



---

**Universidad de Valladolid**

**Universidad de Valladolid**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**TRABAJO FIN DE GRADO**

**Grado en Física**

**Transporte Radiativo de Espectros  
de Rayos X de Argón en Implosiones  
Cilíndricas**

**Autor: Alejandro Cardiel Santos  
Tutor: Gabriel Pérez Callejo**

**Año: 2025**

# Abstract

It is commonly known that the intensity of radiation decreases as it passes through different materials. However, if these materials are under the right conditions, their radiation emission can compensate for the losses due to absorption. The balance between the emission and absorption of radiation by a material is referred to as radiative transport.

This work will study the shape of the K-shell emission spectra of Argon (Ar) under the characteristic conditions of plasmas generated in cylindrical implosions. In these cases, the varying density and temperature conditions throughout the plasma affect the radiative transport, and consequently, the relative intensity of the different spectral lines. This results in an experimental spectrum that contains information about the radial distribution of these quantities.

To retrieve this information about the radial distribution of density and temperature, computational simulations of the spectrum based on synthetic data will be used.

# Resumen

Es popularmente conocido que la intensidad de la radiación disminuye al atravesar distintos materiales. No obstante, si dichos materiales están en las condiciones adecuadas, su emisión de radiación puede compensar las pérdidas por absorción. El balance de la emisión y absorción de radiación por un material es lo que se denomina transporte radiativo.

Este trabajo estudiará la forma de los espectros de emisión de capa-K del Ar en las condiciones características de plasmas generados en implosiones cilíndricas. En estos casos, las distintas condiciones de densidad y temperatura a lo largo del plasma condicionan el transporte radiativo, y con ello la intensidad relativa de las distintas líneas espectrales. Esto da lugar a un espectro experimental que posee la información de la distribución radial de dichas magnitudes.

Para conseguir dicha información de la distribución radial de densidad y temperatura, se utilizarán simulaciones computacionales del espectro a partir de datos sintéticos.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Contexto del trabajo . . . . .	1
1.2. Estructura del Documento . . . . .	3
<b>2. Marco Teórico</b>	<b>5</b>
2.1. Ecuación del Transporte Radiativo . . . . .	5
2.2. Espectros de Rayos X en Plasmas de Argón . . . . .	9
2.2.1. Transiciones Electrónicas y Líneas de Emisión (K- $\alpha$ , K- $\beta$ ) . . . . .	10
2.2.2. Relación con Temperatura y Densidad . . . . .	12
<b>3. Metodología</b>	<b>13</b>
3.1. Modelado Teórico y Simulaciones . . . . .	13
3.1.1. Modelos Físicos del Transporte Radiativo . . . . .	13
3.1.2. Software de Simulación . . . . .	13
3.2. Modelado Experimental . . . . .	14
<b>4. Resultados y Discusión</b>	<b>18</b>
<b>5. Conclusiones</b>	<b>31</b>

# Índice de figuras

1.1. Espectro electromagnético . . . . .	2
1.2. Radiación Bremsstrahlung [6] . . . . .	3
2.1. Cilindro con radio R y altura H [5] . . . . .	8
2.2. Esquema para calcular la distancia $d$ . . . . .	9
2.3. Línea con y sin opacidad . . . . .	10
2.4. Transiciones en la línea He- $\alpha$ [5] . . . . .	11
3.1. Modelado para un plasma plano con dos zonas . . . . .	15
3.2. Modelado para un plasma con geometría cilíndrica y 2 zonas . . . . .	16
4.1. Espectro geometría plana . . . . .	18
4.2. Espectro geometría cilíndrica . . . . .	19
4.3. Espectros para diferentes geometrías . . . . .	19
4.4. Ratios a $T = 500$ eV . . . . .	20
4.5. Ratios a $T = 1000$ eV . . . . .	20
4.6. Ratios a $T = 1500$ eV . . . . .	21
4.7. Ratios a $T = 2000$ eV . . . . .	21
4.8. Ratios a $T = 2500$ eV . . . . .	21
4.9. Líneas de emisión en un espectro completo de un plasma plano . . . . .	23
4.10. Líneas de emisión en un espectro completo de un plasma cilíndrico . . . . .	24
4.11. Línea He- $\alpha$ . . . . .	24
4.12. Línea Ly- $\alpha$ . . . . .	25
4.13. Línea He- $\beta$ . . . . .	25
4.14. Líneas He- $\gamma$ y Ly- $\beta$ . . . . .	25
4.15. Línea Ly- $\gamma$ . . . . .	26
4.16. Espectros en la Situación 1 . . . . .	26
4.17. Espectros en la Situación 2 . . . . .	27
4.18. Ratios para los máximos . . . . .	28
4.19. Ratios para las áreas . . . . .	29

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contexto del trabajo

En la mayoría de los materiales, la intensidad de la radiación disminuye al atravesarlos. No obstante, con los materiales en unas condiciones concretas, la propia emisión de dichos materiales puede provocar que las pérdidas por absorción sean compensadas por la emisión del material. Este balance entre emisión y absorción es lo que define el transporte radiativo de un material, dependiendo además de la propia frecuencia de la radiación.

El estudio de este transporte es crucial para diferentes disciplinas dentro de la ciencia y la tecnología, permitiendo una mejor comprensión de cómo se comporta la radiación en ámbitos como la física de plasmas.

Para conocer más acerca de la naturaleza del transporte radiativo, este trabajo se adentrará en la forma de los espectros de emisión de capa-K del Argón en las condiciones características de plasmas generados por confinamiento inercial en implosiones cilíndricas, así como la relación de los ratios entre áreas y picos de las diferentes líneas de emisión de los espectros de los plasmas en dichas condiciones. Todo esto para llegar a observar cómo estos ratios dependen del transporte radiativo.

- **El confinamiento inercial en implosiones cilíndricas:**

Es una técnica de fusión nuclear que se basa en comprimir y calentar un cilindro de combustible de fusión utilizando ondas de choque generadas por láseres. A diferencia de la fusión por confinamiento magnético, que utiliza campos magnéticos para confinar el plasma, el confinamiento inercial se basa en la inercia del material para confinarlo durante el tiempo suficiente para que ocurra la reacción de fusión. En estas condiciones, el plasma generado posee una temperatura y densidad muy altas.

El confinamiento inercial en implosiones cilíndricas posee algunas características que la hacen interesante para la investigación científica. En el confinamiento inercial, la compresión esférica es más eficaz que la cilíndrica, pues la primera comprime con el radio al cubo ( $\propto r^3$ ) mientras que la segunda lo hace con el radio al cuadrado ( $\propto r^2$ ). Sin embargo, la cilíndrica es más sencilla para ciertas situaciones ya que es axialmente simétrica.

En las implosiones cilíndricas, existe una anisotropía que afecta al transporte radiativo. Esta anisotropía se manifiesta en dos direcciones principales en las que puede medirse la emisión de radiación: la dirección axial (face-on) y la dirección radial (side-on). Este tipo de configuración permite estudiar plasmas con zonas diferenciadas en densidad y temperatura, lo que facilita el análisis en regímenes no homogéneos.

En estas condiciones, variaciones de densidad y temperatura a lo largo del plasma condicionan el transporte radiativo y, con ello, los diferentes ratios entre las distintas líneas espectrales. Estos ratios de intensidad son una medida común de la temperatura y densidad de las diferentes condiciones dentro del plasma, de los cuales se puede extraer la distribución de las condiciones del plasma en la dirección radial.

#### ■ Argón:

Se utilizará Deuterio y Tritio, dos isótopos del Hidrógeno con 1 y 2 neutrones respectivamente, como combustible fusible en nuestras implosiones cilíndricas. Además, se introduce una pequeña cantidad “dopante” muy pequeña, de Ar, ya que al ser este un gas noble no interactúa con el Deuterio y el Tritio. El Deuterio y Tritio en estas condiciones no emiten líneas espectrales, por lo que la emisión del Ar, dependiendo de su temperatura y densidad, permite extraer información de las condiciones del plasma al comprimirse[7][1][3].

#### ■ Rayos X:

Los rayos X forman parte de la franja del espectro electromagnético que se encuentra entre los rayos ultravioleta y los rayos gamma. Sus longitudes de onda, pequeñas del orden de  $10^{-12}$  a  $10^{-8}$  metros, implican energías que oscilan entre 100 eV y 100 keV. Además, la interacción entre materia y rayos X depende de la temperatura y densidad, por lo que desde su descubrimiento estos rayos han despertado un gran interés por su capacidad de penetrar materiales opacos a otras radiaciones, lo que los ha convertido en una herramienta clave para la ciencia y la tecnología.



Figura 1.1: Espectro electromagnético

Desde el punto de vista físico, los rayos X se generan principalmente mediante dos mecanismos:

- **Radiación de frenado (Bremsstrahlung):** Ocurre cuando un electrón acelerado interacciona con el campo eléctrico de un núcleo atómico o con el resto

de electrones, desacelerándose bruscamente y emitiendo un fotón de rayos X. Este proceso da lugar a un espectro continuo de emisión.

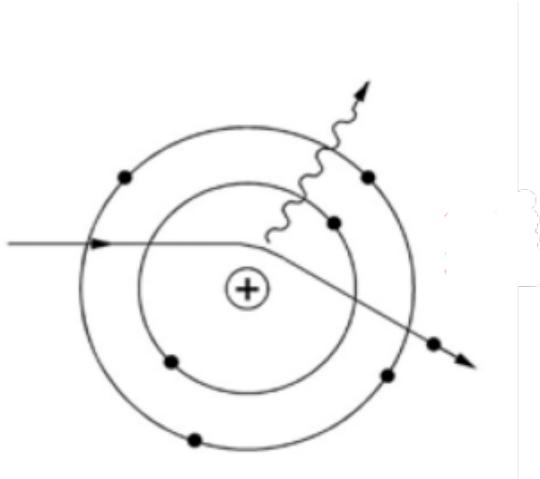


Figura 1.2: Radiación Bremsstrahlung [6]

- **Radiación resonante:** Ocurre cuando la energía del fotón coincide exactamente con la diferencia entre dos niveles energéticos del átomo. En ese caso, el átomo puede absorber el fotón por completo, excitando a uno de sus electrones a un nivel superior.

La probabilidad de que se produzca cada uno de estos procesos varía con la energía del fotón incidente y con las propiedades del material absorbente.

A causa de que la interacción entre rayos X y materia dependa de la temperatura y densidad, una métrica de las condiciones del material sobre el que inciden los rayos X es la intensidad de la radiación emitida a distintas frecuencias. De esta intensidad nos interesan sus ratios entre intensidades de las líneas de emisión.

Para conseguir las condiciones del plasma a partir de los ratios, se ha simulado la emisión de diferentes plasmas de Ar en condiciones similares a las experimentales de forma computacional utilizando el lenguaje de programación Python y datos teóricos obtenidos con el código de cinética atómica Analytical Boltzmann Approximation Kinetic Order (ABAKO) [2].

Con estos datos de emisión se comprobó para qué líneas espectrales características del Ar los ratios de máximos y áreas de las diferentes líneas espectrales se conservaban y el efecto de transporte radiativo que sufren; tanto para condiciones de geometría cilíndrica como de geometría plana. .

## 1.2. Estructura del Documento

La estructura del trabajo consta al comienzo de una aproximación teórica en el Capítulo 2 al concepto de plasma, a las características que presentan los espectros de rayos X de Ar y al desarrollo de la ecuación de transporte radiativo de forma teórica. Esto último para centrarse en los casos con geometrías plana y cilíndrica.

A continuación, en el Capítulo 3 se detallan los modelos, tanto físicos como experimentales en forma de simulaciones, utilizados para modelar el plasma así como el software empleado para la obtención de los resultados.

Asimismo, en el Capítulo 4 se presentan los diferentes resultados obtenidos tras realizar las distintas simulaciones en las condiciones necesarias y las discusiones consecuentes a raíz de los resultados.

Finalmente, en el Capítulo 5 se extraen las conclusiones del trabajo tras analizar los resultados y la discusión del capítulo anterior.

# Capítulo 2

## Marco Teórico

### 2.1. Ecuación del Transporte Radiativo

Dentro de los plasmas existe un campo de radiación que interactúa con la materia. Este campo es creado por las cargas del plasma debido a que se ven aceleradas y desaceleradas. Estos procesos 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.

La ecuación de transporte radiativo nos permite modelar cómo cambia la intensidad específica  $\mathbf{I}$  de la radiación a lo largo de un camino dentro de un medio que emite, absorbe y/o dispersa radiación. Para su obtención, se sigue el siguiente desarrollo [5]:

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

$$\delta E = I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) dS ds d\omega d\nu dt, \quad (2.1)$$

donde  $\kappa$  se define como el coeficiente de absorción u opacidad y tiene unidades de  $\text{cm}^{-1}$  en el sistema cgs. Este coeficiente describe de forma macroscópica la cantidad de energía extraída del campo de radiación por la materia

De manera similar, la energía emitida por el mismo elemento de volumen en un ángulo sólido  $d\omega$ , dentro de un intervalo de frecuencia  $d\nu$  en un tiempo  $dt$ , está dada por:

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

donde  $\eta$  se define como el coeficiente de emisión o emisividad. En el sistema cgs,  $\eta$  tiene unidades de  $\text{erg/Hz/sr/s/cm}^3$ . Este coeficiente describe de forma macroscópica la emisión de radiación por parte de la materia

Con estas definiciones, ahora es posible escribir la ganancia total de energía para un haz de radiación con intensidad  $I$  después de viajar a través del elemento de volumen dado, como la energía emitida por el plasma menos la energía que absorbe:

$$[I(\mathbf{n}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}, \nu, t + \Delta t) - I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)]dS d\omega d\nu dt = \\ [\eta(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) - \kappa(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t)]dS d\omega d\nu dt. \quad (2.3)$$

El cambio en la intensidad  $I$  también se puede expresar usando sus derivadas parciales como:

$$I(\mathbf{n}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}, \nu, t + \Delta t) = I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \nu, t) + \left[ \left( \frac{\partial I}{\partial t} \right) dt + \left( \frac{\partial I}{\partial s} \right) ds \right] \quad (2.4)$$

Dado que  $ds = cdt$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz, se obtiene:

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

Combinando las ecuaciones anteriores y expresando la derivada a lo largo de la trayectoria del rayo en términos del gradiente ( $\frac{\partial}{\partial s} = \mathbf{n} \cdot \nabla$ ), se obtiene la ecuación:

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

Esta es la forma completamente general de la ecuación de transferencia radiativa.

Sin embargo, podemos particularizar esta forma general para diferentes simetrías dentro de los casos que vamos a considerar:

- **Solución unidimensional**: En primer lugar, en el caso unidimensional de radiación que viaja en una dirección, los componentes tridimensionales de la ecuación pueden descartarse, lo que resulta en

$$\left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} \right) c^{-1} + \left( \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] I(z, \nu, t) = \eta(z, \nu, t) - \kappa(z, \nu, t)I(z, \nu, t). \quad (2.7)$$

Además, es posible descartar la parte dependiente del tiempo de la ecuación, siempre que las variaciones temporales ocurran en una escala de tiempo  $t$  tal que  $t \ll z/c$ , donde  $z$  es la escala de longitud del plasma bajo consideración, como es el caso en el que se encuentra el plasma en este caso. Por tanto, es posible considerar la versión independiente del tiempo de la ecuación de transferencia radiativa. Esto se puede escribir como:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \eta(z, \nu) - \kappa(z, \nu)I(z, \nu) \quad (2.8)$$

Esta ecuación diferencial ordinaria de primer orden ahora se puede resolver dividiendo la Ecuación (2.11) por  $\kappa$  y omitiendo la dependencia de  $z$ , se obtiene

$$\frac{1}{\kappa} \frac{\partial I}{\partial z} = S - I \quad (2.9)$$

donde  $S = \eta/\kappa$  es llamada la función fuente. Ahora, esto se puede resolver directamente realizando la integración:

$$\int_{I_0}^{I(z)} \frac{\partial I}{S - I} = \int_{z_0}^z \kappa \, dz \quad (2.10)$$

donde  $I_0$  es la intensidad del campo de radiación en el punto  $z_0$ . Si se asume que el plasma es uniforme, y por lo tanto  $S$  y  $\kappa$  son independientes de la coordenada espacial  $z$ , la Ecuación (2.13) tiene la solución:

$$I(z) = I_0 e^{-\kappa(z-z_0)} + S(1 - e^{-\kappa(z-z_0)}) \quad (2.11)$$

Con  $z_0$  como el origen para la coordenada  $z$ . Una vez obtenida esta ecuación, podemos obtener dos situaciones relevantes.

La primera de ellas consiste en que si la autoemisión del plasma es mucho menor que el campo de radiación externa para una frecuencia dada (es decir, si  $S \ll I_0$ ), la Ecuación (2.14) se puede simplificar a

$$I(z) = I_0 e^{-\kappa z} \quad (2.12)$$

que es la conocida ley de Beer-Lambert para la atenuación de un campo de radiación que viaja a través de un material. A partir de la Ecuación (2.12), también se obtiene la interpretación física de la opacidad  $\kappa$ , como el inverso del camino libre medio de un fotón para una frecuencia dada.

En segundo lugar, a partir de la Ecuación (2.11), si no se ilumina externamente el plasma ( $I_0 = 0$ ), se obtiene la siguiente solución:

$$I(z) = S(1 - e^{-\kappa z}) \quad (2.13)$$

Ahora es posible obtener la intensidad de la radiación emitida por un plasma en una dirección a lo largo de Línea de visión (LOS) de longitud  $z$  como:

$$I = S(1 - e^{-\tau}) \quad (2.14)$$

donde  $\tau = \kappa z$  se llama profundidad óptica del plasma, la cual puede entenderse como el tamaño del plasma en unidades del camino libre medio de un fotón dentro del plasma.

Si para una frecuencia dada,  $\tau > 1$ , es decir, la longitud del plasma es mayor que un camino libre medio en dicha frecuencia, se dice que la radiación es ópticamente gruesa, y los fotones de esa frecuencia probablemente sean absorbidos antes de escapar del plasma. Por el contrario, si  $\tau < 1$ , se dice que la radiación es ópticamente delgada.

En el caso extremo de radiación ópticamente delgada con  $\tau \ll 1$ , la absorción dentro del plasma puede ser despreciada y la intensidad de radiación se puede aproximar desde la Ecuación (2.14) como:

$$I \approx \eta \Delta z \quad (2.15)$$

Con este desarrollo, se puede ver cómo, para un plasma uniforme y en estado estacionario, la intensidad de radiación emitida en una dirección dada solo depende del tamaño del plasma a lo largo de la LOS

- **Solución para Geometría Cilíndrica:** Para este caso suponemos un cilindro de radio  $R$  y altura  $H$ . El cilindro se dispone de forma que este apoyado sobre la base en el plano XY y centrado en el origen. Distinguimos dos direcciones en las que medir la emisión de radiación: la dirección axial (face-on) y la radial (side-on).

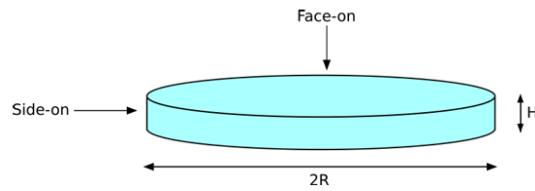


Figura 2.1: Cilindro con radio  $R$  y altura  $H$  [5]

La intensidad en la dirección axial (eje  $z$ ), suponiendo un caso en el que la intensidad del campo de radiación en el origen es cero  $I_0 = 0$  y el plasma es ópticamente grueso (caso más general), es de la forma:

$$I_{\text{axial}}^{\text{grueso}} = S (1 - e^{-\kappa H}) \quad (2.16)$$

Para el caso de que para la energía dada el plasma sea ópticamente fino, la intensidad es de la forma:

$$I_{\text{axial}}^{\text{fino}} = H \eta \quad (2.17)$$

La intensidad en la dirección radial, que es la que más interés tiene debido a que sufre de transporte radiativo porque la radiación recorre un camino diferente en función de su distancia al centro del cilindro, tiene una obtención más elaborada. Para obtenerla se debe calcular la integral (volvemos a considerar el caso en el que la intensidad del campo de radiación en el origen es cero  $I_0 = 0$ ):

$$I_{\text{radial}} = \int_0^R 2S(1 - e^{-\kappa d}) dx \quad (2.18)$$

Siendo  $d$  la distancia que recorre un haz dentro del cilindro (cuerda de una circunferencia). Esta distancia se puede deducir utilizando geometría, obteniendo como resultado la expresión:

$$d = 2\sqrt{R^2 - x^2} \quad (2.19)$$

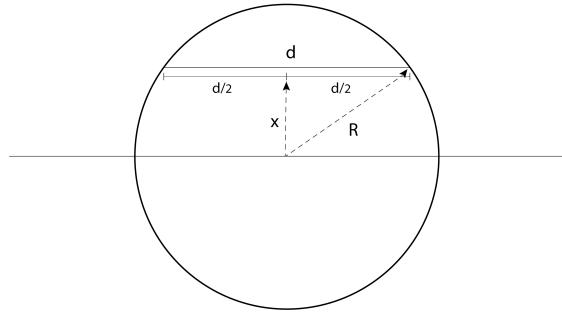


Figura 2.2: Esquema para calcular la distancia  $d$

Finalmente, la integral para la intensidad radial queda tal que:

$$I_{radial} = \int_0^R 2S(1 - e^{-2\kappa\sqrt{R^2-x^2}})dx \quad (2.20)$$

Cuya solución es de la forma:

$$I_{radial} = 2S \left[ 1 - \frac{\pi}{2} (L_{-1}(2\kappa R) - I_1(2\kappa R)) \right] \quad (2.21)$$

donde  $L_n$  es la función de Struve modificada de orden  $n$ , y  $I_n$  es la función de Bessel modificada del primer tipo de orden  $n$  [4].

Debido a su dificultad analítica, para su resolución se utiliza cálculo numérico.

Las consecuencias de la ecuación de transporte radiativo en condiciones en las que existe opacidad del plasma da lugar a que a densidades elevadas, la radiación que provenga de ciertas transiciones pueda ser absorbida, afectando la emisión observada.

Este fenómeno da lugar a un ensanchamiento por opacidad como el que se muestra en la Figura 2.3, en el que la línea espectral afectada presenta un “aplanamiento” en su perfil en comparación con una línea ópticamente delgada bajo las mismas condiciones de densidad y temperatura. Esto se debe a que, al haber mayor opacidad, los fotones de ciertas frecuencias tienen menos probabilidad de escapar del plasma, modificando la forma de la línea observada.

## 2.2. Espectros de Rayos X en Plasmas de Argón

El espectro de un plasma es una representación de cómo se distribuyen las intensidades de diferentes longitudes de onda de la luz emitida o absorbida por las partículas del plasma.

El espectro de un plasma se puede observar en diferentes rangos de longitud de onda, siendo el rango de rayos X el que es relevante para este trabajo. En un espectro típico de un plasma, pueden encontrarse características como:

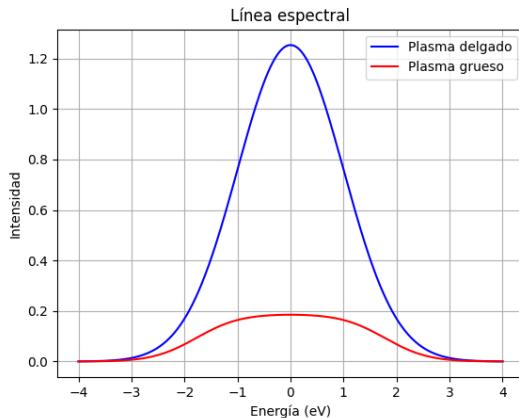


Figura 2.3: Línea con y sin opacidad

- **Líneas espectrales:** Estas líneas son resultado de las transiciones electrónicas entre niveles de energía discretos dentro de los átomos o iones presentes en el plasma. La posición y la intensidad de estas líneas dependen de la temperatura, la composición química y la densidad del plasma.
- **Radiación continua:** Los plasmas también emiten una radiación continua debido a la radiación de Bremsstrahlung. Este fenómeno genera un rango continuo de longitudes de onda en el espectro.
- **Dependencia de la temperatura y densidad:** La forma y la intensidad del espectro están influenciadas por la temperatura y la densidad del plasma. A temperaturas más altas, el plasma tiende a ser más ionizado, lo que da lugar a la aparición de más líneas espectrales de átomos ionizados.

### 2.2.1. Transiciones Electrónicas y Líneas de Emisión (K- $\alpha$ , K- $\beta$ )

Los espectros de rayos X en plasmas de argón en las condiciones en las que se desarrolla este trabajo incluyen líneas de emisión y continuos de bremsstrahlung.

**Líneas de Emisión Características:** Las líneas espectrales principales provienen de transiciones electrónicas en iones altamente ionizados de argón en las condiciones del estudio, como  $\text{Ar}^{16+}$  y  $\text{Ar}^{17+}$ . A estos estados ionizados del argón se les denominan átomos helioides (He) para el  $\text{Ar}^{16+}$  por solo poseer 2 electrones; e hidrogenoides (Ly) para el  $\text{Ar}^{17+}$  debido a que solo posee un electrón en ese estado ionizado.

También se debe mencionar que estas líneas espectrales provienen de transiciones de capa-K. Esto significa que los electrones transitan de un estado con número cuántico principal  $n = n_1$  al nivel fundamental  $n=1$ . Por tanto, por ejemplo la línea  $\alpha$  corresponde a la transición  $2 \rightarrow 1$  o la línea  $\beta$  a la transición  $3 \rightarrow 1$ .

Por tanto, en las condiciones de un plasma de alta temperatura, se obtienen una serie de transiciones características del Argón en un rango de energías de  $3000 - 4000 \text{ eV}$ :

- **He- $\alpha$ :** Transición  $2 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{16+}$
- **Ly- $\alpha$ :** Transición  $2 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{17+}$

- **He- $\beta$** : Transición  $3 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{16+}$
- **He- $\gamma$** : Transición  $4 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{16+}$
- **Ly- $\beta$** : Transición  $3 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{17+}$
- **Ly- $\gamma$** : Transición  $4 \rightarrow 1$  en un ión  $\text{Ar}^{17+}$

Adicionalmente, dentro de cada transición puede haber varios estados posibles debido a las diferentes combinaciones de estados posibles como consecuencia del acoplamiento spín-órbita de los electrones dando lugar a la estructura fina del espectro. Un caso de este tipo de transiciones es la  $He - \alpha$ , como muestra la siguiente figura:

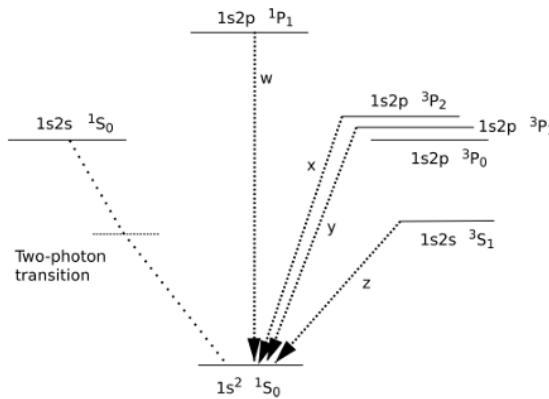


Figura 2.4: Transiciones en la línea  $\text{He-}\alpha$  [5]

Además, pueden aparecer transiciones satélite, que son líneas espectrales adicionales situadas cerca de las líneas principales de emisión de un elemento altamente ionizado. En nuestro caso, estas líneas satélite se observan principalmente alrededor de las transiciones principales  $He - \alpha$  y  $Ly - \alpha$ . En el resto de líneas estas transiciones son más tenues.

Existen varios mecanismos por los que pueden originarse estas transiciones satélite. Uno de ellos es la recombinación dielectrónica. Este es un proceso en el que un electrón libre se une a un ion y, al mismo tiempo, transfiere parte de su energía a un electrón ya ligado, excitándolo a un nivel superior. El ion resultante queda en un estado excitado temporal que, al decaer, emite un fotón característico.

Otro mecanismo posible es la excitación de niveles internos metaestables, que son estados cuánticos en los que un electrón permanece durante un tiempo anormalmente largo antes de decaer. Si estos niveles metaestables se excitan adicionalmente (mediante colisiones) también pueden dar lugar a la emisión de líneas satélite.

**Radiación de Bremsstrahlung:** Cuando electrones libres en el plasma interactúan con los iones sin ser capturados, emiten **radiación continua de bremsstrahlung**, cuya intensidad está dada por:

$$I_{\text{brems}}(\nu) \propto Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/k_B T}, \quad (2.22)$$

donde  $Z$  es la carga del ion,  $n_e$  y  $n_i$  son las densidades electrónicas e iónicas,  $T$  es la temperatura del plasma y  $h\nu$  es la energía del fotón emitido.

## 2.2.2. Relación con Temperatura y Densidad

Los espectros de rayos X del Argón dependen directamente de las condiciones físicas del plasma en el que se generan. Específicamente, la temperatura electrónica y la densidad electrónica afectan la ionización del argón, la intensidad de las líneas espectrales y el ensanchamiento de las mismas. Estas relaciones permiten el uso de los espectros de rayos X como herramienta de diagnóstico de condiciones en plasmas de alta energía.

### 1. Temperatura Electrónica ( $T_e$ )

La temperatura electrónica del plasma determina el grado de ionización del Ar y, por lo tanto, las transiciones electrónicas observadas en el espectro de rayos X. A medida que aumenta  $T_e$ , los electrones adquieren energía suficiente para ionizar progresivamente los átomos de argón.

Dado que la distribución de ionización del Ar depende fuertemente de la temperatura electrónica, el análisis de las líneas de emisión permite determinar  $T_e$  con precisión en plasmas de alta energía.

### 2. Densidad Electrónica ( $n_e$ )

En un plasma de Ar, la densidad electrónica ( $n_e$ ) no solo afecta el comportamiento general del sistema, sino que afecta su dinámica interna: los procesos de excitación y desexcitación debido a las colisiones. Y es que, cuando hay pocos electrones en movimiento en su interior, las transiciones radiativas (aquellas que ocurren de forma espontánea) son las predominantes. El resultado es un patrón de luz bastante predecible, marcado sobre todo por las probabilidades de transición de cada línea espectral.

Pero la cosa cambia cuando  $n_e$  empieza a subir. En ese momento, las colisiones con electrones se vuelven frecuentes. Esto agita el equilibrio entre niveles de energía: algunos estados se pueblan más, otros menos, y eso se traduce directamente en una alteración de las intensidades relativas que vemos en el espectro.

Este fenómeno es muy útil, ya que si se observan los cocientes de intensidad entre ciertas líneas podemos estimar con bastante precisión cuántos electrones hay realmente en juego.

Este cambio en la dinámica de población se manifiesta en variaciones medibles en los cocientes de intensidad entre líneas espectrales, lo que permite utilizarlos como herramientas de diagnóstico para estimar la densidad electrónica del plasma. Este enfoque es especialmente útil en condiciones donde el plasma se encuentra en no Equilibrio Térmico Local (nLTE), y la información espectral refleja con sensibilidad las tasas de colisión dependientes de  $n_e$ .

# Capítulo 3

## Metodología

Este trabajo se basa en el estudio del transporte radiativo en plasmas mediante una combinación de modelado teórico y experimental, junto con simulaciones computacionales. A continuación, se detallan cada uno de estos métodos empleados.

### 3.1. Modelado Teórico y Simulaciones

#### 3.1.1. Modelos Físicos del Transporte Radiativo

Para describir el comportamiento del transporte radiativo en el plasma, se partió de la ecuación clásica de transporte de radiación [2.6]. Esta ecuación relaciona la intensidad específica con las propiedades ópticas del medio (coeficientes de absorción  $\kappa$  y emisión  $\eta$ ), permitiendo modelar cómo la radiación atraviesa y se modifica dentro del plasma.

El modelo desarrollado considera plasmas en nLTE, bajo distintas configuraciones geométricas: uniformes o con gradientes de temperatura y densidad en diferentes condiciones; y con diferente espesor óptico (finos y gruesos). La resolución de la ecuación de transporte se llevó a cabo en una dimensión espacial, con un modelo en una dimensión (1D). Esto permite obtener la física esencial del problema manteniendo la eficiencia computacional.

Se introdujeron parámetros físicos como la temperatura, la densidad electrónica , las dimensiones de los plasmas y los coeficientes de absorción y emisión para reproducir las condiciones del plasma.

En los casos de plasmas con gradientes de condiciones de temperatura y densidad, estos gradientes se modelaron como zonas diferenciadas con su temperatura y densidad característica

Para los plasmas gruesos, se tuvo en cuenta la reabsorción de la radiación emitida.

#### 3.1.2. Software de Simulación

Las simulaciones se realizaron empleando código desarrollado en Python, utilizando bibliotecas como NumPy, SciPy y Matplotlib.

El núcleo del código resuelve la ecuación de transporte de radiación obteniendo las intensidades para los espectros en las condiciones concretas. Posteriormente, con esas inten-

sidades se realizaron los ratios de los máximos y áreas bajo la curva para cada línea del Argón, tomando como referencia la línea He- $\alpha$ .

Para las áreas bajo la curva se utilizó un script basado en el método del área del trapecio; y para la obtención de los espectros a partir de la ecuación de transporte radiativo se utilizaron datos de emisividad y opacidad del plasma de Ar obtenidos de forma teórica gracias al código de cinética atómica llamado ABAKO [2] .

Las simulaciones que se realizaron fueron para distintos escenarios físicos, variando parámetros como la densidad, la longitud del plasma y su densidad.

## 3.2. Modelado Experimental

Para el modelado experimental computacional, se buscaba obtener evidencias de los diferentes resultados de intensidad que muestran plasmas con varias zonas de densidad y temperatura y para casos con y sin transporte radiativo. Las zonas modelan los gradientes de temperatura y densidad que pudieran encontrarse dentro del plasma.

Para ello, se limitó el trabajo al uso de plasmas con solo una o dos zonas para cada una de las diferentes geometrías: cilíndrica y plana (unidimensional). Esto se debe a que con tan solo estos casos se pueden apreciar los diferentes resultados que se buscaban.

Para ambas geometrías se parte de una intensidad inicial  $I_0 = 0$ . Sobre esa intensidad inicial se aplica la ecuación de transporte radiativo para la geometría correspondiente con la emisividad y opacidad adecuadas a la temperatura y densidad de la zona atravesada, además de si se considera opacidad o no.

Con solo una zona, este cálculo bastaría para conocer la intensidad que proviene del plasma. Sin embargo, en el caso de que hubiera dos o más zonas, se tendría que tomar la intensidad que sale de la última zona en ser atravesada como la  $I_0$  de la siguiente zona en la ecuación de transporte radiativo de esa nueva zona.

El número de zonas que se contabilizan es diferente dependiendo de la geometría que posea el plasma:

- **Geometría plana:** En este caso, si el plasma posee  $n$  zonas, se realiza el procedimiento anteriormente mencionado considerando que la primera zona sólo emite y absorbe su propia energía, y que las siguientes zonas absorben las que les llegan de las anteriores, emitiendo y absorbiendo posteriormente la suya. En el caso de dos zonas se tomó  $I_0 = 0$  y se aplicó la ecuación de transporte radiativo para la primera zona, y para la segunda zona se utilizó como  $I_0$  la radiación emitida por la primera zona para volver a usar la ecuación de transporte radiativo obteniendo finalmente la  $I_{final}$  buscada.

En el caso en el que no hay transporte radiativo (plasma ópticamente fino) la intensidad final se obtiene de las siguientes ecuaciones:

$$I_1 = \eta_1 d_1 \quad (3.1)$$

$$I_2 = I_1 + \eta_2 d_2 = I_{total} \quad (3.2)$$

Para el caso con transporte radiativo (plasma ópticamente grueso) las ecuaciones son:

$$I_1 = S_1(1 - e^{-\kappa_1 d_1}) \quad (3.3)$$

$$I_2 = I_1 e^{-d_2} + S_2(1 - e^{-\kappa_2 d_2}) = I_{total} \quad (3.4)$$

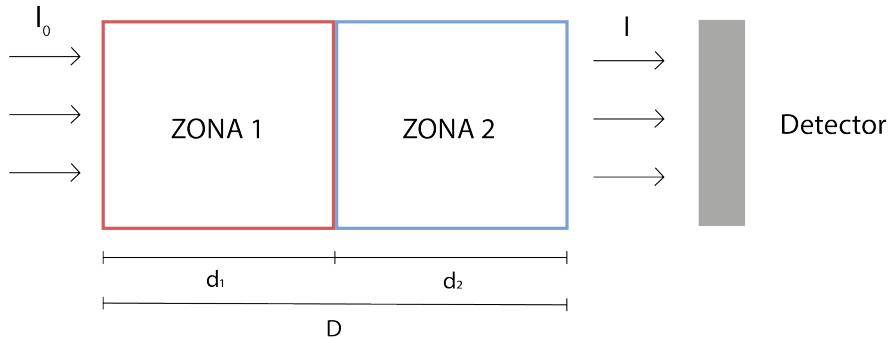


Figura 3.1: Modelado para un plasma plano con dos zonas

- **Geometría cilíndrica:** En este caso, con un plasma con  $n$  zonas, se dividiría la sección transversal del cilindro en 2. Tomando una de esas mitades, se observa que para un rayo incidente entre el límite del plasma y el radio de la zona más externa se realiza 1 iteración de la ecuación de transporte radiativo. Para los siguientes intervalos entre radios se van añadiendo dos iteraciones más cuanto más nos acercamos al centro del plasma hasta llegar a las  $n$  iteraciones correspondientes a las  $n$  zonas del plasma. Este esquema se puede apreciar en la Figura 3.2.

Una vez se han realizado las  $n$  iteraciones necesarias, para la intensidad total se sumarán las intensidades de cada intervalo entre radios para después multiplicar el resultado por 2 al tomar el cilindro completo. Para el caso de 2 zonas se realizan 2 iteraciones con 1 y 3 zonas respectivamente. Las integrales que surgen de la ecuación de transporte radiativo para esta geometría se realizaron de forma numérica.

Para los cálculos en el caso de dos zonas tomamos dos regiones después de dividir la sección transversal del cilindro en dos: la comprendida entre el centro y  $r_1$  y la comprendida entre  $r_1$  y  $r_2$ .

En el caso en el que no hay transporte radiativo (plasma ópticamente fino) la intensidad final se obtiene de la siguiente forma:

En la zona entre el centro y  $r_1$  buscamos calcular  $I_1$  aplicando la ecuación de transporte radiativo en la dirección radial para la zona entre  $r_2$  y  $r_1$  (segmento de corona circular):

$$I_1 = \eta_1 d_1 \quad (3.5)$$

donde  $d_1$  es de la forma:

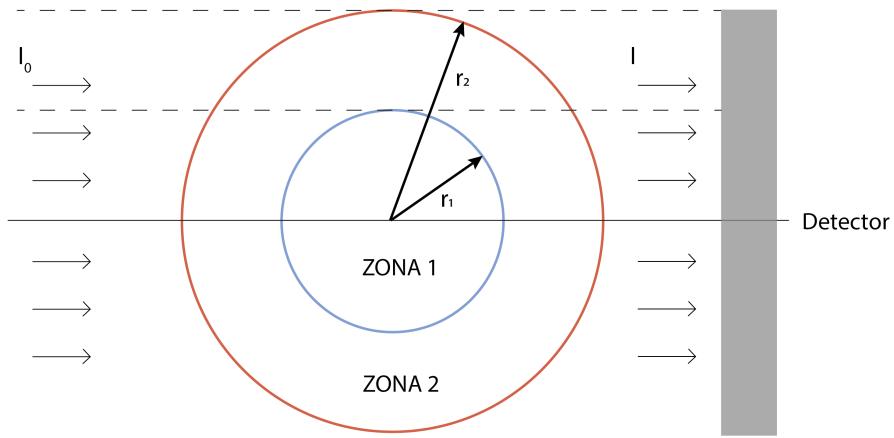


Figura 3.2: Modelado para un plasma con geometría cilíndrica y 2 zonas

$$d_1 = \frac{1}{2} \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + \frac{r_2^2}{2r_1} \arcsen \left( \frac{r_1}{r_2} \right) - \frac{r_1}{2} \frac{\pi}{2} \quad (3.6)$$

A continuación para la siguiente zona (la del semicírculo con radio  $r_1$ ) la intensidad  $I_2$  queda:

$$I_2 = I_1 + \eta_2 d_2 \quad (3.7)$$

Con  $d_2$  de la forma:

$$d_2 = \frac{\pi r_1}{4} \quad (3.8)$$

Finalmente, para la última región (segmento de una corona circular entre  $r_1$  y  $r_2$  después de haber atravesado el centro del cilindro) se vuelve a aplicar la ecuación de transporte radiativo :

$$I_3 = I_{final} = I_2 + \eta_3 d_3 \quad (3.9)$$

Con  $d_3$ , que por simetría  $d_3 = d_1$ , de la forma:

$$d_3 = \frac{1}{2} \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + \frac{r_2^2}{2r_1} \arcsen \left( \frac{r_1}{r_2} \right) - \frac{r_1}{2} \frac{\pi}{2} \quad (3.10)$$

De donde se obtiene la  $I_{final}$  que obtiene en el detector en el otro extremo del cilindro para esa zona.

Para la zona entre  $r_1$  y  $r_2$ , debido a que consta de una zona, solo se aplica una vez la ecuación de transporte radiativo para  $I_0$ :

$$I_0 = \eta_0 d_0 \quad (3.11)$$

Con  $d_0$  de la forma:

$$d_0 = \frac{r_2^2}{r_1} \left[ \frac{\pi}{2} - \arcsen \left( \frac{r_1}{r_2} \right) \right] - \sqrt{r_2^2 - r_1^2} \quad (3.12)$$

Para obtener la  $I_{total}$  que observa el detector, se suman las intensidades y se multiplican por dos, debido a la simetría del cilindro.

$$I_{total} = 2(I_{final} + I_0) \quad (3.13)$$

Ahora para el caso del plasma con transporte radiativo (ópticamente grueso) la intensidad final se obtiene de la misma forma que para sin opacidad (mismas zonas, mismo número de iteraciones de la ecuación de transporte radiativo y mismos valores de  $d$  para cada zona), pero cambiando la forma de la ecuación de transporte radiativo.

En la zona entre el centro y  $r_1$ :

$$I_1 = S_1(1 - e^{-\kappa_1 d_1}) \quad (3.14)$$

$$I_2 = I_1 e^{-\kappa_2 d_2} + S_2(1 - e^{-\kappa_2 d_2}) \quad (3.15)$$

$$I_3 = I_{final} = I_2 e^{-\kappa_3 d_3} + S_3(1 - e^{-\kappa_3 d_3}) \quad (3.16)$$

Para la zona entre  $r_1$  y  $r_2$ :

$$I_0 = S_0(1 - e^{-\kappa_0 d_0}) \quad (3.17)$$

Para obtener la  $I_{total}$  que observa el detector, se suman las intensidades y se multiplican por dos, debido a la simetría del cilíndro.

$$I_{total} = 2(I_{final} + I_0) \quad (3.18)$$

Con este modelado, se obtienen todos los datos “experimentales” necesarios para discutir la conservación de los ratios entre máximos y áreas bajo la curva de las diferentes líneas de emisión del Ar en función de su temperatura, densidad y efecto del transporte radiativo sobre ellas.

# Capítulo 4

## Resultados y Discusión

Tras realizar las simulaciones necesarias, en este capítulo se presentarán los resultados y gráficos experimentales obtenidos, para después ser discutidos.

En este capítulo, todos los espectros que se muestren estarán normalizados con respecto al máximo de la transición  $He - \beta$ .

Para comenzar, se obtuvo el espectro completo de Ar en escala logarítmica para unas condiciones de temperatura de 1000 eV y densidad de 1g/cc, y 4 condiciones diferentes. Para el caso de geometría 1D se añadió el nombre de las diferentes líneas de emisión que aparecen:

- *Plasma plano con 15  $\mu m$  de tamaño con y sin transporte radiativo.*
- *Plasma cilíndrico con 15  $\mu m$  de radio con y sin transporte radiativo.*

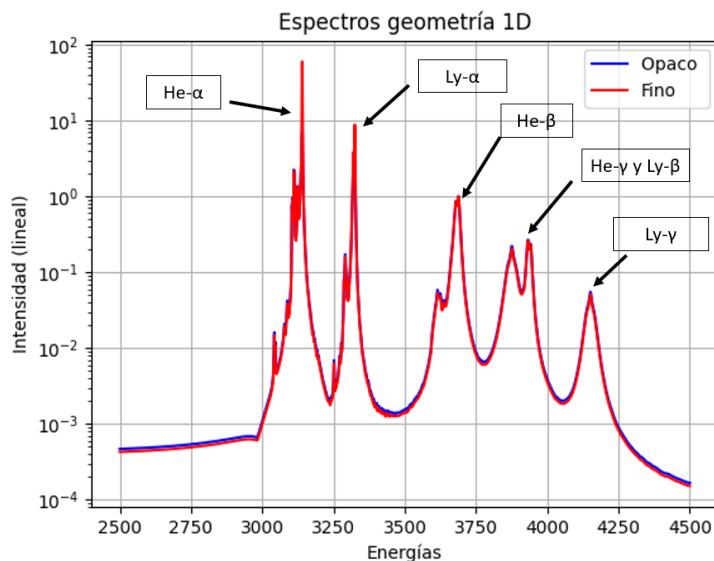


Figura 4.1: Espectro geometría plana

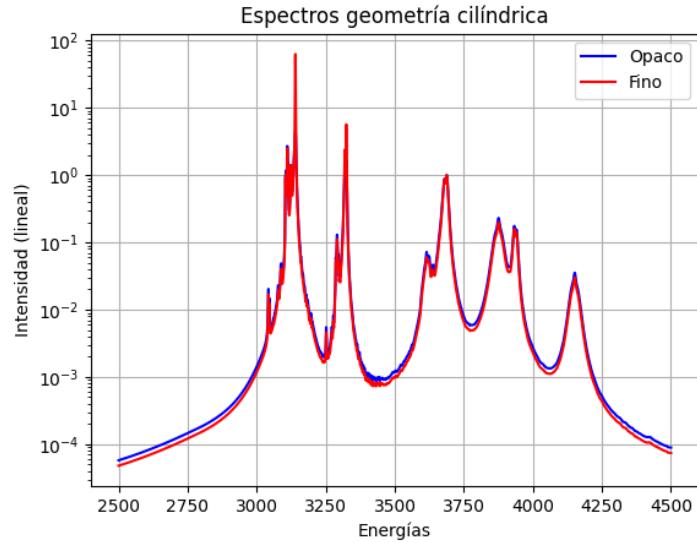


Figura 4.2: Espectro geometría cilíndrica

A continuación, el espectro obtenido fue el de un plasma plano en escala logarítmica con un grosor de  $30 \mu m$  con dos zonas: la más interna con una temperatura de  $2000 eV$  y densidad de  $2 g/cc$  y la más externa con una temperatura de  $1000 eV$  y densidad de  $1 g/cc$ ; cada una un tamaño de  $15 \mu m$ .

Lo mismo para un plasma cilíndrico con dos zonas con las condiciones correspondientes a la zona interna y externa del plasma plano.

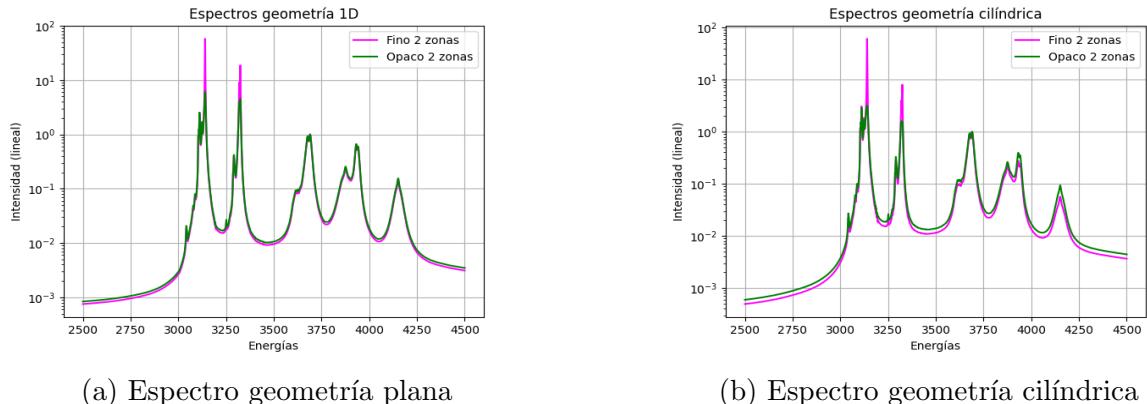
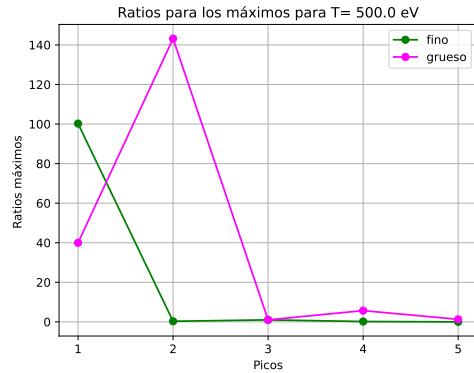


Figura 4.3: Espectros para diferentes geometrías

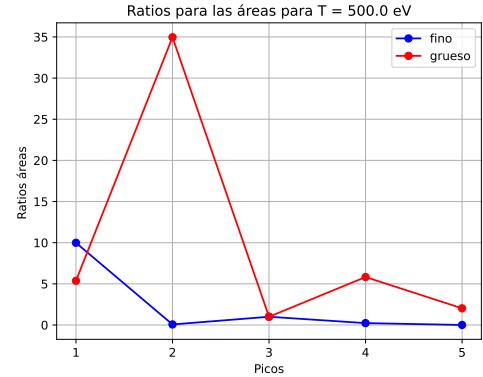
Con estos dos casos diferentes se puede observar que, efectivamente, al añadir zonas de diferentes condiciones al plasma provoca que los espectros que se obtienen sean diferentes en cada situación. Esto modifica las intensidades de las diferentes líneas de emisión.

En este punto, la discusión se centrará principalmente en el estudio del caso de plasmas homogéneos, para después estudiar el caso no homogéneo con dos zonas de condiciones diferentes.

Para el estudio de los **plasmas homogéneos**, se obtuvieron las gráficas de los ratios de máximos y áreas bajo estos con respecto al máximo de la línea  $He - \beta$  de espectros de Ar de un plasma homogéneo plano (1D) para una densidad de  $1 \text{ g/cc}$  a varias temperaturas: desde  $500 \text{ eV}$  hasta  $2500 \text{ eV}$  a intervalos de  $500 \text{ eV}$ . En el eje  $X$  están representados la línea a la que corresponde cada ratio ratio calculado. Por ejemplo, el 1 en el eje  $X$  representa a la línea de emisión  $He - \alpha$  o el 2 a la línea  $Ly - \alpha$ .

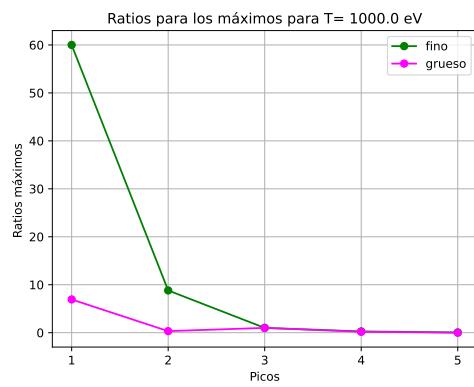


(a) Ratios de máximos a  $T = 500 \text{ eV}$

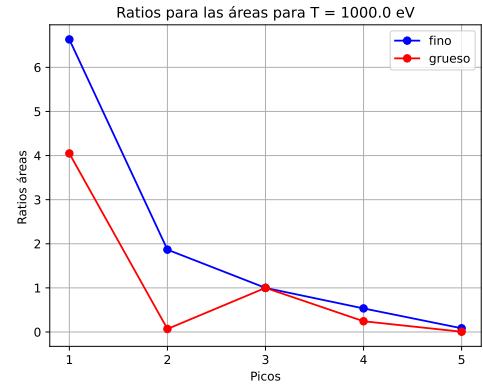


(b) Ratios de áreas a  $T = 500 \text{ eV}$

Figura 4.4: Ratios a  $T = 500 \text{ eV}$

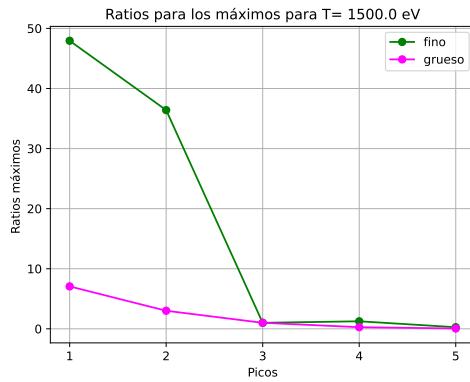


(a) Ratios de máximos a  $T = 1000 \text{ eV}$

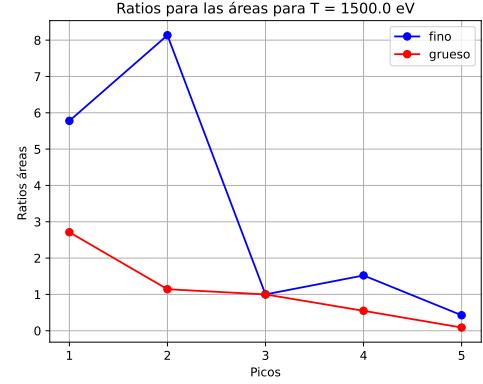


(b) Ratios de áreas a  $T = 1000 \text{ eV}$

Figura 4.5: Ratios a  $T = 1000 \text{ eV}$

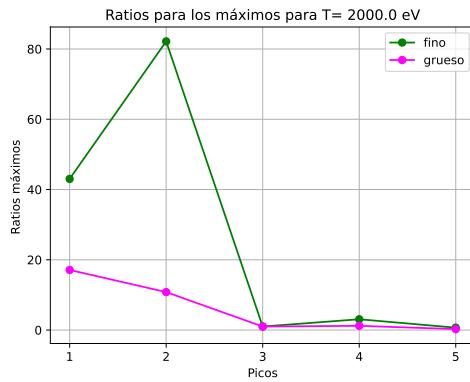


(a) Ratios de máximos a T = 1500 eV

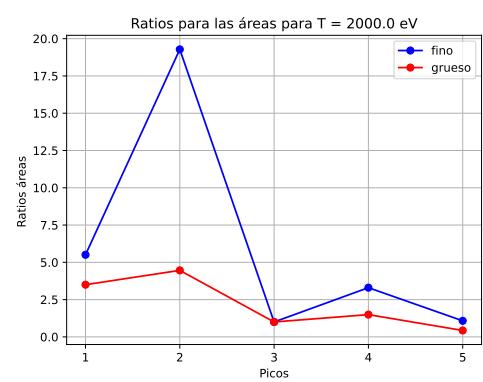


(b) Ratios de áreas a T = 1500 eV

Figura 4.6: Ratios a T = 1500 eV

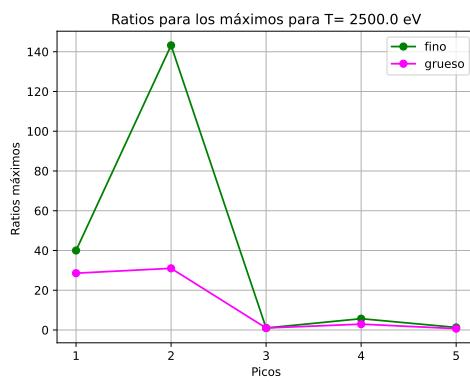


(a) Ratios de máximos a T = 2000 eV

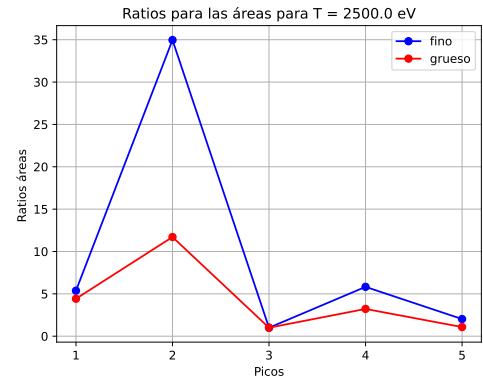


(b) Ratios de áreas a T = 2000 eV

Figura 4.7: Ratios a T = 2000 eV



(a) Ratios de máximos a T = 2500 eV



(b) Ratios de áreas a T = 2500 eV

Figura 4.8: Ratios a T = 2500 eV

Además de estas figuras, debemos considerar otras ideas antes de continuar discutiendo los resultados.

Como se ha tratado en el Capítulo 2, el transporte radiativo surge de cómo cambia la intensidad de la radiación a través de un medio. Este medio puede emitir, absorber o

dispersar la radiación debido a los efectos atómicos internos, ya sean de decaimiento espontáneo o de procesos de colisión entre radiación y átomos. Estos procesos provocan el desequilibrio de las poblaciones de los diferentes estados excitados. Puede ocurrir tanto en plasmas homogéneos como en aquellos que presentan gradientes de temperatura y densidad.

De forma matemática el transporte radiativo surge del balance macroscópico de energía de la radiación emitida y absorbida después de que la radiación atravesase el medio a estudiar.

En este balance, aparecen dos coeficientes: opacidad  $\kappa$  y emisividad  $\eta$ . Estos se encargan de modular la intensidad que se absorbe o se re-emite en el interior del plasma. Su valor depende de las condiciones en las que se encuentre el plasma. En este caso de la temperatura y la densidad.

Volviendo al caso de un plasma homogéneo, un ejemplo de este es un plasma homogéneo con simetría cilíndrica, con las direcciones radial y axial claramente diferenciadas, en el que en la dirección axial la distancia recorrida por la radiación es menor que en la radial. Por tanto, en la dirección radial, la radiación puede sufrir mayores procesos de colisión y decaimiento, alterando sus líneas de emisión. Como consecuencia, se obtiene una situación de plasma ópticamente grueso (opaco). Por otro lado, para la dirección axial, la distancia recorrida puede llegar a ser tan pequeña ( $\kappa z = \tau < 1$ ) que la radiación no sufre de manera significativa los efectos de las colisiones y, por tanto, la situación es la de un plasma ópticamente fino.

Estas situaciones son las que se muestran en las Figuras 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8.

En ellas se observa que para las dos primeras líneas ( $He - \alpha$  y  $Ly - \alpha$ ) los efectos de la opacidad provocan que sean inestables a la hora de conservar los ratios entre el caso ópticamente fino y grueso. En concreto, la línea  $Ly - \alpha$  sufre grandes modificaciones debido a que, al aumentar la temperatura, se comienza a poblar ese estado (ionización del material); mientras que la  $He - \alpha$  sufre menos cambios, aunque posea más opacidad. Entonces la línea  $He - \alpha$  se encuentra ya en una zona en la que los cambios con opacidad son pocos, mientras que para la línea  $Ly - \alpha$  los cambios son más significativos. Esto se observa en que en el caso en el que se añade opacidad al plasma, el ratio de la línea es mucho menor que en el caso en el que no posee opacidad. También se aprecia que la línea  $He - \alpha$  es más opaca a temperaturas menores.

Para líneas  $He - \gamma + Ly - \beta$  y  $Ly - \gamma$ , los ratios para áreas y máximos permanecen más estables (los ratios son más similares en el caso fino y en el grueso entre ellos) en presencia de opacidad, ya que son las líneas que poseen menor opacidad.

En relación a la geometría, tenemos los casos de geometría plana y geometría cilíndrica. Para un plasma fino, la simetría cilíndrica y la plana nos ofrecen los mismos resultados. Sin embargo, cuando el plasma empieza a tener opacidad (ópticamente grueso), la geometría cilíndrica en la dirección radial causa que la radiación recorra distancias diferentes dentro del plasma según el punto del cilindro por el que se emita la radiación. Esto significa que las líneas se van a atenuar y ensanchar más si salen por el centro del cilindro que por los laterales del mismo. Como el detector recoge toda la intensidad emitida, se obtendrá una composición de líneas muy atenuadas y otras poco atenuadas, por lo que se conseguirá un espectro distinto al caso fino. Además, las diferentes líneas espectrales se atenuarán

de forma diferente por poseer opacidades distintas, modificándose los ratios entre ellas.

Por tanto, si se quieren estudiar las propiedades de un plasma en diferentes condiciones de temperatura y densidad, será necesario tener en cuenta las líneas que conserven los ratios en las diferentes situaciones. Esto significa que estos ratios permanecen inalterados al cambiar las condiciones de densidad y geometría. Esto se puede apreciar en las gráficas fijándonos en aquellas líneas que tengan todos sus puntos muy cercanos. Esta conservación en los ratios es importante porque esto significa que son menos sensibles a la opacidad. Es decir, que si se miden esos ratios, sólo dependen de temperatura y densidad, no del tamaño del plasma. Es por esto que las líneas que poseen poca opacidad en cualquier circunstancia y que conservan los ratios, en nuestro caso las líneas  $He - \gamma$  +  $Ly - \beta$  y  $Ly - \gamma$ , son en aquellas en las que se debe concentrar la mayor atención para obtener las condiciones de temperatura y densidad del plasma homogéneo.

Continuando ahora para situaciones de **plasmas no homogéneos** con dos zonas de condiciones diferenciadas modelando el gradiente de condiciones de un plasma en condiciones reales, se calcularon las líneas de emisión de un plasma de Ar cilíndrico de radio  $30 \mu m$  con dos zonas: la más interna un cilindro con una temperatura de  $2000 eV$ , densidad de  $1 g/cc$  y radio de  $15 \mu m$ ; y la más externa una corona cilíndrica con  $1000 eV$ , densidad de  $2 g/cc$  entre  $15 \mu m$  y  $30 \mu m$  de tamaño.

Lo mismo para un plasma plano con dos zonas con las correspondientes a la zona interna y externa del plasma cilíndrico.

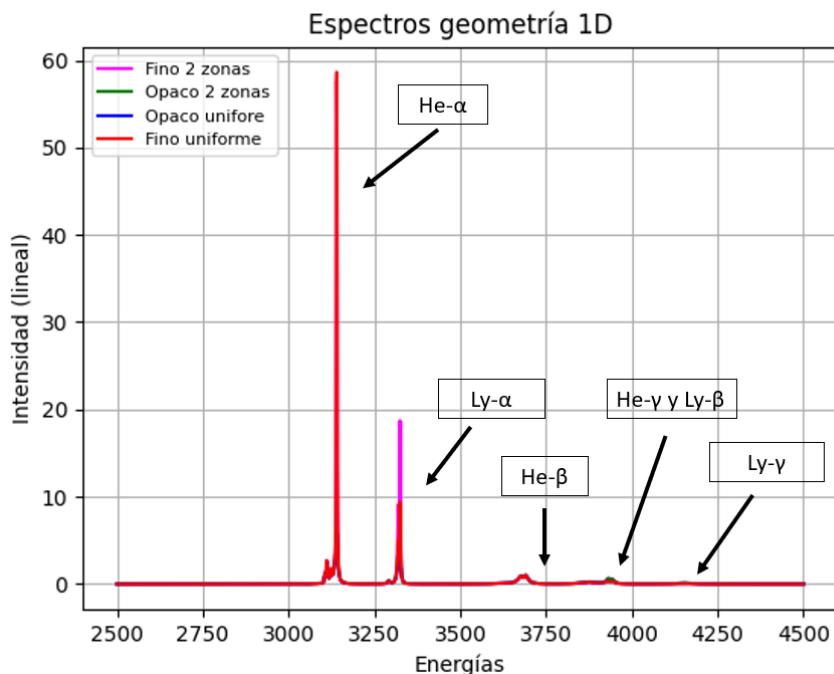


Figura 4.9: Líneas de emisión en un espectro completo de un plasma plano

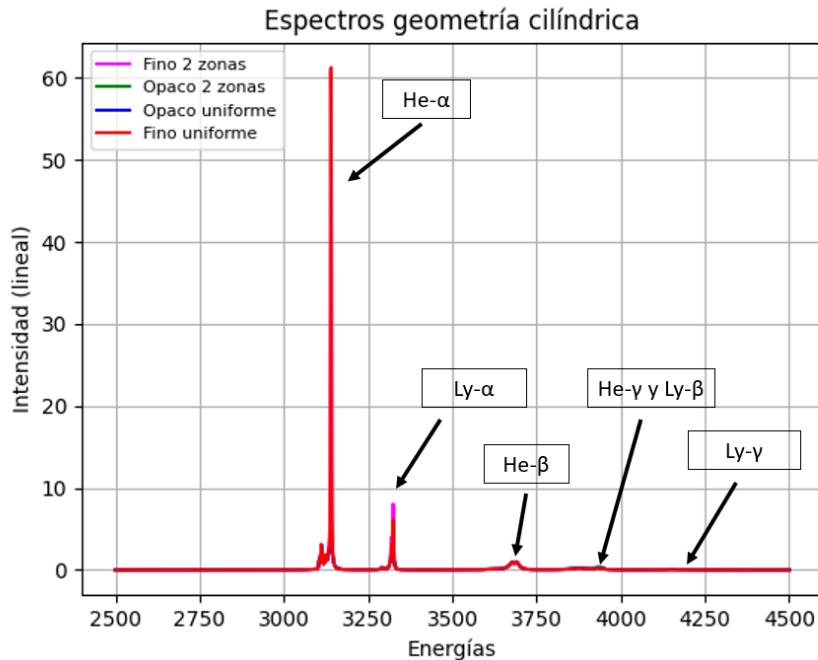


Figura 4.10: Líneas de emisión en un espectro completo de un plasma cilíndrico

- Línea He- $\alpha$  y con satélites (3100-3160 eV).

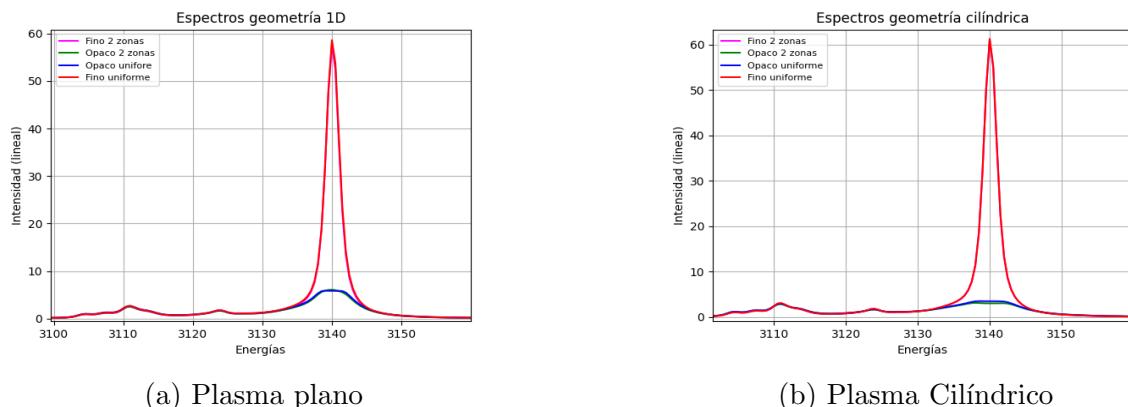


Figura 4.11: Línea He- $\alpha$

- Línea Ly- $\alpha$  (3280-3340 eV).

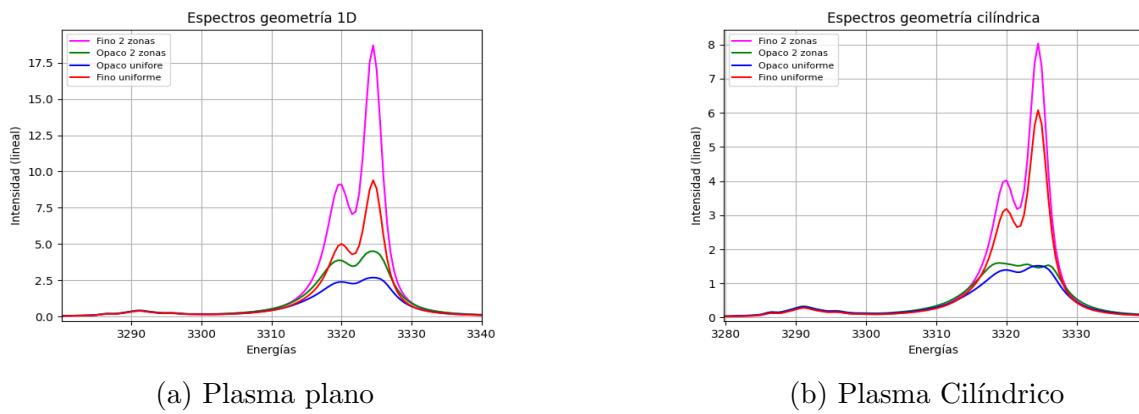


Figura 4.12: Línea Ly- $\alpha$

- Línea He- $\beta$  (3620-3730 eV).

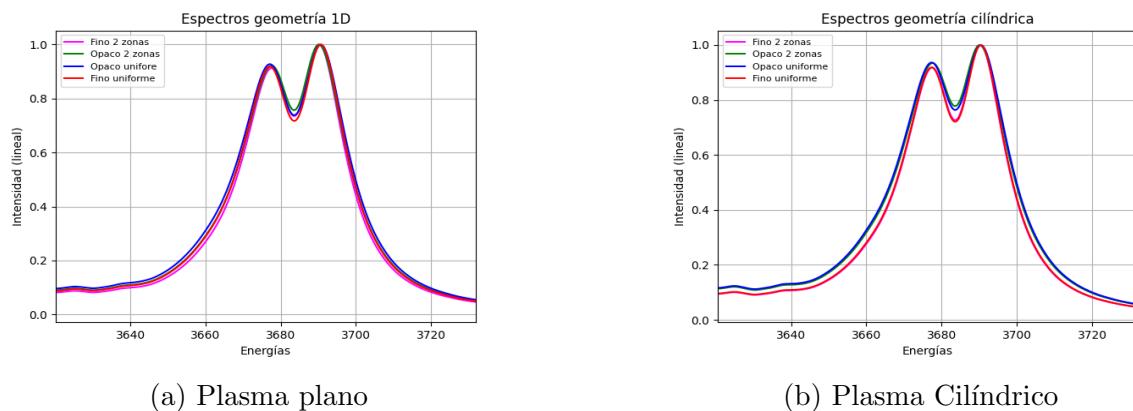


Figura 4.13: Línea He- $\beta$

- Líneas He- $\gamma$  y Ly- $\beta$  (3850-4000 eV).

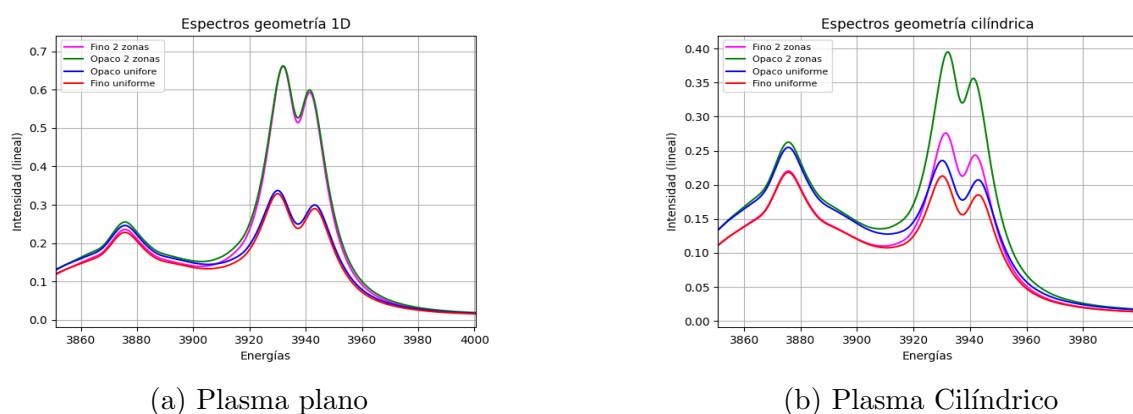
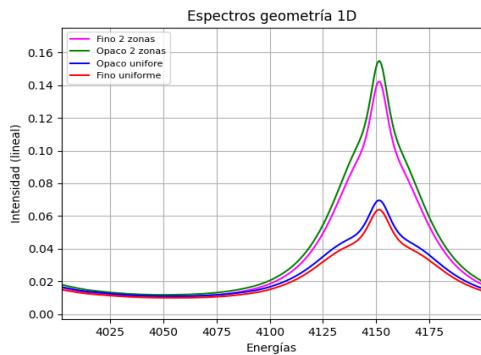
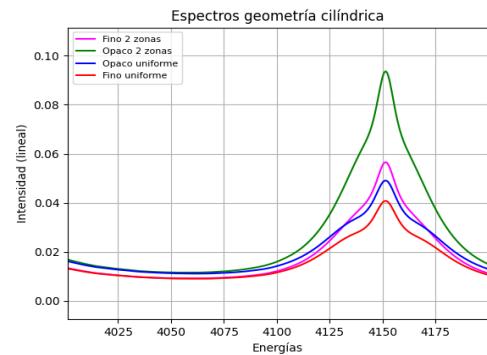


Figura 4.14: Líneas He- $\gamma$  y Ly- $\beta$

- Línea Ly- $\gamma$  (4000-4200 eV).



(a) Plasma plano



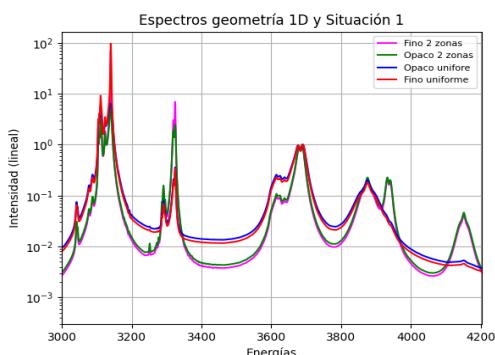
(b) Plasma Cilíndrico

Figura 4.15: Línea Ly- $\gamma$

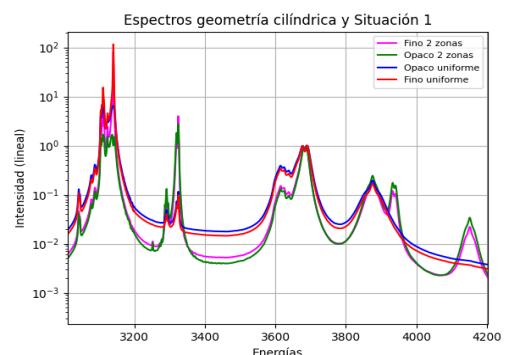
En estas figuras se observa como para las diferentes líneas del espectro del Ar, las intensidades varían en función de la geometría y de las zonas que posea el plasma.

Para estudiar más detalladamente que ratios se conservan, se simularon los espectros de argón en escala logarítmica entre 3000 y 4200 eV para el caso uniforme y con zonas en las siguientes condiciones:

- *Plasma plano unidimensional y cilíndrico con 15  $\mu\text{m}$  de tamaño y radio respectivamente para cada zona, con la zona más externa a una temperatura de 500 eV y densidad 2g/cc, y la más interna a 1000 eV y 1 g/cc. A estas condiciones de temperatura y densidad se las denominará como "Situación 1".*
- *Plasma plano unidimensional y cilíndrico con 15  $\mu\text{m}$  de tamaño y radio respectivamente para cada zona, con la zona más externa a una temperatura de 1500 eV y densidad 2 g/cc, y la más interna a 2000 eV y 1 g/cc. A estas condiciones de temperatura y densidad las denominará como "Situación 2".*



(a) Plasma plano



(b) Plasma Cilíndrico

Figura 4.16: Espectros en la Situación 1

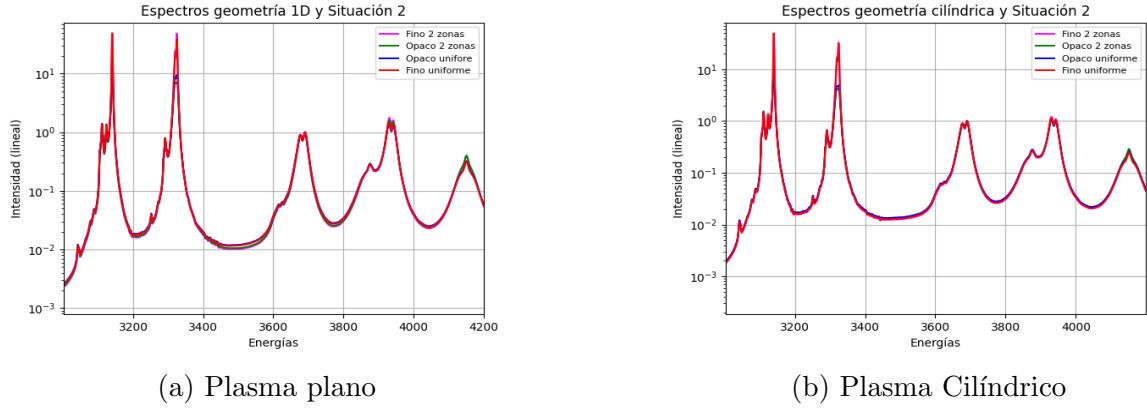


Figura 4.17: Espectros en la Situación 2

Con estos espectros, se calcularon los ratios entre los diferentes máximos y sus áreas bajo la curva con respecto al máximo de la línea He- $\beta$ .

Se representan dos gráficas: una con todas los ratios para los máximos de las líneas y otra para las áreas bajo las curvas de las líneas. Al igual que en las Figuras anteriores 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8, en el eje X están representados la línea a la que corresponde cada ratio ratio calculado. Los diferentes trazos para cada ratio en sus condiciones concretas están nombradas de la forma:

1. **Fino zonas 1 1D:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 1" para un plasma fino y en 1D.
2. **Opaco zonas 1 1D:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 1" para un plasma opaco y en 1D.
3. **Fino homogéneo 1 1D:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 1" para un plasma fino y en 1D.
4. **Opaco homogéneo 1 1D:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 1" para un plasma opaco y en 1D.
5. **Fino zonas 2 1D:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 2" para un plasma fino y en 1D.
6. **Opaco zonas 2 1D:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 2" para un plasma opaco y en 1D
7. **Opaco homogéneo 2 1D:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 2" para un plasma opaco y en 1D
8. **Fino homogéneo 2 1D:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 2" para un plasma fino y en 1D
9. **Fino zonas 1 Cil:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 1" para un plasma fino y con geometría cilíndrica.
10. **Opaco zonas 1 Cil:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 1" para un plasma opaco y con geometría cilíndrica.

11. **Fino homogéneo 1 Cil:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 1" para un plasma fino y con geometría cilíndrica.
12. **Opaco homogéneo 1 Cil:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 1" para un plasma opaco y con geometría cilíndrica.
13. **Fino zonas 2 Cil:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 2" para un plasma fino y con geometría cilíndrica.
14. **Opaco zonas 2 Cil:** Espectro considerando las zonas de la "Situación 2" para un plasma opaco y con geometría cilíndrica.
15. **Opaco homogéneo 2 Cil:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 2" para un plasma opaco y con geometría cilíndrica.
16. **Fino homogéneo 2 Cil:** Espectro considerando la primera zona de la "Situación 2" para un plasma fino y con geometría cilíndrica.

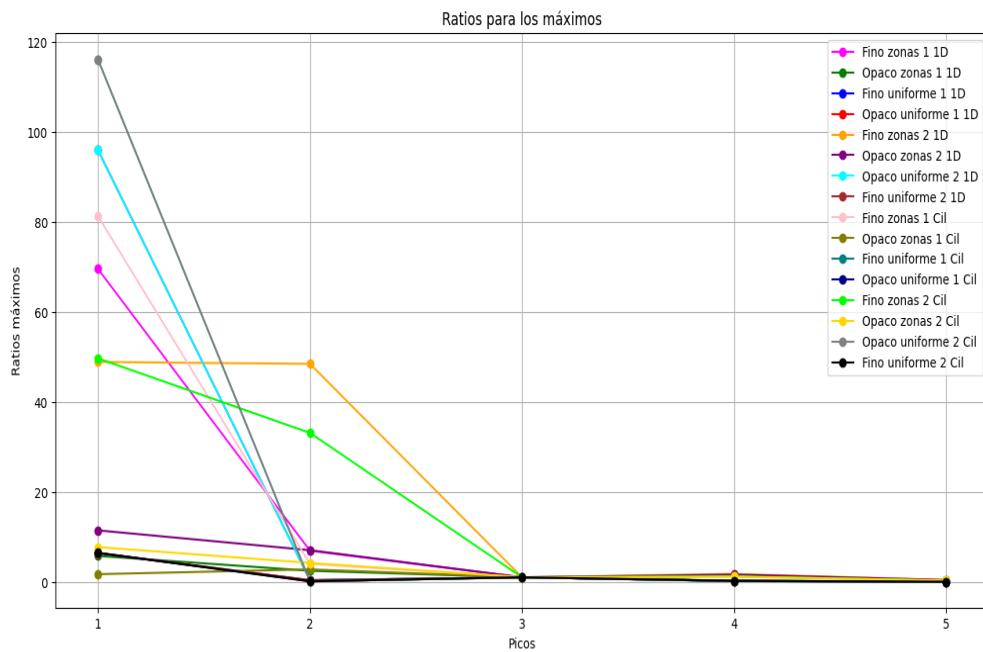


Figura 4.18: Ratios para los máximos

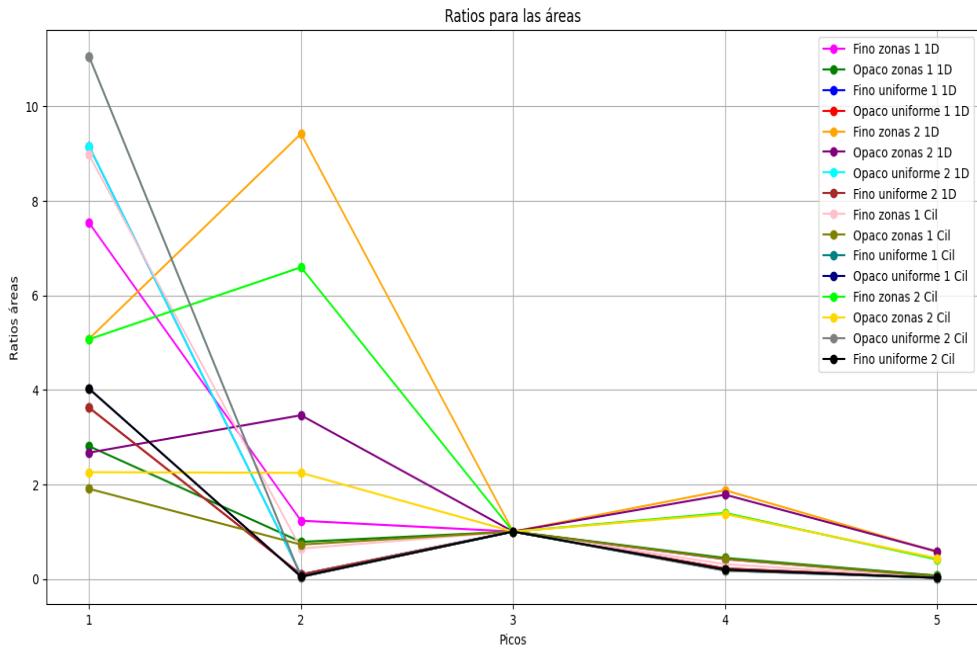


Figura 4.19: Ratios para las áreas

Con estos resultados, se puede concluir que la opacidad provoca que las diferentes regiones del plasma modifiquen los ratios de la líneas. Esto lo diferencia del caso uniforme. Las diferentes líneas pueden sufrir cambios en unas zonas del plasma y en otras no, dependiendo de la temperatura de las zonas. Estas diferencias de opacidad se muestran en el espectro final detectado, en el que se acumulan los efectos de la opacidad de la radiación en las diferentes líneas.

En el momento de comparar los efectos de la opacidad al añadir las 2 zonas de nuestro caso de estudio, además de los efectos de la geometría, se utilizaron las comparativas de los ratios de las Figuras 4.18 y 4.19.

Centrándonos en cada línea de las gráficas, se observa que para las líneas 4º y 5º ( $He - \gamma$  +  $Ly - \beta$ ; y  $Ly - \gamma$ ) los ratios se conservan notablemente.

Para la primera línea ( $He - \alpha$ ), los ratios se conservan para la mayoría de los casos. Sin embargo, para los casos en los que la línea es opaca y uniforme con las condiciones de la primera zona de la “Situación 2” (temperatura de 1500 eV y densidad 2 g/cc) en cualquier geometría (cilíndrica o 1D) junto con los casos en los que se toma un plasma fino en cualquier situación (1 o 2) y geometría (cilíndrica o 1D) y no uniforme; los ratios de máximos y áreas no se conservan.

Para la segunda línea ( $Ly - \alpha$ ) ocurre también que los ratios se conservan en casi todos los casos, menos en los casos en los que el plasma es fino con las zonas de la situación 2 para cualquier geometría.

Esto pone de manifiesto que en un plasma no homogéneo, en el caso que sea opaco, la presencia de una zona que tenga opacidad provoca que se observe una línea que conserva los ratios, independientemente de que otra zona del plasma tenga muy poca opacidad,

convirtiendo esa línea afectada en opaca.

Si tenemos en cuenta la geometría, se muestra que para geometrías cilíndricas, el efecto descrito en el párrafo anterior es más evidente y exagerado. Es decir, la diferencia de geometrías provoca una mayor diferenciación de ratios. En el caso de que la línea tenga mucha opacidad, el ratio del caso cilíndrico será menor que el caso 1D; mientras que en el caso de que la línea tenga poca opacidad, el ratio del caso cilíndrico será mayor al caso 1D.

# Capítulo 5

## Conclusiones

Tras desarrollar los anteriores capítulos, se pueden extraer algunas reflexiones finales.

Por un lado, el efecto de transporte radiativo sobre plasmas formados por confinamiento inercial es un fenómeno muy importante a la hora de caracterizar estos plasmas, ya que refleja su comportamiento interno y proporciona información sobre sus condiciones interiores de temperatura y densidad.

Además, si estos plasmas formados por confinamiento inercial se producen en implosiones cilíndricas con un dopante como el Ar, por las propias características de esa geometría existirá una dirección (radial) en la cual las medidas de la radiación obtenida del plasma nos permite obtener información de cuales de sus líneas de emisión son interesantes para conocer sus condiciones de temperatura y emisión independientemente del tamaño del plasma. Estos datos se obtienen, para cada línea de emisión propia del espectro de Ar y en diferentes condiciones, de calcular los ratios entre los diferentes máximos y áreas bajo la curva y observar cuales de las diferentes líneas de emisión conservan los ratios de máximos y áreas para las diferentes situaciones.

Para apoyar estos conclusiones, se utilizaron simulaciones computacionales realizadas con el lenguaje de programación Python y los datos de ABAKO de opacidad y emisividad.

Como conclusión, se puede afirmar que el transporte radiativo en implosiones cilíndricas de Ar es un fenómeno que se debe considerar en el futuro para retos científicos en los que un conocimiento preciso de las condiciones de un plasma sea necesario, tales como los reactores de fusión nuclear para la obtención de energía de fusión o investigaciones en astrofísica.

# Bibliografía

- [1] M Bailly-Grandvaux, R Florida, CA Walsh, G Pérez-Callejo, FN Beg, P Bradford, MA Gigosos, RC Mancini, C McGuffey, F Suzuki-Vidal, et al. Impact of strong magnetization in cylindrical plasma implosions with applied b-field measured via x-ray emission spectroscopy. *Physical Review Research*, 6(1):L012018, 2024.
- [2] R Florida, R Rodríguez, JM Gil, JG Rubiano, P Martel, E Mínguez, and RC Mancini. Modeling of population kinetics of plasmas that are not in local thermodynamic equilibrium, using a versatile collisional-radiative model based on analytical rates. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 80(5):056402, 2009.
- [3] G Pérez-Callejo, M Bailly-Grandvaux, R Florida, CA Walsh, MA Gigosos, FN Beg, C McGuffey, RC Mancini, F Suzuki-Vidal, C Vlachos, et al. X-ray imaging and radiation transport effects on cylindrical implosions. *Review of Scientific Instruments*, 93(11), 2022.
- [4] G Pérez-Callejo, DA Liedahl, MB Schneider, SJ Rose, and JS Wark. The use of geometric effects in diagnosing ion density in icf-related dot spectroscopy experiments. *High Energy Density Physics*, 30:45–51, 2019.
- [5] Gabriel Perez Callejo. *Spectroscopic characterisation of the effects of plasma geometry on the angular distribution of X-Ray emission in HED plasmas*. PhD thesis, University of Oxford, 2020.
- [6] Simon Vallières. *Dose enhancement with nanoparticles in radiotherapy using gold-doxorubicin conjugates*. McGill University (Canada), 2016.
- [7] CA Walsh, Ricardo Florida, Mathieu Bailly-Grandvaux, Francisco Suzuki-Vidal, JP Chittenden, AJ Crilly, MA Gigosos, RC Mancini, Gabriel Pérez-Callejo, Christos Vlachos, et al. Exploring extreme magnetization phenomena in directly driven imploding cylindrical targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 64(2):025007, 2022.