

CESEDEN

LA FUSION NUCLEAR COMO FUTURA FUENTE DE ENERGIA

- Por el Profesor Eventual de
ALEMI D. Juan VELARDE
FUERTES.



Febrero 1980

BOLETIN DE INFORMACION nº 133-VIII

1.- Necesidad de la Fusión Nuclear.

Debido al aumento de población, y al incremento de nivel de vida, que se traduce en un mayor consumo anual de energía por habitante, la demanda de energía va creciendo de tal manera que en los países desarrollados la producción de energía ha de duplicarse cada quince años, en los países en desarrollo cada diez años, mientras que en los países subdesarrollados el crecimiento debería ser tan rápido, que al no poder alcanzar esta tasa de crecimiento, los sumerge en un subdesarrollo cada vez mayor.

1.1.- Teniendo en cuenta el crecimiento futuro de la población y el consumo anual de energía por habitante, previsible en la sociedad de consumo de las próximas décadas, las reservas mundiales actualmente probadas de combustibles fósiles: carbón, petróleo y gas natural, las cuales vienen dadas en la Tabla 1, durarían hasta la mitad del próximo siglo. Suponiendo, quizá de un modo optimista, que las reservas reales fuesen unas cuatro veces las actualmente estimadas, solo durarían unos veinte años más.

En el caso de España el problema es mucho más grave ya que las reservas actualmente probadas de combustibles fósiles no alcanzan a la milésima parte de las mundiales, según se obtiene de la Tabla 2.

Esta crisis energética sólo podrá resolverse siguiendo un camino que puede acotarse entre los dos caminos extremos siguientes. Uno de ellos, poco probable, sería el de modificar profundamente la sociedad

de consumo en que estamos inmersos, mediante un control responsable de la población y del consumo. El otro camino extremo, que aunque siendo el más probable presenta mayores dificultades, es el de encontrar nuevas fuentes de energía que satisfagan la creciente demanda mundial.

1.2.- La producción masiva de energía necesaria en el futuro, solo podrá obtenerse por un procedimiento, el de las reacciones nucleares, que según el estado actual de la ciencia y de la tecnología puede producirse de dos formas distintas: la fisión y la fusión nuclear, ya que la energía solar es debida a los procesos de fusión nuclear producidos por el Sol. En estas reacciones nucleares de fisión y fusión se produce una pérdida de masa, que se transforma en energía cinética de los productos de la reacción, a razón de 10^3 MWD = 24×10^6 Kwh por cada gramo de masa perdida en la reacción. Como el rendimiento de estas reacciones es del 1 al 3^o/oo, se obtendrá de 24×10^3 a 72×10^3 Kwh por cada gramo fisionado, es decir, de 2 a 6 millones de veces la energía producida en una reacción química de igual masa.

Debido a las dificultades científicas y tecnológicas que existen en el desarrollo de la fusión nuclear a escala industrial, las cuales se expondrán posteriormente, hasta ahora solo se ha desarrollado industrialmente la fisión nuclear en forma de reactores nucleares a fisión.

Las reservas mundiales y españolas de Uranio actualmente probadas, con un coste inferior a 40 \$/1b U₃O₈, vienen dadas en las Tablas 1 y 2, estimándose que las existentes a un coste superior son considerablemente mayores. Teniendo en cuenta la demanda mundial de energía eléctrica, y considerando el caso de emplear solamente reactores térmicos de agua ligera LWR, estas reservas solo durarían hasta principios del próximo siglo. Sin embargo, cuando en la próxima década entren en funcionamiento los reactores rápidos, como el coste del Kwh producido varía poco con el precio del Uranio, según puede verse en la Fig.1, podrán emplearse las enormes reservas de Uranio de poca concentración y a un coste superior a los 40 \$/1b U₃O₈, con lo que podrá hacerse frente a la demanda de energía eléctrica durante algo más de un siglo.

Sin embargo, el empleo de los reactores rápidos no resuelve totalmente el problema, solamente consigue posponer el problema energético durante unas cuantas décadas.

La solución completa del problema energético se basa en la fusión nuclear, cuyo combustible principal es el Deuterio, el cual se encuentra uniformemente repartido en el agua del mar a razón de una molécula de D_2O por cada 6.500 moléculas de H_2O , o sea, hay unas 10^{14} T de Deuterio con un contenido energético de 7.5×10^{24} Kwh, cantidad suficiente para abastecer a toda la Humanidad durante un tiempo superior al transcurrido desde que se formó la Tierra hasta nuestros días.

Como complemento de lo anterior, se tiene el aprovechamiento de la energía del Sol, el cual es un inmenso reactor nuclear de fusión que se encuentra a la mitad de su vida esperada.

1.3.- Según lo anterior, puede vislumbrarse cuales serán las futuras fuentes de energía. La energía hidroeléctrica está próxima al límite de lo económicamente explotable. La energía eólica, geotérmica y de las mareas puede contribuir en una parte insignificante a la futura demanda energética. La energía obtenida de los combustibles fósiles: carbón, petróleo y gas natural solo durará hasta la mitad del próximo siglo. Por tanto, solo queda como fuente principal de energía la obtenida de las reacciones nucleares. Durante las próximas décadas se irán instalando reactores nucleares de fisión, primeramente del tipo térmico de agua ligera y posteriormente del tipo rápido, así como diversas instalaciones para el aprovechamiento de la energía de fusión del Sol, principalmente para uso doméstico. A principios del próximo siglo, es probable que entren en servicio los primeros reactores nucleares de fusión. En los próximos siglos las fuentes de energía serán fundamentalmente las debidas a la fusión nuclear, bien obtenida del Sol o directamente de los reactores nucleares de fusión situados en la Tierra. Y así durante miles de millones de años, - hasta el final de nuestro planeta, quizá hasta que el Sol se transforme en una estrella gigante roja cuyo halo exterior llegue hasta Marte, absorbiendo a los planetas interiores, y entre ellos a nuestra Tierra.

Por tanto, la crisis energética actual es un problema de unos pocos años, hasta que se consiga la fusión nuclear a escala industrial, ya que una vez conseguida, la Humanidad podrá descansar de este angustioso problema actual. Por otro lado, como la mayoría de los países, tanto pobres como ricos, tienen acceso al mar, esta fuente inagotable de energía no será exclusiva de un pequeño número de naciones, como sucede en el caso del petróleo o en el enriquecimiento del Uranio, evitándose así el espectro del chantaje energético a que estamos sometidos actualmente.

Sin embargo, el futuro no se presenta tan optimista como pudiera deducirse de lo anterior. Existen inmensas dificultades tecnológicas todavía no resueltas, y siempre hemos de tener presente la contaminación ambiental, con la consiguiente erosión del medio ecológico en que vivimos. Contaminación que siempre va acompañando al desarrollo industrial incontrolado de cualquier tipo, y que si puede ser importante en el caso de la fisión nuclear, es considerablemente menor en el caso de la fusión.

2.- Fusión Nuclear.

Cuando los núcleos de peso atómico inferior al Fe, generalmente D y T, interaccionan entre sí, pueden producir núcleos más pesados, dando lugar a la fusión nuclear, esquematizada en las Figs. 2 y 3.

El D se obtiene del agua del mar, según se indicó anteriormente, mientras que el T se obtiene como subproducto de la fusión del D, o a partir de la interacción de un neutrón con el Li^6 , según se indica en la Fig. 4.

La interacción entre el D y D o entre el D y T puede producirse de dos formas distintas, constituyendo moléculas muónicas, con lo que se obtiene la fusión en frío, o haciendo chocar unos núcleos contra otros, originando la fusión en caliente.

2.1.- Fusión en Frío.

Consiste en introducir un haz de muones $\bar{\mu}$ en una atmósfera de iones de D, formándose átomos muónicos neutros de D, en los cuales el muón $\bar{\mu}$ sustituye al electrón e^- . Como la masa del $\bar{\mu}$ es 212 superior a la del e^- , y al ser el radio de la órbita del $\bar{\mu}$ o del e^- inversamente proporcional a la masa de la partícula, el $\bar{\mu}$ girará alrededor del D con un radio 212 veces inferior al del e^- .

Como el átomo muónico de D es neutro, puede aproximarse un ión de D sin que se produzca repulsión electrostática, formándose así un ión molecular muónico de D, constituido por dos núcleos de D con un solo $\bar{\mu}$ girando alrededor de ellos y a una distancia 212 veces inferior a la que giraría un e^- . Esto hace que los dos núcleos de D tengan que estar tan próximos que la acción de las fuerzas nucleares es apreciable, pro

duciéndose la fusión, en la cual el u^- es expulsado, yendo a formar otro átomo muónico de D.

El principal inconveniente de este procedimiento es debido a que el u^- libre tiene una vida media de unos 2×10^{-6} s, y por tanto, tiene tiempo para catalizar solamente unas pocas reacciones de fusión durante su vida. Además, la energía producida por las fusiones catalizadas por un u^- es muy inferior a la necesaria para crear un u^- . Por tanto, la fusión en frío solo tiene interés académico.

Los u^- pueden obtenerse bombardeando blancos con protones de más de 300 Mev, originándose π^+ que se desintegran en u^- .

2.2.- Fusión en Caliente.

Como los núcleos están cargados positivamente, para que puedan chocar unos con otros es necesario que venzan las fuerzas de repulsión electrostáticas, para lo cual han de tener energías cinéticas del orden de las decenas de Kev, es decir, el medio ha de tener una temperatura del orden de centenares de millones de grados ($1 \text{ Kev} \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$). A estas temperaturas los átomos están ionizados, por lo que el medio constituye un plasma, véase Fig. 5.

Por otro lado, como al chocar un núcleo ligero contra otro lo más probable es que se produzca una dispersión en vez de una fusión, el plasma debe estar confinado.

Por lo tanto, los problemas iniciales que hay que resolver son dos:

- i) Alcanzar temperaturas de decenas o centenares de millones de grados.
- ii) Mantener el plasma confinado durante un cierto tiempo.

Esto presenta tales dificultades tecnológicas que todavía no ha podido obtenerse la fusión controlada a escala industrial. De modo incontrolado se ha obtenido en las bombas de fusión o termonucleares.

3.- Parámetros que Intervienen en los Reactores Nucleares de Fusión.

Los parámetros que intervienen en los reactores de fusión son la temperatura de ignición, la densidad del plasma y el tiempo de confinamiento.

3.1.- Temperatura de Ignición.

Al establecer en un reactor nuclear de fusión la ecuación del balance energético entre la potencia producida en la fusión y las pérdidas de potencia, se obtiene la temperatura mínima para que funcione un reactor nuclear de fusión.

La densidad de potencia producida es proporcional a $T^{5/2}$, siendo T la temperatura de operación del reactor en °K.

La potencia pérdida es debida a tres causas principales:

- i) Radiación del cuerpo negro a la temperatura de operación del reactor.
- ii) Radiación de ciclotrón.
- iii) Bremsstrahlung.

La pérdida de potencia por radiación del cuerpo negro sigue la ley de Stefan-Boltzmann, y solo es apreciable cuando la dimensión característica del reactor es superior a unos 1.000 Km., por lo que únicamente se tiene en cuenta en el caso de las estrellas.

La pérdida de potencia por radiación de ciclotrón es debida a la potencia emitida al girar las partículas cargadas del plasma alrededor de las líneas fuerza del campo magnético. Como el espectro de esta radiación cae dentro de la región del infrarrojo y de las microondas, es fácilmente absorbida por el plasma, por lo que la pérdida de potencia correspondiente es despreciable.

La pérdida de potencia por Bremsstrahlung, es la única que debe tenerse en cuenta en los reactores nucleares de fusión, y es debida a la dispersión inelástica de las partículas cargadas del plasma por el campo eléctrico del núcleo, siendo proporcional a $T^{1/2}$.

En la figura 6 se ha representado la potencia producida en las reacciones $D + T$ y $D + D$, y la potencia perdida por Bremsstrahlung, obteniéndose que el equilibrio se alcanza a la temperatura, llamada de ignición, dada por

$$T \sim \begin{cases} (45 \times 10^6 \text{ } ^\circ\text{K para } D + T \\ (400 \times 10^6 \text{ } ^\circ\text{K para } D + D \end{cases}$$

Como la temperatura de ignición del $D + T$ es unas nueve veces inferior a la del $D + D$, los primeros reactores nucleares de fusión emplearán una mezcla de $D + T$.

3.2.- Parámetro de Lawson.

Para que pueda funcionar un reactor nuclear de fusión, Lawson ha demostrado que el producto de la densidad del plasma n , en iones cm^{-3} , por el tiempo de confinamiento del plasma t , en s, llamado parámetro de Lawson, ha de verificar la siguiente condición, que para el caso de un ciclo térmico con un rendimiento del 33%, es

$$n t \geq \begin{cases} (10^{14} \text{ para } D + T \\ (10^{16} \text{ para } D + D \end{cases}$$

mientras que para el caso de un sistema de conversión directa con un rendimiento del 90%, se verifica que

$$n t \geq \begin{cases} (0.25 \times 10^{14} \text{ para } D + T \\ (10^{14} \text{ para } D + D \end{cases}$$

Las condiciones anteriores pueden obtenerse en circunstancias muy diversas, bien sea con bajas densidades del plasma y elevados tiempos de confinamiento, tal como ocurre en el caso del confinamiento magnético, o por el contrario, con elevadas densidades y tiempos de confinamiento muy breves, como es el caso del confinamiento inercial, los cuales se describirán posteriormente.

4.- Calentamiento del Plasma.

Para alcanzar la temperatura de ignición es necesario calentar convenientemente el plasma, lo cual puede realizarse por los siguientes procedimientos:

- i) Calentamiento óhmico.
- ii) Compresión magnética.
- iii) Bombeo magnético.
- iv) Microondas.
- v) Inyección de haces neutros.
- vi) Onda de choque.

El calentamiento óhmico consiste en ionizar previamente el medio, por ejemplo irradiándolo con radiofrecuencias, actuando posteriormente sobre él campos magnéticos rápidamente variables que inducen un campo eléctrico, el cual origina una corriente en el plasma que acelera principalmente a los electrones. Los iones se aceleran por colisión con los electrones. La eficacia del calentamiento óhmico es proporcional a $T^{-3/2}$, disminuyendo con la temperatura, por lo que es prácticamente ineficaz a elevadas temperaturas.

El calentamiento por compresión magnética se basa en aumentar bruscamente el campo magnético, el cual origina ondas de choque que incrementan la energía cinética transversal al campo magnético empleado, de las partículas del plasma.

El calentamiento por bombeo magnético se produce por pulsación no resonante del campo magnético.

En el calentamiento por microondas se emplean haces de microondas de frecuencias en resonancia con las de las partículas del plasma.

El calentamiento por haces neutros se basa en que los átomos neutros penetran en el plasma sin sufrir interacción con los campos electromagnéticos. Primeramente se obtiene un haz de iones que son fuerte-

mente acelerados mediante campos eléctricos. Posteriormente se hace pasar estos iones por un neutralizador, donde sin perder apreciablemente energía cinética, capturan electrones transformándose en átomos neutros. Estos átomos neutros penetran en el plasma ionizándose y transfiriendo por colisión parte de su energía cinética al resto de las partículas del plasma, calentándolo. Este procedimiento es uno de los más prometedores, aplicándose en combinación de los otros descritos anteriormente.

En el calentamiento por ondas de choque se parte de rayos laser, electrones relativistas o iones pesados, que al interactuar con el medio, se origina por un proceso de ablación, una onda de choque, la cual comprime al medio, calentándolo.

5.- Confinamiento del Plasma.

Debido a que en la colisión de dos núcleos de D o de D y T es más probable que se produzca una dispersión que una fusión, para obtener el suficiente número de fusiones que aporten la energía necesaria, es preciso confinar el plasma. Según la clase de confinamiento empleado, la fusión controlada puede hacerse por confinamiento inercial empleando láseres o haces de electrones relativistas, o por confinamiento magnético empleando campos magnéticos muy intensos.

5.1.- Confinamiento Inercial Empleando Láseres.

Al interactuar los rayos laser con la materia, se produce por un proceso de ablación una onda de choque que puede alcanzar presiones de unos 10^{13} kg. cm^{-2} , la cual puede emplearse para confinar el D + T.

Los estudios se han realizado con una microesfera de 1.35 mm de radio conteniendo 0.197 g de Pu enriquecido al 95% en isótopos impares, rodeada de un tamper en forma de capa esférica de 1.77 mm de espesor, conteniendo Li^6D con impurezas de T para facilitar la ignición termonuclear, y con nucléidos de elevado Z para facilitar la ablación.

Al incidir sobre la microesfera un haz de rayos laser de 4.7 MJ, se produce por ablación, una onda de choque con una velocidad

de 2×10^7 cm. seg.⁻¹ que comprime la esfera de Pu hasta un radio de 0.216 mm., alcanzando una densidad de 250 veces la inicial y comprimiendo el tamper hasta un espesor de 0.04 mm., con una densidad de 4.150 veces la inicial. La presión alcanzada es de 10^{12} kg.cm⁻² con lo que se obtiene en la esfera de PU una $K_{ef} = 1.25$, dando lugar a un destello de 7.25×10^{20} neutrones con una duración de 0.8 n s, equivalente a 2.33×10^{20} fisiones, o a 7200 MJ. De los 7.25×10^{20} neutrones producidos por fisión, 4.75×10^{20} neutrones penetran en el tamper, siendo prácticamente absorbidos, dando lugar a la reacción de fusión $Li^6 (n, \alpha) T$ con el desprendimiento de 456 MJ de energía y la producción de 4.75×10^{20} átomos de T de 3.4 Mev. La energía producida es suficiente para calentar el tamper de D + T a la temperatura de fusión.

El tiempo de confinamiento es del orden de la razón entre el radio exterior del tamper después de la implosión ($0.216 + 0.04 = 0.256$ mm) y la velocidad de la onda de choque (2×10^7 cm.seg.⁻¹), o sea $t \sim 1$ n s.

Como la densidad obtenida en el tamper de D + T es de unas 10^{26} partículas cm⁻³ y el tiempo de confinamiento es del orden del n s, se obtiene un parámetro de Lawson de $n t = 10^{26} \times 10^{-9} = 10^{17}$ suficiente para la fusión.

Aunque este procedimiento es extraordinariamente prometedor, todavía no se han obtenido láseres de energía suficiente. Actualmente se está investigando el empleo de un tren de pulsos producidos por uno o varios láseres de energía inferior a los 4.7 MJ necesarios cuando se emplea un solo pulso. El procedimiento consiste en lanzar un primer pulso de unos 2.5 MJ cuya onda de choque producida encuentra la microesfera con la densidad inicial, empezando a comprimirla. Posteriormente se lanza otro pulso de otros 2.5 MJ cuya onda de choque encuentra la microesfera con una densidad superior a la inicial, al haber sido previamente comprimida por el primer pulso, por lo que su velocidad de propagación será superior a la de la primera onda de choque. Sincronizando los dos pulsos, las dos ondas de choque pueden alcanzar el centro de la microesfera al mismo tiempo, véase Fig. 7. Si en vez de dos pulsos de laser se emplea un tren de pulsos sincronizados de modo que sus respectivas ondas de choque alcancen el centro de la microesfera simultáneamente, puede obtenerse el mismo efecto que el obtenido con un solo pulso, pero empleando pulsos de energía muy inferior.

En la figura 8 se indica el esquema de lo que podría ser un reactor basado en el sistema laser-fisión-fusión. Las microexplosiones se producirían una cada segundo, y la energía producida serviría para calentar sales de Li que circularían entre las dos paredes de la vasija de presión, al generador de vapor.

5.2.- Confinamiento Magnético.

El confinamiento magnético se basa en que una partícula cargada al moverse en un campo magnético, describe una trayectoria helicoidal alrededor de una de las líneas de fuerza del campo.

Sea un tubo, figura 9, dentro del cual el campo magnético es nulo, en este caso los electrones y los iones se moverán en todas direcciones, chocando con las paredes del tubo. En cada una de estas colisiones los electrones y los iones irán perdiendo energía cinética, enfriándose.

Si alrededor del tubo no metálico se coloca un arrollamiento y se hace pasar por él una corriente eléctrica, se producirá dentro del tubo un campo magnético cuyas líneas de fuerza del campo son paralelas al eje del tubo. En este caso, los electrones por un lado y los iones por otro describirán trayectorias helicoidales alrededor de las líneas de fuerza del campo, quedando de este modo confinados radicalmente dentro del tubo. Para confinarlos axialmente es necesario que los electrones y los iones se reflejen en los extremos del tubo, o bien que este se cierre sobre sí mismo, constituyendo un toro. De esta manera se obtienen las configuraciones lineales y toroidales.

El plasma dentro del tubo se comporta como un gas normal, ejerciendo una presión hacia el exterior proporcional a la temperatura, la cual es compensada por la presión ejercida por el campo magnético hacia el interior, proporcional al cuadrado de la intensidad del campo magnético, Fig. 10. Como actualmente solo se han obtenido industrialmente campos magnéticos del orden de los KG, partiendo de las temperaturas de ignición consideradas anteriormente, se obtienen densidades de unos 10^{15} iones. cm^{-3} , que sustituidas en el parámetro de Lawson, dan unos tiempos de confinamiento de:

$t \geq \begin{cases} 0.1 \text{ s para D + T} \\ 10 \text{ s para D + D} \end{cases}$
necesarios para que pueda funcionar un reactor de fusión.

6.- Inestabilidades.

Cuando un plasma está confinado por un campo magnético se producen inestabilidades que reducen considerablemente el tiempo de confinamiento.

Todavía no se ha podido establecer una teoría general y coherente sobre la estabilidad de un plasma confinado por un campo magnético, aceptándose el criterio de estabilidad de Teller, por el cual el confinamiento del plasma es estable en una determinada región, cuando un observador situado dentro del plasma ve que las líneas de fuerza del campo magnético son convexas, mientras que será inestable si las ve cóncavas, tal como indica la figura 11.

De otro modo, considerando que las líneas de fuerza del campo magnético se comportan como cintas de goma, tendiendo a acortarse siempre que se lo permitan las ligaduras, y que el plasma se comporta como un gas a presión, tendiendo a expandirse, se verifica que el confinamiento del plasma es estable en una determinada región, cuando al acortarse las líneas del campo magnético y al expandirse el plasma no intercambian sus posiciones.

Como veremos posteriormente, en todos los sistemas propuestos de confinamiento magnético se produce en mayor o menor grado zonas de inestabilidad, que impiden alcanzar los tiempos de confinamiento dados anteriormente, los cuales son necesarios para el funcionamiento de un reactor de fusión.

7.- Descripción de los Experimentos de Fusión por Confinamiento Magnético.

Las configuraciones lineales son las más numerosas, habiendo cerca de un centenar de aparatos repartidos entre los Estados Unidos, la URSS y los países del Euratom. Dentro de las configuraciones lineales se encuentran los espejos magnéticos y los basados en el efecto de estricción.

Las configuraciones toroidales comprenden los stellarators, los tokamaks y los aparatos basados en la estricción toroidal, existiendo en menor número que los aparatos de las configuraciones lineales, ya que son en general de un coste más elevado.

7.1.- Espejos Magnéticos.

Para producir el confinamiento axial, Post propuso el empleo de los espejos magnéticos, constituidos por un tubo recto, dentro del cual existe un campo magnético axialmente heterogéneo, con más intensidad en los extremos que en el centro.

Este campo magnético heterogéneo puede obtenerse empleando un arrollamiento eléctrico alrededor del tubo, con más espiras o con más intensidad de corriente en los extremos que en el centro, véase figura 12.

Como los iones y electrones del plasma describen trayectorias helicoidales alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético, al llegar a los extremos del tubo, en donde el campo magnético es más intenso, sufrirán el efecto de una fuerza que tiende a devolver el ión o electrón a la región en donde el campo magnético es más débil, es decir, sufrirán una reflexión, figura 13.

Sin embargo, cuando la energía cinética de la partícula $E_{\parallel} = 1/2 m v_{\parallel}^2$, debida a la velocidad axial v_{\parallel} , es muy superior a la $E_{\perp} = 1/2 m v_{\perp}^2$, debida a la velocidad perpendicular a la anterior v_{\perp} , la partícula se escapará por los extremos del tubo. En general, la partícula se mantendrá confinada, o sea, se reflejará en los extremos del tubo si

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} \leq \frac{B_{\text{ext}}}{B_{\text{cent}}} - 1, \text{ o bien, } \theta \geq \arcsen \sqrt{\frac{B_{\text{cent}}}{B_{\text{ext}}}}$$

con $\cotg \theta = E_{\parallel} / E_{\perp}$, siendo B_{ext} y B_{cent} las intensidades del campo magnético en los extremos y en el centro del tubo.

Por tanto, el confinamiento será tanto mayor cuanto menor sea $B_{\text{cent}}/B_{\text{ext}}$, y para un valor fijo de esta razón, cuanto menor sea E_{\parallel}/E_{\perp} , para lo cual han de inyectarse las partículas en el tubo con la mínima velocidad axial posible. No obstante, aún en el caso de inyectar las partículas con una velocidad axial nula, debido a las colisiones entre partículas, al cabo de un cierto tiempo, tanto menor cuanto mayor sea la densidad del plasma, habrán alcanzado una determinada velocidad axial, favoreciéndose las fugas. Debido a esto, en los experimentos con espejos

magnéticos es muy difícil obtener densidades elevadas del plasma. Por tanto el problema consiste en conseguir las condiciones para la fusión - controlada antes que $E_{||} / E_{\perp}$ sea mayor que $(B_{ext} / B_{cent}) - 1$.

7.1.1.- Calentamiento del Plasma.

El calentamiento del plasma se efectúa por compresión adiabática, al aumentar la intensidad del campo magnético en el centro y en los extremos, bien aumentando el número de espiras o la intensidad de la corriente.

7.2.- Estabilidad.

Debido a la curvatura axial de las líneas de fuerza del campo magnético en las proximidades de los extremos del tubo, un observador situado dentro del plasma las verá cóncavas, por lo que no se cumplirá el criterio de estabilidad de Teller en esta región del tubo.

7.1.3.- Limitaciones del Parámetro de Lawson.

Según lo anterior, en los experimentos con espejos magnéticos el parámetro de Lawson queda limitado por:

i) Las fugas de los iones y electrones por los extremos del tubo, tanto más importantes cuanto mayor sea la densidad del plasma.

ii) Las regiones de inestabilidad de Teller, cerca de los extremos del tubo, debido a las cuales el tiempo de confinamiento queda reducido considerablemente.

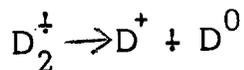
Para disminuir las fugas axiales de las partículas es necesario limitar la densidad del plasma. Esta limitación de la densidad puede compensarse con un aumento del tiempo de confinamiento, empleando una configuración cuspidal, figura 14, en la cual la corriente eléctrica circula por las espiras de un extremo del tubo en sentido contrario a la que circula por las del otro extremo. De este modo, las líneas de fuerza del campo magnético tienen siempre forma convexa para cualquier observador situado en el plasma. Sin embargo, aunque esta configuración da lugar a una gran estabilidad, las fugas del plasma se producen tanto axial

como radialmente, por lo que esta configuración cuspidal no presenta ventajas apreciables.

Otro procedimiento para reducir las fugas axiales de partículas consiste en emplear varias barras rectas, llamadas de Ioffe, dispuestas axialmente y con la corriente circulando en cada una de ellas en sentido contrario a la de las barras adyacentes, o bien empleando otros circuitos más complejos como el Baseball y el Yin-Yang, representados en la figura 15.

7.1.4.- Experimentos con inyección de iones moleculares de deuterio.

Con objeto de aumentar la temperatura de los iones del plasma se han realizado los experimentos DCX-2 en los Estados Unidos y los Ogra en la URSS. Cuando se inyectan iones moleculares de deuterio en vez de iones atómicos, al disociarse la molécula, se obtiene



El D^0 se escapa del tubo, mientras que el ión atómico D^+ , al describir una trayectoria helicoidal con radio mitad de la del D_2^+ , por tener una masa mitad de la del D_2^+ , estará confinado en una región más pequeña, por lo que se calentará adiabáticamente, alcanzando temperaturas superiores a los 10^9 °K, aunque con parámetros de Lawson insuficientes para la fusión controlada.

7.1.5.- Estado Actual.

En la Tabla 3 se resumen las características más importantes de estos experimentos.

Tabla 3

| | n, cm^{-3} | t, s | $T \text{ } ^\circ\text{K}$ | $n t$ |
|----------------------|---------------------|---------------|-----------------------------|--------------------|
| Baseball II (EUA) | 10^{10} | 0.02 | 80×10^6 | 2×10^9 |
| Yin - Yang (EUA) | 5×10^{13} | 0.0015 | 80×10^6 | 7×10^{10} |

7.2.- Estricción.

El efecto de estricción (pinch) se basa en la interacción entre la corriente eléctrica producida en un gas y el campo magnético originado por esta corriente eléctrica.

La teoría de M de Rosenbluth da una visión más completa del efecto de estricción: al aplicar repentinamente un elevado voltaje axial, y debido a la elevada conductividad del plasma, se produce una capa delgada de corriente eléctrica coaxial con el tubo y próxima a su superficie; esta capa de corriente eléctrica origina su propio campo magnético axial que rodea el plasma, produciendo sobre las partículas en movimiento axial una fuerza de Lorentz dirigida hacia dentro del tubo, originándose de este modo la compresión adiabática del plasma y su confinamiento.

De una manera más intuitiva, el efecto de estricción puede explicarse al considerar que la corriente eléctrica axial está formada por un número infinito de conductores paralelos y con corrientes en el mismo sentido, por lo cual se atraerán entre sí originando el efecto de estricción.

7.2.1.- Calentamiento del plasma.

Según lo anterior, mediante la estricción se logra simultáneamente calentar y confinar el plasma, obteniéndose que la temperatura alcanzada es proporcional al gradiente del potencial eléctrico aplicado, y de que el cuadrado de la intensidad de corriente eléctrica es proporcional a la densidad de partículas y a su temperatura. Para los valores de estos parámetros considerados anteriormente se obtiene que la corriente necesaria para producir la fusión controlada debería ser superior al millón de amperios.

Debido a la dificultad tecnológica para obtener de un modo continuo corrientes tan elevadas, se aplican por impulsos, mediante la descarga de un banco de condensadores. En el caso de configuración lineal, la corriente eléctrica en el gas se produce aplicando una diferencia de potencial entre los extremos, mientras que en el caso de configuración toroidal, la corriente eléctrica se produce empleando el toro como si fuese la única espira del secundario de un transformador.

7.2.2.- Estabilidad.

La estricción así obtenida es intrínsecamente inestable, ya que suponiendo que se produce una pequeña perturbación, consistente en un desplazamiento radial del tubo de estricción, como la intensidad del campo magnético en la parte cóncava del desplazamiento es superior a la de la parte convexa, la fuerza neta de Lorentz actuará hacia afuera, tendiendo a aumentar la perturbación, con lo que el tubo de estricción se desplazará hasta tocar las paredes, en cuyo momento disipará gran parte de su energía, enfriándose, figura 16.

Debido a esta inestabilidad intrínseca, no se han podido obtener tiempos de confinamiento superiores a los microsegundos.

Cuando en 1952 Tuck, de los Estados Unidos, proyectó el primer experimento de estricción, uno de los asistentes a la conferencia de presentación, viendo lo problemático de su funcionamiento, bautizó el experimento con el nombre de Impossibilitron, a lo cual Tuck, confiando en su funcionamiento, le llamó Perhapsatron. No obstante, cuando este experimento entró en funcionamiento, se observaron además otras clases de inestabilidades no previstas anteriormente.

Para atenuar en lo posible este cúmulo de inestabilidades se han propuesto dos procedimientos:

- i) Hacer el tubo de mayor diámetro, para retrasar, de este modo, el momento del contacto con las paredes.

Sin embargo se ha abandonado este procedimiento, ya que requeriría tubos de varios metros de diámetro.

- ii) Producir un campo magnético axial, superpuesto al azimutal originado en la estricción, tal que estabilice las perturbaciones consistentes en pequeños desplazamientos radiales. Rosenbluth ha demostrado que el plasma puede mantenerse confinado hasta que los campos magnéticos azimutal y axial se mezclen. Aunque por este procedimiento se reducen considerablemente las inestabilidades del plasma, al existir un campo magnético axial se dificulta el proceso de calentamiento.

Según la intensidad relativa de los otros dos campos magnéticos axial y azimutal, se obtienen los dos tipos de experimentos de estricción. Si el campo magnético axial es muy intenso comparado con el azimutal, el cual puede ser nulo, se llama estricción θ . En el caso contrario, se llama estricción z .

7.2.3.- Estado Actual.

El experimento más interesante de este tipo es el Scylla IV de estricción θ cuyas características son: $n = 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $t = 5 \times 10^{-6} \text{ s}$, $T = 50 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, y $nt = 2.5 \times 10^{11}$.

7.3.- Tokamak.

Los Tokamaks y los Stellarators están formados por un tubo en forma de toro con un arrollamiento eléctrico alrededor de él, figura 17, dando lugar a un campo magnético toroidal B_{tor} en la dirección longitudinal del toro. En los Tokamaks se aumenta la estabilidad, situando el toro como si fuese la única espira del secundario de un transformador, figura 18, por lo cual se producirá dentro del toro una corriente eléctrica I_{pol} llamada poloidal, la cual origina a su vez un campo magnético po

loidal B_{pol} perpendicular al B_{tor} . Estos dos campos magnéticos dan lugar a una torsión de las limas de fuerza del campo magnético resultante, alrededor de las cuales giran los electrones en un sentido y los iones en otro.

7.3.1.- Estabilidad.

En el experimento anterior se producen diversas clases de inestabilidades que dificultan el confinamiento apropiado del plasma. Las inestabilidades más importantes son:

i) Debido a la curvatura del toro, el campo magnético es más intenso cerca que lejos del eje del toro; es decir, en una sección longitudinal, el campo magnético es heterogéneo, figura 17. Como los iones y electrones, aparte del movimiento helicoidal anterior, se desplazan en direcciones opuestas, perpendicularmente al gradiente del campo magnético, se originará una separación de las cargas eléctricas, las cuales producirán un intenso campo eléctrico, que a su vez dará lugar a un campo magnético de sentido opuesto al producido por el arrollamiento eléctrico, tendiendo a neutralizarle. De este modo, las partículas dejarán de estar confinadas, moviéndose libremente dentro del toro y chocando con sus paredes, lo que da lugar al enfriamiento del plasma. Esta inestabilidad se corrige parcialmente por la torsión de las líneas de fuerza del campo resultante, debido al campo magnético poloidal B_{pol} .

ii) Debido a la curvatura de las líneas de fuerza del campo magnético resultante, existen zonas donde no se cumple el criterio de estabilidad de Teller.

7.3.2.- Estado actual de los Tokamaks en el Mundo.

Entre los numerosos Tokamaks actualmente en proyecto destacan los indicados en la Tabla 4, siendo el coste estimado del JET de unos 300 millones de dólares, aunque se han comercializado minitokamaks por un coste mil veces menor, aptos para la formación de personal en las Universidades.

Tabla 4

| Tokamak | radio del toro, m | radio sec. recta, m | B _{tor} KG | I _{pol} MA | T _{iones} oK | n part. cm ⁻³ | t s | n c |
|---------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|--------------------------|-----|---------------------|
| JET (Europa) | 2.26 | 1.60 | 34 | 4.8 | 5x10 ⁷ | 5x10 ¹³ | 1 | 5x10 ¹³ |
| JT-60 (Japón) | 3.00 | 1.00 | 50 | 3.3 | 5x10 ⁷ | 10x10 ¹³ | 1 | 10x10 ¹³ |
| T-20 (URSS) | 5.00 | 2.00 | 35 | 6.0 | 8x10 ⁷ | 5x10 ¹³ | 2 | 10x10 ¹³ |
| TFPR (EUA) | 6.25 | 2.10 | 34 | 4.8 | 10x10 ⁷ | - | - | 6x10 ¹³ |

Extrayendo los resultados obtenidos en Tokamaks más pequeños se prevé que para que pueda funcionar un reactor de fusión tipo Tokamak habría que aumentar el tamaño y las actuaciones del TFPR en un 40%.

8.- Estado Actual de los Experimentos de Fusión en España.

Aunque hace unos diez años se iniciaron en la Junta de Energía Nuclear estos experimentos, debido a la falta de medios se abandonaron al cabo de un par de años. A finales de 1975 se concedió a la JEN el presupuesto necesario para la investigación básica y el desarrollo tecnológico del sistema laser-fisión-fusión, y para el proyecto y construcción de un Tokamak de tamaño medio de las siguientes características: radio de toro de 0.60 m, radio de la sección recta 0.15 m, $B_{\text{tor}} = 20 \text{ KG}$, $I_{\text{pol}} = 0.125 \text{ MA}$, $T_{\text{iones}} = 0.17 \times 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$, $t = 0.02 \text{ s}$.

El proyecto y construcción del Tokamak se realizará por el Departamento de Tecnología de la JEN, mientras que el desarrollo del sistema Laser-Fisión-Fusión se llevará a cabo por este Departamento de la JEN en colaboración con diversas cátedras de la Universidad, para lo cual se han organizado los siguientes equipos de trabajo:

- i) Interacción del laser con la materia y generación de ondas de choque (Contrato de la JEN con la Cátedra de Física de la ETSIA, de la UPM).
- ii) Propagación de ondas de choque en medios ultradensos - (Contrato de la JEN con la Cátedra de Mecánica de Fluidos de la ETSIA, de la UPM).
- iii) Ecuación de estado de medios ultradensos (Div. Fusión y Reactores Experimentales del Departamento de Tecnología de la JEN).
- iv) Cinética de medios ultradensos (Div. Teoría y Cálculo de Reactores del Departamento de Tecnología de la JEN).
- v) Cronometría y Técnicas de impulsos (Div. Instrumentación y Control del Departamento de Tecnología de la JEN).

Habiéndose creado otros equipos de trabajo comunes a los proyectos del Tokamak y del sistema Laser-Fisión-Fusión, que se integrarán en un futuro próximo:

- iv) Problemas físicos no lineales (Contrato de la JEN con la Cátedra de Física Teoría de la UCM).

vii) Inestabilidades hidrodinámicas en plasmas (Contrato de la JEN con la Cátedra de Mecánica y Termología de la UZ, y agregadura de Mecánica Estadística de la UAM).

viii) Diagnósis (Divs. Fusión e Instrumentación y Control del Departamento de Tecnología de la JEN, y Contrato de la JEN con la Cátedra de Óptica de la UVa).

Actualmente están en revisión estos dos proyectos.

9.- Representación en el diagrama de Lawson de los diversos experimentos de fusión.

En la figura 19, tomando como abscisas el parámetro de Lawson $n\tau$, $s.cm^{-3}$, y como ordenadas la temperatura de ignición T , $^{\circ}K$, se han representado los principales experimentos de fusión. Se observa, - que extrapolando los resultados obtenidos actualmente, los experimentos más prometedores son los Tokamaks y los sistemas Laser-Fusión-Fusión.

10.- Desarrollo futuro de los Experimentos y Reactores Nucleares de Fusión.

Se ha dicho repetidamente, que los dos campos de investigación de mayor interés para nuestra sociedad son el control y cura del cáncer y el desarrollo de los reactores de fusión. Si en cualquier de estos dos campos se hubiese empleado el mismo esfuerzo económico y personal que se empleó en el desarrollo de las bombas de fisión y fusión o en los viajes espaciales, el problema del cáncer o el de los reactores nucleares de fusión estaría ya resuelto.

Hasta 1971 se habían invertido en los experimentos de fusión 120×10^6 \$ de 1971 (el 50% en EUA, el 30% en la URSS, y el resto en RU, RFA, Francia y Japón). En 1975 los EUA han invertido unos 170×10^6 \$ (el 60% en confinamiento magnético y el resto en confinamiento inercial), y en 1979 unas cinco veces más. Todas estas cantidades son manifiestamente insuficientes para desarrollar un reactor nuclear de fusión, cuyo coste puede aproximarse a los 10.000 a 15.000 millones de dólares.

Teniendo en cuenta que en la fusión se producen neutrones y partículas cargadas, puede obtenerse una idea de como estarán constituidos los futuros reactores de fusión.

10.1.- Reactores Nucleares de Fusión de Ciclo Térmico.

En este tipo de reactor se aprovecha la energía de los neutrones producidos en la fusión. Empleando como combustible $D + T$, los neutrones producidos tienen una energía cinética del 80% de la obtenida en la fusión, los cuales por ser partículas neutras atraviesan los campos electromagnéticos sin sufrir interacción.

Un reactor nuclear de fusión de ciclo térmico estaría constituido por uno de los experimentos descritos anteriormente, rodeado de un tamper de Li líquido, figuras 8 y 20. Los neutrones producidos en la fusión interaccionarían con el Li^6 contenido en el Li natural dando lugar a T, e interaccionarían con los núcleos de Li natural calentando el tamper, circulando después a través de un cambiador de calor. El vapor de agua producido se emplearía en mover la turbina.

Alrededor del tamper de Li líquido podría colocarse una capa de U natural o de Th, para que los neutrones producidos en la fusión que se escapan del tamper de Li den lugar a Pu o a U^{233} respectivamente. Estos materiales fisibles se emplearían posteriormente en los reactores nucleares de fisión del tipo rápido.

10.2.- Reactores Nucleares de Fusión de Conversión Directa.

En este caso se aprovecha la energía de las partículas cargadas producida en la fusión, tal como indica la figura 21. Los iones y electrones del plasma pasan a través de un separador de carga conectado a tierra que extrae los electrones. Los iones cargados positivamente son recogidos en una serie de electrodos situados aguas abajo del separador de carga.

11.- Bibliografía.

1. Introducción a la fusión termonuclear controlada - J.A. Cabrera, J. Guasp y R. Martín - JEN 315 (1975).

2. Experimentos termonucleares y reactores de fusión - G. Velarde - Energí­a Nuclear 76, 113 (1972).
3. The prospects of fusión power - W.C. Cough y B.J. Eastlund - Sci. Am. 224, 50 (1971).
4. Towards fusión energy: the european programme - EUR 5462 e - (1976).
5. Controlled fusión research and high temperature plasmas - Am.Rev. Nucl. Sci. 20, 509 (1970).
6. The tokamak approach in fusión research - B.Coppi y J. Rem.- Sci. Am. 225, 65 (1972).
7. Project sherwood - A.S. Bishop - Addison Wesley - (1958).

Tabla 1

| | Toneladas mé- tricas ó m ³ . | Tec (1 T de hulla) | Kwh (térmicos) |
|-------------|--|---|--|
| Carbón | $8.6 \times 10^{12} \text{T}$ | 7.2×10^{12} | 57.6×10^{15} |
| Petróleo | $0.089 \times 10^{12} \text{T}$ | 0.135×10^{12} | 1.08×10^{15} |
| Gas natural | $49 \times 10^{12} \text{m}^3$ | 0.079×10^{12} | 0.63×10^{15} |
| Uranio | $1.5 \times 10^6 \text{T}$ | $3.6 \times 10^{12} \text{ (1)}$ $0.06 \times 10^{12} \text{ (2)}$ | $28.8 \times 10^{15} \text{ (1)}$ $0.48 \times 10^{15} \text{ (2)}$ |
| Deuterio | $0.1 \times 10^{15} \text{T}$ | 0.94×10^{21} | 7.5×10^{24} |

(1) Empleando reactores reproductores rápidos.

(2) Empleando los reactores térmicos actuales de agua ligera.

Tabla 2

| | Toneladas mé- tricas ó m ³ . | Tec (1 T de hulla) | Kwh (térmicos) |
|-------------|--|---|---|
| Carbón | 3.6×10^9 T | 3×10^9 | 24×10^{12} |
| Petróleo | 18×10^6 T | 27×10^6 | 0.216×10^{12} |
| Gas natural | 1.5×10^9 m ³ | 2.4×10^6 | 19×10^9 |
| Uranio | 6.8×10^3 T | 17.0×10^9 (1) 0.285×10^9 (2) | 0.136×10^{15} (1) 2.28×10^{12} (2) |

(1) Empleando reactores reproductores rápidos.

(2) Empleando los reactores térmicos actuales de agua ligera.

Figura 1

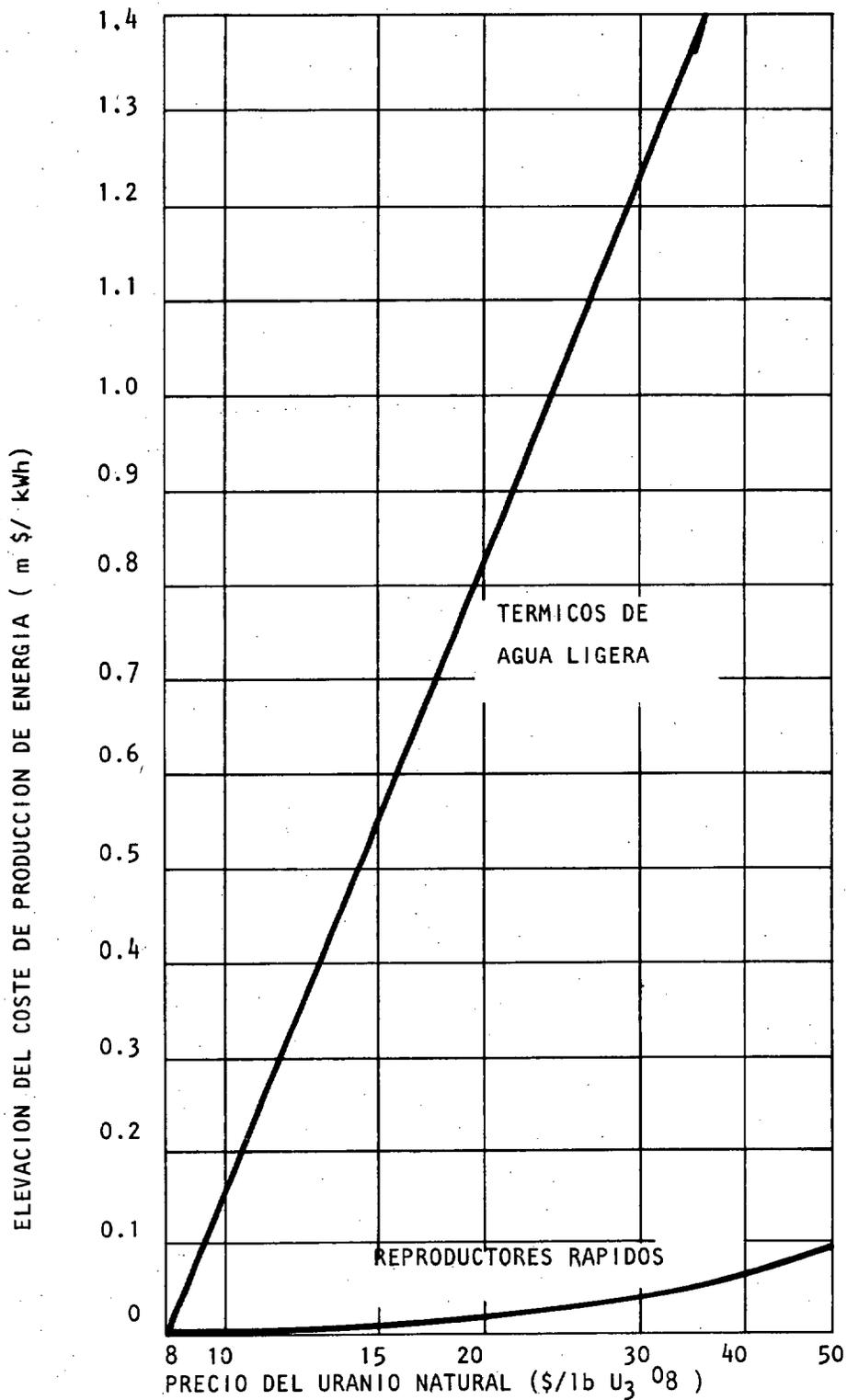


Figura 2

REACCION NUCLEAR ENTRE UN NUCLEO DE DEUTERIO Y UNO DE TRITIO A 45 MILLONES DE GRADOS CENTIGRADOS FUSION

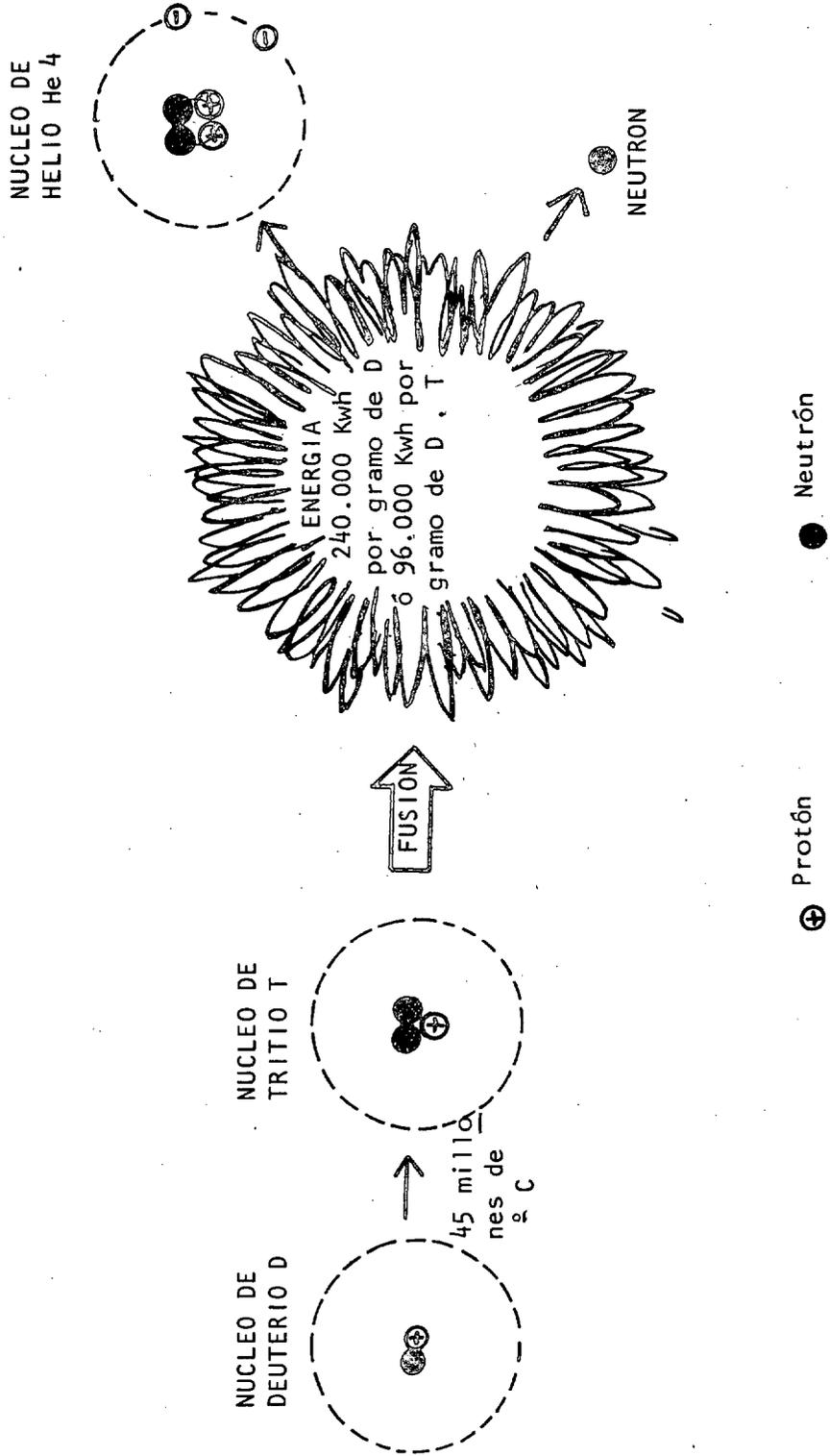


Figura 3

REACCION NUCLEAR ENTRE DOS NUCLEOS DE DEUTERIO A 400 MILLONES DE GRADOS CENTIGRADOS FUSION

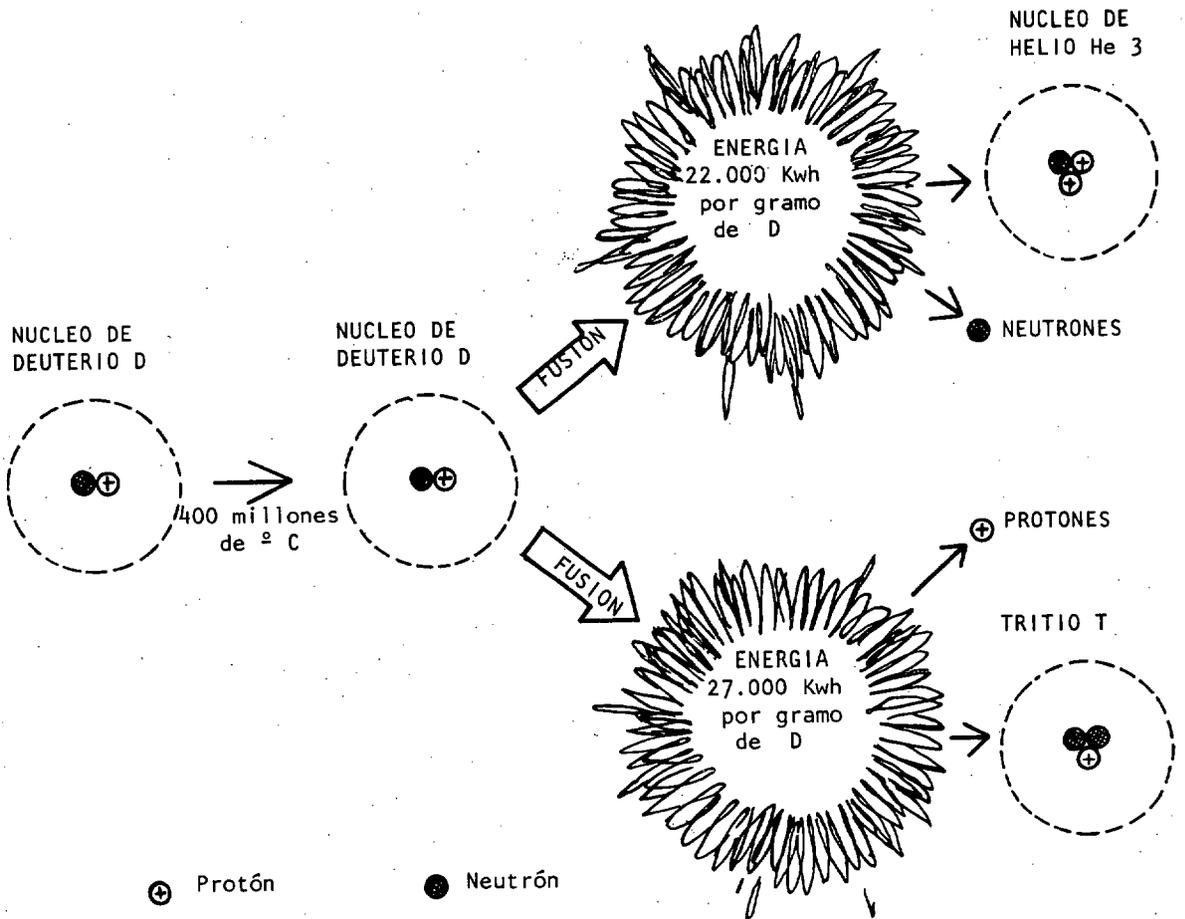


Figura 4

REACCION NUCLEAR ENTRE UN NEUTRON Y UN ATOMO DE LITIO 6

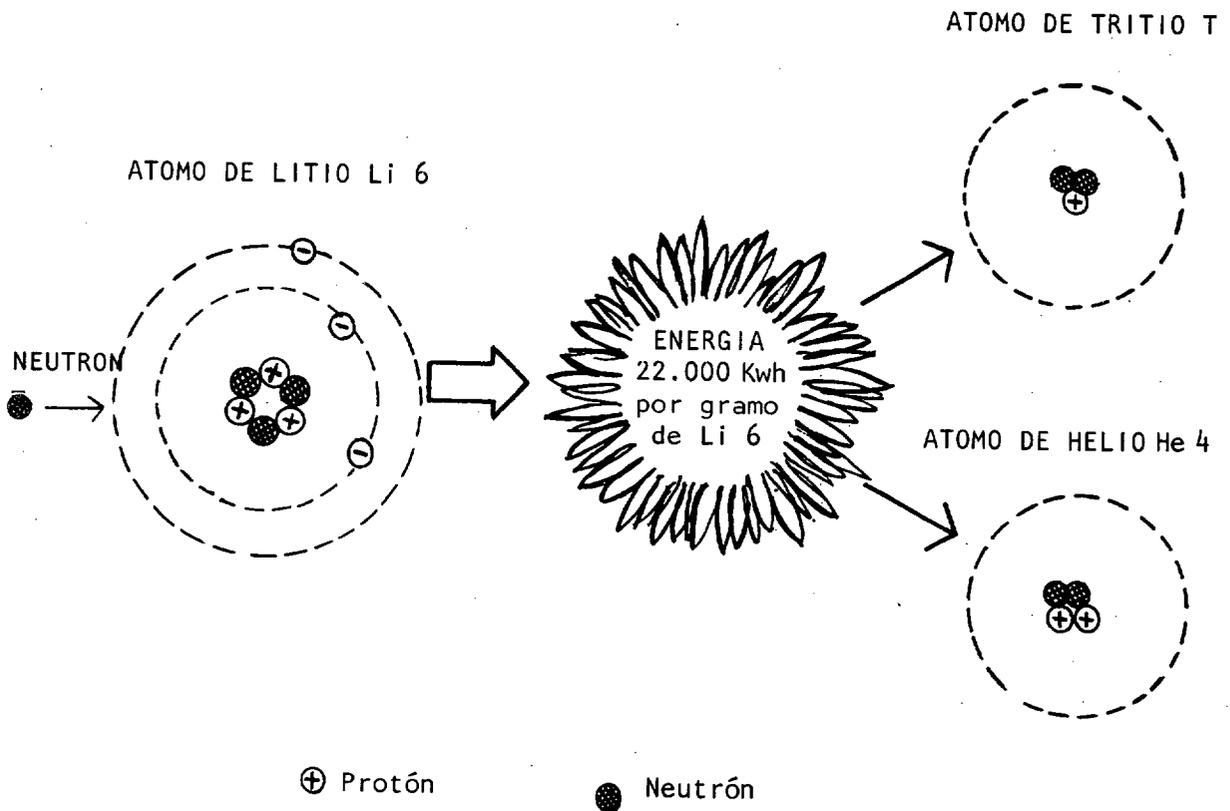


Figura 5

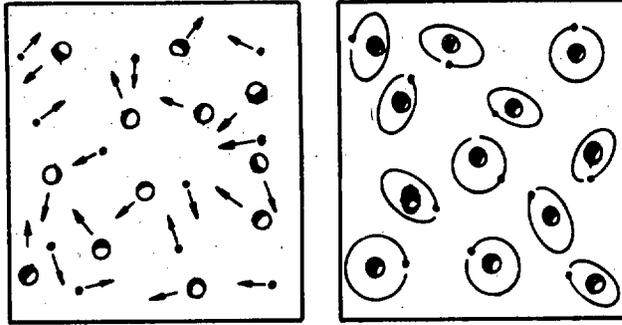
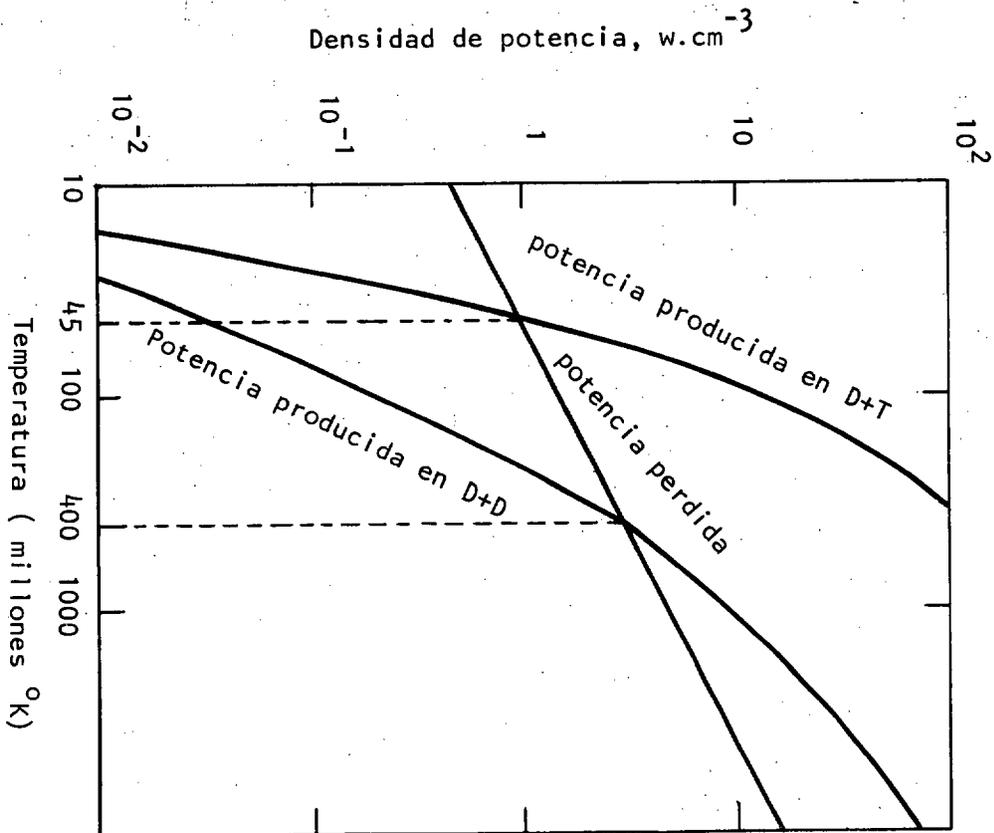


Figura 6



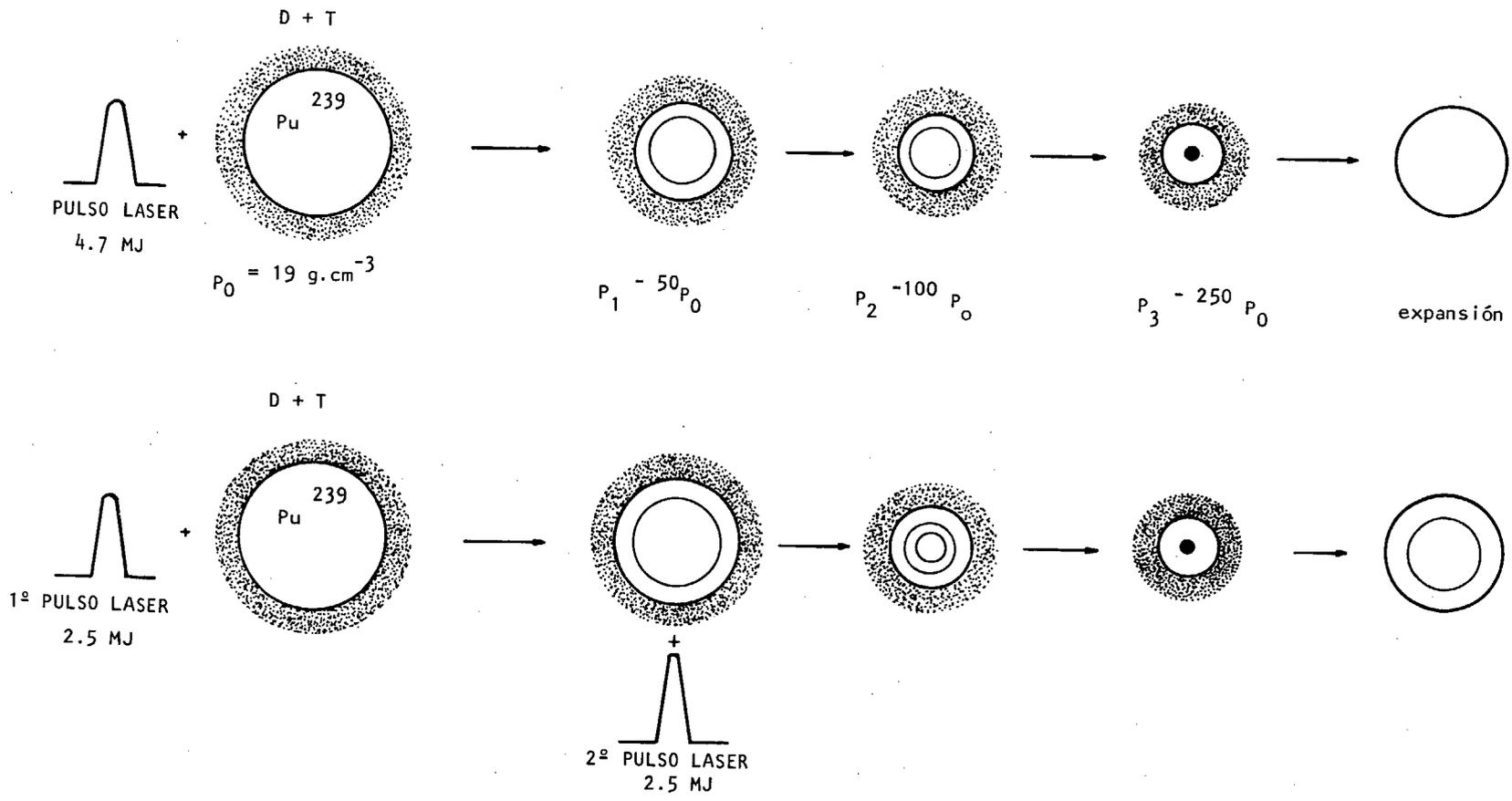


Figura 7

Figura 8

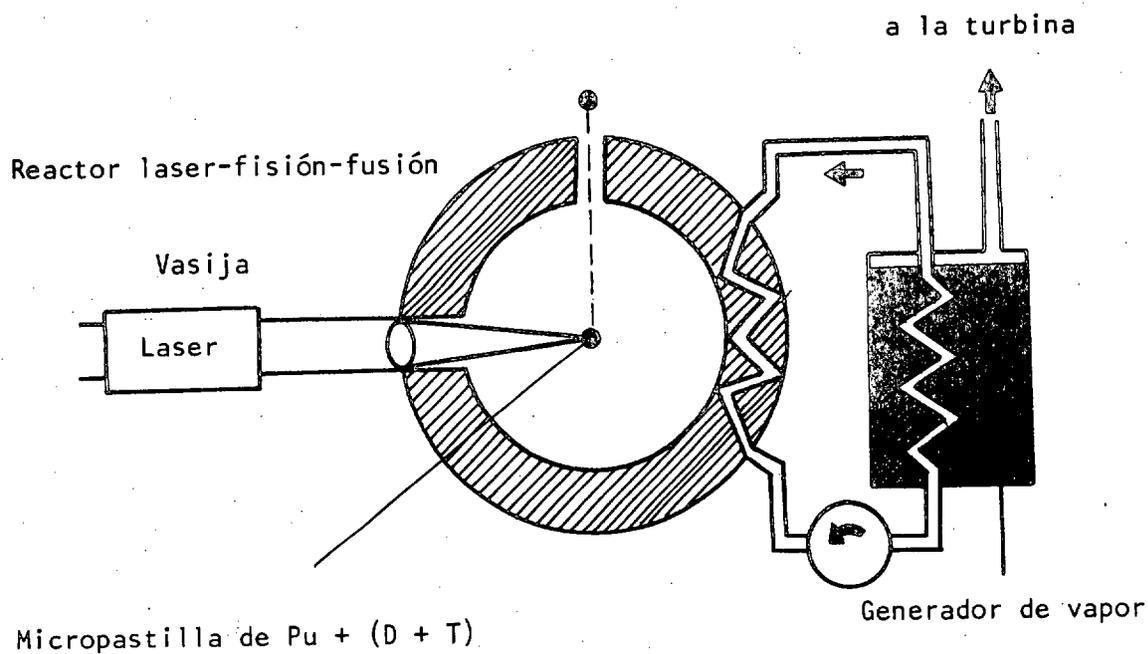


Figura 9

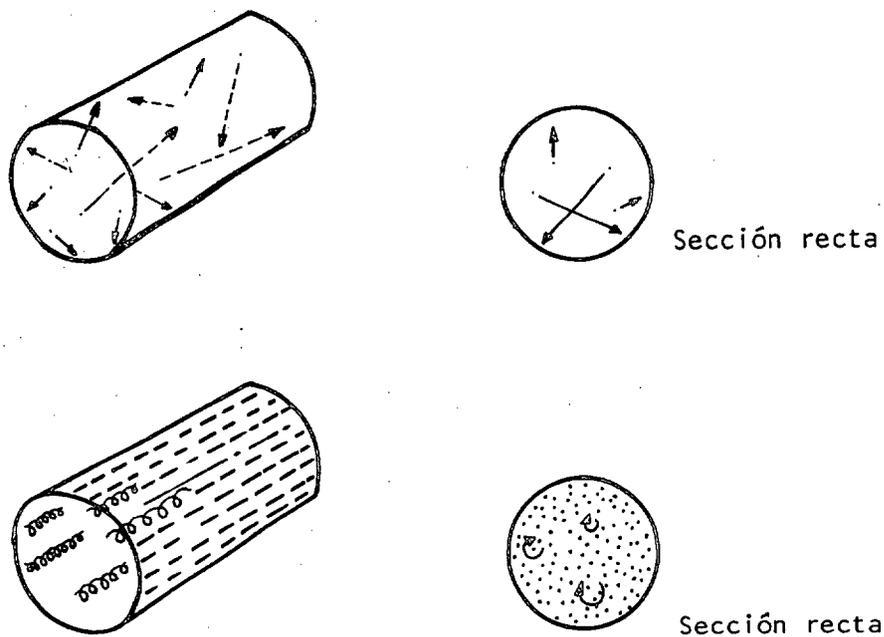
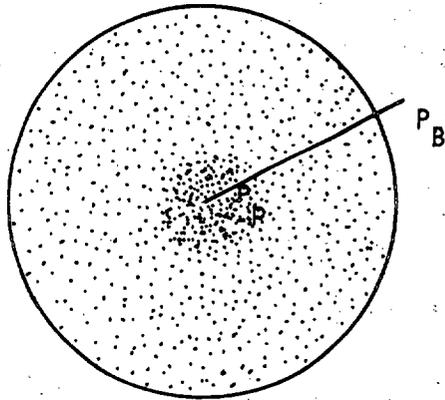


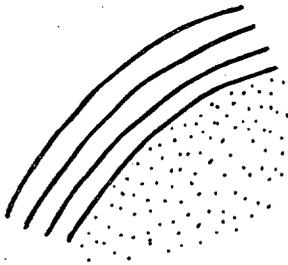
Figura 10



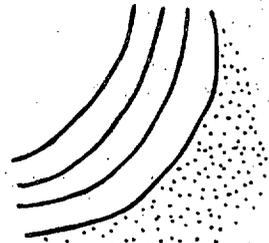
$$P_p = nKT$$

$$P_B = -\frac{B^2}{8\pi}$$

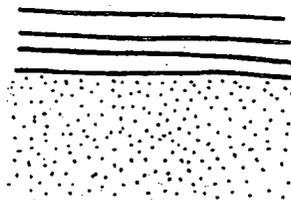
Figura 11



a) Configuración Inestable

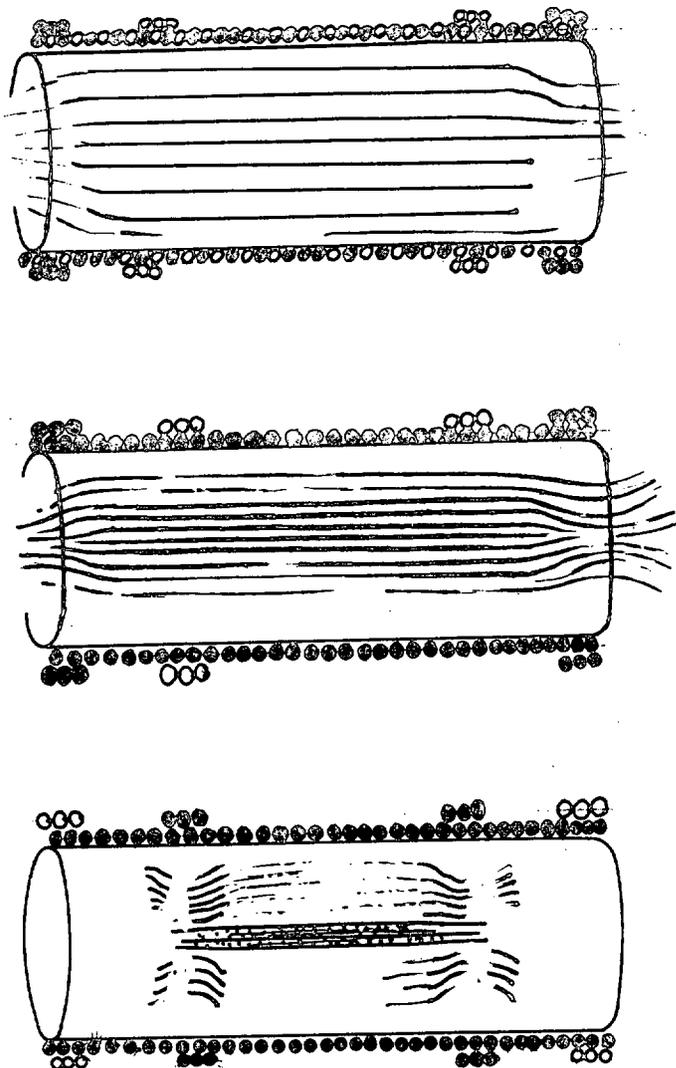


b) Configuración Estable



c) Configuración Indiferente

Figura 12



- Primeramente actúan estos arrollamientos
- Posteriormente actúan estos arrollamientos

Figura 13

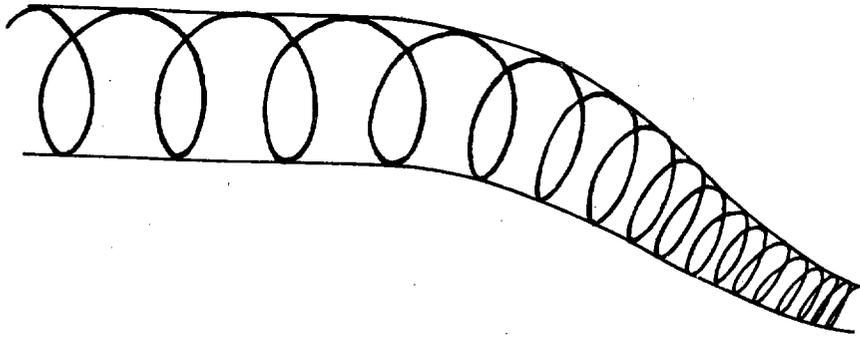


Figura 14

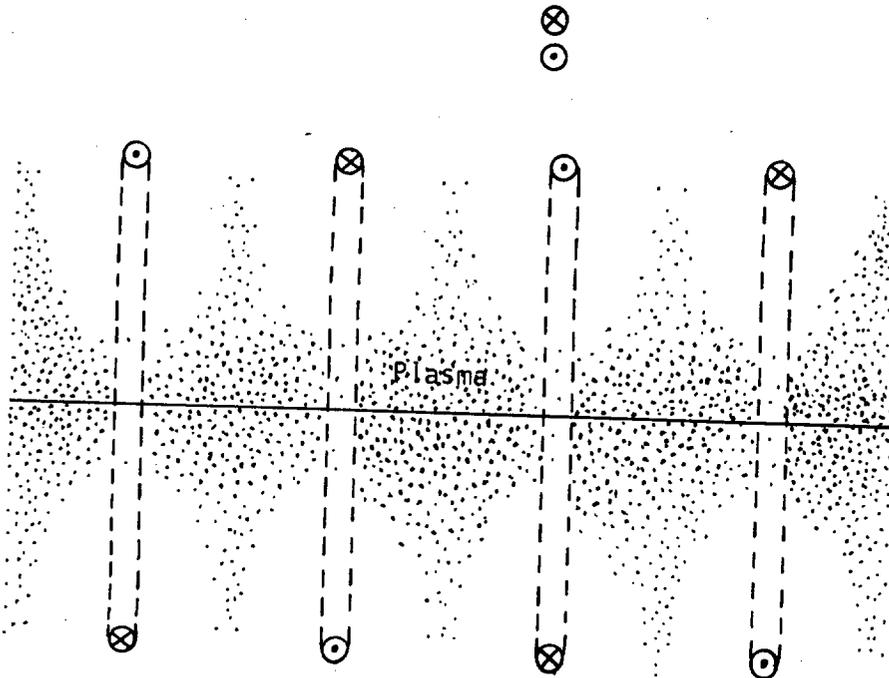
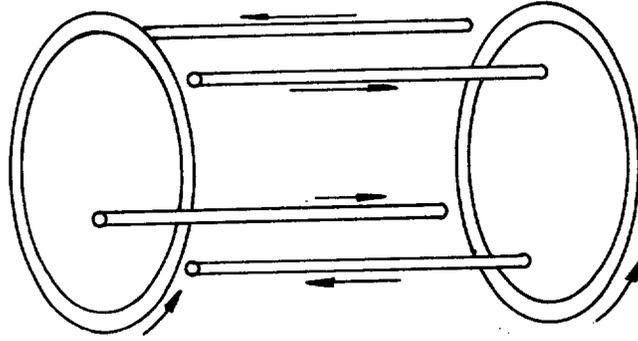
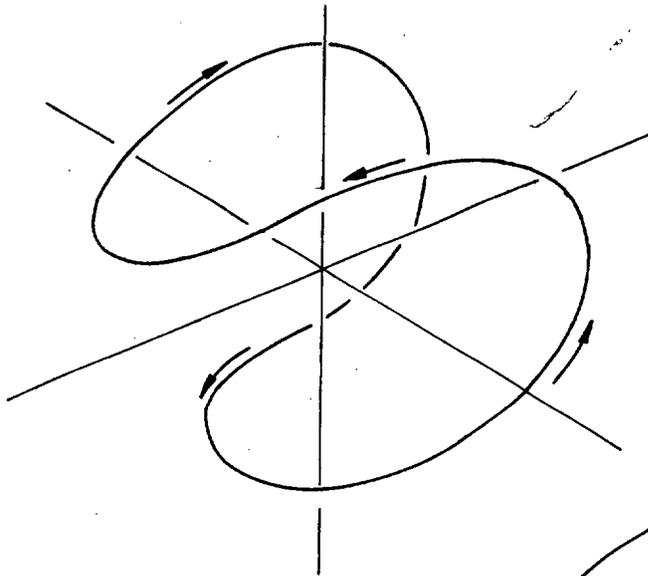


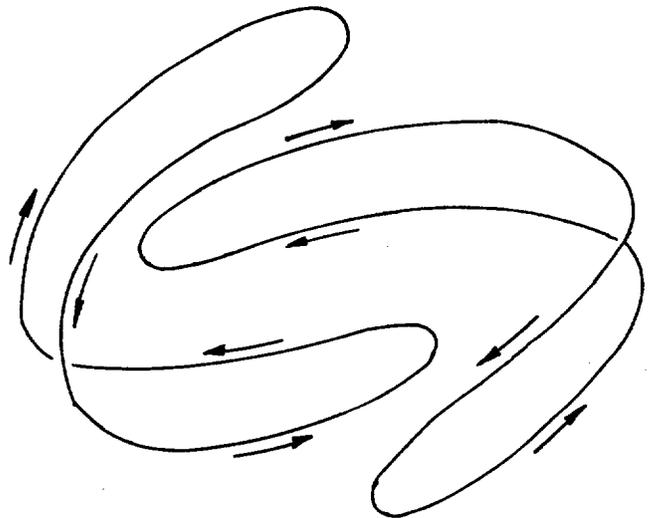
Figura 15



Barras de Loffe



Baseball



Yin - Yang

Figura 16

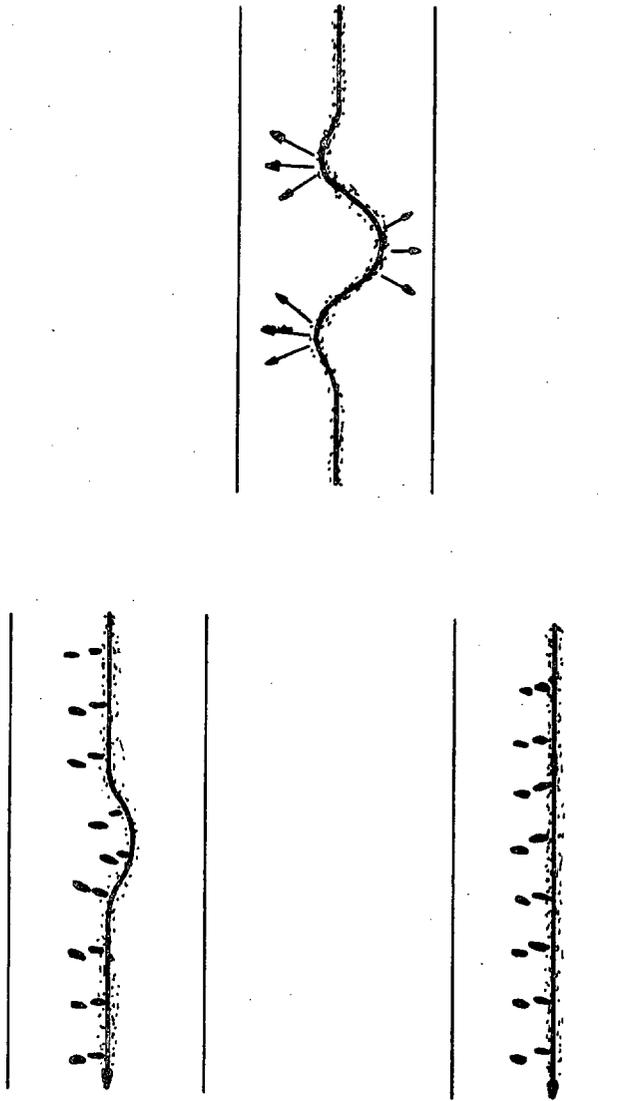


Figura 17

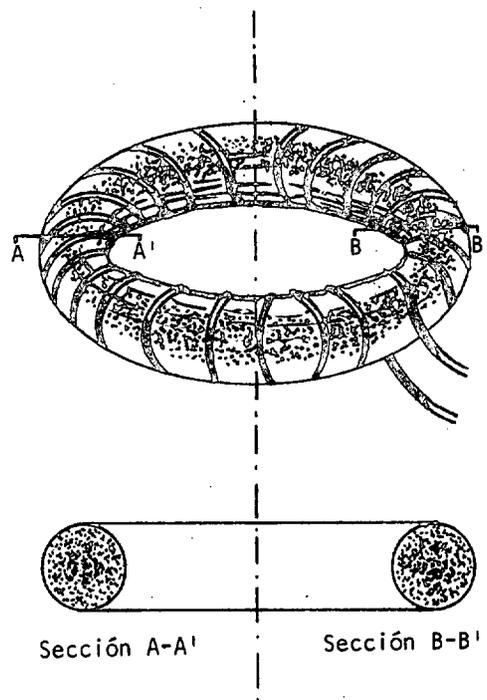
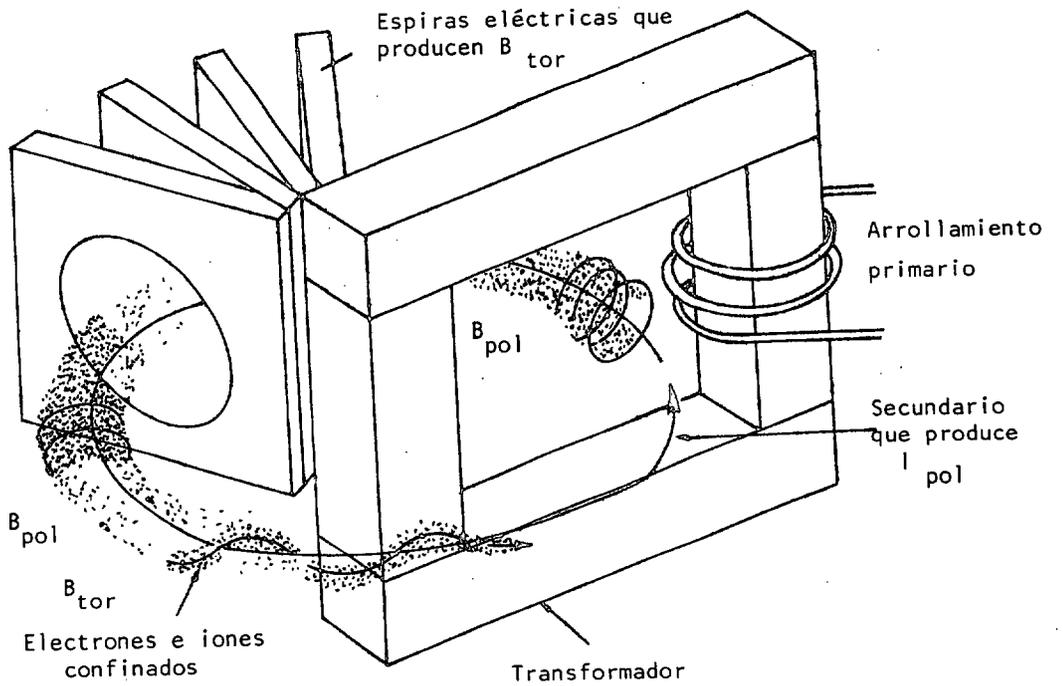


Figura 18

TOKAMAK



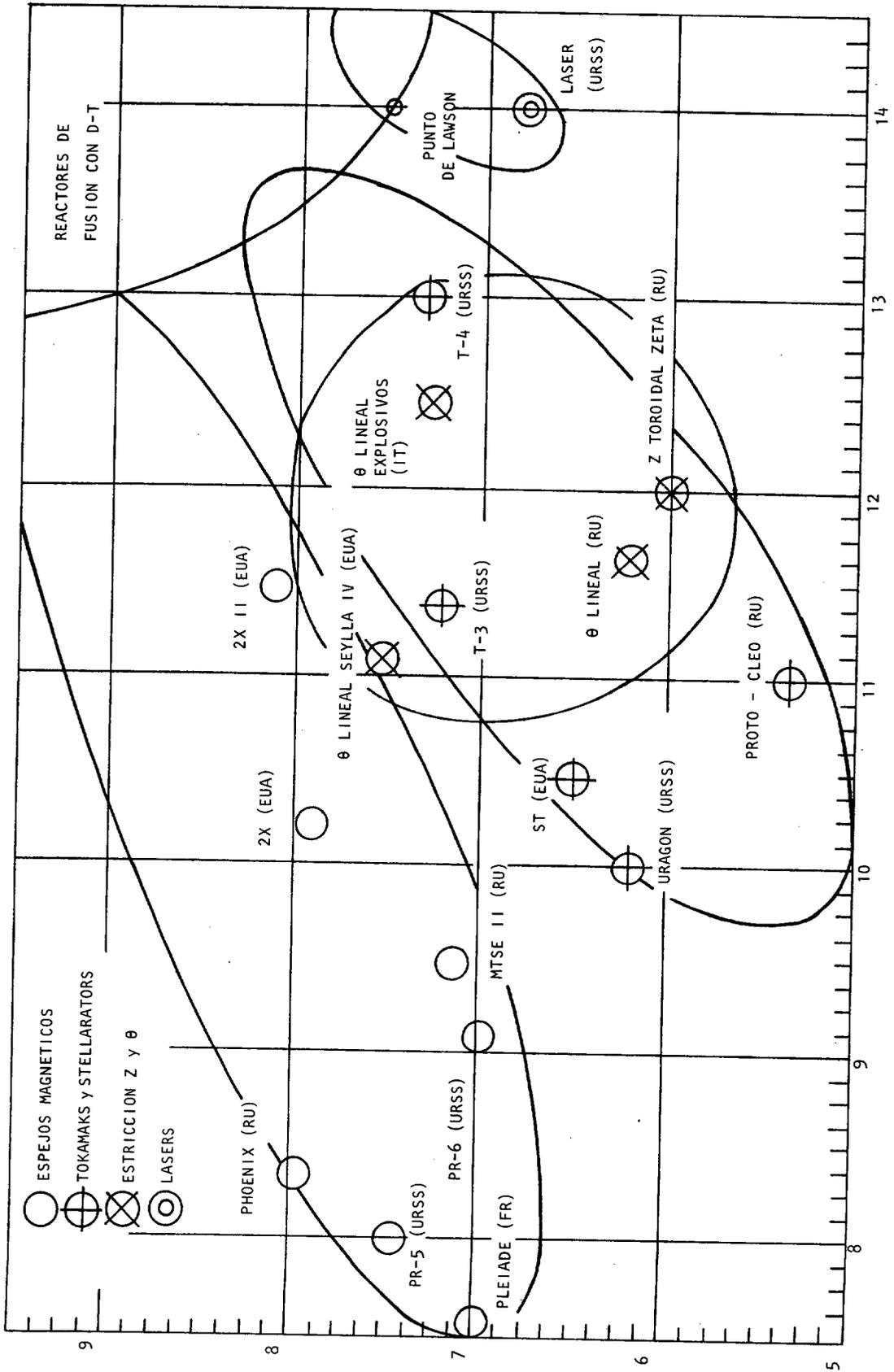


Figura 20

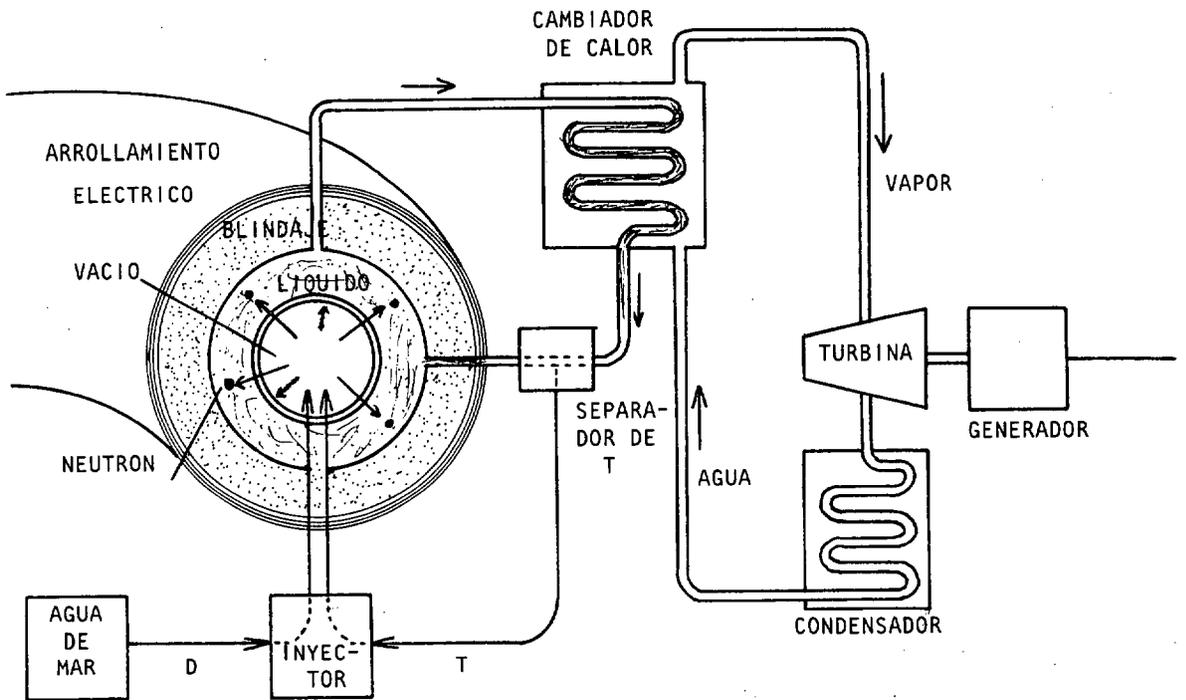
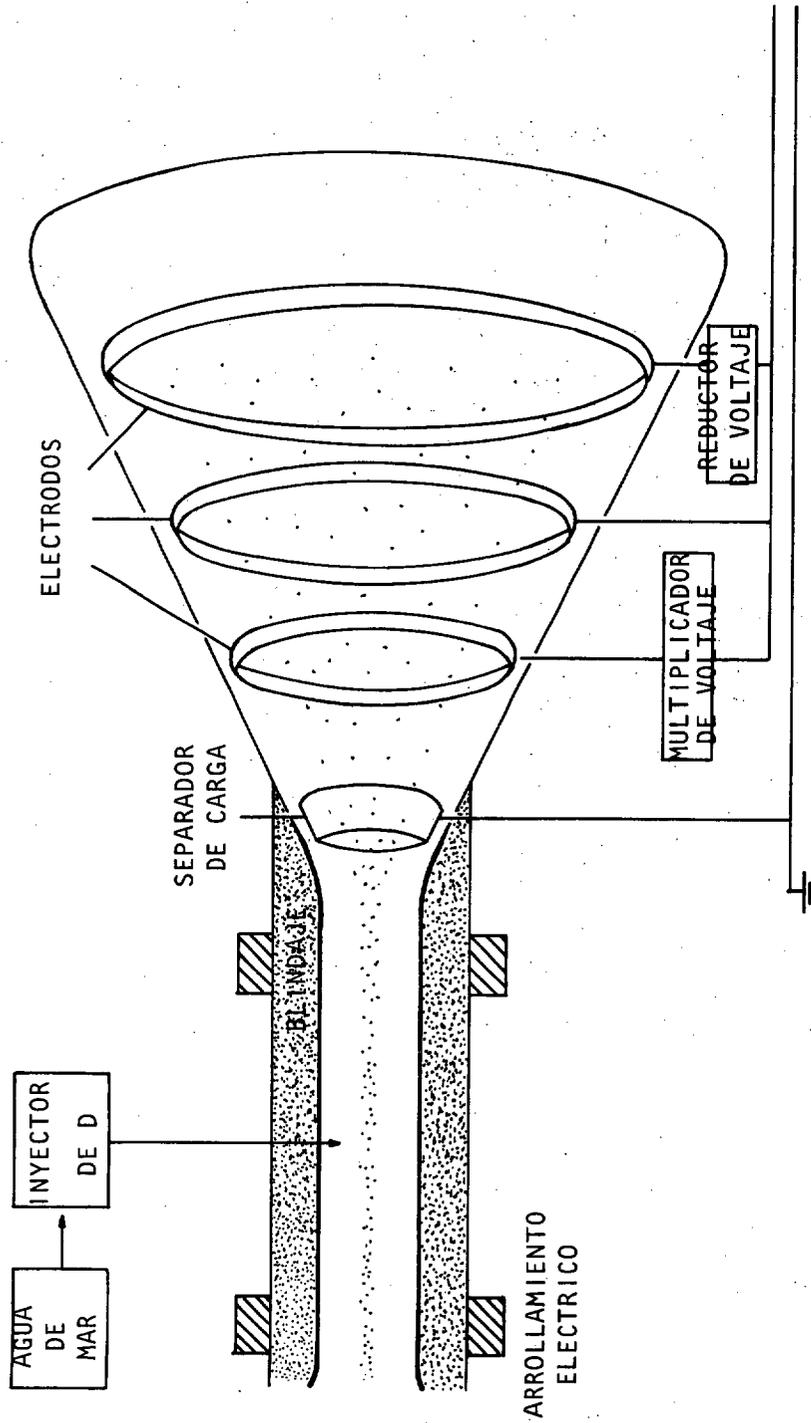


Figura 21



El balance, ampliamente positivo, permite al Ejército de Tierra, tras una fase de experimentación especialmente larga y progresiva, tomar con confianza el camino de la generalización de este proceso.
