

UNIVERSIDAD DE CÓRDOBA

Facultad de Ciencias

Grado de Física

Trabajo Física del Plasma

Confinamiento magnético en Stellarator

Autor: Rafael Jurado Ariza



2 de mayo de 2020

"La ciencia no puede resolver el último misterio de la naturaleza. Y eso se debe a que, en última instancia, nosotros mismos somos una parte del misterio que estamos tratando de resolver."

Max Planck

Resumen

El presente trabajo describe el concepto de confinamiento magnético, en particular en el reactor tipo *stellarator*, y analiza si la existencia de islas magnéticas o turbulencia es favorable o adversa al confinamiento del plasma en el reactor.

En primer lugar, se presenta una introducción a la energía nuclear, particularizando en la de fusión, continúa un análisis al concepto de confinamiento y su duración, así como métodos que lo aumentan o fenómenos físicos que lo reducen y termina con medidas de interés dentro del plasma y sus aplicaciones en la mejora del confinamiento.

En segundo lugar, se toma contacto en profundidad con los reactores tipo *stellarator*, pasando por su historia, conceptos fundamentales y terminar con el *stellarator* español en el CIEMAT: TJ-II.

En última instancia, se realiza un análisis más exhaustivo del concepto de turbulencia con el apoyo de herramientas matemáticas como el campo eléctrico, finalizando con la fijación del concepto de isla magnética y su medición.

Palabras clave: plasma, *stellarator*, confinamiento, magnético

Abstract

This paper describes the concept of magnetic confinement, in the stellarator type reactor, and analyzes whether the existence of magnetic islands or turbulence is favorable or adverse to the confinement of the plasma in the reactor.

First, there is an introduction to nuclear energy, particularly in the field of fusion, which continues an analysis of the concept of confinement and its duration, as well as methods that increase it or physical phenomena that reduce it and end up with measures of interest within plasma and its applications in improving confinement.

Secondly, the stellarator-type reactors are contacted in depth, passing through their history, fundamental concepts and ending with the Spanish stellarator at CIEMAT: TJ-II.

Ultimately, a more comprehensive analysis of the concept of turbulence is carried out with the support of mathematical tools such as the electric field, ending with the establishment of the island concept and its measurement.

Keywords: plasma, stellarator, confinement, magnetic

Índice general

Índice de figuras	v
Índice de tablas	vi
1. Introducción	1
1.1. Energía	1
1.2. Fusión nuclear	2
1.3. Confinamiento magnético	4
1.3.1. Plasma	4
2. Stellarators	8
2.1. Historia y precedentes	8
2.2. Conceptos fundamentales de un <i>stellarator</i>	9
2.2.1. Clasificación de los <i>stellarators</i>	11
2.3. El <i>stellarator</i> heliac flexible TJ-II	12
2.3.1. Calentamiento del plasma	14
3. Turbulencia, campos eléctricos e islas magnéticas	16
3.1. Introducción	16
3.1.1. Espectro de la turbulencia	17
3.1.2. Generación de la turbulencia	18
3.2. El campo eléctrico radial E_r	19
3.3. Islas magnéticas	20
4. Conclusiones	22
Bibliografía	23

Índice de figuras

1.1. Energía de enlace	2
1.2. Secciones eficaces en reacciones de fusión	3
1.3. Movimiento del electrón y el ion en un campo magnético	5
1.4. Deriva causada por un campo toroidal	6
1.5. Superficies de flujo externo, líneas de campo y eje magnéticos para <i>tokamak</i> , <i>stellarator</i> LHD, y <i>stellarator</i> TJ-II	7
2.1. Perfiles radiales de transformada rotacional	10
2.2. Diferentes conceptos de stellarator	12
2.3. Vista en perspectiva del TJ-II	13
3.1. Espectro de la turbulencia según la teoría K-41.	18

Índice de tablas

2.1. Parámetros característicos del heliac flexible TJ-II.	13
--	----

Capítulo 1

Introducción

1.1. Energía

La demanda global energética está aumentando en los últimos años principalmente debido al crecimiento demográfico y económico. El continuo desarrollo de la sociedad moderna requiere que las fuentes de energía sean sostenibles y respetuosas con el medio ambiente. Sin embargo, hoy en día más del 80 % de la energía mundial proviene de combustibles fósiles [1], incluyendo carbón, petróleo y gas natural, que están limitados en reserva. Además, las emisiones de CO_2 de este tipo de energía es la principal contribución al aumento del efecto invernadero y tiene un efecto importante en el cambio climático. Se sabe que para nuestro entorno de vida el nivel asequible de aumento de la temperatura media por encima de los niveles antes de la era industrial es de $2\text{ }^{\circ}\text{C}$, más allá del cual es irreversible y casi se espera que ocurra un cambio climático catastrófico e incontrolable. Este aumento ya ha alcanzado los $0.78\text{ }^{\circ}\text{C}$ [2]. Por lo tanto, es urgente encontrar una manera de reducir la energía relacionada con los combustibles fósiles. Un alivio a corto plazo sería el desarrollo de nuevas tecnologías para reducir las emisiones de CO_2 de las plantas de energía fósil y mejorar el almacenamiento de CO_2 a gran escala, mientras que una solución a largo plazo debería considerar las alternativas a los combustibles fósiles. Los candidatos con recursos suficientes para hacerse cargo del abastecimiento son la energía solar, la fisión y la fusión nucleares [3].

La energía solar es teóricamente amplia e inagotable, pero su intermitencia (luz solo en días sin nubes) y la baja densidad energética (se requiere una gran superficie) hacen difícil construir una planta de energía solar para producir una cantidad significativa de energía base. La fisión nuclear es una fuente de energía bien establecida y ha estado produciendo electricidad de carga base durante décadas. Sin embargo, la eliminación de los residuos nucleares de larga y media vida junto al riesgo de accidente debido a la reacción en cadena intrínseca de la fisión nuclear ha sido durante mucho tiempo una preocupación pública.

La fusión nuclear promete una solución limpia y segura para nuestras necesidades energéticas a largo plazo [3]. Primero, las reservas de combustible son abundantes. Para la



Figura 1.1. Energía de enlace promedio en función del número másico.

reacción se necesitan deuterio y tritio, el deuterio puede ser extraído del agua de mar; el tritio no se produce de forma natural, pero puede ser obtenido a partir del isótopo de litio ${}^6\text{Li}$. Segundo, las reacciones de fusión nuclear no emiten gases de efecto invernadero o cualquier otro daño químico a la atmósfera. Tercero, la fusión nuclear es intrínsecamente segura. El combustible de fusión se introduce continuamente en el reactor a una velocidad que sostiene la reacción durante sólo unas pocas decenas de segundos en cada instante. La reacción de fusión sólo puede ocurrir bajo una temperatura muy alta y un campo de confinamiento suficientemente preciso y sin reacción en cadena. Cualquier manipulación incorrecta detendrá la reacción.

1.2. Fusión nuclear

Los protones y neutrones en el núcleo se mantienen unidos por la fuerza nuclear de corto alcance. La energía requerida para desmontar un núcleo se llama energía de enlace. La figura 1.1 muestra que el promedio de la energía de enlace varía entre elementos; tanto los núcleos más ligeros como los más pesados tienen un promedio bajo y los núcleos de masa intermedia tienen la mayor energía de unión. Esto muestra que la energía nuclear puede obtenerse tanto por la división de núcleos pesados (fisión) como fusionando los núcleos ligeros (fusión).

Para lograr una reacción de fusión, dos núcleos necesitan ganar suficiente energía cinética como para superar la repulsión de Coulomb y alcanzar el régimen de fuerza nuclear de corto alcance. La primera fusión se realizó experimentalmente bombardeando sobre un deuterio objetivo (${}^2\text{H}$ o D) con un rayo de deuterio [4], justo después del descubrimiento del deuterio (el isótopo de hidrógeno de masa dos [5]). Fue durante estos experimentos que el tercer isótopo de hidrógeno, el tritio (${}^3\text{H}$ o T), se descubrió. Después de este logro, el uso de

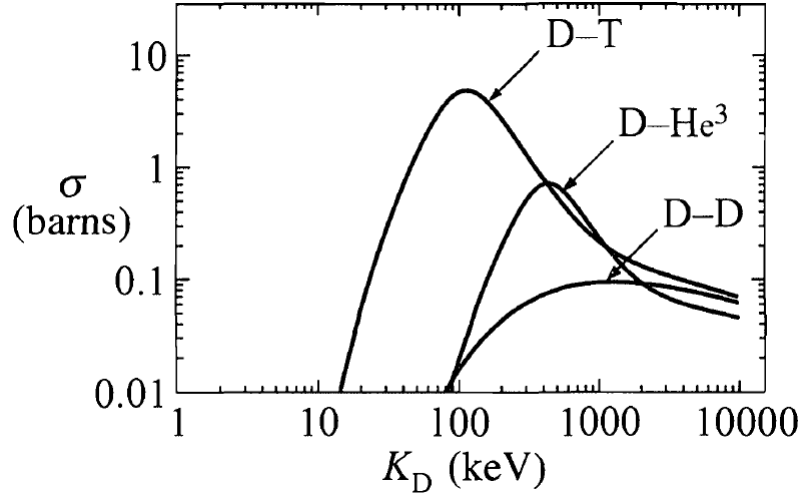
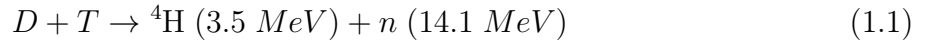


Figura 1.2. Secciones eficaces para las reacciones de fusión $D-T$, $D-^3\text{He}$ y $D-D$ en función de la energía cinética del deuterón K_D [3].

la fusión nuclear como fuente de energía fue considerado. Sin embargo, se reconoció que bombardear un objetivo con un chorro acelerado de partículas no es factible para la generación de energía, porque la energía utilizada para la aceleración de la partícula es mucho mayor que la energía producida por la reacción de fusión nuclear y la mayoría de las partículas aceleradas no daban en el objetivo.

Hoy en día se acepta generalmente que la forma más factible para la producción efectiva de energía con fusión nuclear es calentar los combustibles de fusión a alta temperatura, para que las partículas se acerquen con un fuerte movimiento térmico y una reacción nuclear pueda tener lugar. A tan alto nivel de temperatura, los combustibles de fusión están ionizados y en un estado llamado plasma. La figura 1.2 muestra las secciones transversales (probabilidad de que ocurra una reacción nuclear) de diferentes reacciones nucleares. Podemos ver que la reacción más prometedora es entre el deuterio y el tritio produciendo el neutrón y una partícula α .



La energía producida es transportada como energía cinética por el neutrón y la partícula α .

Uno de los objetivos fundamentales para obtener energía de fusión es mantener el alta temperatura, no con el calentamiento externo sino con la energía producida por la reacción nuclear en sí. Este proceso se llama ignición. Para alcanzar la ignición, el criterio de Lawson [6] predice que debe cumplirse la siguiente condición:

$$nT\tau_e \geq 3 \times 10^{21} \text{ keVs/m}^3 \quad (1.2)$$

donde n es la densidad del plasma, T es la temperatura y τ_e es el tiempo de confinamiento produciendo energía. Este triple producto sugiere que para generar energía de forma efectiva a

partir de la fusión nuclear, el plasma necesita estar confinado a muy alta temperatura por un tiempo suficientemente largo con alta densidad. Hay principalmente dos formas de conseguir energía de fusión controlada: el confinamiento magnético y el confinamiento inercial. Este trabajo se centra en la primera de ellas.

1.3. Confinamiento magnético

El confinamiento magnético de plasmas de alta densidad y temperatura es estudiado desde hace varias décadas con la finalidad de construir un reactor de fusión que sea capaz de producir energía. Para ello, es necesario conseguir la ignición del plasma. Esta se alcanza cuando se cumple el criterio de Lawson (1.2). El tiempo de confinamiento de las primeras máquinas era de unos pocos milisegundos, dado que el campo magnético confinante únicamente tenía componente toroidal. Se consiguieron plasmas con un tiempo de confinamiento treinta veces superior cuando los campos magnéticos tenían cierta helicidad. Para definir esta propiedad en *stellarators*, se utiliza la transformada rotacional que es el número de giros poloidales por cada giro toroidal. Normalmente este valor varía a lo largo del radio, por ello se habla de perfil de la transformada rotacional. En algunos puntos radiales el valor de la transformada rotacional puede ser racional, dando lugar a superficies magnéticas resonantes. Esto sumado al hecho de que el plasma es un medio con cierta resistividad, puede dar lugar al nacimiento de islas magnéticas que son superficies de flujo que se forman dentro de la columna de plasma aisladas del resto de superficies magnéticas. Son numerosos los estudios analíticos, numéricos y experimentales que se han realizado para determinar si las islas magnéticas aumentan el transporte radial y con ello se reduce el tiempo de confinamiento, pero la comunidad científica no ha llegado ningún acuerdo.

Otro fenómeno que provoca elevados niveles de transporte radial de partículas y energía y en consecuencia una reducción del tiempo de confinamiento es la turbulencia. Para llevar a cabo estudios que permitan reducir la turbulencia en el plasma, es necesario caracterizarla previamente, para ello se emplean distintas magnitudes. Una de las más utilizadas es la longitud de correlación radial (L_r). Se trata de una medida estadística de la turbulencia cuyo valor es proporcional al tamaño de las estructuras turbulentas. Son varios los diagnósticos que pueden medir L_r : sondas de Langmuir, *Beam Emission Spectroscopy*, *Heavy Ion Beam probe*, reflectometría, etc.

1.3.1. Plasma

Un plasma es un gas ionizado, en el que los electrones son separados de los iones. La separación de partículas cargadas positiva y negativamente da lugar a campos eléctricos. Los electrones son más móviles que los iones en un plasma debido a la pequeña masa del electrón.

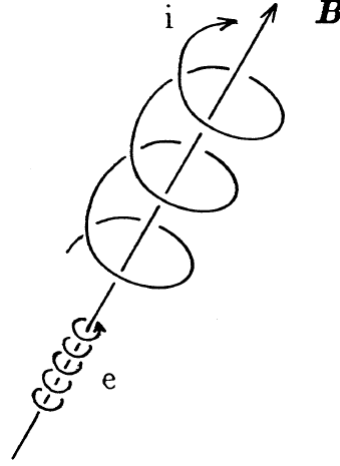


Figura 1.3. Movimiento del electrón y el ion en un campo magnético [7].

Por lo tanto, la pequeña separación de la carga puede dar lugar a la oscilación electrostática de los electrones alrededor de los iones de fondo. La frecuencia de esta oscilación se llama frecuencia de plasma, $\omega_p^2 = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$ donde n_e es la densidad electrónica del plasma, e es la carga del electrón, ε_0 es la constante dieléctrica del vacío y m_e es la masa del electrón. El rápido movimiento de los electrones consigue apantallar el desequilibrio de la carga, dotando de carga neutra a nuestro plasma (en mayor parte). La escala de longitud sobre la cual los electrones apantallan el desequilibrio de la carga es la longitud de Debye, $\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \right)^{\frac{1}{2}}$ donde T_e es la temperatura del electrón.

Cuando una partícula cargada se mueve con velocidad \mathbf{v} a través de un campo eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{B} , la fuerza electromagnética ejercida sobre la partícula cargada es la fuerza de Lorentz. Despreciando la gravedad, la ecuación del movimiento está dada por:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.3)$$

En un campo magnético uniforme, la partícula cargada sigue un movimiento helicoidal alrededor de la línea de campo de la figura 1.3. Este movimiento puede descomponerse en un movimiento lineal (centros de giro) a lo largo de la línea de campo y un movimiento circular, el movimiento de Larmor, perpendicular a la línea de campo. Considerando la ecuación de fuerza de Lorentz (1.3), obtenemos la frecuencia ciclotrón ω_c y el radio de Larmor r_L del movimiento como:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (1.4)$$

$$r_L \equiv \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (1.5)$$

En unos campos genéricos \mathbf{E} y \mathbf{B} , es decir, \mathbf{E} y \mathbf{B} pueden variar en el espacio y en el tiempo, los centros de giro del movimiento pueden tener deriva a través de los campos magnéticos. Basado en lo que origina la deriva, el posible centro de giro se puede descomponer

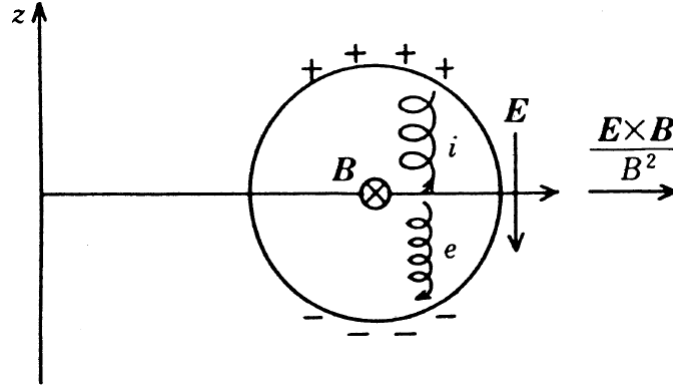


Figura 1.4. Deriva causada por un campo toroidal [7].

como: $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, ∇B , curvatura y deriva por polarización $V_g = V_E + V_{\nabla B} + V_\kappa + V_p$. Todas estas derivas surgen básicamente debidas al cambio o distorsión de las órbitas de Larmor durante el movimiento de giro. Un centro de giro fundamental es $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$: $V_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$. Esta es el fundamento para controlar las inestabilidades a pequeña escala en un plasma.

Las derivas de los centros de giro nos acercan a la comprensión del confinamiento del plasma. Debido a la alta movilidad de las partículas cargadas en el campo magnético, siempre hay un rápido *end loss* en un dispositivo de líneas de campo abiertas, como en un cilindro recto o en «espejos magnéticos». Para evitar este *end loss*, la configuración principal para el confinamiento magnético es el toro. En un toro simple, podría ocurrir una deriva vertical de partículas (por ejemplo, debido a la deriva ∇B) y causar la separación de las partículas cargadas. Esta separación da lugar a campos eléctricos. La fuerza producida por $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ moverá el plasma hacia afuera y degradará su confinamiento. Esta separación de carga puede ser compensada torciendo helicoidalmente las líneas de campo magnético alrededor del toro, es decir, el campo magnético total está formado por la combinación de un componente toroidal B_ϕ y un componente poloidal B_θ . El número de tránsitos poloidales por cada tránsito toroidal de un campo en una superficie de flujo toroidal es la transformada rotacional $\iota/2\pi$.

$$\frac{\iota}{2\pi} = \frac{d\psi}{d\Phi} \quad (1.6)$$

donde ψ es el flujo magnético poloidal, y Φ el flujo magnético toroidal. Más intuitivamente, si las líneas de campo se cierran sobre sí mismas después de n tránsitos poloidales y m toroidales del toro, entonces $\iota = n/m$.

Hay básicamente tres maneras de retorcer el campo magnético, y por lo tanto crear una transformada rotacional [8]:

- (1) llevando a deriva la corriente toroidal;
- (2) alargando las superficies de flujo y haciendo que giren poloidalmente alrededor del toro;
- (3) haciendo que el eje magnético no sea plano.

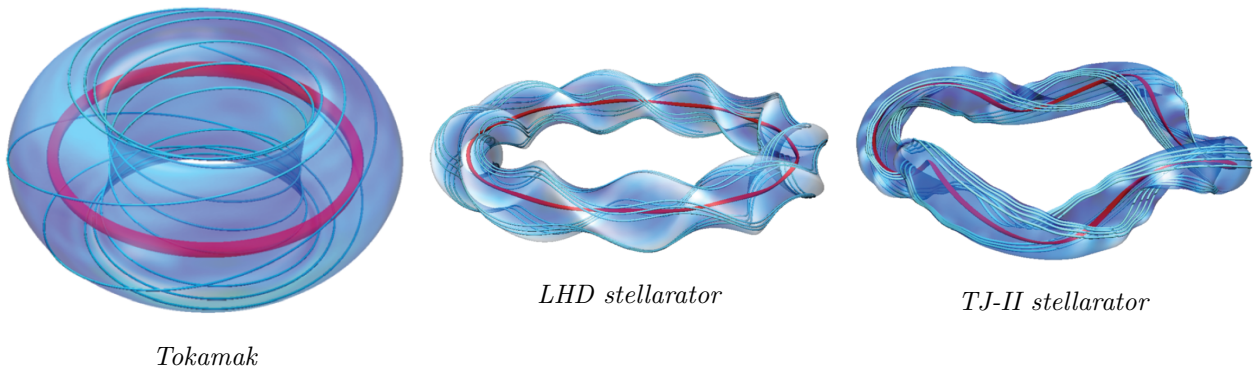


Figura 1.5. Superficies de flujo externo (azul transparente), líneas de campo magnético (azul claro) y eje magnético (rojo) para tokamak, stellarator LHD, y stellarator TJ-II [9].

La configuración magnética de los dispositivos de fusión toroidal se distingue principalmente a través de la forma de generar la transformación rotacional. El *tokamak* usa el método (1). Algunos *stellarators*, por ejemplo, el LHD, utilizan el método (2). Otros *stellarators*, por ejemplo, TJ-II y W7-X utilizan tanto (2) como (3). Algunos diseños más avanzados, por ejemplo, NCSX, utiliza los tres métodos. La figura 1.5 muestra las diferentes maneras de generar estas transformaciones. La eficiencia del confinamiento del plasma por el campo magnético se mide por el parámetro plasma beta, definido como la relación entre la presión del plasma y la presión magnética.

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{B^2/2\mu_0} \quad (1.7)$$

Capítulo 2

Stellarators

2.1. Historia y precedentes

El concepto *stellarator* se debe al astrofísico Lyman Spitzer [10], quien lo introdujo en 1951. Algunos años más tarde se construyó en Princeton el primer experimento de confinamiento con *stellarator* llamado modelo C, pero no tuvo éxito: el plasma se perdía muy rápidamente, es decir, sus tiempos de confinamiento eran mucho menores de lo esperado. Como se entendería luego, esto se debía principalmente a un conocimiento incompleto sobre el comportamiento de las resonancias en las superficies magnéticas. Mientras el experimento del *stellarator* de Princeton carecía todavía de un buen confinamiento (solo unos pocos tiempos de Bohm¹ a $T_e \approx 100\text{eV}$) los científicos rusos presentaban en la conferencia de Novosibirsk IAEA 1968 [11], un concepto de confinamiento llamado *tokamak*, con el cual era posible alcanzar temperaturas electrónicas alrededor de 1 keV para 30 tiempos Bohm (varios milisegundos).

Esta situación dio lugar al hecho histórico de que los *tokamaks* se convirtieron en la principal línea de investigación para la fusión nuclear por confinamiento magnético, mientras que el concepto de *stellarator* se desarrolló solo en algunos lugares, principalmente en el *Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik* (IPP) en Garching y en la Universidad de Kyoto. Hoy en día se ha renovado el interés en el concepto de *stellarator* como alternativa al *tokamak*: un gran *stellarator* tipo torsatrón llamado *Large Helical Device* (LHD) inició su operación en 1998 en Japón. También se está construyendo en Alemania el *stellarator* Wendelstein 7-X. En Estados Unidos de América se está planeando un nuevo experimento llamado *National Compact Stellarator Experiment* (NCSX). Otros *stellarators* de tamaño medio están en uso en Estados Unidos de América (HSX), en España (TJ-II) y en Australia (H-1).

Stellarator es el nombre general para los dispositivos que confinan un plasma de fusión por medio de un campo magnético generado completamente por bobinas externas. Por lo

¹El tiempo Bohm es $\tau_B = \frac{a^2}{D_B}$, a es el radio menor y el coeficiente de difusión de Bohm es $D_B = \frac{1}{16} \frac{k_B T_e}{eB}$, donde B es el campo magnético, T_e es la temperatura electrónica, e es la carga elemental y k_B es la constante de Boltzmann.

tanto, los *stellarators* no necesitan corriente neta toroidal en el plasma para el confinamiento, y con la llegada de poderosas fuentes auxiliares de calentamiento en la década de 1970 se logró que los *stellarator* no requirieran corriente en el plasma para calentamiento óhmico. Actualmente, los *stellarators* se calientan por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH), por resonancia ciclotrónica iónica (ICRH²), por inyección de haces de neutros (NBI³) y por combinación de estos métodos.

En ausencia de una gran corriente en el plasma, un *stellarator* tiene una inherente capacidad de funcionamiento en estado estacionario y no hay riesgos de fuertes inestabilidades debidas a la corriente, como por ejemplo las disrupciones. Más allá de estas ventajas evidentes los *stellarators* tienen que demostrar su potencial como futuros reactores, cumpliendo los requisitos de alta β de operación 1.7 (requerida por motivos económicos), alto confinamiento (requerido para alcanzar la ignición) y un exhaustivo control del escape de potencia y partículas (necesarios para control de densidad, y transferencia térmica).

2.2. Conceptos fundamentales de un *stellarator*

El uso de los campos magnéticos externos ofrece una gran libertad para realizar el confinamiento magnético: la formación de superficies magnéticas anidadas y cerradas toroidalmente por el giro helicoidal de las líneas de campo magnético es un requisito esencial para el confinamiento del plasma por un campo magnético. Entendemos una superficie magnética o superficie de flujo como aquella región del espacio donde, para un campo magnético dado $B(r)$, existe una función $\Psi(r)$ tal que $B \cdot \nabla \Psi = 0$ por lo que $\Psi(r) = \text{constante}$ en la superficie (el campo magnético es tangente a estas superficies). La superficie de flujo más interna, la cual degenera en una línea, se llama eje magnético. Justamente las superficies magnéticas son las que se utilizan para definir el sistema de coordenadas o coordenadas magnéticas $(\Psi_t, \theta, \varphi)$ que permiten simplificar la forma funcional que describe las líneas de campo magnético y separar la dirección perpendicular y paralela más fácilmente [12]. Aquí, Ψ_t es el flujo toroidal encerrado por una superficie magnética (normalmente se utiliza la coordenada radial $r \propto \sqrt{\Psi_t}$), θ es el ángulo poloidal, y φ es el ángulo toroidal. Todo esto permite especificar una línea de campo en una superficie magnética como una función de la forma $\theta = f(\varphi)$ de tal manera que si φ aumenta $2\pi n$ ($n \in \mathbb{N}$) el ángulo θ (en radianes) cambia una cantidad θ_n . La cantidad ι definida en 1.6 tiene el mismo valor para cada línea de campo en una superficie de flujo dada. Históricamente, los *tokamaks* han utilizado el factor de seguridad $q = 1/\iota$ y los *stellarators* ι . En la figura 2.1 se muestran algunos perfiles de transformada rotacional para diferentes *stellarators* y un *tokamak*. En un *tokamak* la corriente de plasma toroidal y

²Del inglés *Ion Cyclotron Resonance Heating*

³Del inglés *Neutral Beam Injection*

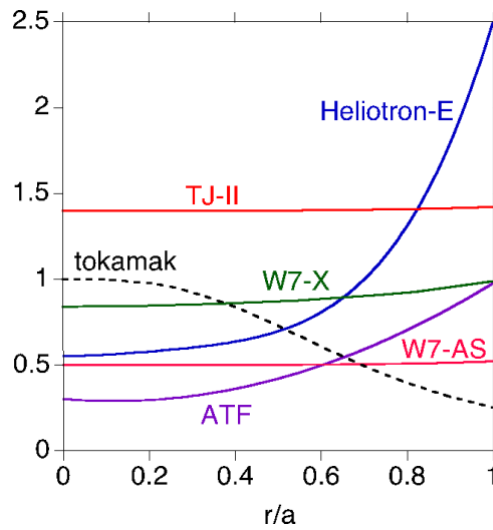


Figura 2.1. Perfiles radiales de transformada rotacional para diferentes conceptos de stellarators y un tokamak.

por lo tanto, su contribución al campo magnético poloidal decrece con la distancia al centro; así la rotación de las líneas de campo decrece. En un *stellarator* el campo magnético poloidal aumenta con la distancia al centro porque la contribución de las bobinas exteriores helicoidales aumenta.

La cizalla magnética dada por

$$s = -\frac{\rho}{\iota} \frac{d\iota}{d\rho} \quad (2.1)$$

donde ρ es radio normalizado efectivo del reactor, describe la variación radial de la rotación de las líneas de campo magnético. Es obvio en la figura 2.1 que los *stellarators* y los *tokamaks* tienen signos opuestos de cizalla. Se ha demostrado que las descargas de tokamak en las que se fuerza una cizalla invertida, es decir, localmente este tipo de descargas tienen el mismo signo de cizalla que un stellarator [13], a menudo tienen propiedades de confinamiento mejorado en el plasma. TJ-II y W7-AS son *stellarators* con baja cizalla, mientras que LHD tiene una fuerte cizalla. Los dispositivos con cizalla magnética tienen superficies de flujo con transformada rotacional $\iota = n/m$, con n y m números naturales, llamados número toroidal y número poloidal respectivamente. Este tipo de superficies de flujo se llaman superficies racionales. Cuando m y n tienen valores pequeños, se suelen llamar superficies racionales de bajo orden o simplemente racionales de bajo orden. A modo de ejemplo, la superficie racional $\iota = 8/5$, se interpretaría geométricamente como: por cada $n = 8$ vueltas poloidales la línea de campo magnético daría $m = 5$ vueltas toroidales. En una superficie racional todas las líneas de campo son cerradas mientras que en una superficie no racional las líneas de campo llenan la superficie magnética. Existen inestabilidades que pueden producir que estas superficies se destruyan localmente, dando origen a las llamadas islas magnéticas, esto son regiones del plasma donde las líneas llenan un volumen en vez de una superficie y se hablara de ellas más

adelante en este texto.

2.2.1. Clasificación de los *stellarators*

Con respecto a la clasificación de los *stellarators*, en la figura 2.2 se muestra la genealogía de los distintos tipos de stellarators que han operado, operan o están en construcción. A continuación se describen los principales:

- *Stellarator clásico*. Los stellarators clásicos constan de un grupo de bobinas planas circulares cuyos centros se encuentran en el mismo plano. Estas se encargan de producir el campo magnético toroidal. Un segundo grupo de $2l$ bobinas gira helicoidalmente n veces alrededor del plasma. La mitad de dichas bobinas helicoidales tiene la corriente en el sentido opuesto a la otra mitad de las bobinas. En la figura 2.2 se puede observar el stellarator *Wendstein 7-A* construido en Alemania con cuatro bobinas helicoidales ($l = 2$) que giran alrededor del plasma $n = 5$ veces a lo largo de la dirección toroidal. Una de las ventajas de este tipo de *stellarators* es que pueden variar el valor del campo toroidal y poloidal de manera independiente, lo cual permite variaciones en su transformada rotacional. Una de las desventajas de este tipo de stellarators son las fuerzas de interacción entre las bobinas toroidales y helicoidales.
- *Torsatrón/Heliotrón*. Su construcción es similar a la de los stellarators clásicos. Se diferencian en que estos carecen de bobinas toroidales y la corriente que circula en las bobinas helicoidales tienen el mismo sentido. Estas generan en promedio un campo vertical que es compensado mediante bobinas circulares horizontales instaladas en la parte superior e inferior de la máquina. En la figura 2.2 se observa el torsatrón ATF ($l = 2$ y $n = 6$), el cual ya no se encuentra en operativo. Otra máquina de este tipo que actualmente se encuentra en operación es el LHD ($l = 2$ y $n = 6$) la cual cuenta con bobinas superconductoras para estudiar plasmas en estado estacionario. Una de las ventajas de esta configuración frente a los stellarators clásicos es que la ausencia de bobinas toroidales permite un mejor acceso al plasma por parte de los distintos diagnósticos.
- *Heliacs*. Constan de un grupo de bobinas planas circulares que generan el campo magnético toroidal. Los centros de estas no están en el mismo plano, sino que describen una trayectoria helicoidal alrededor de un conductor central. Esta disposición de las bobinas, genera una geometría del campo magnético cuya sección poloidal tiene forma de alubia y cuyo eje magnético describe una trayectoria helicoidal alrededor de la bobina central. Máquinas representativas de esta configuración son TJ-II ($l = 1$ y $n = 4$) y H-1 ($l = 1$ y $n = 3$) en Australia. Debido a la flexibilidad que permiten este tipo

de máquinas, son buenas candidatas para abordar estudios de estabilidad, equilibrio y transporte.

- *Stellarator modular*. La característica fundamental de este tipo de *stellarators* es que la forma geométrica de sus bobinas no es plana. Uno de los principales inconvenientes que presenta esta configuración es la fuerza de interacción entre las bobinas debido a la corta distancia entre ellas. Estas fuerzas suelen ser lo suficientemente elevadas como para provocar desplazamientos entre ellas. Por este motivo, conviene utilizar sujeciones mecánicas especiales en las bobinas. La principal ventaja de este tipo de máquinas reside en la variedad de configuraciones que puede adoptar. Ejemplos de máquinas con esta configuración son *Wendstein 7-AS*, *Wendstein 7-X* ambas en Alemania y HSX en Estados Unidos.

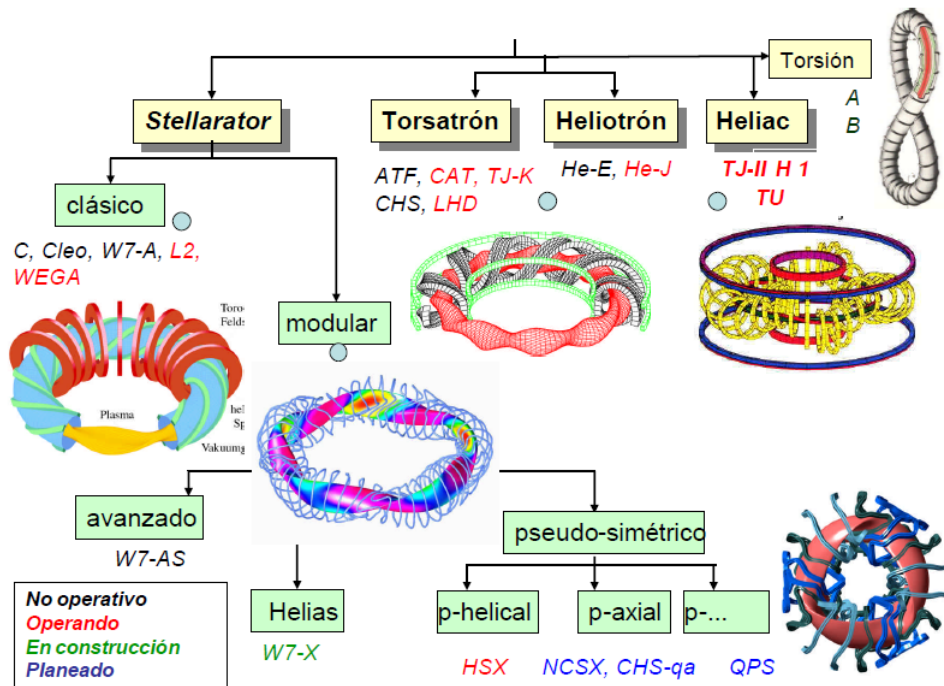


Figura 2.2. Diferentes conceptos de stellarator.

2.3. El *stellarator* heliac flexible TJ-II

Las características fundamentales del TJ-II [14] son:

- (1) Poseer el potencial suficiente para operar en regímenes de alta beta ($\langle \beta \rangle \approx 2\%$).
- (2) Tener una elevada flexibilidad magnética. Su transformada rotacional puede variar en un amplio rango.
- (3) La sección poloidal del plasma tiene forma de alubia (configuración heliac).

Podemos volver a definir β de la ecuación (1.7) como:

$$\beta = \frac{(n_e T_e + n_i T_i) k_B}{B^2 / 2\mu_0} \quad (2.2)$$

donde n_e y n_i son la densidad electrónica e iónica respectivamente, T_e y T_i son la temperatura electrónica e iónica, k_B es la constante de Boltzmann, μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío y B es el campo magnético. En la tabla 2.1 se resumen los parámetros fundamentales de la máquina. Posee 32 bobinas que producen campo toroidal (TF), cuatro bobinas verticales que posicionan horizontalmente el plasma (VF), una bobina circular (CC) y una bobina helicoidal ($l = 1$) (HX) que gira en la dirección toroidal cuatro veces alrededor de la bobina circular, en cuatro períodos ($n = 4$); las dos bobinas CC y HX constituyen el conductor central del dispositivo. La posibilidad de programar de manera independiente la corriente que circula por estas dos bobinas es lo que proporciona el adjetivo flexible a este dispositivo.

PARÁMETRO	VALOR
Número de períodos	$n = 4$
Número de bobinas TF	32
Radio mayor (m)	$R_0 = 1.5$
Radio menor medio (m)	$\langle a \rangle \leq 0.2$
Campo magnético (T)	$B \leq 1$
Transformada rotacional	$\iota(0) \approx 0.9 - 2.2$
Densidad electrónica (ECRH) (m^{-3})	$n_{e,max}^{ECRH} \approx 1.5 \times 10^{19}$
Densidad electrónica (NBI) (m^{-3})	$n_{e,max}^{NBI} \approx 8 \times 10^{19}$
Temperatura electrónica máxima (keV)	$T_e \approx 2$
Temperatura iónica (eV)	$T_i \approx 150$

Tabla 2.1. Parámetros característicos del heliac flexible TJ-II.

En la figura 2.3 se muestra una vista en perspectiva del TJ-II.

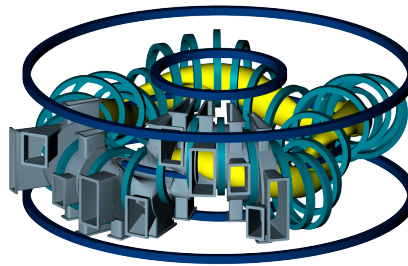


Figura 2.3. Vista en perspectiva del TJ-II. En amarillo el plasma, en azul claro las bobinas toroidales y en azul oscuro, las radiales.

2.3.1. Calentamiento del plasma

Los plasmas utilizados en investigación de fusión nuclear poseen un alto grado de ionización para poder ser confinados magnéticamente. Para alcanzar esto, se ha de aportar energía al gas inicial. Para aportar energía al plasma, se pueden utilizar distintos mecanismos. En este texto se estudian plasmas calentados mediante el sistema *Neutral Beam Injector* (NBI) así como mediante el sistema *Electron Cyclotron Resonant Heating* (ECRH). A continuación, se describen el funcionamiento y las características de ambos.

Calentamiento ECRH

Este sistema se basa en la aceleración de los electrones del plasma mediante haces de ondas electromagnéticas enfocadas con altas densidades de potencia y cuya frecuencia es la de resonancia ciclotrónica de los electrones. Generalmente, estos sistemas constan de un girotrón donde se generan las ondas electromagnéticas, un camino óptico para transportar el haz de microondas hacia la cámara de vacío y un espejo elipsoidal para enfocar el haz hacia el plasma. En el camino óptico existen varios polarizadores, colocando estos de forma adecuada, se puede hacer que las ondas se propaguen en el plasma de dos formas: el modo ordinario (modo-O) es aquel en el cual el campo eléctrico de la onda es paralelo al campo magnético de la máquina o el modo extraordinario (modo X), en el cual el campo eléctrico de la onda es perpendicular al campo magnético de la máquina. La deposición de energía en el plasma mediante ECRH suele tener una buena localización espacial, debido a que la frecuencia de resonancia de los electrones es función del valor de campo magnético de la máquina, el cual varía a lo largo del radio. Uno de los usos que se le da a esto es mitigar determinado tipo de inestabilidades MHD [15]. El sistema de encendido y calentamiento del plasma mediante ECRH en el TJ-II consta de dos girotrones operando en modo X a una frecuencia de 53.2 GHz que corresponde al segundo armónico [16]. El calentamiento óptimo desde la zona de bajo campo se produce en el primer armónico en modo O y en el segundo armónico en modo X. La elección de un modo u otro depende entre otros aspectos del rango de densidades accesibles. Cada girotrón está diseñado para proporcionar 300 kW de potencia de salida de microondas. El sistema posee dos líneas que transmiten la potencia de las microondas al plasma mediante espejos, el último espejo de cada línea está dentro de la cámara de vacío y permite variar el ángulo de lanzamiento del haz de microondas y focalizarlo, consiguiéndose una alta eficiencia de absorción y una estrecha deposición de la energía. Uno de los inconvenientes del calentamiento ECRH es la densidad de corte, es decir, la densidad del plasma a partir de la cual las ondas electromagnéticas se reflejan. Una futura máquina de fusión tendrá dificultades para ser calentada únicamente mediante este método debido a las altas densidades que se requieren en regiones centrales del plasma.

Calentamiento NBI

El sistema de calentamiento NBI se basa en la inyección de un haz de neutros altamente energético en el plasma, con ello no solo aumenta la temperatura electrónica e iónica, sino que también lo hace la densidad de ambas especies. El motivo fundamental de que la inyección sea de neutros es para que puedan penetrar en el plasma evitando interaccionar con el campo magnético. Una vez que el haz ha penetrado en el plasma, los neutros pueden ser ionizados por distintos procesos atómicos tales como intercambio de carga, ionización por colisiones iónicas e ionización por colisiones electrónicas. Una vez ionizados, estos son confinados por el campo magnético de la máquina. Debido a la alta energía de los electrones y de los iones del haz, es necesario que el campo magnético de la máquina sea lo suficientemente intenso como para confinarlos. Los iones provenientes del haz son más energéticos que los electrones debido a su diferencia de masa, los primeros comienzan a ser frenados debido a las colisiones Culombianas con iones y electrones del plasma. En esas colisiones tiene lugar la transferencia de energía de los iones provenientes del haz a los iones y electrones presentes en el plasma.

En lo que respecta a la posición en la que se han de ionizar los neutros, conviene que el proceso tenga lugar en el centro de la columna de plasma, para ello existe un compromiso entre la densidad del plasma y la energía del haz. Si el plasma es poco denso o el haz muy energético podría no producirse ionización, lo que conduciría a que muchos neutros impactaran en la pared con su consecuente deterioro. Si por el contrario el plasma es muy denso o el haz poco energético, entonces los neutros se ionizarían justo en el borde del plasma, lo que provocaría un pico en la densidad del borde que lleva a una inestabilidad del plasma. En lo referente a la forma en la que se inyectan los neutros en la cámara existen fundamentalmente tres formas: inyección co-tangencial, en la cual los neutros son inyectados paralelamente al campo magnético y a favor de la corriente de la máquina; inyección contra-tangencial, en la cual los neutros son inyectados en contra de la corriente de la máquina y por último existe la inyección perpendicular a las líneas de campo magnético. Las tres formas que se han mencionado producen un incremento de la temperatura electrónica y/o iónica en el plasma, pero solo las dos primeras producen una corriente o un momento en el sentido de la inyección [17]. El sistema NBI instalado en TJ-II, es capaz de inyectar una potencia que varía de 1 a 1.5 MW. Dicho sistema posee dos líneas de calentamiento, una co-tangencial y la otra contratangencial. Una desventaja de los sistemas NBI es el tamaño del equipo, sin embargo, tienen la ventaja de que pueden ser probados independientemente de la máquina. Otra desventaja desde el punto de vista de un reactor de fusión es que el sistema de calentamiento NBI ha de estar muy cerca del plasma por lo que sufrirá flujos neutrónicos y contaminación por Tritio.

Capítulo 3

Turbulencia, campos eléctricos e islas magnéticas

3.1. Introducción

De cara a la viabilidad de un reactor es necesario que las reacciones de fusión que se produzcan se sostengan sin necesidad de aportar energía al sistema, esto se conoce como ignición. Para conseguir la ignición es necesario que se cumpla la ley de Lawson (1.2). Dicha ley establece un mínimo en el producto densidad (n), tiempo de confinamiento de energía (τ_e) y temperatura (T). Para alcanzar ese valor mínimo del triple producto existen dos caminos: el primero de ellos consiste en incrementar el tamaño de la máquina, de forma que se incremente tanto la densidad como el tiempo de confinamiento. El inconveniente de este es fundamentalmente económico, ya que el precio de un reactor de fusión es directamente proporcional a su tamaño. El segundo modo de alcanzar el triple producto consiste en incrementar el tiempo en el que permanecen confinadas las partículas y la energía. Los plasmas son un medio altamente turbulento, lo que implica un alto transporte radial de partículas y energía y como consecuencia un bajo tiempo de confinamiento. Una reducción de la turbulencia aumentaría el tiempo de confinamiento y por tanto el triple producto para alcanzar la ignición. Esta forma de conseguir ignición en un futuro reactor es más económica.

La primera aproximación para entender la turbulencia en el plasma viene de la descripción de la turbulencia en fluidos neutros. La descripción matemática de los fluidos tanto en régimen laminar como en régimen turbulento viene dada por la ecuación de Navier-Stokes. Para clasificar el régimen del fluido, se puede utilizar el número de Reynolds (Re); permite clasificar el régimen turbulento de un fluido por encima de un valor crítico. Por debajo de dicho valor el fluido se encuentra en régimen laminar. El número de Reynolds se define:

$$Re = \frac{v_s \cdot D}{\nu} \quad (3.1)$$

done v_s es la velocidad característica del fluido, D es la longitud característica del sistema y

ν es la viscosidad cinemática. En fluidos neutros no solo una elevada velocidad puede desencadenar un régimen turbulento, sino que determinadas inestabilidades pueden ser también causantes de la turbulencia (las inestabilidades que pueden provocar la turbulencia en plasmas de fusión se comentan en 3.1.2). Los plasmas de fusión se contemplan como una mezcla de dos fluidos (iones y electrones). No se pueden considerar como un fluido neutro ya que tienen carga eléctrica, no son isótropos dado que en la dirección del campo magnético tienen un comportamiento distinto al del resto de direcciones y no son homogéneos dado que poseen fuertes gradientes de densidad, temperatura, etc. Todo ello hace que en los plasmas de fusión la variedad de inestabilidades sea mayor que en los fluidos neutros, lo que los convierte en un medio por sí mismo turbulento.

3.1.1. Espectro de la turbulencia

Una forma de caracterizar la turbulencia es mediante su espectro en número de onda. Cuando se estudia un campo turbulento, se pueden encontrar remolinos (*eddies*) de distintos tamaños, es lo que se conoce como escalas de la turbulencia. Cada una de esas estructuras posee una frecuencia y una energía. Uno de los modelos que mejor describen la turbulencia fue propuesto por Kolmogorov en 1941 [18]. Dicho modelo arroja fundamentalmente tres resultados:

- El modelo de cascada de la energía.
- La ley de disipación de energía.
- La ley $-5/3$ del espectro de energía.

El modelo de cascada de energía fue enunciado por F.L. Richardson en 1922 [19] y formalizado por Kolmogorov en 1941[18]. Parte de determinadas hipótesis, una de ellas es la hipótesis de transferencia de energía, la cual supone que la energía cinética se transfiere desde las grandes escalas hacia las más pequeñas. En la figura 3.1 se puede ver el espectro en número de onda de la turbulencia. El modelo K-41 establece dos partes en dicho espectro. En primer lugar existe una escala l_0 que es a la cual se inyecta energía en el sistema. A medida que aumenta el número de onda k , entramos en el intervalo de inercia en el que las estructuras turbulentas pueden tener distintos tamaños. Esto sucede porque las estructuras iniciales l_0 se van rompiendo en estructuras cada vez más pequeñas, produciéndose una transferencia de energía cinética. A este rango de escalas de la turbulencia se las denomina l_T . El último rango del espectro de la turbulencia, es lo que se conoce como el rango de disipación. En este rango, el tamaño de las estructuras es muy pequeño l_D y por lo tanto la viscosidad del fluido comienza a tener un efecto notable en lo que respecta a disipación de energía. Para

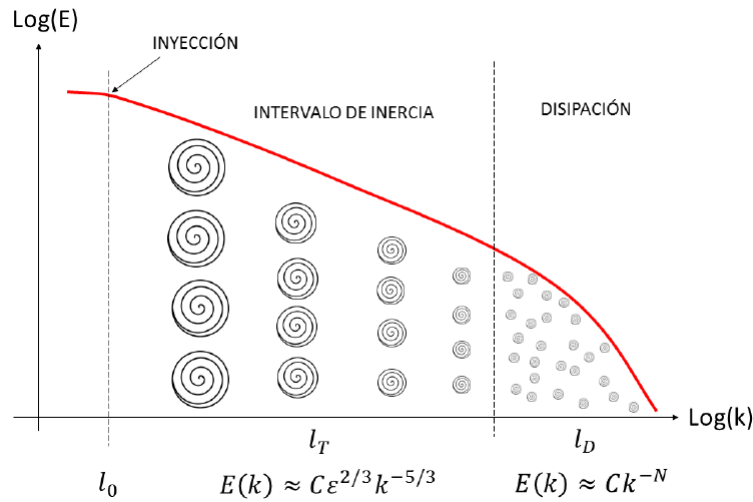


Figura 3.1. Espectro de la turbulencia según la teoría K-41.

cuantificar la conversión de energía mecánica en térmica, se utiliza la tasa de transferencia de energía ε , cuyas unidades son energía por unidad de masa por segundo. Otra de las hipótesis que se siguen en la teoría K-41 es la ley de universalidad de Kolmogorov, la cual supone que la energía contenida en un número de onda k_i , es proporcional a su tasa ε . La energía para un número de onda k viene dada por:

$$E(k) = C \cdot \varepsilon^\alpha \cdot k^\beta \quad (3.2)$$

Donde C es una constante adimensional, ε es el coeficiente de la tasa de transferencia de energía, en función del número de onda k en el que se encuentre el intervalo a estudiar. En el intervalo de inercia, según la ley de Kolmogorov el espectro se comporta según $E(k) \approx C \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot k^{-5/3}$ y en el rango de disipación se determinó experimentalmente que $E(k) = Ck^{-N}$, donde $N > 5/3$.

3.1.2. Generación de la turbulencia

La turbulencia suele estar producida por fuentes de energía libre tales como los gradientes, las corrientes, etc. y puede estar presente en distintas magnitudes como campos eléctricos, campos magnéticos, densidad, temperatura, etc. Un modelo ampliamente aceptado de las inestabilidades que inician la turbulencia en el plasma es el modelo de inestabilidad producido por ola de deriva. Esta inestabilidad se inicia cuando se produce una fluctuación de densidad tridimensional. Los electrones reaccionarán primero al gradiente de densidad (electrones más rápidos que los iones debido a la diferencia de masa) abandonando esa región antes que los iones y haciendo que esta quede cargada positivamente. La dirección en la cual existe la perturbación quedará cargada positiva y negativamente de forma alternada, lo que generará un potencial electrostático y por lo tanto un campo eléctrico. Este campo

eléctrico conlleva un deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, que amplificará la perturbación. Por otra parte, la deriva diamagnética producirá que la onda se mueva en la dirección poloidal (en el sentido de la velocidad iónica diamagnética). En los plasmas de fusión existen fundamentalmente dos modos de inestabilidades de este tipo: el modo de inestabilidad ITG (*Ion Temperature Gradient*) y el ETG (*Electron Temperature Gradient*).

El modo de inestabilidad ITG, se cree que es el principal responsable del transporte iónico en plasmas de fusión [20, 21]. El modo ITG se produce fundamentalmente cuando existe simultáneamente un ∇B y un ∇T con el mismo sentido en una determinada zona radial del plasma. La existencia de ∇B , provocará una deriva poloidal sobre las partículas, dicha deriva será mayor en la zona con más temperatura, dado que la deriva del ∇B es proporcional a la energía cinética de estas [22]. Si una perturbación térmica tiene lugar en presencia de un ∇B provocará una separación y acumulación de carga a lo largo del ángulo poloidal para una misma región radial. Dicha acumulación de carga provocará a su vez un campo eléctrico \vec{E} en la dirección poloidal, el cual inducirá una velocidad de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ que tendrá un efecto amplificador de la inestabilidad. Por el contrario, en regiones donde ∇B y ∇T son antiparalelos, como en la zona interna de la columna de plasma, la inestabilidad se mitiga. El modo de inestabilidad ETG es similar al ITG con la diferencia de que las escalas espaciales a las cuales se produce la turbulencia es del orden del radio de Larmor de los electrones.

3.2. El campo eléctrico radial E_r

Bajo la premisa de que el efecto que tiene la turbulencia en el plasma es el de degradar el confinamiento, cabe pensar que las pérdidas producidas por la turbulencia son proporcionales a la energía inyectada en el plasma. Sin embargo, en 1982 fue descubierto en ASDEX (Alemania) [23] un modo de alto confinamiento en plasmas (modo H). Este modo no fue observado en un *stellarator* hasta 1993 en W7-AS (Alemania) [24]. La transición del modo de bajo confinamiento (modo L) al modo H, consiste en una organización espontánea del plasma que es función entre otras de la potencia de calentamiento. A partir de cierto umbral se consigue acceder a modo H y por debajo de este el plasma se encuentra en modo L [25].

Los campos eléctricos radiales juegan un papel muy importante en el confinamiento magnético de plasmas, dado que facilitan la transición a modo H [26, 27]. Uno de los primeros modelos que relaciona E_r con la turbulencia es la teoría BDT [28], esta predice que si E_r es lo suficientemente intenso podrá crear flujos cortantes en el plasma que sean capaces de romper grandes estructuras turbulentas en estructuras de tamaños más reducidos, facilitando el confinamiento del plasma.

En el capítulo 2 se ha descrito el motivo por el cual el perfil de la transformada ro-

tacional (ι) toma valores racionales en determinadas posiciones radiales. A las superficies racionales también se les conoce como superficies resonantes, reciben este nombre por su tendencia a resonar ante determinadas perturbaciones del plasma. La superficie que resuena con la inestabilidad, termina formando una cadena de islas separadas [29]. Por tanto, las superficies racionales son el detonante para que se formen islas magnéticas.

A su vez existe una relación entre E_r y las islas magnéticas. En LHD se ha observado como el campo eléctrico radial tiene una pronunciada cizalla justo en el borde de la isla [30], lo que podría constituir una barrera de transporte radial que aumenta el confinamiento. Un modelo que hasta la fecha puede ayudar a entender la relación entre las islas magnéticas y la cizalla del campo eléctrico radial (E_r) se explica en [31]. Los resultados descritos demuestran que existe una relación entre la cizalla de E_r , la turbulencia y las islas magnéticas. Por tanto, cabe esperar cambios en cualquiera de ellas cuando haya cambios en las otras.

3.3. Islas magnéticas

La cuestión central de este texto en lo que respecta al confinamiento en plasmas de fusión con islas magnéticas en *stellarators* es si la presencia de estas favorece o deteriora [32] el confinamiento. Existen distintas líneas de investigación para determinar en qué condiciones las islas favorecen el confinamiento. A continuación, se van a describir algunas de ellas.

Cuando se habla de confinamiento en plasmas de fusión, uno de los términos más utilizados es Internal Transport Barriers (ITB). Hace referencia a barreras que impiden el transporte de energía y/o partículas en alguna dirección produciendo como consecuencia un gradiente radial de T_e . Resultados en el Rijnhuizen Tokamak Project (RTP) [33], sugieren que las islas magnéticas constituyen una barrera del transporte, lo cual encaja con observaciones realizadas en TJ-II [34, 35] y LHD [36]. En TJ-II se observaron estructuras de baja difusividad térmica formadas en torno a superficies racionales [37, 38]. La baja difusividad encontrada en el interior de las islas magnéticas, podría tener su explicación en la estructura de flujo poloidal. En LHD se observó como la cizalla de flujo poloidal aumentaba conforme crecía el tamaño de la isla [39]. Además, se observó un cambio de signo en la cizalla del borde interno con respecto al externo, teniendo lugar la inversión en el centro de la isla. Dicha inversión también ha sido observada recientemente en TJ-II.

Uno de los trabajos más relevantes en lo que se refiere a la variación de confinamiento producido por islas magnéticas fue realizado en el *stellarator* Wendenstein 7-AS [40]. Uno de los resultados de este estudio es una mejora del confinamiento en condiciones de baja cizalla cuando hay una superficie racional de bajo orden cerca del borde del plasma. El estudio sugiere que dicha mejora es debida a la ausencia de racionales de alto orden en el entorno de una superficie racional de bajo orden. La relación entre islas magnéticas y

confinamiento también se estudió en TJ-II. Se realizaron experimentos en los que se comparó el confinamiento en la transición L-H entre dos configuraciones magnéticas [41]. Una de ellas posicionaba la racional $8/5$ en el borde del plasma y la $3/2$ en la zona interna. En los plasmas realizados con la superficie racional de bajo orden en el borde, se observó que al realizar la transición L-H, el aumento del tiempo de confinamiento era del 35 %. Mientras que, en ausencia de isla magnética en el borde, el aumento de tiempo de confinamiento era del 25 %.

Capítulo 4

Conclusiones

No hay un consenso general sobre si alguno de los instrumentos descritos en este texto mejoran o no el confinamiento del plasma en reactores de fusión nuclear de tipo *stellarator* ya que tanto la tecnología utilizada como gran parte de la teoría están en fase de desarrollo.

Sí que podemos concluir que las islas magnéticas son una vía esperanzadora si se consigue aplicar correctamente su concepto. Diversos estudios numéricos basados en el modelo magnetohidrodinámico (MHD) ponen de manifiesto que el éxito de la fusión nuclear como fuente de energía estable y para todo el mundo, está cada vez más cerca; un ejemplo de esto es el *tokamak* del ITER en construcción en Cadarache (Francia).

English

There is no consensus on whether any of the instruments described in this text improve or not the confinement of plasma in nuclear fusion stellarator reactors since both the technology used and much of the theory are in the development phase.

We can indeed conclude that magnetic islands are a hopeful avenue if we can correctly apply its concept. Various numerical studies based on the magnetohydrodynamics (MHD) show that the success of nuclear fusion as stable source of energy and for everyone, is getting closer and closer; an example of this is the ITER tokamak under construction in Cadarache (France).

Bibliografía

- [1] AGENCY, I. E., *World Energy Outlook 2019*, World Energy Outlook, OECD, 2019.
- [2] STOCKER, T. F., QIN, D., PLATTNER, G.-K., et al., *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, pp. 3–29, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2013.
- [3] FREIDBERG, J. P., *Plasma physics and fusion energy*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2008.
- [4] OLIPHANT, M. L. E., HARTECK, P., and RUTHERFORD, E., Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **144** (1934) 692.
- [5] UREY, H. C., BRICKWEDDE, F. G., and MURPHY, G. M., Phys. Rev. **40** (1932) 1.
- [6] LAWSON, J. D., Proceedings of the Physical Society. Section B **70** (1957) 6.
- [7] MIYAMOTO, K., *Fundamentals of plasma physics and controlled fusion The third edition*, Japan, 2011.
- [8] HELANDER, P., BEIDLER, C. D., BIRD, T. M., et al., Plasma Physics and Controlled Fusion **54** (2012) 124009.
- [9] SPONG, D. A., Physics of Plasmas **22** (2015) 055602.
- [10] SPITZER, L., The Physics of Fluids **1** (1958) 253.
- [11] ARTSIMOVICH, L. A., BOBROVSKII, G. A., and GORBUNOV, E. P., (1969).
- [12] BOOZER, A. H., Physics of Plasmas **5** (1998) 1647.
- [13] LEVINTON, F. M., ZARNSTORFF, M. C., BATHA, S. H., et al., Physical Review Letters **75** (1995) 4417.

- [14] ALEJALDRE, C., GOZALO, J. J. A., PEREZ, J. B., et al., *Fusion Technology* **17** (1990) 131.
- [15] VAN DEN BRAND, H., DE BAAR, M. R., CARDOZO, N. J. L., and WESTERHOF, E., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **54** (2012) 094003.
- [16] FERNÁNDEZ, A., KASPAREK, W., LIKIN, K., and MARTÍN, R., *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **22** (2001) 649.
- [17] WESSON, J., *Tokamaks*, Clarendon Press Oxford University Press, Oxford New York, 2004.
- [18] KOLMOGOROV, A. N., *C. R. Acad. Sci. URSS* **30** (1941) 301.
- [19] RICHARDSON, L. F. and LYNCH, P., *Weather Prediction by Numerical Process*, Cambridge Mathematical Library, Cambridge University Press, 2 edition, 1922.
- [20] HAMAGUCHI, S. and HORTON, W., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **34** (1992) 203.
- [21] HONG, B. G., ROMANELLI, F., and OTTAVIANI, M., *Physics of Fluids B: Plasma Physics* **3** (1991) 615.
- [22] GOLDSTON, R. J. and RUTHERFORD, P. H., *Introduction to plasma physics*, CRC Press, 1995.
- [23] WAGNER, F., BECKER, G., BEHRINGER, K., et al., *Physical Review Letters* **49** (1982) 1408.
- [24] ERCKMANN, V., WAGNER, F., BALDZUHN, J., et al., *Physical Review Letters* **70** (1993) 2086.
- [25] RYTER, F., SUTTROP, W., BRÜSEHABER, B., et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **40** (1998) 725.
- [26] ESTRADA, T., HIDALGO, C., HAPPEL, T., and DIAMOND, P. H., *Physical Review Letters* **107** (2011) 245004.
- [27] ITOH, S.-I. and ITOH, K., *Nuclear Fusion* **29** (1989) 1031.
- [28] BIGLARI, H., DIAMOND, P. H., and TERRY, P. W., *Physics of Fluids B: Plasma Physics* **2** (1990) 1.

-
- [29] FURTH, H. P., KILLEEN, J., and ROSENBLUTH, M. N., *The Physics of Fluids* **6** (1963) 459.
- [30] IDA, K., INAGAKI, S., TAMURA, N., et al., *Nuclear Fusion* **44** (2004) 290.
- [31] SHAIN, K. C., *Physics of Plasmas* **9** (2002) 3470.
- [32] ITER, *Nuclear Fusion* **39** (1999) 2175.
- [33] MANTICA, P., GALLI, P., GORINI, G., et al., *Physical Review Letters* **82** (1999) 5048.
- [34] CASTEJÓN, F., LÓPEZ-BRUNA, D., ESTRADA, T., et al., *Nuclear Fusion* **44** (2004) 593.
- [35] ESTRADA, T., KRUPNIK, L., DREVAL, N., et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46** (2004) 277.
- [36] OHYABU, N., NARIHARA, K., FUNABA, H., et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 103.
- [37] VARGAS, V. I., LÓPEZ-BRUNA, D., HERRANZ, J., and CASTEJÓN, F., *Nuclear Fusion* **47** (2007) 1367.
- [38] ESTRADA, T., MEDINA, F., LÓPEZ-BRUNA, D., et al., *Nuclear Fusion* **47** (2007) 305.
- [39] IDA, K., OHYABU, N., MORISAKI, T., et al., *Physical Review Letters* **88** (2001) 015002.
- [40] BRAKEL, R. and TEAM, T. W.-A., *Nuclear Fusion* **42** (2002) 313.
- [41] ESTRADA, T., HAPPEL, T., ELISEEV, L., et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **51** (2009) 124015.