.V.Skilizkov, N.V.Fillipov, T.I.Fillipova; Zh.ETF, 15, p.329 (1972).
- 18) W.H.Bostick, V.Nardi, W.Prior; Proc. Conf. on Production and Confinement of High-Density Plasmas, Annals N.Y. Acad. of Sci., 251, p.2 (1975).
- 19) M.J.Forrest, B.A.Norton, N.J.Peacock; Proc. 6th.European Conf. on C.F. and Plasma Phys., Moscú 1973, edit.JINR, Vol.I, p.363.
- 20) W.H.Bostick, F.Feugeas, V.Nardi, W.Prior; Proc. 2nd. Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Washington 1979, p.61.
- 21) M.J.Bernstein, G.G.Comisar, Phys.Fluids 15, p.700 (1972).
- 22) M.J.Bernstein, F.Hai, Phys.Fluids 14, p.1010 (1971).
- 23) M.Samuelli, G.Luzzi, Ch.Maisonnier; Bull.Am.Phys.Soc. 15, p.1463 (1970).
- 24) V.Nardi; Proc. 1st.Int. Conf. on Energy Storage Compression and Switching, Asti 1974, Plenum N.Y., p. 255 (1975).
- 25) Ch.Maisonnier, F.Pecorella, J.P.Rager, M.Samuelli; Proc. 2nd.Topical Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching 1972, p.171.
- 26) A.Bernard, P.Cloth, H.Conrads, A.Coudeville, G.Gourland, A.Jolas, Ch.Maisonnier, J.P.Rager; Nuclear Inst. and Methods, 145, p.191 (1977).
- 27) D.Potter, M.Haines; Proc. 4th.Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison 1971, Vol.I, p.611.

- 28) A.Bernard, G.Cesari, A.Coudeville, A.Jolas, J.de Mascureau, J.Watteau; Proc. 4th. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison 1971, Vol.I, p.511.
- 29) H.Conrads, P.Cloth; Proc. 5th. European Conf. on C.F. and Plasma Physics, Grenoble 1972, Vol.II, p.67.
- 30) M.Forrest, N.Peacock; Plasma Phys.16, p.485 (1974).
- 31) Ch.Maisonnier, C.Gourland, G.Luzzi, L.Papagno, F.Pecorella, J.P.Rager, B.V.Robouch, M.Samuelli; Proc. 4th. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison 1971, Vol.I, parte II, p.523.
- 32) C.Patou, A.Simonnet; Report interno del "Commissariat l'Energie Atomique", C.E.A. N1189 (1969).
- 33) J.B.Birks, "The Theory and Practice of Scintillation Counting", Pergamon Press (1964), p.35.
- 34) J.B.Birks; Proc. Phys. Soc. (London), 64A, p.874 (1951)
- 35) J.R.Prescott, A.S.Rupaal; Can. J.Phys. 39, p.221 (1961).
- 36) Manual de propiedades del centellador NE 102 publicado por la Nuclear Enterprises Ltd., Winnipeg (Canada).
- 37) H.C.Evans, E.H.Bellamy; Proc. Phys. Soc. (London), 74 p. 483 (1959).
- 38) J.M.Fowler, C.E.Ross, Phys.Rev. 98, p.996 (1955).
- 39) Frey, Grim, Preston, Gray; Phys.Rev. 82, p.372 (1951).
- 40) M.Gettner, W.Selove, Rev.Sci.Instr., 31, p.450 (1960).
- 41) C.D.Swartz, G.E.Owen, en "Fast Neutron Physics", cap. II-B, editado por J.B.Marion y J.L.Fowler, Interscience Publishers Ltd., Londres 1960.
- 42) G.Gatti, comunicación privada (1970).
- 43) J.B.Birks, "Scintillation Counters", Ed.Pergamon Press, Londres 1953.
- 44) M.Milanese, J.Pouzo, Report interno LFP-DIGID T-i:7/76 (1976).
- 45) Manual de Información Técnica Philips N° 219.

CAPITULO III

ANALISIS CRITICO DE LAS LEYES DE ESCALA PARA LA PRO- DUCCION DE NEUTRONES EN EQUIPOS P.F. TIPO MATHER

III-1 INTRODUCCION

Como ya fuera mencionado en el Capítulo I, las leyes de escala para el número medio de neutrones emitidos por un P.F. propuestas más recientemente son:

$$\bar{N} \sim I_D^\lambda \quad \text{III-1}$$

$$\bar{N} \sim E_{pd}^\nu \quad \text{III-2}$$

donde $\lambda = 3,3$ para Bernard (Ref. 1) y $\lambda = 5$ para Zucker y otros (Ref. 2), en tanto que $\nu \approx 2$ (Ref. 3). Ambas Leyes tienen aspectos objetables en su formulación: en la III-1, el valor $\lambda = 3,3$ fue obtenido computando los resultados experimentales de un solo laboratorio, mientras que el valor $\lambda = 5$ se obtuvo teniendo en cuenta sólo el máximo de \bar{N} de los distintos equipos y no la totalidad de los datos experimentales. Por otra parte, la III-2 fue determinada calculando E_{pd} con un muy simple modelo "snow-plow" unidimensional, cuyo aspecto más criticable es el valor único que se asigna a la eficiencia de barrido ζ (coeficiente que de por sí tiene una interpretación física muy dudosa).

En este capítulo se hace una puesta al día de los datos semiempíricos que llevan a la formulación de estas leyes, tratando de evitar los inconvenientes mencionados (es decir: falta de generalidad o cálculo dudoso de las magnitudes de interés) y evaluando la influencia de posibles efectos instrumentales. Para esto, previamente se analiza la incidencia del límite de altas presiones en la eficiencia de operación de los equipos bajo estudio, a fin de fijar un criterio seguro para la selección de los valores experimentales de \bar{N} que no se encuentran afectados por dicho límite. Finalmente, utilizando expresiones analíticas desarrolladas en un apéndice, se analizan los datos computados en un intento de clarificar el tema de las leyes de escala para \bar{N} .

Antes de entrar en el tema, es necesaria una breve digresión. En primer lugar corresponde aclarar que, dado que

tanto la ley III-2 como el límite de las altas presiones han sido obtenidos para equipos con geometría tipo Mather, en lo que sigue nos referiremos únicamente a estas máquinas. En segundo lugar, es necesario aclarar por qué las magnitudes I_D , E_{pd} y $E_{pd}/2M$ son evaluadas en el momento en que culmina el recorrido coaxial de la L.C. (desborde). La elección de ese instante de la descarga es en realidad arbitraria puesto que, utilizando el modelo 2D, tal evaluación podría realizarse en cualquier otro instante de la etapa coaxial o del roll-off. Los criterios utilizados para tal elección son los siguientes:

- a) A los efectos de poder comparar los resultados de distintos experimentos, es necesario que la evaluación sea efectuada en un punto característico de la descarga, donde tal evaluación pueda ser hecha sin ambigüedades.
- b) Como el objetivo principal es relacionar las mencionadas magnitudes con la producción de neutrones en el foco, el instante de evaluación debería ser tan próximo al de la máxima compresión de la columna del plasma, como para asegurar que dichas magnitudes varían relativamente poco entre ambos instantes.

El instante del desborde es, sin duda, el más próximo al foco que cumple con el criterio a), y en cuanto al criterio b), puede cumplirlo bajo ciertas condiciones que pasamos a analizar. En el modelo 2D, todas las magnitudes de la descarga pueden ser convenientemente expresadas como función de una única variable temporal τ (ver Ref. 4). En el desborde, τ toma el valor $\tau_D = 2\ell/a$, y cuando la LC alcanza (teóricamente) el eje del cañón, τ vale $\tau_F = \tau_D + 1$. Como es condición inicial que para $t=0$ es $\tau=0$, el valor de las magnitudes en cuestión (que hasta $\tau = \tau_F$ son funciones continuas de τ), variarán poco entre τ_D y τ_F si se cumple que: $(\tau_F - \tau_D)/\tau_D \ll 1$, es decir si: $\ell \gg a/2$. Dada la forma en que varían I_D y las magnitudes integrales con τ , resulta razonable, para el cumplimiento del criterio b), imponer la condición $\ell \geq 5a$. Esta es entonces una de las limitaciones impuestas en la selección de los datos experimentales que se analizan en las próximas secciones.

III-2 EL LIMITE DE LAS ALTAS PRESIONES Y LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N}

Es un hecho experimental conocido que \bar{N} como función de la presión (p) de deuterio en la cámara de descarga, presenta un máximo para un cierto valor: $p = p_M$. Como se mencionara en el capítulo I, algunos investigadores del LFP mostraron que, en dos máquinas muy diferentes (el P.F. I de UBA y el MIRAPI de Frascati), p_M está determinado por la ecuación (Ref. 5):

$$\frac{E_i}{M} (p_M) \approx \epsilon_i \quad \text{III-3}$$

donde: E_i es la diferencia entre E_{pd} y la energía cinética del gas barrido en la etapa coaxial (E_c) que aparece por transferencia de momento en la LC, M es la masa de gas barrido en la etapa coaxial (no la masa de la LC) y ϵ_i es la energía específica de ionización del gas (para D_2 : $\epsilon_i = 0,67$ MJ/gr). Despreciando la inercia de la LC en la etapa coaxial, resulta $E_i = 0,5 E_{pd}$, y la III-3 puede ser expresada como:

$$\frac{E_{pd}}{M} (p_M) \approx 2\epsilon_i \quad \text{III-4}$$

Haciendo $\epsilon \equiv E_i/M$, podemos reescribir la ecuación III-3 para deuterio en la forma:

$$\epsilon (p_M) \approx 0,67 \text{ MJ/gr} \quad \text{III-5}$$

La evaluación de E_i y M en el mencionado trabajo fue efectuada por medio del modelo 2D, cuyo acuerdo con los resultados experimentales ha sido ampliamente comprobado (Ref. 6).

Este resultado fue extendido a un gran número de experimentos (Ref. 7), en los cuales los datos publicados permitieron el cálculo de E_i/M utilizando el modelo 2D. En la Tabla I se da el listado de los datos experimentales y los correspondientes valores de $\epsilon(p_M)$ presentados en la referencia 7b). Como puede verse, $\epsilon(p_M)$ responde en general a la ecuación III-5, siendo en algunos casos 2 ó 3 veces superior a 0,67 MJ/gr pero nunca inferior. Los altos valores de $\epsilon(p_M)$ podrían ser explicados por

TABLA I: Parámetros y magnitudes relevantes de varios experimentos.

EQUIPOS Y REFERENCIAS	EXPERIMENTOS								
	C (μ F)	V ₀ (kV)	L ₀ (nH)	L ₁ (nH)	Parámetro Variable		A	B	E(p _H)
Frascati: Mirapl (Ref. 11)	45	Var.	30	31,9	V ₀ (kV)		0,36		
					34			3,13	1,08
					32			2,91	1,04
					30			2,69	1,00
					28			2,45	0,94
					26			2,30	0,95
Frascati: 1(MJ) (Ref. 16)	1250	20	16	13,7	--	--	0,49	10,7	3,2
Hoboken (Ref. 17)	45	16	19	29,5	--	--	--	--	0,63
Schwierk (Ref. 18)	21	36	75	31,9	--	--	0,31	1,64	2,60
Stuttgart: NESSI (Ref. 12)	225	Var.	20		V ₀ (kV)	ℓ (cm)			
				23,0	13	18	0,8	7,1	1,19
				33,2		26	1,23	3,62	1,53
				23,0	16	18	0,8	5,53	1,03
				28,1		22	1,02	4,73	1,12
				33,2		26	1,23	3,23	1,43
Stuttgart: HIGH VOLTAGE P.F. (Ref. 19)	3,4	85	35	14	(*)		--	--	3,47
Darmstadt (Ref. 20)	6,7	Var.	24	22,8	V ₀ (kV)		--	--	
					10				1,27
					12				1,39
					13				1,00
					15				0,83
					16				0,80
					18				0,87
					20				0,88
Culham (Ref.21)	94	25	26	32	--	--	0,83	5,97	2,76
Limeil (Ref.22)	Var.	Var.		25,6	C (μ F)	V ₀ (kV)			
			32		90	18	0,48	5,11	1,25
			53		30	33	0,31	3,15	2,55
			53		30	45	0,31	3,90	2,33
Los Alamos (Ref.23 y 24)	90	Var.	16	28,7	V ₀ (kV)		0,98		
					16			3,49	1,95
					20			2,23	1,65
					29			6,9	3,26
Buenos Aires (Ref. 10)	6	17	Var.	18,4	L ₀ (nH)		--	--	
					51				1,02
					43				1,00
					33				1,07

*En este equipo, son variados b y l, pero se toma sólo el caso correspondiente a l = 8 cm pues es el único que cumple la condición l > 5a.

la presencia de impurezas de alto Z en la descarga, puesto que éstas podrían incrementar ϵ_i en valores considerablemente superiores al correspondiente a deuterio puro. Como veremos enseguida, aún cuando se tenga cuidado de usar D_2 de alta pureza, la LC puede ser contaminada por la desorción de impurezas en los electrodos. Efectuando mediciones de N en función de p con distintos materiales en los electrodos, se ha mostrado (Ref. 7) que uno de los mecanismos de contaminación más probables es el siguiente: las intensas radiaciones provenientes del focus pueden arrancar iones de alto z de todo su entorno (electrodos y paredes de la cámara de descarga); de acuerdo con las distintas propiedades superficiales de cada material, estos iones pueden ser, en mayor o menor medida, readsorbidos por los electrodos y liberados en la siguiente descarga incorporándose a la LC. Por ejemplo, en la referencia citada se muestra que utilizando un electrodo interior de cobre común (un material que normalmente contiene importantes cantidades de oxígeno) se obtiene un valor de p_M considerablemente menor que el obtenido con otros materiales (tales como cobre OFHC o bronce), resultando el valor anormalmente alto de $\epsilon(p_M) \approx 3$ MJ/gr. Aquí conviene destacar el hecho de que el problema de la contaminación del plasma con impurezas de alto Z no es exclusivo del P.F., sino que afecta a la mayor parte de las máquinas de fusión, y en tal medida, que en estos momentos se ha convertido en un importante tema de investigación en el campo de la FNC.

A continuación, volviendo al tema central de este capítulo, analizaremos el efecto del límite de altas presiones en la selección de los datos que permiten la formulación de las leyes de escala para \bar{N} .

Como se muestra en las referencias 8,9 y 3, tanto E_{pd} como I_D son funciones crecientes de p , hasta que alcanzan sus máximos a valores $p = p_E$ y $p = p_I$ respectivamente. Conviene recordar que p_E y p_I dependen de los parámetros geométricos y eléctricos de cada equipo y entonces una forma más general de caracterizar los máximos de E_{pd} e I_D , es por los valores del parámetro adimensional B (Ec. I-51). Como se verá en la Sección III-5,

el valor de B correspondiente al máximo de I_D es una función de A , pero la variación con A es lenta y para un amplio rango de valores de interés práctico puede adoptarse $B(p_I) \approx 1,5$. En cuanto al valor correspondiente al máximo de E_{pd} es $B(p_E) = \frac{4}{9}$. Entonces, el decaimiento de $\bar{N}(p)$ para $p > p_M$ que se observa en los experimentos listados en la Tabla I, no puede ser explicado por las leyes III-1 ó III-2, pues en todos los casos p_M es inferior a los valores p_E y p_I correspondientes y tanto E_{pd} como I_D son todavía crecientes para $p = p_M$. Esto puede verse claramente en los ejemplos presentados en la Fig. 1, donde se da \bar{N} como función de E_{pd} para varios experimentos con tres diferentes equipos: el "P.F. I" (B.Aires, Ref. 10), el "MIRAPI" (Frascati, Ref. 11) y el "NESSI" (Stuttgart, Ref. 12). En la Figura 1, los puntos experimentales que corresponden a los mismos parámetros geométricos y eléctricos están unidos con línea de trazos, los correspondientes a $p = p_M$ están señalados con una flecha en la que se indica el valor de ϵ y aquéllos correspondientes a $p > p_M$ están marcados con un círculo. Como puede verse, \bar{N} crece con E_{pd} de acuerdo con la ley III-2 siempre que ϵ sea considerablemente mayor que ϵ_i ; pero a partir de $\epsilon \leq \epsilon_i$, la ley de escala falla y \bar{N} decrece bruscamente a pesar de que E_{pd} continúa en ascenso. Ocasionalmente, el valor de $\epsilon(p_M)$ es bastante mayor que 0,67 MJ/gr, muy probablemente por las razones ya expuestas. Un comportamiento similar de \bar{N} se observa si se lo grafica como función de I_D .

En conclusión, en el intento de reformulación de las leyes de escala para \bar{N} que se hará en la Sección II-4, se depreciarán los puntos experimentales de $p > p_M$, a fin de eliminar esta posible fuente de error cuyo origen ha sido ya ampliamente discutido.

III-3 EFFECTOS INSTRUMENTALES EN LA COMPROBACION EXPERIMENTAL DE LAS LEYES DE ESCALA DE \bar{N}

Además del límite de las altas presiones, existen otros efectos que pueden dificultar la formulación de leyes de escala para \bar{N} . Los más importantes son los que aquí han sido englobados

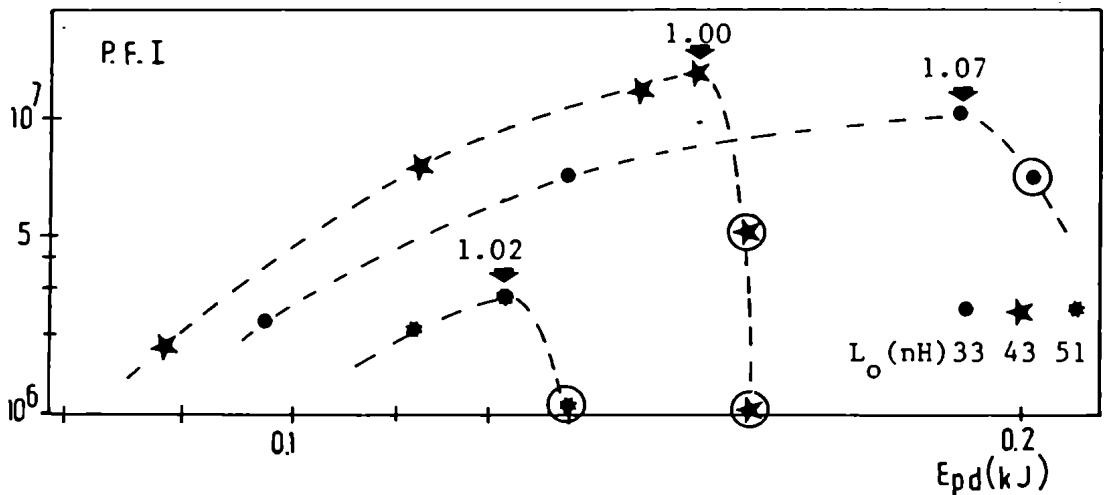
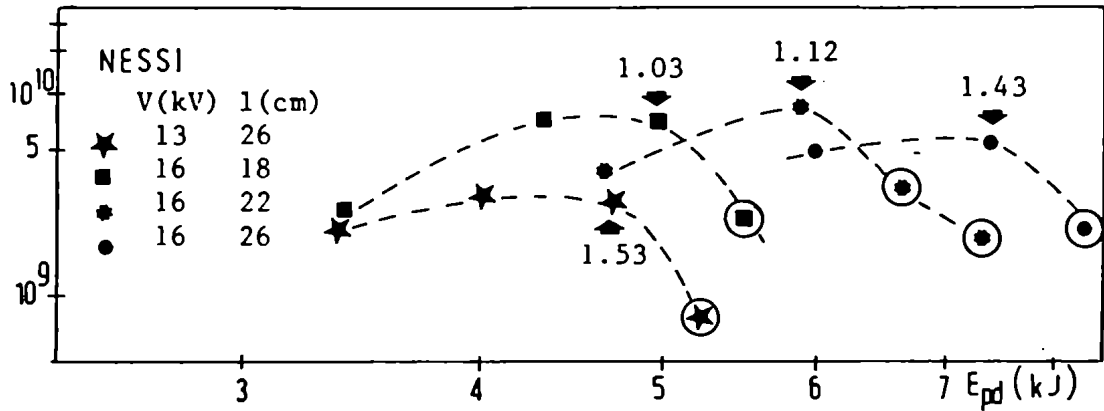
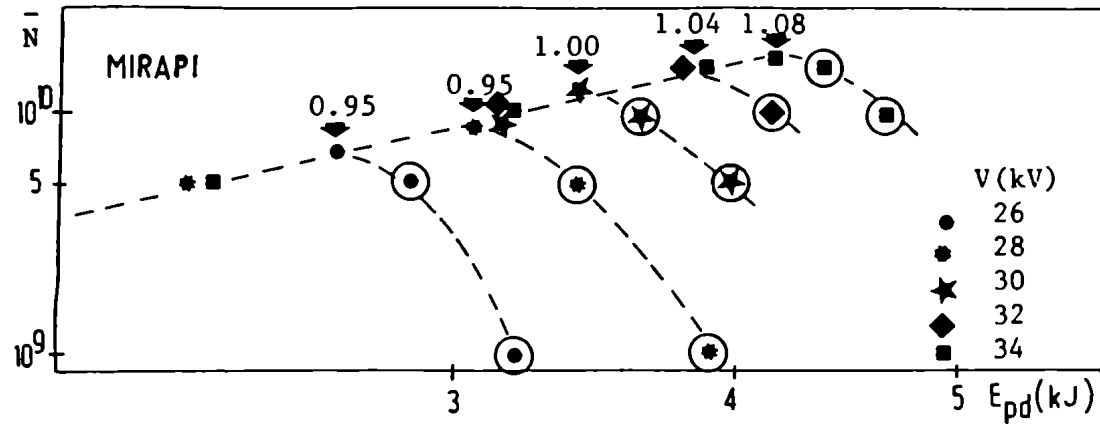


FIGURA 1: \bar{N} vs. E_{pd} para tres equipos P.F. diferentes. Los puntos correspondientes a un mismo experimento (iguales parámetros eléctricos y geométricos) están unidos con línea punteada. Las flechas indican el máximo de \bar{N} en cada experimento ($p=p_M$) y en ellas se indica el correspondiente valor de ϵ . Los puntos circulados corresponden a $p > p_M$.

en la denominación general de "efectos instrumentales", y que pasamos a analizar a continuación:

III-3-1 Errores sistemáticos y relativos del contador de neutrones

El detector de flujo integrado de neutrones N , que se usa habitualmente en los experimentos de P.F., es el denominado "contador por plata activada" (Ref. 13 y 14). El mismo consiste en uno o más tubos Geiger recubiertos con una capa delgada de Ag y sumergidos en un bloque de parafina. Cuando los neutrones llegan a la parafina, se termalizan y van a activar la Ag^{109} del recubrimiento de los tubos. El decaimiento β de la Ag^{109} (cuyo tiempo medio es de 24,5 seg) es registrado por los Geiger y el conteo total resulta proporcional al número total de neutrones que llegan al detector. La calibración se efectúa generalmente sometiendo al detector a un flujo conocido y constante de neutrones de energía comprendida entre 1 y 3 MeV, durante un intervalo de tiempo prefijado, utilizando para ello una fuente patrón como la de Am-Be o similar.

El problema más importante en la determinación del valor absoluto de N en un P.F. es que la calibración del detector se realiza en condiciones que difieren considerablemente de las reales del experimento. El foco es una fuente de neutrones casi idealmente puntual (comparada con el tamaño del detector), con un tiempo de emisión muy breve, y de gran intensidad, por lo que su reemplazo por una fuente patrón de características similares es prácticamente imposible. Por otra parte, el foco está rodeado de gas deuterio (que tiene una alta sección de choque para los neutrones) y tiene en sus vecindades al cañón, las paredes de la cámara de descarga, elementos del equipo de vacío, instrumentos de medición, etc.; todos estos elementos pueden frenar los neutrones y también difundirlos con ángulos que no sólo dependen de las características del obstáculo sino también del tamaño y posición de la fuente de neutrones y de la energía de éstos. Aún cuando la calibración se efectuase ubicando la

fuelle patrón dentro del equipo, en la posición correspondiente al foco (lo cual supone salvar importantes dificultades técnicas), el tamaño de la misma dista mucho de parecerse al del foco y su emisión es isótropa, en tanto que la emisión del foco puede presentar una fuerte anisotropía.

Todavía existe un factor de error sistemático muy influyente: la (generalmente) muy distinta intensidad de emisión de la fuente patrón respecto del foco. Tal diferencia hace que, si se quiere tener un número de cuentas suficiente en la calibración y que el detector no sature en el experimento, se tenga que usar una distancia fuente-detector en la calibración, muy diferente a la usada en la medición de N . Esto trae aparejado una considerable diferencia en las condiciones de contorno para la difusión de los neutrones.

El procedimiento habitual en los experimentos de P.F. es calibrar el contador de neutrones en forma separada del equipo y en condiciones ideales, es decir sin obstáculos cercanos y en atmósfera de aire. Entonces, simplemente se admite que el valor medido de N (y por lo tanto su promedio en varias descargas: \bar{N}) puede diferir del valor real por la multiplicación de un cierto factor Λ que se estima comprendido en el intervalo $1/5 \leq \Lambda \leq 5$. Cuando las condiciones de contorno en un experimento se mantienen idénticas (p.ej. variando sólo p y V_0), y puede suponerse que la anisotropía del foco es constante, el valor relativo de N medido en diferentes descargas no estará afectado por la calibración del detector (o sea $\Lambda = \text{cte}$), pero respecto al valor absoluto habrá un error sistemático $\Delta N = |N(\Lambda - 1)|$ que puede llegar a ser de hasta medio orden de magnitud.

Este tipo de detectores tiene un conteo de fondo debido a la reverberación ambiente, que introduce un error relativo en la medición de N del 10 al 20% en los disparos con baja producción de neutrones.

III-3-2 Efectos debidos a la contaminación del plasma

La posible contaminación del plasma con impurezas de

alto Z , introduce un error de muy difícil estimación en el cálculo de magnitudes tales como M ó E_{pd} .

Por otra parte, aún cuando se mantengan constantes las condiciones iniciales de la descarga, N puede sufrir fuertes variaciones de un disparo a otro. Las razones de esta aleatoriedad de N no son completamente conocidas, pero como se viera en la sección III-2, la misma puede estar ligada a los mecanismos de adsorción y desorción de contaminantes pesados en los electrodos y paredes de la cámara de descarga. En ocasiones ocurre que, en la condición en que se obtienen los más elevados valores de N , se producen tantos disparos con mínimo valor de N que \bar{N} resulta relativamente bajo.

III-4 UN INTENTO DE REFORMULACION DE LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N}

En este párrafo, haremos una presentación actualizada de los datos que, por el momento, permiten la más general y precisa formulación de las leyes de escala para \bar{N} en equipos P.F. tipo Mather. De acuerdo con lo expuesto anteriormente, se utiliza el siguiente criterio para la selección de los datos:

a) Se consideran sólo los experimentos en los que la geometría del cañón es definitivamente coaxial. Por tales se entienden aquéllos en los que: $l \geq 5a$ (ver la parte inicial de este capítulo).

b) No se consideran los datos en los que \bar{N} pueda estar afectado por el límite de las altas presiones. Es decir, se desechan aquellos correspondientes a $p > p_M$.

Con estas únicas limitaciones, los resultados obtenidos con los 31 experimentos de parámetros geométricos y/o eléctricos diferentes listados en la Tabla I, proveen unos 70 datos de \bar{N} para diferentes condiciones iniciales de la descarga. Utilizando el modelo 2D se computaron los valores de I_D y E_{pd} correspondientes a esos 70 puntos de trabajo. En las figuras 2 y 3 se dan las correspondientes gráficas de \bar{N} vs E_{pd} y \bar{N} vs I_D , así obtenidos. En ambos gráficos logarítmicos se ha representado la recta que

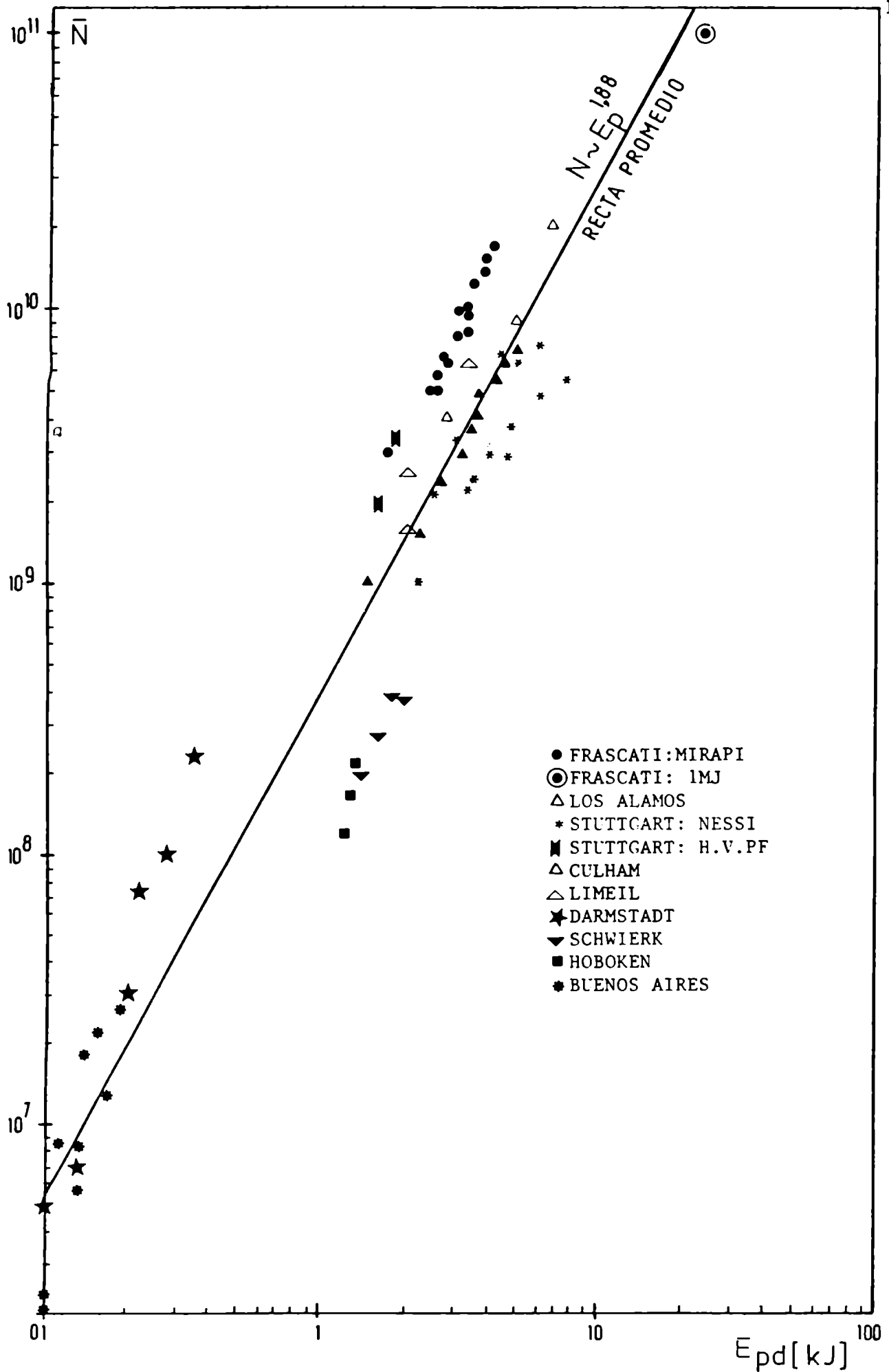


FIGURA 2: \bar{N} vs. E_{pd} de los experimentos de la Tabla I.

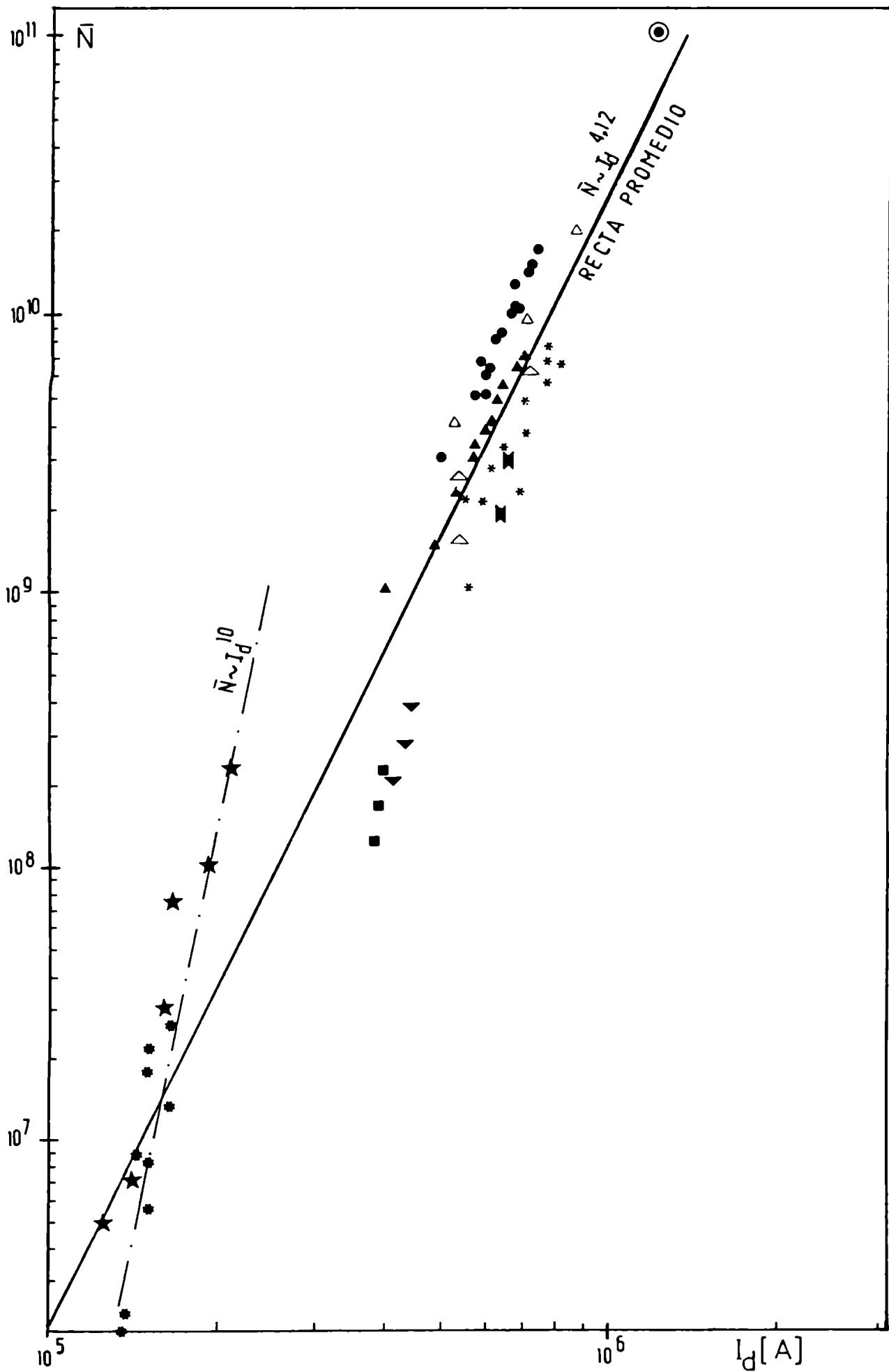


FIGURA 3: \bar{N} vs. I_d de los experimentos de la Tabla I.

mejor ajusta con los puntos, calculada con el método de cuadrados mínimos, según las cuales los puntos seguirían, en promedio, las leyes de escala:

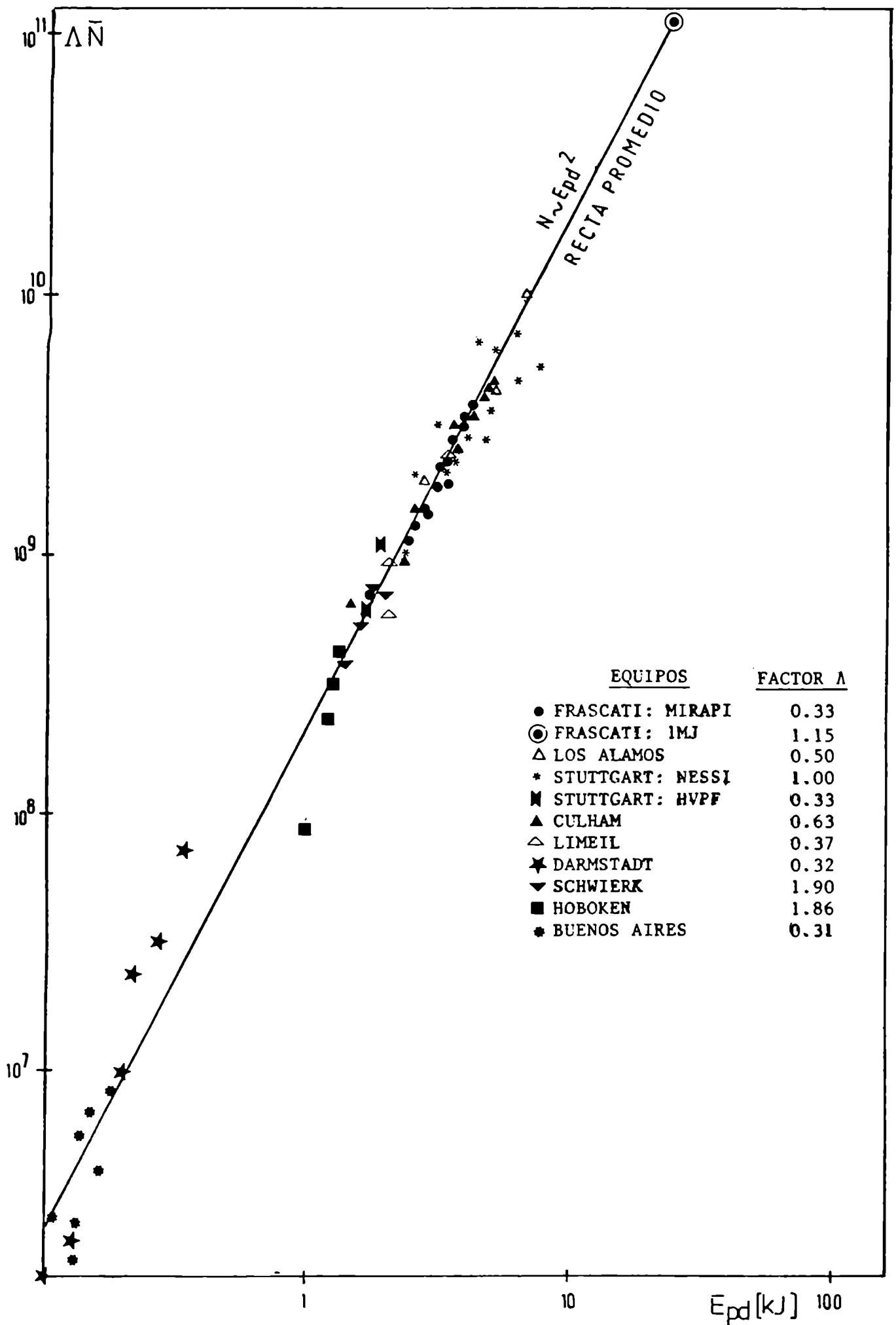
$$\bar{N} - E_{pd}^{1,88} \quad \text{III-6}$$

$$\bar{N} - I_D^{4,12} \quad \text{III-7}$$

Los coeficientes de correlación de los puntos semiempíricos con las leyes III-6 y III-7 resultan: $r = 0,951$ y $r = 0,959$, respectivamente. Estas correlaciones pueden ser consideradas excelentes dada la proximidad de r al coeficiente de correlación perfecta ($r = 1$); sin embargo, como veremos enseguida, los gráficos brindan una información suplementaria que permite mejorar estos resultados.

Como puede verse en las Figuras 2 y 3, los datos correspondientes a un dado equipo aparecen en general agrupados en una constelación de puntos que forman una recta bastante definida. Las rectas correspondientes a los diferentes equipos tienen pendientes similares† pero se encuentran desplazadas paralelamente. Considerando que en cada equipo se ha utilizado un contador de neutrones diferente, es razonable suponer que el desplazamiento de dichas rectas puede ser debido a los diferentes valores del coeficiente Λ (ver par.III-3-1). Tomando esta suposición como hipótesis de trabajo, se calcularon los valores mínimos de Λ que permiten modificar \bar{N} para optimizar la alineación de todas las constelaciones en el gráfico \bar{N} vs E_{pd} , por supuesto, manteniendo $\Lambda = \text{cte}$ para cada equipo. El resultado de esta "alineación mínima" se presenta en la Figura 4 donde se dan los valores de Λ utilizados. Como puede observarse, los puntos se alinean en forma casi perfecta según la ley de escala:

† Las únicas excepciones las constituyen los tres equipos de menor energía: el PF I del LFP, el de Darmstadt y el de Stevens, los cuales presentan pendientes más elevadas. Este comportamiento atípico de los PF pequeños fue observado anteriormente (Ref. 10 y 20).



$$\bar{N} - E_{pd}^2$$

III-8

para valores de Λ comprendidos en el intervalo $1/3 \leq \Lambda \leq 2$. Este intervalo es inferior al rango de variabilidad esperado para Λ , lo cual refuerza la plausibilidad de la hipótesis efectuada. Por otra parte, si los valores de \bar{N} en el gráfico \bar{N} vs I_D se corrigen utilizando los mismos valores de Λ que se dan en la Fig. 4, las constelaciones de puntos se alinean también en una recta única. Esto se muestra en el gráfico de la Fig. 5 donde se da el resultado de tal corrección. Como puede verse los puntos se alinean con escasa dispersión siguiendo la ley de escala:

$$\bar{N} - I_D^{4,4}$$

III-9

Cabe además observar que en los Gráficos 4 y 5, la pendiente de la recta promedio es más próxima a la de las constelaciones individuales que en los gráficos 2 y 3 respectivamente.

La autoconsistencia de estos resultados da una base de confiabilidad a la corrección efectuada y, por lo tanto, a las leyes de escala III-8 y III-9. Al menos en ellas no se comete la arbitrariedad de fijar $\Lambda = 1$ para todos los experimentos, como se encuentra implícito en las leyes III-6 y III-7.

Dicha autoconsistencia sería mucho más valiosa si se pudiera probar por un camino independiente que el cumplimiento de una de las leyes: $\bar{N} - E_{pd}^v$ ó $\bar{N} - I_D^\lambda$, implica necesariamente el cumplimiento de la otra. Tal prueba será presentada en la próxima sección donde se mostrará además que, en el rango de operación de los experimentos estudiados, $\lambda/v \approx 2$ en buen acuerdo con las leyes III-8 y III-9. También se mostrará que bajo ciertas condiciones de operación, no alcanzadas por los experimentos aquí considerados, las dos leyes de escala no pueden cumplirse simultáneamente, lo que sugiere (razonando en forma pragmática) la hipótesis de que una de las leyes es sólo una consecuencia particular de la otra, en el régimen de operación en que han sido estudiadas.

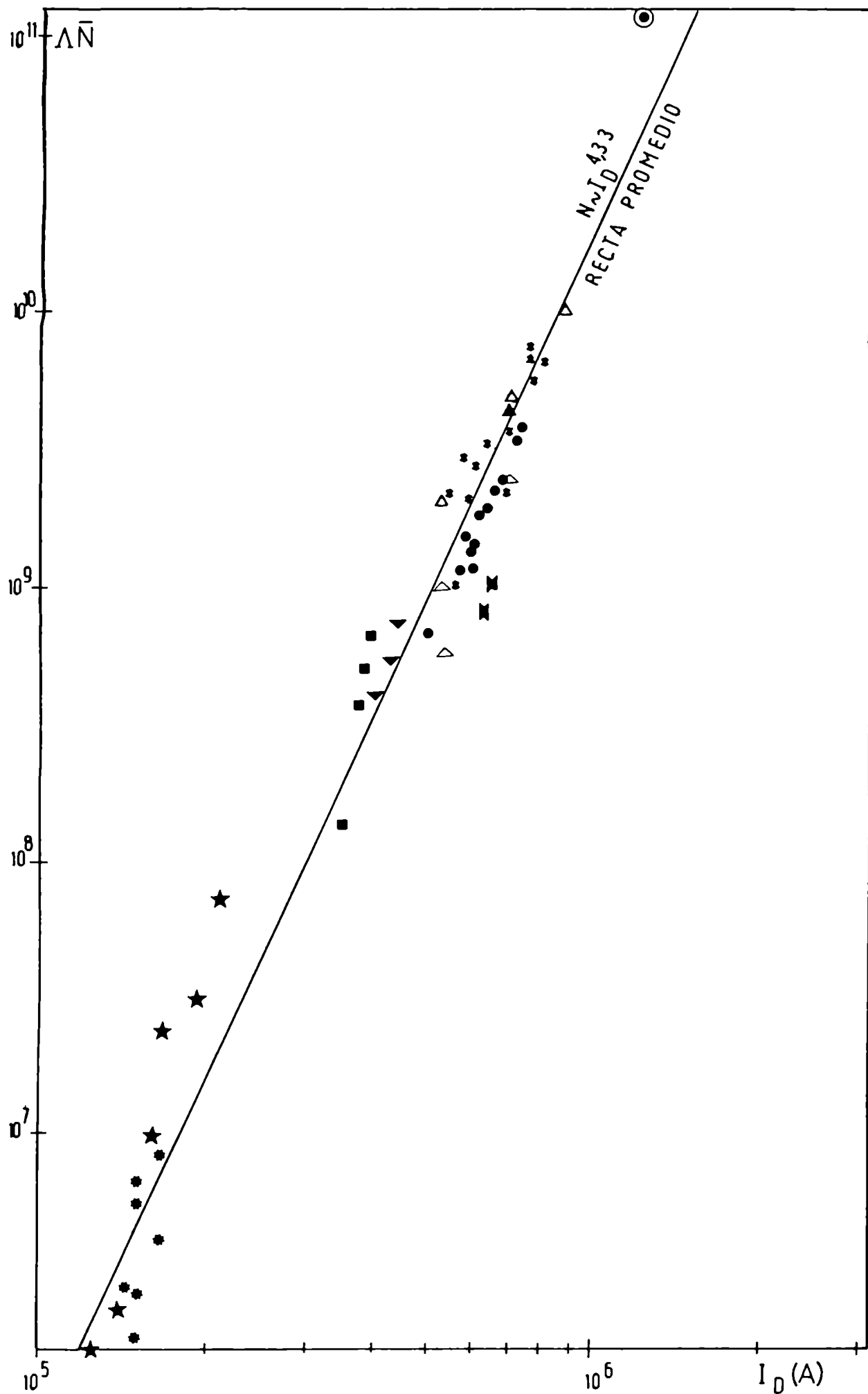


FIGURA 5: $\Delta \bar{N}$ vs. I_D , con los mismos valores de A utilizados en el gráfico de la figura 4.

III-5 LA EQUIVALENCIA DE LAS LEYES DE ESCALA PARA \bar{N} Y SU RANGO DE VALIDEZ

Para el análisis que se realizará en este capítulo resulta muy práctico poder especificar el régimen de operación de un equipo P.F. a través del solo valor de las constantes adimensionales A y B mencionados en el parágrafo I-4-1. Sin embargo, es importante no depender de la elección, más o menos arbitraria, de una eficiencia de barrido para el cálculo de las magnitudes de interés, tales como, E_{pd} e I_D . Por ello, en el apéndice A de este capítulo, se efectúa el desarrollo de fórmulas analíticas de tales magnitudes en función de parámetros A y B redefinidos a partir de un modelo unidimensional que aproxima al modelo 2D. Como se muestra en el apéndice, es posible expresar las cantidades $\eta_p = E_{pd} / \frac{1}{2} C V_o^2$ y $\eta_I = I_D / I_{cc}$ ($I_{cc} = V_o / \sqrt{L_o / C}$: amplitud de la corriente de cortocircuito) como:

$$\eta_p = \frac{A}{1+A} \left[\frac{\sqrt{B} - \frac{1}{3}}{B} \right] \quad \text{III-10}$$

$$\eta_I = \frac{2}{1+A} \left[\frac{\sqrt{B} (1+A/2) - (1/2 + A/3)}{2B} \right]^{1/2} \quad \text{III-11}$$

con A y B definidos como (en unidades MKS):

$$A = \frac{\mu_o}{2\pi} \frac{l^* \ln(b/a)}{L_o + (\mu_o/2\pi) l_a \ln(b/a)} \quad \text{III-12}$$

$$B = \frac{\mu_o}{8\pi^2 \rho_o} \left(\frac{C V_o}{a l^*} \right)^2 \quad \text{III-13}$$

Estas fórmulas permiten una precisión mejor que el 15% en los cálculos cuando la geometría del cañón es definitivamente coaxial. En el apéndice A se dan explícitamente los límites de aplicabilidad de estas fórmulas, y en el análisis que sigue a continuación nos remitiremos únicamente a los experimentos que pueden ser considerados dentro de dichos límites (el 70% de los datos utilizados en la Sección 3 para la formulación de

las leyes de escala, provienen de experimentos que cumplen con ese requisito). F. Gratton y M. Vargas (Ref. 15) han presentado también expresiones analíticas para el modelo 2D que permiten el cálculo de I_D y E_{pd} como función de los parámetros reales de la descarga. Tales expresiones pueden ser usadas para un cálculo más preciso de las magnitudes, sobre todo cuando las dimensiones del cañón caen fuera del rango de aplicabilidad razonable de las aproximaciones efectuadas en el Apéndice A.

Aquí conviene no perder de vista al significado físico de los parámetros definidos y sus funciones. Como ya fuera mencionado en el Capítulo I, el parámetro A es la relación entre la inductancia del cañón y la del circuito externo, mientras que B es proporcional al cociente entre el período de la descarga y el tiempo característico de la propagación coaxial. Un valor de $A \geq 1$ será indicativo de que el cañón es un elemento de impedancia significativa en el circuito de descarga, en tanto que para $A \ll 1$ la corriente de descarga en el cañón diferirá muy poco de la corriente de cortocircuito. Un alto valor de B está asociado a una propagación rápida de la LC respecto al tiempo de crecimiento de la corriente e, inversamente, un bajo valor de B es indicativo de una LC lenta en la misma escala de referencia.

Ahora es importante analizar el comportamiento de las funciones $\eta_I(A, B)$ y $\eta_p(A, B)$. Como función de A, η_I es monótonamente decreciente y como función de B, presenta un máximo dado por:

$$\eta_{IM} = (1 + A/2) / (1 + A) \sqrt{1 + 2A/3} \quad \text{III-14}$$

para:

$$B = B_I \equiv (1 + 2A/3)^2 / (1 + A/2)^2 \quad \text{III-15}$$

y tiende asintóticamente a cero (como $B^{-1/4}$) para $B \rightarrow \infty$. Para $B \rightarrow 0$ desde B_I , η_I decrece rápidamente alcanzando el valor cero para $B = B_I/4$, que corresponde a la situación en la cual la LC llega al extremo del cañón en coincidencia con el primer cero de la corriente. Para $B < B_I/4$, I_D se hace negativa, y la formulación aquí utilizada pierde validez pues el modelo unidimensional equivalente no tiene en cuenta la inversión de la corriente (tal situación tiene escaso interés práctico). Respecto de η_p ,

como función de A es monótonamente creciente (a la inversa de η_I) y como función de B , tiene también un solo máximo dado por:

$$\eta_{pM} = 3A/4(1+A) \quad \text{III-16}$$

para

$$B = B_p \equiv 4/9$$

y tiende asintóticamente a cero (como $B^{-1/2}$) para $B \rightarrow \infty$. Para $B \rightarrow 0$, η_p decrece desde su máximo en forma más lenta que η_I , de manera que nunca llega a anularse para $B \geq B_I/4$. Es importante observar que, para cualquier valor de A , resulta $B_I > B_p$, pues B_I varía desde un mínimo de 1 (para $A = 0$) a un máximo de $\frac{16}{9}$ (para $A \rightarrow \infty$), de modo que los máximos de ambas funciones están siempre separados. En la Figura 6 se da un gráfico de η_I y η_p como función de B para el caso $A = 1$, que permite un rápido examen del comportamiento de ambas funciones. Tal como se indica en la figura, podemos distinguir tres regímenes de operación:

a) *Régimen de lámina rápida* ($B > B_I$): en este régimen η_I y η_p son funciones decrecientes de B , por lo tanto, si los parámetros geométricos y eléctricos se mantienen constantes, ambas funciones son crecientes con p .

b) *Régimen de lámina lenta* ($B < B_p$): las dos funciones son crecientes con B (decrecientes con p), siendo más lenta la variación de η_p .

c) *Régimen intermedio* ($B_p < B < B_I$): η_p y η_I varían en forma inversa, por lo tanto en este régimen no podrían cumplirse simultáneamente las leyes de escala III-1 y III-2.

Para valores de $A \neq 1$ el comportamiento descrito no varía pero, como ya se mencionara anteriormente, los valores de η_{IM} y η_{pM} varían en oposición y B_I cambia lentamente en el intervalo: $(1, 16/9)$. Entonces, el rango de variación de B en un experimento identifica el o los regímenes en que el equipo ha sido operado. En especial, como $B \sim 1/p$, a $p = p_M$ corresponderá un valor $B = B_m$ que es el extremo inferior del rango de variación B con buena producción de neutrones. En otras palabras: el límite de altas presiones se traduce en el límite inferior para la variación B : $B_m = B(p_M)$.

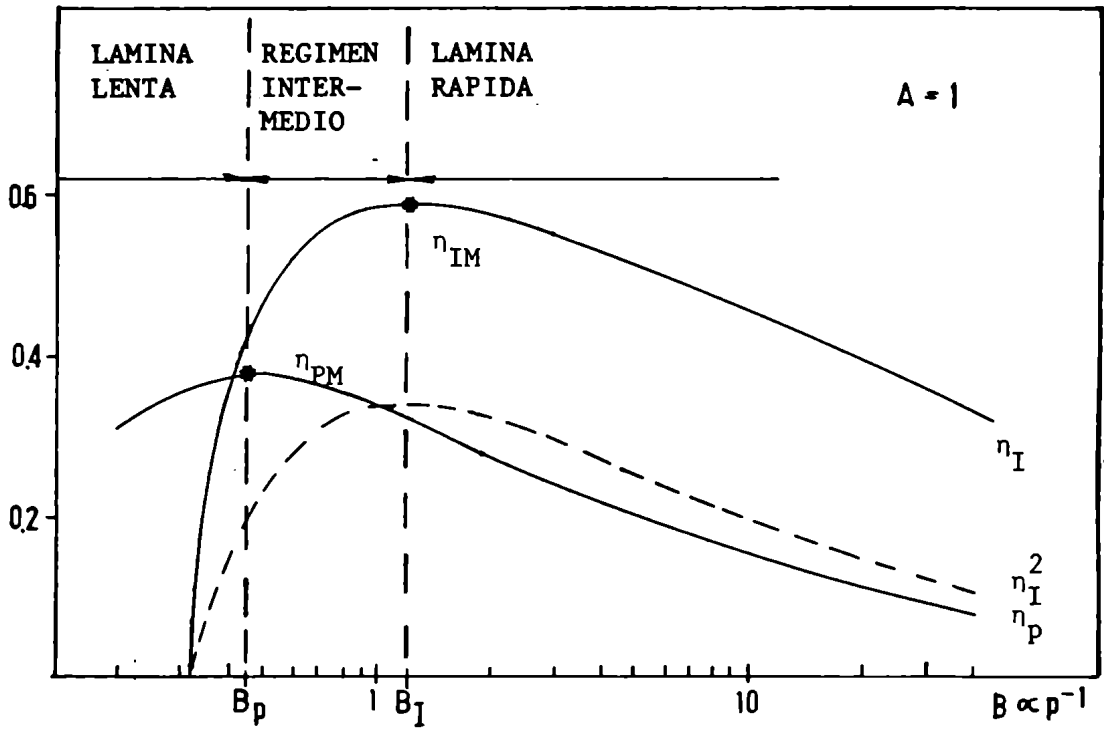


FIGURA 6: Gráfico de $\eta_I(B)$ y $\eta_p(B)$ para el caso $A=1$.

Ahora bien, en la Tabla I se dan los valores de A y B_m de los experimentos analizados en la sección anterior, con excepción de aquéllos para los cuales las dimensiones del cañón caen fuera del rango de aplicabilidad de la formulación aquí utilizada. Como puede verse, $B_m \geq 16/9$ en todos los casos; es decir que $B_m > B_I$ y todos los datos utilizados en la formulación de las leyes de escala III-8 y III-9 (que han sido seleccionados con la condición: $p \leq p_M$) corresponden al régimen de operación de lámina rápida. En realidad, en ninguno de los experimentos listados en la Tabla I se logró ingresar en el régimen intermedio (mucho menos en el de lámina lenta), sin que el límite de las altas presiones actuara disminuyendo drásticamente la producción de neutrones; así lo confirman los cálculos con el modelo 2D aplicados a los experimentos donde las fórmulas analíticas aquí presentadas no permiten obtener resultados suficientemente precisos.

Entonces, si los puntos tomados como base para la formulación de III-8 y III-9, corresponden únicamente al régimen de lámina rápida, éste es justamente su rango de validez. En la Fig. 7 se dan las curvas paramétricas en B, de $\eta_p(A,B)$ vs $\eta_I(A,B)$ a valores constantes de A; en ella, se marca con línea punteada la curva isoparamétrica correspondiente a $B=1.5$ y el sentido de variación de B. Como puede verse, para $B \geq 1.5$, o sea para el régimen de lámina rápida, a valor fijo de A se cumple aproximadamente la relación

$$\eta_p \sim \eta_I^2 \quad \text{III-17}$$

En forma más general, de las ecuaciones III-10 y III-11, se tiene:

$$\eta_p = A \cdot \eta_I^2 \cdot F(A,B)$$

donde:

$$F(A,B) = (1+A) (\sqrt{B} - 1/3) \cdot [A(\sqrt{B} - 2/3) + (2\sqrt{B} - 1)]^{-1}$$

es una función que, para $B \geq 1.5$, resulta ≈ 1 y entonces:

$$\eta_p \approx A \eta_I^2 \quad \text{III-18}$$

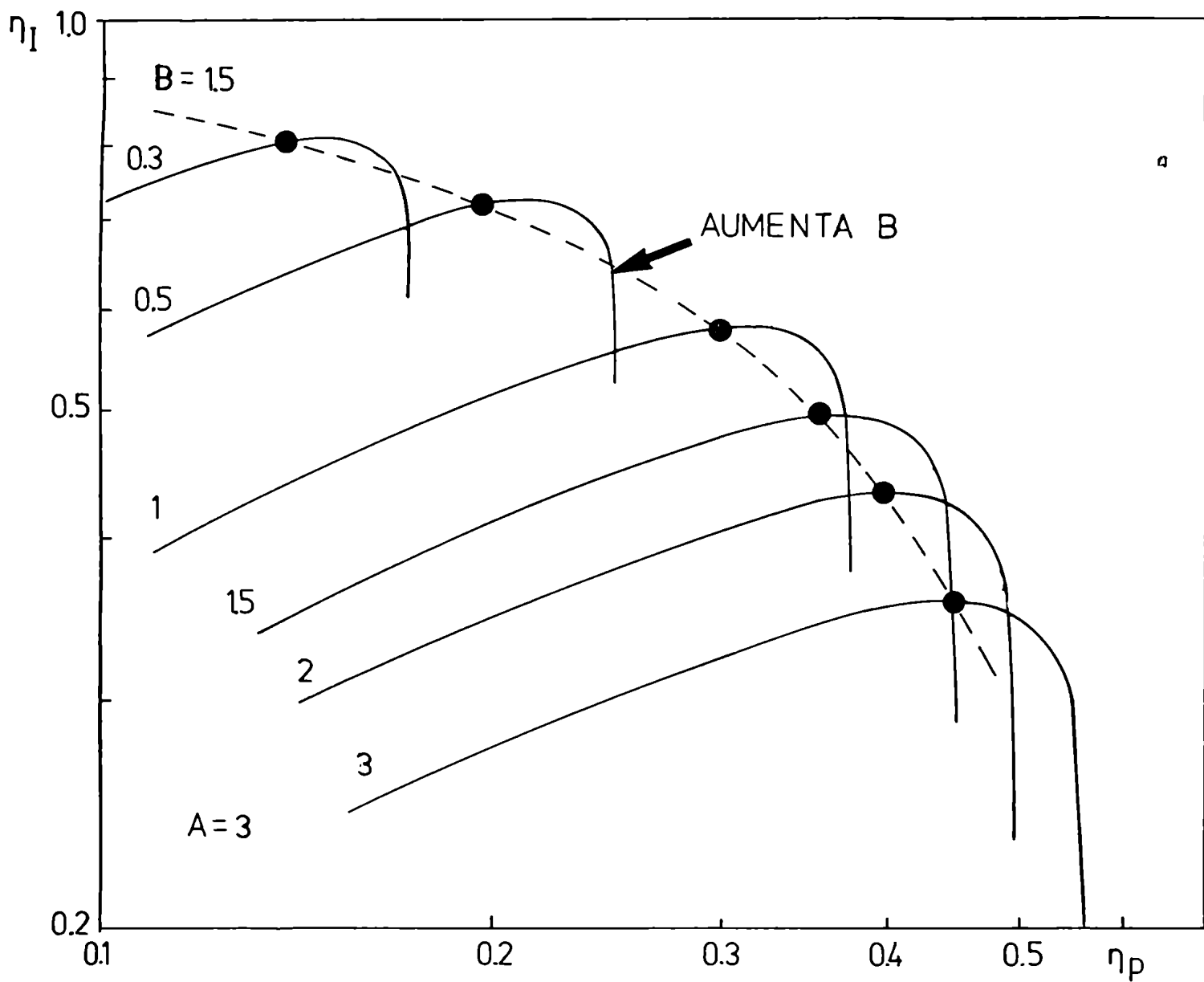


FIGURA 7: Curvas de η_I vs. η_p a valores constantes de A .
 La curva punteada corresponde a η_I vs. η_p para
 $B = 1.5$.

En general el parámetro A puede ser expresado como:

$$A = \frac{L_1}{L_0} \quad \text{III-19}$$

donde $L_1 = (\mu_0/2\pi)\ell \ln(b/a)$ es la inductancia del cañón coaxial. Haciendo los reemplazos correspondientes, de III-18 resulta:

$$\frac{E_{pd}}{E_0} = \frac{L_1}{L_0} \frac{I_D^2}{I_{cc}^2} = \frac{L_1}{L_0} \cdot \frac{I_D^2}{V_0^2 \cdot C/L_0}$$

y considerando que: $E_0 = \frac{1}{2} C V_0^2$, se obtiene:

$$E_{pd} \approx \frac{1}{2} L_1 I_D^2 \quad \text{III-20}$$

Dado que el valor de L_1 , en los experimentos considerados, fluctúa en general muy poco alrededor de los 28 nH (ver Tabla I) resulta:

$$E_{pd} \sim I_D^2 \quad \text{III-21}$$

y las leyes de escala III-8 y III-9 resultan prácticamente equivalentes.

Por otra parte, la relación III-20 tiene un contenido físico que puede ser importante: en el régimen de lámina rápida, E_{pd} es aproximadamente igual a la energía del campo magnético azimutal B_θ en el cañón coaxial (E_B). Por lo tanto, en ese régimen, también tiene validez la ley de escala

$$\bar{N} \sim E_B^2 \quad \text{III-22}$$

E_B es sólo una parte de la energía magnética total en el momento del desborde: $E_M = \frac{1}{2} (L_0 + L_1) I_D^2$; sin embargo es importante destacar que \bar{N} no aparece correlacionado con E_M . Como un ejemplo de esto, puede verse en las Figuras 2 y 3 que los experimentos de Swierk y Stevens presentan constelaciones de puntos alineados en una misma recta, en ambos gráficos, no obstante que el valor de L_0 difiere de un factor 4.

III-6 COMENTARIOS FINALES

Los resultados del análisis realizado en las secciones anteriores pueden resumirse como sigue:

Las leyes de escala $\bar{N} \sim E_p^\nu$ y $\bar{N} \sim I_D^\lambda$ se verifican para los exponentes $\nu \approx 2$ y $\lambda \approx 4,4$. Sin embargo, la validez de las mismas se limita al régimen de operación de lámina rápida, pues todos los experimentos en los que está basada su formulación ven afectada la producción de neutrones por el límite de las altas presiones, antes de que se alcancen valores de B menores que B_I .

Pero se ha mostrado que en ese régimen de operación, y considerando los valores similares de L_1 en los distintos experimentos, ambas leyes son necesariamente equivalentes dentro de los errores experimentales. Por otra parte se ha mostrado que, con las mismas limitaciones en su rango de validez, E_{pd} resulta aproximadamente igual a E_B , por lo que la ley $\bar{N} \sim E_B^2$ resulta también equivalente. Por estos motivos, el régimen de lámina rápida es sin duda el menos propicio para intentar discriminar cuál de las leyes de escala es de validez más general. En el próximo capítulo, se mostrará que no hay razones de principio que impidan, con un diseño adecuado del equipo, ingresar a los otros dos regímenes de operación sin que \bar{N} sea afectado por el límite de las altas presiones, y se muestra la forma de obtener tal objetivo.

En cuanto a la interpretación o justificación de estas leyes, la misma está estrechamente ligada a los procesos de fusión que tengan lugar en el foco, y es ésta justamente una de las principales razones de su interés. En el último capítulo de esta tesis veremos que tanto la forma en que \bar{N} escala con I_D en promedio (Ec. III-9), como el apartamiento de ese promedio por parte de los equipos P.F. pequeños, puede ser cualitativa y cuantitativamente justificada por un modelo de producción termonuclear.

APENDICE III-A

APROXIMACION UNIDIMENSIONAL AL MODELO 2D Y EXPRESIONES
ANALITICAS RESULTANTES

El modelo 2D (Ref. 25) proporciona la evaluación de la lámina de corriente a través de la ecuación de movimiento (ver las coordenadas y símbolos en la Fig. 19 del Cap.I)

$$\rho_o v_n^2 = \frac{B_\theta^2}{2\mu_o} \quad \text{III-A-1}$$

que resulta del balance de momentos en la superficie de la LC (despreciando el término de inercia), acoplada con la ecuación del circuito a través de la inductancia de la descarga, la cual es función de la posición y forma de la LC. Uno de los resultados del modelo -que ha sido ampliamente comprobado en forma experimental (ver Ref. 4 y 6)- es que, después de una fase transitoria inicial, la lámina se propaga sin deformación. En esta etapa, denominada de "onda viajera", el perfil de la LC queda definido por una relación del tipo:

$$z = z_o(t) + f(r) \quad \text{III-A-2}$$

con las condiciones de contorno:

$$f(a) = 0, \quad f'(a) = 0$$

La condición $f'(a) = 0$ indica que para $r = a$ la velocidad normal de propagación v_n coincide con la velocidad axial dz/dt y de A-1 resulta (en unidades MKS):

$$v_n^2(a) = \left(\frac{dz_o}{dt} \right)^2 = \frac{\mu_o}{8\pi^2} \frac{I^2}{a^2 \rho_o} = \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \quad \text{III-A-3}$$

La velocidad dada por A-3 representa la velocidad axial de cualquier porción de la LC durante la etapa de onda viajera. Esta circunstancia sugiere que un tratamiento unidimensional del problema puede dar resultados bastante precisos, con tal que el efecto de la fase inicial pueda ser despreciado. En este intento, supongamos una lámina plana equivalente ubicada en z_o (Fig. 19, Cap.I), cuya cinemática sea descripta por la ecuación:

$$\frac{1}{\pi(b^2 - a^2)} \int_a^b P_m(r) ds = \zeta \rho_0 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \quad \text{III-A-4}$$

donde P_m es la presión magnética sobre la superficie S de la LC y se ha introducido una eficiencia de barrido ζ para que dz/dt dada por A-3 y A-4 coincida con la dada por A-4. Entonces, reemplazando dz/dt de A-3, resulta:

$$\zeta(b/a) = \frac{2 \ln(b/a)}{(b/a)^2 - 1} \quad \text{III-A-5}$$

El valor de ζ que resulta de A-5 está en muy buen acuerdo con los valores determinados experimentalmente en la verificación del snow-plow plano unidimensional: $\zeta(2,7) = 0,30$ (Ref. 3), $\zeta(2) = 0,48$ (Ref. 12). Pero en A-5, ζ no debe tener la ambigua interpretación de una "porosidad" de la LC, sino que surge como la consecuencia natural de la curvatura de la LC y su valor no debe ser asignado arbitrariamente, sino que puede ser exactamente calculado.

Para completar la aproximación unidimensional, se debe resolver A-3 con la ecuación del circuito, lo cual requiere conocer la ley de variación de la inductancia L_c del cañón como función de la posición y forma de la lámina. En forma coherente con la aproximación de lámina plana en la posición z_0 , respecto de la LC real, se adopta:

$$L_c(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/a) \cdot (\ell_a + z) \quad \text{III-A-6}$$

Conviene resolver el problema directamente en términos de magnitudes adimensionales. Para ello definimos, respectivamente, las variables "carga", "desplazamiento" y "tiempo" adimensionales como:

$$\begin{aligned} Q &= q/C_0 V_0 \\ X &= z/\ell^* \\ T &= t/\frac{\pi}{2} \sqrt{(L_0 + L_a) C} \end{aligned} \quad \text{III-A-7}$$

donde q es la carga instantánea del banco de condensadores y $L_a = (\mu_0/2\pi) l_a \ln(b/a)$. La ley de Kirchhoff aplicada al circuito equivalente de la descarga (con la L_c dada por A-6) y la ecuación A-3, en términos de las variables A-7, resultan:

$$\frac{\pi^2}{4} Q + A \dot{X} \dot{Q} + (1 + A X) \ddot{Q} = 0 \quad \text{III-A-8}$$

$$\dot{X}^2 = B \dot{Q}^2 \quad \text{III-A-9}$$

donde los parámetros adimensionales A y B están dados por:

$$A = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{l^* \ln(b/a)}{L_0 + L_a} \quad \text{III-A-10}$$

$$B = \frac{\mu_0}{8\pi^2 \rho_0} \left(\frac{C V_0}{a l^*} \right)^2 \quad \text{III-A-11}$$

o en las unidades prácticas: $[l, l_a, a, b] = \text{cm}$, $[L_0] = \text{nH}$, $[V_0] = \text{kV}$, $[C] = \mu\text{F}$, $[p] = \text{torr}$, con las expresiones:

$$A = \frac{2 l^* \ln(b/a)}{L_0 + 2 l_a \ln(b/a)} \quad \text{III-A-12}$$

$$B = 7,3 \times 10^{-3} \frac{1}{p} \left(\frac{C V_0}{a l^*} \right)^2 \quad \text{III-A-13}$$

De A-9 resulta $X = \sqrt{B}(1 - Q)$ y reemplazando en A-8 queda:

$$\frac{\pi^2}{4} Q - A \sqrt{B} \dot{Q}^2 + [1 + A \sqrt{B}(1 - Q)] \ddot{Q} = 0 \quad \text{III-A-14}$$

Esta última ecuación admite una primera integración por el método del factor integrante, resultando:

$$\dot{Q}^2 = \frac{\pi^2}{4} \left\{ \frac{(1 + A \sqrt{B})(1 - Q^2) - \frac{2}{3} A \sqrt{B}(1 - Q^3)}{[1 + A \sqrt{B}(1 - Q)]^2} \right\} \quad \text{III-A-15}$$

Conocido \dot{Q}^2 es posible calcular, dentro de las posibilidades del modelo utilizado, todas las magnitudes de la descarga en la eta-

pa de onda viajera de la LC. En particular interesa el valor de ciertas magnitudes calculadas al momento del desborde ($z = \ell$), tales como:

$$\eta_I = \frac{I_D}{I_{cc}} = \frac{2}{1+A} \left\{ \frac{\sqrt{B}(1+A/2) - (1/2+A/3)}{2B} \right\}^{1/2} \quad \text{III-A-16}$$

$$\eta_p = \frac{E_{pd}}{E_o} = \frac{A}{1+A} \left\{ \frac{\sqrt{B} - 1/3}{B} \right\} \quad \text{III-A-17}$$

o la variable dimensional (con $[a, b, \ell, \ell^*] = \text{cm}$ y $[C] = \mu\text{F}$):

$$\epsilon \text{ (MJ/gr)} = 10^{-2} \cdot \frac{\eta_p B \ell^{*2}}{2 C \ell [(b/a)^2 - 1]} \quad \text{III-A-18}$$

El comportamiento de estas funciones y el valor y posición de sus máximos, son temas tratados en el parágrafo 5 de este capítulo.

Las consideraciones sobre los efectos del transitorio inicial y la diferencia del volumen barrido por la lámina plana en el cálculo de cada magnitud, la forma en que algunos errores se compensan, etc., arrojan como resultado que la precisión de la aproximación realizada está fundamentalmente determinada por las proporciones del cañón coaxial. Si se establece, como margen de error tolerable, que la magnitud peor aproximada mediante esta formulación difiera a lo sumo en 15% de su valor calculado con el modelo 2D, un límite práctico para la aplicabilidad del modelo resulta la condición:

$$\frac{b}{a} \leq \frac{\ell - \ell_a}{4a} + 1 \quad \text{III-A-19}$$

En la Fig. 8 se da el gráfico de b/a vs $(\ell - \ell_a)/a$ de todos los experimentos de la Tabla I, y el campo de aplicabilidad determinado por la condición A-19. La mayoría de los experimentos (un 70% de los datos experimentales de \bar{N} usados para la formulación de las leyes de escala) admiten la aplicación de la aproximación unidimensional con pequeños errores.

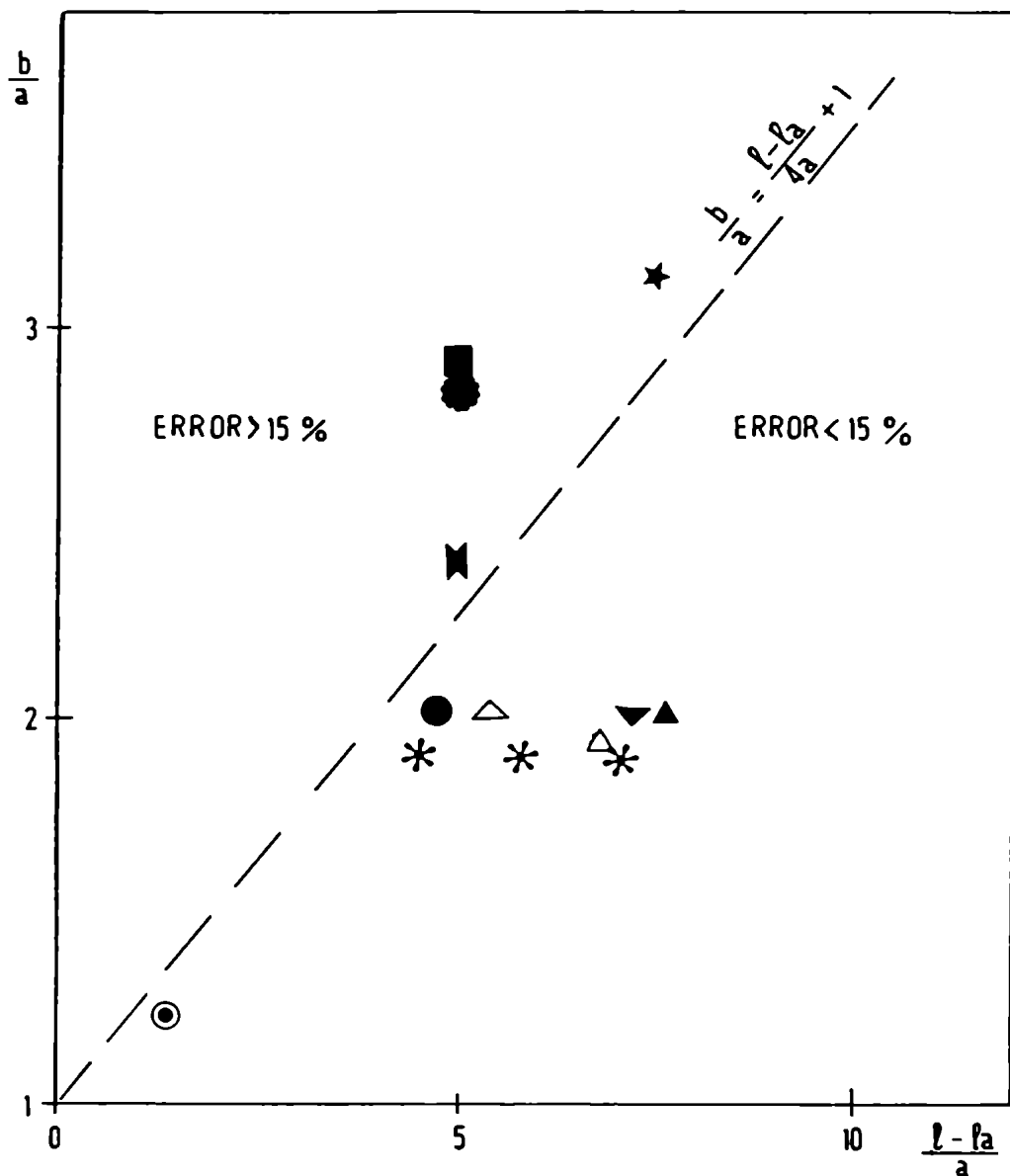


FIGURA 8: Gráfico de b/a vs. $(l - l_a)/a$ para todos los experimentos de la Tabla I y límite de aplicabilidad de la aproximación unidimensional. (Iguales símbolos que en la figura 2).

REFERENCIAS

- 1) A.Bernard, 3rd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham 1975, Pergamon Press, p.69 (1976).
- 2) O.Zucker, W.Bostick, R.Gullikson, J.Long, J.Luce, N.Sahlin, "The Desing of a Repetitively Pulsed Migajoule Dense P.F.", UCRL-5-1872, L.L.L. int.rep. (1975).
- 3) H.Bruzzzone, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo, Nuclear Fusion 16,p.870 (1976).
- 4) J.M.Vargas, Tesis de Licenciatura, Dto. de Física, FCEN-UBA, 1976.
- 5) R.Gratton, H.Kelly, M.Milanese y J.Pouzo, Phys.Letters 62A, p.422 (1977).
- 6) J.M.Vargas, F.Gratton, J.Gratton, H.Bruzzzone, H.Kelly Proc. VI Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976, IAEA, Vienna, Vol. III, p.483.
- 7) a) A.Bañuelos, H.Bruzzzone, R.Delellis, J.Gratton, R.Gratton, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo, F.Rodríguez Trelles, Proc. 7th. Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbrück 1978, IAEA, Vol. II, p.175.
b) H.Kelly, Tesis Doctoral, FCEN-UBA, 1979.
- 8) H.Bruzzzone, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo, Physis 04/75, Report Interno, Dto. de Física, FCEN-UBA, 1979.
- 9) H.Bruzzzone, Tesis Doctoral, FCEN-UBA, 1976.
- 10) H.Bruzzzone, R.Delellis, R.Gratton, H.Kelly, M.Milanese, J.Pouzo, Proc. of VI Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976, Vol.III, p.491.
- 11) Ch.Maisonnier, F.Pecorella, J.P.Rager, Int.Rep. GI.R/PLAD/75.3/E, Centro Gas Ionizzati, Frascati, Roma (1975).
- 12) H.Rapp, Physics Letters 43A, p.420 (1973).
- 13) R.Huddleston, S.Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York (1965), p.569.

- 14) R.Lanter, D.Bannerman, Laboratorio de Los Alamos (USA) Report:LA-3498-MS (1966).
- 15) F.Gratton, M.Vargas, 2nd. Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia 1978, en prensa.
- 16) Ch.Maisonnier, J.P.Rager, C.Gourlan, M.Galante, P.D.Morgan, Proc. VI Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976, IAEA, Vol. III, p.447 (1977).
- 17) J.Feugeas, comunicación privada (1978).
- 18) J.Nowikowski, Nukleonika 20, p.1081 (1974).
- 19) G.Decker, L.Flemming, H.J.Kaeppler, T.Oppentänder, G.Prop, P.Shilling, H.Schmidt, M.Shakhatre, M.Trunk, Report int.: IPF 77-2, Stuttgart (1977).
- 20) L.Michel, K.Schonback, H.Fisher, Appl.Phys.Lett. 24, p. 57 (1974).
- 21) N.Peacock, P.Wilcock, R.Speer, P.D.Morgan, Proc. III Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk 1968, IAEA, Vol.II, p.51.
- 22) A.Bernard, A.Coudeville, J.Watteau, Phys.Lett. 33A, p.447 (1970).
- 23) J.Mather, Phys.Fluids 8, p.366 (1965).
- 24) J.Mather, Proc. II Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Culham 1966, IAEA, Vol.II, p.389.
- 25) F.Gratton, M.Vargas, Proc. VII European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne 1975, p.64.

CAPITULO IV

ASPECTOS TEORICOS Y PRACTICOS DEL DISEÑO DE EXPERIMENTOS EN PLASMA FOCUS - EL EQUIPO P.F. II

IV-1 INTRODUCCION

Generalmente es fácil discernir entre el diseño de un experimento y el del correspondiente equipo. El experimento se diseña para lograr determinados objetivos científicos y el equipo es diseñado para cubrir las necesidades del experimento. Pero en el caso de la investigación experimental en P.F., muchas de las incógnitas del fenómeno afectan al mismo diseño del equipo, y entonces tal discernimiento puede ser muy difícil. Por ejemplo, un objetivo científico podría ser el de estudiar las leyes de escala de \bar{N} en un equipo de mayor energía que los utilizados hasta ahora, pero el diseño de tal equipo requiere conocer la forma en que deben escalar los parámetros eléctricos y geométricos del mismo, la cual se encuentra vinculada a la misma incógnita que se desea develar, entre otras que provienen del fenómeno bajo estudio. En este capítulo, se da un método para el diseño de un experimento en el área de los P.F. tipo Mather que permita el estudio de las leyes de escala para \bar{N} , basado en los resultados obtenidos en el capítulo anterior. Como ejemplo de aplicación de este método, se da el diseño del equipo P.F. II de 22 KJ realizado en el LFP. Con sólo variar la presión de deuterio en el rango de 2 a 6 torr, este equipo debería alcanzar el máximo de I_D y el de E_{pd} sin la interferencia del límite de las altas presiones. En este capítulo se dan los aspectos más destacables del diseño práctico del P.F. II, y sus características constructivas. Se incluyen además los primeros estudios experimentales realizados con este equipo, que arrojan ya algunos resultados de interés.

IV-2 UN METODO PARA EL DISEÑO DE EXPERIMENTOS EN P.F. TIPO MATHER

Varios investigadores han intentado obtener leyes de

similaridad que permitan diseñar un equipo optimizado respecto de \bar{N} , pero con resultados infructuosos. El inconveniente común a estos intentos es no incluir en las consideraciones básicas el límite de altas presiones, que fue publicado con posterioridad a la mayoría de ellos.

El objetivo principal de esta sección del capítulo no es el de proponer nuevas leyes de similaridad ni analizar críticamente las ya postuladas, sino presentar un método de diseño que permita:

a) Obtener un equipo que pueda trabajar en cualquier régimen de operación (de lámina rápida, intermedio y de lámina lenta) sin que la producción de neutrones sea afectada por el límite de las altas presiones.

b) Calcular los parámetros geométricos y eléctricos necesarios para alcanzar valores prefijados de magnitudes fundamentales tales como E_{pd} , I_D y ϵ , en un determinado rango de presiones.

Con equipos "no limitados" (con $\epsilon \geq \epsilon_i$ en todos los regímenes) que permitan completar el estudio de las leyes de escala para \bar{N} en el actual rango de variabilidad de I_D y E_{pd} , el mismo método podría entonces ser utilizado para una extrapolación más segura a equipos de mayor energía. El método que se da a continuación, permite alcanzar los objetivos a) y b) sin recurrir a la teoría de similaridad.

Para el análisis que sigue, es conveniente expresar la condición del límite $\epsilon \geq \epsilon_i$ y las fórmulas analíticas de η_p y η_I en términos de un único juego de parámetros adimensionales (en términos de A y B, no es posible obtener una expresión adimensional de la condición límite pues en ella se introduce la energía específica ϵ_i). Definiendo los parámetros adimensionales:

$$x = b/a; \quad y = \mu_0 \ell / 2\pi L_0; \quad t = \ell_a / \ell$$

IV-1

$$z = (\mu_0^2 \epsilon_i / 4\pi^2) (C/L_0) (1-t)^{-3}; \quad q = (2\mu_0 \epsilon_i^2 \rho a^2 / V_0^2)^{1/2} (1-t)^2$$

los parámetros A y B resultan:

$$A = \frac{y(1-t) \ln x}{1+y t \ln x} \quad \text{IV-2}$$

$$B = \left[\frac{z}{q y} \right]^2 \quad \text{IV-3}$$

y la condición $\epsilon \geq \epsilon_i$, en términos de las nuevas variables, toma la forma:

$$q \leq y \ln x [(x^2 - 1)(1 + y \ln x) + \frac{y^2}{3z} \ln x]^{-1} \quad \text{IV-4}$$

Obsérvese que, dejando de lado las constantes, esta expresión contiene como únicas variables las relaciones entre parámetros directos del experimento:

$$\frac{b}{a}; \frac{\ell}{L_0}; \frac{C}{L_0}; \frac{a\sqrt{p}}{V_0}; \frac{\ell_a}{\ell} \quad \text{IV-5}$$

Tomando $t = \text{cte}$, un valor fijo de B ó una vinculación $B=B(A)$, da una relación de forma: $q=q(x,y)$ que, combinada con la IV-4 tomada con el signo igual, permite obtener una ecuación del tipo: $f(x,y,z) = \text{cte}$. Esta ecuación corresponde a una superficie Σ que divide al espacio $\{x,y,z\}$ en dos zonas (ver Figura 1a): una zona donde se encuentran todos los experimentos que, para ese valor de B, no son afectados por el límite de altas presiones (cumplen la desigualdad de IV-4) y otra donde, inversamente, se encuentran todos los experimentos afectados por dicho límite para ese valor de B. La intersección de Σ con un plano correspondiente a $z = \text{cte}$, da una curva $y = y_1(x)$ de forma parabólica. En especial, tiene interés conocer bajo qué condiciones un equipo puede alcanzar los máximos η_{IM} y η_{pM} ($B = B_I$ y $B = B_p$ respectivamente) en la zona de experimentos no limitados. Además es importante poder elegir los parámetros del equipo para que determinados valores de η_{IM} y/o η_{pM} puedan ser alcanzados. Como veremos enseguida, establecer la condición $\eta_{IM} = \text{cte}$ ó $\eta_{pM} = \text{cte}$, conduce a una ecuación del tipo $g(x,y) = \text{cte}$, que corresponde a una superficie Σ' ortogonal al plano $x-y$ (ver Fig. 1b). La intersección de Σ' con cualquier plano $z = \text{cte}$, da siempre la misma curva $y = y_2(x)$ de forma

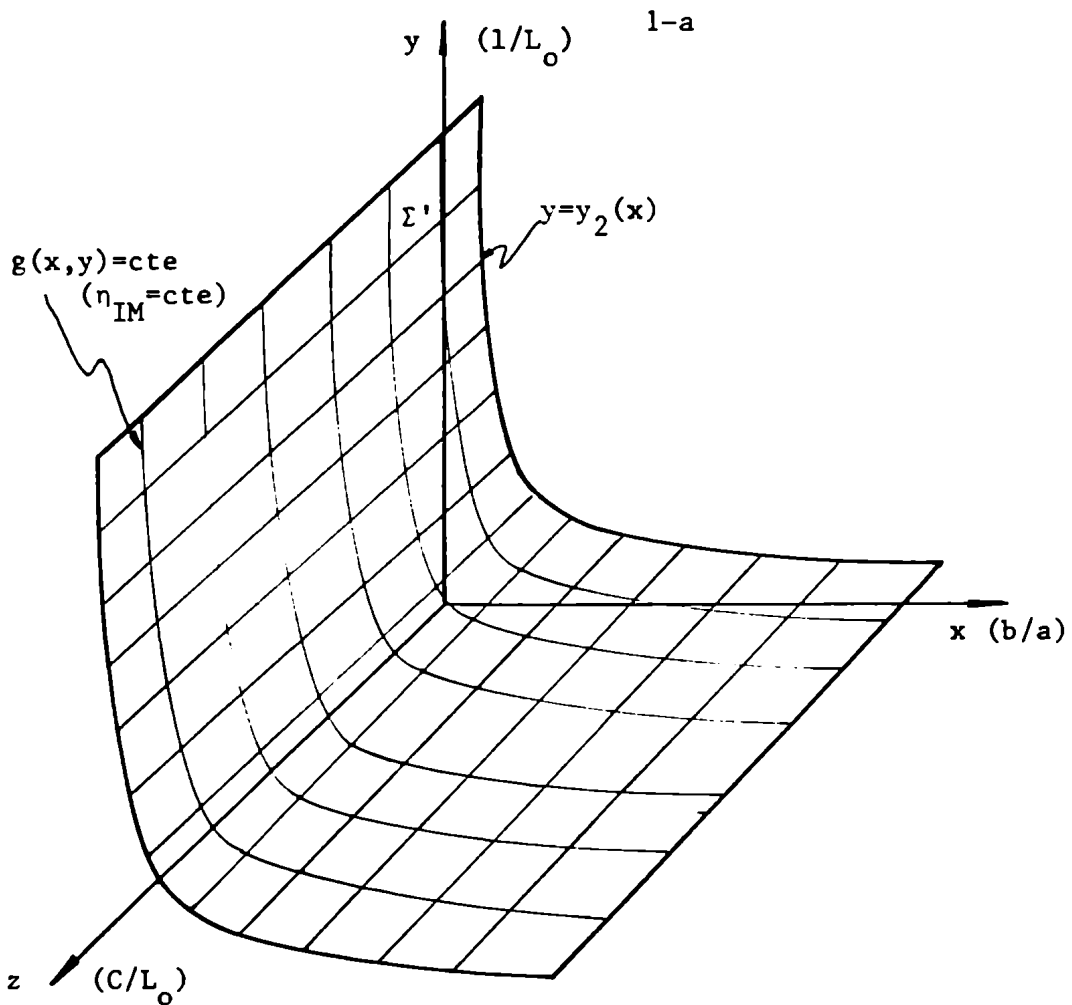
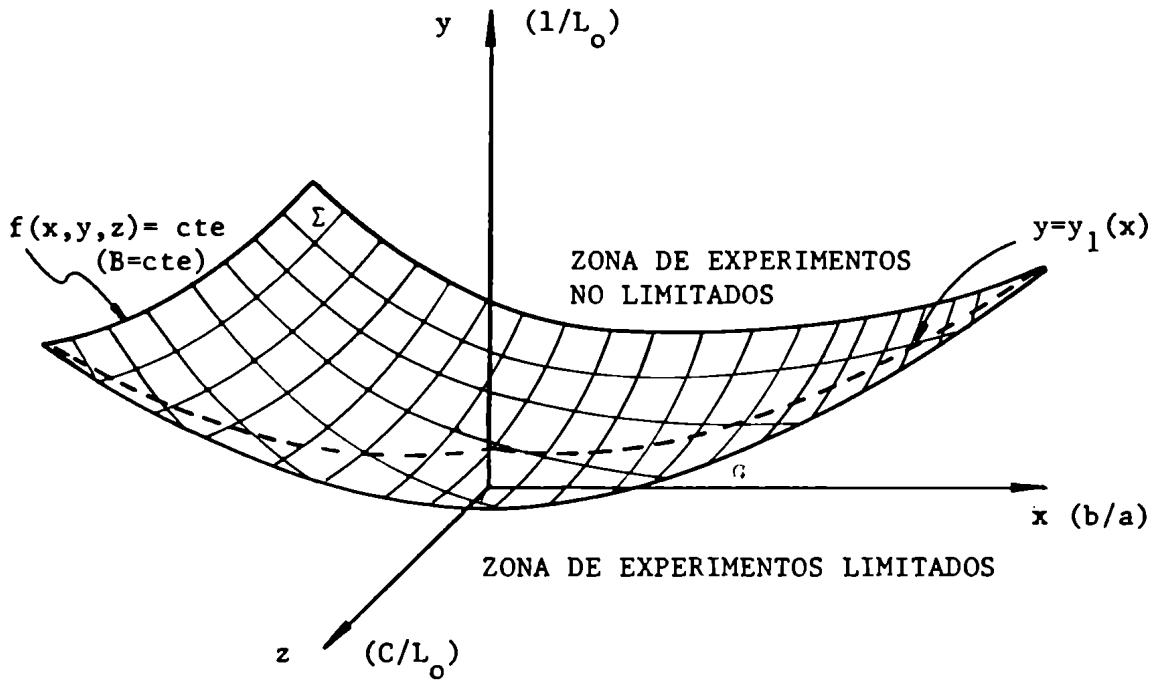


FIGURA 1: Esquema de las formas de las superficies en el espacio $\{x, y, z\}$ que corresponden a las condiciones: a- $\epsilon = \epsilon_i$ para $B = cte$ (sup. Σ) y b- $\eta_I = cte$ para $B = B_I$ (sup. Σ')

hiperbólica.

Para $B = B_I$, de la ecuación III-14 se obtiene:

$$\eta_{IM} = (1+y t \ln x)^{1/2} [1 + \frac{y}{2} (1+t) \ln x] / [1 + \frac{y}{3} (t+2) \ln x]^{1/2} (1+y \ln x) \quad IV-6$$

y la condición IV-4 toma la forma:

$$\frac{y^2}{2} \ln x [1 + \frac{y}{3} (t+2) \ln x] - [1 + \frac{y}{2} (t+1) \ln x] [(x^2 - 1)(1+y \ln x) + \frac{y^2}{3z} \ln x] \geq 0 \quad IV-7$$

Para facilitar el uso práctico de los resultados, la interpretación de IV-6 y IV-7 se hará usando las relaciones de parámetros IV-5. En la Figura 2 se dan (para el caso $t=0$), las curvas parabólicas para distintos valores η_{IM} y las curvas hiperbólicas correspondientes a la intersección de Σ con diferentes planos $C/L_0 = \text{cte}$ ($z = \text{cte}$). Por lo dicho anteriormente, si se desea que el equipo pueda operar, para $B = B_I$, en la zona de los experimentos no limitados, el cañón debe ser construido de acuerdo a un "punto de diseño" $P \equiv (b/a, l/L_0)$ ubicado por encima de la curva correspondiente al cociente C/L_0 de la fuente. Por otra parte, las curvas hiperbólicas se aproximan a los ejes para valores crecientes de η_{IM} ; luego, si se desea que el equipo alcance, al menos, un determinado valor de η_{IM} , el punto P deberá estar ubicado debajo de la curva hiperbólica correspondiente a ese valor.

Para $B = B_p = 4/9$, de la ecuación III-16 se obtiene:

$$\eta_{pM} = \frac{3}{4} \frac{y(t-1) \ln x}{1+y \ln x} \quad IV-8$$

y la condición IV-4 toma la forma:

$$y^2 - 3yz(x^2 - 1) - 3z(x^2 - 1)/\ln x \geq 0 \quad IV-9$$

En la Figura 3 se da la gráfica de las curvas parabólicas correspondientes a $C/L_0 = \text{cte}$, obtenidas mediante la IV-9 con su signo igual, y las curvas de $\eta_{pM} = \text{cte}$ resultantes de IV-8, para $t=0$. En forma similar al caso anterior, si se desea que el equipo al-

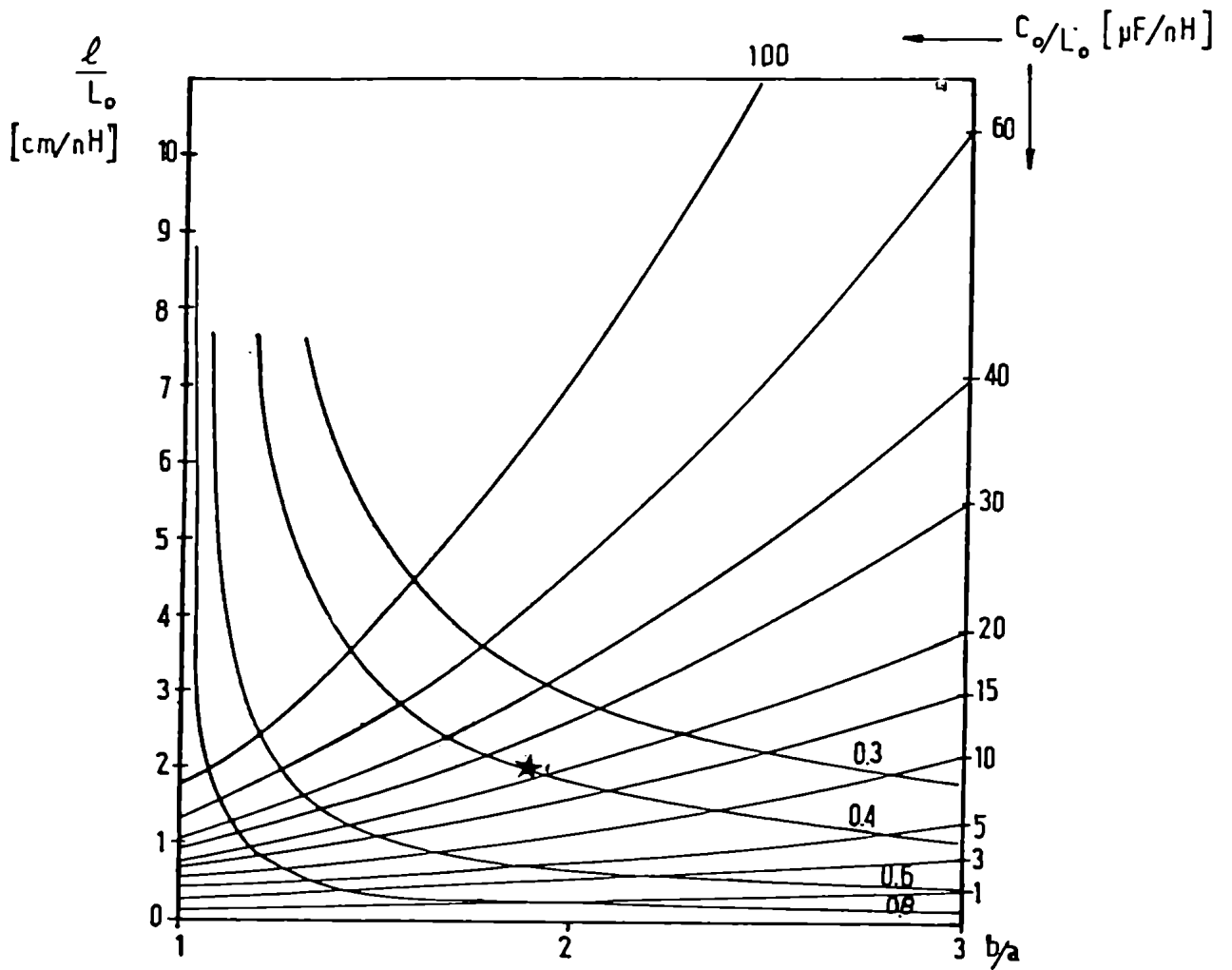


FIGURA 2: Abaco para la selección de los parámetros de diseño en un equipo en el cual η_{IM} pueda ser obtenido cumpliendo la condición $\epsilon > \epsilon_i$

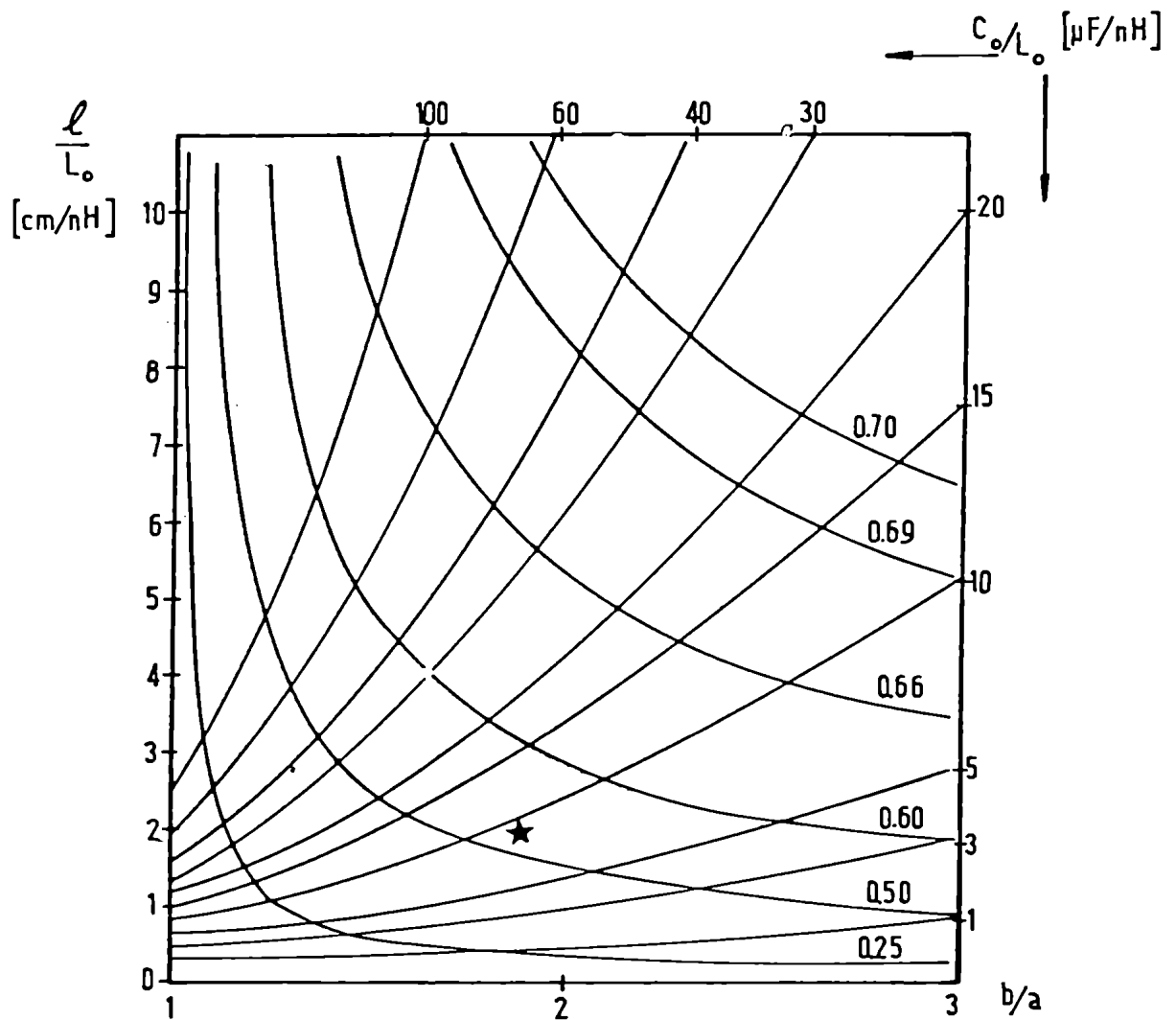


FIGURA 3: Abaco para la selección de los parámetros de diseño en un equipo en el cual η_{PM} pueda ser obtenido cumpliendo la condición $\epsilon > \epsilon_i$.

cance el máximo de E_{pd} en la zona de los experimentos no limitados, el punto P debe estar ubicado por encima de la curva correspondiente al valor C/L_0 de la fuente. También en este caso las curvas hiperbólicas permiten prever el valor de ese máximo pero ahora, inversamente a lo que ocurre con las curvas de $\eta_{IM} = \text{cte}$, estas se alejan del origen para valores crecientes de η_{pM} . Luego, si se desea alcanzar, como mínimo, un cierto valor de η_{pM} , el punto P se deberá ubicar por encima de la curva correspondiente a ese valor. Este diferente comportamiento de las curvas hiperbólicas lleva inmediatamente a la conclusión de que no es posible diseñar un experimento optimizando simultáneamente η_{IM} y η_{pM} . Otra importante diferencia del gráfico de la Figura 3 con respecto al de la Figura 2, es que las curvas parabólicas se apartan más del eje x para un dado valor de C/L_0 , imponiendo una restricción más severa a la elección de P dentro de la zona de los experimentos no limitados. Esto es fácilmente comprensible si se tiene en cuenta que, en un dado equipo, la presión del régimen $B = B_p$ es siempre mayor que la correspondiente a $B = B_I$, puesto que siempre $B_p < B_I$. De todas formas, considerando que el máximo valor de C/L_0 que se ha utilizado hasta la fecha es de $78 \mu\text{F/nH}$ para el P.F. 1MJ de Frascati, la zona de elección para P, en cumplimiento de la condición $\epsilon \geq \epsilon_i$, es muy amplia con las fuentes actualmente a disposición. Por lo tanto, de no mediar alguna condición limitante que aún no haya sido descubierta, no hay ningún motivo de principio por el que los equipos P.F. no puedan operar en la zona de los experimentos no limitados. Como se desprende del análisis anterior, una forma de aumentar la energía de un equipo P.F. sin reducir la zona de los experimentos no limitados, es aumentar la tensión V_0 tratando de mantener C/L_0 constante.

Como un ejemplo de aplicación de estos resultados, en la próxima sección se presenta el diseño conceptual del P.F. II.

IV-3 EL DISEÑO CONCEPTUAL DEL P.F. II

Como ya se adelantara, este diseño está orientado a obtener una máquina versátil que permita estudiar la producción de neutrones y otros fenómenos, operando en los tres regímenes de funcionamiento (de lámina rápida, intermedio y de lámina lenta) en la zona de los experimentos no limitados. Sobre la base de estos objetivos, describiremos la metodología seguida en el diseño del P.F. II como un ejemplo de aplicación del método desarrollado en el parágrafo anterior.

Dado que, generalmente, la relación C/L_0 está determinada por las características de la fuente de energía disponible, conviene comenzar por fijar su valor. El banco de condensadores disponible para el P.F. II tiene una capacidad $C = 30 \mu\text{F}$ y, de acuerdo con el tipo de conexiones que se debían realizar, el valor mínimo de L_0 fue estimado en $\sim 15 \text{ nH}$. Luego el valor $C/L_0 = 2 \mu\text{F/nH}$ se toma como uno de los puntos de partida para el diseño. El gráfico de la Fig. 3† corresponde a $B = B_p$, es decir, a la transición entre el régimen intermedio y de lámina lenta. Si el punto de diseño $P = (b/a, \ell/L_0)$ se ubica por encima de la curva parabólica correspondiente a $C/L_0 = 2 \mu\text{F/nH}$, el equipo podrá ingresar al régimen de lámina lenta cumpliendo la condición $\epsilon \geq \epsilon_i$. Lógicamente, también cumplirá esta condición en los otros dos regímenes. Ahora es necesario definir los valores de los rendimientos η_{IM} y η_{pM} que se desean alcanzar. Como ya se viera, no es posible optimizar ambos rendimientos a la vez. En el caso del P.F. II, los objetivos del experimento conducen a adoptar un compromiso entre η_{pM} y η_{IM} , a fin de tener la más amplia variación de I_D y E_{pd} en el régimen intermedio. Así, se imponen las siguientes condiciones: $\eta_{pM} \geq 0,5$; $\eta_{IM} \geq 0,4$. Estas dos condiciones, sumadas a la anterior ($\epsilon \geq \epsilon_i$ para $B = B_p$) definen la región R indi-

† En esta primera estimación de los parámetros conviene despreciar el efecto del aislante, por lo tanto se toma $t \approx 0$.

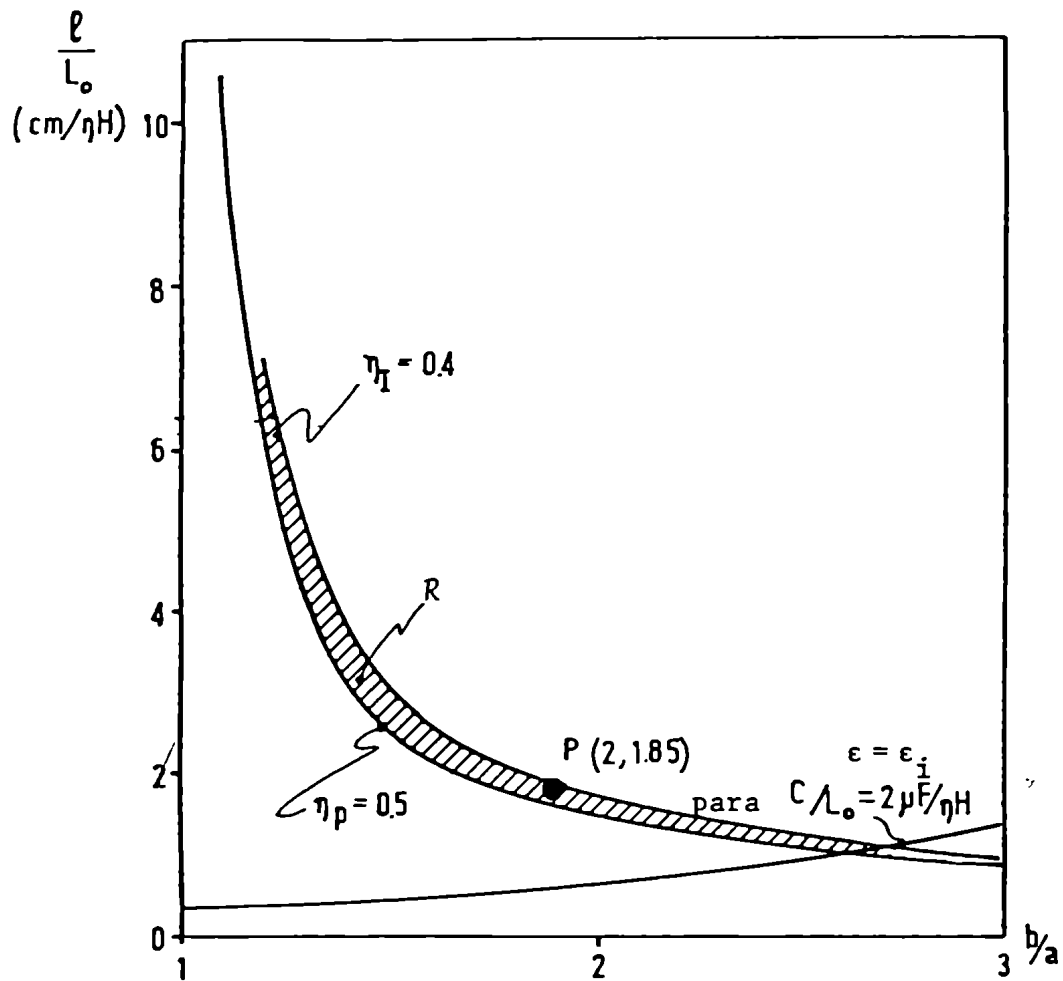


FIGURA 4: Región R en el espacio de relaciones paramétricas, definida por las condiciones :

$$\eta_{IM} \cong 0.4, \quad \eta_{PM} \cong 0.5 \text{ y } \epsilon(B=B_p) \cong \epsilon_i.$$

cada en la Figura 4, dentro de la cual debe estar ubicado el punto P.

Como veremos, la elección de P dentro de R depende del rango de presiones de operación.

De la formulación presentada en el capítulo anterior, resulta que los máximos η_{IM} y η_{pM} se obtienen en correspondencia de las presiones:

$$p_I = 0,73 \times 10^{-2} \left(\frac{C V_o}{\ell a} \right)^2 \frac{1 + (\ell/L_o) \ln(b/a)}{1 + (4\ell/3L_o) \ln(b/a)} \quad \text{IV-10}$$

y:

$$p_p = 1,64 \times 10^{-2} \left(\frac{C V_o}{\ell a} \right)^2 \quad \text{IV-11}$$

respectivamente, donde: $[V_o] = \text{kV}$, $[C] = \mu\text{F}$, $[\ell, a] = \text{cm}$, $[L_o] = \text{nH}$ y $[p] = \text{torr}$ (deuterio) y se supone $\ell_a = 0$. Si se desea alcanzar ambos regímenes variando sólo p, entonces el intervalo (p_I, p_p) marca el rango característico de variabilidad de p. Si las características de la fuente (V_o, C, L_o) están dadas y se fija el punto P dentro de R, el intervalo (p_I, p_p) queda determinado por la elección de a. Hasta la fecha, los límites prácticos del valor absoluto de p para un buen funcionamiento de los equipos P.F. no ha sido claramente determinado; sin embargo, es bien conocido que, en el rango de 1 a 10 torr de deuterio puro, la avalancha inicial de la descarga se produce satisfactoriamente. Entonces, a fin de que el intervalo (p_I, p_p) esté comprendido en ese rango, en el diseño del P.F. II se adopta: $\ell/L_o \approx 2 \text{ cm/nH}$, $b/a \approx 1,85$, $a \approx 2 \text{ cm}$ y $V_o \approx 30 \text{ kV}$. Para estos valores, resulta entonces $p_I \approx 2 \text{ torr}$ y $p_p \approx 6 \text{ torr}$. Las dimensiones reales del cañón (ajustadas a los requerimientos técnicos) resultan: $a = 1,9 \text{ cm}$, $b = 3,6 \text{ cm}$ y $\ell = 33 \text{ cm}$; el aislante (de vidrio pyrex) tiene una longitud de 3 cm y un diámetro externo de 5 cm.

A fin de obtener una estimación más precisa de I_D , E_{pd} y ϵ como función de p, se efectuaron los cálculos numéricos utilizando el modelo 2D en su versión exacta. Los resultados se muestran en la Figura 5. Como puede verse, los valores de η_{IM} ,

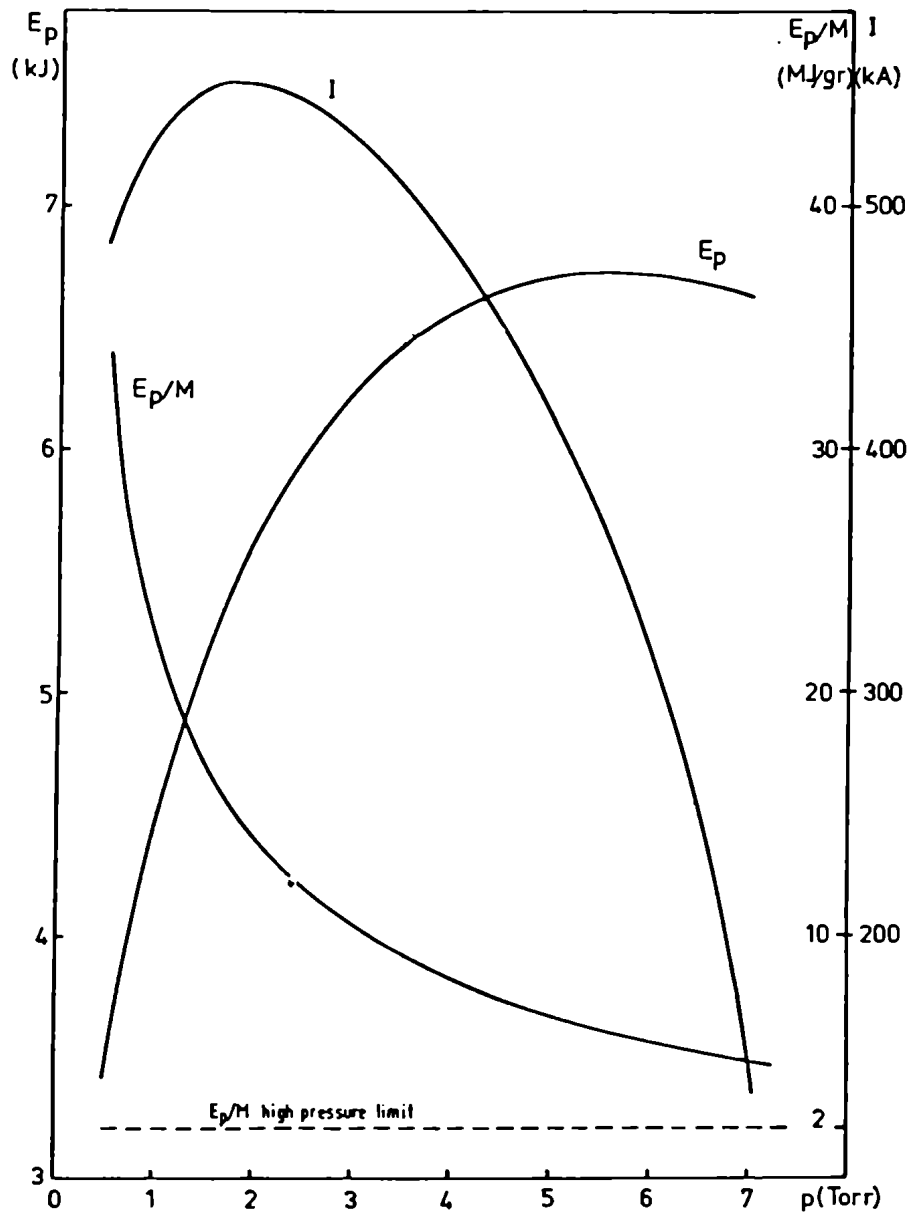


FIGURA 5: I_D , E_{pd} y ϵ versus p (deuterio) para el PF II calculado con el modelo 2D.

η_{pM} y el intervalo (p_I , p_p) se ajustan a las pautas de diseño, y resulta $\epsilon > 1$ MJ/gr en todo el rango de interés.

IV-4 DESCRIPCION DEL EQUIPO P.F. Y ASPECTOS DE SU DISEÑO PRACTICO

En esta sección se da una rápida descripción de las partes principales del equipo P.F. II y los aspectos más destacables de su diseño práctico. Mayores detalles de los criterios utilizados y las características tecnológicas de estos diseños pueden verse en las Refs. 1 a 7.

IV-4-1 La fuente de energía y el circuito de descarga

El banco de capacitores está formado por cinco unidades modulares, cada una con su correspondiente llave de descarga tipo "spark-gap" (ver Fig. 6). Cada módulo está compuesto por 6 condensadores ($1 \mu F$, 50 kV cada uno), conectados en paralelo a la llave de descarga por medio de una línea plana (ver Fig. 7). Seis cables coaxiales conectan a cada llave con las placas colectoras del cañón, de modo que al disparar las llaves, los cinco módulos se descargan simultáneamente sobre el cañón coaxial. En el conexionado se han hecho provisiones para la futura incorporación de un sexto módulo. El conjunto está diseñado para ser operado normalmente en el rango de 10 a 35 kV de tensión de carga.

IV-4-2 Las llaves de descarga

Las cinco llaves de descarga modelo "LIPSGA" (low inductance pressurized spark-gaps) fueron diseñadas y desarrolladas de acuerdo con los siguientes requerimientos:

- Deben servir como interconectores entre la línea plana que une los seis condensadores de cada módulo y la línea de seis cables coaxiales de conexión al cañón.
- La aislación eléctrica, teniendo en cuenta el pico de sobretensión que se produce en el instante del foco, debe ser de



FIGURA 6: Vista panorámica del PF II.

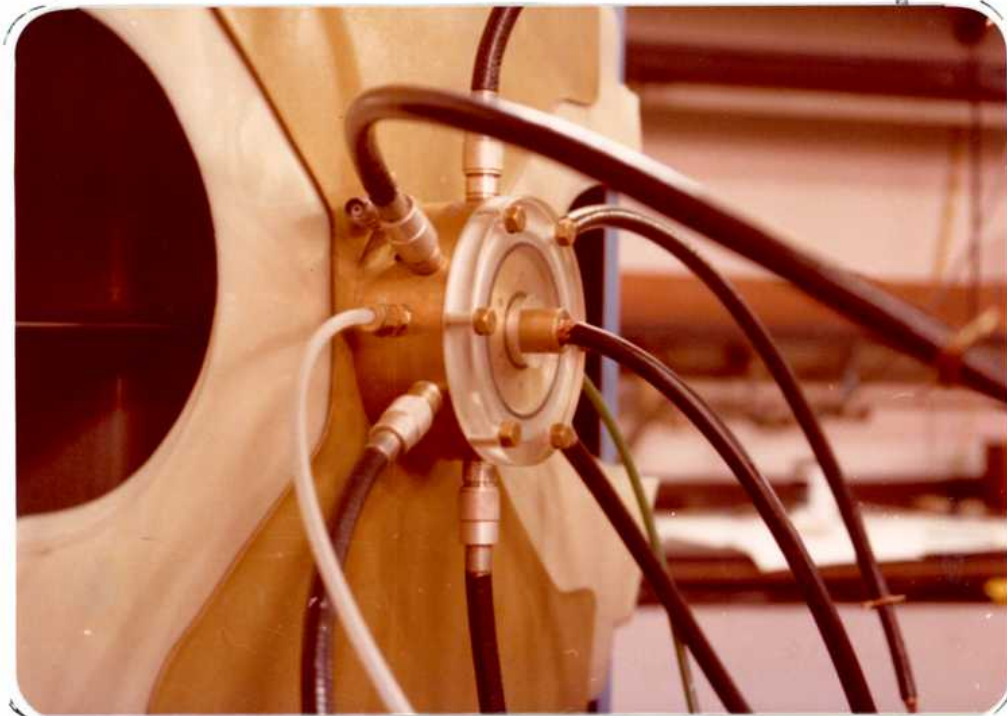


FIGURA 7: Línea plana y llave de descarga de un módulo del banco de capacitores.

- 50 kV o más.
- La inductancia total del LIPSGA y sus conexiones debe ser menor de 40 nH para obtener el valor requerido de L_0 .
- La descarga de cada LIPSGA se debe producir dentro de un intervalo de 10 ns después del pulso de disparo, a fin de obtener una adecuada simultaneidad en la descarga de los cinco módulos. Por las necesidades del plan de experiencias programado, este requisito debe cumplirse en el rango de 10 a 35 kV de tensión de carga.

Una vista en corte de la versión final del prototipo LIPSGA se muestra en la Fig. 8. Los electrodos principales (1 y 2) están separados por una distancia de 5 mm y la tensión de descarga espontánea V_c puede ser regulada variando la presión del aire seco que se introduce por el niple 3. La descarga es inducida preionizando el aire que separa a los electrodos principales mediante una descarga de baja energía entre el electrodo 2 y un tercer electrodo (4). El pulso de disparo (~ 10 kV) en el tercer electrodo, se introduce a través del conector de alta tensión 5. Los cables coaxiales se conectan a la LIPSGA por medio de conectores tipo UHF modificados(7). Las piezas 8 y 9 proveen el soporte y la aislación eléctrica a los electrodos.

Cada módulo con su llave LIPSGA y cables coaxiales fue ensayado descargándolo sobre una carga inductiva (un pequeño z-pinch auxiliar) y una pieza de cortocircuito. Las pruebas incluyen medidas de V_c como función de la presión (p_a) de aire seco (Fig. 9), el tiempo de retardo de la descarga respecto del pulso de disparo (τ_a) y su aleatoriedad ($\Delta\tau_d$) como función del voltaje de carga V_0 (Fig. 10). V_c es función lineal de p_a (ley de Paschen) y la aleatoriedad del retardo de la descarga adquiere un valor aceptable ($\Delta\tau_d \leq 10$ ns) para $V_0/V_s \geq 0,8$. La medida de la inductancia parásita de cada unidad modular resultó de 55 nH. Por lo tanto, los cinco módulos con sus líneas coaxiales (conectados en paralelo) contribuyen en unos 11 nH a L_0 .

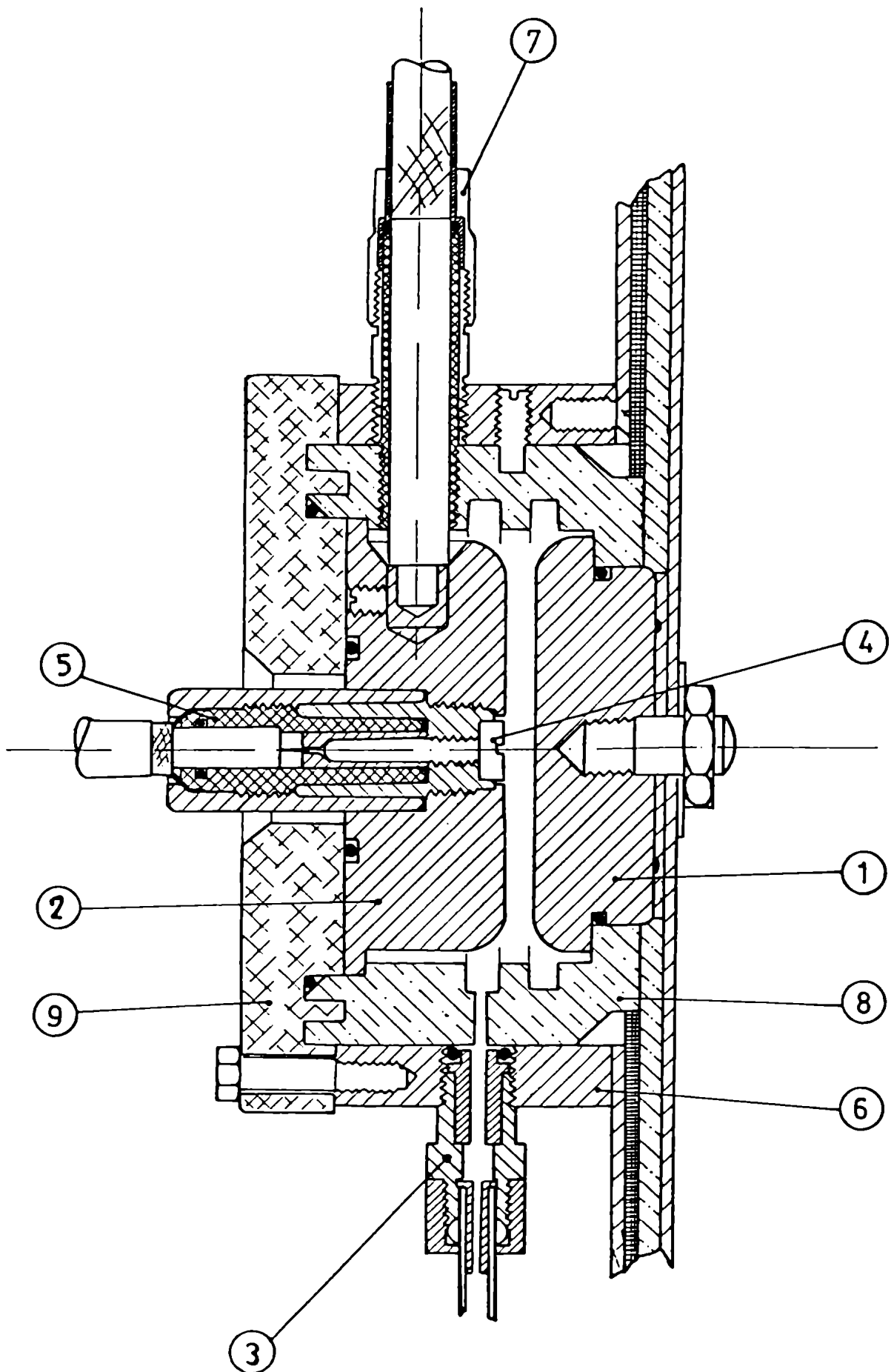


FIGURA 8: Vista en corte de la llave LIPSGA.

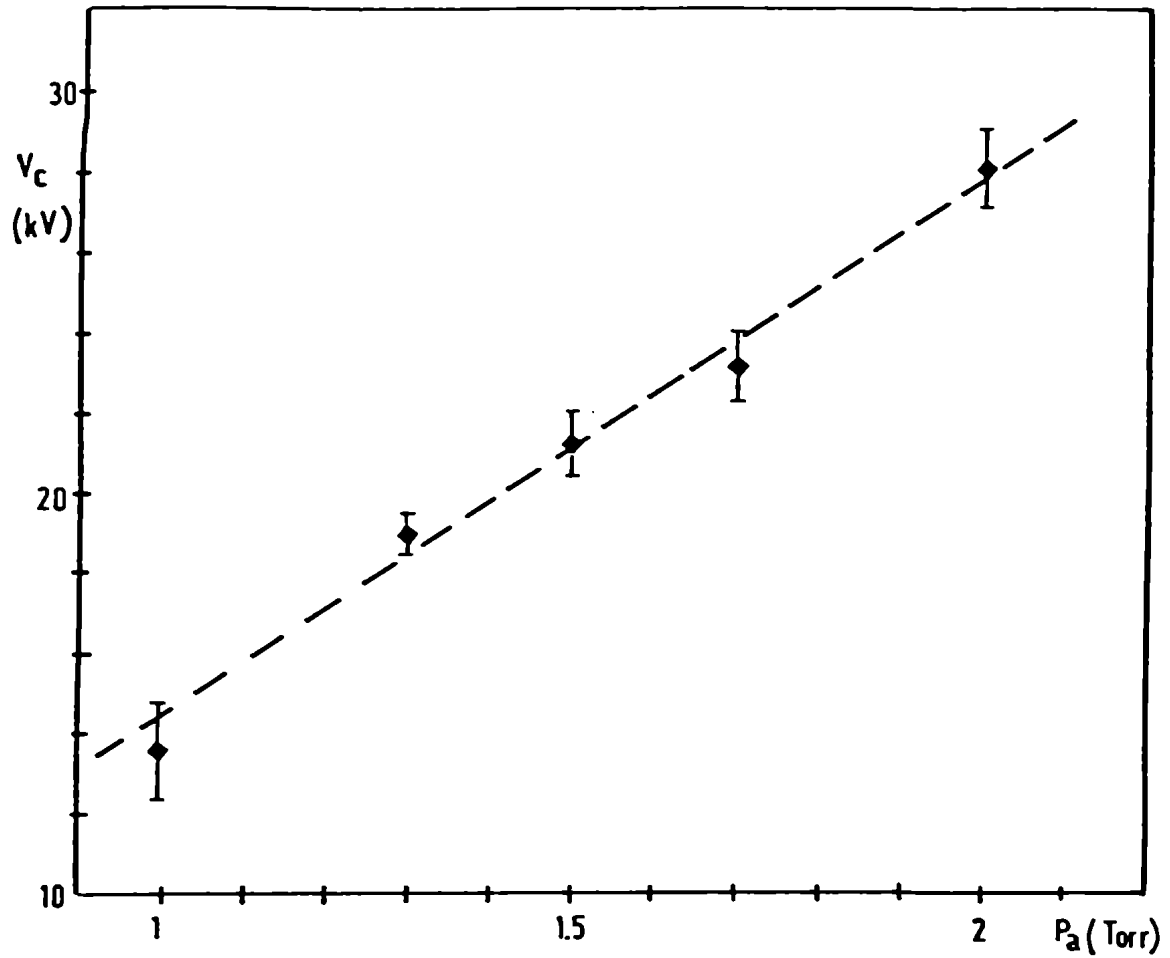


FIGURA 9: V_c versus P_a .

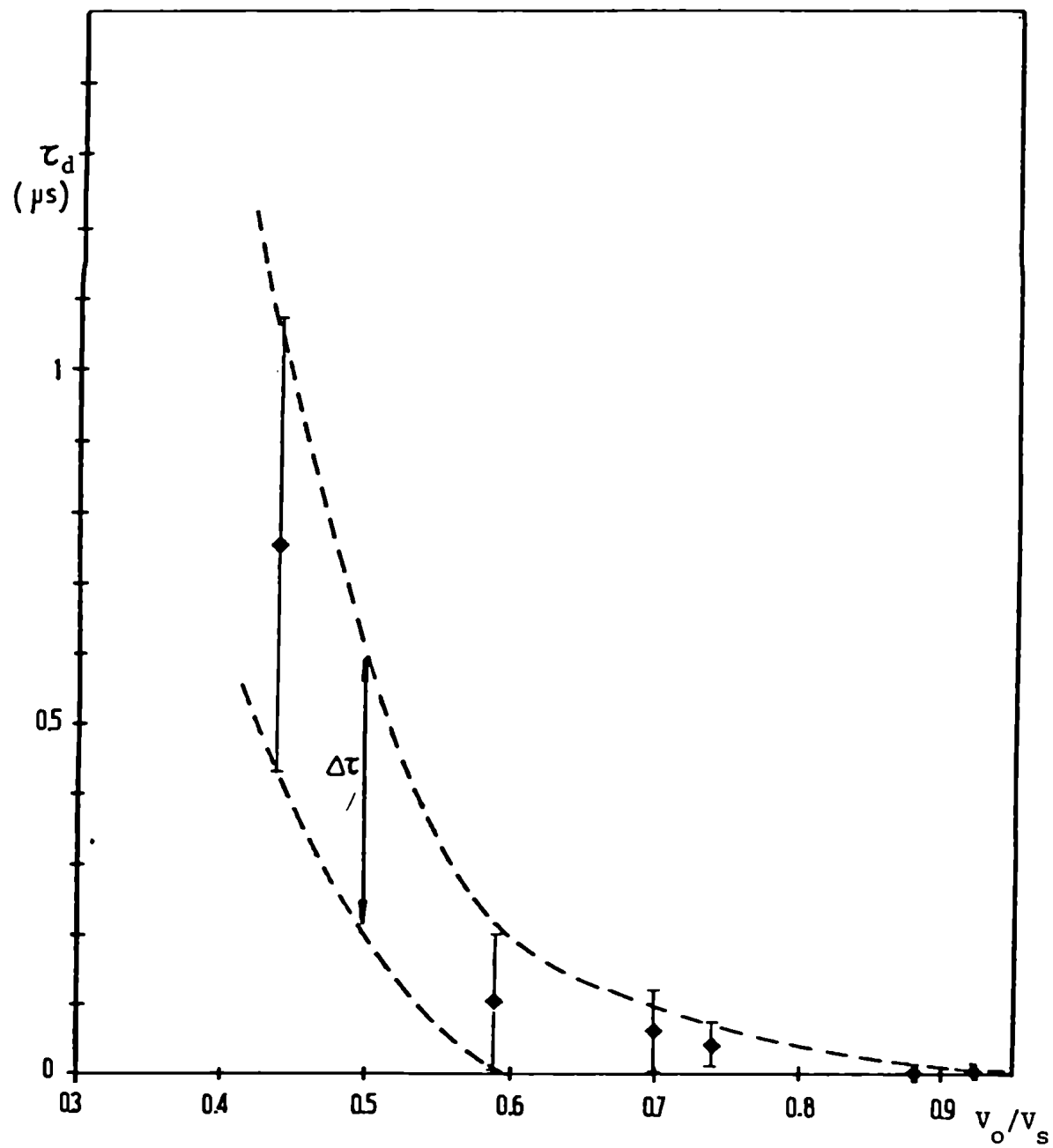


FIGURA 10: τ_d y $\Delta\tau$ versus v_o/v_s .

IV-4-3 El sistema de disparo

Un esquema general del sistema de disparo se da en la Fig. 11. La cadena formada por: el generador del pulso de disparo, la llave (tipo spark-gap) de comando, y el distribuidor de pulsos, dan un pulso de 20 ns de tiempo de subida para el disparo de cada LIPSGA. El circuito fue estudiado para obtener una adaptación que permita tal tiempo de subida del pulso de disparo y un tiempo muy superior para el tránsito de un pulso entre dos llaves consecutivas, a fin de evitar que la descarga en una de las llaves pueda inhibir el de otra (Ref. 6).

IV-4-4 Circuito electrónico de control

Una bobina tipo Rogowsky está ubicada en el LIPSGA de cada módulo. En el momento de la descarga, las bobinas dan una señal (proporcional a dI/dt) de unos 150 V, que se emplea para el gatillado de un sistema monitor. Esta unidad indica automáticamente el tiempo de retardo entre el disparo de cada módulo con respecto al primero que se descarga, con una precisión de 10 ns. Alternativamente, este sistema permite medir (con la misma precisión) el tiempo de retardo de la descarga de cada banco con respecto al pulso de disparo. Este dispositivo permite revelar cualquier anomalía en la simultaneidad de la descarga de los módulos.

IV-4-5 El cañón coaxial

En el diseño del montaje y las conexiones del cañón coaxial, fueron tenidas en cuenta los siguientes objetivos:

- Dar versatilidad al montaje, para permitir un fácil cambio de la geometría del cañón, así como una simple substitución de los electrodos.
- Obtener una adecuada aislación eléctrica. La amplitud del pico de tensión en el momento del focus puede ser estimada del orden de:

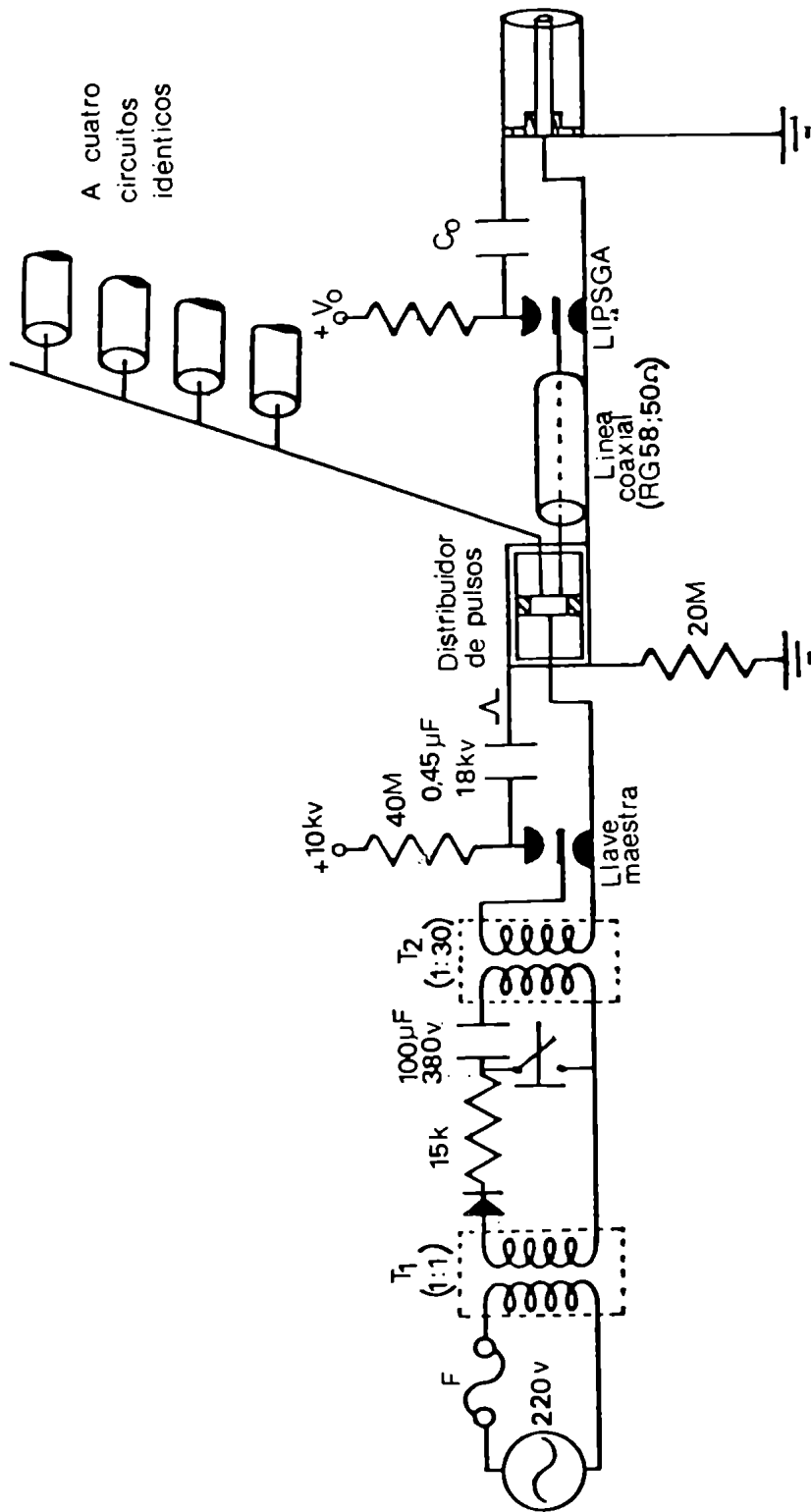


FIGURA 11: Diagrama esquemático del sistema de trigger.

$$\Delta V = L_1 \frac{dI}{dt}$$

Considerando que $L_1 = 40$ nHy (para las dimensiones elegidas) y que la corriente máxima disminuye en un 20% durante el tiempo típico de duración del foco (100 ns), resulta $\Delta V = 45$ kV.

- Obtener una buena formación de la descarga. En esta etapa inicial influyen fuertemente los detalles de forma del comienzo del cañón. En los equipos P.F. del tipo Mather, la LC se forma correctamente si la descarga se inicia sobre la superficie del aislante cilíndrico, coaxial al eje del cañón (ver Refs. 8 y 9). Es entonces, presumible, que tanto la ionización inicial como la formación de la LC sobre el aislante cilíndrico resulten favorecidas por un borde filoso ubicado en el cátodo, próximo a la superficie del aislante.

En la Fig. 12 se muestra el corte del montaje de los electrodos. El electrodo interior (14) está fijado a la placa colectora anódica (3) por medio de una pieza cónica con corte axial (2) que permite un buen contacto eléctrico y a la vez, por deslizamiento, una fácil variación de la longitud del electrodo. El electrodo exterior (11) está enroscado a la placa colectora catódica (7), y puede ser fácilmente reemplazado por otro de diferentes dimensiones. Las dos placas colectoras están aisladas por láminas de polietileno (8) y una pieza de nylon (9) que soporta al aislante cilíndrico de vidrio pyrex (10). Los cables coaxiales provenientes de las unidades modulares están conectados a las placas colectoras por medio de un sistema tipo UHF modificado (6). Una ventaja ulterior de este sistema de montaje del cañón, es que permite el acceso de diagnósticas a la zona del focus por la tapa posterior del electrodo interior (1). En placa catódica se monta un aro filoso (15) que facilita la descarga inicial en la superficie del aislante de pyrex.

IV-4-6 La cámara de descarga y el sistema de vacío

La cámara de descarga, sellada para alto vacío, consiste en un cilindro de acero inoxidable en posición vertical cuyas

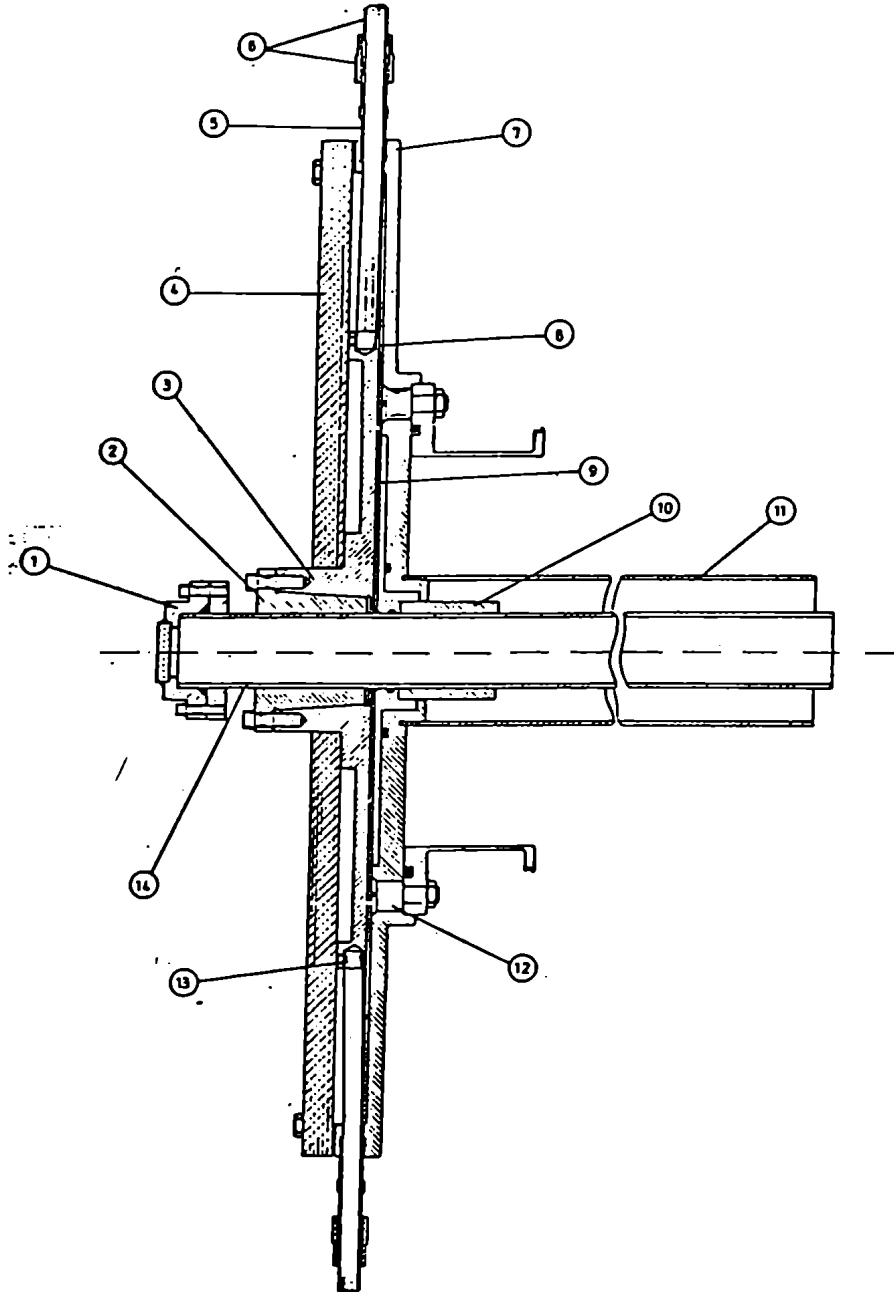


FIGURA 12: Vista en corte del cañón coaxial y su montaje.

dimensiones son: 600 mm de diámetro, 5 mm de espesor de pared y 600 mm de altura (ver Fig. 6). El cañón ingresa por una ventana lateral del cilindro, quedando su extremo ubicado en el centro geométrico de la cámara. Esta geometría evita la proximidad de paredes metálicas a la zona del foco, lo cual podría interferir con el fenómeno. Cinco ventanas laterales y una en la tapa superior de la cámara, permiten el acceso de diagnósticas a la zona del foco desde las direcciones de 0° , 45° y 90° respecto del eje del cañón. Las paredes interiores de la cámara (ver Fig. 13) son pulidas a espejo para evitar poros que puedan constituirse en trampa de gases contaminantes.

El equipo de vacío está compuesto por una bomba de prevacío (mecánica, 1000 lt/min, vacío final: 10^{-3} torr) y una bomba difusora de aceite de 4 etapas (1000 lt/s, vacío final: 10^{-5} torr), y se conecta a la cámara a través de una válvula de gran paso con comando electroneumático (ver Figs. 14 y 15), especialmente diseñada para este equipo (Ref. 1). El gas para la formación de la atmósfera controlada de la descarga, ingresa a la cámara por una válvula de paso directo (electrocomandada), pasando previamente por una válvula de aguja que permite graduar el flujo de gas, de modo que la presión en la cámara crezca con suficiente lentitud como para poder detener el llenado precisamente cuando se ha alcanzado el valor de p prefijado. Todo el sistema puede ser controlado a larga distancia desde una consola de comando.

IV-5 PRIMEROS RESULTADOS EXPERIMENTALES EN EL NUEVO EQUIPO

IV-5-1 Mediciones de I_D

A fin de verificar en forma experimental directa al validez de la aproximación analítica presentada en el capítulo III, fueron efectuadas mediciones de I_D con distintos valores de la presión de llenado de H_2 y D_2 en la cámara de descarga, manteniendo fija la tensión inicial del banco de capacitores en $V_0 = 15$ kV.

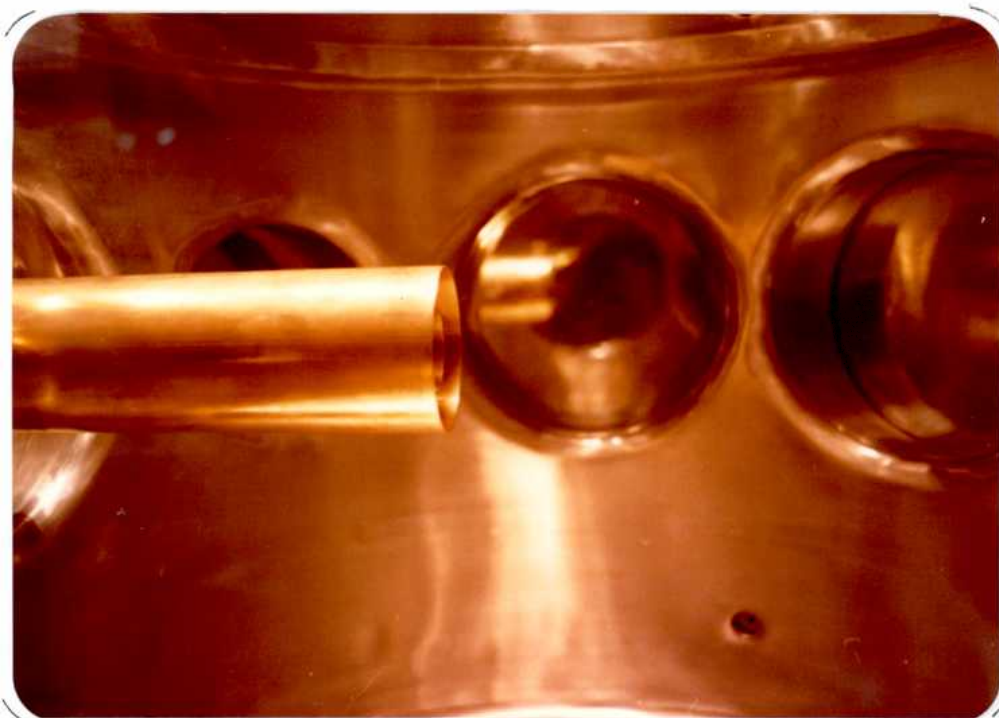


FIGURA 13: Vista interior de la cámara de descarga.



FIGURA 14: Vista exterior de la válvula principal de vacío.

a |

La corriente $I(t)$ se midió integrando la señal de una bobina de Rogowsky calibrada, y el instante del desborde se determinó detectando, por medio de un fotodiodo de buena respuesta en frecuencia enfocado en el extremo del cañón, la luz emitida por la LC en dirección $\theta = 90^\circ$, al emerger ésta de la sombra del electrodo exterior. En la Fig. 16 se da un esquema de la disposición experimental y los oscilogramas de las dos señales. Superponiendo ambas señales en un mismo canal de osciloscopio (ver Fig. 16), es posible obtener el valor de I_D . En las Figuras 17 y 18 se grafican los valores experimentales de I_D como función de p , para H_2 y D_2 , respectivamente, y las curvas teóricas de $I_D(p)$, dados por la aproximación analítica, que resultan prácticamente coincidentes con las obtenidas por cálculo numérico utilizando el modelo 2D en su forma exacta.

Como puede verse, las mediciones experimentales ajustan muy bien con la teoría para las presiones intermedias del rango explorado. En cambio se observan apartamientos en los extremos de baja y alta presión de dicho rango. Por la forma de la señal de corriente pudo observarse que, para alta presión, se producen anomalías en la fase inicial de la descarga, en la cual la corriente crece mucho más lentamente de lo previsto, en tanto que, a baja presión, se presentan indicios de redescarga sobre el aislante antes que la LC alcance el desborde. Estos efectos bien pueden ser responsables de los apartamientos observados y es de esperar que, cuando el equipo opere a mayores tensiones iniciales, el intervalo de presiones para el cual se tiene un comportamiento normal se amplíe considerablemente, en especial por el lado de las altas presiones.

IV-5-2 Fotografías del foco

El foco, con H_2 como gas de llenado, fue fotografiado con un tiempo de exposición de 5 ns, utilizando una cámara con convertidor de imágenes optoelectrónico. El pulso de disparo para la cámara (la señal de tensión tomada en la culata del cañón con un divisor resistivo electrolítico), corresponde al inicio

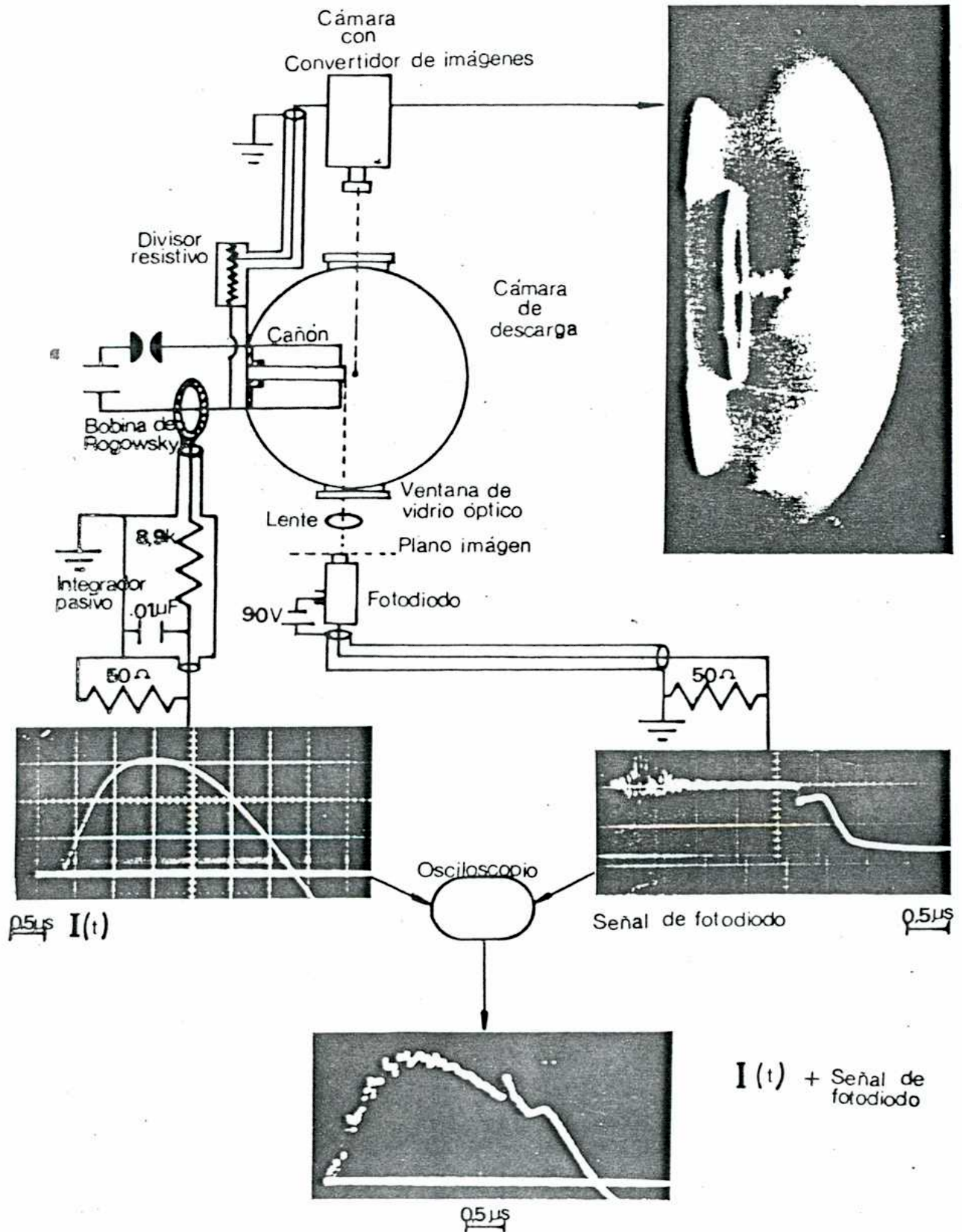


FIGURA 16: Esquema de la disposición experimental para las mediciones y observaciones en el PF II.

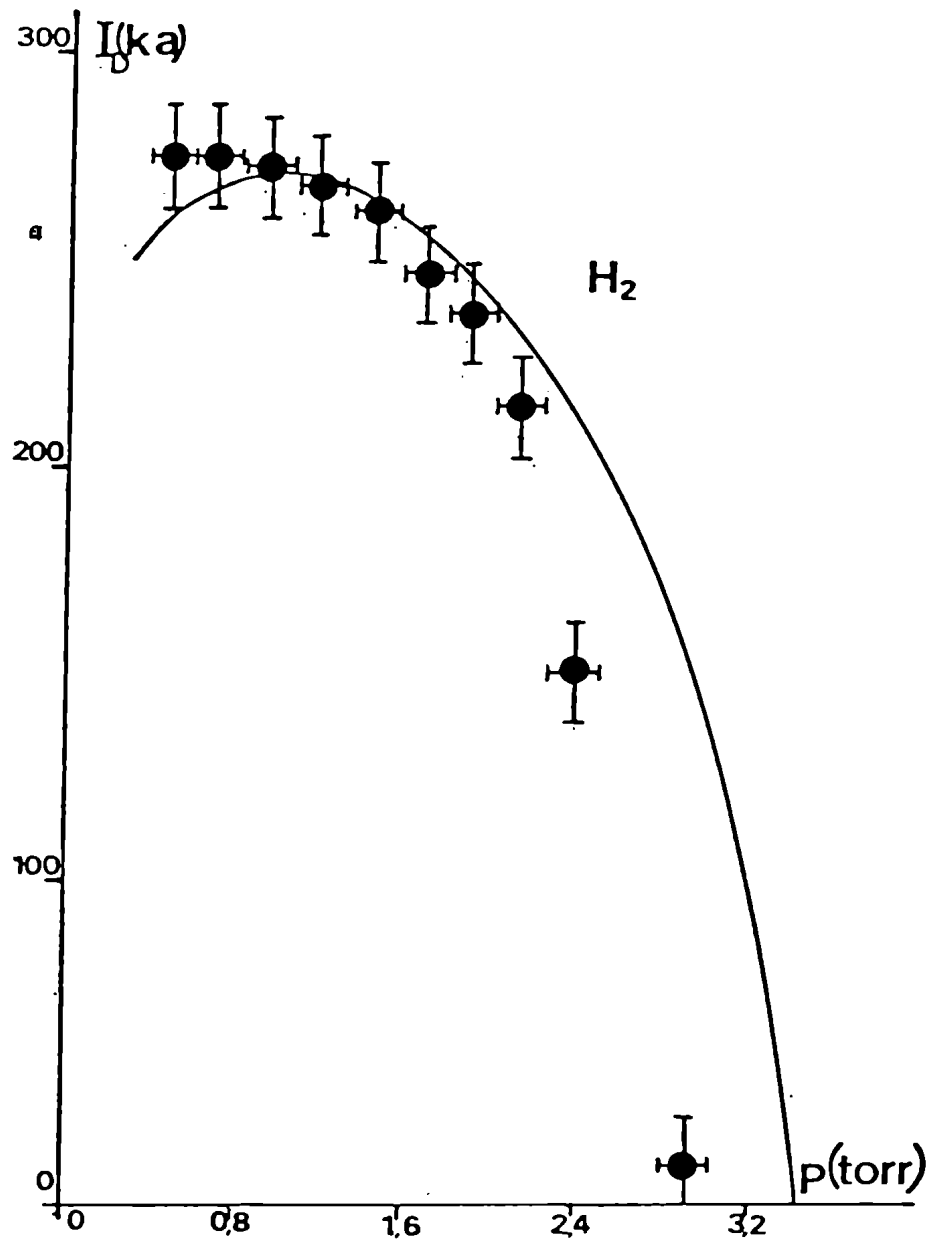


FIGURA 17 : Valores experimentales de I_D vs. p para H_2 .
 En línea continua se representa la curva teórica.

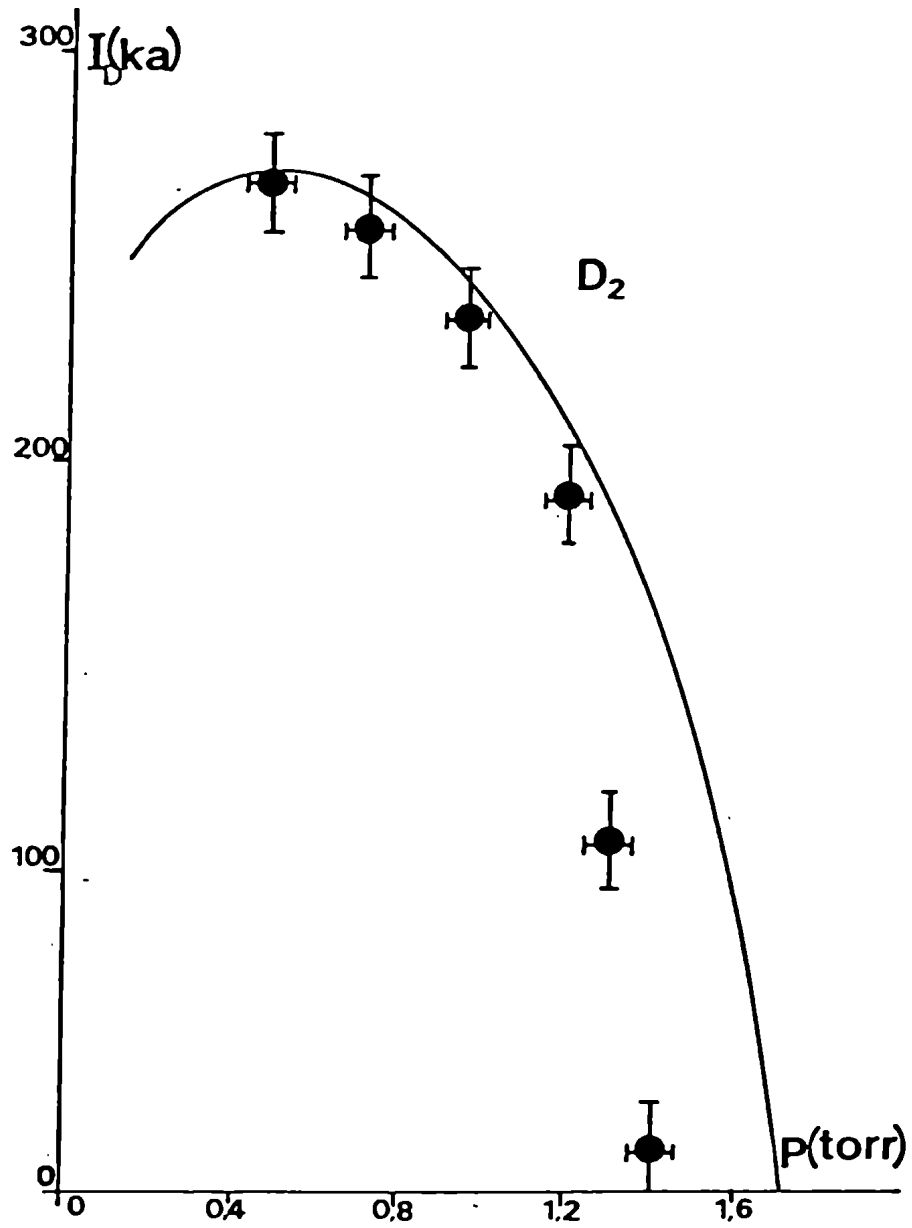


FIGURA 18 : Valores experimentales de I_D vs. p para D_2 .
 En línea continua se representa la curva teórica.

de la descarga y pasa por una línea de retardo variable que permite disparar el convertidor dentro de la fase de foco (ver en la Fig. 16 el dispositivo experimental). En la Fig. 19 se da una fotografía típica del focus junto con la correspondiente señal de dI/dt . Como puede verse, la columna presenta un fuerte estrechamiento en su zona central, en tanto que la señal de dI/dt muestra el típico pico correspondiente al brusco aumento de la impedancia en el momento del foco. En general parece existir cierta correlación entre el pico en dI/dt y los estrechamientos de la columna. Por ejemplo, en la Figura 20 se muestra el caso en que un pico suave en dI/dt (a) corresponde a una columna que no presenta estrechamientos fuertes y otro (b) en que se observa un doble estrechamiento de la columna en correspondencia con dos picos en dI/dt . También se da el caso en que un pronunciado pico en dI/dt corresponde a una columna fina, muy luminosa pero uniforme. En resumen, en la Fig. 21 se dan fotografías de los tres típicos aspectos del foco que fueron observados. En las Figuras 20b, 21b y 21c pueden verse las trazas luminosas de las espiras cerradas de corriente que en el Capítulo II, fueron mencionadas como una de las estructuras de haces que pueden explicar los picos laterales que presenta el espectro de neutrones en el P.F. 1MJ.

IV-5-3 Mediciones de la intensidad de luz emitida por la LC

La intensidad relativa (I_ℓ) de la luz visible emitida por la LC en el momento del desborde, detectada por el fotodiodo con la disposición experimental mostrada en la Fig. 16, se grafica como función de p en la Figura 22 (para hidrógeno). Como puede verse resulta $I_\ell \sim p^2$.

Si n_L y T_L son la densidad y temperatura del plasma en la LC, la intensidad relativa de luz radiada por bremsstrahlung, en un determinado intervalo de longitudes de onda en el rango de luz visible, será (Ref. 10):

$$I_{br} \sim n_L^2 / T_L^{1/2} \quad (h\nu \ll kT_L)$$

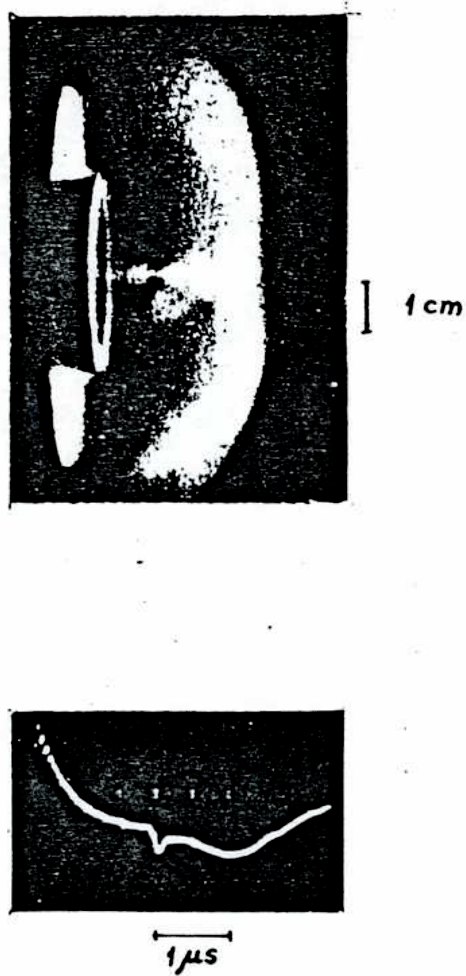


FIGURA 19: Fotografía del foco (5ns de exposición)
y señal de dI/dt correspondiente.

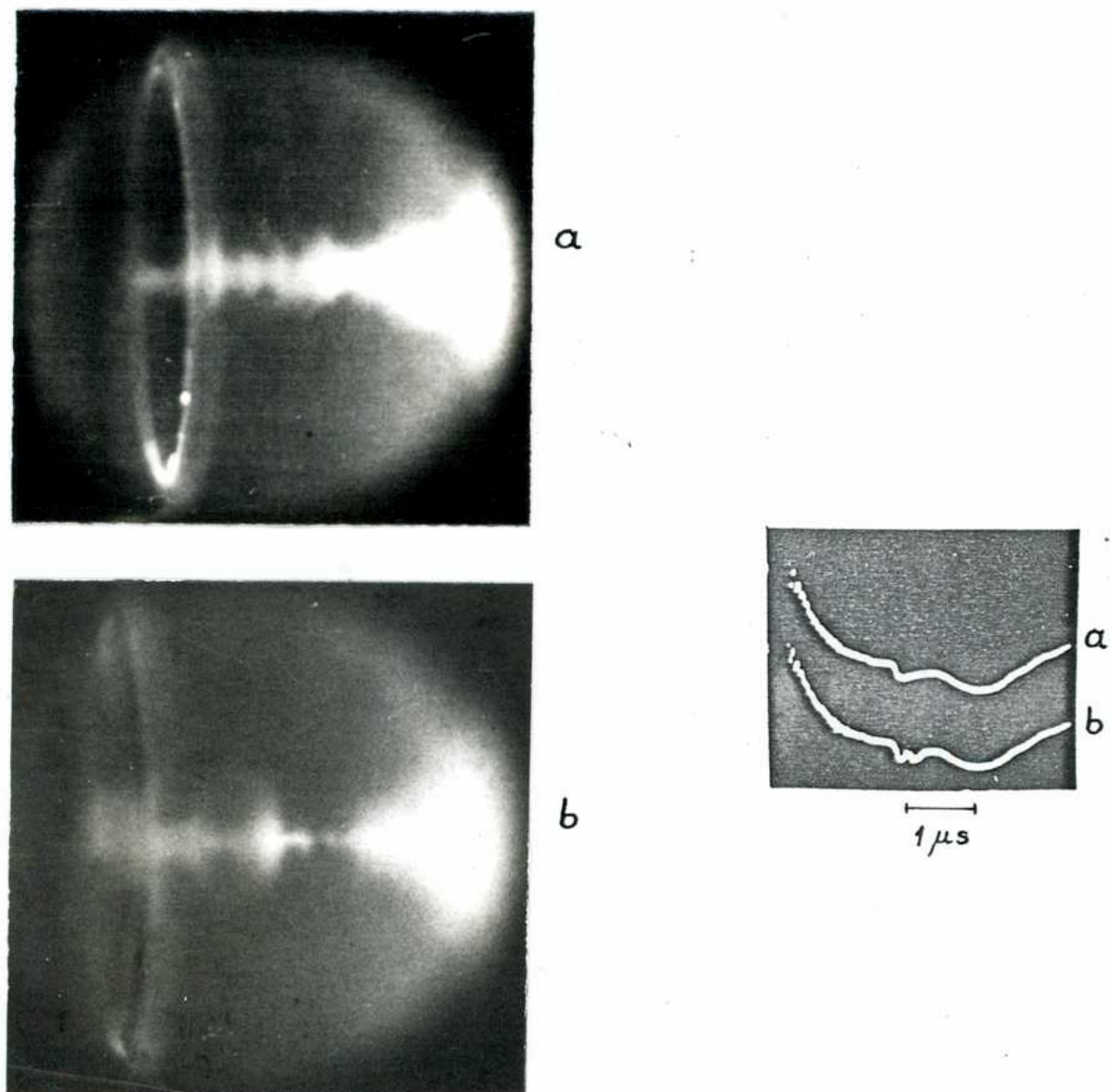
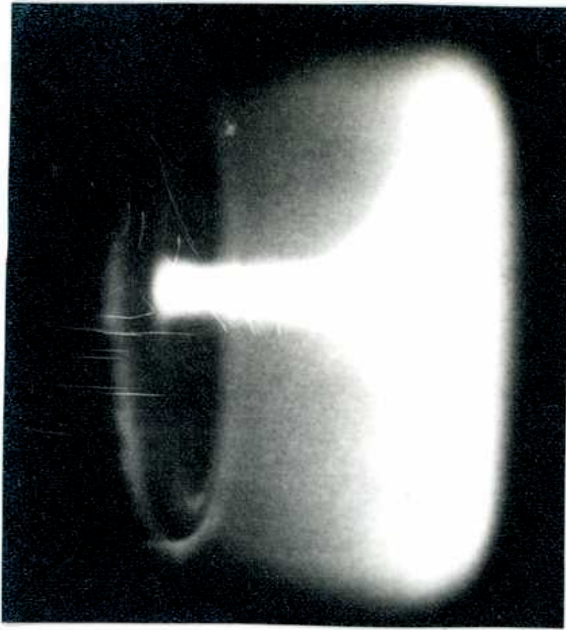
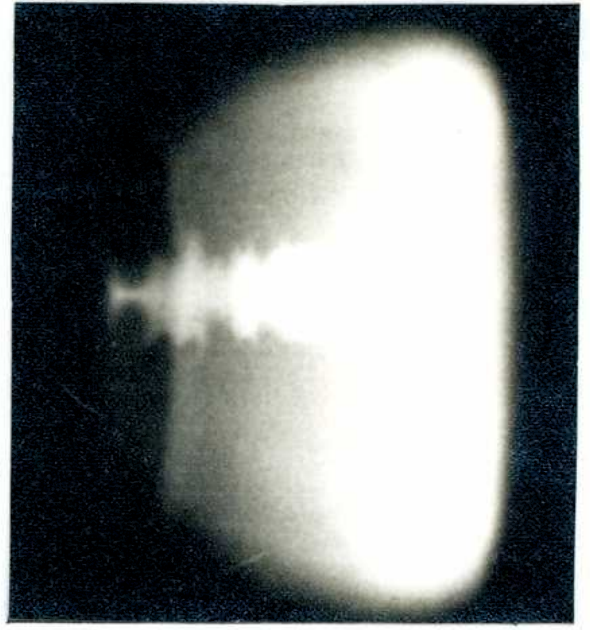


FIGURA 20: Fotografías del foco y señales de dI/dt en dos descargas diferentes, donde puede observarse una correlación entre los estrechamientos de la columna y los picos en dI/dt .



a



b



c

FIGURA 21: Tres aspectos típicos del foco.

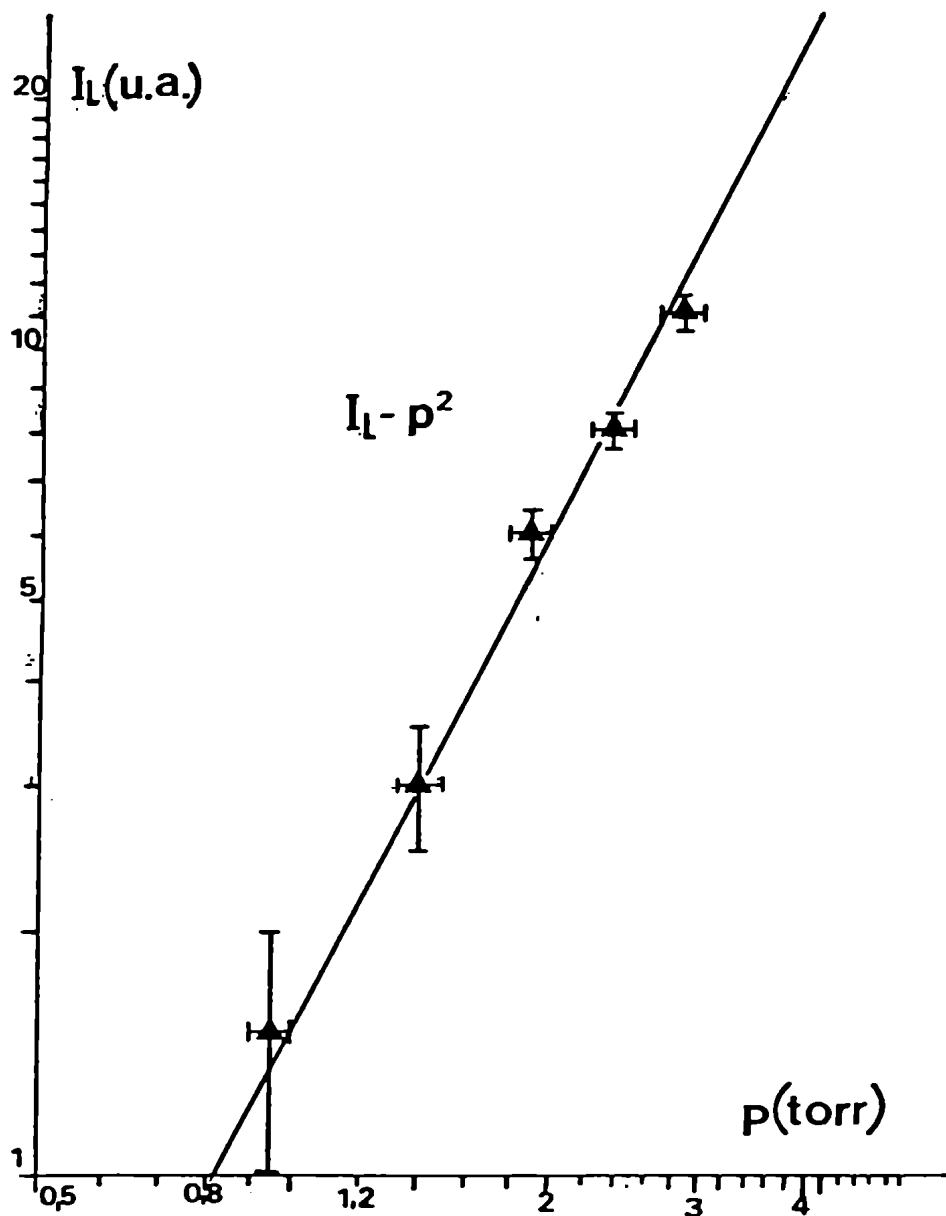


FIGURA 22: Intensidad lumínica I_1 (relativa) de la LC en el instante del desborde como función de p .

Si hacemos la razonable suposición de que $I_{\ell} \sim I_{br}$, resulta entonces:

$$n_L \sim p T_L^{-1/4}$$

y, a menos que en ese intervalo de presiones T varíe por varios órdenes de magnitud, puede afirmarse que $n_L \sim p$.

El valor de n_L al comienzo del desborde puede intervenir en los procesos de calentamiento del plasma en esa etapa, así como en la densidad media resultante en el foco. Entonces este resultado es interesante como verificación experimental de que el valor de n_L puede ser controlado regulando la presión inicial del gas de llenado de la cámara de descarga.

REFERENCIAS

- 1) J.Pouzo, "Válvula de alto vacío con comando electromecánico", LFP-DIGID T-i:8/78 (1978).
- 2) J.Pouzo, "Llave rápida de descarga intensa LIPSGA", LFP-DIGID T-i:9/78 (1978).
- 3) J.Pouzo, R.Píriz, "Sistema de vacío del P.F. II", LFP-DIGID T-i:12/78 (1978).
- 4) J.Pouzo, "El cañón del P.F. II", LFP-DIGID T-i:19/78 (1978).
- 5) J.Pouzo, "La cámara de descarga del equipo P.F. II", LFP-DIGID T-i:1/79 (en prensa).
- 6) J.Pouzo, R.Píriz, "El sistema de disparo del equipo P.F. II", LFP-DIGID T-i:2/79 (en prensa).
- 7) R.Píriz, J.Pouzo, "Ensayos de funcionamiento de la llave LIPSGA", LFP-SIGID T-i:3/79 (en prensa).
- 8) K.Braun, H.Fisher, L.Michel, Proc. 2nd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching 1972, p.183.
- 9) Y.H.Chen, S.Lee,; Int. J. Electr., 35 p. 341 (1973).
- 10) L.Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience Pub., 1962.

CAPITULO V

ESTUDIO DE LA PRODUCCION DE NEUTRONES EN EL P.F. SIGUIENDO UN CAMINO DE MINIMAS HIPOTESIS

V-1 INTRODUCCION

Como vimos en el Capítulo I (parágrafo I-1-2), en un plasma con una temperatura media por encima de 10 keV, el número de RFN será poco sensible a los detalles de la función de distribución de los deuterones, siempre que esa función no presente picos muy densos en la región de alta energía. Con tal salvedad, los investigadores del Instituto Kurchatov calcularon la producción de neutrones en el P.F. utilizando un modelo termonuclear (Ref. 1) y obtuvieron la ley de escala $N \sim I_0^5$, cuya comparación con datos experimentales realizada en el Lawrence Livermore Laboratory (Ref. 2), fue ya comentada en los Capítulos I y III. Aún W.H. Bostick, uno de los investigadores que más ha profundizado el estudio de las microestructuras y procesos no térmicos en el focus, reconoce que esa forma de calcular N será incorrecta en detalle, en el sentido que no podrá explicar la anisotropía de la emisión o el espectro, pero válida como aproximación general para una evaluación de esa magnitud (Ref. 3).

Estos antecedentes sugieren que es importante tratar de dilucidar qué peso real puede esperarse de los procesos no-térmicos en el rendimiento del P.F. y, en función de ello, cuál es la perspectiva de que tal rendimiento pueda ser estimado partiendo de los actuales conocimientos sobre el fenómeno. Entonces, en este capítulo es presentado el estudio que se resume a continuación.

Que el foco pueda ser considerado, en promedio, como un pinch estabilizado (duante un tiempo τ) y que en él la ecuación de Bennett tiene validez general, son hipótesis generalmente aceptadas. Haciendo uso de estas únicas hipótesis, se muestra que, a partir de una temperatura de ~ 15 keV (ya alcanzada en los grandes equipos), el número de RFN en el foco por procesos haz-blanco puede ser, a lo sumo, del mismo orden que la producción termonuclear y que, de acuerdo a las evidencias experimentales,

esta paridad puede haberse producido en la mayoría de los experimentos hasta ahora realizados. Varios de los resultados experimentales presentados en el Capítulo II, las leyes de escala semiempíricas estudiadas en el Capítulo III y aún el límite de las altas presiones, son (al menos en línea de principio) interpretables usando esas hipótesis.

Sin abandonar este camino de mínimas hipótesis, se muestra que las reacciones termonucleares, pueden escalar con I_D de diferente manera, según que en el pinch sea $N = \text{cte}$ (que parece ser el caso de los P.F. pequeños), o que se mantenga $T = \text{cte}$. En el primer caso las RFN alcanzan una suerte de saturación y sólo el segundo caso tiene interés desde el punto de vista de la extrapolación hacia un futuro reactor. Una factible extrapolación del P.F., según este último caso, se bosqueja en la sección final, mostrando que las posibilidades de este equipo como reactor de FNC pueden ser estupendas.

V-2 EL FOCO COMO UN PINCH ESTABILIZADO

En esta sección se mostrará que la ley de escala de \bar{N} con I_D en el P.F., puede ser bien justificada en términos de reacciones termonucleares, si se supone al foco como un pinch lineal en equilibrio durante un tiempo $\tau \approx 10^{-7}$ s (tiempo típico de duración del pulso de neutrones). La adopción de tal modelo, no implica necesariamente que deba pensarse en el foco como un cilindro uniforme de plasma. Por ejemplo, el efecto de una o más supercompresiones puede ser tenido en cuenta por medio de un pinch equivalente que resulte de la suma o superposición de las mismas. Más adelante se verá que, en lo que hace a la producción media de neutrones, esos detalles quedarían englobados en un coeficiente de aspecto (μ), cuya variación no puede afectar mayormente el valor resultante de \bar{N} . Sin embargo, veremos a continuación que un pinch con las características del foco requeriría la presencia de factores estabilizantes para justificar tal duración del equilibrio.

El tiempo característico de crecimiento de una inesta-

bilidad del tipo $m=0$ en el foco, puede ser estimado como (ver ec. I-45):

$$\tau_c = \frac{r}{C_s} \quad \text{V-1}$$

donde r es el radio de la columna y C_s la velocidad del sonido en el plasma. A su vez (ver Ref. 4):

$$C_s = \sqrt{\frac{3 kT}{m_i}} \quad \text{V-2}$$

Por ejemplo, para $T=5$ keV resulta $C_s \approx 10^8$ cm/s y tomando $r \approx 0,1$ cm se tiene $\tau_c \approx 1$ ns. Es decir que, de no existir algún factor estabilizante, un pinch térmico con las características del foco perdería el equilibrio en un tiempo $\tau_c \ll \tau$.

Una forma de explicar una mayor duración del equilibrio, es suponer la existencia de un campo magnético axial congelado en el plasma, cuya intensidad B_z cumpla la condición (ver sección I-2-1): $B_z^2 \geq \frac{1}{2} B_\theta^2$, o bien $\beta \leq \frac{1}{2}$. La presencia de este campo en el foco, resultaría una consecuencia natural de la conservación de una cierta cantidad de los filamentos vorticosos que se generan en la etapa coaxial. En las Refs. 3 y 5, se da una abundante evidencia experimental que soporta esta hipótesis. En tal caso, sería aplicable la ecuación de Bennett para un pinch lineal estabilizado (Ec. I-44):

$$I_D^2 = 3,2 \times 10^{-7} NT/\beta \quad \text{V-3}$$

Si consideramos que el foco es un plasma con distribución maxwelliana de velocidades térmicas, confinado en un volumen V durante un tiempo τ , la cantidad total de neutrones que emitirá está dada por (ver Cap. I):

$$N_t = \frac{n^2}{c} \langle \sigma v \rangle V \tau \quad \text{V-4}$$

($c=1$ para D-T y $c=2$ para D-D). Teniendo en cuenta que $N = 2\pi r^2 n$, esta ecuación puede ser escrita en la forma:

$$N_t = \frac{\mu}{c} N^2 \langle \sigma v \rangle \tau \quad \text{V-5}$$

donde $\mu = h/4\pi r^2$ (h = longitud característica del foco), es un coeficiente de aspecto que en los actuales experimentos varía poco respecto a un valor típico de $\mu \approx 30 \text{ cm}^{-1}$. Combinando V-3 y V-5, se tiene:

$$N_t = \frac{\mu}{C} \beta^2 I_D^4 \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^2} \tau \quad \text{V-6}$$

De V-5 y V-6, resulta inmediato que si N es constante, N_t estará esencialmente gobernado por la función $\langle \sigma v \rangle$. Inversamente, si N puede ser ajustado para que T sea constante con cualquier valor de I_D , la producción termonuclear de neutrones seguirá una ley de tipo $N_t \sim I_D^4$. Desde el punto de vista de esta última ley de escala, existe una temperatura óptima dada por el máximo de la función $\langle \sigma v \rangle / T^2$. Cálculos recientes de esa función (Ref. 6), muestran que esa temperatura óptima es de $\sim 15 \text{ keV}$, tanto para D-D como para D-T.

Antes de continuar con el análisis de las posibles formas en que puede escalar N_t , veamos cuál es la influencia relativa que puede esperarse de los procesos haz-blanco presentes en el foco.

V-3 LA INFLUENCIA DE LOS PROCESOS HAZ-BLANCO EN LA PRODUCCION DE NEUTRONES DEL P.F.

En el Capítulo II se presentaron evidencias de que tanto el proceso termonuclear como los mecanismos no-térmicos pueden intervenir en la producción de neutrones del P.F. En el caso del experimento estudiado en dicho capítulo, ambos mecanismos contribuirían en partes iguales al valor de N . La incógnita es si este resultado puede ser generalizado a todas las situaciones o, en cambio, se trata únicamente de un caso particular y cada proceso puede evolucionar en forma diferente con el aumento de I_D .

En el plasma termalizado de un pinch de corriente I_D y temperatura T , el número de neutrones emitidos por la interacción de haces monoenergéticos con el plasma, está dado por:

$$N_h = n_h n \langle \sigma v \rangle_h V_h \tau_h \quad \text{V-7}$$

donde V_h y τ_h son el volumen y tiempo de interacción, n_h es la densidad en los haces y $\langle \sigma v \rangle_h$ es la tasa de reacciones haz-blanco. Con un razonamiento análogo al efectuado en la sección anterior, combinando la V-7 con la V-3 resulta:

$$N_h \sim \mu_h \beta^2 I_D^4 \frac{\langle \sigma v \rangle_h}{T^2} \tau_h \quad V-8$$

siendo μ_h un nuevo coeficiente dado por:

$$\mu_h = \xi \mu \quad V-9$$

donde $\xi = n_h V_h / n V$ es la relación entre el número de partículas de los haces y el número total de blancos disponibles. Entonces, de V-6 y V-8, la relación k_f entre la producción termonuclear y la de los procesos haz-blanco resulta:

$$k_f = \frac{N_t}{N_h} = \frac{1}{c \xi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{\langle \sigma v \rangle_h} \frac{\tau}{\tau_h} \quad V-10$$

Para los tiempos típicos de duración del foco ($\tau \approx 10^{-7}$ s), de la ecuación I-21 se obtiene ($[T] = \text{keV}$, $[n] = \text{cm}^{-3}$):

$$\frac{\tau'}{\tau} = 1,34 \times 10^{19} \frac{T^{3/2}}{n(1+\alpha)} \quad V-11$$

donde τ' es el tiempo de frenado del haz en el plasma. Cuando $T \geq 1$ keV y $n \leq 10^{19}$ resulta, para haces de cualquier energía, $\tau'/\tau > 1$. De modo que, para los valores de T y n habitualmente medidos en el foco, es posible suponer $\tau_h \approx \tau$. En cuanto a la energía (Q) de los haces, en la referencia 7 se da una recopilación de los resultados experimentales obtenidos por varios investigadores, quienes han detectado (utilizando diversos métodos) la presencia de haces en el P.F., con energías que van desde pocas decenas de keV hasta varios MeV. Sin embargo, las mediciones efectuadas directamente sobre los productos de reacción, muestran que la energía de los haces significativamente intervinientes en las RFN, no supera los 350 keV.

Por el momento, se carece de suficiente información sobre los procesos haz-blanco en el foco que permita un cálculo preciso de ξ . Para fijar ideas, veamos qué resultaría de adoptar $\xi = 0,1$ (un valor sin duda elevado) y $\tau/\tau_h = 1$. En tal caso se obtiene:

$$k_f = \frac{10}{c} \frac{\langle \sigma v \rangle}{\langle \sigma v \rangle_h} \quad \text{V-12}$$

En la Fig. 1, se da el gráfico de k_f vs. T dado por la relación V-12, para $Q = 100$ keV, en los casos de reacciones D-D y D-T. Como puede verse, para $T = 15$ keV resulta k_f (D-D) = 1, en completo acuerdo con los resultados experimentales mostrados en el Capítulo II. Pero lo más importante es observar el comportamiento de k_f con T . Para $T < 15$ keV, N_h podría (en teoría) superar a N_t por varios órdenes de magnitud; pero para $T \geq 15$ keV, k_f se mantiene en el mismo orden de magnitud, aún con fuertes variaciones de la temperatura.

Aquí conviene continuar este análisis dividiéndolo en dos partes: una para el caso $T \geq 15$ keV que, como veremos, arrojará resultados de suma importancia para el estudio de la extrapolación del P.F. hacia un futuro reactor de fusión, y otra para el caso $T < 15$ keV que permitirá una razonable interpretación de las leyes de escala semiempíricas vistas en el Capítulo III.

a) Caso $T \geq 15$ keV.

Como los haces se generan en el mismo foco, no es lógico suponer que el número de partículas de los haces pueda superar al número total de núcleos en el foco, luego será: $\xi \leq 1$. Dado que $\tau_h/\tau \leq 1$ y que, para $T \geq 15$ keV, es:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_h}{\langle \sigma v \rangle} \leq 5 \quad (\text{para D-T, con cualquier valor de } Q)$$

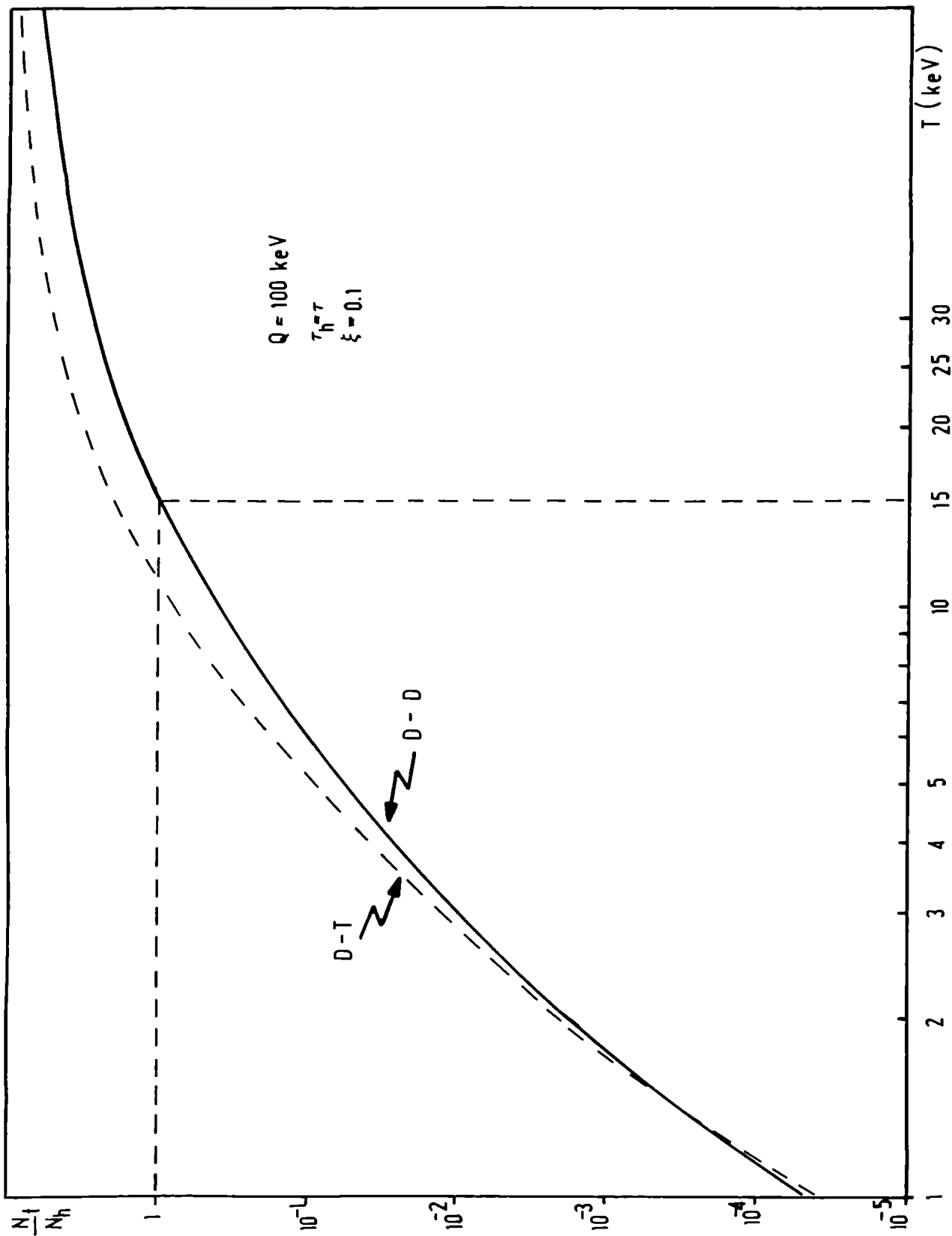


FIGURA 1: $k_f = N_t/N_h$ como función de la temperatura del plasma.

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_h}{\langle \sigma v \rangle} \leq 20 \quad (\text{para D-D, con } Q \leq 350 \text{ keV})$$

y de V-10, resulta:

$$k_f (T \geq 15 \text{ keV}) \geq \frac{1}{5} \quad (\text{para D-T})$$

$$k_f (T \geq 15 \text{ keV}) \geq \frac{1}{40} \quad (\text{para D-D})$$

Poniendo la producción total de neutrones N como función de N_t , resulta:

$$N = N_h + N_t = \left(1 + \frac{1}{k_f}\right) N_t = \Gamma N_t \quad \text{V-13}$$

Entonces, en el caso de las reacciones D-T, cuando es $T \geq 15 \text{ keV}$, Γ es un coeficiente que puede variar desde $\Gamma = 1$ (no hay haces) hasta $\Gamma \approx 6$ (para el caso extremo de $\xi = 1$). Obsérvese que este resultado es independiente de la forma y energía de los haces, e inclusive de las características del blanco (excepto el valor mínimo de T). En otras palabras, para este caso N_h será, a lo sumo, del mismo orden que N_t sin importar el particular proceso haz-blanco que se presente. Para las reacciones D-D el rango de posible variación de Γ es mayor ($1 \leq \Gamma \leq 40$), debido a la eficiencia de los haces más energéticos; pero si nos restringimos a considerar haces de 100 keV (que es la energía media más frecuentemente observada en forma experimental), el límite superior de Γ sería ≈ 10 (siempre para el caso casi imposible de $\xi = 1$), con consecuencias similares a las del caso anterior.

b) Caso $T < 15 \text{ keV}$.

En el rango de temperaturas registrado en los actuales experimentos ($0,5 \text{ keV} \leq T \leq 20 \text{ keV}$), k_f variaría mucho y el proceso haz-blanco podría ser predominante sobre el termonuclear por varios órdenes de magnitud. Pero N_h depende de Q y del factor de mérito ξ , por lo que nada puede afirmarse "a priori", al respecto.

Como veremos enseguida, una "pista" de lo que ocurre con k_f se puede obtener a partir de las mediciones del flujo espacial de neutrones (ϕ) emitidos por el foco. Varios investigadores (ver por ejemplo las Refs. 7 y 8) han propuesto como uno de los mecanismos haz-blanco más posibles en el foco, el de haces axiales interactuando con el plasma autoconfinado. Con esta hipótesis, el cociente entre el flujo axial de neutrones ($\phi(0^\circ)$) y el correspondiente a una dirección perpendicular al eje del cañón ($\phi(90^\circ)$) está dado, en primera aproximación, por (Ref. 9):

$$\Delta\phi = \phi(0^\circ)/\phi(90^\circ) = \Delta\phi_0 + k_f/(k_f + 1) \quad \text{V-14}$$

con:

$$\Delta\phi_0 = (1+A)(1+2a_1) \quad \text{V-15}$$

donde A es un coeficiente derivado de la anisotropía en la sección de choque, cuyo valor ha sido determinado experimentalmente para una amplia gama de energías Q (ver Fig. 2), y $a_1 = v_{CM}/v$ es la relación entre velocidad del centro de masa y la de las partículas de haz en el SL. Adoptando $Q = 100$ keV, en la Fig. 3a se da la gráfica de N_h/N como función de T, para distintos valores de ξ en un plasma de D-D, marcando en forma paramétrica los valores correspondientes de $\Delta\phi$ dados por V-14. En la mayoría de las mediciones experimentales se observa que $\Delta\phi \leq 2$ y en consecuencia, como puede verse en la Fig. 3a, resulta $N_h/N \leq 0,8$ en forma prácticamente independiente de ξ . Para mayores valores de Q, la limitación en $\Delta\phi$ implica un valor aún menor del máximo N_h/N (por ejemplo, ver la Fig. 3b donde se da el gráfico correspondiente a $Q = 200$ keV).

En resumen, con la sola hipótesis de que las RFN son producidas por la interacción de haces con la dirección y sentido del campo eléctrico, los valores experimentales de $\Delta\phi$ indican que, en los actuales experimentos, N_h debe ser (a lo sumo) del mismo orden que N_t .

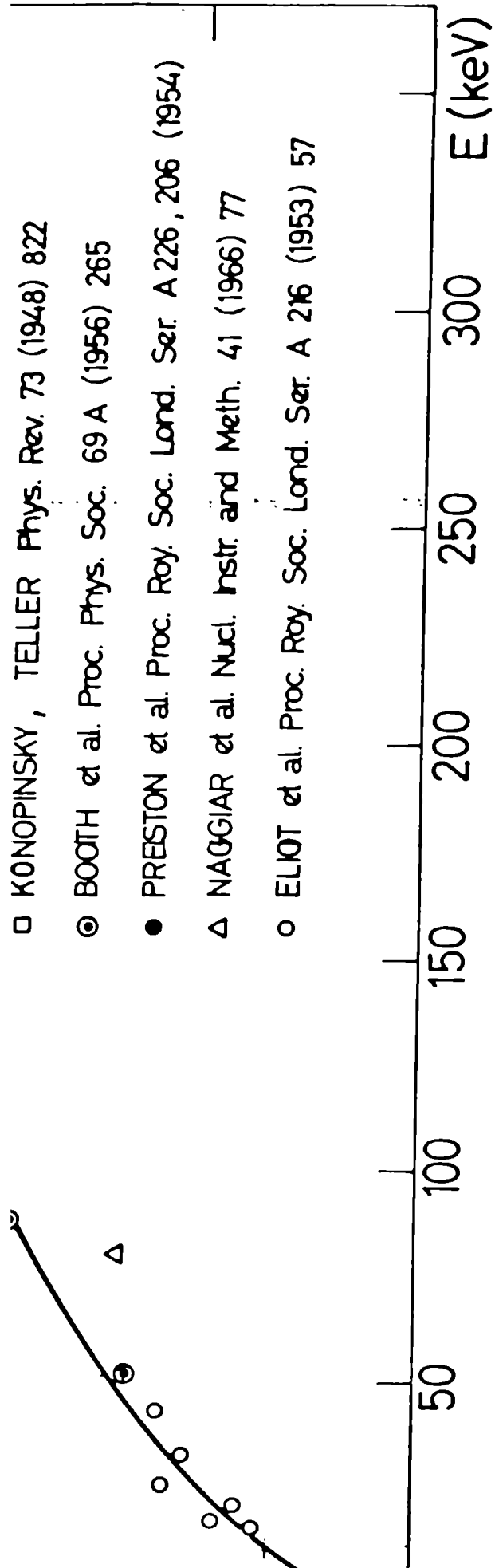


FIGURA 2: Valores de el factor de anisotropía A que se encuentran en la literatura (Ref. 8).

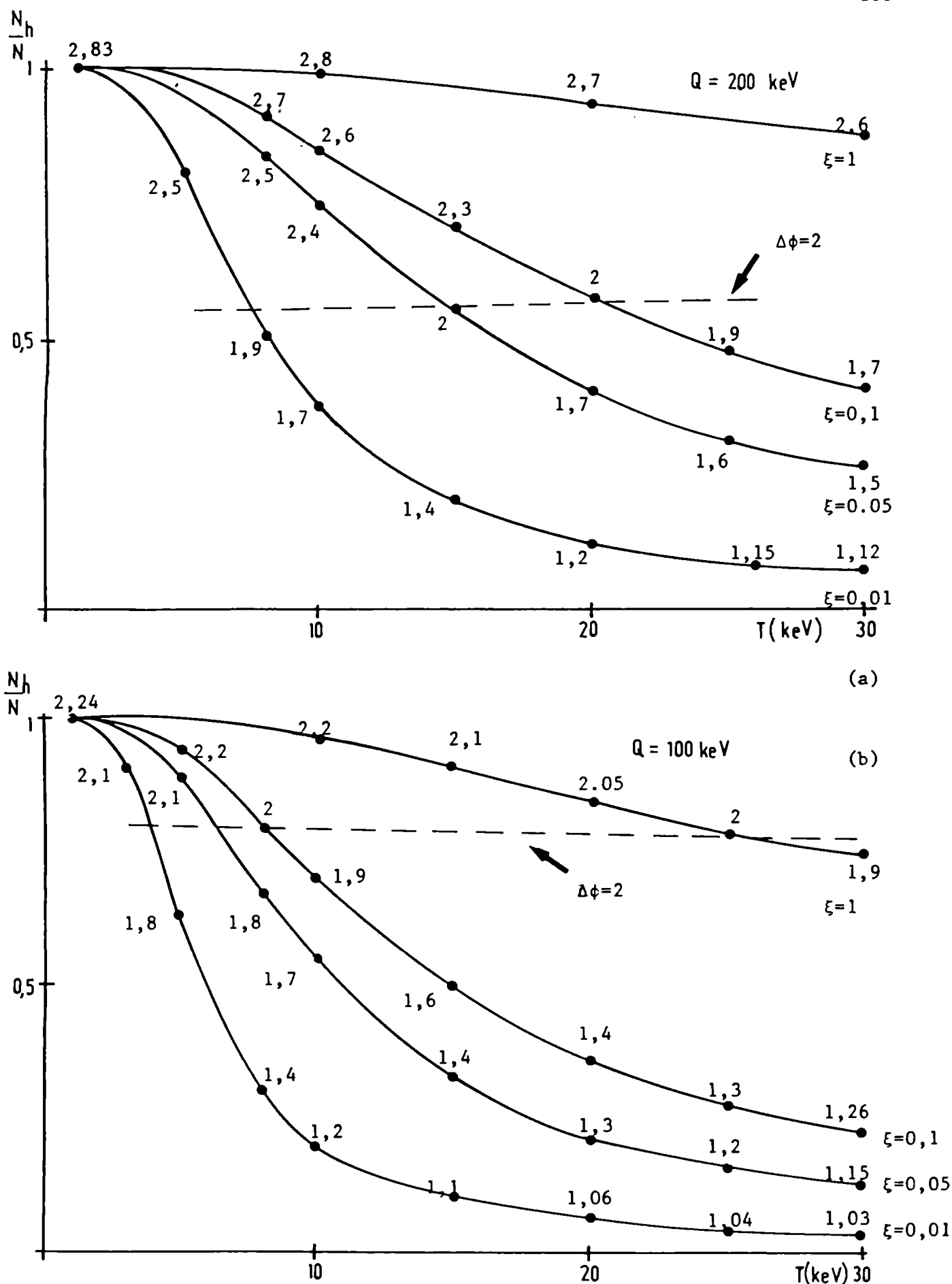


FIGURA 3: N_h/N_1 como función de la temperatura del plasma, para distintos valores de ξ . (a) $Q = 200 \text{ keV}$, (b) $Q = 100 \text{ keV}$. Los valores de $\phi(0^\circ)/\phi(90^\circ)$ se indican en forma paramétrica.

Cuando los haces tienen una estructura más complicada, tal como la de haces cónicos o espiras, la anisotropía en ϕ no puede dar mayor información sobre N_h/N sin datos concretos sobre la geometría y posición espacial de los haces. A conocimiento del autor, la única evidencia experimental de N_h/N en el caso de tales mecanismos, es la presentada en el Capítulo II (donde $N_h \approx 0,5 N$), pero como $T \approx 15$ keV ese experimento sólo sirve como evidencia del caso anterior.

Por lo visto, no existiendo una contraprueba válida, es razonable suponer que N_h es del orden de N_t , y entonces resulta claro que las leyes de escala para \bar{N} en los actuales experimentos puedan estar gobernadas por el comportamiento de N_t .

Del presente análisis, surge un resultado colateral de considerable importancia. Para los equipos comprendidos en este caso ($T < 15$ keV), k_f es muy sensible a variaciones de T (ver Fig. 1). En dos equipos aparentemente equivalentes por el hecho de tener igual valor de I_D , T podría diferir debido a variaciones de N , con lo que los valores de k_f (y con ellos los de $\Delta\phi$) serían bastante distintos. Entonces, considerando que también una diferencia en ξ puede influir en k_f , resulta verdaderamente utópico esperar que ambos equipos muestren iguales síntomas de procesos no-térmicos. Esta es una muy plausible explicación para la marcada disparidad en las evidencias experimentales de procesos no-térmicos, que muchas veces se presenta entre equipos con parámetros eléctricos similares (ver Capítulo I).

V-4 DOS FORMAS DIFERENTES EN QUE PUEDEN ESCALAR LAS REACCIONES TERMONUCLEARES

Volvamos a las ecuaciones V-3, V-5 y V-6. Es interesante considerar dos situaciones extremas que llevan a relaciones distintas entre N_t e I_D : una para $N = \text{cte.}$ y otra para $T = \text{cte.}$ Los motivos por los cuales se consideran estas situaciones son los siguientes: a) existen, como se mencionó en el Capítulo I, ciertas especulaciones teóricas que sugieren la posibilidad de que N se mantenga en un valor constante; b) en el caso de re-

sultar posible regular arbitrariamente N , conviene hacerlo de modo que T se mantenga en un valor óptimo fijo (ver la Sección V-2). A continuación analizaremos las leyes de escala para N_t que resultan de cada una de esas situaciones. De acuerdo con lo visto en la Sección anterior, para la comparación de los resultados teóricos con las leyes de escala semiempíricas vistas en el Capítulo III, se considerará $N_t \approx \bar{N}$.

a) Ley de escala para $N = cte$.

Adoptando $\beta = \frac{1}{2}$ y, de acuerdo con los valores medios determinados experimentalmente por varios investigadores (ver Sección I-3-1): $\mu = 30 \text{ cm}^{-1}$, $\tau = 10^{-7} \text{ s}$ y $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, las ecuaciones V-3 y V-5 permiten obtener N_t como función de I_D . El resultado de este cálculo para reacciones D-D se muestra en el gráfico de la Fig. 4, donde se dan también los valores de T correspondientes a cada corriente. Como puede verse, $N_t(I_D)$ es una curva con pendiente monótonamente decreciente en I_D . Para los P.F. medianos y grandes ($0,4 \text{ MA} \leq I_D \leq 1 \text{ MA}$) la pendiente media es $\lambda \approx 4,5$ y para los P.F. chicos ($I_D < 0,4 \text{ MA}$) resulta $\lambda \approx 10$. En las Figuras 5 y 6, se representa $N_t(I_D)$ juntamente con los datos semiempíricos de \bar{N} vs I_D , en las dos formas en que fueron presentados en el Capítulo III. Como puede apreciarse, este modelo termonuclear da resultados muy coherentes con las leyes de escala experimentales, e inclusive explicaría la pendiente más pronunciada que presentan los P.F. pequeños, que ya mencionáramos como un hecho destacable. Por otra parte (ver Fig. 4), el valor de T para $I_D \approx 0,4 \text{ MA}$ corresponde al medido experimentalmente en una máquina de tal corriente (Ref. 10) en tanto que, para un equipo como el 1 MJ de Frascati ($I_D \approx 1 \text{ MA}$), el valor teórico de T coincide con el necesario para explicar el pico central del espectro de neutrones detectado en ese equipo (ver Capítulo II).

b) La ley de escala para $T = cte$.

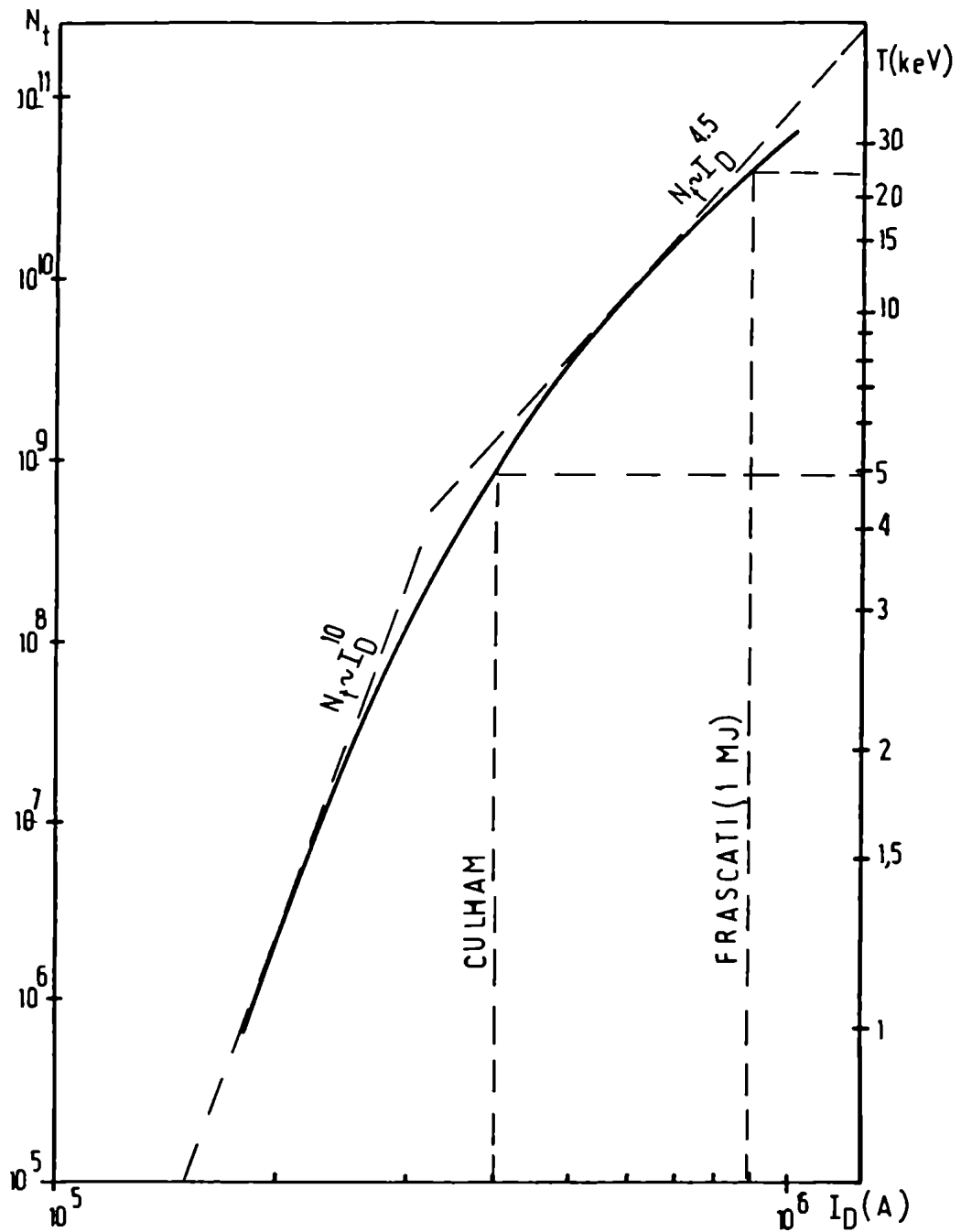


FIGURA 4: N_t como función de I_D en la hipótesis de pinch termonuclear estabilizado, adoptando: $\beta=1/2$, $\nu=30$, $\tau=10^{-7}$ s y $n=10^{17}$ cm^{-3} . (caso $n = \text{cte}$).

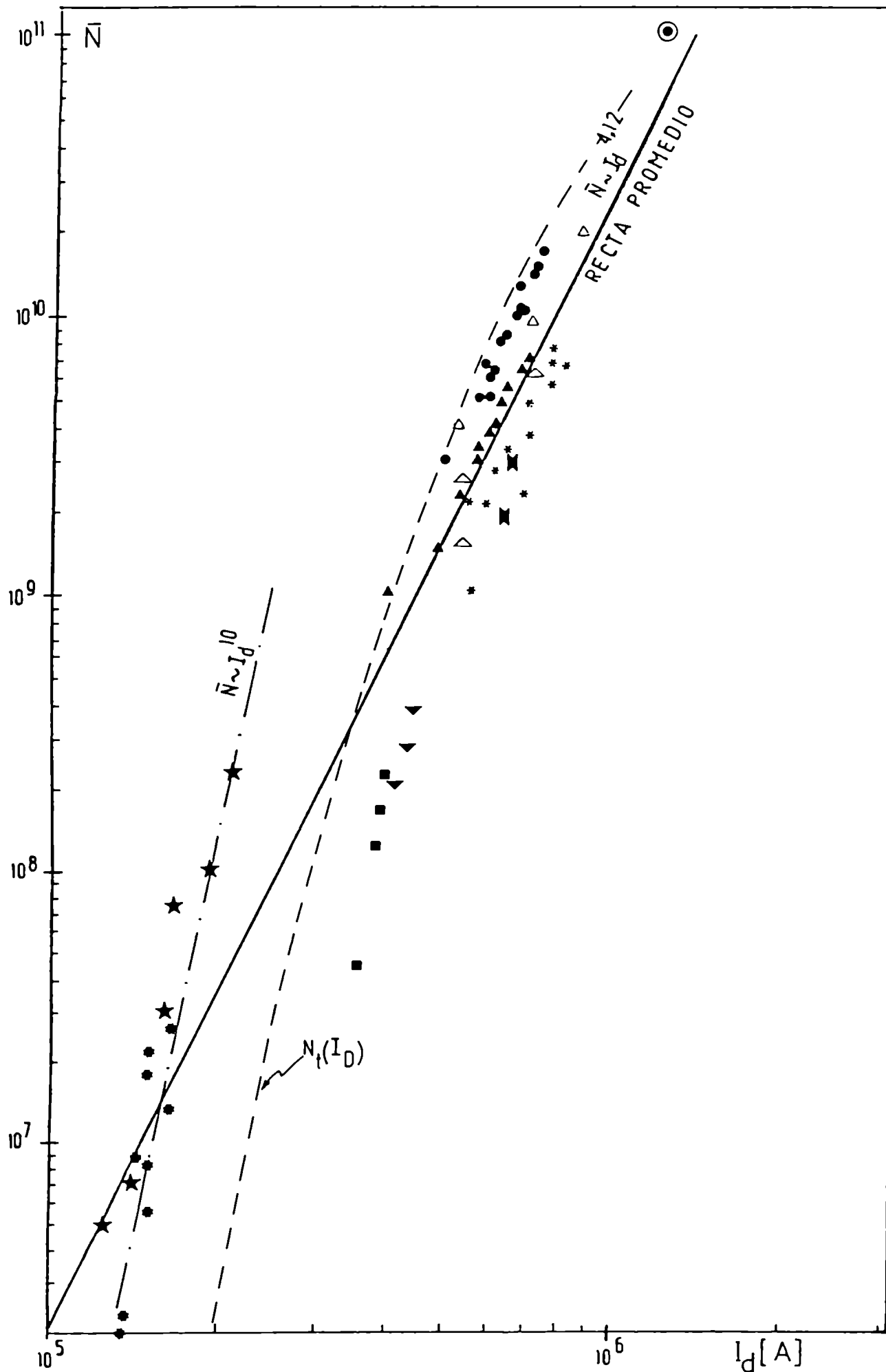


FIGURA 5: Valores experimentales de \bar{N} vs. I_D comparados con las función $N_t(I_D)$ dada en la figura 4.

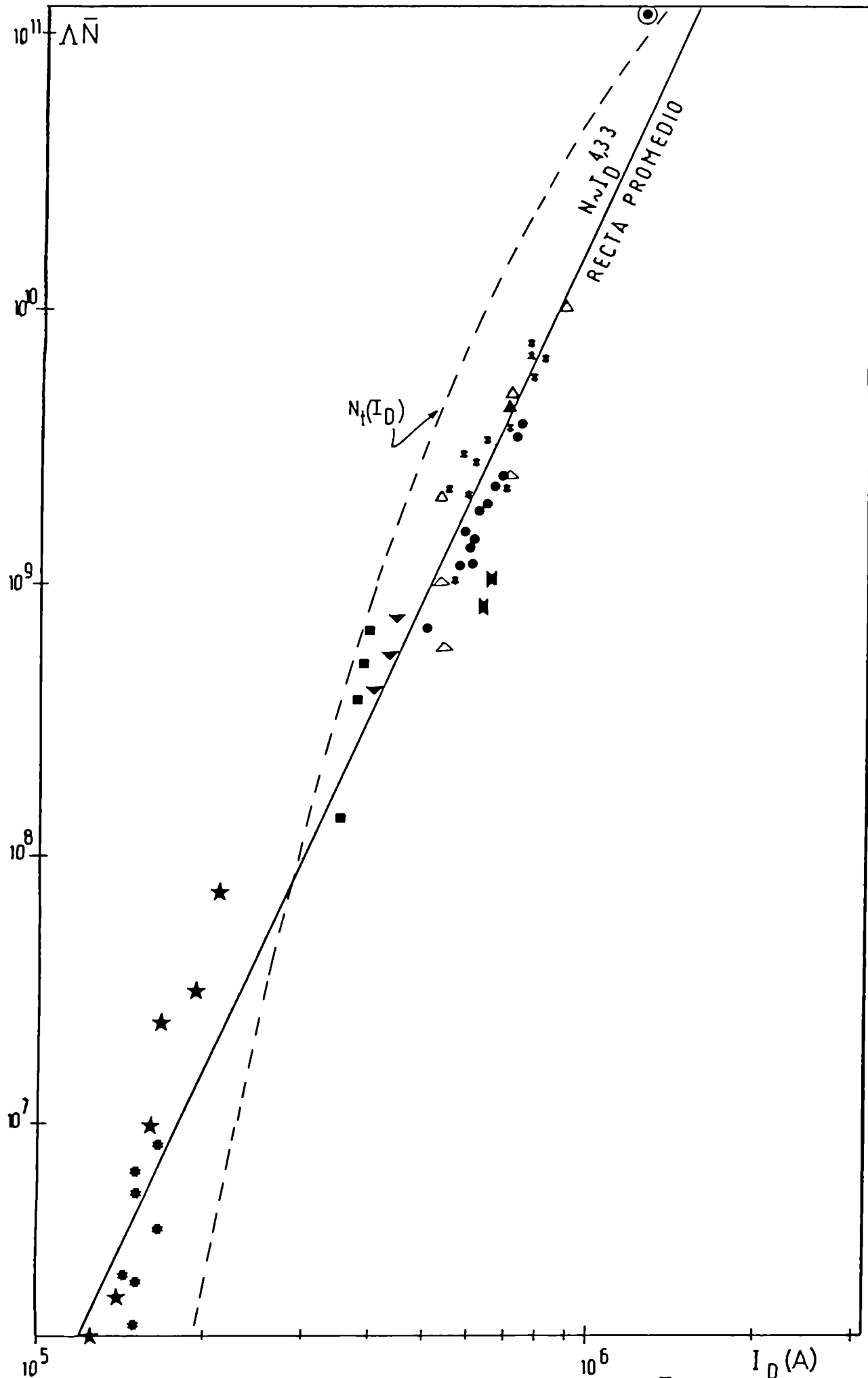


FIGURA 6: Idem que la figura 5, corrigiendo los valores de \bar{N} por el factor Λ .

de modo que (por V-3) la temperatura del plasma se mantenga, por ejemplo, en el valor óptimo $T = 15$ keV para cualquier I_D , con las mismas adopciones de $\beta = \frac{1}{2}$ y $\tau = 10^{-7}$ s, de V-3 resulta:

$$N = 10^5 I_D^4 \quad \text{V-16}$$

(con N en cm^{-3} e I_D en A), y de V-6:

$$N_t = 3 \times 10^{-13} \frac{\mu}{c} I_D^4 \quad \text{V-17}$$

Entonces, para $\mu = 30 \text{ cm}^{-1}$ y $c = 2$, N_t como función de I_D , resulta, en escala logarítmica, una recta muy próxima a la correspondiente al promedio de los datos semiempíricos.

A fin de comparar los dos comportamientos, en la Fig. 7 se da el gráfico N_t vs I_D para ambas leyes de escala en reacciones D-D y D-T. Lógicamente, las curvas correspondientes a fijar $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (marcadas 2 en la Figura) están regidas por la función $\langle \sigma v \rangle (T)$; entonces, la correspondiente a D-T llega a un máximo para $T = 100$ keV (2,4 MA) con $N_t = 2,5 \times 10^{13}$, mientras que la de D-D alcanza su máximo a una temperatura más elevada, pero su pendiente decrece rápidamente a partir de $T = 15$ keV. En cambio las rectas que corresponden a fijar $T = 15$ keV (marcadas 1 en la Figura), crecen siempre con I_D^4 y, para cada valor de I_D , dan un N_t más elevado que el dado por la correspondiente curva 2 (excepto para $T = 15$ keV donde las rectas 1 son tangentes a las curvas 2). Pero ¿cuál de los dos caminos ($T = \text{cte}$ ó $N = \text{cte}$) han seguido hasta ahora los equipos P.F.? En el gráfico de la Figura 7 se marca (en línea de trazos) la recta promedio de los datos semiempíricos en D-D, determinada en el Capítulo III. Por su pendiente la recta experimental indicaría que los equipos siguen una ley del tipo $T = \text{cte}$, sin embargo, como vimos en el Capítulo III, los equipos chicos ($I_D \leq 0,4$ MA) se apartan de la pendiente promedio siguiendo una curva muy similar a la 2 y, para $0,4 \leq I_D \leq 1$ MA, la recta experimental tanto podría ser una recta del tipo 1 como el promedio de una curva del tipo 2. Las

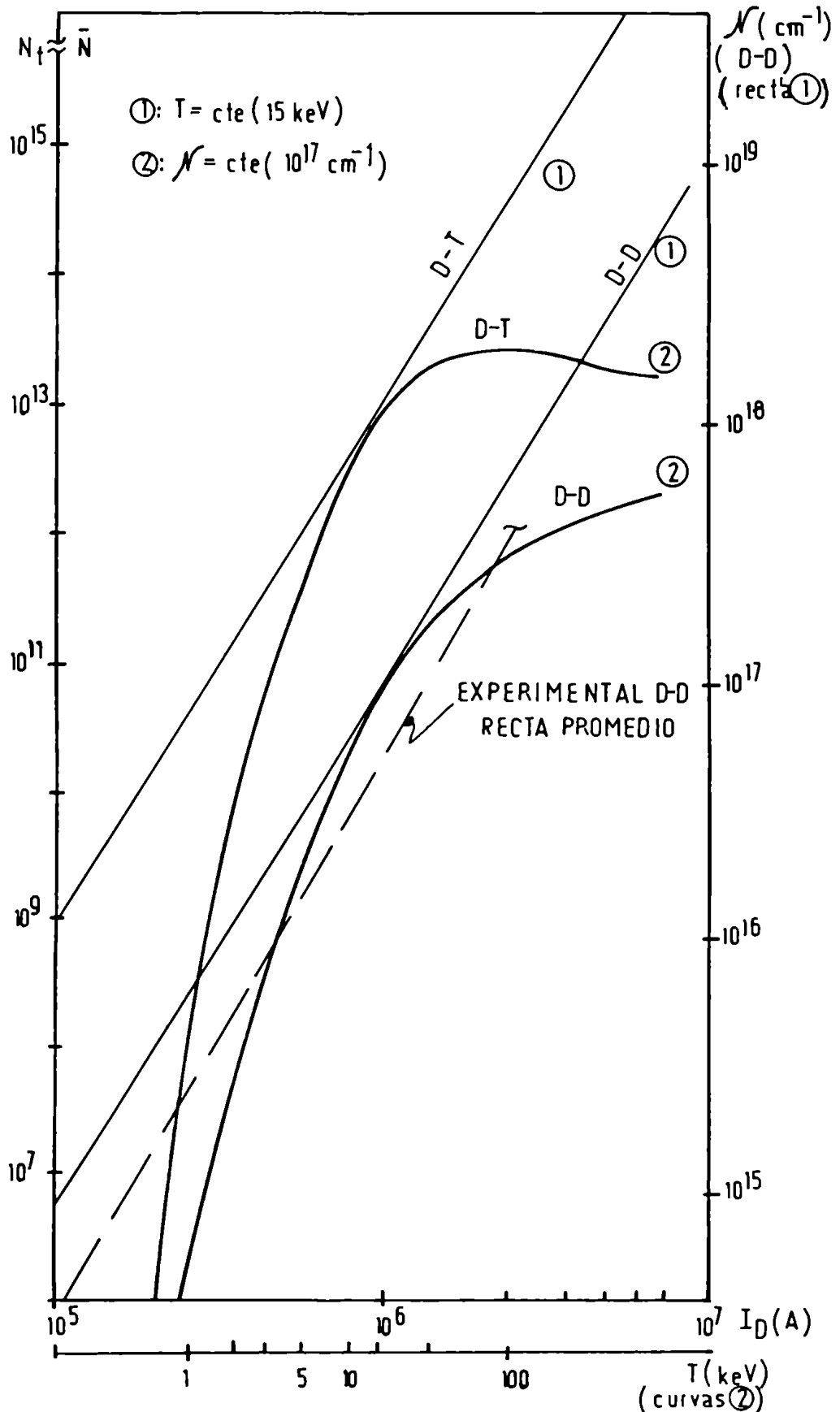


FIGURA 7: Gráfico N_t vs. I_D comparativos de las leyes de escala en las hipótesis de $T_D = 15 \text{ keV}$ (rectas 1) y $\mathcal{N} = 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ (curvas 2) para reacciones D-D y D-T.

determinaciones experimentales de N son escasas y poco metódicas, sin embargo muestran que N puede llegar hasta algunos 10^{18}cm^{-3} pero no baja en ningún caso de 10^{16}cm^{-3} . Hay que considerar que la densidad inicial del deuterio se ha mantenido, en todos los experimentos, en el orden de 10^{17}cm^{-3} (presiones de algunos torr), de modo que si la densidad en el foco es por lo menos igual a la de la LC (ver la Sección V-5), para $r = 1 \text{ mm}$ resulta $N \geq 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Luego, no es de extrañar que ese valor de N constituya una especie de umbral mínimo, y entonces los P.F. chicos estén prácticamente obligados (por los valores usuales de p) a seguir la ley del tipo $N = \text{cte}$. Para los P.F. grandes un comportamiento híbrido es el más probable, pero para I_D comprendido entre 0,5 y 2 MA las curvas 1 y 2 son prácticamente coincidentes. Lo que sí es muy lógico es que en ese rango de I_D , se midan temperaturas cercanas a los 15 keV.

V-5 UN LIMITE DE ALTAS PRESIONES FIJADO POR LA CONDICION DE ESTABILIDAD DEL PINCH

Como veremos a continuación, la condición $\beta \leq \frac{1}{2}$, necesaria para la estabilidad del pinch, puede establecer un límite de altas presiones para la operación del P.F.

Usando la ecuación de Bennett para un pinch con campo B_z , la condición de estabilidad puede expresarse como:

$$\beta = 3,2 \times 10^{-7} \frac{NT}{I_D^2} \leq \frac{1}{2} \quad \text{V-18}$$

luego resulta:

$$N \leq \frac{I_D^2}{6,4 \times 10^{-7} T} \quad \text{V-19}$$

En el Capítulo IV vimos que, experimentalmente, la densidad del plasma en la LC (n_L) resulta proporcional a la densidad inicial del gas en la cámara de descarga (n_0). Es decir que la relación de compresión $\eta = n_L/n_0$ es una constante. En realidad,

éste no es un hecho sorprendente pues está vinculado a la característica de onda de choque "fuerte" de la LC. En efecto, la LC es una onda de choque con un número de Mach comprendido entre 10 y 60 en la etapa coaxial y cerca de 100 en la compresión radial. En tales límites, el valor máximo de η para una onda plana (por ejemplo) está dado por:

$$\eta = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad \text{V-20}$$

donde γ es la razón de calores específicos. Para un gas ideal en el que las partículas tienen tres grados de libertad, γ es $\frac{5}{3}$ y el límite de compresión resulta $\eta = 4$; pero para una onda de choque de Mach-20 (10 eV de temperatura) propagándose en una atmósfera de deuterio frío, el calor específico de la ruptura molecular y la subsecuente ionización, son tan elevados que los grados de libertad adicionales hacen que γ tienda a la unidad, con el consecuente aumento de η . Midiendo la desviación de un haz láser incidente en el foco, Decker y otros investigadores determinaron la densidad electrónica máxima (\hat{n}_e) para distintos valores de la presión inicial de deuterio en el equipo "MINIFOCUS", encontrando que, aproximadamente, resulta $\hat{n}_e \sim p$ (Ref. 11). Si n es la densidad media de cada especie ($n = n_i = n_e$), de la mayor parte de las determinaciones experimentales de n en el foco, resulta razonable adoptar un valor $\eta = n/n_0 \approx 50$ para la relación de compresión media en el mismo. En consecuencia resulta:

$$n(\text{cm}^{-3}) \approx 10^{18} p(\text{torr}) \quad \text{V-21}$$

Entonces, siendo $N = 2\pi r^2 n$ y considerando que r es del orden del milímetro, de V-19 y V-21 resulta:

$$p \leq 2,5 \times 10^{-11} \frac{I_D^2}{T} \quad \text{V-22}$$

donde p queda expresado en torr si I_D lo está en A y T en keV. En los experimentos donde T ha sido medida, la V-22 da una presión límite cercana a la del descenso de los neutrones emitidos por el foco. Por lo tanto, la condición de estabilidad del pinch,

ofrece un argumento alternativo para explicar el límite de las altas presiones. Sin embargo, la suficiente estabilidad del pinch y una completa ionización del gas barrido por la LC, pueden ser condiciones independientes e igualmente válidas.

De todas formas, que el modelo de pinch termonuclear estabilizado pueda ofrecer también una plausible explicación al límite de las altas presiones, es un valioso argumento de auto-consistencia a su favor.

¶

V-6 LA EXTRAPOLACION DEL P.F. SEGUN UNA LEY DE ESCALA PARA T = CTE

En conclusión, un método de principio válido para estudiar las posibilidades de extrapolación del P.F. hacia un reactor de FNC, es el de plantear una ley de escala de la producción de reacciones termonucleares (N_t), teniendo en cuenta el producido por procesos haz-blanco en la multiplicación por el factor de valor acotado Γ . De las dos alternativas extremas de la escala de N_t con I_D , la única con posibilidades de alcanzar objetivos de interés práctico es la de aumentar I_D manteniendo T en su valor óptimo. En la Figura 8, se da la gráfica de las leyes de escala de N_t con I_D en D-D y D-T, para $T = 15$ keV, dados por la ecuación V-17, en el caso $\mu = 30$, indicando los valores de $N(I_D)$ resultantes (ecuación V-16). A fin de estimar el rendimiento energético que podría ser obtenido en cada punto, en abscisas se indica la energía E_0 necesaria en la fuente para obtener la correspondiente I_D^\dagger . Asimismo, en ordenadas se da el valor de la energía de fusión E_f para D-T (calculada con la ecuación I-8), para los casos $\Gamma = 1$ y $\Gamma = 2$ y, en la parte superior del gráfico, se dan los valores de la eficiencia E_f/E_0 para ambos valores Γ . En la figura se marcan los puntos (o rango de

† Adoptando los valores $A=2$, $\eta_{IM}=0,5$ y $L_0=20$ nH, que son muy cómodos para el método de diseño visto en el capítulo anterior, resulta:

$$E_0 \text{ (kJ)} = 30 \times 10^{-11} I_D^2 \text{ (con } I_D \text{ en A).}$$

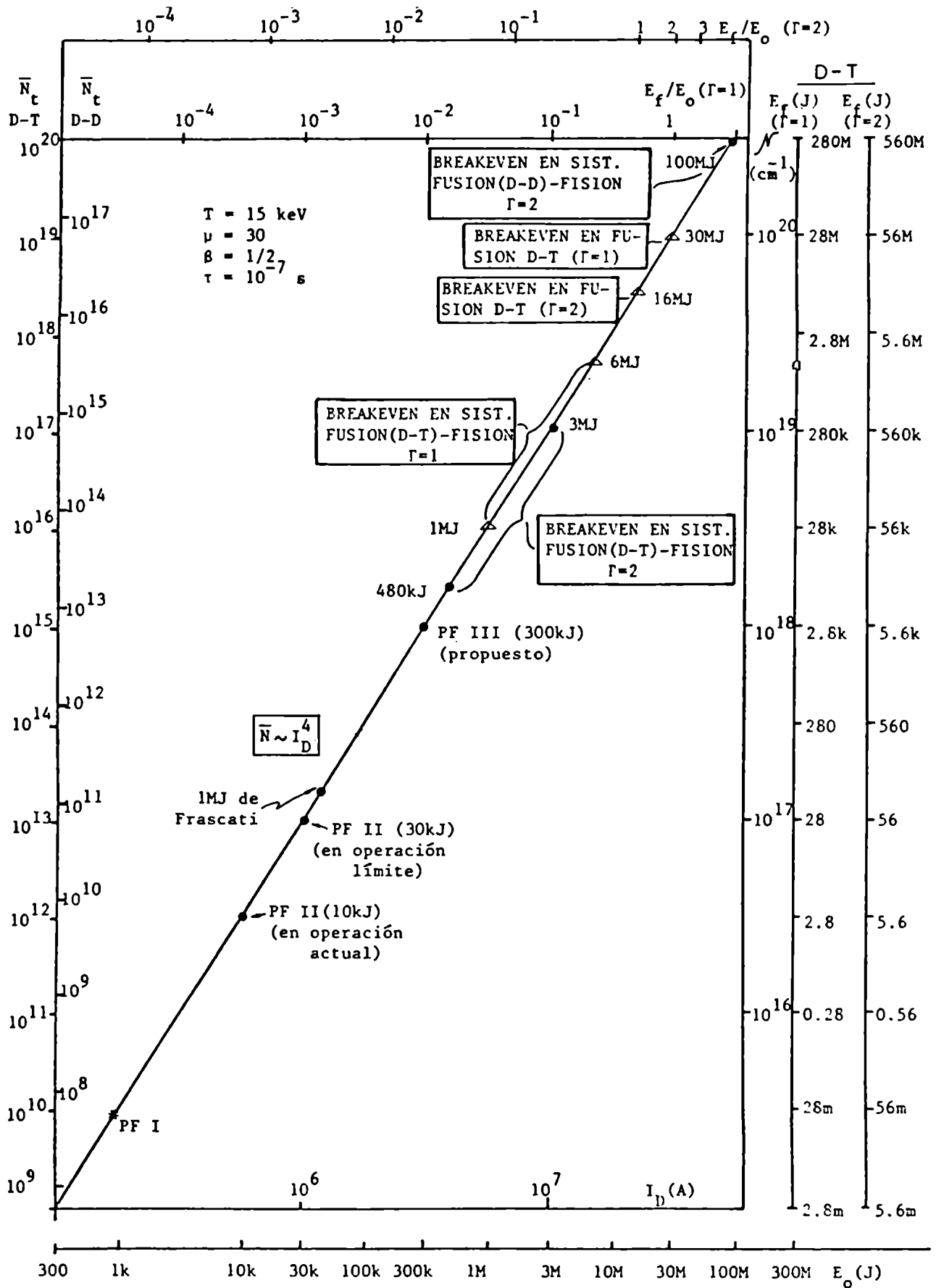


FIGURA 8 : Gráfico N_t vs. I_D mostrando las posibilidades de extrapolación del P.F. con la hipótesis de pinch termonuclear a temperatura óptima ($T=15\text{keV}$), considerando nulo el aporte de procesos haz-blanco ($\Gamma=1$) y cuando $N_h=N_t$ ($\Gamma=2$).

puntos) para los cuales es posible obtener un reactor de energía cero (nivel de "breakeven"). A continuación pasamos a analizar las condiciones que impone alcanzar estos niveles (las magnitudes al nivel de breakeven se notarán con el supraíndice B).

a) Reactor en sistema híbrido Fusión (D-T) - Fisión

Con una corteza formada por apropiados materiales fisiónables, la energía E_f puede ser incrementada por un factor q comprendido entre 5 y 35 (Ref. 12). Entonces, si la atmósfera de la descarga está formada por una mezcla al 50% de D y T, tomando el $\Gamma = 2$, el breakeven puede ser obtenido para $0,5 \text{ MJ} \leq E_0^B \leq 3 \text{ MJ}$. En ese rango de E_0^B , el valor de N^B se encuentra dentro de lo registrado en los actuales experimentos. Adoptando $\Gamma = 1$, el rango de energía necesario para el breakeven es $1 \text{ MJ} \leq E_0^B \leq 6 \text{ MJ}$ y el menor valor de N^B resulta $\sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Valores de N de ese orden fueron medidos por interferometría, tanto en equipos tipo Filippov (Ref. 13) como en los tipo Mather (Ref. 14).

b) Reactor de Fusión pura en D-T

Para $\Gamma = 2$, el breakeven en D-T se alcanzaría para $E_0^B \approx 16 \text{ MJ}$ con un valor de $N^B \approx 5 \times 10^{19}$ y, para $\Gamma = 1$, estas condiciones aumentan a $E_0^B \approx 30 \text{ MJ}$ y $N^B \approx 10^{20}$. Estas predicciones sobre E_0^B son más optimistas que las de Maisonnier y sus colaboradores (E_0^B de varios centenares de MJ, Ref. 15) pero menos que las Zucker, Shalin y otros ($E_0^B \leq 10 \text{ MJ}$, Ref. 2 y 16). Los valores de N necesarios al nivel de reactor rentable ($\sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), quizás puedan ser alcanzados con sólo elegir adecuadamente los parámetros iniciales de la descarga. Los valores E_0^B en este caso, son todavía mucho menores a los estimados para otras líneas de investigación en FNC.

c) Reactor híbrido Fusión (D-D) - Fisión

Para $\Gamma = 2$ y suponiendo una corteza fisiónable que provea una multiplicación de la energía de fusión por un factor 35, el breakeven para un reactor híbrido basado en un P.F. funcionante con D puro, comienza a ser posible para una energía $E_0^B \approx 100$ MJ. La densidad que sería necesaria para el funcionamiento de un reactor rentable, puede llegar a valores del orden de varios 10^{20} cm^{-3} . En tal caso es posible (aunque no seguro) que para aumentar N se deba recurrir a métodos tales como: ubicar blancos de D sólido en la región del foco, radiar el foco desde sus extremos axiales con lasers de potencia (para evitar la fuga axial de masa), etc. Aunque estos métodos para aumentar N puedan hacer más sofisticado el sistema del P.F., eliminar la necesidad de la presencia de T en el ciclo de reactor, merece ampliamente pagar ese precio. Obsérvese que si la densidad volumétrica media puede alcanzar un valor $n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en radios del orden del cm, N ya alcanzaría el valor requerido.

d) Reactor de Fusión pura en D-D

Para $N^B \approx 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ y $E_0^B \approx 10$ GJ, podría tenerse un reactor de energía cero funcionante con deuterio puro. Sobre la posibilidad de alcanzar este valor de N , siguen pesando las mismas dudas con esperanzas similares a las del caso anterior. En cuanto al valor de E_0^B , es comparable a la energía disipada en cada impulso de la máquina JET (Joint European Torus) que el EURATOM piensa poner en funcionamiento el año próximo, con la esperanza de alcanzar el breakeven en D-T (Ref. 17).

En conclusión, de no mediar ningún efecto imprevisto (fantasma que amenaza por igual a todas las máquinas de fusión), el P.F. es una de las más prometedoras líneas de la FNC.

La investigación en P.F. ha llegado a un momento crucial. El P.F. 1 MJ de Frascati ha alcanzado el punto: $T \approx 15$ keV, $N \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, en el que las dos posibles leyes de escala de N_t con I_D comienzan a diverger. De ahora en más, que la producción

de neutrones continúe en ascenso con I_D^4 depende en forma casi exclusiva de que N pueda ser controlable. En la opinión del autor, los próximos pasos de la investigación teórica y experimental en este campo, deberían estar prioritariamente dirigidos a develar el método que permita un efectivo control de N .

En el gráfico de la Figura 8 se marcan los puntos que corresponden a los equipos P.F. desarrollados en nuestro país (P.F. I y P.F. II) incluyendo el equipo P.F. III, recientemente propuesto, y el lugar ocupado por el PF 1 MJ de Frascati. Como puede apreciarse, dentro de este campo, Argentina podría ocupar un lugar altamente competitivo.

REFERENCIAS

- 1) V.S.Ishennik, N.V. Filippov, T.I.Filippova, Nuclear Fusion 13, p.929 (1973).
- 2) O.Zucker, W.Bostick, R.Gullickson, J.Long, J.Luce, H.Sahlin; Lawrence Livermore Laboratory, report interno: UCRL-76896 (1975).
- 3) W.Bostick; International Journal of Fusion Energy, publicado por la Fusion Energy Foundation (New York), Vol. I, N°1, p.43 (1977).
- 4) L.Spitzer Jr: Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Pub. (1962), p.60.
- 5) K.Braun, H.Fischer, L.Michel; Proc. 2nd. Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching (1972), paper E10.
- 6) G.H.Miley, H.Towner, N.Ivich; Universidad de Illinois, Report interno: C00-2218-17 (1974).
- 7) Ch.Maisonnier, J.P.Rager; Proc. 3rd. Top. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Novorsibirsk (1979) en prensa.
- 8) V.Nardi, W.Bostick, J.Feugeas, W.Prior, C.Cortese; Proc. 7th. Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Innsbrück (1978) Vol.II, p.143.
- 9) F.Cipolla; Laboratorio Gas Ionizzati, Report interno: LGI 68/23.
- 10) M.J.Forrest, B.A.Norton, N.J.Peacock; Proc. 6th. European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscú 1973, p.363.
- 11) G.Decker, G.Pross, B.Rückle, H.Schmidt, M.Shakhatre; Proc. 3rd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham 1975, p.401.
- 12) H.Bruzzone, Laboratorio de Física del Plasma, Report interno: LFP-DIGID R-i:1/76 (1976).

- 13) V.A.Gribkov, O.N.Krokhin, G.V.Sklizkov, N.V.Filippov, T.I.Filippova; Proc. of the P.N.Lebedev Physics Institute (Editado por N.G.Basov), Vol. 85, p.197 (1976).
- 14) P.D.Morgan, N.J.Peacock; Proc. 2nd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching 1972, p.179.
- 15) Ch.Maisonnier, F.Peccorella, J.P.Rager, M.Samuelli, C.Strangio, A.Messina; Proc. 5th. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Tokio 1974, p.99.
- 16) H.Sahlin, R.Gullickson, G.McFarland; Proc. 3rd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham 1975,p.471.
- 17) European Community Comission, Report EUR-JET-R7 (1975).

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Roberto Gratton, por sus profundos comentarios y sugerencias que permitieron la introducción de mejoras y correcciones en este trabajo, y por los muchos años de orientación y aliento en mi carrera científica.

Estoy en deuda con todo el personal del Laboratorio de Física del Plasma sin cuya colaboración hubiese sido imposible la realización de esta Tesis. En particular, quiero agradecer a mis compañeros H.Kelly y M.Milanese por su directa participación en partes importantes de este trabajo, y al Dr. H.Bruzzone con quien hice mis primeras armas en la investigación experimental sobre equipos P.F.; al Lic. R.Píriz y al equipo técnico del LFP le agradezco su especial colaboración en todo lo referente al trabajo experimental con el equipo P.F. II.

Este trabajo ha sido apoyado en parte por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, la Dirección General de Investigación y Desarrollo del Ministerio de Defensa y el "Ministero degli Affari Esteri" (Italia).