

UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ DE ELCHE

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR DE ELCHE

GRADO EN INGENIERÍA MECÁNICA



"DISEÑO DE UN REACTOR DE FUSIÓN NUCLEAR POR CONFINAMIENTO
MAGNÉTICO"

TRABAJO FIN DE GRADO

Septiembre -2022

AUTOR: Vicente Villaverde Muñoz

DIRECTOR/ES: Julio César Álvarez Santos

Moisés Weber Suárez

Agradecimientos:

Gracias a mi familia y amigos por apoyarme en mis compromisos académicos.

A mis compañeros de trabajo al tratar de ayudarme en la conciliación de mi vida académica y laboral.

Gracias a Jaime y Jesús Madrazo, por permitirme aprender a su lado y por brindarme su amistad, esta última es el título de mayor importancia que poseo.

A Moisés Weber (IFMIF-DONES) y a Alfonso Ros (CIEMAT), por ofrecerme su gran ayuda y apoyo de incalculable valor.

Al Doctor Julio César Álvarez, sin el cual no hubiese podido llevar a cabo este gratificante trabajo.

Y por supuesto gracias a la Universidad Miguel Hernández, sin la cual no hubiese podido alcanzar esta meta.



ÍNDICE

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.....	4
CAPÍTULO 2. EL PLASMA.....	21
2.1 DEFINICION FORMAL DE PLASMA:	21
2.2 CONDICIONES PARA UN PLASMA AUTOSOSTENIDO	22
2.3 CONFINAMIENTO DEL PLASMA	24
2.4 PLASMAS APTOS PARA LA FUSIÓN	25
2.5 COMBUSTIBLES DE FUSIÓN	26
2.5.1 EL TRITIO	28
2.6 TASA DE REACCIÓN	29
2.6.1 SECCIÓN TRANSVERSAL NUCLEAR	29
2.6.2 DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL-BOLTZMAN.....	31
2.7 MODELO MAGNETOHIDRODINÁMICO MHD	32
2.8 TEORÍA DE LA TRANSFERENCIA	32
CAPÍTULO 3. SUPERCONDUCTIVIDAD APLICADA A LA FUSIÓN.....	33
3.1 DEFINICIÓN DE SUPERCONDUCTIVIDAD	39
3.2 SUPERCONDUCCIÓN TIPO I VS TIPO II	41
3.3 MATERIALES SUPERCONDUCTORES PARA LOS IMANES DE FUSIÓN	43
3.4 SUPERCONDUCTORES A ALTA TEMPERATURA (HTS)	44
3.5 PROPIEDADES DE LOS SUPERCONDUCTORES	46
MECÁNICAS	46
TÉRMICAS.....	47
ELÉCTRICAS	48
ECONOMÍA.....	49
CAPÍTULO 4. EL REACTOR DE FUSIÓN	51
4.1 FACTOR DE SEGURIDAD	55
4.2 EL MANTO	58
4.3 DISEÑO SIMPLIFICADO DE UN REACTOR DE FUSIÓN MAGNÉTICA	62

4.3.1 GROSOR DEL MANTO/ESCUDO; B	63
4.3.2 GROSOR DEL IMÁN TOROIDAL; C	65
4.3.3 ESPESOR DEL PLASMA; A	65
4.3.4 MINIMIZACIÓN DE LOS COSTES DE ELECTRICIDAD	66
4.3.5 GEOMETRÍA DEL REACTOR RESULTANTE	67
CAPÍTULO 5. ESTUDIO ENERGÉTICO	69
5.1 BALANCE DE FUERZAS (en reactores de fusión)	69
5.1.2 BETA DEL PLASMA β . (O beta plasmática)	70
5.2 BALANCE ENERGÉTICO.	71
5.2.1 DENSIDAD ENERGÉTICA	71
5.2.2 PÉRDIDAS ENERGÉTICAS	72
5.2.3. EFICIENCIA DE FUSIÓN; Q	74
5.2.4 IGNICIÓN	76
5.4 LÍMITES OPERACIONALES.	78
5.4.1 LÍMITES OPERACIONES FUERTES. DISRUPCIONES	78
5.4.2 LÍMITES OPERACIONES SUAVES	79
CAPÍTULO 6. INTERACCIÓN PLASMA-MATERIAL 1ª PARED	82
6.2 NECESIDAD DE PRUEBA EN LOS MATERIALES DE FUSIÓN	86
6.3 DIVERTOR	87
6.4 CAPA DE RASPADO	89
6.5 VENTAJAS DEL CONCEPTO DE DIVERTOR	90
6.6 DESAFÍOS ADICIONALES PARA LOS DIVERTORES. RÉGIMEN TRANSITORIO	92
CAPÍTULO 7. CALENTAMIENTO DEL PLASMA	93
7.1 CALENTAMIENTO ÓHMICO	95
7.2 CALENTAMIENTO ADICIONAL DEL PLASMA	96
7.2.1 CALENTAMIENTO ADICIONAL POR HAZ NEUTRO (NBI en inglés)	97
7.2.2 CALENTAMIENTO ADICIONAL CON ONDAS	101
7.3 RÉGIMEN DE COMBUSTIÓN DEL PLASMA	108
7.3.1 TIPOS DE INESTABILIDADES A CAUSA DE LAS BAJAS FRECUENCIAS DEL MDH	112
8. CONCLUSIONES	114
BIBLIOGRAFÍA	118
ANEJOS	1
ANEJO 1. LISTA DE VARIABLES	1

ANEJO 2. EQUILIBRIO MDH DE UN TOKAMAK..... 1

ANEJO 3. TRANSFERENCIA CLÁSICA EN PLASMAS..... 1

ANEJO 4. TRANSFERENCIA NEOCLÁSICA EN PLASMAS..... 1

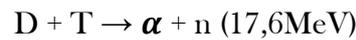


CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

“hacer de la energía nuestra nueva sal ...”

La humanidad ha ido incrementando su necesidad de energía para dominar el medio que la rodea, y de forma paralela ha ido aumentando las formas de conseguir esa energía. Durante la mayor parte de la historia la fuente primordial de energía ha sido la quema de materiales orgánicos, como madera o carbón. Esta producción está basada en reacciones químicas de combustión, que tienen como subproductos el dióxido de carbono (CO_2) y agua (H_2O). A medida que la población de la tierra ha ido aumentando, la producción de energía por esa vía ha ido generando mayores cantidades de esos compuestos, que se han ido acumulando en la atmósfera del planeta. A esos materiales iniciales se unió en algún momento de la historia el petróleo, y más recientemente el gas natural. Pero todos ellos comparten ese mismo problema de generación de CO_2 . Ya en épocas mucho más recientes se descubrió la electricidad, y con ella se amplió el número de fuentes de energía posibles para generarla: energía eólica, solar, hidráulica, geotérmica, etc., agrupadas actualmente con el término de energías renovables, y que difieren de las anteriores en que no dependen de la existencia de depósitos agotables. Posteriormente, hacia 1940, la humanidad aprendió a obtener energía de una fuente aparentemente inagotable, como es la energía nuclear por fisión de núcleos atómicos de gran tamaño. Esta aparente panacea pronto mostró sus propios problemas, algunos inherentes a ella, como la generación de residuos radiactivos de gran toxicidad, que en ocasiones mantienen su actividad durante miles de años, y otros debidos a la lamentable afición de la humanidad por encontrar nuevas formas de eliminar a sus semejantes, como las bombas atómicas, que mostraron todo su potencial en Japón durante la segunda guerra mundial, y que a día de hoy se acumulan en los arsenales atómicos. En paralelo, hace más de setenta años los científicos descubrieron que el sol y las estrellas basaban su producción de energía en otro tipo de reacciones nucleares, las reacciones de fusión. Mientras las reacciones nucleares de fisión rompen núcleos grandes, las de fusión combinan núcleos ligeros. En ambos casos, la masa de los núcleos producidos es ligeramente menor que la masa de los núcleos de partida, y es ahí donde radica su enorme potencial de generación energética, ya que es esa diferencia de masa la que se transforma en energía según la famosa ecuación de Einstein: $E = m \cdot c^2$ ambas producen una cantidad de energía incomparablemente mayor que cualquier reacción química.

La gran cantidad de energía que se reparte en las reacciones de fusión aparece en forma de energía cinética de los productos finales. Esto es importante particularmente en las reacciones deuterio-tritio, donde el producto final está eléctricamente cargado. Teniendo en cuenta que las partículas de fusión iniciales se consideran en reposo en relación a la velocidad de los productos, la definición de una reacción de fusión deuterio-tritio toma la expresión:



Pero para poder poner en valor la importancia de esta fuente de energía, es necesario exponerla frente a otras ya existentes y así poder comparar su poder energético.

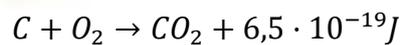
Comparación de diferentes fuentes energéticas:



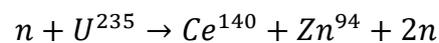
Imagen 1. Equivalencias de cantidad de combustible para la obtención de una misma cantidad de energía.

Fuente: Foro nuclear.

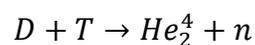
Una reacción química como la del carbón contiene una energía de 8893,18kJ/kg



Una reacción nuclear de fisión contiene una energía de $8,09 \cdot 10^{10} \text{kJ/kg}$

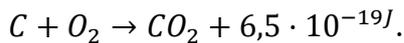


Una reacción nuclear de fusión contiene una energía de $3,33 \cdot 10^{11} \text{kJ/kg}$



A continuación, justificamos las equivalencias energéticas por unidad de masa expuestas:

Reacción química del carbón:



Pesos molares:

$$O=16g/mol$$

$$C= 12g/mol$$

*Al no ser una reacción nuclear, la reacción del carbón está sujeta a los principios de conservación de la masa y la energía (No hay efectos relativistas que permitan aplicar la ecuación $E = mc^2$). El peso se conserva en los productos.

$$CO_2 = 44g/mol$$

$$1 \text{ g de una partícula de } C \rightarrow 6,5 \cdot 10^{-19}J$$

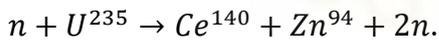
$$44 \frac{g}{mol} \cdot \frac{1}{6,02 \cdot 10^{23} / mol} = 7,31 \cdot 10^{-23} \text{ g de una partícula de } CO_2 \rightarrow 6,5 \cdot 10^{-19}J.$$

$$\frac{6,5 \cdot 10^{-19}J}{7,31 \cdot 10^{-23}g} = 8893,18 \text{ kJ/kg}$$

Al tener 1 kg de combustible:

$$8893,18 \frac{kJ}{kg} \cdot 1kg = 8893,18 \text{ kJ}$$

Una reacción nuclear de fisión:



Pesos molares:

$$m_n=1,0087 \text{ u}$$

$$m_{Ce}=139,91 \text{ u}$$

$$m_U=235,04 \text{ u}$$

$$m_{Zn}=93,91 \text{ u}$$

$$1u = 1,66 \cdot 10^{-27}kg$$

$$\text{Masa inicial: } m_n + m_U = 1,0087u + 235,04u = 236,0487u$$

$$\text{Masa final: } m_{Ce} + m_{Zn} + 2m_n = 139,91u + 93,91u + 2 \cdot 1,0087u = 235,8375u$$

$$\Delta m_0 = 0,2113u \frac{1,66 \cdot 10^{-27}kg}{1u} = 3,50758 \cdot 10^{-28}kg$$

$$E = \Delta m_0 \cdot c^2 = 3,50758 \cdot 10^{-28}kg \cdot (3 \cdot 10^8 m/s)^2 = 3,156822 \cdot 10^{-11}J$$

$$E = 3,16^{-14} \text{ kJ}$$

Masa del combustible:

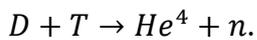
$$m_u = 235,04u \frac{1,66 \cdot 10^{-27}}{1u} = 3,901 \cdot 10^{-25} \text{ kg}(U)$$

$$\frac{3,16 \cdot 10^{-14} \text{ kJ}}{3,901 \cdot 10^{-25} \text{ kg}} = 8,0923 \cdot 10^{10} \text{ kJ/kg}$$

Al tener 1 kg de combustible:

$$8,0923 \cdot 10^{10} \text{ kJ/kg} \cdot 1 \text{ kg de U} = 8,0923 \cdot 10^{10} \text{ kJ}$$

Una reacción nuclear de fusión:



Pesos molares:

$$m_D = 2,014 \text{ u}$$

$$m_T = 3,016 \text{ u}$$

$$m_{He} = 4,0027 \text{ u}$$

$$m_n = 1,0087 \text{ u}$$

$$1u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$\text{Masa inicial: } m_D + m_T = 2,014u + 3,016u = 5,030u$$

$$\text{Masa final: } m_{He} + m_n = 4,0027u + 1,0087u = 5,0114u$$

$$\Delta m_0 = 0,0186u \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{1u} = 3,0876 \cdot 10^{-29} \text{ kg}$$

$$E = \Delta m_0 \cdot c^2 = 3,0876 \cdot 10^{-28} \text{ kg} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 2,77884 \cdot 10^{-12} \text{ J}$$

$$E = 2,78 \cdot 10^{-15} \text{ kJ}$$

Masa del combustible:

$$m_{D-T} = 5,030u \frac{1,66 \cdot 10^{-27}}{1u} = 8,3498 \cdot 10^{-27} kg$$

$$\frac{2,78 \cdot 10^{-15} kJ}{8,3498 \cdot 10^{-27} kg} = 3,33 \cdot 10^{11} kJ/kg$$

Al tener 1 kg de combustible:

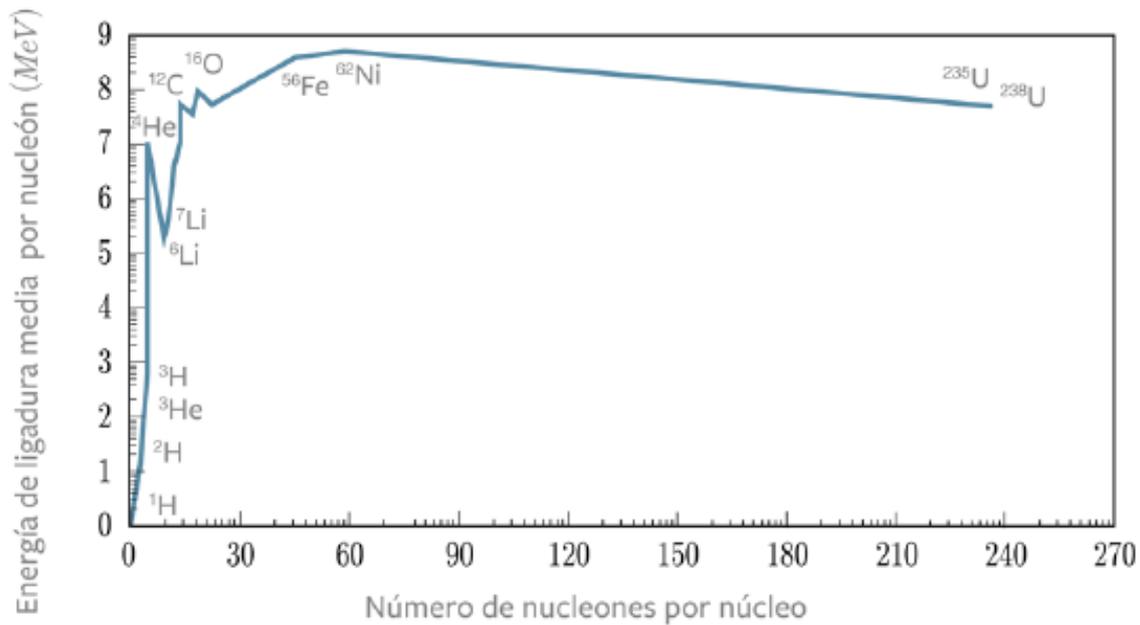
$$3,33 \cdot 10^{11} kJ/kg \cdot 1 kg \text{ de D-T} = 3,33 \cdot 10^{11} kJ.$$

Según la exposición anterior, se puede afirmar que la fusión nuclear es energéticamente mucho más eficiente que el resto de fuentes de las que se dispone a día de hoy.

A todo esto, debemos añadir una nueva variable. El cambio climático es ya una realidad que se ha materializado ante nuestros ojos. Si bien al principio existía un equilibrio entre el CO₂ generado por la humanidad y el que el planeta era capaz de aceptar, en la actualidad junto con la presencia de otros gases de efecto invernadero, la Tierra se está calentando, y si no hacemos algo, pagaremos las consecuencias más pronto que tarde. Dado que parece difícil conseguir esa disminución reduciendo el consumo y la producción mientras la población sigue aumentando, se hace evidente que es necesario prescindir de la energía procedente de la combustión de residuos fósiles, y aumentar la producción de energía basada en las fuentes renovables, de bajas emisiones, pero que tienen el inconveniente de que son altamente dependientes de fenómenos naturales sobre los que el ser humano todavía no tiene control. Todo ello nos lleva de nuevo a la energía nuclear.

Fusión vs Fisión.

La barrera que separa ambos tipos de energía nuclear (fusión y fisión) está en el hierro. El hierro es el elemento que posee la mayor energía de enlace por nucleón: tanto durante la fusión de elementos más ligeros como durante la fisión de núcleos más pesados, la energía por nucleón va creciendo a medida que se producen las reacciones nucleares. Sin embargo, cuando en el proceso se forma hierro, ya no hay ninguna reacción nuclear que produzca más energía que la necesaria para que el hierro se fusione o se rompa.



Gráfica 1. Energías de enlace por nucleón.

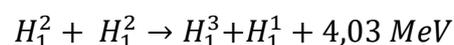
Fuente: libro “Curso básico de fusión nuclear” de JJNN.

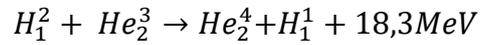
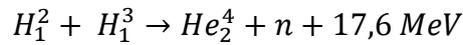
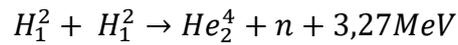
En la fusión la masa del núcleo que se forma es levemente menor que el total de la masa del núcleo original: el hidrógeno tiene un número másico de uno (1 protón y ningún neutrón). El helio tiene un número másico de cuatro, (2 protones y 2 neutrones). Los elementos más ligeros (hidrógeno, helio y litio) tienen números másicos más pequeños que el hierro y son menos estables. Cuando dos núcleos ligeros se une en una reacción de fusión, el resultado es un núcleo más estable.

La fusión genera energía mediante las mismas reacciones de fusión que se producen en el sol y el resto de estrellas.

El sol es un plasma, un gas ionizado extremadamente caliente en el que la fusión de protones genera helio liberando energía de enlace (energía nuclear) durante el proceso.

Al igual que en el sol y las estrellas, en la tierra las reacciones de fusión entre protones generan helio, lo que significa que la fusión es potencialmente capaz de recrear el mismo tipo de energía que se genera en el sol. Hay fundamentalmente tres reacciones de fusión que podrían ser usadas para la producción de energía nuclear en la tierra a través de núcleos ligeros de deuterio y tritio, los cuales son isótopos del hidrógeno, y el helio-3, un isótopo del helio:





La fusión se ha estudiado para comprender la materia y las fuerzas nucleares, aprender más sobre la física nuclear de los objetos estelares y, muy a nuestro pesar, para desarrollar armas termonucleares. A finales de la década de 1940 y principios de la de 1950, los programas de investigación en los Estados Unidos, el Reino Unido y la Unión Soviética comenzaron a producir una mejor comprensión de la fusión nuclear, y los investigadores se embarcaron en formas de explotar el proceso para la producción práctica de energía. La investigación del reactor de fusión se centró principalmente en el uso de campos magnéticos y fuerzas electromagnéticas para contener los plasmas extremadamente calientes necesarios para la fusión termonuclear.

Sin embargo, los investigadores pronto descubrieron que es sumamente difícil contener plasmas a las temperaturas de reacción de fusión porque los gases calientes tienden a expandirse y escapar de la estructura magnética circundante. La teoría de la física del plasma en la década de 1950 era incapaz de describir el comportamiento de los plasmas en muchos de los primeros sistemas de confinamiento magnético.

Los innegables beneficios potenciales de la energía de fusión práctica llevaron a una creciente llamada a la cooperación internacional. Los programas de fusión estadounidenses, británicos y soviéticos se mantuvieron estrictamente clasificados hasta 1958, cuando la mayoría de sus programas de investigación se hicieron públicos en la *Segunda Conferencia de Ginebra* sobre los usos pacíficos de la energía atómica, patrocinada por las Naciones Unidas. Desde entonces, la investigación sobre la fusión se ha caracterizado por la colaboración internacional: cerca de treinta naciones se han unido para construir un experimento masivo, ITER (International Thermonuclear Experimental reactor), para demostrar la generación de 500MW de fusión alimentado por plasma, usando sólo 50Mw de potencia de entrada al plasma, alrededor de 2035. Este proyecto está basado en un Tokamak: un dispositivo que utiliza campos magnéticos para contener

y controlar los plasmas. Junto con ITER, en los últimos años han surgido un gran número de empresas privadas participando en la investigación de los reactores de fusión. Un ejemplo es la asociación del MIT con la “Mancomunidad de sistemas de Fusión” para aprovechar la tecnología de nuevos superconductores en la obtención de campos magnéticos de alta densidad con el fin de construir un Tokamak plenamente operativo. Esta iniciativa ya ha comenzado a dar resultados de carácter experimental.

El otro enfoque importante de la energía de fusión, la fusión por confinamiento inercial (ICF), se inició a principios de la década de 1960. La idea inicial fue propuesta en 1961, sólo un año después de la invención del láser, y consistía en emplear grandes pulsos de energía láser (que nadie sabía cómo lograr) para implosionar y golpear-calentar la materia hasta alcanzar temperaturas a las que la fusión nuclear pudiera ocurrir. Los aspectos de la fusión por confinamiento inercial se desclasificaron en la década de 1970 y especialmente desde principios de los 90 se han hecho importantes avances en el diseño de los objetivos que contienen combustibles de fusión.

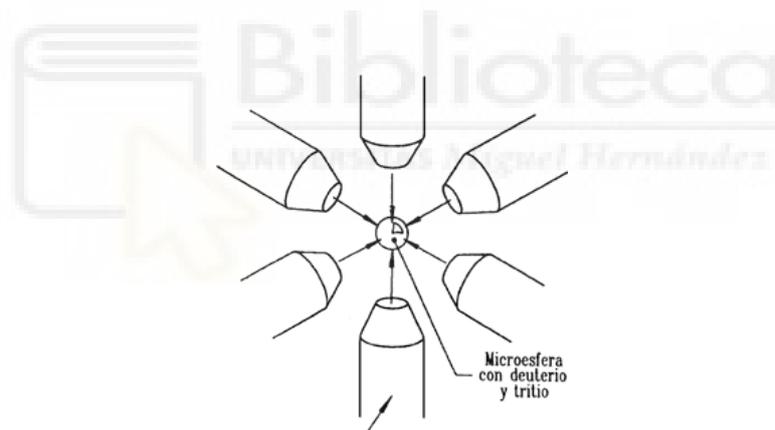


Imagen2. Generación de energía de fusión por tecnología FCI.

Fuente: <https://sites.google.com/site/tecnorlopez39>

Se ha logrado un progreso significativo en el diseño y desarrollo de láseres de pulso corto y alta potencia y objetivos de tamaño milimétrico adecuados, y aunque todavía no se han construido reactores de fusión prácticos, se han logrado en gran medida las condiciones necesarias de temperatura del plasma y aislamiento térmico, lo que sugiere que la energía de fusión para la producción de energía eléctrica es ahora una posibilidad seria. Ahora bien, sea por confinamiento magnético o inercial, un plasma caliente no es sino el primer paso de toda una secuencia de pasos necesarios para convertir la energía de fusión en electricidad. En última instancia, los sistemas de energía de fusión exitosos deben ser

capaces de producir electricidad de manera segura y rentable, con un mínimo de desechos radiactivos e impacto ambiental.

En medio de toda esta investigación, el 23 de marzo de 1989, Martin Fleischmann (uno de los electroquímicos con más prestigio del mundo) y Stanley Pons anunciaron que habían detectado un exceso de energía en células electrolíticas, un exceso que solo se podía explicar gracias a procesos nucleares. Aparentemente era la primera evidencia de la llamada ‘fusión fría’, una reacción nuclear producida a temperaturas y presiones cercanas a las condiciones del ambiente ordinario. Para finales de 1989, la mayor parte de investigadores ya eran muy escépticos sobre la validez de los experimentos, y la fusión fría cayó en desgracia, y en el olvido.

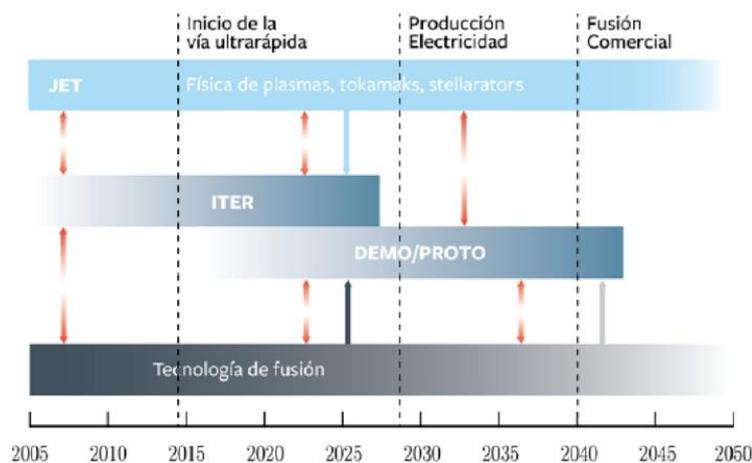
La fecha prevista para que ITER alcanzase pleno rendimiento era inicialmente 2035. Sin embargo, la urgencia climática que sufre nuestro planeta, y el incremento de la demanda energética del mundo, que se duplicará en torno al año 2040, han hecho que los plazos se hayan acortado, de modo que ITER entrará en su fase de puesta en marcha el verano de 2023 como muy tarde (12 años antes de lo previsto). De este modo cuando el reactor se encuentre totalmente operativo, su rendimiento energético será de $Q=10$ ($Q = \text{energía producida} / \text{energía consumida}$), o dicho de otra manera, el rendimiento de esta planta se verá aumentado en diez con respecto a la energía de entrada (energía o proceso de ignición). Las cifras se estiman en 500MW de potencia final frente a unos 50MW del proceso de ignición o calentamiento del plasma: ITER, situado en Caradache (Francia), plantea una serie de retos científicos e ingenieriles que son una ventana de oportunidades para empresas e ingenieros:

- Estudio de los materiales superconductores para generar un campo magnético suficiente para el confinamiento.
- Funcionamiento estable en régimen estacionario de las reacciones de fusión, para lo cual se necesitan tiempos de fusión largos (5s en el confinamiento de ITER).
- Eliminación de las turbulencias que pueda sufrir el plasma a raíz de las diferencias de temperatura y el flujo de energía.
- Demostración de que la estructura del reactor puede aguantar las altas temperaturas y los efectos radiológicos (uno de los elementos que más sufre estas consecuencias es el Divertor del Tokamak. Capítulo 6.3).

- Viabilidad de la extracción de energía neta útil para consumo.
- Demostración de que el sistema se puede retroalimentar, es decir, generar más tritio dentro de la cámara del que se inyecta inicialmente
- Estudio de la seguridad de las instalaciones, así como todos los posibles casos en que las condiciones de operación no sean seguras.

Dado que ITER se considera un reactor experimental, no está diseñado para suministrar potencia a una red eléctrica, sino que busca confirmar las condiciones necesarias para la generación de un ciclo de plasma que se autoabastezca. Por ello, está prevista en los próximos años la construcción del proyecto DEMO, el cual será el primer prototipo de un reactor nuclear de fusión por confinamiento magnético con capacidad para inyectar energía a una red eléctrica.

DEMO (DEMONstration power plant) tendrá como principal objetivo la generación en modo continuo de 1,5Gw de energía eléctrica. Existen más proyectos a futuro, uno de ellos es el primer reactor de fusión comercial, este llevará por nombre “PROTO” (“PROTOTYPE Power Plant), pero por desgracia aún no se ha diseñado en detalle. Lo que sí se pretende es que la construcción de PROTO no sea una promesa que se desarrolle desde cero. La intención es que su antecesor DEMO, sirva de plataforma y que PROTO se construya en base a modificaciones realizadas sobre DEMO, de ese modo se acortarán los plazos y costes de la construcción de este reactor.



Gráfica 2. Etapas del proyecto Eurofusión

Fuente: libro “Curso básico Fusión nuclear” de JJNN

Parámetro	ITER	DEMO A	DEMO B	DEMO C	DEMO D	DEMO 1	DEMO 2
Concepto	T	T	T	T	T	T	T
Potencia (GW)	-	1,55	1,33	1,45	1,53	0,5	-
Potencia (GW)	0,5	5,00	3,6	3,41	2,53	1,8	3,25
Q fusión	10	20	13,5	30	35	36	25
Volumen (m ³)	837	-	-	-	-	-	-
R mayor (m)	6,2	9,55	8,6	7,5	6,1	9,0	7,5
r menor (m)	2,0	3,18	2,8	2,5	2,03	3,0	-
Temperatura tónica (keV)	8,5	22	20	16	12	27,4	34,7
Flujo de la primera pared (MW/m ³)	0,3	0,6	0,5	0,45	0,5	0,5	0,5
Refrigerante del manto	<10	15	10	10	5	20	20
Refrigerante del manto (T _{en} /T _{sal}) (°C/°C)	H ₂ O	H ₂ O	He	Li-PbHe	Li-Pb	He/H ₂ O/ Li-Pb	He/H ₂ O/ Li-Pb
Refrigerante del divertor	100/150	285/325	300/500	480/700	700/1100	-	-
Refrigerante del Divertor (T _{en} /T _{sal}) (°C/°C)	H ₂ O	H ₂ O	He	He	Li-Pb	-	-
Reproductor	Li-Pb	Li-Pb	Li ₂ SO ₄	Li-Pb	Li-Pb	-	-
Ratio de reproducción	-	1,06	1,12	1,15	1,12	1,1	1,1
Material del divertor	W-C	W	W	W	W	W	
Ciclo	-	Ranking	Ranking	Brayton	Brayton		

Tabla 1. Etapas del proyecto Eurofusión

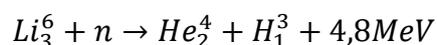
Fuente: Elaboración propia a partir del libro “Curso básico Fusión nuclear” de JJNN

1.1. VENTAJAS DE LA FUSIÓN

La fusión nuclear tiene grandes ventajas sobre el resto de fuentes de energía, por lo que puede considerarse “el fuego de Prometeo”: el regalo que los dioses hicieron a la humanidad en la mitología griega:

Combustible abundante y de alta densidad de energía (D , Li)

El deuterio se encuentra de forma natural en el agua de mar. En cada metro cúbico de agua hallamos treinta y tres gramos de deuterio. El deuterio es usado de forma rutinaria en aplicaciones científicas e industriales. Sin embargo, el tritio rara vez se encuentra de forma natural en nuestro planeta. El tritio es un material radiactivo con una vida media corta, que se produce en reactores nucleares de fisión situados en los laboratorios científicos. Para la producción de tritio se utilizan reacciones nucleares de Litio seis y un neutrón.



El litio se encuentra en la naturaleza en un 7%. Éste es un combustible de alta densidad energética, expresado normalmente en energía por nucleón. Considerando el ejemplo

$D - He_2^3$, para encontrar su energía por nucleón empezamos por contar los nucleones de los reactivos, sabiendo que el deuterio tiene dos nucleones (neutrón y protón) y que el He_2^3 tiene tres nucleones (dos protones y un neutrón) la energía total liberada en la reacción $D - He_2^3$ es de 18,3 MeV. Dividiendo esta energía por los nucleones quedan:

$$\frac{18,3MeV}{5 \text{ nucleón}} = 3,66 \text{ MeV/nucleón}$$

A través del cálculo de masas de los reactivos en kilogramos, se puede escribir la densidad energética a escala macroscópica del combustible $D - He_2^3$. En el caso de aplicación más realista, el combustible D-T tiene más de 350 millones de kJ/Kg de combustible que el carbón. (Valor del carbón 8893,2 KJ/Kg frente a los $3,33 \cdot 10^{11}$ KJ/Kg del D-T.

Cero emisiones de gases de efecto invernadero y contaminantes (NO_x, SO_x)

Una reacción D-T tan sólo produce un neutrón y una partícula alfa o núcleo de Helio. Los reactores de fusión, como los de fisión están libres de los residuos del carbón.

Seguridad. Sin reacciones en cadena

La duración del combustible es de un segundo, por lo que no se produce una reacción en cadena y se elimina la posibilidad de que el núcleo se funda.

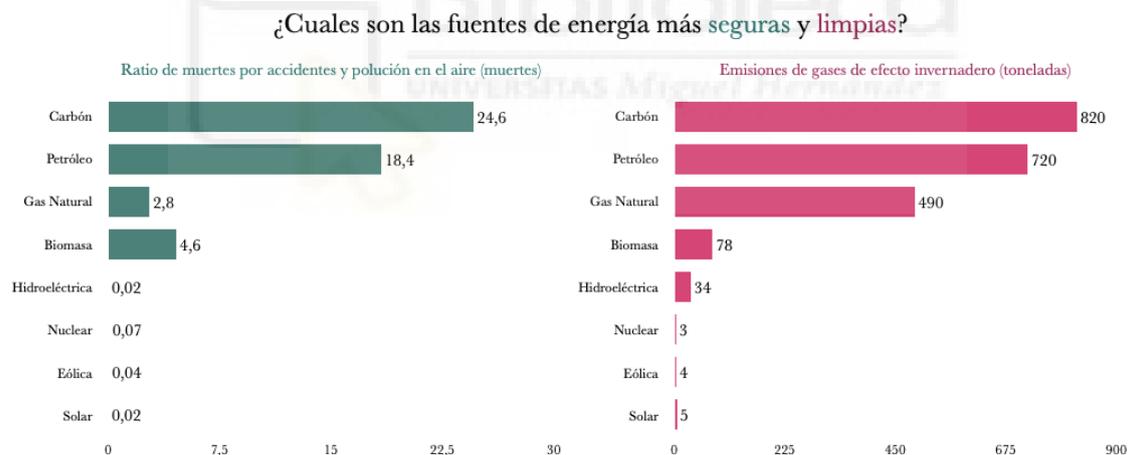
El combustible de fusión se encuentra en estado de plasma, por lo que se debe aportar energía para mantenerlo en este estado (mantener el gas ionizado). Si el tiempo de confinamiento del plasma se establece en un segundo y sucede algún problema en el reactor, éste se apagará rápidamente tan sólo un segundo después de producirse el problema, deteniéndose el combustible dentro del reactor y volviendo a un estado gaseoso neutro (gas no ionizado). Al pasar a ser un gas neutro, el combustible no puede producir fusión.

La única parte que entraña un mayor riesgo es la de los materiales estructurales que rodean al plasma, tales como la cámara de vacío y el manto, dado que estarán a temperaturas muy elevadas.

Residuos radioactivos reducidos.

Los productos del reactor son de carácter inmóvil y de vida media corta. El residuo radiactivo es un subproducto de los reactores nucleares, plantas de procesamiento de combustible, hospitales y centros de investigación. Los estándares de clasificación internacional establecidos por el IAEA clasifican de manera muy aproximada los residuos en tres clases: nivel bajo, medio y alto. Para cada país específico, existen una variedad de consideraciones que determinan los límites de estos tres niveles.

Sea cual sea el criterio de clasificación, las plantas de fusión no producirán residuos de alto nivel. Dependiendo de las reglas de cada país los reactores de fusión generarán residuos de vida media corta y de nivel bajo en la mayoría de los casos y en contadas ocasiones de nivel medio. No obstante, y pese a todo ello, la energía nuclear está reconocida hoy día como una de las fuentes que menor impacto tiene sobre la salud de las personas tal y como reconocen los organismos colaboradores de la Organización Mundial de la Salud, ya que reducen la contaminación medioambiental derivada de la generación de energía fósil, que es la primera causa de mortalidad debida a la generación de energía.



Gráfica 3. Exposición de las energías disponibles en función de su seguridad y contaminación.

Fuente: Elaboración propia a partir de los datos obtenidos en “El periódico de la energía”

Baja radiación y radioactividad generada en el reactor:

La radiación (rayos X y microondas) sólo se producen en el reactor de fusión cuando el plasma está dentro del dispositivo. El tritio que contiene el combustible es radioactivo y puede manejarse de forma segura, del mismo modo que en los reactores de fisión actuales y en las aplicaciones industriales y de investigación que se llevan a cabo hoy día.

La radioactividad residual puede presentarse en las estructuras que rodean al plasma a causa de la activación de los materiales que forman la pared interna del reactor al recibir los impactos de los neutrones energéticos. Sin embargo, este material, aunque activado, se mantiene inmóvil (materiales de la cámara de vacío, el mato, los imanes etc..) y su vida media suele ser corta (10 años aproximadamente). Estos materiales activos se pueden manejar de forma segura, del mismo modo que se manejan los residuos médicos o industriales.

Específicamente, en base a la experiencia que ya se ha realizado preparando el Tokamak ITER, se han podido adelantar algunas de las medidas a adoptar para el manejo de los residuos, su sellado y su almacenaje. Teniendo en cuenta que se les atribuye una vida media corta, los materiales desechados podrían ser usados de nuevo en un periodo de diez años (reciclaje).

Mínimo uso del terreno y el agua.

Una planta de potencia basada en un reactor de fusión puede seguir el mismo principio de funcionamiento que la de una planta de carbón, gas natural o fisión nuclear. Este tipo de plantas no sufren fenómenos estacionales, diurnos o regionales, así como tampoco problemas de almacenaje de energía.

Mínima proliferación de riesgos

La operación de los reactores nucleares de fusión no implica materiales fisibles como el plutonio o el uranio enriquecido. Por ello, la proliferación de riesgos es mínima. De la seguridad de los reactores se tratará de forma extendida en el capítulo 4.1.

1.2 RETOS E INCONVENIENTES DE LA FUSIÓN

Bajo rendimiento

A pesar de las décadas de trabajo, la investigación en el campo de la fusión no ha alcanzado aún un punto de equilibrio empírico donde el plasma produzca más energía de la que consume para mantener la reacción (punto de ignición). Ningún dispositivo de fusión ha logrado demostrar a día de hoy la generación de energía neta, donde el parámetro Q ($Q = \text{energía producida} / \text{energía consumida}$) supere el valor unitario.

El valor más alto registrado hasta la fecha es de $Q = 0,65$ (proyecto JET). Esto significa que la energía producida ha sido el 65% de la que se le proporciona al reactor para su funcionamiento. El Tokamak de ITER está diseñado para proporcionar un rendimiento $Q \geq 10$.

Costes:

Muchos de los desafíos físicos e ingenieriles se centran en confinar al plasma de forma estable a una temperatura de más de 100 millones de grados. Esto significa que las instalaciones de fusión son muy caras de construir y operar. El proyecto ITER se estimó en unos 19 millones de euros aproximadamente, actualmente casi alcanza los 25 millones.

Retos técnicos:

Gestión de extracción del calor:

El plasma de fusión está extremadamente caliente y en algún momento, por breve o accidental que sea, entrará en contacto con alguno de los materiales perimetrales. El calor fluctúa a niveles de entre $5 \sim 10 \text{ MW/m}^2$ estimados en la zonal perimetral del plasma, especialmente en la zona llamada divertor (capítulo 6.3) situada en la parte inferior de la pared interior del reactor. Este divertor ha sido diseñado para los reactores de tipo Tokamak con el objetivo de evacuar el calor.

Optimización del material de la interfaz del plasma:

Un alto flujo de neutrones, flujos de partículas de fusión y los altos flujos de calor del plasma pueden limitar la vida útil y la rehabilitación de los materiales usados para el divertor y para las paredes interiores del dispositivo de fusión que forman parte de la interfaz del plasma. De forma más general, el estudio de los materiales en entornos extremos es de interés tanto para la fusión, fisión, la industria aeroespacial como para otros campos de investigación. En concreto para la investigación de fusión, España será el país que acoja el [la gran instalación científica IFMIF DONES](#), que estudiará la viabilidad de los materiales para las aplicaciones en los reactores de fusión.

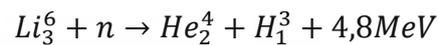
Operación en régimen estacionario.

Una planta de potencia de fusión debe operar de forma segura y en estado estacionario (Capítulo 4 plasma. Cuarto estado de la materia). Un hipotético estado transitorio en el

plasma, aunque sea por un periodo muy breve de tiempo, podría dañar las paredes del reactor y su estructura, o podría extinguir el plasma dentro de la cámara (parando la operación del reactor mediante una disrupción. Capítulo 4.1 de seguridad). Es por ello que el control de los estados transitorios es otra área importante de investigación, siendo su principal objetivo el funcionamiento en estado estacionario.

Manipulación del Tritio

Recordemos que los neutrones de la reacción D-T traspasan el manto (Capítulo 4.2). Concepto y operación del Tokamak). Esto cumple dos propósitos, el primero es que los neutrones calienten el manto que sirve como intercambiador de calor en un sistema Intercambiador/Turbina/Generador usado para la generación de energía. El segundo de estos propósitos es hacer interactuar a los neutrones con Litio-6 situado en el manto y así generar más tritio a través de la reacción nuclear:



El tritio se extrae del manto, se procesa y se introduce de nuevo como combustible en el plasma del Tokamak. Dada la escasez tritio natural se necesita de esta producción continua durante la operación del reactor.

La fusión nuclear promete una energía mucho más eficiente, como nunca se ha visto en nuestra historia. Por eso rescato la frase de Alberto Loarte (jefe de sección PdH del proyecto “ITER”) “la energía ha de ser como la sal”:

La sal en tiempos anteriores provocó guerras con tal de hacerse con el control de sus minas, la fuente de aquélla. Pues el gran reto social, técnico y científico de nuestra era es hacer que la energía se convierta en algo tan abundante como lo es hoy la sal en nuestros días. Creo firmemente que la generación de energía mediante la fusión nuclear nos brinda una oportunidad que no debemos dejar pasar.

El objetivo del presente trabajo, pues, es presentar las diferentes partes de un reactor nuclear de confinamiento magnético, así como cada uno de los enfoques principales desde los que se realiza dicho diseño correspondiendo cada capítulo a cada uno de dichos enfoques.

CAPÍTULO 2. EL PLASMA.

“EL CUARTO ESTADO DE LA MATERIA”

El plasma, conocido también como cuarto estado de la materia, está basado en un estado gaseoso ionizado total o parcialmente, que se obtiene cuando a las moléculas de un gas se les aplica energía (calor) hasta conseguir que los electrones excitados se separen de los átomos, formando iones positivos. Ambos tipos de partícula se encuentran separados dentro de un mismo volumen.

El plasma no se encuentra de forma natural en nuestro planeta, sino que se genera de forma artificial para lo que se necesitan unas condiciones de presión y temperatura muy especiales con el fin de ionizar el gas y mantenerlo en ese estado. Dicho entorno conlleva unas temperaturas sumamente altas (por lo que no existen muchos materiales capaces de soportarlas) y presiones de fondo en el dispositivo muy bajas para evitar que electrones e iones se vuelvan a unir y formen de nuevo en un gas neutro.

Los plasmas se generan en la tierra mediante cámaras de vacío, alcanzándose presiones 10^6 veces menores que la presión atmosférica a escala de laboratorio. El reto reside en alcanzar esos valores en dispositivos comerciales.

2.1 DEFINICION FORMAL DE PLASMA:

Un plasma de fusión es un gas completamente ionizado cuyo comportamiento se ve afectado por campos eléctricos y magnéticos de largo alcance, es decir; responde a los efectos de la fuerza de repulsión electromagnética o barrera de Coulomb.

La protección que un plasma experimenta frente a un campo E de corriente continua implica que, pese a que el plasma puede estar inmerso en un intenso campo eléctrico, el efecto de éste apenas penetra en el plasma. Este fenómeno se debe al apantallamiento que generan los electrones frente a los campos eléctricos. Dicho apantallamiento se produce en distancias de aproximadamente 10^5 mm, distancia que se conoce como longitud de Debye (λ_D). Dado que la sección del plasma utilizado en ITER es de 1 m, se puede considerar que las perturbaciones que los campos de corriente continua que se generan en

la envolvente del plasma son despreciables, dejando así un plasma protegido frente a estos campos de corriente continua.

Los plasmas también son sensibles a los campos eléctricos de corriente alterna, y quedan protegidos frente a ellos de manera intermitente de la siguiente forma:

Un plasma puede considerarse como una masa de electrones en movimiento y una masa de iones positivos estáticos, debido a su mayor masa. Ante un campo de corriente alterna, los electrones oscilan en respuesta al campo de corriente alterna en el que se ve inmerso el plasma, quedando de ese modo protegido. Siempre que la frecuencia del campo sea menor de una frecuencia crítica denominada frecuencia del plasma (ω_p). Por encima de esa frecuencia, los electrones no son capaces de seguir las oscilaciones del campo, y el plasma experimenta perturbaciones; de ahí que la protección sea intermitente.

La frecuencia del plasma depende de su densidad de partículas (en torno a 90GHz para una densidad de 10^{20} partículas por metro cúbico).

2.2 CONDICIONES PARA UN PLASMA AUTOSOSTENIDO

Una vez generado el plasma, para que éste resulte útil para una reacción de fusión, debe ser capaz de autoabastecerse, es decir, generar más energía que la que necesita para mantenerse, porque si no, habrá que seguir introduciendo energía externa, con lo que se consumirá más energía que la producida.

Este autoabastecimiento se denomina proceso de ignición. En la reacción más prometedora (que se comentará en detalle posteriormente), se generan un neutrón, con la mayor parte de la energía producida en la reacción (14,1 MeV) en forma de energía cinética, y una partícula alfa (3,5 MeV), que es la que mantiene el plasma caliente a base de colisiones con los electrones e iones del plasma. Es precisamente esta transferencia de energía desde la partícula alfa hacia las partículas del plasma la que hace que éste se mantenga a la temperatura necesaria para seguir generando nuevas reacciones de fusión, y que por tanto sea autosostenible.

Ahora bien, es preciso que el plasma sea autosostenible durante un cierto tiempo, para dar lugar a que se produzcan esas nuevas reacciones de fusión. Ese tiempo recibe el nombre de tiempo de confinamiento (τ), y viene dado por el criterio de Lawson:

$$nT\tau = 3 \cdot 10^{24} (\text{keV} \cdot \text{m}^3)$$

donde n es la densidad de partículas del plasma, y T es la temperatura a la que se encuentra. Para la reacción entre el deuterio y el tritio (reacción D-T), cuyos valores de n y T son respectivamente 10^{20} m^{-3} y 10^8 K (15 KeV), τ resulta ser entre 1 y 10 s).

El punto de equilibrio de un plasma es aquel en el que las partículas alfa generadas producen la energía necesaria para mantener el combustible en estado de plasma, momento a partir del cual ya no es necesario el aporte externo de energía mediante resistencias, microondas, rayos de partículas u ondas de radio.

Una vez el plasma es autosostenible (superado el punto de equilibrio), el objetivo es producir la mayor cantidad de energía posible. Ésta está relacionada con un parámetro denominado presión del plasma (p), igual a la densidad por la temperatura, y que es una medida de la densidad energética del plasma (energía contenida en un volumen dado), de manera que la potencia de fusión ($P_{\text{fusión}}$) se define mediante la siguiente ecuación:

$$P_{\text{fusión}} = 8n^2T^2V \approx p^2V (\text{kW})$$

A la vista de dicha ecuación, para generar energía de fusión a gran escala se requiere de plasmas a alta presión, o volúmenes muy grandes. En la práctica, ITER intenta encontrar un equilibrio entre ambas posibilidades, y para ello es preciso un confinamiento de gran calidad.

2.3 CONFINAMIENTO DEL PLASMA

Conceptualmente, el confinamiento del plasma significa mantener las partículas que lo forman concentradas en un volumen de espacio delimitado e impedir que sus partículas choquen con las paredes del dispositivo, con el fin de evitar que cedan su energía a la misma, lo que significa malgastar el combustible.

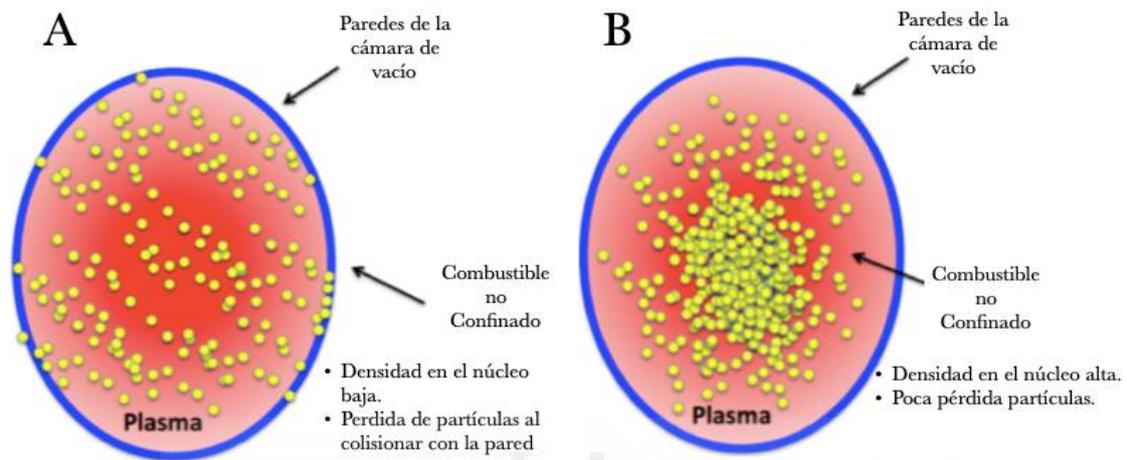


Imagen 3. Diferencia conceptual entre plasma confinado (A) y no confinado (B).

Fuente: curso MITx Edx Ciencia y Tecnología Nuclear

Existen diferentes vías para confinar un plasma:

- En el sol este **confinamiento es gravitatorio** gracias a su enorme masa. Descartado este método por razones obvias, el confinamiento artificial puede hacerse de forma inercial, o mediante campos magnéticos.
- El **confinamiento inercial** se realiza a través de ondas de choque generadas por diferentes láseres que convergen en un solo punto donde se encuentra un gránulo (micro-esfera) de combustible. Hasta la fecha, los experimentos desarrollados en este sentido no han dado los resultados esperados.
- El otro tipo de **confinamiento es magnético**: los campos magnéticos generados por potentes electroimanes penetran en el plasma obligando a iones y electrones a moverse según las líneas de campo magnético. De este modo es posible alejar el plasma de las paredes internas del reactor, utilizando el campo magnético como aislante, lo que protege los materiales del interior de la cámara.

Además, dado que las partículas alfa de los productos de la fusión están cargadas, también quedan confinadas por el campo magnético, con lo que tienen oportunidad de colisionar con las partículas del plasma y ceder su energía, manteniendo el plasma caliente.

Por otra parte, los neutrones generados durante las reacciones nucleares no se ven afectados por esos campos magnéticos. Dado que son partículas sin carga, pueden escapar y colisionar con las paredes del material y cederle su energía, lo que en última instancia sirve para calentar vapor de agua a alta presión que genera electricidad moviendo los álabes de turbinas, de manera similar a lo que ocurre en los ciclos Rankine actuales.

2.4 PLASMAS APTOS PARA LA FUSIÓN

Se ha comentado anteriormente que, para que una reacción de fusión sea viable, son precisas densidades de partículas en torno a 10^{20} m^{-3} , y temperaturas cercanas a los 100 millones de grados.

En la imagen 4 se muestran estimaciones de densidad y temperatura para distintos tipos de plasma, que permiten concluir si un plasma es apto o no para la fusión. Por ejemplo, un rayo tiene una densidad aproximada de 10^{23} m^{-3} con 10^5 K de temperatura (8,6 eV). Comparando estos valores con los consignados anteriormente, se puede afirmar que el plasma provocado por un rayo no es suficiente para la generación de energía de fusión.

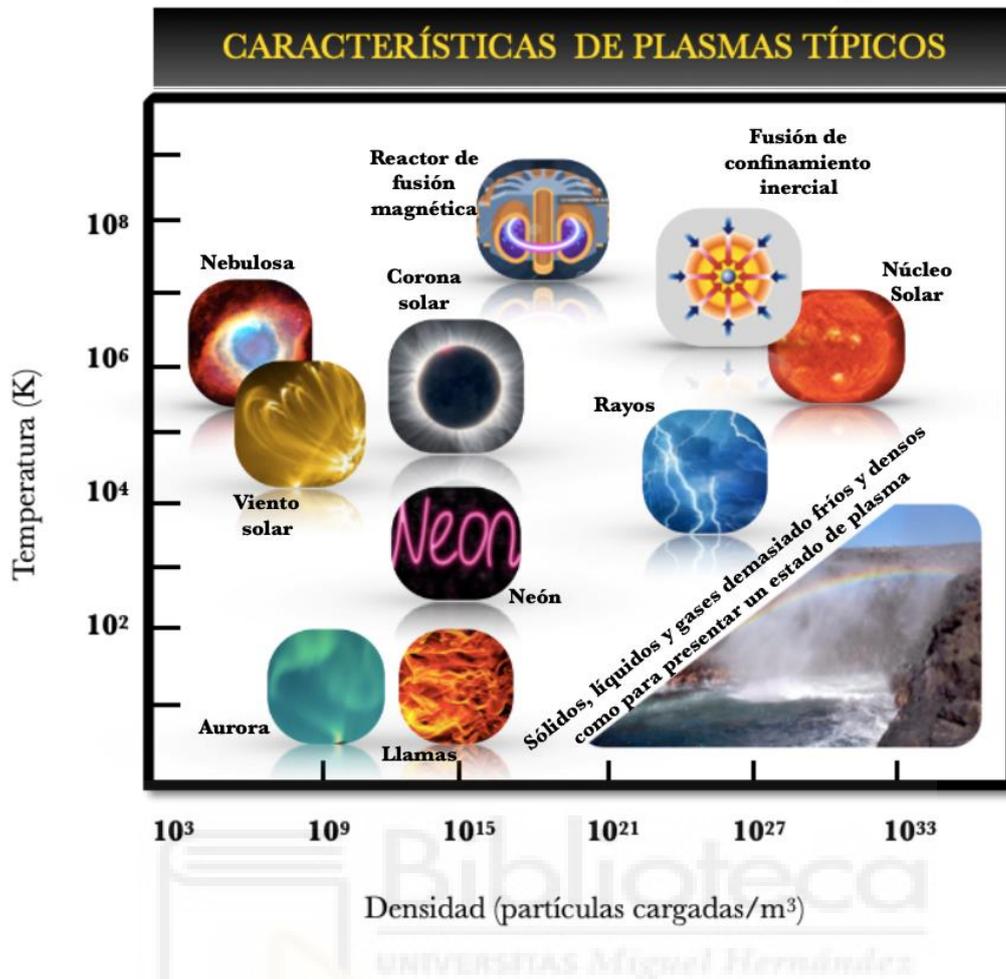


Imagen 4. Exposición de diferentes tipos de plasma existentes.

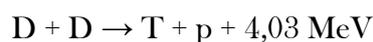
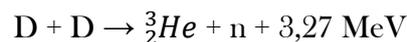
Fuente: www.plasmas-org/basics

2.5 COMBUSTIBLES DE FUSIÓN

Un reactor de fusión viable implica una reacción de fusión de fácil ignición. Actualmente hay tres reacciones que despiertan un mayor interés.

Reacción Deuterio-Deuterio (D-D)

La reacción D-D puede transcurrir por dos vías que son igualmente probables:

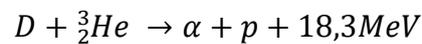


Esta reacción es especialmente interesante, ya que el deuterio se encuentra en abundancia en los océanos, lo que significa una fuente de energía barata y prácticamente inagotable. El inconveniente de dicha reacción es que es muy difícil de inicializar, debido a que esta inicialización es proporcional a la probabilidad de que dos núcleos que se encuentran

produzcan realmente un evento de fusión. Esta probabilidad a su vez depende de la sección transversal nuclear, y como puede apreciarse en la gráfica 4 (expuesta más adelante), ésta es sensiblemente menor que la de la reacción entre el deuterio y el tritio que se comentará con posterioridad.

Reacción Deuterio-Helio 3 (D-³He)

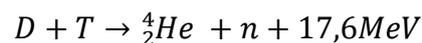
En esta reacción se fusionan un núcleo de deuterio con otro de helio 3. Ésta es una reacción “aneutrónica” dado que no se generan neutrones en sus productos de forma directa, sino que se forman en las sucesivas reacciones D-T y D-D que se generan en los productos secundarios. Esta propiedad “aneutrónica” supone un atractivo de cara a evitar los daños por radiación y activación de los materiales.



Al igual que en el caso anterior, esta reacción no está exenta de inconvenientes, ya que también es difícil de inicializar y además el ³He prácticamente no existe en la naturaleza.

Reacción Deuterio-Tritio (D-T)

En esta reacción se fusionan un núcleo de deuterio con uno de tritio, siendo ahora mismo la reacción de fusión nuclear más estudiada por su relativa facilidad de ignición.



La reacción D-T produce una gran cantidad de neutrones, lo que puede suponer un problema por las interacciones de estas partículas con los materiales que forman las paredes internas del reactor, ya que pueden provocar cambios estructurales que supongan una pérdida de propiedades: la absorción de esos neutrones por los núcleos de los átomos del material de recubrimiento puede generar un deterioro del mismo, con emisión de radiación gamma, e incluso alfa y beta.

Además, esta reacción requiere un aporte de tritio que supone un reto, ya que no existe en la tierra de forma natural, y además es radiactivo. A pesar de todo ello, es la reacción más prometedora a día de hoy.

2.5.1 EL TRITIO

“EL ISÓTOPO RADIATIVO DEL HIDRÓGENO”.

El tritio es un isótopo natural del hidrógeno; es radiactivo. Su símbolo es ${}^3\text{H}$. Su núcleo consta de un protón y dos neutrones. Tiene un periodo de semidesintegración de 12,5 años siendo su producto de desintegración ${}^3\text{He} + e^-$.

A medida que el núcleo de tritio se transmuta, emite un electrón, causando una liberación de energía en forma de radiación beta. De este modo se forman nuevos núcleos con dos protones y un neutrón, de forma tal que se convierte en una forma no radiactiva de helio (helio-3).

El tritio produce emisiones beta de baja energía y no emite ningún otro tipo de radiación primaria. De hecho, el tritio emite el nivel más bajo de energía por radiación beta de todos los isótopos. Esto implica en la práctica que sus partículas beta son fácilmente detenidas por finas capas de cualquier material sólido).

El tritio no existe prácticamente en la naturaleza debido a su radiactividad de baja vida media, pero se puede producir a partir de litio, presente en minas y en los océanos (0,15g/l)



En la práctica la generación del tritio necesario para el plasma se llevará a cabo en la primera pared del reactor de tipo Tokamak. Dicha pared, que recibe el nombre de **manto**, el cual contiene celdas de litio en su interior. Cuando los neutrones bombardean el manto se producirá la reacción con el litio ${}^6\text{Li}$ a partir del cual se genera el tritio.

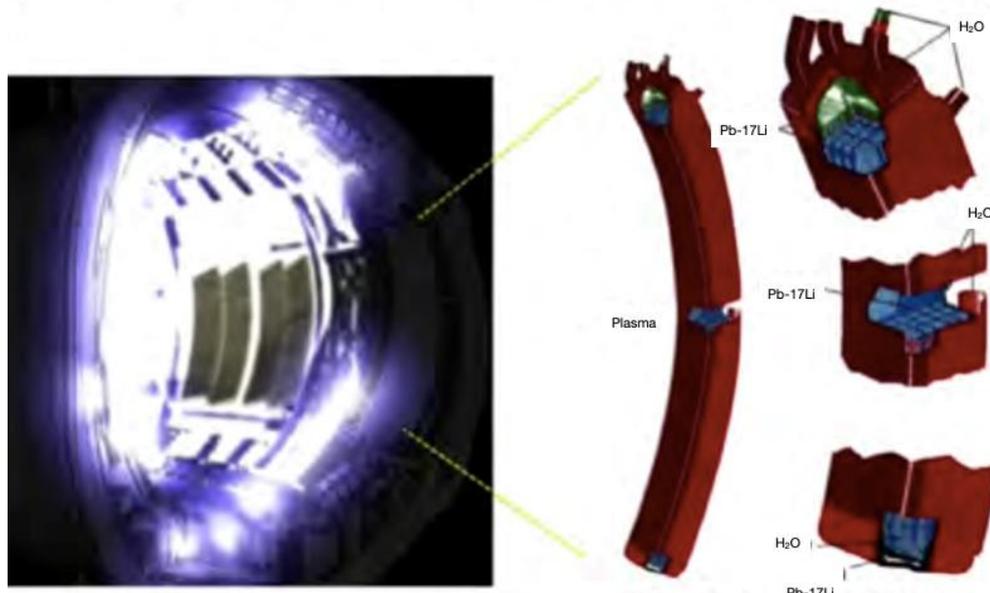


Imagen 5. Interior de un reactor de tipo Tokamak y esquema de funcionamiento del manto generador de tritio.

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

2.6 TASA DE REACCIÓN

Dentro de un dispositivo de fusión de tipo Tokamak (como el que se estudiará en adelante), la tasa de reacción partir de la cual se producen las reacciones de fusión dependen del producto σv . Donde σ es la sección transversal de la colisión de la partícula y v su velocidad relativa la cual depende de la temperatura según la distribución de Maxwell-Boltzman. (Sin dicha velocidad las reacciones de fusión no podrían llevarse a cabo)

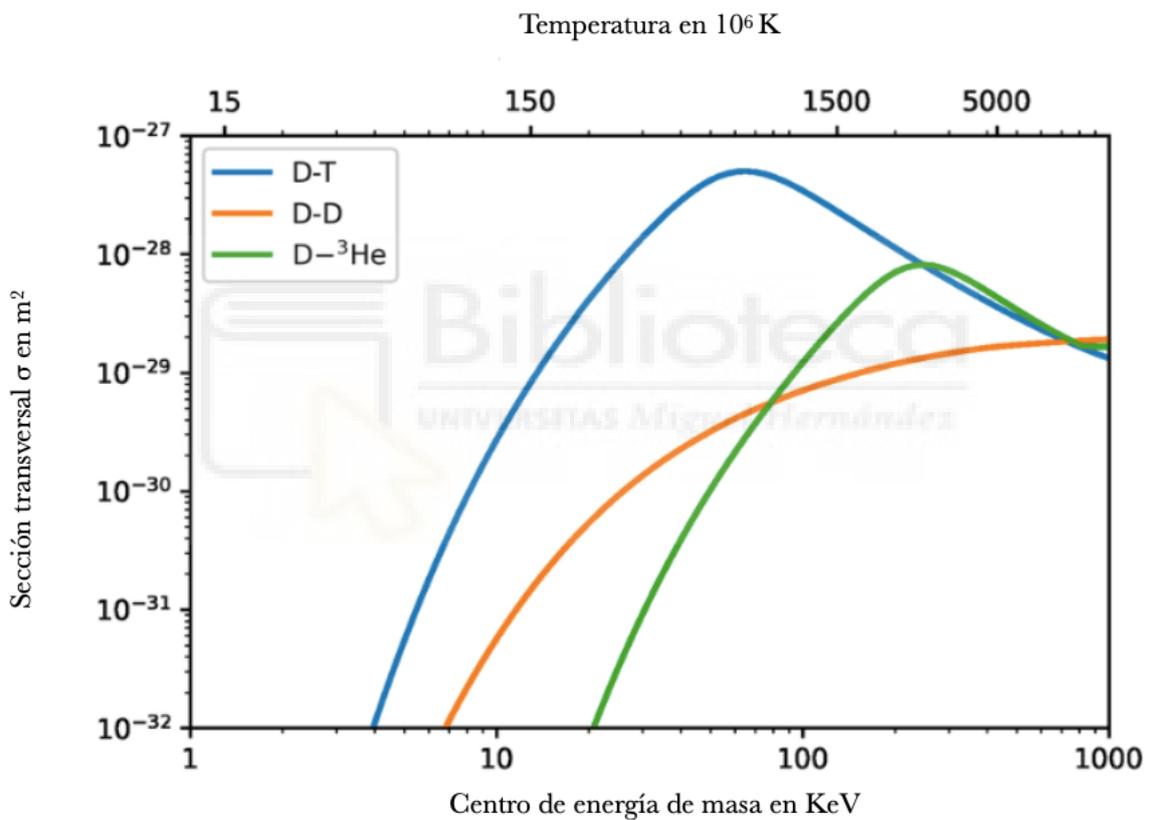
2.6.1 SECCIÓN TRANSVERSAL NUCLEAR

La gran cantidad de energía que se necesita para aproximar a los núcleos entre sí se deben a causa de que la fusión sólo puede darse bajo unas circunstancias muy singulares de alta energía. Por este motivo, se escogen reacciones de fácil inicialización (como el D-T) donde los dos núcleos combinados tienen una alta probabilidad de provocar una fusión con la menor energía empleada. Este es el principal motivo que nos lleva a abordar el concepto de sección transversal.

La sección transversal está relacionada (por efectos cuánticos) con la probabilidad de provocar una reacción de fusión. Esta sección transversal se asemeja al área efectiva de las dos partículas implicadas en la fusión en el momento de la colisión. A mayor sección transversal, mayor probabilidad de que se produzca una reacción de fusión.

La sección transversal depende de la energía de interacción de las partículas, y se expresa en Barn.

$$1\text{Barn} = 10^{-28}\text{m}^2$$



Gráfica 4. Energía liberada en función de la sección transversal.
Fuente "Plasma Physics ad fusión energy" de Jeffrey Friedberg

2.6.2 DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL-BOLTZMAN.

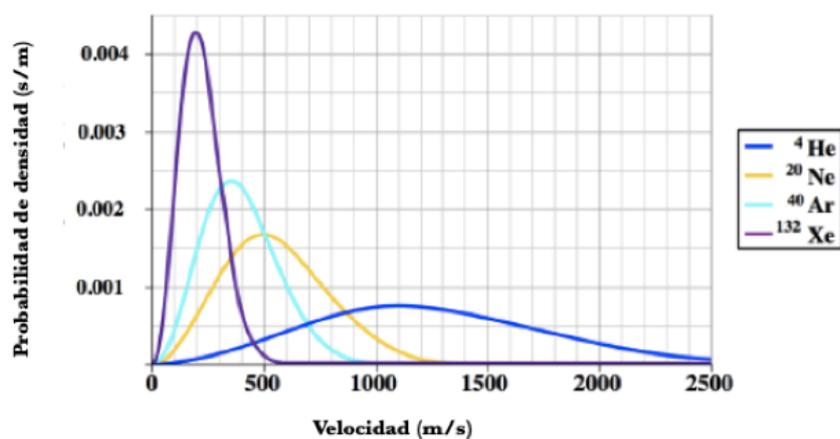
Hasta el momento se ha hablado del combustible como la interacción partícula a partícula, sin embargo, gracias a la distribución de Maxwell-Boltzman podemos estudiar el combustible como todo un volumen y no pormenorizar su estudio partícula a partícula.

Al establecer un volumen de partículas podemos prescindir de una definición individual de cada una de ellas (en el ámbito de la ingeniería aplicada), para describirlas por medio de su temperatura y energía cinética. Para asegurar que la energía cinética media de un volumen de deuterio y tritio tienen la energía suficiente para provocar la fusión, se deben establecer las altas temperaturas anteriormente mencionadas (a consecuencia de que el hidrógeno se ioniza a 13,6 eV).

La relación entre la energía y la temperatura de un volumen de partículas proviene de una función de distribución (propia de la teoría cinética) que describe la probabilidad de que las partículas a una determinada velocidad en una localización y momentos concretos. La función distributiva utilizada para los plasmas de fusión en termodinámica o equilibrio térmico es la **distribución de Maxwell-Boltzman**.

La gráfica representa la distribución de Maxwell-Boltzman basada en la temperatura de un gas. El ancho de la distribución está ligado a la temperatura del gas y área bajo la curva es la relación de densidad de este.

Distribución de velocidad molecular de Maxwell-Boltzmann para gases nobles



Gráfica 5. Distribución de Maxwell-Boltzman para gases nobles.
 Fuente: [Wikipedia](#).

Esta distribución codifica los parámetros de plasma de densidad (n) y temperatura (T).

La relación entre la energía unitaria (eV) y la temperatura se define usando la temperatura de Boltzman “ k ”, de modo que la energía será k -veces la temperatura $E=k \cdot T$. Esto nos permite convertir las unidades de energía y temperatura.

De este modo podemos afirmar que 1eV es aproximadamente 11.600 grados Kelvin, (también 11326,85 grados Celsius o 204.000grados Fahrenheit).

Si la energía media de las partículas es muy alta (ejemplo 15 KeV), entonces entendemos que la materia está en estado de plasma.

2.7 MODELO MAGNETOHIDRODINÁMICO MHD

La teoría MHD es la encargada del estudio de los fluidos conductores de electricidad. En nuestro caso el MHD describe un plasma estable y en equilibrio. Mediante la descripción de la estabilidad el MHD define los contornos de límites operaciones (capítulo 5.4) de los dispositivos Tokamak, siendo capaz de maximizar la presión del plasma mientras que opera lejos de los límites establecidos por este modelo, tanto teórica como experimentalmente. El concepto principal es que los campos magnéticos pueden inducir corrientes en un fluido conductor en movimiento creando fuerzas en dicho fluido. En el ámbito ingenieril el MHD se identifica de forma rápida con el confinamiento del plasma.

2.8 TEORÍA DE LA TRANSFERENCIA

Esta teoría describe cómo se reorganizan los flujos de calor, las partículas y los impulsos que ambos provocan en el plasma. Entendiendo que la transferencia de calor es crítica en las aplicaciones de fusión. Maximizar el tiempo de confinamiento energético es trabajo de la teoría de transferencia y de los resultados de los experimentos. El calor se transporta de forma muy efectiva mediante turbulencias (mas adelante existe un capítulo dedicado a esta teoría aplicada a un dispositivo concreto, el Tokamak). Para fidelizar estos modelos se utilizan simulaciones numéricas apoyadas en todo momento por avanzados métodos de diagnosis que se utilizarán para respaldar esta teoría (en muchas ocasiones se recurren a supercomputadoras para tales fines).

CAPÍTULO 3. SUPERCONDUCTIVIDAD APLICADA A LA FUSIÓN

“LA NECESIDAD DE IMANES SUPERCONDUCTORES”.

Como se ha mencionado en el capítulo anterior, dedicado al plasma, el método más desarrollado actualmente de contención del mismo en el interior del reactor es el confinamiento magnético. Para conseguir dicho confinamiento, se necesita un gran campo magnético aplicado sobre grandes volúmenes, por lo que son necesarios grandes electroimanes, a través de los cuales circulan potentes corrientes eléctricas. Con el fin de comprender la magnitud de la intensidad de los campos magnéticos necesarios, es conveniente compararlos con el campo magnético de la superficie de la tierra: éste tiene un valor promedio de 0,5 Gauss (0,5 G), mientras que en el núcleo de un plasma de fusión el campo magnético es del orden de 5 Teslas (5T). Teniendo en cuenta que la equivalencia entre ambas unidades es $1\text{T} = 10^4\text{G}$, resulta entonces que los campos magnéticos necesarios para un reactor de fusión experimental como ITER son al menos 10^5 veces más potentes que el campo magnético terrestre.

Dado que el plasma está formado por partículas cargadas, éstas responden a la presencia de un campo magnético según la ley de Lorentz, que establece que deben moverse según trayectorias helicoidales a lo largo de las líneas de campo magnético a causa de la fuerza de Lorentz:

$$F = q \cdot v \times B. [1]$$

donde:

q ; carga de la partícula

v ; velocidad

B ; vector campo magnético.

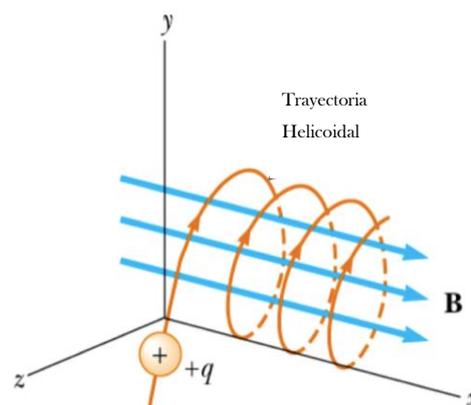


Imagen 6. Trayectoria de un ión en el interior de un campo magnético.
 Fuente: Curso de física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 4.

Esas trayectorias helicoidales se describen mediante su **radio de giro** ρ (radio de Lamar) y su **frecuencia de giro** ω_c .

El radio de giro viene dado por la siguiente ecuación:

$$\rho = \frac{mV_{normal}}{Bq} \propto \sqrt{\frac{mT}{B}} \quad [2]$$

donde:

m: masa de la partícula cargada

V_{\perp} : V_{normal} , componente perpendicular de velocidad

q: carga de la partícula

B: magnitud del campo magnético

Eso significa que el campo de 5T mencionado anteriormente provoca un radio de giro de en torno a 3 mm para los iones positivos del plasma, y unas 60 veces menos para los electrones. Esta escala es prácticamente despreciable frente a las medidas de un reactor de fusión comercial (donde el radio de la sección transversal del plasma es de 1 m aproximadamente). Por este motivo los campos magnéticos de alta intensidad son excelentes para mantener a las partículas del plasma alejadas de las paredes internas del reactor.

La frecuencia de giro (frecuencia de Lamar) incrementa la magnitud del campo magnético y viene dada por la expresión:

$$\omega_c = q \cdot \frac{B}{m} \quad [3]$$

Dado que el núcleo del reactor tiene dimensiones finitas, es necesario que esas trayectorias helicoidales se cierren sobre sí mismas para evitar que las partículas del plasma choquen con las paredes internas del reactor. Para ello, la solución más eficiente es utilizar una geometría toroidal para los solenoides que rodean el núcleo.

De esta manera se genera el campo magnético primario de un dispositivo Tokamak, denominado campo toroidal.

Sin embargo, el hecho de curvar la trayectoria de las partículas hace inevitable la aparición de otras pérdidas a causa de nuevos movimientos. Estos movimientos reciben el nombre de **derivadas**, siendo las principales la deriva de gradiente **B** y la deriva de curvatura.

La primera surge del hecho de que la geometría toroidal implica que la fuerza del campo magnético decrece a medida que aumenta el radio, de manera que tanto los iones como los electrones del plasma experimentan una deriva dada por la ecuación:

$$qBx\Delta B. \quad [4]$$

Además, en un campo toroidal curvo, las partículas experimentan una fuerza centrífuga a medida que viajan en círculo a través del toro, dando lugar a las derivas de curvatura

$$qR_cx\Delta B. \quad [5]$$

R_c ; radio de curvatura.

Puesto que iones y electrones tienen cargas opuestas, sus derivas tienen también direcciones opuestas, lo que provoca una separación de cargas y en consecuencia la generación de un campo eléctrico. Este campo se genera en la dirección del toro en **sentido vertical**, que en combinación con el campo magnético toroidal provocará que las partículas sean expulsadas en la dirección del radio mayor, $E \times B$.

Para compensar las derivas de gradiente B y de curvatura, es preciso añadir un nuevo campo magnético, el **campo poloidal** (aplicado en la dirección corta del toro; r). Con la combinación de los **campos magnéticos** toroidal y poloidal las partículas mostrarán unas derivas interiores y exteriores, cuyos efectos se anulan entre sí.

A estos dos **campos** se ha de añadir un tercero para contrarrestar el efecto que surge a raíz del desequilibrio entre las fuerzas de presión magnética y del plasma que conlleva una expansión exterior uniforme en la dirección R . Este tercer campo necesario es el **campo vertical**, en la dirección Z encargado de contrarrestar la expansión exterior.

De manera que el campo magnético global necesario para un reactor de fusión tiene tres componentes:

Sistema de campo Toroidal (B_T):

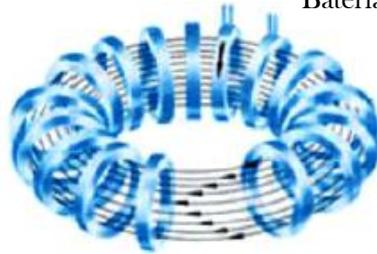
Obviamente cuanto más cercana esté la bobina a la cámara de vacío, mayor será el campo magnético en su interior por lo que este parámetro se puede variar a voluntad. Sin embargo, esta disposición está condicionada por la limitación tecnológica de los materiales de la

primera pared del reactor. El valor promedio del campo magnético en el centro del plasma ($R = R_0$) es:

$$B_0 = \frac{\mu_0 N I_0}{2\pi R_m \left(1 - \frac{S_r}{R_m}\right)} \quad [6]$$

Donde N es el número total de espiras, I_0 es el valor máximo de corriente y R_m el radio mayor. Finalmente, $S_r = R_m - R_0$.

Baterías de campo toroidal



Campo toroidal constante

Imagen7. Sistema de confinamiento magnético. Componente Toroidal.
 Fuente: Libro "Curso básico de fusión nuclear" De JJNN

Sistema de campo poloidal (B_p): (producida por la corriente del plasma):

$$B_p = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a_p} \quad [7]$$

Donde I_p es la corriente máxima permisible en el plasma:

$$I_p = \frac{2\pi a_p^2 B_T}{\mu_0 q R_0} \quad [8]$$

Campo poloidal

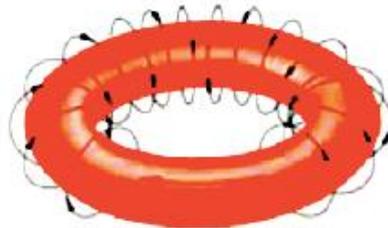


Imagen8. Sistema de confinamiento magnético. Componente Poloidal.
 Fuente: Libro "Curso básico de fusión nuclear" De JJNN

Sistema de campo Vertical:

$$B_v = \mu_0 I_p \frac{\ln(8 \frac{R_0}{a_p}) + \Lambda - \frac{1}{2}}{4\pi R_0} \quad [9]$$

$$\Lambda = B_p + \frac{l_i}{2} - 1 \quad [10]$$

$$l_i = \int \frac{\beta_\theta^2 r dr d\theta}{\pi a_p^2 B_p^2} \quad [11]$$

$$I_p = 2\pi \int J(r) r dr \quad [12],$$

con a_p en el límite superior y cero en el inferior.

Tanto para el campo poloidal como vertical se definen sus componentes:

a_p : es el radio menor del toro en la dirección poloidal

B_r : es el campo toroidal

B_θ : es el campo poloidal

l_i : la inductancia interna normalizada por unidad de longitud

I_p : Intensidad de corriente en la dirección poloidal

μ_0 : es la permeabilidad magnética en el vacío

q : el factor de seguridad, del que se hablará en el capítulo 4

R_0 : es el radio mayor del toro

* Algunos de estos parámetros como q , a_p , R_0 , se reflejan en los capítulos de *seguridad* (q) y *geometría toroidal* (a_p , R_0).

De manera que la siguiente figura muestra el campo resultante de los tres anteriores, el campo vertical tiene como función evitar la deriva ascendente que toma el campo a través de la vertiente helicoidal que se muestra en la figura, fruto de la combinación de las componentes magnéticas poloidal y toroidal.

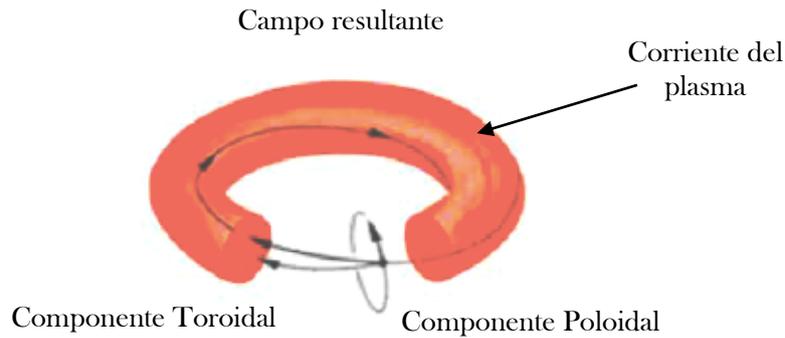


Imagen 9. Sistema de confinamiento magnético. Componente resultante de ambos campos.
 Fuente: Libro “Curso básico de fusión nuclear” De JJNN

El siguiente aspecto a tener en cuenta es la fabricación de los solenoides necesarios para generar estos campos magnéticos.

Los reactores experimentales utilizan cobre en sus bobinas. El cobre y el resto de materiales conductores convencionales tienen una cierta resistencia eléctrica, lo que implica que se calientan cuando por ellos circula una corriente eléctrica, debido al efecto Joule, que a la postre significa disipación y pérdida de energía. Además, aunque con ellos es posible generar campos magnéticos intensos, el plasma puede presentar turbulencias y la transferencia de energía no se realizará de la forma más uniforme posible (también llamado estado no estacionario o turbulento). La característica que necesitamos obtener para con unos imanes adecuados es que la densidad de corriente es $\leq 10 \text{ A/mm}^2$ (estado estacionario). Para construir un Tokamak se necesitan cantidades desorbitadamente grandes de energía, más aún si cabe para compensar las pérdidas por el efecto Joule. Además, se necesitan características como baja disipación en las baterías, baja recirculación de energía, y unas densidades de corriente $\leq 1000 \text{ A/mm}^2$.

Por todo ello, para un estado estacionario eficiente los conductores convencionales no valen, y es preciso utilizar materiales superconductores.

3.1 DEFINICIÓN DE SUPERCONDUCTIVIDAD

La superconductividad es una característica que presentan algunos materiales por debajo de una temperatura crítica T_c a partir de la cual presentan una resistencia eléctrica igual a cero. Ello se traduce en que las pérdidas por efecto Joule son casi inexistentes. De este modo es posible obtener el material más eficiente para los imanes del reactor de tipo Tokamak.

Por debajo de la temperatura crítica T_c , existe una atracción efectiva entre los pares de electrones apareados, llamados “pares de Cooper”, a través de una disposición en celosía que promueve un estado estacionario en el que las fases de todas las funciones de onda individuales están agrupadas juntas.

Contrariamente a los electrones individuales, con espín $1/2$ (Fermiones), afectados por el principio de exclusión de Pauli, los pares de Cooper tienen espín entero (bosones), por lo que pueden estar en el mismo estado cuántico, moviéndose sin resistencia a través de su disposición en celosía.

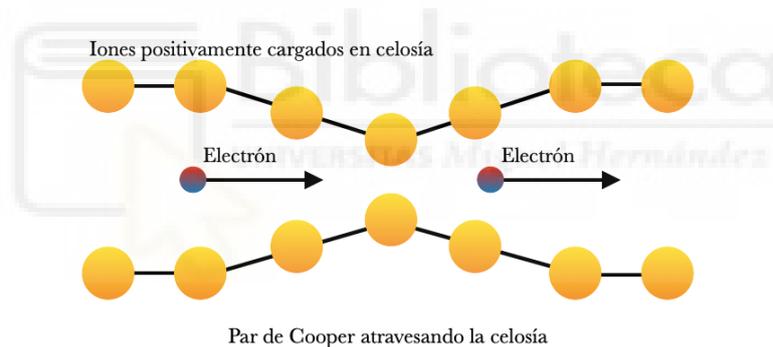


Imagen 10. Pares de Cooper atravesando a los iones en celosía según la teoría BCS. Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

No se debe confundir el concepto de conductor perfecto (concepto de conducción idealizada infinita) con superconductor. Como muestra de ello, en la siguiente gráfica se exponen la diferencia entre ambas, en el que se exponen los efectos que sufre la sección transversal de un cable en función de los efectos que exhibe.

Conducción perfecta (azul); superconducción (naranja). Donde B_0 será el campo magnético y R la resistencia que ofrezcan los conductores.

DIFERENCIA ENTRE SUPERCONDUCTORES Y CONDUCTORES
PERFECTOS

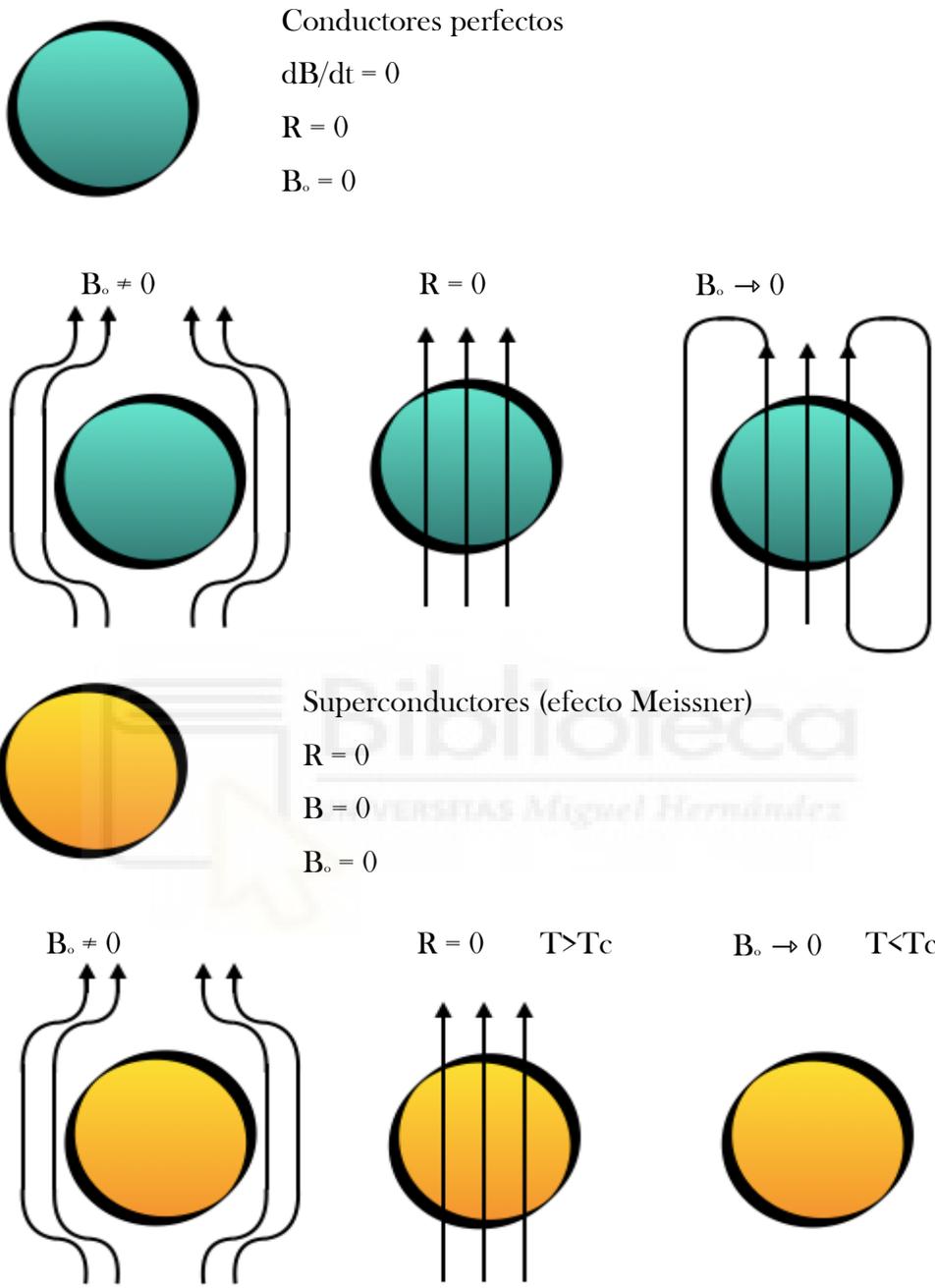


Imagen 11. Principales diferencias características entre conductores perfectos y superconductores.
Fuente: Elaboración propia

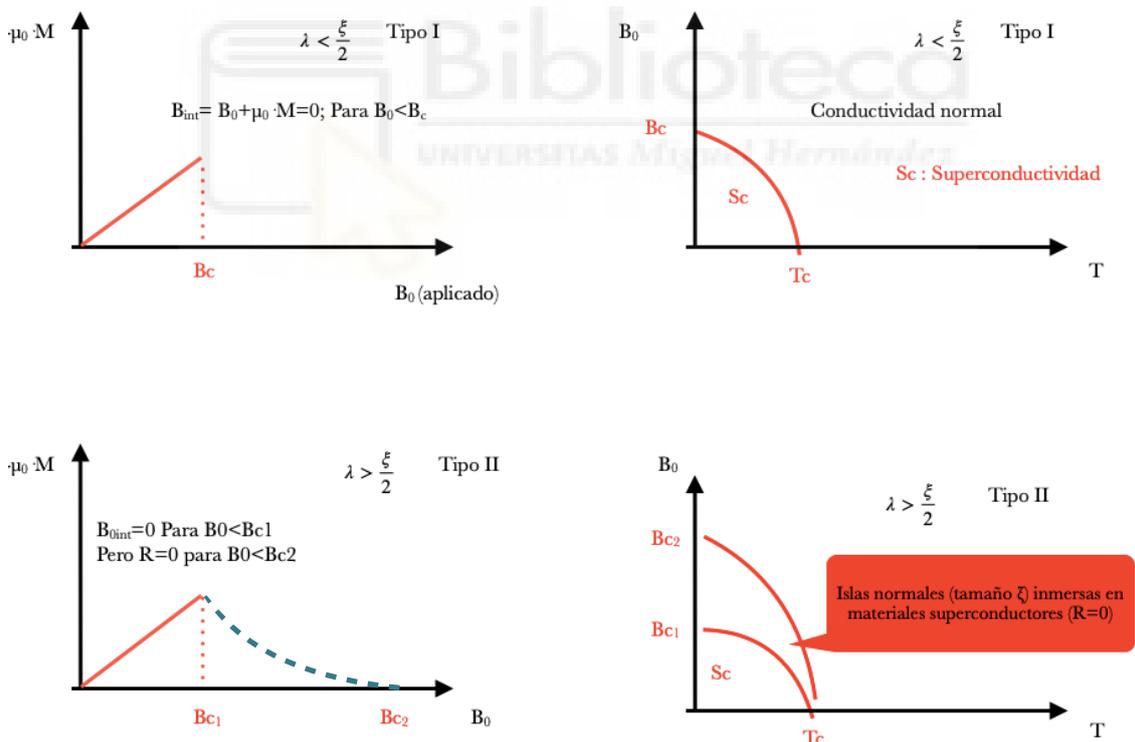
3.2 SUPERCONDUCCIÓN TIPO I VS TIPO II

Existen diferentes tipos de superconductores, en función del modo en el que exhiben el denominado **Efecto Meissner**.

Efecto Meissner:

Los materiales superconductores, en presencia de un campo magnético, establecen corrientes que impiden que dicho campo penetre en el material. Este fenómeno se conoce como **efecto Meissner**. El flujo magnético desaparece del interior del material superconductor, comportándose como un material diamagnético perfecto por el **apantallamiento** presente en la superficie a través de la penetración de London, de profundidad λ .

El comportamiento de los superconductores viene determinado por el ratio entre λ y la longitud coherente ξ sobre la cual el estado del superconductor puede cambiar.



Gráfica 6. Principales diferencias de comportamiento de la magnetización y superconducción de tipo I frente al tipo II.

Fuente: Elaboración propia a partir de Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

Los superconductores de tipo I son aquellos que al estar bajo un campo magnético experimentan el **efecto Meissner de forma repentina**. Su inconveniente reside en el **punto crítico del campo magnético** para estos conductores, que se alcanza con relativa facilidad (dado el bajo valor de este parámetro en este tipo) y hace que la magnetización se vuelva cero de forma excesivamente rápida y abrupta, sin permitir actuación ninguna para revertir este efecto.

No así sucede con los **superconductores de tipo II**, los cuales en lugar de pasar a un estado magnetizado nulo de forma brusca lo hacen gradualmente. Este tipo de superconductores presentan dos temperaturas críticas y por tanto dos valores de campo magnético críticos B_{c1} y B_{c2} que impiden que el **efecto Meissner** se manifieste de forma tan abrupta como en el **tipo I**.

La diferencia entre estos dos tipos de superconducción es la forma en la que experimentan el llamado efecto Meissner. Mientras que en el tipo I cambia su estado magnético a cero de forma inmediata, el tipo II deteriora su estado magnético de forma paulatina, lo que permite revertir este efecto controlando su temperatura entre sus dos valores de T_c . Es por ello, que los bajos valores en el campo magnético crítico para superconductores de tipo I impiden su recomendación para imanes de fusión.

Los imanes de fusión se basan sólo en superconductores de tipo II, basados en un estado magnético mixto. Para que la resistencia R tienda a cero a temperaturas por debajo de T_c y por debajo de campos magnéticos inferiores a B_{c2} , la densidad de corriente también debe estar por debajo del valor crítico.

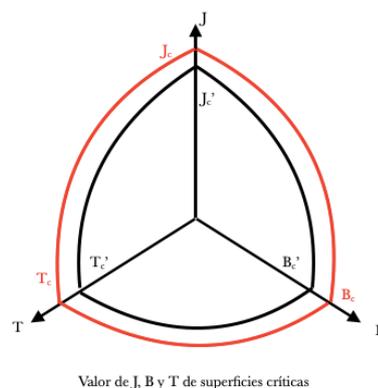


Imagen 12. Valores de J, B y T de superficie Crítica.

Fuente. Fuente: Elaboración propia a partir de Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

3.3 MATERIALES SUPERCONDUCTORES PARA LOS IMANES DE FUSIÓN

Mientras que los materiales de tipo I suelen ser materiales puros, los materiales superconductores de tipo II están basados en aleaciones. Las aleaciones tal y como se ha estudiado en asignaturas como “*ciencia de los materiales*”, “*tecnología mecánica*” o “*tecnología de materiales*” son combinaciones de materiales cuya finalidad es que sus propiedades sean mejores que las de los materiales puros por separado. Este es una de los motivos adicionales por lo que los conductores del tipo II son firmes candidatos a formar parte de los materiales superconductores para los imanes de fusión.

A continuación se muestran algunos ejemplos de superconductores de tipo II:

NbTi: Es una aleación con un 44% de tal, para maximizar, B , cuya temperatura crítica es 9,2K, y con la que es posible fabricar imanes capaces de operar en campos magnéticos de hasta 8T. Es una aleación muy dúctil, fácilmente estirable, y con una producción de miles de toneladas cuya principal aplicación actual es la resonancia magnética nuclear.

Nb₃Sn: Compuesto intermetálico creado por la difusión en estado sólido de Sb en Nb. T_c = 18K con imanes de hasta 18 T.

Estas características son las que exhiben los materiales antes de su manufactura, por lo que no se han visto modificados ni han sufrido tensiones derivadas de ningún trabajo de formación mecánica. La densidad de corriente (J_c) Disminuye hasta un 30% bajo una tensión que provoque una deformación de tan solo el 0,5% (difícil de enrollar) con producción limitada entre 600kg y 1000kg. La forma y aspecto que requieran los imanes superconductores sufrirán tensiones que afectarán a J_c .

En ambos casos, la superconductividad se manifiesta a temperaturas críticas muy bajas, por lo que mantener esos materiales en estado superconductor requiere la utilización de He líquido, lo cual encarece el sistema de manera muy notable.

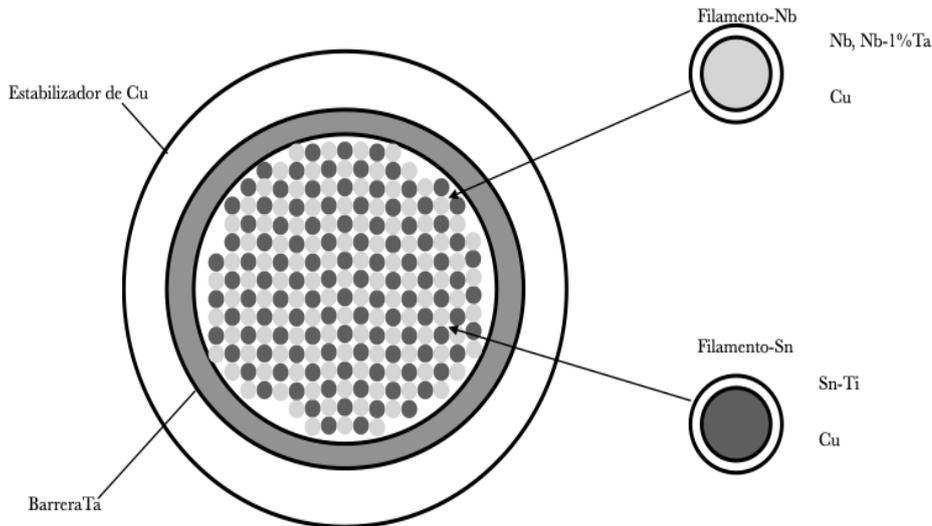


Imagen 12. Esquema de la sección transversal de un superconductor.
 Fuente: <http://www.hitachi.cable.com/>

3.4 SUPERCONDUCTORES A ALTA TEMPERATURA (HTS)

En 1986 se descubrió la **superconductividad** a 30K. Esta tecnología supuso una verdadera innovación en la investigación para llevar cabo la energía de fusión. Los HTS trabajan con temperaturas y corrientes críticas más altas que los superconductores que se utilizan hoy día (superconductores de baja temperatura, LTS), lo que abre la posibilidad a la generación de campos magnéticos más altos. La disponibilidad de HTS significa la posibilidad de construir Tokamak's más pequeños y compactos con una mayor intensidad de campo magnético, igualando o incluso superando los rendimientos de los reactores de mayor tamaño. La principal y potencial ventaja de los HTS para la fusión es la posibilidad de operar en **campos magnéticos superiores a 20T**; además, los HTS pueden refrigerarse solo con nitrógeno líquido, a 77K (frente a los 4K del helio líquido actual), siendo este refrigerante menos costoso y con un mayor suministro disponible, lo que conllevaría una reducción de gasto en la factura criogénica de las bobinas y una menor complejidad de diseño.

Algunos tipos de HTS potencialmente adecuados para la fusión magnética son:

- Compuestos de bismuto, estroncio, calcio, y óxido de cobre (Bi_{2212} , Bi_{2223}). Estos recibieron el nombre comercial/industrial de $\text{Bi}_{2212}/\text{Bi}_{2223}$, por tener bismuto en mayor proporción que el resto de sus componentes.
- Compuestos de óxidos de Bario en tierras raras (ReBCO)

- HTS (YBCO), Este material HTS recibe su nombre directamente de la nomenclatura de sus componentes (Itrio, bario, y óxido de cobre; aunque estos últimos debería ser Ba y CuO) constan de una fina capa cerámica en forma de cinta que se aplica envolviéndola sobre una superficie conductora ya existente (ver imagen 13), con densidad de corriente (J) anisotrópica y propiedades mecánicas estables a $T_c \sim 100K$, resistente a bajas temperaturas, Capaz de operar en campos de hasta 50T. Su producción industrial está limitada por su alto valor económico ($\sim 12 \sim 17 \cdot 10^3$ €/kg.)



Imagen 13. Ejemplo de YBCO, donde la franja negra representa el material YBCO y el transparente el conductor ordinario.

Fuente: Bruker. Com (fabricante de materiales superconductores)

Los materiales superconductores no sólo están presentes en las bobinas, sino que también forman parte de los cables que las alimentan. **Los cables basados en NbTi o Nb₃Sn** constan de pequeños hilos formados por delgados filamentos superconductores ($\varnothing \sim 20\mu m$) dentro de una matriz de Cu.

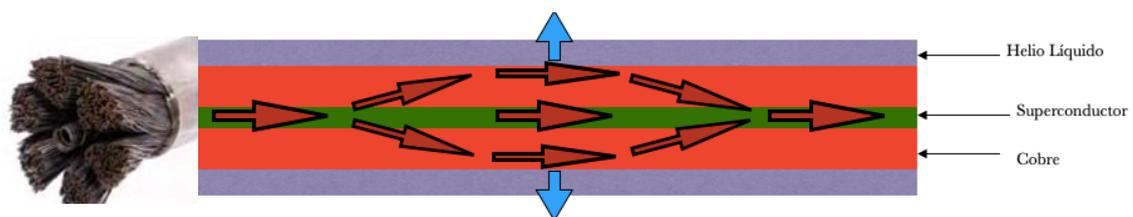


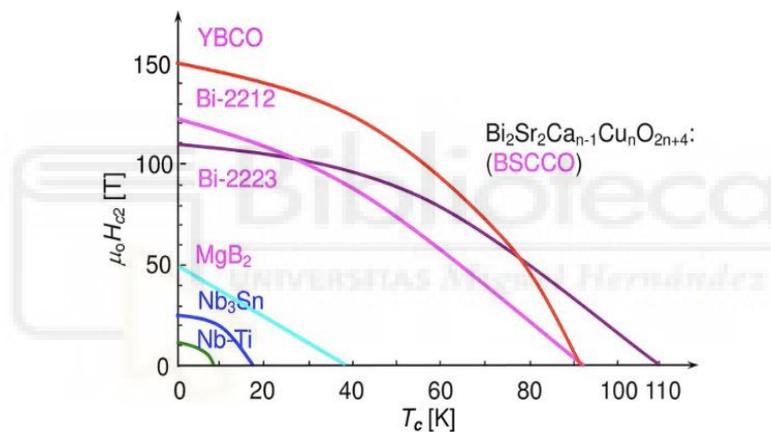
Imagen 14. Comportamiento de un cable superconductor.

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

Se necesita del cobre porque las alteraciones pueden provocar que pequeñas porciones del superconductor se transformen en conductor normal. Esto se evita haciendo que la corriente fluya en la dirección de la sección de Cu, dado que este posee una resistencia menor. Si el calor es evacuado de forma eficiente, el filamento transformado puede revertirse y volver al estado de superconducción,

ITER utilizará cables en tubos conductores con Helio presente entre los hilos y el agujero central (necesario para la evacuación del calor). Si bien el cableado se presenta como una solución para la alimentación de los imanes, también se debe plantear la posibilidad de su aplicación en la futura red de distribución eléctrica. ITER abre el camino a la producción de energía, pero DEMO y los proyectos posteriores tendrán como misión entre otras la de demostrar la viabilidad de la comercialización de esta fuente de energía. Una implementación de estos materiales en la red de distribución supone un aliciente para superar las pérdidas que se ocasionan en la red. Dada la necesidad de buscar soluciones para generar nuevas y mejores fuentes de energía, también se ha de abordar el problema de la baja eficiencia de la distribución de esta.

$\mu_0 H_{c2}$ vs. T_c Plots for LTS & HTS



Gráfica 7. Comparativa de la eficiencia de los HTS vs LTS en función de su temperatura de servicio.
 Fuente: presentación [“High Temperature Superconductivity \(HTS\) Opportunities & Challenges”](#)

3.5 PROPIEDADES DE LOS SUPERCONDUCTORES

Las principales características que se han de tener en cuenta al tratar con materiales superconductores sujetos a las condiciones de la generación de energía de fusión se exponen a continuación.

MECÁNICAS

Los grandes imanes de fusión de alto B experimentan altas cargas electromagnéticas, todas ellas derivadas de la fuerza resultante $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ en diferentes formas:

- Cargas de aro a lo largo del eje conductor $\sim B \times T \times R$.

- Cargas verticales en el plano medio la bobina (compresión axial del solenoide) a causa de un B_r alto en los extremos de la bobina.
- Carga de centrado en el interior del toroidal en el campo no circular $B \times I$.

Se debe evitar en la medida de lo posible la acumulación de cargas transversales de giro en la superficie del cable, dada la fragilidad del material superconductor (Nb_3Sn y los HTS). Para compensar estas cargas, se equipa el cable con un conducto de alto módulo elástico (E), que rodeará al cable (de bajo módulo E), de forma que la mayor parte del volumen del imán de fusión consiste en una chaqueta de acero inoxidable.

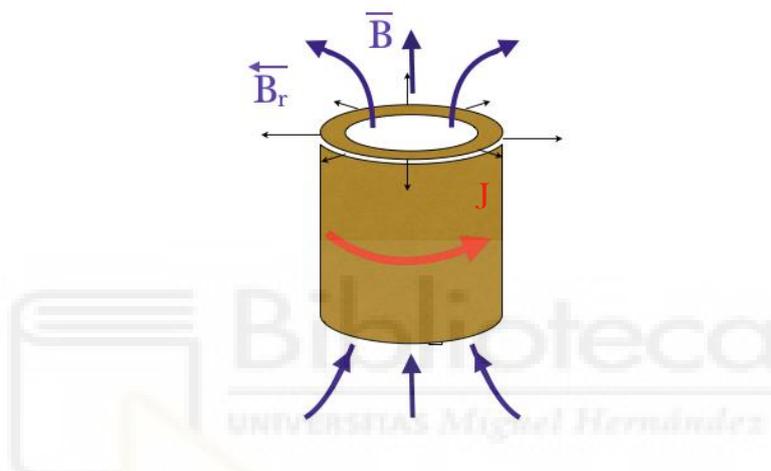


Imagen 15. Comportamiento de un cable superconductor bajo esfuerzos mecánicos.
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

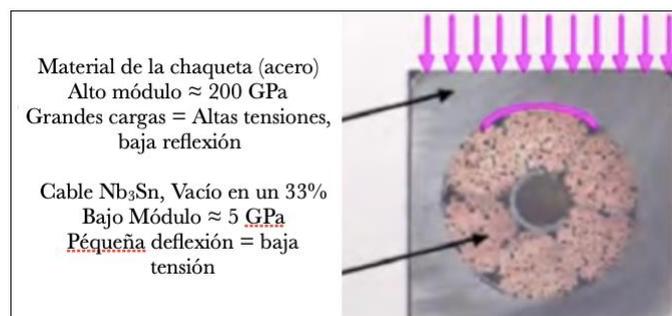


Imagen 16. Características mecánicas de un cable superconductor.
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

TÉRMICAS

Los imanes superconductores experimentan diversas cargas de calor:

- Radiación nuclear presente en las bobinas de campo toroidal.
- Calentamiento óhmico en las juntas conductoras.

- Conducción de calor procedente de alimentadores y soportes gravitatorios.
- Pérdidas de corriente alterna en las bobinas.
- Pérdidas en el bombeo de la circulación de He.
- Radiación ambiental.

A pesar de estas cargas, los imanes deben mantenerse fríos, con variaciones de temperatura de entre 1K y 2K. Incluso los HTS necesitan refrigeración para mantenerse en una temperatura de trabajo entre 10K ~ 20K para producir los altos campos. La gran masa de los imanes superconductores se mantiene fría gracias al criostato que los contiene, basado en grandes refrigeradores de He líquido.

ELÉCTRICAS

En caso de apagado repentino se producirá una pérdida local e irreversible de la superconductividad. Si esto sucede, los imanes superconductores deben ser descargados rápidamente, llevando la gran energía almacenada a extensas resistencias. De este modo se evitan daños en las bobinas superconductoras a causa de las altas temperaturas en los devanados.

Necesidades principales:

- Sistema de enfriamiento 100% confiable y rápido.
- Disyuntores de corriente rápidos, de alto voltaje.
- Aislamiento de alto voltaje para alimentadores y devanados.

En los imanes, el aislamiento eléctrico está basado en cristales de Kaptón impregnados en epoxi enrollados. La calidad de la impregnación es crucial para la integridad mecánica de las baterías y evitar los destellos propios de las descargas.

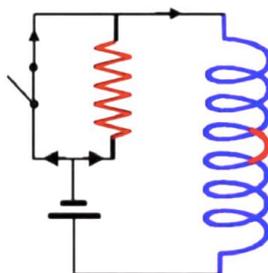


Imagen 17. Sistema de descarga de los imanes en caso de apagado repentino
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

ECONOMÍA

El uso de materiales superconductores supone un incremento del coste, establecido entre 100 y 1000 veces superior al del uso del cobre. Este coste de los imanes supone el 30% del coste de los dispositivos de fusión a gran escala. Este es el motivo por el que un diseño y una manufactura rentable es crucial para el desarrollo de los superconductores destinados a la fusión.

A modo de ejemplo, el sistema de imanes de ITER, que es el mayor creado hasta la fecha, está compuesto por:

- 48 Bobinas SC. Energía total almacenada = 51GJ
- Enfriados con He supercrítico a 4K
- Hebras de Nb₃Sn para las baterías de campo toroidal y solenoide central (500 toneladas y 100000km). Campos de 6T y 13T para las baterías toroidal y solenoidal central, respectivamente.
- NbTi para las baterías correctoras de NbTi con campos de hasta 4,2T

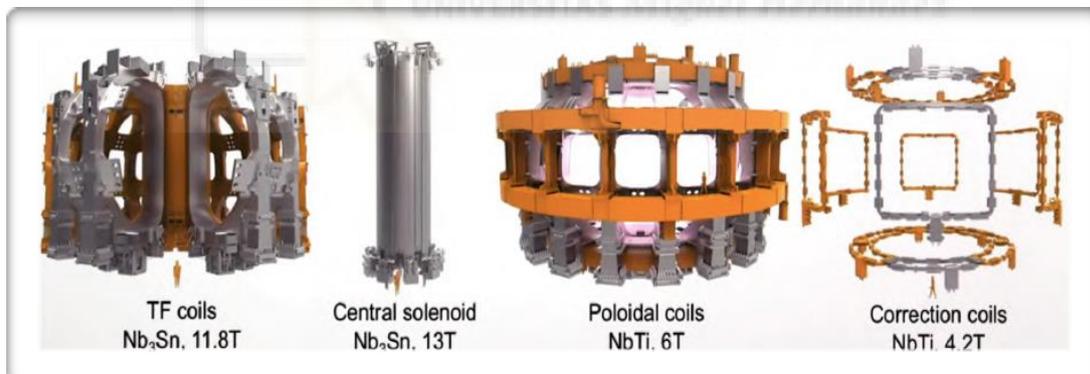


Imagen 18. Sistema de imanes del Tokamak ITER.

Fuente: www.iter.org

Todo este sistema de componentes conduce a unas dimensiones y valores medios de: Radio mayor = 9m. Campo pico 12T. Baterías Nb₃Sn.

El sistema de imanes de DEMO

Al tiempo que se ultiman las instalaciones de ITER, se proponen varios dispositivos para DEMO alrededor de todo el mundo, con una amplia gama de enfoques, todos ellos desde la perspectiva del Tokamak. Este será más compacto, de mayor tamaño y campos muy

similares, siguiendo la vertiente de uso de imanes superconductores. Actualmente se encuentra bajo la hoja de ruta del programa *euromisión*.

A pesar de que los materiales superconductores HTS presentan todas estas ventajas sobre los LTS, el reactor experimental ITER sigue utilizando éstos últimos en sus bobinas debido fundamentalmente a que el desarrollo de los primeros es posterior al diseño, construcción y puesta en marcha de ITER. Es de prever que, en los siguientes proyectos encaminados a la obtención comercial de energía de fusión, como DEMO, se implementarán estos nuevos superconductores HTS.



CAPÍTULO 4. EL REACTOR DE FUSIÓN

En los capítulos anteriores se han estudiado por separado los componentes principales de un reactor de fusión: el plasma, y los imanes superconductores necesarios para contenerlo. En este capítulo se tratará cómo ambos componentes se unen entre sí para dar lugar a la cámara de un reactor de fusión.

Ya se ha comentado anteriormente que para evitar la pérdida de las líneas de campo la cámara debe tener forma toroidal. Dicha forma está en el origen del concepto Tokamak, ya que éste es un dispositivo de confinamiento magnético del plasma cuya principal componente magnética es la toroidal. Ahora bien, este campo por sí sólo no puede garantizar el confinamiento del plasma, sino que para poder mantenerlo estable y en equilibrio (en estado estacionario) se necesitan otras dos componentes: la poloidal y la vertical, lo que da lugar a una sección transversal del plasma que depende de las variables de diseño.

En la imagen 19 se observa un esquema general de la sección transversal del plasma en una geometría toroidal. R corresponde al radio mayor tomado desde el centro del toro, del cual depende la intensidad del campo magnético, siendo su fuerza inversamente proporcional a su inversa: $1/R$. En esa misma figura, r es el radio menor desde el centro de la sección transversal del plasma. Este último no es constante, (ya que “ r ” también coincide con el valor de “ a ” lo largo de la dirección “ R ”). La elongación del plasma (k) viene definida por el cociente b/a . Valores próximos a 1 implican un plasma prácticamente esférico, mientras que elongaciones superiores a 1 definen una elipse. Ésta posee un eje longitudinal en la dirección vertical y otro eje corto en la dirección radial. La dirección del eje longitudinal (o eje largo) es $2b$ mientras que el eje corto toma valor de $2a$.

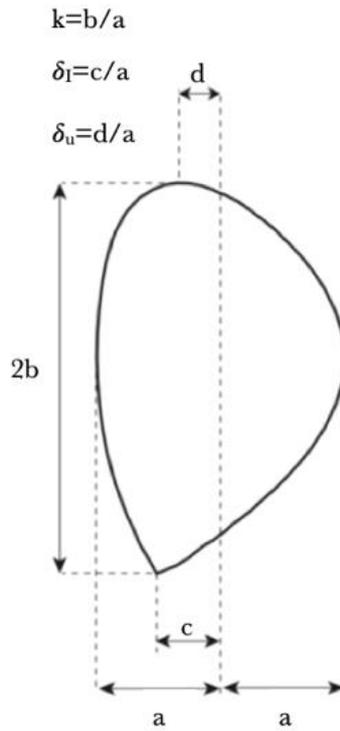


Imagen 19. Sección transversal de cámara en la dirección Poloidal.
Fuente: Tesis PhD de J.Walk.

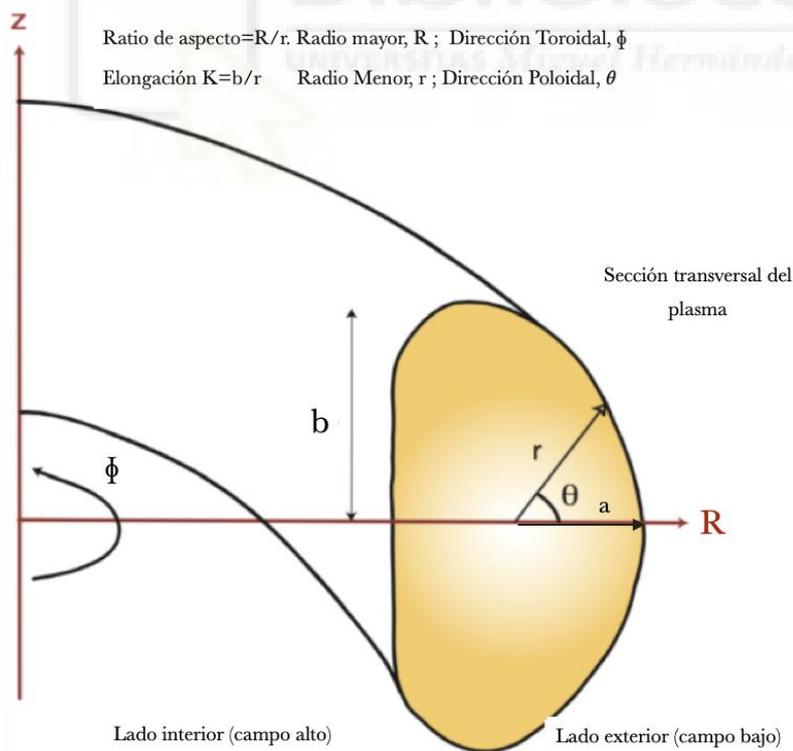


Imagen 20. Sección transversal de un plasma.
Fuente: Curso de ciencia y tecnología nuclear MIT. Tema 3.2.4

Los Tokamak's modernos y futuros tales como ITER o SPARC (creado por el MIT) poseen una sección transversal en forma de D tal y como se representa en la imagen 20. La forma concreta de esa D se consigue a partir de la superposición de los campos magnéticos producidos por las bobinas y las corrientes del plasma.

Las baterías de campo poloidal son las que controlan radial y verticalmente la posición y forma del plasma. Por este motivo, la disposición de los polos, aparte de determinar a qué distancia de las paredes se va a colocar el plasma, controla también la forma que este toma.

Como se observa en la figura 21, una disposición cuadrupolar en la que los polos positivos se sitúan en la dirección vertical y los negativos en la horizontal hará que el plasma se elongue a lo largo del eje horizontal. Escogiendo una disposición inversa, el plasma se elongará en el eje vertical. Una disposición hexapolar no está influenciada por la polaridad de sus imanes, sólo cambiaría el sentido de las líneas de campo, pero manteniendo su forma triangular.

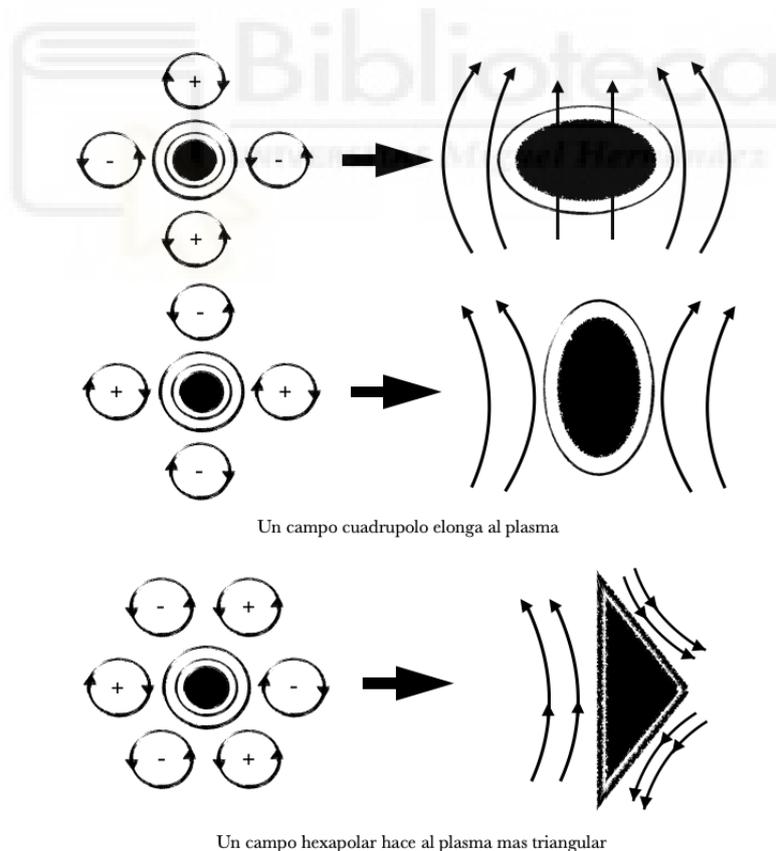


Imagen 21. Forma que toma el plasma en función de la disposición del campo poloidal.
Fuente: Elaboración propia a partir del curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

Las ventajas que posee un plasma verticalmente alargado como el que se suele emplear en los dispositivos actuales y futuros es el control de su forma mediante corrientes adicionales

con baterías debidamente colocadas, lo que rompe la disposición axisimétrica de la disposición de las bobinas.

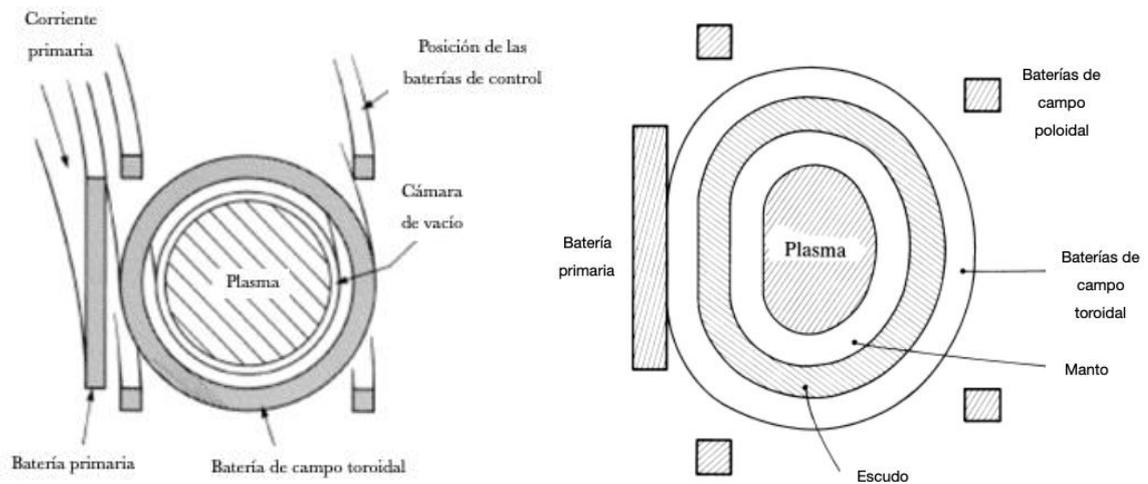


Imagen 22. Disposición de las baterías/imanen en Tokamak.
 Fuente: Libro "Tokamak's" de John Weeson.

En laboratorios y Tokamak's de carácter experimental (pequeñas dimensiones), las baterías pueden estar hechas de cobre, por ello las necesidades de refrigeración y las condiciones de servicio del Cu limitan su funcionamiento más allá de las pérdidas por efecto Joule que supone el uso de este tipo de bobinas (capítulo 3). Con la tecnología actual de superconducción se ha establecido un límite operacional de 12 Teslas en el campo magnético (en el núcleo de la bobina) e incluso 16T en ensayos donde se estiman el uso de conductores mejorados (HTS). Teniendo en cuenta que la intensidad del campo es inversamente proporcional al radio mayor R (Capítulo 3.1), el centro del plasma puede llegar a estar sometido a campos de entre 6T y 8T, aunque en los Tokamak's de grandes dimensiones este valor es un poco mas reducido.

En los experimentos actuales, el plasma que circula por el campo magnético toroidal es inducido por el cambio de flujo que se produce en el transformador.

Aunque se pueden dar otras configuraciones, en el transformador central se suelen usar núcleos de hierro, lo que reduce los requisitos en la fuente de alimentación, sumado a una reducción de los campos magnéticos parasitarios.

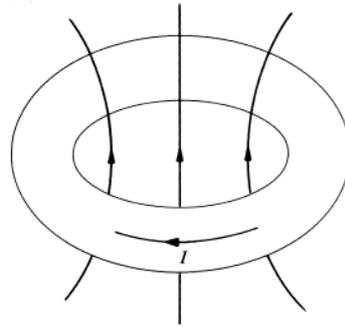


Imagen 23. Campo de inducción del toro.
Fuente libro "Tokamak's de John Weeson

Cambio de flujo: a través del cual el toro induce un campo eléctrico (toroidal) que impulsa la corriente del plasma en esta misma dirección. (imagen 22).

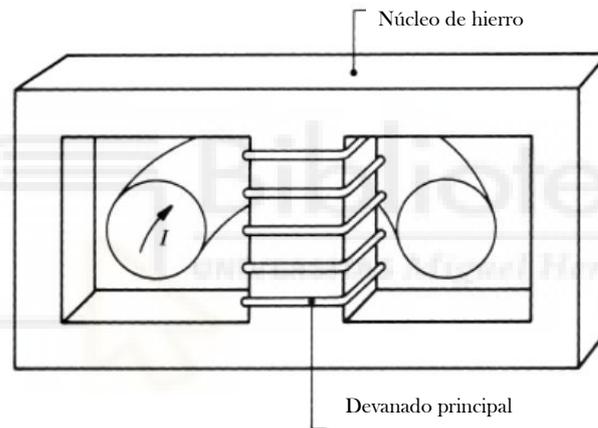


Imagen 24. Núcleo de un transformador.
Fuente: libro "Tokamak's de John Weeson

El cambio de flujo es producido por el **devanado principal** usado habitualmente en los núcleos de los transformadores.

4.1 FACTOR DE SEGURIDAD

La seguridad desde un punto de vista ecológico o desde el punto de vista del riesgo humano contiene los mismos criterios y procedimientos que una central de fisión nuclear. No obstante, en un reactor de tipo Tokamak, el parámetro llamado factor de seguridad no responde a criterios ecológicos o riesgo humano ya que no existen reacciones en cadena. En su lugar, este parámetro hace referencia a la seguridad de operación que impide que un dispositivo de alto coste sufra una avería de grandes consecuencias, fruto de una disrupción

del combustible, y se define como la relación entre el flujo del campo magnético toroidal y el del poloidal.

El factor de seguridad, representado por la letra “q” se calcula como el cociente del número de veces que el campo magnético fluye por la dirección toroidal entre el número de veces que circula por la dirección poloidal. Este cociente está **relacionado con la estabilidad superficial del plasma**. En otras palabras, este factor se expresa en términos del radio del plasma (r) y la proporción de este con el radio mayor del Tokamak R_0 , por los que circulan el campo magnético toroidal B_T y del campo poloidal B_P . De este modo obtenemos la expresión:

$$q = \frac{rB_T}{R_0B_P} \quad [13]$$

A altos valores de “q” se obtiene una mayor estabilidad; incluso cuando la sección del plasma no es circular se puede realizar una aproximación (calculándola como una circunferencia) tomando “q” en el borde del plasma ($r = a$) donde “q” es “q crítico” (q^*)

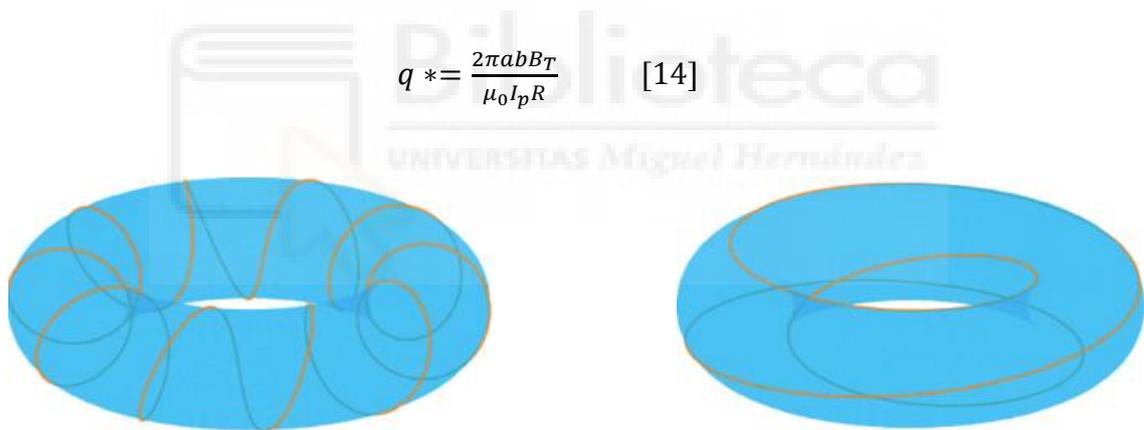


Imagen 25. Diferentes aspectos que toma los diferentes valores de q.
 Fuente: [Instituto de la física del plasma, Academia china de las ciencias.](#)

En la imagen anterior, las líneas naranjas representan líneas de campo. En la figura de la izquierda esas líneas de campo forman una envolvente que rodea el plasma en una sola vez al Tokamak toroidalmente y diez veces en la dirección poloidal, por lo que el factor de seguridad q toma un valor de 1/10.

$$q = 1/10.$$

En la figura de la derecha, las líneas de campo envuelven tres veces al Tokamak toroidalmente y una de manera poloidal, por lo que el factor de seguridad es 3/1.

$$q = 3/1.$$

Las líneas de campo B siguen una trayectoria helicoidal. Teniendo en cuenta el ángulo de inclinación de las líneas de campo se debe considerar la relación:

$$\frac{B_{\theta}(R, Z)}{B_{\phi}(R, Z)} \quad [15]$$

Dado que el campo magnético no varía a lo largo de R y r para los campos toroidal y poloidal respectivamente, podemos realizar una definición formal adicional del factor de seguridad como función de r .

$$q(r) = \frac{r B_{\theta}(R, Z)}{R_0 B_{\phi}(R, Z)} \quad [16]$$

Para valores de r en el borde del plasma a lo largo de la dirección de R , donde $r=a$ el factor de seguridad posee un valor aproximado a la inversa de la corriente.

$$q(r = a) \propto \frac{1}{I_p} \quad [17]$$

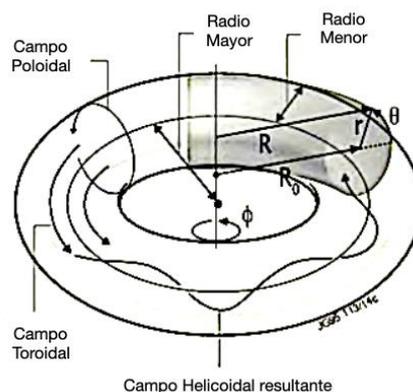


Imagen 26. Geometría del campo del Tokamak.

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

Las inestabilidades en el plasma se asocian generalmente con valores racionales del factor de seguridad. La forma de expresar este factor q en un modo sencillo se basa en el cociente del número de vueltas que la componente del campo magnético toroidal entre el número

de vueltas que realiza el poloidal. Expresión del factor q {modo toroidal y poloidal (m/n)
(1;1), (2;1); (3;2)}

4.2 EL MANTO

Rodeando la cámara del reactor se encuentra el manto, cuya estructura simplificada se muestra a continuación:

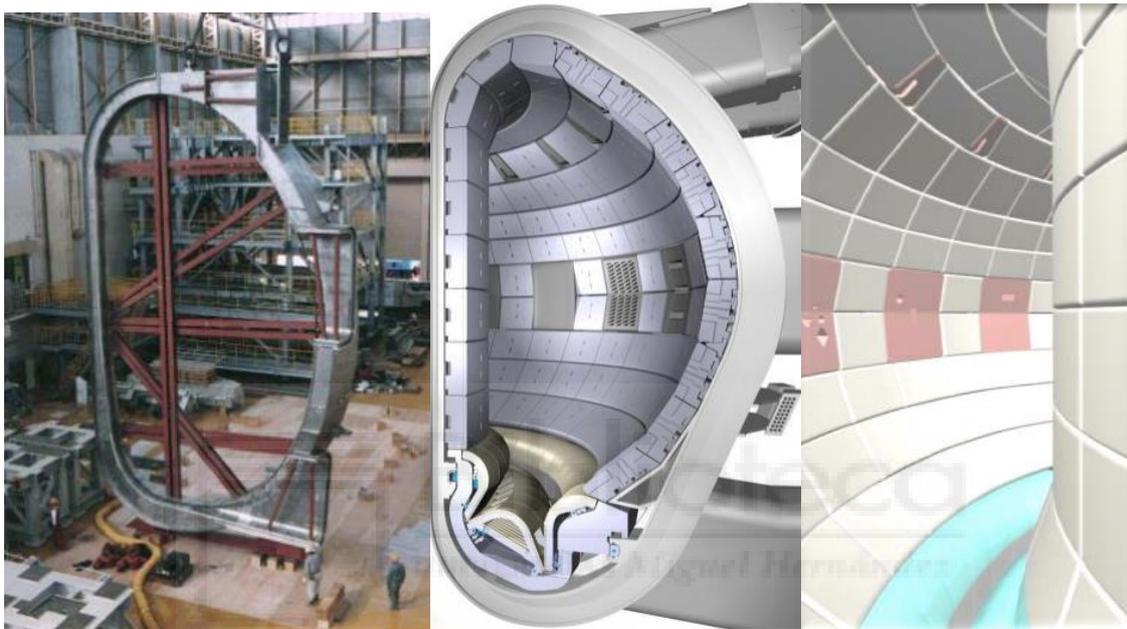


Imagen 27. Sección transversal de un Tokamak en la que se puede observar el manto.
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

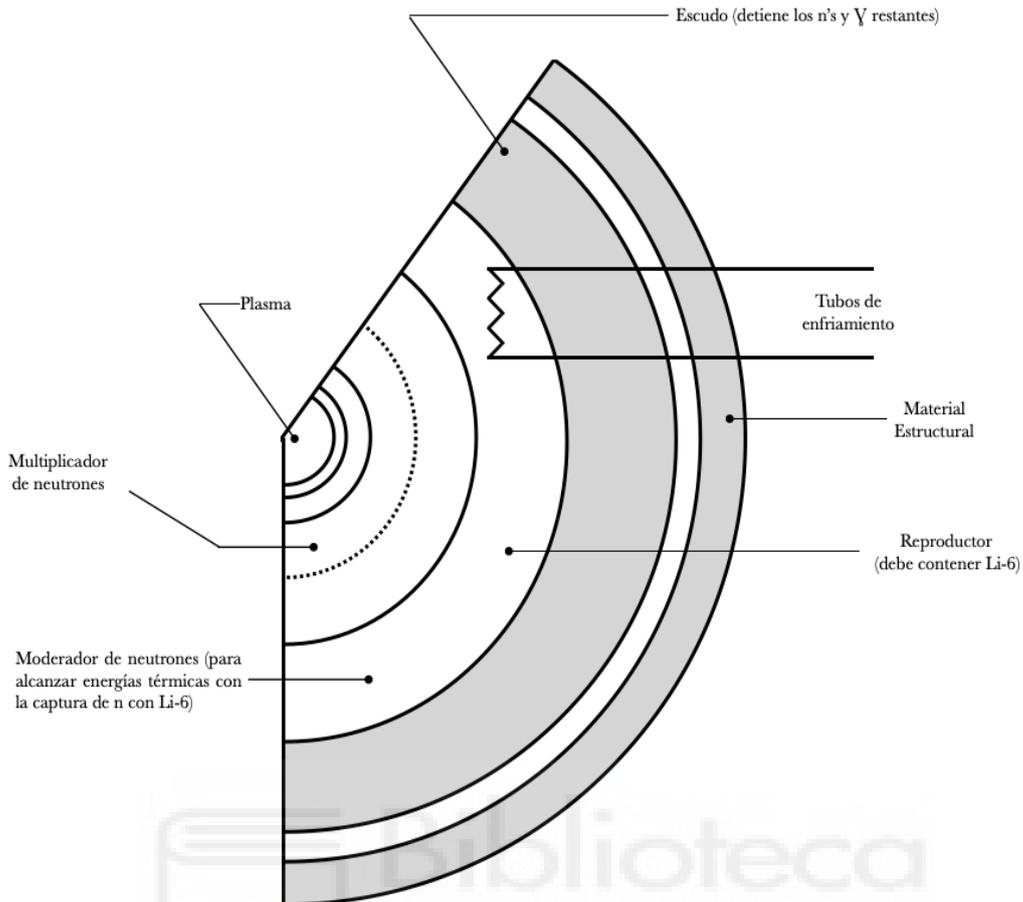


Imagen 28. Sección transversal para la exposición de las capas del manto.
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

El manto cumple tres funciones:

- La primera es la absorción de la energía cinética de los neutrones, transformándola en calor que se evacua mediante agua que circula por su interior a 40 Bar de presión, que se comporta como refrigerante.
- La segunda es de nuevo la absorción de neutrones, pero desde el punto de vista de la protección en primera instancia de las bobinas y el resto de componentes del reactor. El agua se comporta como agente moderador

El manto es una capa sólida pero dos de sus funciones se desempeñan a través del agua que circula por sus microperforaciones.

- La tercera función del manto es la generación de tritio (capítulo 2.3 confinamiento del plasma). Para ello, los neutrones impactan en las cápsulas de Litio (Li_2O) que se alojan en el mismo. El tritio se reproduce en cada reacción neutrón-litio (capítulo 2.5.1), pero

no se ha diseñado aún un manto lo suficientemente eficaz como para que todos los neutrones experimenten dicha reacción. En su lugar es necesario emplear un sistema multiplicador de neutrones de berilio o plomo.

El flujo de neutrones decae con el grosor del manto, con un grosor comprendido entre 0,6m~1m para la absorción de neutrones.

El flujo de neutrones y su energía traspasa la pared exterior del manto, por tanto, debe reducirse en un factor de $10^6 \sim 10^7$ veces antes de que alcancen las baterías superconductoras con el fin de evitar daños por calor y radiación en las mismas. Esta protección se lleva cabo mediante un escudo (de un metro de grosor aproximadamente) fabricado con elementos de alto peso atómico (Z) como puede ser el acero, colocado entre el manto y las baterías.

En Tokamak's experimentales y en futuros reactores, el contacto entre el plasma y la primera pared se evita mediante materiales limitadores o configuraciones magnéticas específicas llamadas divertores (capítulo 6.3) que mediante las líneas de campo dirigen al combustible usado e impurezas hacia un plato de descarga.

Idealmente la corriente toroidal debería ser continua en el tiempo. Sin embargo, el hecho de que el campo sea inducido por el incremento del flujo magnético conectado al toro, hace que el funcionamiento sólo pueda mantenerse por un periodo determinado de tiempo. Por este motivo las acciones transformadoras obligan a que el Tokamak sea un dispositivo pulsado, al menos hasta que se demuestre factible una vía de inducción de la corriente por otros medios distintos al campo eléctrico.

El accionamiento de este dispositivo está sometido a la propia generación de la corriente necesaria para el arranque por parte del plasma. Desgraciadamente durante el arranque, el plasma no es capaz de proporcionar energía necesaria por lo que el remanente necesario vendrá dado por la inyección exterior de ondas electromagnéticas o rayos de partículas neutras (capítulo 7 calentamiento del plasma).

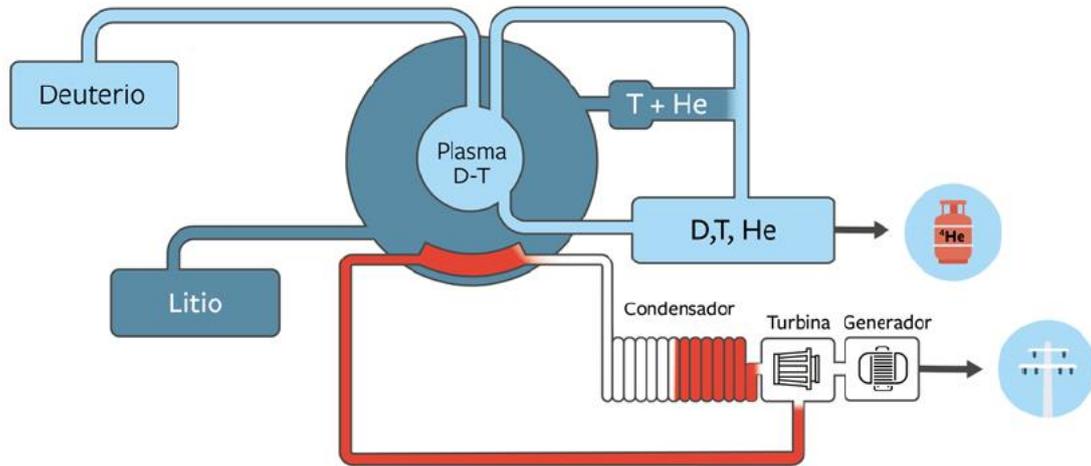


Imagen 29. Esquema básico de una planta de generación de energía nuclear.
Fuente: Libro "Curso básico de fusión nuclear" de JJNN

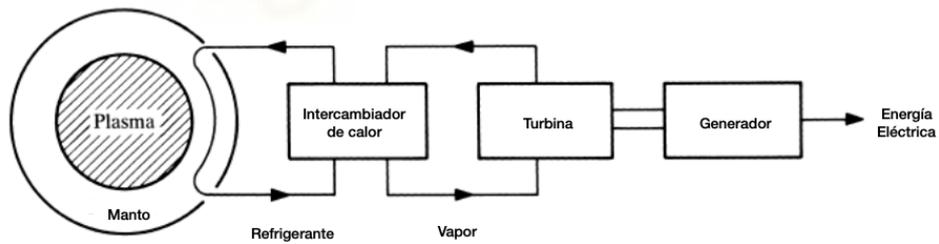


Imagen 30. Esquema de principio de conversión de energía de fusión a energía eléctrica.
Fuente: libro "Tokamak's de John Weeson

4.3 DISEÑO SIMPLIFICADO DE UN REACTOR DE FUSIÓN MAGNÉTICA

El reactor a diseñar ha de operar entre el punto de equilibrio y la ignición con la finalidad de minimizar los costes del reactor y los requisitos de desarrollo del tiempo de confinamiento(τ) y de la beta del plasma(β) (Capítulo plasma).

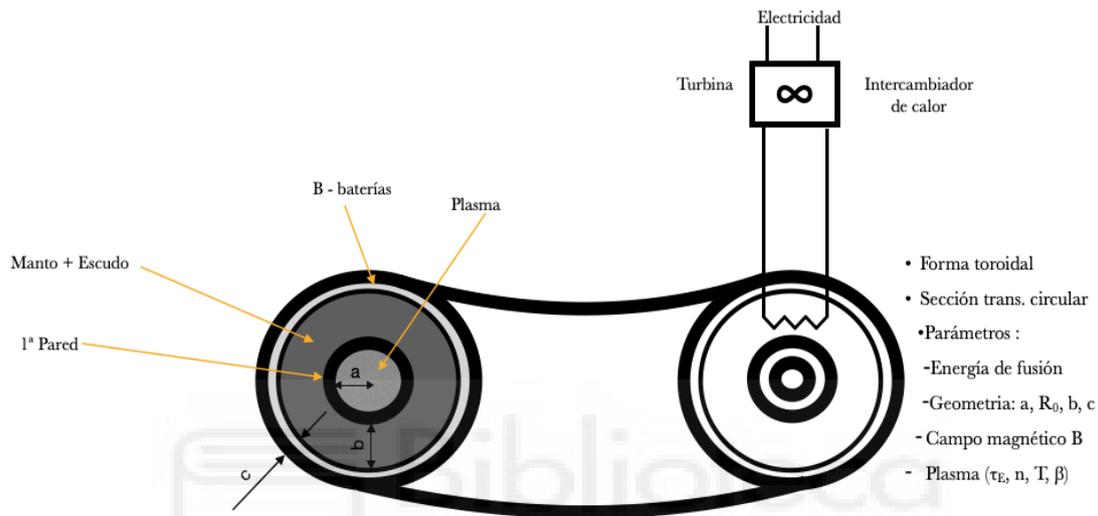


Imagen 31. Geometría simplificada de un reactor de fusión nuclear por confinamiento magnético.
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 3

Para ello se busca la geometría óptima del reactor, su tamaño y el valor de campo B, así como una combinación adecuada de n, T y τ_E .

$$(1 < Q < \infty), n\tau_E \sim 1\text{-}6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s y } T \geq 10 \text{ KeV}$$

Restricciones de diseño de un reactor de fusión:

Teniendo en cuenta una serie de restricciones que el reactor debe cumplir, y que son de tipo tanto ingenieril como físico

- Las restricciones de carácter ingenieril vienen dadas por la potencia eléctrica del sistema, la carga energética que es capaz de absorber la pared y la capacidad de los imanes superconductores. Estas restricciones poseen los siguientes valores estimados

- Potencia eléctrica $P_E \sim 1\text{GW}$
- Carga de pared $L_w \leq \sim 4,5 \text{ MW/m}^2$ (pérdidas del plasma y neutrones)

- Imanes superconductores que permanezca bajo la curva J, B y T en la práctica. Max en una batería ~ 13T
- Las restricciones físicas son aquellas que nos indican los modelos y principios teóricos. Estas restricciones son las que imponen los límites de la sección transversal de la reacción D-T y la disponibilidad limitada del tritio.
 - Valores de $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ dentro del rango de T ~ 15 KeV
 - Manto + escudo: multiplicación y ralentización de neutrones respectivamente. La sección transversal a partir de ${}^6\text{Li}$ es mucho mayor a bajas temperaturas (y mayor que ${}^7\text{Li}$). Generación de tritio con neutrones lentos y blindaje de las baterías frente a los neutrones.

Como ya hemos comentado anteriormente, la forma de “D” que toma la sección transversal es fruto de la disposición de las bobinas poloidales. Por este motivo, y dado que el trabajo no se centra en la disposición de las bobinas de campo poloidal, el diseño de nuestro reactor se centra en una disposición circular, que es en definitiva la forma más sencilla que puede adoptar un Tokamak (Tokamak esférico).

4.3.1 GROSOR DEL MANTO/ESCUDO; B

El grosor del manto y escudo, vendrá definido por la inversa del producto de la densidad del elemento y su sección transversal. De este modo se ha de definir cada una de las capas necesarias para cada proceso que se da en el manto: Desde la generación de tritio necesario para poder autoabastecernos de combustible λ_{br} , hasta el tratamiento de los neutrones desde dos ópticas, la del aprovechamiento de su energía como la de la ralentización para que no traspasen la cámara y lleguen a las bobinas λ_{mult} y λ_{sd} .

Grosor necesario para cada proceso

$$\frac{1}{n_{elemento}\sigma_{br}} \quad [17]$$

con σ como la sección transversal y n como la densidad.

Proceso de generación de tritio con neutrones ralentizados:

$$\lambda_{br} = \frac{1}{n_{elemento}\sigma_{br}} \quad [18]$$

Capa destinada a la etapa del multiplicador de neutrones:

$$\lambda_{mult} = \frac{1}{n_{elemento}\sigma_{mult}} \quad [19]$$

Pese a tener en cuenta que existe una capa destinada a la ralentización de los neutrones con la finalidad de reducir su energía cinética y evitar que lleguen a las bobinas produciendo su deterioro, existe la posibilidad de que estos aún contengan la suficiente energía como para que puedan atravesar las capas diseñadas y provocar daños estructurales en las bobinas y en el resto de elementos del reactor. Por este motivo, debemos diseñar una **capa adicional**, compuesta por un grosor considerable de acero que elimine toda posibilidad de impacto de los neutrones con las bobinas. Esta capa tiene como misión la protección de las baterías definida a través del siguiente planteamiento:

Protección de las baterías superconductoras frente a los neutrones:

(baterías + material estructural)

$$I \propto I_0^{-x/\lambda_{tot}} \quad [20]$$

Aplicamos la reducción recomendada por los laboratorios experimentales (factor 100)

$$\frac{I}{I_0} \propto 0,001 \rightarrow x_{escudo} \approx \ln(100)\lambda_{sd} \quad [21]$$

Ralentización de neutrones:

$$\lambda_{sd} = \frac{1}{n_{elemento}\sigma_{sd}} \quad [22]$$

Finalmente, y aunando todos estos espesores, se puede definir el grosor del manto bajo la variable “b” como el sumatorio de todos los procesos anteriores:

$$\text{Grosor total; } b = \lambda_{mult} + \lambda_{sd} + \lambda_{br} + x_{escudo} \quad [23]$$

A continuación, se explicará el desarrollo de los valores “a” y “c” de la sección transversal de nuestro dispositivo de fusión.

4.3.2 GROSOR DEL IMÁN TOROIDAL; C

El grosor del imán debe ser mínimo para no sobrecargar el peso y el coste de un equipo que ya es desafiante, al tiempo que ha de ser compatible con la máxima tensión permitida de las fuerzas $J \times B$ en su estructura. El cálculo empleado (considerando la tensión de tracción) es:

$$c = \frac{2\alpha}{J-\alpha}(a+b); \text{ con } c = \frac{B_{bateria}^2}{4\mu_0\sigma_{max}} \quad [23]$$

Sabiendo que el valor máximo admisible a día de hoy es $B=13T$, se impone que que $B_{bateria}$ (componente principal, toroidal) tome este valor para el que resulta $\sigma_{max} \sim 300MPa$. De esa forma resulta:

$$c \approx 0,22(a+b) \quad [24]$$

4.3.3 ESPESOR DEL PLASMA; A

La última sección del reactor de fusión simplificado es la cavidad donde se alojará el plasma. Para obtener este valor se debe anticipar la fórmula de la minimización de los costes eléctricos. Con este planteamiento se busca obtener el mayor rendimiento eléctrico optimizando el volumen que se obtendrá del plasma.

$$\frac{Volumen}{P_E} = \frac{0,8}{aLw,max} [(a+b+c)^2 - a^2] = \frac{0,8}{aLw,max} (a^2 + 6ab + 3b^2) = \frac{0,4}{aLw,max} (a + 6a + \frac{3b^2}{a}) \quad [25]$$

De este desarrollo obtenemos la función $f(a)$ a partir de la cual se puede hallar su valor definiendo $f(a)$

$$f(a) = (a + 6b + \frac{3b^2}{a}) \quad [26]$$

y se calcula su óptimo. Óptimo de a:

$$f(a) \rightarrow \frac{df}{da} = 0 \rightarrow 1 - \frac{3b^2}{a^2} = 0 \rightarrow a = \sqrt{3b} \quad [27]$$

4.3.4 MINIMIZACIÓN DE LOS COSTES DE ELECTRICIDAD

El coste de la electricidad supone costes capitales para el reactor por lo que su minimización implica una mayor complejidad de los sistemas eléctricos.

Para las siguientes fórmulas se ha de tener en cuenta el volumen del reactor

Volumen del plasma:

$$\frac{\text{Volumen}}{P_E} = \frac{2\pi R_0 [a+b+c]^2 - a^2}{P_E} \quad [28]$$

Potencia Eléctrica:

$$P_E = \frac{1}{4} n_T (E_\alpha + E_n + E_{Li}) n^2 < \sigma v > 2\pi^2 R_0 a^2 \quad [29]$$

Restricción de la carga de la pared $L_{w,max}$:

$$L_{w,max} \text{Superficie}_{plasma} = P_n \quad [30]$$

P_n ; (potencia de los neutrones):

$$P_n = \frac{P_E}{\eta_T} \frac{E_n}{E_\alpha + E_n + E_{Li}} \quad [31]$$

$$L_{w,max} = 2\pi a 2\pi R_0 = \frac{P_E}{\eta_T} \frac{E_n}{E_\alpha + E_n + E_{Li}} \quad [32]$$

De aquí se obtiene R_0 despejando:

$$R_0 = \frac{P_E}{\eta_T} \frac{E_n}{E_\alpha + E_n + E_{Li}} \frac{1}{4\pi^2 a L_{w,max}} \approx 0,04 \frac{P_E}{a L_{w,max}} \quad [33]$$

Tomando una eficiencia total (η) del 40%. Volviendo a la ecuación Volumen/ P_E de la minimización de costes:

$$\frac{\text{Volumen}}{P_E} = \frac{2\pi^2}{P_E} [(a+b+c)^2 - a^2] 0,004 \frac{P_E}{a L_{w,max}} = 0,8 \frac{[(a+b+c)^2 - a^2]}{a L_{w,max}}$$

$$R_0 0,04 \frac{P_E}{a L_{w,max}} \quad [34]$$

Este resultado final es el necesario para minimizar los costes eléctricos. Nótese que el valor clave para minimizar los costes reside en $L_{w,max}$ (carga máxima que debe soportar la pared).

4.3.5 GEOMETRÍA DEL REACTOR RESULTANTE

Tomando el valor del radio mayor marcado por la restricción de la carga de pared:

$$B_0 = B_{R=R_0} = B_{max} \frac{R_0 - a - b}{R_0} \quad [35]$$

$$Superficie_{plasma} = 4\pi^2 R_0 a \quad [36]$$

$$Volumen_{plasma} = 2\pi R_0 \pi a^2 = 2\pi^2 R_0 a^2 \quad [37]$$

Por último, para hallar la beta del plasma se necesita el valor del campo en el centro del plasma, el cual posee una magnitud inversamente proporcional a R.

$$\beta \propto \frac{1}{R} \quad [38]$$

Una vez obtenido este valor se obtiene la beta del plasma mediante la expresión:

$$\beta = \frac{nT}{\left(\frac{B_0^2}{2\mu_0}\right)} \quad [39]$$

A continuación, se recopilan cada uno de los valores necesarios para diseñar la sección transversal del plasma:

$$a = \sqrt{3b} \quad [40].$$

(espesor del plasma).

$$b \propto \lambda_{mult} \lambda_{sd} \lambda_{br} x_{escudo} \quad [41]$$

(espesor del manto)

$$c \approx 0,22(a + b) \quad [42]$$

(Sujeto al valor máximo del campo magnético de los imanes)

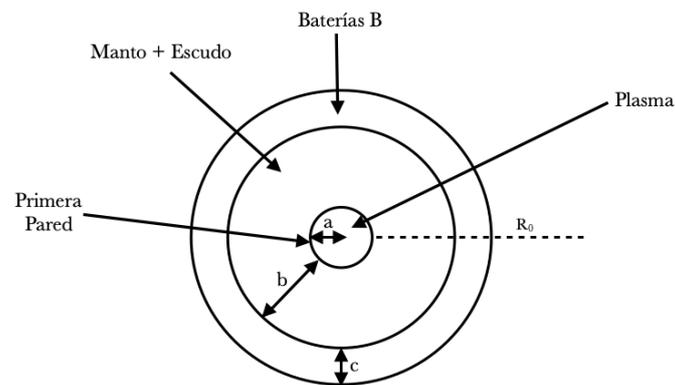


Imagen 31. Sección transversal simplificada de un Tokamak esférico
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3



CAPÍTULO 5. ESTUDIO ENERGÉTICO

En el capítulo anterior se establecieron los parámetros que dan forma a un reactor de fusión Tokamak. En este capítulo se abordan los parámetros de funcionamiento en el interior del mismo. Para ello, es preciso realizar un análisis del balance de fuerzas que operan en el reactor, y un balance energético que determinará a partir de qué momento el sistema produce energía neta.

5.1 BALANCE DE FUERZAS (en reactores de fusión).

En el balance de fuerzas se busca en todo momento el equilibrio entre el campo magnético y la presión que ejerce el plasma. Al igual que un gas neutro, un gas ionizado tiende a ocupar todo el volumen del recipiente donde está contenido, pero con mucha mayor fuerza, por lo que para su contención es preciso un gran campo magnético confinador. Para realizar este balance se considera que las partículas del plasma están completamente confinadas en el campo helicoidal y que el plasma se halle en una configuración estable y sin turbulencias, o lo que es lo mismo, en estado estacionario.

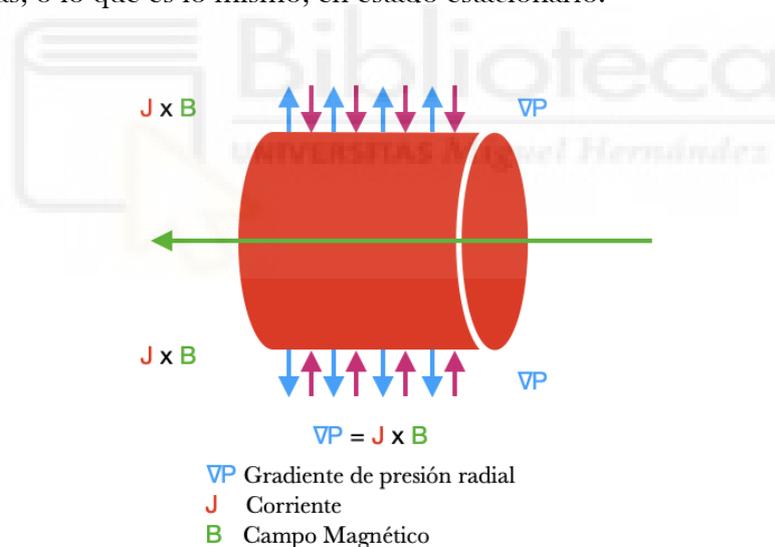


Imagen 32. Balance de fuerzas $J \times B$ con la presión exterior del gradiente de presión
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 3

En la Imagen 32 se observa cómo la corriente J perpendicular al campo magnético B genera una fuerza $J \times B$ capaz de contener el gradiente de presión generado por el plasma, y por tanto confinarlo.

$$\nabla P = J \times B \quad [43]$$

donde:

∇P es el gradiente de presión provocado por el plasma.

J es la corriente.

B es el campo magnético.

A su vez, la presión (o gradiente de presión) generada por el plasma es igual a la densidad por la temperatura $P = nT$.

Hay que tener en cuenta que en el centro de un plasma confinado, el número de partículas es mayor que en el borde, por lo que la temperatura será mayor en dicho centro, y en consecuencia con lo anteriormente expuesto, su presión también será mayor. La ecuación anterior puede desarrollarse mediante el **modelo magnetohidrodinámico (MHD)**, el cual expresa el balance de fuerzas entre la fuerza magnética y la presión del plasma de una forma mucho más exhaustiva:

$$\nabla P = J \times B = \nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (BV)B \quad [44]$$

Donde a los parámetros anteriormente expuestos debemos añadir:

μ_0 ; Permeabilidad magnética del plasma.

V ; Velocidad relativa

A partir de esta expresión del balance de fuerzas se extrae la beta del plasma.

5.1.2 BETA DEL PLASMA β . (O beta plasmática)

La beta del plasma se define como el cociente entre la presión ejercida por el plasma, y la presión magnética:

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad [45]$$

Este parámetro determina la fuerza que han de generar las líneas de campo helicoidal para mantener al plasma en estado estacionario. En principio, este parámetro debe tener el valor más alto posible, ya que el cuadrado de la presión, que aparece en el numerador de la expresión de β , es directamente proporcional a la potencia de fusión, ($P_{fusión} = 8 \cdot n^2 \cdot T^2 \cdot V \approx P^2 \cdot V$ (en unidades de kW)) y por tanto a la energía que el reactor será capaz de suministrar. Ahora bien, una presión alta implica también un campo magnético muy intenso, capaz de mantener el confinamiento del plasma, con el consiguiente coste

económico. Por lo tanto, β debe suponer una solución de compromiso entre la potencia de fusión deseada y la inversión en el campo magnético necesario para conseguirla. Teniendo en cuenta todo lo anterior, se escoge como β_{max} del plasma un valor que se conoce como β normalizada β_N , relacionada con la estabilidad del plasma, de forma que mientras dicho valor se mantenga por debajo del valor límite fijado por el criterio de Lawson, el plasma no excede su límite de estabilidad.

$$\beta_N = \frac{\beta}{(I_p / a \cdot B_T)}; \beta_{max} = \frac{\beta_{N, \text{límite}} \cdot I_p}{a \cdot B_T} \quad [46]$$

De forma empírica gracias a los resultados obtenidos en los laboratorios se ha estimado que los mejores rendimientos de los dispositivos se dan para $\beta_{N, \text{límite}} \sim 2,86$. Cuando beta se expresa en %.

5.2 BALANCE ENERGÉTICO.

Para poder extraer energía eléctrica de un reactor de fusión el plasma debe ser autosostenible y trabajar en régimen estacionario. Para conseguirlo es preciso un balance energético que tenga en cuenta cuestiones como la densidad energética, las pérdidas que sufre el sistema, y la eficiencia, factores todos ellos que influyen sobre el proceso de ignición que hace del reactor un sistema autosostenido.

5.2.1 DENSIDAD ENERGÉTICA

La densidad energética en fusión se define como una función de la velocidad relativa de los núcleos de D-T:

$$R_{DT}(v) = \Delta E_f = n_D n_T \sigma_{DT}(v) v \Delta E_f \quad [47]$$

$R_{DT}(v)$: Densidad Energética de un núcleo de D-T

$n_D n_T \sigma_{DT}(v)$: Reacciones/segundo/unidad de volumen.

ΔE_f : Energía producida por una reacción D-T.

v: velocidad relativa

Esta expresión proporciona la densidad energética por cada reacción y por unidad de volumen de cada núcleo D-T (deuterio-tritio). Ahora bien, dado que el plasma es un conjunto de partículas, y teniendo en cuenta que:

$$n_D = n_T = \frac{n_e}{2} \quad [48]$$

la densidad energética de fusión de todo el plasma se integra sobre las distribuciones de velocidad del deuterio y el tritio, lo que permite establecer una definición formal de la densidad energética:

$$R_{DT}(v) = \Delta E_f = n_D n_T \sigma_{DT}(v) v \Delta E_f = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma_v \rangle_{DT} \Delta E_f \quad [49]$$

Esta ecuación, nos ayuda a obtener el volumen necesario de plasma, despreciando las impurezas y la densidad de las partículas alfa y definiendo la potencia que nosotros deseemos:

$$\text{Volumen} = \frac{\text{Potencia}_{\text{salida}}}{\text{Densidad}_{\text{energética}}} = \frac{P_f}{R_{DT}(v)} \quad [50]$$

5.2.2 PÉRDIDAS ENERGÉTICAS

Fundamentalmente, el sistema experimenta pérdidas de dos tipos: pérdidas radiantes y pérdidas directas (convección/conducción).

El principal tipo de pérdida radiante es el que se conoce como Bremsstrahlung: Son pérdidas generadas a causa de la aceleración de los electrones en el campo eléctrico generado por los iones. Para temperaturas termonucleares, Bremsstrahlung (Pb) se sitúa en el rango de los rayos-X, para el cual el plasma y su contenedor son en su mayoría transparentes

$$\frac{P_b}{\text{Volumen}} = A \cdot n^2 \cdot Z_{ef} \cdot T_e^{\frac{1}{2}} \quad [51]$$

Donde:

$$Z_{ef} = \frac{\sum n_j \cdot Z_j^2}{n}$$

Z_j , atómico

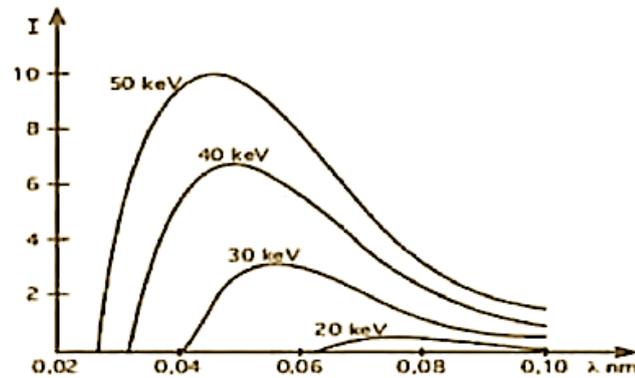
n_j ; densidad de uno de los elementos que componen el plasma.

n ; densidad total de todos los elementos que componen el plasma.

$$A = 5 \cdot 10^{-37} W/m^3.$$

T_e : Temperatura de los electrones en KeV.

P_b ; pérdidas por Bremsstrahlung



Gráfica 8. Rango de radiación de Bremsstrahlung en función de T.
 Fuente: curso física del plasma y aplicación para la energía de fusión

Pérdidas directas (P_d): En estas pérdidas están agrupadas las conductivas y convectivas en las que la energía se pierde por medios materiales a través del movimiento de un fluido. Quedan descritas por un único parámetro: el de tiempo de confinamiento energético τ_E , que es el tiempo característico por encima del cual la energía es transportada hacia el exterior del plasma. Asumiendo la equiparación de las energías del ión y del electrón (las cuales tienen $(3/2)T$ cada una, definimos:

$$\frac{P_d}{Volumen} = \frac{Energía}{\tau_E} = \frac{3nT}{\tau_E} \quad [52]$$

Por lo tanto, esas pérdidas de energía requieren un aporte de energía que las compense, pues de otro modo el plasma irá perdiendo temperatura hasta que las reacciones nucleares decaigan. Esa energía se suministra inicialmente mediante microondas, en lo que se conoce como potencia de entrada (P_m). A medida que las reacciones nucleares van generando partículas alfa, éstas van aportando parte de su energía (P_α) para compensar también las pérdidas, de manera que a partir de cierto instante, el sistema alcanza el régimen estacionario, y ya no requiere aporte energético externo sino que él mismo compensa las pérdidas.

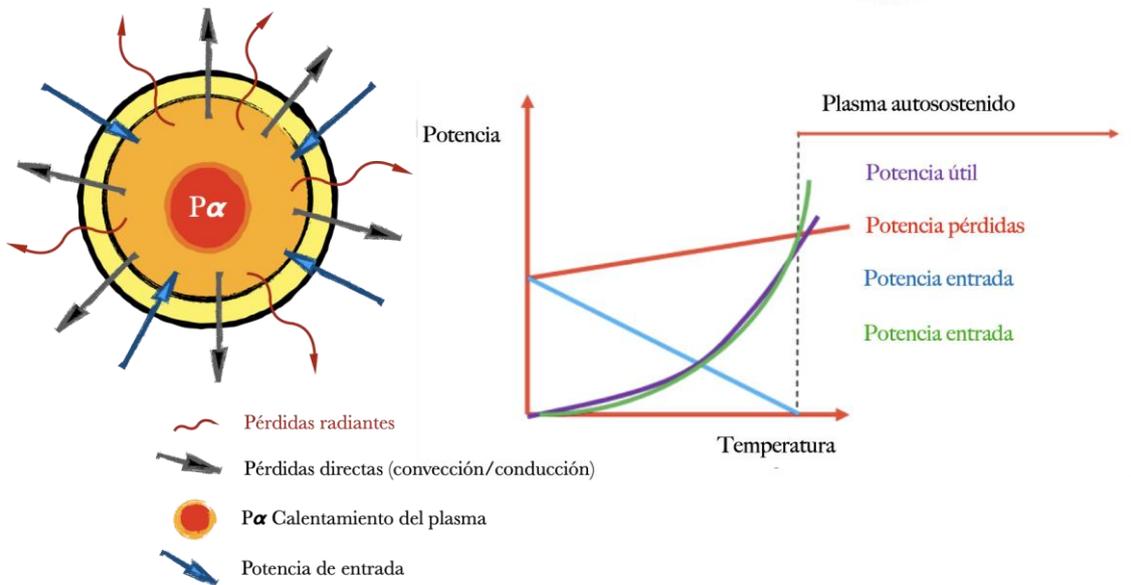


Imagen 33. Balance de energías en un reactor de fusión.
Fuente: curso física del plasma y aplicación para la energía de fusión. Tema 3

Por lo tanto, en todo momento debe cumplirse la siguiente ecuación, en la que, como se ve en la imagen anterior el peso relativo de P_m y P_{α} va cambiando a lo largo del calentamiento del sistema.

Calentamiento del sistema = Pérdidas

$$P_{in} + P_{\alpha} = P_{Pérdidas} \quad [53]$$

5.2.3. EFICIENCIA DE FUSIÓN; Q

En el punto anterior se ha representado el balance energético del Tokamak en función de la energía necesaria para compensar las pérdidas y la suministrada por el sistema, denominada potencia energética de fusión, potencia de salida, o potencia útil. El cociente entre ambas recibe el nombre de rendimiento o eficiencia, y se representa con la letra Q.

$$Q = \frac{\text{Potencia salida}}{\text{Potencia entrada}} = \frac{P_{sal}}{P_{in}} \quad [54]$$

Este valor siempre ha de ser mayor que uno para que el reactor tenga viabilidad económica, es decir, que la potencia generada sea mayor a la introducida para poner en funcionamiento el sistema.

El punto de equilibrio ($Q = 1$) describe el momento a partir del cual el plasma genera la energía necesaria para automantenerse a sí mismo a la temperatura de fusión (a través de

la energía de las partículas alfa de los productos). A partir de ese punto de equilibrio, se deja de introducir calor de forma externa al sistema.

Esa eficiencia general puede expresarse de diferentes maneras, en función del aspecto práctico que se esté considerando. Así, dado que la potencia energética de fusión debe transformarse en electricidad, es posible definir una eficiencia eléctrica, cuya expresión se muestra a continuación:

$$Q_E = \frac{\text{Potencia eléctrica-neta-salida}}{\text{Potencia eléctrica-neta-entrada}} = \frac{P_{Sal}^E - P_{In}^E}{P_{In}^E} \quad [55]$$

Donde:

$$P_{In}^E = \frac{P_{in}}{\eta_e}; \text{ (donde el superíndice E indica potencia eléctrica)}$$

η_e : eficiencia de conversión eléctrica al calentamiento del plasma.

La energía térmica de fusión es convertida en electricidad con la eficiencia η_T .

$$\eta_T \rightarrow P_{sal(E)} = \eta_T(P_f P_{in})$$

$$Q_E = \eta_T \frac{P_f + P_{in} - \frac{P_{in}}{\eta_e}}{\frac{P_{in}}{\eta_e}} = \eta_T \eta_e \frac{P_f + P_{in} - P_{in}}{P_{in}} = \eta \frac{P_f + P_{in} - P_{in}}{P_{in}}$$

$$Q_E = \eta Q(1\eta) \quad [56]$$

Donde

Q_E : Eficiencia eléctrica

η_T : Rendimiento total

EFICIENCIA DE FUSIÓN INGENIERIL Q_{eng} :

La eficiencia general descrita anteriormente también puede expresarse como una eficiencia de fusión ingenieril, que tiene en cuenta la eficiencia de conversión de energía de los métodos adecuados para calentar el plasma y extraer el calor generado por los neutrones. Es decir, que tiene en cuenta la eficiencia de los elementos auxiliares de alimentación y extracción de energía de la futura central nuclear de fusión, La expresión más aceptada actualmente para la eficiencia ingenieril es la mostrada a continuación:

$$Q_{eng} = \frac{\text{Potencia}_{\text{salida}}^{\text{Eléctrica (neta)}}}{\text{Potencia}_{\text{entrada}}} \quad [57]$$

Dado que aún no se ha conectado ningún reactor a la red de distribución eléctrica, esta versión de la eficiencia de fusión resulta un tanto abstracta. Aun así, en base a los ensayos y simulaciones más recientes la expresión de la eficiencia ingenieril queda como sigue:

$$Q_{eng} = 4 \cdot (Q + 0,72) \quad [58]$$

Sea como sea, el valor de Q determina el momento a partir del cual un reactor genera energía neta. En el momento y tecnología actual, el mejor valor de Q obtenido es de 0,62, obtenido en el dispositivo JET (Join European Torus) situado en Oxford.

Como se ha mencionado anteriormente, cuando Q alcanza el valor 1, el sistema está en equilibrio energético, y el plasma se convierte en autosostenido. Para valores superiores al punto de equilibrio ($Q > 1$), se alcanza la ignición, durante la cual la energía generada por el sistema supera a la mínima necesaria para mantener al plasma caliente. Es a partir de ese instante, cuando la máquina comenzará a tener un rendimiento energético viable. Por lo tanto, los diseños actuales buscan una eficiencia $Q \gg 1$ para cualquier tipo de reacción de fusión con fines de generación eléctrica.

5.2.4 IGNICIÓN

“MÁS ALLÁ DEL PUNTO DE EQUILIBRIO”

La ignición, momento a partir del cual el sistema genera más energía de la consume ($Q > 1$), es el punto a partir del cual el calentamiento del plasma se debe a las partículas alfa generadas en los productos de la fusión y no a fuentes externas.

En los reactores el punto de equilibrio (aquel en el que la energía de entrada es justo la que necesita el sistema para autosotenerse) se ha de sobrepasar de manera clara para suplir la energía que se pierde, ya que factor de conversión de energía de fusión a energía eléctrica es menor del 100%

$$Q = \frac{P_{in}}{P_f} \rightarrow \infty; \text{ cuando } Q = P_{in} \rightarrow \infty;$$

$$P_{in(\text{externa})} = 0 \rightarrow P_{\alpha} \geq P_{p\acute{e}rdidas} \approx P_d$$

Despejando con las definiciones hasta ahora vistas obtenemos:

$$\frac{1}{4}n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} \Delta E_\alpha \geq \frac{3nT}{\tau_E} \quad [59]$$

$$n\tau_{E(\text{ignición})} \geq \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle_{DT} \Delta E_\alpha} = \frac{6}{f(T)} = 6n\tau_{E(\text{punto de equilibrio})} \quad [60]$$

Balance entre el punto de equilibrio y la ignición:

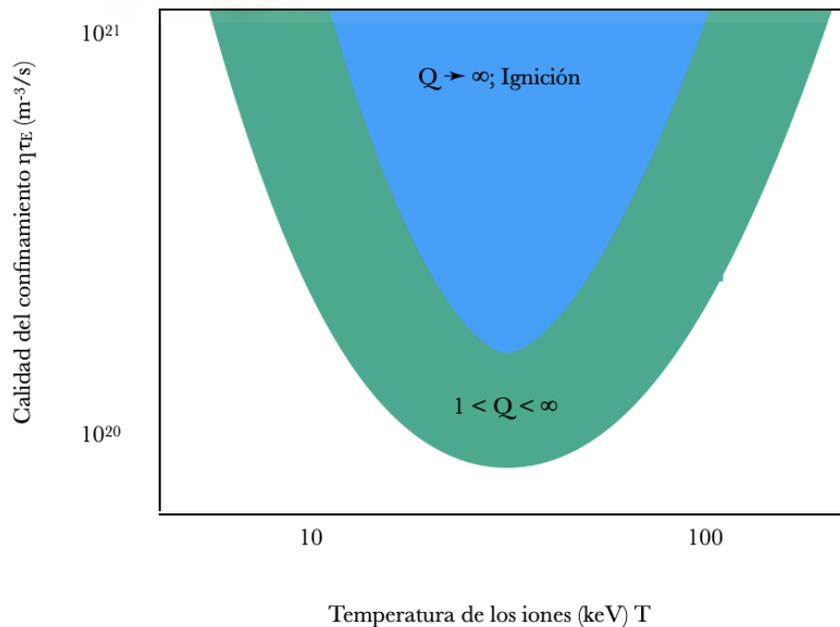
Un reactor trabaja una vez superado el punto de equilibrio, por lo que durante la ignición

$$1 < Q < \infty.$$

La fracción del calentamiento debido a las partículas alfa (f_α) se expresa como el cociente entre la potencia que estas partículas son capaces de aportar y la potencia de calentamiento que requiere el sistema:

$$f_\alpha = \frac{P_\alpha}{P_{\text{calentamiento}}} = \frac{P_\alpha}{P_\alpha + P_{in}} \approx \frac{Q}{Q + 5} \quad [61]$$

El régimen de calentamiento del plasma se alcanza cuando $f_\alpha > 50\%$; $Q \geq 5$.



Gráfica 9. Balance de energía entre el punto de equilibrio y la ignición.

Fuente: Elaboración propia a partir del curso de física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4.

5.4 LÍMITES OPERACIONALES.

En los puntos anteriores se han determinado los balances de fuerza y energía que rigen en el interior de un reactor Tokamak. Se ha demostrado que para ser útil, éste debe trabajar en la zona de ignición. Ahora bien, como cualquier tecnología, el reactor debe trabajar dentro de unos márgenes de seguridad que aseguren su funcionamiento sin peligro. Por lo tanto, existen unas condiciones límite entre las que el reactor debe trabajar. Esas condiciones límite reciben el nombre de límites operacionales, pudiendo ser de dos tipos, en función de los efectos que se producen cuando esos límites se sobrepasan. Así, los límites por encima de los cuales el sistema puede colapsar (explosionar) se conocen como límites fuertes o disrupciones. Los límites por debajo de los cuales el reactor simplemente deja de producir energía neta se conocen como límites suaves, y suelen ser debidos degradaciones del confinamiento. Obviamente, los efectos de sobrepasar los primeros son mucho más peligrosos.

5.4.1 LÍMITES OPERACIONES FUERTES. DISRUPCIONES

Una disrupción es una pérdida repentina de la trayectoria seguida por el plasma, con lo que éste se desvía y choca con las paredes del reactor, cediendo gran parte de su energía, que conduce a una explosión que provoca daños en los componentes del reactor al exceder el flujo de calor los límites de los materiales.

A continuación, se muestra una imagen térmica de los daños provocados por una disrupción en las instalaciones del Tokamak de JET (imagen 34).

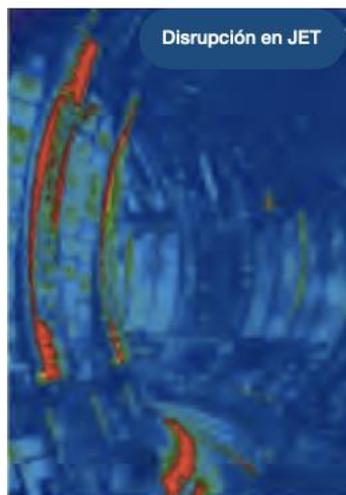
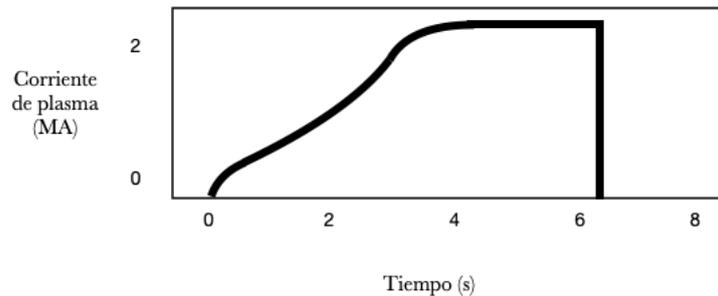


Imagen 34. Fotografía térmica del Tokamak JET tras una disrupción

Fuente: [Exposición Jesús Izquierdo en la conferencia "Aprende ConCiencia" Impartida online.](#)

En estos sucesos el confinamiento del plasma se pierde en una escala de milisegundos de tiempo, como se observa en la siguiente gráfica.



Gráfica 10. Representación de interrupción abrupta que sufre la corriente del plasma en una disrupción fuerte.

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema4.

A modo de ejemplo las simulaciones de estos fenómenos en las instalaciones de ITER han registrado densidades energéticas de 5 MJ a 20MJ en periodos de entre 3 ms y 1,5s.

Para poner en perspectiva el alcance de los daños que puede sufrir un reactor de tipo Tokamak, el proyecto ITER, la mayor instalación de energía de fusión, cuyo presupuesto integra a más de cuarenta países, sólo permite cinco disrupciones a lo largo de su vida útil (estimada en treinta años).

5.4.2 LÍMITES OPERACIONES SUAVES

En el presente apartado abordaremos los factores que limitan la eficiencia anteriormente mencionada, donde los factores de intensidad del plasma (I_p), densidad (n) y Potencia (P) son cruciales.

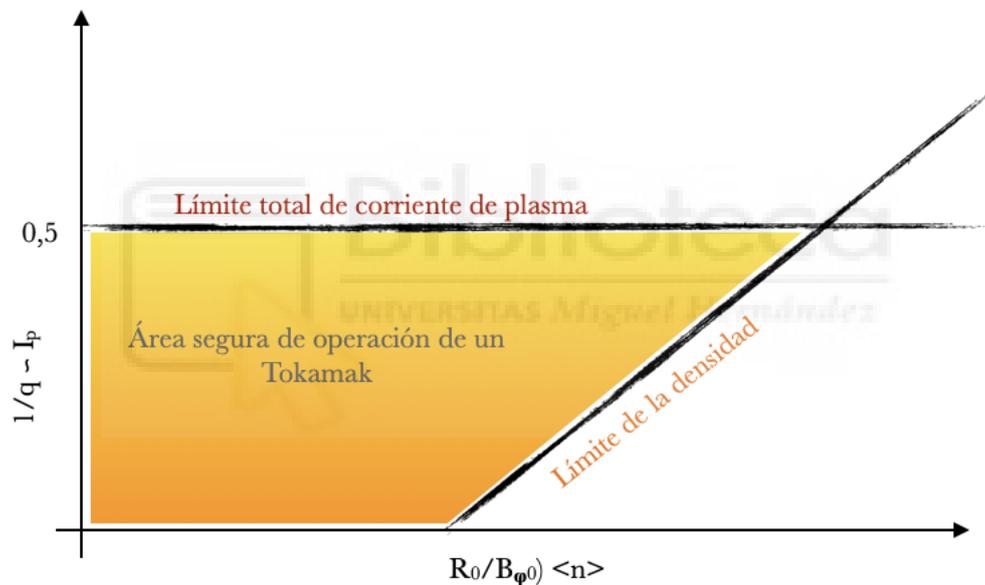
Otros factores determinantes que limitan la eficiencia (Q) del reactor son:

- Tiempo de confinamiento (τ_E): Este parámetro debe ser observado de forma continua para poder incrementar poco a poco la corriente del plasma (I_p)
- La reactividad de la fusión: proporcional a n^2 .
- Temperatura establecida en $5 < T \text{ [KeV]} < 15$; Para un volumen medio.
- $P_{\text{fusión}} \propto (nT)^2 \propto p^2$. Para los parámetros de temperatura anteriores.

Cuando se alcanzan los límites operacionales (u operativos) se suelen provocar disrupciones (límites de tipo fuerte) o degradaciones del confinamiento (límites de tipo suave).

Estas inestabilidades, tratadas de forma global gracias al MDH imponen que el límite duro/fuerte sea $1/q \leq 0,5$ (recordemos que q era el factor de seguridad). La densidad límite que define el a partir de que punto comienza a degradarse el confinamiento es la denominada “densidad suave de Greenwald”, representada por la gráfica 11 y representada mediante la expresión:

$$n_{max} \leq n_G (10^{20} m^{-3}) = \frac{I_p [MA]}{\pi a^2} [m^2] \quad [62]$$



Gráfica 11. Diagrama de Hugill (límites operacionales de I_p y n).
 Fuente Curso física del plasma y las aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4.

Es habitual que al aproximarse a estos límites se observen pequeños picos en la corriente del plasma (I_p), la cual será un indicador de que se debe realizar una corrección en los parámetros de funcionamiento.

Por suerte, estas degradaciones se producen en escalas temporales lo suficientemente lentas como para permitirnos aplicar técnicas de control real para poder corregirlas.

Influencia de la presión del plasma en los límites operacionales:

En referencia a los primeros puntos del capítulo 5.1.1 donde poníamos en valor la presión del plasma y la relación de este con la presión ejercida por el campo confinador a través del parámetro de la Beta del plasma, diremos que su valor ideal β_{\max} se fija en el momento en el que se producen las inestabilidades en el plasma, descritas según la teoría del modelo MHD. En estos límites (llamados también modos resistivos) se pueden dar degradaciones del confinamiento donde la Beta se establecerá por debajo del llamado “Límite de Troyon”:

$$\beta = \beta_{\max} = \frac{\beta_N \cdot I_p}{a \cdot B_0} \quad [63]$$

$\beta_N \sim 2 \rightarrow 5$ cuando el plasma se forma de manera óptima

I_p ; Intensidad del plasma

β_N ; Beta normalizada

a ; radio menor del toro

B_0 ; Campo toroidal del reactor.



CAPÍTULO 6. INTERACCIÓN PLASMA-MATERIAL 1ª PARED

Hasta ahora se ha venido describiendo lo que ocurre en la cámara de combustión de un reactor de tipo Tokamak, pero no se ha dicho nada sobre la propia cámara. Ésta va a estar sometida a unas condiciones difícilmente imaginables de temperatura, irradiación o presión. Es evidente que no todos los materiales pueden formar parte de la misma. El presente capítulo pretende mostrar las funciones que tiene dicha cámara, los requisitos que debe cumplir, y los materiales que a día de hoy pueden satisfacer todas esas demandas, para terminar con un pequeño avance de por dónde va la investigación en la consecución de nuevos materiales.

Las principales funciones de la cámara de combustión son obviamente mantener el combustible en estado de plasma, y mantener el vacío para evitar la contaminación del plasma, pero además debe minimizar la retención de tritio, y retener el polvo de helio (bombeándolo).

Para desempeñar dichas funciones, el material de construcción de la cámara, especialmente el de la primera pared, que es la que va a estar en contacto directo con la cavidad de vacío, debe tener en primer lugar una alta resistencia a grandes flujos de calor: a modo de ejemplo, un objeto entrando en la atmósfera soporta un flujo energético de $\sim 1\text{MW}/\text{m}^2$, un cohete o nave espacial soporta $\sim 80\text{MW}/\text{m}^2$, mientras que un reactor nuclear de fusión debe soportar $\sim 100\text{MW}/\text{m}^2$. A ello hay que sumar una alta resistencia térmica debida a pequeñas fugas de la fusión y al calentamiento externo que se le aplica al plasma. Además, el material de la pared no debe deteriorarse, ni por erosión ni por irradiación.

La **erosión** implica la suspensión de partículas metálicas en el plasma, que pueden ser alcanzadas por los neutrones del plasma dando como resultado la irradiación de las partículas metálicas y el consecuente enfriamiento del plasma. Esta situación podría dar lugar a una posible disrupción. Además, las impurezas afectan a la **radiación de Bremsstrahlung** dado que algunas de estas partículas en suspensión tampoco estarán ionizadas.

En cuanto a la irradiación, el material de la primera pared va a estar expuesto a grandes flujos de neutrones de alta energía ($\sim 14,1\text{MeV}$). Por ejemplo, en el reactor DEMO, el

flujo de neutrones que deberá soportar el material está entre 10^{19} y 10^{20} neutrones/s·m². Para entender lo que significa este dato, a continuación, se muestra el efecto de estos neutrones sobre un átomo de hierro:

M_{Hierro} : 56 u.m.a.

$E_n = 14,1 \text{ MeV}$

Donde la energía de desplazamiento umbral (Wigner) es:

$$E_{\text{wigner}} = \sim 25 \text{ eV.} \rightarrow E_{\text{max}} = E_n \frac{4M_n M}{(M_n M)^2}; \text{ con } M \gg M_n \rightarrow E_{\text{max}} = \frac{E_n 4M_n}{M}$$

$$E_{\text{max}} = 14,1 * \frac{4 * 1}{56} = 1 \text{ MeV} \gg E_{\text{wigner}} \quad [64]$$

Esto significa que el átomo de hierro es expulsado de su estructura cristalina a causa de la **energía máxima**, que es mucho mayor que la de **desplazamiento umbral** (energía de Wigner) $E_{\text{Max}} \gg E_{\text{Wigner}}$. Con ello, los primeros átomos activados provocarán un efecto dominó, lo que implica un desplazamiento atómico en cascada, produciendo defectos en la estructura del material y transmutaciones de las reacciones nucleares:

Defectos en las estructuras del material:

- El átomo expulsado deja una vacante y ocupa una **localización intersticial** llamada Par de Frenkel.

Estos daños se cuantifican en desplazamientos por átomo (**dpa**).

Transmutación de las reacciones nucleares:

- Generación de impurezas, átomos de gas de He e H.
- Fragilización de los **límites de grano** a través del aumento de tamaño de los huecos.

Los efectos de la transmutación se cuantifican en partes atómicas por millón (appm) de He o H.

A modo de ejemplo, un reactor de fusión experimental con una potencia de fusión de 3 GW tendría los siguientes daños estimados:

- ~20~30 dpa/año en aceros. ITER alcanzará 3 dpa/año al final de su vida útil.
- ~10-15 appm de He/dpa. Un ratio appm He/dpa mucho mayor que en fisión.
- ~40-50 appm de H/dpa. Un ratio appm H/dpa mucho mayor que en fisión.

Todos estos cambios en la estructura y microestructura de la materia conllevan significativas pérdidas macroscópicas de propiedades químicas, físicas y mecánicas, algunas de las cuales se enumeran a continuación:

- Cambios en las composiciones químicas.
- Propiedades físicas: importantes para la funcionalidad de los materiales:
 - Descenso de la conductividad eléctrica (bajas temperaturas) y de la conductividad térmica (materiales cristalinos).
- Propiedades mecánicas: de vital importancia para los materiales estructurales

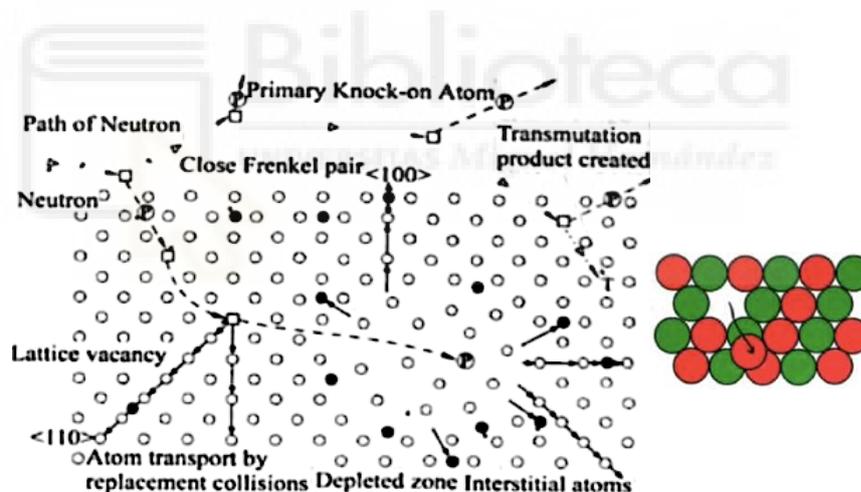
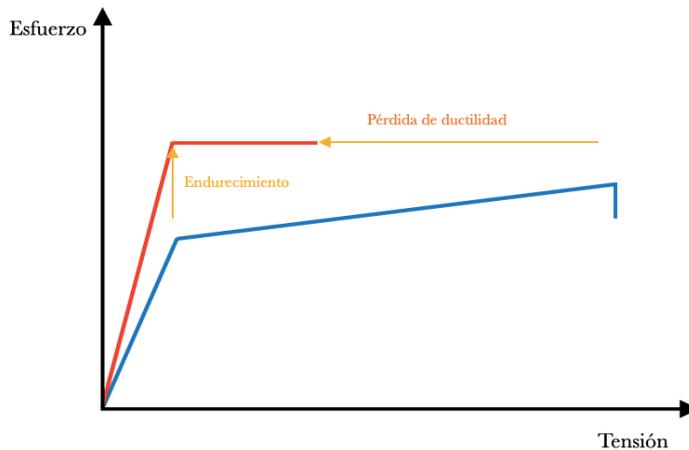


Imagen 35. Modificaciones de la microestructura
Fuente: libro "Physical Metallurgy" de Peter Haasen, CUP 1996

- Pérdida de fuerza en la fluencia, cambios en la ductilidad hacia una transición frágil. Fragilidad, endurecimiento, pérdida de la tenacidad a rotura...
- Dimensiones mecánicas: Protuberancias, fluencia a la irradiación...



Gráfica 12. Evolución de las propiedades mecánicas de los materiales

Fuente: elaboración propia a partir del curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

Todas estas consideraciones hacen que para construir la primera pared sean precisos materiales con la menor activación posible (mínima interacción con los neutrones): las paredes la cámara de ITER son de Berilio (Be), el cual, con su bajo peso atómico y su baja retención de tritio, junto al hecho de que es un buen captador de oxígeno, constituye un material óptimo para este cometido. Aunque esa primera capa sea de berilio, el resto de la pared debe ser también de elementos de baja activación, para minimizar su deterioro por la radiación de neutrones, y al mismo tiempo tener una alta resistencia térmica. Algunos de los elementos candidatos son

Fe, Cr, V, Ti, W, Si, o C, en forma de aceros ferríticos o martensíticos de activación reducida, aleaciones de vanadio y/o wolframio, y compuestos SiC/SiC (carburos de silicio).

Ahora bien, dado que el espectro de rayos de neutrones y la fluencia no está disponible en ningún reactor de fisión o dispositivo de fusión, se necesita el desarrollo específico de una estructura de pruebas para los materiales de fusión.

6.2 NECESIDAD DE PRUEBA EN LOS MATERIALES DE FUSIÓN

Actualmente, el conocimiento experimental del comportamiento de los materiales de fusión es muy limitado. Las extrapolaciones necesarias de las condiciones actuales para los materiales de fusión para regímenes de fusión son mucho mayores que las necesarias para el núcleo del plasma. Muchas de estas extrapolaciones son resultados obtenidos a partir de un volumen pequeño, que deben aplicarse a un reactor grande (prueba tecnológica de un pequeño espécimen).

Para probar estos materiales se construye en Granada, España, la Gran Instalación Científica IFMIF-DONES, que forma parte fundamental del programa europeo de fusión: En esta instalación, uno de los aceleradores de partículas más potentes del mundo, acelerará deuterones que impactarán en un blanco de litio líquido circulante, lo que producirá neutrones similares a los de fusión, que a su vez, impactarán en las muestras de materiales a ensayar, lo que permitirá cualificar esos materiales para DEMO.

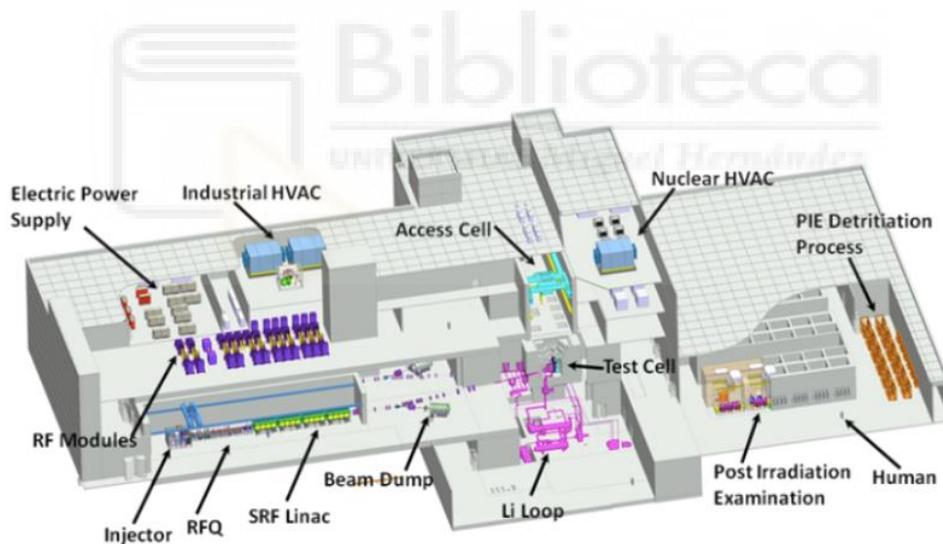


Imagen 36. Esquema de las instalaciones IFMIF-DONES, cuya sede se encuentra en Granada
Fuente: <https://ifmifdonesspain.wordpress.com>

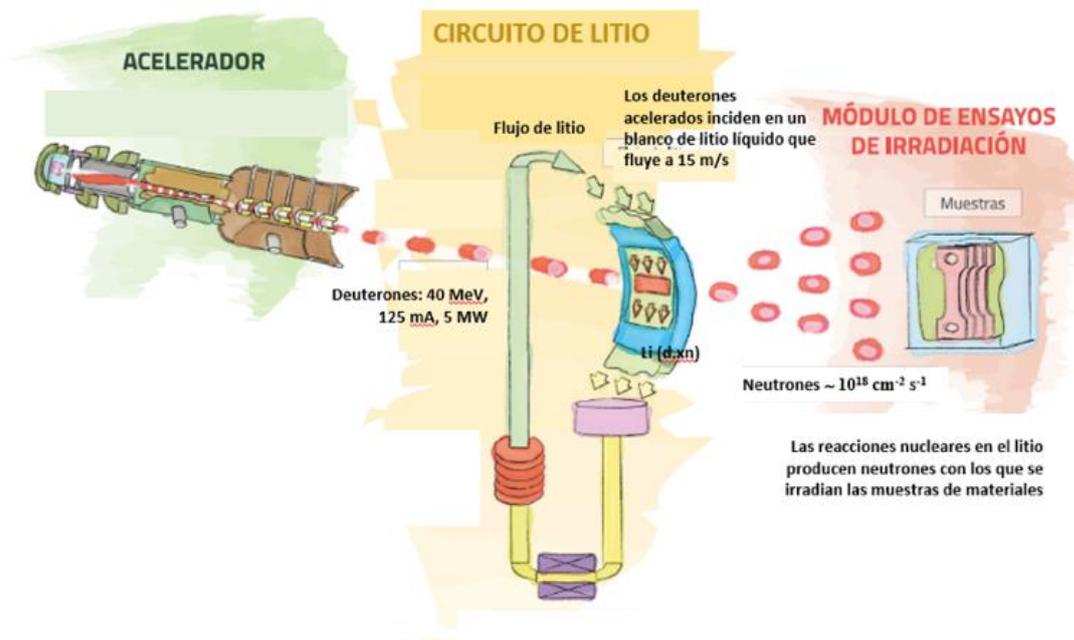


Imagen 37. Esquema simplificado del funcionamiento de la instalación IFMIF-DONES
Fuente: www.ifmif-dones.es

6.3 DIVERTOR

Tan importante como los materiales de construcción de la cámara de vacío que alberga el plasma, es la forma de dicha cámara. El divertor es el nombre que recibe la parte inferior de la cámara toroidal, diseñado para recoger los residuos de la combustión generados por la reacción nuclear y el calentamiento del plasma.

El contacto directo entre el interior de la cámara de vacío y el plasma debe estar limitado a áreas bien definidas en las que se captará la energía portada por el plasma, pero que no estarán irradiadas por el combustible. Las partículas son redirigidas hacia el divertor a través de las líneas de campo magnético que delimitan dichas áreas. Las altas temperaturas que se dan en el interior de la cámara hacen que el divertor haya sido diseñado al margen del resto de la sección transversal, por motivos del desafío que suponía.

En la imagen se puede apreciar la sección transversal del divertor, en la que se puede observar la disposición de las líneas de campo y el lugar donde este se anula en la parte inferior.

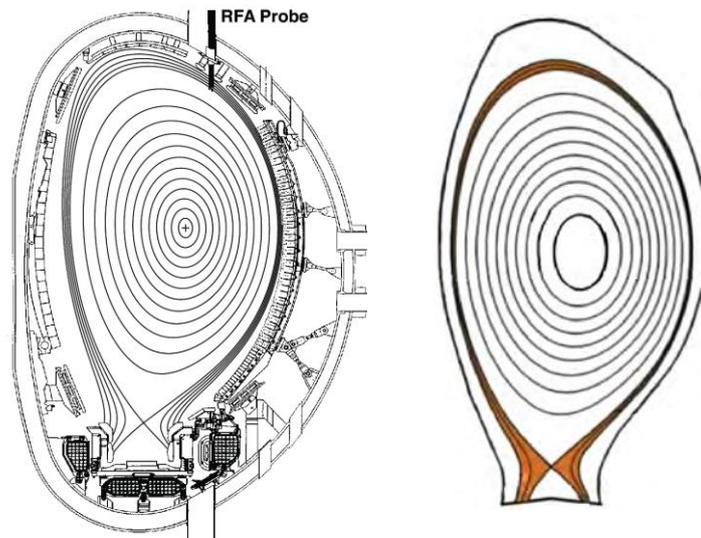


Imagen 38. Esquema del concepto de Divertor
Fuente: www.researchgate.com

El divertor es la configuración magnética que presenta un punto nulo en la parte inferior de su sección transversal. A este punto se le llama el punto X (por la forma que representa su esquema). En el divertor, tan sólo unas pocas **líneas de campo** entrarán en contacto con los materiales, en el punto X del divertor. Es por ello que el divertor necesita desarrollarse con unas baterías/bobinas magnéticas especiales. Su mayor atractivo es que permite alcanzar regímenes de confinamiento de forma rápida.

El divertor de ITER está hecho completamente de **wolframio** por su baja retención de tritio y alto umbral para la pulverización catódica.



Imagen 39. Representación tridimensional del concepto Divertor
Fuente: <https://iter.org>

Dado que en el divertor se recogen las impurezas generadas en el reactor, en el punto X, donde se produce la anulación del campo, la capa externa del plasma entra en contacto directo con el material de la pared, por lo que los materiales de esta zona deben tener un mayor refuerzo frente a las altas temperaturas del combustible de fusión. Esta zona del divertor recibe el nombre de capa de raspado, o capa SOL según su denominación en inglés:

6.4 CAPA DE RASPADO

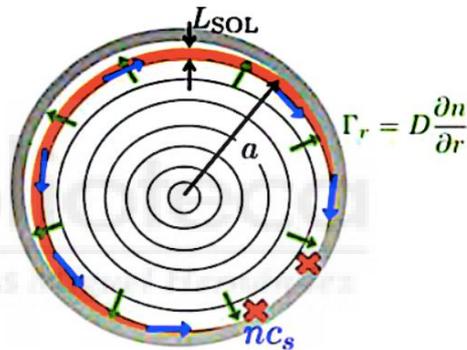
El espesor de la capa SOL es el resultado del balance entre el campo toroidal (el cual se puede apreciar en forma de círculos concéntricos en la imagen de la sección transversal de

$$\Gamma_r = D \frac{\partial n}{\partial r} \text{ (Proviene de la ley de Fick);}$$

D; Coeficiente de difusión

$$\Gamma_r 2\pi a 2\pi R_0 = 2\pi R_0 L_{SOL} 2nc_s$$

c_s ; Velocidad del sonido



la cámara de la imagen 40) y la dinámica paralela de las líneas de campo.

Imagen 40. Esquema de la capa de raspado (SOL)

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

El plasma se mueve a la velocidad del sonido, pero la partícula entra en contacto con la pared según un ángulo α debido al campo magnético, por lo que la velocidad de salida es $V_{sal} = c_s \cdot \text{Sen } \alpha$. Teniendo en cuenta que el espesor de la capa de raspado es primera instancia mucho más pequeño de que las dimensiones del reactor, se puede despreciar el valor de la variación del ángulo y tomar $\text{Sen } \alpha = 1$.

Sustituyendo $\Gamma_r = D \frac{\partial n}{\partial r}$ en $\Gamma_r 2\pi a 2\pi R_0 = 2\pi R_0 L_{SOL} 2nc_s$ obtenemos:

$$T_r 2\pi a 2\pi R_0 = 2\pi L_{SOL} 2nc_s;$$

$$\text{despejando: } T_r \pi a = L_{SOL} 2nc_s$$

$$\pi a D \frac{\partial n}{\partial r} = L_{SOL} n c_s$$

Finalmente, el espesor de la **capa de raspado** se puede calcular como:

$$L_{SOL} = \sqrt{\frac{\pi a D}{c_s}} \quad [65]$$

Con los datos de ITER $L_{SOL} \sim 1$ cm, es decir, se trata de una capa muy fina del plasma, lo que confirma que la suposición anterior de que $\sin \alpha = 1$ es válida.

El divertor ha supuesto un adelanto de vital importancia en la carrera por la obtención de energía de fusión, ya que supone una importante reducción de los daños ocasionados por los neutrones. Sin embargo, este aspecto no es el único que ha supuesto una mejora del proceso.

6.5 VENTAJAS DEL CONCEPTO DE DIVERTOR

En el divertor, la energía de ionización del combustible en esta zona es menor que la energía de intercambio de carga. Esto se traduce en una reducción de los daños ocasionados por los neutrones.

$$E_{ionización} < E_{intercambio\ de\ carga}$$

Además de la mejora que supone la reducción de daños ya mencionada, el divertor supone otra serie de ventajas, enumeradas a continuación:

- o El hecho de que la larga longitud que posee la línea de campo del divertor (en color naranja en la imagen 40) discurra por toda la cámara de manera paralela al campo B, permite que el flujo de energía (que también circula de forma paralela) se vea reducido al llegar al divertor. Del mismo modo la temperatura de la cámara también será menor en el divertor (5eV).

En la imagen 41, podemos observar la una comparación de las energías que se dan en el divertor.

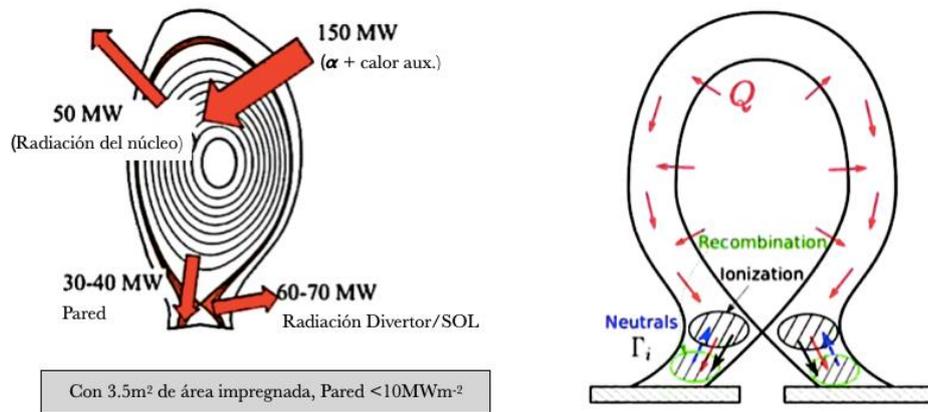
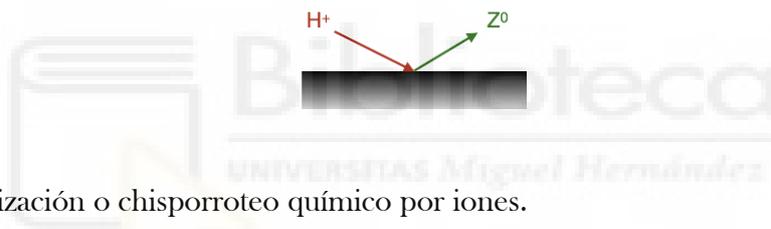


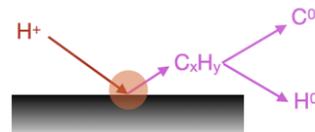
Imagen 41. Esquema de las ventajas del divertor y evacuación del calor & combustible.
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 4

- o Se reduce la erosión y la producción de impurezas. Los mecanismos por los que éstas se producen son:

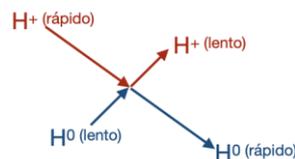
- Pulverización o chisporroteo físico por iones.



- Pulverización o chisporroteo químico por iones.



- Colisiones de intercambio de carga (Impacto neutral).



- o Reduce el regreso de impurezas a la cámara principal.
- o Permite el fácil acceso a regímenes de confinamiento elevados, gracias al descenso de las turbulencias.
- o Facilita la evacuación de partículas (gracias a criobombas).
- o Permite la dispersión del plasma en esta parte de la cámara:

Esta dispersión permitirá la reducción del flujo de energía hacia los materiales a causa de que dicha energía se disipa fundamentalmente por radiación, esta disipación a través del divertor se pueden cuantificar en unos valores estimados de 60 MW -70MW (radiación, intercambio de carga...).

6.6 DESAFÍOS ADICIONALES PARA LOS DIVERTORES. RÉGIMEN TRANSITORIO

Para poder garantizar la extracción efectiva de energía de fusión se establece que las fluctuaciones de energía del plasma deben ser lo más suaves posibles, que no sean percibidas de forma repentina o abrupta. Es lo que se denomina un régimen transitorio.

Para estudiar, o caracterizar dicho régimen transitorio se emplean modelos o técnicas como la localización del borde (ELM's) mediante diferentes modos.

Modos de localización del borde. ELM's

Este modo hace referencia a los grandes gradientes en los bordes que provocarían inestabilidades dando lugar explosiones de energía hacia el exterior (grandes cargas térmicas). Un ejemplo de ELM's (el de ITER) supone $\sim 15\text{MJ}$, $t \sim 0,2\text{ms}$; en torno a $6 \sim 10\text{GW/m}^2$. Siendo la temperatura en la superficie $\sim 6000^\circ\text{C}$ con una penetración de los metales desprendidos de las erosiones en el borde del plasma de $\sim 0,15\text{mm}$.

Dada la gran importancia del divertor dentro del funcionamiento de un reactor de fusión, se continúa investigando sobre posibles cambios de configuración, que podrían mejorar las prestaciones actuales en ITER. Esas nuevas configuraciones pretenden implementarse en el proyecto DEMO y los futuros reactores, y entre ellas cabe mencionar divertores con paredes de metal líquido, o el divertor súper-X o en "copo de nieve". Estas nuevas configuraciones tienen como objetivos la limitación de la erosión, el incremento de la energía radiada, o el mantenimiento de la pureza del núcleo.

CAPÍTULO 7. CALENTAMIENTO DEL PLASMA

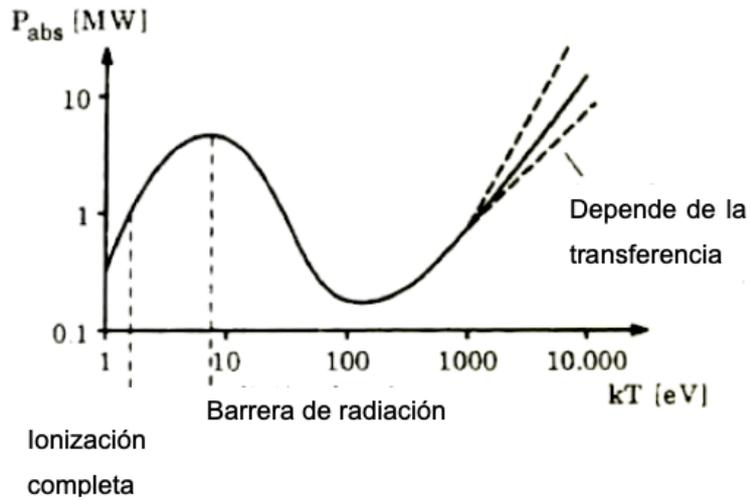
Como ya se ha comentado a lo largo del presente trabajo, para que un reactor de fusión funcione el plasma necesita alcanzar una temperatura inmensamente alta, diez veces mayor a la de nuestra estrella mas importe; el sol.

Este proceso de calentamiento no sucede de manera inmediata ni fácil, ni es posible calentar el plasma directamente dentro de la cámara de vacío. En su lugar, es preciso precalentar el plasma e inyectarlo en el interior de la cámara a una temperatura cercana a la necesaria para provocar una reacción, y una vez dentro de la cámara aportar energía hasta llegar a la ignición.

Al comienzo del proceso de calentamiento del plasma, se requiere superar la barrera de radiación. Para que esto suceda, la emisión de impurezas ha de ser lo suficientemente baja como para que la temperatura no descienda de los 100KeV ($\sim 1,1 \cdot 10^6$ °C). La energía crítica ($E \sim 1,1 \cdot 10^6$ °C) precede a la energía de fusión autosostenida ($150 \cdot 10^6$ °C). Es en este punto donde se da la llamada potencia crítica (asociada con la emisión de impurezas), la cual viene dada por la energía crítica, a partir de la cual un plasma ionizado trasciende más allá de la barrera de radiación.

$$E_{crítica} = 15Te \cdot \left\{ \frac{M_{haz}}{n_e} \cdot \sum \frac{n_i \cdot Z_i^2}{M_i} \right\} \quad [66]$$

Como ejemplo, para un Tokamak de radio medio dos metros ($R \sim 2m$), con una potencia de ionización completa estimada de 1MW, para sobrepasar la barrera de radiación son necesarios 5MW.



Gráfica 13. Calentamiento del plasma durante la puesta en marcha del reactor.
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

En este capítulo se abordan los métodos de calentamiento, tanto el principal como los adicionales, que van a permitir alcanzar la ignición en el reactor.

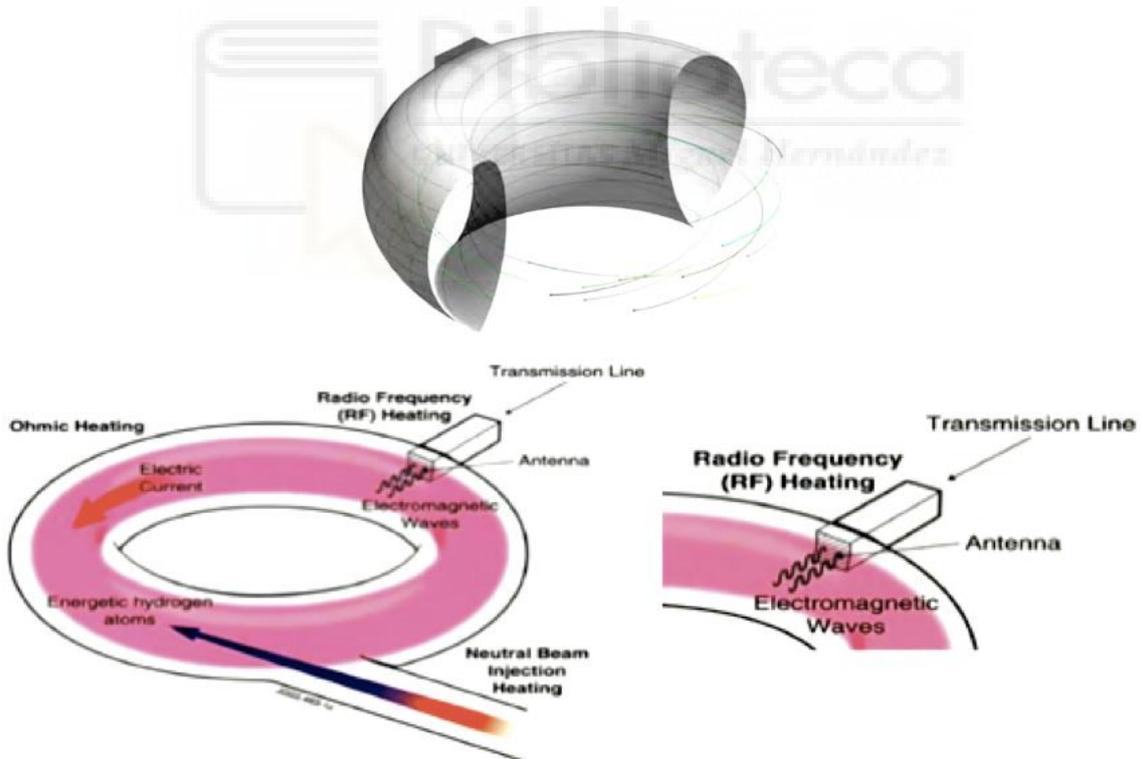


Imagen 42. Esquema general de las fuentes de calor que se aplican al plasma
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

7.1 CALENTAMIENTO ÓHMICO

El calentamiento óhmico, que utiliza la bobina central (electroimán), es el método principal de calentamiento del plasma. Esta bobina central y su acción transformadora generan el calentamiento básico necesario, a través de la inducción de la corriente del plasma, definida por la ecuación:

$$P_{\text{ohmico}} = V_{\text{loop}} \cdot I_p = R_p \cdot I_p \approx \eta J^2 \quad [67]$$

Donde:

P_{ohmico} es la potencia de calentamiento óhmico.

V_{loop} es la tensión del bucle que se forma en la cámara.

I_p es la corriente del plasma, descrita en anteriores capítulos.

η es la eficiencia de la acción transformadora.

J es la densidad de corriente.

De forma empírica, la potencia óhmica necesaria para el calentamiento básico del plasma se puede expresar de forma aproximada en función de la temperatura de éste:

$$P_{\text{ohmico}} = T^{-3/2} \quad [68]$$

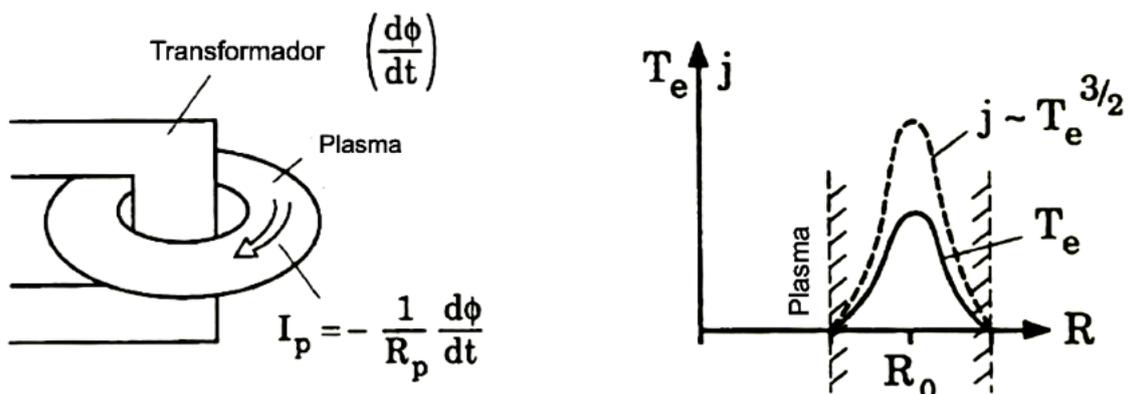
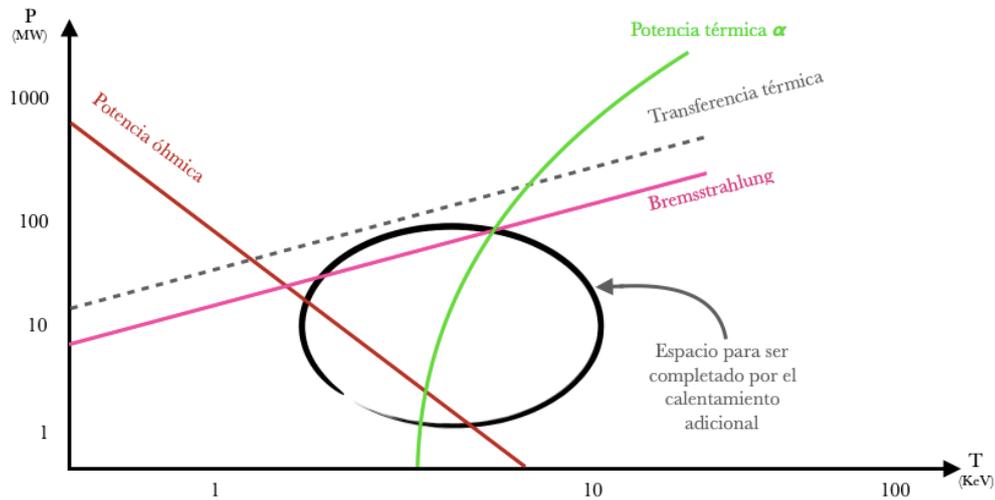


Imagen 43. Esquema y gráfica del calentamiento óhmico del plasma.

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

*[A la izquierda se puede observar la acción de transformación de la bobina central que induce corriente al plasma. A la derecha la distribución de Temperatura del plasma en función de su Radio que nos permite obtener la expresión aproximada de la potencia de calentamiento en función de la temperatura.

Sin embargo, este calentamiento no es suficiente para generar las reacciones de fusión que permitan alcanzar la ignición.



Gráfica 14. Relación de las potencias de entrada y salida en un sistema de fusión
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

En la gráfica 14 se pueden observar las diferentes potencias que se generan y se requieren en la fusión. La zona redondeada indica el área donde existe un déficit de potencia/calentamiento necesario que se debe suplir con los métodos adicionales al calentamiento óhmico.

7.2 CALENTAMIENTO ADICIONAL DEL PLASMA.

Para conseguir que los átomos de hidrógeno transfieran su momento y su energía entre sí en el instante en que colisionan, además del calentamiento óhmico descrito anteriormente es preciso inyectar ondas en diferentes rangos de frecuencia.

Dichas ondas pueden ser de alta frecuencia, en cuyo caso actúan sobre los electrones, o de frecuencia más baja, con lo que actúan sobre los iones. En ambos casos, es posible transferir energía al plasma usando líneas de transmisión o antenas colocadas cerca del combustible, alcanzando así las temperaturas termonucleares necesarias.

7.2.1 CALENTAMIENTO ADICIONAL POR HAZ NEUTRO (NBI en inglés)

Este es el método más empleado hasta el momento en los dispositivos experimentales. En él, se inyectan iones altamente energéticos a un gas neutro, que aún se encuentra frío (por debajo de la temperatura termonuclear necesaria).

Dado que el campo B puede prevenir su penetración, antes de alcanzar el plasma los iones generados se transforman en partículas neutras de alta energía mediante intercambiadores de carga, con lo que pueden atravesar dicho campo y calentar el plasma de la siguiente manera:

Introducimos una fuente de gas dentro una cámara y con ayuda de la aplicación de un campo eléctrico logramos ionizarlo. Obteniendo así una fuente de iones.

Dado que los iones no pueden atravesar el plasma introducimos otra fuente de gas neutro para en una zona llamada “intercambiador de carga” donde los iones previamente acelerados intercambiarán su carga entre las distintas especies de partículas que conviven en esta cámara mediante colisiones entre ellas.

El resultado de esta operación: Iones rápidos, que se recogen mediante un sistema de deflectores antes del acceso a la cámara y neutrones acelerados, que se introducirán en el plasma como rayos neutros para calentarlo (*Hb* en adelante). Como estos rayos no poseen carga, el plasma permitirá que penetre en el núcleo. Los iones cargados positivamente se desvían mediante un sistema de descarga de iones basado en imanes deflectores. Los neutrones que hayan podido quedar sin acelerar se retiran mediante una bomba de vacío.

Estos rayos neutros colisionarán con las partículas del plasma produciéndose el calentamiento deseado.

La finalidad del proceso NBI es la obtención de un haz de partículas neutras que no presente problemas a la hora de penetrar en el plasma para calentar su núcleo. Para que esto suceda, se emplea la adición de electrones de baja afinidad en la primera etapa de ionización de la fuente de gas primaria que se aporta. Si se utilizasen iones (partículas positivas) la neutralización decaería al alcanzar altas temperaturas, de modo que para el uso

de energías como las que se necesitan para un plasma de gran volumen y densidad empleado en la fusión, se utilizan partículas negativas (electrones).

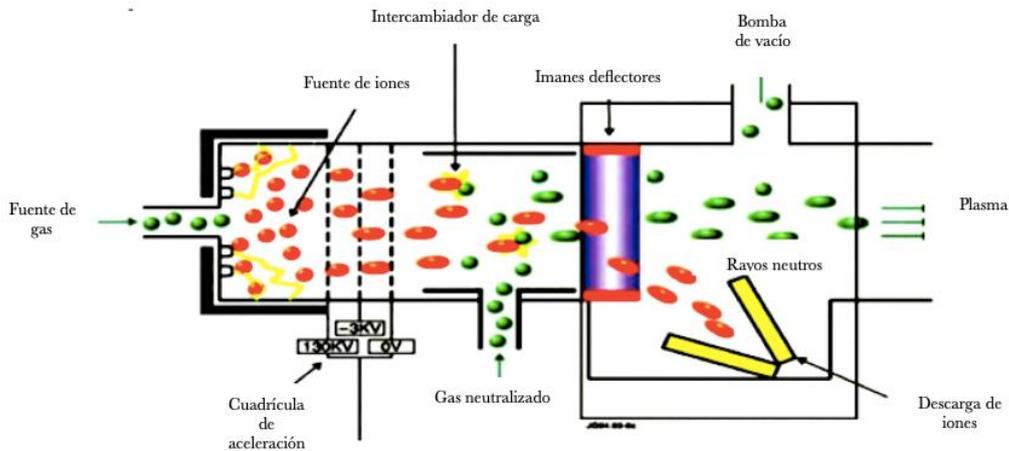
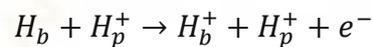


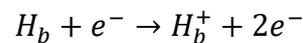
Imagen 44. Esquema de funcionamiento de un inyector de haces neutros
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

Una vez que el haz penetra en el plasma, se pueden experimentar tres procesos:

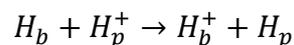
- Ionización por iones, tomando como ejemplo de ello una ráfaga de partículas de hidrógeno.

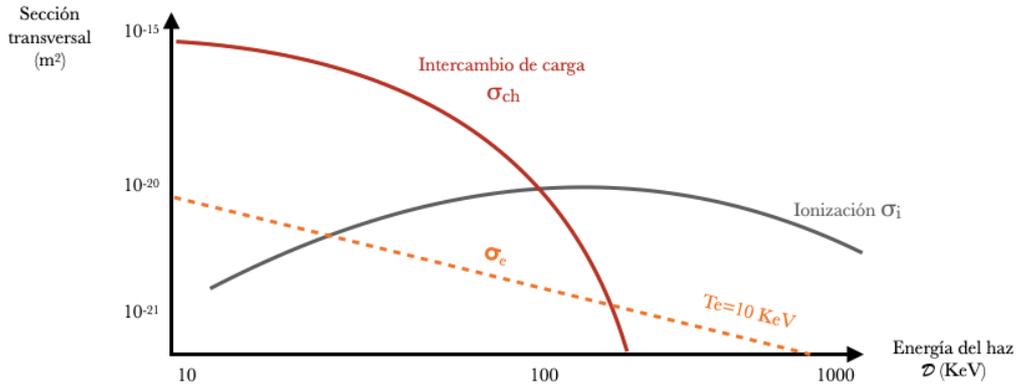


- Ionización por electrones, también mediante el uso de un haz como elemento conductor. En este caso son los electrones del plasma los encargados de la ionización al liberar un electrón adicional.



- Intercambio de cargas. En este proceso no hay ionización de una manera directa, sino mediante un intercambio de cargas entre las partículas neutras y el haz que hemos ionizado. El proceso de intercambio también dará lugar a la emisión de luz.





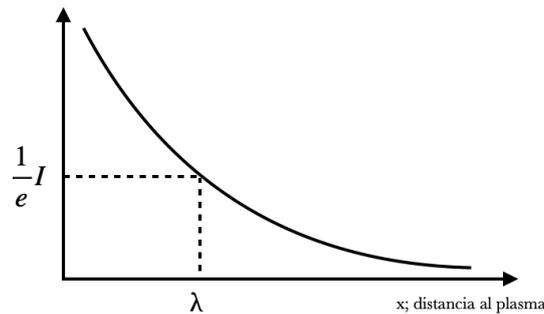
Gráfica 15. Procesos producidos por haz neutro al introducirse en el plasma
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

La intensidad de corriente de este haz viene definida por la siguiente expresión:

$$I = I_0^{-x/\lambda} \quad [69]$$

Donde:

- λ es la profundidad de la penetración.
- I_0 es el valor de la corriente máxima.
- x es la distancia que separa al emisor (antena) del plasma.



Gráfica 16. Evolución de la intensidad de un haz
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

En este haz de partículas neutras, el intercambio de cargas (anteriormente mencionado), viene dominado por λ , que a su vez depende de la velocidad de los iones del plasma y su sección transversal, también conocido como tasa de reacción.

Formas en las que se define λ en función de la tasa de reacción (producto σv):

- Para tasas de reacción de intercambio de carga mayores a la de ionización

$$(\sigma_{ch} \gg \sigma_i)$$

$$\frac{\sigma_e \cdot v_e}{v_b} \rightarrow \frac{\lambda \propto I}{n \cdot \sigma_{ch}}$$

- Para tasas de reacción de intercambio de carga menores a las de ionización

$$(\sigma_i \gg \sigma_{ch})$$

$$\frac{\sigma_e \cdot v_e}{v_b} \rightarrow \frac{\lambda \propto I}{n \cdot \sigma_i}$$

Donde:

σ_{ch} ; Sección transversal en régimen de intercambio de carga.

σ_i ; Sección transversal en régimen de ionización.

v_b ; Velocidad del haz.

v_e ; Velocidad de los electrones.

n ; Densidad plasma.

La misión de este sistema NBI es calentar el plasma. Este calentamiento surge de las colisiones entre las partículas rápidas del haz y las partículas del plasma. La teoría que respalda este suceso es la teoría de colisiones, definida mediante la ecuación de la potencia que generan dichas colisiones.

$$P = -2 \frac{E_{haz}}{\tau_{SD}} \left[1 + \frac{E_{critica}}{E_{haz}} \right]^{\frac{3}{2}} \quad [70]$$

Donde:

$$E_{critica} = 15T_e \left[\frac{M_{haz}}{n_e} \sum \frac{n_i Z_i^2}{M_i} \right] \approx 15T_e \quad [71]$$

E_{haz} ; energía que porta el haz para calentar al plasma ($E_{haz \text{ iones}} = E_{haz \text{ electrones}}$).

En los dispositivos experimentales actuales, $E_{haz} \gg E_{critica}$, y el calentamiento es por iones.

En los futuros reactores comerciales, $E_{haz} \ll E_{critica}$, y el calentamiento será por electrones.

Las partículas energéticas de los sistemas NBI en los dispositivos actuales poseen unas temperaturas de 100KeV, pero éste no es el único factor del que depende el calentamiento del plasma, sino que depende también de la geometría de la inyección: si el haz se introduce de forma tangencial, la mayoría de los iones que circulan provocarán colisiones en las que se produce dispersión de energía en lugar de transferencia.

El sistema de calentamiento adicional NBI tiene como principal ventaja que las interacciones del haz con el plasma son sencillas, sumada a una conducción de corriente no inductiva, lo que permite que se pueda utilizar al unísono con el sistema de alimentación de combustible.

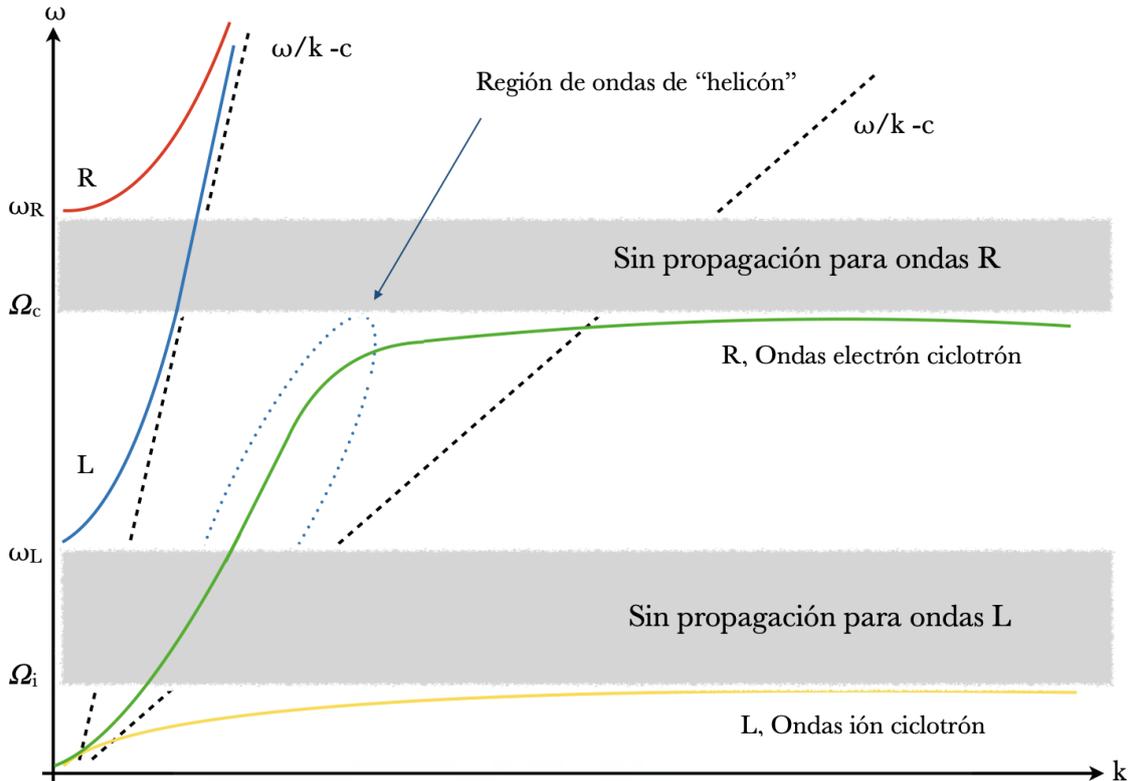
Sin embargo, también tiene inconvenientes, como la fuga de neutrones y la pérdida de generación de tritio que supone la apertura de la cámara, sumado a la baja eficiencia de neutralización que se da a altas temperaturas. Estos factores se traducen en una deposición de energía no localizada (energía dispersada que no se transfiere al plasma) disminuyendo así la eficiencia del sistema.

7.2.2 CALENTAMIENTO ADIDICIONAL CON ONDAS

Como se ha comentado para el sistema NBI, la geometría juega un papel importante en la eficiencia del sistema de calentamiento adicional.

La geometría del Tokamak dificulta la propulsión de ondas a lo largo de B_0 (campo magnético en el eje) que genera una dispersión del plasma, paralela a B_0 .

Esta relación de dispersión del plasma se refleja en la gráfica 17 en términos de frecuencia en función del número de onda.



Gráfica 17. Dispersión de plasma de forma paralela a B_0 .
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

Los plasmas de un Tokamak contienen más de una especie de iones, por lo que no existe una única relación de dispersión, sino esquemas para su absorción, tal y como se observa en la gráfica 17.

Los plasmas magnetizados promueven la propagación de ondas. Esto implica que se puede transferir energía al núcleo del plasma por medio de una antena. Sin embargo, se ha de elegir la frecuencia o la longitud de onda para evitar la dispersión del plasma y permitir así que la onda pueda transferir la energía en la capa resonante del plasma. Esta capa resonante se conoce como **resonancia ciclotrónica**, y se puede obtener por diferentes métodos, como el método de resonancia ciclotrónica de iones ICRH, o ciclotrónica de electrones ECRH.

Calentamiento por resonancia ciclotrónica de iones (ICRH).

$$f = f_{ci} = \frac{\Omega_{ci}}{2\pi} \propto 15B_{(T)} \text{ {MHz} } \quad [72]$$

Calentamiento por resonancia ciclotrónica de electrones (ECRH).

$$f = f_{ce} = \frac{\Omega_{ce}}{2\pi} \propto 28B_{(T)} \text{ {MHz}} \quad [73]$$

En ambos casos:

f , frecuencia de calentamiento.

B , campo magnético en Teslas.

Mientras que

f_{ci} , frecuencia ciclotrónica de iones.

f_{ce} , frecuencia ciclotrónica de electrones.

Ω_{ce} , frecuencia onda-partícula de electrones.

Ω_{ci} , frecuencia onda-partícula de iones.

7.2.2.1 CALENTAMIENTO POR RESONANCIA CICLOTRÓNICA DE IONES ICRH

La resonancia ciclotrónica de iones transfiere energía al núcleo del plasma a través de una antena gracias a unas ondas gravitacionales rápidas, llamadas ondas de Alfvén, donde:

$$\omega = n\Omega_{ni} \quad [74]$$

Dichas ondas no se dan por debajo de ciertas densidades, debido a que atraviesan el borde del plasma para llegar hasta el núcleo por efecto túnel.

Los campos de onda de Alfvén ceden energía a los iones en dirección perpendicular a la dirección de propagación de la onda. Esto genera funciones distributivas anisotrópicas en las órbitas, es decir, la transferencia de energía de las colisiones puede ser bien para la masa de los iones o de los electrones del plasma, dependiendo del esquema de absorción (gráfica 17).

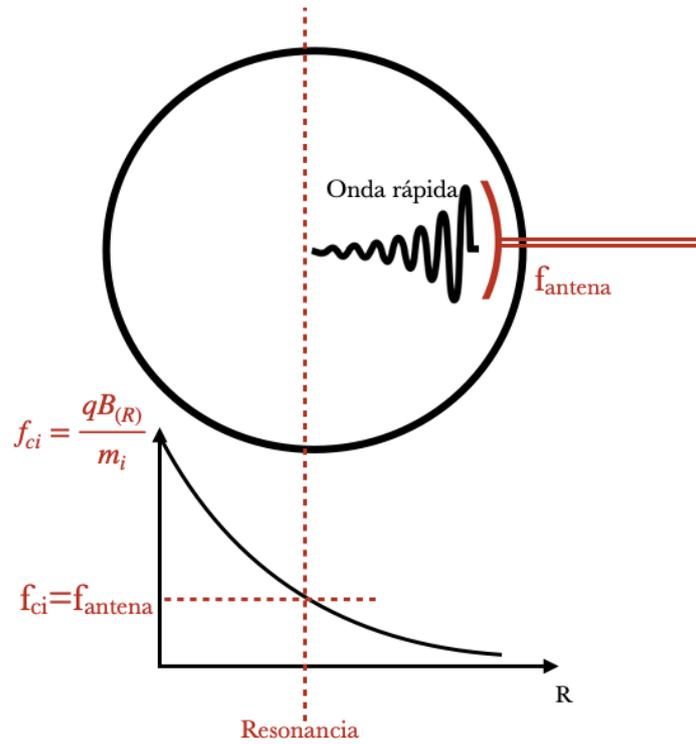


Imagen 45. Esquema de ICRH (ondas rápidas magnetosónicas)
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

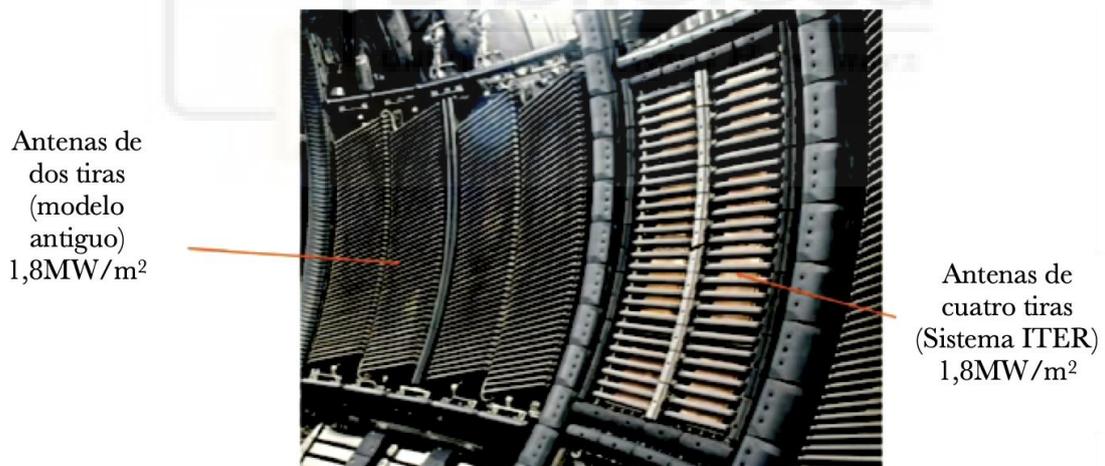


Imagen 46. Ejemplo de antenas tipo ICRH del Tokamak JET (ondas rápidas magnetosónicas)
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

7.2.2.2 CALENTAMIENTO POR RESONANCIA CICLOTRÓNICA DE ELECTRONES ECRH.

La vertiente opuesta al ICRH es el ECRH (Calentamiento por resonancia ciclotrónica de electrones). Este sistema se utiliza para calentar la masa de electrones del plasma y conducir la corriente con altas frecuencias, lo que conlleva a propiedades cuasi ópticas de las ondas y a la absorción local. Estas características permiten prescindir de las antenas en el interior de la cámara, lo que proporciona un calentamiento más localizado del combustible, haciendo de éste un sistema más flexible que ejerce un mayor control sobre las inestabilidades. En resumen, todos estos aspectos dotan al ECRH de una alta eficiencia energética.

La frecuencia y la polarización de la onda se garantizan aplicando una alta densidad de partículas en el haz. Para ello se emplean dos modos de polarización y resonancia: modo ordinario, “Modo-O”, y modo extraordinario, “Modo-X”.

Aunque el Modo-O es el más empleado, sólo resulta accesible a determinadas densidades de partículas del haz, por lo que, a partir de ciertos valores de esta densidad, es preciso recurrir al Modo-X. Ambos se esquematizan a continuación.

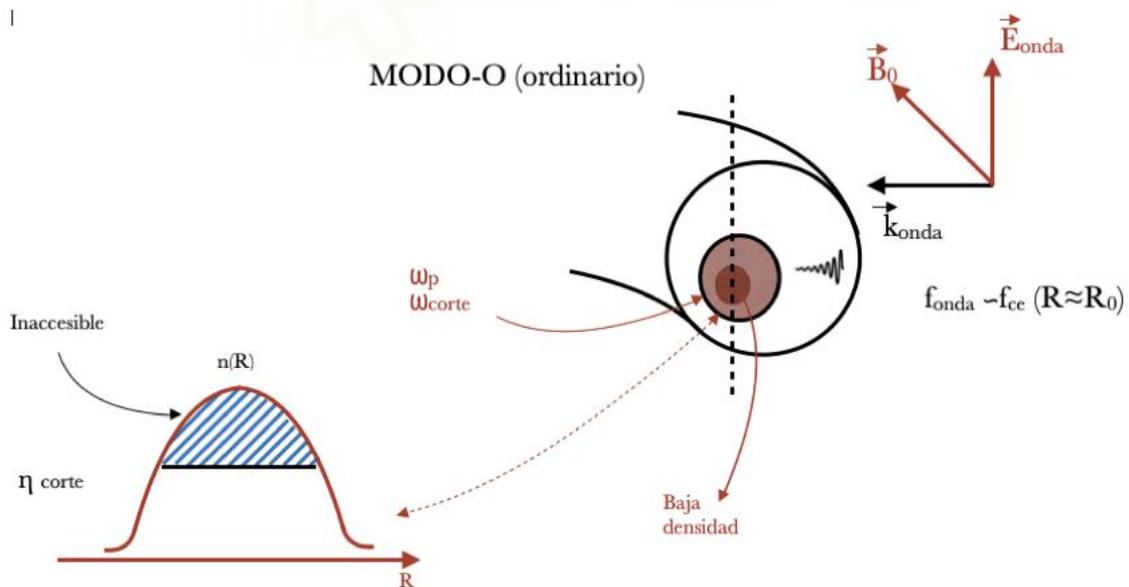


Imagen 47. Esquema Modo-O
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

MODO-X (Extraordinario)

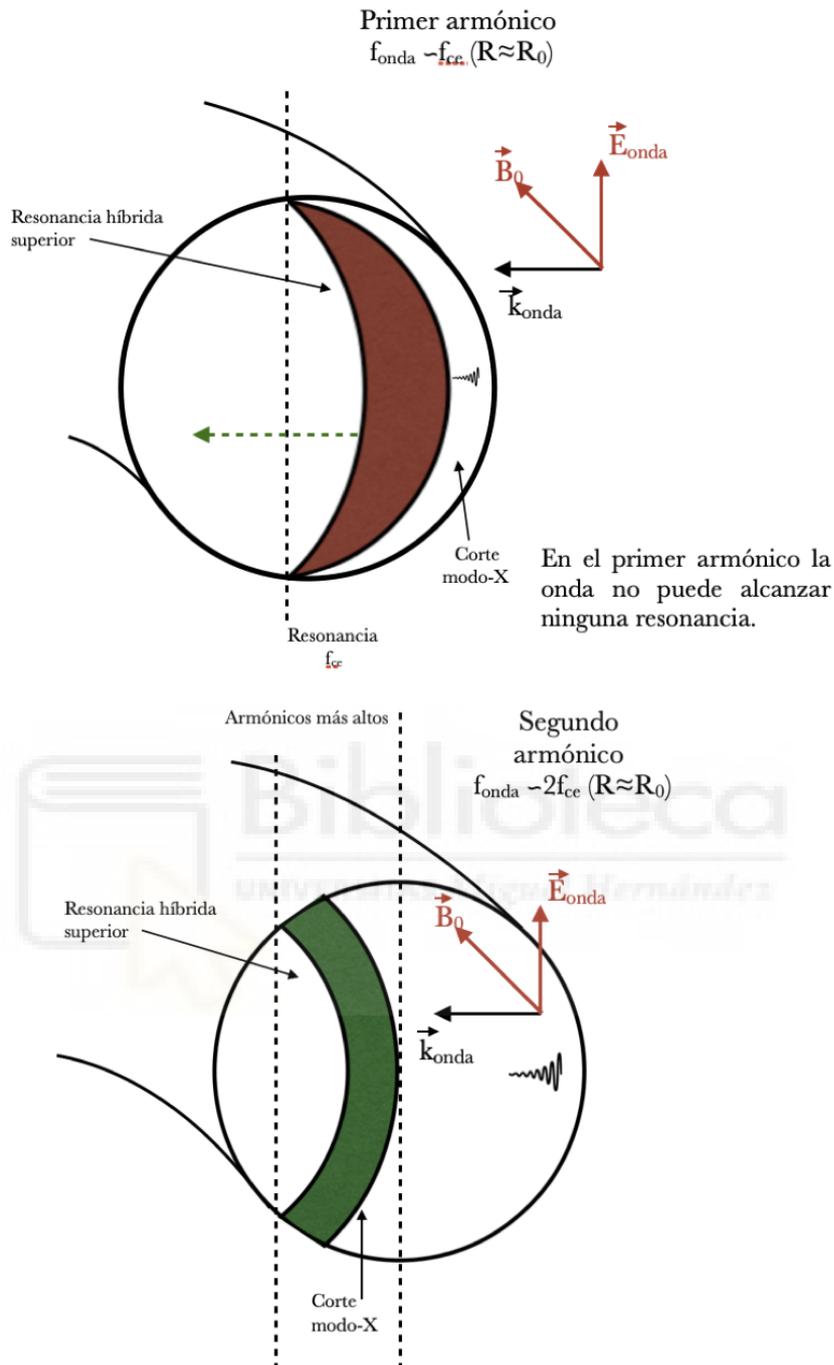


Imagen 48. Esquema Modo-X

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

El calentamiento ERCH necesita de un sistema de alimentación propio, llamado **girotrón**, basado en un efecto relativista denominado **inestabilidad del girotrón**. Este efecto contiene:

- Haces de electrones anulares, que suponen un recurso energético gratuito.
- Campo magnético propio para guiar a los electrones y determinar su frecuencia.

- Un cilindro con leves variaciones en su sección (cavidad resonante) que provoca una interacción entre los electrones y la cavidad resonante.

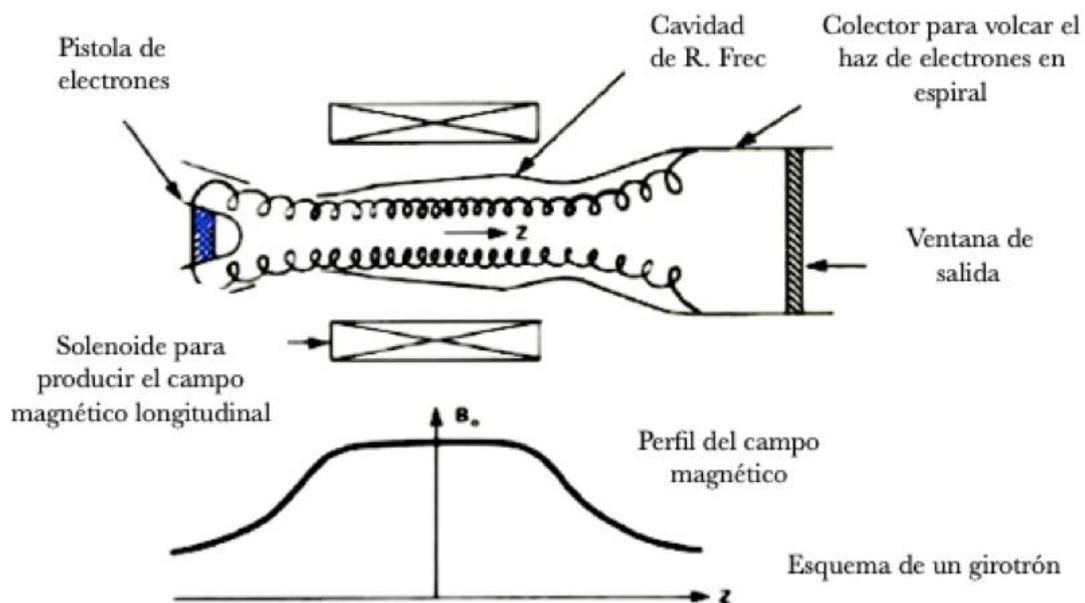


Imagen 49. Esquema de un girotrón

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

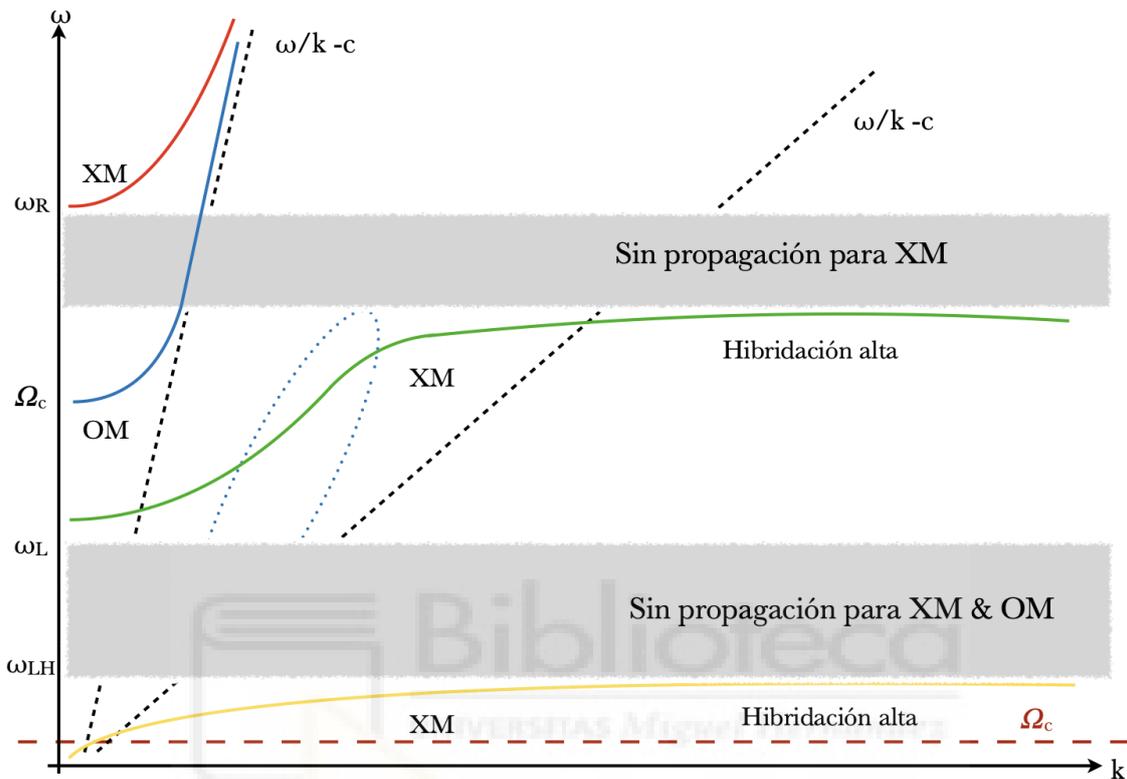
La emisión de ondas para calentar al plasma genera asimetrías en la transmisión de corriente (en forma de distribución de electrones). Para evitar este problema, se recurre a la resonancia ciclotrónica de ondas híbridas.

7.2.2.3 CALENTAMIENTO POR RESONANCIA CICLOTRÓNICA DE ONDAS HÍBRIDAS.

Las ondas necesitan poseer una densidad mínima (densidad de onda) que obliga a que la antena esté necesariamente en contacto con el plasma.

El modo híbrido posee tecnologías y componentes accesibles, con unas frecuencias de 5 GHz y una gran eficiencia en la conducción de corriente. No obstante, el hecho de que la antena tenga que estar en contacto directo con el plasma generará daños en la misma a causa de las altas temperaturas, y al mismo tiempo generará impurezas.

Estos inconvenientes pueden perturbar el equilibrio de las cargas en la toma de contacto de la antena con el núcleo, produciendo el efecto contrario al deseado al perder eficiencia en el calentamiento.



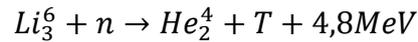
Gráfica 18. Dispersión de plasma de forma perpendicular a B_0 .
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

7.3 RÉGIMEN DE COMBUSTIÓN DEL PLASMA

“... Y EL IMPACTO DE LOS IONES RÁPIDOS”

Una vez expuestos los métodos requeridos para calentar el combustible hasta la temperatura necesaria que permite la ignición, es preciso establecer los parámetros que rigen la combustión del plasma.

Para ello, se parte de la reacción de fusión deuterio-tritio y la reacción necesaria para disponer de éste último (reacción para generar tritio a partir de las celdas de litio plomo presentes en el manto)



D; deuterio

T o Tritio

He_2^4 o α ; núcleo de helio

n, neutrón.

Li_3^6 , Litio

La combustión del plasma se puede definir mediante un balance de energía:

$$\frac{dW}{dt} = P_\alpha + P_{in} - \frac{W}{\tau_E} \quad [75]$$

Donde:

P_α ; es la potencia de calentamiento del propio plasma.

P_{in} ; es la potencia de calentamiento aportada de manera externa al plasma

$\frac{W}{\tau_E}$; son las pérdidas directas.

Suponiendo una potencia de calentamiento propia del plasma del 20% de la energía total de fusión, el rendimiento de la energía de fusión viene dado por la siguiente ecuación:

$$Q = \frac{P_{fusión}}{P_{in}} \approx \frac{5P_\alpha}{P_{in}}, \text{ con } P_\alpha = 0,2P_{fusión}$$

Dado que la fracción calorífica (parte de la energía generada que se utiliza en la retroalimentación del sistema, dada por las partículas alfa) es:

$$f_\alpha = \frac{P_\alpha}{P_\alpha + P_{in}} \approx \frac{Q}{Q + 5} \quad [61]$$

A continuación, se muestran una serie de fracciones caloríficas (experimentales y estimadas) para diferentes valores de rendimiento Q.

Q<0,7; f_α <12% experimentos actuales

Q<1,0; f_α <17% punto de equilibrio

Q=5,0; f_α <50%

Q=10; f_α <67%

$Q \rightarrow \infty$ $f_\alpha < 100\%$ experimentos futuros

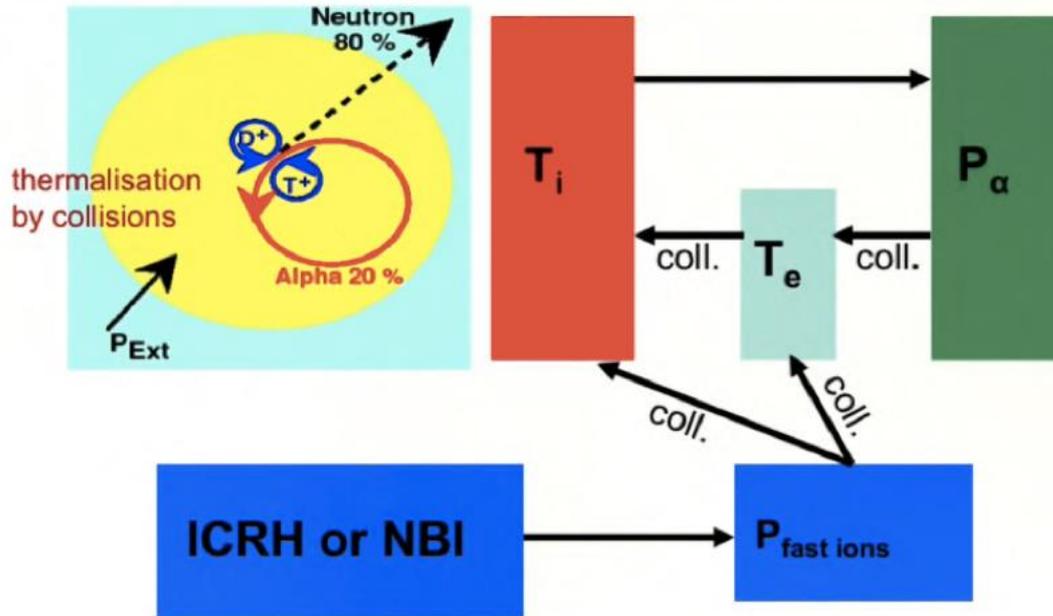


Imagen 50. Esquema del reparto de energías en un sistema de fusión nuclear.
Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

En base a lo expuesto en anteriores capítulos, la fusión D-T produce partículas alfa con energía de 3,5MeV. Sin embargo, la reacción con las partículas de ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ ($\alpha, n\gamma$) procedentes de la erosión de las paredes puede provocar una ralentización de las colisiones de las partículas alfa con el plasma, ralentización tanto mayor cuanto mayor es el número de colisiones con esas impurezas, ya que la energía de los núcleos de helio será absorbida por las impurezas en vez de por el plasma, lo que en última instancia conducirá a que éste pierda su capacidad de automantenerse a la temperatura de fusión.

El régimen de combustión del plasma debe mantenerse sin macroinestabilidades, por lo que hay que evitar en todo momento que puedan darse grandes pérdidas de iones rápidos del sistema de calentamiento, ni interrupciones. En este sentido, resulta conveniente la evacuación de los residuos de He para que no se acumulen.

En los plasmas la ralentización se comporta acorde al modelo de la teoría clásica (anexo 2). Gracias al estudio de este modelo se puede controlar la ralentización de las partículas del plasma, provocada por las colisiones con las impurezas.

Por otro lado, esta ralentización puede provocar una degradación del confinamiento, lo que podría afectar a la estabilidad del régimen del combustible. La falta de homogeneidad en el campo magnético B puede producir pérdidas de órbita que tengan como consecuencia la pérdida de iones rápidos descrita anteriormente. Una de las medidas para evitar este efecto es la implementación de inserciones ferríticas en las paredes del plasma para reducir las pérdidas de ondas.

A causa de la ralentización de los iones rápidos se producen unas oscilaciones del campo magnético, ya que estas oscilaciones no dejan de ser ondas perturbacionales. No obstante, en un Tokamak estas oscilaciones se amortiguan a causa de los efectos de dispersión que se dan en este tipo de dispositivos de fusión. Sin estos efectos de dispersión, estas ondas perturbacionales afectarían a la estabilidad del campo confinador.

Otro de los motivos que puede llevar a la pérdida de iones rápidos está relacionada con las bajas frecuencias del **Modelo MDH** definidas por:

$$\omega_{precesión} \ll \omega_{rebote} \ll \omega_c$$

donde ω_c es la frecuencia de resonancia ciclotrónica que se realiza en un sistema.

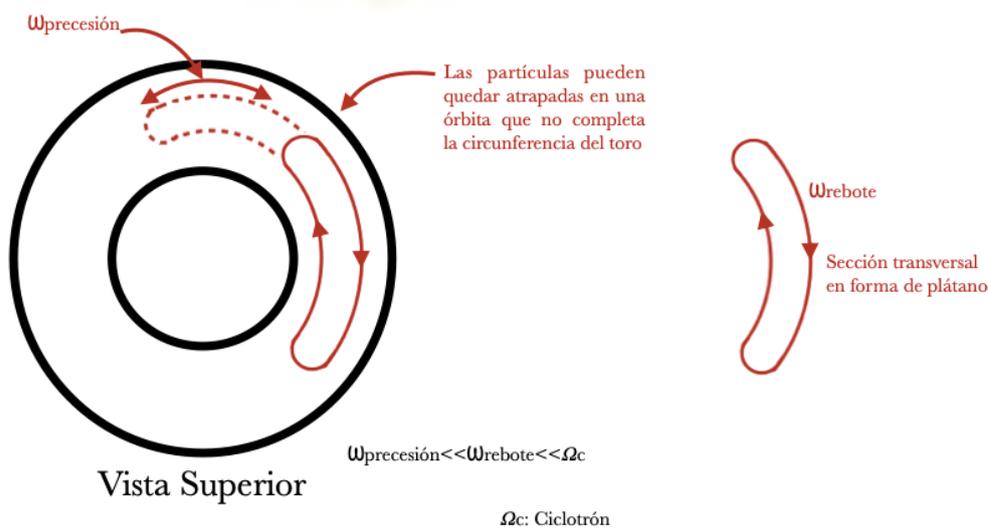


Imagen 51. Pérdidas de iones rápidos a causa del modo de baja frecuencia del modelo MHD
 Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

Esas bajas frecuencias son consecuencia de inestabilidades en el Modelo MDH.

7.3.1 TIPOS DE INESTABILIDADES A CAUSA DE LAS BAJAS FRECUENCIAS DEL MDH.

- Inestabilidad de espinas: Se trata de una inestabilidad provocada por la pérdida de estabilidad de la resonancia según el modelo MDH, con $\omega_c = \omega_{iones\ rápidos}$. A causa de los iones rápidos, el modelo puede alcanzar amplitudes que causan una secuencia de estallidos.

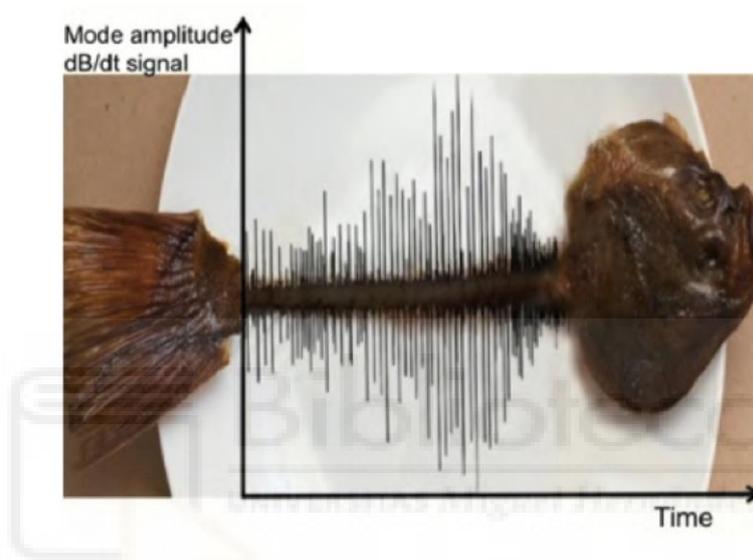
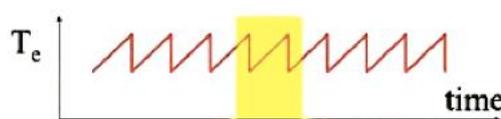


Imagen 52. Inestabilidad de espinas

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

- Inestabilidad en diente de sierra: Se trata de un colapso repentino de las partículas y energía del núcleo a causa de una ruptura localizada en la estructura del campo magnético, también llamada modo de Torsión del MDH, con $\omega_c = \omega_{iones\ rápidos}$. Los iones no son la causa de la inestabilidad, pero son expulsados junto con el plasma del núcleo. Estos colapsos pueden provocar incluso inestabilidades secundarias.



Gráfica 1. Inestabilidad de espinas

Fuente: Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión, Tema 5

Las pérdidas de iones rápidos en diente de sierra también pueden venir originadas por cualquier efecto de transferencia energética con el medio, del mismo modo que lo haría cualquier partícula energética.

Los parámetros clave en las inestabilidades en diente de sierra son:

$$\frac{E_{rápida}}{T_e}$$

$E_{rápida}$; Energía de los iones rápidos

T_e ; Temperatura de los electrones

A mayor magnitud de estos parámetros, menor inestabilidad por turbulencias.

En el próximo gran reactor experimental ITER, este primer cociente es lo suficientemente grande como para que la turbulencia de los iones sea despreciable.

A tenor de lo expuesto en este capítulo, se puede afirmar que la combustión del plasma está caracterizada por la interacción de la dinámica del plasma y de los sistemas externos. El progreso de cada una de sus etapas se alcanza en bloques separados, pero el acoplamiento de estos elementos genera efectos secundarios en el calentamiento del plasma que pueden complicar esta tarea.

8. CONCLUSIONES.

En el presente proyecto se ha abordado el diseño de un reactor de fusión nuclear de forma simplificada, bajo la óptica del conocimiento técnico y tratando de usar el enfoque científico cuando ha sido necesario.

Junto con este diseño se han abordado los conocimientos necesarios para llevar a cabo el cálculo del reactor, como han sido los **capítulos del plasma** y la **superconductividad**.

El conocimiento básico para un ingeniero sobre el plasma como combustible no es el estudio profundo del mismo, si no la obtención del criterio necesario para saber si es apto o no para la fusión, así como poder manejar los parámetros que intervienen en el correcto funcionamiento y diseño del reactor (criterio de Lawson, plasmas aptos para la fusión, confinamiento, tasa de reacción...)

La superconductividad, aborda la magnitud del campo magnético que los electroimanes deben tener para ofrecer el campo de contención necesario y las distintas componentes de campo magnético.

Los materiales que componen estas bobinas superconductoras y los distintos tipos existentes (diferenciación de la superconductividad de tipo I y II) son necesarios para poder generar un criterio mínimo acerca de la composición de los electroimanes.

En este capítulo también se detallan las características técnicas que han de tener las bobinas, encargadas de generar el campo confinador (mecánica, térmica, eléctrica y económica).

El diseño se ha enfocado en las capas fundamentales del reactor. Reafirmando lo anteriormente pronunciado, para poder diseñar el **manto/escudo**, la **cavidad del plasma** y el **grosor de los electroimanes** (en definitiva, la cámara) se requiere de un conocimiento previo del combustible en forma de plasma y de la superconductividad, dado que las ecuaciones empleadas para diseñar el espesor de cada una de las partes de la cámara están formadas por los parámetros planteados en los capítulos que se mencionan de manera previa.

Adicionalmente también resulta tarea indispensable la justificación del uso de la geometría toroidal y la forma que adquiere el plasma, fruto de la disposición del campo poloidal.

Bajo los mismos parámetros que forman las paredes de la cámara toroidal se define el factor de Seguridad, el cual establece las condiciones mínimas para que no se produzcan interrupciones en el interior de la cámara. Todo ello bajo las condiciones de **minimización de los costes de electricidad**.

Más allá de este diseño simplificado, el trabajo pretende abordar el estudio ingenieril y técnico, tales como el **balance de fuerzas**, necesario para ejercer la función de contención del plasma y el **balance de energético**, que define el fin principal del dispositivo de fusión bajo las premisas de la eficiencia de la energía de fusión. Este último cobra una gran importancia al contener los conceptos de la Ignición y los Límites operacionales, de carácter vital para el funcionamiento del reactor de fusión, dado que definen los parámetros de funcionamiento a partir de los cuales el reactor comienza a ser rentable a nivel energético, y por ende a nivel económico.

Como ingenieros, entre nuestras competencias están las de transformar las ideas y conceptos de la física teórica y experimental en aplicaciones industriales. Con el capítulo 6 **Interacción plasma-material 1ª pared**, hablamos de los materiales que deben formar la cámara del reactor, los cuales deben soportar altas temperaturas. Materiales aleados metales basados en Berilio, tungsteno o carbono son los protagonistas de este apartado.

Una de las soluciones más innovadoras de la tecnología de fusión que han supuesto un gran avance en la carrera por la energía de fusión es el concepto de Divertor, el cual definimos como una suerte de “plato de descarga” por el que podemos evacuar las impurezas generadas en la reacción nuclear.

Y como colofón a este trabajo se encuentra el **calentamiento del plasma**. Del mismo modo que no podemos hervir agua con el termo que calienta el suministro del grifo de nuestras casas (70°C por ejemplo), tampoco podremos generar energía de fusión aprovechable con el calor que proporcionamos en el interior del reactor. Para generar energía de fusión el combustible debe ser calentado con anterioridad mediante medios óhmicos y posteriormente, con métodos adicionales, la última etapa de calentamiento permite alcanzar las temperaturas de fusión (del mismo modo que en nuestras casas alcanzaríamos los 100°C necesarios para la ebullición mediante el uso del fuego de la cocina).

La ingeniería de por sí en cualquier ámbito industrial, posee un carácter multidisciplinar muy notorio. No obstante, un proyecto de tal envergadura como el diseño y construcción

de un reactor de fusión trasciende de las líneas multidisciplinares que alcanza nuestra visión actual de un proyecto de ingeniería.

El carácter multidisciplinar de un proyecto de ingeniería sienta sus bases sobre la rama eléctrica, mecánica, automática, informática, de telecomunicaciones... Pero en este tipo de proyecto se emplean una serie de ramas mucho más extensas y de carácter muy específico como son las tecnologías láser, la ciencia de materiales en sus más innovadores avances, la superconductividad, el electromagnetismo y un sin fin de especializaciones al más alto rango de exigencia.

Pero más allá de estos conocimientos, el proyecto trata de poner de manifiesto el cometido del aprendizaje. Si bien durante el grado no se han abordado disciplinas directamente relacionadas con la tecnología nuclear, sí existen muchas de ellas que se vinculan de forma tangencial; ejemplos de ello son el capítulo de la **interacción de plasma con la primera pared del reactor**, que pone en valor las asignaturas abordadas durante el grado como han sido *ciencia de los materiales, tecnología de materiales y tecnología mecánica* o el apartado de *térmica* y de *mecánica* del capítulo de la **superconductividad**, entre otros.

Al margen de la existencia o no de conocimiento durante el transcurso de los estudios de grado, este trabajo pretende poner en valor el cometido la universidad como centro de conocimiento. En referencia a Ortega y Gasset en su ensayo *La misión de la universidad: "puede resultar utópico hacer de todos y cada uno de los alumnos grandes científicos, pero si ha de ser misión indispensable la creación de profesionales adecuados a los tiempos en los que vivimos"*.

Por ello este trabajo se aleja del enfoque puramente científico, enfocándose en la aplicación técnica del conocimiento, mas propio de la ingeniería de una solución al gran problema acuciante de carácter energético que nuestro tiempo requiere.

Este proyecto de investigación busca incitar a al aprendizaje, más allá de las competencias que se hayan podido adquirir en el transcurso de los estudios de grado.

Sin importar si son competencia de la universidad o no, un centro de educación superior debe proporcionar ayuda y compromiso por el conocimiento, tal y como se ha realizado en este proyecto. Muestra de ello, es el compromiso que el tutor ha adquirido al

embarcarse en una disciplina no impartida en la EPSE; pero que, ante la posibilidad de aprender y enseñar algo nuevo, ha visto una oportunidad de contribuir al conocimiento de un alumno con entusiasmo por una rama concreta de la tecnología. Mi más sincero agradecimiento.

Cada vez son mas frecuentes las noticias que hablan de una fuente de energía de abundante combustible, con unos costes (en su generación) muy inferiores frente a los enormes beneficios que ofrece. Finalizando y como final un emocionante comienzo por mi viaje por la energía de fusión, se pretende aportar un documento que permita a todo aquel que quiera abordar este tipo de tecnología, un aprendizaje paulatino y plausible que le permita obtener un criterio sobre la tecnología de fusión nuclear y el diseño simplificado de un reactor.



BIBLIOGRAFÍA.

“NRL Formulario de plasma”.

Autor: Laboratorio de investigación naval, división de la física del plasma.

Libro “Plasma Physics and Fusion Energy”

Autor: Jeffrey Friedberg.

Ed Cambridge University Press

Libro “The plasma Boundary of magnetic fusion devices.”

Autor: Peter C. Stangeby.

Ed. Universidad de Toronto, Instituto de estudios aeroespaciales.

Libro “Curso básico de fusión nuclear”.

Autor: Jóvenes nucleares.

Versión Digital.

Libro “Frontier in fusion research II. Introduction to modern Tokamak physics” Autores:

Mitsuru Kikuchi. Masafumi Azumi.

Ed Springer.

Libro “Plasma Physics for controlled fusion”

Autor: Kenro Miyamoto.

Ed Springer.

Libro “Tokamak Engineering mechanics”

Autores: Yuntao Song. Weiyue Wu. Shijun Du et al.

Ed Springer.

Libro “Magnetic control of Tokamak plasmas”

Autores: Marco Ariola. Alfredo Pironti

Ed Springer.

Libro “Safety factor profile control in a Tokamak”

Autores: Federico Bribiesca Argomedo, Emmanuel Witrant, Christophe Prieur.

Ed Springer.

Libro “Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Reactions Driven Fusion Energy”

Autores: Bahman Zohuri

Ed Springer.

Libro “Tokamak’s”

Autor: J. Weeson

Ed. Clarendon Press Oxford.

Libro “Physical Metallurgy”

P. Haasen

Ed. Amsterdam: Elsevier Science & Technology

Curso “Física del plasma: Aplicaciones”

Universidad Politécnica federal de Laussana (Suiza).

Modalidad a distancia a través de la plataforma EdX

Curso “Energía Nuclear: Ciencia, sistemas y sociedad”

Universidad Politécnica federal de Laussana (Suiza)

Modalidad a distancia a través de la plataforma EdX

www.foronuclear.es

<http://www.jovenesnucleares.org/blog/>

[foro rlopez33](#)

[El periódico de la energía](#)

www.plasmas.org

[Wikipedia: Distribución de Maxwell-Boltzman](#)

<http://www.hitachi.cable.com/>

[“High Temperature Superconductivity \(HTS\) Opportunities & Challenges”](#)

www.iter.org

www.fusionforenergy.com

[Instituto de la física del plasma, Academia china de las ciencias.](#)

[Exposición Jesús Izquierdo en la conferencia “Aprende ConCiencia” Impartida online.](#)

<https://ifmifdonesspain.wordpress.com>

www.researchgate.com



ANEJOS



ANEJO 1. LISTA DE VARIABLES

- α , partícula alfa, núcleo de helio.
- β , Parámetro Beta del plasma. Define la estabilidad.
- β_N , Parámetro Beta normalizada del plasma.
- β_{max} , Parámetro Beta máxima del plasma. Límite de Troyon.
- η_T , eficiencia eléctrica global
- θ , ángulo poloidal.
- λ , Longitud de onda.
- λ , Profundidad de penetración de un haz NBI.
- λ_{br} , Capa del reactor destinada a la generación de tritio.
- λ_D , Longitud de Debye.
- λ_{mult} , Capa del reactor destinada a la multiplicación de neutrones.
- λ_{sd} , Capa del reactor destinada a la ralentización de neutrones.
- μ_0 , Permeabilidad magnética en el vacío.
- μm , Micrómetros.
- ξ , Longitud coherente.
- π , Pi.
- ρ , radio de giro o radio de Lamar.
- σ , sección transversal de una partícula
- σ_{DT} , sección transversal del deuterio-tritio.
- σv , tasa de reacción.
- σ_{max} , Tensión mecánica máxima.
- τ , tiempo de confinamiento.
- τ_e , tiempo de confinamiento de los electrones.
- σ_{ch} , Sección transversal en régimen de intercambio de carga.
- σ_i , Sección transversal en régimen de ionización.
- ω , Frecuencia de giro.
- ω_p , Frecuencia del plasma o frecuencia crítica.
-
- Γ_r , Ley de Fick.
- Λ_D , parámetro del plasma.

Φ , ángulo toroidal.

Ω_{ce} , frecuencia onda-partícula de electrones.

Ω_{ci} , frecuencia onda-partícula de iones.

∇P , Gradiente de presión.

\emptyset , Diámetro.

a, radio de la cavidad hueca del reactor donde se aloja el plasma.

a_p , radio menor del toro en la dirección poloidal

appm, partes atómicas por millón.

b, grosor del manto/escudo del reactor.

B, Campo magnético.

B_θ , Campo magnético poloidal.

B_ϕ , Campo magnético toroidal.

B_0 , Campo magnético en el eje central.

B_c , Campo magnético crítico.

B_{c1} , Primer campo magnético crítico.

B_{c2} , Segundo campo magnético crítico.

Be, Berilio.

Bi, Bismuto.

B_p , Campo magnético poloidal.

B_t , Campo magnético toroidal del Tokamak.

c, velocidad de la luz

c, grosor del imán toroidal

c_s , Velocidad del sonido.

C, Carbono

Ce, Cesio

Cu, Cobre.

Cr, Cromo

dpa, desplazamientos por átomo.

D, Deuterio

D, coeficiente de difusión

DEMO, Demonstration Power plant.

e⁻, Electrón

eV, electrón-voltio.

E, Energía.

E, Módulo elástico de un material.

E, Energía de fusión.

E_{haz} , energía de calentamiento de los iones igual al de los electrones.

ELM, Modos de localización en el borde del plasma (gradientes).

ERCH, Calentamiento por resonancia por ciclotrónica de electrones.

E_{wigner} , Energía de desplazamiento umbral.

f , frecuencia de calentamiento.

f_a , fracción de calentamiento de las partículas alfa.

f_{ce} , frecuencia por resonancia por ciclotrónica de electrones.

f_{ci} , frecuencia ciclotrónica de iones.

F, Fuerza.

Fe, Hierro

g, gramos

G, Gauss

GJ, Gigajulios

H, Hidrógeno

He, Helio

HTS, Superconductores de alta temperatura

I_0 , Corriente máxima permisible en el plasma.

I_p , Corriente del plasma.

IAEA, Organismo internacional de energía atómica.

ITER, International Thermonuclear Experimental Reactor.

IRCH, Calentamiento por resonancia ciclotrónica de iones.

J, Julios

J, densidad de corriente A/m^2 . (electromagnetismo)

J_c , densidad de corriente crítica.

JET, European Joint Torus (Tokamak).

k, Constante de Boltzman

KeV, kilo electrón-voltios.

kg, kilogramos

kJ, kilojulios

kW, kilovatios

kWe, Kilovatios eléctricos.

K, Elongación del plasma.

Li, Litio

l_i , la inductancia interna normalizada por unidad de longitud

L_{sol} , Espesor de la capa de raspado.

LTS, Conductores de baja temperatura

L_w , Carga energética que soporta la pared del reactor.

$L_{w,max}$, Carga máxima que debe soportar la pared del reactor.

m, masa.

m_{Cs} , masa del cesio.

m_D , masa del deuterio.

m_{He} , masa del helio.

m_n , masa del neutrón.

m_T , masa del tritio.

m_U , masa del uranio.

m_{Zn} , masa del zinc.

Mev, Megaelectrón-voltios

MDH, Modelo magneto-hidrodinámico.

MIT, Instituto tecnológico de Massachusets.

MW, Megavatios.

MW/h, Megavatios por hora.

n, neutrón

n, densidad

n_D , densidad del deuterio.

n_e , densidad de los electrones.

n_G , densidad suave de Greenwald.

n_{max} , densidad máxima admisible del sistema de fusión.

n_T , densidad del tritio.

N, número de espiras en un transformador

Nb, Niobio

NBI, Inyector de haces neutros.

NO_x, Oxidos de nitrógeno

p , presión

P , potencia

P_{α} , potencia de las partículas alfa.

Pb , plomo

P_b , pérdidas por Bremsstrahlung.

P_d , pérdidas directas.

P_E , potencia eléctrica

P_f o P_{fusion} , potencia de fusión

P_{heat} , potencia de calentamiento.

P_{in} , potencia de entrada al sistema

P_{ohmico} , potencia de calentamiento óhmico.

$P_{\text{pérdidas}}$, potencia de las pérdidas.

P_{sal} , potencia de salida del sistema de fusión.

P_{in}^E , potencia eléctrica de entrada al sistema de fusión.

P_{sal}^E , potencia eléctrica de salida al sistema de fusión.

PROTO, Prototype power plant.

q , factor de seguridad.

q , carga de una partícula (capítulo 1)

Q , rendimiento de una planta de fusión.

Q_E , rendimiento eléctrico en una planta de fusión

Q_{eng} , rendimiento ingenieril.

r , radio menor de la cámara toroidal.

R , radio mayor de la cámara toroidal

R , resistencia de un conductor (esquema de superconductores vs conductores perfectos)

Si, Silicio.

SiC/SiC, Carburos de silicio.

Sn, Estaño

SO_x, Óxidos de azufre.

T, Tritio.

T, Teslas

T, temperatura

T_c, Temperatura crítica

T_e, temperatura de los electrones

T_i, temperatura de los iones

Ti, Titanio

Tokamak, Dispositivo de fusión magnética por confinamiento toroidal.

u, u.m.a. (unidades de masa atómica, 1 u.m.a.=1,66·10⁻²⁷kg).

U, Uranio

v, velocidad

v_b , Velocidad del haz.

v_e , Velocidad de los electrones.

V, volumen

V, Vanadio

V_⊥, velocidad normal (perpendicular).

V_{loop}, es la tensión del bucle que se forma en la cámara.

W, cantidad de energía almacenada en el plasma (capacidad e trabajo).

W, Wolframio.

x_{escudo} = Grosor del escudo protector del reactor.

x , la distancia de un rayo NBI al interior del plasma.

Y, Itrio

Zn, Zinc

Z_{ef} , Número atómico efectivo.



ANEJO 2. EQUILIBRIO MDH DE UN TOKAMAK

La magnetohidrodinámica (MHD) es la disciplina académica que estudia **la dinámica de fluidos conductores de electricidad** en presencia de campos eléctricos y magnéticos.

Equilibrio de fuerzas:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$$

\mathbf{j} ; densidad del campo magnético.

B ; Magnitud del campo magnético.

∇p , Gradiente de presión que ejerce el plasma.

En un equilibrio de fuerzas marcado por el gradiente de presión de un plasma y la fuerza que ejerce un campo magnético, las superficies de flujo coinciden con las superficies isobaras por las cuales fluye la corriente. Dichas superficies se etiquetan con el valor del flujo magnético ψ .

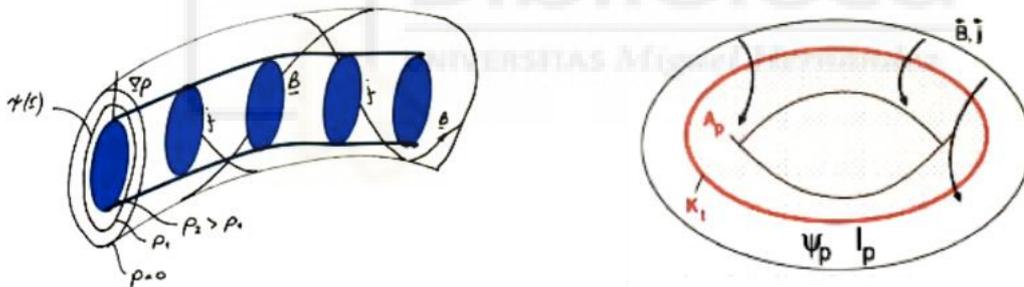


Imagen A2.1 Esquema del Modelo físico MDH aplicado a la geometría toroidal del Tokamak.
 Fuente Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 3

El núcleo es la zona mas caliente y presentará una mayor estabilidad que la envolvente (o borde del plasma) a causa de la **difusión de temperatura** que el núcleo presenta hacia el borde del plasma. Es esta transferencia de calor la que debe permanecer en equilibrio.

Las turbulencias por tanto serán mas notorias en el borde del plasma, de ahí que el control del equilibrio se centre en la envolvente del plasma. Centrando los esfuerzos en esta zona más conflictiva se garantiza el equilibrio del plasma.

Eficiencia en el confinamiento:

$$\beta = \frac{n \cdot T}{B^2 / 2\mu_0}$$

β , Beta del plasma.

n , densidad del plasma.

T , temperatura del plasma.

μ_0 , Permeabilidad magnética en el vacío.

La principal condición de equilibrio promediado sobre las superficies de flujo expresados en términos del flujo poloidal vienen definidos a través de la **ecuación de Grad.-Shafranov**.

La ecuación de Grad-Shafranov.

$$J \times B = \nabla p \rightarrow \Delta \cdot \psi(R, Z) = -\mu_0 R^2 \cdot D'(\psi(R, Z)) - \mu_0 F'(\psi(R, Z)) F'(\psi(R, Z))$$

$$\Delta = R \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right]$$

$$F'(\psi(R, Z)) = \frac{1}{\mu_0} R B_\theta(R, Z)$$

$$p'(\psi) = \frac{\partial p(\psi(R, Z))}{\partial \psi}$$

$$F'(\psi) = \frac{\partial F(\psi(R, Z))}{\partial \psi}$$

Las condiciones de contorno bajo las que trabaja esta ecuación son las mediciones del campo magnético toroidal y poloidal en el borde del plasma. Las estimaciones iniciales para $p(\psi(R, Z))$ y $F(\psi(R, Z))$ (restricciones en la solución) son:

Medidas del perfil de presión del plasma.

Medidas de perfil de paso de las líneas de campo.

Todas estas medidas vienen expresadas en términos de ψ , (ajustado a las funciones de flujo).

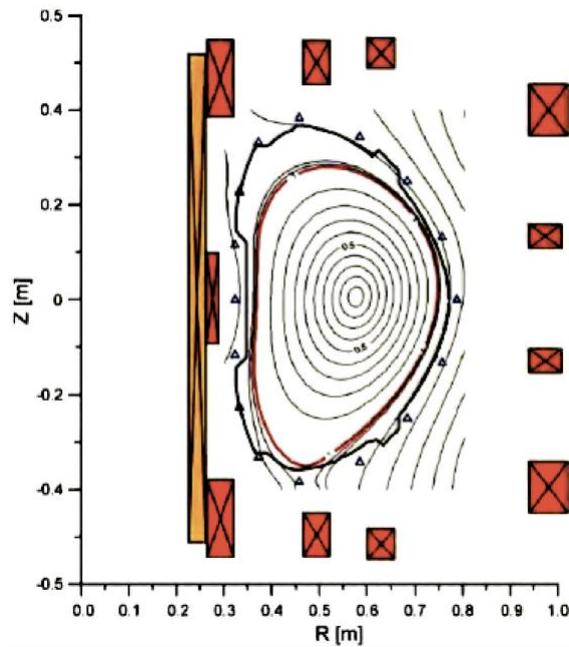
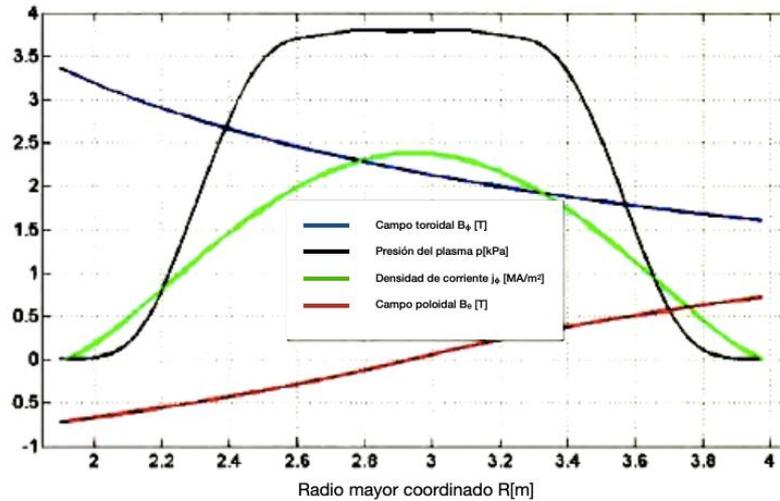


Imagen A2.2. Flujo de equilibrio de presión y flujo magnético constante.
Fuente Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 4

El eje magnético se sitúa en el centro de la superficie de flujo más extensa. Dicho eje está ligado a la variación de Shafranov Δ ; que es el desplazamiento radial del centro de cada superficie con respecto del eje magnético (Las superficies de flujo están espaciadas más estrechamente en la parte inferior del plasma).

Perfiles de equilibrio en un Tokamak.

Se muestra a continuación el perfil de los parámetros de descarga del mayor Tokamak experimental en funcionamiento hasta la fecha, el JET (Join European Torus), situado en Oxford, Reino Unido.



Gráfica A2.1 Perfiles característicos de una descarga típica del Tokamak JET.
 Fuente Curso física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 4

De esta imagen podemos señalar:

- El equilibrio 2D es axisimétrico.
- La presión $p(R)$ y la densidad de corriente toroidal J_ϕ pico típicos están situados en el eje magnético.
- El campo toroidal $B_\phi(R) \propto 1/R$ y B_ϕ/B_θ varía desde $\sim 0,1$ a $\sim 0,25$ desde campos altos a bajos, donde $B(R) \approx 0$.

ANEJO 3. TRANSFERENCIA CLÁSICA EN PLASMAS.

La teoría de la transferencia clásica define una trayectoria aleatoria para los electrones e iones de un plasma bajo los efectos de las **colisiones de Coulomb** con N pasos estadísticamente independientes (ξ).

$$X = \sum_{i=1}^0 \xi_i$$

Donde $x = 0$ significa que puede tomar varios caminos aleatorios.

$$\bar{X}^2 \neq 0, \dots$$

$$\bar{X}^2 = \sum_{i=1}^N \xi_i^2 + \sum_{i \neq j} \bar{\xi}_i \bar{\xi}_j = N \xi^2,$$

$$\text{con } \sum_{i=1}^N \xi_i + \sum_{j=1}^N \xi_j = 0$$

τ ; tiempo entre colisiones y $N = \frac{t}{\tau}$

$$\text{De modo que: } \bar{X}^2 = N \cdot \xi^2 = \frac{t}{\tau} \cdot \xi^2 = v^2 \cdot \tau \cdot t$$

Donde:

- $v^2 \tau$ es el cociente de difusión D que se expone más adelante.
- t es el tiempo
- \bar{X} , la varianza

Las mediciones a realizar entonces son el **tiempo característico** o **frecuencia de colisión** y una medida típica de pasos en situaciones deficientes para así poder hallar el coeficiente de difusión. Siendo el tamaño de paso λ_{mfp} :

$$\lambda_{mfp} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{V_{the}}{v_{e/i}}$$

$\nu_{e/i}$; frecuencia característica (electrones que colisionan con los iones).

V_{the} , velocidad térmica de los electrones

Donde $D = v^2 \tau$ (coeficiente de difusión) definido como:

$$D = v^2 \tau = \frac{\xi^2}{\tau} = \frac{\text{medida}_{\text{paso}}^2}{\text{frecuencia}_{\text{colisiones}}}$$

A partir de ahora tendremos que verificar que este enfoque funciona, para ello primero se ha de definir primero la ecuación de difusión de un plasma no magnetizado.

Plasma no magnetizado. ECUACIÓN DE LA DIFUSIÓN.

Partiendo de la ecuación de la velocidad para electrones y/o protones:

$$m_j \frac{dv_j}{dt} = q_j E - \frac{\nabla p_j}{n_j} - m_j v_j$$

En estado estacionario:

$$\frac{dv_j}{dt} = 0$$

Considerando temperatura uniforme:

$$T_j \rightarrow \nabla p_j = T_j \nabla n_j$$

$$0 = q_j E T_j \nabla n_j - m_j v_j \rightarrow v_j = \frac{q_j}{m_j} \frac{\nabla n_j}{v_j}$$

Donde $\frac{q_j}{m_j v_j}$ es la movilidad y $\frac{\nabla n_j}{n_j}$ es el coeficiente de difusión $D_j = \frac{v_{the,j}^2}{\nu_j}$

*Nota: $\frac{u_j}{D_j} = \frac{|q_j|}{T_j}$; Relación de Einstein.

El flujo queda de la siguiente forma:

$$\Gamma_j = n_j v_j = n_j \frac{|q_j|}{T_j} \mu_j E - D_j \nabla n_j$$

Considerando campo magnético nulo $E = 0$:

$$\Gamma_j = -D_j \nabla n_j, \text{ (Ley de Fick) .}$$

Ecuación de la continuidad:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} \nabla \Gamma_j = 0 \rightarrow \frac{\partial n_j}{\partial t} \nabla (-D_j \nabla n_j), \text{ con } -D_j \text{ constante}$$

Finalmente obtenemos la **ECUACIÓN DE LA DIFUSIÓN**:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} - D_j \nabla n_j^2 = 0$$

La casi-neutralidad implica $\Gamma_i \sim \Gamma_e$. Dado que generalmente $D_e \neq D_i$ se genera un campo eléctrico ambipolar en el plasma. Lo derivamos para $B = 0$, pero con un efecto general.

Asumiendo $n_e = n_i = n$;

$$\Gamma_i = \mu_i n E - D_i \nabla n = \Gamma_e = \mu_e n E - D_e \nabla n$$

donde finalmente:

$$E = \frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{\nabla n}{n}$$

Flujo resultante para ambas especies:

$$\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma$$

$$\Gamma_e = \mu_e n E - D_e \nabla n = \mu_e n \frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{\nabla n}{n} - D_e \nabla n = \frac{\mu_e D_i + \mu_e D_e + \mu_i D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n =$$

$$= \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$

siendo este último el nuevo coeficiente de difusión ambipolar:

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$

Dado que $\mu_e \gg \mu_i$

$$D_a \propto \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} = D_i + \frac{\mu_i}{\mu_e} D_e \propto \frac{T_e}{T_i} D_i$$

Con $T_e \sim T_i \rightarrow D_i < D_a \ll D_e$

Plasma magnetizado. Difusión de partículas D.

La simple aproximación de la difusión $D \sim (\text{medida del paso})^2 \times \text{frecuencia}$ tiene sentido con la advertencia de que existe un campo magnético E ambipolar para establecer flujos equiparables de iones y electrones.

Con $B_0 \neq 0$ debemos separar las direcciones a lo largo de B_0 , otra manera de expresar esto es decir que con $B_0 \neq 0$, la transferencia a través del campo está dictada por la longitud de la armadura de órbita, al igual que se hacía con $B=0$; excepto que el campo ambipolar y la difusión pueden generarse de un modo más complicado en función de la dirección del campo magnético.

A lo ancho de B son necesarias las colisiones para el transporte de partículas (sobre distancias mayores que las órbitas de las partículas). Sus tamaños típicos de paso reciben el nombre de **radio de armadura ρ_r** .

La difusión de partículas sólo es necesaria para la transferencia de las partículas diferentes. Las colisiones entre partículas semejantes tienden a permutar en la posición de los centros sin transporte neto de energía. Este razonamiento viene definido por las ecuaciones:

$$D_{\perp,e} \approx \rho_{Le}^2 \langle v_{e/i} \rangle$$

$$D_{\perp,i} \approx \rho_{Li}^2 \langle v_{e/i} \rangle$$

Si $T_e \sim T_i$ entonces $D_{\perp,e} \sim D_{\perp,i}$ y no sería necesario un campo ambipolar

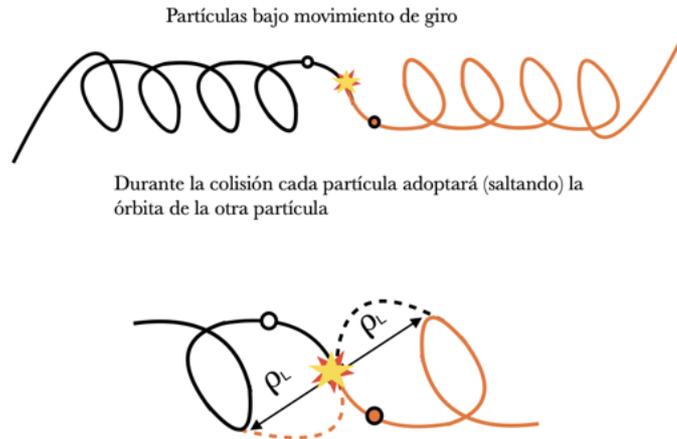


Imagen A3.1 Difusión de partículas en un plasma magnetizado.

Fuente Elaboración propia partir del curso de física del plasma y aplicaciones de para la energía de fusión. Tema 5.

PLASMA MAGNETIZADO. DIFUSIÓN DEL CALOR χ .

La ecuación de la difusión para partículas similares es válida para el calor:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \nabla^2 T = 0$$

La difusión del calor χ (considerándolo constante) juega el mismo papel que en la difusión de partículas y se obtiene también del tamaño de paso típico y la frecuencia. Los valores de paso típicos ρ_L son los mismos que en la difusión de partículas. Por último, cabe constatar que para la transferencia de calor es necesaria la transferencia de energía v_E , donde las colisiones entre todas las partículas contribuyen a la difusión del calor.

A lo largo de B_z :

$$\chi_{||e} \approx \frac{V_{the}^2}{\langle v_E \rangle^{e/i} + \langle v_E \rangle^{e/e}} \approx 0,7 \frac{V_{the}^2}{\langle v_{e/i} \rangle}$$

$$\chi_{||i} \approx \frac{V_{thi}^2}{\langle v_E \rangle^{i/i} + \langle v_E \rangle^{i/e}} \approx \frac{V_{thi}^2}{\langle v_{i/i} \rangle}$$

La transferencia de calor en la dirección paralela viene dominada por los electrones.

A lo ancho de B_z :

$$\chi_{\perp e} \approx \rho_{Le}^2 \left[\langle v_E \rangle^{e/i} + \langle v_E \rangle^{e/e} \right] \propto 2\rho_{Le}^2 \langle v_{e/i} \rangle$$

$$\chi_{\perp i} \approx \rho_{Li}^2 \left[\langle v_E \rangle^{i/e} + \langle v_E \rangle^{i/i} \right] \propto 2\rho_{Li}^2 \langle v_{i/i} \rangle$$

La transferencia de calor en la dirección paralela viene dominada por los iones.

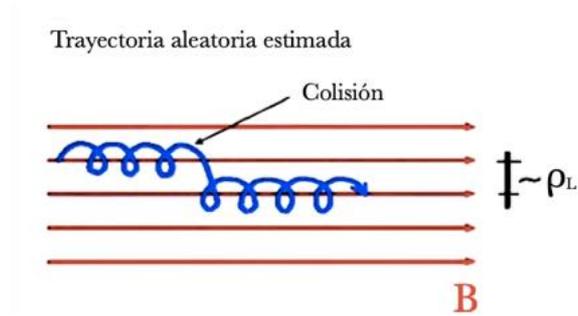


Imagen A3.2 Conclusión de la teoría clásica.

Fuente curso de física del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 5.

En este anejo hemos podido observar cómo el coeficiente de difusión determina un parámetro tan crucial para la fusión como lo es el **tiempo de confinamiento**.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\perp} \nabla n^2$$

$$D_{\perp} \approx \frac{\rho_L^2}{\tau_{coll}} \approx \rho_L^2 \langle v_{e/i} \rangle$$

Tiempo de confinamiento

$$\tau \propto \frac{N}{\frac{dN}{dt}} = \frac{n * V}{Flujo * S} = \frac{n * \pi a^2 L}{|\Gamma| 2\pi a L} = \frac{na}{2D_{\perp} \frac{dn}{dr}} \propto \frac{na}{2D_{\perp} \frac{n}{a}}; \quad \frac{dn}{dr} = \frac{n}{a}$$

$$\text{Finalmente } \tau \propto \frac{a^2}{2D_{\perp}}$$

MÁS ALLÁ DE LA TEORÍA CLÁSICA:

Tras esta exposición se ha de decir que lamentablemente en un dispositivo de tipo Tokamak, el tamaño de paso no puede ser determinado simplemente a partir de las longitudes de armadura de órbita. En su lugar la órbita toma otra forma distinta a la

estimada, por lo que la teoría clásica no puede definir el comportamiento de la transferencia energética. Esta exposición se emplea para defender la necesidad de una nueva teoría, **la teoría de la transferencia neoclásica** (anejo 4).



ANEJO 4. TRANSFERENCIA NEOCLÁSICA EN PLASMAS.

MÁS ALLÁ DE LA TEORÍA CLÁSICA:

En un Tokamak las partículas se mueven a lo largo de una trayectoria helicoidal. Al darse la situación que $B \sim 1/R$, las partículas experimentarán valores de B mínimos y máximos dependiendo de la zona del toro en la que se encuentren. Estas órbitas de partícula formadas (proyectadas en el plano poloidal) se asemejan a una forma “aplatanada”.

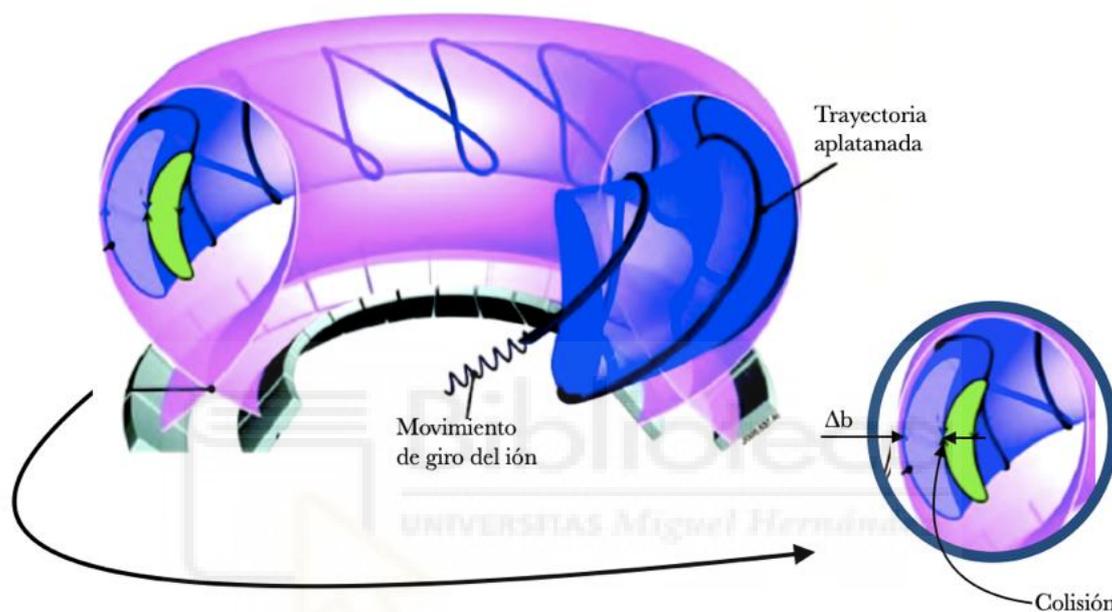


Imagen A4.1. Esquema de la transferencia neoclásica.
Fuente: Curso del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 5

La mayor corrección que aporta la **teoría neoclásica** viene dada de las partículas atrapadas que se mueven rápidamente alrededor de la órbita con forma de plátano sobre las colisiones, saltando a una órbita diferente.

Tamaño de paso: órbita de plátano (ancho):

$$\Delta b \propto q^{-1/2} \rho_{Le}$$

ε , relación de aspecto inversa

$$\varepsilon = \frac{a}{R}$$

q; factor de seguridad

Frecuencia de colisión efectiva para la órbita de plátano;

$$v_{ef} \propto \frac{\langle v_{e/i} \rangle}{\varepsilon}$$

Dado que la fracción de partículas atrapadas se corresponde con el valor $\varepsilon^{1/2}$, el resultado de la contribución neoclásica a la difusión del calor es:

$$D_{\perp}^{neoclásica} \frac{1}{\varepsilon^2} \left(q \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \rho_{Le} \right)^2 \frac{\langle v_{e/i} \rangle}{\varepsilon} = \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}} D_{\perp}^{neoclásica}$$

Pese a ser una teoría mejorada en base a la vista en el anejo 3, la transferencia neoclásica no tiene en cuenta los valores experimentales que se han obtenido en los laboratorios, por lo que no atiende a hechos empíricos.

ANOMALÍAS O TRANSFERENCIA TURBULENTA:

El transporte anómalo generado por la interacción de las partículas del plasma con inestabilidades colectivas a pequeña escala (turbulencias) es de lejos un factor determinante en el confinamiento magnético de fusión.

Energía libre \rightarrow inestabilidades a pequeña escala \rightarrow turbulencias del plasma.

Las turbulencias son una forma espontánea de liberación de energía asociada con los flujos, (gradientes en presencias no lineales y disipaciones). Su presencia es bastante común y actúan en gran variedad de escalas.

El origen de las turbulencias en los plasmas del Tokamak son de importancia para la transferencia neoclásica. Originada en los desarrollos no lineales o derivas ($\delta_B \sim 0$) las turbulencias son causadas por los gradientes de presiones inestables con una mala curvatura de su órbita, o por curvaturas magnéticas.

Resultado de los flujos ExB fluctuantes por transferencia:

$$\Gamma_f = \frac{\langle \delta_n \delta(E \times B) \rangle}{B_0} = \delta_n \delta_E \frac{B_0}{B_0^2} = \delta_n \delta_E \frac{1}{B_0}$$

La transferencia depende de la fluctuación de las amplitudes y de la fase entre el potencial y la fluctuación de la intensidad.

ESTRUCTURAS Y TRANSFERENCIAS MACROSCÓPICAMENTE

TURBULENTAS:

$$D_{\perp}^{efectiva} \propto \frac{\text{medida de la onda}^2}{\text{tiempo de correlación}}$$

Los modos de longitud de onda pequeñas (radiales) pueden dar transferencias pequeñas, pero las turbulencias que se generan pueden desarrollar estructuras macroscópicas no lineales.

Varios de estos sistemas no lineales crean grandes estructuras organizadas a gran escala que pueden producir transferencias en una dirección radial de gran dimensión.

Como solución se pueden establecer flujos de corte para romper estas estructuras, robando energía de la turbulencia y transferencias en la dirección radial, haciendo que esta transferencia radial sea menor.

MEDIDAS EXPERIMENTALES DE LAS TURBULENCIAS:

Las medidas que se llevan a cabo en las fluctuaciones (δi) del plasma y del campo electromagnético en un plasma turbulento se llevan a cabo mediante los parámetros δn ; δT ; δB ; δE ; ...

Las fluctuaciones ocurren sobre varias escalas temporales y espaciales, variando sobre el perfil radial, siendo pequeñas en el núcleo <1% y grandes en la envoltura >10%.

Existen varias técnicas experimentales para diferentes cantidades y escalas (ECE, espectrometría, interferometría, dispersión láser...).

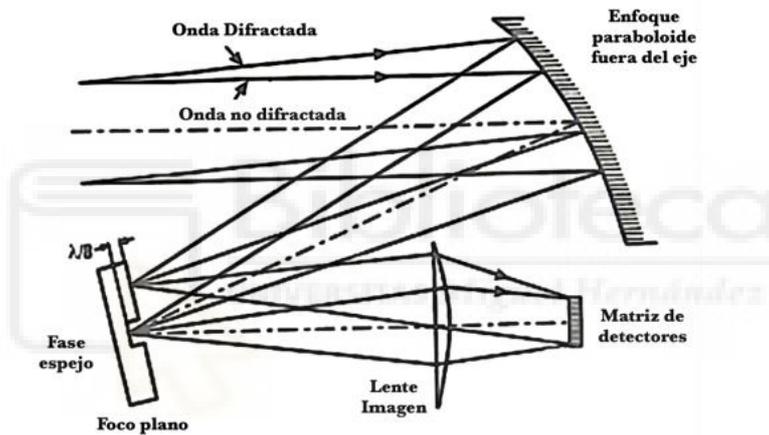


Imagen A4.2. Ejemplo del funcionamiento de medidas de las turbulencias.
 Fuente: Curso del plasma y aplicaciones para la energía de fusión. Tema 5

Un ejemplo de la medición de turbulencias es el perfil espectral y radial de un modo Geodésico acústico de fluctuaciones, a partir del contraste de fase en el Tokamak. El sistema de contraste de fase detecta oscilaciones de la fase de un láser que es difractado por las fluctuaciones de densidad del plasma.