



Universidad de Valladolid

FACULTAD DE CIENCIAS

TRABAJO FIN DE GRADO

Grado en Física

**EFFECTOS DEL TRANSPORTE RADIATIVO EN IMPLOSIONES CILÍNDRICAS
MAGNETIZADAS EN EXPERIMENTOS DE FUSIÓN POR CONFINAMIENTO
INERCIAL**

Autor: Víctor Martínez Sanz

Tutor: Gabriel Pérez Callejo

Año: 2024

ÍNDICE GENERAL

1. CONTEXTO DEL TRABAJO	1
1.1. Fusión nuclear	1
1.2. Fusión por confinamiento inercial	3
2. INTRODUCCIÓN TEÓRICA	8
2.1. Concepto de plasma	8
2.2. Transporte radiativo	9
3. METODOLOGÍA	13
3.1. Acerca del experimento.	13
3.2. Procedimiento	14
3.2.1. Pasos realizados.	15
4. RESULTADOS	21
5. CONCLUSIONES.	35

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Energía de enlace media por nucleón [1].	2
1.2	Sección eficaz en función de la energía para varias reacciones de fusión [5].	3
1.3	Esquema de la cápsula de combustible [3]	4
1.4	Esquemas de la fusión por accionamiento indirecto (a) y accionamiento directo (b) para el caso de pellet esférico [7].	5
1.5	Zona de impacto de los láseres sobre la cápsula cilíndrica [9]	6
3.1	Montaje experimental [10]	14
3.2	Esquema de zonas	16
3.3	Esquema de la trayectoria de la intensidad	17
3.4	Esquema de las líneas en las diferentes zonas	18
3.5	Esquema de la aplicación del Teorema de Pitágoras	19
4.1	Espectro de intensidades para un plasma con 1 zona	21
4.2	Espectro de intensidades para un plasma con 2 zonas	22
4.3	Espectro de intensidades para un plasma con 479 zonas	23
4.4	Espectro de intensidades para un plasma con 479 zonas aplicado el filtro de Berilio	24
4.5	Mapa de intensidad en 1,2 ns	25
4.6	Mapa de intensidad en 1,45 ns	26
4.7	Mapa de intensidad en 1,5 ns	27
4.8	Mapa de intensidad en 1,55 ns	27
4.9	Mapa de intensidad en 1,5 ns con la escala ajustada al valor máximo	29
4.10	Mapa de intensidad en 1,55 ns con la escala ajustada al valor máximo	29
4.11	Comparativa densidad electrónica	30
4.12	Comparativa temperatura	30

4.13 Mapa de la densidad electrónica en 1,45 ns	32
4.14 Mapa de la temperatura en 1,45 ns	32
4.15 Comparativa densidad electrónica	33
4.16 Comparativa temperatura	33
4.17 Comparativa densidad electrónica	34
4.18 Comparativa temperatura	34
4.19 Comparativa densidad electrónica	34
4.20 Comparativa temperatura	34

Resumen

Cada vez es mayor el interés en lograr que la fusión nuclear sea estable y controlada, la cual se busca lograr a partir de la fusión de núcleos de deuterio y tritio. A raíz de ello, son muchos los experimentos desarrollados, entre ellos, en el que se basa este trabajo, que fue llevado a cabo en el OMEGA-60 laser en Estados Unidos. El experimento trata de implosiones cilíndricas, que, debido a su simetría, son útiles para estudiar la influencia que tiene aplicar un campo magnético. El código GORGON simula este tipo de experimentos y es la fuente de los datos manejados en este trabajo. El objetivo de este trabajo es analizar los datos proporcionados por las simulaciones, teniendo en cuenta el efecto del transporte radiativo en el plasma de fusión, para llegar a obtener mapas de la intensidad saliente del plasma. Estos mapas son de gran importancia, puesto que en los experimentos reales las cámaras usadas detectan estos mapas de intensidad, y es labor de los investigadores inferir las condiciones del plasma a partir de ellos.

Abstract

There is increasing interest in achieving stable and controlled nuclear fusion, which is sought to be achieved of deuterium and tritium nuclei. As a result, many experiments have been developed, including the one on which this work is based, which was conducted at the OMEGA-60 laser in the United States. The experiment involves cylindrical implosions, which, due to their symmetry, are useful for studying the influence of applying a magnetic field. The GORGON code simulates this type of experiments and is the source for all the data managed in this work. The objective of this work is analyze the data provided by the simulations, taking into account the effect of radiation transport in the fusion plasma, in order to obtain maps of the outgoing intensity of the plasma. These maps are of great importance, as the cameras used in real experiments detect these intensity maps, and it is the researchers' task to infer the plasma conditions from them.

1. CONTEXTO DEL TRABAJO

Cada vez se busca con más ímpetu una fuente de energía sostenible y capaz de producir una gran cantidad de esta. La fusión nuclear es una de las que mejor encaja en esta definición.

El principal problema de la fusión es las condiciones en las que se da. Son necesarias unas condiciones de presión y temperaturas extremas, quedando la materia en estado de plasma y los átomos separados en iones y electrones, con lo que la interacción electromagnética adquiere especial relevancia.

En estas condiciones, en las que los núcleos se encuentran muy juntos debido a la alta presión, la interacción fuerte, que es de muy corto alcance, es capaz de vencer la repulsión Coulombiana debida a la interacción electromagnética, logrando así la fusión de los núcleos.

1.1. Fusión nuclear

En las reacciones de fusión se unen dos núcleos ligeros para formar uno más pesado, además de algunas partículas:



Donde a es lo que consideramos como el proyectil y X es el blanco, siendo en nuestro caso dos núcleos fusionables. b e Y son en consecuencia los productos de la reacción, siendo Y el núcleo fusionado y b da cuenta de las posibles partículas que pueden surgir de dicha reacción.

Entre los productos y los reactantes existe una diferencia de masa que da cuenta de la energía liberada o absorbida en el proceso y que caracterizamos a partir del calor de la reacción Q :

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y) c^2 \quad (1.2)$$

La masa de un núcleo atómico es inferior a la suma de sus constituyentes, que son los nucleones (protones y neutrones). La masa “perdida” en el proceso realmente ha sido utilizada como energía de ligadura o de enlace, que es la que mantiene unidos los núcleos y que por tanto es la necesaria para poder disociarlos:

$$B = (Zm_p + Nm_n - m(Z, N)) c^2 \quad (1.3)$$

Donde Z es el número de protones, N el de neutrones, m_p y m_n son las masas de un protón y de un neutrón respectivamente y $m(Z, N)$ la masa de un núcleo con Z protones y N neutrones.

Como se puede apreciar, la energía de ligadura B varía dependiendo del número de nucleones, es decir, varía dependiendo del núcleo. Esta variación se puede ver recogida en la Figura 1.1, donde se representa la energía de ligadura por nucleón en función del número másico A .

A mayor energía por nucleón, mayor estabilidad, encontrado un pico en el Fe^{56} . Por ello, los núcleos con mayor número másico que este serán más adecuados para la fisión y los núcleos con menor número másico lo serán para la fusión. En la fusión nuclear por tanto se da la unión entre núcleos ligeros dando como resultado núcleos más pesados.

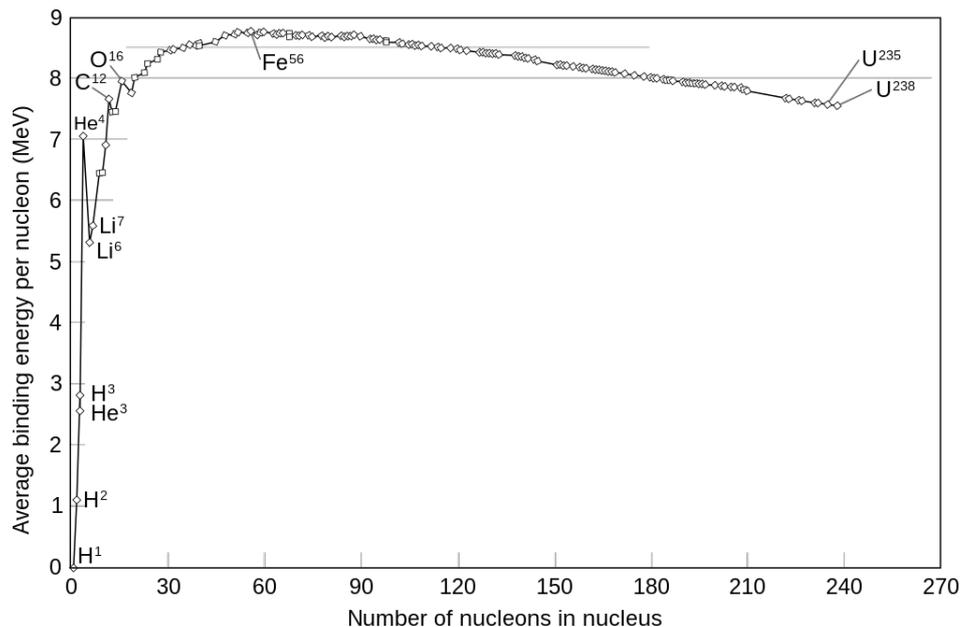
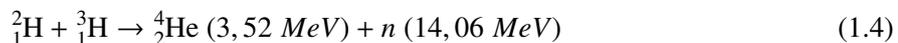


Figura 1.1: Energía de enlace media por nucleón [1].

De esta imagen se pueden intuir varias reacciones de fusión que conducirán a una ganancia energética. Un ejemplo que es de especial relevancia para este trabajo es la reacción Deuterio (${}^2_1\text{H}$) - Tritio (${}^3_1\text{H}$), que a partir de ahora llamaremos D-T [2].



Pero tal y como se puede apreciar en la Figura 1.1, el deuterio y el tritio no son los únicos que cuya fusión puede producir ganancia energética. Otras reacciones de fusión relevantes son [3], [2]:



Si se compara la energía liberada en la reacción D-T (1.4) con la energía de las reacciones (1.7) y (1.8), se puede ver como la de estas últimas es mayor. Pero, sin embargo, es la reacción D-T la que se usa en los reactores. Esto se debe a varios factores. Entre ellos, para la reacción (1.7) el Helio-3 es muy difícil de obtener; y para la reacción (1.8), el problema es que las condiciones para que ocurra son mucho más extremas que para la reacción D-T, con lo cual, no compensa.

El tener unas condiciones más o menos extremas se debe a la sección eficaz de la reacción. Esta se puede definir como una medida de la probabilidad relativa de que la reacción ocurra [4], en este caso, de que se produzca la fusión nuclear. La reacción D-T es mucho más probable a condiciones menos extremas, es decir, tiene mayor sección eficaz.

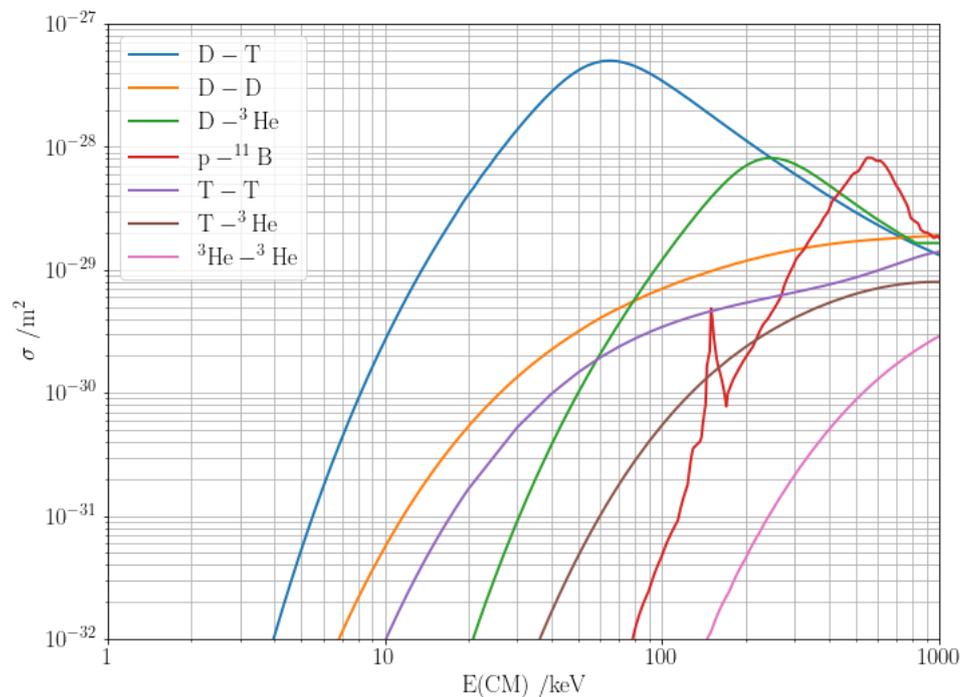


Figura 1.2: Sección eficaz en función de la energía para varias reacciones de fusión [5].

En la Figura 1.2 se pueden ver los distintos valores de la sección eficaz para varias reacciones, entre ellas la (1.4), la (1.6) o la (1.7), viendo claramente como la sección eficaz de la reacción Deuterio-Tritio es la mayor de todas ellas, además de que se da a energías más bajas, es decir, a temperaturas más bajas.

1.2. Fusión por confinamiento inercial

A día de hoy son dos los métodos principales para lograr fusión nuclear controlada: fusión por confinamiento magnético y fusión por confinamiento inercial. En ambos métodos el combustible se confina, de manera que los núcleos se mantengan juntos y fusionándose durante un cierto periodo de tiempo. Se busca tener rendimiento energético, siendo necesario que la energía obtenida en la reacción sea mayor

que la que se tuvo que aportar para producir un plasma con la temperatura y densidad necesarias. A esto hay que sumar también las pérdidas por radiación.

Este rendimiento energético viene dado por el Criterio de Lawson [3]:

$$n\tau > \frac{12k_B T}{\langle v\sigma \rangle Q} \quad (1.9)$$

Siendo el producto de la densidad iónica, n , por el tiempo de confinamiento, τ , mayor que un valor mínimo. Este viene dado por el calor de la reacción, Q , la temperatura T , el producto de la velocidad relativa entre dos núcleos v con la sección eficaz σ y por tanto siendo $\langle v\sigma \rangle$ la velocidad de la reacción.

Para que la fusión tenga lugar, es necesario que las partículas tengan suficiente energía cinética para que haya suficientes reacciones de fusión, ya que la sección eficaz depende de la temperatura (es decir, de la energía cinética). Para la reacción D-T, que es la reacción bajo estudio en este trabajo, el reactor deberá operar a una temperatura de unos $5 - 10 \text{ keV}$. En este caso, el criterio de Lawson será: $n\tau \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ s cm}^{-3}$ [3]. Para la fusión por confinamiento inercial, el tiempo de confinamiento que se logra es del orden de los nanosegundos, de ahí que los valores necesarios para este, así como para la densidad de manera que se cumpla el criterio de Lawson (1.9) sean:

n/cm^{-3}	10^{24}
τ/s	10^{-9}

Tabla 1.1: Valores de n y τ

Las densidades y la escala de tiempos manejadas en este trabajo son casi idénticas a las de esta tabla. Cabe también mencionar que en la actualidad se ha logrado cumplir con el criterio de Lawson [6], aunque sin una ganancia energética real, debido a lo que cuesta poner en funcionamiento los láseres.

En la fusión por confinamiento inercial una cápsula o pellet de material fusionable es comprimido por fuerzas externas, como láseres o rayos X, hasta alcanzar una densidad y temperatura extremadamente altas. Se realiza en condiciones de vacío (o cuasivacío, siempre hay alguna partícula).

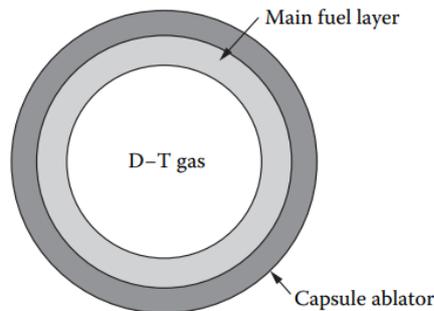


Figura 1.3: Esquema de la cápsula de combustible [3]

Hay dos maneras de lograr este tipo de fusión: accionando directamente sobre el pellet (direct-drive, Fig 1.4 b)) o indirectamente (indirect-drive, Fig 1.4 a)). En ambas el pellet está constituido por gas D-T como combustible, recubierto por una capa de D-T sólido y a su vez por una capa de plástico. La capa sólida de D-T es necesaria para la fase de ignición de la fusión, ya que hace que aumente aún más la temperatura de la parte gaseosa. Esta capa sólida es muy costosa de producir, por lo que se utiliza sólo cuando el objetivo del experimento así lo requiera, como es, por ejemplo, intentar lograr una fusión nuclear que cumpla el criterio de Lawson. Para experimentos como en el que se basa este trabajo, cuyo objetivo es una mejor comprensión del plasma, no se usa esta capa sólida de D-T, ya que es innecesaria.

En la fusión accionada indirectamente la cápsula se comprime debido a la acción de rayos-X, que se encuentra dentro de un cilindro hecho de oro llamado *hohlraum*. Este cilindro tiene dos agujeros en sus extremos por los cuales entran los láseres, que impactan contra las paredes del *hohlraum*, creando un baño de rayos-X que calentarán la cápsula.

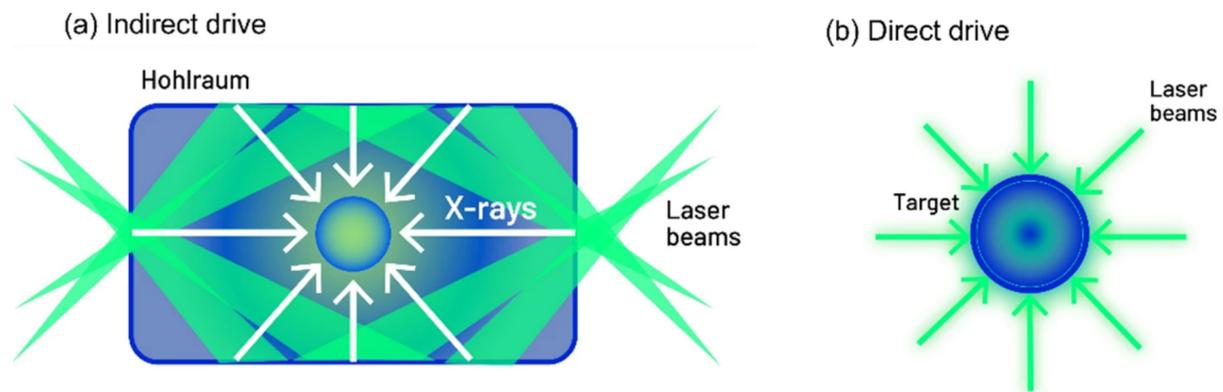


Figura 1.4: Esquemas de la fusión por accionamiento indirecto (a) y accionamiento directo (b) para el caso de pellet esférico [7].

Por otra parte, está la fusión accionada directamente, que es en la que se basa este trabajo. En este caso los láseres inciden directamente sobre la cápsula, cuya aplicación debe ser lo más simétrica posible y en el mismo instante de tiempo para que no haya inestabilidades. En el caso de la cápsula esférica, esta debe ser una esfera perfecta, puesto que cualquier rugosidad también produce inestabilidades. Otro fenómeno que también las produce es la aplicación de un campo magnético externo, que reduce la simetría y por tanto provoca implosiones anisótropas.

Es por todo esto que, en varios experimentos, como en algunos de los llevados a cabo en el láser OMEGA y en el cual se basa este trabajo, se recurre a cápsulas cilíndricas [8] [9] [10]. Estas también son simétricas (en su eje axial) y permiten una aplicación más isotropa de los láseres. Además, el hecho de aplicar un campo magnético que atraviese el eje del cilindro no rompe la simetría cilíndrica (Figura 1.5).

Cuando se impacta con los láseres sobre el pellet tal y como se ve en la Figura 1.5, la capa de plástico se calienta, ioniza y evapora inmediatamente. Como consecuencia de la conservación del momento, la parte interna se ve fuertemente acelerada hacia el centro. Mientras el combustible implosiona hacia el centro de la cápsula, es comprimido a densidades y temperaturas extremadamente altas. Con esto se alcanzan temperaturas suficientes en el centro, llamado *hot-spot*. En el *hot-spot* se producen las primeras reacciones de fusión y en ese momento las condiciones son las adecuadas para que ocurra la ignición. La ignición no es más que el momento en el cual la fusión se vuelve autosostenible. Esta autosustentación se da gracias a las partículas α , (${}^4_2\text{He}$, producidas en la fusión, ecuación (1.4)) que depositan su energía en esta zona central y la calientan rápidamente. Debido a la radiación, los neutrones de fusión y la conducción térmica de los electrones, la energía se ve transportada desde el *hot-spot* a las regiones externas del combustible (que se encuentran más frías), de manera que ahí también ocurran reacciones de fusión. La energía producida tras la ignición provoca una presión en dirección contraria y la cápsula se apaga de vuelta en un periodo de tiempo muy corto, del orden de unos pocos nanosegundos.

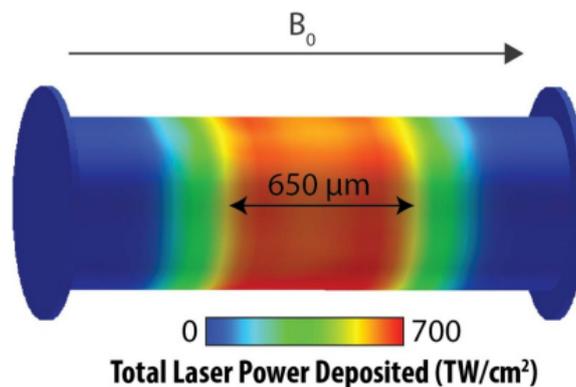


Figura 1.5: Zona de impacto de los láseres sobre la cápsula cilíndrica [9]

Como ya se había comentado y se puede apreciar en la Figura 1.5, se aplica un campo magnético en la dirección axial. Este campo magnético no es estrictamente necesario para todos los experimentos, pero si se ha visto que su aplicación ayuda a mejorar ciertos aspectos de la fusión.

Al añadir el campo magnético, es de esperar que las partículas cargadas (iones y electrones) describan trayectorias helicoidales alrededor de la dirección del campo, que en el caso de pellets cilíndricos coincide con el eje axial. A nivel microscópico, cada partícula tendrá una órbita de Larmor, que variará en función de la masa y de la velocidad de la partícula, así como de la intensidad del campo en ese momento. De esta forma se logra controlar de cierta forma las trayectorias de las partículas, logrando que haya menos colisiones de electrones con otros electrones. Esto se debe a que cuando se calienta el plasma, son los electrones los que se calientan más rápido y por tanto los que tienen más energía. Así, son los electrones mediante choques, los que calientan los iones, es decir, lo que interesa es que los

electrones choquen con los iones y no con otros electrones, para que no pierdan energía. Con el campo magnético por tanto lo que se logra es reducir los choques entre electrones (aunque va a seguir habiendo) controlando su órbita, a la vez que se controla también la de los iones.

También gracias a este control sobre las órbitas de las partículas, se logra que menos de ellas escapen del plasma por difusión, siendo de especial relevancia las partículas α (${}^4_2\text{He}$), las cuales también se logran confinar gracias al campo magnético y portan gran parte de la energía de fusión (tal y como se puede ver en la ecuación 1.4, portan un alto porcentaje de esta energía) y ayudan a que siga ocurriendo la fusión, puesto que mediante choques con los iones de deuterio y tritio, aumentan la energía de estos, permitiendo que la fusión ocurra con más facilidad [11] [9] [12].

Se ha podido comprobar como este campo magnético logra reducir las pérdidas energéticas reduciendo la conducción térmica, lo que lleva a un aumento de la temperatura del plasma, puesto que los electrones colisionan menos con el resto de las partículas del plasma. Esto permite que más combustible sea comprimido a menores velocidades de implosión, además de mejorar la estabilidad de la misma, llegando por tanto a las condiciones para que ocurra la ignición, pero con una mayor ganancia de energía [11].

Sin embargo, esto no se consigue con campos magnéticos de cualquier valor. Para lograr que los efectos antes descritos sean realmente efectivos, los campos deben ser muy intensos, del orden de miles de teslas [9] [13]. Estos campos se consiguen confinando un campo inicial (campo semilla) y comprimiendo su flujo, aumentando por tanto su valor. Esto se logra cuando, debido a la onda de choque provocada por la evaporización de la capa de plástico, el gas se comprime, aumentando la temperatura e ionizándose completamente. En este punto el gas se convierte en conductor y atrapa el campo magnético por el tiempo suficiente. Esto se debe a que el tiempo que tarda el campo en difundirse es de 200 ns, mientras que el tiempo en el que se lleva a cabo la fusión es del orden de unos pocos nanosegundos, dando como resultado que el campo magnético ha sido confinado de manera bastante efectiva el tiempo necesario [11].

2. INTRODUCCIÓN TEÓRICA

2.1. Concepto de plasma

El estado de plasma se considera normalmente como el cuarto estado de la materia, existiendo usualmente en condiciones de vacío. Este existe en la naturaleza, como es el caso de las estrellas; o creado por los humanos, como las pantallas de plasma.

Un plasma se puede definir como *un gas cuasineutro de partículas cargadas y neutras que exhibe un comportamiento colectivo* [14]. Por tanto, no se puede considerar a un gas ionizado cualquiera como un plasma, ya que siempre hay un pequeño grado de ionización en cualquier gas. Además, se deben de cumplir las condiciones de tener un comportamiento colectivo y ser cuasineutro.

Se entiende por comportamiento colectivo el hecho de que, por haber cargas libres, pueden surgir concentraciones locales de carga, cuyo movimiento genera corrientes eléctricas y campos magnéticos, los cuales influyen en el resto de las cargas del plasma a pesar de no estar en contacto directo. En otras palabras, el movimiento de las partículas no depende únicamente de las condiciones locales, sino también del estado del plasma en regiones lejanas [14].

Para comprender qué se define como cuasineutro, primero hay que abordar el concepto de apantallamiento de Debye, el cual no es más que otra importante característica de los plasmas. Las partículas cargadas del plasma se ven atraídas hacia otras con cargas de signo contrario, apantallando el campo generado por las mismas. Dado que las partículas tienen una temperatura finita, este apantallamiento no es perfecto. Por tanto, los efectos del campo eléctrico producido por una partícula cargada en el plasma se desvanecen a distancias mayores que la llamada longitud de Debye, dada por:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{ne^2} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

Donde n será igual a n_∞ , que es la densidad iónica en una zona infinitamente alejada de la perturbación, e es la carga del electrón, T_e la temperatura de estos (se usa esta en vez de la de los iones puesto que los electrones tienen más movilidad al tener menos masa), k_B es la constante de Boltzmann y ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío.

Con esto ya se puede definir qué se entiende como cuasineutralidad: si las dimensiones L de un sistema son mucho más grandes que λ_D , entonces da igual las concentraciones de carga locales que aparezcan o las perturbaciones introducidas en el sistema, que estas son apantalladas a una distancia corta comparada con L ($L \gg \lambda_D$), dejando al plasma libre de grandes potenciales o campos eléctricos.

Es lo suficientemente neutro como para tomar $n_i \approx n_e \approx n$, donde n es la densidad del plasma, pero no tanto como para que todas las fuerzas electromagnéticas relevantes desaparezcan. Con esto se ha llegado a una de las tres condiciones para que un gas ionizado sea considerado un plasma.

Otra de las condiciones es que en la nube apantallante debe haber suficientes partículas cargadas, ya que si no el apantallamiento de Debye no sería un concepto estadístico válido. Se debe cumplir por tanto que $N_D \gg 1$, siendo N_D el número de partículas en la esfera o nube apantallante.

La última condición tiene que ver con las colisiones, ya que, si hay muchas, el movimiento de las partículas está controlado por fuerzas hidrodinámicas, cuando lo que se busca es que las fuerzas electromagnéticas sean las dominantes. Definiendo la frecuencia del plasma, ω , como la frecuencia natural de oscilación de los electrones cuando son perturbados ligeramente respecto a su posición de equilibrio y τ el tiempo medio de colisión con átomos neutros, es necesario que $\omega\tau > 1$ para que el gas se comporte como un plasma y no como un gas normal.

2.2. Transporte radiativo

Dentro de los plasmas existe un campo de radiación que interactúa con la materia. Este campo lo crean las cargas del plasma debido a que se ven aceleradas y desaceleradas, procesos que ocurren debido a la interacción entre las propias partículas cargadas, y también entre las partículas y la radiación.

Cuando la radiación pasa a través del plasma, interactúa con la materia, pudiendo ser absorbida, emitida y dispersada repetidamente.

Los procesos de dispersión suelen ser identificados como aquellos en los que un fotón interactúa con un centro de dispersión (y produciendo quizás un cambio en el estado de excitación de este centro) y emerge en una nueva dirección.

Por otra parte, en los procesos de absorción, el fotón que interactúa con la partícula es destruido por la conversión de su energía en energía térmica o potencial del plasma. Se dice que el fotón ha sido termalizado. En los procesos de emisión ocurre el inverso, se transfiere energía del plasma al campo de radiación.

Los procesos de absorción y emisión van a ser los relevantes para este trabajo, por lo que es importante ver varios ejemplos de estos que se dan en los plasmas [15]:

- Procesos *free-free*: un fotón es absorbido por un electrón moviéndose en el campo de un ion, resultando en una alteración de la energía cinética del electrón. Clásicamente se puede ver como que el electrón se mueve en una órbita diferente (hiperbólica) alrededor del ion. El nombre de *free-free* se debe a que el electrón no se encontraba ligado a ningún ion tanto antes como después

de absorber el fotón. El proceso inverso por el cual un electrón libre emite un fotón es el conocido *bremsstrahlung*. Por tanto, se puede referir como *bremsstrahlung* inverso al proceso de absorción del fotón. Como en un plasma típico de fusión nuclear el grado de ionización es casi total, este proceso será el que más peso tenga en el transporte radiativo.

- Procesos *bound-free*: Un electrón libre cae a un estado ligado emitiendo un fotón, cuya energía es igual a la suma de la energía cinética del electrón y de la energía de enlace. En el proceso contrario, un átomo en un estado ligado absorbe un fotón, ionizando al electrón ligado, permitiéndolo escapar al continuo con una energía cinética finita, la cual será la diferencia de energía entre la que tenía el fotón absorbido y la energía de ionización del estado ligado. Como se mencionó anteriormente, en los plasmas tratados en este trabajo, el grado de ionización es casi total, así como la energía de las partículas. Esto hace que, por una parte, los procesos en los que los electrones se recombinan con los átomos sean pocos, debido a que no muchos electrones pierden la energía suficiente para ligarse de nuevo. Por la otra, hay pocos electrones ligados a los átomos que puedan ser ionizados debido al alto grado de electrones libres.
- Procesos *bound-bound*: Un fotón es absorbido por un átomo, llevando a una transición de un electrón de un estado ligado a otro estado ligado. El proceso inverso lleva a la desexcitación del átomo con la consecuente emisión de un fotón. Estos procesos no van a tener prácticamente ningún peso en los plasmas de fusión, puesto que para que ocurra es necesario que un fotón con la energía adecuada (debido a la cuantización de los niveles energéticos de un átomo) sea absorbido por un átomo que todavía tenga un electrón. Teniendo en cuenta que estamos trabajando con deuterio y tritio, dos isótopos del hidrógeno, la energía de ionización para ambos será del entorno de $13,6 \text{ eV}$, mientras que la energía típica de los plasmas de fusión es de unos 10 keV .

Conocidos los procesos por los cuales se absorbe y se emite radiación en un plasma, es necesario buscar una manera de poder describirlos macroscópicamente.

Es aquí donde surgen los conceptos de opacidad o coeficiente de absorción y emisividad o coeficiente de emisión. El primero describe la cantidad de energía extraída del campo de radiación por la materia, mientras que el segundo describe la emisión de radiación por parte de la materia. Los valores de los coeficientes dependerán del tipo de proceso a considerar, siendo que la suma del coeficiente (sea de absorción o emisión) de los procesos *free-free*, más el de los *bound-free* más el de los *bound-bound*, será el coeficiente de absorción o emisión total.

Consideramos ahora un haz de radiación con una intensidad I que viaja en dirección \mathbf{n} y se propaga en un ángulo sólido $d\omega$. La cantidad de energía absorbida por el plasma en un elemento diferencial de volumen con área dS y longitud ds normal a \mathbf{n} en el punto \mathbf{r} , en un intervalo de frecuencia $d\nu$ en un tiempo dt viene dada por [16]:

$$\delta E = I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) dS ds d\omega d\nu dt \quad (2.2)$$

Donde κ es la opacidad o coeficiente de absorción y tiene unidades de cm^{-1} en el sistema cgs, donde la intensidad I tiene unidades de $erg Hz^{-1} sr^{-1} s^{-1} cm^{-2}$.

De igual manera, la energía emitida por ese mismo volumen en el ángulo sólido $d\omega$ en un intervalo de frecuencia $d\nu$ en un tiempo dt viene dada por

$$\delta E = \eta(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) dS ds d\omega d\nu dt \quad (2.3)$$

Donde η se define como el coeficiente de emisión o emisividad. En el sistema cgs este tiene unidades de $erg Hz^{-1} sr^{-1} s^{-1} cm^{-3}$.

Con estas definiciones es posible calcular la ganancia de energía para un haz de radiación con intensidad I tras pasar por el elemento de volumen, como la energía total emitida por el plasma menos la que absorbe. Esta ganancia de energía es también la diferencia entre la intensidad emergente (en la posición $\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}$ en un tiempo $t + \Delta t$) y la incidente (posición \mathbf{r} y tiempo t):

$$[I(\mathbf{n}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}, \nu, t + \Delta t) - I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)] dS d\omega d\nu dt = [\eta(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) - \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)] dS ds d\omega d\nu dt \quad (2.4)$$

La ecuación anterior se puede escribir también en términos de derivadas parciales. Teniendo en cuenta que $\Delta t = \Delta s/c$ y por ello $dt = ds/c$, se llega a

$$I(\mathbf{n}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}, \nu, t + \Delta t) = I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) + \left[\left(\frac{\partial I}{\partial t} \right) c^{-1} + \left(\frac{\partial I}{\partial s} \right) \right] ds \quad (2.5)$$

Juntando las ecuaciones (2.5) y (2.4) se llega a la ecuación de transporte

$$\left[\left(\frac{\partial I}{\partial t} \right) c^{-1} + \left(\frac{\partial I}{\partial s} \right) \right] I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) = \eta(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) - \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) \quad (2.6)$$

La derivada parcial a lo largo del haz se puede reescribir en términos de un sistema ortogonal de coordenadas

$$\left(\frac{\partial I}{\partial s} \right) = \left(\frac{\partial x}{\partial s} \right) \left(\frac{\partial I}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial y}{\partial s} \right) \left(\frac{\partial I}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial z}{\partial s} \right) \left(\frac{\partial I}{\partial z} \right) = n_x \frac{\partial I}{\partial x} + n_y \frac{\partial I}{\partial y} + n_z \frac{\partial I}{\partial z} \quad (2.7)$$

Donde (n_x, n_y, n_z) son las componentes del vector \mathbf{n} . Con esto se puede reescribir la ecuación (2.6) como

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} \right) c^{-1} + \mathbf{n} \cdot \nabla \right] I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) = \eta(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) - \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) \quad (2.8)$$

Que es la forma más general de la ecuación de transporte radiativo. Si se considera el caso en que la radiación viaja por sólo 1 dimensión, la ecuación (2.8) pasa a ser:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} \right) c^{-1} + \left(\frac{\partial}{\partial z} \right) \right] I(z, \nu, t) = \eta(z, \nu, t) - \kappa(z, \nu, t) I(z, \nu, t) \quad (2.9)$$

Se puede despreciar la parte dependiente del tiempo, siempre y cuando la variación temporal ocurra en una escala de tiempo tal que $\Delta t \ll \Delta z/c$, siendo Δz la longitud del plasma bajo estudio. En el caso de este trabajo, el tamaño del plasma manejado ronda las $100 \mu m$, con lo que variaciones temporales más lentas que unos 0,3 ps se pueden despreciar. Los experimentos de fusión nuclear por confinamiento inercial ocurren en la escala de los nanosegundos, por lo que al ser 4 órdenes de magnitud mayor que las décimas de picosegundos, para los estudios realizados en este trabajo es posible aproximar y considerar la ecuación de transporte radiativo independiente del tiempo, que es:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \eta(z, \nu) - \kappa(z, \nu) I(z, \nu) \quad (2.10)$$

Que, como se puede apreciar, no es más que una ecuación diferencial de primer orden que se puede resolver con facilidad. Dividiendo la ecuación (2.10) por κ y quitando las dependencias explícitas de z y ν , se llega a:

$$\frac{1}{\kappa} \frac{\partial I}{\partial z} = S - I \quad (2.11)$$

Donde $S = \eta/\kappa$ es la llamada función fuente. Esta ecuación se puede resolver simplemente mediante integración

$$\int_{I_0}^{I(z)} \frac{\partial I}{S - I} = \int_{z_0}^z \kappa \partial z \quad (2.12)$$

Siendo I_0 la intensidad en el punto z_0 . Suponiendo que el plasma es uniforme, entonces S y κ son independientes de la coordenada z , la solución de la ecuación (2.12) será:

$$I(z) = I_0 e^{-\kappa(z-z_0)} + S \left(1 - e^{-\kappa(z-z_0)} \right) \quad (2.13)$$

Que es finalmente la solución de la ecuación de transporte radiativo en 1 dirección y que es la que fue usada para los cálculos.

3. METODOLOGÍA

El objetivo de este trabajo y para lo que va a servir la metodología que será descrita a continuación, es llegar al mapa de intensidad emitida por el plasma en experimentos de fusión nuclear por confinamiento inercial, en el caso de objetivos cilíndricos magnetizados, tras tener en cuenta el efecto del transporte radiativo. La razón de este análisis es que, en estos experimentos, se ha observado una diferencia sistemática entre la evolución radial medida experimentalmente y la obtenida en las simulaciones [10]. Resulta por tanto fundamental entender exactamente qué relación hay entre las imágenes detectadas experimentalmente y las variables de la simulación. Esto se hará para varios instantes temporales, lo que permitirá ver de forma clara la evolución del plasma de fusión.

3.1. Acerca del experimento

Este trabajo se ha realizado a partir de los datos obtenidos de las simulaciones llevadas a cabo por el código GORGON [17] [18] [19] [20], capaz de simular las condiciones de diversos experimentos llevados a cabo en el ámbito de la fusión nuclear por confinamiento inercial.

El experimento simulado por el código fue llevado a cabo en el OMEGA-60 laser, en el *Laboratory for Laser Energetics* de la Universidad de Rochester, Nueva York, Estados Unidos. Se usaron 40 haces (40 láseres, cada uno 1 haz), que permiten una iluminación más uniforme del pellet, reduciendo las inestabilidades. El pulso cuadrado fue de 1,5 ns, entregando una energía total de 14,5 kJ, con la frecuencia original triplicada (3ω), impactando directamente sobre el pellet cilíndrico.

La cápsula cilíndrica estaba formada por un plástico, Parileno-N (C_8H_8 fórmula empírica, a partir de ahora lo llamaremos simplemente CH) con un radio exterior de $296 \pm 3 \mu m$ junto con grosor de la capa de plástico de $18,2 \pm 1,3 \mu m$. La cápsula fue rellena con gas deuterio (D_2) a una presión de 11 atm, siendo la densidad $\rho = 1,81 mg cm^{-3}$. La cápsula solo contiene deuterio en vez de deuterio y tritio, pero para el objetivo de este experimento no supone ningún problema, ya que, como se mencionó anteriormente, el objetivo es lograr una mejor comprensión del plasma. A la hora de hacer los cálculos, este hecho apenas tendrá efecto en los resultados finales.

En la Figura 3.1 se puede ver el montaje experimental. La línea roja conectada al cilindro corresponde al soporte del objetivo y llenado de gas. Las bobinas de color morado indican la posición en la que se ha colocado el MIFEDS (Magneto-Inertial Fusion Electrical Discharge System), que es el sistema por el cual se genera el campo magnético presente en el experimento. Se puede ver también la dirección de

este campo semilla, cuyo valor es $B_0 = 30 T$. Al igual que en la Figura 1.5 se puede apreciar la zona de impacto de los láseres sobre el cilindro.

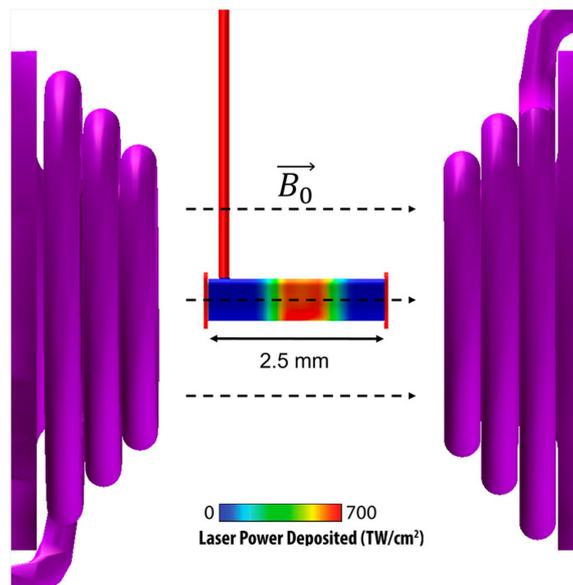


Figura 3.1: Montaje experimental [10]

La dinámica de la implosión fue grabada gracias a dos cámaras framing de rayos-X (XRFCs por sus siglas en inglés) colocadas ortogonalmente, una con visión axial del cilindro y otra con visión perpendicular. La cámara axial no fue usada a la vez que se usaba el MIFEDS puesto que bloqueaba la vista (en otros experimentos sin campo magnético si se usa), por lo que solo se hizo uso de la cámara perpendicular al eje del cilindro. Ambas cámaras estaban equipadas con una placa con una matriz de 4×4 diafragmas, cada diafragma con $10 \mu m$ de diámetro, siendo un total de 16. Esta placa estaba acoplada con una placa de micro canales de 4 tiras y un CCD óptico, que detecta y convierte luz en señales electrónicas. Se ha hecho uso de un filtro de Berilio en ambas cámaras, de grosor $635 \mu m$, para limitar el rango espectral a energías por encima de aproximadamente 2 keV . Las magnificaciones fueron $M = 2$ para la vista axial y $M = 6$ para la vista perpendicular. Esto junto al tamaño de los diafragmas, la respuesta del instrumento, y el tamaño de píxel de cada cámara da una resolución de $18 \mu m$ para la cámara axial y $12 \mu m$ para la cámara perpendicular.

3.2. Procedimiento

Se ha realizado el tratamiento de los datos obtenidos a través de las simulaciones mediante programación en el programa MATLAB. Los datos corresponden a diferentes instantes temporales, siendo que en cada uno de ellos varían los valores de varias magnitudes físicas, todas ellas claves para analizar el comportamiento de este tipo de plasmas. También es importante mencionar que el plasma en cada ins-

tante temporal va a estar dividido en zonas (una tras otra), donde en cada una los valores de las diferentes variables van a ser diferentes. Todas estas zonas van a tener el mismo tamaño, media micra.

En el código programado, el objetivo ha sido calcular el valor de la intensidad a partir de la ecuación (2.13). Como se puede apreciar, son necesarios los valores de la opacidad κ y emisividad η para poder realizar los cálculos. Como ya se mencionó, el valor de estos coeficientes depende del proceso considerado (Apartado 2.2) y dependiendo de cuál sea, se puede encontrar una fórmula explícita para su cálculo o no. En los procesos *free-free* sí es posible encontrar una expresión para la opacidad y para la emisividad, mientras que para el resto es sumamente complicado (si es que es posible, que puede no serlo). Teniendo en cuenta además que los procesos *free-free* son los que mayoritariamente van a contribuir a los cálculos, a la hora de realizarlos solo se van a tener en cuenta estos, dejando de lado los procesos *bound-free* y *bound-bound*. Esto no va a afectar a los resultados finales ya que realmente la contribución de estos dos procesos es muy pequeña comparada con los *free-free*. Así, las fórmulas de la emisividad y opacidad usadas son [21]:

$$\eta = 1,221 \cdot 10^{-26} \cdot \left(Z(CH)^2 \cdot n_i(CH) + Z(D)^2 \cdot n_i(D) \right) \cdot n_e \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \cdot e^{-E/T} \quad (3.1)$$

$$\kappa = 2,431 \cdot 10^{-37} \cdot \left(Z(CH)^2 \cdot n_i(CH) + Z(D)^2 \cdot n_i(D) \right) \cdot n_e \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \cdot \frac{(1 - e^{-E/T})}{E^3} \quad (3.2)$$

Donde $Z(CH)$ es el grado de ionización del CH (Parileno-N), $n_i(CH)$ su densidad iónica, $n_i(D)$ es la densidad de iones de deuterio, $Z(D)$ es la ionización del deuterio, que será igual a 1, ya que todos los átomos de deuterio están ionizados, n_e es la densidad de electrones, T la temperatura y E la energía de los fotones. Las densidades, tanto iónicas como electrónica están en cm^{-3} y T y E en eV. Como se puede apreciar en las fórmulas anteriores y se mencionó al hablar del experimento en el que se basa este trabajo, consideraremos el deuterio como el único gas presente, aparte de la capa de CH. El hecho de considerar solo deuterio y no deuterio y tritio apenas va a afectar a los cálculos, puesto que al ser isótopos su contribución electrónica es la misma y la diferencia en los iones es apenas relevante.

3.2.1. Pasos realizados

Los primeros pasos realizados estaban enfocados en comprender el problema físico y familiarizarse con el lenguaje de programación en MATLAB.

Consideramos un plasma de gas de deuterio y sin la capa de CH, a partir de un único valor para las variables T , n_e , n_i y Z . Fijando también el tamaño del plasma (z , ya que tomamos $z_0 = 0$), calculamos la intensidad que salía del plasma usando la ecuación (2.13) para un cierto rango de energías. En este caso no consideramos el primer término de la citada ecuación, puesto que $I_0 = 0$, es decir, no hay iluminación externa (puesto que no hay intensidad en el punto z_0 , que es el que tomamos como origen). En esta

ecuación hemos hecho ya uso de las expresiones de la emisividad (3.1) y de la opacidad (3.2). Calculada la intensidad, se representó la gráfica I frente a E (espectro de intensidades) para ver en que rango de energías era mayor la intensidad, o lo que es lo mismo, para ver en que rango de energías había más fotones que salen del plasma.

A continuación, añadimos una nueva zona del plasma con diferentes valores de las variables T , n_e y n_i . Puesto que esta nueva zona también está compuesta solo por deuterio, Z es igual en ambas zonas. El tamaño de esta zona es el mismo que el de la anterior.

La clave ahora es que en la ecuación (2.13), cuando calculamos la intensidad en la nueva zona que hemos añadido, el primer término no se anula, ya que ahora I_0 no es 0, es decir, sí hay iluminación externa. Cuando hablamos de iluminación externa, nos referimos a la intensidad que llega a la zona nueva desde la que teníamos originalmente. Aunque provenga de dentro del propio plasma, realmente es de una zona donde las condiciones físicas son distintas, por lo que se considera externa a esta nueva zona. De nuevo se representó la intensidad en función de la energía.

Posteriormente ampliamos el número de zonas a 479 (los datos los aporta el código GORGON a partir de ahora), con el mismo objetivo de calcular la intensidad saliente del plasma. Esto se logra gracias a programar un bucle, ya que la I_0 de la zona 100 por ejemplo, va a depender de todas las 99 zonas anteriores, la zona 99 dependerá de las 98 anteriores y así sucesivamente.

El siguiente paso es el más importante. Ampliamos el número de zonas hasta 954 e incluimos finalmente la capa de CH en los cálculos. Esto implica que a partir de ahora usamos las ecuaciones (3.1) y (3.2) al completo. Es importante ahora recordar que estamos trabajando con un plasma cilíndrico, ya que vamos a ver cómo se ha simulado el plasma y cómo se han manejado los datos. Supongamos que hacemos un corte transversal a la cápsula cilíndrica, con lo que pasamos a tener un disco. Dividimos este disco en coronas circulares concéntricas tal y como se puede ver en la Figura esquemática 3.2.

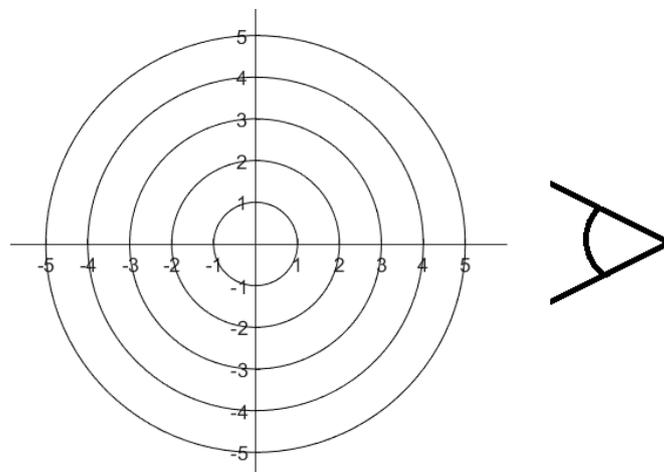


Figura 3.2: Esquema de zonas

Cada una de estas coronas es una zona de las que se ha hablado anteriormente y es por ello que cada corona tendrá diferentes valores de T , n_e , $n_i(D)$, $n_i(CH)$ y $Z(CH)$ (recordemos que $Z(D) = 1$), siendo estos los datos que se obtienen a partir del código GORGON. En este esquema denotaremos cada circunferencia por el valor de su radio, es decir, la circunferencia de radio 1 la llamaremos circunferencia 1, la de radio 2 la llamaremos circunferencia 2 y así.

Tal y como se puede apreciar en la imagen anterior, el punto desde el que se observa se encuentra en el lado derecho del disco. Recordemos que tal y como se puede ver en la ecuación (2.13), la intensidad la consideramos unidireccional, además de que como se ha comentado anteriormente, la intensidad de una zona depende de las zonas anteriores. Es por ello que lo que llega al punto de observación sigue una línea recta, que atraviesa de izquierda a derecha, tal y como indica la línea roja de la Figura 3.3:

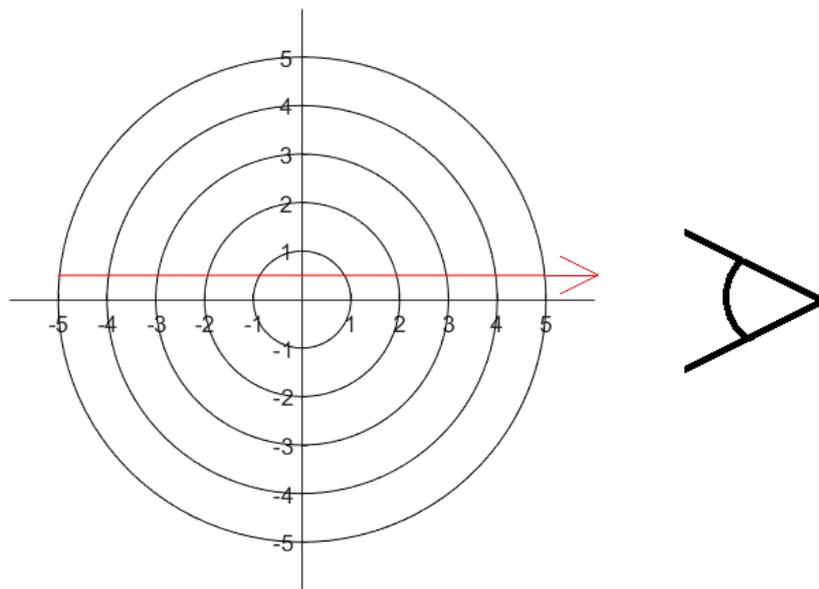


Figura 3.3: Esquema de la trayectoria de la intensidad

Así pues, esta línea representa el valor de la intensidad en función de la energía dada por la ecuación (2.13) en un punto de radio r . Es importante recordar que la intensidad depende de la energía, luego para cada línea, tendremos un valor de la intensidad para cada valor de energía que consideremos. Esto se debe hacer para cada zona, es decir, para cada valor del radio, de manera que tenemos sucesivas “líneas” de intensidad, cada una con los valores que sean en función de la energía. Esto se puede ver representado en la Figura 3.4:

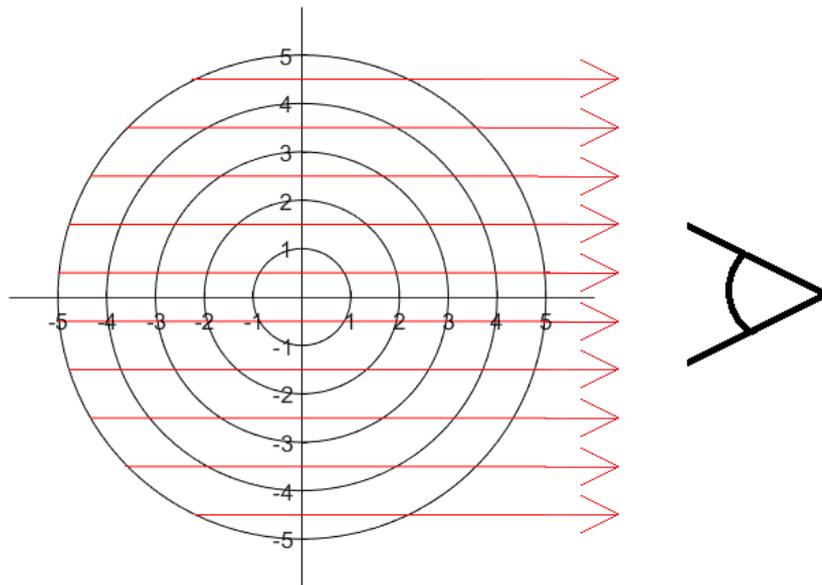


Figura 3.4: Esquema de las líneas en las diferentes zonas

Lo que buscamos es que, conocidos los valores de la intensidad en función de la energía para cada línea, representar I frente a E e integrar cada una de estas gráficas a partir del método de los trapecios. De esta forma conseguimos obtener un valor de la intensidad (ya integrada) para cada línea, que, como veremos más adelante, representará un punto dentro del mapa que estamos buscando obtener.

Si bien los valores de las diferentes variables están bien definidos en cada zona, queda por determinar con exactitud z y z_0 . El código GORGON nos da los radios de cada circunferencia, pero lo que aparece en la ecuación (2.13) no son los radios, sino que son z y z_0 , es decir, la longitud de cada zona del plasma. Como se puede apreciar en la Figura 3.4, dependiendo de la línea que consideremos, estas longitudes cambian (se puede ver claramente si comparamos, por ejemplo, el segmento de línea entre las circunferencias 4 y 5 para la línea más cercana al eje y la cuarta línea más alejada).

Para recalcular estas longitudes, haremos uso del Teorema de Pitágoras. Para ello, veamos un ejemplo a partir del cual se puede ver más claramente. Vamos a tomar la tercera línea, tal y como se ve en la siguiente Figura:

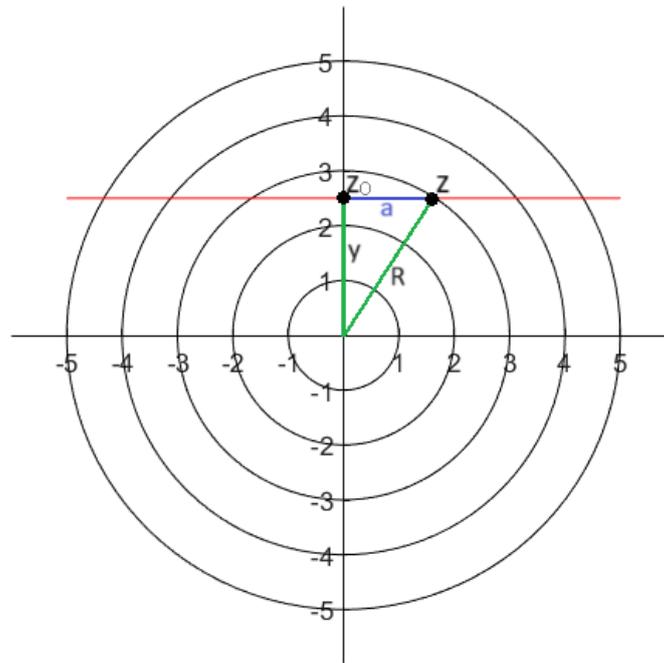


Figura 3.5: Esquema de la aplicación del Teorema de Pitágoras

El objetivo es calcular $z - z_0$, que es justo lo que se tiene en las exponenciales de la ecuación (2.13), a lo que vamos a llamar a . El código GORGON nos proporciona los valores de los radios, luego $R(3)$ es conocido (el número dentro del paréntesis denota la circunferencia a la que nos referimos). Por esto mismo, conocemos también el radio de la circunferencia 2, $R(2)$, luego conocemos la diferencia de radios ($R(3) - R(2)$). Además, es importante recordar que la diferencia de radios entre dos circunferencias contiguas es la misma sean cuales sean las circunferencias escogidas.

Por tanto, la distancia y no es más que el radio de la circunferencia 2, $R(2)$, más la mitad de la diferencia entre radios, es decir:

$$y = R(2) + \frac{R(3) - R(2)}{2}$$

Aplicando el Teorema de Pitágoras llegamos al valor de a :

$$z - z_0 = a = \sqrt{R(3)^2 - y^2} = \sqrt{R(3)^2 - \left(R(2) + \frac{R(3) - R(2)}{2}\right)^2}$$

Este mismo procedimiento es el que se ha seguido para calcular en todas las líneas el valor de estos segmentos, que es lo que posteriormente será usado en la ecuación (2.13).

Como se puede ver en la Figura 3.4, a pesar de tener un total de 5 zonas, tenemos 10 líneas de intensidad. Por ello, al trabajar con los datos reales, donde teníamos 954 zonas, tendremos entonces 1908 líneas de intensidad. Es justo en este punto, donde incluimos el filtro de Berilio en los cálculos. Recordemos que el objetivo de este filtro es, precisamente, filtrar un cierto rango de energías. Para cada línea tendremos una gráfica I frente a E que integramos por trapecios, donde cada valor de esta I se ve

multiplicada por un cierto factor debido al filtro de Berilio. Para cada energía este factor es diferente y es conocido [22]. Con esto ya tenemos un valor de la intensidad para cada línea. Ya que tenemos 1908 líneas, tendremos por tanto un total de 1908 puntos, que es lo que se ve realmente desde la dirección de observación.

El siguiente paso es analizar los datos para el cilindro al completo. El código GORGON divide el cilindro en 400 alturas, o lo que es lo mismo, en 400 discos como el ya descrito. Como se mencionó, cada zona del disco tiene diferentes valores de T , n_e , $n_i(D)$, $n_i(CH)$ y $Z(CH)$ y cada disco va a tener también valores diferentes. Dicho en otras palabras, las condiciones físicas de cada disco son diferentes. Es por ello que, la manera óptima de proceder es a través de un bucle que recorra las 400 alturas y haga todo el procedimiento anteriormente descrito para cada uno de los discos. De esta manera tendremos finalmente el mapa de intensidad que buscábamos desde un principio.

En este punto ya se ha logrado obtener la imagen deseada, pero falta hacer un procesado de la misma que esté en concordancia con el dispositivo experimental planteado. En el apartado 3.1 se mencionaba que la cámara contaba con una placa con una matriz 4 x 4 diafragmas. Puesto que al fin y al cabo el plasma está emitiendo radiación, debido a estos diafragmas se va a producir difracción. Para tenerla en cuenta en el procesado de la imagen, se aplica un filtro gaussiano, cuya anchura total a media altura (FWHM por sus siglas en inglés) es $12 \mu m$.

Por último, en el procesado de la imagen debemos tener en cuenta también el tamaño de pixel de la cámara, que es de $3 \mu m$. Esto es simplemente tomar la imagen que teníamos hasta ahora, dividirla en cuadrados de 3 x 3 micras e interpolar los valores contenidos en cada cuadrícula para así obtener la imagen final.

4. RESULTADOS

Como se vio en el apartado anterior, el camino seguido hasta llegar a los resultados finales consta de varios pasos. En este apartado se van a presentar tanto los resultados finales, que son los mapas de intensidad, como los resultados de los pasos intermedios. También se comentarán otros fenómenos interesantes relacionados con los resultados obtenidos.

El primer resultado obtenido se puede ver en la Figura 4.1, siendo el espectro de intensidades para un plasma con una zona, de longitud $z = 300 \mu m$ ($z_0 = 0$, lo tomamos como origen) y compuesto únicamente por deuterio, siguiendo el procedimiento descrito en el subapartado (3.2.1). El rango de energías considerado va desde $E = 0 eV$ hasta $E = 10000 eV$ en saltos de $10 eV$. El resto de variables tomaron los valores: $n_e = n_i(D) = 10^{24} cm^{-3}$, $T = 1000 eV$ y $Z(D) = 1$.

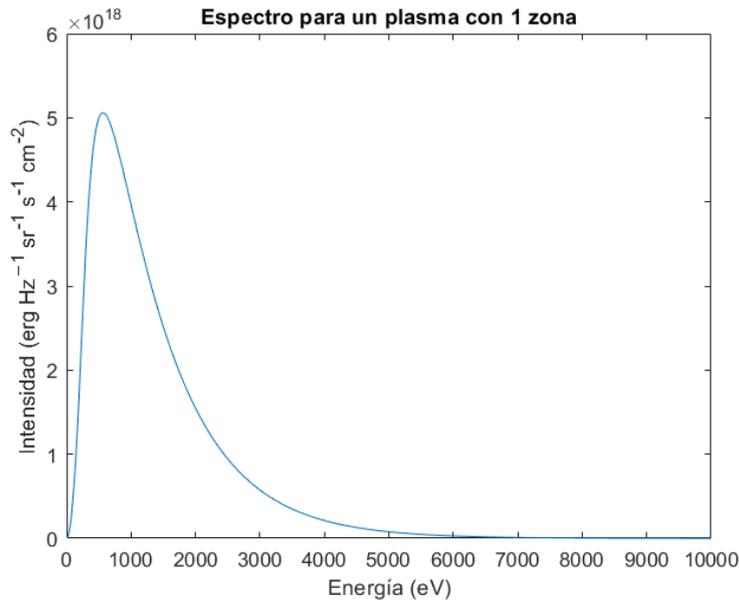


Figura 4.1: Espectro de intensidades para un plasma con 1 zona

Con esta primera aproximación al problema físico planteado nos podemos ir haciendo a la idea de qué rango de energías predomina. Es interesante notar como la intensidad tiene valores en torno a 10^{18} , que, atendiendo a la ecuación (2.13), nos indica que la emisividad domina sobre la opacidad en general, pero sobre todo donde se encuentra el pico. Podemos decir que el plasma emite en general mucho más de lo que absorbe. El factor exponencial ayuda a determinar donde se localiza el pico de la gráfica, además de atenuarla.

Siguiendo los pasos descritos en (3.2.1), pasamos a tener ahora un plasma con 2 zonas. El espectro obtenido se puede ver en la Figura 4.2. La primera zona es la misma que la anterior y la segunda, que

es contigua a esta y de nuevo únicamente tiene deuterio, tiene el mismo tamaño que la primera zona, $z = 300 \mu m$ y el resto de variables son $n_e = n_i = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $T = 500 \text{ eV}$ y $Z(D) = 1$. El rango de energías es el mismo que antes, de 0 a 10000 eV en saltos de 10 en 10 eV.

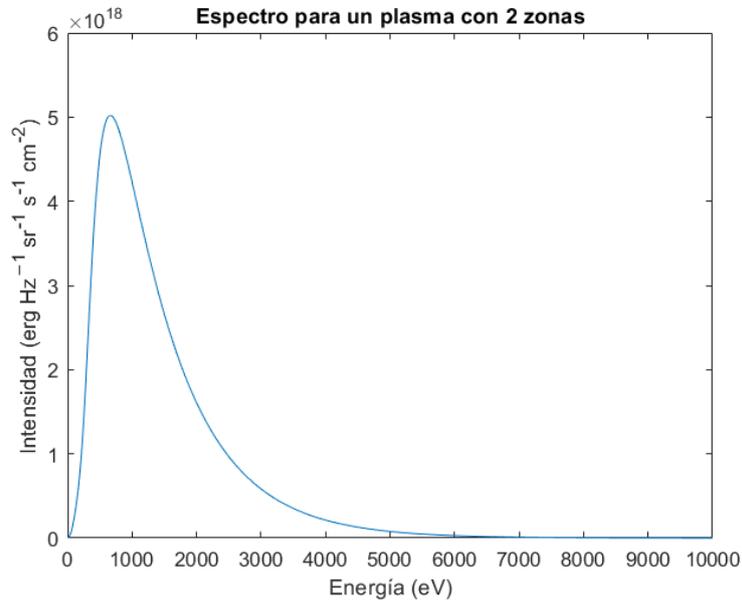
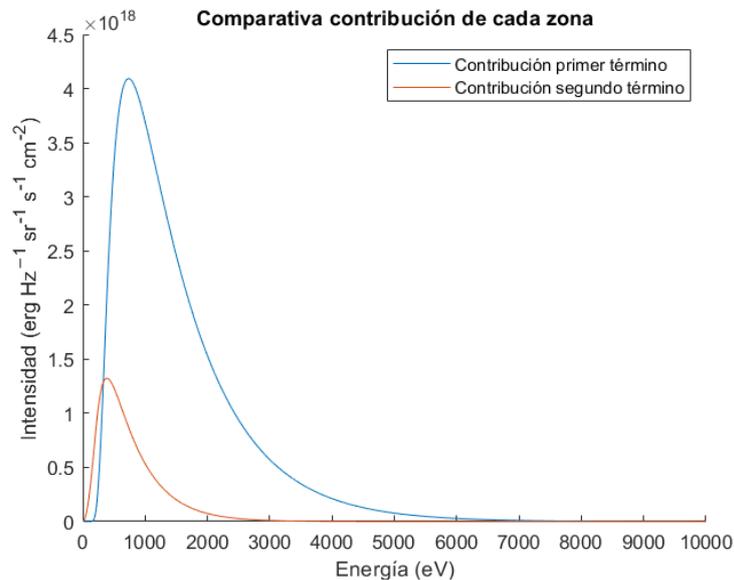


Figura 4.2: Espectro de intensidades para un plasma con 2 zonas

Dado que el plasma es ahora el doble de grande que antes, uno podría intuir que este debería emitir más radiación. Sin embargo y tal y como se puede apreciar en la Figura 4.2, el espectro obtenido es muy similar al de un plasma con 1 zona (el pico se ha desplazado un poco hacia la derecha y es un poco más bajo). El hecho de que la intensidad sea tan parecida se debe a que parte de la emisión de la primera zona se está absorbiendo en la segunda. Esto es algo que podemos ver mejor al representar la contribución al espectro de cada zona por separado, es decir, la contribución de cada término de la ecuación (2.13):



Con esta gráfica podemos ver claramente cómo contribuye cada término al espectro de la Figura 4.2. La línea azul representa la contribución del primer término de la ecuación (2.13), que como se puede ver en esta, depende de la intensidad de la zona 1, que es la que la precede (I_0). Si comparamos esta gráfica con la Figura 4.1, vemos que la intensidad se ha visto ligeramente atenuada. Esto se debe al factor exponencial que multiplica a la intensidad, que depende de la opacidad de la segunda zona, lo que se traduce en que parte del espectro de la primera zona se ha visto absorbido por la segunda como ya habíamos comentado.

Esta absorción se ve compensada por el segundo término de la ecuación (2.13), el cual da cuenta de la emisión de la segunda zona. Este término depende únicamente de las características de esta segunda zona y queda representado por la línea naranja. A pesar de contribuir menos que el otro término, lo hace de tal manera que al final el espectro total (Figura 4.2) es prácticamente idéntico al espectro cuando solo tenemos una zona (Figura 4.1).

En línea con los resultados anteriores y siguiendo los pasos descritos en (3.2.1), es interesante ver el espectro de un plasma con muchas más zonas, un total de 479 y compuesto únicamente por deuterio (Figura 4.3), teniendo en cuenta el transporte radiativo en 1 dirección. El rango de energías considerado es el mismo que en los casos anteriores, de 0 a 10000 eV en saltos de 10 en 10 eV. Los valores en cada una de las 479 zonas de T , n_e , $n_i(D)$ y $Z(D)$ manejados para calcular este espectro y todos los resultados posteriores son los proporcionados por el código GORGON, es decir, los resultados obtenidos son resultados de una simulación experimental, tal y como se mencionó en (3.1). El código también nos dará los valores de $n_i(CH)$ y $Z(CH)$ cuando incorporemos la capa de CH a los cálculos.

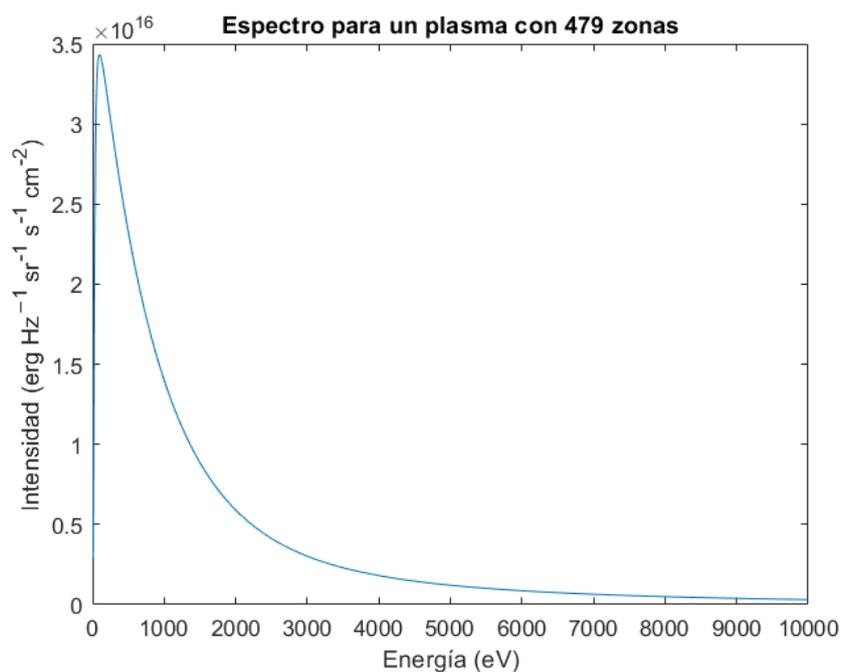


Figura 4.3: Espectro de intensidades para un plasma con 479 zonas

Vemos como el pico se sitúa cercano al origen, es decir, hay muchos fotones en las energías más pequeñas, situándose el pico en los 100 eV. En este punto merece la pena hablar del filtro de Berilio que se usa en las cámaras y que, por tanto, a la hora de analizar los datos de las simulaciones, hay que tener en cuenta su efecto. Este filtra fotones cuyas energías son menores que unos 2 keV. Si nos fijamos en la Figura 4.3, vemos que la intensidad es bastante grande cuando nos encontramos en energías menores que 2 keV, con lo que, si ahora sobre este espectro tenemos en cuenta el filtro de Berilio, resulta:

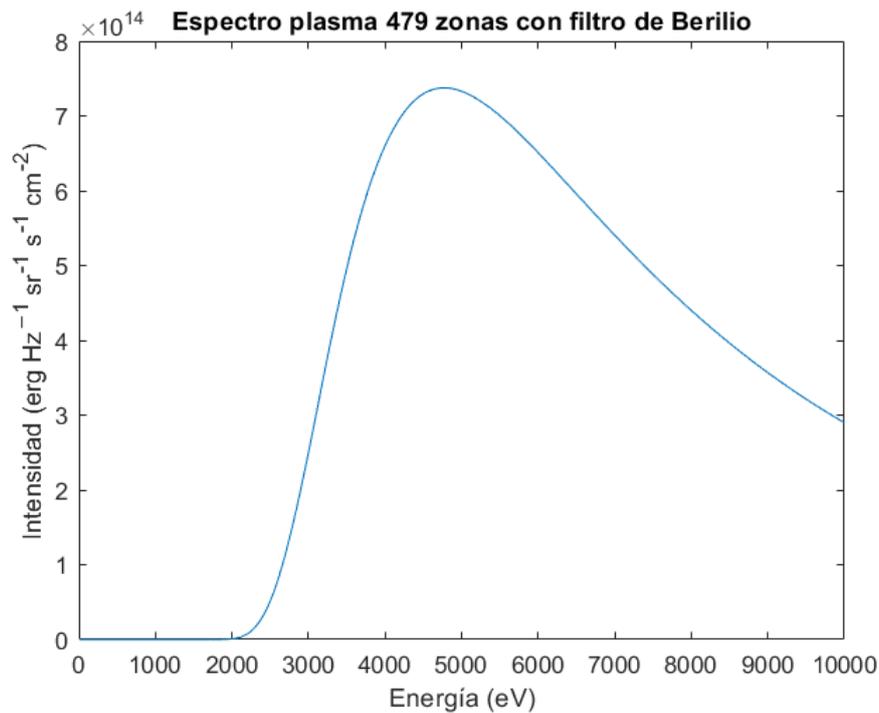


Figura 4.4: Espectro de intensidades para un plasma con 479 zonas aplicado el filtro de Berilio

Se puede ver como el espectro ha sufrido un gran cambio. La intensidad en general se ha visto atenuada en torno a 2 órdenes de magnitud, además de que para energías menores de 2 keV la intensidad es nula, como era de esperar. Por otra parte, el pico de intensidad es menos acentuado y más ancho, además de que a mayores energías la intensidad no decrece tanto como en el espectro sin filtro 4.3. Este filtro por tanto va a cambiar en gran medida los datos con los que se trabaja, ya que además va a ser necesario usar un rango de energías más amplio para poder incluir correctamente su aporte, que tal cual está ahora, se encuentra ciertamente sesgado.

Aumentamos por tanto el rango de energías, comprendiendo desde $E = 20 \text{ eV}$ hasta $E = 20000 \text{ eV}$ en saltos de 20 eV . Consideramos ahora un plasma con un total de 954 zonas, incluyendo la capa de plástico (CH). Esto nos deja con que las variables manejadas son T , n_e , $n_i(D)$, $n_i(CH)$, $Z(D)$ y $Z(CH)$, cuyos valores son proporcionados por el código GORGON.

Vamos a presentar finalmente los mapas de intensidad del cilindro al completo una vez se ha tenido en cuenta el transporte radiativo, incluyendo también el post procesado de los mismos descrito en (3.2.1). Esto lo vamos a hacer para 4 instantes temporales durante la implosión del cilindro, concretamente para 1,2 ns, 1,45 ns, 1,5 ns y 1,55 ns y que serán presentados en orden temporal.

El mapa de intensidad obtenido para el instante de 1,2 ns es el siguiente:

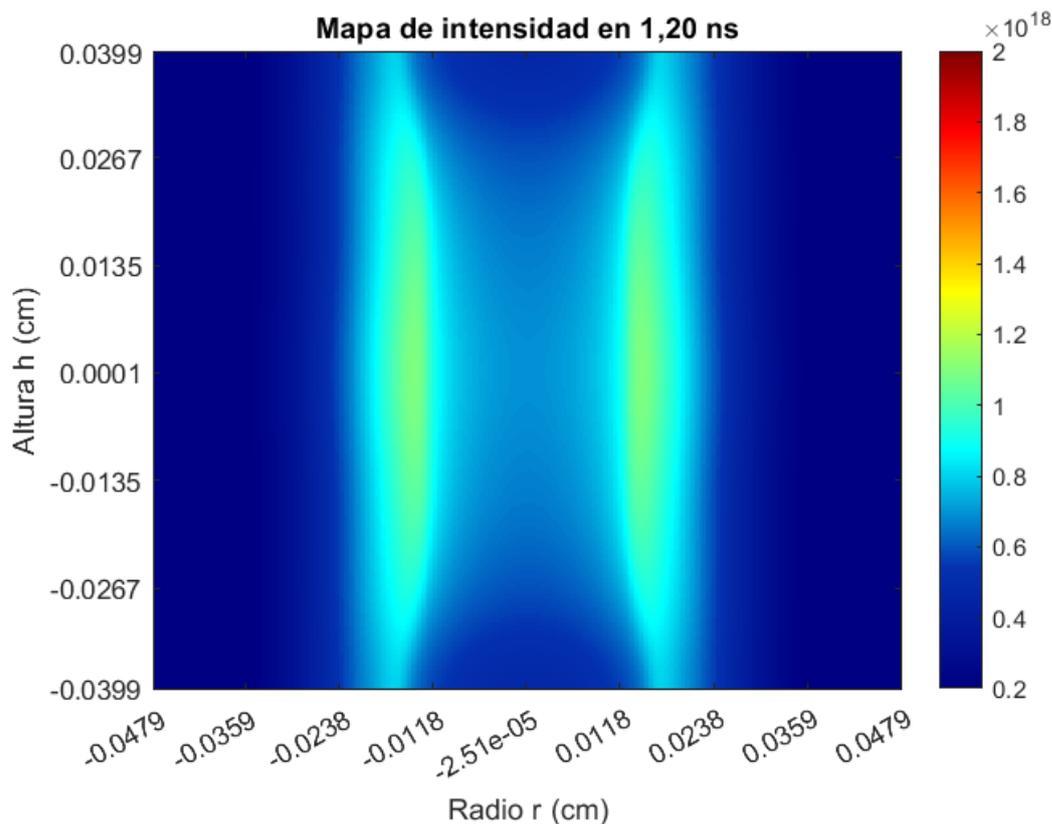


Figura 4.5: Mapa de intensidad en 1,2 ns

Se puede apreciar una zona con forma cilíndrica, como era de esperar. Este cilindro está centrado en el origen, es por ello por lo que aparecen radios y alturas con valores negativos, pero realmente no lo son. En el lateral se puede apreciar la escala de color usada para representar la intensidad, cuyas unidades son de nuevo $erg Hz^{-1} sr^{-1} s^{-1} cm^{-2}$. Todas aquellas zonas con valores iguales o inferiores a $2 \cdot 10^{17}$ tienen asignado el azul más oscuro.

Lo que vemos en la Figura (4.5) es como el combustible (el deuterio) se va comprimiendo debido a la implosión de la capa de CH. Las zonas más brillantes (en azul turquesa y verde-amarillo) muestran la onda de choque (es decir, la implosión), la cual irá acercándose al centro del cilindro hasta llegar a formar el *hot-spot*, momento en cual se produce la ignición y por tanto la fusión nuclear.

Para ver este progreso de la onda de choque, veamos el mapa de intensidad en el instante 1,45 ns:

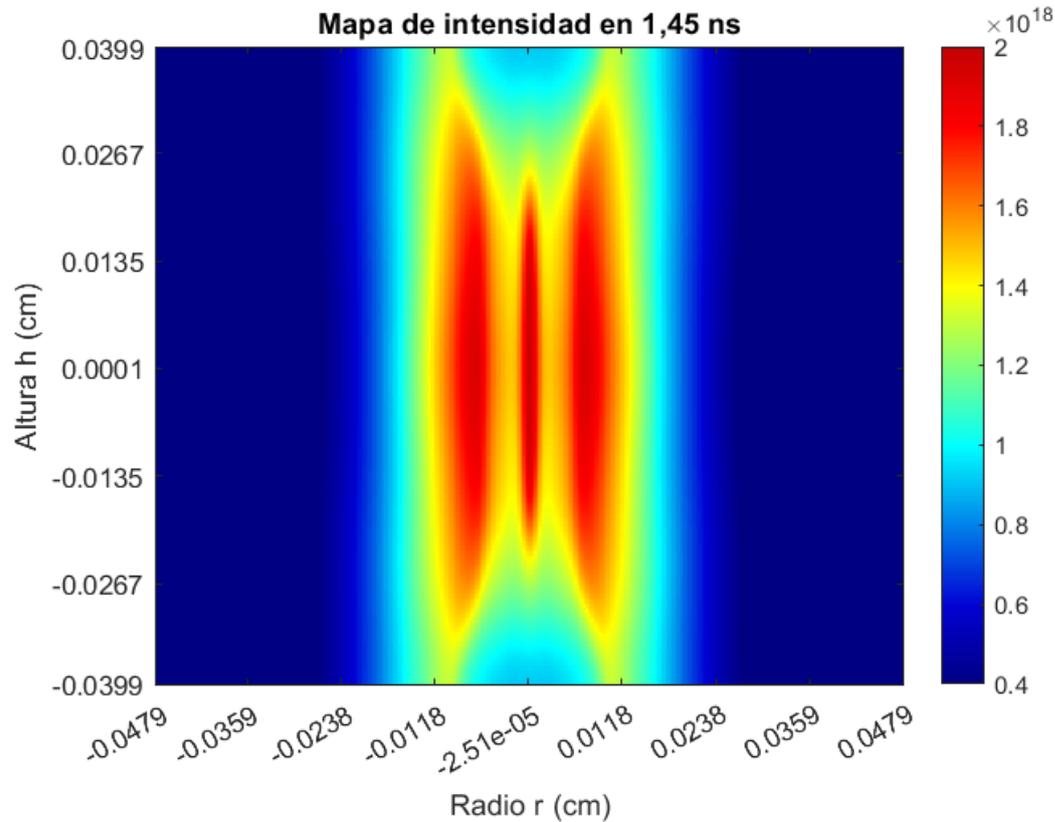


Figura 4.6: Mapa de intensidad en 1,45 ns

Se puede apreciar claramente como la onda de choque ha avanzado hacia el centro, a la par que se ha vuelto más intensa. También es posible apreciar como ahora el centro del cilindro emite con mayor intensidad que en 1,2 ns (Figura 4.5), lo que indica el inicio de la llamada fase de desaceleración. En esta, el combustible ha llegado al centro de la cápsula cilíndrica, y la energía cinética que tiene esta parte “interna” del combustible debido a la implosión, se convierte en energía interna. Como resultado, la temperatura y la densidad aumentan considerablemente en el centro del cilindro, mientras que el resto del combustible permanecerá relativamente imperturbado.

Veamos ahora los mapas de intensidad para los instantes 1,5 ns y 1,55 ns, los cuales son bastante parecidos:

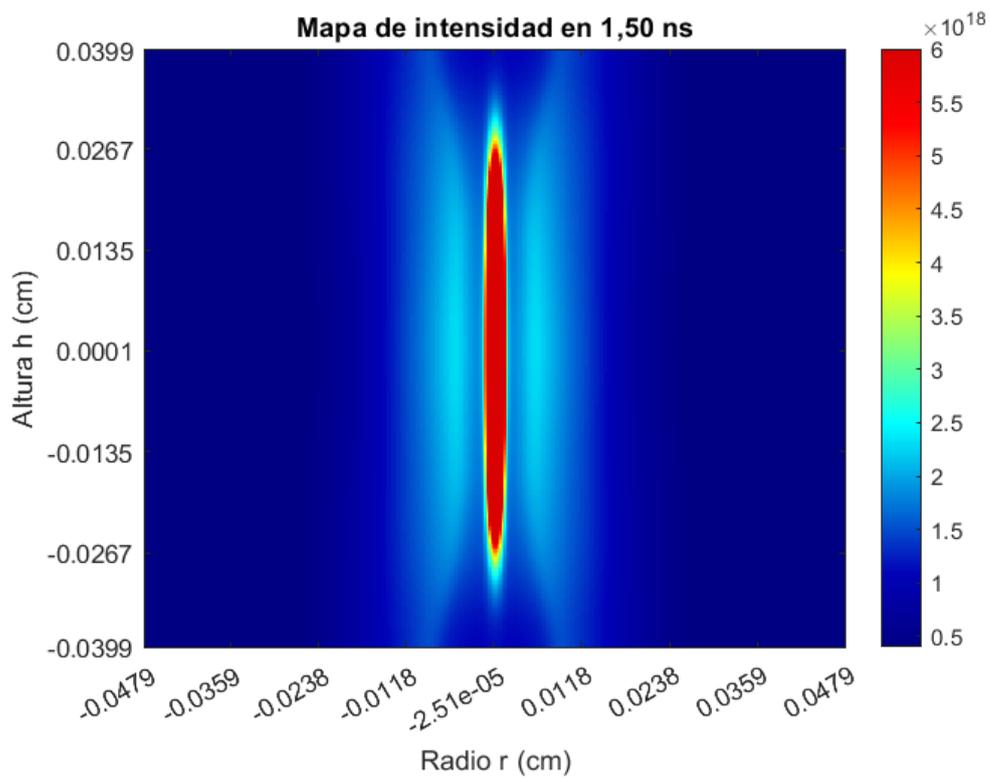


Figura 4.7: Mapa de intensidad en 1,5 ns

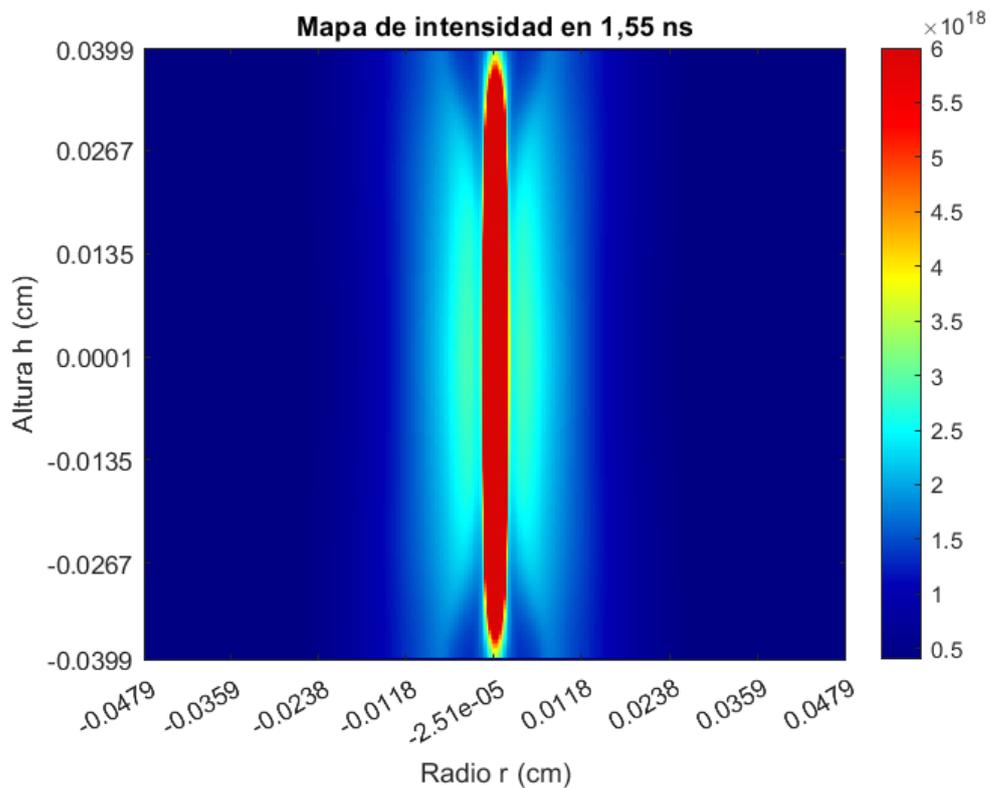


Figura 4.8: Mapa de intensidad en 1,55 ns

Para estos dos mapas se ha aumentado la escala de color respecto de los mapas 4.5 y 4.6 para una mejor visualización de los datos.

Podemos ver como en el mapa 4.7 la zona en azul claro corresponde a valores en torno a $2 \cdot 10^{18}$, comparables a los valores más altos en el mapa en 1,45 ns. Esto puede indicar que esta zona azul se corresponde con la onda de choque hacia el centro, que además vemos más cerca del mismo. El centro del cilindro también ha aumentado su intensidad: la escala ha aumentado y la zona en rojo (la más intensa) también lo ha hecho, lo que indica que la compresión del combustible es bastante grande y nos vamos acercando cada vez más a la ignición.

En el mapa de 1,55 ns (Figura 4.8) vemos una continuación de lo que se acaba de comentar. La zona en color verdoso es la onda de choque, aún más cercana al centro del cilindro y también algo más intensa que en el mapa 4.7 a la vista de la escala de color. Por otra parte, el centro del cilindro ha aumentado su tamaño axial, además de ser más intenso, lo que sugiere que la densidad y la temperatura están muy cerca de ser las óptimas para iniciar la ignición, la cual ocurre en unos pocos picosegundos.

Como habíamos comentado, la escala de colores usada en estos dos últimos mapas ha sido aumentada respecto de los anteriores. Sin embargo, es importante decir que esta escala, la usada en los mapas 4.7 y 4.8, está saturada en el centro del cilindro, es decir, la intensidad alcanza valores mayores que $6 \cdot 10^{18}$. Esto se ha hecho por dos motivos. El primero, para poder mostrar más cómodamente las diferentes zonas del mapa de intensidad y cómo son mucho menos brillantes que el centro. El segundo motivo, es que con esta escala es posible comparar directamente estos mapas con los datos experimentales [10], donde se ve que la zona más brillante del cilindro saturó en el detector para los instantes de máxima compresión.

Vamos por tanto a mostrar los mapas de intensidad 4.7 y 4.8 pero ajustando la escala al valor máximo que llega a tomar la intensidad en estos instantes, de manera que se puedan ver claramente qué zonas son las más intensas:

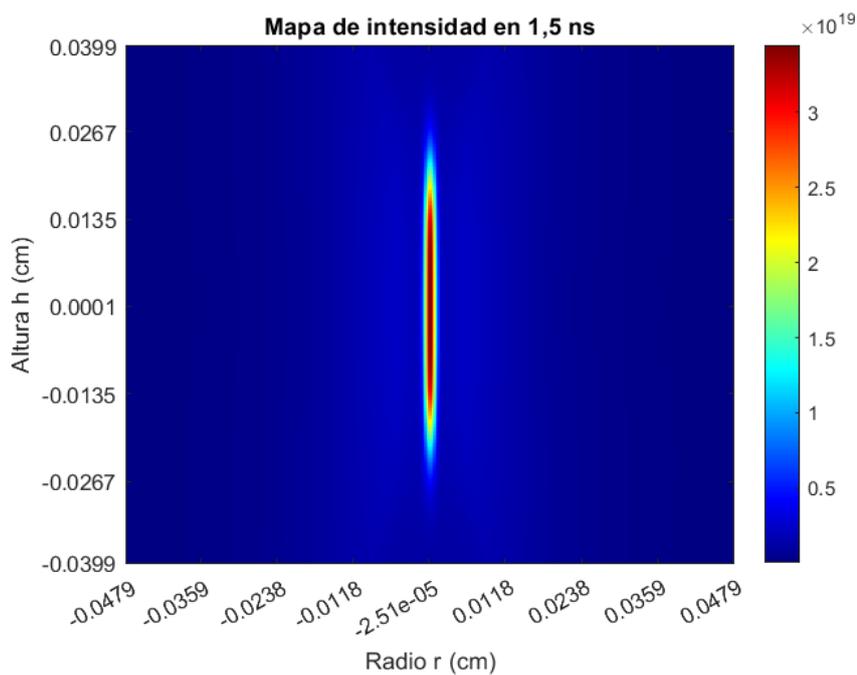


Figura 4.9: Mapa de intensidad en 1,5 ns con la escala ajustada al valor máximo

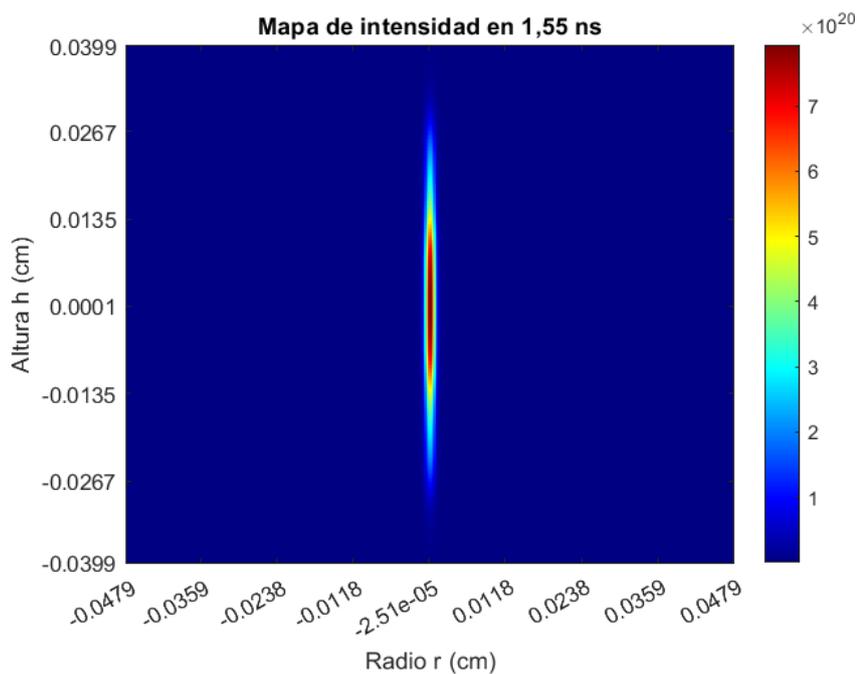


Figura 4.10: Mapa de intensidad en 1,55 ns con la escala ajustada al valor máximo

Con estos nuevos mapas efectivamente es posible apreciar qué partes del cilindro son más intensas. Vemos cómo en ambos mapas, el centro del cilindro es realmente más intenso de lo que se ve en los mapas con la escala saturada. En el mapa de 1,5 ns, el valor máximo de la intensidad es de $3,45 \cdot 10^{19}$, es decir, casi un orden de magnitud mayor que lo que se veía en la Figura 4.7. En el mapa de 1,55 ns por otra

parte, el valor máximo es de $7,94 \cdot 10^{20}$. Este valor supera en 2 órdenes de magnitud el valor máximo visto en la Figura 4.8 e incluso tiene un orden de magnitud de diferencia con el mapa de 1,5 ns (Figura 4.9). También es posible apreciar cómo en el resto de zonas del mapa predomina el azul oscuro, es decir, los valores de la intensidad en estas partes son pequeños en comparación al centro, existiendo por tanto una notable diferencia en la intensidad emitida. Esto se puede apreciar en ambos mapas, pero es más claro en el mapa 4.10 que en el mapa 4.9.

Todo esto nos ayuda a confirmar que en el instante 1,55 ns la intensidad es ciertamente superior a la de 1,5 ns, es decir, las condiciones de densidad y temperatura son mucho mayores y estamos ya muy cerca de que empiece la ignición.

Vista la variación temporal de la intensidad, cabría afirmar que las zonas en las que vemos una mayor intensidad, la densidad y temperatura son más altas. Además, aquellas zonas donde la densidad sea más grande es una forma de marcar cual es el radio del cilindro en ese instante. Todo esto adquiere aún más sentido sabiendo que la onda de choque está comprimiendo el combustible, aumentando por tanto la densidad y la temperatura, como ya se había comentado. Veamos si esto es cierto. Para ello, consideraremos uno de los discos en los que dividíamos el cilindro, concretamente tomamos el que pasa por el centro del mismo, en el instante 1,45 ns, por ejemplo. Vamos a representar la densidad electrónica, la temperatura y la intensidad en función del radio (que no el diámetro) que nos proporciona las simulaciones llevadas a cabo por el código GORGON:

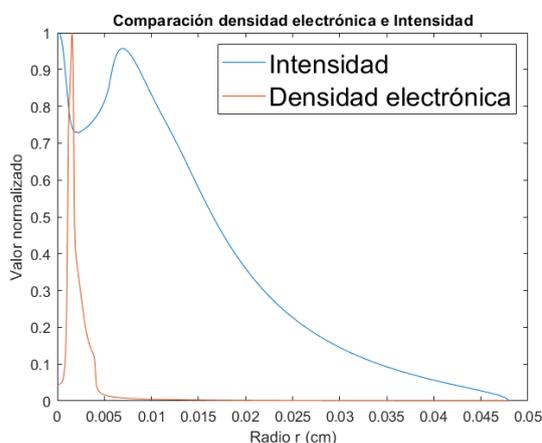


Figura 4.11: Comparativa densidad electrónica

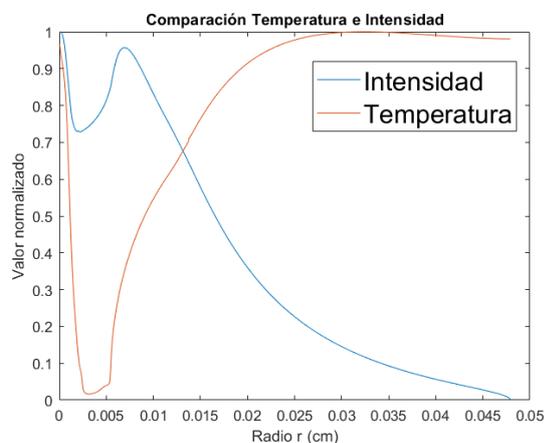


Figura 4.12: Comparativa temperatura

De estas gráficas podemos hacer varios comentarios. El primero es que, no es trivial relacionar la intensidad de la señal con la densidad electrónica o la temperatura directamente. No porque haya una mayor intensidad implica que hay una gran densidad electrónica o una gran temperatura.

Si nos fijamos en la Figura 4.11, vemos que el pico de densidad no se corresponde con el máximo de intensidad, localizado en el origen, ni tampoco con el otro máximo relativo. Esto es un efecto del

transporte radiativo. Como la opacidad no se puede despreciar, las partes más densas de la capa de plástico absorben parcialmente la radiación de *bremssstrahlung* (Apartado 2.2), moviendo por tanto la posición de los picos de intensidad respecto a la posición del pico de densidad. Es decir, el radio del cilindro comprimido que vemos (lo que vemos es la intensidad) es realmente un radio aparente, puesto que no coincide con el pico de densidad electrónica, que es donde está el límite del cilindro comprimido. Que la densidad electrónica forma el límite del cilindro se puede ver en la Figura 4.13, que es un mapa de la densidad electrónica

La temperatura por otra parte se puede ver en la Figura 4.12. Se puede apreciar cómo esta es máxima a la vez que lo es la intensidad, pero justo después decrece muy rápidamente. Esta zona en la que la temperatura alcanza valores bajos es aquella en la que el deuterio no se ha calentado todavía, la zona en la que antes decíamos que el combustible no había sido perturbado todavía. Posteriormente la temperatura vuelve a crecer, ya que llegamos a la zona donde se ha evaporado parte de los electrones y la capa de CH y que por tanto están más calientes.

De estas gráficas sacamos en claro que no porque la temperatura o la densidad sean mayores en una región, la intensidad va a ser máxima. Esta se ve afectada por el transporte radiativo, el cual depende de varias variables, no de una o de dos únicamente. Ejemplo de ello es cómo en la Figura 4.12 la temperatura es muy alta a partir de 0,02 cm, pero en la Figura 4.11 vemos que la densidad electrónica es muy pequeña, dando como resultado una intensidad que no sigue ninguna de estas dos tendencias, es decir, no es directamente proporcional a ninguna de estas.

Aunque con las gráficas anteriores se ve bastante bien el efecto del transporte radiativo, vamos a mostrar los mapas de densidad electrónica y temperatura para el instante 1,45 ns, para ver cómo es todo el cilindro y no únicamente un disco. Comparando estos mapas con el de la intensidad (Figura 4.6) se va a poder apreciar la diferencia entre los tres mapas de una forma más visual, aunque no deja de ser lo mismo que vimos con las gráficas. Cabe tener en cuenta que estos datos son aportados íntegramente por las simulaciones, ya que no es posible saber la densidad y temperatura en cada punto del plasma de manera experimental. Es por ello por lo que es tan importante entender las diferencias que surgen entre los mapas de densidad y temperatura con los de la intensidad, que son los que si se pueden obtener experimentalmente.

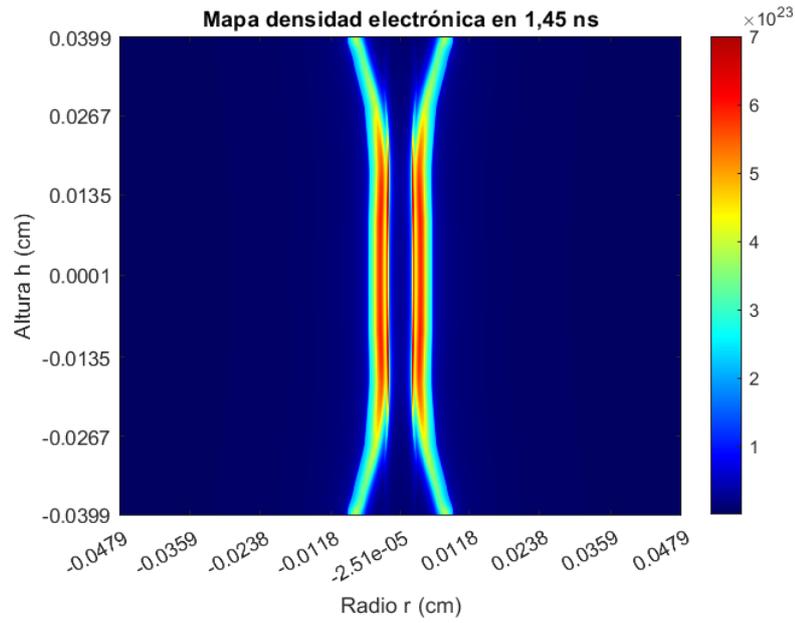


Figura 4.13: Mapa de la densidad electrónica en 1,45 ns

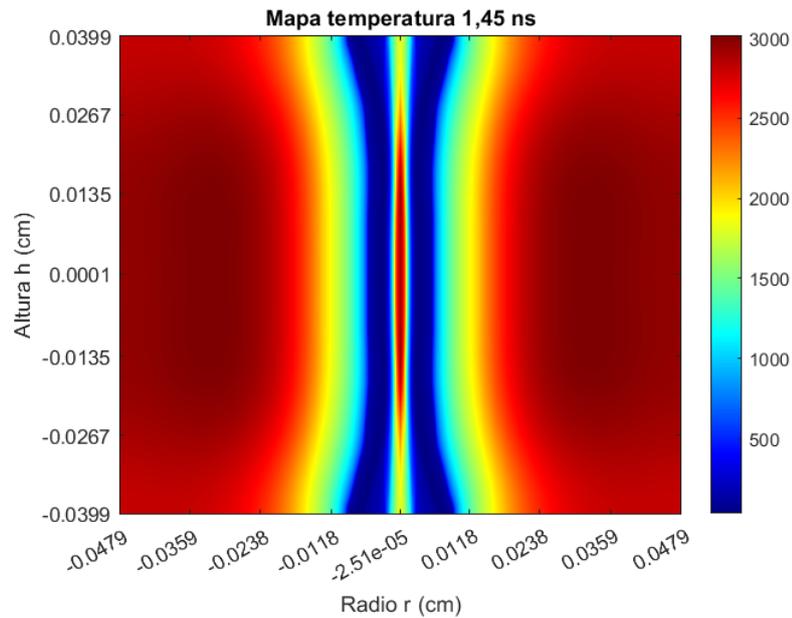


Figura 4.14: Mapa de la temperatura en 1,45 ns

Se puede ver claramente como estos dos mapas concuerdan con las gráficas 4.11 y 4.12, es decir, el hecho de analizar previamente una única altura del cilindro ya era más que suficiente para ver el efecto del transporte radiativo. Aún así, el mapa de la densidad electrónica (la cual se mide en cm^{-3}) 4.13 nos permite ver con mayor claridad donde se encuentra el radio comprimido del cilindro, tal y como se comentaba anteriormente. Si comparamos este mapa con el mapa de intensidad en 1,45 ns (Figura 4.6), confirmamos visualmente lo que vimos con la gráfica: las zonas con una mayor densidad

electrónica no coinciden exactamente con las zonas más intensas. En cuanto a la temperatura (medida en eV) se confirma también lo visto y dicho en la gráfica 4.12. Además, si comparamos ambas imágenes, vemos que las zonas con mayor densidad electrónica son las menos calientes, mientras que las zonas más calientes son las que menos densidad tienen.

Visto que el representar estos resultados como mapas o como gráficas es perfectamente equivalente, veamos las mismas gráficas comparativas de densidad electrónica y temperatura con intensidad para otros instantes temporales. Tomamos por tanto el disco a la altura de la mitad del cilindro.

Para el instante 1,2 ns tenemos:

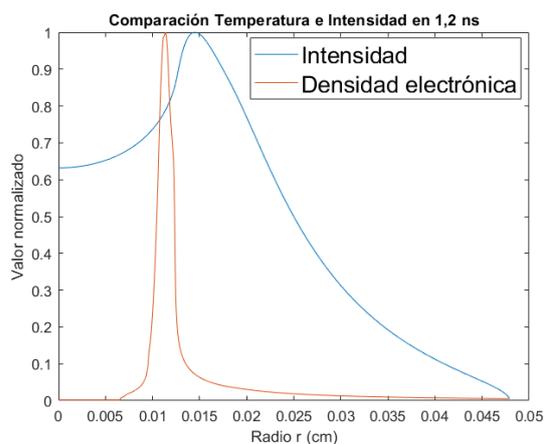


Figura 4.15: Comparativa densidad electrónica

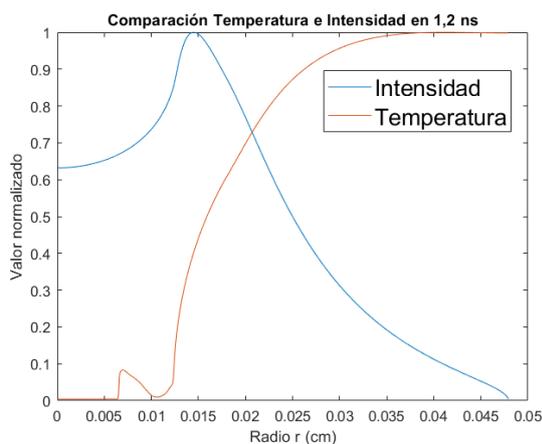


Figura 4.16: Comparativa temperatura

Resultado esperado sabiendo lo que obtuvimos para 1,45 ns y también sabiendo como es el mapa de intensidad en 1,2 ns (Figura 4.5). De nuevo el pico de densidad electrónica, que se corresponde con el radio del cilindro, no coincide con el pico de intensidad. Esto implica que el radio que vemos es un radio aparente que se encuentra más lejos del cilindro de lo que lo está el radio real. En cuanto a la temperatura, esta todavía es baja en el centro del cilindro, ya que la onda de choque está relativamente lejos del mismo, con lo que esa zona no se ha calentado todavía (aunque empieza a hacerlo, se puede ver en el pequeño pico que hay cercano al origen).

Veamos que ocurre para los instantes 1,5 ns y 1,55 ns. En estos, es esperable a la vista de lo que se vio en las gráficas para 1,45 ns (4.11 y 4.12) y en los mapas de calor para estos instantes (4.7 y 4.8), que los picos de intensidad y densidad electrónica y temperatura se encuentren muy cerca.

Es por ello por lo que a la hora de representar será oportuno hacer zoom en las gráficas para poder visualizarlas mejor, todo esto sin pérdida de generalidad. Veámoslo:

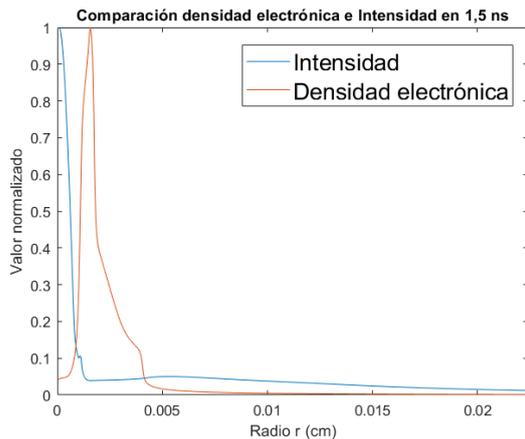


Figura 4.17: Comparativa densidad electrónica

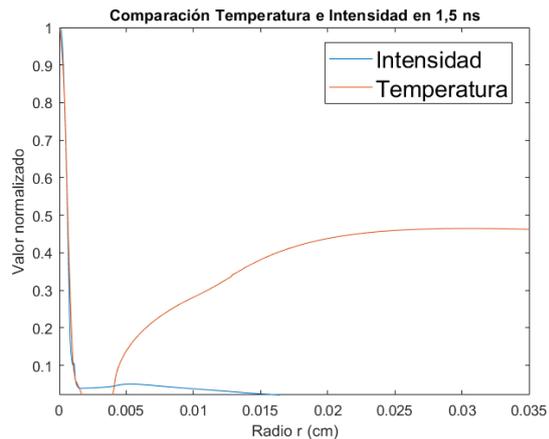


Figura 4.18: Comparativa temperatura

En la gráfica de la densidad vemos como los picos de intensidad y densidad electrónica están muy juntos, por lo que el haber hecho zoom para poder observarlos mejor queda justificado. Este resultado era esperado teniendo en cuenta lo que teníamos en 1,45 ns (Figura 4.11) y lo que ya habíamos comentado cuando presentamos el mapa de intensidad. La temperatura por otra parte también tiene el comportamiento esperado. Su máximo y el de la intensidad es prácticamente el mismo y luego sufre una repentina bajada para volver a subir, por el mismo motivo que lo hacía en 1,45 ns (Figura 4.11).

Los resultados para este instante por tanto son los esperados sabiendo lo que teníamos en 1,45 ns, así como la evolución temporal de los mapas de intensidad.

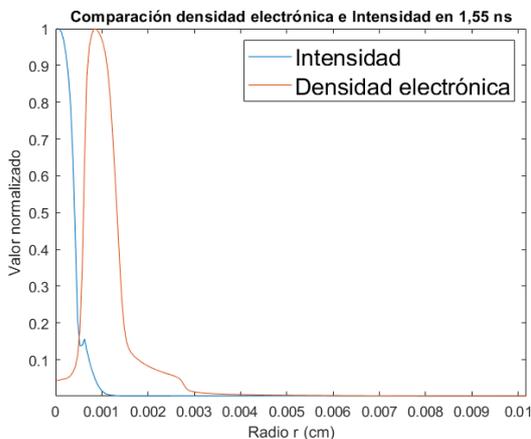


Figura 4.19: Comparativa densidad electrónica

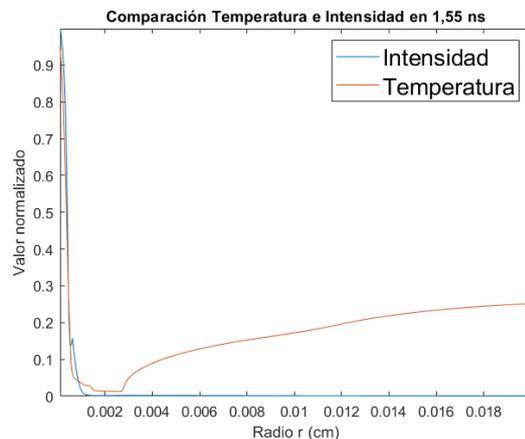


Figura 4.20: Comparativa temperatura

Para 1,55 ns ha sido necesario hacer aún más zoom, es decir, los picos de intensidad y densidad son extremadamente cercanos y la temperatura y la intensidad coinciden en sus valores más próximos al centro del cilindro. Se sigue viendo la evolución esperada.

5. CONCLUSIONES

La fusión nuclear y en concreto la fusión nuclear por confinamiento inercial tienen un gran futuro por delante. Son muchos los aspectos a tener en cuenta para lograr una fusión estable y controlada. Es por ello por lo que es importante comprender al máximo cada uno, incluido el plasma de fusión. En este contexto, hemos podido comprobar en este TFG como el transporte radiativo tiene una gran importancia. Podemos concluir por tanto que es algo a tener en cuenta de cara a futuros trabajos en este campo.

En los resultados hemos visto que debido al transporte radiativo se obtiene un radio aparente del cilindro mayor que el que se tiene en realidad. También hemos sido capaces de ver la evolución temporal en un plasma de fusión de manera clara entre los instantes 1,2 ns y 1,55 ns del proceso de fusión cuando se aplica un campo magnético. La aplicación más intensa o la no aplicación de este campo magnético es un tema variadamente discutido y que se sigue investigando.

Las simulaciones y el correcto tratamiento de los datos hacen que las imágenes obtenidas estén en buena concordancia con los resultados experimentales actuales. Podemos decir por tanto que el código GORGON es una fuente suficientemente fiable en cuanto a simulaciones de fusión nuclear. También podemos decir que los efectos producidos por el montaje experimental (el filtro de Be, la matriz de diafragmas y la resolución de la cámara) se tienen en cuenta correctamente.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] *Binding energy curve - common isotopes*. Wikipedia. URL: https://es.m.wikipedia.org/wiki/Archivo:Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg#file (visitado 10-05-2024).
- [2] Antonio Ferrer Soria. *Física Nuclear y de Partículas*. 3ª edición. Valencia: Universidad de Valencia, 2015. ISBN: 978-84-370-9771-8.
- [3] S. Pfalzner. *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*. Series in Plasma Physics. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2006. ISBN: 978-0367391096.
- [4] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. 3ª edición. Oregón, Estados Unidos: John Wiley & Sons, 1988. ISBN: 978-0471805533.
- [5] Scipython. URL: <https://scipython.com/static/media/uploads/blog/fusion/fusion-xsecs2.png> (visitado 11-05-2024).
- [6] H. Abu-Shawareb et al. «Lawson Criterion for Ignition Exceeded in an Inertial Fusion Experiment». En: *Physical Review Letters* 129 (7 agosto de 2022), p. 075001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.075001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.075001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.075001>.
- [7] T. Dimiter et al. «Focused Energy, A New Approach Towards Inertial Fusion Energy». En: *Journal of Fusion Energy* 42 (27 junio de 2023). DOI: [10.1007/s10894-023-00363-x](https://doi.org/10.1007/s10894-023-00363-x). URL: <https://doi.org/10.1007/s10894-023-00363-x>.
- [8] E. C. Hansen et al. «Optimization of laser-driven cylindrical implosions on the OMEGA laser». En: *Physics of Plasmas* 25.12 (diciembre de 2018), p. 122701. DOI: [10.1063/1.5055776](https://doi.org/10.1063/1.5055776). URL: <https://doi.org/10.1063/1.5055776>.
- [9] C. A. Walsh et al. «Exploring extreme magnetization phenomena in directly driven imploding cylindrical targets». En: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 64.2 (enero de 2022), p. 025007. DOI: [10.1088/1361-6587/ac3f25](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3f25). URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3f25>.
- [10] G. Pérez-Callejo et al. «X-ray imaging and radiation transport effects on cylindrical implosions». En: *Review of Scientific Instruments* 93.11 (noviembre de 2022), p. 113542. DOI: [10.1063/5.0099180](https://doi.org/10.1063/5.0099180). URL: <https://doi.org/10.1063/5.0099180>.
- [11] P. Y. Chang et al. «Fusion Yield Enhancement in Magnetized Laser-Driven Implosions». En: *Physical Review Letters* 107 (3 julio de 2011), p. 035006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.035006](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.035006). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.035006>.

- [12] C. A. Walsh et al. «Perturbation modifications by pre-magnetisation of inertial confinement fusion implosions». En: *Physics of Plasmas* 26.2 (febrero de 2019), p. 022701. doi: [10.1063/1.5085498](https://doi.org/10.1063/1.5085498). URL: <https://doi.org/10.1063/1.5085498>.
- [13] M. Bailly-Grandvaux et al. «Impact of strong magnetization in cylindrical plasma implosions with applied B-field measured via x-ray emission spectroscopy». En: *American Physical Society* 6 (1 enero de 2024), p. L012018. doi: [10.1103/PhysRevResearch.6.L012018](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.6.L012018). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.6.L012018>.
- [14] Francis F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. 3ª edición. Los Ángeles, Estados Unidos: Springer, 2016. ISBN: 978-3-319-22308-7.
- [15] D. Mihalas. *Stellar Atmospheres*. 2ª edición. San Francisco, Estados Unidos: W.H. Freeman & Compnay, 1978. ISBN: 978-0716703594.
- [16] G. Pérez-Callejo. «Spectroscopic characterisation of the effects of plasma geometry on the angular distribution of X-Ray emission in HED plasmas». Tesis doctoral. St Anne's College, University of Oxford, 2020.
- [17] J P Chittenden et al. «X-ray generation mechanisms in three-dimensional simulations of wire array Z-pinch». En: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 46.12B (noviembre de 2004), B457. doi: [10.1088/0741-3335/46/12B/039](https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/12B/039). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/46/12B/039>.
- [18] A. Ciardi et al. «The evolution of magnetic tower jets in the laboratory». En: *Physics of Plasmas* 14.5 (marzo de 2007), p. 056501. doi: [10.1063/1.2436479](https://doi.org/10.1063/1.2436479). URL: <https://doi.org/10.1063/1.2436479>.
- [19] C. A. Walsh et al. «Self-Generated Magnetic Fields in the Stagnation Phase of Indirect-Drive Implosions on the National Ignition Facility». En: *Physical Review Letters* 118 (15 abril de 2017), p. 155001. doi: [10.1103/PhysRevLett.118.155001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.155001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.155001>.
- [20] C.A. Walsh et al. «Magnetized directly-driven ICF capsules: increased instability growth from non-uniform laser drive». En: *Nuclear Fusion* 60.10 (agosto de 2020), p. 106006. doi: [10.1088/1741-4326/abab52](https://doi.org/10.1088/1741-4326/abab52). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/abab52>.
- [21] H.-K Chung et al. «FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements». En: *High Energy Density Physics* 1 (junio de 2005). doi: [10.1016/j.hedp.2005.07.001](https://doi.org/10.1016/j.hedp.2005.07.001). URL: <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2005.07.001>.
- [22] *Filter Transmission - Berilium*. The Center for X-Ray Optics (CXRO). URL: https://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html (visitado 10-05-2024).