

J. E. N. 315

Sp ISSN 0081 - 3397

**Introducción a la fusión termonuclear
controlada (aparatos
de confinamiento magnético).**

por

J. A. Cabrera

J. Guasp

R. Martín

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR

MADRID, 1975

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación Biblioteca y Publicaciones, Junta de Energía Nuclear, Ciudad Universitaria, Madrid-3, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesaurus del INIS para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. Para más detalles consulte el informe IAEA-INIS-12 (INIS: Manual de Indización) y IAEA-INIS-13 (INIS: Thesaurus) publicado por el Organismo Internacional de Energía Atómica.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Este trabajo se ha recibido para su impresión en Septiembre de 1.975.

INTRODUCCION A LA FUSION TERMONUCLEAR CONTROLADA (APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO).

INTRODUCCION

1. FUSION TERMONUCLEAR
 - 1.1. Reacciones de fusión
 - 1.2. Ventajas frente a la fisión
2. SECCIONES EFICACES DE FUSION. TEMPERATURA CRITICA
 - 2.1. Secciones eficaces
 - 2.2. Pérdidas por radiación. Temperatura crítica
 - 2.3. Métodos de ignición
3. CONDICIONES MINIMAS DE DENSIDAD Y TIEMPO DE CONFINAMIENTO (CRITERIO DE LAWSON)
4. CONFINAMIENTO Y ESTABILIDAD DE PLASMAS
5. APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO. SISTEMAS CERRADOS.
 - 5.1. Tokamak
 - 5.2. Stellarator
 - 5.3. Multipolos
 - 5.4. "Bumpy - Torus"
 - 5.5. Otros sistemas cerrados
6. APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO. SISTEMAS ABIERTOS.
 - 6.1. Espejos y pozos magnéticos
 - 6.2. "⊗ -pinch" (dispositivo de estricción azimutal)
 - 6.3. "Z - pinch" (dispositivo de estricción longitudinal)
 - 6.4. Otros aparatos abiertos

7. PERSPECTIVAS DE LA FUSION

7.1. Situación actual y futuro inmediato

7.2. Problemas tecnológicos y ambientales

8. REFERENCIAS

INTRODUCCION

En este trabajo se reproducen los temas desarrollados en un seminario, leído por uno de los autores (J. G.) en la División de Fusión y Reactores Experimentales, durante el mes de abril de 1975, con el que se inició una larga serie de exposiciones referentes a la Física de Plasmas y de la Fusión.

Se describen aquí, exclusivamente, los aparatos de confinamiento magnético, se apreciará por tanto la ausencia de multitud de temas relacionados: confinamiento inercial, teoría de órbitas en campos electromagnéticos, inestabilidad de plasmas, etc., que por haber sido objeto de seminarios separados, se ha preferido sean expuestos aparte.

CAPITULO 1

FUSION TERMONUCLEAR

En este capítulo se expondrán las ventajas de la fusión controlada respecto a la fisión.

1.1.- Reacciones de fusión

El comportamiento de la energía de enlace por nucleón en función del número másico (Fig. 1.1.), hace posible la ganancia de energía en la agregación de núcleos ligeros para formar otros más pesados (fusión), proceso inverso al de la fisión.

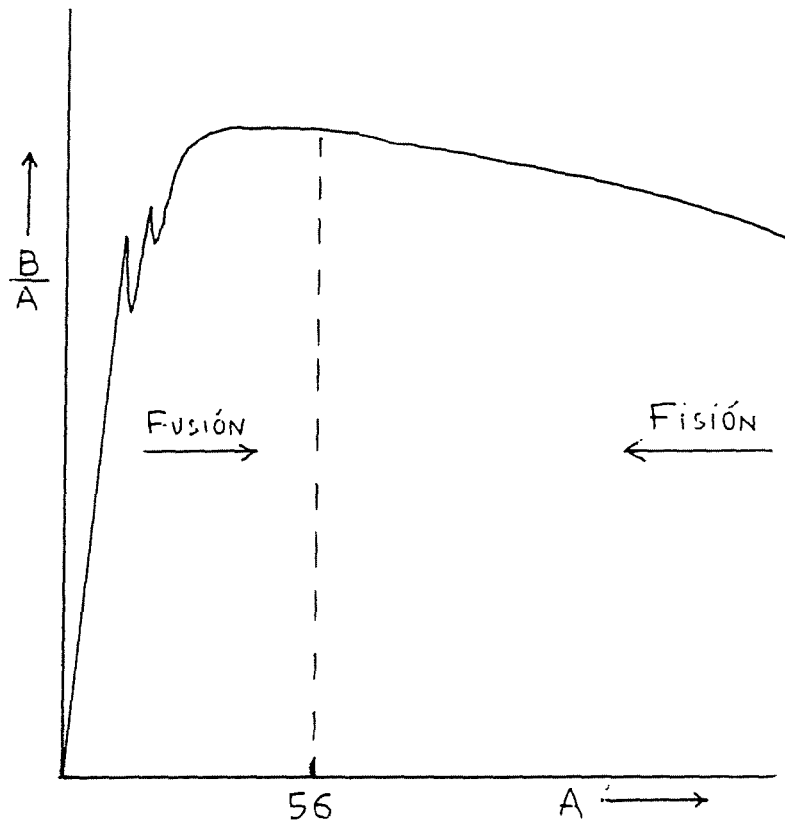
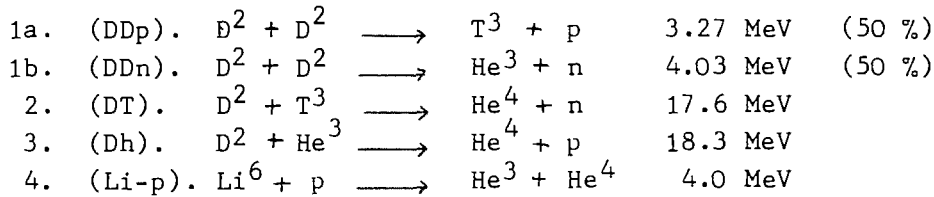


Fig. 1

Dado que los núcleos han de superar sus barreras coulombianas antes de experimentar interacciones nucleares y que aquellas (cf § 2) son tanto más elevadas cuanto mayor es su carga, es obvio que las reacciones de fusión más favorables serán las que impliquen a los núcleos mas ligeros. Tendremos así, en primer lugar, como más favorables, los cuatro procesos siguientes:



de todos ellos, el de sección eficaz mayor es DT (cf § 2) por lo cual se le considera, en principio, el más favorable para la consecución de los primeros aparatos de Fusión Termonuclear Controlada(1).

1.2. Ventajas frente a la fisión

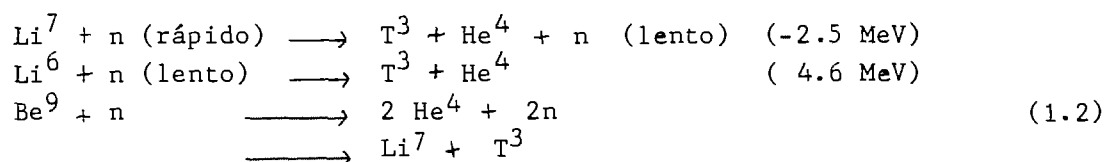
En primer lugar debe notarse la mayor eficiencia energética de la reacción DT (3.52 MeV por nucleón, es decir 3.9 Mw-día por gr. de DT) frente a la fisión (200 MeV por fisión, 0.85 MeV por nucleón, es decir 0.97 Mw-día por gr. de U^{235}), más de un factor 4 a favor de D-T.

La ventaja energética relativa se reduce en el caso de la reacción DD a un factor 1.07 (0,91 MeV por nucleón).

El D se encuentra en cantidades prácticamente inagotables en el agua del mar (en proporción de 1.5×10^{-4} frente al H^1) y su separación isotópica es relativamente fácil. El T, en cambio, es inestable (sufre emisión β negativa con una semivida de 12,3 años) por lo que el mayor rendimiento energético de la reacción D-T se encontrará limitado por el inconveniente de emplear dicho T como combustible. Por lo tanto, para la utilización de la

(1) En adelante F.T.C.

reacción DT en la producción de energía, será necesario algún proceso adicional que genere el T. Dicho proceso puede conseguirse gracias a los neutrones del propio ciclo DT, que emergen con una energía de 14 MeV, a través de las reacciones siguientes:



De esta manera, rodeando el dispositivo de fusión DT con una envoltura de Li o Be, los neutrones de la reacción pueden regenerar el T, el cual, debidamente separado y reinyectado, podrá mantener la reacción.

El propio Li ó Be que absorbe la energía de los neutrones de fusión, puede ser empleado para accionar un ciclo térmico.

Las reservas de Li (del cual 7.4 % es Li⁶) son relativamente grandes, se encuentra en la corteza terrestre con abundancia 15 veces superior a la del U (comparable a la del Cu) y en mayor cantidad disuelto en los Océanos.

Por su parte la reacción DD, a pesar de su rendimiento energético comparable al de la fisión, presenta la ventaja de hacer uso de un combustible prácticamente inagotable y de que la mayor parte de la energía la transportan las partículas cargadas. En efecto, en la reacción DDn los neutrones se llevan unos 2.5 MeV, es decir que, habida cuenta de que las dos reacciones DDn y DDp son igualmente probables, los neutrones llevan un 33 % de la energía total (frente a un 80 % en el caso del DT). Por consiguiente el 67 % de la energía total del ciclo DD es transportada por partículas cargadas. Esto presenta las ventajas de una menor irradiación neutrónica (grave inconveniente en el caso DT), no utilizar ningún isótopo radioactivo (como el T) y de que, si se pudieran desarrollar dispositivos factibles de conversión directa, el rendimiento en la extracción de energía eléctrica podría ser muy elevado (hasta un 90 %) con una contaminación térmica muy baja

En la tabla 1.1 [2], aparece una evaluación para la duración probable de los recursos energéticos (incluyendo las reservas potenciales) en

el caso de dos posibles niveles extremos de consumo. El primer nivel (0.17 Q)⁽²⁾ corresponde al consumo energético que tuvo lugar en el año 1968 en todo el planeta (3.5×10^9 habitantes consumiendo 4.85×10^7 BTU cada uno). El segundo nivel (2.8 Q) correspondería al consumo de una población de 7×10^9 habitantes con un gasto anual por persona de 4×10^8 BTU, es decir un 20 % superior al de un habitante de U.S.A. del año 1968 (esta es la tasa prevista para ese país en el año 2000). Las extrapolaciones más fiables (?) indicarían un consumo probable, para el planeta, en el año 2000 de 1Q.

COMBUSTIBLE	DURACION EN AÑOS	
	A 0.17 Q	A 2.8 Q
FOSIL (Carbón, Petroleo, Gas)	3000	200
URANIO (U ₃ O ₈ a menos de 500 \$/lb.)	170.000	10.000
MATERIALES FERTILES (U ²³⁸ , Th ²³²)	30×10^6	1.8×10^6
DEUTERIO	45×10^9	2.7×10^9
Li (CONTINENTES)	50.000	2.900
Li (OCEANOS)	120×10^6	7.3×10^6

DURACION ESTIMADA DE LAS RESERVAS ENERGETICAS [2] .

TABLA 1.1

(2) $1Q = 10^{18}$ BTU = 10^{21} J = 2.8×10^{14} Kwh

Dicha tabla hace patente la necesidad de recurrir para la obtención de energía a largo plazo, bien a los reactores de fisión reproductores (materiales fértiles), bien a la fusión controlada (D y Li). Dado que los problemas de seguridad y de residuos radioactivos, inherentes a los primeros, pueden llegar a ser muy alarmantes, es evidente que, por su menor riesgo, debe prestarse atención a las reacciones de fusión, al menos como posibilidad alternativa a medio y, sobre todo, largo plazo, estudiando su viabilidad tanto científica como tecnológica. Las estimaciones sobre su competitividad económica son aún prematuras, pueden evolucionar de modo imprevisible y además, pueden quedar relegadas a segundo término, desplazadas como consecuencia de exigencias ambientales.

La fusión controlada, pese a los problemas tecnológicos aún no resueltos, puede ser una solución a largo plazo menos contaminante; más segura y, probablemente, más eficiente que la fisión en los reproductores rápidos.

Por otro lado, si pudiera hacerse posible la utilización del ciclo DD con conversión directa, estos sistemas podrían mostrarse como la solución definitiva para la producción de energía, ocasionando una revolución técnico-económica de consecuencias imprevisibles. En este sentido se ha sugerido [2] la posibilidad de Economías casi cíclicas, en las cuales las materias primas desechadas serían reprocessadas en "hornos de fusión", separandolas en sus componentes nucleares, con lo que podrían volver a ser utilizadas (al menos parcialmente), aumentando así la eficiencia de la Economía y disminuyendo la polución.

Los posibles beneficios que podrían obtenerse en tales casos compensarían con creces el reforzamiento de las inversiones actuales en ese campo, aún cuando los resultados prácticos puedan estar todavía muy lejanos.

CAPITULO 2

SECCIONES EFICACES DE FUSION. TEMPERATURA CRITICA.

2.1. Secciones eficaces.

Por tratarse de reacciones entre partículas cargadas todas las secciones eficaces de fusión hacen aparecer el factor de penetración coulombiano, tanto menor cuanto más alta y ancha es la barrera originada por la repulsión electrostática de los núcleos, es decir cuanto mayor es la carga de estos (Fig. 2.1). Por ello las secciones eficaces de reacción a baja energía (es decir por debajo de 1 MeV, donde aparecen las resonancias para los núcleos ligeros) pueden ponerse en la forma [10] .

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) e^{-2\pi\eta} \quad (2.1)$$

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.2)$$

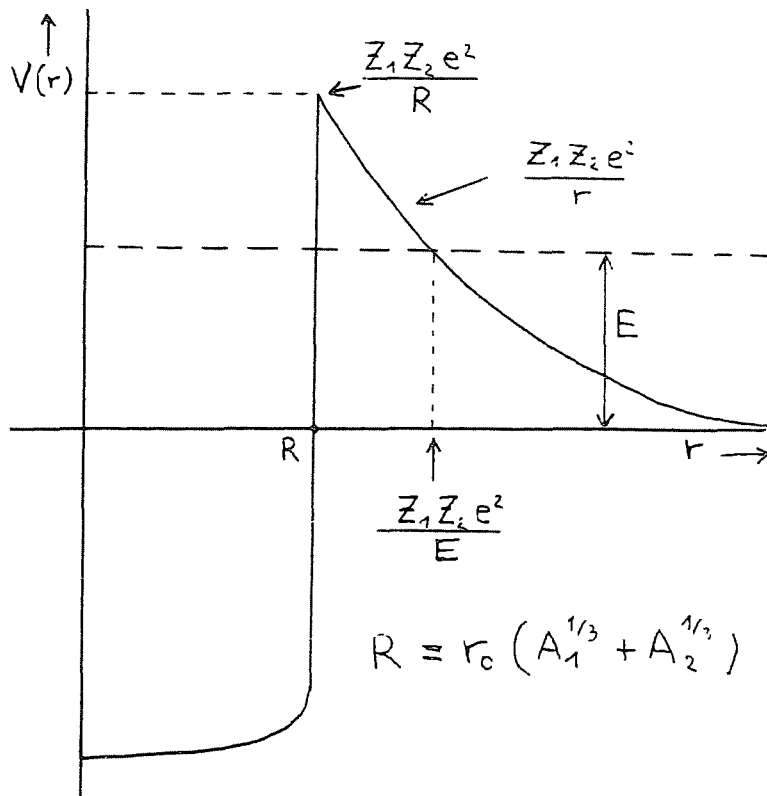


Fig. 2.1.

Siendo η el factor de Coulomb.

E la energía cinética disponible en el sistema del centro de masas.

v la velocidad relativa de las dos partículas de carga Z_1e y Z_2e .

y $S(E)$ una función lentamente variable con la energía, denominada factor astrofísico.

A causa del factor $e^{-2\pi\eta}$, las secciones eficaces de fusión toman valores muy pequeños a energía inferiores a algunos KeV, creciendo luego muy bruscamente (Fig. 2.2).

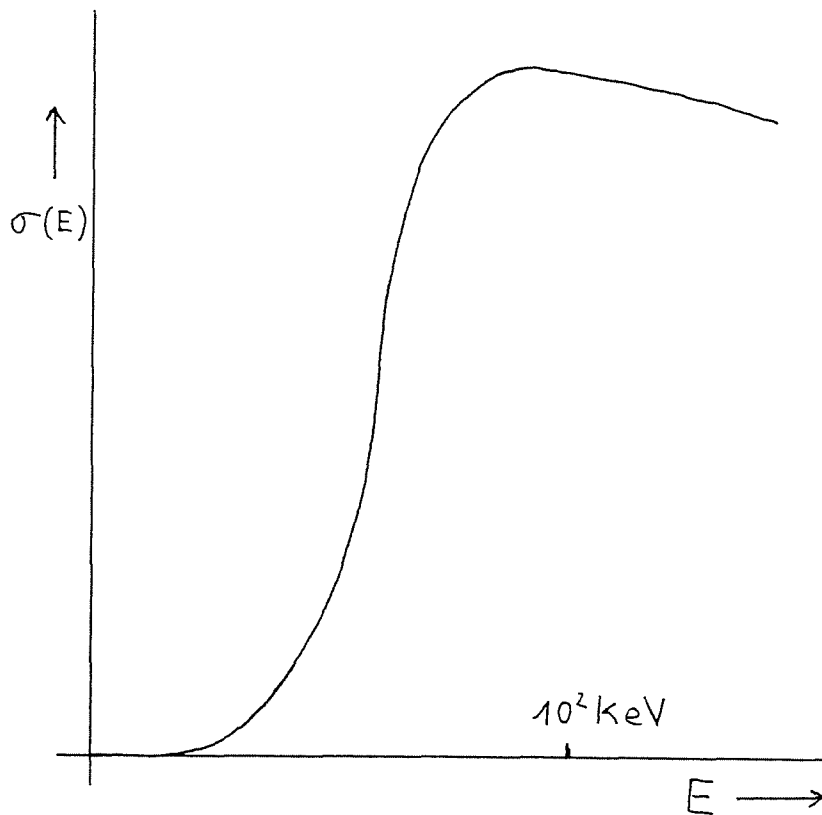


Fig. 2.2.

Así p. ej.

DT alcanza un máximo de 5b. a 80 KeV

DD alcanza un máximo de 0.05 b. a 200 KeV

DHe³ alcanza un máximo de 0.9 b. a 450 KeV

Por lo tanto, sólo cuando las energías relativas de las partículas sean del orden de varias decenas de KeV, será apreciable la probabilidad de las reacciones de fusión.

Para alcanzar estas energías es necesario elevar la temperatura del material a muchos millones de grados, así para que la energía cinética media por partícula debida a la agitación térmica, $E = \frac{3}{2} KT$, sea de unos 30 KeV, es necesaria una temperatura de unos 2×10^7 °K (3).

Suponiendo, por simplicidad, que la distribución de velocidades sea de la forma Maxwell-Boltzmann, que las partículas de tipo 1 y 2 (desiguales) posean densidades (en número de núcleos) respectivas n_1 y n_2 y que se desprenda en cada reacción una energía Q , se obtiene para la energía producida en la unidad de tiempo y de volumen \underline{W} la expresión.

$$W = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle Q \quad (2.3)$$

donde

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(v) \Psi(v) dv$$

es el promedio de $v\sigma$ con respecto a la distribución de velocidades Ψ , correspondiente a la temperatura T , que se supone normalizada a la unidad.

Si las partículas 1 y 2 son del mismo tipo, hay que multiplicar la expresión (2.3) por $\frac{1}{2}$ con el fin de no contar dos veces el mismo par de partículas.

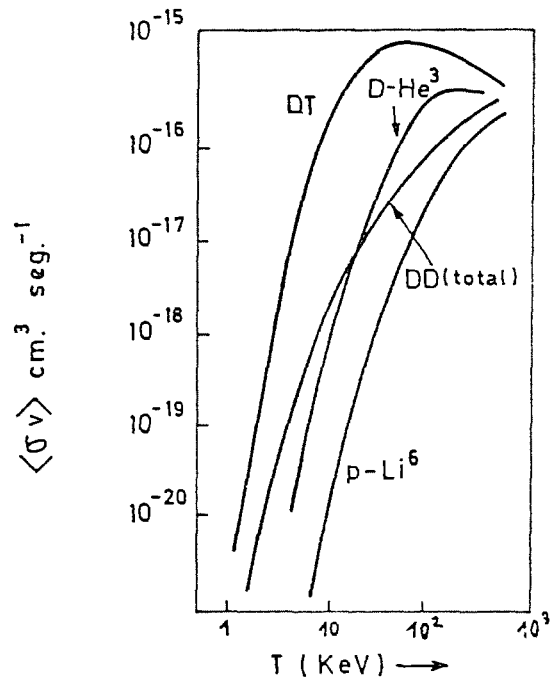
La expresión (2.3) indica que W es proporcional al cuadrado de la densidad del medio.

(3) Normalmente el producto KT se expresa en unidades de energía.
1 KeV = 1.16×10^7 °K.

Sustituyendo la forma explícita para $\Psi(v)$ en $\langle \sigma v \rangle$ se encuentra sin dificultad [1].

$$\langle \sigma v \rangle = a T^{-2/3} e^{-b \frac{(Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3}}{T^{1/3}}} \quad (2.3')$$

con a y b constantes que no dependen ni de la temperatura ni de las cargas.



VALORES DE $\langle \sigma v \rangle$ [1] p. 518

Fig. 2.3

Esta expresión muestra que $\langle \sigma v \rangle$ varía con la temperatura de manera que toma valores muy pequeños a baja temperatura y solamente a algunas decenas de KeV adquiere valores importantes (Fig. 2.3).

A estas temperaturas (centenares de millones de grados), la mezcla se encuentra totalmente ionizada en estado de "plasma".

2.2. Pérdidas por radiación. Temperatura crítica.

El plasma consistirá, por lo tanto, en un gas de núcleos completamente ionizados y otro de electrones en interacción mutua. Por efecto de las desviaciones electrostáticas entre electrones e iones, aquellos emitirán radiación X de frenamiento ("Bremsstrahlung") cuyo comportamiento es de la forma [6] .

$$P_r = K' n_i n_e Z^2 T^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

donde

P_r es la densidad de potencia emitida

n_e es la densidad de electrones

n_i la de iones y Z el número atómico de estos.

Cada tipo de ion contribuye separadamente a una expresión de tipo (2.4)

Como la emisión de este tipo de radiación es inversamente proporcional a la masa de la partícula frenada [6] , el frenamiento de iones por electrones o de iones por iones es insignificante frente al de electrones (2.4).

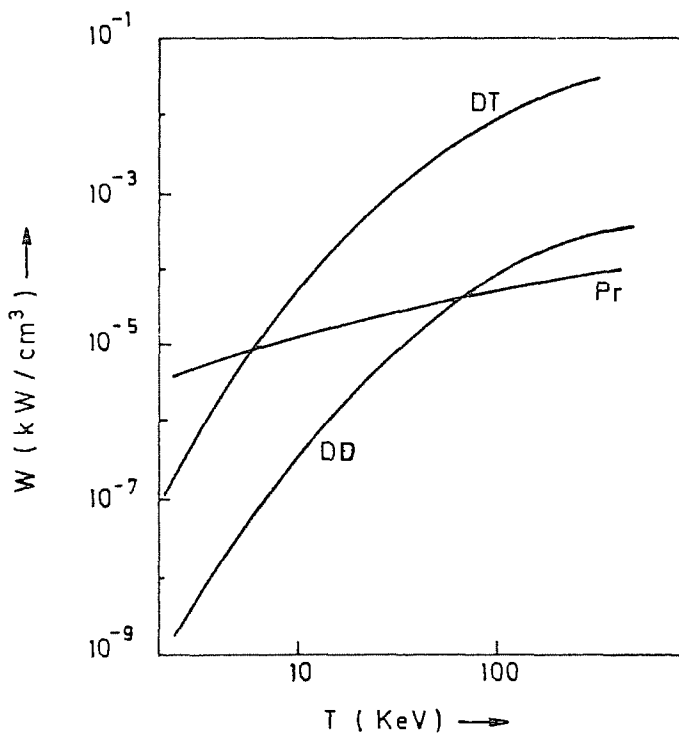
En los aparatos en que existen campos magnéticos, los iones y electrones describen órbitas helicoidales a lo largo de las líneas del campo y emiten radiación "sincrotrón" que cobra importancia a temperaturas elevadas,

cuyo comportamiento es de la forma [6].

$$P_S \sim n_e B^2 T \quad (2.5)$$

y presenta un espectro casi discreto consistente en los armónicos de las frecuencias ciclotrónicas $\omega_o = \frac{e B}{m c}$. Esta radiación es reabsorbida con cierta

facilidad por el plasma.



DENSIDAD DE POTENCIA Y PERDIDAS POR RADIACION PARA DENSIDAD 10^{15} cm.^{-3} . [10] p. 455

Fig. 2.4

Según (2.4) las pérdidas por radiación son proporcionales al cuadrado de la densidad del medio (la misma dependencia que W , (2.3)) (Fig. 2.4), y crecen con la temperatura como $T^{\frac{1}{2}}$ mientras que W lo hace mucho más rápidamente. Esto hace que, independientemente de la densidad, a partir de cierta temperatura T_c

se tenga

$$W(T) \gg P_r(T) \text{ para } T \gg T_c$$

esa es la temperatura crítica o de ignición y corresponde, aproximadamente, a

$$T_c \sim 10 \text{ KeV para DT}$$

$$\sim 50 \text{ KeV para DD}$$

(2.6)

Por encima de esa temperatura la energía emitida por fusión supera a la radiada por enfrenamiento de los electrones. Sin embargo debe tenerse presente que una parte de esa energía radiada es reabsorbida por el plasma, por ello la temperatura crítica citada debe considerarse un orden de magnitud que debe alcanzar la temperatura del plasma para que la reacción sea rentable energéticamente. Un aumento de la absorción de radiación puede disminuir el valor de T_c (siempre que ello no haga aumentar, a su vez, la propia emisión).

2.3. Métodos de ignición.

Para provocar reacciones termonucleares es necesario elevar la temperatura del plasma por encima del valor crítico, es decir a centenares de millones de grados (10^8 °K en DT, 5×10^8 °K en DD), estas temperaturas se intentan alcanzar por alguno de los siguientes procedimientos (citamos solamente los más utilizados).

2.3.1. Calentamiento ohmico.

Una vez ionizado el medio (por ejemplo irradiándolo con radiofrecuencias) se induce mediante campos magnéticos rápidamente variables un campo eléctrico que crea una corriente en el plasma, aumentando la velocidad de los electrones. Son, por su inercia, los electrones los que sufren la aceleración, los iones lo hacen a través de choques con aquéllos.

La eficacia de este procedimiento será tanto mejor cuanto mayor sea la frecuencia de colisión ω_s entre electrones e iones (es decir la resistividad del plasma) y ésta a su vez es proporcional a la sección eficaz de dispersión coulombiana.

Dicha sección eficaz viene dada, para un potencial puramente coulombiano, por la fórmula de Rutherford [6].

$$\sigma(\theta) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4 E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.7)$$

que diverge para pequeño ángulo de desviación, es decir para grandes parámetros de impacto en razón del largo alcance de ese potencial.

Sin embargo es bien sabido, [6] [7] [8], que, en un plasma, los potenciales de las partículas se encuentran apantallados y son de la forma

$$V(r) = \frac{Z e}{r} e^{-\frac{r}{\lambda}}$$

siendo

$$\lambda = \left(\frac{KT}{8\pi m e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{la longitud de Debye.}$$

La sección eficaz diferencial para ese potencial ya no es divergente a pequeños ángulos y se puede tomar, con gran aproximación, igual a la dada por la fórmula de Rutherford para ángulos superiores a cierto valor (correspondientes a parámetros de impacto inferiores a λ). Con esto la sección eficaz total de colisión electrón-ion es convergente e inversamente proporcional a E^2 .

Con ello la frecuencia de colisión ω_s será

$$\omega_s \sim n_e v \sigma \sim n_e v E^{-2} \sim n_e T^{-3/2}$$

mostrando que disminuye con la temperatura y por lo tanto que este procedimiento de calentamiento ohmico cesa de ser efectivo a temperaturas elevadas.

2.3.2. Compresión magnética.

En este procedimiento se utilizan las ondas de choque originadas en el plasma al aumentar muy bruscamente el campo magnético.

El momento magnético μ asociado a la órbita de cada partícula viene dado por, [6] [7],

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B} \quad (2.8)$$

donde W_{\perp} es la energía cinética asociada al movimiento perpendicular al campo magnético B. Como μ es un invariante adiabático, un aumento de B se traduce en una aceleración del movimiento normal a B y por consiguiente en un aumento de temperatura.

2.3.3. Microondas

El calentamiento se efectúa transfiriendo energía de haces de microondas a las partículas del plasma a frecuencias en resonancia con las propias de los electrones ó iones.

2.3.4. Bombeo magnético

Mediante pulsación no resonante del campo magnético.

2.3.5. Inyección de haces neutros.

Como las partículas cargadas serían desviadas por los campos de confinamiento y no penetrarían apenas en el plasma, es necesario inyectar haces neutros; para ello los iones energéticos, previamente acelerados, se

hacen pasar por un "neutralizador" (un gas ó vapor metálico) donde, sin apenas pérdida de energía, capturan electrones.

Las partículas neutras atraviesan los campos y penetran en el plasma hasta que sufren ionización y se integran con el resto, transfiriendo por choques su energía.

Así en el TFR (cf § 5.1) se inyectan haces de protones de 40 KeV con una intensidad de 3 Amp. Para temperaturas no muy elevadas el procedimiento 1º (ohmico) es muy efectivo, a partir de ahí lo son el 2º (compresión) y 5º (inyección neutra). En los dispositivos de fusión controlada, es de esperar que sean necesarias varias etapas sucesivas de calentamiento, p. ej. el 1º seguido del 5º o del 2º.

El método de inyección de haces neutros es el más prometedor aunque presenta todavía problemas técnicos a alta densidad; en especial sería útil para aparatos que funcionen en estado estacionario o en grandes pulsos. También permitiría cierto control de la distribución de velocidades y, mediante realimentación, de la estabilidad del plasma.

Una indicación de las temperaturas alcanzadas en los diversos dispositivos se encontrará en la Tabla 7.1 del § 7.

También debe tenerse en cuenta que en aparatos en que las reacciones de fusión tengan lugar en cantidad apreciable, las partículas resultantes cederán parte de su energía al plasma y pueden contribuir a mantener la temperatura, discutiéndose actualmente la posibilidad de existencia de estados estacionarios con temperatura automantenida.

CAPITULO 3

CONDICIONES MINIMAS DE DENSIDAD Y TIEMPO DE CONFINAMIENTO (CRITERIO DE LAWSON).

A las temperaturas necesarias para la producción de reacciones de fusión, la presión térmica del plasma es elevada (Así, para una mezcla de D - T al 50 % con densidad $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ a 25 KeV, esa presión es de 24 atm). Si nada se le opone, el plasma tenderá a expansionarse reduciendo su densidad y temperatura en tiempos muy breves. La energía total producida en la fusión, \mathcal{E} (2.3), será proporcional al cuadrado de la densidad, al volumen del plasma y al tiempo durante el cual dicha densidad se mantiene ("tiempo de confinamiento"), interesará hacer a este último lo más largo posible. Por otro lado, como la temperatura del plasma debe hacerse elevada, es obvio que el balance energético no será positivo a menos que la energía útil extraída del plasma supere a la necesaria para producir esa temperatura.

Sea ξ la eficiencia del dispositivo de extracción de la energía del plasma.

La densidad de energía producida por las reacciones de fusión durante el tiempo de confinamiento τ es, \mathcal{E} (2.3).

$$E_R = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau$$

en donde, por simplicidad, se ha supuesto que todos los iones son de la misma especie.

Cuando existe variación de las magnitudes con el tiempo el producto $n^2 \tau$ debe ser sustituido por

$$\int_0^{\infty} n^2(t) dt$$

La energía necesaria para llevar el plasma, tanto los iones como los electrones, a la temperatura T es

$$E_T = 2 \frac{3}{2} n K T.$$

La energía útil extraída del plasma será

$$\begin{aligned} E_u &= \xi (E_R + E_T) = \\ &= \xi \left[\frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle Q\tau + 3 n K T \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Para que el aparato sea rentable energéticamente, la energía útil E_u debe superar a la que debe suministrarse al plasma para su calentamiento E_T . Es decir debe verificarse

$$E_u \geq E_T$$

ó sea

$$3n K T \leq \xi \left[\frac{n^2}{2} \langle \sigma v \rangle Q\tau + 3n K T \right] \quad (3.3)$$

de donde

$$n\tau \geq \frac{1 - \xi}{\xi} \frac{6 K T}{Q \langle \sigma v \rangle}$$

quedando

$$\boxed{n\tau \geq \frac{1 - \xi}{\xi} f(T)} \quad (3.4)$$

donde $f(T)$ es una función fuertemente decreciente con la temperatura.

Esta condición (3.4) para el producto $n\tau$ recibe el nombre de criterio de Lawson y es una condición mínima necesaria para obtener balance energético positivo. Cuanto mayor sea la eficiencia ξ en la extracción de la energía menor será el valor de $n\tau$ mínimo.

Para una eficiencia del 33 % (propia de un ciclo térmico), la condición (3.4) se traduce en:

$$\left. \begin{array}{l} n\tau > 10^{14} \text{ seg. cm}^{-3} \text{ en DT a 10 KeV} \\ n\tau > 10^{15} \text{ seg. cm}^{-3} \text{ en DD a 50 KeV} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Ciclo Térmico} \\ (\epsilon \sim 0.33) \end{array} \quad (3.5)$$

Mientras que con dispositivos de conversión directa en los que el rendimiento puede alcanzar hasta un 90 %, el límite inferior de $n\tau$ podría reducirse considerablemente. Teniendo en cuenta la proporción de energía que transportan las partículas cargadas (cf § 1.2) se tiene para este caso

$$\left. \begin{array}{l} n\tau > 0.25 \times 10^{14} \text{ seg.cm}^{-3} \text{ en DT} \\ n\tau > 10^{14} \text{ seg. cm}^3 \text{ en DD} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Conversión directa} \\ (\epsilon \sim 0.9) \end{array} \quad (3.6)$$

Las estimaciones anteriores deben tomarse solamente como órdenes de magnitud referentes a las condiciones de funcionamiento mínimas de los parámetros n , τ y T del plasma. Para establecer el balance, con rigor, en casos concretos, deben tenerse en cuenta muchos más efectos, p. ej. las pérdidas por radiación (que son parcialmente reabsorbidas por el plasma), la no homogeneidad, la posible presencia de campos eléctricos o magnéticos, la variación con el tiempo de todas las magnitudes, etc. También deben incluirse en el cómputo la energía invertida en establecer las configuraciones electromagnéticas del plasma, la consumida por los inyectores y extractores de partículas, etc., cf [9].

Valores semejantes de $n\tau$ pueden alcanzarse en circunstancias muy diferentes, p. ej. plasmas de baja densidad $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ requerirán tiempos de confinamiento superiores a 1 seg. (para el ciclo D-T); periodos tan largos sólo pueden alcanzarse si el plasma es mantenido mediante campos magnéticos adecuados. Estos dispositivos de confinamiento magnético, estacionarios ó casi estacionarios, funcionando en largos pulsos (cf § 5.6), contrastan con los de confinamiento inercial en los que la expansión del plasma es libre ($t \sim 10^{-9}$ seg.) y para los que son necesarias densidades muy elevadas,

superiores a 10^{23} cm^{-3} correspondientes a estado sólido comprimido.

En situación intermedia se sitúan los dispositivos en régimen pulsante breve (Θ y Z "pinch" ≈ 6) con tiempos de 10^{-2} a 10^{-6} seg. y densidades de 10^{16} a 10^{20} cm^{-3} , respectivamente.

La dependencia del criterio de Lawson (3.4) con el rendimiento ξ del dispositivo extractor de energía, muestra que este contribuye fuertemente a la determinación de estructuras viables de FTC.

Por el momento el objetivo de los aparatos de plasma se cifra en alcanzar valores de $n\tau$ cercanos a los de (3.5) y temperaturas cercanas a las de ignición (2.6). Cuando este objetivo haya sido alcanzado, probablemente antes de 1980, la viabilidad científica de la FTC habrá quedado demostrada, se tratará, entonces, de establecer su viabilidad tecnológica y económica.

CAPITULO 4

CONFINAMIENTO Y ESTABILIDAD DE PLASMAS.

En los aparatos de confinamiento magnético, son campos magnéticos, tanto externos como creados por el propio plasma, los que confinan las partículas. Sin embargo, en estas estructuras, pueden presentarse inestabilidades que destruyen en breve tiempo las propiedades de confinamiento, reduciendo así el tiempo útil.

En efecto, tanto teórica como experimentalmente, se comprueba que las situaciones de aparente equilibrio tienden a ser no estables. Es decir, en un campo exterior en el cual, en principio, podría suponerse que las trayectorias de las partículas se mantuvieran bien confinadas, tienden a aparecer estados en los cuales los campos creados por el propio plasma hacen que el campo total conduzca, en plazo breve, a la destrucción del confinamiento

Las razones últimas de esta inestabilidad son esencialmente termodinámicas. Un plasma confinado a temperatura elevada dista mucho del equilibrio termodinámico (situación en la que la densidad y temperatura serían uniformes e iguales a las del medio exterior). Ahora bien, el Segundo Principio de Termodinámica predice que, salvo que se tomen precauciones para evitarlo, el estado de equilibrio (por tanto la pérdida de confinamiento y el enfriamiento del plasma) se alcanzará irremisiblemente; no predice, por el contrario el tiempo que tardará en hacerlo, que puede ser muy breve o larguísimo.

El proceso más obvio de pérdida de confinamiento tiene lugar a través de choques entre las partículas, choques que suceden con intervalos de tiempo t_s (cf § 2.3.1)

$$t_s \sim \frac{1}{\omega_s} \sim \frac{1}{n} T^{3/2}$$

que son relativamente largos. Si estos fueran los únicos medios de pérdida del confinamiento tardaría mucho en producirse el número suficiente de choques para destruirlo.

Existen sin embargo procesos mucho más rápidos, a través de configuraciones de corrientes y campos del plasma, que se combinan ("conspiran") para destruir el confinamiento y alcanzar el equilibrio termodinámico.

Estas inestabilidades se dividen cualitativamente en dos tipos. En primer lugar las inestabilidades macroscópicas o hidromagnéticas en las que el transporte de partículas ocurre en zonas de dimensiones comparables a las características del campo magnético exterior. Estas macroinestabilidades se originan en gran número de situaciones, la mayor parte de ellas pueden explicarse haciendo uso de la teoría de órbitas [6] [7], otras se explican recurriendo a la posibilidad de expansión del plasma, manteniendo los invariantes adiabáticos (es el caso de la fuga hacia la pared exterior en un toro), etc.

Pese a su naturaleza catastrófica con respecto al confinamiento, estas inestabilidades son fácilmente regulables e incluso parece que puede lograrse estabilización por realimentación. Existen, en efecto, diversas configuraciones en donde pueden ser paliadas (es el caso de la limitación de corriente toroidal en los Tokamak (§ 5.1), de transformación rotacional en los Stellarator (§ 5.2), etc.) alargando así los tiempos de confinamiento.

Junto a las macroinestabilidades existen las microinestabilidades, perturbaciones de frecuencia elevada y corta longitud de onda. Normalmente se originan de la interacción resonante entre movimientos de partículas y campos (ondas del plasma); dichas ondas pueden propagarse con atenuación o amplificación según multitud de situaciones (distribución de velocidades, dimensiones, etc.) y por procesos semejantes a los de estabilidad de fase en los aceleradores. Un control adecuado de las magnitudes del plasma puede permitir el de esas ondas, que no siempre contribuyen al transporte de materia o influyen en él en poca medida. Incluso puede interesar en muchos casos, excitarlas intencionadamente con el fin de provocar turbulencia (sin perjudicar el confinamiento) para hacer más eficaces los procedimientos de calentamiento o atenuar otras inestabilidades.

La predicción y control de ambos tipos de inestabilidades permiten ir prolongando los tiempos de confinamiento, acercandolos paulatinamente a los mínimos del criterio de Lawson.

CAPITULO 5

APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO . SISTEMAS CERRADOS

Las inestabilidades hidromagnéticas pueden ser enteramente paliadas en pozos magnéticos, es decir, en configuraciones en que el campo posee un mínimo profundo [7]. Sin embargo en dichas configuraciones sólo permanecen atrapadas (efectuando oscilaciones entre los puntos de retroceso) partículas cuya velocidad está situada fuera del cono de pérdidas (cf § 6.1). Ahora bien, debido a los choques entre partículas, cuando éstas adquieran velocidades pertenecientes al cono de pérdidas escapan, ocasionando una fuga continua en tales sistemas (abiertos, cf § 6). La manera obvia de evitar estas fugas consiste en construir configuraciones cerradas, p. ej. toroides. Sin embargo, en este caso, la existencia de pozos magnéticos no es realizable más que imperfectamente [1] y la labor de mantener la estabilidad hidromagnética se complica.

Por otro lado en los sistemas cerrados la extracción de partículas cargadas es difícil y puede perturbar la estabilidad global. Por esta causa - los sistemas cerrados son más adecuados para la utilización del ciclo DT en donde la mayor parte de la energía (el 80 %) se desprende en forma de neutrones que no son afectados por los campos. Estos neutrones de 14 MeV tras emerger de la cámara del plasma cederían su energía a una envoltura de Li ó Be líquidos (cf § 1.2) que accionarían un ciclo térmico y simultáneamente, permitirían la regeneración del T. Los problemas de circulación del Li ó Be en el seno de campos magnéticos intensos y el daño de los componentes del sistema ocasionado por los neutrones (cf § 7) son muy importantes en estos casos.

En los sistemas cerrados, la cámara del plasma acostumbra a poseer forma toroidal y "grosso modo" simetría azimutal. En tales sistemas las partículas del plasma tienden a ser confinadas por un campo magnético toroidal B_{φ} (Fig. 5.1) creado mediante arrollamientos situados alrededor del toro (corriente I en la Fig. 5.1). Si solamente existiera ese campo, el plasma sería fuertemente inestable, los diversos dispositivos toroidales corresponden precisamente a las posibles modificaciones de la configuración anterior que tienden a eliminar esas inestabilidades.

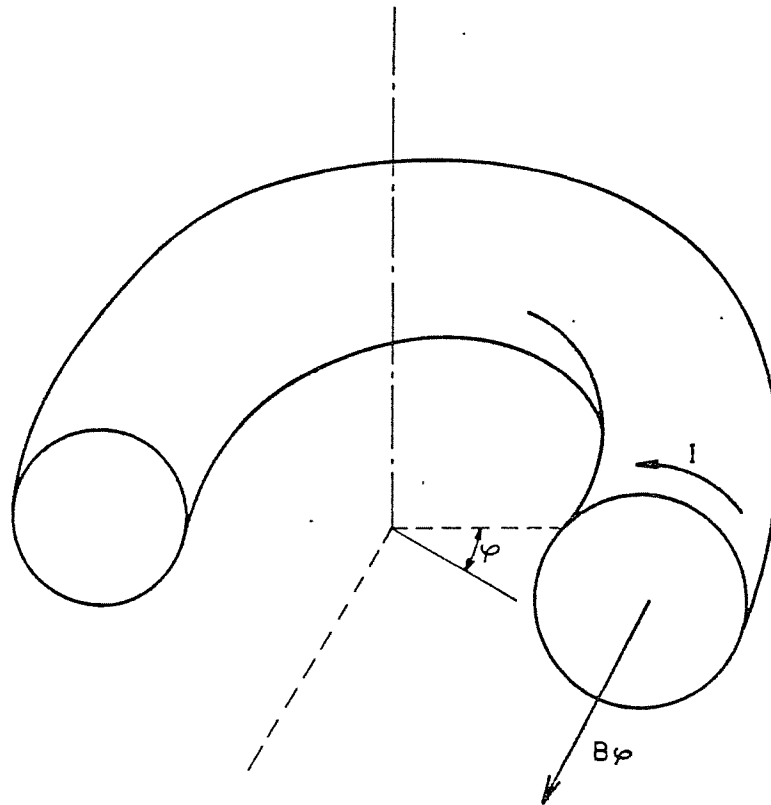


Fig. 5.1

A continuación se revisarán los más importantes.

5.1. Tokamak

En este aparato, se hace que el plasma posea una corriente toroidal bastante intensa I_φ (Fig. 5.2) que puede inducirse mediante un transformador. Esta corriente toroidal crea un campo magnético poloidal B_θ que rodea a la columna de plasma (Fig. 5.3) y que al actuar sobre la corriente del propio plasma origina fuerzas que tienden a comprimir la columna (efecto "pinch") y se oponen a su expansión. La constricción de la columna será eficaz si la presión magnética supera a la térmica, es decir si

$$\frac{B_\theta^2}{8\pi} > n k T$$

y como

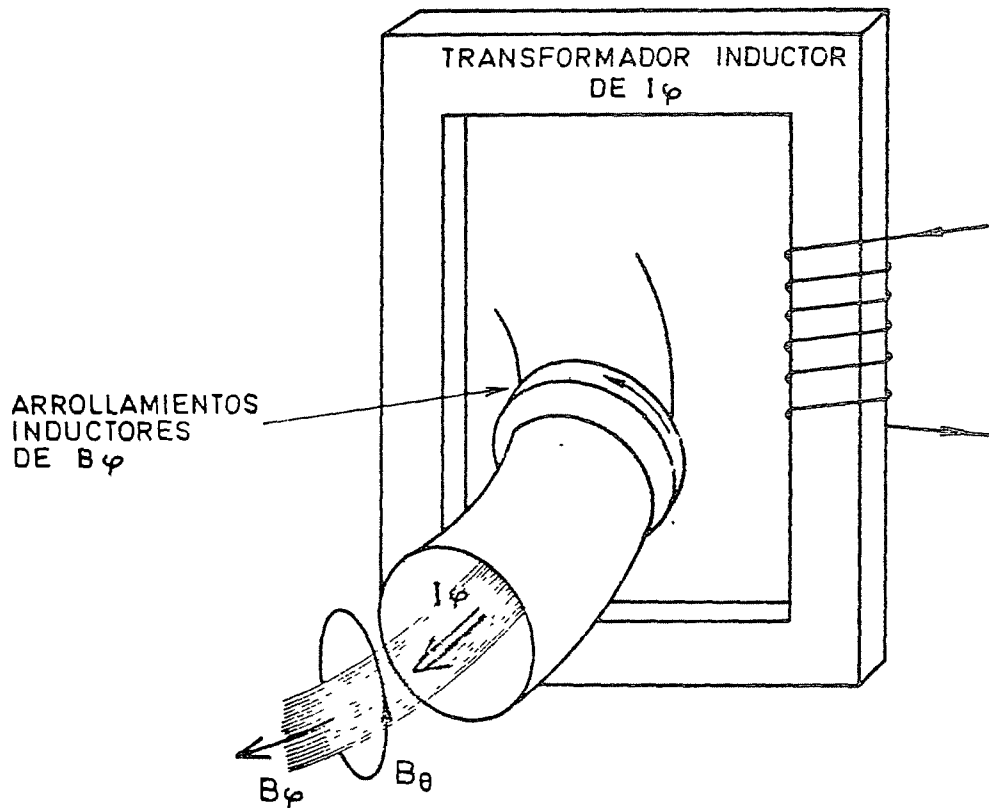
$$B_{\theta} = \frac{I_{\varphi}}{2\pi a}$$

(a = radio de la columna de plasma)

resulta que la corriente toroidal I_{φ} debe superar la condición

$$I_{\varphi} \gg [32 \pi^3 a^2 n K T]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

para que la estricción actúe.



TOKAMAK

Fig. 5.2

Como resultado de los dos campos B_{θ} y B_{φ} , las líneas de fuerza del campo magnético total son ahora hélices (Fig. 5.3) de paso p tanto menor cuanto mayor sea B_{θ} , es decir I_{φ} . Es trivial comprobar que

$$p = 2\pi a \frac{B_{\varphi}}{B_{\theta}}$$

La forma helicoidal ("transformación rotacional") de las líneas del campo tiene la virtud de eliminar gran parte de las inestabilidades [1]. En algunos casos se acostumbra a acentuar la estabilidad frente a la tendencia de desviación hacia la pared exterior, aplicando un campo magnético vertical ó introduciendo un limitador (es decir una placa conductora con una perforación circular que por conservación del flujo comprendido entre la columna de plasma y el borde de la placa tiende a impedir el acercamiento).

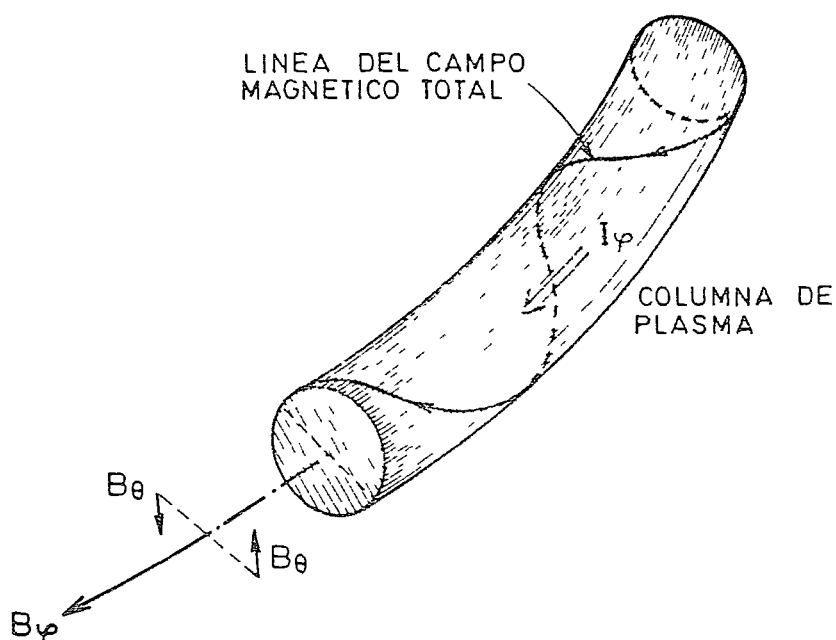


Fig. 5.3

En esta situación pueden aparecer "enroscamientos" de la columna de plasma que destruyen la estabilidad. Un análisis detallado, \mathcal{L} [1], muestra que todas esas inestabilidades desaparecen si las líneas del campo no llegan a dar una vuelta alrededor de la columna en un recorrido completo a lo largo del toro; es decir que el paso P de la hélice que forman las líneas del campo total ha de ser mayor que la longitud del toro.

$$P = 2\pi a \frac{B_{\varphi}}{B_{\theta}} > 2\pi R$$

donde R es el radio mayor del toro

Es decir

$$\boxed{B_{\theta} < \frac{a}{R} B_{\varphi}} \quad (5.2)$$

el campo poloidal, y por lo tanto I_{φ} , no debe superar cierto valor, ésta es la condición de Kruskal-Shafranov para estabilidad en los Tokamaks.

Combinando esta condición, con la de estricción efectiva (5.1) resulta

$$\left[32 \pi^3 a^2 n K T \right]^{\frac{1}{2}} \leq I_{\varphi} \ll 2\pi \frac{a^2}{R} B_{\varphi} \quad (5.3)$$

Manteniendo la corriente toroidal dentro de esos límites, las inestabilidades macroscópicas más peligrosas, quedan eliminadas. Como esa corriente I_{φ} es la que sirve (al menos en las primeras etapas) para provocar la ignición del plasma interesa hacerla lo mayor posible por lo que, en virtud de (5.2) o (5.3) conviene disponer de un campo toroidal B_{φ} muy elevado (estos campos se encuentran limitados a un máximo de 250 KG a causa de las tensiones en los arrollamientos). También, según (5.2) interesará una alta relación $\frac{a}{R}$, es decir un toro lo más "achaparrado" posible, esta relación

(a su inversa $A = \frac{R}{a}$ se la denomina "razón de aspecto") está limitada, por razones prácticas, a un máximo de 1/3.

Los análisis teóricos y la experiencia muestran que el tiempo de confinamiento crece proporcionalmente a a^2

$$\tau \sim \frac{a^2 B_{\varphi}^2}{A^2} \quad . \quad A = \frac{R}{a}$$

interesarán por consiguiente toros gruesos. Se cree por lo tanto que, construyendo uno lo suficientemente grande, su tiempo de confinamiento logre supe -

rar el criterio de Lawson, aunque no puede excluirse que esa extrapolación pueda quedar invalidada por algún nuevo tipo de inestabilidad.

Los resultados obtenidos en los Tokamaks son muy prometedores, los más notables aparecen en la tabla 5.1

APARATO	R(m)	a(m)	B_{ψ} (KG)	I_{ψ} (KA)	T_i (KeV)	n (cm ⁻³)	τ (seg)	$n\tau$ (seg cm ⁻³)
T F R (FRANCIA)	0.98	0.20	60	300	1	7×10^{13}	0.06	4×10^{12}
T - 4 (URSS)	1.00	0.17	50	180	1	4×10^{13}	0.02	8×10^{11}
ST (USA)	1.09	0.13	40	130	0.8	-	-	2×10^{11}
ALCATOR (USA)	0.54	0.10	65	200	0.6	-	-	10^{12}

RESULTADOS DE ALGUNOS TOKAMAKS EXISTENTES [1] [9]

TABLA 5.1

Como se observará, los mejores resultados obtenidos hasta la fecha son los del TFR de Fontenay-aux-Roses (París).

Actualmente se encuentran en construcción varios Tokamaks de mayor tamaño (Tabla 5.2) y en fase de proyecto otros de grandes dimensiones (Tabla 5.3) con los cuales se espera hacia 1979 - 80 alcanzar el criterio de Lawson. Entre todos ellos destaca el J.E.T. ("Joint European Torus") proyectado por varios países europeos cuya aprobación debería tener lugar en Diciembre de 1975 y su puesta en funcionamiento se espera para 1980, el coste del proyecto alcanzaría unos 250×10^6 \$. Su característica más notable es la de utilizar una sección no circular para la cámara de plasma, que se espera propor

ciones una mejor utilización del campo magnético Sin embargo el proyecto más ambicioso parece ser, sin duda, el T-20 soviético.

APARATO	R (m)	a (m)	B_{φ} (KG)	I_{φ} (MA)
T - 10 (URSS)	1.50	0.40	50	1.05
PLT (USA)	1.30	0.45	46	1.4
DITE (U.K.)	1.12	0.23	28	0.28
ASDEX (R.F.A.)	1.54	0.40	30	0.50
FT (ITALIA)	0.83	0.21	100	1.0

TOKAMAKS EN CONSTRUCCION (1975)

TABLA 5.2

Como ya se ha indicado, en estos aparatos la corriente toroidal I_{φ} es la causante de la estabilidad del plasma, esa corriente (que simultaneamente calienta el plasma) es generada mediante un transformador, variando el flujo magnético; en consecuencia el régimen de funcionamiento de un Tokamak es, en principio, pulsado.

Sin embargo los cálculos teóricos indican la posibilidad de existencia de regímenes estacionarios (aún no comprobada experimentalmente) en los que la energía desprendida por fusión mantiene la temperatura. El modo estacionario fundamental (~ 20 KeV) parece ser inestable mientras que los modos superiores (≥ 60 KeV) serían estables. Para alcanzar tales temperaturas y -mantener el régimen estacionario habría que inyectar y extraer partículas

MAGNITUD	J.E.T.	T.F.T.R. (USA)	T - 20 (URSS)	JT - 60 (JAPON)
R(m)	2.96	2.48	5	3
a(m)	1.6	0.85	2	1
B_{φ} (KG)	34	52	35	50
I_{φ} (MA)	4.8	2	6	3.3
T(KeV)	5	6	7-10	5.1
$n(\text{cm}^{-3})$	$5 \cdot 10^{13}$	$4-8 \times 10^{13}$	$0.5-5 \times 10^{13}$	$2-10 \times 10^{13}$
τ (seg)	1	0.2	2	0.1-1
$n\tau(\text{cm}^{-3}\text{seg})$	$5 \cdot 10^{13}$	1.5×10^{13}	10^{14}	$2-6 \times 10^{13}$

TOKAMAKS EN FASE DE PROYECTO (1975)

TABLA 5.3

constantemente puesto que cada partícula individual sólo permanece confinada un tiempo τ (de unos 12 seg. en el modo fundamental). Esta inyección de partículas (evidentemente neutras, cf 2 3.5), a la vez que ayuda a mantener el estado estacionario, permitiría el calentamiento del plasma e incluso, a través de la regulación de la energía y distribución de la inyección podría hacer estable al modo fundamental mediante realimentación. En este caso el transformador se utilizaría sólo para iniciar la corriente toroidal.

En este régimen estacionario, muy conveniente para la producción de energía, sería necesario extraer constantemente las partículas que van perdiendo el confinamiento; esto se realizaría mediante separadores ("divertors") que produjeran los campos magnéticos adecuados. La inyección permitiría también la reposición del combustible nuclear mientras que la extracción eliminaría los productos de fusión.

El laboratorio de Princeton (USA) ha proyectado, sobre el papel, un hipotético reactor de fusión, PPPL, trabajando en régimen estacionario. Utilizaría un ciclo D - T en un Tokamak con radio mayor $R = 10.5$ m, radio menor $a = 3.5$ m y campo de 64 KG. En el modo fundamental $T_i = 20$ KeV, $n = 10^{14}$ cm^{-3} y $\tau \sim 2.8$ seg.; este reactor haría uso de Li líquido para el ciclo térmico y recuperación del T, produciría una potencia de 5700 MW(t) equivalentes a 1840 MW(e) y su coste de construcción se estimaría en unos 275 \$/KW(e) (precios de 1972) [9]

Un reactor similar, el ORNL, ha sido estudiado por el laboratorio de Oak Ridge [9].

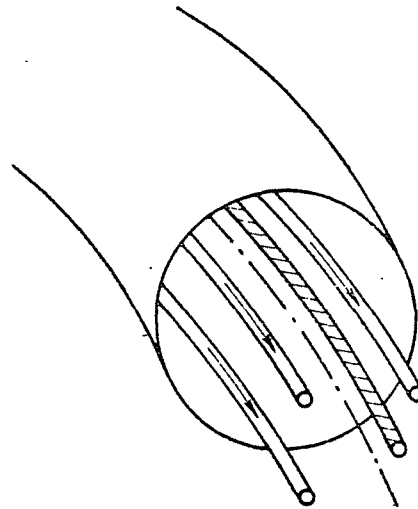
Los Tokamak constituyen una de las vías más prometedoras hacia la demostración de la factibilidad de la FTC y también, posiblemente, hacia la construcción de un reactor de potencia, la "escalada" en su tamaño parece el camino apropiado. Junto a los graves problemas inherentes a los daños en las paredes provocados por los neutrones ($\phi \approx 7$), parece necesario mejorar los medios de inyección y, sobre todo de extracción (los "divertores"), también es necesario un estudio más profundo de la influencia de secciones no circulares con el fin de obtener un mejor aprovechamiento del campo magnético.

5.2. Stellarator

Este aparato es muy similar al Tokamak, la forma helicoidal de las líneas del campo se crea directamente mediante arrollamientos helicoidales exteriores, su funcionamiento es esencialmente estacionario (lo que es una ventaja). Sin embargo es muy difícil obtener valores de n , τ ó T elevados en estos aparatos, presentan también grandes dificultades para la extracción de partículas. Por ello, la mayor parte de los aparatos de este tipo que se encontraban en construcción en U.S.A. se han transformado en Tokamaks más prometedores, aunque últimamente se observa una tendencia contraria en la URSS. Con todo, estos dispositivos no parecen candidatos probables como futuros reactores de fusión.

5.3. Multipolos.

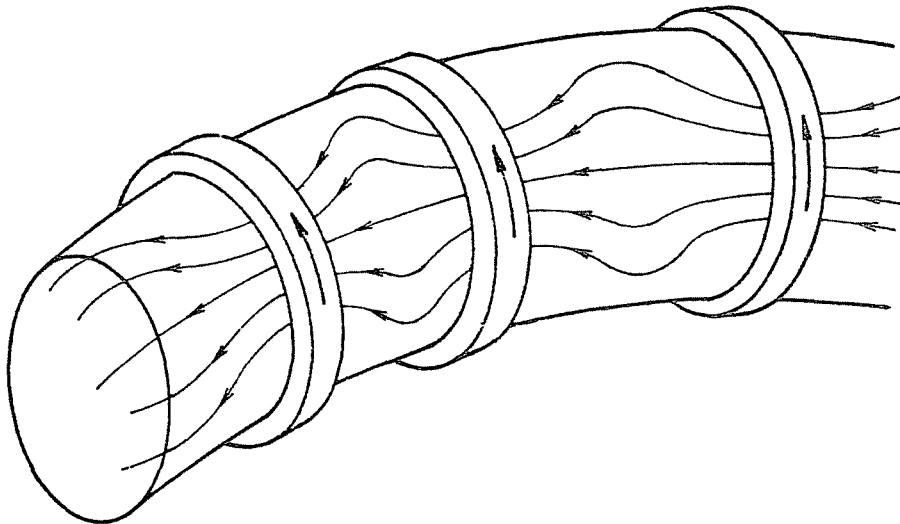
En estos aparatos se sitúan, en el interior de la cámara y paralelamente al eje del toro, cuatro o más conductores que transportan corrientes muy intensas (Fig. 5.4). En la zona central, alrededor del eje, esas corrientes crean un pozo magnético de excelentes propiedades de confinamiento. Los conductores, construidos con material superconductor, se mantienen situados en su lugar por levitación magnética, ya que la utilización de soportes perjudicaría irremediablemente las propiedades de confinamiento. Es evidente que mantener circuitos superconductores en las inmediaciones de un plasma, dotado de temperaturas de decenas o centenares de millones de grados, plantea problemas irresolubles, por lo cual estos aparatos no poseen futuro como reactores. En cambio son de gran utilidad para el estudio de la física de plasmas.



MULTIPOLO
Fig. 5.4

5.4. "Bumpy Torus"

En este aparato el campo magnético toroidal carece de simetría azimutal y toma valores alternativamente elevados y bajos (Fig. 5.5), el sistema semeja una sucesión de espejos magnéticos unidos por los extremos y dispuestos en forma circular. Las partículas pasarían una parte del tiempo en regiones de buen confinamiento (el interior de los espejos magnéticos) y otra parte en regiones de malas propiedades (las uniones), si el tiempo de estancia de las partículas en las primeras, supera al de las segundas, cabría pensar en un efecto global positivo.



"BUMPY - TORUS "

Fig. 5.5

La ausencia de simetría azimutal complica el análisis enormemente, por lo que no existe aún una teoría satisfactoria del equilibrio en tales sistemas, tampoco se han realizado apenas experiencias con ellas, por lo que su futuro como reactores debe quedar, en principio, abierto.

La NASA está terminando un aparato de esta clase (E.B.T.) que poseerá radio mayor 1,5 m. 20 cm de radio menor y un campo toroidal medio de 30 KG.

5.5. Otros sistemas cerrados.

De la misma manera que el aparato anterior semeja una agrupación de sistemas abiertos dispuestos en configuración cerrada, existen esquemas similares para otros aparatos abiertos, p. ej. para el "Q-pinch" (el Scyllac, § 6.2) "Z-pinch" (el ZETA, § 6.3), ASTRON (§ 6.4), etc. que serán mencionados al tratar los sistemas abiertos.

En conclusión, de todos los sistemas cerrados, el Tokamak parece, sin duda, el más prometedor.

CAPITULO 6

APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO. SISTEMAS ABIERTOS.

En los sistemas abiertos la propia fuga de partículas (§ 5) podría aprovecharse para la extracción de energía mediante aparatos de conversión directa. Para ello sería preferible hacer uso del ciclo DD o D-He³; en estos casos serían innecesarias las envolturas de Li o Be, aunque aparecerían los problemas inherentes a los dispositivos de conversión directa. No obstante, estos sistemas abiertos, también podrían utilizar el ciclo DT de la forma descrita en § 5.

Los sistemas abiertos más prometedores como futuros reactores de fusión son los siguientes:

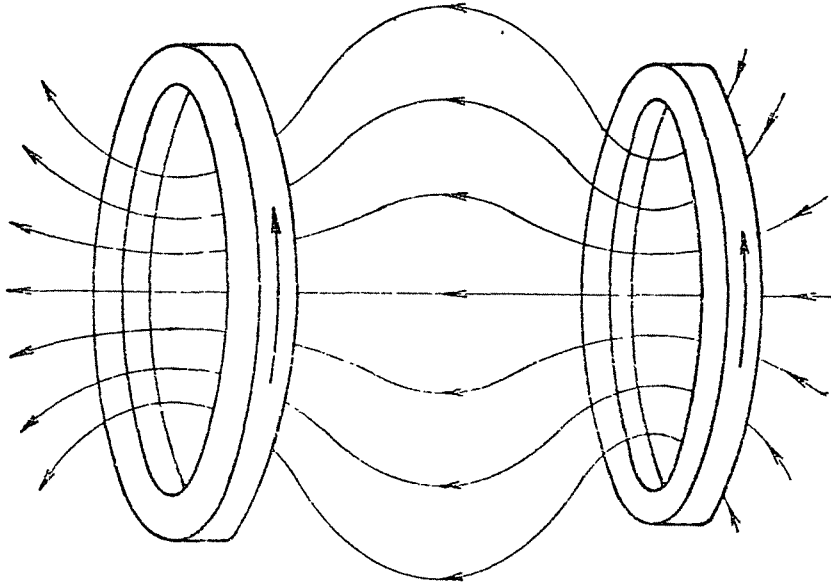
6.1. Espejos y pozos magnéticos.

Se basan en la conocida propiedad de atrapamiento de partículas en zonas de bajo campo magnético rodeadas por otras de campo más intenso [6] [7]. Dos conductores circulares con corrientes del mismo sentido (Fig. 6.1) originan un espejo magnético sencillo, las partículas oscilan a lo largo de las líneas de fuerza y sólo escapan aquellas cuyas velocidades forman con el eje un ángulo menor que α , dado por [1] [6] [7].

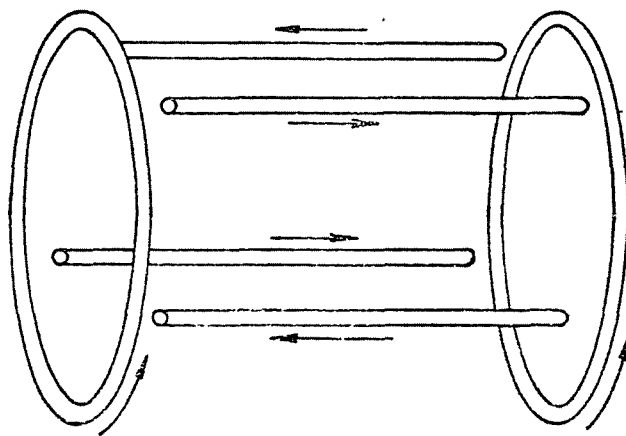
$$\operatorname{tg} \alpha = \left[\frac{B_{\text{MAX}}}{B_{\text{MIN}}} - 1 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

es el "cono de pérdidas".

Como ya se ha indicado (§ 5), con los cambios de velocidad originados por los choques entre las partículas, tarde o temprano, todas tienden a entrar en el cono de pérdidas y, por tanto, a escapar.



ESPEJO MAGNETICO
Fig. 6.1



CONDUCTORES DE IOFFE
Fig. 6.2.

El esquema simplificado de la Fig. 6.1 no es adecuado para lograr un buen confinamiento pues, en un plano perpendicular al eje del espejo, el campo magnético presenta un máximo en el centro, en otras palabras, el gradiente de B está orientado desfavorablemente con relación al plasma y fomenta las inestabilidades, [6] [7].

Para lograr un buen confinamiento sería necesario hacer que el campo creciera desde el centro en todas direcciones, es decir crear un pozo magnético. Esto puede conseguirse parcialmente situando lateralmente un número par de conductores, de manera que los contiguos llevan corrientes opuestas (Fig. 6.2) ("conductores de Ioffe"), o bien mediante circuitos más elaborados como el "Baseball" (Fig. 6.3) o "Yin-Yang" (Fig. 6.4). Todos ellos crean una configuración de campo magnético que posee un mínimo profundo. Así "Baseball-I" posee unas dimensiones transversales de unos 60 cm y crea un campo con un mínimo en el centro de 10 KG y un máximo, cerca de los bordes, de 20 KG.

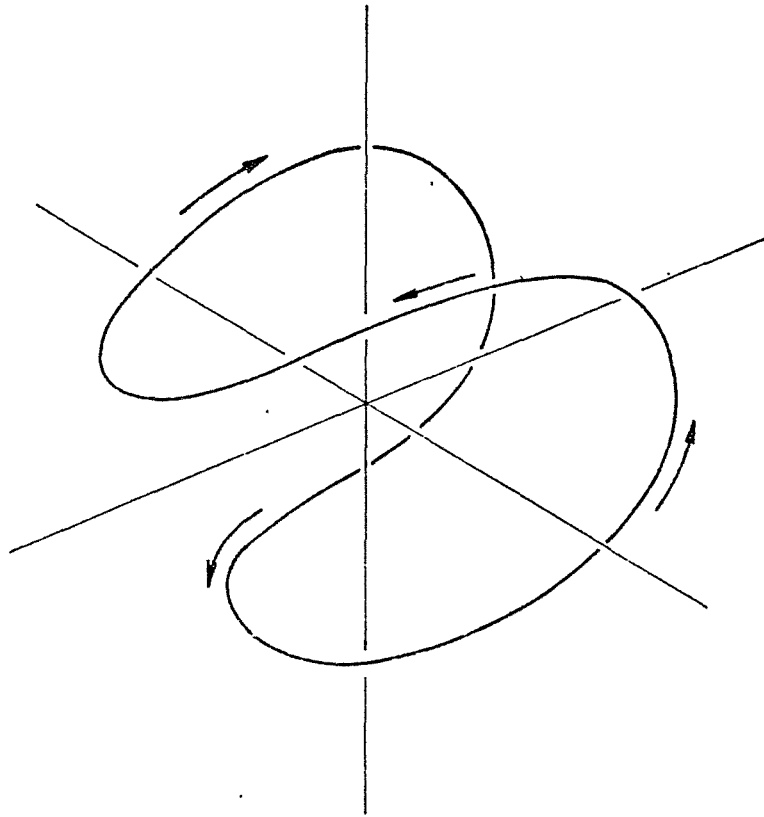
Ya se ha indicado que los pozos magnéticos, pese a sus excelentes propiedades de confinamiento, presentan el inconveniente de la fuga de partículas por los extremos.

Los mejores resultados obtenidos hasta ahora en este tipo de pozos son los reseñados en la Tabla 6.1.

APARATO	$n(\text{cm}^{-3})$	$\tau(\text{seg})$	$T_i(\text{KeV})$	$n\tau(\text{seg} \cdot \text{cm}^{-3})$
BASEBALL-II (USA)	10^{10}	0.2	8	2×10^9
YIN-YANG 2X (USA)	$5 \cdot 10^{13}$	0.0015	8	7×10^{10}

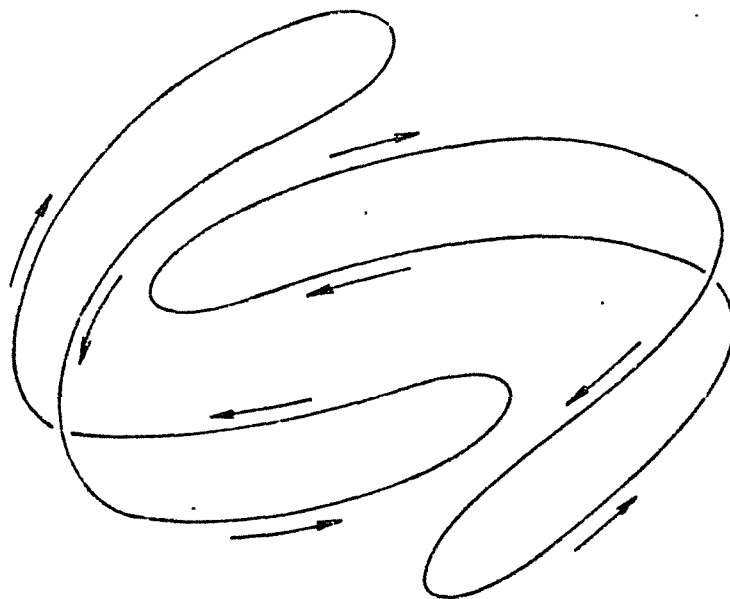
RESULTADOS ACTUALES DE ESPEJOS Y POZOS MAGNETICOS

TABLA 6.1



"BASEBALL "

Fig. 6.3



"YIN - YANG "

Fig. 6.4

Cabe esperar que produciendo pozos magnéticos más profundos, el tiempo de confinamiento y la densidad puedan aumentarse. También es necesario mejorar la inyección y la calidad del campo.

Existe un proyecto para un pozo tipo Baseball de mayor tamaño, MFX - ("Mirror Fusión Experiment") con un volumen 30 veces superior al "Baseball-I", un campo central (mínimo) de 50 KG e inyección de partículas neutras a 100 KeV. Su coste se estima en unos 30×10^6 \$ (1973)

La inyección de partículas en estos sistemas presenta pocas dificultades, al igual que la extracción. Esquemas como el "Yin-Yang", que permiten regulación independiente de la corriente en ambos circuitos, serían muy adecuados para emitir las partículas que escapan, en una dirección preferente y podrían trabajar en régimen estacionario junto a aparatos de conversión directa. Estos convertidores captarían las partículas cargadas tras su expansión y frenado, transformando su energía cinética en corriente continua, también podrían utilizarse generadores MHD.

Un esquema completo de esta índole ha sido concebido por el laboratorio de Livermore, el "LLL Mirror". Consistiría en un reactor de potencia, de 1250 Mw(t) equivalentes a 500 Mw(e), utilizando un ciclo DT. El espejo, un Yin-Yang superconductor poseería un diámetro de unos 20 m crearía un campo magnético central de 50 KG y un máximo de 150 KG, el plasma poseería un radio de unos 3 m.

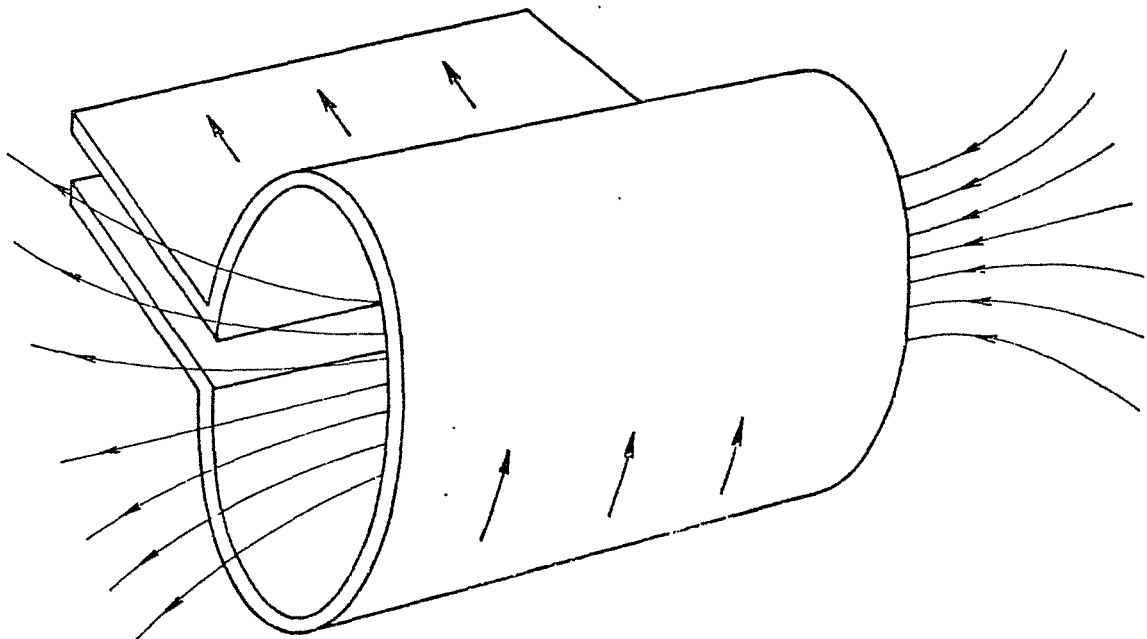
Junto a un ciclo térmico y de regeneración de T, conteniendo 100 Tm de Li, existiría un dispositivo de conversión directa, que sería la parte más delicada del esquema, y necesitaría una cámara de expansión (para rebajar la densidad del haz) de grandes dimensiones, unos 86 m, en la cual debería efectuarse el vacío y disponer de campos magnéticos apropiados para guiar las partículas a los colectores, [9].

El precio de este proyecto se estimaría en unos 320 \$/Mw(e) (de 1972), es decir el reactor costaría unos 160×10^6 \$ (1972) de los cuales 88 millones corresponderían al convertidor, [9], [11].

6.2. "⊙-Pinch" (Dispositivo de estricción azimutal).

En contraste con el Tokamak y los espejos, en donde la densidad de partículas es relativamente baja, el tiempo de confinamiento largo y pueden hacerse funcionar en régimen estacionario, el "⊙-pinch" es un dispositivo - esencialmente pulsante de duración muy breve ($\sim 10^{-2}$ seg.) por lo cual requerirá densidades más elevadas ($\sim 10^{16}$ cm $^{-3}$).

En este aparato se somete una columna de plasma, previamente preparado mediante una descarga, a un campo magnético axial intenso muy rápidamente creciente, creado por la descarga repentina de un bloque de condensadores sobre un conductor de una sola espira (Fig. 6.5). El campo crea una onda de choque implosiva que calienta y comprime rápidamente al plasma.



" ⊙ - PINCH "

Fig. 6.5

y una sección recta de 5m, cerrada por espejos.

Para mejorar la calidad de estos aparatos es necesario conseguir compresión del plasma en varias etapas y lograr un mejor almacenamiento y descarga de la energía de los condensadores.

Suponiendo solventado el problema de los extremos, el principal obstáculo que presentan estos aparatos como reactores de fusión, reside en su carácter pulsante. En primer lugar serían necesarios dispositivos de almacenamiento y liberación de energía muy eficaces y rápidos. En segundo lugar, los esfuerzos intermitentes a que estarían sometidos los conductores y la cámara harían muy breve su tiempo de vida, a menos de cumplir requisitos tecnológicos muy estrictos.

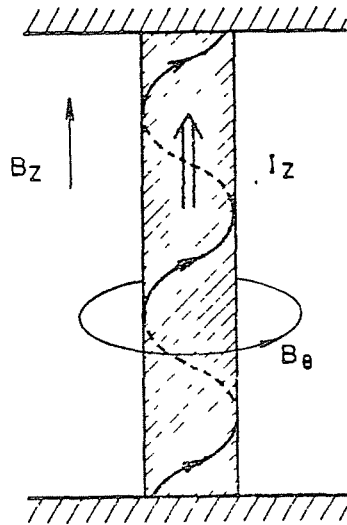
En Los Alamos se ha diseñado un proyecto de reactor de potencia de este tipo, utilizaría DT proporcionando 3500 Mw(t), 1750 Mw(e). El aparato, lineal, poseería una longitud de 56 m y un radio de la columna de plasma de 30 cm, con campo magnético de 150 KG y trabajaría con una frecuencia de repetición de un pulso cada 10 seg.

Su precio, muy mal determinado, se estimaría en unos 330 \$ (1972/Kw(e), [9], [11]).

6.3. "Z-pinch". (Dispositivo de estricción longitudinal).

En tales aparatos una descarga muy intensa tiene lugar en el seno de un débil campo magnético, la densidad de corriente es muy elevada de manera que el campo magnético B_{θ} es muy superior al longitudinal B_z (Fig. 6.6). El efecto de estricción ("pinch"), provocado al actuar el campo B_{θ} sobre la corriente I_z , constriñe la columna de plasma. Esta estructura es muy inestable (se forman "enroscamientos" con gran rapidez), por lo cual la única posibilidad de funcionamiento reside en hacer que la descarga dure solamente algunos microsegundos, es decir un tiempo suficientemente breve para que las inestabilidades no tengan tiempo de desarrollarse. Esto exigiría densidades muy elevadas (unos 10^{20} cm⁻³) para alcanzar el criterio de Lawson.

Los resultados obtenidos hasta ahora distan de ese valor, así el "Screw-pinch" alcanza $T_i = 1$ KeV, $n = 10^{11}$ cm⁻³ y $\tau \sim 10^{-6}$ seg.



"Z - PINCH"
Fig. 6.6

El principal obstáculo para el desarrollo de estos dispositivos es la contaminación del plasma por el material de los electrodos que producen la descarga ya que la densidad de corriente es muy grande.

Un posible modo de paliar este efecto consistiría en cerrar la columna de plasma sobre si misma, con ello el Z-pinch toroidal semejaría un Tokamak trabajando en pulsos brevísimos, a enorme densidad, y muy por encima del límite de Kruskal-Shafranov ($\xi \approx 5.1$). Estos dispositivos (ZETA) fueron utilizados en los comienzos de la década de los 50 cuando aún no habían sido observadas las inestabilidades de los plasmas y fueron, por ello, abandonados. Actualmente se observa cierta tendencia a reanudar la experimentación con mayor conocimiento de causa.

En estos aparatos los efectos originados por el régimen pulsante, citados para el "θ - pinch", estarían aún más exacerbados.

6.4. Otros aparatos abiertos.

Su variedad es enorme y solo citaremos dos, los "cusp" y ASTRON.

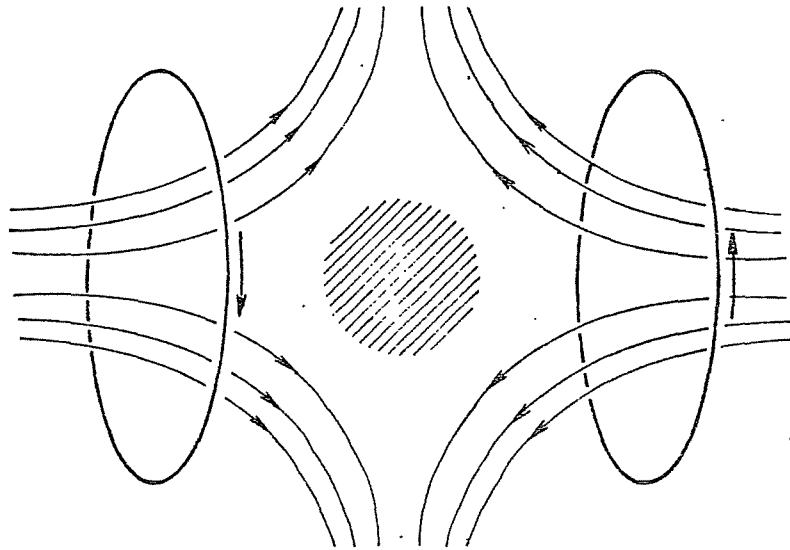
6.4.1. Aparatos cuspidales ("cusp").

Es un dispositivo similar a un espejo magnético (Fig. 6.7) pero en el que los conductores llevan corrientes opuestas creando un pozo magnético en el que las fugas ocurren a través del plano medio. El plasma, de densidad elevada, se sitúa en el centro y el campo magnético se establece repentinamente, comprimiendo el plasma y calentándolo, es por lo tanto un dispositivo pulsado.

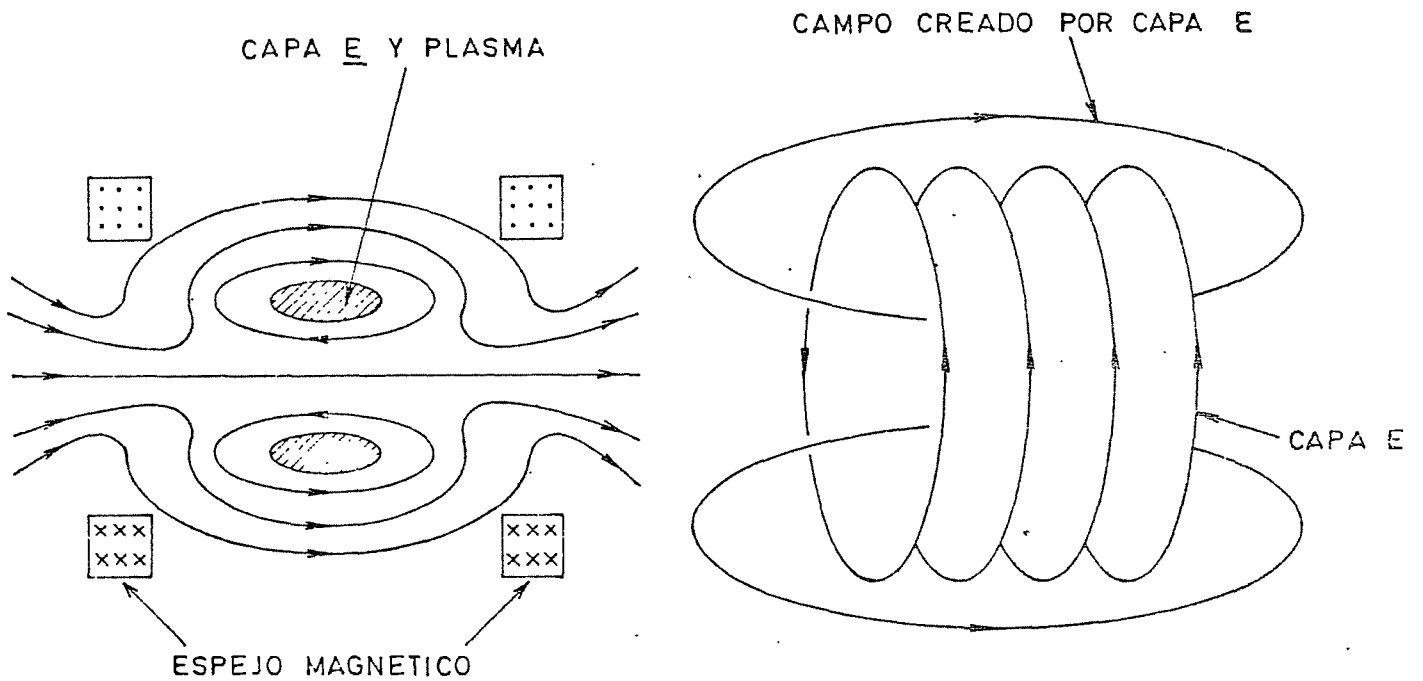
6.4.2. ASTRON.

Es una especie de espejo magnético en el cual se inyecta un haz de partículas de alta energía (electrones de varios MeV o protones de algunos GeV), este haz puede llegar a establecer una situación estacionaria en la cual esas partículas se mantengan indefinidamente circulando en sentido azimutal rodeando al eje del espejo (Fig. 6.8) ("capa E diamagnética"). Esta corriente de partículas crea un campo magnético que superpuesto al exterior forma un pozo magnético de aspecto toroidal con eje paralelo al del espejo. Este pozo confina al plasma de manera que éste fluye paralelamente a la capa E. El análisis de la estabilidad es muy complejo y presenta aún muchos problemas prácticos.

Según lo indicado, los aparatos abiertos más prometedores parecen ser los espejos y el " H^+ -pinch".



"CUSP"
Fig. 6.7



"ASTRON"
Fig. 6.8

CAPITULO 7

PERSPECTIVAS DE LA FUSION

7.1. Situación actual y futuro inmediato.

Ya se ha indicado que el objetivo inmediato de los programas de fusión estriba en alcanzar el límite del criterio de Lawson y la temperatura de ignición. Por el momento ningún aparato los ha alcanzado, en todos ellos alguna de las magnitudes es insuficiente. Para dar una idea de la situación actual, se expondrán los resultados efectivos alcanzados en tres de los sistemas que parecen más prometedores (Tokamak, Espejos, "⊖-pinch"), junto con los valores necesarios para alcanzar el criterio de Lawson en el ciclo DT. (Tabla 7.1)

APARATO	$n(\text{cm}^{-3})$	$\tau(\text{seg.})$	$T_i(\text{KeV})$	$n\tau(\text{seg. cm}^{-3})$
TOKAMAK. T - 4	4×10^{13}	0.02	0.5	4×10^{11}
TFR	7×10^{13}	0.06	1	4×10^{12}
ESPEJOS 2 - X	5×10^{13}	1.5×10^{-3}	8	7×10^{10}
⊖-PINCH.SCYLLA-IV	5×10^{16}	5×10^{-6}	5	2.5×10^{11}
VALORES NECESARIOS (D - T)	-	-	10	10^{14}

VALORES ALCANZADOS EN LOS APARATOS DE CONFINAMIENTO MAGNETICO.

TABLA 7.1

Se espera que antes de 1980 este objetivo habrá sido alcanzado con alguno de los tipos de aparato mencionados.

Las inversiones realizadas en el pasado en proyectos de fusión han sido muy modestas y se han mantenido, hasta 1971, a un nivel prácticamente constante (en términos reales) de unos 120×10^6 \$ (1971) de los cuales el 50 o 60 % correspondían a la URSS, el 25 ó 30 % (es decir unos 35×10^6 \$ (1971) a los USA y el resto se repartía entre Gran Bretaña, R.F.A., Francia y Japón. Posteriormente las inversiones han aumentado muy notablemente, p ej. para el año fiscal 1975 los USA asignarán unos 102×10^6 \$ para fusión por confinamiento magnético y unos 66×10^6 \$ para fusión por laser. Sin embargo aún se mantienen a niveles muy reducidos con relación a otros proyectos mucho menos prometedores, así la inversión total de los USA dedicada a la fusión desde el inicio de tales proyectos (hacia 1950) hasta 1971 (es decir en unos 20 años), equivale al costo de una sola misión lunar "Apollo". Es de esperar que el es fuerzo en este campo se multiplique a causa de la creciente preocupación por los problemas energéticos y de contaminación, [1][3][11].

Es muy probable que, una vez conseguida la demostración de factibilidad, las inversiones crezcan fuertemente. Los proyectos americanos actuales apuntan hacia la construcción de un reactor demostrativo, productor de energía, de 1000 Mw(e) hacia 1990-95, estos plazos pueden ser acortados considerablemente si la asignación de recursos se intensifica.

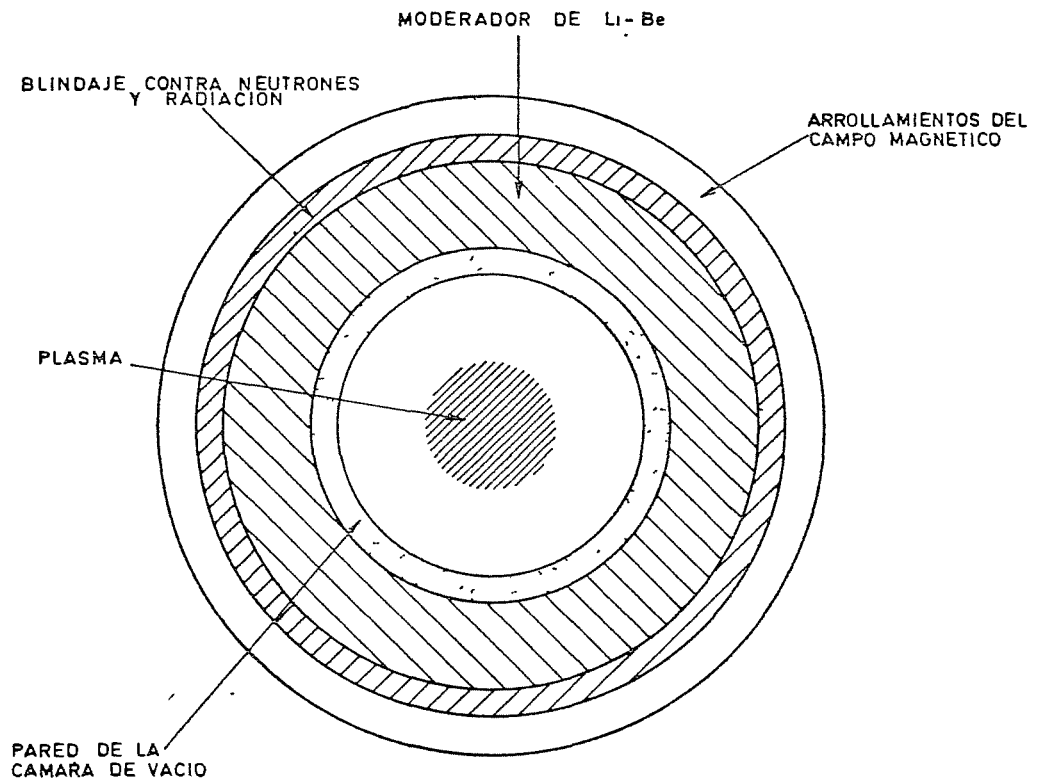
En cualquier caso, dados los problemas tecnológicos que aún quedan por resolver y el retraso acumulado, no parece probable que los reactores de fusión puedan competir económicamente con los reproductores rápidos hasta el año 2000.

7.2. Problemas tecnológicos y ambientales. [3], [9].

La mayor parte ya han sido citados, se presentan de modo muy diferente según se utilice un ciclo térmico, con la reacción DT, ó el ciclo DD con conversión directa.

En el primer caso, es necesario utilizar Li o Be líquidos para la regeneración del T y para accionar el ciclo térmico. Esquemáticamente la sección transversal de un reactor de fusión, tanto toroidal como abierto, correspondería a la Fig. 7.1.

El problema fundamental reside en el bombardeo y deposición de calor que sufre la pared de la cámara de vacío por parte de los neutrones de fusión, partículas del plasma que pierden confinamiento (y no son extraídas por los separadores) y radiaciones diversas.



SECCION TRANSVERSAL DE UN REACTOR DE FUSION

Fig. 7.1

En segundo lugar aparece la necesidad de crear campos magnéticos muy intensos en grandes volúmenes, ya que los arrollamientos que crean el campo deben quedar al exterior del moderador pues, de otra manera, serían dañados gravemente por los neutrones y radiaciones, requerirían condiciones muy estrictas en su composición y presentarían problemas insolubles para mantener la baja temperatura necesaria a su superconductividad. Como el moderador ha de poseer un espesor bastante considerable para absorber eficazmente los neutrones y además son necesarios blindajes suplementarios, el volumen abarcado por los conductores es muy grande y, por consiguiente, la creación eficiente y precisa de esos campos magnéticos va a constituir un serio problema.

También son necesarias mejoras en los dispositivos de inyección y extracción de partículas.

En el caso de regímenes pulsantes, los llamientos y la cámara presentarán problemas de fatiga y también deberán ser ideados dispositivos eficaces para el almacenamiento y liberación de la energía del campo.

El recinto del reactor deberá estar blindado contra neutrones y radiación y algunos de sus componentes quedarán activados, planteando para su reemplazamiento problemas similares a los de los reactores de fisión. También ocasionarán polución térmica a escala similar a la de esos reactores.

Por último deberán tomarse precauciones para evitar la fuga de T radioactivo y su incorporación al medio ambiente en forma de HTO o T₂O aunque, al contrario que en los reactores de fisión, éste es el único producto (directo) radioactivo y, a la vez, sirve como combustible.

En el segundo caso, utilización del ciclo DD o D-He³ con conversión directa, los inconvenientes de irradiación neutrónica o por rayos X, del control del tritio y de polución térmica son mucho menos acusados. Los problemas tecnológicos se concentran, en este caso, en el proceso de conversión directa: grandes dimensiones de la cámara de expansión, mantenimiento en su interior del grado de vacío suficiente y de campos magnéticos adecuados, etc.

Pro los riesgos reducidísimos y escasa contaminación que aparecen en este segundo procedimiento (en particular en el ciclo D-He³), sería el preferible una vez resueltos los problemas de la conversión directa de energía y los requisitos (más estrictos que en el caso D-T) necesarios para el plasma. No obstante, en su defecto, el ciclo DT presenta problemas de seguridad y contaminación de magnitud muy inferior a los reactores de fisión.

Por último, debemos citar la posibilidad de sistemas híbridos fusión-fisión en los cuales los neutrones procedentes de un ciclo DT, funcionando en un aparato con ganancia no necesariamente superior a la unidad, se utilizarían para bombardear material fértil U²³⁸ o Th²³² con el fin de producir núcleos fisibles Pu²³⁹ o U²³³ utilizables bien "in situ", bien tras su extracción, en un reactor de fisión separado. Los requisitos para el funcionamiento de un sistema de esta índole son mucho menos restrictivos que los aplicables a un reactor de fusión.

REFERENCIAS

- 1 R.F. POST. "Controlled Fusion Research and High. Temperature Plasmas".
Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 509 (1970).
- 2 W.C. COUGH, B.J. EASTLUND. "The Prospects fo Fusion Power".
Sci. Am. 224, 50 (Febr. 1971).
- 3 D.J. ROSE. "Controlled Nuclear Fusion: Status and Outlook".
Science 172, 797 (May 1971)
- 4 B. COPPI, J. REM. "The Tokamak approach in Fusion Reserch"
Sci. Am. 225, 65 (July 1972)
- 5 J.L. TUCK. "L'Energie de Fusion"
Recherche 27, 857 (Octobre 1972)
- 6 T.J.M. BOYD, J.J. SANDERSON. "Plasma Dynamics"
Nelson. Londres (1969)
- 7 N.A. KRALL, A.W. TRIVELPIEGG "Principles of Plasma Physics".
McGraw-Hill N.Y. (1973)
- 8 S. GARTENHAUS. "Elements of Plasma Physics"
Holt, Rinehor and Winston. N.Y. (1964)
- 9 "Technology of Controlled Thermonuclear Fusion Experiments and the Engi -
neering aspects of Fusion Reactors".
USAEC (1974)
- 10 H. ENGE. "Introduction to Nuclear Physics"
Addison Wesley (1966)
- 11 "Fusion power. Research and Development Requirements"
WASH-1267 (July 1973)

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, División de Fusión y Reactores Experimentales, Madrid.
"Introducción a la Fusión Termonuclear Controlada (aparatos de confinamiento magnético)"

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 refs.

Este trabajo reproduce el primero de una serie de seminarios dedicados a la Física del Plasma y de la Fusión realizados en la J.E.N. Se describen en él, exclusivamente, los aparatos de confinamiento magnético más prometedores y sus potencialidades como futuros reactores termonucleares.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, División de Fusión y Reactores Experimentales, Madrid.
"Introducción a la Fusión Termonuclear Controlada (aparatos de confinamiento magnético)"

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 refs.

Este trabajo reproduce el primero de una serie de seminarios dedicados a la Física del Plasma y de la Fusión realizados en la J.E.N. Se describen en él, exclusivamente, los aparatos de confinamiento magnético más prometedores y sus potencialidades como futuros reactores termonucleares.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirror; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, División de Fusión y Reactores Experimentales, Madrid.
"Introducción a la Fusión y Termonuclear Controlada (aparatos de confinamiento magnético)"

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 refs.

Este trabajo reproduce el primero de una serie de seminarios dedicados a la Física del Plasma y de la Fusión realizados en la J.E.N. Se describen en él, exclusivamente, los aparatos de confinamiento magnético más prometedores y sus potencialidades como futuros reactores termonucleares.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, División de Fusión y Reactores Experimentales, Madrid.
"Introducción a la Fusión Termonuclear Controlada (aparatos de confinamiento magnético)"

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 refs.

Este trabajo reproduce el primero de una serie de seminarios dedicados a la Física del Plasma y de la Fusión realizados en la J.E.N. Se describen en él, exclusivamente, los aparatos de confinamiento magnético más prometedores y sus potencialidades como futuros reactores termonucleares.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactor; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, Fusion and Experimental Reactors Division. Madrid.

"Introduction to the Controlled Nuclear Fusion (magnetic containment systems)."

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 ref.

This work is based upon the first part of a set of lectures dedicated to Plasma and Fusion Physics.

It describes the magnetic containment systems, their more important features, and their potentiality to become thermonuclear reactors.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, Fusion and Experimental Reactors Division. Madrid

"Introduction to the Controlled Nuclear Fusion (magnetic containment systems)."

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 ref.

This work is based upon the first part of a set of lectures dedicated to Plasma and Fusion Physics.

It describes the magnetic containment systems, their more important features, and their potentiality to become thermonuclear reactors.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, Fusion and Experimental Reactors Division. Madrid.

"Introduction to the Controlled Nuclear Fusion (magnetic containment systems)."

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 ref.

This work is based upon the first part of a set of lectures dedicated to Plasma and Fusion Physics.

It describes the magnetic containment systems, their more important features, and their potentiality to become thermonuclear reactors.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

J. E. N. 315

Junta de Energía Nuclear, Fusion and Experimental Reactors Division. Madrid.

"Introduction to the Controlled Nuclear Fusion (magnetic containment systems)."

CABRERA, J.A.; GUASP, J.; MARTIN, R. (1975) 53 pp. 16 figs. 11 ref.

This work is based upon the first part of a set of lectures dedicated to Plasma and Fusion Physics.

It describes the magnetic containment systems, their more important features, and their potentiality to become thermonuclear reactors.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A14; Thermonuclear reactions; Thermonuclear reactors; Energy sources; Confinement; Heating; Magnetic mirrors; Tokamak devices; Toroidal pinch devices; Research programs; Reviews.

