

TRABAJO FIN DE GRADO

# ESTUDIO DE LA AMPLIFICACIÓN DE ARMÓNICOS DE ALTO ORDEN EN UN CANAL DE PLASMA INHOMOGENEO

TRABAJO FIN DE GRADO PARA  
LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE  
GRADUADO EN INGENIERÍA EN  
TECNOLOGÍAS INDUSTRIALES

SEPTIEMBRE 2020

**Marina Ruiz Izu**

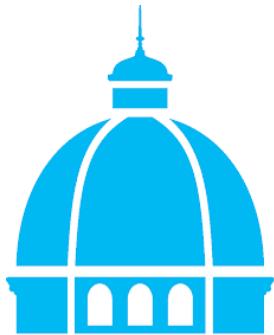
DIRECTOR DEL TRABAJO FIN DE GRADO:  
**Eduardo Oliva Gonzalo**



POLITÉCNICA

UNIVERSIDAD  
POLITÉCNICA  
DE MADRID

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID  
ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES



**INDUSTRIALES**  
**ETSII | UPM**

TRABAJO FIN DE GRADO

**ESTUDIO DE LA AMPLIFICACIÓN DE ARMÓNICOS DE  
ALTO ORDEN EN UN CANAL DE PLASMA  
INHOMOGENEO**

Alumno: Marina Ruiz Izu

---

Supervisado por el tutor:  
Eduardo Oliva Gonzalo



# **Agradecimientos**

Agradezco a Eduardo mi tutor por admitirme de nuevo a dirigirme el trabajo. A pesar de las dificultades de la situación, la comunicación ha sido siempre continua y con gran involucración por su parte. A mi padre por darme consejos que han contribuido a mejorar el aspecto lingüístico en algunas partes del trabajo.



# Resumen

Desde la aparición del láser en la década de los sesenta, la evolución e investigación de la física que entraña ha ido en aumento por sus múltiples posibilidades y aplicaciones. Campos como la biología, la química o la medicina se han apoyado en la tecnología láser por sus múltiples beneficios para su aplicación en microscopía, obtención de imágenes 3D, intervenciones médicas e incluso la industria en procesos metalúrgicos y de soldadura.

En la actualidad, la radiación XUV coherente ya es una realidad que presenta diferentes fuentes de obtención. Entre ellas se encuentran los láseres basados en plasmas, los láseres de electrones libres (FEL) y los Armónicos de Alto Orden, todos ellos pulsos potentes de radiación por su corta duración, llegando a alcanzar duraciones desde centenas de femtosegundos hasta decenas de attosegundos.

Concretamente, los láseres de rayos X blandos basados en plasmas destacan por ser más accesibles en términos de estructura y coste, a diferencia de otras fuentes como los FEL. Por ello, la línea de desarrollo de este tipo de láseres se presenta muy prometedora con muchas líneas de investigación abiertas actualmente. Una de las razones del gran interés de los láseres basados en plasma es la alta energía que emiten. Sin embargo, no son competitivos en cuanto a coherencia y duración del pulso, dos frentes que requieren desarrollo para su mejora y optimización. Para poder usar el medio amplificador plasmático como fuente de radiación coherente que mantenga su alta energía además de alcanzar niveles razonables de duración y coherencia se presenta como solución la inyección de Armónicos de Alto Orden. Siguiendo este concepto, el trabajo siguiente se basa en la amplificación de un haz de armónicos de alto orden a través de un plasma de kriptón ocho veces ionizado que presenta un perfil radial de densidad electrónica parabólico y creciente, por lo que se le llama canal de plasma.

Los resultados experimentales del fenómeno de amplificación láser de armónicos de alto orden en plasmas se han obtenido en el Laboratoire d'Optique Appliquée (ENSTA-ParisTech, École Polytechnique, CNRS), que constituyen por tanto la base de este trabajo.

El proceso de amplificación en el plasma se modela con el código Dagón 3D. Esta herramienta permite estudiar como influye la estructura del plasma sobre la amplificación del haz a través de parámetros controlados por el código como la forma del canal y las zonas sobreionizadas. En concreto, este trabajo se centra en estudiar las dos zonas de sobreionización que tienen lugar al inicio y en el centro del canal y encontrar el punto de funcionamiento más óptimo para que los modelos simulados se aproximen adecuadamente a los resultados experimentales.

Los resultados experimentales de los perfiles de fase e intensidad del haz amplificado tienen una forma característica. Por un lado, el perfil de la fase presenta un valle central creciente hacia las alas del canal y el perfil de intensidad es de forma gaussiana con un ligero valle en el

---

centro.

Como punto de partida, se estableció una velocidad de propagación diferente para el láser infrarrojo y el haz de rayos X como sucede en la realidad y esto se modeló teniendo en cuenta la diferencia de velocidad de grupo de ambos haces. Las simulaciones siguientes tuvieron como objetivo ver la influencia del radio del canal,  $R_c$ , sobre el perfil de la fase. Se procedió de forma similar con el parámetro  $R_0$ . Los resultados indicaron que los picos del perfil de la fase varían considerablemente con el parámetro  $R_c$  mientras que la zona central del valle es controlada por  $R_0$ . En cambio, el perfil de intensidad permanece inalterable ante estas modificaciones.

El canal de 5 mm no es un canal perfecto sino que presenta inhomogeneidades resultando en zonas sobreionizadas con exceso de electrones. El siguiente paso fue el estudio de la densidad electrónica en la zona inicial y central donde no existe amplificación por la ausencia del Kr<sup>8+</sup>. Mediante las variaciones en los parámetros  $z0fac$  y  $cenfac$ , responsables de la densidad de electrones en el primer y segundo pico respectivamente, se observó como el perfil de fase del haz depende directamente de la sobreionización en el primer pico sin producirse cambios en la intensidad, mientras que la intensidad se ve controlada por la densidad del pico central. A valores crecientes de  $z0fac$ , se distorsiona la forma del canal generándose una parábola invertida en el centro y desapareciendo por tanto la amplificación.

Vistas las influencias de la forma del canal y la densidad electrónica en el perfil del haz amplificado, se eligieron los parámetros del modelo adecuados para aproximarse de la forma más precisa a los resultados experimentales de la fase e intensidad.

Por último, y centrándose en el modelo más aproximado, se observó la evolución del perfil de la fase del modelo mejor adaptado al experimento en diferentes puntos del recorrido y se compararon las diferencias en fase y amplificación para cada milímetro del canal. Además, se representaron en 3D la abundancia de Kr<sup>8+</sup> y densidad electrónica a lo largo de los 5 mm. Estas figuras últimas muestran claramente las zonas sobreionizadas representadas por dos picos en la figura de densidad de electrones y las zonas de amplificación efectiva que son precisamente aquellas donde existe kriptón ocho veces ionizado.

## **Palabras clave**

Captación de imágenes 3D, kriptón, láser, plasma, radiación ultravioleta (UV) y zonas sobreionizadas.

## **Código UNESCO**

220607 Espectroscopia Molecular, 220922 Radiación Ultravioleta, 220910 láseres, 2206071 Espectroscopia láser, 220410 Física de Plasmas.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>13</b>
1.1. Antecedentes . . . . .	13
1.2. Objetivos . . . . .	13
<b>2. Luz Láser</b>	<b>15</b>
2.1. Introducción y propiedades . . . . .	15
2.2. Principio físico de un láser . . . . .	16
2.3. Aplicaciones . . . . .	20
<b>3. Radiación X coherente</b>	<b>27</b>
3.1. Características . . . . .	27
3.2. Fuentes de radiación X coherente . . . . .	27
3.2.1. Láser de Electrones Libres . . . . .	27
3.2.2. Armónicos de Alto Orden . . . . .	29
3.2.3. Láseres basados en plasmas . . . . .	30
<b>4. Desarrollo del experimento</b>	<b>41</b>
<b>5. Ecuaciones</b>	<b>45</b>
5.1. Deducción de las ecuaciones de Maxwell-Bloch . . . . .	45
5.2. Ecuaciones referentes a la forma del canal e inhomogeneidades . . . . .	47
<b>6. Simulaciones con el código Dagón 3D</b>	<b>49</b>
6.1. Dagoón 3D: simulaciones del canal de plasma Kr 8+ . . . . .	49
6.2. Evolución de la fase a lo largo del canal de 5 mm . . . . .	61
6.3. Resultados 3D de las zonas sobreionizadas . . . . .	63
<b>7. Conclusiones</b>	<b>65</b>
7.1. Conclusión . . . . .	65
7.2. Trabajos futuros . . . . .	65
<b>8. Planificación y presupuesto</b>	<b>71</b>
8.1. Planificación . . . . .	71
8.2. Presupuesto . . . . .	73

## ÍNDICE GENERAL

# Índice de figuras

2.1. Procesos de interacción entre la radiación y la materia con dos niveles energéticos	17
2.2. Evolución de la enzima T4 lisozima . . . . .	22
2.3. Esquema del experimento . . . . .	22
2.4. Patrón de difracción de la muestra . . . . .	22
2.5. Imagen reconstruida de la muestra a partir del patrón de difracción . . . . .	22
2.6. Reconstrucción de la función de onda de HOMO de la molécula de nitrógeno a partir del espectro de armónicos . . . . .	23
2.7. Esquema de la técnica de imágenes de nanotubos . . . . .	24
2.8. Imagen de nanotubos de 50 nm de diámetro . . . . .	24
2.9. Disposición experimental . . . . .	24
2.10. Imagen iónica 3D de la bacteria <i>Mycobacterium smegmatis</i> . . . . .	24
2.11. Disposición experimental . . . . .	25
2.12. Imágenes secuenciales de la muestra . . . . .	25
2.13. Estructuras de nanopilares . . . . .	25
2.14. Dimensiones nanométricas de los pilares . . . . .	25
3.1. Armónicos de alto orden separados espacialmente . . . . .	29
3.2. Modelo de Corkum . . . . .	30
3.3. Condición de sincronismo en la fase: Phase Matching . . . . .	30
3.4. Esquema de niveles del esquema de recombinación en iones litio-ideos . . . . .	32
3.5. Esquema QSS . . . . .	33
3.6. Esquema TCE . . . . .	33
3.7. Abundancia de iones neonoides y niqueloides para un plasma de estaño en función de la temperatura . . . . .	34
3.8. Blanco utilizado en la demostración del láser colisional de Selenio neonideo . . . . .	35
3.9. Esquema de Grotian del selenio neonideo . . . . .	35
3.10. Esquema de Grotian de ion niquelode . . . . .	36
3.11. Estructura de un plasma creado por interacción de un láser con un blanco sólido	37
3.12. Amplificación del armónico 21 . . . . .	39
3.13. Amplificación del armónico 25 del láser infrarrojo . . . . .	39
4.1. Esquema del experimento . . . . .	41
4.2. Transiciones entre niveles del Kr 8+ . . . . .	43
4.3. Densidad electrónica a lo largo del canal . . . . .	43
4.4. Abundancia de iones a lo largo del canal . . . . .	43
4.5. Perfiles de intensidad y fase radiales del armónico amplificado al final del canal de plasma de 5 mm . . . . .	44

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

6.1. Inversión de población (gris) y haz a amplificar (falso color) cuando este todavía no ha adelantado al haz de bombeo. . . . .	50
6.2. Inversión de población (gris) y haz a amplificar (falso color) cuando este ha adelantado al haz de bombeo. . . . .	50
6.3. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m}$ . . . . .	50
6.4. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 40 \mu\text{m}$ . . . . .	51
6.5. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 42 \mu\text{m}$ . . . . .	51
6.6. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m} R_0 = 60\mu\text{m}$ . . . . .	52
6.7. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m} R_0 = 70\mu\text{m}$ . . . . .	52
6.8. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m} R_0 = 80\mu\text{m}$ . . . . .	53
6.9. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 42 \mu\text{m} R_0 = 60\mu\text{m}$ . . . . .	53
6.10. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 42 \mu\text{m} R_0 = 70\mu\text{m}$ . . . . .	54
6.11. Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 42 \mu\text{m} R_0 = 80\mu\text{m}$ . . . . .	54
6.12. Perfil de la fase con $\text{cenfac}=0$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	55
6.13. Perfil de intensidad con $\text{cenfac}=0$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	55
6.14. Perfil de la fase con $\text{cenfac}=0.15$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	55
6.15. Perfil de intensidad con $\text{cenfac}=0.15$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	55
6.16. Perfil de la fase con $\text{cenfac}=0.3$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	56
6.17. Perfil de intensidad con $\text{cenfac}=0.3$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	56
6.18. Perfil de la fase con $\text{cenfac}=0.45$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	56
6.19. Perfil de intensidad con $\text{cenfac}=0.45$ y $\text{z0fac}=0$ . . . . .	56
6.20. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.21. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.22. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.23. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.24. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.3$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.25. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.3$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	57
6.26. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.45$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	58
6.27. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.45$ y $\text{cenfac}=0$ . . . . .	58
6.28. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.075$ . . . . .	58
6.29. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.075$ . . . . .	58
6.30. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.15$ . . . . .	59
6.31. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.15$ . . . . .	59
6.32. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.225$ . . . . .	59
6.33. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.225$ . . . . .	59
6.34. Perfil de la fase con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.3$ . . . . .	59
6.35. Perfil de intensidad con $\text{z0fac}=0.15$ y $\text{cenfac}=0.3$ . . . . .	59

6.36. Comparación de nuestros resultados de intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m}$ $R_0 = 80 \mu\text{m}$ cefac=0 y z0fac=0.15 . . . . .	60
6.37. Comparación de nuestros resultados de intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para $R_c = 38 \mu\text{m}$ $R_0 = 80 \mu\text{m}$ cefac=0.075 y z0fac=0.15 . . . . .	60
6.38. Perfil de la fase tras distancia recorrida de 1 mm . . . . .	61
6.39. Perfil de la fase tras distancia recorrida de 2 mm . . . . .	61
6.40. Perfil de la fase tras distancia recorrida de 3 mm . . . . .	62
6.41. Perfil de la fase tras distancia recorrida de 4 mm . . . . .	62
6.42. Esquema 3D de la densidad electrónica a lo largo de los 5 mm de canal de plasma	63
6.43. Esquema 3D de la abundancia de Kr <sup>8+</sup> a lo largo de los 5 mm de canal de plasma	64
8.1. Diagrama de Gantt . . . . .	72

## **ÍNDICE DE FIGURAS**

---

# Índice de cuadros

2.1. Medios de ganancia para distintos láseres . . . . .	20
8.1. Coste de recursos humanos . . . . .	73
8.2. Coste de conexiones a la red y materiales . . . . .	74

## **ÍNDICE DE CUADROS**

---

# **Capítulo 1**

## **Introducción**

### **1.1. Antecedentes**

Este trabajo forma parte de la línea de investigación dirigida por el tutor D. Eduardo Oliva Gonzalo que trata de conocer en profundidad el comportamiento de los láseres de rayos X basados en plasmas. El estudio pretende entender las diferencias que se obtienen entre los resultados de los códigos de simulación de la amplificación y los resultados experimentales para su posible optimización.

Este trabajo continúa proyectos anteriores, como el del compañero Jorge Álvarez Rodríguez en cuyo TFG confirma la influencia de la velocidad de grupo sobre la amplificación de radiación UV en plasmas, o el TFM realizado por Antonio Luque que trata de estudiar las inhomogeneidades del amplificador debidas a la sobreionización de ciertas zonas.

### **1.2. Objetivos**

El objetivo principal es comprender la influencia de la densidad electrónica en los dos picos situados al principio y a la mitad del canal sobre el perfil de fase e intensidad y por ende, sobre la amplificación del haz en el plasma de kriptón. Se busca mediante el estudio del parámetro de densidad electrónica adecuarse con la mayor exactitud posible a los resultados experimentales de los perfiles del haz. Otras metas consisten en observar la variación del perfil de fase del haz amplificado al modificar el radio del canal de plasma.

## **1.2. OBJETIVOS**

---

# **Capítulo 2**

## **Luz Láser**

### **2.1. Introducción y propiedades**

La luz láser presenta unas propiedades únicas que la diferencian de cualquier otra fuente de luz convencional: coherencia, monocromaticidad, direccionalidad, y alta intensidad.

#### **Coherencia**

La coherencia es una de las propiedades de la luz láser. Surge de la física implicada en el proceso de amplificación en el láser, la emisión estimulada (más tarde se hablará en detalle de ella) y del uso, en ciertos láseres, de una cavidad resonante. Los fotones emitidos tienen una relación de fase definida permitiendo obtener luz coherente. Esta coherencia combina dos tipos: la temporal y la espacial. La temporal significa que existe constancia de fase entre dos instantes dados en el tiempo mientras que la espacial define la constancia de fase del haz entre dos puntos distintos a lo largo del frente de onda. Sin embargo, la luz láser no mantiene indefinidamente estas propiedades sino que después de un tiempo  $\tau_c$  y después de una distancia  $l_c$  pierde la coherencia. En relación con la coherencia temporal, el tiempo de coherencia define el tiempo durante el cual la luz láser mantendrá una relación de fase constante. Este se define como  $\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$  siendo  $\Delta\nu$  el ancho de la línea de emisión. El tiempo de coherencia implica forzosamente la existencia de una distancia de coherencia donde los fotones están correlacionados en términos de fase.

#### **Monocromaticidad**

La propiedad de tener un solo color, es decir, que la luz emitida es de una frecuencia única, esto es conocido como monocromaticidad. Sin embargo, en la práctica la luz láser no es perfectamente monocromática sino que emite en un ancho de línea  $\Delta\nu$ . La realidad no es tan ideal como parece, ya que no es posible emitir en una sola frecuencia sino que existe un ensanchamiento de la línea de emisión que recorre un rango de frecuencias más amplio. Este fenómeno de ancho de línea es intrínseco a cualquier sistema e implica cierta incertidumbre en el espectro de emisión.

#### **Direccionalidad**

La naturaleza fuertemente colimada de la luz láser implica que este tipo de luz presente una

divergencia muy pequeña. Esto es consecuencia directa del hecho de que los fotones amplificados son seleccionados mediante una cavidad resonante (formada por dos espejos enfrentados entre sí) o mediante un medio amplificador con una dirección privilegiada de amplificación (por ejemplo, un medio alargado), como es el caso de los plasmas.

### Alta intensidad

El elevado número de fotones resultante del proceso de amplificación, junto con la baja divergencia del haz y su buen frente de ondas permiten enfocar estos haces en áreas muy pequeñas, consiguiendo intensidades mucho mayores que con otras fuentes de luz. Por intensidad se considera la irradiancia, que es la energía emitida por unidad de tiempo y área.

$$\frac{E}{\Delta t \times A} = \frac{P}{A} \left( \frac{W}{m^2} \right) \quad (2.1)$$

La implicación de una alta irradiancia es la concentración de gran potencia en una región muy pequeña.

## 2.2. Principio físico de un láser

La palabra láser agrupa una gran información acerca de su funcionamiento al ser un acrónimo de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Como este acrónimo indica, el láser es un sistema amplificador de radiación mediante la emisión estimulada. En toda tecnología láser ha de existir el medio activo en el que se genera la inversión de población responsable de la posterior amplificación de la radiación.

Existe toda una variedad de láseres de diferentes energías, longitudes de onda, intensidad y propiedades ópticas [2]. Además, este apartado no solo se limita a las características del láser sino que existen gran cantidad de medios amplificadores según el tipo de láser. Pueden ser de estado sólido como el demostrado por Theodore Maiman en 1960 que utilizó un cristal de rubí para el primer láser, o incluso otros más actuales como Titanio-Zafiro (Ti:Sa); gaseosos como el láser de CO<sub>2</sub> o excímeros; plasmáticos (más tarde se abordará con más detalle este tipo de láseres); e incluso de electrones libres.

Fue Albert Einstein en 1916 quien describió la emisión estimulada, fenómeno físico responsable de la amplificación de la radiación [1]. Un fotón incidente estimula la emisión de otro fotón, resultando dos fotones idénticos. Explicó como interaccionan los materiales con la radiación a través de las emisiones y absorciones. Para simplificar el problema, supuso una cavidad cerrada a temperatura T en cuyo interior solo hay dos niveles energéticos posibles, k y n, y los fotones existentes en el interior están en equilibrio térmico. Si se mantiene en equilibrio, entonces el número de absorciones y emisiones por unidad de tiempo y para cada frecuencia deben ser iguales.

La probabilidad de ocupación de los niveles k y n se relacionan a través de la ley de Boltzmann:

$$\frac{P_k}{P_n} = \exp\left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_k}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Se distinguen tres procesos: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea. En el sistema de equilibrio la tasa de absorción y las tasas de emisión espontánea y estimulada, deben coincidir.

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{abs} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{esp} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_{estim} \quad (2.3)$$

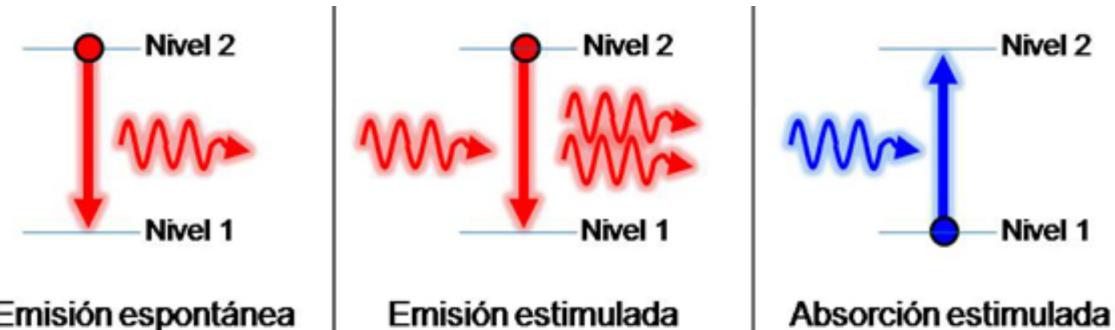


Figura 2.1: Procesos de interacción entre la radiación y la materia con dos niveles energéticos

El nivel superior  $n$  se ocupa mediante la absorción de fotones, cuya tasa es proporcional a la densidad de energía de los fotones  $N$  y a la probabilidad de que el átomo se encuentre en el nivel energético inferior  $k$ .

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{abs} = -B_{kn}NP_k \quad (2.4)$$

Resulta que la emisión estimulada es proporcional a  $N$  y, en este caso, a la probabilidad de encontrarse en el estado superior de energía.

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{estim} = B_{nk}NP_n \quad (2.5)$$

Para el caso de la tasa de emisión espontánea, esta depende en exclusiva de la probabilidad de ocupación energética del nivel superior y no a la densidad de energía de los fotones. El coeficiente de proporcionalidad  $A_{nk}$  es distinto que en los casos anteriores

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{esp} = A_{kn}P_n \quad (2.6)$$

A continuación, se deduce la relación entre los coeficientes fenomenológicos  $B$  y  $A$  que caracterizan las emisiones y absorciones en el medio.

A partir del balance de tasas se obtiene la densidad de energía de los fotones.

$$B_{kn}NP_n = A_{kn}P_n + B_{nk}NP_n \quad (2.7)$$

$$A_{kn} = N\left(B_{kn} \exp\left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_k}{kT}\right) - B_{nk}\right) \quad (2.8)$$

$$N = \frac{A_{kn}}{B_{kn} \exp\left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_k}{kT}\right) - B_{nk}} \quad (2.9)$$

El número de fotones dentro de la cavidad (es decir, en equilibrio termodinámico con una temperatura  $T$ ) viene dado por la ley de Planck:

$$N = \frac{2\hbar\omega^3}{\pi^2c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (2.10)$$

Al igualar las dos expresiones de densidad, se extrae la relación entre los coeficientes.

El coeficiente B de la emisión estimulada y la absorción deben ser idénticos  $B_{nk} = B_{kn}$ . Al ser iguales estos coeficientes, la única manera de aumentar la probabilidad de la emisión espontánea frente a la absorción es que la población del nivel superior sea mayor que la del nivel inferior. Es pues necesario crear una inversión de población mediante un método de bombeo.

La relación entre el coeficiente de emisión estimulada y el de emisión espontánea es proporcional al cubo de la longitud de onda de la radiación.

$$\frac{B_{kn}}{A_{nk}} = \frac{\pi^2 c^3}{2h\omega^3} = \frac{\lambda^3}{16\pi\hbar} \quad (2.11)$$

A partir de la ecuación anterior se deduce que, a medida que decrece la longitud de onda, menor es la relación existente entre el coeficiente de emisión estimulada y el de emisión espontánea. Esto quiere decir que, para longitudes de onda pequeñas, la emisión espontánea cobra relevancia dificultando conseguir la inversión de población. Es pues necesaria mucha más potencia de bombeo.

Para calcular el coeficiente  $B_{kn}$  se hace uso de un cálculo semicásico [3] dando lugar a la siguiente expresión.

$$B_{kn} = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \alpha |r_{kn}|^2 \quad (2.12)$$

A través de los coeficientes, se podrá averiguar como varía la intensidad de la radiación al atravesar un material y comprender el funcionamiento básico del láser.

Observando la ecuación que rige la variación de la intensidad respecto de la longitud recorrida por la radiación se deduce que la atenuación es proporcional a ella misma. El coeficiente de proporcionalidad se conoce como coeficiente de atenuación  $\alpha$  (también se le conoce por el nombre de coeficiente de ganancia, pero con signo contrario).

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I \quad (2.13)$$

Es sabido que la intensidad de la radiación obedece a la ley exponencial de atenuación, solución de la ecuación anterior.

$$I = I_o \exp(-\alpha x) \quad (2.14)$$

La intensidad también puede escribirse del siguiente modo siendo  $n$  el índice de refracción y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

$$I = N_\nu h\nu c / n \quad (2.15)$$

Ateniendo a la variación de los fotones en el campo de radiación  $N_\nu$ , mediante la emisión estimulada y absorción, se conoce el balance entre ambos fenómenos.

$$\dot{N}_\nu = (N_2 - N_1)\rho_\nu B_{21} \quad (2.16)$$

El cambio en la inversión de población  $N_2 - N_1$  está asociado a un cambio en la densidad de radiación a través de  $\rho_\nu$  (densidad de energía de radiación).

De esta manera, conociendo las definiciones de intensidad  $I$  y  $\dot{N}_\nu$ , se puede despejar el valor del coeficiente de atenuación al sustituir en la ecuación diferencial de la intensidad.

$$h = -\alpha = (N_2 - N_1) \frac{h\nu B_{21}}{c} \quad (2.17)$$

Para un mayor detalle, se tiene en cuenta la degeneración de los niveles, siendo la degeneración del nivel  $i$ ,  $g_i$ , y el ensanchamiento de la línea.

$$g(\nu) = \frac{\lambda^2 A_{21}}{8\pi} \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) S(\nu) \quad (2.18)$$

Se habla de coeficiente de ganancia  $g \equiv -\alpha$  para el mejor entendimiento de su significado.

Si el coeficiente de ganancia toma un valor positivo indica que la radiación sufre un aumento exponencial mientras que si es negativo será una atenuación exponencial. En base a la fórmula anterior, para alcanzar un resultado positivo,  $N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1$ . Esta condición trae como consecuencia que el nivel superior debe estar más poblado que el inferior. No obstante, es imposible que un sistema en equilibrio termodinámico cumpla dicha condición. Como consecuencia de esta imposibilidad, el sistema debe llevarse fuera del equilibrio termodinámico para alcanzar una mayor población del nivel superior respecto el inferior, o lo que es lo mismo, es necesario conseguir una inversión de población mediante un método de bombeo para que el medio amplifique la radiación.

Por todo ello, el efecto láser implica sacar al sistema del equilibrio termodinámico y crear una inversión de población en el medio de ganancia, poblando en mayor medida el nivel superior de tal manera que, finalmente, se consiga la amplificación de la radiación incidente sobre el medio material.

El medio activo en el que los átomos y moléculas del mismo pueden excitarse hasta producirse la inversión de población y emitir la radiación láser por emisión estimulada puede darse en una gran variedad de sistemas. A continuación, se muestran algunos de estos láseres basados en diferentes medios de ganancia y la longitud de onda del haz que se obtiene según el medio utilizado. En concreto, el centro de estudio de este trabajo son los láseres de rayos X basados en plasmas, en particular kriptón ocho veces ionizado.

Láser de estado sólido	Longitud de onda
Rubí	694 nm
Nd YAG	1.064 $\mu\text{m}$
Láser de estado gaseoso	Longitud de onda
Argón	488-515 nm
$\text{CO}_2$	9-11 $\mu\text{m}$
He-Ne	632,8 nm
Láser de semiconductor	Longitud de onda
Ga Al As	750-905 nm
Láser de excímero	Longitud de onda
Ar-Fluoruro	193 nm
Kr-Fluoruro	248 nm
Láser basado en plasmas	longitud de onda
$\text{Kr}^{8+}$	32,8nm

Cuadro 2.1: Medios de ganancia para distintos láseres

## 2.3. Aplicaciones

El láser es uno de los inventos más importantes del último siglo. Sus propiedades lo hacen un aparato útil que puede aplicarse en una gran variedad de áreas como la ciencia, la medicina, la industria e incluso en defensa [4]. Su versatilidad y utilidad obligan a prestar gran atención a esta tecnología que gracias a las investigaciones y desarrollos de los últimos tiempos se ha podido descubrir su gran abanico de posibilidades y beneficios que ofrece .

En el ámbito científico, el láser es un útil importante en la espectroscopía, área que trata sobre la interacción de la luz y la materia para obtener información sobre moléculas, estructuras, propiedades, etc... La óptica no lineal es un ejemplo de aplicación en esta área. La utilización del efecto Raman en espectroscopía también se beneficia del láser ya que usa la propiedad de monocromaticidad para estudiar la composición química de diferentes materiales. La super resolución espectroscópica puede ser alcanzada utilizando el láser. En microscopía, el láser también ha permitido avances cruciales. Tecnologías como la microscopía confocal, microscopía multifótonica, microscopía de alta resolución, microscopía STED, etc... comparten el el láser como elemento principal. En el terreno de la medicina, el láser se ha convertido en una herramienta más para operaciones como endoscopias, tratamiento de cataratas o tratamientos dermatológicos como laparoscopias e incluso son aplicables en terapias para eliminar células cancerosas. Estos tratamientos no invasivos son posibles gracias al láser. Si hablamos de la industria e ingeniería, la tecnología láser se ha asentado en procesos metalúrgicos de corte, soldadura, revestimiento, y mucho otros que ocurren a gran escala. Incluso en el comercio observamos láseres leyendo códigos de barras e informando acerca de los productos.

No hay duda que el láser comprende una enorme cantidad de funciones en un gran número de áreas desde la más cotidiana a la más tecnológica y por eso merece una atención especial para descubrir el potencial de esta tecnología.

El interés del láser y, en concreto para este trabajo, el láser basado en radiación X blanda, ha ido en aumento dada su gran utilidad en la investigación y desarrollo de diferentes ámbitos

científicos de la biología, la física, la química, como también de la medicina, e incluso en tecnología de fabricación como el microporcesado.

Un ejemplo concreto de láser de radiación X blanda que ha sido utilizado en diferentes áreas como la física atómica [7] y la biología [6], es el conocido como FLASH [5]. Este láser tiene como fuente los electrones libres, por lo que esta tecnología láser se la denomina como FEL (*Free Electron Laser*). Se caracteriza por tener unos pulsos ultracortos de decenas de femtosegundos, con un buen frente de onda para focalizar bien el haz, gran número de fotones por cada pulso ( $10^{12}$ ), y una energía relativamente alta (decenas de microJuliols).

Entre las aplicaciones de FLASH se encuentra la obtención de imágenes tridimensionales de moléculas con resolución de decenas de nanómetros mediante la difracción de pulsos ultra cortos. La técnica de obtención de imágenes de estructuras biológicas consiste en iluminar una muestra ya sea de proteínas, virus o células mediante un láser de rayos X basado en electrones libres y obtener el esquema de difracción antes de que la muestra se ionice rápidamente (del orden de femtosegundos) provocando la explosión Coulombiana que la destruye completamente. El láser FLASH es idóneo para esta aplicación, ya que un solo disparo de este láser contiene una cantidad de fotones suficientemente elevada para obtener un patrón de difracción de buena calidad.

La primera demostración de esta técnica vino de la mano de *Chapman et al* [8] que proyectaron un pulso de 25 fs,  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , 32 nm de longitud de onda y una densidad de fotones de  $10^{12}$  para obtener el esquema de difracción de estructuras nanométricas no periódicas.

La duración del pulso ultracorto de rayos X ha de ser menor que el tiempo que requiere la muestra en ionizarse y explotar debido a la repulsión Coulombiana. Así se obtiene el patrón de difracción de la muestra intacta, antes de que se convierta en un plasma.

Véase el ejemplo concreto de la iluminación de una enzima T4 lisozima (blanco H, gris C azul N, rojo O, amarillo S) y la importancia de la brevedad del pulso para llegar antes de que la muestra quede destruida. El la figura queda reflejada la duración ultracorta del pulso, necesaria para llegar a captar los átomos en sus posiciones intactas antes de que sufra la explosión y por ende, la destrucción de la enzima [6].

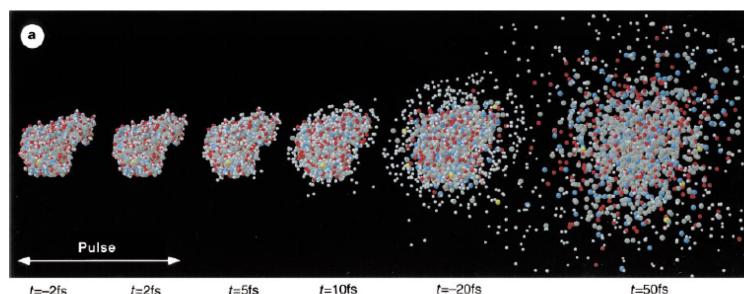


Figura 2.2: Evolución de la enzima T4 lisozima

El experimento consiste en una ventana que sujeta una membrana de 20 nm de anchura donde se encuentra la muestra. El haz proveniente desde la izquierda atraviesa la muestra escapando por un agujero en el espejo multicapa. Dicho espejo es el encargado de reflejar la radiación X difractada y así obtener la imagen del campo lejano en el detector. El esquema de difracción se proyecta sobre el detector.

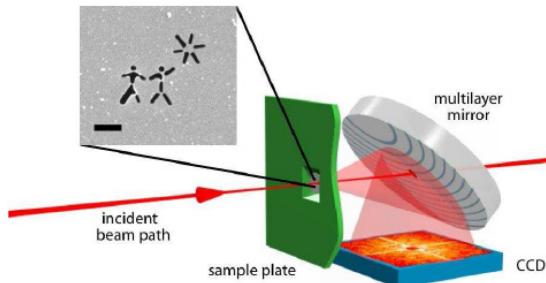


Figura 2.3: Esquema del experimento

El resultado sobre el detector es el patrón de difracción de la muestra intacta antes de ser destruida, observándose el moteado y dos líneas en forma de cruz. A partir de la reconstrucción del patrón de difracción, se obtiene la imagen de la configuración física de la muestra en estudio ya que el patrón de difracción es la transformada de Fourier de la onda que aparece en la muestra [9].

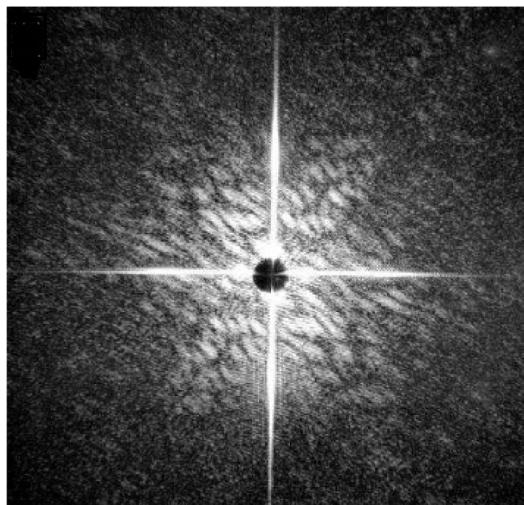


Figura 2.4: Patrón de difracción de la muestra

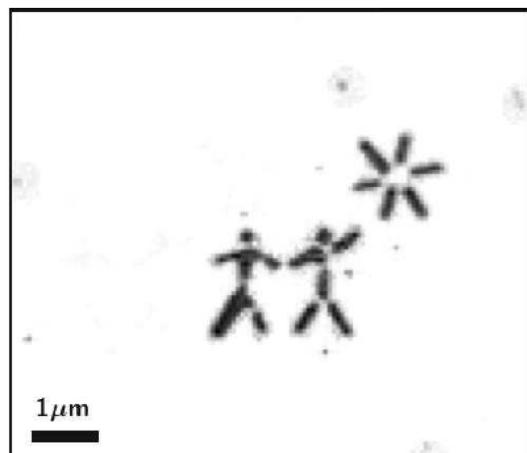


Figura 2.5: Imagen reconstruida de la muestra a partir del patrón de difracción

Otra manera de generar luz coherente, de importancia para la física atómica y de aplicación experimental en este campo, la conocida como generación de armónicos de alto orden. En concreto, sirve para la obtención de imágenes tomográficas de los orbitales más externos [10] o también conocido como HOMO (*Highest Occupied Molecular Orbitals*). Debido a que los orbitales más externos son los responsables de las propiedades químicas, resulta de gran interés conocer la estructura dimensional de estos orbitales. Primero, incide un haz láser de  $\lambda = 800$  nm cuya duración es de 30 fs sobre un chorro de nitrógeno gas. La ionización por efecto túnel que ocurre en la primera fase de la generación de armónicos, tiene lugar en el estado electrónico superior (por eso el nombre de HOMO). A partir del espectro de armónicos que se obtiene a

la salida, se puede reconstruir la forma del orbital apoyándose en transformadas de Fourier contenidas en el espectro. El resultado es la función de onda del orbital más externo de la molécula ensayada.

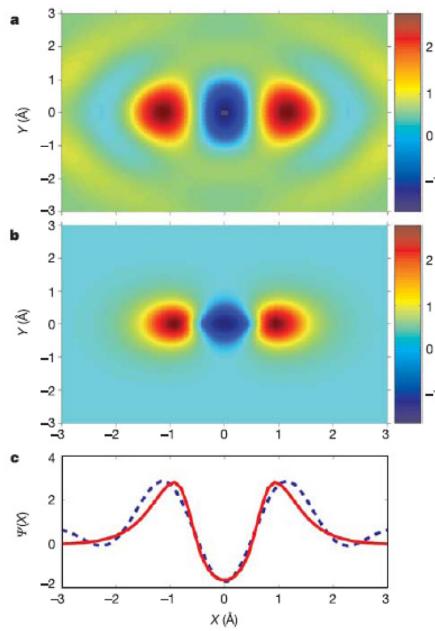


Figura 2.6: Reconstrucción de la función de onda de HOMO de la molécula de nitrógeno a partir del espectro de armónicos

También los láseres de rayos XUV coherentes han sido utilizados para la obtención de imágenes de nanoestructuras [11]. En particular, el láser de  $\lambda = 46,9\text{ nm}$  con fotones de energía  $h\nu = 26,4\text{ eV}$  utilizado para realizar imágenes de tubos nanométricos de 50 nm. Con un solo disparo de 1 ns se pueden obtener resultados con escalas de tiempo de nanosegundos. Este microscopio de XUV opera cercano al límite de difracción.

La imagen resultado de la técnica muestra una figura de nanotubos de 50 nm de diámetro.

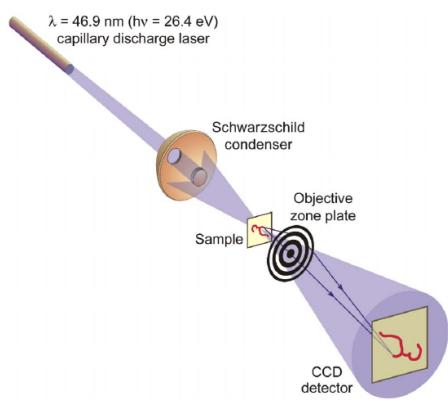


Figura 2.7: Esquema de la técnica de imágenes de nanotubos

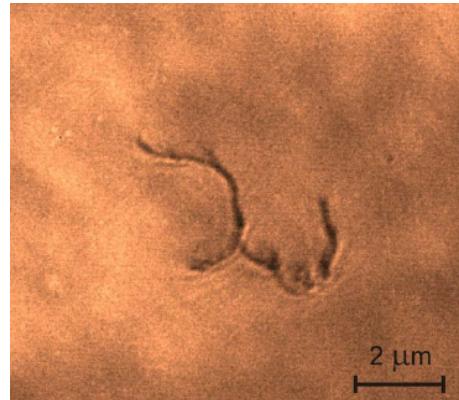


Figura 2.8: Imagen de nanotubos de 50 nm de diámetro

Otro aplicación de rayos XUV coherentes es la utilizada para imágenes 3D por espectroscopía de masas por ablación del láser con resolución submicroscópica. Esta técnica permite generar imágenes 3D de la composición molecular a escala nanométrica [12]. De este modo, se

## 2.3. APLICACIONES

pueden analizar superficies y determinar impurezas en dieléctricos, metales y semiconductores. Al enfocar el láser XUV de  $\lambda = 46,9$  nm sobre la superficie de estudio se consigue la ablación de la superficie y, posteriormente, se analizan los iones que han sido emitidos. Este láser es capaz de ionizar las moléculas con un solo fotón del haz y enfocarlo a menos de 100 nm lateralmente, con una profundidad de absorción menor a 20 nm y una fluencia controlada de  $\sim 0,5$  J/cm<sup>2</sup>

La construcción del experimento muestra el láser proyectado hacia la superficie que va a ser ablacionada para obtener, en este caso, la imagen 3D de la bacteria *Mycobacterium smegmatis*.

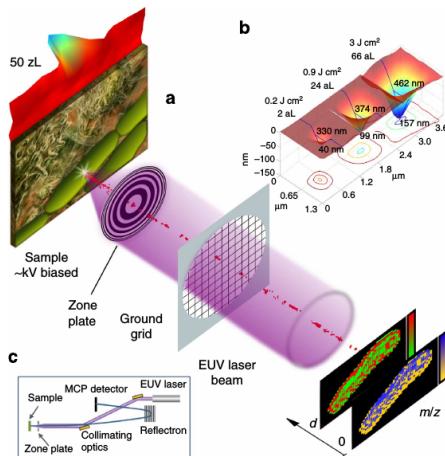


Figura 2.9: Disposición experimental

No solo es posible obtener imágenes estáticas sino que los láseres de rayos X blandos van más allá y son capaces de obtener imágenes dinámicas de materiales por microscopía rápida ( $<1 \mu\text{s}$ ) [13]. Dada una muestra nanométrica que está oscilando con resoluciones del desplazamiento de 30 nm, el láser dispara fotones de 26,4 eV de energía con retrasos secuenciales hasta que se haya barrido el periodo de oscilación de la muestra. Como resultado, se obtienen imágenes secuenciales de la muestra en diferentes momentos según el movimiento de la aguja nanométrica.

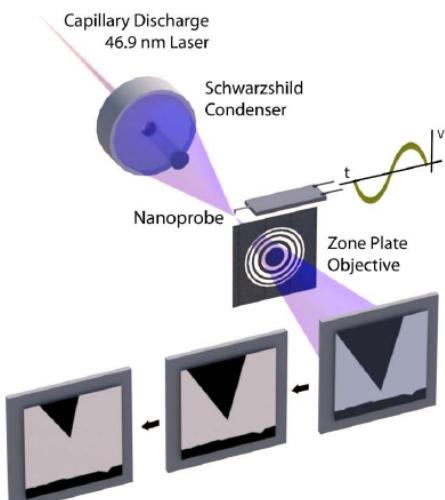


Figura 2.11: Disposición experimental

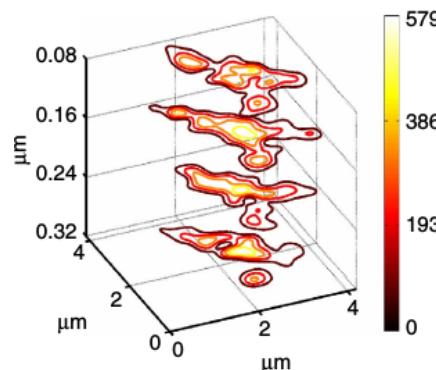


Figura 2.10: Imagen iónica 3D de la bacteria *Mycobacterium smegmatis*

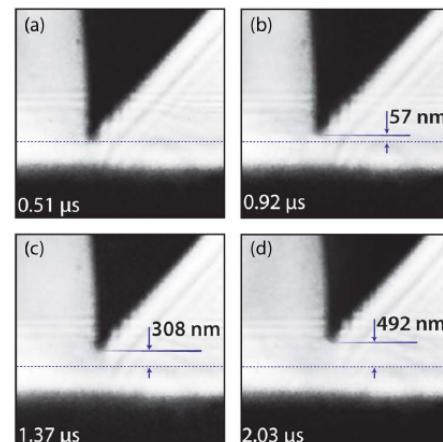


Figura 2.12: Imágenes secuenciales de la muestra

La impresión de estructuras sobre una superficie también puede llevarse a cabo con técnicas de láseres. De esta operación se encarga la litografía mediante interferencia que fabrica estructuras periódicas de nanopilares o nanoanillos metálicos o semiconductores [14]. Mediante un patrón de interferencia queda grabada la estructura con una resolución que llega a alcanzar la mitad de la longitud de onda de la radiación empleada. En esta aplicación cobra protagonismo el láser XUV ya que por sus propiedades es idóneo para la litografía nanométrica. Gracias a su corta longitud de onda (46,9 nm) es capaz de conseguir una resolución nanométrica, además su tasa de repetición (10 Hz) y su potencia media (0,1 mW) permiten que la fabricación de estas estructuras sea a niveles industriales.

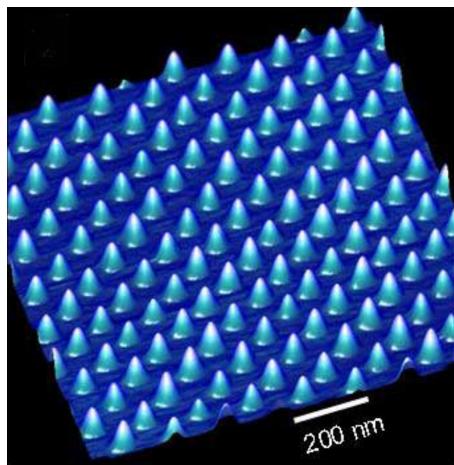


Figura 2.13: Estructuras de nanopilares

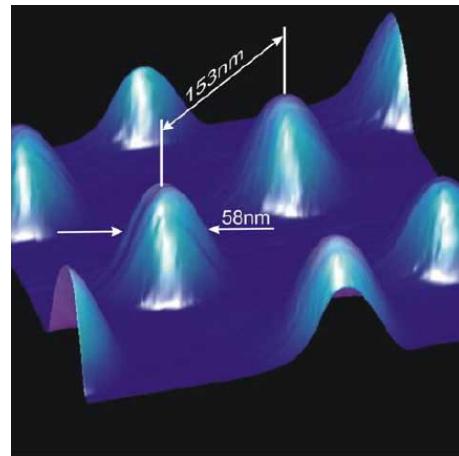


Figura 2.14: Dimensiones nanométricas de los pilares



# Capítulo 3

## Radiación X coherente

### 3.1. Características

La radiación XUV, ultravioleta extremo o rayos X blandos es aquella que presenta fotones con energías comprendidas en el rango entre 20 eV y 600 eV. Los fotones de los rayos X blandos tienen longitudes de absorción muy pequeñas debido a la alta interacción con la materia. La longitud de onda es muy corta entre 2 y 60 nm. Bajo incidencia normal, casi no existe reflexión para los rayos X blandos. La duración de los pulsos en este rango de frecuencias va desde decenas de attosegundos (armónicos de alto orden) a pulsos de nanosegundos. El láser de rayos X estudiado en este trabajo es el láser basado en plasmas que ha demostrado los pulsos más cortos: centenas de femtosegundos. Para la obtención de láseres en este rango espectral se necesita llevar al sistema fuera del equilibrio local con una fuerte inversión de población lo cual conlleva grandes potencias de bombeo.

Existen varias formas para la obtención de radiación en la franja de rayos X blandos: Láseres de Electrones Libres, Armónicos de Alto Orden y Láseres basados en plasmas. Esta sección hace un recorrido por los diferentes métodos y la física implicada en cada uno de ellos.

### 3.2. Fuentes de radiación X coherente

#### 3.2.1. Láser de Electrones Libres

El láser de electrones libres o FEL (*Free Electron Laser*) fue propuesto por John Madey y el primer prototipo apareció en el año 1976 en Standford. La gran importancia de este láser reside en la cantidad de aplicaciones en el terreno de la investigación de campos como la física, química la medicina o la biología (anteriormente citada en la aplicación del láser FLASH), incluso para el desarrollo de nuevos materiales.

Destacan por ser láseres operables a diferentes longitudes de onda y obtener resultados realmente interesantes en las regiones más extremas del espectro como los rayos XUV. El gran inconveniente que entraña este tipo de láseres es que sus instalaciones son muy grandes y costosas, por lo que su accesibilidad se ve reducida a escasos centros alrededor del mundo.

En estos dispositivos, las transiciones que dan lugar a la amplificación se producen entre dos niveles del continuo. Por tanto, estos láseres no se basan en transiciones discretas sino en

transiciones libre-libre, implicando una gran ventaja frente al resto de láseres ya que es más fácil controlar la longitud de onda del haz resultante. La emisión de esta radiación, también llamada radiación de sincrotrón, se fundamenta en un resultado de la electrodinámica: la emisión de radiación mediante la aceleración de partículas cargadas (en el caso de FEL, electrones). A medida que la velocidad de los electrones crece hasta alcanzar una velocidad cercana a la de la luz, las líneas de campo electromagnético se comprimen formando una especie de cono perpendicular a la dirección del electrón. Al variar la trayectoria que siguen los electrones, el campo electromagnético también cambia de dirección. Para conseguir dicha aceleración, un haz de electrones es introducido en una zona con campo magnético y la trayectoria se ve modificada por acción de dicho campo. La configuración magnética recibe el nombre de ondulador ya que fuerza a los electrones a seguir una trayectoria sinusoidal. El seguimiento de la trayectoria por parte del haz de electrones resulta en la emisión de una onda plana monocromática que constituye la radiación de sincrotón. La intensidad de la onda es amplificada exponencialmente a lo largo del ondulador hasta llegar al límite de saturación. La amplificación experimentada por parte de la onda se debe al intercambio energético con las partículas cargadas.

El campo que actúa como acelerador de las partículas cargadas es de la forma:

$$B = B(\cos \frac{2\pi z}{\lambda_w} i + \sin \frac{2\pi z}{\lambda_w} j) \quad (3.1)$$

y el vector velocidad del haz de electrones  $v = v_x i + v_y j + v_z k$  con la componente en el eje z:  $v_z \approx c$ . Este haz de electrones se mueve en dirección del eje z con velocidad cercana a la de la luz.

En la interacción entre el campo magnético y los electrones libres, no se realiza trabajo ya que la fuerza de Lorentz se define como:  $F = ev \times B$  y como resulta perpendicular al vector velocidad, no se ejerce ningún trabajo sobre el haz. Lo único que modifica el campo magnético es la trayectoria que recorren los electrones haciendo que varíe de forma oscilante transversalmente a la dirección z.

A partir de la ecuación de la fuerza de Lorentz, se obtienen las componentes de la velocidad.

$$v_x = \frac{Kc}{\gamma} \cos \frac{2\pi z}{\lambda_w} \quad (3.2)$$

$$v_y = \frac{Kc}{\gamma} \cos \frac{2\pi z}{\lambda_w} \quad (3.3)$$

$$v_z = c \left( 1 - \frac{1 + K^2}{\gamma^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx c \left( 1 - \frac{1 + K^2}{2\gamma^2} \right) \quad (3.4)$$

El parámetro del oscilador es  $K = \frac{eB\lambda_w}{2\pi m_o c}$  y  $\gamma$  el parámetro relativista.

El campo de la onda electromagnética plana originada por el oscilador es:

$$E = E_o \left\{ \sin \left( \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t + \phi_o \right) i + \cos \left( \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t + \phi_o \right) j \right\} \quad (3.5)$$

Conocido el campo eléctrico de la onda y la velocidad de movimiento de los electrones, la potencia intercambiada entre ambos resulta:

$$W = eEv = \frac{eE_o K c}{\gamma} \sin \phi \quad (3.6)$$

Dadas las consideraciones relativistas, la potencia intercambiada es:  $W = \gamma m_o c^2$  siendo  $\gamma = \frac{eE_o K}{\gamma m_o c} \sin \phi$

Una ventaja del FEL frente al resto de láseres es la posibilidad de modificar la longitud de onda de salida fácilmente mediante dos parámetros: la energía de resonancia de los electrones y la intensidad del campo magnético.

### 3.2.2. Armónicos de Alto Orden

El efecto conocido como HHG (*High Harmonic Generation*) es un proceso que permite generar radiación a otras frecuencias a partir de un haz de radiación de una frecuencia menor. Un pulso de frecuencia determinada se inyecta en un material dando lugar a nuevas frecuencias que son armónicos impares del pulso inicial (sea el pulso inicial de frecuencia  $\omega$ , se emiten frecuencias  $3\omega$ ,  $5\omega$ , etc.). Se trata pues de un proceso de conversión de frecuencias. El haz incidente debe estar linealmente polarizado y poseer intensidad suficiente para que los átomos del material objetivo emitan de manera no lineal emitendo armónicos de alto orden.

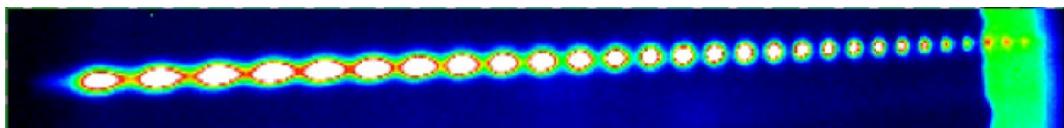


Figura 3.1: Armónicos de alto orden separados espacialmente

Es preciso mencionar el gran interés de esta fuente para emitir pulsos ultracortos de duración del orden de femtosegundos e incluso de attosegundos. Además, se caracterizan por crear un buen frente de onda y la capacidad de sintonizar la frecuencia. Otra gran ventaja a nivel de investigación es la mayor accesibilidad a este tipo de tecnología ya que no requiere complejas y grandes instalaciones como sí ocurre con los láseres de electrones libres. Los recursos necesarios para trabajar con HHG están al alcance de un mayor número de laboratorios incrementando así el número de experimentos realizados.

Para explicar como se generan los armónicos de alto orden debemos basarnos en el modelo semicásico de Corkum [15] que divide el proceso en tres partes. En primer lugar, se produce la ionización por efecto túnel: el haz de radiación linealmente polarizada incide sobre el sistema activo, concretamente un gas, y el campo electromagnético del láser distorsiona el potencial coulombiano que ve el electrón y por efecto túnel escapa, resultando en la ionización del átomo. En una segunda etapa se da la aceleración del electrón: el electrón se acelera en el campo eléctrico del láser ganando energía cinética. Para simplificar, se considera únicamente el campo eléctrico del láser despreciando el del ión y el campo magnético del láser. Finalmente, en la tercera etapa tiene lugar la emisión de radiación de armónicos de alto orden: debido a las oscilaciones del campo del haz, el electrón es forzado a volver para recombinarse con el ion y es el exceso de energía cinética ganada en la aceleración la que se libera en forma de fotón altamente energético en la recombinación entre electrón e ion.

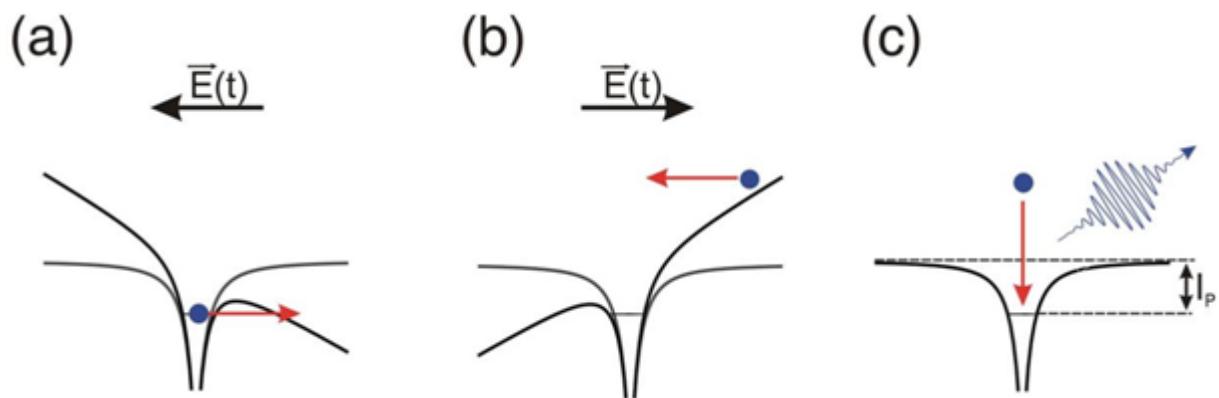


Figura 3.2: Modelo de Corkum

Si extrapolamos el proceso de generación de armónicos a nivel de un gas con una gran cantidad de átomos, el láser ilumina el medio gaseoso y puede interactuar con muchos potenciales emisores de armónicos. Para poder obtener un haz de armónicos intenso es preciso que los emisores estén en sintonía de fase entre ellos. Esta condición se denomina "*phase matching*" [16] y se da cuando el láser inicial y los rayos X generados viajan a la misma velocidad de fase en el medio no lineal.

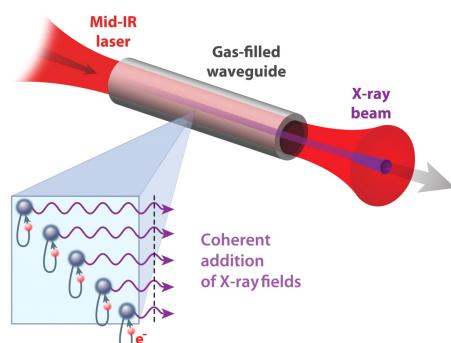


Figura 3.3: Condición de sincronismo en la fase: phase matching

### 3.2.3. Láseres basados en plasmas

Los átomos varias veces ionizados o también conocidos como iones multicargados pueden ser fuente de radiación XUV coherente. Las transiciones que dan lugar a la emisión de dicha radiación se producen entre los niveles ópticos que son niveles vacíos por encima del nivel fundamental. Es necesario extraer los electrones más externos del átomo para que los niveles ópticos queden desplazados al rango del espectro ultravioleta extremo. El medio amplificador, en este caso, es una mezcla de iones multicargados y electrones libres, lo que se conoce como plasma. Al ionizar un átomo, los electrones quedan más ligados al núcleo por exceso de carga positiva, ya que el apantallamiento es menor y el núcleo los atrae con mayor intensidad. A través de la ecuación  $E = R_y \frac{Z_{eff}^2}{n^2}$ , que da la energía de los niveles atómicos de un ión hidrogenoide, se observa que la energía crece con el cuadrado de la carga nuclear efectiva. Así pues, cuanto más ligados se encuentren los electrones, o lo que es lo mismo, cuanto más ionizado esté el átomo, mayor será la energía de radiación emitida. Por ejemplo, el espectro atómico del molibdeno neutro comprende energías del orden de eV, mientras que el molibdeno ionizado con una configuración propia del níquel, posee transiciones energéticas que se desplazan al rango

de decenas de electronvoltios.

Esta fuente de radiación basada en plasmas proporciona una amplia gama de radiación desde el visible hasta los rayos X con gran variedad de aplicaciones como la espectroscopia o la litografía.

A continuación, explicaremos brevemente en que consiste cada esquema responsable de crear la inversión de población y en consecuencia, la amplificación del haz.

## **Esquemas de bombeo en láseres XUV basados en plasmas**

### **Esquemas de recombinación**

El esquema consiste en crear un plasma mediante un láser intenso. El láser incidente responsable del bombeo se inyecta en el blanco y los electrones se calientan absorbiendo la energía del láser. El calentamiento se genera mediante Bremsstrahlung inverso, un proceso consistente en la absorción de un fotón por parte de un electrón en presencia de un ión. Una vez que los electrones hayan sido calentados, estos son acelerados al absorber energía, y colisionan con los iones de manera que continúa la ionización y creación del plasma. En una segunda etapa, la expansión del plasma y las pérdidas radiativas contribuyen al enfriamiento del mismo y, por medio de la recombinación de tres cuerpos o recombinación dieléctrica, el electrón libre junto con su energía es capturado por el ión de tal forma que otro electrón del ion queda excitado resultando en dos electrones excitados. Es así como se consigue invertir la población entre los niveles ópticos de los iones del plasma. Por tanto, la técnica de recombinación se basa en el enfriamiento rápido de un plasma denso para invertir la población entre los niveles de los iones.

Las características del haz dependen en gran medida del tipo de ión utilizado ya sea hidrogenoide [17], litiumoide [18] o sodiumoide [19]. Veamos rápidamente en que se diferencian y sus propiedades características: Los iones hidrogenoides son aquellos que presentan la misma configuración electrónica que el hidrógeno. Dada la sencillez de su sistema atómico, son conocidos parámetros interesantes como las tasas de transición, niveles de energía, etc... La creación de la inversión de población se da mediante la recombinación dielectrónica ocupando los niveles cercanos al continuo (banda térmica) Las transiciones se producen en la línea de Balmer  $\alpha$  entre los niveles 3 y 2 dado que la recombinación tiende a poblar el nivel 3, dejando el nivel 2 rápidamente vacío debido a sus altas tasas de decaimiento radiativo. En 1985 fue Suckewer y su equipo [17] quienes demostraron un láser de recombinación basado en el carbono hidrogenoide. Se utilizó un pulso de 75 ns y 300 J de un láser de  $CO_2$  en un blanco de carbono sólido. El plasma fue confinado mediante un campo magnético de 9 T. Como resultado, se consiguió una relación de 100:1 entre la emisión estimulada y la espontánea en la línea de  $\lambda = 18,2$  nm de carbono hidrogenoide.

Los iones litiumoides presentan 3 electrones y, al igual que en los iones hidrogenoides, la recombinación dielectrónica estimula la ocupación de la banda térmica y las transiciones entre los niveles de iones litiumoides se dan entre los niveles 3-4 y 3-5.

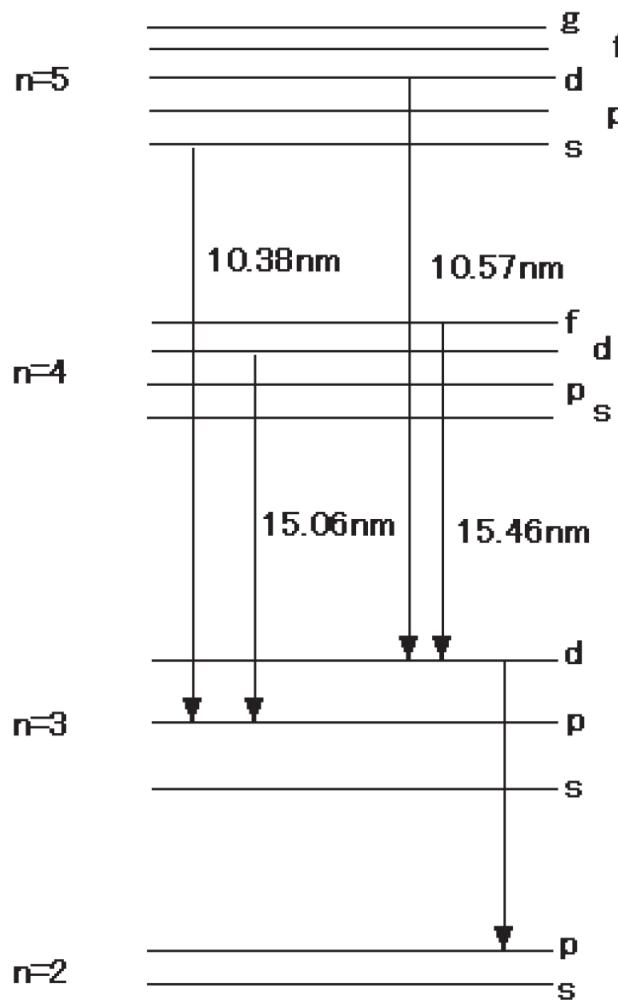


Figura 3.4: Esquema de niveles del esquema de recombinación en iones litiumoides

En los iones sodiumoides [19] con 11 electrones ha habido buenos resultados, como en el cobre, en el que se midió un coeficiente de ganancia de  $8,8 \pm 1,4 \text{ cm}^{-1}$  en la transición 5g-4f de  $\lambda = 11,1 \text{ nm}$  al inyectar pulsos láser de Neodimio-cristal.

Entre las ventajas del esquema de recombinación está que se puede alcanzar longitudes de onda cortas, de pocos nanómetros. Sin embargo, se requiere mucha energía para ionizar el plasma y luego hay que enfriarlo muy rápidamente, lo cual resulta realmente complicado.

### Excitación colisional

En el esquema de excitación colisional los electrones libres generan la inversión de población al excitar colisionalmente los iones multicargados. A raíz de las colisiones de los electrones libres con los electrones ligados al ión, estos últimos se ven excitados del nivel fundamental a un nivel superior excitado. La inversión de población se consigue cuando alguno de estos niveles excitados tiene transiciones prohibidas al nivel fundamental. Es lógico pensar que, a mayor número de colisiones que permitan la excitación del ión, será mayor la inversión de población creada. Por tanto, este esquema requiere plasmas densos y calientes ya que la tasa de excitación colisional aumenta con la densidad electrónica y la temperatura.

Existen dos procesos basados en la excitación colisional: QSS (*Quasy-Steady State*) y TCE (*Transient Collisional Excitation* [21]). La diferencia fundamental es que en el primer esquema la ionización del blanco y el calentamiento de los electrones es un proceso simultáneo realizado con único pulso principal, mientras que en el TCE ambas etapas están claramente desacopladas ya que se utilizan dos pulsos distintos, el primero para ionizar y el segundo para transmitir la energía a los electrones. En ambos, una vez creado el plasma, el bombeo se consigue mediante la excitación colisional producida por los electrones libres del plasma que han absorbido la energía del pulso principal (esquema QSS) o del segundo pulso de mayor intensidad (esquema TCE).

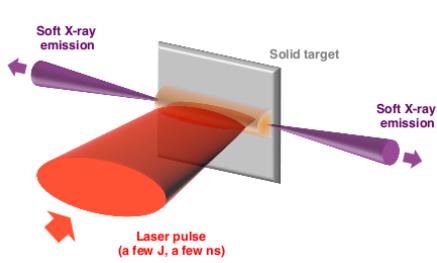


Figura 3.5: Esquema QSS

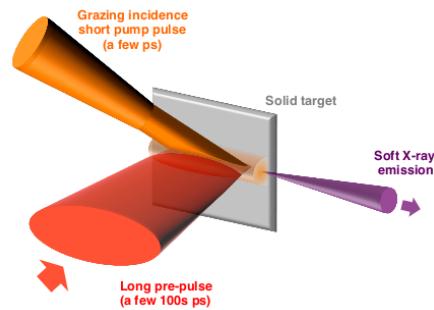


Figura 3.6: Esquema TCE

Entrando en mayor detalle, el proceso del esquema QSS consiste en focalizar un láser infrarrojo sobre un blanco sólido, gracias al cual se consigue ionizar el elemento en el que se producirá la inversión de población y calentar los electrones que, por excitación colisional, crearán dicha inversión. El haz láser posee una energía de varios cientos de julios y de duración del orden de nanosegundos. Se llama proceso cuasi-estacionario porque el plasma creado no varía sus propiedades durante centenas de picosegundos.

Por otro lado, en el otro esquema TCE [21], un primer pulso láser de duración del orden de nanosegundos crea el plasma y los iones. Posteriormente, un segundo pulso (figura 2.5 color anaranjado) de ultra corta duración, del orden de picosegundos ( $0,5 \text{ ps} \leq \tau \leq 10 \text{ ps}$ ) interacciona con el plasma de iones neonoides o niqueloides. Los electrones libres del plasma se calientan por la absorción de la energía del pulso ultra corto y proceden a colisionar con los iones excitándolos a niveles superiores (excitación colisional). El hecho de desacoplar los procesos de ionización y el de calentamiento de los electrones libres permite una optimización más sencilla del proceso y además, los láseres utilizados en TCE no son tan energéticos como los necesarios para el esquema QSS. El pulso de calentamiento debe ser de ultra corta duración ya que, para poderse dar el bombeo entre los niveles del ion, es fundamental que el tiempo de calentamiento de los electrones sea inferior al tiempo de ionización del plasma. De lo contrario, el grado de ionización aumentará debido a la absorción de la energía del pulso ultracorto y los iones desaparecerán.

Comparando los dos esquemas anteriores, el TCE presenta ciertas ventajas frente al QSS: como ya se ha mencionado, la ionización y el calentamiento son dos procesos desacoplados, por lo que no es necesario que el láser sea tan energético. Además, es posible controlar el retardo entre el primer pulso láser y el láser de calentamiento permitiendo variar convenientemente parámetros como la densidad de los iones y los gradientes de densidad; la inversión de población puede crearse en zonas de densidad electrónica arbitraria.

En estos esquemas es interesante generar iones en el plasma que sean estables y abundantes dadas las necesidades que presenta la excitación colisional de plasmas densos y calientes, y esta característica se da en aquellos iones con las capas electrónicas completas. Por ejemplo, un ión como el  $\text{Kr}^{7+}$  con una capa incompleta es más fácilmente ionizable que otro como el  $\text{Kr}^{8+}$  cuya capa está completa. Por tanto, los iones que tienen la última capa completa son más estables y podemos utilizarlos para crear en ellos la inversión de población, ya que las colisiones de los electrones los excitarán pero no los ionizarán fácilmente. Estos iones son los neonoides, niqueloides y paladiumoides.

Como se puede ver en la figura que representa la abundancia de diferentes tipos de iones frente a la temperatura [20], se observa una clara estabilidad y abundancia de los iones niqueloides y neonoides debido a su configuración electrónica completa.

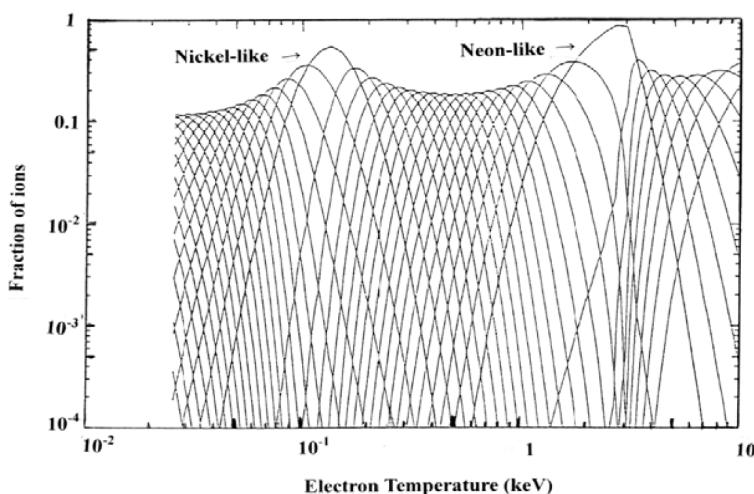


Figura 3.7: Abundancia de iones neonoides y niqueloides para un plasma de estaño en función de la temperatura

Con respecto a iones neonoides, cabe mencionar que el primer láser XUV colisional se demostró con iones de selenio neonideo en 1985 al iluminar una lámina de selenio en la instalación láser Novette del LLNL [22] [23].

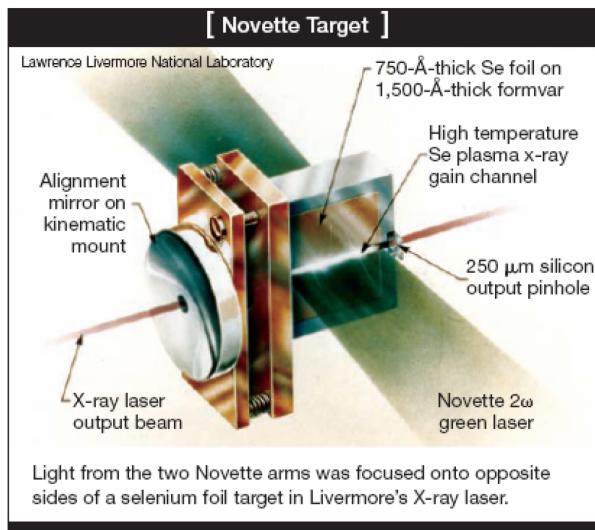


Figura 3.8: Blanco utilizado en la demostración del láser colisional de Selenio neonido

Véase el esquema de Grotrian del selenio neonido con las tasas de excitación colisional y de emisión espontánea.

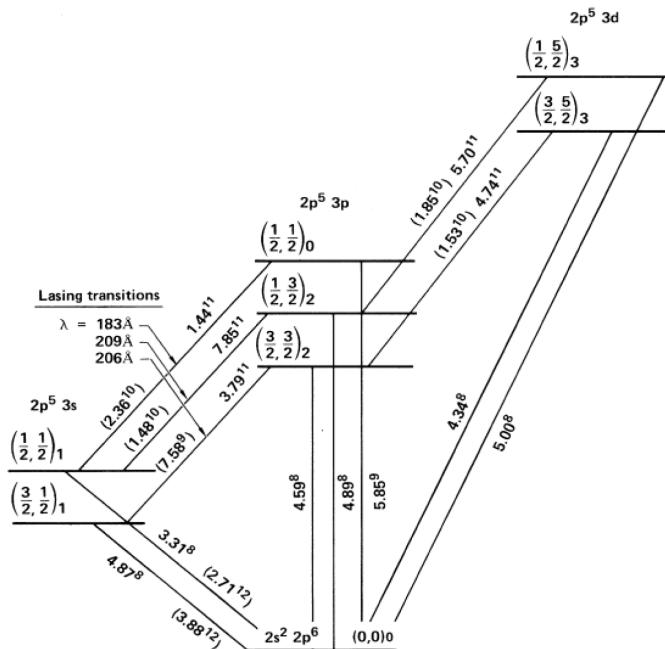


Figura 3.9: Esquema de Grotrian del selenio neonido

En cuanto a iones niqueloides, se ha obtenido radiación XUV coherente a partir de una gran variedad de iones como plata, telurio, lantano, cerio, praseodimio y neodimio [24].

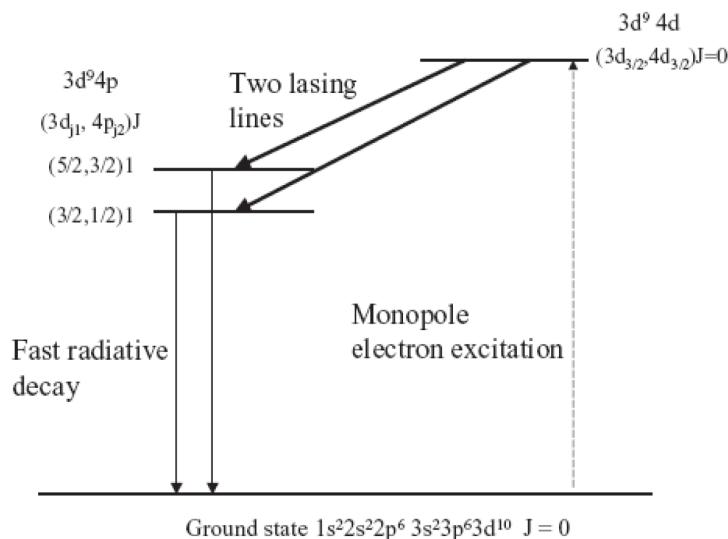


Figura 3.10: Esquema de Grotian de ion niqueloide

### Creación del plasma

Según el tipo de blanco a utilizar como medio de ganancia, ya sea sólido o gaseoso, existen varias formas de crear el medio plasmático.

En esta sección tratamos los diferentes métodos de creación de plasmas y sus ventajas e inconvenientes entre ellos.

#### Optical Field Ionization (OFI)

El método OFI ha servido como herramienta para la creación del plasma de kriptón el cual conforma el medio amplificador del láser de rayos X coherente abordado en el trabajo. Por ello, es de vital importancia para el buen entendimiento del experimento que más adelante se explica.

Al interaccionar un haz láser intenso polarizado circularmente con los átomos de un gas, el campo electromagnético del láser permite a los electrones del átomo superar la barrera de potencial y escapar por efecto túnel, de forma que los átomos del gas quedan ionizados. Para evitar la posterior recombinación de los electrones extraídos, es indispensable que el haz incidente esté polarizado no linealmente, siendo lo ideal usar polarización circular. De esta manera, los electrones acelerados en la región del campo, poseen una velocidad de deriva que evita la colisión con el ión quedando el átomo ionizado.

Sea el campo eléctrico del haz intenso:

$$E(t) = E \cos(\omega t) e_x + \alpha \sin(\omega t) e_y \quad (3.7)$$

Para mantener la separación entre iones y electrones, el parámetro  $\alpha$  debe ser distinto de cero. Para el caso de  $\alpha = 1$  resulta en un haz polarizado circularmente y el efecto de separación es máximo.

El problema de este mecanismo radica en que el plasma se crea a partir de un gas por lo que debido a su baja densidad no permite el almacenamiento de altas energías.

## Descarga eléctrica

A través de un tubo capilar de polietileno de 2 cm de longitud y 100  $\mu\text{m}$  de diámetro, pasa una corriente eléctrica en el vacío para arrancar átomos de la pared capilar calentarlos e ionizarlos con el resultado de la creación del plasma. Posteriormente, el enfriamiento del plasma produce la inversión de población mediante la recombinación dielectrónica [27].

Este método de creación presenta ciertas ventajas, como la mayor tasa de repetición y una mayor coherencia del haz resultante. Sin embargo, crear plasmas mediante corriente eléctrica implica una menor energía del plasma, comparado con los creados por medio de láseres. Otra desventaja reside en la difícil tarea de reducir la longitud de onda de la radiación.

## Plasmas basados en blancos sólidos

Al interaccionar un láser intenso sobre un blanco sólido, se produce la ablación de la superficie formando un plasma que comienza a expandirse hacia el exterior mientras que, por conservación de la cantidad de movimiento, el material del blanco sufre una compresión debido a la onda de choque que se propaga hacia el interior del blanco. Esta zona se conoce como la zona comprimida. Los electrones extraídos de los átomos de la red son calentados por el haz láser y al mismo tiempo colisionan con más átomos ionizándolos y continuando el proceso de creación del plasma cada vez más denso.

En el plasma creado se diferencian varias zonas en su estructura: zona sub-crítica, crítica, de conducción y comprimida.

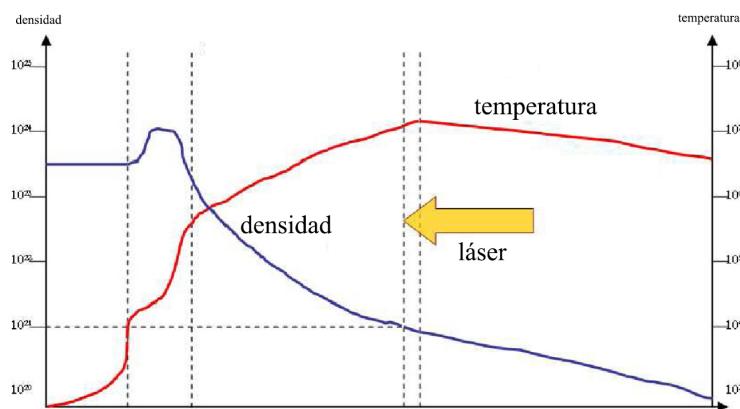


Figura 3.11: Estructura de un plasma creado por interacción de un láser con un blanco sólido

Un parámetro importante en el plasma es la densidad electrónica  $n_e$  que es el único parámetro que puede variar la frecuencia del plasma [28], definida como:

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \quad (3.8)$$

Existe un valor de densidad para el que la frecuencia del plasma es igual a la frecuencia del láser. Este valor se conoce como densidad crítica:

$$n_c = \frac{\omega^2 \varepsilon_0 m_e}{e^2} \quad (3.9)$$

Si la densidad electrónica es igual o mayor que la densidad crítica ( $n_e \geq n_c$ ), entonces el haz láser no puede propagarse ya que sufre reflexión. Sin embargo, si sucede al contrario, es decir,  $n_e < n_c$ , el haz es capaz de propagarse por el medio.

Según el valor de la densidad electrónica respecto a la densidad crítica, distinguimos dos zonas: la zona sub-crítica y la zona de conducción. La zona sub-crítica ( $n_e < n_c$ ) es donde el plasma sufre la expansión hidrodinámica cuya extensión depende del tiempo de evolución del plasma. Esta región se caracteriza por tener bajas densidades y altas temperaturas. El proceso principal que tiene lugar en dicha región es la absorción de la energía del láser mediante el mecanismo llamado Bremsstrahlung inverso. Los electrones libres pueden absorber un fotón del haz láser en presencia de un ión, ganando así energía y pasando a un estado energético mayor. Esta zona es de gran importancia porque es donde ocurre la amplificación.

Si  $n_e > n_c$  entonces es la parte del plasma denominada como zona de conducción. Como la densidad electrónica es mayor que la crítica, el haz láser no se propaga y sufre reflexión. El principal proceso en esta zona es el transporte de energía hacia la parte interna y más densa del plasma. Los mecanismos encargados de la conducción energética son principalmente dos: conducción electrónica y el transporte de radiación. La predominancia de uno u otro depende de factores como la temperatura y el número atómico  $Z$ .

Para materiales que presentan un número atómico bajo, la conducción electrónica domina el transporte de la energía.

$$Q = -\kappa(T_e)\nabla T_e \quad (3.10)$$

En cambio, si el material es de numero atómico alto, también se puede transferir energía entre la zona de conducción y la zona sub-crítica por transporte de radiación.

Utilizar un blanco sólido para generar el plasma presenta ciertas diferencias ventajosas frente a los creados a partir de gases (OFI). En primer lugar, es lógico pensar que al ser un sólido el plasma será más denso permitiendo almacenar más energía en el plasma y, en consecuencia, extraer un haz resultante más energético. No obstante, la mayor densidad del plasma entraña ciertas dificultades ya que se crean grandes gradientes de densidad tendiendo a reflectar el haz de radiación amplificada.

#### Inyección de armónicos de alto orden

Como semilla para iniciar el proceso de emisión estimulada se pueden usar fotones provenientes de la emisión espontánea. Sin embargo, al ser este un proceso estocástico, el haz resultante será parcialmente coherente espacialmente. Una manera de evitar este inconveniente consiste en inyectar una semilla con buenas propiedades ópticas para ser amplificada, de forma que el resultado sea un haz coherente. En este caso, la amplificación no depende de fotones con origen completamente aleatorio sino que a la salida se obtiene un haz que mantiene la coherencia espacial.

En la línea de desarrollo de los láseres de rayos X, se intentó experimentar con esta idea en 1995 de la mano de Ditmire *et al* en cuyo experimento inyectaron el armónico 21 de un láser de neodimio de frecuencia doblada en un amplificador de galio neonido [25]. Se obtuvo una ganancia de aproximadamente  $g \approx 3 \text{ cm}^{-1}$  en el armónico 21, sin embargo, debido a problemas de acoplamiento espacial y espectral así como a la refracción del haz, la amplificación no

resultó muy pronunciada.

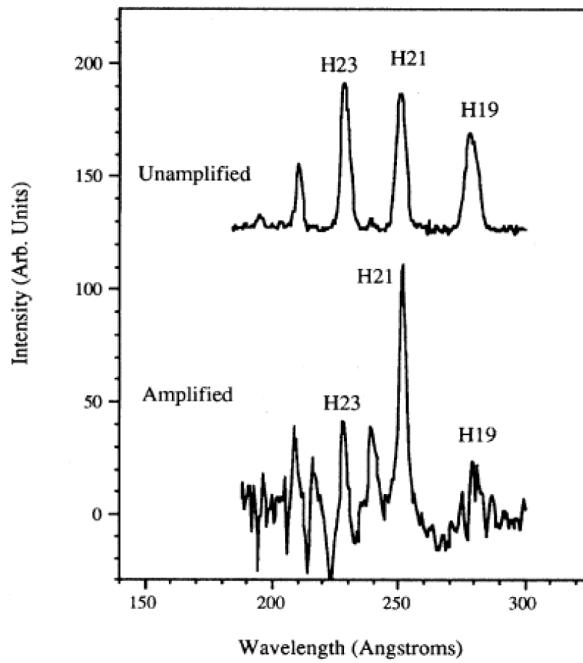


Figura 3.12: Amplificación del armónico 21

En el desarrollo de este campo, en 2004 el equipo P. Zeitoun *et al* [26] consiguieron amplificar el armónico 25 del láser infrarrojo al atravesar un plasma de kriptón niqueloide. Entre las mejoras de esta demostración cabe señalar que al utilizar un blanco gaseoso la refracción del haz a amplificar se redujo considerablemente.

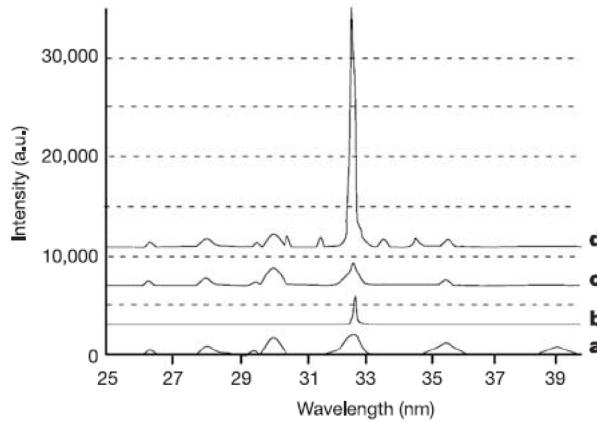


Figura 3.13: Amplificación del armónico 25 del láser infrarrojo



# Capítulo 4

## Desarrollo del experimento

El objetivo de este trabajo es reproducir los resultados del experimento que se explicará a continuación. La descripción de dicho experimento proviene del artículo de Eduardo Oliva et al [29].

En dicho experimento se demuestra la obtención de pulsos cortos de rayos X blandos ( $\lambda = 32$  nm) utilizando como medio amplificador plasmas densos, en particular kriptón ocho veces ionizado. A continuación, y con ayuda de la figura ilustrativa se explica paso a paso la creación del láser de rayos X.

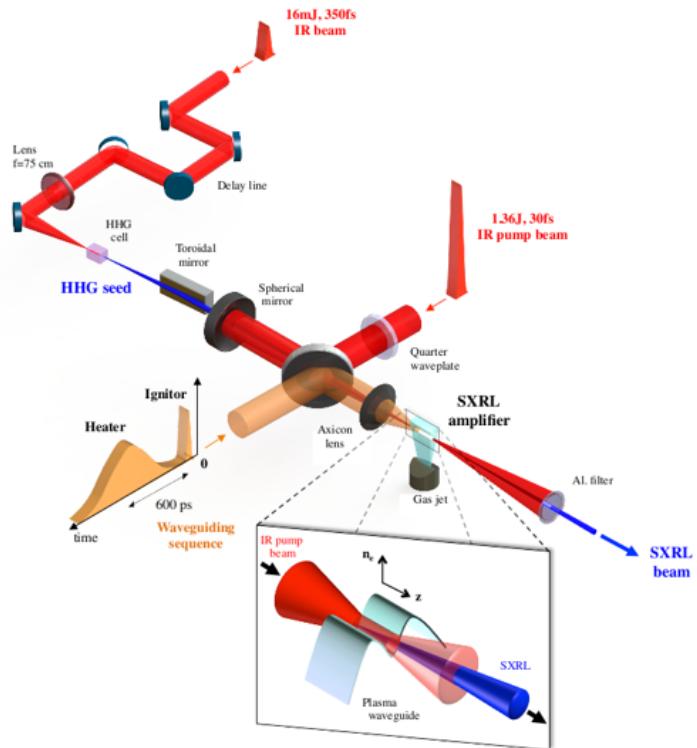


Figura 4.1: Esquema del experimento

### Medio amplificador

El blanco consiste en una corriente de kriptón gaseoso de alta densidad, el cual va a servir

---

como medio amplificador para una semilla de armónicos de alto orden. En primer lugar, el medio de ganancia Kr<sup>8+</sup> es creado por el método OFI (*Optical Field Ionization*) mediante la acción de un pulso láser intenso. El láser infrarrojo intenso y ultracorto responsable del bombeo, se caracteriza por una duración del orden de femtosegundos (30 fs) y energía 1.4 J y es focalizado por un espejo esférico de 0.8 m de distancia focal. El pulso infrarrojo debe propagarse en un plasma cercano a la densidad crítica en un recorrido de varios milímetros. Sin embargo, en un plasma tan denso el pulso de bombeo sufre grandes dificultades al propagarse, como la refracción que limita la longitud de amplificación. Fue propuesta como solución la creación de una guía de ondas mediante pulsos infrarrojos. Un primer pulso llamado cebador (*ignitor*) de 130 mJ y 30 fs, seguido del pulso calentador (*heater*) de 690 mJ y 600 ps, ambos se enfocan sobre la corriente de gas kriptón (Kr jet) utilizando una lente axicon. La posterior expansión del plasma dará lugar a un canal de plasma, con perfil radial de densidad parabólico. El proceso es como sigue. El primer pulso crea el plasma mientras que el segundo calienta los electrones, de manera que, se produce una ionización colisional en cascada. El plasma sufre una expansión hidrodinámica resultando un canal de 5 mm de longitud con un perfil radial de densidad parabólico que actúa como una guía de ondas para permitir el paso del haz de bombeo principal.

Una vez que el perfil de densidad parabólico del plasma ha sido creado, el haz intenso de bombeo se lanza a través del canal, generando así la ionización del kriptón mediante el esquema de ionización por campo (OFI) y procurando la energía necesaria a los electrones libres responsables de crear la inversión de población en los iones. Es mediante las colisiones entre electrones libres e iones de la especie kriptón que se genera el bombeo, principalmente desde el estado fundamental de los iones Kr<sup>8+</sup>.

### Semilla de armónicos de alto orden

Para crear el haz de armónicos de alto orden o semilla, que más tarde se inyectará en el plasma de kriptón ionizado, se precisa de un blanco de gas argón y un haz infrarrojo de 15 mJ y duración de 350 fs, el cual atraviesa el gas argón obteniendo en la salida la semilla HHG. Este haz, que se va a inyectar en el canal de plasma, destaca por sus maravillosas propiedades ópticas (ultra corta duración) pero su energía es demasiado baja y por este motivo es conveniente aumentar su intensidad energética mediante la amplificación por medio del plasma. No obstante, en este punto se presenta un problema referente a las propiedades de salida del haz de armónicos, ya que la amplificación en el plasma provoca el aumento de la duración del haz. Una posibilidad para mantener la corta duración tan característica de los armónicos de alto orden, consiste en aumentar la densidad electrónica en el plasma. Con una densidad comprendida entre  $3 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> y  $1,2 \times 10^{20}$  cm<sup>-3</sup> la duración del pulso láser se redujo de un valor de picosegundos al orden de cientos de femtosegundos. El motivo de esta reducción en la duración del pulso SXRL, se fundamenta en que al aumentar la densidad electrónica el proceso de ionización colisional entre iones y electrones se ve acelerado, de tal modo que el proceso de amplificación se interrumpe de forma anticipada al desaparecer los iones Kr<sup>8+</sup>.

Una vez creada la inversión de población, se procede a inyectar el haz de armónicos de alto orden en el medio plasmático. Son las transiciones entre los niveles 4d<sup>9</sup>4d y 4d<sup>9</sup>4p de las especies de Kr<sup>8+</sup> en la línea de 32,8 nm las que dan lugar a la amplificación del haz de armónicos.

### Haz de bombeo

Como ya hemos mencionado, la creación del canal es clave para la propagación del haz de

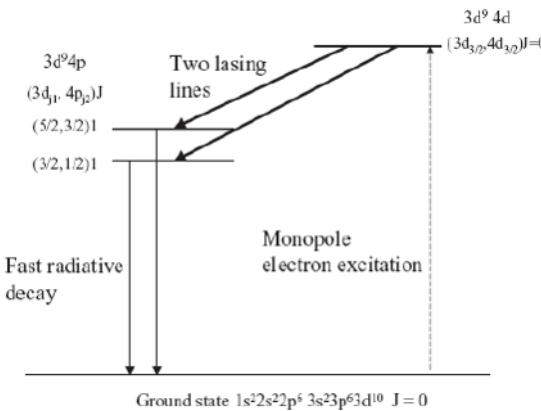


Figura 4.2: Transiciones entre niveles del Kr 8+

bombeo. Sin embargo, el canal no se mantiene homogéneo cuando es atravesado por el láser infrarrojo. Al inicio del canal, el láser es más intenso y provoca una sobreionización aumentando así la densidad electrónica y generando un perfil radial de densidad con forma de parábola invertida. En consecuencia, el láser se desenfoca al atravesar zonas con densidad electrónica mayor y pierde intensidad. Debido a la menor intensidad del pulso, la ionización se ve reducida y los iones Kr<sup>8+</sup> crecen en abundancia. Se recupera la forma parabólica del canal y el haz láser de bombeo se vuelve a enfocar. Este proceso de enfoque y desenfoque a lo largo del canal y los cambios en la densidad electrónica e iónica que entrañan, sucede de manera cíclica en su recorrido. Por tanto, la amplificación no ocurre a lo largo de todo el canal sino en aquellas zonas en las que existe Kr<sup>8+</sup>, lo cual está ligado a la intensidad del láser infrarrojo de bombeo. Una implicación que se extrae es la imperfección del canal, ya que en él varían tanto la densidad electrónica como los iones de diferente grado de ionización.

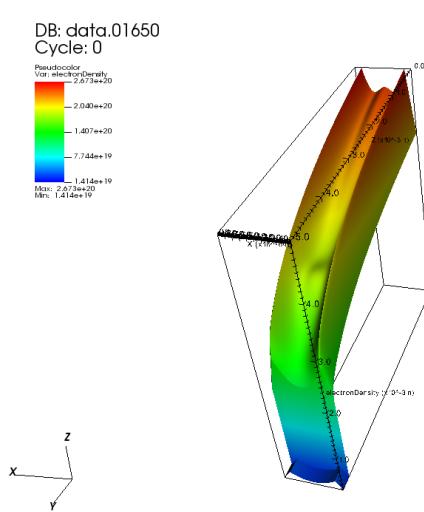


Figura 4.3: Densidad electrónica a lo largo del canal

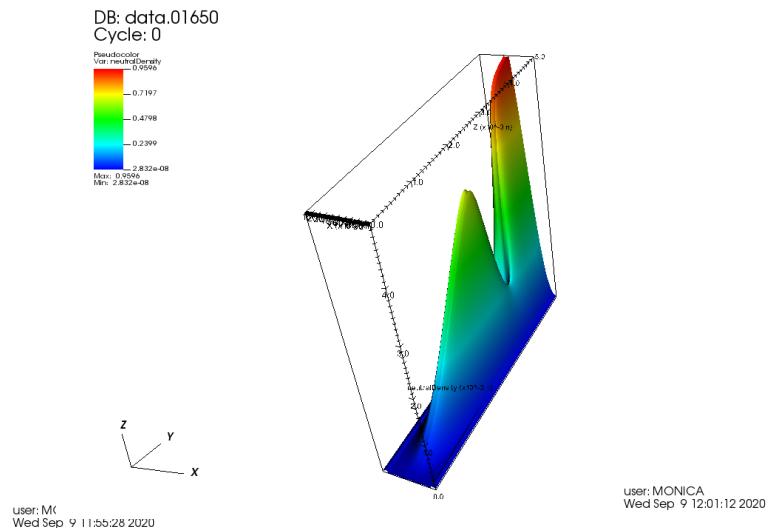


Figura 4.4: Abundancia de iones a lo largo del canal. En esta figura el eje y crece en el sentido contrario respecto a la figura de la izquierda.

El retardo entre el láser de bombeo y la semilla de armónicos es crucial. Experimentalmente se ha encontrado que el retardo óptimo entre ambos es de 1.2 ps. En el modelo, sin embargo, el óptimo se da para un retardo de 0.2 ps.

Mediante la técnica de pticografía, se obtuvo la imagen de salida del haz amplificado. No solo nos permite observar el resultado de la amplificación del haz, sino también representar la dinámica del plasma actuando como amplificador láser. La figura muestra la intensidad y la fase en el perfil radial del campo del haz. No es un canal ideal. El perfil radial de la intensidad, ilustrado en azul, presenta una forma Gaussiana con un valle en la zona central y una variación brusca de la pendiente al pasar del centro del canal a los lados. El valle central es debido a una mayor ionización en el centro del canal que da lugar a una reducción de la amplificación en dicha zona. En cuanto al perfil radial de la fase, este presenta un perfil parabólico, dado por el perfil radial de densidad del plasma, consecuencia de la expansión hidrodinámica. La densidad electrónica crece radialmente cambiando así el índice de refracción. Por tanto, las causas de la reducida amplificación en el centro del canal y el resultado de un perfil de intensidad con dos picos máximos se debe a la distribución parabólica de la densidad electrónica y a la sobreionización a través del canal.

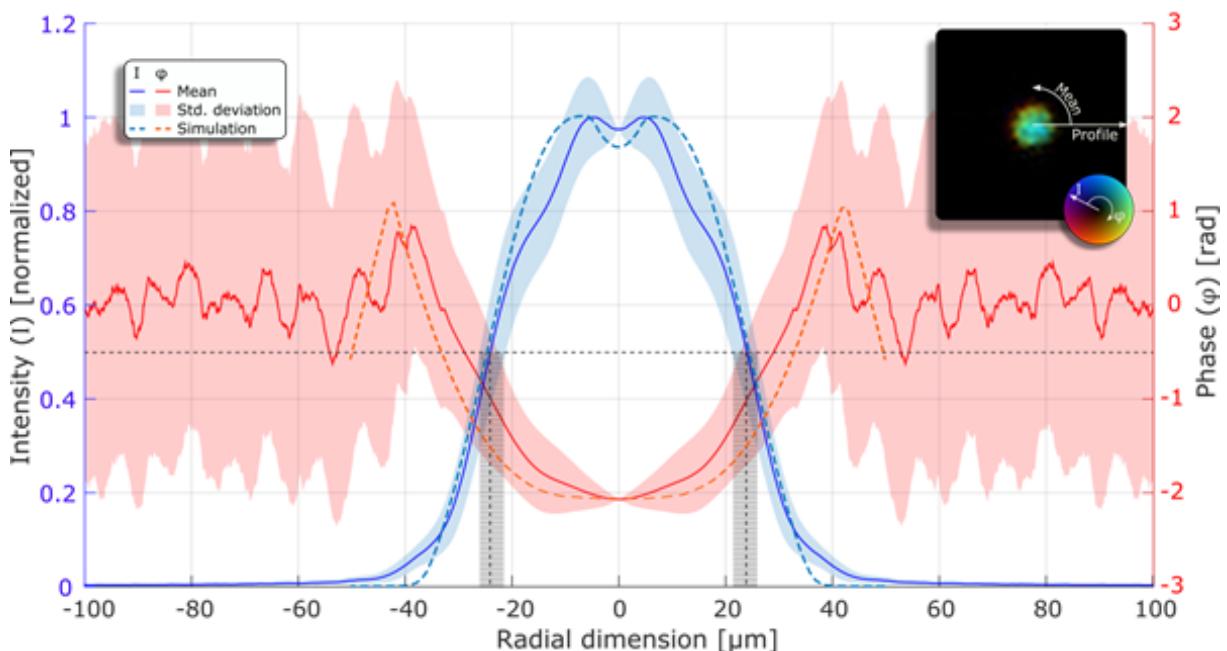


Figura 4.5: Perfiles de intensidad y fase radiales del armónico amplificado al final del canal de plasma de 5 mm

El objetivo de este trabajo radica en estudiar como varía la forma del perfil de intensidad y de fase al actuar sobre variables como la densidad electrónica y medir la importancia de estos parámetros sobre la amplificación.

# Capítulo 5

## Modelo matemático

### 5.1. Deducción de las ecuaciones de Maxwell-Bloch

A continuación, se muestran las ecuaciones que rigen la física implicada en el tema de estudio que es la amplificación de rayos X basados en plasmas. Es importante conocer la deducción del modelo ya que en este se basa el código Dagón utilizado para llevar acabo las simulaciones y extraer los resultados que en capítulos siguientes se presentan.

En primer lugar, comenzamos por la ecuación de ondas del campo eléctrico en un plasma que es de la forma siguiente:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \vec{\mathcal{E}} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (5.1)$$

donde los parámetros campo eléctrico  $\vec{\mathcal{E}}$ , polarización  $\vec{P}$  y frecuencia del plasma  $\omega_{pe}$  dependen de las tres coordenadas espaciales y del tiempo.

Aplicamos la aproximación paraxial, tomando el eje z como dirección de propagación. Si suponemos que la radiación está polarizada linealmente (eliendo arbitrariamente el eje x), la aproximación paraxial nos permite considerar únicamente esta componente del campo. Esta componente se escribe tomando por separado la envolvente y la oscilación del campo.

$$\mathcal{E}_x(x, y, z, t) = \Re [E_+(x, y, z, t)e^{-i\omega t + i\kappa z} + E_-(x, y, z, t)e^{-i\omega t - i\kappa z}] \quad (5.2)$$

donde  $E_+$  y  $E_-$  representan las ondas que se propagan en dirección positiva y negativa respectivamente a lo largo del eje z. También, la polarización se descompone de forma idéntica.

Al introducir la ecuación 5.2 en el lado izquierdo de la ecuación 5.1 separando las componentes positiva y negativa, resulta:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathcal{E}_x &= \left( \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial z^2} \pm 2\kappa i \frac{\partial E_\pm}{\partial z} - \kappa^2 E_\pm \right) e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial t^2} &= \left( \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial t^2} - 2\omega i \frac{\partial E_\pm}{\partial t} - \omega^2 E_\pm \right) e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \\ l.h.s. &= \left[ \nabla_\perp^2 E_\pm + \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial z^2} \pm 2\kappa i \frac{\partial E_\pm}{\partial z} - \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial t^2} - 2\omega i \frac{\partial E_\pm}{\partial t} \right) + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \kappa^2 \right) E_\pm \right] e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \end{aligned}$$

Se puede simplificar todavía más el lado izquierdo de la ecuación utilizando la relación de dispersión  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \kappa^2 c^2 \approx \kappa^2 c^2$  ya que para radiación ultravioleta extrema o rayos X

blandos ( $\lambda < 40$  nm) y la densidad electrónica típica ( $n_e < 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>) se tiene que  $\omega \geq 4,7 \times 10^{16}$  rad/s  $> \omega_{pe} \leq 1,8 \times 10^{15}$  rad/s. Así mismo, la aproximación de la envolvente lentamente variable asume que

$$\begin{aligned}\left| \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial z^2} \right| &\ll \left| \kappa \frac{\partial E_\pm}{\partial z} \right| \\ \left| \frac{\partial^2 E_\pm}{\partial t^2} \right| &\ll \left| \omega \frac{\partial E_\pm}{\partial t} \right|\end{aligned}$$

Como resultado de las simplificaciones realizadas, el lado izquierdo queda de la siguiente forma:

$$l.h.s. = \left[ \frac{2\omega i}{c^2} \left( \frac{\partial E_\pm}{\partial t} \pm c \frac{\partial E_\pm}{\partial z} \right) + \nabla_\perp^2 E_\pm \right] e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \quad (5.3)$$

Si procedemos de manera similar con la polarización, la descomposición resulta:

$$\mathcal{P}_x(x, y, z, t) = \Re [P_+(x, y, z, t)e^{-i\omega t + i\kappa z} + P_-(x, y, z, t)e^{-i\omega t - i\kappa z}] \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}_x}{\partial t^2} = \left( \frac{\partial^2 P_\pm}{\partial t^2} - 2\omega i \frac{\partial P_\pm}{\partial t} - \omega^2 P_\pm \right) e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

Para el caso de la polarización, se añade una nueva desigualdad a la aproximación de la envolvente lentamente variable:

$$\left| \frac{\partial P_\pm}{\partial t} \right| \ll |\omega P_\pm|$$

quedando

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}_x}{\partial t^2} \approx -\omega^2 P_\pm e^{-i\omega t \pm i\kappa z} \quad (5.7)$$

$$(5.8)$$

Sustituyendo los lados izquierdo y derecho de la ecuación 5.1 por sus versiones simplificadas y operando llegamos a

$$\frac{\partial E_\pm}{\partial t} \pm c \frac{\partial E_\pm}{\partial z} = i \frac{c^2}{2\omega} \nabla_\perp^2 E_\pm + \frac{i\omega}{2} \left[ \mu_0 c^2 P_\pm - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 E_\pm \right] \quad (5.9)$$

resultando una ecuación de advección-difusión-reacción con un término fuente dependiente del espacio y del tiempo (la polarización).

Asumiendo que el tiempo característico de evolución hidrodinámica del plasma es mucho mayor que el de la evolución de la polarización, la relación constitutiva derivada de las ecuaciones de Bloch (término no diagonal de la matriz densidad para la interacción del campo eléctrico con un sistema de dos niveles energéticos) resulta

$$\frac{\partial P_\pm}{\partial t} = \Gamma - \gamma P_\pm - \frac{iz_{21}}{\hbar} E_\pm (N_2 - N_1) \quad (5.10)$$

donde  $\Gamma$  es un término fuente estocástico (emisión espontánea),  $\gamma$  tiene en cuenta la depolarización debido a colisiones con electrones libres y nos da el tiempo característico de variación de la

polarización,  $z_{21}$  es el correspondiente elemento de matriz del dipolo y  $N_{1,2}$  son las poblaciones de los niveles inferior y superior (elementos diagonales de la matriz densidad).

Estas poblaciones se calculan con ecuaciones de tasas

$$\frac{\partial N_{1,2}}{\partial t} = \sum_k C_{k2,k1} N_k \mp \Im(E_{\pm}^* P_{\pm}) \frac{1}{2\hbar} \quad (5.11)$$

donde el sumatorio es sobre todos los niveles que contribuyen a la transición  $N_k$ , incluidos los niveles de dicha transición y  $C_{ki}$  son las tasas de excitación y desexcitación tanto colisional como radiativa. Las poblaciones de los niveles  $k \neq 1, 2$  y las correspondientes tasas pueden calcularse con un código colisional-radiativo para usarlas como entrada en el código de Maxwell-Bloch.

## 5.2. Ecuaciones referentes a la forma del canal e inhomogeneidades

El canal de plasma por el que se propaga el haz a amplificar está constituido por átomos de kriptón cuya densidad presenta una forma parabólica y en los bordes decrece linealmente:

$$N_{Kr} = \begin{cases} 1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 & r < r_c \\ \left[1 + \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2\right] \frac{r_v - r}{r_v - r_c} & r \geq r_c \end{cases}$$

con  $r_0 = 50 \mu\text{m}$ ,  $r_v = 90 \mu\text{m}$  y  $32 \mu\text{m} \leq r_c \leq 40 \mu\text{m}$ .  $r_c$  es el radio máximo del canal.

El láser de bombeo es el encargado de la ionización para conseguir átomos de kriptón ocho veces ionizados. Sin embargo, a lo largo del canal se crean átomos de diferentes grados de ionización por lo que no todos los átomos de Kr están ocho veces ionizados sino que podemos encontrar kriptón de superior o inferior ionización ( $\text{Kr}^{7+}$   $\text{Kr}^{9+}$   $\text{Kr}^{10+}$ ). Dado que el perfil de intensidad del haz de bombeo presenta una forma radial gaussiana, del mismo modo se asume que la densidad de kriptón 8+, es decir,  $N_{Kr^{8+}}$  decrece radialmente imitando a dicho perfil ya que es proporcional a la intensidad del haz que lo crea. La razón por la que se utiliza kriptón 8+ como medio amplificador es por su mayor estabilidad dado que tiene una capa cerrada en comparación con los iones 9+ o 7+. De este modo, y de acuerdo con la observación en las simulaciones PIC, asumimos que en la parte central del plasma encontramos una zona homogénea de  $\text{Kr}^{8+}$ . Para modelizar este hecho, se hace uso del siguiente término variando así la densidad de átomos de kriptón:

$$N_{Kr^{8+}} = N_{Kr} \frac{e^{-\frac{(max(r, r_L))^2}{2\sigma_{rL}^2}}}{e^{-\frac{r_L^2}{2\sigma_{rL}^2}}}$$

Si solo nos centramos en el canal, la densidad de iones  $\text{Kr}^{8+}$  es la indicada anteriormente.

En base a las simulaciones PIC de estudios anteriores, se observó que existen zonas sobreionizadas al inicio y en la zona central del canal, implicando la ausencia de  $\text{Kr}^{8+}$ . Esto se debe a la alta intensidad del haz de bombeo en la etapa de ionización. Para modelizar estas zonas, ha de reducirse la densidad de iones, resultando de la siguiente forma:

## 5.2. ECUACIONES REFERENTES A LA FORMA DEL CANAL E INHOMOGENEIDADES

---

$$N_{Kr^{8+}} = N_{Kr} \left( 1 - e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \right) \\ \frac{e^{-\frac{(\max(r, r_L))^2}{2\sigma_{r_L}^2}}}{e^{-\frac{r_L^2}{2\sigma_{r_L}^2}}} \\ \left( 1 - e^{-\frac{(z)^2}{2\sigma_{z_0}^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \frac{e^{-\frac{(\max(r, r_{L0}))^2}{2\sigma_{r_0}^2}}}{e^{-\frac{r_{L0}^2}{2\sigma_{r_0}^2}}} \right)$$

Otra implicación de la sobreionización es la mayor densidad electrónica en dichas zonas dando lugar a un nuevo perfil de densidad  $n_e$  que se muestra a continuación:

$$n_e = \bar{Z} N_{Kr} \left( 1 + Cen_{fac} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \right) \\ + Z_{0fac} e^{-\frac{(z)^2}{2\sigma_{z_0}^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}}$$

# Capítulo 6

## Simulaciones con el código Dagón 3D

### 6.1. Dagón 3D: simulaciones del canal de plasma Kr<sup>8+</sup>

En este capítulo vamos a analizar diferentes resultados obtenidos mediante el código Dagón 3D y compararlos con los resultados experimentales de fase e intensidad del armónico de alto orden amplificado. Se pretende estudiar como evoluciona el haz inyectado en un canal de plasma de kriptón ionizado de 5 mm adaptando a cada modelo diferentes condiciones de partida.

Como hipótesis inicial, suponemos que la velocidad de propagación del láser infrarrojo y el haz de rayos X inyectado son diferentes en el medio donde se propagan. Esto implica que para los modelos, la velocidad de grupo está activada.

La velocidad de la luz depende del índice de refracción que, a su vez, este depende tanto de la densidad electrónica como de la longitud de onda. La longitud de onda de cada uno de los haces fijan un valor de densidad crítica para el cual, la radiación se convierte en opaca y deja de propagarse. El índice de refracción se define como:  $n = \sqrt{\epsilon}$ , es decir depende de la constante dieléctrica. La constante dieléctrica depende de la frecuencia del plasma así como de la frecuencia del campo electromagnético  $\omega$ :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (6.1)$$

la frecuencia del plasma  $\omega_p$  viene dada por:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (6.2)$$

Para el caso del haz de rayos X, cuya longitud de onda es  $\lambda = 32$  nm, la densidad crítica es mucho mayor que el rango de densidades del plasma ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), por tanto, suponemos un índice de refracción igual a 1, es decir, suponemos que se propaga a la velocidad de la luz. En cambio, para el láser infrarrojo que crea el plasma, la longitud de onda es mucho mayor ( $\lambda = 800$  nm) dando lugar a una densidad crítica menor, causando que su velocidad de propagación se ralentice.

La velocidad de grupo resulta ser:

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (6.3)$$

Como consecuencia, existe un punto del canal a partir del cual el haz inyectado adelanta al pulso infrarrojo (figura 6.2). A partir de ese momento, solo se amplificará la parte final del haz armónico inyectado ya que la parte delantera atraviesa un plasma en el que no hay Kr<sup>8+</sup>.

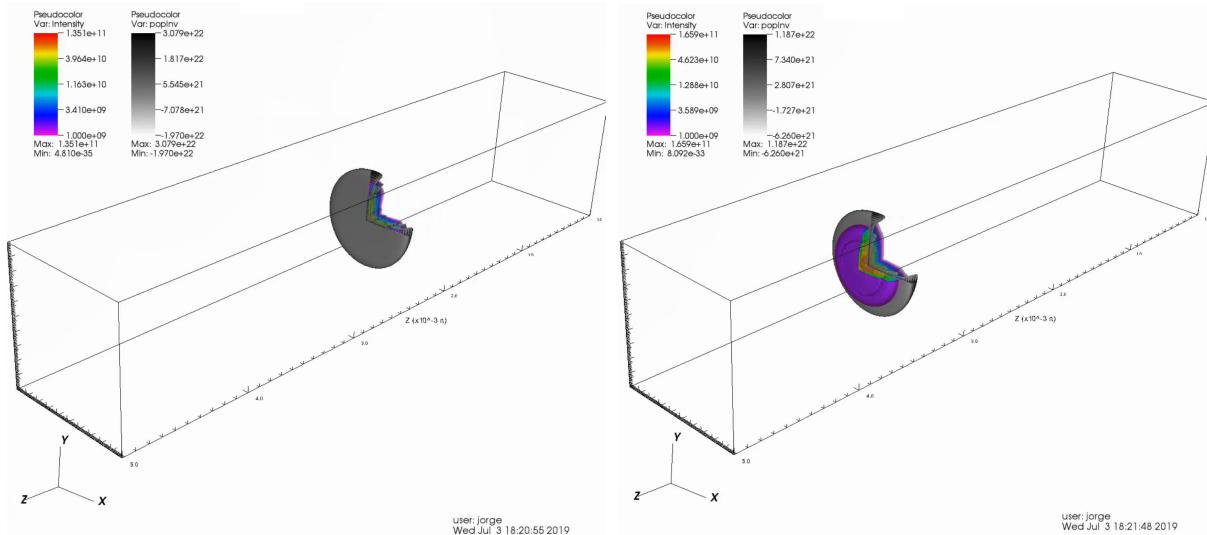


Figura 6.1: Inversión de población (gris) y haz a Figura 6.2: Inversión de población (gris) y haz a amplificar (falso color) cuando este todavía no amplificar (falso color) cuando este ha adelantado al haz de bombeo.

### Influencia del radio del canal $R_c$

Para ver la influencia del radio de canal sobre el perfil de fase del haz amplificado, se lanzan tres simulaciones con diferentes radios para ver como cambia dicho perfil, comparando los resultados con los medidas experimentalmente. Los tres casos escogidos son para radios del canal crecientes:  $R_c = 38 \mu\text{m}$ ,  $40 \mu\text{m}$  y  $42 \mu\text{m}$  En las siguientes figuras, comparamos los resultados obtenidos de perfil de intensidad y fase con los experimentales.

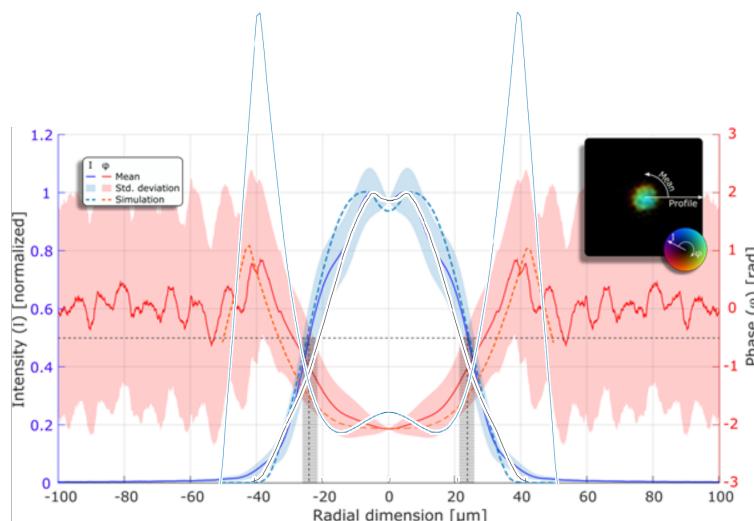


Figura 6.3: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$

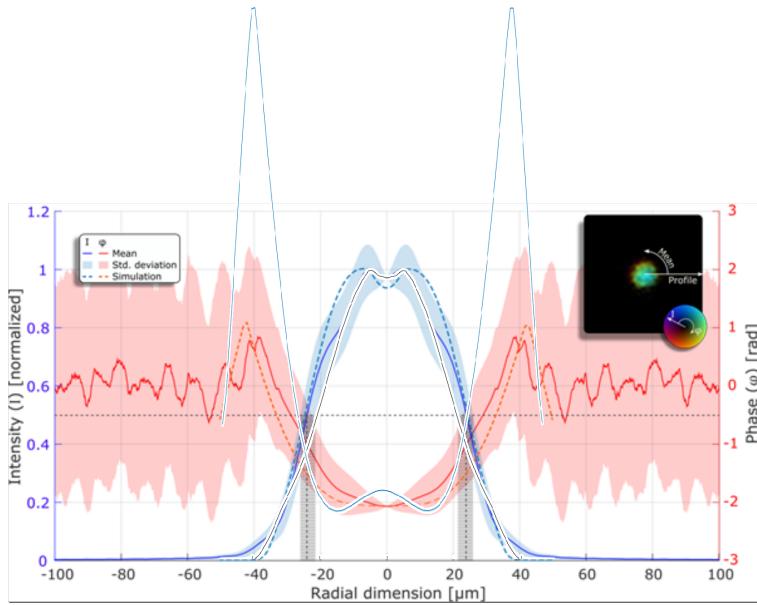


Figura 6.4: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 40 \mu\text{m}$

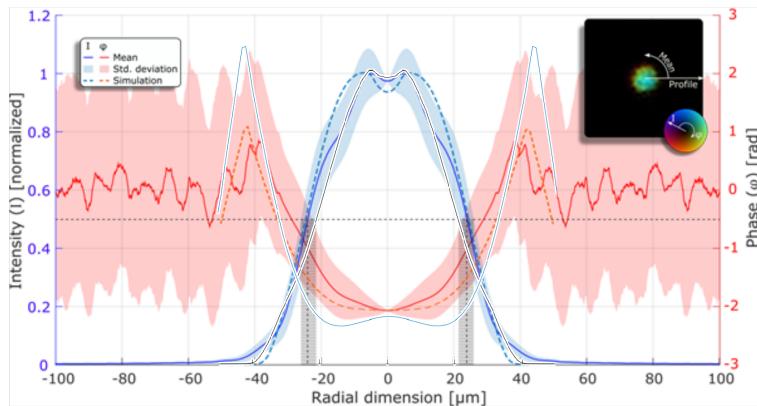


Figura 6.5: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 42 \mu\text{m}$

En base a los resultados, la zona central del perfil de la fase sigue con bastante exactitud la forma del canal en los tres modelos a excepción del pico con forma de parábola invertida que se aprecia en la zona central. En el modelo con radio del canal  $40 \mu\text{m}$  el canal y por tanto el perfil, sufre un estrechamiento en los laterales y para el modelo de  $42 \mu\text{m}$  ocurre al contrario, es decir, la fase se ensancha adaptándose mejor a la experimental.

En cuanto a los picos laterales de la fase, son excesivamente grandes, alejándose notablemente del resultado experimental para los casos de  $38 \mu\text{m}$  y  $40 \mu\text{m}$ , alcanzándose para este último los mayores picos. En cambio, el caso de  $42 \mu\text{m}$ , alcanza los valores picos acorde a los esperados.

### Influencia de $R_0$

Para caracterizar mejor la influencia de la forma del canal sobre los perfiles de la fase y la intensidad del haz, vamos a modificar el parámetro  $R_0$  y ver como modifica los perfiles para el

caso de radio del canal 38  $\mu\text{m}$ , y 42  $\mu\text{m}$ .

Los valores que toma dicho parámetro son: 60  $\mu\text{m}$ , 70  $\mu\text{m}$  y 80  $\mu\text{m}$

Para  $R_c=38 \mu\text{m}$

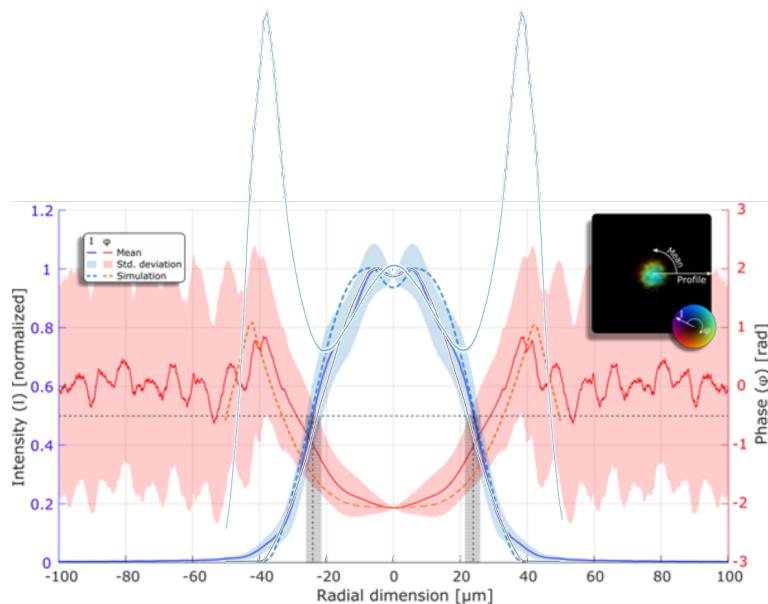


Figura 6.6: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$   $R_0 = 60 \mu\text{m}$

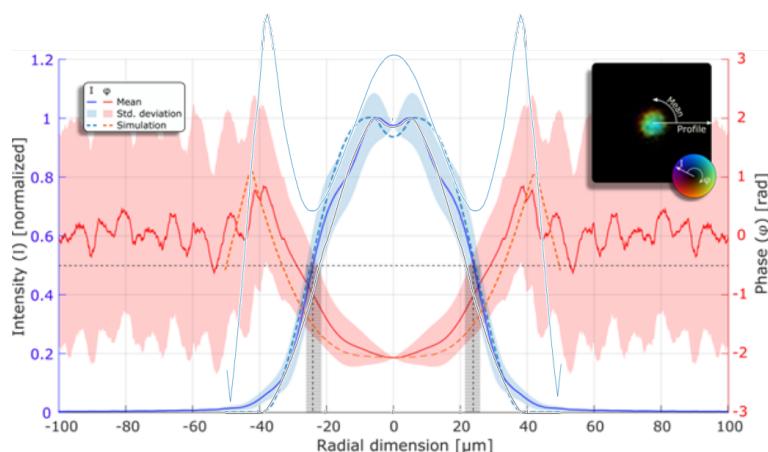


Figura 6.7: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$   $R_0 = 70 \mu\text{m}$

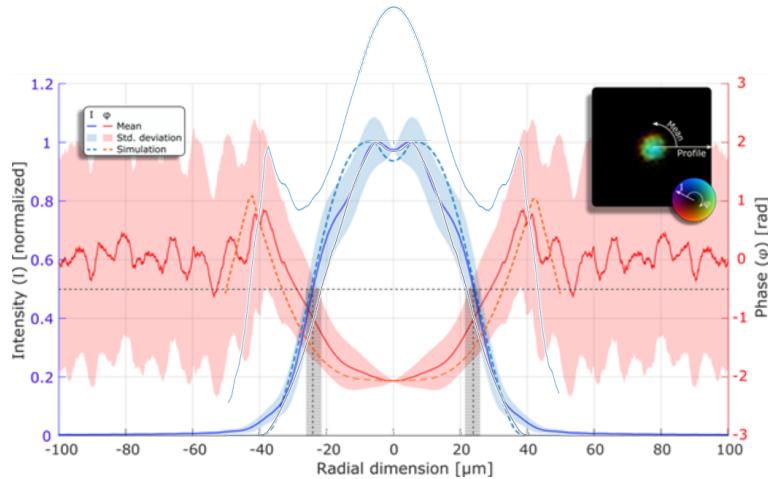


Figura 6.8: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$   $R_0 = 80 \mu\text{m}$

A la vista de los resultados podemos afirmar que la amplificación en la zona central del canal se ve reducida. La forma de parábola invertida en la zona central de la fase confirma este hecho. Este pico aumenta conforme crece el parámetro  $R_0$  siendo máximo para  $R_0 = 80 \mu\text{m}$ . Además, los picos laterales se reducen considerablemente a medida que aumenta dicho parámetro.

Para  $R_c = 42 \mu\text{m}$

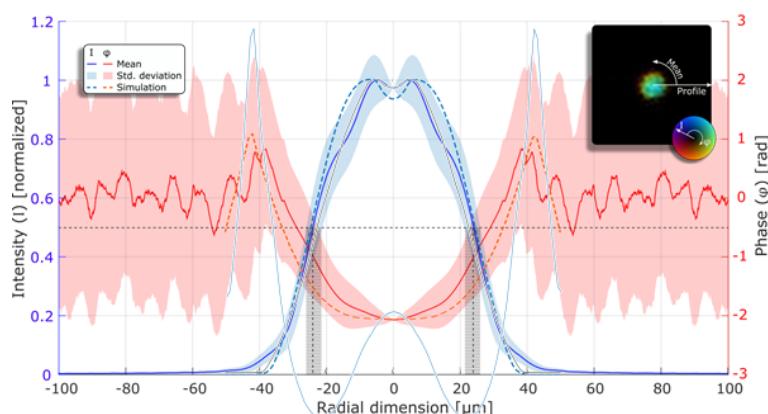


Figura 6.9: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 42 \mu\text{m}$   $R_0 = 60 \mu\text{m}$

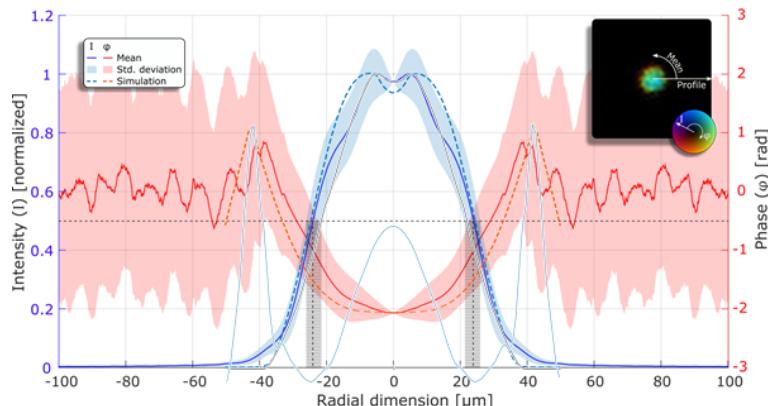


Figura 6.10: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 42 \mu\text{m}$   $R_0 = 70 \mu\text{m}$

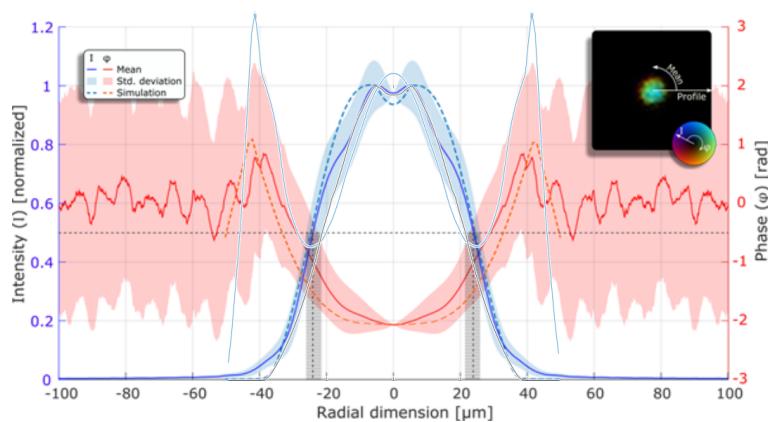


Figura 6.11: Comparación de nuestros resultados en intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 42 \mu\text{m}$   $R_0 = 80 \mu\text{m}$

Es interesante resaltar que la fase sigue sin ajustarse a los resultados experimentales y, en cambio, el perfil de intensidad se mantiene invariante y acorde con la intensidad experimental. Para los tres casos, la zona central del canal presenta un pico, lo cual manifiesta la reducida amplificación en esta zona del plasma.

Al jugar con los parámetros  $R_c$  y  $R_0$ , hemos aprendido que tienen un papel importante en la forma del canal.  $R_c$  modifica los máximos de los picos laterales mientras que  $R_0$  varía la forma de la parábola del canal y como consecuencia, el perfil de la fase también se modifica.

### Densidad electrónica

A lo largo de los 5 mm del canal, se producen zonas en las que el láser de bombeo es lo suficientemente intenso como para ionizar la especie Kr<sup>8+</sup>. Diremos que estas zonas están sobreionizadas. Esta sobreionización suele aparecer al principio y a mitad del recorrido. En estas zonas no se da amplificación, ya que no existe ión Kr<sup>8+</sup> y en ellas la densidad electrónica presenta una forma de parábola invertida, debido al exceso de electrones libres.

Para poder medir la importancia de los dos picos de densidad electrónica mencionados, vamos a estudiar como cambia el perfil de la fase y la intensidad modificando, mediante las variables

cenfac y z0fac, la densidad electrónica en dichos picos. El parámetro z0fac controla primer pico mientras que cenfac modifica el segundo.

Partimos del modelo de radio del canal  $38 \mu\text{m}$  y  $R_0 = 80 \mu\text{m}$  pero, en este caso, modificamos cenfac entre los valores siguientes: 0, 0.15, 0.3, 0.45. En cuanto a z0fac, se mantiene en un valor de 0.

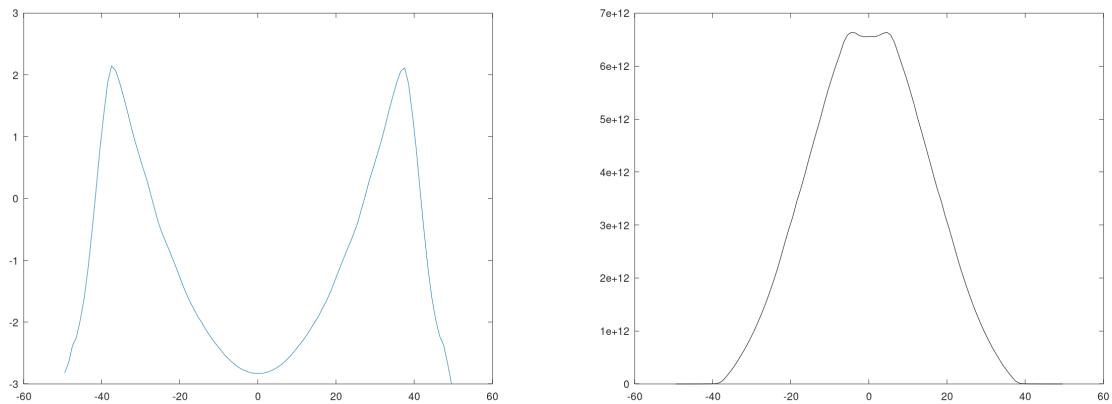


Figura 6.12: Perfil de la fase con  $\text{cenfac}=0$  y Figura 6.13: Perfil de intensidad con  $\text{cenfac}=0$  y  $\text{z0fac}=0$

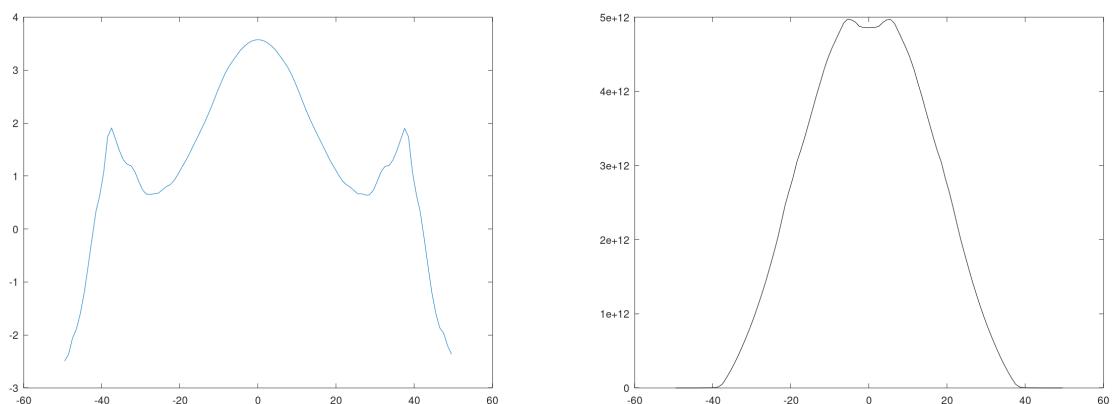


Figura 6.14: Perfil de la fase con  $\text{cenfac}=0.15$  y Figura 6.15: Perfil de intensidad con  $\text{cenfac}=0.15$  y  $\text{z0fac}=0$

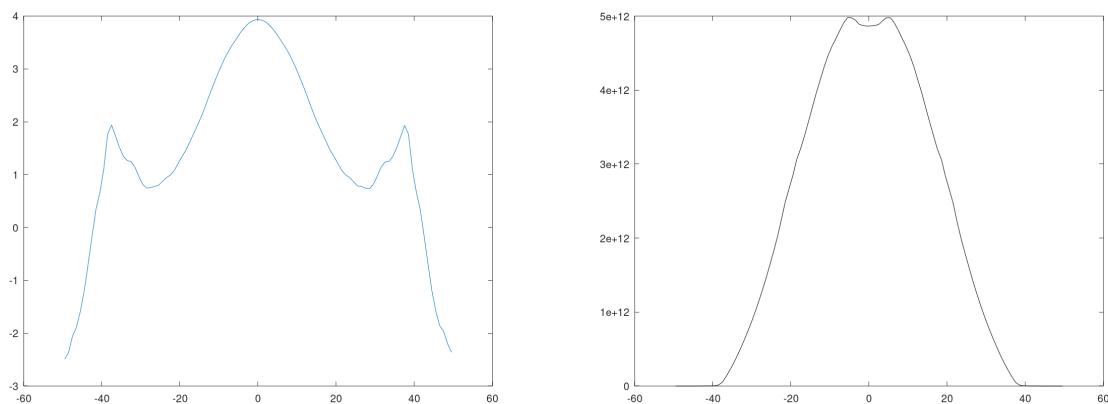


Figura 6.16: Perfil de la fase con cenfac=0.3 y Figura 6.17: Perfil de intensidad con cenfac=0.3 y z0fac=0

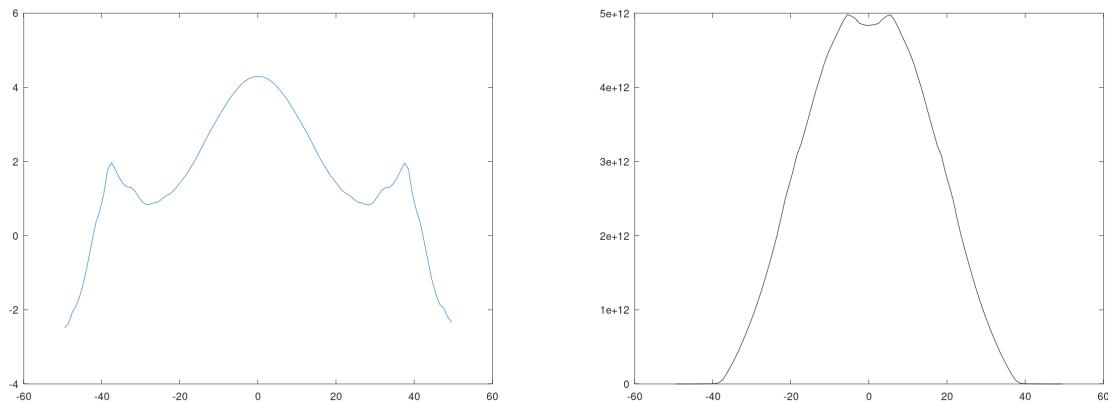


Figura 6.18: Perfil de la fase con cenfac=0.45 y Figura 6.19: Perfil de intensidad con cenfac=0.45 y z0fac=0

Viendo en las figuras 6.12, 6.14, 6.16, 6.18 hay un cambio brusco de cenfac=0 a cenfac=0.15 siendo a partir de este valor para el que se observa una tendencia similar en los otros casos restantes. Concluimos que el parámetro cenfac no tiene una gran influencia en este pico. En cambio, el valle central de la intensidad crece de cenfac 0.15 a 0.3, a la vista de las figuras 6.13 y 6.15, por eso, el perfil de intensidad si depende de dicho parámetro.

Ahora, variaremos z0fac dejando en un valor 0 a cenfac. Tomamos los mismos valores: 0, 0.15, 0.3, 0.45. De nuevo partimos del mismo modelo con radio del canal  $R_c$  38 mm y  $R_0$  80 mm.

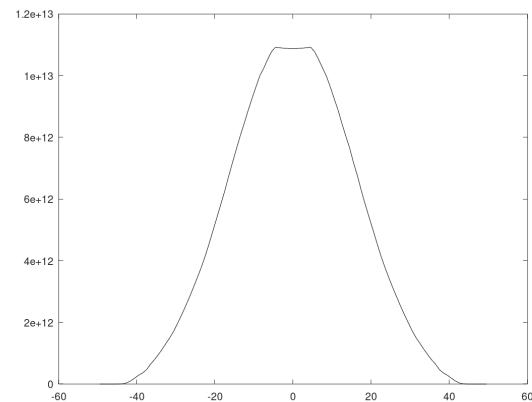
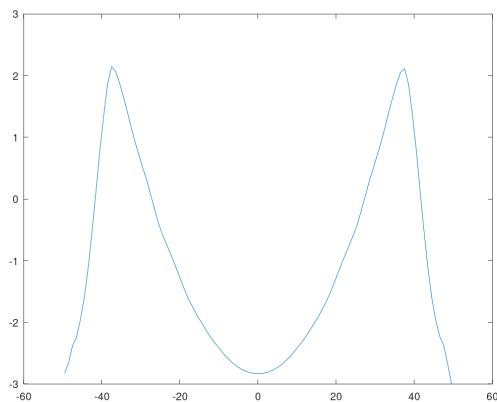


Figura 6.20: Perfil de la fase con  $z0fac=0$  y  $cen=0$   
Figura 6.21: Perfil de intensidad con  $z0fac=0$  y  $fac=0$

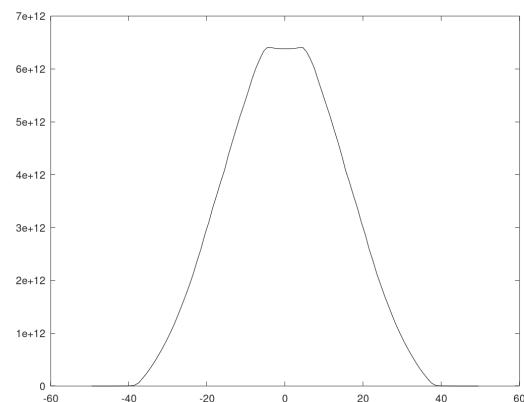
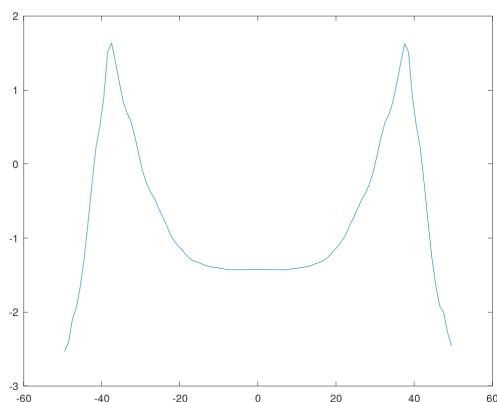


Figura 6.22: Perfil de la fase con  $z0fac=0.15$  y  $cenfac=0$   
Figura 6.23: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.15$  y  $cenfac=0$

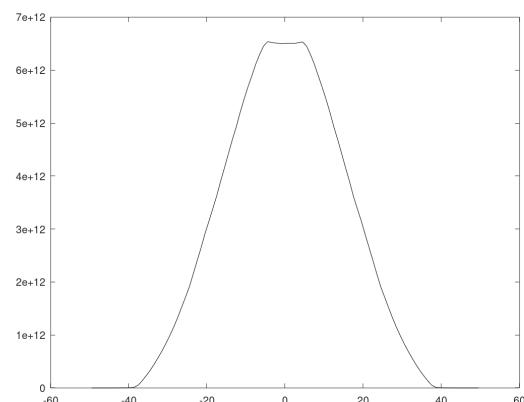
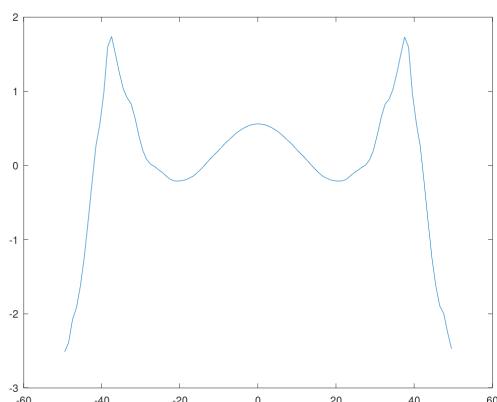


Figura 6.24: Perfil de la fase con  $z0fac=0.3$  y  $cenfac=0$   
Figura 6.25: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.3$  y  $cenfac=0$

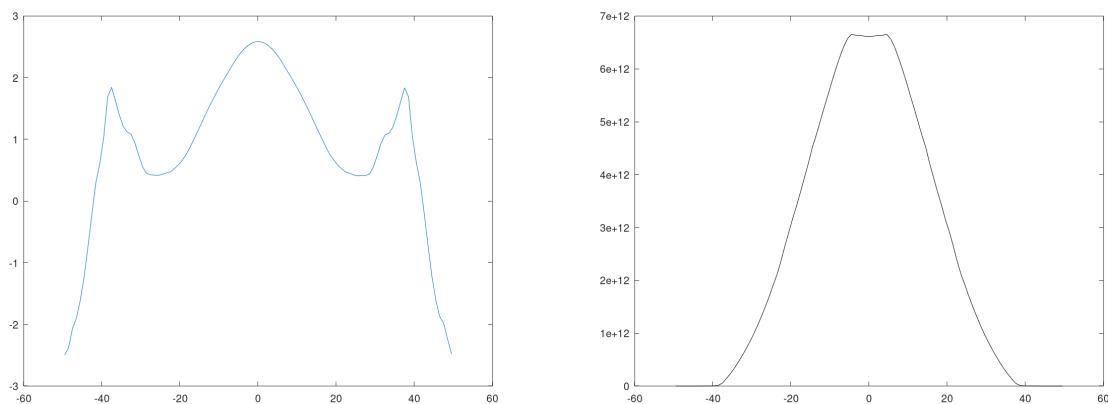


Figura 6.26: Perfil de la fase con  $z0fac=0.45$  y Figura 6.27: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.45$  y  $cenfac=0$

Al variar  $z0fac$ , el pico central de la fase varía sustancialmente llegando a desaparecer para el caso de  $z0fac = 0$  y  $0.15$ . Cuanto más crece el parámetro  $z0fac$ , empieza a aparecer un pico en el perfil de la fase (figuras 24 y 26), indicando una reducción de la amplificación en la zona central. Este hecho implica que el perfil de la fase depende directamente de la densidad electrónica en el primer pico del recorrido.

Es importante observar que cuando  $cenfac = 0$ , ya no se produce el valle en el perfil de intensidad, es decir, no influye en la formación de este mínimo local de intensidad.

A la vista de los perfiles de fase, el que mejor se adapta al resultado experimental es el definido con  $z0fac 0.15$  ya que mantiene la forma de picos laterales y un valle central.

Es preciso ahora encontrar el valor  $cenfac$  que adegue la intensidad a la esperada experimentalmente encontrando el valle central.

A continuación, vamos a adoptar valores de  $cenfac$  en un rango más estrecho:  $0.075$ ,  $0.15$ ,  $0.225$  y  $0.3$ .

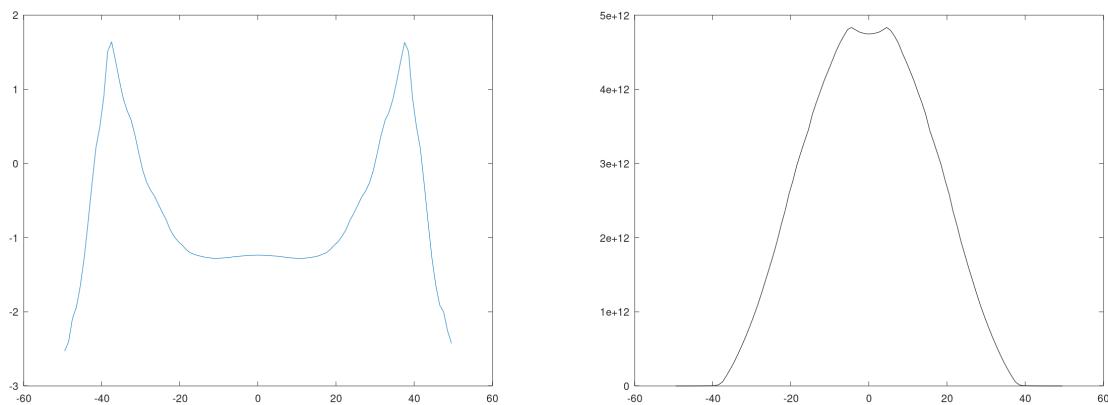


Figura 6.28: Perfil de la fase con  $z0fac=0.15$  y Figura 6.29: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.15$  y  $cenfac=0.075$

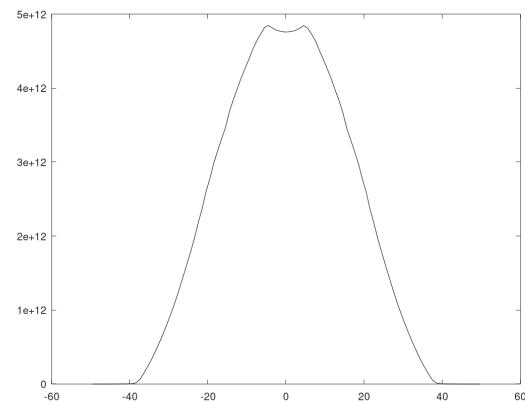
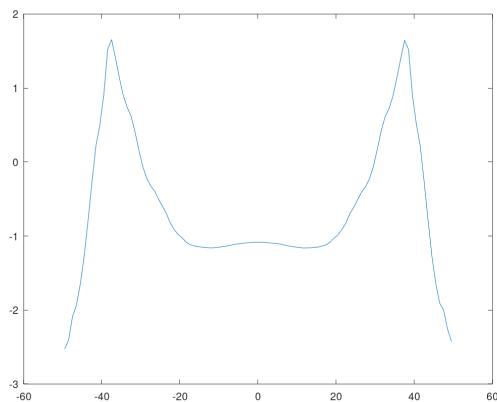


Figura 6.30: Perfil de la fase con  $z0fac=0.15$  y Figura 6.31: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.15$  y  $cefac=0.15$

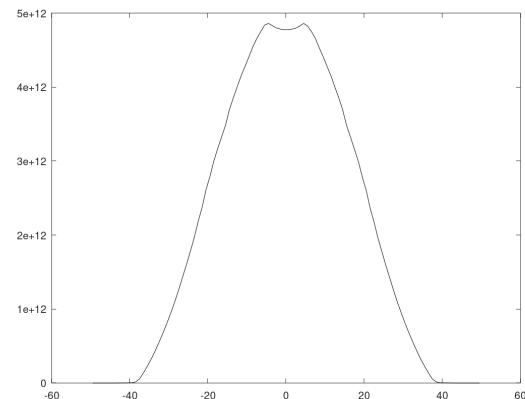
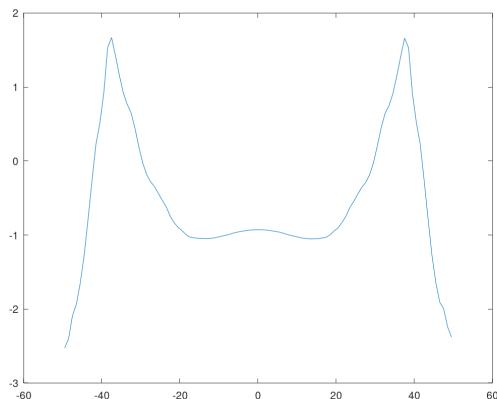


Figura 6.32: Perfil de la fase con  $z0fac=0.15$  y Figura 6.33: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.15$  y  $cefac=0.225$

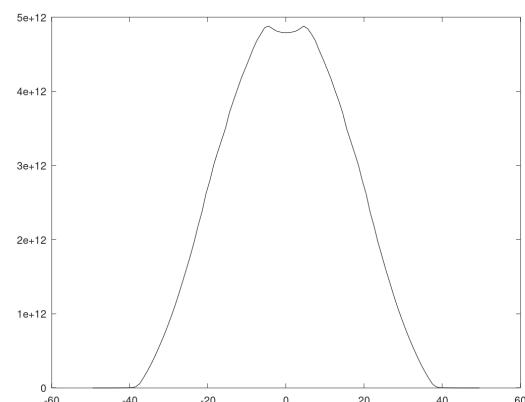
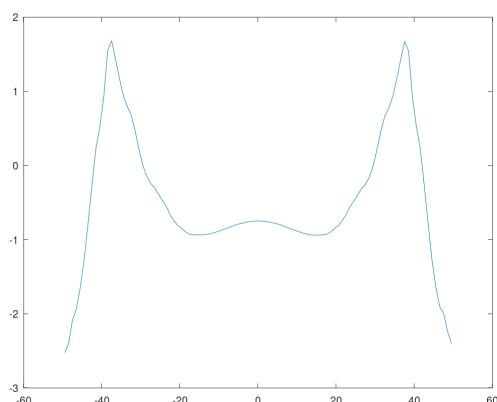


Figura 6.34: Perfil de la fase con  $z0fac=0.15$  y Figura 6.35: Perfil de intensidad con  $z0fac=0.15$  y  $cefac=0.3$

Como era de esperar, la intensidad describe un valle en el centro acorde con el resultado experimental para valores de cenfac mayores a 0 demostrando una vez más que el incremento de densidad electrónica a la mitad del canal controla la forma final de la intensidad del armónico de alto orden.

A la vista de los resultados de las simulaciones anteriores, el valor  $z0fac=0.15$  adapta el perfil de la fase al experimental eliminando el valle central (figura 6.36). No obstante, el perfil de la intensidad no recrea el valle central observado en el resultado experimental. Por tanto, al variar el parámetro  $z0fac$ , la simulación que mejor se adapta a los resultados experimentales es aquella con  $cenfac=0.075$  y  $z0fac=0.15$  (figura 6.37).

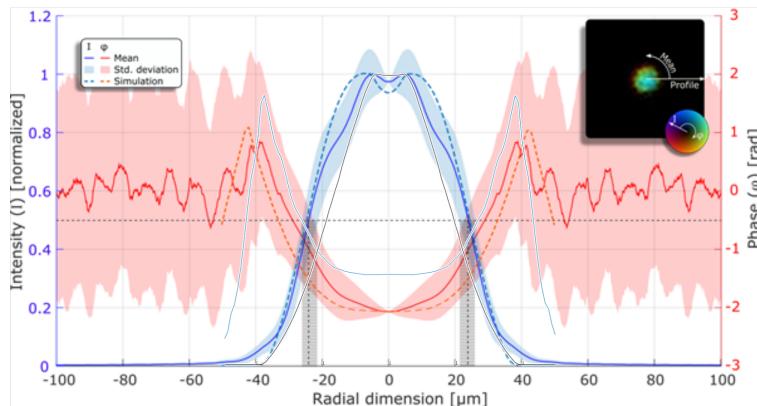


Figura 6.36: Comparación de nuestros resultados de intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$   $R_0 = 80 \mu\text{m}$   $cenfac=0$  y  $z0fac=0.15$

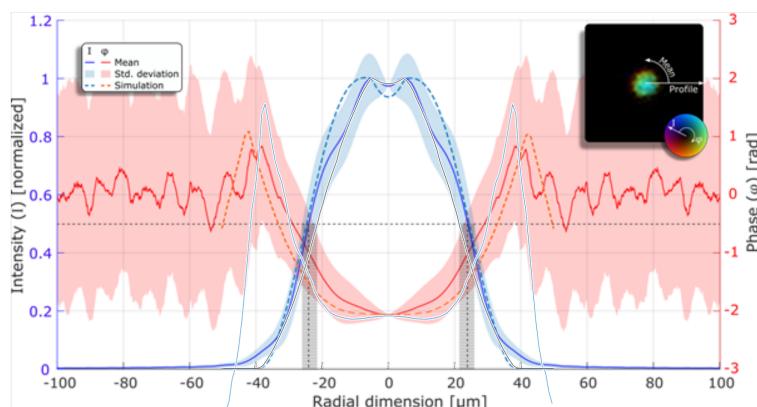


Figura 6.37: Comparación de nuestros resultados de intensidad (línea negra superpuesta) y fase (línea azul superpuesta) con el experimento para  $R_c = 38 \mu\text{m}$   $R_0 = 80 \mu\text{m}$   $cenfac=0.075$  y  $z0fac=0.15$

## 6.2. Evolución de la fase a lo largo del canal de 5 mm

En este apartado, se estudia la evolución del perfil de la fase a lo largo de los 5 mm del canal de plasma del modelo simulado del apartado anterior (figura 6.37) que mejor se ajusta al experimento. Se trata de mostrar la forma de la fase del haz amplificado en distintos puntos del canal, concretamente en los instantes del recorrido de 1, 2, 3 4 y 5 mm.

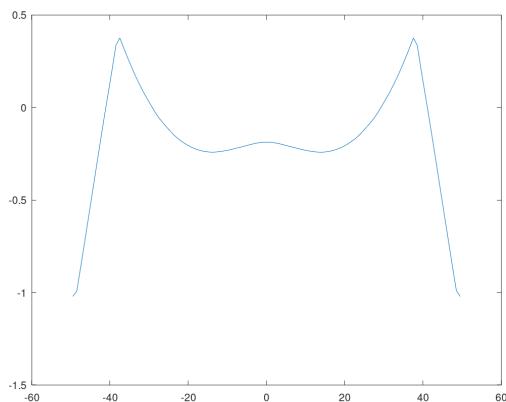


Figura 6.38: Perfil de la fase tras distancia recorrida de 1 mm

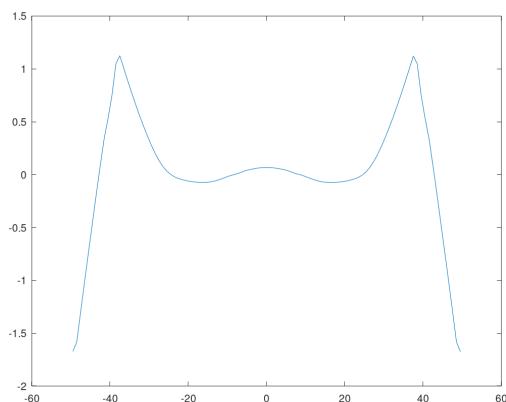


Figura 6.39: Perfil de la fase tras distancia recorrida de 2 mm

## 6.2. EVOLUCIÓN DE LA FASE A LO LARGO DEL CANAL DE 5 MM

---

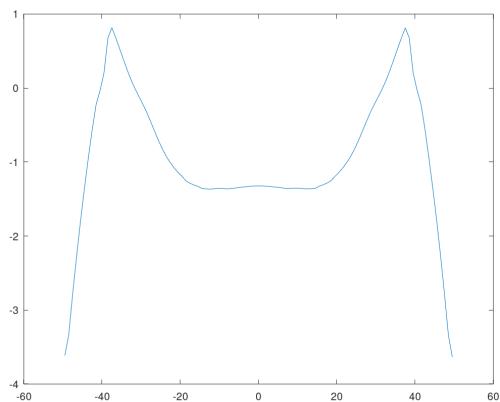


Figura 6.40: Perfil de la fase tras distancia recorrida de 3 mm

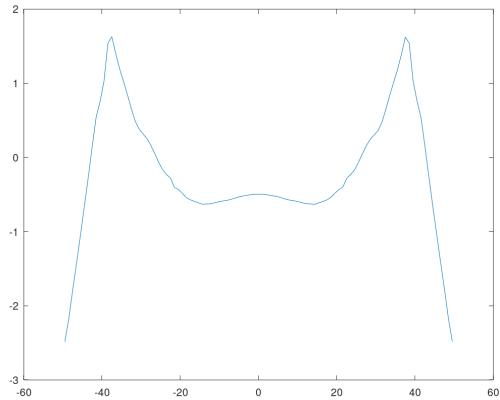


Figura 6.41: Perfil de la fase tras distancia recorrida de 4 mm

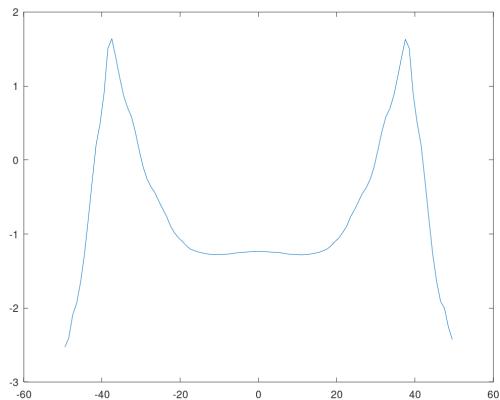


Figura 6.42: Perfil de la fase tras distancia recorrida de 5 mm

A primera vista, el perfil en las cinco coordenadas (1,2,3, 4 y 5 mm) es esencialmente parecido, si bien cabe indicar que hay ciertas diferencias con respecto la zona central de la fase y las diferencias entre el mínimo y el máximo.

En el primer milímetro del canal, la zona central presenta cierta tendencia creciente resultando en un ligero pico en el medio del canal. Esta forma ligera de parábola invertida indica un exceso de electrones y por tanto una sobreionización. A medida que avanza el haz amplificado, se observa que el pico central crece ligeramente con respecto al perfil en el primer milímetro de recorrido. Una vez recorridos 3 mm, se consigue rectificar el pico central aplanando la pequeña parábola invertida presente en los dos primeros milímetros, y consiguiendo un aspecto más parecido al valle del experimento. Finalmente, vuelve a aparecer el pico central al llegar al milímetro cuatro de amplificación. Al final del recorrido, la zona central forma una meseta y en la coordenada  $r=0$  del canal se ve claramente el aplanamiento del valle con respecto a los perfiles anteriores.

En la siguiente tabla se muestra la diferencia de fase entre el valle y los picos para cada instante del recorrido de la fase del haz.

<b>Figura</b>	<b>Distancia del recorrido</b>	<b><math>\Delta</math> Fase</b>
6.38	1 mm	0.65
6.39	2 mm	1.2
6.40	3 mm	2.2
6.41	4 mm	2.15
6.42	5 mm	2.1

### 6.3. Resultados 3D de las zonas sobreionizadas

Debido a la sobreionización que tiene lugar en ciertas zonas por la intensidad del haz de bombeo, el canal no presenta una forma perfecta en los 5 mm de recorrido conllevando a la ausencia de  $Kr^{8+}$  y el consecuente incremento de la densidad electrónica. A continuación, se muestra las figuras 3D que ilustran claramente estas tendencias en el canal de plasma. La simulación utilizada es la correspondiente a la figura 6.37 que mejores resultados daba con respecto a los experimentales.

### 6.3. RESULTADOS 3D DE LAS ZONAS SOBREIONIZADAS

---

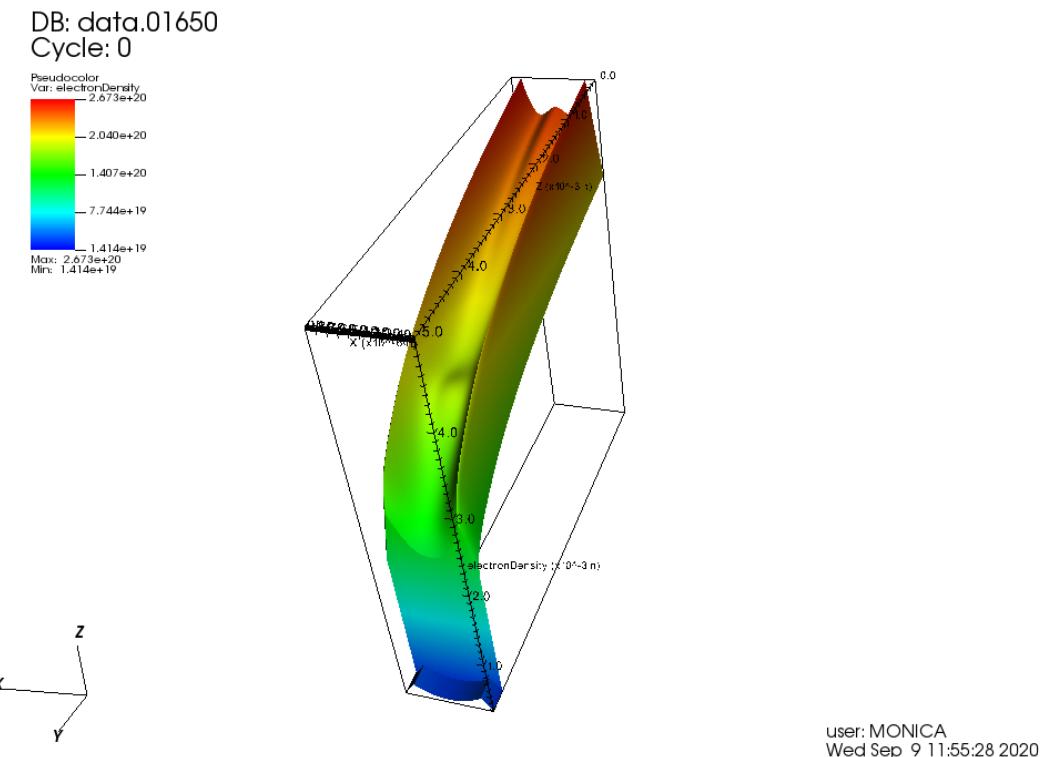


Figura 6.43: Esquema 3D de la densidad electrónica a lo largo de los 5 mm de canal de plasma. El armónico se propaga de la parte trasera derecha a la delantera izquierda según la figura.

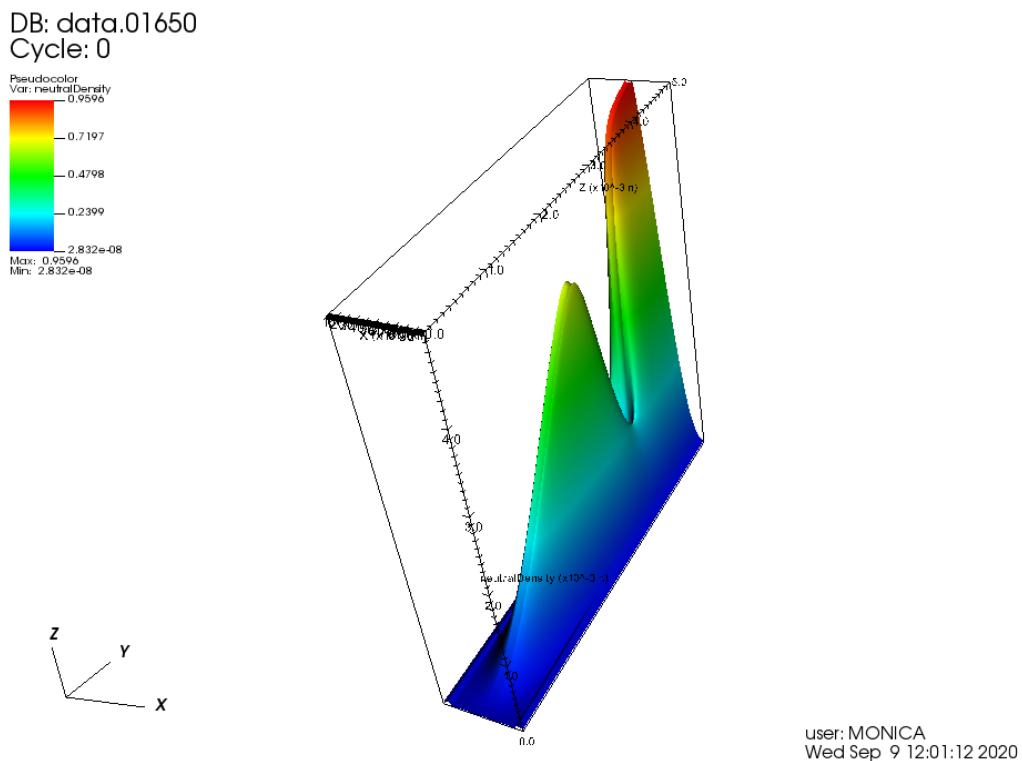


Figura 6.44: Esquema 3D de la abundancia de Kr<sup>8+</sup> a lo largo de los 5 mm de canal de plasma. A diferencia de la figura anterior, el armónico se propaga de la parte izquierda a la derecha.

El eje y representa la longitud del canal. En primera instancia, se aprecia un primer pico de densidad electrónica en el primer milímetro que va atenuándose conforme recorre dicha distancia. Simultáneamente, observamos en la figura de la abundancia de Kr<sup>8+</sup> (figura 6.43) que a lo largo de este primer milímetro la cantidad de Kr<sup>8+</sup> está en un valor mínimo, siendo prácticamente ausente y, por tanto, la amplificación del haz no es posible. Avanzando hacia el segundo milímetro del canal, empieza a observarse un incremento del nivel de kriptón ocho veces ionizado y el canal va adoptando la forma de parábola permitiendo la amplificación. De nuevo, en el siguiente milímetro (3 mm) la sobreionización trae consigo el pico de densidad electrónica en la zona central no siendo posible amplificar el haz en esta zona dada la ausencia de Kr<sup>8+</sup>. Finalmente, es en el último milímetro donde se vuelve a formar el canal homogéneo observando la disminución de electrones y la presencia abundante del Kr<sup>8+</sup>. Viendo la evolución de los niveles de la densidad electrónica y de kriptón de los 5 mm del canal, solo son efectivos 3 mm en los cuales el canal está bien formado y existe abundancia de Kr<sup>8+</sup> sin sufrir los efectos de la sobreionización que sí se dan al principio y en el medio del canal.

### **6.3. RESULTADOS 3D DE LAS ZONAS SOBREIONIZADAS**

---

# **Capítulo 7**

## **Conclusiones**

A lo largo de este capítulo, se recogen los puntos claves a tener en cuenta con respecto a los resultados obtenidos a partir de las simulaciones del proyecto. Así pues, y a partir de las conclusiones de este trabajo, pueden desarrollarse nuevas líneas de investigación que permitan ahondar exhaustivamente en el terreno de los amplificadores de armónicos de alto orden basados en plasmas.

### **7.1. Conclusión**

El campo de láseres de rayos X basados en plasmas está siendo investigado por una gran variedad de profesionales gracias a herramientas como el código Dagón 3D, un simulador de fácil acceso que permite estudiar el comportamiento de este tipo de láseres sin que suponga una preocupación el coste del experimento.

A raíz de los resultados de las simulaciones, se ha logrado definir la influencia que tiene la densidad electrónica de los dos picos, inicial y central, sobre la forma del perfil de fase e intensidad gracias a la variación de los parámetros cefac y z0fac. La correlación entre las variables y los resultados señala la importancia de estos para entender el comportamiento del plasma y, por consiguiente, el funcionamiento de estos láseres. En concreto, se han establecido los valores específicos de densidad electrónica para los cuales las simulaciones de fase e intensidad se aproximan más a los resultados experimentales. Como resultado, la figura 6.37 muestra dicha aproximación.

Otra conclusión destacable es que el perfil de fase del haz depende fuertemente de la densidad electrónica del primer pico controlado por z0fac, mientras que el perfil de intensidad se ve modificado al variar la densidad del pico central, es decir mediante la variable cefac.

### **7.2. Trabajos futuros**

Como continuación en el tema, de láseres basados en plasmas y amplificación de armónicos de alto orden cabe señalar diferentes áreas de desarrollo que pueden desembocar en líneas de investigación interesantes para conocer en mayor profundidad el comportamiento de este tipo de tecnología láser.

El estudio de la duración del pulso del haz amplificado puede ayudar a comprender en mayor

## 7.2. TRABAJOS FUTUROS

---

medida el funcionamiento del amplificador y así encontrar formas de optimizar las características del pulso de salida.

También cabe la posibilidad de estudiar amplificadores de mayor longitud llegando hasta canales de 10 mm, lo cual permitiría conseguir intensidades del haz amplificador mucho mayores con el consiguiente uso en aplicaciones más exigentes.

Finalmente, Dagón 3D es un código ideal para estudiar la amplificación de haces estructurados (armónicos de alto orden con momento angular orbital) en este tipo de amplificadores basados en plasmas.

# Bibliografía

- [1] Albert Einstein *Phys. Zs.*, 18:121, 1917
- [2] R. Paschotta. *Field Guide to Lasers*. SPIE, 2008.
- [3] A. Perea, D. Rodríguez, and P. L. García. *Mecánica Cuántica II*. Universidad Nacional de Educación a Distancia, 2006.
- [4] Unique Properties of LASERs and their applications.  
<https://www.youtube.com/watch?v=PK4yFaGHSFct=919s>
- [5] First operation of a free-electron laser generating gw power radiation at 32 nm wavelength.  
*Eur. Phys. J. D*, 37(2):297–303, feb 2006.
- [6] Richard Neutze, Remco Wouts, David Van der Spoel, Edgar Weckert, and Janos Hajdu. Potential for biomolecular imaging with femtosecond x-ray pulses. *Nature*, 406(6797):752, 2000.
- [7] H. Wabnitz, A.R.B. de Castro, P. Görtler, T. Laarmann, W. Laasch, J. Schulz, and T. Möller. Multiple ionization of rare gas atoms irradiated with intense vuv radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 94:023001, 2005.
- [8] H. N. Chapman, A. Barty, M. J. Bogan, S. Boutet, M. Frank, S. P. Han-Riege, S. Marchesini, B. W. Woods, S. Bajt, W. H. Benner, R. A. London, E. Plönjes, M. Kuhlmann, R. Treusch, S. Düsterer, T. Tschenetscher, J. R. Schneider, E. Spiller, T. Möller, C. Bostedt, M. Hoener, d. A. Shapiro, K. O. Hodgson, D. van der Spoel, F. Burmeister, M. Bergh, C. Caleman, G. Huldt, M. M. Seibert, F. R. N. C. Maia, R. W. Lee, A. Szöke, N. Timneanu, and J. Hajdu. Femtosecond diffractive imaging with a soft-x-ray free-electron laser. *Nature Physics*, 2:839–843, 2006.
- [9] J. W. Goodman. *Introducción a la Óptica de Fourier*. U.N.E.D., 2008.
- [10] J. Itatani, J. Levesque, D. Zeidler, H. Niikura, H. Pépin, J. C. Kieffer, P. B. Corkum, and D. M. Villeneuve. Tomographic imaging of molecular orbitals. *Nature*, 432:867–871, 2004.
- [11] Courtney A. Brewer, Fernando Brizuela, Przemyslaw Wachulak, Dale H. Martz, Weilun Chao, Erik H. Anderson, David T. Attwood, Alexander V. Vinogradov, Igor A. Artyukov, Alexander G. Ponomareko, Valeriy V. Kondratenko, Mario C. Marconi, Jorge J. Rocca, and Carmen S. Menoni, Single-shot extreme ultraviolet laser imaging of nanostructures with wavelength resolution, *Opt. Lett.* 33, 518-520 (2008)
- [12] Ilya Kuznetsov, Jorge Filevich, Feng Dong, Mark Woolston, Weilun Chao, Erik H. Anderson, Elliot R. Bernstein, Dean C. Crick, Jorge J. Rocca, Carmen S. Menoni, “Three-dimensional nanoscale molecular imaging by extreme ultraviolet laser ablation mass spectrometry”, *Nature Communications* 6, 6944 (2015)

- [13] S. Carbajo, I. D. Howlett, F. Brizuela, K. S. Buchanan, M. C. Marconi, W. Chao, E. H. Anderson, I. Artioukov, A. Vinogradov, J.J. Rocca, and C. S. , “MenoniSequential single-shot imaging of nanoscale dynamic interactions with a table-top soft x-ray laser” , Optics Letters, 37 (14), 2994 (2012).
- [14] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, M. C. Marconi, C. S. Menoni, and J. J. Rocca ,Patterning of nano-scale arrays by table-top extreme ultraviolet laser interferometric lithography 19 March 2007 / Vol. 15, No. 6 OPTICS EXPRESS
- [15] P. B. Corkum. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 71:1994, 1993.
- [16] DOE NNSA SSGF 2017: High Harmonic Generation Driven by Mid-Infrared Lasers HD. <https://www.youtube.com/watch?v=ESQkt55Hxbgt=410s>
- [17] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhees. Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column. *Phys. Rev. Lett.*, 55(17):1753–1756, Oct 1985.
- [18] Pierre Jaeglé, Gérard Jamelot, Antoine Carillon, Annie Klisnick, Alain Sureau, and Hélène Guennou. Soft-x-ray amplification by lithiumlike ions in recombining hot plasmas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(4):563–574, 1987.
- [19] J. Zhang, E. E. Fill, Y. Li, D. Schlögl, J. Steingruber, M. Holden, G. J. Tallents, A. Demir, P. Zeitoun, C. Danson, P. A. Norreys, F. Walsh, M. H. Key, C. L. S. Lewis, and A. G. McPhee. High-gain x-ray lasing at 11.1 nm in sodiumlike copper driven by a 20-j, 2-ps nd:glass laser. *Opt. Lett.*, 21(14):1035–1037, 1996.
- [20] Daido H. Review of soft x-ray laser researches and developments. *Reports on Progress in Physics*, 65:1513–1576(64), 2002.
- [21] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, and W. Sandner. Short pulse x-ray at 32.6 nm based on transient gain in ne-like titanium. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2748, 1997.
- [22] M. D. Rosen, P. L. Hagelstein, D. L. Matthews, E. M. Campbell, A. U. Hazi, B. L. Whitten, B. MacGowan, R. E. Turner, R.W. Lee, G. Charatis, Gar. E. Busch, C. L. Shepard, and P. D. Rockett. Exploding-foil technique for achieving a soft x-ray laser. *Phys. Rev. Lett.*, 54(2):106– 109, Jan 1985.
- [23] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecki, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver. Demonstration of a soft x-ray amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 54(2):110–113, Jan 1985.
- [24] H. Daido, S. Ninomiya, T. Imani, R. Kodama, M. Takagi, Y. Kato, K. Murai, J. Zhang, Y. You, and Y. Gu. Nickel-like soft-x-ray lasing at the wavelengths between 14 and 7.9 nm. *Opt. Lett.*, 21(13):958–960, 1996.
- [25] T. Ditmire,M. H. R. Hutchinson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, A.MacPhee, I. Mercer, D. Neely, M. D. Perry, R. A. Smith, J. S. Wark, and M. Zepf. Amplification of xuv harmonic radiation in a gallium amplifier. *Phys. Rev. A*, 51:R4337, 1995.

- [26] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lach'eze-Muriel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Merc'ere, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau, and C. Valentin. A high-intensity highly coherent soft x-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam. *Nature*, 431:427, 2004.
- [27] J. J. Rocca, D. C. Beethe, and M. C. Marconi. Proposal for soft-x-ray and xuv lasers in capillary discharges. *Opt. Lett.*, 13(7):565–567, 1988.
- [28] Ch. Kittel. *Introducción a la física del estado sólido*. Reverté, 2003.
- [29] A. Depresseux, E. Oliva, J. Gautier, F. Tissandier, J. Nejdl, M. Kozlova, G. Maynard, J. P. Goddet, A. Tafzi, A. Lifschitz, H. T. Kim, S. Jacquemot, V. Malka, K. Ta Phuoc, C. Thaury, P. Rousseau, G. Iaquaniello, T. Lefrou, A. Flacco, B. Vodungbo, G. Lambert, A. Rousse, P. Zeitoun, and S. Sebban. Table-top femtosecond soft x-ray laser by collisional ionization gating. *Nature Photonics*, 9:817, November 2015.

## BIBLIOGRAFÍA

---

# Capítulo 8

## Planificación y presupuesto

En este capítulo, se aborda la planificación del proyecto en la que se muestran las actividades y objetivos a completar en las fechas marcadas para ello. Además, se calculará el presupuesto total del proyecto según las horas dedicadas, el material utilizado para diferentes propósitos como las simulaciones lanzadas o las videollamadas realizadas, así como el coste por hora de los miembros participantes del mismo.

### 8.1. Planificación

Excel ha sido la herramienta utilizada para la planificación temporal del trabajo. Para organizar temporalmente las tareas y actividades se ha seguido la planificación del diagrama de Gantt. Además, se ha estructurado jerárquicamente el trabajo mediante la Estructura de Desglose del Trabajo o EDT desglosando en entregables las diferentes actividades.

A la vista del esquema EDT se plasma claramente el alcance del proyecto y las tareas a realizar para completarlo con éxito en el tiempo establecido. El núcleo central se compone del estudio experimental en base a las simulaciones con el código Dagón 3D y los resultados derivados del mismo. Previamente, el estudio de documentación teórica acerca del sistema láser es crucial para manejar los programas con conocimiento y entender las consecuencias de los resultados simulados. De forma simultánea, es preciso llevar una planificación de gestión del tiempo, las tareas y objetivos de cada sesión de trabajo para avanzar de forma gradual y continua.

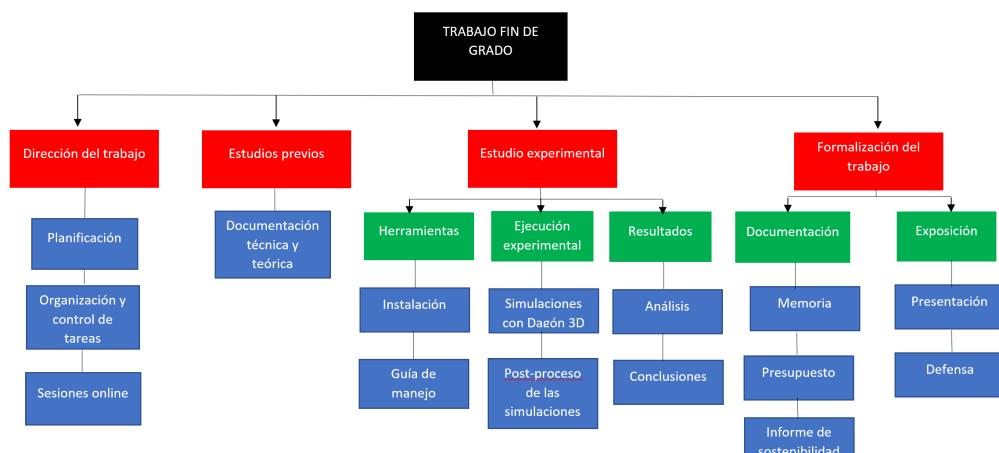


Figura 8.1: Estructura de Desglose del Trabajo

## **8.1. PLANIFICACIÓN**

---

En cuanto a la duración del proyecto, la realización del trabajo está comprendida entre los meses de marzo y octubre del año académico 2020. La fecha de inicio tuvo lugar el 3 de marzo y el final corresponde a la defensa del trabajo el día 19 de octubre. A lo largo de los meses, cabe señalar la importancia de alguna fecha como la de entrega de la memoria en la plataforma Indusnet el día 2 de octubre.

Tanto los días laborables como los fines de semana han sido dedicados a la elaboración y avance del trabajo siguiendo en todo momento las indicaciones del tutor. Entre las actividades acometidas, se han organizado reuniones telemáticas para orientar, aclarar conceptos así como preguntar dudas acerca de la física del proyecto.

A continuación, se muestra el diagrama de Gantt elaborado con Excel, que refleja la secuencia de actividades con su inicio y final a lo largo del tiempo de duración del trabajo y su organización con respecto a las demás.

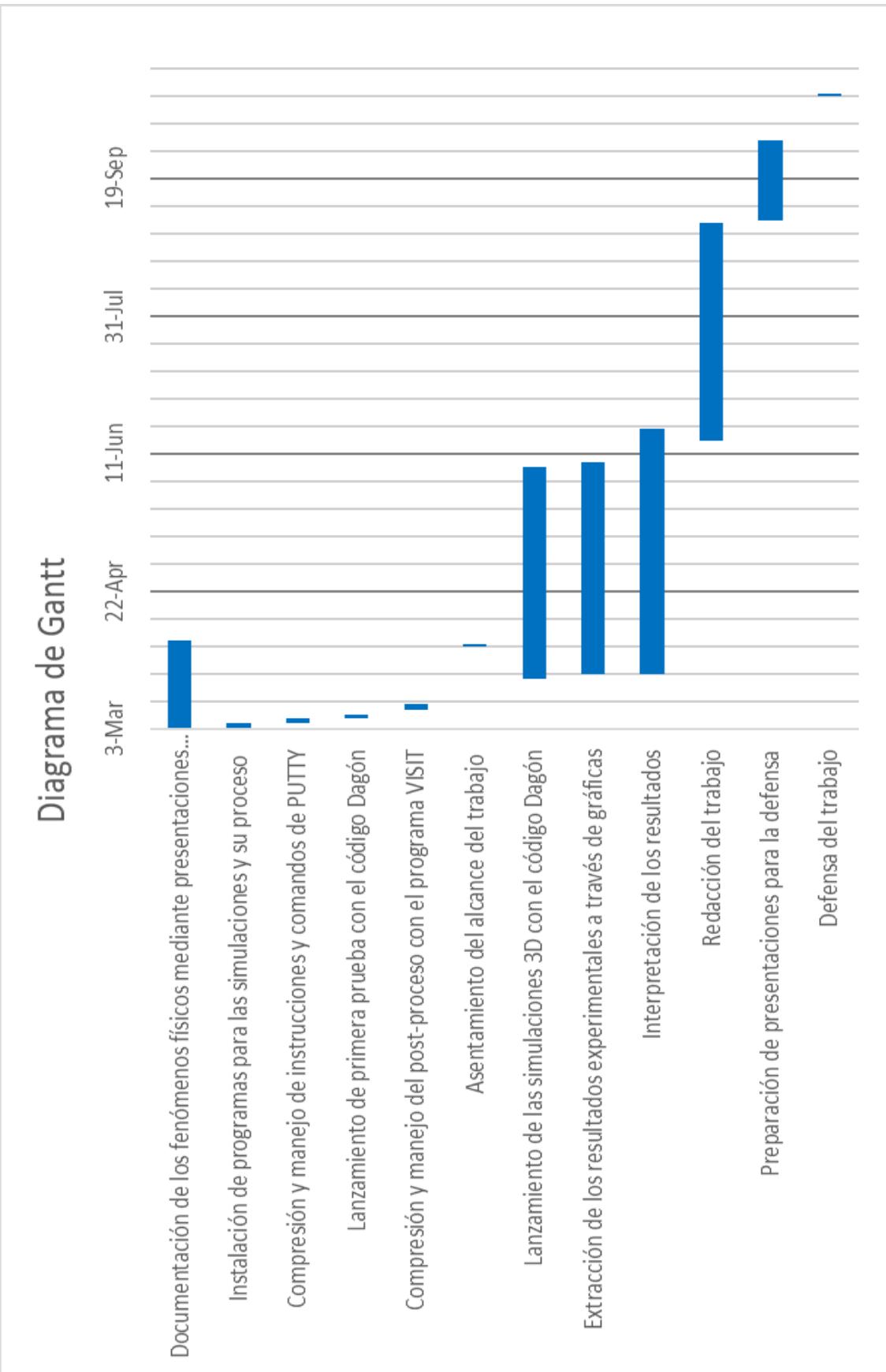


Figura 8.2: Diagrama de Gantt

## 8.2. Presupuesto

En este apartado se pretende estimar el coste total del proyecto teniendo en cuenta los recursos utilizados para ello. El desarrollo del trabajo abarca una duración de 8 meses entre marzo y octubre del año 2020. En cuanto a la avance del mismo, ha sido progresiva y de forma continua acorde con el tiempo disponible tanto en días laborables como festivos. En general, el reparto de realización del proyecto es uniforme con ciertos meses más destacables como julio y agosto por su mayor dedicación al entendimiento de la física y a la redacción. El proyecto ha sido realizado por una persona con la ayuda de un tutor para la supervisión del mismo. El presupuesto va a dividirse en dos partes: recursos humanos y recursos materiales.

### Recursos humanos

A lo largo de su desarrollo, se han ido anotando las horas de dedicación de forma aproximada. Teniendo en cuenta los días y horas trabajados por día, se estima un total de 288 horas. En el cómputo total se incluyen la comprensión de los programas y la física del experimento, el lanzamiento de las simulaciones, el post-proceso así como las charlas con el tutor, videollamadas, la realización de la memoria y las presentaciones de la defensa.

- Salario alumno por hora de trabajo.....12 €/ h
- Salario del tutor por hora de trabajo.....22 €/ h

Sabiendo las horas estimadas para ambas partes: 288 para el alumno y 80 horas para el tutor, resulta:

- Coste total del alumno (12 €/h).....3456 €
- Coste total del tutor (22€/h).....1760 €

En resumen, la tabla siguiente muestra los datos relevantes sobre los recursos humanos.

	Tiempo	Salario	Coste total
<b>Alumno</b>	288 h	12 €/h	3456 €
<b>Tutor</b>	80 h	22 €/h	1760 €

Cuadro 8.1: Coste de recursos humanos

### Recursos materiales

La principal herramienta de trabajo ha sido el ordenador personal del alumno así como el ordenador que procesa las simulaciones con el código Dagón, pero también cabe señalar otros aparatos y recursos indispensables como la impresora, y los consumos de electricidad e Internet.

La potencia de los ordenadores es:

- Potencia ordenador portátil.....180 W
- Potencia ordenador de la escuela.....250 W

Si conocemos el coste en España del kW que es de media 0,145 €/kWh y el total de horas consumidas por cada ordenador, siendo 174 horas para el ordenador 1 (ordenador portátil) y 424 horas para el ordenador 2 (ordenador de la escuela), resulta un consumo eléctrico total de:

- Coste de electricidad ordenador 1.....4,5 €
- Coste de electricidad ordenador 2.....15,4 €

Durante los 8 meses de duración del proyecto, otros elementos de conexión y materiales se suman al coste.

- Conexión Internet ADSL (50 €/mes).....400 €
- Tinta de impresora.....60 €
- Paquete de folios impresora.....2,55 €

Todo el conjunto de materiales y consumos de la red utilizados se muestran en una tabla resumen:

Elementos	Coste
<b>Consumo Ordenador 1</b>	4,5 €
<b>Consumo Ordenador 2</b>	15,4 €
<b>Conexión Internet</b>	400 €
<b>Tinta impresora</b>	60 €
<b>Paquete de folios</b>	2,55 €

Cuadro 8.2: Coste de conexiones a la red y materiales

Así pues, haciendo un barrido a los costes de cada elemento tanto humano como material, la suma total del coste del proyecto resulta en 5698,45 €.

## **8.2. PRESUPUESTO**

---

# **Capítulo 9**

## **Informe de sostenibilidad**

La investigación en el ámbito de los láseres de radiación X blanda coherente es un camino muy prometedor que permitirá el desarrollo de láseres más eficientes y con mejores propiedades ópticas que pueden ser aprovechadas en múltiples áreas de carácter tanto científico como médico. Al mismo tiempo, la implementación y el uso de este tipo de láser podrá constituir un punto de partida para futuras investigaciones que profundicen aun más en este sector de la física.

Para la realización del trabajo, la utilización de ordenadores para la ejecución de las simulaciones, la búsqueda de información y redacción de la memoria supone cierta huella medioambiental debido a la energía requerida. Sin embargo, esta se puede considerar irrelevante.

El coste del trabajo de investigación es infinitamente inferior a los beneficios que ofrecen sus resultados siendo a largo plazo una inversión que impacta positivamente en la sociedad, economía y medio ambiente.



POLITÉCNICA

**ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES  
UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID**

José Gutiérrez Abascal, 2. 28006 Madrid  
Tel.: 91 336 3060  
[info.industriales@upm.es](mailto:info.industriales@upm.es)

[www.industriales.upm.es](http://www.industriales.upm.es)