

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1981

CNEA-NT 18/81

REPUBLICA ARGENTINA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

DIRECCION DE INVESTIGACION Y DESARROLLO

DEPARTAMENTO DE PROSPECTIVA Y ESTUDIOS ESPECIALES

**ESTADO DE LAS INVESTIGACIONES
EN FISICA DE PLASMAS
VINCULADAS AL THETA PINCH LINEAL**

R. Farengo, R. A. Clemente, A. B. Rodrigo

DIVISION FUSION NUCLEAR

BUENOS AIRES

1981

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

DIRECCION DE INVESTIGACION Y DESARROLLO
DEPARTAMENTO DE PROSPECTIVA Y ESTUDIOS ESPECIALES

**ESTADO DE LAS INVESTIGACIONES
EN FISICA DE PLASMAS
VINCULADAS AL THETA PINCH LINEAL**

R. Farengo, R. A. Clemente, A. B. Rodrigo

DIVISION FUSION NUCLEAR

BUENOS AIRES
1981

RESUMEN

Se analiza el estado de las investigaciones en física de plasmas vinculadas con los theta pinch lineales a efectos de establecer la relevancia de los temas en estudio y determinar, en base a ello, las líneas más apropiadas para una etapa inicial de trabajo con el theta pinch lineal de la División Fusión Nuclear de la CNEA.

Luego de considerar las distintas configuraciones operativas de este tipo de sistemas, se concluye que las de campo magnético invertido son las más atractivas, tanto por su capacidad para generar superficies magnéticas toroidales que presentan condiciones favorables de confinamiento, cuanto por su vinculación con otros conceptos toroidales que son relevantes para los futuros planes de trabajo de la CNEA. En particular, la estabilidad macroscópica y transporte en configuraciones con campo magnético invertido se han seleccionado como líneas centrales de estudio, por ser estos aspectos prioritarios para definir las perspectivas del concepto y por su riqueza en temas de investigación básica y aplicada.

INDICE

I.	INTRODUCCION	
I.1.	Objeto del presente trabajo	1
I.2.	Breve descripción de un theta pinch lineal y de su problemática	2
I.3.	Organización del trabajo	5
II.	IMPLOSION	
II.1.	Introducción	7
II.2.	Modelos para la descripción del proceso de implosión	8
II.2.1.	Modelo de dos fluidos	8
II.2.2.	Modelos híbridos	11
III.	EQUILIBRIO Y ESTABILIDAD	
III.1.	Equilibrio de un theta pinch lineal	21
III.2.	Estabilidad	27
III.2.1.	Inestabilidades de intercambio	27
III.2.2.	Inestabilidades resistivas	30
III.2.3.	Inestabilidades rotacionales	32
IV.	PROCESOS DE PERDIDAS Y MECANISMOS DE TAPONAMIENTO	
IV.1.	Introducción	36
IV.2.	Modelos de pérdidas	37
IV.3.	Mecanismos de taponamiento	44
IV.3.1.	Espejos magnéticos	44
IV.3.2.	Tapones de materiales sólidos	47
IV.3.3.	Gases fríos	50
V.	CALENTAMIENTO	
V.1.	Introducción	53
V.2.	Calentamiento por ondas	54
V.3.	calentamiento por láser	55
V.4.	Calentamiento por haz de electrones	55
VI.	DISCUSION GENERAL Y CONCLUSIONES	57
	Lista de símbolos utilizados más frecuentemente	63
	REFERENCIAS	65

CURRENT STATE OF LINEAR THETA PINCH PLASMA PHYSICS

Abstract

The current state of linear theta pinch plasma physics is reviewed in order to determine the relevance of the different subjects under study and establish, on this basis, an initial program of research activities with the facility of CNEA's Nuclear Fusion Division.

Following consideration of the different possible operative geometries of a linear theta pinch, it is concluded that reversed magnetic field configurations are the most attractive in view of their ability for producing compact toroidal magnetic surfaces, which show favourable confinement properties, as well as for their connection with other toroidal systems, of interest for CNEA's future research plans. In particular, macroscopic stability and transport processes for reversed field configurations have been selected as the main lines of study, since they are crucial for the prospects of this concept and they cover, as well, a rich field of interest for basic and applied original research.

I. INTRODUCCION

I.1. Objeto del presente trabajo

El theta pinch lineal es uno de los sistemas más atractivos para la producción de plasmas de interés termonuclear, ya que permite alcanzar una alta densidad y una alta temperatura iónica con un factor de confinamiento, beta, próximo a la unidad. Las perspectivas del theta pinch lineal clásico como potencial reactor de fusión están limitadas, fundamentalmente, por el problema de pérdidas de plasma por los extremos; sin embargo, la posibilidad de generar estructuras toroidales compactas con un theta pinch lineal ha reactivado recientemente el interés en este tipo de sistemas, ya que la obtención de una configuración con líneas magnéticas cerradas virtualmente elimina el problema de pérdidas antes mencionado.

Independientemente de las consideraciones efectuadas, el amplio espectro de actividades en física de plasmas a un nivel básico y formativo que pueden encararse con un theta pinch lineal de modestas dimensiones y energía, y su relativa simplicidad constructiva, hacen que el mismo sea un sistema interesante para una etapa inicial de trabajo orientada al problema de la fusión nuclear en la que se requiera formar un grupo de profesionales adecuadamente capacitado con un mínimo esfuerzo tecnológico y económico. En particular, la posibilidad de generar plasmas caracterizados por una concentración de cargas $n \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, una temperatura iónica $T_i \sim 1\text{-}10 \text{ keV}$, y una temperatura electrónica $T_e \gtrsim 300 \text{ eV}$, con valores de inducción magnética $B \gtrsim 10 \text{ kG}$ y producción de neutrones de fusión (de utilizarse deuterio como gas de trabajo), permite la introducción de investigadores al manejo de múltiples técnicas de diagnóstico y al estudio de aspectos básicos de la física de plasmas, tales como mecanismos de transporte y calentamiento, dinámica de iones y electrones, microinestabilidades, equilibrio y estabilidad MHD y topología del campo magnético de confinamiento. Estos estudios son también relevantes, y por lo tanto de interés, para otros sistemas más desarrollados utilizados en fusión nuclear, tales como tokamaks, pinches toroidales y espejos magnéticos.

La diversidad y extensión de los posibles temas de estudio con un theta pinch lineal presenta un primer problema a resolver cuando se intenta elaborar un plan concreto de trabajo, relevante al problema de la fusión nuclear, que sea significativo desde el punto de vista de capacitación de personal y de los posibles aportes originales que puedan realizarse al co-

nocimiento de la línea de investigación elegida.

El presente trabajo tiene por objeto evaluar el estado de las investigaciones a nivel internacional sobre aspectos de física de plasmas que son característicos del theta pinch lineal, a fin de determinar una o más líneas de trabajo que sean de interés, desde el punto de vista antes indicado, para su estudio con el theta pinch lineal de la División Fusión Nuclear de la CNEA.

I.2. Breve descripción de un theta pinch lineal y de su problemática.

El concepto del theta pinch lineal data de los comienzos del programa de fusión nuclear, alrededor de 1950, y está ilustrado esquemáticamente en la Fig. 1. La espira, que puede tener desde unos pocos centímetros a varios metros de longitud de acuerdo al diseño de la máquina, aloja en su

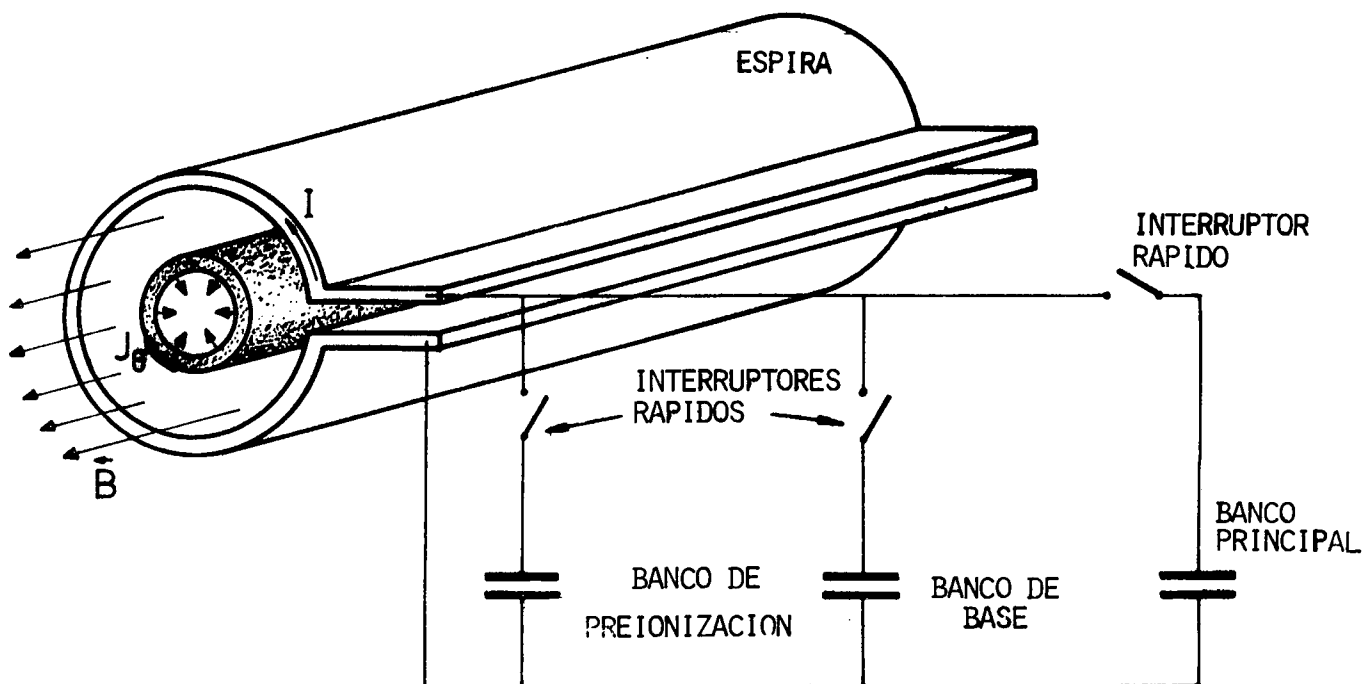


Fig. 1. Esquema de un theta pinch lineal.

interior un gas de trabajo a baja presión, contenido en un tubo estanco de cuarzo o vidrio pyrex. El diámetro de la espira es usualmente de 10-40 cm. La espira está conectada a una fuente de poder capacitiva a través de un conector rápido (spark-gap); típicamente, la energía almacenada en el banco de capacitores es del orden de algunas decenas de kilojoules, a una tensión de 40-100 kV. A efectos de utilizar la energía almacenada en el banco de capacitores con máxima eficiencia, es usual preionizar el gas de trabajo en base a la descarga de un banco auxiliar de capacitores, conectado a la espira en paralelo con el banco principal. En adición, también es frecuente producir una magnetización inicial de "base", con anterioridad a la preionización, utilizando otro banco auxiliar de capacitores. Cuando la magnetización de base es antiparalela a la producida por la descarga del banco principal, es posible alcanzar una temperatura iónica considerablemente mayor que en el caso de campos de igual sentido. Además, la existencia de un campo antiparalelo en el interior del plasma da lugar a la ruptura y reconexión de líneas de inducción magnética con la formación de superficies magnéticas cerradas, de geometría toroidal, que mejoran las características de confinamiento del sistema.

La descarga de los tres bancos se produce de acuerdo a una secuencia temporal determinada, que tiende a optimizar el proceso de compresión y calentamiento del plasma. El disparo del banco de base es seguido por el del banco de preionización, condicionando el plasma así producido para el disparo del banco principal. Cuando se descarga este último, circula por la espira una corriente de algunos cientos de kiloamperes, la que induce en su interior un campo magnético axial que crece rápidamente.

La variación del campo magnético en el tiempo sigue la forma de onda de corriente en la espira, que típicamente es una oscilación periódica amortiguada, característica de un circuito LRC, con un período de 1-10 microsegundos. Es usual, no obstante, cortocircuitar la espira una vez alcanzado el valor máximo del campo magnético, lo que ocurre al término del primer cuarto de período de la onda de corriente, con lo que se consigue mantener el flujo magnético en el plasma por un tiempo del orden del tiempo de decaimiento resistivo de la corriente en la espira (algunas decenas de microsegundos). La técnica de cortocircuitado indicada ("crowbarring") es de interés para el estudio de pérdidas de energía y de plasma por los extremos del pinch y para estudios de estabilidad macroscópica.

El campo magnético variable produce una corriente eléctrica azi-

mutal en la periferia del plasma, de densidad J_θ , y la interacción entre esta corriente y el campo magnético de inducción $\bar{B}$ crea una fuerza centrífuga $(\bar{J}_\theta \times \bar{B})/c$, por unidad de volumen, que actúa sobre la lámina de corriente y produce su convergencia hacia el eje de simetría de la espira. En su movimiento, la lámina de corriente se comporta como un pistón magnético y produce la estricción (efecto pinch) de la columna de plasma, elevando su densidad y temperatura a valores termonucleares.

El proceso descrito está caracterizado por dos fases diferentes, cada una de las cuales está dominada por distintos procesos y que, en su conjunto, caracterizan la problemática del theta pinch desde el punto de vista de la física del plasma. A modo de introducción, definiremos las fases indicadas y sus aspectos salientes, que serán tratadas en mayor extensión en los capítulos siguientes.

i) Fase de implosión

Esta es una etapa dinámica en la evolución del pinch, caracterizada por el rápido avance de la lámina de corriente hacia el eje de la columna de plasma, con velocidades del orden de 10^8 cm/seg. Las cargas eléctricas son aceleradas radialmente en la lámina de corriente y adquieren una energía cinética considerable en esa dirección, que puede alcanzar algunos keV en el caso de los iones. La energía unidireccional adquirida inicialmente tiende luego a redistribuirse entre los restantes grados de libertad translacionales, con lo que el plasma se termaliza. En el caso de plasmas de muy alta densidad y baja temperatura, los procesos colisionales son fundamentalmente los responsables del proceso de termalización. No obstante, en muchos casos de interés, el tiempo entre colisiones de los iones es mayor que el tiempo característico del experimento, por lo que los iones pueden considerarse no-colisionantes. En este caso, el proceso de termalización resulta del desarrollo de distintas microinestabilidades que crean un estado general de turbulencia en el plasma que favorece la equipartición de energía.

El conocimiento detallado de los mecanismos que entran en juego en este caso y la formulación de modelos físicos y desarrollo de los programas de cómputos correspondientes son los aspectos salientes de la problemática correspondiente a la fase de implosión.

ii) Fase de post-implosión

Completado el período dinámico implosivo, el plasma, ya termali-

zado, permanece confinado durante un cierto tiempo por efecto del campo magnético en la región central del tubo. Esta es esencialmente una fase quasi-estática, que se corresponde con una variación más lenta del campo magnético de confinamiento, al aproximarse la corriente a su valor pico. Como se indicó anteriormente, el tiempo de duración de esta etapa y el desarrollo de los procesos físicos relevantes en la misma están condicionados por la ley de variación del campo magnético a partir del momento en que éste alcanza su valor máximo, según se cortocircuite o no la espira del theta pinch.

Durante esta fase, el plasma alcanza su máxima densidad y temperatura en base a la lenta compresión magnética. Los problemas dominantes de la misma son las pérdidas de energía por conductividad térmica electrónica y, fundamentalmente, por fuga de plasma por los extremos abiertos del pinch, y las condiciones de equilibrio y estabilidad macroscópica del plasma confinado. Esto último se manifiesta particularmente en el caso de sistemas de gran longitud, en los que las pérdidas por los extremos no son un factor dominante y es posible alcanzar tiempos de confinamiento más largos que el tiempo característico de crecimiento de la inestabilidad. Los aspectos indicados caracterizan la problemática relevante correspondiente a la fase de post-implosión.

Además de los temas básicos de estudio ya indicados, existen otros aspectos importantes vinculados con el concepto theta pinch, que surgen al considerar las limitaciones de los sistemas actuales como potenciales reactores de fusión. Dejando de lado temas de naturaleza estrictamente tecnológica (problemas de materiales, diseño de la camisa del reactor, balance energético del reactor, desarrollo de fuentes de poder inductivas reversibles de alta eficiencia) puede identificarse un aspecto de interés vinculado estrechamente con la física del plasma, que es el de los métodos alternativos o complementarios de calentamiento del plasma, tales como calentamiento por láser o por ondas magnetohidrodinámicas. Este tema será discutido también en el presente informe.

I.3. Organización del trabajo

En los primeros capítulos de este trabajo, se analizará el estado de las investigaciones sobre física del plasma para sistemas de tipo theta pinch lineal, a fin de disponer de un panorama de referencia suficientemente claro y actualizado de cual es el grado de conocimiento alcanzado a

nivel internacional en las líneas de trabajo más relevantes al momento.

En particular, el capítulo II está dedicado a la fase de implosión, analizándose los modelos teóricos planteados para explicar el comportamiento de la lámina de corriente y los procesos de termalización del plasma. En el capítulo III se tratan los problemas relacionados con la descripción del equilibrio de las distintas configuraciones de campo magnético en que puede operar un theta pinch y se discuten las inestabilidades macroscópicas observadas en las experiencias realizadas. El capítulo IV está dedicado al análisis de los procesos de pérdidas por los extremos, de los posibles mecanismos para disminuirlas y de la influencia de estas últimas sobre el comportamiento del plasma. En el capítulo V se discuten brevemente los estudios en curso referentes a métodos adicionales de calentamiento. Finalmente, la discusión general y conclusiones se presentan en el capítulo VI.

En todas las ecuaciones de este trabajo se ha utilizado consistentemente el sistema de unidades cgs gaussiano no racionalizado, si bien en algunos casos se ha preferido, por una cuestión de tradición, citar valores de temperatura en eV, de energía en joules y de tensión en volts, al hacer referencia a los mismos en forma aislada. En la pag. 63 se definen los símbolos utilizados más frecuentemente en el texto. Por último, salvo mención expresa, se ha utilizado el sistema de coordenadas cilíndricas z , r , θ , en virtud de la simetría axial del theta pinch, en donde z se refiere a la coordenada medida sobre el eje de simetría del pinch, r a la coordenada radial sobre su sección transversal y θ a la coordenada angular medida sobre dicha sección.

La presente revisión cubre la literatura publicada hasta setiembre de 1980.

II. IMPLOSION

II.1. Introducción

El estudio de la estructura de la lámina de corriente, y su interacción con el plasma durante la etapa de implosión de un theta pinch lineal, ha sido objeto de numerosos trabajos, tanto teóricos como experimentales⁽¹⁻¹⁹⁾. Como resultado de los mismos se ha llegado a la conclusión de que los procesos turbulentos asociados con microinestabilidades dominan el calentamiento y transporte de plasma durante esta fase. En general puede decirse que las microinestabilidades se producen cuando la función de distribución de velocidades de las partículas del plasma se aparta de la correspondiente al equilibrio termodinámico. En el caso de un theta pinch lineal esto se produce por la existencia de una velocidad azimutal relativa de arrastre entre iones y electrones, debida al gradiente radial de la inducción magnética, $\frac{\partial B_z}{\partial r}$, donde B_z indica el módulo del vector inducción en la dirección axial z . La velocidad de arrastre, V_d , está dada por:

$$V_d = V_{e\theta} - V_{i\theta} = \frac{c}{4\pi en} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (1)$$

donde V_θ es el módulo de la velocidad azimutal de las cargas (los subíndices e, i indican electrón e ión respectivamente), c la velocidad de la luz y n la concentración de cargas. En la notación de velocidades en lo que sigue del texto, se indicará con $\bar{V}$ a la velocidad media de las cargas y con $\tilde{v}$ a su velocidad instantánea.

Dependiendo del valor de V_d pueden desarrollarse distintas microinestabilidades (Buneman, ion-acoustic, lower hybrid-drift, etc.) que, por ser V_d función de la posición, pueden dominar en diferentes posiciones radiales. Las componentes turbulentas del campo eléctrico $\bar{E}$ y de la inducción magnética $\bar{B}$ producidas por las microinestabilidades, que denominamos $\delta\bar{E}$ y $\delta\bar{B}$ respectivamente, interactúan en forma no lineal con las partículas del plasma. Como resultado de esta interacción se reduce la energía libre que alimenta a la microinestabilidad, produciéndose así una disminución de V_d y un calentamiento turbulento de iones y electrones.

Los efectos de las microinestabilidades y de la turbulencia inducida por las mismas (mayor temperatura iónica, mayor ancho y velocidad de penetración del pistón magnético) son equivalentes a los producidos por un aumento de la resistividad del plasma. Por lo tanto, es usual hablar de

"resistividad anómala" para referirse a este fenómeno.

II.2. Modelos para la descripción del proceso de implosión

II.2.1. Modelo de dos fluidos

Los primeros esfuerzos para incluir en forma autoconsistente los efectos de las microinestabilidades en la descripción de la implosión de un theta-pinch lineal fueron realizados por Liewer y Krall^(10,11). El tratamiento parte de las ecuaciones de Vlasov-Maxwell, que proporcionan una descripción correcta de un plasma no colisionante:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} \left(\bar{E} + \frac{\bar{v} \times \bar{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{v}} \right\} f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) = 0$$

$$\bar{v} \times \bar{B}(\bar{x}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int d\bar{v} \bar{v} f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \bar{E} = 4\pi \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int d\bar{v} f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) ; \quad \bar{v} \times \bar{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$$

donde $f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t)$ es la función de distribución correspondiente a la especie α (α : iones, electrones), q es la carga eléctrica de las partículas y m su masa. La inclusión de los fenómenos turbulentos se realiza descomponiendo la función de distribución y los campos en la suma de una parte media (suavemente variable) más una pequeña perturbación que representa la turbulencia. Suponiendo solamente perturbaciones electrostáticas resulta:

$$f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) = f_{\alpha}^{\circ}(\bar{x}, \bar{v}, t) + \delta f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) \quad (3)$$

$$\bar{E}(\bar{x}, t) = \bar{E}^{\circ}(\bar{x}, t) + \delta \bar{E}(\bar{x}, t) \quad \bar{B}(\bar{x}, t) = \bar{B}^{\circ}(\bar{x}, t)$$

Definiendo $\langle \rangle$ como un promedio espacial sobre una escala de longitud microscópica (fluctuación) que es pequeña comparada con la escala de variación espacial de las magnitudes macroscópicas del plasma, se obtiene:

$$\langle f_{\alpha} \rangle = f_{\alpha}^{\circ} \quad \langle \delta f_{\alpha} \rangle = 0$$

$$\langle \bar{E} \rangle = \bar{E}^{\circ} \quad \langle \delta \bar{E} \rangle = 0$$

Sustituyendo las magnitudes así definidas en las ecuaciones de Vlasov-Maxwell, despreciando términos de segundo orden en las perturbaciones y promediando se obtiene:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} \left(\bar{E}^{\circ} + \frac{\bar{v} \times \bar{B}^{\circ}}{c} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{v}} \right\} f_{\alpha}^{\circ} = - \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} \left\langle \delta \bar{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{v}} \delta f_{\alpha} \right\rangle \quad (4)$$

Puede observarse que el término de la derecha en la ecuación (4), que es el que da cuenta de la turbulencia, actúa como un término de colisión, en el sentido de que permite transferencia de momento y energía entre partículas.

Para obtener las ecuaciones que permitan calcular las magnitudes macroscópicas se utilizan los momentos de (4) y se efectúan varias aproximaciones:

i) En lugar de utilizar coordenadas cilíndricas se usa un sistema rectangular (Fig. 2) en el que se reemplaza la coordenada r por x y θ por y , quedando z sin variación.

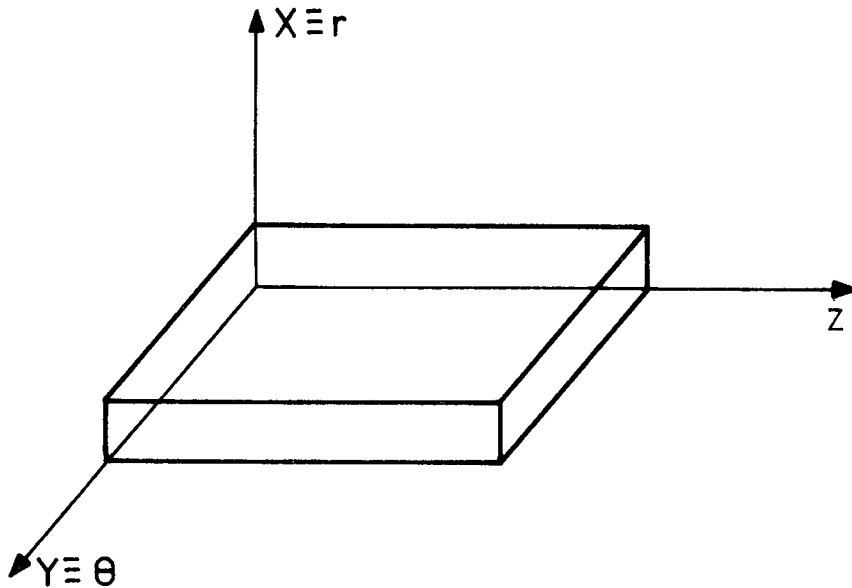


Fig. 2. Sistema de coordenadas utilizado en el modelo de Liewer y Krall⁽¹⁰⁾.

ii) Para poder cerrar el sistema de ecuaciones se supone que el cuarto momento de la función de distribución (tensor de flujo de calor) es cero y que el tensor de presiones es isótropo.

Definiendo la densidad, el flujo de partículas y la temperatura en la forma:

$$\begin{aligned}
 n_{\alpha}(\bar{x}, t) &= \int f_{\alpha}^{\circ}(\bar{x}, \bar{v}, t) d\bar{v} & \delta n_{\alpha}(\bar{x}, t) &= \int \delta f_{\alpha} d\bar{v} \\
 n_{\alpha} \bar{V}_{\alpha}(\bar{x}, t) &= \int f_{\alpha}^{\circ}(\bar{x}, \bar{v}, t) \bar{v} d\bar{v} \\
 \delta(n_{\alpha} \bar{V}_{\alpha}) &= \int \delta f_{\alpha}(\bar{x}, \bar{v}, t) \bar{v} d\bar{v} \\
 \frac{3}{2} n_{\alpha} k T_{\alpha}(\bar{x}, t) &= \frac{1}{2} m_{\alpha} \int (\bar{v} - \bar{V}_{\alpha})^2 f_{\alpha}^{\circ}(\bar{x}, \bar{v}, t) d\bar{v}
 \end{aligned} \tag{5}$$

donde k es la constante de Boltzmann, los momentos de la ecuación (4) resultan:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_{\alpha} V_{x\alpha}) &= 0 \\
 \frac{\partial}{\partial t} (n_{\alpha} V_{x\alpha}) + \frac{\partial}{\partial x} (n_{\alpha} V_{x\alpha} V_{x\alpha}) &= \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} (n_{\alpha} E_x + \frac{n_{\alpha} V_{y\alpha} B_z}{c}) - \frac{1}{m_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x} (n_{\alpha} k T_{\alpha}) \\
 \frac{\partial}{\partial t} (n_{\alpha} V_{y\alpha}) + \frac{\partial}{\partial x} (n_{\alpha} V_{y\alpha} V_{x\alpha}) &= \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} (n_{\alpha} E_y - \frac{n_{\alpha} V_{x\alpha} B_z}{c}) + \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} \langle \delta n_{\alpha} \delta E_y \rangle \\
 \frac{3}{2} k \left\{ \frac{\partial T_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (T_{\alpha} V_{x\alpha}) \right\} + \frac{1}{2} k T_{\alpha} \frac{\partial V_{x\alpha}}{\partial x} &= \left(\frac{q}{m} \right)_{\alpha} \langle \delta \bar{E} \cdot [\delta(n_{\alpha} \bar{V}_{\alpha}) - \bar{V}_{\alpha} \delta n_{\alpha}] \rangle
 \end{aligned} \tag{6}$$

Las ecuaciones (6), que corresponden a una descripción del plasma como fluido, deben integrarse numéricamente junto con las ecuaciones de Maxwell para los campos.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E_x}{\partial x} &= 4\pi \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha} & \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} \\
 -\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha} v_{y\alpha}
 \end{aligned} \tag{7}$$

La forma general de las ecuaciones (6) es la que corresponde a un fluido, pero aparecen términos adicionales que contienen los efectos de las microinestabilidades sobre las magnitudes macroscópicas del fluido. Los términos $\langle \delta n \delta E_y \rangle$ y $\langle \delta \vec{E} \cdot [\delta(n \vec{V}_{\alpha}) - \vec{V}_{\alpha} \delta n_{\alpha}] \rangle$ son responsables, respectivamente, de la resistividad y el calentamiento anómalos.

Una vez obtenidas las ecuaciones de fluidos el problema es determinar la contribución de cada microinestabilidad a los términos anómalos. Liewer y Krall^(10,11) incluyeron los efectos de tres microinestabilidades (Buneman, Ion-Acoustic, lower hybrid-drift) que se considera son las más importantes durante la etapa de implosión de un theta pinch.

II.2.2. Modelos híbridos

Si bien el modelo de Liewer y Krall, y otros que utilizan una descripción del plasma como fluido⁽¹²⁻¹⁴⁾ han tenido relativo éxito en la descripción de la implosión de un theta pinch, es evidente que un tratamiento de fluidos no incluye los efectos cinéticos producidos por la reflexión de los iones en el pistón magnético. El hecho de que un ión resulte o no reflejado al chocar con el pistón magnético depende de la altura de la barrera de potencial electrostático del pistón (producida por la separación de cargas) y de la velocidad relativa entre el ión y la barrera. Los electrones, por poseer una velocidad muy superior a la del pistón ($v_e/v_i = \sqrt{m_i/m_e}$), no se ven afectados por la reflexión. Debido a las reflexiones, en la zona interior al pistón habrá dos tipos de iones:

- i) Rápidos (los que han sufrido reflexiones en el pistón magnético).
- ii) Lentos (no han sufrido reflexiones y sólo tienen la velocidad térmica).

La mezcla de los iones reflejados con los "lentos" y su eventual termalización es de fundamental importancia en la determinación de la temperatura iónica final de equilibrio.

Para poder incluir los efectos de la reflexión de iones dentro de una descripción turbulenta de los procesos de transporte se han desarrollado modelos híbridos en los que se trata a los iones como partículas y a los electrones como fluido. Dentro de esta categoría se encuentran los códigos más recientes desarrollados por Sgro y Nielson⁽¹⁵⁾, Liewer⁽¹⁶⁾,

Chordura⁽¹⁷⁾ y Hamasaki et al.⁽¹⁸⁾. Estos modelos presentan diferencias importantes entre sí; los de Sgro y Nielson y de Chordura no emplean coeficientes de transporte turbulento calculados en forma autoconsistente, sino que incluyen los efectos de resistividad anómala en los electrones en forma fenomenológica y no consideran calentamiento anómalo de iones. Los modelos de Liewer y de Hamasaki et al., en cambio, incluyen la turbulencia en forma autoconsistente.

El modelo de Liewer⁽¹⁶⁾ utiliza el mismo sistema de coordenadas que aparece en la figura (2) y trata a los electrones como fluido^(10,11). Para describir el comportamiento de los iones se parte de la ecuación (4) y, suponiendo que no están magnetizados (válido para escalas de tiempo cortas comparadas con el período de Larmor), se obtiene:

$$\frac{\partial g}{\partial t} + v_x \frac{\partial g}{\partial x} + \frac{q}{m_i} E_x^\circ \frac{\partial g}{\partial v_x} = - \frac{q}{m_i} \langle \delta E_x \frac{\partial \delta g}{\partial v_x} \rangle \quad (8)$$

siendo

$$g(x, v_x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f^\circ dv_y \quad \delta g = \int_{-\infty}^{\infty} \delta f dv_y$$

Sustituyendo E_x° por su valor calculado a partir de las ecuaciones para electrones, se obtiene la siguiente ecuación de Vlasov para los iones:

$$\frac{\partial g}{\partial t} + v_x \frac{\partial g}{\partial x} + \frac{q}{m_i} \hat{E}_x^\circ \frac{\partial g}{\partial v_x} = - \frac{q}{m_i} \left\{ \langle \delta E_x \frac{\partial \delta g}{\partial v_x} \rangle - \frac{1}{n} \langle \delta E_x \delta n \rangle \frac{\partial g}{\partial v_x} \right\} \quad (9)$$

donde $\hat{E}_x^\circ$ es el campo eléctrico medio para el caso en que $\delta E_x = 0$. La ecuación (9) no se puede resolver porque se desconoce $\delta g(\bar{x}, \bar{v}, t)$; sin embargo, al no haber corriente radial tampoco habrá resistividad anómala en esa dirección y entonces se pueden despreciar los términos cuasilineales de (9), obteniéndose:

$$\frac{\partial g}{\partial t} + v_x \frac{\partial g}{\partial x} + \frac{q}{m_i} \hat{E}_x^\circ \frac{\partial g}{\partial v_x} = 0 \quad (10)$$

La ecuación (10) puede integrarse numéricamente para calcular luego los momentos de g necesarios.

Debe notarse que en las ecuaciones precedentes (9) y (10), sólo se ha tenido en cuenta la componente x (radial) de la velocidad de los iones, que es la que interviene en la reflexión; para la componente y (azimutal) se utilizan directamente los momentos de la ecuación (4) (o sea un tratamiento tipo fluido). De esta forma, desacoplando la evolución en v_x y v_y , el modelo puede incluir el calentamiento de iones en dirección x (debido a reflexiones en el pistón) y el calentamiento anómalo, debido a inestabilidades ion-electrón, en dirección y .

En la figura (3) pueden verse los resultados obtenidos utilizando el código de fluidos de Liewer y Krall⁽¹⁰⁾ y los del código híbrido de Liewer⁽¹⁶⁾. Los resultados correspondientes al código híbrido ilustran claramente el efecto de la reflexión de iones, ya que los gráficos muestran un aumento en la densidad de los iones (por encima de su valor inicial (n_0)) en zonas no alcanzadas por el pistón magnético. Por ejemplo, para $t = 300$ ns, cuando el pistón se encuentra a 6 cm del centro, el modelo híbrido predice una densidad de iones de $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ en el eje del pinch mientras que el de fluidos no indica variaciones respecto de la densidad inicial ($n_0 = 1,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) y muestra, en cambio, un máximo mucho más pronunciado justo delante del pistón magnético (debido al efecto de apilamiento). Otra diferencia importante es que mientras el modelo de fluidos predice una temperatura iónica de 300 eV, el híbrido da un valor de 3,5 keV.

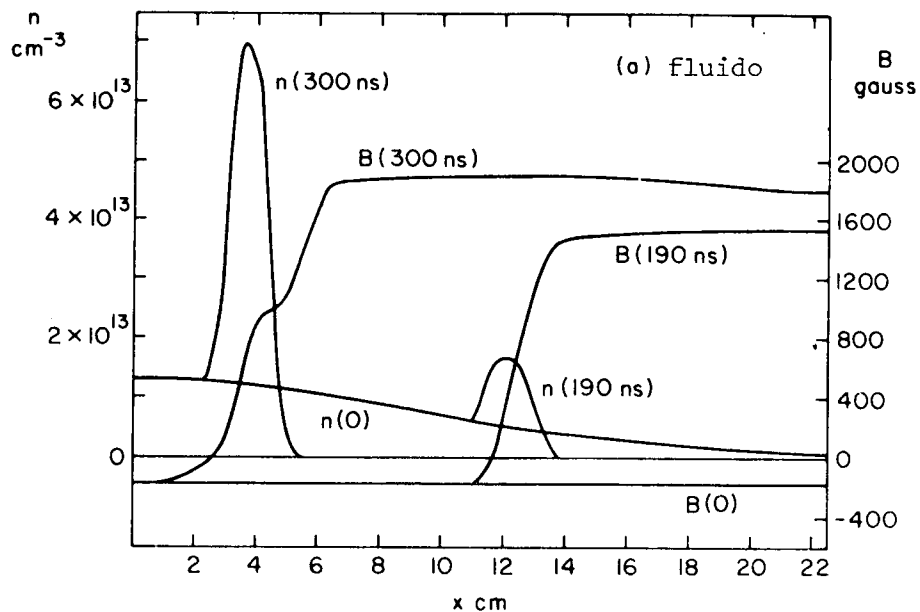


Fig. 3.a. Resultados obtenidos con el código de dos fluidos de Liewer y Krall.

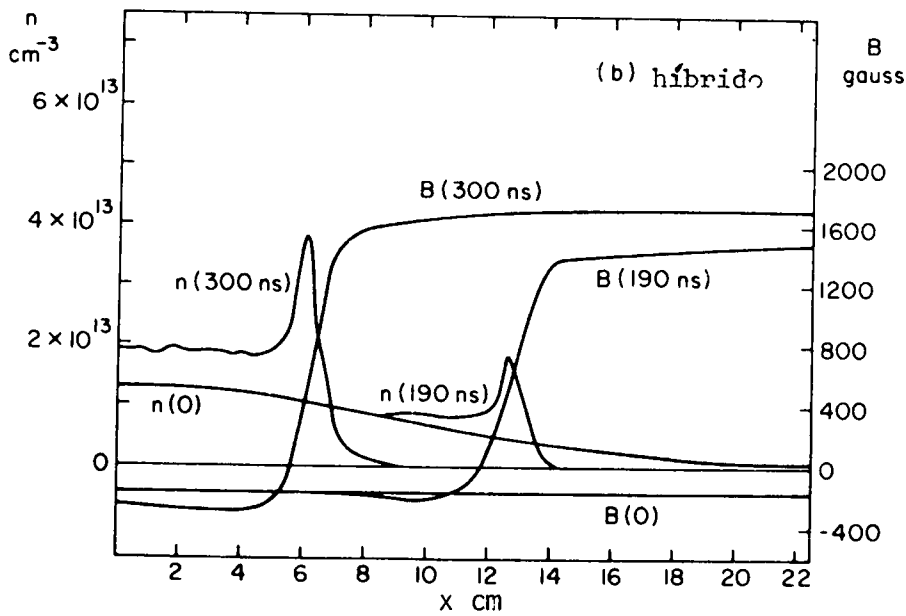


Fig. 3.b. Resultados obtenidos con el código híbrido de Liewer.

El código híbrido de Liewer ha sido aplicado a las experiencias realizadas con el theta-pinch de la Universidad de Maryland⁽¹⁹⁾ en dos regímenes de operación diferentes:

- i) Con el campo magnético de base antiparalelo al campo principal.
- ii) Con el campo magnético de base paralelo al campo principal.

En el caso de campo anti-paralelo se obtuvo un excelente acuerdo entre los valores calculados y medidos para el tiempo de llegada del pistón magnético al eje (en ambos casos resultó de 300 ns). Los cálculos realizados con el código dieron una velocidad de iones en dirección radial de $1,7 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, que corresponde a una energía dirigida de 28 keV. La energía de los iones (termalizada) calculada resultó de 8-9 keV mientras que la determinada experimentalmente, en base a datos de emisión de neutrones⁽²⁰⁾, fue $T_i > 10 \text{ keV}$. La relación de compresión obtenida con el código varía entre $n/n_0 \sim 3-4$ durante la implosión hasta un valor pico, cuando el pistón llega al eje, de $n/n_0 = 10$; los resultados experimentales dieron un valor $n/n_0 = 10$ en el eje.

En las experiencias con campo de base paralelo al principal el tiempo de llegada del pistón al eje, determinado experimentalmente, resultó de 150 a 200 ns mientras que el calculado fue de 210 ns. En los cálculos casi no se notan los efectos de la reflexión de iones en el pistón y esto se traduce en un escaso aumento de la densidad en la zona ubicada delante del pistón.

La menor cantidad de iones reflejados con respecto al caso de campo antiparalelo produce una gran diferencia en la temperatura iónica, ya que mientras en el caso antiparalelo se obtuvo una temperatura de 8-9 keV (con una distribución no termalizada), en el caso de campo paralelo esta resultó de 1-2 keV. Las diferencias observadas en el número de iones reflejados cuando se trabaja con el campo de base paralelo o antiparalelo al principal se deben a una variación en la altura de la barrera de potencial; sin embargo no existen hasta el presente tratamientos teóricos cuantitativos que expliquen este fenómeno y sólo pueden encontrarse análisis cualitativos parciales⁽¹⁶⁾.

El modelo híbrido de Hamasaki et al.⁽¹⁸⁾ es quizás el más completo de los desarrollados hasta el presente ya que, además de incluir los efectos turbulentos en forma autoconsistente, está planteado en geometría cilíndrica, y se ha demostrado que la geometría desempeña un papel significativo en la termalización de los iones reflejados. La trayectoria de los iones depende fuertemente de su velocidad azimutal; sólo iones con valores pequeños del momento angular pueden aproximarse al eje del pinch, y por lo tanto una velocidad azimutal elevada disminuye la longitud de la trayectoria que debe recorrer un ión antes de chocar nuevamente con el pistón y sufrir así reflexiones múltiples.

Para describir el movimiento individual de un ión genérico j según las coordenadas r y θ , Hamasaki et al. utilizan las siguientes ecuaciones:

$$m_i \frac{dv_r^j}{df} = q E_r + \frac{q v_\theta^j B}{c} + \frac{m_i (v_\theta^j)^2}{r^j} + \frac{\Delta v_r^j m_i}{\Delta t} \quad j = 1..N$$

$$m_i \frac{dv_\theta^j}{dt} = q E_\theta - \frac{q v_r^j B}{c} - m_i \frac{v_\theta^j v_r^j}{r^j} + \frac{\Delta v_\theta^j m_i}{\Delta t}$$
(11)

donde Δt es el intervalo de tiempo entre cada paso del cálculo numérico. Las correcciones a la velocidad Δv_r y Δv_θ se introducen para tomar en cuenta el calentamiento anómalo y la relajación entre las componentes radiales y axiales de la temperatura.

El modelo de Hamasaki et al. tiene la propiedad de que puede ser utilizado incluyendo a elección algunos o todos los términos que aparecen en las ecuaciones de movimiento de los iones. En la figura (4) pueden verse

los efectos de incluir o despreciar el término que toma en cuenta el calentamiento turbulento de los iones.

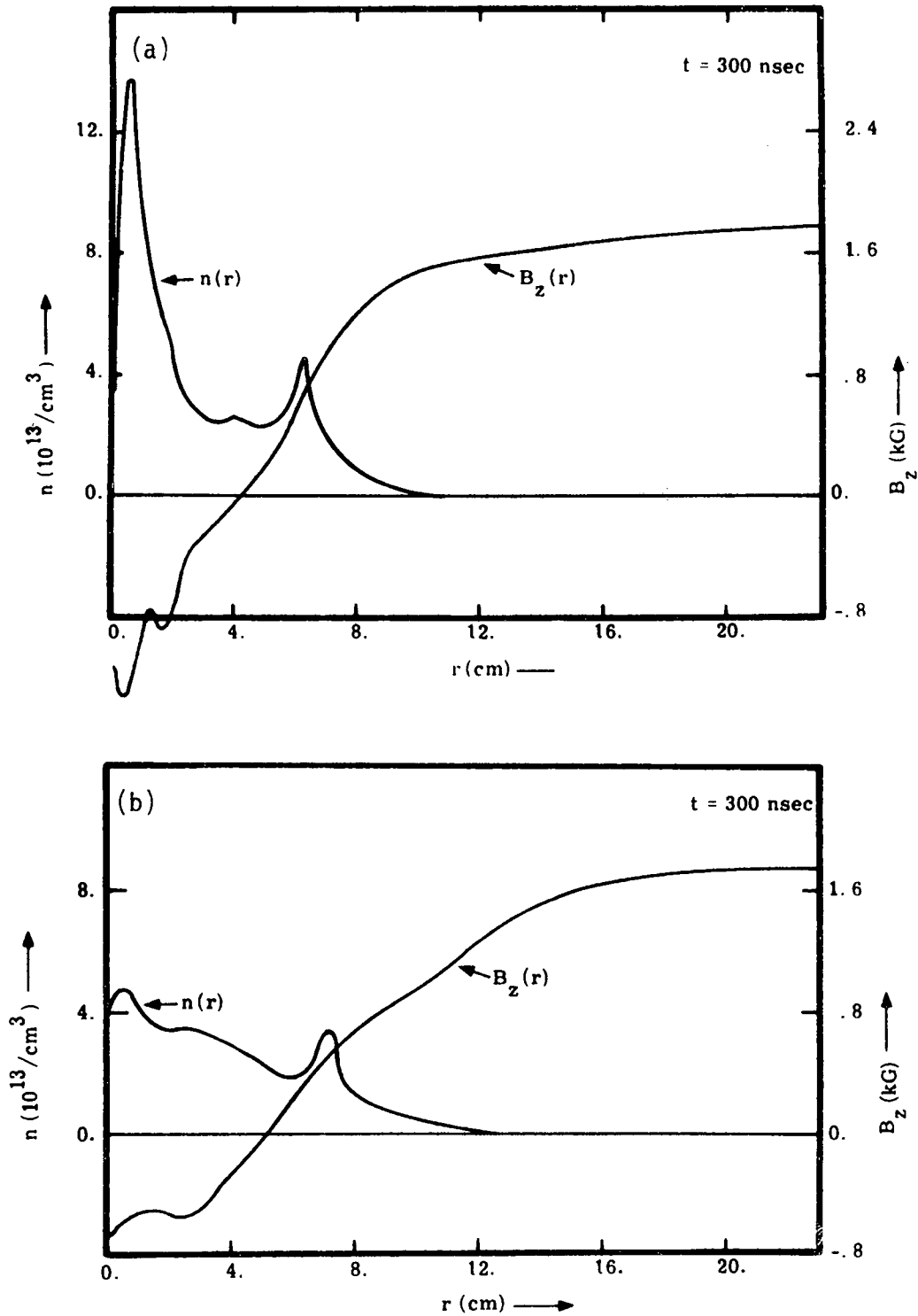


Fig. 4. Resultados obtenidos con el código de Hamasaki et al. sin incluir (a) e incluyendo (b) los efectos de calentamiento turbulento.

En la figura (5) puede verse el efecto que produce la no inclusión del término centrífugo (con lo que se está en las condiciones de la Ref.16) en las ecuaciones de movimiento de los iones.

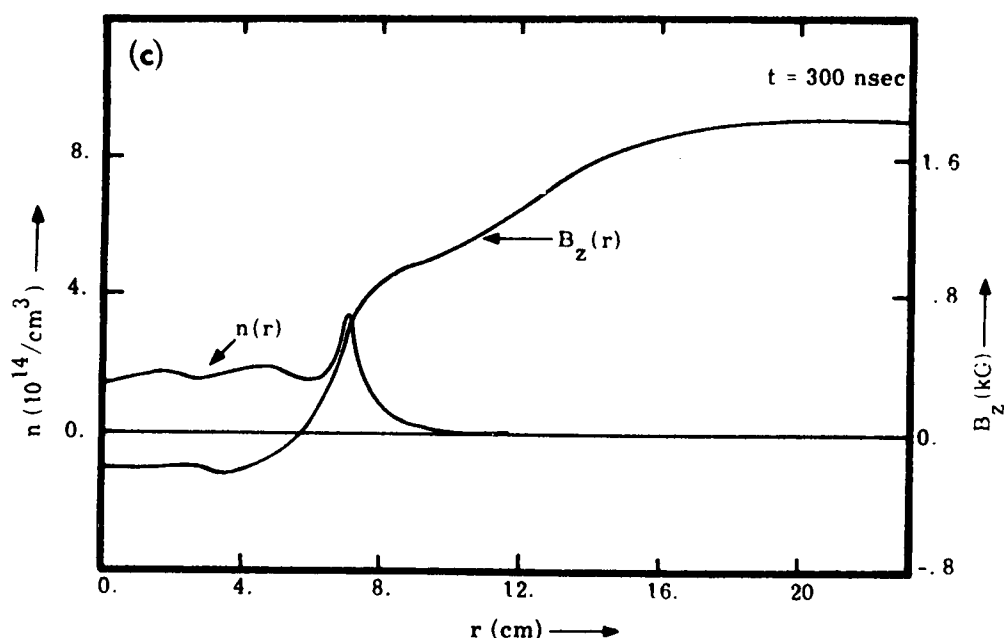


Fig. 5. Resultados obtenidos con el código de Hamasaki et al. considerando el calentamiento turbulento de iones pero sin incluir el término centrífugo.

Si comparamos los resultados obtenidos con el código de Hamasaki et al. (incluyendo todos los términos en las ecuaciones de movimiento de los iones) con los del modelo de Liewer, vemos que la diferencia fundamental entre ambos códigos se encuentra en la forma del perfil de densidad ya que con el de Liewer la densidad presenta un máximo delante de la posición del pistón y luego una distribución bastante uniforme; con el de Hamasaki et al., en cambio, si bien aparece un pico delante del pistón, se observa además un máximo más pronunciado en el eje y este efecto se debe fundamentalmente a la inclusión del término centrífugo. El perfil de campo magnético presenta también diferencias ya que con el modelo de Hamasaki et al. resulta más suave que con el de Liewer.

El código de Hamasaki et al. ha sido aplicado a los experimentos de calentamiento implosivo realizado en Los Alamos⁽²¹⁾. En estas experiencias se utilizó una combinación de alta densidad ($>10^{15} \text{ cm}^{-3}$) y alto valor del campo eléctrico ($>1 \text{ kV/cm}$) para producir un plasma particularmente den-

so calentado implosivamente. El acuerdo entre los valores experimentales y los de la simulación fue muy bueno; los resultados obtenidos en ambos casos pueden verse en la figura 6 a y b.

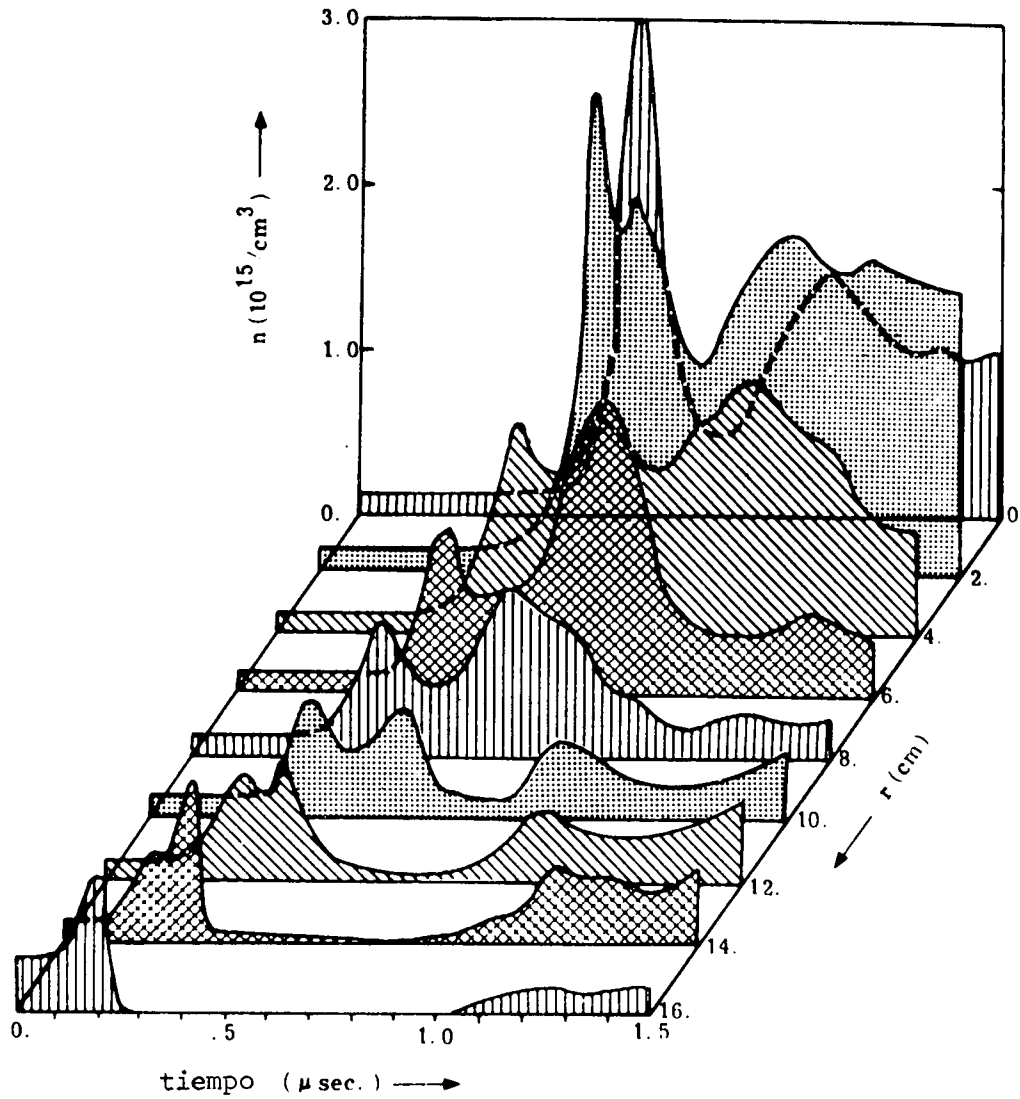


Fig. 6.a. Resultados obtenidos aplicando el código de Hamasaki et al. a las experiencias de calentamiento implosivo realizadas en Los Alamos⁽²¹⁾.

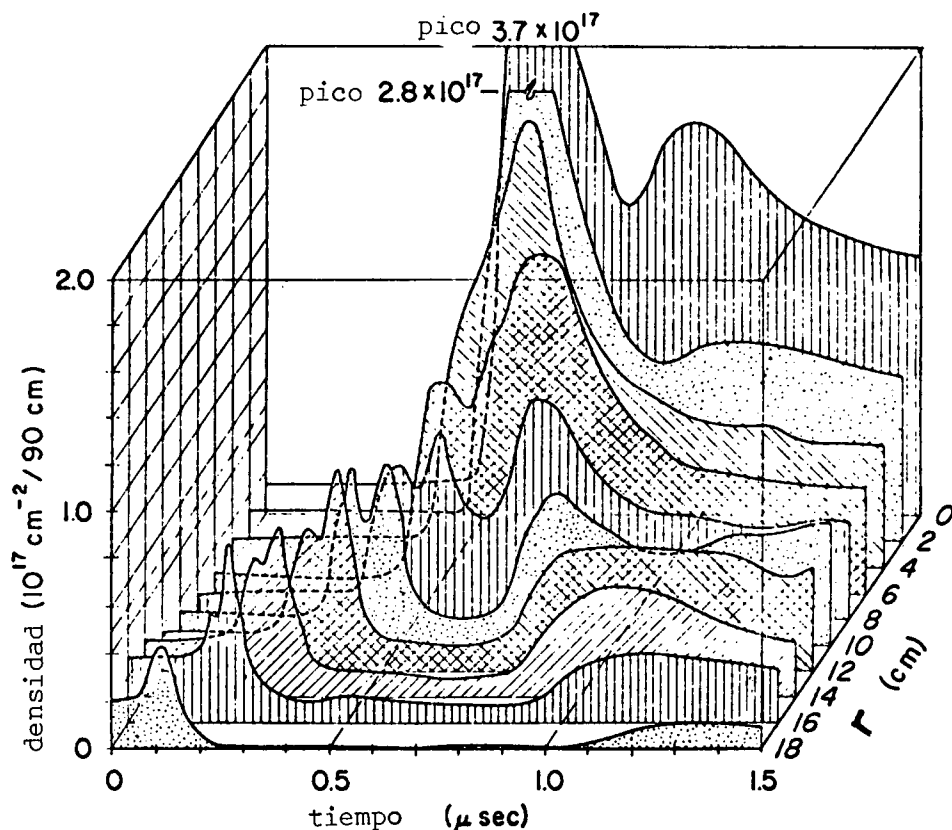


Fig. 6.b. Resultados experimentales obtenidos en las experiencias de calentamiento implosivo realizadas en Los Alamos (21). La densidad está dada como número total por cm^2 en los 90 cm de la columna de plasma.

Los iones reflejados comienzan a moverse delante del pistón magnético a $t \approx 0,3 \mu\text{s}$; a los $\sim 0,5 \mu\text{s}$ se tiene una distribución de densidad con 2 máximos, uno debido a los iones reflejados y otro a los atrapados delante del pistón. La velocidad del pistón magnético resulta de $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ tanto en el caso de la simulación como para los resultados experimentales; el frente de iones reflejados tiene, en la simulación, una velocidad de $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ (el doble de la del pistón) mientras que los valores experimentales dan una velocidad de $3,5 \times 10^7 \text{ cm/s}$. La mayor discrepancia radica en que en la simulación se obtiene (para los instantes iniciales, $t = 0,2 - 0,3 \mu\text{s}$) un pico de densidad más agudo, alrededor del pistón, de lo que indican los resultados experimentales.

Debe tenerse en cuenta que todos los modelos descriptos consideran una columna de plasma infinitamente larga y por lo tanto, ignoran por completo las pérdidas de partículas y energía por los extremos del pinch;

asimismo se ha considerado siempre que el campo magnético tiene sólo componente según z . La inclusión de estos procesos y de la componente radial de campo magnético en los modelos de implosión podría mejorar aún más el acuerdo entre los valores teóricos y experimentales.

III. EQUILIBRIO Y ESTABILIDAD

III.1. EQUILIBRIO DE UN THETA PINCH LINEAL

El estudio de los estados de equilibrio y su estabilidad es de fundamental importancia, ya que las inestabilidades macroscópicas pueden destruir el confinamiento y limitar así el tiempo de vida del plasma.

Un theta pinch lineal puede operar en tres configuraciones distintas, cada una de las cuales presenta características diferentes de equilibrio y estabilidad.

i) Cilindro infinito

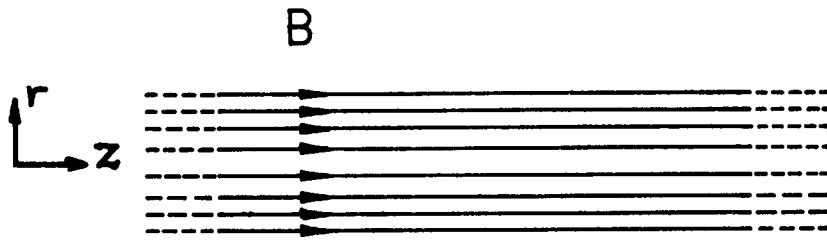
El sistema utiliza una espira de gran longitud en comparación con su radio y el campo de base es paralelo al principal. En este caso, el plasma tiende a comportarse como una columna infinita, confinada radialmente por un campo magnético axial B_z que depende solo de r (fig. 7 a); la configuración se denomina de tipo abierto y es el modo clásico de operación de un theta pinch.

ii) Con espejos magnéticos

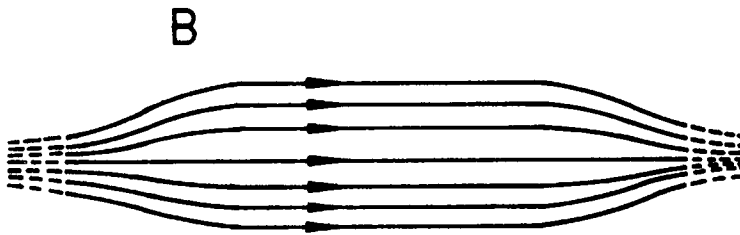
Si el theta-pinch tiene espejos en los extremos (bumpy theta-pinch), las líneas magnéticas se curvan (particularmente en la región de los espejos) y por lo tanto el campo tiene componentes axial y radial que dependen de r y z (fig. 7 b). Los espejos se usan esencialmente para reducir las pérdidas por los extremos y aumentar así el tiempo de vida del plasma. Esta configuración es también de tipo abierto.

iii) Con campo invertido

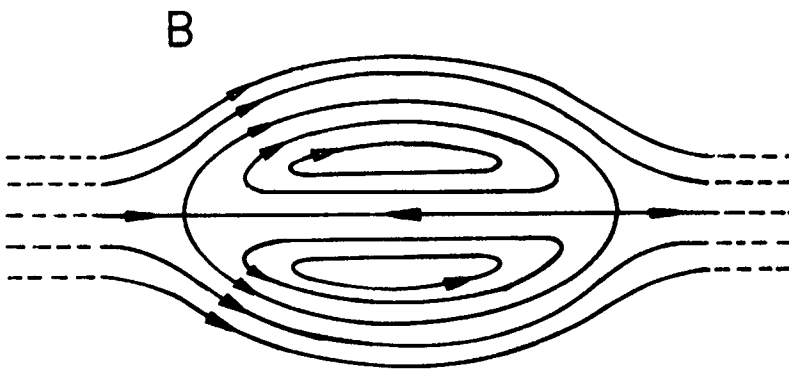
Si se opera con campo magnético de base antiparalelo al principal, las líneas magnéticas de los dos campos pueden reconectarse, dando origen a configuraciones magnéticas de tipo cerrado y geometría toroidal, denominadas de campo invertido, que tienen buenas características de confinamiento (fig. 7 c). El interés por estas estructuras ha aumentado notablemente en los últimos tiempos, debido a que presentan la posibilidad de lograr configuraciones compactas, de alto beta y largo tiempo de confinamiento. Las pérdidas por los extremos, características de los sistemas abiertos, son prácticamente eliminadas y permanecen solamente las pérdidas debidas a procesos difusivos o de inestabilidad.



(a)



(b)



(c)

Fig. 7. Ejemplos de configuraciones magnéticas en un theta pinch lineal: a) tipo cilindro infinito; b) tipo espejo magnético; c) tipo cerrado con campo invertido.

Hay evidencia experimental de que en el estado de equilibrio, la columna de plasma no se encuentra en reposo sino rotando azimutalmente⁽²²⁻²⁵⁾, con un período del orden del microsegundo. Tal rotación parece aumentar durante la evolución del pinch y puede causar inestabilidades. Hasta el momento no hay mediciones muy precisas de las características de esta rotación ni de su distribución radial aunque se supone que la viscosidad del plasma es suficiente como para amortiguar eventuales cizallamientos en la velocidad angular en tiempos breves comparadas con la duración del experimento. De tal modo, en las ecuaciones que describen el plasma, generalmente la rotación es considerada de tipo rígido, es decir, con velocidad angular radialmente uniforme.

Existen diferentes modelos teóricos para el análisis del equilibrio en theta pinches; en términos generales, puede decirse que no existe un único modelo que pueda describir todos los casos de interés práctico, sino que existen modelos parciales que se aplican a determinadas condiciones experimentales. Así, por ejemplo, existen tratamientos para el caso en que la rotación del plasma pueda despreciarse (esta hipótesis es razonable en el caso de plasmas de alta temperatura, para los cuales la energía asociada a la rotación es mucho menor de la energía térmica del plasma), cuyas soluciones difieren según la configuración particular del pinch y el grado de aproximación deseado. En el caso de tenerse en cuenta la rotación del plasma (esto es importante para el estudio de las inestabilidades rotacionales), sólo existen soluciones para el caso particular de la configuración de cilindro infinito.

La comparación entre resultados teóricos y experimentales correspondientes a las variables de equilibrio es de importancia relativa en la evaluación de las soluciones teóricas, dado que quedan siempre algunos parámetros que pueden ajustarse de manera de reproducir con buena aproximación los datos experimentales. Por otra parte, dichos datos presentan errores considerables, lo que dificulta aún más la evaluación. La importancia de las soluciones teóricas del equilibrio, reside en el hecho de que las mismas pueden ser usadas para el estudio de la estabilidad y procesos de transporte.

El punto de partida para los distintos análisis teóricos del problema del equilibrio en theta pinches es la ecuación de balance de fuerzas en el plasma, que considera al mismo como un fluido perfectamente conductor. Independientemente del tipo de configuración del pinch, esta ecuación se es-

cribe:

$$-\hat{e}_r \rho \Omega^2 r = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \bar{B} \cdot \nabla \bar{B} \quad (12)$$

En (12), $\rho(r, z)$ es la densidad del plasma, $p(r, z)$ la presión cinética, $\bar{B} = B_r(r, z) \hat{e}_r + B_z(r, z) \hat{e}_z$ el campo magnético y $\Omega(r, z)$ la frecuencia de rotación del plasma. El miembro de la izquierda representa la fuerza centrípeta debida a la rotación y en el derecho están los términos de balance entre la presión cinética y la magnética y los efectos de curvatura de campo. Para resolver (12), se necesita una ecuación de estado que relacione ρ y p y, además, algunas hipótesis sobre la dependencia espacial de tres de las cuatro incógnitas restantes (p, Ω, B_z, B_r).

En caso de rotación débil, se puede despreciar el término de fuerza centrípeta en (12), e introduciendo la función de flujo magnético axial, ψ :

$$\psi(r, z) = 2\pi \int_0^r r B_z(r, z) dr$$

y dado que la presión depende solo de ψ ⁽²⁶⁾, se puede obtener la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \psi + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi = -16\pi^3 c^2 r \frac{dp}{d\psi} \quad (13)$$

Las componentes del campo magnético pueden ser determinadas a partir de ψ .

$$B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial r} \psi \quad B_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial z} \psi$$

La (12) se puede resolver haciendo una hipótesis sobre $p(\psi)$. En general, se utiliza un desarrollo de p en serie de potencias. Truncando el desarrollo en el término en ψ^2 , se pueden hallar fácilmente soluciones analíticas; si se consideran potencias superiores, debe recurrirse a métodos numéricos de solución⁽⁴²⁾. Soluciones de la (12) que no dependen de z pueden ser utilizadas para describir configuraciones de tipo cilindro infinito y soluciones con dependencia en r y z pueden describir equilibrios cerrados, con campo invertido⁽²⁷⁻²⁹⁾. Por otra parte, equilibrios de tipo

espejo magnético se pueden obtener como combinación lineal de una solución tipo cilindro infinito con una de tipo cerrado.

Para el caso particular de pinches uniformes según z , se han incluido los efectos de rotación utilizando una descripción de Vlasov para el plasma, considerando que iones y electrones rotan con velocidades angulares Ω_i y Ω_e que no dependen de r . Este modelo, conocido como rotor de perfil rígido⁽³⁰⁻³⁵⁾, supone entonces que el plasma rota como un cuerpo rígido con momento angular total dado por:

$$L = \int_{\text{volumen plasma}} d\bar{x} r^2 (m_i \Omega_i + m_e \Omega_e) \quad (14)$$

Generalmente se supone que las temperaturas de las especies son constantes y que la densidad de carga es nula; de este modo se obtiene la siguiente expresión para la densidad (supuesta igual para las dos especies):

$$n = \frac{n_o \operatorname{sech}^2 (\xi + \xi_o)}{\operatorname{sech}^2 \xi_o} ; \quad n_o = n(r = 0) \quad (15)$$

y para B_z :

$$B_z = B_o \{ \gamma + (1 - \gamma) \tanh (\xi - \xi_o) \} \quad (16)$$

donde

$$\xi = \frac{r^2}{r'^2} \quad r' = \frac{4c}{eB_o} \frac{(T_e + T_i)}{(\Omega_e - \Omega_i)(1 - \gamma)}$$

$$\xi_o = \pm \left\{ 1 - \frac{8 \pi n_o (T_e + T_i)}{B_o^2 (1 - \gamma)^2} \right\}^{1/2}$$

$$\gamma = \frac{c (m_e \Omega_e^2 + m_i \Omega_i^2)}{e B_o (\Omega_e - \Omega_i)}$$

siendo B_o el campo exterior al plasma. De acuerdo al signo de ξ_o se pueden describir situaciones con campo de base paralelo o antiparalelo al principal. Los valores de Ω_i y Ω_e se determinan en base a datos experimentales, o bien, en caso de no disponerse de estos, se eligen de manera de lograr acuerdo con

los perfiles medidos. Este tipo de solución ha sido empleada en varios trabajos teóricos sobre estabilidad, por su sencillez y buen acuerdo con las experiencias (Fig. 8,9).

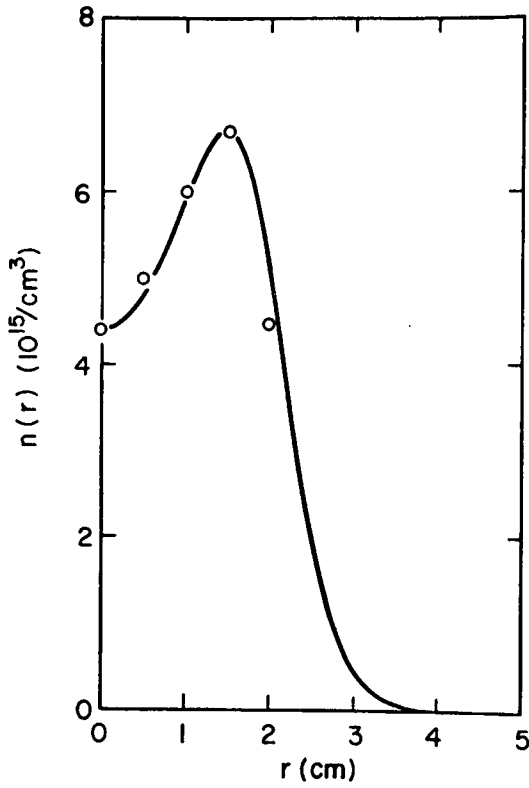


Fig. 8. Comparación entre datos experimentales (círculos) y teóricos (línea llena) de la densidad en un theta-pinch con campo invertido. Parámetros teóricos: $n_0 = 4.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 9.75 \text{ kG}$, $T_e + T_i = 240 \text{ eV}$, $\Omega_i = -7.7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ y $\Omega_e = -4.1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

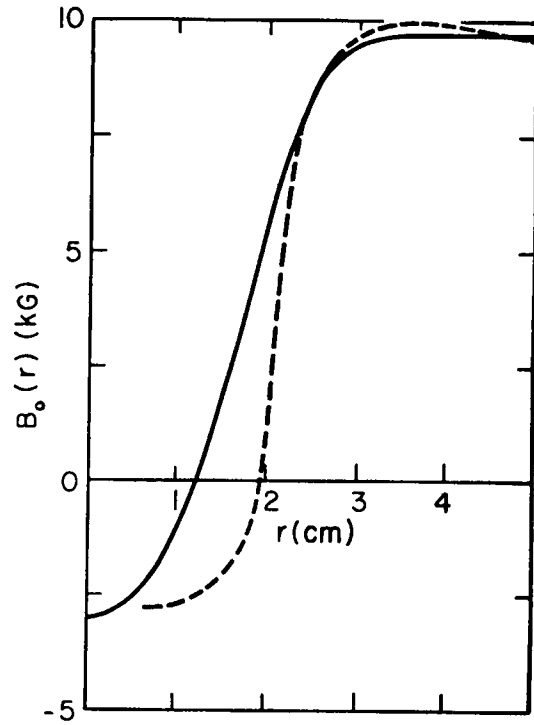


Fig. 9. Comparación entre datos experimentales (línea de trazos) y teóricos (línea llena) del campo magnético axial en un theta-pinch con campo invertido. Parámetros teóricos: los mismos de la Fig. 8.

III.2. ESTABILIDAD

En las experiencias con theta pinches, aparecen esencialmente tres tipos de inestabilidades macroscópicas:

- i) Inestabilidades de intercambio (flutes), que pueden aparecer en los sistemas con espejos o de campo invertido.
- ii) Inestabilidades resistivas (tearing modes), que se presentan cuando se opera con campo de base antiparalelo al principal.
- iii) Inestabilidades rotacionales, debidas al campo de velocidades azimutales del plasma, que aparecen en todos los tipos de configuraciones.

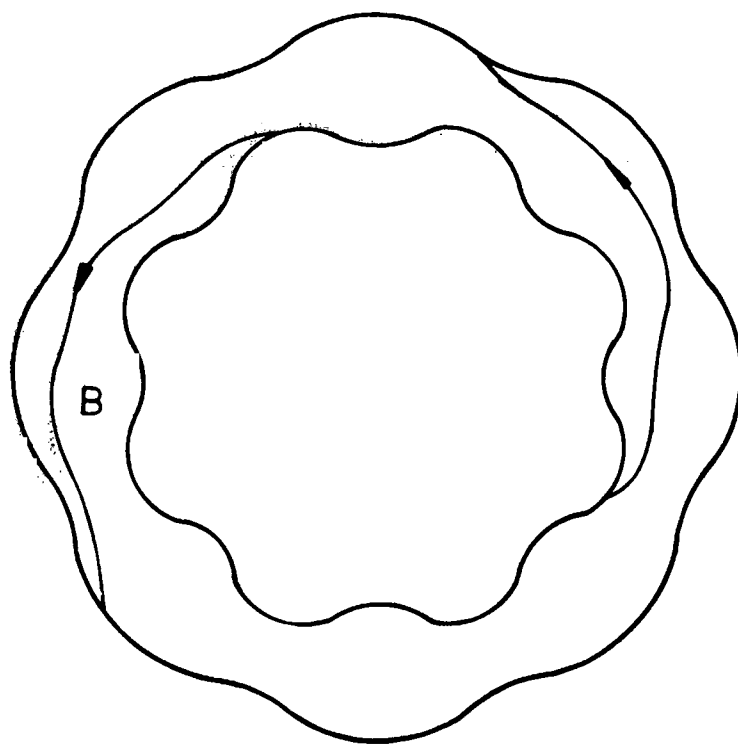
Para estudiar las inestabilidades, generalmente se considera la variación de la energía potencial del sistema (plasma más campo magnético) producida por un campo de desplazamientos infinitesimales, del tipo $\xi = \bar{\xi}(r) e^{i(\omega t + m\theta + \kappa z)}$ (ω es la frecuencia temporal de la perturbación, m es el número de onda azimutal y $\kappa = 2\pi/\lambda$, donde λ es la longitud de onda de la perturbación según z), alrededor de la posición de equilibrio. Si la variación de energía potencial es negativa el sistema es inestable. En ciertos casos, linealizando las ecuaciones de movimiento del plasma y las de Maxwell, puede obtenerse una relación de dispersión para ω . Si existen soluciones de esta relación de dispersión con parte imaginaria distinta de cero, el equilibrio es inestable, con tasa de crecimiento dada por $\text{Im}\{\omega\}$.

En términos generales, puede decirse que el acuerdo entre los resultados teóricos (nos referimos concretamente al cálculo de modos inestables excitados y de su tasa de crecimiento) y los experimentales es razonablemente satisfactorio, si bien fragmentario, para inestabilidades de intercambio y rotacionales; por el contrario, en el caso de las inestabilidades resistivas, el tratamiento teórico parece no ser adecuado por cuanto existen ciertas inconsistencias con las experiencias.

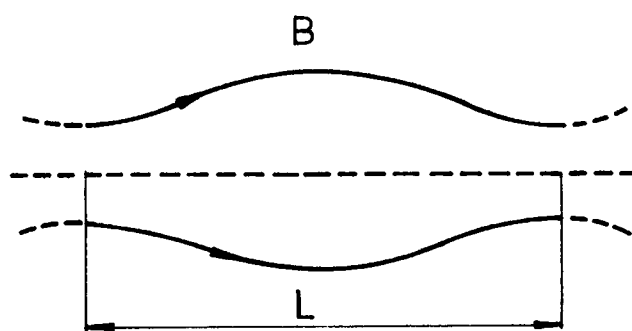
III.2.1. Inestabilidades de intercambio.

En configuraciones de tipo theta pinch con espejos, aparecen zonas en las cuales la curvatura del campo magnético es desfavorable para la estabilidad (líneas magnéticas cóncavas hacia el plasma), de manera que pueden surgir inestabilidades de intercambio, es decir, movimiento de tubos de flujo magnético del plasma hacia el vacío y viceversa. La inestabilidad de estas configuraciones han sido extensivamente estudiadas en la literatura^(29, 34-38), ya sea en theta pinches lineales o en relación con la posibilidad de construir un theta pinch toroidal estable⁽³⁹⁾. Este último consistiría en

una sucesión de "bumpy" theta pinches que se cierran sobre si mismos (Fig. 10), con líneas de campo magnético ligeramente helicoidales.



(a)



(b)

Fig. 10. a) Configuración tipo Stellarator de alto beta.
b) Bumpy theta pinch de periodo L .

Para analizar la estabilidad de esta clase de configuraciones, generalmente se las aproxima con una sucesión infinita de theta pinches lineales axisimétricos con espejos. La distancia entre espejos (periodo según z) se considera mucho mayor que el diámetro del pinch. Las conclusiones obtenidas pueden aplicarse también al caso de un único theta pinch lineal con espejos.

El tratamiento de las inestabilidades de intercambio ha partido siempre de estados de equilibrio no rotantes para poder aplicar el principio de la energía de Bernstein et al.⁽⁴⁰⁾. En este caso, la teoría indica la existencia de inestabilidades para longitudes de onda de la perturbación aproximadamente iguales al largo del pinch, con tasa de crecimiento del orden del microsegundo para $m = 1$, que es el modo más inestable.

Confirmando lo indicado, la inestabilidad de intercambio que aparece más comunmente en las experiencias es la de tipo $m = 1$ (kink)⁽⁴¹⁾, y consiste en una deformación lateral de la columna de plasma, por lo que la mayoría de los trabajos teóricos se limitan a considerar solamente este tipo de inestabilidad. Un método para eliminarla sería situar una pared conductora suficientemente cerca del plasma^(36,37) (se producen en esta pared corrientes imágenes cuyo campo se opone al movimiento del plasma). En algunos trabajos teóricos^(34,35) se ha señalado también la posibilidad de estabilizar dinámicamente el pinch utilizando pequeños campos magnéticos oscilantes. Ninguna de las dos soluciones propuestas se ha investigado mayormente en la práctica. En el caso de estabilización por pared, la aplicación está dificultada experimentalmente por la alta relación de compresión de los theta pinches actuales, lo que hace que el plasma esté lejos de la pared; en el caso de estabilización dinámica, se han realizado experiencias preliminares con el theta pinch toroidal Scyllac⁽³⁸⁾, lograndose resultados solo parcialmente satisfactorios.

La inestabilidad de intercambio en configuraciones cerradas con campo invertido ha sido considerada en forma teórica sólo recientemente^(28, 42), sin incluir los efectos de rotación del plasma. Sparks et al., utilizando modelos de equilibrio de tipo MHD, han evaluado un criterio necesario de estabilidad, obtenido por Bernstein et al.⁽⁴⁰⁾, para distintas configuraciones de tipo cerrado, llegando a la conclusión que hay estabilidad si existe una presión distinta de cero sobre la superficie magnética que separa la zona de líneas magnéticas cerradas de la zona de líneas abiertas (separatrix). Esto corresponde a una situación experimental en la que los procesos de di-

fusión resistiva mantienen una pequeña densidad de plasma en esa zona del pinch, lo cual efectivamente ocurre. En las últimas experiencias con configuraciones cerradas^(25,44), no se observan inestabilidades de intercambio, lo que tiende a confirmar la interpretación teórica.

III.2.2. Inestabilidades resistivas.

En las experiencias con campo magnético invertido^(25,43-47) las líneas magnéticas se rompen y recombinan en los extremos de la espira, donde la conductividad es baja, formando configuraciones cerradas. Aparece así una componente radial de campo magnético que produce una contracción axial del plasma con velocidad muy elevada (del orden de 10^7 cm/s) que da origen a una configuración final en la que el largo del plasma es aproximadamente un tercio del largo de la espira, de acuerdo a la evidencia experimental disponible. Dentro del anillo, puede producirse la rotura de otras líneas magnéticas (tearing modes), ya sea durante la contracción o en la etapa posterior. Esto lleva a la creación de estructuras anulares conocidas como islas magnéticas. La formación de estas islas depende de las condiciones iniciales del sistema, densidad y campo magnético atrapado, y su crecimiento es muy rápido (del orden de la fracción de microsegundo). El número de islas aumenta generalmente con el largo del pinch y a veces^(43,45) se ha observado que se mueven axialmente y pueden unirse, formando anillos más grandes (coalescencia). Un esquema de la secuencia de formación y reconexión de islas puede verse en la Fig. 11.

En el tratamiento clásico de este tipo de inestabilidades, se aproxima la parte de plasma en la cual se produce la inversión del campo magnético por un estrato plano; además, el estado del plasma se considera como de equilibrio estático (válido si el tiempo de crecimiento de la inestabilidad es mucho menor que el de implosión), y se analiza la evolución temporal de una pequeña perturbación. Describiendo el plasma con ecuaciones de fluido con resistividad finita, η ,^(46,48) se llega a la conclusión de que un theta pinch puede ser inestable respecto a perturbaciones radiales axisimétricas, con tasa de crecimiento dada aproximadamente por:

$$\text{Im } \{\omega\} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{-2/5} \frac{1}{\tau_R^{3/5} \tau_H^{2/5}} \quad (17)$$

donde:

$$\tau_R = \frac{4\pi a^2}{\eta} \quad \tau_H = \frac{a}{\langle B \rangle} \frac{\sqrt{4\pi\rho}}{c}$$

donde a es el radio del plasma, τ_R el tiempo de difusión resistiva a través del pinch, τ_H el tiempo de tránsito de una onda de Alfvén, $\langle B \rangle$ el valor medio del módulo del campo magnético y λ la longitud de onda de la perturbación según z . Poniendo en la ecuación (17) los valores típicos de las experiencias y calculando η en base a las características del plasma, se han obtenido estimaciones de $\text{Im} \{\omega\}$ en buen acuerdo con las mediciones, en el caso de experiencias realizadas con campo de base antiparalelo débil (mucho menor que el campo principal) y sin cortocircuitado de la espira del pinch después de la implosión, por lo que la fase estacionaria del plasma era muy breve (43,46). Algunos autores⁽⁴⁹⁻⁵¹⁾ han tratado este tipo de problema describiendo el plasma con ecuaciones cinéticas, llegando a resultados que no difieren mucho de los precedentes.

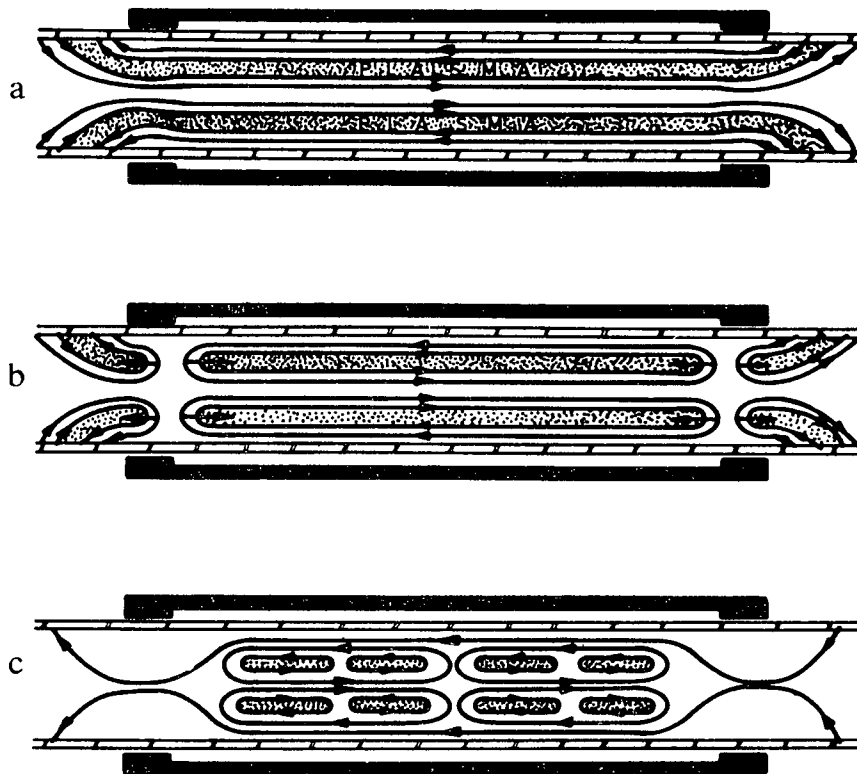


Fig. 11. Esquema de la formación de islas magnéticas en un theta pinch con campo magnético invertido.

En los últimos años han aparecido algunos trabajos experimentales (26,44,47) realizados en condiciones en las que se cortocircuitaba la espira del pinch y se utilizaba un campo de base antiparalelo intenso del orden de $1/3$ del principal, que han puesto en discusión todos los resultados anteriores con respecto a las inestabilidades resistivas. Se ha observado que después de la formación del anillo principal de plasma, muy elongado, no hay formación de islas más pequeñas en su interior y que la configuración se mantiene estable por varias decenas de microsegundos hasta el surgimiento de inestabilidades rotacionales.

Este comportamiento contrasta con las teorías precedentes y es todavía objeto de investigaciones teóricas. Eberhagen y Grossmann⁽⁴⁴⁾ han propuesto como posible mecanismo estabilizador de la rotura de líneas magnéticas, la rotación azimutal del plasma, pero hasta ahora no se han visto desarrollos teóricos completos sobre el tema. Finn y Kaw⁽⁵²⁾ proponen la coalescencia de las islas magnéticas como responsable de la estabilidad. También la difusión resistiva tiene efectos estabilizantes⁽⁵³⁾.

III.2.3. Inestabilidades rotacionales.

En las experiencias, se observa que la columna de plasma rota azimutalmente. La energía libre asociada a esta rotación puede dar origen a inestabilidades^(22-25,80). Las perturbaciones que aparecen son uniformes según z , poseen tasa de crecimiento del orden de unos microsegundos, y corresponden a valores de m iguales a uno o dos.

La inestabilidad de $m = 1$ (wobble), consiste en un desplazamiento prácticamente rígido de la columna de plasma hacia la pared acompañado por una rotación alrededor del eje de la espira; esta inestabilidad es común cuando se opera sin campo invertido y en general no es destructiva, ya que satura con una amplitud de oscilación del orden del radio del plasma (mucho menor que el radio del tubo).

La inestabilidad de $m = 2$ produce una deformación elíptica de la columna de plasma, que puede llegar a dividirse en dos filamentos de menor sección. Ambas columnas rotan en el mismo sentido alrededor del eje del pinch y aparentemente, también alrededor de sí mismas. Esta inestabilidad es más peligrosa que la precedente, ya que las dos columnas pueden llegar a tocar la pared con el consecuente enfriamiento del plasma y la destrucción total del confinamiento.

En los modelos teóricos utilizados para tratar el problema, se ha

supuesto que la viscosidad (proporcional a $(T_e + T_i)^{5/2}$) es suficiente como para considerar que el plasma rota rígidamente. Los primeros análisis realizados en base a un modelo de fluidos con conductividad infinita, llevaron a la conclusión de que una columna infinita de plasma que rota rígidamente, con velocidad angular Ω , es inestable respecto de perturbaciones con divergencia nula, $\kappa = 0$ y $m \geq 2$ para cualquier valor de Ω ⁽⁵³⁾. La tasa de crecimiento está dada por:

$$\text{Im } \{\omega\} = \Omega \sqrt{m - 1} \quad (18)$$

Como se ve en (18), la tasa de crecimiento aumenta con m , de manera que la inestabilidad más peligrosa tendría que ser la de $m = \infty$. Este resultado no concuerda con las observaciones experimentales, ya que no se ven inestabilidades con $m > 2$, y también la $m = 1$ resulta ser inestable.

Una primera explicación parcial de tal discrepancia se debe a M.N. Rosenbluth et al.⁽³¹⁾, quienes trataron el problema teniendo en cuenta el hecho que el radio de Larmor de los iones puede ser comparable con el radio del pinch. Estos autores aplicaron las ecuaciones de Vlasov-Maxwell a un plasma no colisionante de bajo beta y las resolvieron linealizándolas respecto de perturbaciones electrostáticas (es decir, perturbaciones en la densidad de carga) en las variables de equilibrio correspondientes a un modelo de rotor de perfil rígido. Despreciando términos en m_e/m_i , se halló que una columna de plasma rotante puede ser estable respecto a perturbaciones con $\kappa = 0$ y $m \geq 2$ si se cumplen ciertas relaciones entre la velocidad angular del plasma, Ω , y la velocidad angular asociada a la corriente diamagnética de iones, $\Omega_i \approx 2 (a_i/r)^2 \omega_{Ti}$ (a_i radio de Larmor de los iones, r radio del plasma, ω_{Ti} frecuencia de Larmor de los iones). Las relaciones obtenidas son:

$$- 0,207 < \frac{\Omega}{\Omega_i} < 1,207 \quad \text{para } m = 2$$

$$- 0,366 < \frac{\Omega}{\Omega_i} < 1,366 \quad \text{para } m = 3$$

Para valores de m mayores, el intervalo de estabilidad aumenta. El hecho de que en las experiencias no aparezcan inestabilidades con $m > 2$ puede explicarse considerando que Ω/Ω_i cae fuera de la zona de estabilidad para

$m = 2$ y dentro de la zona correspondiente a $m = 3$. El efecto estabilizante que aparece al considerar el radio de Larmor de los iones se debe a que, como $a_i \gg a_e$, la velocidad de arrastre debida al campo eléctrico de perturbación $\delta \vec{E}$ ($\vec{V}_d = \delta \vec{E} \times \vec{B}/B^2$) no es la misma para iones y electrones, por cuanto el $\delta \vec{E}$ promedio que cada especie experimenta es distinto. Esto puede producir una separación de carga fuera de fase con la separación característica de la perturbación, con el consecuente amortiguamiento de la inestabilidad. Este efecto de estabilización se presenta en casi todos los sistemas de confinamiento magnético. Tratamientos alternativos al de Rosenbluth et al., pero con resultados equivalentes, pueden encontrarse en (53-55).

La explicación de la inestabilidad rotacional de tipo $m = 1$ ha sido por varios años un problema no resuelto. En 1970, Freidberg y Wesson⁽⁵⁶⁾, utilizando un modelo de tipo magnetofluidodinámico ideal, explicaron tal tipo de inestabilidad como debida a la rotación azimutal del plasma en el caso de perturbaciones con número de onda longitudinal distinto de cero. Sucesivamente, varios autores⁽⁵⁷⁻⁵⁹⁾ han tratado el problema utilizando modelos más sofisticados para describir el plasma, incluyendo los efectos de radio de Larmor finito de los iones, obteniendo el resultado de que la inestabilidad tipo "wobble" en ciertos casos es la más peligrosa, y un buen acuerdo entre las tasas de crecimiento teóricas y experimentales.

Para completar el tema de las inestabilidades rotacionales, cabe mencionar que todavía no existe una teoría plenamente satisfactoria para explicar el origen y el aparente crecimiento de la rotación del plasma que lleva a la inestabilidad, y tampoco mediciones experimentales precisas de Ω . Una buena revisión de las numerosas teorías existentes puede encontrarse en⁽⁶⁰⁾. Algunos de los mecanismos propuestos son:

- i) Los iones colisionan con las paredes del tubo de descarga y le transfieren momento angular. Durante la etapa de formación de la lámina de corriente, los choques se producen debido a la rotación de Larmor y posteriormente, por efecto de difusión y pérdida por los extremos.
- ii) La interacción entre el plasma y los conductores externos origina un campo magnético radial B_r , que varía en dirección azimutal y da origen a corrientes axiales (por efecto Hall). Al interactuar el campo radial con la corriente axial, se produce una fuerza azimutal proporcional a B_r^2 que hace rotar el plasma.

Existen también una teoría^(60,61) que supone nulo el momento angular total del plasma y considera que la columna, debido a un mecanismo de

conversión de la velocidad radial de implosión en velocidad azimutal, está dividida en varias capas coaxiales que rotan en sentidos opuestos. En caso de ser correcta esta última teoría, no serían válidos los resultados teóricos anteriores, ya que para deducirlos se supuso que el plasma rotaba rígidamente.

IV. PROCESOS DE PERDIDAS POR LOS EXTREMOS Y MECANISMOS DE TAPONAMIENTO

IV.1. Introducción

Las pérdidas de partículas y energía son de fundamental importancia en sistemas abiertos (espejos, theta pinches lineales, solenoides calentados por láser, etc.) ya que imponen una limitación básica en el tiempo de vida del plasma y reducen, por lo tanto, las perspectivas de este tipo de máquinas como posibles reactores de fusión nuclear. Por este motivo es de gran importancia el estudio de los mecanismos de pérdidas y el desarrollo de técnicas adecuadas para controlarlas.

En este análisis no consideraremos configuraciones con líneas magnéticas cerradas, ya que en esa situación las pérdidas se deben a procesos de difusión y transporte a través de líneas de campo, obteniéndose tiempos de confinamiento que son aproximadamente un orden de magnitud superiores a los que se obtendrían en un sistema de las mismas dimensiones con líneas magnéticas abiertas.

Cuando las líneas magnéticas no se cierran, las partículas pueden fluir libremente por los extremos abiertos del sistema con una velocidad esencialmente igual a la velocidad térmica de los iones. Se obtiene así un tiempo de pérdida (confinamiento) de partículas, τ_p , definido como el tiempo requerido para que el número de partículas se reduzca a 1/e de su valor inicial, que es directamente proporcional a la longitud, L, de la columna de plasma e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura:

$$\tau_p = \frac{L}{2} \left(\frac{m_i}{2k (T_e + T_i)} \right)^{1/2} \cdot x \quad (19)$$

donde x es un parámetro de normalización que representa la relación entre el tiempo de pérdida real y el tiempo de tránsito térmico. Los cálculos de la longitud que sería necesaria en estas condiciones para que un theta-pinch lineal pueda utilizarse como reactor de fusión, dan valores del orden del kilómetro y muestran, por lo tanto, que desde el punto de vista tecnológico no es un sistema atractivo.

Además del escape de partículas, otro proceso que disminuye la energía interna del plasma, y por lo tanto su tiempo de vida, es la conducción térmica debida a los electrones, a través de los extremos de la columna de plasma. Por este motivo, además del tiempo τ_p antes mencionado, se define

un tiempo de confinamiento de la energía, τ_E , que es el necesario para que la energía interna del plasma se reduzca a $1/e$ de su valor inicial.

En plasmas colisionantes, el comienzo de las pérdidas convectivas en un punto determinado (generalmente se mide en el plano medio de la espira) está asociado con la llegada a dicho punto de ondas de rarefacción provenientes de los extremos del tubo. Un tratamiento cinético de pérdidas en plasmas no colisionantes predice fenómenos transitorios semejantes a las ondas de rarefacción colisionantes. Por lo tanto puede decirse que, pese a que los mecanismos de transporte son diferentes en plasmas colisionantes y no colisionantes, los fenómenos relacionados con el comienzo de las pérdidas son similares en ambos casos.

IV.2. Modelos de pérdidas

En los últimos 15 años se han realizado numerosos estudios sobre los procesos de pérdidas y se han planteado gran cantidad de modelos, ya sea parciales o globales, para explicar los resultados obtenidos. La mayoría de estos modelos utiliza un tratamiento del plasma como fluido, colisionante (62-71) o no (72-75), pero existen también tratamientos del problema en base a teoría cinética (76).

Respecto de los modelos parciales puede decirse que en su mayoría tienen como objetivo el cálculo de χ y su dependencia con β . En la Fig. 12 pueden verse los resultados obtenidos por gran cantidad de autores, junto con algunos valores experimentales. Puede notarse que, en general, los modelos analíticos (línea llena) dan resultados que difieren mucho entre sí y con las mediciones, en tanto que el código numérico de Brackbill et al. (70) (línea discontinua) proporciona resultados que coinciden razonablemente con los valores experimentales. En el trabajo de Brackbill et al. se utiliza un código numérico bidimensional para resolver las ecuaciones magnetohidrodinámicas dependientes del tiempo. Además del cálculo de χ , otros resultados importantes obtenidos por estos autores son:

- i) La masa total del plasma decae exponencialmente en el tiempo, debido a pérdidas por los extremos, con un tiempo característico que depende de la longitud del pinch.
- ii) El tiempo de pérdidas es insensible a las condiciones de contorno en los extremos de la columna de plasma.
- iii) El valor de χ , a diferencia de lo que ocurre con otras teorías, depende suavemente del valor de β . En todos los casos χ varía entre 2 y 3.

iv) El término de curvatura de las líneas de campo no incluido en los modelos analíticos, representa una contribución importante a la ecuación de momento axial.

En la Fig. 12 pueden verse los resultados analíticos obtenidos por gran cantidad de autores junto con los valores numéricos de Brackbill et al. y algunos datos experimentales.

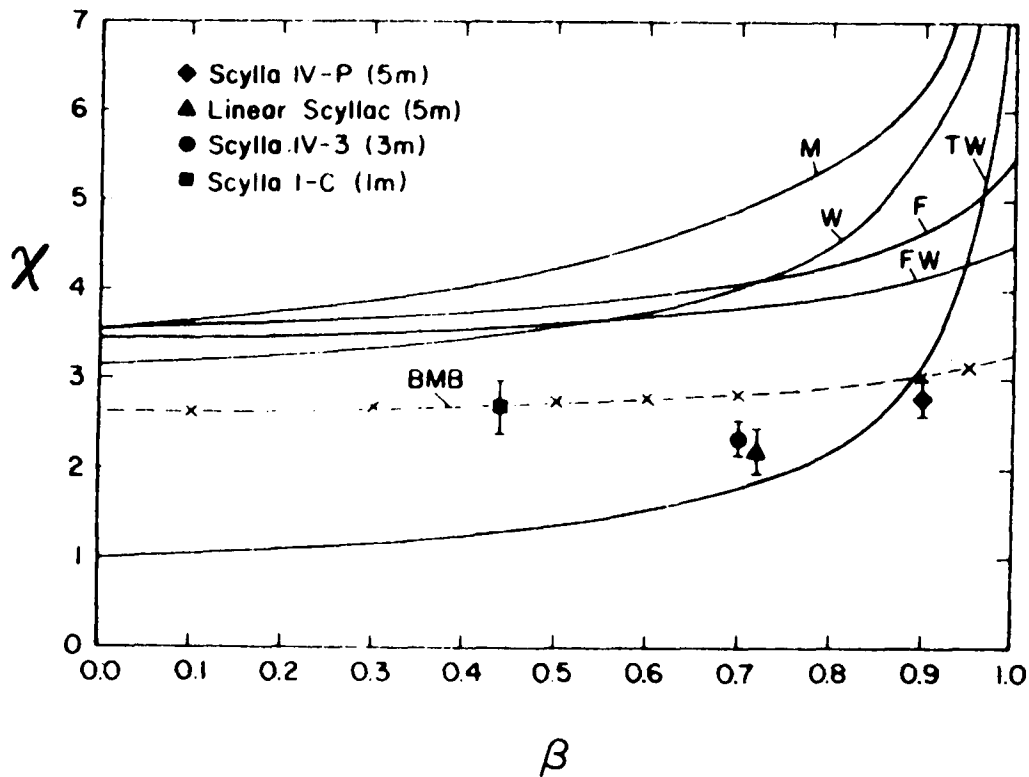


Fig. 12. Comparaciones entre los resultados obtenidos por distintos autores y los resultados experimentales de χ vs β . BMB: Brackbill et al.; M: Morse; W: Wesson; F: Freidberg; TW: Taylor y Wesson; FW: Freidberg y Wesson.

Dentro de los modelos globales, los más importantes son los desarrollados en la Universidad de Pensilvania por Stover, Klevans y York.^(75,82) Estos autores desarrollaron dos modelos, uno de dimensión cero y otro de dimensión uno. El modelo de dimensión cero⁽⁸²⁾ permite calcular solamente los valores medios de las magnitudes (promediadas sobre toda la columna de plasma) y su variación temporal. Para considerar la pérdida de partículas, es necesario introducir el valor de χ determinado en base a resultados experimentales; y variando este parámetro pueden simularse distintas condiciones de interés práctico (theta pinch con o sin espejos o con tapones sólidos). El código de dimensión uno es más completo, ya que al incluir la dependencia en z permite considerar los efectos de los gradientes de presión y temperatura sobre los procesos de pérdidas y no requiere la utilización de parámetros experimentales. En la descripción del comportamiento del plasma se consideran los efectos de la diferencia entre la temperatura de iones y electrones (se incluye un término de equilibración entre la energía de iones y electrones), el trabajo realizado por el campo magnético externo sobre el plasma, la interacción térmica entre la columna de plasma y el plasma frío que la rodea, la conductividad eléctrica finita, la curvatura de las líneas de campo magnético y la viscosidad. No se consideran, en cambio, las pérdidas debidas a procesos radiativos.

El modelo permite calcular, por medio de un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas, que se resuelve numéricamente, cinco magnitudes de interés: temperatura electrónica (T_e), temperatura iónica (T_i), área de la columna de plasma (A_p), flujo magnético (ψ) y número total de electrones.

El modelo de York y Klevans ha sido aplicado satisfactoriamente a las experiencias realizadas con el Scylla I-C⁽⁸⁴⁾ y con el Scylla IV-P⁽⁸⁵⁾ en Los Alamos. En el Scylla I-C, debido a la alta densidad y baja temperatura, el plasma es colisionante y por lo tanto, es lógico suponer que un código de fluidos proporcione buenos resultados. En el Scylla IV-P la situación es diferente ya que la alta temperatura y baja densidad hacen que el plasma sea no colisionante y, entonces, no es claro que pueda aplicarse un modelo de fluidos; sin embargo los resultados obtenidos concuerdan bastante bien con los valores experimentales. Esto puede explicarse considerando la existencia de inestabilidades electromagnéticas de ciclotrón de iones, cuyo tiempo de crecimiento es mucho menor que la duración del experimento, que tienden a isotropizar el plasma y conferirle, por lo tanto, un comportamiento semejante al de un plasma colisionante.

En las figuras 13 y 14 se muestran los resultados experimentales obtenidos con el Scylla I-C y los obtenidos utilizando el código de York y Klevans. Puede verse que los valores de temperatura presentan buen acuerdo con los experimentales hasta los $7 \mu\text{s}$; para tiempos mayores, el código predice temperaturas algo diferentes de las observadas experimentalmente, no existiendo hasta el momento una explicación satisfactoria para este resultado.

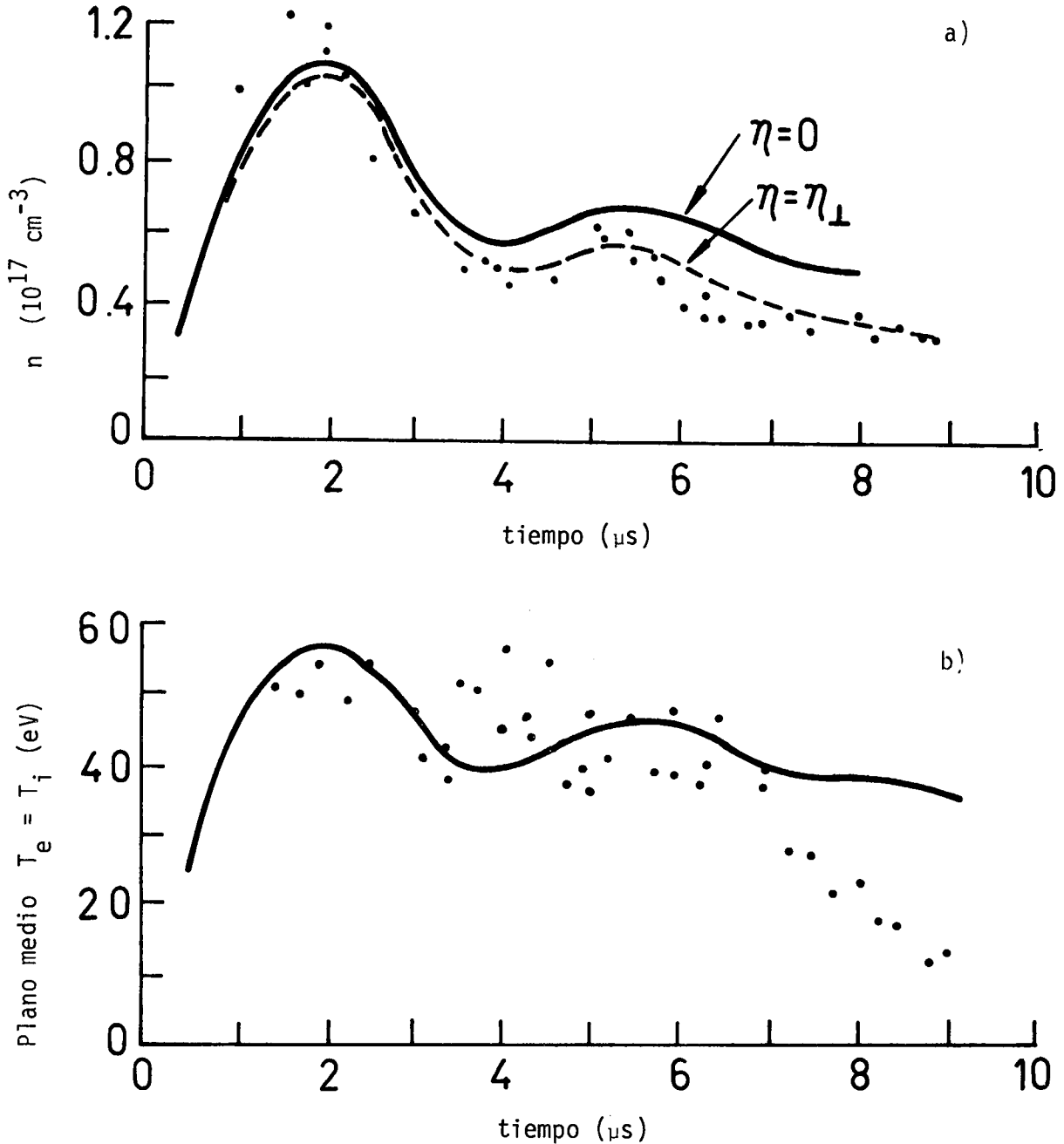


Fig. 13. Evolución temporal de a) densidad de electrones y b) temperatura en el Scylla I-C. (•) datos experimentales. η es la resistividad eléctrica del plasma y $\eta_{\perp}$ designa al valor clásico de la resistividad.

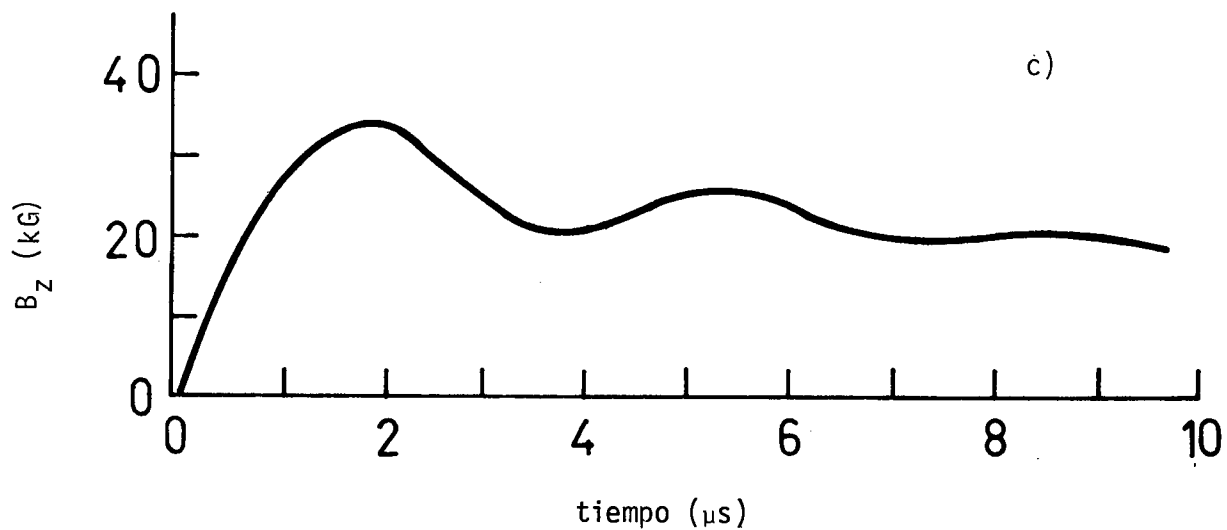


Fig. 13 c). Evolución temporal del campo magnético aplicado en el Scylla I-C.

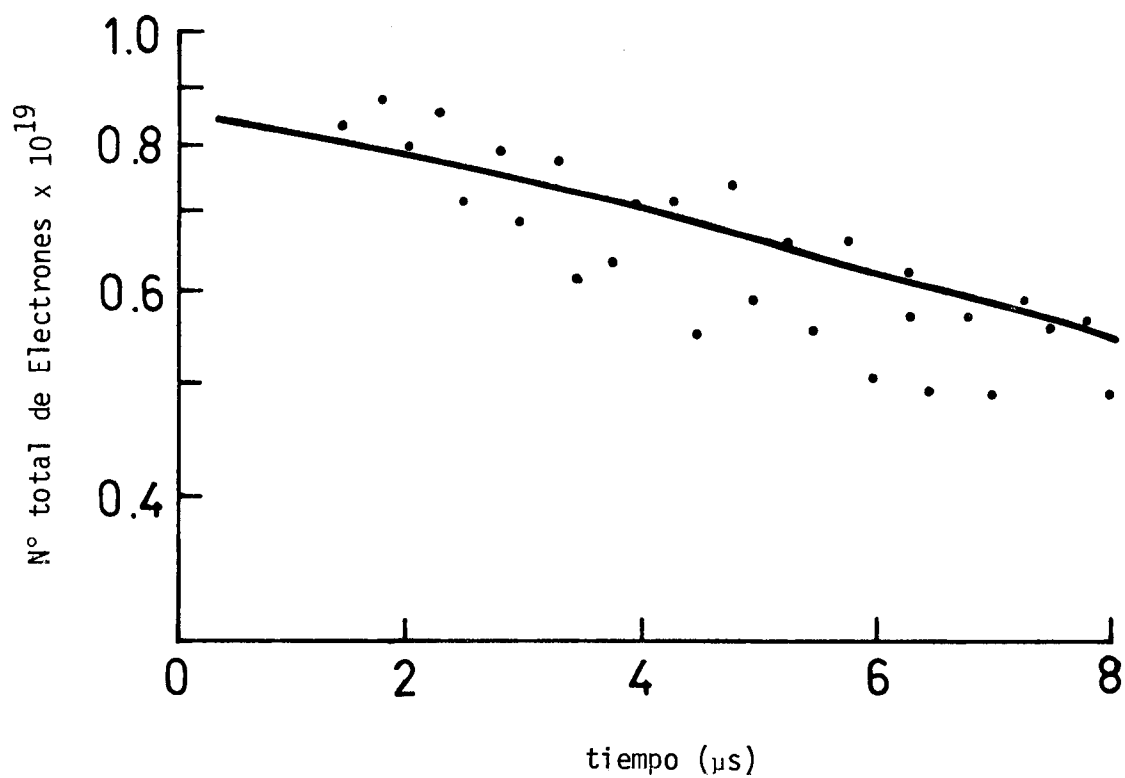


Fig. 14. Evolución temporal del número total de electrones en la columna del plasma en el Scylla I-C. (•) datos experimentales.

En la Fig. 15 se encuentran los valores de temperaturas total y electrónica calculados y medidos para el Scylla IV-P utilizando dos condiciones de contorno diferentes en los extremos del tubo (permitiendo o no el intercambio de calor entre la columna de plasma y el plasma frío que la rodea). Puede observarse que en general el acuerdo es bueno, sobre todo para tiempos menores a 20 μs .

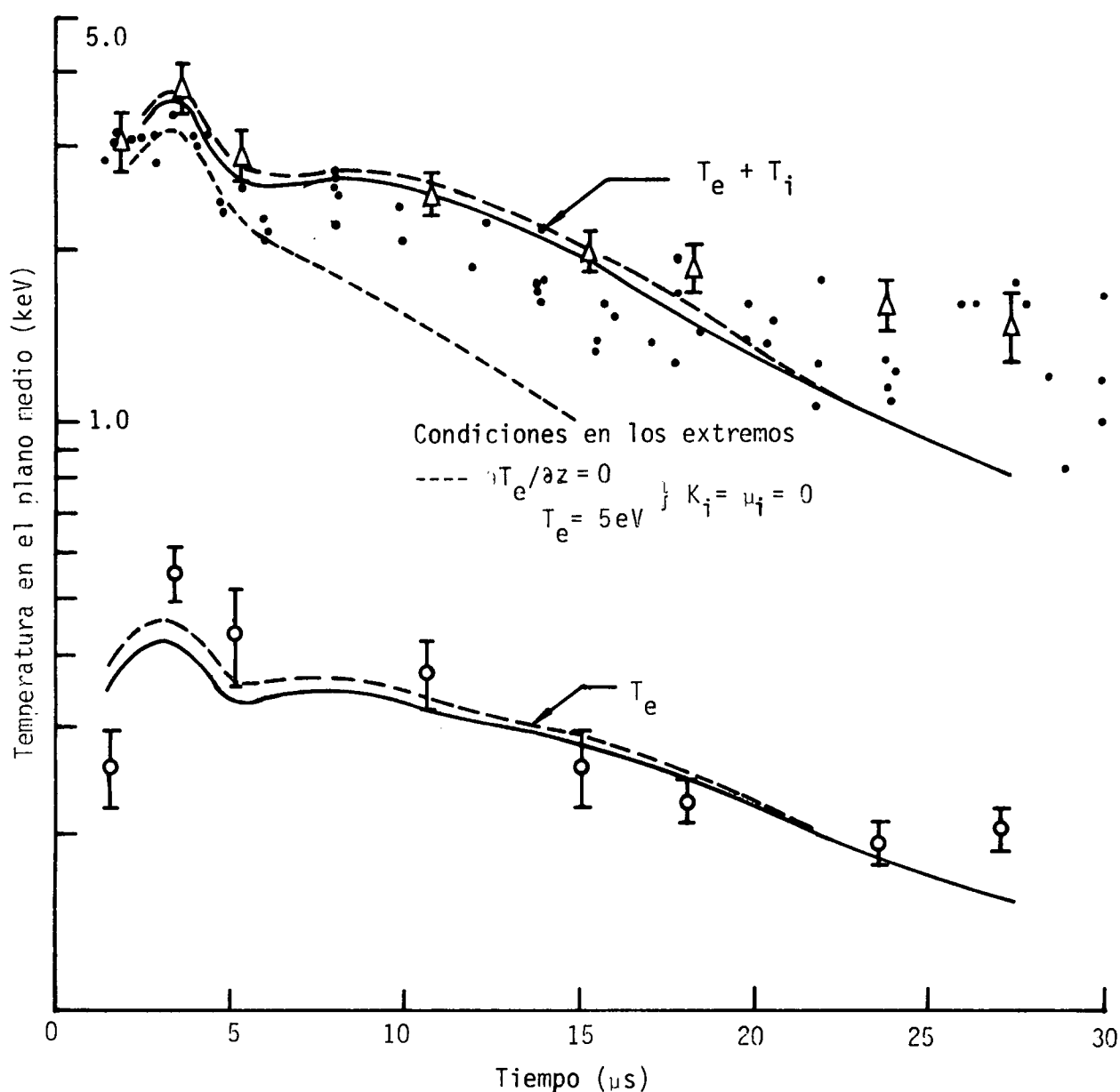


Fig. 15. Evolución temporal de las temperaturas electrónicas y total en el plano medio de la espira del Scylla IV-P. Los datos experimentales son de: (•) Scattering Thomson; (°) Balance de presión (Δ) Emisión de Neutrones. μ_i y K_i indican los coeficientes de viscosidad y conducción térmica de los iones.

En la Fig. 16 se encuentran representados los valores calculados y medidos de densidad y número total de electrones. En general, puede decirse que también en este caso el acuerdo entre los valores experimentales y teóricos es razonablemente bueno.

Hasta aquí hemos estudiado los procesos de pérdidas; pasaremos ahora a analizar los distintos métodos propuestos para evitarlas. Hasta el presente, tres son los sistemas propuestos:

- i) Espejos magnéticos.
- ii) Tapones de materiales sólidos.
- iii) Taponamiento con gases fríos.

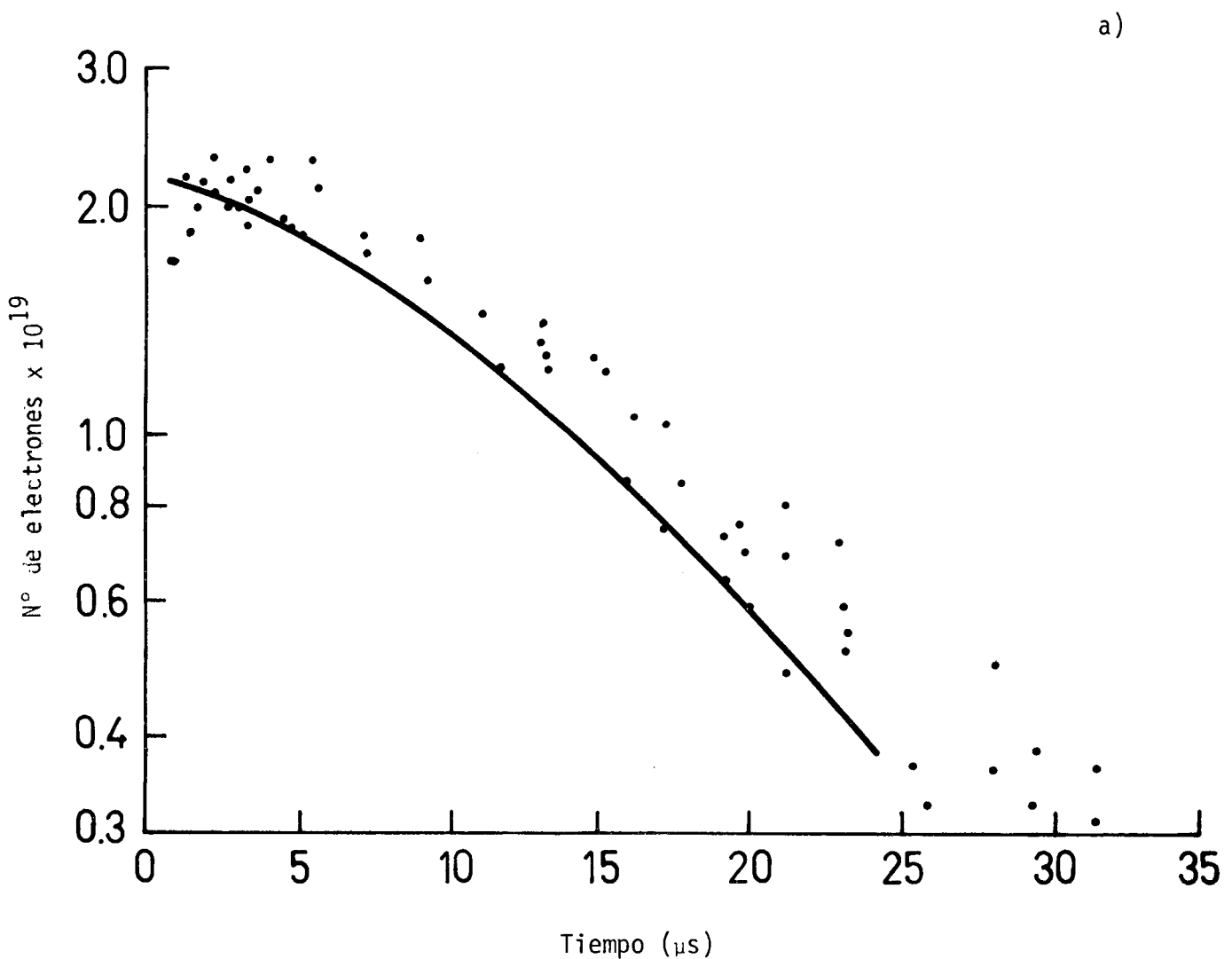


Fig. 16 a). Evolución temporal del número total de electrones en la columna del plasma en el Scylla IV-P. (•) datos experimentales.

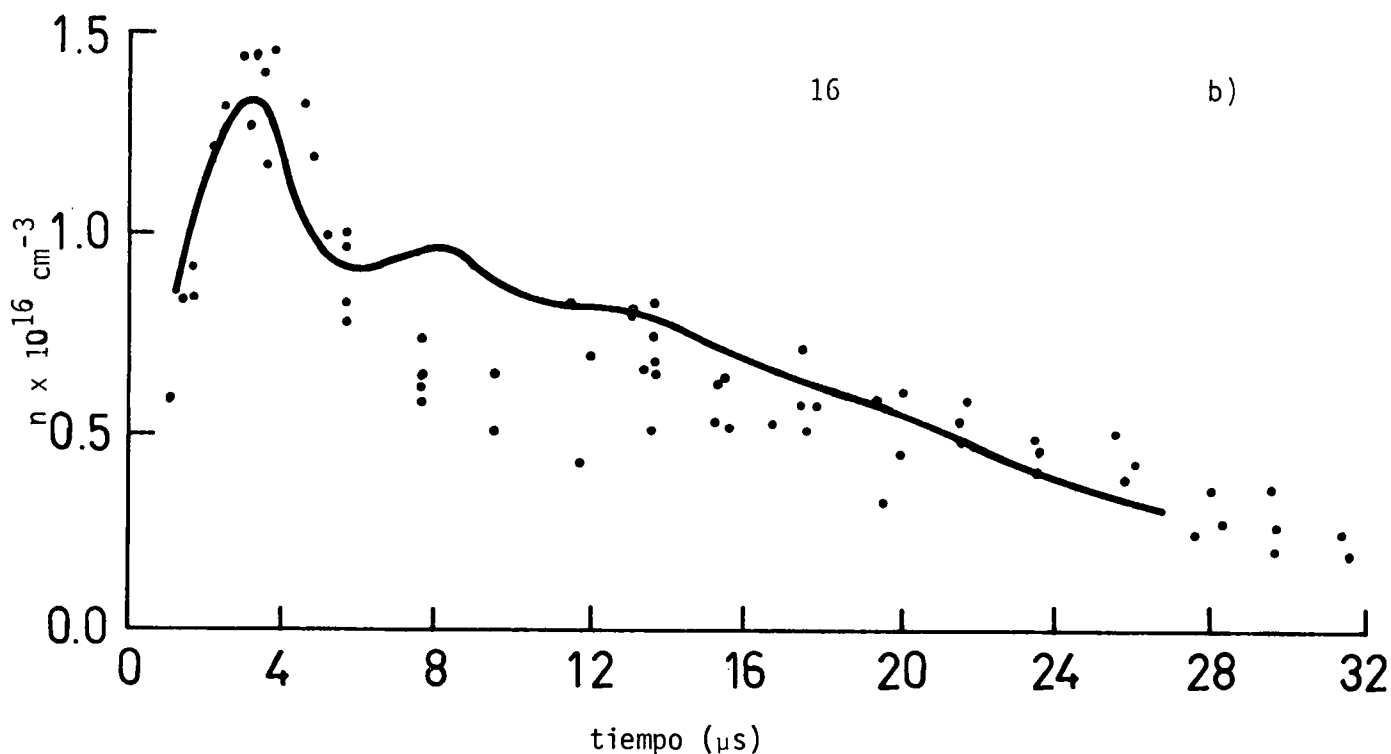


Fig. 16 b). Evolución temporal de la densidad electrónica axial en el Scylla IV-P. (•) datos experimentales.

IV. 3. Mecanismos de taponamiento

IV.3.1. Espejos magnéticos

La utilización del efecto de espejo magnético es uno de los primeros métodos propuestos para reducir las pérdidas de partículas en un theta-pinch lineal. El procedimiento consiste en colocar una espira en cada extremo del pinch y hacer circular por ellas una corriente eléctrica que genere un campo magnético mayor que el producido por la espira principal; se logra así un "estrangulamiento" de las líneas de campo, con la consiguiente disminución del flujo de partículas.

En general, en los trabajos teóricos de pérdidas en theta pinches con espejos, lo que se pretende calcular es el parámetro χ y su dependencia con la relación de espejos ($R_m \equiv B_{\text{máximo}}/B_{\text{mínimo}}$). Como comentario general sobre el estado de los estudios al respecto, puede decirse que se han elaborado una serie de modelos analíticos para el cálculo de χ , que dan resultados en desacuerdo con la experiencia, y existen por otra parte modelos numéricos que exhiben un acuerdo razonable con los resultados experimentales.

Una revisión y análisis de los modelos analíticos existentes fué realizada por Freidberg y Weitzner⁽⁶⁴⁾. Estos autores trataron de identificar los motivos por los cuales los resultados obtenidos difieren de los experimentales y plantearon luego un modelo analítico más sofisticado, que utiliza una descripción MHD del plasma considerando un perfil de densidad difuso. Los gráficos de χ/R_m vs R_m obtenidos por Freidberg y Weitzner y los de los trabajos anteriores, muestran un aumento de χ con R_m , como es lógico esperar, pero los resultados de los distintos modelos difieren mucho entre sí y con los datos experimentales.

Considerando los códigos numéricos, Brackbill et al. utilizaron su modelo bidimensional para calcular la variación de χ con R_m y encontraron un aumento de χ con R_m , pero menor que el indicado por las teorías anteriores. Una posible explicación de esta discrepancia puede encontrarse en el hecho de que los términos de curvatura del campo magnético, no considerados en las teorías anteriores, representan una contribución significativa en la ecuación de balance del momento axial. Los valores obtenidos por Brackbill et al. concuerdan bastante bien con los resultados experimentales.

En la Fig. 17 se ilustran los resultados de varios de los modelos analíticos y del modelo de Brackbill et al., comparados con resultados experimentales, en donde puede apreciarse lo indicado arriba.

Dentro de los trabajos experimentales uno de los más completos es el realizado en Los Alamos por Thomas et al.⁽⁷⁹⁾. Estos autores utilizaron un theta-pinch de 5 m de longitud con campo magnético principal de 60 kG y una relación de espejos de 2,5. Los espejos aumentaron el tiempo de confinamiento en un factor 1,6 pero se observó que empeoraban las condiciones de estabilidad del sistema, ya que las inestabilidades aparecían antes y saturaban a una amplitud mayor.

Debe destacarse que de acuerdo a los resultados teóricos de Brackbill et al., para valores prácticos de R_m , el tiempo de confinamiento aumentaría, como máximo, en un factor ~ 2 . La débil variación del tiempo de confinamiento con R_m también está reflejada en los resultados experimentales indicados arriba, por lo que este método, tal cual se ha planteado, no ofrece en principio mayores perspectivas de reducir τ_p a valores de interés para un reactor termonuclear. Debe considerarse, sin embargo, que los espejos presentan también una zona de pérdidas, y por lo tanto, podrían mejorarse las características del sistema theta-pinch-espejos utilizando algún método que reduzca las pérdidas de estos últimos, tal como por ejemplo el ta-

ponamiento de espejos en base a radio frecuencia⁽⁸¹⁾.

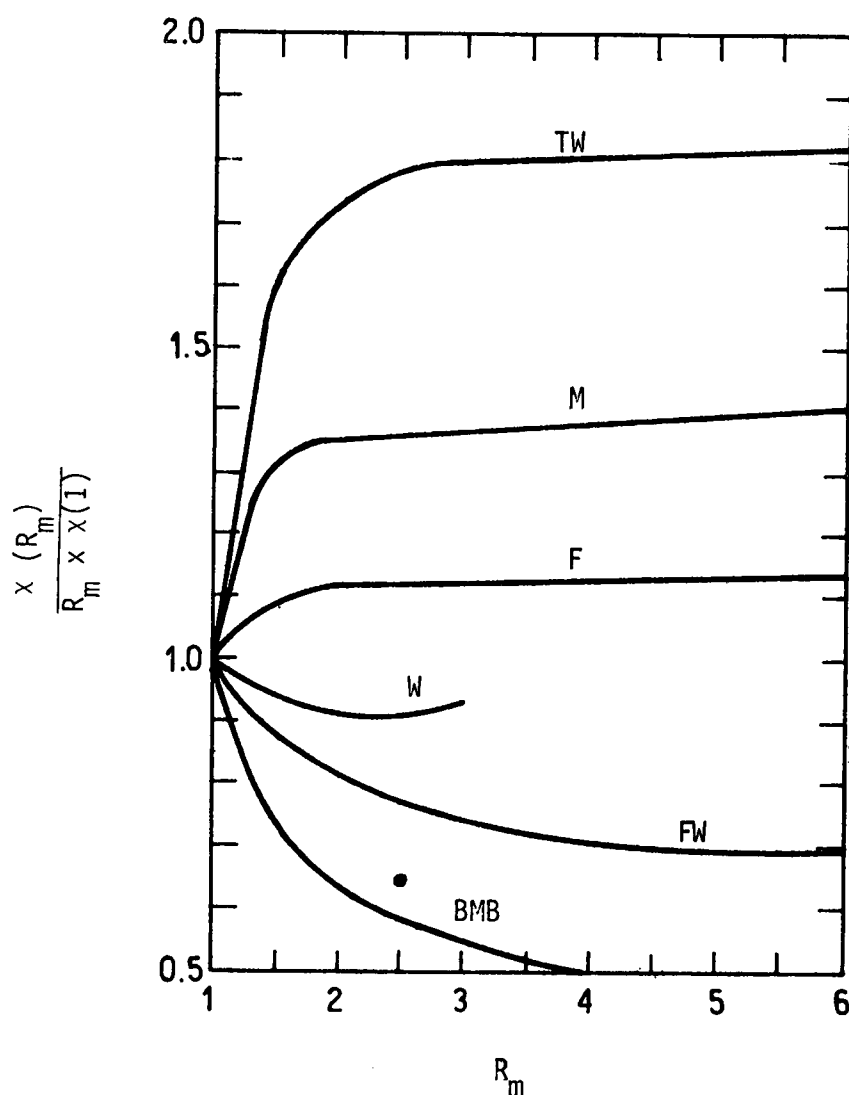


Fig. 17. Variación de χ con R_m según distintos autores. TW: Taylor y Wesson; M: Morse; F: Freidberg; W: Wesson; FW: Freidberg y Wesson; BMB: Brackbill et al. (•) valor experimental.

Se han propuesto también métodos más sofisticados para mejorar el confinamiento utilizando espejos. Hirano⁽⁸⁶⁾ propone un reactor basado en un theta-pinch lineal con espejos múltiples en los extremos; el agregado de pequeñas cantidades de impurezas (p. ej. 2% de Ar) en la zona de los espejos podría disminuir el transporte de plasma en dirección paralela a las líneas de campo.

Otra alternativa propuesta⁽⁸⁷⁾ es colocar dos espiras en cada extremo del pinch; una alimentada por una corriente constante y otra con una corriente pulsada; esta última produce un campo magnético variable que induce una corriente azimutal dentro del plasma. La interacción de esta corriente con la componente radial del campo magnético produciría una fuerza en dirección axial cuyo efecto se sumaría al de los espejos comunes.

Estos dos últimos métodos, como así también otras proposiciones sobre la utilización de espejos múltiples, no han sido probados en la práctica.

IV.3.2. Tapones de Materiales Sólidos

Los tapones de materiales sólidos presentan una alternativa interesante para disminuir las pérdidas en un theta-pinch lineal. El aumento en el tiempo de confinamiento se debe a tres procesos:

- i) Los tapones evitan el escape de partículas del plasma y, por lo tanto, la pérdida de la energía cinética asociada a las mismas.
- ii) La conducción térmica por los extremos de la columna disminuye debido a que el material desprendido de los tapones tiene un coeficiente de conductividad térmica más bajo que el del plasma y por lo tanto, actúa como aislante (el coeficiente de conductividad térmica es proporcional a Z^{-4}).
- iii) El material desprendido del tapón se desplaza hacia el interior del pinch produciendo una recompresión del plasma. En este proceso puede recuperarse hasta un 20% o 30% de la energía gastada en desprender las partículas del tapón.

Los estudios teóricos y experimentales están dirigidos a lograr un mejor entendimiento de la interacción plasma-tapón y a individualizar los mejores materiales para construirlos. Como en otros casos, se han desarrollado modelos analíticos y numéricos que permiten calcular las magnitudes de interés. Estos modelos incluyen, generalmente, solo parte de los procesos físicos involucrados y deben utilizar parámetros determinados en base a resultados experimentales.

Entre los trabajos numéricos, uno de los más importantes es el de Malone y Morse⁽⁶⁹⁾ quienes desarrollaron un código unidimensional en el cual se utiliza una descripción del plasma como fluido (en representación Lagrangiana). En el modelo sólo se considera el flujo de calor en dirección axial y no se toman en cuenta las pérdidas por radiación. Los coeficientes de transporte utilizados son los clásicos y esto se justifica porque el recorrido libre medio de las partículas es en general más corto que la longitud de

los gradientes axiales (esto puede no ser cierto para iones muy calientes en sistemas de poca longitud, pero sí para reactores).

El código de Malone y Morse ha sido aplicado a tapones de materiales tales como Al, C, LiD y D₂. Los resultados muestran, en todos los casos, un aumento en el tiempo de decaimiento de la energía por sobre los valores correspondientes a un sistema abierto. En las figuras (18) y (19) pueden verse las variaciones de energía y temperatura del plasma en función del tiempo.

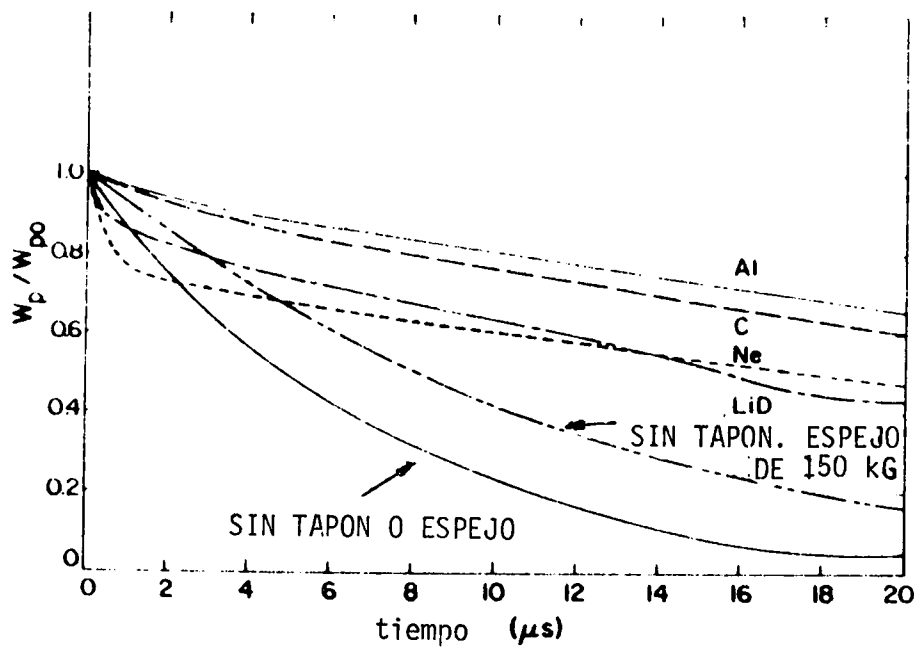


Fig. 18. Resultados obtenidos con el código de Malone y Morse para la variación de energía en función del tiempo utilizando distintos materiales para taponamiento. W_p es la energía térmica del plasma y W_{p0} la energía térmica inicial del plasma, para $t = 0$.

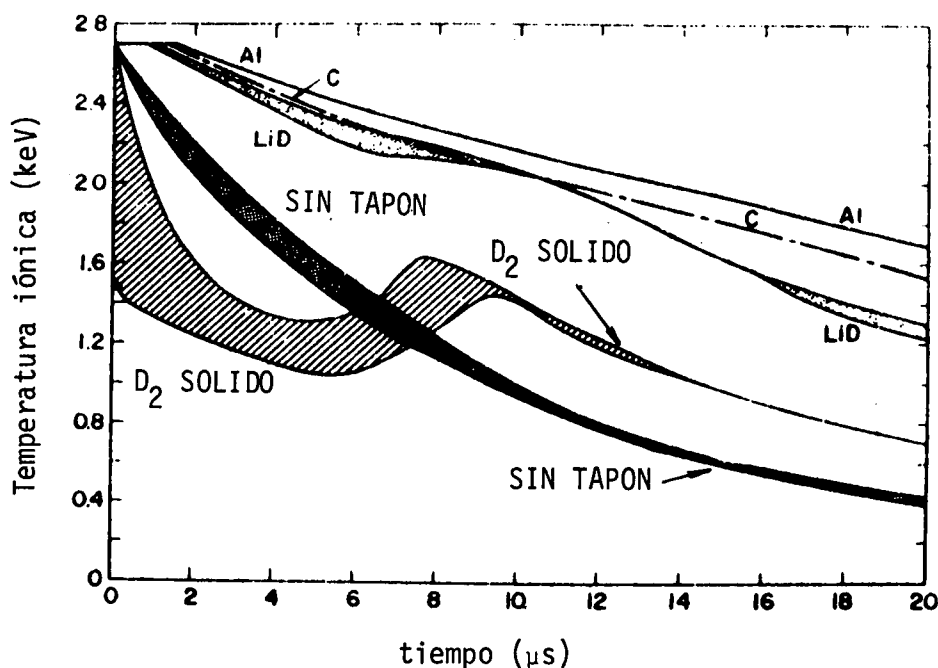


Fig. 19. Evolución temporal de la temperatura iónica de acuerdo a los resultados del código de Malone y Morse.

Las conclusiones del código respecto de un aumento en el tiempo de confinamiento mediante la utilización de tapones sólidos son cualitativamente correctas pero, debido a que no se incluyeron pérdidas por radiación, los materiales de mayor número atómico (Z) aparecen como los más recomendables; esto no es correcto ya que si bien al aumentar el número atómico disminuye la conductividad térmica, las pérdidas por radiación aumentan con Z^2 y por lo tanto es razonable suponer que debe existir un valor óptimo de Z que tome en cuenta ambos efectos.

Los trabajos más importantes sobre la aplicación práctica del taponamiento con materiales sólidos a un theta-pinch lineal son los realizados en Los Alamos. Comisso et al.⁽⁸⁸⁾ utilizaron tapones de cuarzo (SiO_2) y mostraron que estos eliminan efectivamente el flujo de plasma hacia afuera del pinch. El aumento en el tiempo de confinamiento de energía ($\sim 25\%$) no

coincide con las predicciones del código de Malone y Morse. Esto parecería indicar que las pérdidas radiativas juegan un papel importante en el balance total de energía. Para tratar de resolver este problema Malone y Morse están desarrollando actualmente un código en el que se incluyen las pérdidas por radiación. Los estudios de Los Alamos mostraron también que la presencia de tapones mejora la estabilidad del sistema; esto se debe a que la interacción plasma-tapón produce un congelamiento de las líneas magnéticas (line-tying).

Debido a la importancia de las pérdidas radiativas, se han realizado experiencias con el mismo theta-pinch utilizando tapones de LiD⁽⁸⁹⁾, que es el material de más bajo Z que puede obtenerse en estado sólido a temperatura ambiente. Los tapones de LiD disminuyen significativamente el flujo de partículas desde el centro hacia los extremos, reduciendo de esta manera las pérdidas convectivas de energía. El aumento en el tiempo de confinamiento de energía ($\sim 300\%$) y la variación de temperatura en función del tiempo, obtenidos experimentalmente, coinciden bastante bien con los valores de los códigos. Las observaciones indican que durante el tiempo del experimento ($\sim 40 \mu s$) el material de ablación se mueve aproximadamente un metro hacia el interior del tubo. Las diferencias entre los resultados obtenidos con SiO_2 y con LiD se deben a que el LiD se ioniza totalmente en tiempos menores que $1 \mu s$, de modo que los iones del plasma sufren desviaciones apreciables ($\sim 90^\circ$) por colisiones con iones fríos desprendidos de los tapones y además no se produce radiación de línea; los materiales de más alto Z no se ionizan completamente y por lo tanto proporcionan un importante mecanismo de pérdida a través de la radiación de línea emitida, en adición a la radiación de bremsstrahlung.

Como conclusión, puede decirse que el método de taponamiento con materiales sólidos es el que hasta el presente ha producido los mejores resultados en cuanto a estabilidad y aumento en el tiempo de confinamiento. Este aumento, sin embargo, no es suficiente desde el punto de vista de un reactor y no es claro por el momento como podrían conseguirse en el futuro valores más elevados.

IV.3.3. Gases fríos

Las experiencias realizadas utilizando tapones sólidos de LiD han proporcionado resultados satisfactorios en cuanto al aumento en el tiempo de confinamiento y a la estabilidad del plasma; sin embargo, al operar con el

sistema durante un tiempo prolongado, se han presentado problemas de contaminación. Además, se ha demostrado que el tiempo de confinamiento aumenta al disminuir Z (debido fundamentalmente a las pérdidas radiativas) y por lo tanto sería deseable utilizar materiales de número atómico lo más bajo posible (D_2 , H), que no son sólidos a temperatura ambiente. La utilización de un gas frío (p. ej. D_2), como tapón solucionaría ambos problemas (contaminación y radiación).

Los trabajos teóricos y experimentales realizados por Ahlborn et al.⁽⁹⁰⁻⁹²⁾ contribuyen a explicar la interacción plasma-gas frío y su efecto sobre el proceso de pérdidas. Si un gas frío, de densidad ρ_1 y temperatura T_1 , se pone súbitamente en contacto con el plasma, se produce un flujo de calor W , desde el plasma al gas. Debido a esto la temperatura del gas en la zona de contacto aumenta rápidamente y se origina una onda de choque que viaja hacia el interior del gas. De acuerdo a los valores de ρ_1 y W , la presión del gas puede resultar mayor o menor que la del plasma y existe un valor límite de densidad ρ_1^* (dependiente de W) para el cual ambas presiones se igualan. En esta situación el plasma no se comprime ni expande, la superficie de contacto se mantiene en reposo y la velocidad de las partículas a cada lado de la superficie de contacto plasma-gas es cero.

La situación de interés se presenta cuando ρ_1 y W son suficientemente grandes como para que la presión del gas resulte superior a la del plasma, ya que entonces se produce otra onda de choque que se propaga hacia dentro del plasma, produciendo una compresión y calentamiento adicional. En este caso, se eliminan las pérdidas de partículas y además, parte de la energía gastada por el plasma para calentar el gas se recupera como trabajo de compresión del gas sobre el plasma (similar a lo que ocurre con tapones de materiales sólidos).

Ahlborn et al.⁽⁹²⁾ han realizado experiencias tendientes a verificar las teorías propuestas; para ello utilizaron una columna de plasma, producida por una descarga eléctrica, que se encontraba separada del gas frío por una delgada lámina de mylar. El calor entregado por el plasma fundía la lámina produciendo el contacto entre el plasma y el gas frío (se utilizó Ar tanto para el plasma como para el gas). Los resultados obtenidos muestran que, efectivamente, existe un valor límite de densidad a partir del cual se puede comprimir el plasma.

Los estudios realizados por Mc Kenna et al.⁽¹⁰⁰⁾ en Los Alamos indican que, teóricamente, puede lograrse un aumento de aproximadamente diez

veces en el tiempo de pérdida de partículas utilizando D_2 como gas (con lo que además se evitarían los problemas de contaminación). El principal problema práctico para implementar el método es la inyección del gas; para resolverlo, el grupo de Los Alamos ha desarrollado una válvula rápida y se están investigando los procesos resultantes de la inyección rápida de gas. Lamentablemente, no se conocen hasta el presente resultados concretos de la aplicación del método a un theta pinch lineal de alta temperatura y densidad.

V. CALENTAMIENTO

V.1. Introducción

Es un hecho bien establecido que el proceso de calentamiento del plasma en un theta pinch clásico se cumple en dos etapas. La primera es la de calentamiento implosivo (ver Cap. II), y está caracterizada por la existencia de una lámina de corriente que implosiona en forma muy rápida e imparte energía a los iones en dirección radial. Al término de esta etapa se obtiene un plasma caliente, de algunos cientos de eV, con una baja relación de compresión. La segunda etapa consiste en una compresión adiabática del plasma, caracterizada por un crecimiento más lento del campo magnético, que produce una alta relación de compresión radial ($r_{\text{final}}/r_{\text{inicial}} \sim 1/5 - 1/10$) y eleva la temperatura del plasma hasta lograr valores termonucleares.

En general, en los sistemas theta pinch convencionales, ambas etapas se suceden en forma automática y se producen utilizando una espira de una sola vuelta alimentada por un único banco de capacitores. Este tipo de sistemas ha demostrado la posibilidad de alcanzar en forma confiable altas temperaturas en experiencias de laboratorio. No obstante, al considerar el desarrollo de un reactor de fusión basado en el concepto theta pinch, es posible demostrar que la utilización de un único banco de capacitores para las dos etapas de calentamiento no es eficiente desde el punto de vista del balance energético del reactor. A fin de solucionar este problema, se ha propuesto el concepto de calentamiento por etapas independientes (staged theta pinch⁽⁹³⁾), en el cual se utiliza una espira independiente para cada etapa de calentamiento.

Este concepto tiene dos ventajas fundamentales: en primer lugar, al diferenciar las funciones de cada espira, es posible diseñarlas en forma apropiada y modelar el pulso de corriente que circula en cada una de ellas, de modo de lograr un adecuado balance energético para el reactor; en segundo lugar, sería posible programar el calentamiento implosivo de modo de alcanzar una temperatura próxima a la de ignición al término de la primera etapa, de modo de eliminar la necesidad de una alta compresión adiabática durante la segunda. La obtención de una temperatura final adecuada con una baja relación de compresión ($1/2 - 1/3$) permitiría la corrección de la inestabilidad MHD con $m = 1$, común en los theta pinches lineales con espejos y theta pinches toroidales, en base a una pared conductora.

Dado que la temperatura iónica al término de la etapa implosiva es proporcional al campo eléctrico azimutal, E_θ , inducido en el plasma, a fin de alcanzar una temperatura próxima a la de ignición se requerirían valores $E_\theta \gtrsim 1 \text{ kV/cm}$, lo que daría lugar a tensiones inducidas en el reactor del orden del megavolt ($\sim 2\pi a E_\theta$, donde a es el radio de la cámara de reacción) creándose serios problemas de aislación eléctrica. En adición, el alto costo y los problemas asociados al desarrollo de la fuente capacitiva de alta tensión para la etapa implosiva representan una seria limitación económica y tecnológica para el concepto de calentamiento por etapas independientes.

Los problemas indicados han hecho que se contemple la utilización de métodos complementarios o alternativos de calentamiento para theta pinches. Entre estos se cuentan el calentamiento por ondas^(94,95), por haz láser⁽⁹⁶⁾ y por haz de electrones⁽⁹⁷⁾. Todos estos métodos se encuentran actualmente en una etapa preliminar de estudio y al momento no es claro cuales serán las perspectivas de los mismos dentro de la línea del theta pinch.

V.2. Calentamiento por Ondas

La utilización de ondas de Alfvén y magnetoacústicas, que aportan energía directamente a los iones del plasma, ha sido propuesta en reemplazo de la compresión adiabática y como forma de reducir los requerimientos de calentamiento de la etapa implosiva. En ambos casos se han realizado experiencias en theta pinches lineales y se ha demostrado la existencia de mecanismos disipativos que permiten la absorción de la energía inyectada.

En el caso de ondas magnetoiónicas, se han realizado experiencias observándose absorción en condiciones no colisionantes^(94,98). Por otra parte, el mecanismo de absorción y termalización se ha estudiado teóricamente⁽⁹⁸⁾ en base a un modelo híbrido, que trata a los iones desde el punto de vista cinético (Vlasov) y a los electrones como fluido, y que permite concluir que la absorción de energía se produce por efectos de amortiguamiento de Landau; en particular, el calentamiento previsto es muy eficiente para longitudes de onda tales que $\kappa r_0 \sim 2$ (r_0 es el radio del pinch y κ es la constante de propagación). Las comparaciones entre resultados experimentales y teóricos son escasas.

Con respecto al calentamiento por ondas de Alfvén, también se ha observado experimentalmente una fuerte absorción en theta pinches lineales^(94,95). En particular, se observó una atenuación de las ondas en un factor varios órdenes de magnitud mayor que el previsto en base a valores clásicos

de la conductividad y viscosidad. Desde el punto de vista teórico existen varios posibles mecanismos que pueden ser responsables de la absorción, de energía y termalización del plasma, no existiendo al momento una clara evidencia experimental que permita identificarlos⁽⁹⁵⁾.

V.3. Calentamiento por Láser

La utilización de láseres de larga longitud de onda, tal como el de CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$), permite calentar eficientemente plasmas de alta densidad en base absorción de radiación por bremsstrahlung inverso. Este hecho, sumado a la alta eficiencia eléctrica de los láseres de CO_2 , ha sugerido distintas posibilidades de calentamiento de plasmas en un theta pinch lineal⁽⁹⁶⁾. De los esquemas propuestos, el que más atención ha recibido es el denominado solenoide calentado por láser (Laser heated solenoid)⁽⁹⁹⁾. En este método, el calentamiento por láser reemplaza al de la etapa implosiva; el plasma precalentado por el láser es luego comprimido adiabáticamente hasta alcanzar la temperatura de ignición. Para el desarrollo de un reactor basado en este concepto, se requiere un láser con una energía del orden de 100 MJ, cuyo haz deberá realizar múltiples pases a lo largo del solenoide para lograr una absorción completa. La longitud del solenoide, igual que en el caso del theta pinch clásico, sería del orden de varios centenares de metros, lo que ciertamente limita el atractivo de esta alternativa y crea serias dificultades técnicas vinculadas con la propagación del haz.

Desde el punto de vista experimental, se han realizado ensayos en solenoides de corta longitud ($\lesssim 1 \text{ m}$)⁽⁹⁸⁾ tendientes a estudiar la propagación del haz y el calentamiento del plasma. En particular, la propagación del haz láser requiere un estricto control de su divergencia, lo que exige la creación de un perfil de densidad de plasma con un mínimo sobre el eje del haz, de modo de asegurar la formación de un canal de propagación en el que los efectos de refracción compensen los efectos de divergencia. La producción de un perfil de densidad adecuado es, por tanto, uno de los problemas centrales en estudio. Los resultados obtenidos son alentadores, por cuanto se ha demostrado la posibilidad de canalizar el haz láser y lograr un efectivo calentamiento del plasma, dentro de la escala de las experiencias realizadas.

V.4. Calentamiento por haz de electrones

En este concepto de calentamiento, denominado solenoide calentado

por haz de electrones⁽⁹⁷⁾, se inyecta un haz relativístico de electrones que calienta la columna de plasma hasta ignición, reemplazando por tanto las dos etapas de calentamiento del pinch clásico. Las dos etapas no se eliminan totalmente, sin embargo, dado que se requiere un mínimo calentamiento inicial para crear el plasma y una mínima compresión para separar al plasma de la pared; no obstante, la energía y calentamiento aportado por ambas etapas es despreciable frente al producido por el haz de electrones. Igual que en el caso del solenoide calentado por láser, la longitud de un reactor de este tipo sería del orden de algunos cientos de metros. La actividad teórica y experimental vinculada a este concepto es al momento muy escasa.

VI. DISCUSION GENERAL Y CONCLUSIONES

En los capítulos anteriores se han discutido los temas más relevantes vinculados con la física de los theta pinches, estableciéndose en cada caso el nivel de conocimiento alcanzado.

Del análisis del proceso de implosión, resulta evidente que los códigos híbridos de Liewer y Hamasaki et al. proporcionan resultados que concuerdan satisfactoriamente con los valores experimentales disponibles, lo que sugiere que los modelos desarrollados incluyen los procesos físicos más importantes y que el tratamiento autoconsistente de la turbulencia es correcto. No obstante, debe destacarse que la comparación indicada se ha realizado fundamentalmente sobre la base de máquinas de dos laboratorios (Los Alamos y Maryland), por lo que sería interesante extender el análisis a un mayor número de sistemas experimentales, con distintas condiciones de trabajo. En adición, los códigos indicados son estrictamente aplicables a sistemas de longitud infinita y, por tanto, no incluyen varios de los aspectos que pueden ser significativos en máquinas de moderada o pequeña longitud, como las utilizadas en la mayor parte de las actuales experiencias. Posibles temas de interés en este sentido son:

- i) efectos de la pérdida de partículas y energía por los extremos de la columna de plasma durante el proceso de implosión.
- ii) inclusión de la componente radial de campo magnético; este efecto es más notable en los extremos de la espira.
- iii) influencia de los procesos de rotura y reconexión de líneas magnéticas.
- iv) análisis detallado de los mecanismos de reflexión de iones en configuraciones con campo de base paralelo o antiparalelo al principal.
- v) efecto de la contracción axial de la columna de plasma en experiencias en las que existe una pequeña relación de espejo.

Con respecto al tema de las microinestabilidades relevantes durante la etapa de implosión, pueden indicarse los siguientes aspectos de interés para su estudio adicional:

- i) niveles de saturación no lineal de las distintas microinestabilidades.
- ii) posibles efectos de la microturbulencia en la estabilidad macroscópica.
- iii) análisis del transporte turbulento y procesos de conducción de calor en dirección perpendicular al campo magnético.
- iv) análisis de la posible existencia de otras microinestabilidades, en

adición a las ya consideradas, durante la etapa de implosión.

Debe notarse que si bien la variedad de temas de estudio adicional señalados en relación con el proceso de implosión es amplia, los mismos representan, esencialmente, refinamientos de los modelos físicos y computacionales ya existentes (de por sí razonablemente satisfactorios) y, si bien son de interés básico, no parecen al momento ser fundamentales para la optimización del mecanismo de calentamiento implosivo que, en la práctica, es adecuado para alcanzar una temperatura iónica satisfactoria desde el punto de vista del desarrollo de reactores de fusión nuclear.

Con respecto a la estabilidad macroscópica del plasma, los estudios realizados hasta el momento han permitido identificar los mecanismos responsables de las inestabilidades (rotación, resistividad, curvatura de líneas magnéticas, etc.) y se han establecido modelos teóricos para el análisis de algunas de ellas (intercambio y rotacional) que permiten calcular, con razonable aproximación, las tasas de crecimiento observadas experimentalmente. Por otra parte, el nivel de conocimiento de las inestabilidades resistivas no es satisfactorio, y el hecho de que no exista un modelo global que incluya todos los mecanismos responsables de inestabilidad hace que el panorama teórico sea al momento un tanto fragmentario.

Algunos de los temas de interés para estudio en relación con inestabilidades macroscópicas son:

- i) desarrollo de un modelo global que incluya a la mayor parte posible de mecanismos generadores de inestabilidades y estudio de métodos de estabilización.
- ii) verificación experimental de las teorías propuestas sobre el origen de la rotación del plasma y comprobación de la existencia de una frecuencia umbral de rotación para el desarrollo de las inestabilidades.
- iii) Planteo de un modelo adecuado para análisis de inestabilidades resistivas y, en particular, estudio de los mecanismos de rotura y recombinación de líneas magnéticas, formación de configuraciones cerradas e influencia de la rotación sobre la estabilidad en este tipo de geometría.
- iv) efectos producidos sobre la estabilidad de la columna de plasma por un cizallamiento en la velocidad de rotación.
- v) saturación de inestabilidades debido a efectos no lineales; este es un tema teórico de interés en el que se han realizado muy pocos esfuerzos hasta el presente.

vi) formulación y análisis de las leyes de escala que determinan la dependencia del tiempo de confinamiento de los parámetros experimentales (dimensiones de la máquina, campo magnético, temperatura, etc.) para configuraciones cerradas.

Considerando la relevancia de los problemas existentes en relación con la estabilidad macroscópica del plasma, debe distinguirse entre los distintos tipos de configuración de campo magnético para los theta pinch lineales.

Las configuraciones cilíndricas puras son las únicas inherentemente estables. Por el contrario, las configuraciones con espejos magnéticos son las más críticas en cuanto a estabilidad, dado que están sujetas a inestabilidades de intercambio de tipo $m = 1$, de naturaleza destructiva. Ambos casos han sido estudiados extensivamente desde el punto de vista de su equilibrio y estabilidad, con un razonable acuerdo entre teoría y experiencia; en particular, en el caso de sistemas con espejos magnéticos, se han sugerido métodos de estabilización apropiados y si bien los estudios experimentales al respecto son escasos, no parecerían existir inconvenientes insalvables para su implementación. A pesar del panorama alentador en cuanto al equilibrio y estabilidad de las configuraciones indicadas, debe notarse que ambas están seriamente limitadas por el problema de escape de plasma por los extremos abiertos del sistema, aún en el caso de espejos magnéticos, lo que reduce su interés como potenciales reactores de fusión.

La situación es diferente para las configuraciones de campo invertido, de tipo toroide compacto. En este caso, las inestabilidades resistivas son dominantes en el establecimiento de la estructura cerrada de confinamiento y falta una teoría adecuada que explique los resultados que se observan en la práctica. En adición, los resultados obtenidos indican que la estabilidad de este tipo de configuraciones está limitada por la inestabilidad rotacional de $m = 2$, de tipo destructivo; no obstante, en base a un dimensionamiento adecuado del sistema (que reduzca las pérdidas difusivas y demore el establecimiento de la inestabilidad rotacional) se estima posible producir una configuración estable durante tiempos de interés práctico para un reactor de fusión. Es importante destacar que, a diferencia de lo que ocurre para las otras dos configuraciones, los sistemas toroidales producidos por inversión de campo sólo experimentan pérdidas difusivas de plasma, lo que elimina de raíz el problema que afecta a los sistemas abiertos.

Esta consideración y las perspectivas de estabilidad favorable indicadas, dan particular relevancia al estudio del equilibrio y estabilidad de las configuraciones de campo invertido.

En el caso de pérdidas por los extremos para configuraciones tipo theta pinch abierto, se ha realizado un considerable esfuerzo en los últimos años sin que se alcanzaran resultados realmente significativos en cuanto a posibilidades de reducirlas (más allá de un factor $\sim 2-3$) utilizando tapones de distinto tipo o espejos magnéticos, y sin que ninguno de los métodos propuestos demostrara su preeminencia sobre los restantes. Este tema, por tanto, requiere mayor estudio y sigue siendo el principal inconveniente práctico que limita las perspectivas de este tipo de configuraciones como potencial reactor de fusión.

Dentro de los temas de interés para estudio, pueden citarse:

- i) estudio más exhaustivo de los métodos propuestos para reducción de pérdidas y exploración de nuevos métodos.
- ii) estudio detallado de la interacción entre el plasma y el material del tapón sólido o gas frío.
- iii) desarrollo de códigos híbridos de cómputo para estudiar pérdidas en plasmas no colisionantes.
- iv) inclusión de los efectos de microinestabilidades y turbulencia en la etapa posterior a la implosión.

El caso de configuraciones cerradas, de tipo toroide compacto, merece una mención especial, por cuanto esta exento del problema de pérdidas por extremos abiertos, como ya se indicara. Esto permitiría, en principio, alcanzar tiempos de confinamiento mucho mayores que para los sistemas tipo theta pinch abiertos. Como resultado, de contarse con condiciones de estabilidad favorable, las configuraciones cerradas ofrecerían una solución al problema de pérdidas y un posible camino para el desarrollo de reactores de fusión de tipo compacto basados en el concepto theta pinch lineal, en los que se aprovecharían las ventajas del calentamiento implosivo propio de los theta pinches lineales.

Finalmente, en relación con el problema de métodos alternativos de calentamiento, los estudios realizados están todavía en una etapa demasiado incipiente de desarrollo como para poder identificar una alternativa dominante. En particular, la misma necesidad de otros métodos de calentamiento que no sean los clásicos para un theta pinch es cuestionable y, de

ser necesarios, ciertamente estarán condicionados por el tipo de soluciones que se adopten para resolver algunos de los problemas centrales del theta pinch, tales como el de estabilidad del plasma y el de pérdidas por los extremos. Por tanto, el estudio de métodos alternativos de calentamiento carece al momento de una fundamentación demasiado precisa sobre cuales son las verdaderas necesidades de un theta pinch como reactor de fusión, lo que ciertamente podrá encontrar una respuesta en una etapa más avanzada en el desarrollo de este concepto.

Como resultado del estudio efectuado, pueden extraerse las siguientes conclusiones con respecto a la selección de temas de investigación en física de plasmas, de relevancia para el concepto theta pinch lineal:

- i) Existe un gran número de temas de investigación vinculados a la física del theta pinch lineal, en parte comunes a las diferentes configuraciones de campo magnético y, en parte, propios de cada una de ellas.
- ii) De las distintas configuraciones posibles, la de campo invertido (toroide compacto) es la que ofrece perspectivas más atractivas para desarrollo de reactores de fusión nuclear, al eliminar de raíz el problema de pérdidas por los extremos, propio de los sistemas abiertos.
- iii) Las configuraciones de campo invertido, por ser las de estudio más reciente, son las más ricas en temas de investigación. Entre estos, se encuentran los aspectos de calentamiento implosivo y estabilidad macroscópica del plasma confinado, que cubren un amplio espectro de temas de interés básico. El estudio de métodos de calentamiento adicional, si bien su necesidad no es obvia al momento, está también dentro de las posibilidades de investigación. En adición, debe tenerse en cuenta el estudio de procesos de transporte, en particular la difusión del plasma a través del campo magnético, que pasan a ser de importancia en este tipo de geometría.
- iv) Considerando el estado razonablemente satisfactorio de los estudios de calentamiento implosivo y la natural eficiencia de este proceso para alcanzar temperaturas de interés para un reactor de fusión y considerando, además, lo prematuro de encarar estudios de calentamiento adicional sin disponer de una visión clara de la necesidad en ese sentido, los temas que aparecen como más relevantes para investigación en relación con las configuraciones theta pinch de campo invertido son, al momento, los de estabilidad macroscópica y transporte.

Como resultado del análisis realizado y las conclusiones que se han extraído del mismo, los aspectos de estabilidad macroscópica y transporte de las configuraciones de campo invertido surgen como los temas más atractivos para el establecimiento de un programa de investigación teórico-experimental con un theta pinch lineal, por la riqueza inherente a los mismos para investigación original básica y aplicada, y por el potencial de la configuración elegida para desarrollo de reactores de fusión. La validez de esta conclusión general está corroborada por el creciente interés a nivel internacional en las configuraciones de tipo toroide compacto, al punto que laboratorios de primer nivel dentro de la línea theta pinch, tales como Los Alamos y Maryland, han reorientado sus actividades en esa dirección y otros, tal como Princeton, han iniciado actividades en el tema.

Finalmente, es importante destacar que dado que las actividades internacionales en relación con los toroides compactos son muy recientes, las experiencias en curso son al momento de pequeña escala en cuanto a las dimensiones de las máquinas y la energía de alimentación en juego, lo que hace posible realizar aportes significativos al tema con sistemas experimentales y recursos razonablemente modestos.

Lista de símbolos utilizados más frecuentemente

Convenciones: La notación vectorial se indicará con una línea sobre la magnitud correspondiente. Por ejemplo, $\vec{B} = B \hat{e}$ indica el vector inducción magnética, en donde B es su módulo y $\hat{e}$ el versor en la dirección correspondiente. El producto vectorial se indicará con "x" y el producto escalar con ".".

Los subíndices (r, θ, z) indican las componentes de una determinada magnitud según las coordenadas correspondientes, y los subíndices (i, e) indican si el valor citado corresponde a iones o electrones, respectivamente.

Símbolos:

a : radio de Larmor.

B : inducción magnética.

c : velocidad de la luz.

E : campo eléctrico.

f : función de distribución de velocidades.

J : densidad de corriente eléctrica.

k : constante de Boltzmann.

m_α : masa de las cargas del plasma, donde α indica genéricamente electrón o ión ($\alpha \equiv e, i$).

m : número de onda azimutal.

n : concentración de cargas del plasma.

p : presión estática.

q : carga eléctrica de las partículas del plasma.

r : coordenada radial.

R_m : relación de espejo magnético.

T : temperatura cinética.

t : tiempo.

V : velocidad promedio de las partículas.

- v : velocidad instantánea de una partícula.
- $\bar{x}$: vector posición, que identifica un punto dado en el espacio configuracional; se utiliza esta notación en el texto independientemente del tipo de sistema de coordenadas empleado y no debe confundirse con la coordenada x correspondiente al sistema rectangular de coordenadas definido en la Fig. 2.
- Z : número atómico.
- z : coordenada según el eje del pinch (axial).
- β : cociente entre la presión estática y la presión magnética del plasma.
- κ : $2\pi/\lambda$, donde λ es la longitud de onda de perturbación según z .
- Ω : frecuencia de rotación del plasma alrededor de su eje de simetría.
- ρ : densidad de masa del plasma.
- θ : coordenada azimutal.
- ω : frecuencia temporal de una perturbación.
- ω_l : frecuencia de Larmor.
- χ : cociente entre el tiempo real de pérdida del plasma por los extremos abiertos del pinch y el tiempo de tránsito térmico de un ión.
- ψ : flujo magnético axial.
- τ_p : tiempo de confinamiento de plasma.
- τ_E : tiempo de confinamiento de energía.
- η : resistividad eléctrica del plasma.

REFERENCIAS

1. W. Davis, A.W. De Silva, W. Dove, H.R. Griem, N.A. Krall y P.C. Liewer; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 4th. International Conference, Madison, 1971 (I.A.E.A., Vienna 1971), Vol. 3, pag. 289.
2. R.D. Bengston, S.J. Marsh, A.E. Robson y C.A. Kapetanakis; Phys. Rev. Lett. 29, 1073 (1972).
3. N.A. Krall y D.L. Book; Phys. Rev. Lett. 23, 574 (1969).
4. M. Lampe, W.M. Manheimer, J.B. Mc Bride, J.M. Orens, K. Papadopoulos, R. Shanny y R.N. Sudan; Phys. Fluids 15, 662 (1972).
5. R.C. Davidson, N.A. Krall, K. Papadopoulos y R. Shanny; Phys. Rev. Lett. 24, 579 (1970).
6. R. Chordura, M. Keilhacker, M. Kornherr y H. Niedermeyer; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 3rd. International Conference, Novosibirsk, 1968 (I.A.E.A., Vienna 1969), Vol. 1, pag. 81.
7. D. Duchs, N.A. Krall y G.C. Goldenbaum; Bull. Am. Phys. Soc. 15, 532 (1970).
8. R. Chordura; Phys. Fluids 11, 400 (1968).
9. G. Bandotti, A. Cavaliere y F. Engelmann; Nucl. Fusion 6, 46 (1966).
10. P.C. Liewer, N.A. Krall; Phys. Fluids 16, 1953 (1973).
11. P.C. Liewer; "Theoretical and numerical approaches to turbulence dominated theta pinches", Tesis Doctoral, Dept. of Phys. and Astronomy, Maryland University (1972).
12. N.A. Krall, S. Hamasaki, R. Davidson, P.C. Liewer, C. Wagner, N. Gladd, D. Hewett, C. Nielson, T. Oliphant y A. Sgro; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 5th. International Conference, Tokyo, 1974 (I.A.E.A., Vienna 1975), Vol. 3, pag. 373.
13. S. Hamasaki, R.C. Davidson, N.A. Krall y P.C. Liewer; Nucl. Fusion 14, 27 (1974).
14. B. Hui, R.C. Davidson y S. Hamasaki; Nucl. Fusion 15, 27 (1975)

15. A.G. Sgro y C.W. Nielson; *Phys. Fluids* 19, 126 (1976).
16. P.C. Liewer; *Nucl. Fusion* 16, 817 (1976).
17. R. Chordura; *Nucl. Fusion* 15, 55 (1975).
18. S. Hamasaki, N.A. Krall, C.E. Wagner y R.N. Byrne; *Phys. Fluids* 20, 65 (1977).
19. T.T. Chiang y A.W. De Silva; *Bull. Am. Phys. Soc.* 20, 1327 (1975).
20. E. Oktay, A.W. De Silva, P.C. Liewer, Y.G. Chen, H.R. Griem, R. Hess, N.A. Krall; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 5th. International Conference, Tokyo, 1974. (I.A.E.A., Vienna 1975) Vol. 3, pag. 361.*
21. I. Henins, J.E. Hammel, T.E. Jarboe, J. Marshall y A.R. Sherwood; *Proc. of the 3rd. Topical Conf. on Pulsed High-Beta Plasma, Culham, (1975), pag. 203. (Pergamon Press, 1976).*
22. H.A. Bodin, T.S. Green, G.B.F. Niblett, N.J. Peacock, J.M. Quinn, J.A. Reynolds y J.B. Taylor; *Nuclear Fusion Suppl. Part 2, pag. 521 (1962).*
23. H.A. Bodin, T.S. Green, A.A. Newton, G.B.F. Niblett y J.A. Reynolds; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 2nd. International Conference, Culham, 1965. (I.A.E.A., Vienna 1966) Vol. 1, pag. 193.*
24. M. Keilhacker, H. Herold, J. Cooper y D.E. Roberts; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 2nd. International Conference, Culham, 1965. (I.A.E.A., Vienna 1966) Vol. 1, pag. 315.*
25. R.K. Linford, W.T. Armstrong, D.A. Platts y E.G. Sherwood; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 7th. International Conference, Innsbruck, 1978. (I.A.E.A., Vienna 1979) Vol. 2, pag. 447.*
26. V.D. Shafranov; *Review of Plasma Phys. (Consultants Bureau, New York, 1966) Vol. 2, pag. 116.*
27. E.K. Maschke; *Plasma Phys.* 15, 535 (1973).
28. R.N. Sudan y M.N. Rosenbluth; *Phys. Fluids* 22, 282 (1979).
29. T.E. Cayton, G. Vahala; *Phys. Fluids* 19, 590 (1976).
30. R.L. Morse, J.P. Freidberg; *Phys. Fluids* 13, 530 (1970).

31. M.N. Rosenbluth, N.A. Krall y N. Rostoker; Nuclear Fusion Suppl. part I, pag. 143 (1963).
32. D.B. Batchelor; "Equilibrium and nonlocal stability properties of collisionless theta-pinch plasmas", Tesis Doctoral, Dept. of Phys. and Astronomy, Maryland University (1976).
33. H.M. Steiner; Phys. Fluids 13, 193 (1970).
34. J.A. Wesson y F.A. Haas; Phys. Fluids 12, 1271 (1969).
35. G. Berge; Phys. Fluids 13, 1031 (1970).
36. J.B. Freidberg, B.M. Marder y H. Weitzner; Nuclear Fusion 14, 809 (1974).
37. J.B. Freidberg y B.M. Marder; Phys. Fluids 16, 247 (1973).
38. R.R. Bartsch, C.J. Buchenauer, E.L. Cantrell, J.N. Downing, B.L. Freeman, K.B. Freese, R.F. Gribble, I. Henins, A.R. Jacobson, F.C. Jahoda, T.R. Jarboe, R. Kristal, G. Miller, W.E. Quinn, F.L. Ribe, A.R. Sherwood, R.E. Siemon, K.S. Thomas; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 6th. International Conference, Berchtesgaden, 1976. (I.A.E.A.), Vienna 1977), Vol. 2, pag. 193.
39. F. Meyer y H.V. Schmidt; Zh. f. Naturforschung 13a, 1005 (1958).
40. I.B. Bernstein, E.A. Frieman, M.D. Kruskal y R.M. Kulsrud; Proc. Royal Soc. A 244, 17 (1958).
41. H.A.B. Bodin, J. Mc Carton, A.A. Newton y G.H. Wolf; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 3rd. International Conference, Novosibirsk, 1968. (I.A.E.A , Vienna 1969), Vol. 2, pag. 533.
42. L. Sparks, J.M. Fiun y R.N. Sudan; Phys. Fluids 23, 611 (1980).
43. H.A.B. Bodin; Nuclear Fusion 3, 215 (1963).
44. A. Eberhagen, W. Grossmann, Zh. Physik 248, 130 (1971).
45. A. Kalek, L. Köner, P. Noll, K. Suyita, F. Woolbroeck, K. Watanabe y H. Witulski; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 3rd. International Conference, Novosibirsk, 1968. (I.A.E.A., Vienna 1969) Vol. 2, pag. 581.
46. J.H. Irby; "Observations and interpretations of magnetic-field-line reconnection and tearing in a theta pinch", Tesis Doctoral, Dept. of Phys. and Astronomy, Maryland University (1979).

47. A.G. Es'kov, O.A. Zolotovskiy, A.G. Kalygin, R. Kh. Kurtmullaev, Ya. N. Lankhin, A.I. Markin, A.P. Proshletsov y V.N. Semenov; Proc. 7th. European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Lausanne, 1975) Vol. 1, pag. 55.
48. H.P. Furth, J. Killeen y M.N. Rosenbluth; Phys. Fluids 6, 459 (1963).
49. G. Ldval, R. Pellat y M. Vuillemin; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 2nd. International Conference, Culham, 1965. (I.A.E.A., Vienna 1966) Vol. 2, pag. 259.
50. R.D. Hazeltine, D. Dobrott y T.S. Wang; Phys. Fluids 18, 1778 (1975).
51. J.F. Drake y Y.C. Lee; Phys. Fluids 20, 72 (1977).
52. J.M. Fiun y P.K. Kaw; Phys. Fluids 20, 72 (1977).
53. J.B. Taylor; Plasma Phys. 4, 401 (1962).
54. G. Berge; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 2nd. International Conference, Culham, 1965. (I.A.E.A., Vienna, 1966) Vol. 1, pag. 767.
55. E. Bowers y M.G. Haines; Phys. Fluids 14, 2695 (1968).
56. J.P. Freidberg y J.A. Wesson; Phys. Fluids 13, 1117 (1970).
57. E. Bowers y M.G. Haines; Phys. Fluids 14, 165 (1971).
58. J.P. Freidberg y L.D. Pearlstein; Phys. Fluids 21, 1207 (1978).
59. C.E. Seyler; Phys. Fluids 22, 2324 (1979).
60. M.G. Haines; Advances in Phys. 14, 167 (1965).
61. E.P. Velikhov; Plasma Phys. 6, 203 (1964).
62. J.B. Taylor y J.A. Wesson, Nucl. Fusion 5, 159 (1965).
63. J.A. Wesson, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 2nd. International Conference, Culham, 1965. (I.A.E.A., Vienna 1966) Vol. 1, pag. 223.
64. J.P. Freidberg y H. Weitzner; Nucl. Fusion 15, 217 (1975).
65. L.C. Steinhaver; Phys. Fluids 19, 738 (1976).
66. H. Weitzner; Phys. Fluids 20, 384 (1977).
67. H. Weitzner; Phys. Fluids 20, 1289 (1977).

68. R.L. Morse; Phys. Fluids 16, 545 (1974).
69. R.C. Malone y R.L. Morse; Phys. Rev. Lett. 39, 134 (1977).
70. J.V. Brackbill, M.T. Menzel y D.C. Burnes en Third Topical Conference on Pulsed High-Beta Plasma, Culham. (Perqamon Press 1976) pag. 375.
71. H.A.B. Bodin, J. Mc Carton, I.K. Pasko y W.H. Schneider; Phys. Fluids 15, 1341 (1972).
72. A.S. Kaye; J. Plasma Phys. 11, 77 (1974).
73. R.L. Morse; Phys. Fluids 9, 2536 (1966).
74. R.L. Morse; Phys. Fluids 11, 1558 (1968).
75. T.M. York y E.H. Klevans; Universidad de Pennsylvania. Report C00-4020-6. (1978).
76. H. Dreicer; Los Alamos Report LA-VR-76-2010 (1976).
77. K.F. Mc Kenna, R.R. Bartsch, R.J. Comisso, C.A. Ekdahl, I.R. Jones y R.E. Siemon, Los Alamos Report LA-UR-78-1909 (1978).
78. K.F. Mc Kenna y T.M. York; Phys. Fluids 20, 1556 (1977).
79. K.S. Thomas, H.W. Harris, F.C. Jahoda, G.A. Sanwyer y R.E. Siemon; Phys. Fluids 17, 1314 (1974).
80. R.F. Gribble, W.E. Quinn y R.E. Siemon; Phys. Fluids 14, 2042 (1971).
81. P.H. Sakanaka, J. Busnardo - Neto y N. Niimura. Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1035) 1976.
82. E. K. Stover, E.H. Klevans y T.M. York. Phys Fluids 21, 2090 (1977).
83. L. Spitzer; Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, N.York, (1956).
84. K.F. Mc Kenna, T.M. York; Phys. Fluids 20, 1556 (1977).
85. K.F. Mc Kenna, R.R. Bartsch, R.J. Comisso, C.A. Ekdahl, K.B. Freese; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proceedings of the 7th. International Conference, Innsbruck, 1978. (I.A.E.A., Vienna 1979) Vol. 2, pag. 229.
86. K. Hirano; Instituto de Física del Plasma. Universidad de Nagoya Report IPPJ-321 (1978).
87. A.K. Sen; Instituto de Física del Plasma, Universidad de Nagoya Report

IPPJ-346 (1978).

88. R.J. Comisso, C.A. Ekdahl, K.B. Freese, K.F. Mc Kenna y W.E. Quinn;
Phys. Rev. Lett. 39, (3), 137 (1977).
89. R.J. Comisso, R.R. Bartsch, C.A. Ekdahl, K.F. Mc Kenna y R.E. Siemon;
Phys. Rev. Lett. 43, (16), 442 (1979).
90. B. Ahlborn; Can. J. Phys. 51, 1416, (1973).
91. B. Ahlborn; Can. J. Phys. 55, 1047, (1977).
92. W. Liese, B. Ahlborn y B. Armstrong; Phys. Fluids 22 (12), 2296 (1979).
93. H.A.B. Bodin; Proc. Conf. on Pulsed Fusion Reactors, Erice-Trapani
Pergamon Press. (1974) pag. 97.
94. T. Kammash, D.L. Galbraith, Nuclear Fusion, 13, 464 (1973).
95. J.L. Shohet, Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, 4, 37
(1978).
96. J.M. Dawson, R.E. Kidder, A. Hertzberg, Report MATT-782 (1971).
97. J. Benford, T.S.T. Young, B. Ecker, D. Dakin, Proc. 1st. International
Topical Conf. on Electron Beam Research and Technology, Albuquerque,
N.M., 1975, Vol. 2, pag. 476 (1975).
98. K.F. Mc Kenna, R.R. Bartsch, R.J. Comisso, C.A. Ekdahl, K.B. Freese,
R.F. Gribble, F.C. Jahoda, G. Miller, R.E. Siemon, J.V. Brackbill, J.P.
Freidberg, S.P. Gary, H.R. Lewis, A.S. Sgro, L. Turner, D. Winske, A.L.
Hoffman, E.A. Crawford, D.D. Lowenthal, D.C. Quimby, G.C. Vlases, H.W.
Hoida, Z.A. Pietrzyk; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
Research. Proceedings of the 7th. International Conference, Innsbruck,
1978. (I.A.E.A., Vienna 1979) Vol. 2, pag. 229.
99. R.L. Miller, R.A. Kra Kowsky, Proceedings of the DOE/DMFE Plasma Heating
Development Requirements Workshop, Gaithersburg, MD, 1977. Pags. 105-118
(CONF-771241).
100. K.F. Mc Kenna, C.A. Ekdahl, R.F. Gribble, Bull. Am. Phys. Soc., 23,
801 (1978).