

GENERACIÓN DE ELECTRONES Y RAYOS X  
A PARTIR DE PULSOS LÁSER DE GW Y ALTA TASA DE  
REPETICIÓN, Y SU PROTECCIÓN RADIOLÓGICA



CARMEN FONSECA CUENCA

UNIVERSIDAD DE SALAMANCA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA FUNDAMENTAL

OCTUBRE 2011



**D. FRANCISCO FERNÁNDEZ GONZÁLEZ**, Catedrático del Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear del Departamento de Física Fundamental, y **D. DAVID BOTE PAZ**, Dr. en Física

Autorizan la presentación de la tesis doctoral titulada “Generación de electrones y rayos x, a partir de pulsos láser de GW y alta tasa de repetición, y su protección radiológica”, realizada bajo su dirección por Dña. Carmen Fonseca Cuenca.

Salamanca, Octubre de 2011

Fdo.: D.Bote

Fdo.: F.Fernández





*Hay una fuerza motriz más poderosa que el vapor, la electricidad y la energía atómica:*

*La Voluntad*

*A. Einstein*



## *Alejandra*

Este logro es tan tuyo como mío, ya que siempre conté con tu comprensión e infinita colaboración en las distintas etapas de nuestra estadía en Salamanca. Tu ternura y cariño me ayudaron a mantener la motivación necesaria para continuar, y fueron el soporte para resistir en los momentos de mayor dificultad. Recuerdo que muchas veces me sentía en una carrera de obstáculos, donde la meta era difusa, se perdía, incluso dudaba de su existencia; pero ahí estabas tú, con tu sonrisa y ese abrazo que me devolvía la confianza, la certeza de saber que era el camino correcto, solo que no era fácil y costaba entenderlo.

Gracias a Dios esta etapa ha llegado a feliz término, y el balance es mas que satisfactorio; y no me refiero a lo que pueda representar en el campo profesional, que por supuesto también cuenta; me refiero a lo que ha significado en nuestra vida, en lo cotidiano, en los momentos compartidos durante estos casi cinco años. El estar aquí, lejos de casa, muchas veces con la soledad por compañía; nos ayudó a crecer, a encontrarnos, y hoy te siento cerca -aunque nos separe un oceano-, y en pocos días vendrán de nuevo los abrazos. Quiero finalizar estas palabras, tomando prestados los versos del poeta, para decirte

... Alondra de mi casa,  
ríete mucho.

Es tu risa en tus ojos  
la luz del mundo.

Ríete tanto  
que mi alma al oírte  
bata el espacio.

Tu risa me hace libre,  
me pone alas...

***Miguel Hernández***



## Agradecimientos

Deseo expresar mi gratitud al director de la tesis, Dr. Francisco Fernández González; por su colaboración y apoyo incondicional en las diferentes etapas de este proyecto y en general durante mis estudios de doctorado. Su aporte ha sido invaluable, tanto en lo profesional como en lo humano. Como siempre, *Gracias por todo Profesor.*

Al codirector, Dr. David Bote Paz, manifiesto mis agradecimientos por sus múltiples y generosos aportes a este proyecto; porque su acertada guía me ayudó a superar el miedo a 'atreverme' con las simulaciones; y especialmente, porque dejó claro que siempre podía contar con él, y así fue. *Gracias de nuevo David.*

A los compañeros de despacho en las casas del parque, estudiantes y profesores, y en particular al Dr. David Rodríguez.

Por cuestión de espacio, es difícil nombrar a cada una de las personas que de diferente manera aportaron su granito de arena en este proyecto; pero quiero expresar mi gratitud

A mi familia, quienes desde la distancia me acompañaron y apoyaron en todo.

Mamá y Papá, aunque hubo dificultades serias en cuestiones de salud, Dios nos ha dado a todos una nueva oportunidad, y espero poder compartir con ustedes muchos bellos momentos y retribuir en algo esa infinidad de cosas maravillosas que siempre nos han dado y que tanto sacrificio les ha representado. Les debo todo, simplemente Gracias.

A mis hermanos William, Milena y Gilma, significan mucho para mí. Nuestra historia de vida nos ha permitido tejer fuertes lazos, aún en la distancia; y es el momento de reafirmar mi compromiso y gratitud con la familia.

A los amigos que en estos años, han sido de alguna manera mi otra familia, quienes hicieron aún mas bella la estadía en Salamanca: la prima Lolita, María Eugenia, Patty y Fernando, María Alejandra, Leito, Ximena, Jorgito, Edwin, Gustavo, Juanjo, Safwan, el padre Miguel Angel,... seguro que se me escapan nombres. Quiero que sepan que siempre tendrán un lugarcito en mi corazón.



## **Instituciones y programas que participaron en este proyecto**

Es el momento de reconocer la participación de programas e instituciones que contribuyeron a la realización de este proyecto. Manifiesto mi gratitud con ellos y en particular con las personas que los representan.

En primer lugar al Programa Al $\beta$ an, que a través de la beca E06D103594CO financió mis estudios y estadía en España los tres primeros años del doctorado.

A la fundación Mapfre, que durante el año 2010 financió mi contratación con la Universidad de Salamanca, en el proyecto de investigación *Evaluación de riesgo radiológico asociado a instalaciones de láseres intensos*.

Al Servicio Láser de la Universidad de Salamanca, tanto por la infraestructura y recursos físicos que dispusieron para este proyecto, como por el apoyo incondicional de muchos de sus miembros. En especial quiero agradecer a Cruz Méndez su valiosa participación en la componente experimental de este trabajo, y su aporte en distintas facetas del mismo.

A la Unidad de Protección Radiológica del Hospital Clínico de Salamanca, por su colaboración en la dosimetría termoluminiscente.





# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Interacción Láser - Plasma</b>	<b>7</b>
1.1. Plasma producidos por láseres: parámetros característicos . . . . .	7
1.2. Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas . . . . .	10
1.3. Calentamiento del plasma . . . . .	12
1.3.1. Absorción por colisiones . . . . .	12
1.3.2. Absorción Resonante . . . . .	13
1.3.3. Absorción por efecto Brunel . . . . .	14
1.3.4. Otros mecanismos de aceleración. Calentamiento $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ . . . . .	15
1.4. Generación de fotones . . . . .	16
1.4.1. Radiación de Bremsstrahlung . . . . .	16
<b>2. Dispositivo Experimental</b>	<b>19</b>
2.1. El láser y su focalización . . . . .	20
2.1.1. Intensidad de los pulsos láser . . . . .	22
2.2. Detección de la radiación generada . . . . .	25
2.2.1. Detección de radiación en cristales termoluminiscentes . . . . .	27
2.2.2. Medida de la distribución angular de la radiación emitida con películas radiocrómicas . . . . .	34
2.2.3. Espectrometría Gamma . . . . .	42
2.3. Simulación Monte Carlo del transporte de radiación en medios materiales .	46

2.3.1. PENELOPE . . . . .	46
<b>3. Resultados Experimentales y Análisis de la Radiación Emitida en la Interacción Láser - Plasma</b>	<b>52</b>
3.1. Distribución angular . . . . .	54
3.2. Composición y espectro de energías de la radiación emitida . . . . .	62
3.2.1. Espectro de energías de la radiación producida en blancos de aluminio	63
3.3. Dosis registradas con otros blancos . . . . .	66
3.4. Simulaciones Monte Carlo - discusión de resultados . . . . .	67
3.4.1. Distribución espectral de la radiación emitida . . . . .	68
3.4.2. Evaluación del número de partículas . . . . .	75
<b>4. Generación de Rayos X Característicos en la Interacción Láser-Plasma</b>	<b>80</b>
4.1. Montaje experimental . . . . .	81
4.2. Rayos x característicos . . . . .	83
4.3. Bremsstrahlung generado en blancos de cobre, aluminio, cadmio y oro . . . .	84
4.3.1. Producción radiactiva . . . . .	87
4.3.2. Eficiencia en la producción de rayos x . . . . .	88
4.4. Discusión de Resultados . . . . .	90
<b>5. La Protección Radiológica en Láseres de Gigawatio</b>	<b>92</b>
5.1. Resumen de magnitudes dosimétricas . . . . .	93
5.1.1. Límites recomendados ICRP-103 . . . . .	96
5.2. Dosis absolutas . . . . .	97
5.2.1. Dosis registradas con blancos de aluminio . . . . .	97
5.2.2. Análisis de la distribución angular de la radiación . . . . .	103
5.2.3. Dosis registradas con otros blancos . . . . .	107
5.3. Monitoreo ambiental . . . . .	108
5.3.1. Situación de cristales TLD dentro de las instalaciones del Servicio Láser . . . . .	109
5.3.2. Dosis y tasas de dosis asociadas al fondo ambiental . . . . .	111

5.4. Análisis de resultados . . . . .	117
<b>6. Conclusiones y Recomendaciones</b>	<b>122</b>
<b>7. Apéndice</b>	<b>128</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>154</b>



# Índice de tablas

2.1. Parámetros de los pulsos en el sistema láser de GW . . . . .	21
2.2. Composición atómica de películas Gafchromic EBT2. . . . .	35
3.1. Número de electrones generados por pulso . . . . .	78
4.1. Eficiencia en la producción de rayos x . . . . .	89
5.1. Factores de ponderación de la radiación. Recomendaciones ICRP-103 . . . . .	95
5.2. Factores de ponderación de tejidos. Recomendaciones ICRP-103 . . . . .	96
5.3. Límites de dosis recomendados ICRP-103 . . . . .	96
5.4. Tasas de dosis, detectores A y B. Polarización P . . . . .	98
5.5. Tasas de dosis, TLDs en aire. Polarización P . . . . .	98
5.6. Atenuación de tasas de dosis con metacrilato . . . . .	101
5.7. Tasa de dosis equivalente registrada a 30 cm del blanco . . . . .	105
5.8. Estudio ambiental en el Servicio Láser de la Universidad de Salamanca . .	115
5.9. Estudio ambiental fuera de las instalaciones del Servicio Láser . . . . .	116
5.10. Resumen tasas de dosis con blancos de diferente material . . . . .	118
5.11. Resumen tasas de dosis con blancos de aluminio y filtros de metacrilato . .	118



# Índice de figuras

1.	Progreso en tecnología láser . . . . .	2
1.1.	Ionización por supresión de barrera . . . . .	8
2.1.	Esquema de focalización de pulsos láser . . . . .	22
2.2.	Perfil horizontal y vertical del foco . . . . .	23
2.3.	Imagen 3D del foco . . . . .	23
2.4.	Perfiles gaussianos del foco . . . . .	24
2.5.	Blancos de aluminio ablacionados con láser . . . . .	26
2.6.	Esquema de detección con cristales TLD . . . . .	29
2.7.	Detector A de radio 4 cm . . . . .	30
2.8.	Cristales TLD apantallados con metacrilato. . . . .	31
2.9.	Imagen del detector B de radio 8 cm. . . . .	31
2.10.	Malla de TLDs para medir distribución angular . . . . .	34
2.11.	Configuración geométrica y composición de películas Gafchromic EBT2. . . . .	35
2.12.	Segmentos de películas irradiadas dentro de los detectores A y B . . . . .	36
2.13.	Película irradiada con cristales TLD adheridos a su superficie . . . . .	38
2.14.	Perfil de intensidad del nivel rojo . . . . .	39
2.15.	Dosis en función de la densidad óptica . . . . .	40
2.16.	Curva de calibración para películas radiocrómicas . . . . .	41
2.17.	Espectro Gamma de $^{241}\text{Am}$ . . . . .	42
2.18.	Detector CdTe XR-100T de Amptek . . . . .	43
2.19.	Eficiencia de detección para un cristal de CdTe . . . . .	44

2.20. Esquema experimental para el registro de radiación de Bremsstrahlung . . .	45
2.21. Detector CdTe apantallado con acero inoxidable . . . . .	45
2.22. Rotación de TLDs dentro del detector A . . . . .	49
2.23. Aspas de mylar dentro del detector A . . . . .	50
2.24. TLDs y estructura en mylar dentro del detector B . . . . .	51
3.1. Incidencia vertical de pulsos láser sobre aluminio . . . . .	53
3.2. Incidencia horizontal del láser sobre lámina de aluminio. . . . .	53
3.3. Montaje experimental con película radiocrómica. . . . .	54
3.4. Películas expuestas a radiación generada con láser de diferente polarización .	55
3.5. Perfiles de nivel rojo en función de la polarización . . . . .	56
3.6. Perfil central de nivel rojo correspondiente a polarización P. . . . .	57
3.7. Perfil central de nivel rojo correspondiente a polarización S. . . . .	58
3.8. Distribución angular de la radiación generada-polarización P . . . . .	58
3.9. Ajuste gaussiano para la distribución angular de dosis- polarización P . . .	59
3.10. Distribución angular de la radiación generada-polarización S . . . . .	60
3.11. Ajuste gaussiano para la distribución angular de dosis- polarización S . . .	61
3.12. Atenuación en aire de radiación emitida con diferente polarización . . . . .	63
3.13. Películas Gafchromic EBT2 irradiadas dentro del detector B . . . . .	64
3.14. Atenuación de la dosis medida con TLD y películas EBT2 . . . . .	65
3.15. Dosis experimental y calculada una con distribución maxwelliana de energía	66
3.16. Dosis registradas en TLDs con filtros de metacrilato . . . . .	67
3.17. Esquema experimental para el registro de dosis a mayor distancia . . . . .	68
3.18. Atenuación de la dosis con la distancia. TLDs en aire . . . . .	69
3.19. Atenuación de dosis en aire. Blancos de aluminio, cobre y mylar . . . . .	70
3.20. Dosis experimental y simulada. Detector A con filtros de metacrilato . . .	71
3.21. Dosis experimental y simulación MC para el detector B . . . . .	72
3.22. Dosis experimental y simulación MC para el detector A . . . . .	73
3.23. Dosis experimental y simulación MC en diferentes experimentos . . . . .	74
3.24. [Dosis experimental y simulación MC con blanco de cobre . . . . .	76



4.1.	Montaje experimental para detección de Bremsstrahlung y rayos x . . . . .	81
4.2.	Registro de línea $K_{\alpha}$ con blanco de cobre . . . . .	84
4.3.	Emisiones $L_{\alpha}$ y $L_{\beta}$ con blanco de oro . . . . .	85
4.4.	Espectros de Bremsstrahlung con blancos de Al, Cu, Cd y Au . . . . .	86
4.5.	Bremsstrahlung de mayor energía con blancos de Al y Cu . . . . .	87
5.1.	Atenuación de la tasa de dosis en aire . . . . .	100
5.2.	Atenuación de tasas de dosis, TLDs con filtros de metacrilato . . . . .	102
5.3.	Distribución angular de la tasa de dosis. Polarización P y S . . . . .	104
5.4.	Esquema experimental para medir la distribución angular de la dosis . . .	105
5.5.	Distribución angular de la dosis a 30 cm del centro de interacción . . . . .	106
5.6.	Tasas de dosis registradas con blancos de cobre y mylar . . . . .	107
5.7.	Esquema del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca . . . . .	109
5.8.	Distribución de TLDs para monitoreo ambiental . . . . .	110
5.9.	Vista general de la sala de mecanizado . . . . .	111
5.10.	TLDs en sala de mecanizado. Grupos 1-5 . . . . .	112
5.11.	TLDs en sala de mecanizado. Grupos 6-9 . . . . .	113
5.12.	TLDs en sala HHG. Grupos 10-12 . . . . .	114
5.13.	TLDs en sala HHG. Grupos 13-15 . . . . .	114



# Introducción

La interacción de pulsos láser de alta intensidad con la materia, constituye actualmente una importante fuente de radiación ionizante, que debe ser considerada tanto por sus potenciales aplicaciones -especialmente generación y aceleración de partículas- como por el riesgo radiológico que conlleva, cuando se opera bajo determinadas condiciones de focalización.

Si bien desde la década de los 50, con los trabajos de Budker y Veksler -en la que fuera la URSS-[1], [2], se propuso que los plasmas pueden soportar intensos campos eléctricos y por lo tanto ser usados para acelerar partículas cargadas a energías relativistas, fueron Tajima y Dawson quienes plantearon la aceleración de electrones con plasmas generados por láser [3]. Las primeras confirmaciones experimentales de esta predicción surgieron a comienzos de los años 80, cuando se reportan registros de electrones con energías entre 0.4 y 1.5 MeV [4],[5]. Es sin embargo a partir del trabajo de Mourou [6] y la introducción de la técnica CPA (Chirped Pulse Amplification) para amplificación de pulsos cortos, que en las últimas dos décadas aparece una avalancha de resultados experimentales, donde se manifiestan diferentes mecanismos de aceleración de electrones [7], [8],[9], de protones y otros iones pesados [10], [11], [12] y generación de rayos  $x$  y radiación  $\gamma$  [8], [13], lo cual abrió la puerta a un amplio campo de aplicación, como es la física nuclear inducida por láser y producción de radioisótopos para aplicaciones médicas [14], [15], [16], [17], entre otros.

En el estudio de la interacción láser-plasma, se han establecido varias líneas de trabajo. Por una parte se ha desarrollado toda una línea de investigación dedicada a obtener haces de electrones con alta energía y luminosidad. En este campo se enmarcan los trabajos de

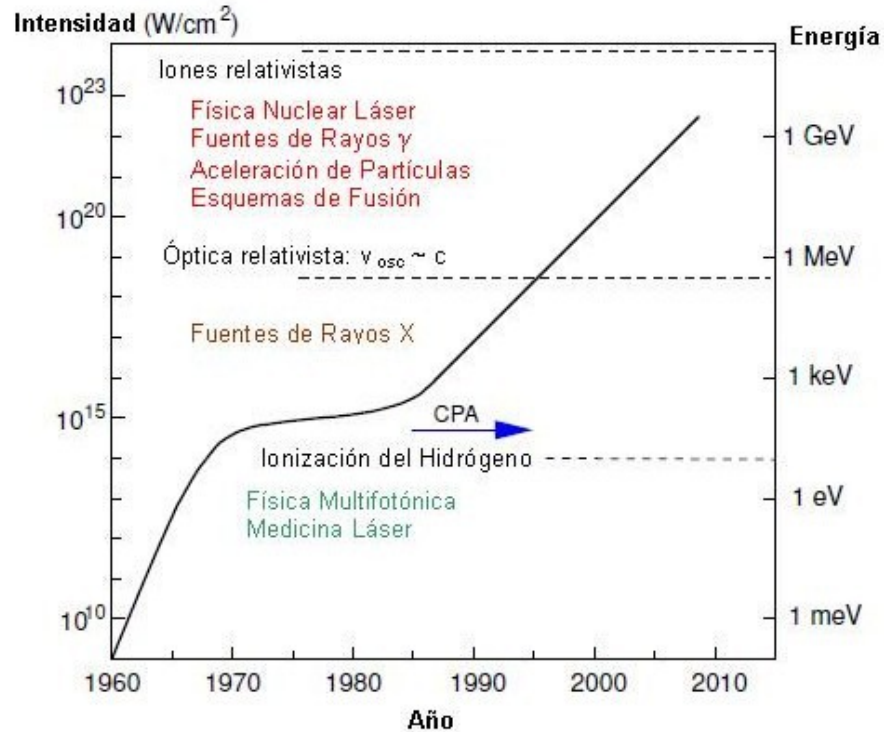


Figura 1: Progreso en tecnología láser. A medida que se alcanzan mayores intensidades, aumenta el rango de energía para los electrones acelerados y con ello la física que se puede abordar y las potenciales aplicaciones.

Leemans, que ha conseguido haces de electrones con 1 GeV de energía, acelerados en un capilar de 3.3 cm con pulsos láser de 40 TW [18]. La potencialidad de la aceleración de partículas con láseres, radica en que mientras los aceleradores convencionales presentan un límite para generar campos eléctricos que superen algunos  $MeV m^{-1}$ , los plasmas generados por láser permiten sostener campos hasta de  $100 GeV m^{-1}$ . Una consecuencia inmediata es que en pocos milímetros de plasma, se puede alcanzar los niveles energéticos que en un acelerador convencional requieren algunos kilómetros <sup>1</sup>, lo cual supone una

<sup>1</sup>En la actualidad el mayor acelerador lineal -SLAC (Stanford Linear Accelerator Center)-, acelera electrones y positrones hasta 50 GeV en algo más de tres kilómetros

importante reducción de costos, ver Figura (1).

En cuanto a la calidad del haz, se han realizado múltiples esfuerzos para identificar y optimizar mecanismos que permitan la obtención de haces electrónicos monoenergéticos. Recientemente, dos mecanismos han demostrado la generación de haces electrónicos de alta calidad. El primero de ellos conocido como regimen “bubble” [19], ha conducido a múltiples experimentos donde se obtiene haces de electrones quasi-monoenergéticos con energías del orden de 100 MeV, alcanzados en unos pocos milímetros y con una dispersión energética asociada entre 5 y 10 % [20], [21], [22].

El otro mecanismo se basa en el uso de dos pulsos láser -con la misma longitud de onda y polarización-, propagándose en sentido inverso. En este caso, el segundo pulso se utiliza como inyector de electrones en la estela generada por el primero, de tal forma que los pulsos colisionan en el plasma y su interferencia genera el patrón de onda que preacelera una parte de los electrones, los cuales tendrían suficiente energía para quedar atrapados en la estela del primer pulso, alcanzando energías relativistas [23], [24]. Este mecanismo se caracteriza por una mayor flexibilidad para controlar parámetros del haz monoenergético que se genera, por ejemplo para un haz que alcance el rango de GeV, se espera una dispersión energética de solo un 1 %, mejorando sustancialmente la calidad del haz.

Hay que tener presente sin embargo, que la aplicación de haces de electrones acelerados con láser, en áreas tan sensibles como la radioterapia y radiología, está aún muy lejana, básicamente porque en este tipo de aplicaciones médicas se requieren haces de partículas de mayor calidad en cuanto a dispersión de energía.

Una segunda línea de actuación supone la optimización de láseres de gran potencia. Proyectos como HIPER (High Power laser Energy Research), encaminados fundamentalmente a la obtención de energía por fusión y ELI (Extreme Light Infrastructure), entre otros, operan o están siendo diseñados para operar con pulsos en el rango de J-kJ y a baja tasa de repetición ( $<10$  Hz), con lo cual se espera alcanzar intensidades del orden de  $10^{24}$  W  $\text{cm}^{-2}$ , lo que supondría una valiosa herramienta para abordar el estudio de la estructura de la materia.

Finalmente una tercera línea mas modesta en energía pero no menos importante, es la que pretende utilizar la interacción láser-materia para generar fuentes brillantes de rayos  $x$  y rayos  $\gamma$ . Para ello se utilizan sistemas láser menos potentes pero con alta tasa de repetición (del orden del kHz), y se observan importantes avances tanto en la eficiencia de producción [25],[26],[27], como en la caracterización de los mismos[28],[29]. Este tipo de estudios resulta muy pertinente si se tiene en cuenta el interés suscitado en torno a potenciales fuentes de radiación  $x$  y  $\gamma$ , basadas en interacción láser-plasma en sistemas de alta tasa de repetición. El desarrollo de estas fuentes -casi puntuales- puede suponer una revolución en el campo de estudio de nanoestructuras.

Para este tipo de fuentes se utilizan blancos sólidos y la presencia de la radiación resultante en la interacción de pulsos láser intensos con estos blancos, aparece como resultado de la formación de un plasma denso e inhomogéneo en la interfase del sólido. En la interacción del láser con este plasma, parte de la energía de los pulsos se acopla al movimiento de los electrones, produciendo su aceleración a través de diversos mecanismos como *Absorción Resonante*, *Efecto Brunel* -conocido como calentamiento en el vacío- y *Aceleración  $J \times B$* , que actúan dependiendo de las características del pulso.

Paralelamente la interacción de los electrones acelerados con el medio, conlleva la generación de radiación Bremsstrahlung -con energías comprendidas entre algunos eV y el nivel de los MeV, dependiendo de la energía de los electrones acelerados- así como líneas de emisión características del material blanco, las cuales se encuentran generalmente en el rango de algunas decenas de keV [30].

Un problema común a todas estas líneas es el de la protección radiológica, que en lo que se refiere a sistemas de láseres intensos, es aún un campo en construcción. Técnicamente la radiación láser es no ionizante y como tal no tiene que estar sometida a las regulaciones existentes para fuentes radiactivas; Sin embargo los desarrollos comentados anteriormente hacen necesario tener en cuenta estos fenómenos y establecer sistemas de control en el diseño de instalaciones de estos sistemas, en particular los que operan en el régimen de alta intensidad, para los que hay evidencia experimental de radiación ionizante

de diversa naturaleza producida durante su interacción con la materia. Al régimen de alta intensidad se accede básicamente a través de dos vías: incrementando la energía de los pulsos láser o reduciendo la duración de los mismos hasta unos pocos femtosegundos (fs) y el área de focalización hasta el orden del límite de difracción ( $\lambda^2$ ).

Es de resaltar que aunque se encuentran diversos estudios sobre blindajes para la radiación generada por sistemas láser de alta intensidad [28], [31], así como análisis del efecto de parámetros como la polarización del láser, en las dosis registradas y en la dirección con que se emiten la radiación, [32], [33], [34] entre otros, hace falta trabajos concluyentes en esta área del conocimiento y en particular sobre la incidencia de las altas dosis y tasas de dosis asociadas con este tipo de interacción, especialmente en sistemas láser con alta tasa de repetición.

En este trabajo, que está próximo a los objetivos de la tercera línea mencionada, se estudia un caso particular de la interacción láser-materia, producida por la incidencia de pulsos láser de Gigavatio (GW) sobre superficies sólidas en aire. En particular, se mide y se caracteriza la radiación emitida durante esta interacción, evaluando el riesgo radiológico asociado a estos sistemas láser llamados “table top”, que hoy en día son accesibles a muchos laboratorios y de los cuales está todavía pendiente un estudio sistemático de sus implicaciones dosimétricas. El interés del mismo radica en el hecho de que una de las aplicaciones de estos láseres son los procesos de micromecanizado que se realizan en aire. También es relevante el estudio de la generación de rayos x bajo estas condiciones por su potencial aplicación al estudio de células vivas, que por razones obvias no puede realizarse en vacío.

Durante este estudio, también se simuló el transporte de radiación y de partículas bajo las condiciones implementadas en los experimentos realizados. Las simulaciones Monte Carlo se realizaron con el código PENELOPE y con ellas se buscó definir un término fuente característico de la radiación emitida durante la interacción láser-plasma.

Para el desarrollo del trabajo se utilizaron pulsos láser de 120 fs de duración y energía en el rango de sub-mJ, incidiendo oblicuamente sobre blancos sólidos con alta tasa de

repetición  $\sim 1$  kHz. Los pulsos se focalizaron en un área de algunas  $\mu\text{m}^2$  alcanzando intensidades entre  $10^{16}$  y  $10^{17}$   $\text{Wcm}^{-2}$ . Los experimentos se realizaron con un sistema láser de Ti:Sa basado en amplificación CPA, adscrito al Servicio Láser de la Universidad de Salamanca.

A continuación se describe brevemente la estructura del trabajo.

El capítulo 1 introduce los fundamentos de la interacción láser - plasma y presenta algunos mecanismos de generación y aceleración de electrones con láser, así como los fundamentos de la radiación de Bremsstrahlung y rayos  $x$  característicos inducidos por láser.

En el capítulo 2 se describe el dispositivo experimental en que se fundamentan los resultados del trabajo, así como las simulaciones Monte Carlo realizadas con el código PENELOPE.

En el capítulo 3 se analiza y caracteriza la radiación emitida en la interacción láser-plasma. Con base en simulaciones Monte Carlo, se propone el término fuente que caracteriza este tipo de radiación, y se contrasta con los resultados experimentales.

En el capítulo 4 se presentan las características obtenidas para la radiación de Bremsstrahlung registrada y para los rayos  $x$  característicos emitidos con diferentes blancos.

En el capítulo 5 se analiza el riesgo radiológico asociado a sistemas láser de GW. Las consideraciones dosimétricas se basan en las tasas de dosis registradas en los diferentes experimentos realizados durante la investigación.

En la parte final, se presentan conclusiones y recomendaciones.



# Capítulo 1

## Interacción Láser - Plasma

En este capítulo se presentan los conceptos básicos de la interacción láser-plasma, necesarios para el desarrollo posterior del trabajo. Para un tratamiento más completo de estos temas, se sugiere la revisión de los trabajos de Kruer [35], Pukhov [36] y Gibbon [37].

### 1.1. Plasma producidos por láseres: parámetros característicos

Cuando un pulso láser de alta intensidad incide sobre un sólido, produce una rápida transformación en la zona de incidencia dando lugar a un plasma denso e inhomogéneo. Una estimación de las intensidades requeridas en los pulsos láser para la formación del plasma, puede obtenerse a partir del valor del campo coulombiano en un átomo, para el radio de Bohr ( $r_b = \frac{\hbar}{amc}$ )

$$E_a = \frac{e}{4\pi \epsilon_o r_b^2} = 5.1 \times 10^9 Vcm^{-1} \quad (1.1)$$

donde  $e$  y  $m$  son la carga y masa del electrón respectivamente,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío,  $\epsilon_o$  la permitividad del vacío y  $\hbar = h/2\pi$ , la constante de Planck reducida.

La intensidad a la cual el láser iguala el enlace del electrón por el átomo es entonces,

$$I_a = \left[ \frac{cE_a^2}{8\pi} \right] \approx 3.5 \times 10^{16} Wcm^{-2} \quad (1.2)$$

así pues, para intensidades del láser  $I > I_a$ , se garantiza la ionización de los átomos del material. Sin embargo la ionización puede también producirse a intensidades menores por efecto túnel. En este caso el campo debido al láser puede modificar el potencial coulombiano como se ve en la Figura (1.1), de forma que el electrón atómico puede penetrar la barrera de potencial antes de que el campo alcance este umbral.

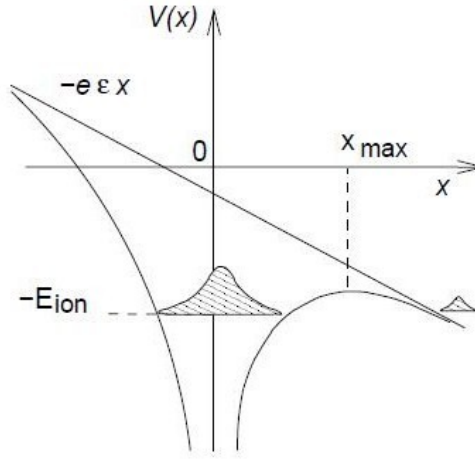


Figura 1.1: Esquema de tunelamiento o ionización por supresión de barrera por un campo eléctrico externo [37].

Dado un potencial atómico modificado por un campo eléctrico externo  $\epsilon$ ,

$$V(x) = -\frac{Ze^2}{x} - e\epsilon x \quad (1.3)$$

La posición de la barrera ( $x_{max}$ ) se obtendrá a partir de  $dV/dx = 0$ , lo que implica  $x_{max} = \sqrt{\frac{Ze}{\epsilon}}$ . El campo eléctrico correspondiente se obtendrá igualando el potencial  $V(x_{max})$  con la energía de ionización, obteniendo de esta forma el campo necesario para la supresión de la barrera,

$$\epsilon = \frac{E_{ion}^2}{4Ze^3} \quad (1.4)$$

al remplazar en la ecuación (1.2), se tiene que la intensidad del láser correspondiente a este umbral es:

$$I_a(Wcm^{-2}) = \frac{cE_{ion}^4}{128\pi Z^2 e^6} \approx 4x10^9 \left( \frac{E_{ion}}{eV} \right)^4 Z^{-2} \quad (1.5)$$

En los casos del aluminio ( $E_{ion} = 5.99$  eV y  $Z = 13$ ) y del cobre ( $E_{ion} = 7.73$  eV y  $Z = 29$ ), que son materiales muy utilizados en estos estudios, este umbral es del orden de  $10^{10}$   $Wcm^{-2}$ . Esto trae como consecuencia, que cuando un pulso láser intenso interacciona con la materia, en muchos casos la ionización es realizada por la base del pulso, de forma tal que cuando el pico con intensidad máxima interacciona, lo hace con el plasma formado previamente.

El plasma creado por estos dos mecanismos, se puede considerar como un sistema de  $N$  cargas acopladas entre sí por medio de sus campos autoconsistentes eléctrico y magnético. En principio, el plasma puede ser descrito mediante el *modelo de dos fluidos*, que comprende una serie de ecuaciones de continuidad, momento y energía tanto para electrones como para iones. Considerar la evolución del sistema, aún despreciando los campos magnéticos, requiere la solución de  $6N$  ecuaciones acopladas y dado que un plasma está conformado por un número no trivial de cargas, es necesario hacer algunas simplificaciones.

Para empezar, se puede descomponer el campo eléctrico en dos contribuciones  $E_1$  y  $E_2$ , cada uno con distinta escala espacial.  $E_1$  es la componente debida a las colisiones múltiples y aleatorias entre las distintas cargas y actúa en una escala mucho menor que la llamada longitud de Debye, que es la longitud a partir de la cual el campo de una determinada carga es apantallado por la respuesta de las cargas circundantes. Por el contrario  $E_2$  representa el campo debido a desviaciones de la distribución neutra, que da lugar a un movimiento coherente de las cargas; para esta última componente, su escala es mucho mayor que la longitud de Debye. Debido a estas componentes, el plasma presenta dos tipos de comportamiento, uno debido a colisiones y otro a fenómenos colectivos.

Una suposición adicional es que el número de iones y de electrones están relacionados por  $n_e = Zn_i$ . El transporte de masa y momento está dominado por los iones, cuya masa es mucho mayor que la de los electrones, con lo cual pueden suponerse estáticos respecto a estos últimos. Esto da lugar, como se verá más adelante, a que la frecuencia de oscilación de los electrones, sea asumida como la frecuencia del plasma en su conjunto.

## 1.2. Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas

Cuando un plasma es sometido a una perturbación externa, por ejemplo un pulso laser, se producen oscilaciones del mismo que verifican la relación de dispersión [35]

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2k^2 \quad (1.6)$$

donde  $\omega_L$  y  $\omega_p$  son la frecuencia del láser y del plasma, respectivamente. La frecuencia de oscilación de los iones y electrones que componen el plasma, está determinada por sus densidades y viene dada por  $w_i = \sqrt{\frac{4\pi n_i (ze)^2}{m_i}}$  y  $w_e = \sqrt{\frac{4\pi n_e (e)^2}{m_e}}$ . Dada la diferencia de masa entre iones y electrones, la frecuencia de estos últimos predomina, afectando en mayor medida la respuesta del plasma a la onda electromagnética que se propaga en él. Por este motivo, la frecuencia del plasma viene dada por:

$$w_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e (e)^2}{m_e}} \quad (1.7)$$

donde  $n_e$  es la densidad de electrones en  $\text{cm}^{-3}$ .

La condición de propagación se logra si  $w_L > w_p$ , pues en el caso contrario,  $k$  será imaginario y la onda será reflejada completamente. La condición  $w = w_p$  determina la máxima densidad del plasma a la cual una onda electromagnética puede penetrar y está dada por:

$$n_c = \frac{m_e w^2}{4\pi e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_{\mu m}^2} \text{cm}^{-3} \quad (1.8)$$

En el caso del aluminio (con tres electrones de valencia y 6 que pueden ser ionizados con algunos cientos de eV), se supone una carga efectiva  $Z^* = 9$ . La densidad de electrones creada en este estado de ionización será:

$$n_e = Z^* n_i = \frac{Z^* N_a \rho}{A} \quad (1.9)$$

Donde  $N_a$  es el número de Avogadro. Substituyendo los valores numéricos  $\rho=2.7 \text{ gcm}^{-3}$  y  $A = 26.98$ , se obtiene  $n_e = 5.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

La presión del plasma creada durante la interacción produce que se propague con una velocidad [37]

$$C_s = \left( \frac{Z^* K_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} = 3.1 \times 10^5 \left( \frac{T_e}{\text{keV}} \right)^{1/2} \left( \frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} \text{ ms}^{-1} \quad (1.10)$$

donde  $K_B$  es la constante de Boltzmann,  $m_e$  la masa de los electrones y  $T_e$  su temperatura. Asumiendo una expansión isotérmica del plasma (después de los primeros femtosegundos), el perfil de densidad tendrá un decrecimiento exponencial [35]:

$$n_e(z) = n_{e0} \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \quad (1.11)$$

con

$$L = C_s \tau \approx 3.1 \times 10^{-10} \left( \frac{K_B T_e}{\text{keV}} \right)^{1/2} \left( \frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} \left( \frac{\tau}{\text{fs}} \right) \text{ m} \quad (1.12)$$

Como se mostrará en el siguiente apartado, para pulsos de duración  $\tau \sim 100 \text{ fs}$ , la temperatura  $K_B T_e$  de los electrones toma un valor de algunos cientos de eV, por lo que pueden esperarse plasmas con longitud de escala  $L/\lambda \approx$  entre 0.01 y 0.1, que son bastante empinados si se le compara con plasmas generados en experimentos de fusión por confinamiento inercial (ICF), en donde debido a los pulsos de mayor duración (ns), el plasma generado se extiende por cientos de  $\mu\text{m}$ , con escala de longitudes de  $L/\lambda \approx 100$ , con lo cual la fenomenología es totalmente distinta.

La consecuencia inmediata de un fuerte gradiente de densidad, es que el pulso láser interactúa con el plasma -que justo se ha formado-, a densidades mucho mayores que la densidad crítica, con lo cual este se comporta como un espejo para el láser.

### 1.3. Calentamiento del plasma

Como consecuencia de su evolución e interacción con el láser, el plasma creado absorbe energía a través de diversos mecanismos, elevando su temperatura. Inicialmente predomina el mecanismo de colisiones y el plasma adquiere una temperatura  $T_e$  que suele llamarse *temperatura de background*. Por encima de una cierta temperatura, comienza a manifestarse mecanismos colectivos y el plasma adquiere una temperatura mayor  $T_h$  (hot temperature).

#### 1.3.1. Absorción por colisiones

Una vez ocurre la ionización parcial por efecto del campo del láser, el mecanismo primario de calentamiento del plasma es la absorción por colisiones, en el que los electrones ionizados distribuyen su energía en el plasma a través de colisiones que sufren con los iones del material [39]. Suponiendo que el movimiento de los electrones en un plasma caliente, formado también por iones más lentos con densidad  $n_i$ , está dominado por la interacción coulombiana, la frecuencia de colisión ión-electrón viene dada por [35]:

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \ln(\Lambda) \frac{n_e Z e^4}{\sqrt{m_e} (KT_e)^{3/2}} \approx 2.9 \times 10^{-6} Z \ln(\Lambda) \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T_e}{\text{eV}} \right)^{-3/2} \text{ s}^{-1} \quad (1.13)$$

En donde  $Z$  es el número de electrones libres por átomo,  $n_e$  la densidad de electrones,  $T_e$  la temperatura electrónica y  $\ln\Lambda$  el logaritmo de Coulomb  $\lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$ . La distribución de energía de los electrones se supone maxwelliana y los valores máximo y mínimo del parámetro de impacto  $b$  suelen tomarse como la longitud de Debye y la distancia interatómica.

Aunque la frecuencia de colisiones determina el calentamiento del plasma, la ecuación (1.13) muestra que a su vez depende inversamente de la temperatura del mismo, por lo que calentamiento y absorción están acoplados y deben ser tratados de forma consistente. Esto explica que a partir de cierto valor de intensidad, donde los electrones ganan cada vez más energía, este mecanismo deja de contribuir significativamente, dando paso a otras formas de absorción de energía.

Utilizando un modelo clásico de transporte de calor, desarrollado por Rozmus y Tikhonchuk [38] se obtiene para la temperatura la expresión:

$$T_e = 119 \left( \frac{n_e}{10^{-23} \text{cm}^{-3}} \right)^{1/12} Z^{1/12} \left( \frac{I_a}{10^{15} \text{Wcm}^{-2}} \right)^{1/3} \left( \frac{t}{100 \text{fs}} \right)^{1/6} \text{eV} \quad (1.14)$$

En el caso del aluminio, para intensidades del láser entre  $10^{16}$  y  $10^{17} \text{Wcm}^{-2}$ , se tiene en el plasma formado una temperatura entre 400 y 800 eV.

Este proceso de calentamiento del plasma, es conocido también en la literatura como *calentamiento por Bremsstrahlung inverso* [39].

### 1.3.2. Absorción Resonante

Para intensidades por encima de  $10^{15} \text{Wcm}^{-2}$  la temperatura del plasma se incrementa lo suficientemente rápido y el mecanismo de calentamiento por colisiones deja de ser efectivo, ya que la frecuencia de colisiones decrece con la intensidad de la forma  $\nu_{ei} \approx I^{-2/3} t^{-1/3}$ , con lo cual este mecanismo desaparece. Para estas intensidades la energía transferida desde el láser al material está dominada por efectos colectivos, entre los que podemos destacar la absorción resonante y el efecto Brunel (o vacuum heating).

Absorción resonante es un mecanismo clásico de transferencia de energía, que se presenta cuando una onda de luz con polarización P -es decir con su campo eléctrico en el plano de incidencia-, incide oblicuamente de forma tal que habrá una componente del campo en la dirección del gradiente de densidad, produciéndose la oscilación de los electrones del plasma en esta dirección. Con esto se inducen fluctuaciones en la densidad de carga y esta componente del campo avanza hasta una región en la que la densidad iguala

la densidad crítica, que es la condición de resonancia, a partir de la cual el campo electromagnético no puede propagarse. En este mecanismo, parte de la energía de la onda incidente es transferida al plasma a través de la oscilación electrostática.

La temperatura de los electrones acelerados con este mecanismo, varía débilmente con la longitud de onda y la intensidad del láser, y de acuerdo con el trabajo inicial de Forslund, está dada aproximadamente por [40]:

$$T_H(keV) \approx 14 [I\lambda^2]^{1/3} T_e^{1/3} \quad (1.15)$$

donde la intensidad del laser está expresada en  $10^{16} Wcm^{-2}$ , la longitud de onda en  $\mu m$  y la temperatura del background de electrones a la densidad crítica  $T_c$  en keV.

Para pulsos láser con intensidades entre  $10^{16}$  y  $10^{17} Wcm^{-2}$ , la energía que alcanzan los electrones en un plasma de aluminio, varía entre 9 y 24 keV.

El mecanismo de absorción resonante es efectivo para pulsos largos que producen plasmas con perfiles suaves de densidad, que verifican la condición  $L/\lambda > 1$ . Para perfiles de plasma muy abruptos, en los que se alcanza rápidamente la densidad crítica, este modo de transferencia de energía deja de ser efectivo.

### 1.3.3. Absorción por efecto Brunel

Este mecanismo fue planteado por Brunel [41] y también es conocido como *Calentamiento en el vacío*. Como se mencionó en el párrafo anterior, si el perfil de densidad del plasma de electrones es demasiado abrupto, la absorción resonante deja de funcionar. La razón es que los electrones del plasma que han sido acelerados en la condición de resonancia, oscilan en la dirección del gradiente de densidad con una amplitud  $\left[ \frac{eE_L}{m_e \omega^2} \right]$ . Si esta amplitud excede la escala de longitud del plasma  $L$ , este no puede soportar la formación de ondas resonantes, dando lugar a otro mecanismo en el que los electrones son acelerados lejos de la interfase en el vacío; cuando el campo eléctrico del láser cambia de sentido, los electrones son frenados y acelerados nuevamente hacia el plasma. En este mecanismo, mientras el láser es reflejado en la superficie del plasma con densidad  $n_{cr} \cos^2 \theta$  ( $\theta$  es el ángulo de incidencia), los electrones penetran en el mismo con energías considerables.



Este mecanismo predomina en plasmas con  $L/\lambda \leq 0.1$  y la temperatura que alcanzan los electrones por vía de este mecanismo, depende de la intensidad del láser de acuerdo a [42]:

$$T_H(keV) = 8 [I\lambda^2]^{1/3} \quad (1.16)$$

con  $I$  en  $10^{16} \text{W cm}^{-2}$  y  $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ . Evaluando esta temperatura en el rango de intensidades entre  $10^{16}$  y  $10^{17} \text{Wcm}^{-2}$ , se espera para los electrones acelerados a través de este mecanismo, energías entre 7 y 15 keV.

#### 1.3.4. Otros mecanismos de aceleración. Calentamiento $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$

Para intensidades superiores a  $10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ , la velocidad de los electrones es tal que el término magnético de la fuerza de Lorentz comienza a cobrar importancia y defleca los electrones, por lo que el mecanismo de Brunel pierde importancia y es el mecanismo  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  el que predomina. Aunque este régimen de intensidades esta fuera del rango implementado en este trabajo, con el objeto de presentar una imagen más completa de los diversos mecanismos de calentamiento del plasma, a continuación se describe brevemente.

El mecanismo  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  fue planteado por Kruer y Estabrook [43] y confirmado experimentalmente por G.Malka [44] y se debe a la componente oscilatoria de la fuerza ponderomotriz del láser sobre los electrones del plasma. Wilks et al., han demostrado, utilizando una simulacion PIC (Particle in cell) en dos dimensiones, que la temperatura de los electrones producida por este mecanismo varía con la intensidad del láser como [45]:

$$T_H(keV) \approx 511 \left[ \sqrt{1 + \frac{I\lambda_\mu^2}{1.37 \times 10^{18}}} - 1 \right] \quad (1.17)$$

Para una intensidad de  $10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ , los electrones alcanzan energías superiores a 100 keV.

## 1.4. Generacion de fotones

En la secciones anteriores se ha visto que un láser intenso puede acelerar electrones de un sólido hásta temperaturas de decenas de keV para los mecanismos de absorción resonante y calentamiento en el vacío [46], y de cientos de keV en el caso de aceleración ponderomotriz. Los electrones acelerados en la interacción láser-plasma, son también frenados cuando interaccionan con los núcleos del blanco o de otros materiales circundantes, produciéndose la emisión de fotones de Bremsstrahlung -cuyo espectro energético es continuo desde cero hasta un máximo determinado por la energía de los electrones que los emiten-, y radiación característica del material en cuestión. En esta sección se describe brevemente estos dos procesos y su relación con la distribucion de electrones acelerados.

### 1.4.1. Radiación de Bremsstrahlung

La eficiencia en la conversión de energía de los electrones en radiación de Bremsstrahlung, depende de la energía de los electrones y del material y espesor del convertidor (medio donde se produce la interacción con los núcleos) [27]. Para cualquier material convertidor, existe un espesor óptimo para el que la eficiencia de producción de Bremsstrahlung alcanza su máximo, este valor corresponde aproximadamente a la mitad del *Rango Electrónico* en dicho material [47]. Debido a la dependencia con el número atómico para la conversión Bremsstrahlung, si se quiere obtener una alta producción de este tipo de radiación, el blanco óptimo estaría compuesto de un material de alto Z.

Para electrones con energías no relativistas, la sección transversal por intervalo de frecuencias  $dw$  se obtiene considerando la conservación de la energía e integrando sobre la transferencia de momento, obteniendo según Jackson [48]:

$$\frac{d\sigma}{dw} \approx \frac{16Z^2e^2}{3c} \left( \frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \ln \left[ \frac{\left( \sqrt{E} + \sqrt{E - h\nu} \right)^2}{h\nu} \right] \quad (1.18)$$

Múltiples trabajos han mostrado que los electrones generados en la interacción de

un láser intenso con un sólido, presentan una distribución energética maxwelliana, [49], [50], [51], [52], [53], y el correspondiente espectro de Bremsstrahlung generado, se ajusta a la distribución maxwelliana con energía característica  $KT$ . Aunque normalmente se procede al contrario, debido a que la medida del espectro de rayos  $x$  es más directa que la distribución energética de los electrones, diversos autores infieren la temperatura de los electrones a partir del espectro de Bremsstrahlung, ajustándolo a una distribución tipo Maxwell [25], [34], [54], [55]. Cabe resaltar que este procedimiento tiende a subestimar la energía característica de la distribución electrónica, además no siempre puede ser aplicado, si se tiene en cuenta que en muchos casos el espectro de electrones obtenido no se ajusta a una distribución maxwelliana simple, sino que resulta de la superposición de varias distribuciones, teniendo más de una energía característica, como es el caso de los resultados que se reportan en el presente trabajo.

### **Rayos x característicos**

Cuando los electrones acelerados por el láser tienen una energía mayor que la energía de ligadura para una capa electrónica determinada en los átomos de un medio, es posible que como resultado de la interacción, uno de los electrones del nivel de menor energía escape del átomo dejándolo en un estado excitado. Para regresar a su estado base el átomo sufre una transición electrónica, de tal forma que un electrón de un nivel de mayor energía pasa a ocupar la vacante dejada por el que fue expelido. Esta transición es acompañada por la emisión de un fotón con energía característica propia del material, y es igual a la diferencia energética de los estados inicial y final del electrón que transita las dos capas.

Las emisiones características  $K\alpha$  se presentan cuando la transición ocurre entre los niveles  $2p \rightarrow 1s$  y el pico correspondiente sobresale en el Bremsstrahlung continuo. En la actualidad, esta es una de las aplicaciones importantes de la interacción láser-plasma, al configurarse como fuente alternativa de radiación y de partículas y más específicamente en la generación de rayos  $x$  característicos.



## Capítulo 2

# Dispositivo Experimental

En este capítulo se describe la metodología experimental aplicada en el desarrollo del trabajo. En todos los experimentos realizados, se hizo incidir pulsos láser ultracortos de 110 fs de duración, sobre blancos sólidos de diferentes materiales. La energía inicial de los pulsos es de 0.8 mJ, pero se reduce a algo más de la mitad al pasar por el objetivo de microscopio que se utiliza para su focalización, tal y como se verá más adelante en la descripción de cada uno de los componentes del sistema. La incidencia en todos los casos fue oblicua, a  $45^\circ$  respecto de la normal al blanco, el cual rotaba y se desplazaba continuamente para evitar interacciones en el mismo punto y con ello, la perforación del material.

La radiación emitida durante la interacción de los pulsos láser sobre los diferentes blancos, se registró a través de diferentes técnicas de detección, como cristales termoluminiscentes, espectrometría gamma y películas radiocrómicas.

Las características de la fuente de radiación que se configura en la interacción láser-plasma, fueron obtenidas a partir de simulaciones Monte Carlo realizadas con el código PENELOPE, con el cual se procedió a simular el transporte de las partículas emitidas bajo las condiciones implementadas en los experimentos.

A continuación se describe cada uno de los elementos que forman parte del dispositivo experimental.

## 2.1. El láser y su focalización

Los experimentos que forman parte de este estudio se llevaron a cabo en las instalaciones del *Servicio Láser de la Universidad de Salamanca*, el cual cuenta actualmente con tres haces láser de diferente potencia: 10 GW, 0.5 TW y 20 TW. Durante este trabajo, se utilizó la línea de GW con tasa de repetición 990 Hz.

El medio activo del sistema es un cristal de Titanio-Zafiro, que utiliza la técnica CPA para amplificar pulsos láser. Con el desarrollo de los pulsos ultracortos -de escala de femtosegundos-, se puso de manifiesto que el futuro de los láseres de alta potencia requería soluciones que fuesen más allá de la obvia amplificación directa del pulso, es así como surge la técnica CPA. Los láseres de femtosegundo concentran en intervalos muy cortos de tiempo, potencias muy elevadas que pueden afectar las propiedades del material amplificador debido a los altos campos eléctricos producidos. Para solventar este problema el equipo de la Universidad de Rochester dirigido por Gérard Mourou, basándose en una técnica desarrollada para evitar las limitaciones de potencia de los radares, desarrolló una idea muy simple pero muy atractiva, que consiste en manipular la duración temporal de los pulsos de forma que cada material nunca reciba una intensidad incompatible con su límite de resistencia. La manipulación de las características temporales de los pulsos es posible mediante la utilización de una combinación de redes de difracción que permiten retrasar o adelantar unas frecuencias con respecto a otras.

Basados en este principio, la técnica CPA consiste en estirar un pulso láser en el tiempo con un expansor (stretcher). La energía del pulso se reparte a lo largo de su duración temporal de forma que en cada instante la intensidad del campo electromagnético sea menor que la que soporta el material amplificador. Una vez amplificado el pulso hasta la cantidad máxima permitida por el material, el pulso es comprimido por un procedimiento inverso al anterior (compressor) consiguiendo como resultado final un pulso de muy corta duración y alta intensidad.

Este proceso puede realizarse solamente con pulsos que verifiquen unas determinadas propiedades, como los producidos por láseres que operan de forma “mode locked”. En general un pulso láser no está formado por una sola frecuencia o longitud de onda sino

que todos los láseres producen luz con cierto ancho de banda o rango de frecuencias característico. Uno de los factores que determina esta anchura de banda es la cavidad óptica del láser. Las ondas estacionarias que se forman en dicha cavidad forman un conjunto discreto de frecuencias conocidas con el nombre de modos longitudinales de la cavidad. En un láser simple cada uno de estos modos oscilan independientemente de forma que la fase individual de cada modo varía de forma aleatoria. Sin embargo, si en lugar de oscilar independientemente el láser opera con una fase fija entre cada uno de los modos, todos ellos interfieren constructivamente produciendo un pulso intenso. Se dice entonces que tales láseres operan en forma “mode locked” y son estos pulsos los que pueden ser utilizados en la técnica CPA.

El ancho de banda es una de las principales razones para utilizar cristales de Zafiro dopados con Titanio, ya que presentan la mayor banda espectral conocida ( $\Delta\lambda = 230 \text{ nm}$ ). Esta característica, junto con su alta fluencia de saturación de casi  $1 \text{ Jcm}^{-2}$  y su alta resistencia al calor, hacen de este material el más apropiado para los láser de femtosegundo. En las últimas dos décadas, esta técnica ha revolucionado el campo de los láseres, al permitir un incremento importante en la intensidad y potencia de sus pulsos. Más recientemente, una extensión de esta técnica conocida como OPCPA<sup>1</sup> [56], está siendo aplicada para alcanzar intensidades del orden de 10 PW.

Los parámetros característicos de los pulsos utilizados en este trabajo, se registran en la Tabla (2.1).

Tabla 2.1: Sistema láser utilizado

Parámetros de los pulsos	
Energía	$0.8 \text{ mJ}$
Duración	$120 \text{ fs}$
Longitud de onda	$793 \text{ nm}$
Radio del haz	$4.5 \text{ mm}$
Tasa de repetición	$990 \text{ Hz}$

---

<sup>1</sup>Optical Parametric Chirped Pulse Amplification

### 2.1.1. Intensidad de los pulsos láser

Como se mencionó en el capítulo anterior, la magnitud y naturaleza de la radiación generada, depende directamente de la intensidad del láser, que está determinada por la focalización de los pulsos sobre el blanco. La Figura (2.1), muestra el esquema de focalización aplicado. En este diagrama, los pulsos inciden verticalmente sobre el blanco, tal y como se implementó en los primeros experimentos realizados, en los que se utilizó un objetivo de microscopio de focal 16 mm (*Edmund 10X*  $NA=0.25$ ).

Posteriormente se utilizó también un objetivo de distancia focal 10 mm (*Edmund EOM APO 20X*), con apertura numérica  $NA = 0.42$  y se modificó el esquema de forma tal que los pulsos láser incidían en forma horizontal.

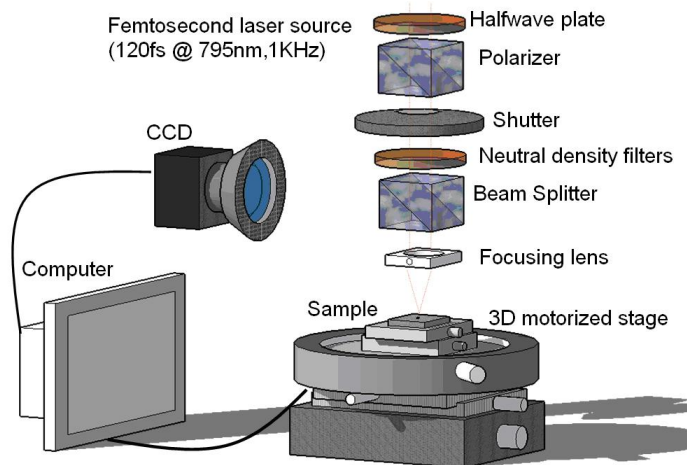


Figura 2.1: Esquema de focalización

Durante este procedimiento, los pulsos láser llegan al dispositivo experimental con polarización lineal P y pasan por una lámina de media onda que permite controlar su polarización. Un obturador controla los tiempos de irradiación de las muestras. El pulso se enfoca a través del objetivo que diafragma levemente los pulsos de entrada al tener una apertura de 9.4 mm de diámetro.

En la Figura (2.1) se observa que entre la lámina de media onda y el objetivo, el pulso atraviesa un divisor de haz que junto con una CCD (Charge-Coupled-Device) enfocada



a infinito, forma un dispositivo capaz de formar imagen del foco. Aprovechando esta disposición, se ha medido el tamaño del spot en el foco del objetivo, ver Figura (2.2), obteniéndose una forma ovalada del mismo, tal y como sucede en otros experimentos realizados con pulsos láser bajo características similares, en los cuales se reporta un spot con geometría elíptica [30].

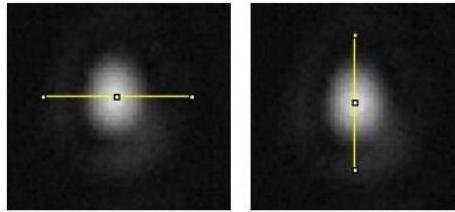


Figura 2.2: Perfil horizontal y vertical del foco del objetivo.

La imagen 3D del spot en el foco se muestra en la Figura (2.3)

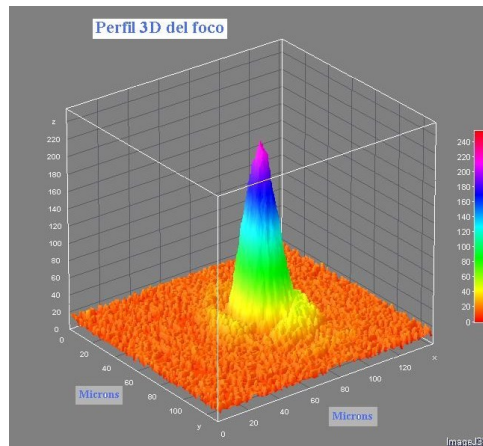


Figura 2.3: imagen 3D del spot en el foco del objetivo.

Al hacer un ajuste gaussiano sobre los perfiles del spot, Figura(2.4), se obtiene un radio de  $1.2 \mu\text{m}$  para la dirección horizontal y de  $1.5 \mu\text{m}$  para la vertical. Para el cálculo de la intensidad se utilizó el valor medio de  $1.35 \mu\text{m}$  con el cual se obtiene un valor esperado de  $6.0 \times 10^{17} \text{ Wcm}^2$ .

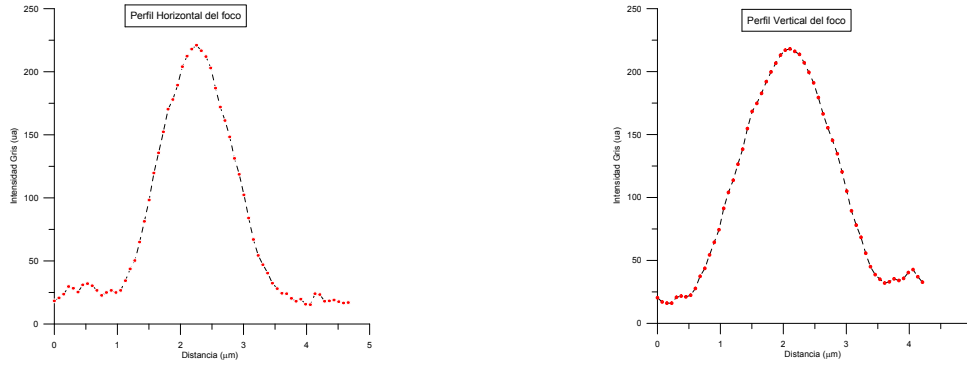


Figura 2.4: Perfiles horizontal y vertical del spot en el foco. Para  $r(1/e^2)$  se obtienen los valores  $1.2 \mu\text{m}$  y  $1.5 \mu\text{m}$  para los perfiles horizontal y vertical respectivamente.

Sin embargo, la intensidad real de los pulsos en el spot es menor, pues se modifica por diferentes factores, como puede ser el hecho de que la incidencia de los pulsos no es normal al blanco sino a  $45^\circ$ , modificando el radio efectivo, o que al no realizar los experimentos en vacío, la ionización del aire también contribuye a reducir la intensidad.

Para evaluar con mayor exactitud la intensidad de los pulsos, se procedió a medir la energía antes y después del objetivo, para lo cual se utilizó un potenciómetro (Model 407A - Spectra Physics). El resultado de esta medida fue  $0.78 \text{ mJ}$  en el punto inicial y  $0.37 \text{ mJ}$  justo después de la lente, es decir que la energía que incide en el blanco ha sufrido una reducción mayor del  $50\%$  respecto al valor nominal.

A partir del valor real de la energía depositada por pulso, se puede evaluar la intensidad directamente ( $I = \text{Potencia}/\text{Área}$ ), obteniéndose un orden de magnitud menos respecto al valor esperado con la distribución gaussiana del pulso.

$$I = \frac{0.37 \times 10^{-3} J}{\frac{120 \times 10^{-15} s}{\pi(1.35 \times 10^{-4} cm)^2}} = 5.5 \times 10^{16} W cm^{-2} \quad (2.1)$$

En este trabajo, este valor será considerado como la intensidad real de los pulsos láser que inciden en los diferentes blancos utilizados. Esta intensidad se corresponde con el régimen “*Lambda Cubo*”, que en condiciones ideales, establece la concentración de energía  $E$  en

un volumen de dimensiones  $\lambda^3$ ; considerando la duración del pulso  $\tau$  del orden de un ciclo óptico ( $\lambda/c$ ) y el área del orden del límite de difracción ( $\lambda^2$ ), la intensidad de pulsos láser en el régimen  $\lambda^3$  se expresa como

$$I_{\lambda^3} = \frac{E}{\frac{\lambda^3}{c}} \quad (2.2)$$

Para los parámetros de los pulsos láser utilizados en esta investigación, se tiene una duración del orden de  $45\lambda/c$  y un área del spot que equivale a  $9\lambda^2$ , con lo cual se tiene un volumen de  $405 \lambda^3$ , lo que permite enmarcar la intensidad en este régimen, corroborando lo reportado en trabajos anteriores realizados bajo condiciones experimentales similares [30, 50, 57].

### **Parámetros del barrido de pulsos sobre el blanco**

Durante los experimentos la velocidad del barrido de los pulsos sobre los diferentes blancos expuestos, fue de  $32 \mu\text{m/s}$  y el recorrido fue de  $3.5 \text{ mm}$ , dado que el láser pasa dos veces por la misma ruta en total se tiene para cada barrido un tiempo  $218 \text{ s} \sim 3.6 \text{ min}$ .

La velocidad de giro fue de  $0.5 \text{ revoluciones/s}$  y el área correspondiente a cada barrido  $A=\pi r^2 \sim 38 \text{ mm}^2$ . La Figura (2.5) muestra fotografías de un blanco de aluminio tras ser irradiado.

Teniendo en cuenta la duración de cada barrido y la tasa de repetición del sistema, se tienen más de  $2 \times 10^5$  pulsos depositados por barrido sobre cada blanco.

## **2.2. Detección de la radiación generada**

De acuerdo con el capítulo anterior, cabe esperar que la radiación generada por la interacción del haz láser con blancos sólidos esté formada por electrones y fotones (rayos  $x$  y/o rayos  $\gamma$ ). Convencionalmente, los electrones se detectan por medio de espectrómetros magnéticos, donde son deflectados por el campo magnético de acuerdo con su velocidad.

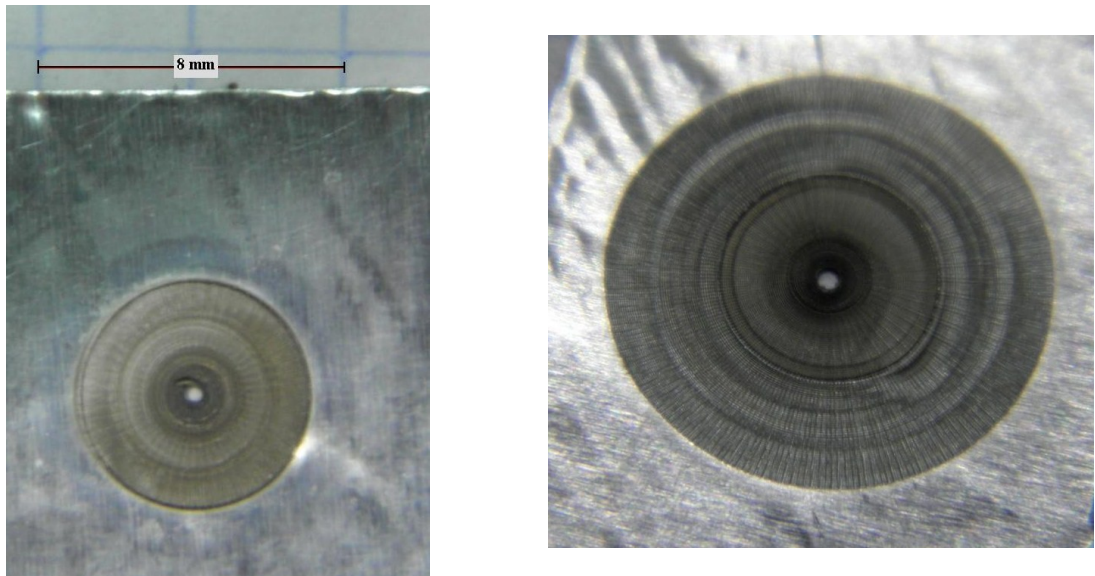


Figura 2.5: Blanco de aluminio expuesto a un barrido del láser. El radio del círculo oradado es  $\sim 3.5mm$ .

A la salida del campo, los electrones se registran con diferentes dispositivos como películas fotográficas o elementos centelleadores. En algunos casos se utilizan combinaciones de campos eléctricos y magnéticos o técnicas de tiempo de vuelo. Sin embargo, en el caso de la radiación que se pretende determinar, estas técnicas son de poca utilidad pues dado que los experimentos se realizaron en aire, la trayectoria de los electrones resulta modificada como consecuencia de la interacción de estos con los átomos y moléculas del aire, haciendo más difícil su detección.

Por este motivo, fue necesario el diseño de un espectrómetro basado en cristales termoluminiscentes para analizar la composición espectral de los electrones. Para estudiar su distribución angular, esta técnica se complementó con películas radiocrómicas. Estas últimas, al igual que los cristales termoluminiscentes, son de aplicación en medidas dosimétricas de protección radiológica, por lo cual, con algunas adaptaciones también se utilizaron en la evaluación del riesgo radiológico del sistema láser utilizado.

Para la espectrometría gamma, sobre todo en lo referente a la detección de emisiones de rayos x característicos, se utilizó un detector semiconductor de Cadmio-Telurio, dada

la alta resolución que presentan los dispositivos semiconductores, lo cual es una de sus principales ventajas.

### **2.2.1. Detección de radiación en cristales termoluminiscentes**

Desde mediados del siglo XX se ha planteado la termoluminiscencia como una herramienta al servicio de la dosimetría de la radiación [58]. A partir de los primeros trabajos describiendo esta técnica, se han realizado múltiples esfuerzos para comprender mejor su funcionamiento y desarrollar nuevas aplicaciones. Es así como hoy en día, la dosimetría termoluminiscente es utilizada en radioprotección personal, monitoreo ambiental y en diversos campos de la medicina como radiología y radioterapia, etc.

Su principio de funcionamiento es la luminiscencia, que es la emisión de luz por parte de una muestra sólida, aislante o semiconductora, que ha sido excitada previamente al exponerse a una fuente de radiación [59]. Dentro de los fenómenos luminiscentes sobresalen la Fluorescencia y la Fosforescencia, que se diferencian principalmente por la escala de tiempo en la cual se presenta la emisión de luz.

En la Fluorescencia, la luz se emite en los primeros  $10^{-8}$  s a partir de la absorción de la radiación. Esto quiere decir, que la emisión se presenta mientras ocurre la estimulación externa. En la Fosforescencia por el contrario, la emisión se mantiene después de los primeros  $10^{-8}$  s, con lo cual se observa aún después de remover el estímulo externo. En esta última, el tiempo de decaimiento depende de la temperatura.

Diferentes técnicas aplican efectos luminiscentes para medir las dosis de radiación ionizante; una de ellas es la termoluminiscencia o luminiscencia estimulada térmicamente, que es un caso de fosforescencia observado bajo incremento constante de temperatura. Esta técnica se fundamenta en la teoría de bandas electrónicas.

En un cristal ideal, los electrones ocupan la banda de valencia que está separada de la de conducción por la llamada banda prohibida; sin embargo en los cristales reales se presentan defectos como consecuencia de la radiación ionizante o de impurezas en la red. En ambos casos los electrones pueden poseer energías “prohibidas”.

Como resultado de la irradiación, se presenta la excitación de electrones de la banda de

valencia a la banda de conducción, mientras los huecos se mantienen en la banda de valencia. Algunos de ellos -electrones y huecos- se recombinan con emisión de luz, mientras que otros son atrapados en el gap de energía prohibida. Al incrementar la temperatura, la probabilidad de recombinación se incrementa, y electrones del nivel de conducción interaccionan con los huecos causando una recombinación acompañada por emisión de luz. La curva de termoluminiscencia describe la intensidad de luz emitida como función de la temperatura, donde el área integrada bajo la curva entre dos temperaturas es linealmente proporcional a la dosis, lo que constituye una de las mayores ventajas de esta técnica, que es muy utilizada en dosimetría ambiental debido a que permite medir amplios rangos de dosis, siendo de especial importancia las dosis bajas -fundamentales en monitoreo ambiental- [60].

Durante este trabajo se utilizaron cristales termoluminiscentes TLD700, cuyo componente activo es un cristal de LiF dopado con Mg y Ti, de dimensiones  $(3 \times 3 \times 0.85)$  mm<sup>3</sup> y densidad 2.635 gcm<sup>-3</sup>. Una de las principales razones para la popularidad del LiF en dosimetría, es la similitud entre el número atómico de sus constituyentes y el Z de los elementos que componen los tejidos suaves<sup>2</sup> [61], lo que facilita la evaluación de la dosis equivalente esperada en un tejido, a partir de la dosis absorbida en este material. Los TLDs se ubicaron en diferentes distribuciones geométricas, en función del tipo de análisis requerido.

Para la preparación y lectura de los TLD se contó con la colaboración del Servicio de Radiofísica y Protección Radiológica del Hospital Universitario de Salamanca.

La elección de cristales TLD se hizo considerando su amplio rango dosimétrico, entre 10<sup>-7</sup> y 10<sup>5</sup> Gy. En segundo lugar, por su capacidad para medir simultáneamente las dosis producidas por electrones, fotones y neutrones; también se tuvo en cuenta su versatilidad espacial y que proporcionan una lectura integrada en el tiempo, sobre la energía total depositada durante la exposición, lo cual es una de sus grandes ventajas. El principal inconveniente de esta técnica es que no discrimina la energía de la radiación, por lo cual fue necesario el diseño de un detector específico para analizar la composición energética de la radiación depositada en los cristales TLD.

---

<sup>2</sup>Tissue, soft(ICRU-4 componentes: H, C, N, O).

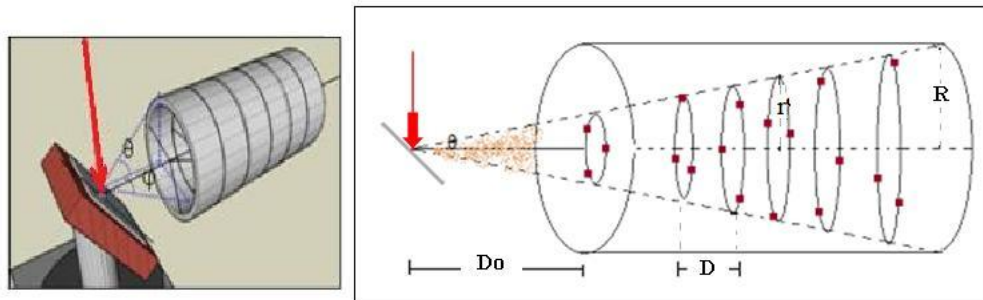


Figura 2.6: Esquema de detección con cristales TLD.

### Diseño de un detector para la medida de la distribución espectral de la radiación emitida

Para el análisis de la composición energética de la radiación emitida, se diseñó un modelo de detector basado en cristales termoluminiscentes, cuya función primaria es medir la variación de la dosis con la distancia y a partir de esta, caracterizar la energía asociada a la distribución de partículas que inciden en los detectores [62]. Como inicialmente no se tiene certeza de la energía de la radiación que se quiere medir, con el diseño del detector se busca que esta se deposite en cada cristal TLD después de un recorrido únicamente a través del aire, es decir, evitando que la radiación atraviese otros materiales en su recorrido antes de ser depositada en el TLD que se cruza en su trayectoria. Con este objeto, los cristales se adhieren en la superficie de aspas separadas entre sí, una distancia  $D$  y son ubicados en radios  $r$  que van aumentando de acuerdo con la geometría del detector. Las aspas se van girando de forma que ningún cristal apantalle a los colocados posteriormente. Las diferentes circunferencias donde se ubican los cristales, forman una superficie cónica imaginaria de apertura angular  $\theta$ , cuyo vértice coincide con el centro de interacción. Todo el dispositivo, se circunscribe en un cilindro de radio  $R$ . Un esquema del detector se presenta en la Figura (2.6).

Las energías que pueden analizarse dependen de la geometría del detector. Para este trabajo se construyeron dos detectores de distinto tamaño, el más pequeño de ellos, que en este trabajo es llamado *Detector A*, se muestra en la Figura (2.7). Como puede apreciarse,

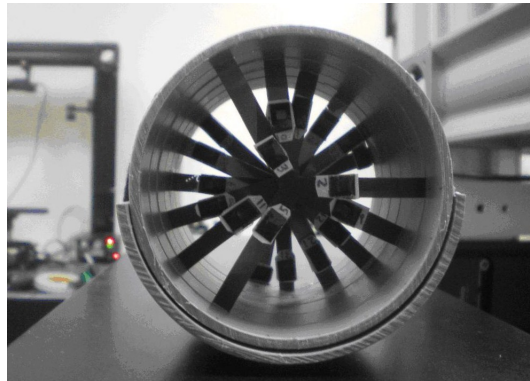


Figura 2.7: Imagen transversal del detector A en la que se observan los brazos que soportan los cristales termoluminiscentes. El radio del detector es 4 cm

un TLD se adhiere a cada uno de los tres brazos que forman  $120^\circ$  entre sí, en una estructura de cruceta que ha sido recortada en láminas radiográficas o películas radiocrómicas. En total se insertan seis de estas estructuras dentro del cilindro, cada una rotada  $18^\circ$  respecto a la anterior, para evitar el efecto de sombra sobre los cristales. Los parámetros geométricos de este detector son:  $D_o = 4,5$  cm,  $D = 1.5$  cm,  $R = 4.0$  cm y  $14^\circ < \theta < 18^\circ$ . Con este detector, se midieron dosis en un rango de distancia entre 4.5 y 13.5 cm.

El principal problema de este tipo de dispositivos es que no discriminan entre electrones y radiación gamma; por lo tanto si se quiere medir la componente de fotones de la radiación, es necesario insertar delante de los cristales detectores, filtros para eliminar la componente electrónica de la radiación emitida. En particular, se colocaron filtros de metacrilato, insertando láminas de 1.7 mm de espesor entre cada plano del detector, ver Figura (2.8). Teniendo en cuenta el poder de frenado del metacrilato, este espesor permite frenar electrones con energías de hasta 550 keV [63]. La radiación que incide en los cristales del último plano del detector atraviesa cinco de estas láminas, o lo que es lo mismo, un total de 8.5 mm de metacrilato, con lo cual se apantallarían electrones de hasta 2 MeV de energía, criterio que permite inferir que la dosis registrada bajo estas condiciones, se debe a la contribución de los fotones procedentes del blanco.

En todos los montajes donde se aplicó dosimetría termoluminiscente, se dejó un TLD sin



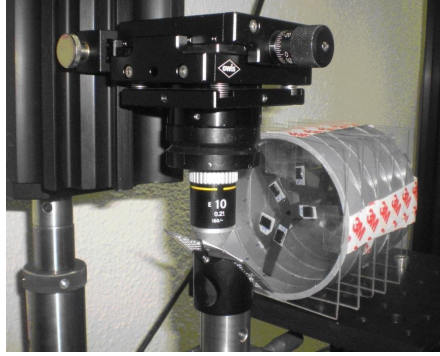


Figura 2.8: Cristales TLD apantallados con metacrilato.

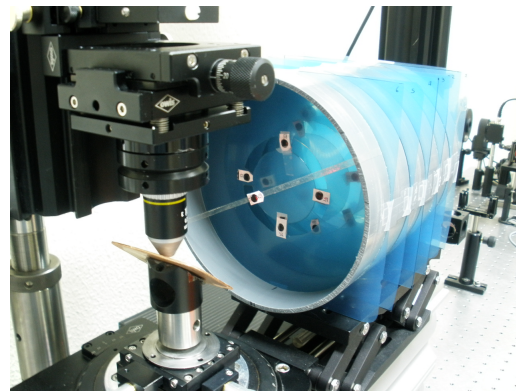


Figura 2.9: Imagen del detector B de radio 8 cm.

apantallar delante de la estructura del detector. La dosis registrada en este cristal, es utilizada como referencia y todas las demás se normalizan respecto a este valor.

Para medir dosis a distancias mayores, se utilizó otra distribución de cristales -*Detector B*-, que funciona con el mismo principio y permite medir dosis en un rango de distancia entre 11 y 27 cm. En este caso los cristales se adhieren a una película recortada en forma de cruz de cuatro brazos, de forma tal que los cristales de cada plano están separados  $90^\circ$ , y a su vez cada estructura en forma de cruz está rotada  $15^\circ$  respecto a la siguiente, ver figura (2.9). Este detector fue ubicado a 11.0 cm del blanco y sus parámetros geométricos -definidos en la Figura (2.6)- son:  $D_0 = 11.0$  cm,  $D = 3.0$  cm,  $R = 8,0$  cm y  $15^\circ < \theta < 16^\circ$ .

## Caracterización de la energía

Un análisis elemental que permite estimar la distribución de energía de los electrones es el siguiente. En el capítulo 1 se indicó que los electrones generados en la interacción del láser con el sólido están descritos por una función de distribución tipo Maxwell-Boltzman, la cual viene dada por la siguiente ecuación [64]:

$$f(E)dE = \frac{n}{\tau \exp^{\frac{1}{\tau}} K_2(\frac{1}{\tau})} E(E^2 - 1)^{1/2} \exp^{-[\frac{1}{\tau}(E-1)]} dE \quad (2.3)$$

Donde  $E$  es la energía total del electrón medida en unidades de  $mc^2$ ,  $n$  es la densidad de electrones,  $\tau$  es la energía  $KT$  y  $K_2(x)$  es la función de Bessel modificada de segunda especie. La condición de normalización para esta distribución está dada por  $\int_{\infty}^1 f(E)dE = n$ . Esta hipótesis es aceptable a una distancia del blanco de unas cuantas micras, en donde se supone que el haz ha alcanzado el equilibrio térmico.

La dosis producida por un haz de partículas con energía  $E \geq E_0$ , en una masa  $M$  situada a una distancia  $r$  de la interacción, está dada por:

$$D = \frac{A}{M\alpha r^2} \int_{\infty}^{E_0} E dE \quad (2.4)$$

Donde  $dN = N_0 f(E)dE$ ,  $\alpha$  es la apertura angular del detector y  $A$  su superficie.

En la aproximación no relativista de la ecuación (2.3),  $dN$  viene dada por:

$$dN = N_0 \frac{2(KT)^{-3/2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{E_c} \exp^{-\frac{E_c}{KT}} dE_c \quad (2.5)$$

con  $E_c$ , la energía cinética del haz de electrones.

Dado que la pérdida de energía de una partícula cargada debido a procesos de colisión, se describe con la fórmula de Bethe-Bloch [65], y que es imposible evaluar la pérdida de energía producida en cada colisión individual, se procede a evaluar un promedio de pérdida de energía por unidad de distancia recorrida, teniendo para el caso de los electrones:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \left(\frac{MeV}{m}\right) = 4\pi r_e^2 N Z \frac{mc^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}}{I} mc^2 \right) + \frac{1}{2\gamma^2} \left[ \frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln 2 \right] \right\} \quad (2.6)$$

Donde  $r_e = \frac{e}{mc^2}$  es el radio clásico del electrón,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $I$  es el potencial medio de excitación del material.

A partir de la integración numérica de la pérdida de energía con la distancia, incluyendo tanto el efecto de colisiones como las pérdidas por emisión de Bremsstrahlung, se obtienen las dosis absorbidas luego de cada tramo recorrido por los electrones, deduciéndose la temperatura KT por ajuste a datos experimentales. Es necesario comentar que en estos cálculos se trabaja con la aproximación de trayectoria rectilínea para el electrón, lo cual es estadísticamente aceptable si se tiene en cuenta el alto número de pulsos que se acumula en cada medida -del orden de  $10^5$ -.

Este análisis nos permite tener una estimación de la distribución de energía de los electrones. Un estudio más completo será realizado en capítulos posteriores mediante simulaciones Monte Carlo del detector.

### **Distribución angular de la radiación emitida**

En algunos casos y para calibrar las películas radiocrómicas se utilizaron cristales TLD700, para medir la distribución angular de la radiación emitida. Para este análisis, se adhirieron cristales TLD en la superficie interna de un semicilindro de 4 cm de radio. Estos se distribuyeron en columnas separadas  $30^\circ$  entre sí, formando una malla de cristales uniformemente distribuidos en la cara interna del semicilindro, como se muestra en la Figura (2.10).

Esta distribución de TLDs, permitió analizar la variación de la dosis respecto al ángulo con la horizontal, en un rango de  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ . En la dirección vertical, se midieron dosis entre -3.0 y 3.0 cm. Sin embargo, el uso de cristales TLD para este tipo de análisis, tiene sus limitaciones principalmente por el elevado número que se requiere. Por este motivo, se utilizó otra técnica de medición que resulta más adecuada en este propósito, y son las películas radiocrómicas.



Figura 2.10: Malla de TLDs, para medir la distribución angular de la dosis

### 2.2.2. Medida de la distribución angular de la radiación emitida con películas radiocrómicas

Esta técnica de dosimetría se basa en la exposición de las películas radiocrómicas a la fuente de radiación que se quiere caracterizar y la cuantificación posterior del efecto que tiene la radiación en el material constituyente de la película.

Es una técnica que se caracteriza por el autorevelado casi inmediato y la facilidad para la lectura e interpretación de la dosis registrada, pues este último proceso, puede realizarse con un escáner para digitalizar la imagen, lo que reduce sustancialmente los costos de operación. Su rango de aplicación se encuentra entre 1cGy y 10 Gy y permite el registro integrado en el tiempo de dosis, lo cual resulta muy útil para experimentos donde se tienen exposiciones prolongadas.

En este trabajo se utilizaron películas Gafchromic EBT2, compuestas por diferentes láminas, una de las cuales es el componente activo, de 30  $\mu\text{m}$  de espesor, y que se encuentra sobre un sustrato de polyester de 175  $\mu\text{m}$ . En la cubierta superior hay un recubrimiento de polyester de espesor 50  $\mu\text{m}$  que se encuentra sobre un sustrato adhesivo de 25  $\mu\text{m}$ . Ver diagrama en la figura (2.11), [66]. La composición atómica de todo el conjunto está dada en la Tabla 2.2.

Como resultado de la exposición a la radiación, el compuesto activo reacciona formando polímeros azulados, con absorción máxima en 636 nm y un pico secundario en 585 nm,

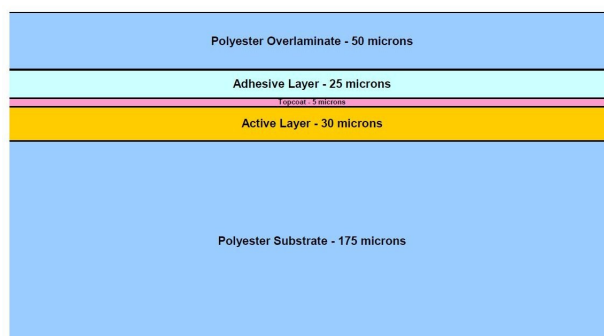


Figura 2.11: Configuración geométrica y composición de películas Gafchromic EBT2.

Tabla 2.2: Composición atómica de películas Gafchromic EBT2.

Elemento	% en átomos
H	40.85
Li	0.10
C	42.37
N	0.01
O	16.59
Cl	0.04
K	0.01
Br	0.01

optimizándose su respuesta para medición con luz roja. Cabe anotar que lo que se observa en la parte expuesta de la película es una coloración verde, debido al contraste con el colorante amarillo del componente activo.

Una ventaja importante, es que estas películas pueden ser manipuladas en presencia de luz, aunque es recomendable mantenerlas en la oscuridad cuando no están en uso. Además, la película se puede recortar de acuerdo al área de exposición requerida. Sólo es necesario conservar la orientación adecuada al momento de escanearla, ya que debido a su estructura interna, la película presenta anisotropía en la dispersión de la luz, con lo cual la respuesta está afectada por la orientación de la película sobre el escáner. Esto se explica en la

estructura del componente activo de la película, que son partículas en forma de aguja con diámetro entre 1 y 2  $\mu\text{m}$  y longitud de 15 a 25  $\mu\text{m}$  [66]; dado que las partículas tienden a alinearse con su eje paralelo a la dirección de la capa de recubrimiento, dispersan la luz en forma diferente en las direcciones ortogonales, con lo cual resulta de vital importancia mantener una misma orientación durante el proceso de escaneado.

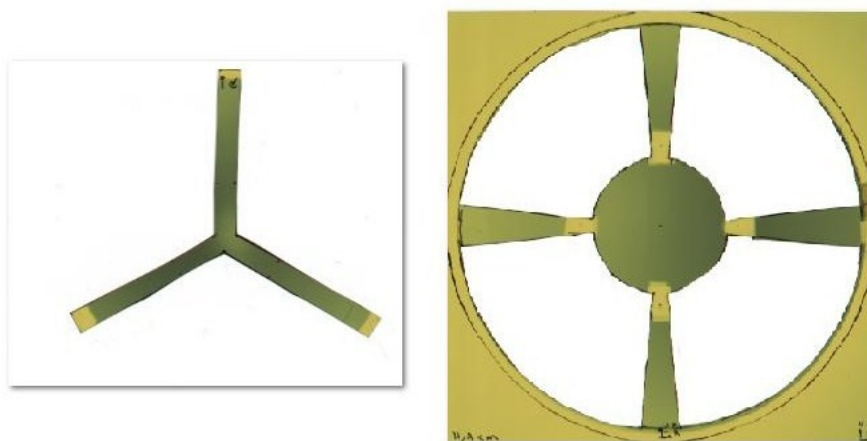


Figura 2.12: Segmentos de películas irradiadas dentro de los detectores A y B

Como se mencionó en la sección anterior, en algunos montajes los cristales TLD de los detectores A y B se adhirieron a láminas radiocrómicas. La Figura (2.12) muestra dos de estas láminas, que fueron expuestas a la radiación producida en la interacción láser-plasma.

Finalmente, es de resaltar que aunque las películas radiocrómicas fueron diseñadas inicialmente para medir dosis de fotones de alta energía, usados en IMRT de sus siglas en inglés (Intensity-modulated radiation therapy), actualmente son de aplicación en el registro de radiación de diferente naturaleza [67].

## Calibración de películas radiocrómicas a partir de dosis registradas en cristales TLD

El análisis de la dosis de radiación registrada en las películas, requiere la calibración de las mismas, lo cual se hizo con base en los registros de los TLD. El proceso es el siguiente: Una vez expuestas las películas a la radiación producida en la interacción láser-plasma, su análisis comienza con la digitalización de la imagen, lo cual se realizó con un Escáner Epson modelo *Perfection V750 Pro*, con el que se obtiene una imagen con información de los canales RGB (Red - Green - Blue). Luego se procede a extraer la información del canal rojo, donde el componente activo de las películas presenta su máxima respuesta.

A partir de la intensidad del nivel rojo en cada pixel de la imagen, se calcula la *Densidad Óptica*, que es la magnitud que se busca relacionar con la dosis absorbida y que viene dada por [66]:

$$DO = \log_{10} \frac{I_o}{I} \quad (2.7)$$

Donde  $I_o$  es la intensidad de luz que incide en la película e  $I$  la intensidad que se transmite a través de la misma.

Para cuantificar la dosis registrada en las películas, se procedió a calibrarlas con base en las lecturas de los cristales TLD y utilizando modelos propuestos previamente por diferentes autores [68],[69]. A continuación, se explica brevemente el procedimiento de calibración implementado en el presente trabajo, y con el que se propone una curva de calibración, en un rango determinado de dosis.

Las películas fueron expuestas a la radiación producida en la interacción láser-plasma, de forma tal que sobre ellas se adhirieron cristales TLD, con el objeto de tener un valor de referencia de la dosis absorbida durante la irradiación. La Figura (2.13) muestra una de las películas irradiadas, utilizada en el proceso de calibración. En esta se observa la película con una malla de cristales TLD adheridos a su superficie.

En el proceso de calibración, se requiere conocer la densidad óptica y por ende, la intensidad del nivel rojo correspondiente a la posición de cada TLD.

Buscando la relación entre la densidad óptica y la dosis absorbida, se trazan perfiles de intensidad a lo largo de cada una de las filas y columnas de TLDs, tal y como se observa en

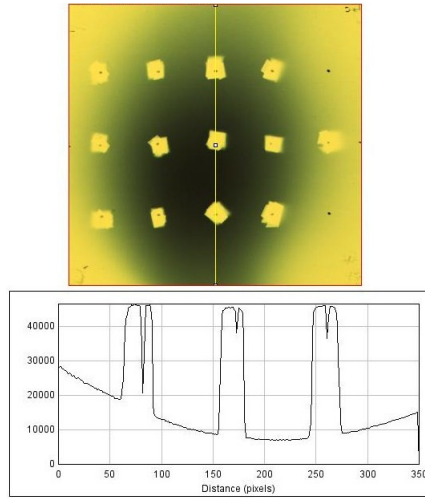


Figura 2.13: Ejemplo de película radiocrómica irradiada junto con cristales TLD adheridos a su superficie. En la parte inferior, perfil de intensidad a lo largo de la tercera columna de TLDs.

la Figura (2.13). Los máximos en cada uno de estos perfiles, corresponden a los espacios en blanco dejados por cada cristal; tras estos valores, se procede a hacer un ajuste polinomial para extrapolar la intensidad correspondiente al centro de cada TLD.

En la evaluación de la densidad óptica neta y la dosis correspondiente, se aplicó el modelo propuesto por B. Ferreira [68]:

$$DO = \log \frac{I_o}{I} - \log \frac{I_o}{I_b} = \log \frac{I_b}{I} \quad (2.8)$$

Donde  $I_o = 65535$  es la intensidad asociada a la luz incidente en el escáner,  $I$  es la intensidad medida en cada píxel,  $I_b$  la intensidad en una película no expuesta.

Es de resaltar que en el proceso de calibración se utilizaron dos lotes de películas; para el lote *A08060905B* el valor medido de  $I_b$  es  $51738 \pm 468$ , y para el lote *F03181001A* es  $45978 \pm 685$ .

La dosis en función de la densidad óptica, está dada por [68]:

$$D = aDO + bDO^c \quad (2.9)$$

Con  $a$  y  $b$  parámetros a ajustar y  $c = 2.4$ , de acuerdo con este modelo.



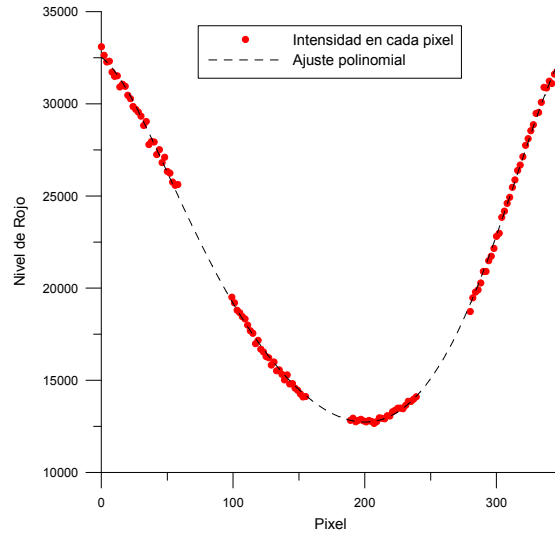


Figura 2.14: Perfil de intensidad del nivel de rojo y su respectivo ajuste polinomial, correspondiente a una de las columnas de TLDs adheridos sobre la película radiocrómica.

La incertidumbre asociada a la dosis  $\sigma = \sqrt{\sigma_{exp}^2 + \sigma_{fit}^2}$ , se obtiene del análisis de propagación de errores propuesto por Devic [69], donde

$$\sigma_{exp} = \sqrt{(a + bcDO^{c-1})^2 \sigma_{DO}^2} \quad (2.10)$$

es la incertidumbre introducida en los procesos de irradiación y escáner, y la incertidumbre asociada a la exactitud de los ajustes aplicados viene dada por:

$$\sigma_{fit} = \sqrt{DO^2 \sigma_a^2 + DO^{2c} \sigma_b^2} \quad (2.11)$$

La incertidumbre asociada a la densidad óptica se evalúa según

$$\sigma_{DO} = \frac{1}{\ln 10} \sqrt{\left(\frac{\sigma I_b}{I_b}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2} \quad (2.12)$$

Los registros experimentales de los TLDs, se contrastan con la densidad óptica correspondiente a su posición en las películas. Los datos que se representan en la Figura (2.15),

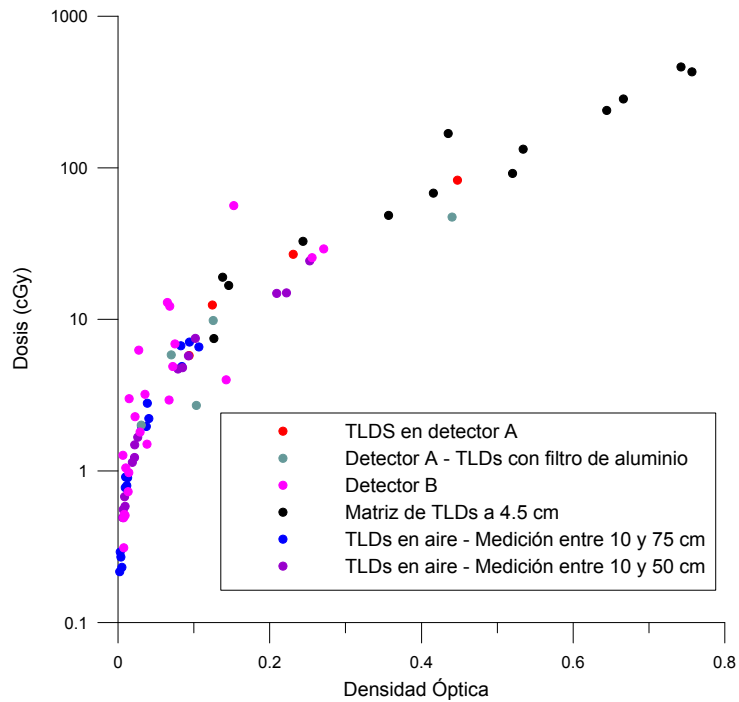


Figura 2.15: Dosis en función de la densidad óptica. Cada color representa un montaje experimental distinto.

corresponden a diversos experimentos realizados con diferentes montajes que incluyen los detectores A y B, entre otros. En algunos de estos experimentos, se utilizaron filtros de aluminio delante de los cristales TLD. Todos los datos se presentan en una misma gráfica, buscando obtener información concluyente acerca de la relación entre la densidad óptica que se registra en la película y la dosis de la radiación que la genera, independientemente de la geometría utilizada en el experimento.

En este orden de ideas, al ajustar los datos se encuentra que los parámetros  $a = 0.8$  y  $b = 3.5$  reproducen razonablemente las dosis experimentales, con lo cual se propone la siguiente relación entre dosis y densidad óptica

$$D(Gy) = 0.8DO + 3.5DO^{2.4} \tag{2.13}$$

Se observa un buen acuerdo entre las dosis registradas en los TLD y los valores calculados al

aplicar la calibración propuesta, lo que permite garantizar en primera instancia, el orden de magnitud de la dosis absorbida a partir de la intensidad de nivel rojo asociado a cada píxel en una película expuesta a este tipo de radiación.

Es de resaltar, que la concordancia de los datos experimentales respecto al modelo, decrece para dosis muy altas, lo cual se esperaba de antemano, dado que el protocolo implementado en la preparación y lectura de los TLDs, no garantiza resultados obtenidos por encima de 2 Gy, pues estas dosis se encuentran en el régimen no lineal en la curva de respuesta de los TLDs. De hecho, las mayores incertidumbres se obtienen en las dosis calculadas para una malla de TLDs que se ubicó a 4.5 cm del blanco y en la cual, se registraron las mayores dosis que incluyen valores cercanos a 5 Gy.

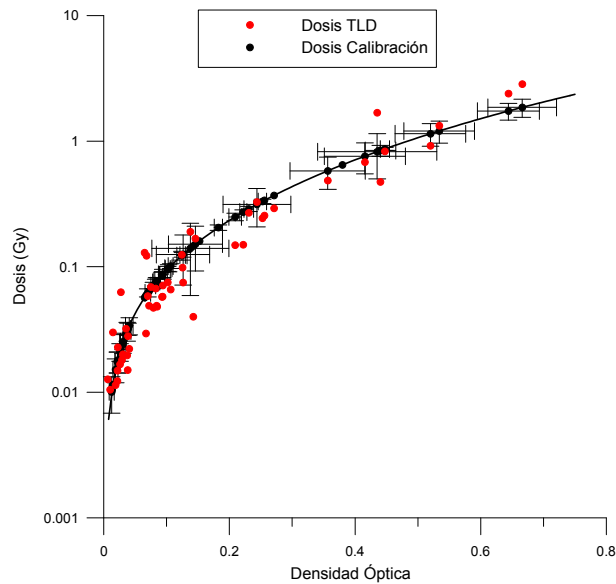


Figura 2.16: Calibración de películas radiocrómicas a partir de dosis registradas en cristales TLDs.

Como cota inferior debe tenerse en cuenta el rango de aplicabilidad de las películas, que han sido diseñadas para registrar dosis a partir de 1 cGy, con lo cual la calibración que se propone en el presente trabajo, está supeditada a estos límites, determinándose su rango de aplicación entre 1 cGy y 2 Gy, ver figura (2.16).

### 2.2.3. Espectrometría Gamma

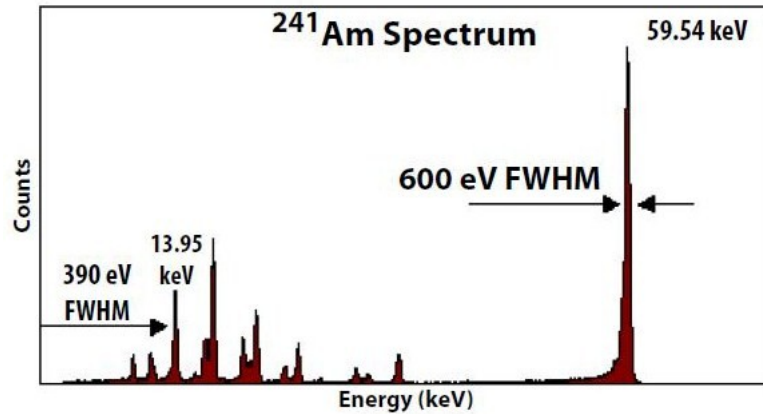


Figura 2.17: Espectro Gamma tomado con una fuente de <sup>241</sup>Am [70].

Para analizar cualitativa y cuantitativamente la componente de fotones en la radiación emitida durante la interacción láser-plasma, se utilizó espectrometría gamma, técnica que da información sobre la distribución energética de los fotones detectados. La Figura (2.17) muestra un ejemplo típico de esta técnica, en particular este espectro corresponde a las emisiones del radioisótopo Am-241 y fue tomado con un diodo detector de Cd-Te con el analizador multicanal Amptek MCA8000A<sup>3</sup>

La interpretación de los espectros obtenidos, se basa en los distintos mecanismos de interacción de este tipo de radiación con la materia, que se manifiestan en el efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y creación de pares. En particular, a energías inferiores a 100 keV, predomina la interacción fotoeléctrica. Al aumentar la energía, es el efecto Compton el que domina en regiones de varios centenares de keV, y finalmente para energías superiores a 1 MeV, se presenta creación de pares electrón-positrón [71].

Un requisito fundamental para la espectrometría gamma, es contar con un detector que pueda discernir entre fotones de distinta energía, y los detectores de estado sólido presentan grandes ventajas en esta materia.

<sup>3</sup>[www.amptek.com](http://www.amptek.com)

## Detección de rayos x

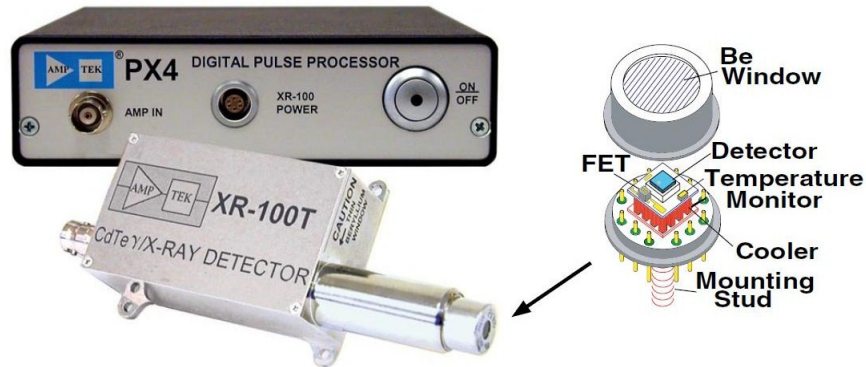


Figura 2.18: Detector CdTe  $x/\gamma$  -rays, Amptek, utilizado en el registro de fotones de Bremsstrahlung y rayos x.

Como ya se explicó, los detectores basados en cristales termoluminiscentes permiten tener una estimación de la componente de fotones en la radiación emitida. En cualquier caso, esa estimación hace referencia a la radiación de Bremsstrahlung, pues el detector no tiene la suficiente resolución para medir los rayos x característicos. Para ello se completó el equipo de medidas con una cadena de espectrometría gamma formada por un detector de estado sólido (*XR-100T-CdTe  $\gamma/x$ -ray detector*) de Amptek, cuyo componente activo es un diodo de Cd-Te, junto con un analizador multicanal de la misma firma.

Las dimensiones del cristal detector de Cd-Te son  $5 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$  y está protegido por una ventana de Berilio de  $100 \mu\text{m}$  de espesor, el esquema completo del detector se puede ver en la Figura (2.18). El cristal se mantiene a la temperatura de funcionamiento mediante un refrigerador termoeléctrico de efecto Peltier, que refrigera también el transistor de efecto campo que preamplifica la señal, reduciendo el ruido electrónico del sistema. El conjunto presenta una eficiencia nominal superior al 95 % por debajo de 60 keV, ver Figura (2.19) y una resolución de 1.2 keV en el pico de 122 keV del  $^{60}\text{Co}$ , y de 390 eV para el pico de 13.95 keV del  $^{241}\text{Am}$ . Este detector se calibró con las líneas de 13.95 y 59.54 keV emitidas por una fuente de  $^{241}\text{Am}$ .

El equipo se completa con una unidad Amptek PX4 que incluye un amplificador

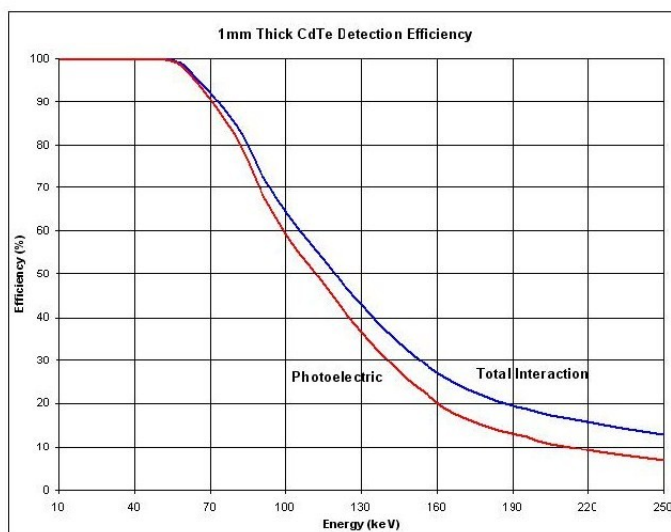


Figura 2.19: Eficiencia de detección para un cristal de CdTe. Rango de energía entre 10 y 250 keV.

digital de pulsos, un analizador multicanal y la fuente de tensión. La unidad actúa como interfaz entre el detector y computador personal y con el software ADMCA, se realiza la adquisición, control y análisis de datos; este software permite ajustar todos los parámetros del analizador multicanal. Mediante una interfaz USB, el espectro es transmitido en tiempo real al PC, lo que permite monitorizar el experimento.

El analizador multicanal soporta 256, 512, 1024, 2048, 4096 o 8192 canales y puede almacenar hasta  $16 \times 10^6$  cuentas por canal. Durante los experimentos, el detector se ubicó a 30 cm del centro de interacción, a lo largo de la línea de reflexión especular, como muestra el esquema de la Figura (2.20). Para evitar el efecto de apilamiento, se implementó un colimador en una lámina de plomo de 2 mm de espesor con un orificio de 0.5 mm de radio, ubicado frente a la ventana del detector. En algunas de las medidas realizadas se utilizó un colimador mas fino, de 0.1 mm de radio.

Dependiendo del rango de energía a analizar, se adicionó un blindaje de metacrilato delante del plomo. La ganancia implementada en el detector fue de 30.31. Debido al elevado ruido electrónico asociado al propio sistema, se estableció un umbral alrededor de

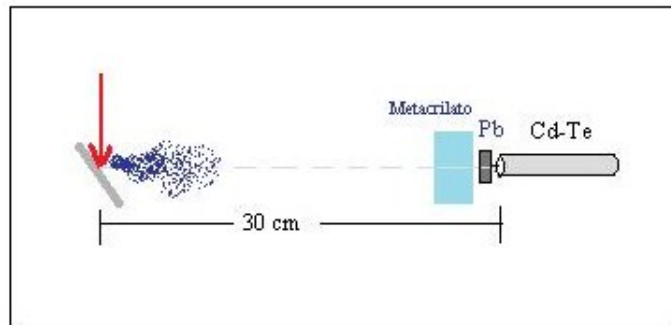


Figura 2.20: Esquema experimental para el registro de radiación de Bremsstrahlung

3 keV. Es el momento de resaltar las enormes dificultades que se presentaron para atenuar el ruido del propio sistema, lo cual se logró finalmente blindando todo el detector con una estructura de acero inoxidable, como se observa en la Figura (2.21), mayores detalles de este blindaje, se brindan en el capítulo 4.

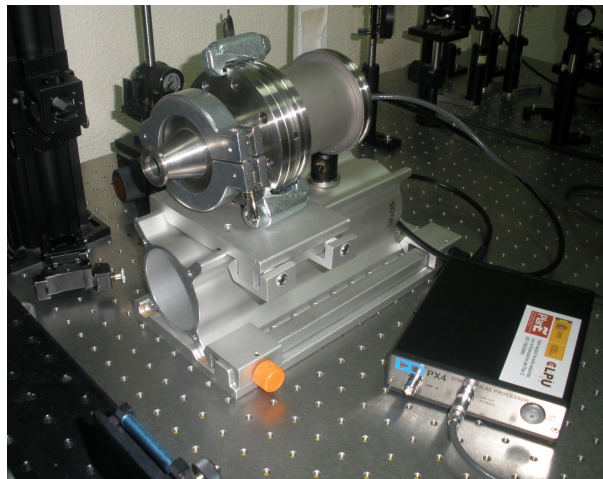


Figura 2.21: Apantallamiento de acero inoxidable para el detector CdTe x/γ-rays, Amptek.

Todos los espectros de fotones que se tomaron durante la realización de este trabajo, corresponden a pulsos láser con polarización P, incidiendo a 45° respecto a la normal al

blanco. Como blanco se utilizaron láminas de Al, Au, Cd y Au.

## 2.3. Simulación Monte Carlo del transporte de radiación en medios materiales

La Simulación Monte Carlo es una de las herramientas mas utilizadas en el estudio del transporte de radiación a través de medios materiales con geometrías arbitrarias. Aunque se cuenta con modelos analíticos como la ecuación de transporte de Boltzmann, que describe la distribución estadística de partículas en un fluido fuera del equilibrio, y con la cual se estudia el transporte de diferentes propiedades como el calor, la carga eléctrica, etc., la simulación resulta un complemento de gran valor a la información obtenida en los experimentos, en particular cuando el montaje experimental se soporta en geometrías y condiciones complejas que difícilmente pueden ser tenidas en cuenta en los métodos analíticos.

Al simular los experimentos realizados, se busca estudiar y analizar la información sobre la composición y caracterización energética de la radiación producida, así como la distribución espacial de la misma; criterios básicos a tener en cuenta en un protocolo de protección radiológica para instalaciones de láseres intensos, lo cual es una de las motivaciones de este estudio.

En este trabajo, se utilizó el código PENELOPE para simular el transporte de electrones y fotones producidos directamente en la interacción láser-plasma, o generados como partículas secundarias.

### 2.3.1. PENELOPE

PENELOPE es un código Monte Carlo para simulación del transporte de radiación, en particular de electrones, positrones y fotones. PENELOPE es el acrónimo de *PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons* y su algoritmo se fundamenta en bases de datos



numéricos y modelos analíticos para los diferentes mecanismos de interacción involucrados en la dispersión sufrida por la radiación en su tránsito por un medio material determinado. PENELOPE permite simular transporte de partículas con energías que van desde 50 eV hasta 1 GeV [72]. Dada su pertinencia en el rango de baja energía, resulta apropiado para simular la radiación emitida bajo las condiciones específicas de los experimentos realizados en el desarrollo de este trabajo.

Para el caso de los electrones PENELOPE considera diferentes interacciones como son las colisiones elásticas, las colisiones inelásticas, la emisión de Bremsstrahlung y la aniquilación de positrones.

Las colisiones elásticas, explican la deflexión angular sufrida por los electrones en su tránsito por la materia, y para electrones con energía cinética a partir de algunos cientos de eV, pueden ser descritas por la dispersión de un proyectil por el campo electromagnético del blanco. La sección transversal diferencial para la descripción de la interacción elástica, se obtiene del análisis de ondas parciales de Dirac, para un potencial electrostático derivado de las densidades electrónicas de Dirac-Hartree-Fock [73].

Las colisiones inelásticas por su parte, constituyen el mecanismo de pérdida de energía predominante para electrones y positrones en el rango de bajas energías. Este tipo de interacción es responsable de procesos como la excitación electrónica y la ionización del medio, y es analizada con las secciones diferenciales obtenidas en la aproximación de Born para onda plana (PWBA).

La emisión de Bremsstrahlung se simula a partir de las bases de datos de Seltzer and Berger [74]. En las bases de datos de PENELOPE, para la sección diferencial escalada de Bremsstrahlung, se cuenta con información para los primeros 99 elementos, desde el Hidrógeno hasta el Einstenio, cubriendo un rango de energías desde 1 keV hasta 10 GeV.

Para los fotones, las interacciones consideradas en PENELOPE son, dispersión coherente Rayleigh, descrita con la sección transversal diferencial de Thompson multiplicada por un factor de forma analítico; dispersión incoherente Compton, simulada a partir de las secciones calculadas en la aproximación de impulso relativista con perfiles Compton analíticos para un electrón; y el efecto fotoeléctrico, descrito con las secciones transversales atómicas totales y parciales para la capa activa [75]. Aunque la creación de pares también es tenida

en cuenta en la simulación, no tiene mayor importancia en el rango de energías de los experimentos realizados durante esta investigación.

El código completo, escrito en Fortran, está compuesto de diferentes subrutinas que operan tanto los aspectos geométricos como los fundamentos físicos del problema a simular.

PENELOPE necesita un programa principal que lea la información de los archivos de entrada (información concerniente a la naturaleza y características de la fuente, materiales de los medios involucrados, entre otros), inicialice la simulación, la ejecute y haga el recuento de las cantidades a estudiar, como la dosis absorbida. PENCYL y PENMAIN son ejemplos de programa principal, ambos realizan simulación de cascadas electrón-fotón en estructuras materiales complejas y generan archivos de salida con información genérica como el número de cascadas simuladas, la velocidad de simulación, número promedio de partículas secundarias generadas, energía depositada en cada uno de los cuerpos definidos en la geometría del sistema, etc. En las simulaciones realizadas en el marco de este trabajo, se utilizó el programa PENMAIN, apropiado para geometrías definidas con superficies cuádricas.

Uno de los requisitos para que PENMAIN inicialice la simulación, es haber generado el correspondiente archivo de geometría, definido a través de *cuerpos* homogéneos y las *superficies cuádricas* que los limitan. La información sobre los materiales que componen los diferentes cuerpos involucrados en la simulación, se encuentra en los archivos generados por el programa auxiliar MATERIAL, el cual extrae la información relevante de las bases de datos que contienen propiedades físicas, como el poder de frenado, secciones eficaces para los diferentes mecanismos de interacción, etc.

Como parte de esta investigación, se simuló el transporte de electrones y fotones a través de los detectores A y B descritos con antelación y a través del aire, considerando la geometría de la sala donde se encuentra el sistema láser. Con esto se buscaba un diagnóstico de características de la posible fuente de radiación que se configura como resultado de la interacción láser-plasma en las condiciones determinadas para este estudio.

Como resultado de las simulaciones realizadas, se obtienen diferentes archivos con información sobre la energía de las partículas generadas, la distribución angular de las mismas,

la distribución espacial de la dosis, entre otros. Este procedimiento, permite verificar la bondad del modelo propuesto a partir del análisis de datos experimentales. En particular, resulta interesante la comparación de las dosis obtenidas con dosimetría termoluminiscente con los valores esperados de acuerdo a la simulación; permitiendo al final proponer un término fuente para la radiación generada bajo las condiciones simuladas.

Cabe resaltar que para comparar el conjunto de datos resultante de las simulaciones con los obtenidos en los registros experimentales, es necesario normalizarlos previamente bajo las mismas condiciones. En todos los casos se tomó la dosis medida o esperada a 4.5 cm del centro de interacción -a lo largo de la línea de reflexión especular del láser- como valor de referencia; en cada uno de los experimentos realizados las dosis se normalizaron respecto a este valor, igual que los resultados de las diferentes simulaciones realizadas.

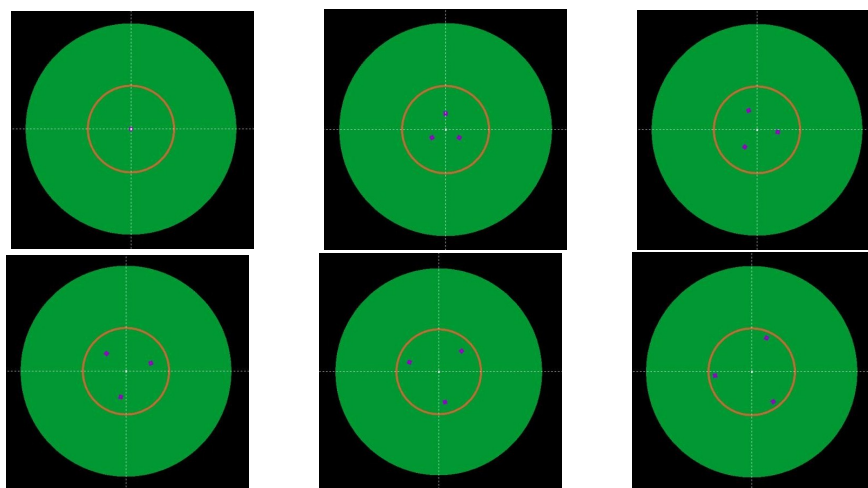


Figura 2.22: Imágenes obtenidas en los archivos de geometría del Detector A con el programa `GVIEW2D`. La primera lámina muestra el TLD de normalización ubicado a 4.5 cm del centro de interacción; en las siguientes, se observa cada plano de TLDs, los cuales están rotados  $24^\circ$  entre sí para evitar el apantallamiento entre ellos. La separación entre planos es 1.5 cm.

En el apéndice, se muestran ejemplos de archivos de entrada y de geometría para la simulación del transporte de radiación en los detectores A y B. La geometría del sistema

se visualiza con los programas GVIEW2D y GVIEW3D que ayudan a depurar los archivos de geometría, dado que se detienen cuando encuentran algo incorrecto o una inconsistencia dentro de los mismos. Al correr estos programas se generan imágenes 2D y 3D, asignando un color a cada cuerpo o material que compone el sistema.

En las simulaciones realizadas en el marco de este trabajo, se utilizó el software GVIEW2D. Las figuras (2.22) y (2.23) muestran algunas imágenes obtenidas con el archivo de geometría para el detector A.

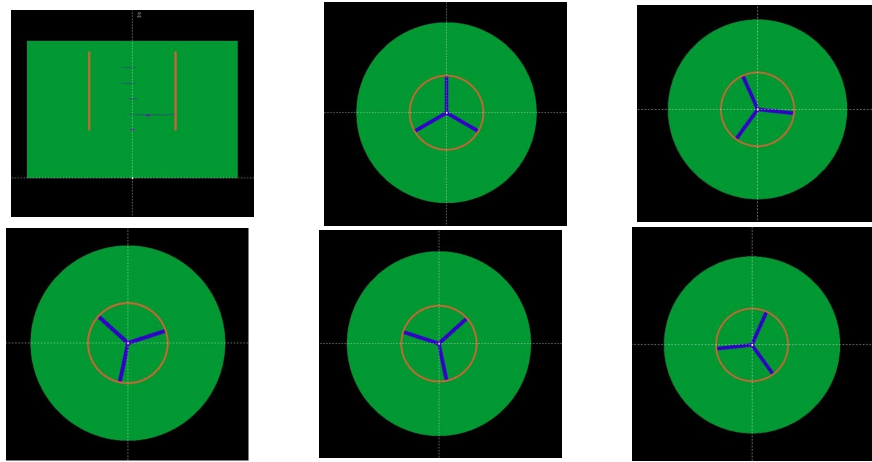


Figura 2.23: Imágenes de diferentes planos del detector A. En la primera imagen se tiene una vista lateral del detector; las siguientes muestran la estructura de Mylar donde se adhieren los TLDs.

En las figuras correspondientes al detector A, puede observarse que cada uno de los colores representa un material. Los cristales TLD en  $LiF$  se muestran en color violeta; el verde representa el módulo que envuelve el conjunto y es de *aire*; el aro de color naranja representa las paredes del detector en  $PVC$  y el color azul identifica la estructura en *Mylar* en forma de cruceta donde se adhieren los cristales.

La geometría correspondiente al detector B, se muestran en las Figuras (2.24), donde se observan los cristales TLD en color verde, la estructura en cruz de *Mylar* en color naranja y el módulo envolvente de *aire* en color violeta.

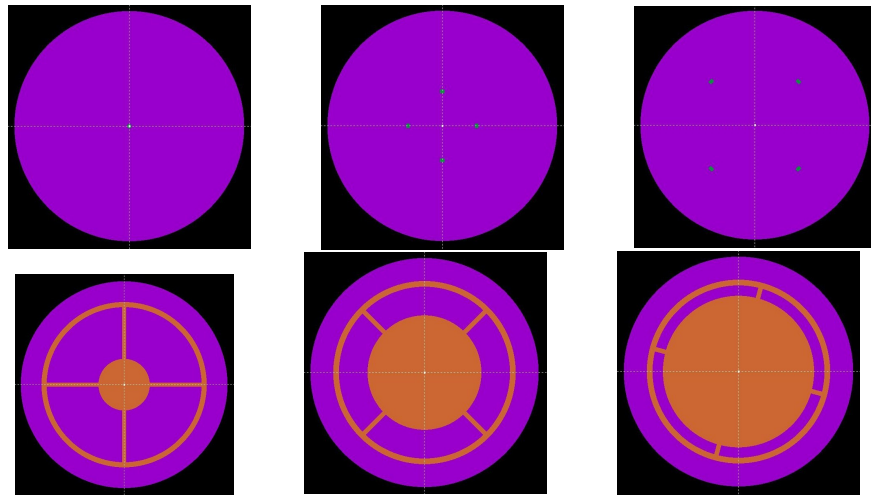


Figura 2.24: Imágenes de algunos de los cristales TLD (Sup.) y aspas que los soportan (inf.)dentro del detector B.



## Capítulo 3

# Resultados Experimentales y Análisis de la Radiación Emitida en la Interacción Láser - Plasma

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en los diferentes experimentos y el análisis de los mismos a partir de las simulaciones Monte Carlo realizadas. En particular, las dosis registradas en películas radiocrómicas, permiten caracterizar la distribución angular de la radiación emitida, mientras que se han utilizado los detectores A y B descritos anteriormente, para obtener la composición y el espectro de energías de la misma. Como se mencionó en el capítulo anterior, se han utilizado dos configuraciones diferentes para la interacción del láser con el sólido. En la primera de ellas los pulsos láser incidían verticalmente sobre el blanco, que presentaba una inclinación de  $45^\circ$  respecto al plano horizontal, como se observa en la figura (3.1). En la segunda, se modificó el montaje experimental, de forma tal que los pulsos llegaban horizontalmente, aunque manteniendo la incidencia a  $45^\circ$  sobre el blanco, ver figura (3.2). En los dos casos, como blanco se utilizó preferentemente el aluminio, aunque también hay pruebas realizadas con otros materiales. La segunda configuración es más compacta y permite más posibilidades de desarrollo, por ejemplo la incorporación de blancos gaseosos. Como los resultados obtenidos fueron similares con las dos configuraciones, se hace referencia a ellos sin especificar



Figura 3.1: Blanco de aluminio perforado por pulsos láser incidiendo verticalmente. La flecha roja indica la dirección de incidencia del haz

la configuración en la que fueron obtenidos.

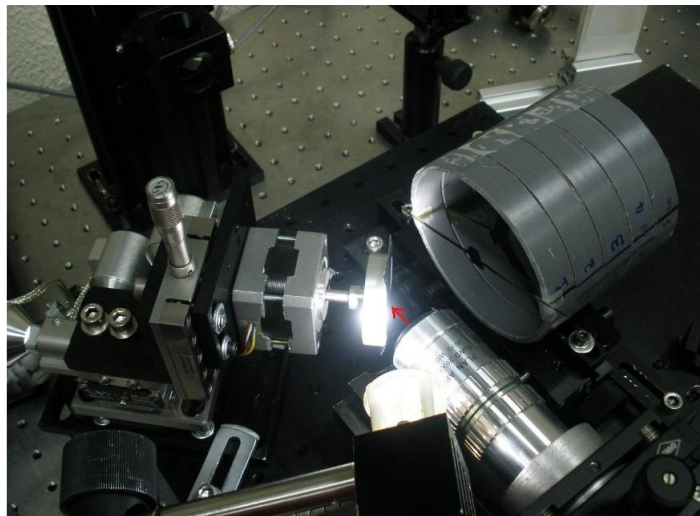


Figura 3.2: Incidencia horizontal del láser sobre lámina de aluminio.

A lo largo de la investigación reflejada en este trabajo se procedió a la realización de un gran número de medidas, y lo que se presenta a continuación es el promedio de resultados de todas aquellas equivalentes.



### 3.1. Distribución angular

La distribución angular de la radiación emitida ha sido estudiada fundamentalmente con películas Gafchromic EBT2. El objetivo de estas medidas, además de localizar las direcciones en las que la emisión de radiación es más intensa, es también estudiar la influencia de la polarización del láser en el haz emergente.

Todas las películas utilizadas fueron escaneadas en la orientación “Portrait”, es decir, el lado más corto de la película orientado paralelamente al lado más corto de la superficie del escáner. Además, como la respuesta depende ligeramente de la región donde se posicionan las películas dentro de la superficie disponible del escáner, en este trabajo se ubicaron siempre en el centro del mismo. La resolución implementada en el proceso de escáner fue de 72 ppp<sup>1</sup> y las imágenes fueron almacenadas en archivos TIFF (Tagged Image File Format), que es uno de los formatos de imagen que puede ser leído con el programa de procesamiento de imagen digital *Image J*<sup>2</sup>, de acuerdo con las instrucciones del fabricante.

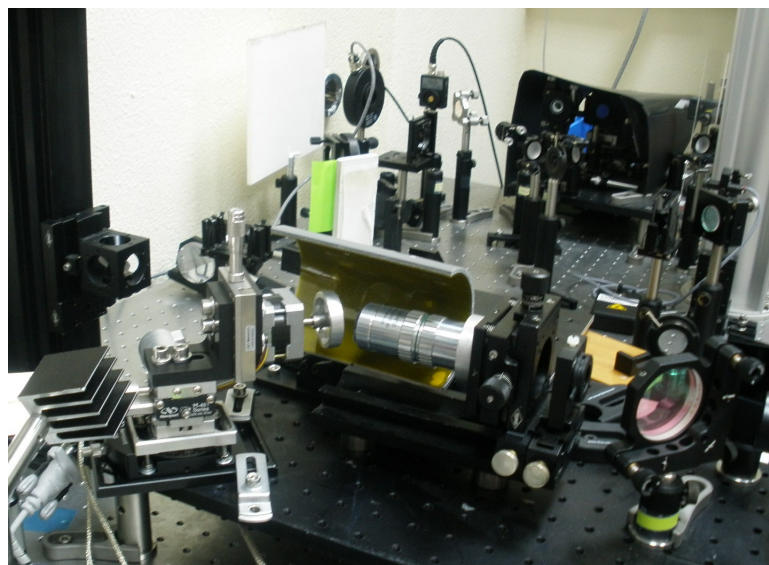


Figura 3.3: Montaje experimental con película radiocrómica.

---

<sup>1</sup>ppp: píxel por pulgada

<sup>2</sup>Programa de dominio público elaborado en Java, fue desarrollado en el *National Institutes of Health, US*.

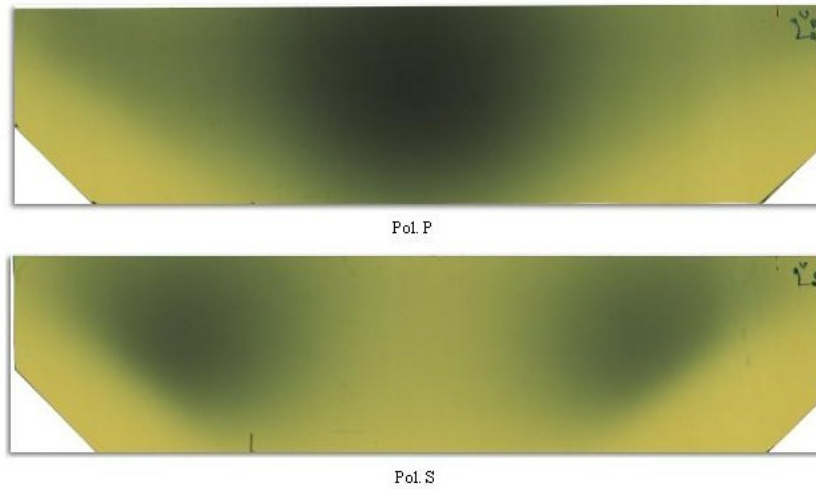


Figura 3.4: Películas expuestas a radiación generada con pulsos láser de diferente polarización, P y S.

Para realizar este estudio se dispuso la película rodeando la superficie interna de un semicilindro de 4 cm de radio, como se observa en la Figura (3.3); dado que el cilindro se dispuso de forma tal que el punto de focalización se encontraba en su centro, la menor distancia desde el blanco a la película se hizo coincidir con el radio.

La Figura (3.4) muestra dos ejemplos de películas irradiadas con pulsos láser de diferente polarización. Es notable la diferencia visual que indica la distinta concentración de radiación registrada con cada polarización. Además es de resaltar que esta apreciación es inmediata, es decir, se observa una vez se realiza el barrido de los pulsos sobre el blanco, lo que facilita la repetición del barrido en caso de ser necesario o de querer profundizar en una región en particular. Aquí se establece una diferencia de procedimiento importante respecto a los registros con cristales TLD, en los cuales solo se pueden sacar conclusiones una vez realizado el proceso de lectura de los mismos, que como ya se comentó, se realizaba fuera de las instalaciones del Servicio Láser.

Con el objeto de profundizar en la dependencia del ángulo con que se emite la radiación respecto a la polarización de los pulsos, se realizó inicialmente un estudio cualitativo exponiendo películas a la radiación producida bajo idénticas condiciones experimentales,

variando únicamente la polarización del láser, para lo cual se hizo un barrido a intervalos de  $10^\circ$  desde  $0^\circ$  -Polarización P- hasta  $90^\circ$  -Polarización S-. Después de digitalizar las imágenes obtenidas, se procedió a analizar los niveles de intensidad correspondientes a cada uno de los ángulos de polarización implementados, los cuales se muestran en la Figura (3.5), donde se observa claramente la transición entre la emisión de un haz centrado en la dirección de reflexión especular -para polarización P- y su bifurcación en dos haces laterales a medida que se acerca a la polarización S.

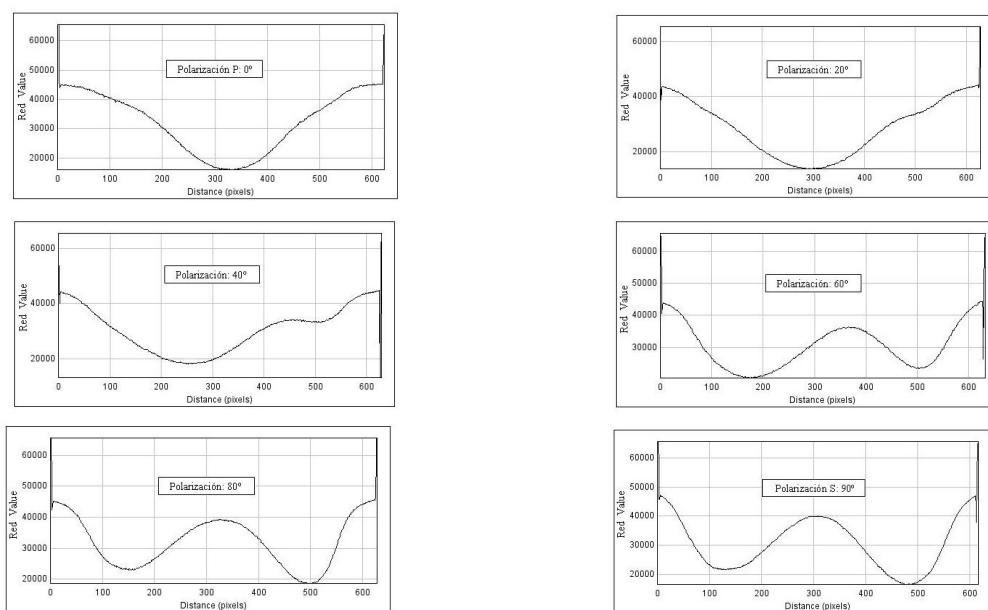


Figura 3.5: Perfiles de nivel de rojo en la franja central de películas expuestas, variando la polarización de los pulsos láser.

Las Figuras (3.6) y (3.7) muestran películas expuestas a radiación con polarización P y S, con sus respectivos perfiles de intensidad a lo largo de la línea central, donde se puede distinguir características propias de la radiación generada por pulsos láser con estas polarizaciones. En estas gráficas se ha hecho la conversión de la escala de píxeles a ángulos. Las regiones más expuestas a la radiación corresponden a los mínimos en los perfiles de intensidad. El valor de referencia 65535 corresponde a la intensidad registrada en el proceso de escáner cuando la luz incide directamente, esto es, sin película de por

medio.

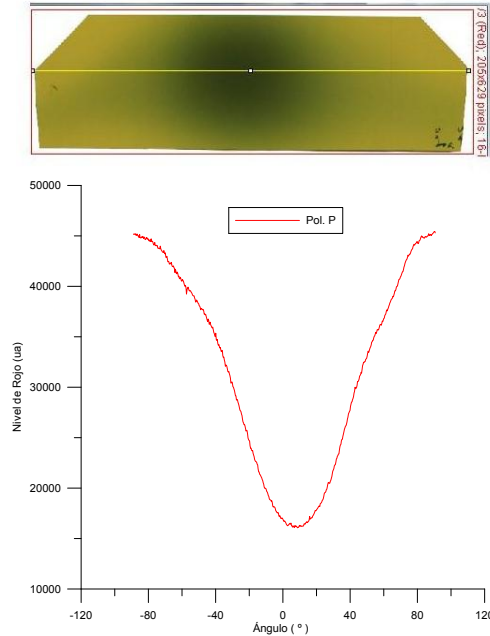


Figura 3.6: Perfil central de nivel rojo correspondiente a polarización P.

### Polarización P

La Figura (3.8) muestra la variación de la dosis con el ángulo  $\phi$  y con la elevación vertical  $Y$  para pulsos con polarización P. Se observa claramente que las mayores dosis son emitidas en la dirección de reflexión especular del láser, que en la figura corresponde a  $\phi = 0^\circ$ , esto es  $45^\circ$  respecto a la normal al blanco, y disminuye simétricamente a su alrededor. Dicha distribución tiene forma gaussiana y se procedió a evaluar la anchura correspondiente a la dosis media FWHM (Full Width at Half Maximum), tanto respecto a la dirección horizontal como en la vertical.

La Figura (3.9) muestra la atenuación de la dosis respecto a la dirección horizontal (ángulo  $\phi$ ) y con la vertical ( $Z$ ). En el ajuste gaussiano se obtiene un ancho a media altura FWHM  $\sim 63^\circ$  respecto a  $\phi$  y  $\sim 40^\circ$  respecto a  $Z$ , con lo cual se hace evidente que el decrecimiento

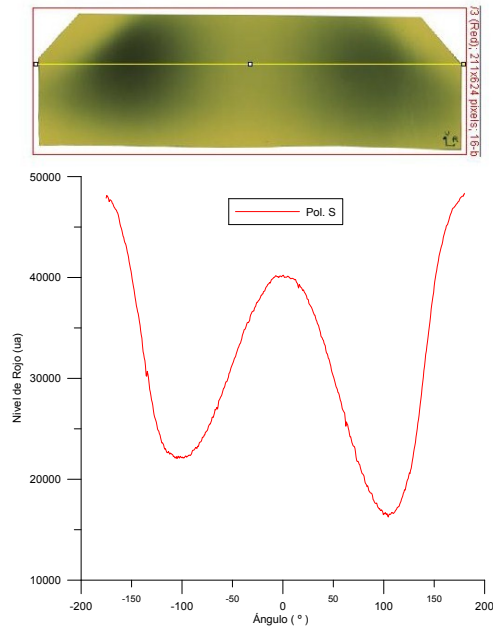


Figura 3.7: Perfil central de nivel rojo correspondiente a polarización S.

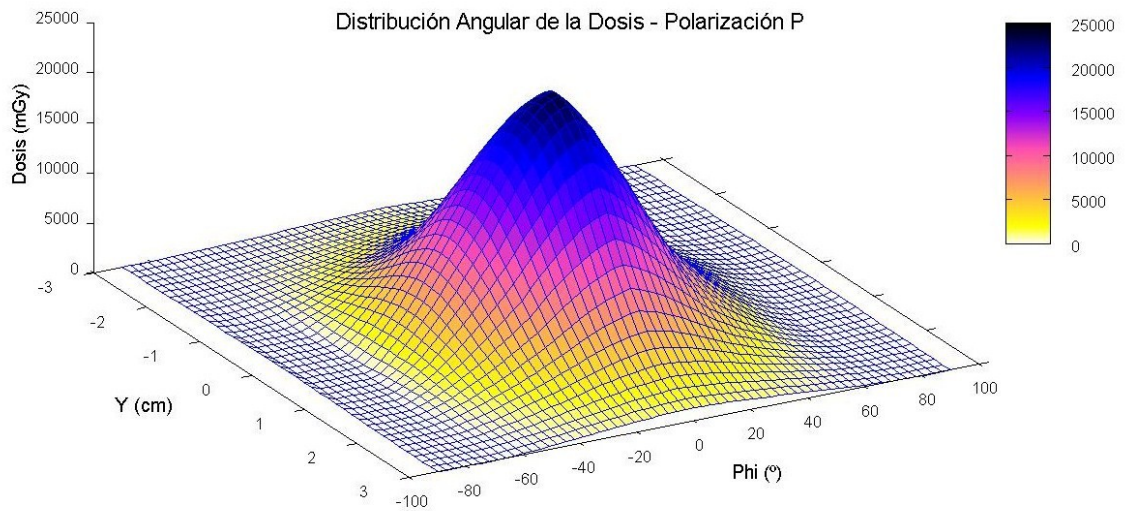


Figura 3.8: Distribución angular de la dosis de radiación generada por pulsos láser con polarización P. Y representa la elevación vertical y Phi el ángulo respecto a la horizontal.

de la dosis con el ángulo, es más acentuado en la dirección vertical.

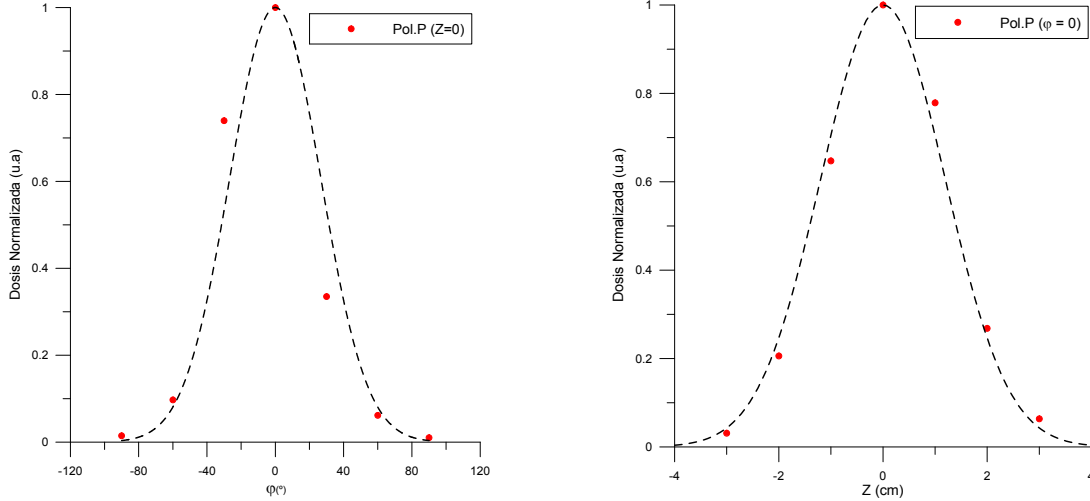


Figura 3.9: Ajuste gaussiano para la atenuación de la dosis en la horizontal (Izq.) y en la vertical (Der.) Las gráficas corresponden a dosis generadas con pulsos con polarización P.

### Polarización S

Para pulsos láser con polarización S, la Figura (3.10) muestra que la dosis medida en la dirección de reflexión especular ( $\phi = 0$ ) es prácticamente nula, mientras que aumenta simétricamente al alejarse de esta dirección, obteniéndose las mayores dosis en los extremos del dispositivo detector.

Este resultado sugiere que los electrones que componen la radiación emitida, son acelerados principalmente por el campo eléctrico del láser, coincidiendo con lo reportado en trabajos anteriores como el de L.M.Chen [34], donde se manifiesta claramente un pico en la dirección de polarización en el caso de incidencia oblicua de pulsos láser con polarización S.

La imagen izquierda de la Figura (3.11) muestra la atenuación de la dosis respecto a la dirección vertical ( $Z$ ), para la orientación  $\phi = 90^\circ$  que es donde se emiten las mayores dosis bajo esta polarización. El máximo de la curva no se encuentra en el centro de la misma ( $Z=0$ ), sino que se ubica en  $Z=1.5$  cm, lo que corresponde a una elevación de  $20^\circ$

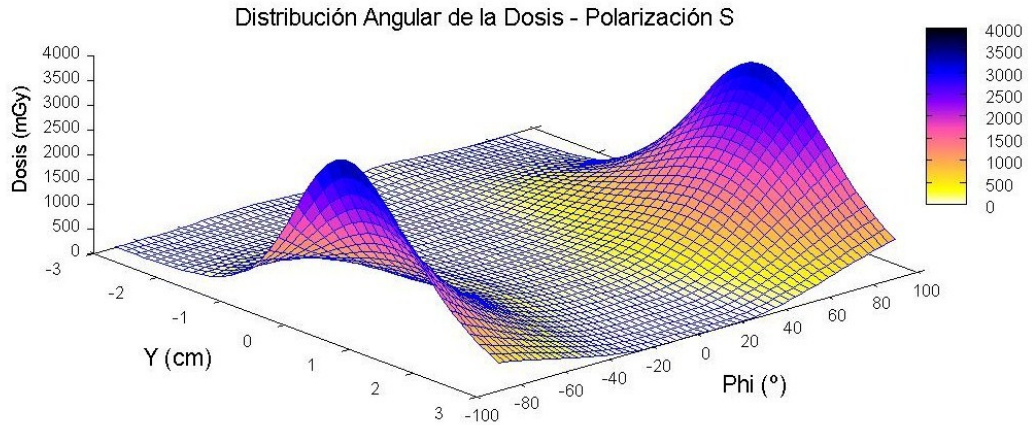


Figura 3.10: Distribución angular de la dosis de radiación generada por pulsos láser con polarización S.

en la vertical. En el ajuste gaussiano se obtiene un ancho a media altura FWHM  $\sim 41^\circ$ , similar al obtenido en el caso de polarización P ( $40^\circ$ ).

De estas medidas se puede concluir que en el caso de la polarización P la radiación se emite fundamentalmente hacia delante en un cono relativamente ancho, cuyo eje coincide con la dirección de reflexión especular del haz. Este pico en la emisión, suele ser atribuido a la reflexión especular del láser, que excita una onda del plasma que acelera los electrones en esta dirección [76].

Para esta polarización, las mayores dosis de radiación se generan en el plano del blanco, que corresponde a los ángulos extremos en el dispositivo detector ( $\phi = \pm 90^\circ$ ), y se reduce a medida que nos acercamos al centro de la distribución. Dado que la emisión máxima apunta en la dirección del campo eléctrico, se intuye que es éste el principal responsable de la aceleración de los electrones.

Comparando la magnitud de las dosis generadas bajo las dos polarizaciones, es evidente que las generadas por pulsos láser con polarización P, son mayores a las generados en polarización S, bajo las mismas condiciones tanto geométricas como de focalización. Sin embargo, el hecho de que el máximo de la radiación siempre aparezca en la dirección del

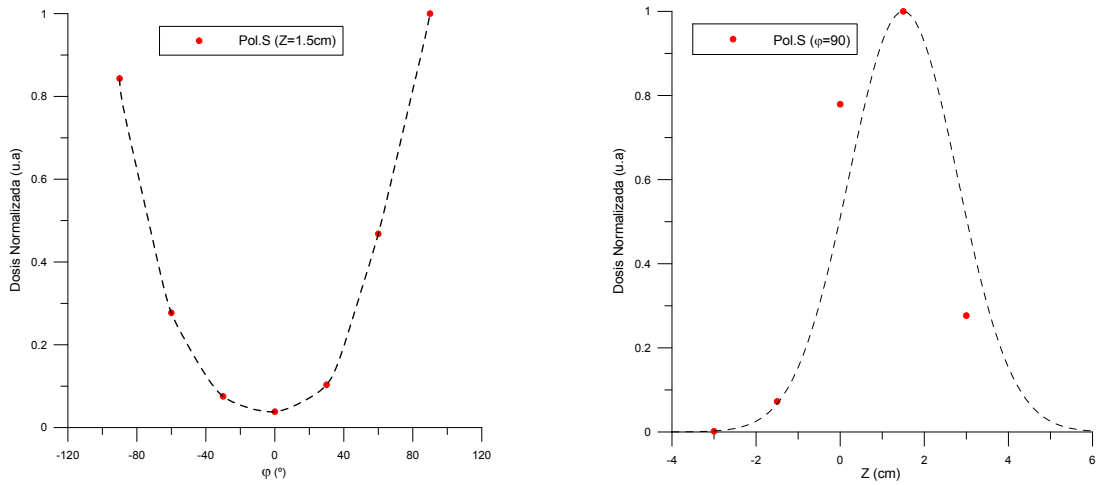


Figura 3.11: Atenuación de la dosis respecto al ángulo  $\phi$  (Izq.) y respecto a la vertical Z (Der.), para pulsos con polarización S.

campo eléctrico sugiere que el mecanismo de producción de radiación es el mismo para las dos polarizaciones

A este respecto hay que señalar que en algunos de los experimentos realizados bajo las dos polarizaciones, se obtuvo la mayor emisión de dosis en una dirección intermedia entre la reflexión especular ( $0^{\circ}$ ) y la normal al blanco ( $45^{\circ}$ ). En particular, la gráfica de la izquierda en la Figura (3.11), muestra la mayor emisión para  $Z=1.5$  cm, es decir a  $20^{\circ}$  respecto a la vertical. A este respecto, en la última década varios grupos han mostrado experimentalmente que para incidencia oblicua de pulsos láser sobre superficies sólidas, se emiten haces de electrones a un ángulo entre la dirección especular y la normal al blanco, dependiendo básicamente de las dimensiones del plasma [50, 77, 78, 79]. También han sido reportadas simulaciones que confirman esta tendencia [80, 81], dentro de la que se inscriben los resultados de este trabajo.



## 3.2. Composición y espectro de energías de la radiación emitida

La caracterización del espectro de energías de radiación emitida, o lo que partir de ahora se llamará término fuente, se realizó con los detectores diseñados como parte del trabajo y que fueron descritos en el capítulo anterior. En ellos se mide para diferentes distancias, la dosis depositada en los cristales termoluminiscentes y de estas se infiere la energía de la radiación.

Tres tipos de medidas se llevaron a cabo, las primeras realizadas con los detectores A y B, con los cristales TLD cubiertos únicamente por aire; en el segundo tipo de medición se utilizó el detector A con filtros de metacrilato, con el objeto de estudiar la componente de fotones de la radiación. Finalmente se realizó una serie de medidas que incluían distancias mayores que las anteriores, con vistas al estudio de la posible incidencia radiológica de las partículas emitidas durante la interacción láser-plasma.

Todos los estudios fueron realizados con blancos de aluminio aunque algunas medidas parciales también se realizaron con cobre.

El primer estudio realizado fue la dependencia de la energía con la polarización del láser. Para ello se tomaron series de medidas con el detector A para polarizaciones P y S colocándolo en cada caso en la posición de máxima emisión de radiación. Los resultados de estas medidas se muestran en la Figura (3.12). Como puede verse la atenuación de la dosis con la distancia es idéntica en ambos casos lo que sugiere que el mecanismo de producción de radiación es el mismo.

En lo que sigue se hará referencia exclusivamente a experimentos realizados con polarización P, por ser más sencillo el montaje experimental.

Un segundo test se hizo utilizando simultáneamente cristales TLD y películas radiocrómicas para medir la variación de la dosis con la distancia. Para ello se utilizó el detector B con los cristales adheridos sobre láminas radiocrómicas, permitiendo el registro simultáneo con estas dos técnicas. La Figura (3.13) muestra algunas de las láminas después de la exposición.

En la Figura (3.14) se ha representado la atenuación de la dosis con la distancia, tanto

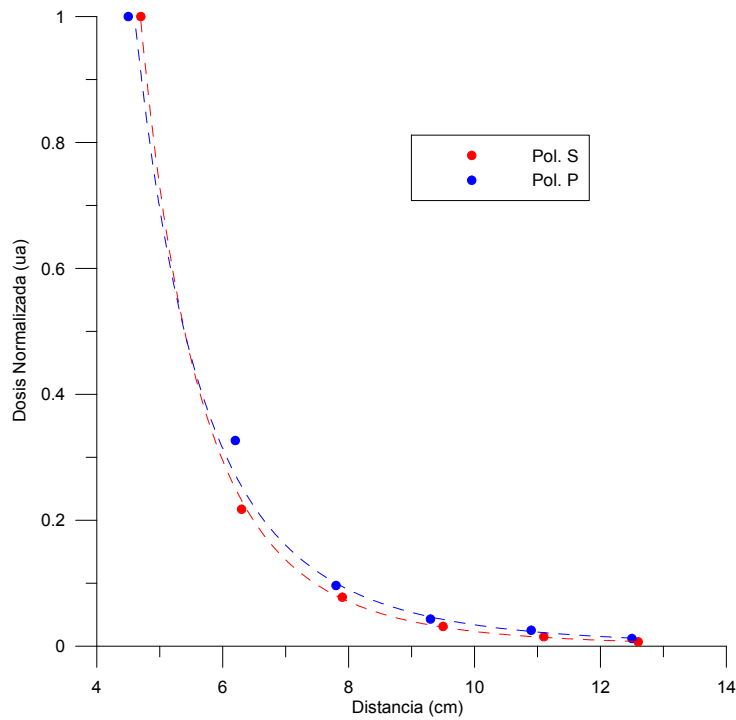


Figura 3.12: Atenuación en aire de radiación emitida por pulsos láser con diferente polarización, incidiendo sobre blancos de aluminio.

para los registros en los TLD, como los de las películas. El excelente acuerdo entre los dos registros, permite la posibilidad de utilizar uno u otro método para determinar el espectro de energías de la radiación emitida.

### 3.2.1. Espectro de energías de la radiación producida en blancos de aluminio

En esta sección se discutirá en primer lugar los experimentos realizados con el detector A para registrar las dosis generadas en la interacción de los pulsos láser sobre blancos de aluminio. La Figura (3.15) muestra la variación de la dosis con la distancia. La gráfica representa el promedio de diferentes experimentos realizados bajo las mismas condiciones y en ella se observa el efecto del poder de frenado del aire.

Dado que los últimos cristales se encontraban a una distancia de 12.5 cm respecto al

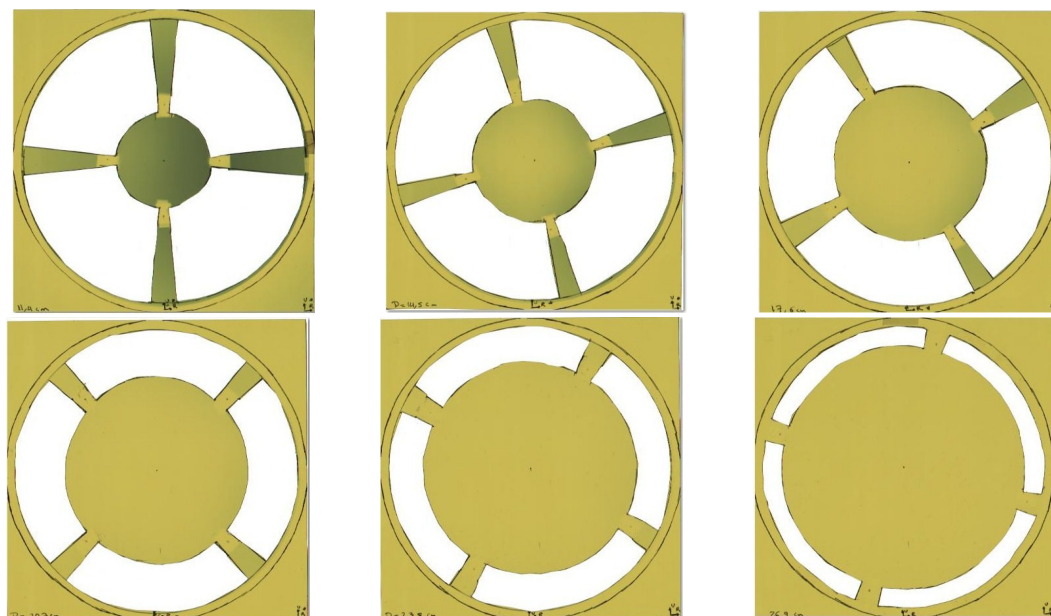


Figura 3.13: Películas Gafchromic EBT2 irradiadas dentro del detector B. Las láminas se encontraban separadas entre si una distancia de 3 cm. Se puede observar dentro de las zonas de mayor irradiación (regiones oscuras), los espacios mas claros dejados por los cristales TLD adheridos sobre ellas.

centro de interacción y teniendo en cuenta el frenado de las partículas debido a las colisiones inelásticas con las moléculas de aire, se puede afirmar la presencia de electrones con energía  $\geq 96\text{keV}$ . Sin embargo, lo interesante es caracterizar la distribución de electrones que se produce en la interacción y no la energía máxima de estos. Suponiendo que su distribución de energía es de tipo Maxwell-Boltzman, se puede hacer una estimación de la temperatura característica  $kT$ , con el procedimiento descrito en el capítulo 2, a partir de la integración numérica de la ecuación de la pérdida de energía (ecuación 2.6). Con este procedimiento, se encuentra que una distribución maxwelliana con energía característica  $kT = 13.8\text{keV}$ , reproduce los datos experimentales, como puede observarse en la figura (3.15).

Con el objeto de obtener más información sobre la distribución de energía de los electrones, se realizaron una serie de medidas con el detector B cuyo resumen se muestra en la

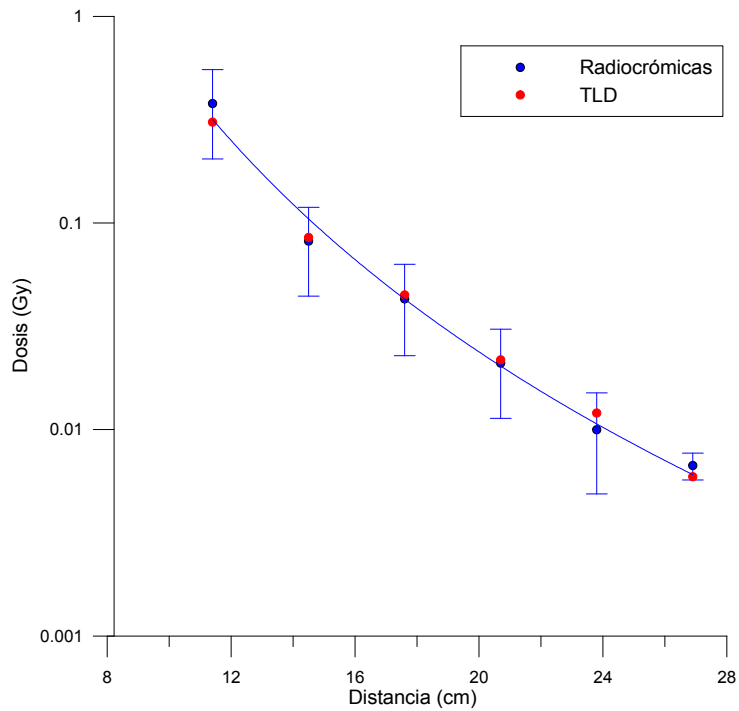


Figura 3.14: Atenuación de la dosis con la distancia. Dosis medidas con cristales TLD y películas radiocrómicas, dentro del detector B.

Figura (3.14).

La tercera serie de medidas, la cual tuvo como propósito separar la componente de fotones de las de los electrones, se realizó con el detector A, midiendo las dosis en cristales TLD apantallados con láminas de metacrilato de 1.7 mm de espesor. El promedio de los resultados se muestra en la Figura (3.16).

Finalmente en otro experimento se registraron dosis en un rango de distancia entre 10 y 75 cm, lo cual resulta de especial importancia si se tiene en cuenta que dentro de este margen, en algunos de los procedimientos realizados en el servicio láser, se encuentra personal operario (ver capítulo 5).

Dado que para este rango de distancias no se disponía de un detector como lo descritos anteriormente se procedió a adherir cristales TLD en películas Gafchromic EBT2. En cada lámina se ubicaron cuatro TLDs en la periferia de una circunferencia de radio variable,

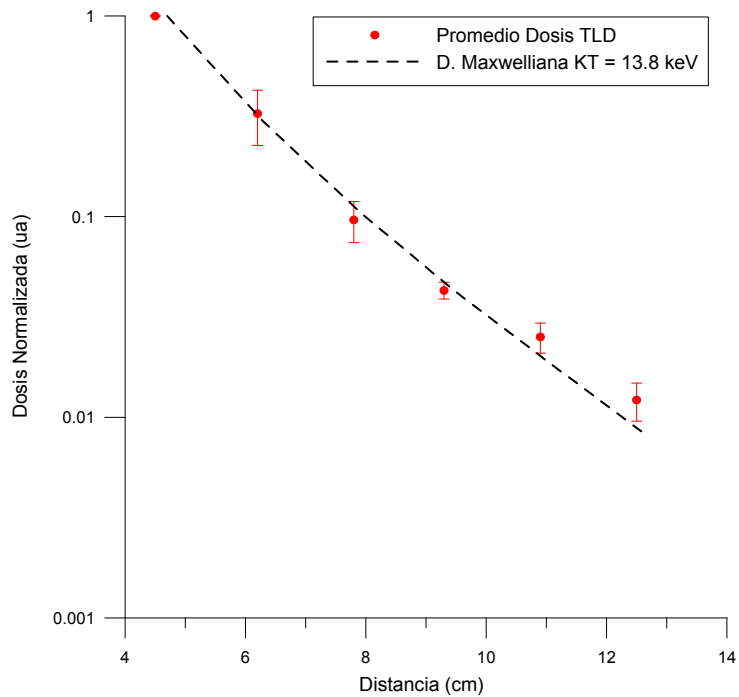


Figura 3.15: Atenuación de la dosis con la distancia. Dosis generada con blancos de aluminio, registro experimental con TLDs y distribución maxwelliana con  $kT= 13.8$  keV.

espaciados entre sí  $90^\circ$ . En total se tomaron siete registros, en cada uno, se expuso una de las láminas con los TLDs adheridos, más los cristales de normalización, ubicados a 4.5 cm respecto del centro de interacción. La Figura (3.17) muestra el esquema implementado en estos registros.

La dependencia de la dosis con la distancia, se presenta en la figura (3.18),

### 3.3. Dosis registradas con otros blancos

Además de utilizar blancos de Aluminio, con el detector A se midieron dosis de radiación generada en blancos de Cobre y Mylar. Las demás condiciones experimentales fueron idénticas. La Figura (3.19) muestra la dependencia de la dosis con la distancia para los tres blancos utilizados. En esta figura se observa una mayor pendiente en la gráfica de dosis para el aluminio, lo que se explica por una energía  $kT$  menor para la distribución de

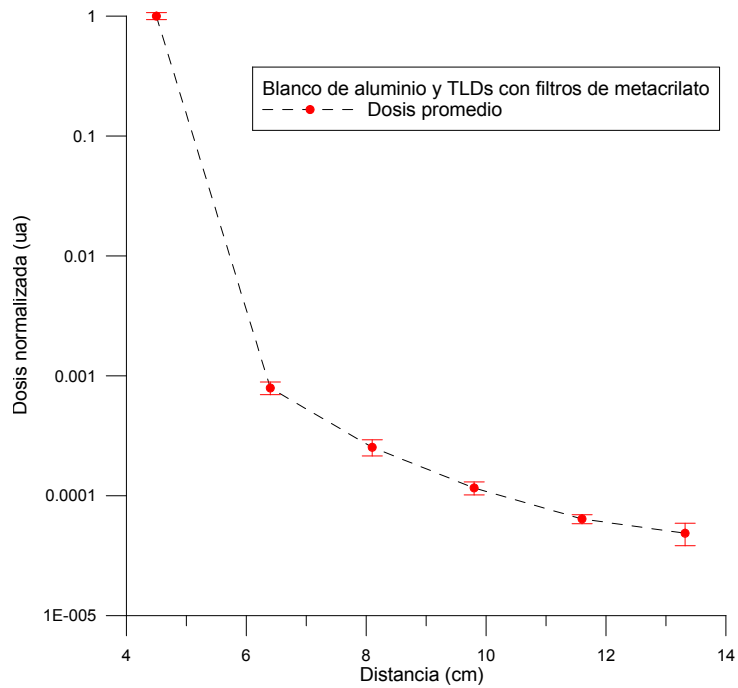


Figura 3.16: Atenuación de la dosis con la distancia. Dosis generada con blancos de aluminio y registrada en cristales TLDs con filtros de metacrilato.

electrones correspondiente.

### 3.4. Simulaciones Monte Carlo - discusión de resultados

Utilizando como valores iniciales las estimaciones obtenidas en el apartado anterior, se procedió a simular los experimentos realizados haciendo uso del código PENELOPE. El objeto de estas simulaciones es caracterizar la fuente de radiación que se origina durante la interacción de pulsos láser con los diferentes blancos utilizados.

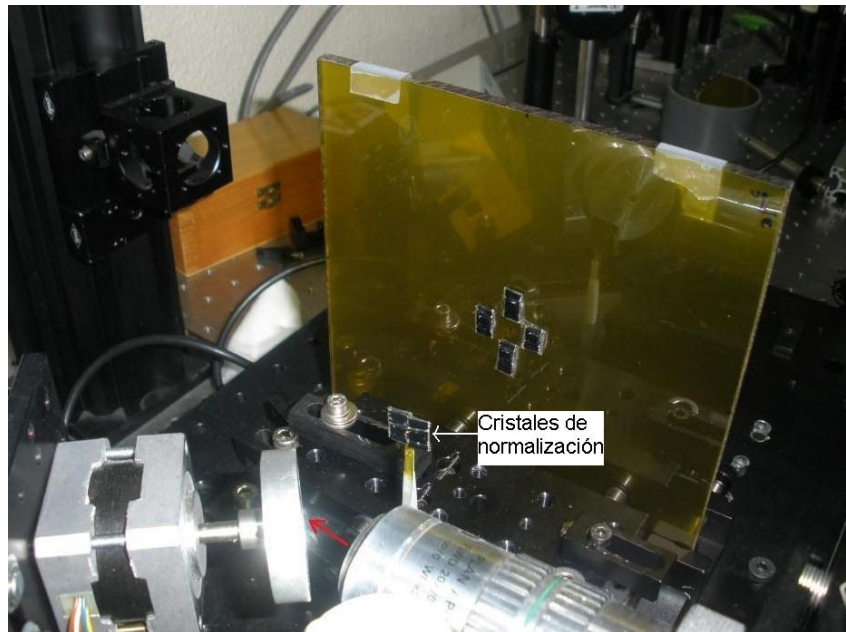


Figura 3.17: Esquema experimental para el registro simultáneo de dosis en cristales TLD y en películas radiocrómicas. En la imagen de la figura, la distancia de los TLDs al blanco es 10 cm; también se observan los TLDs de normalización ubicados a 4.5 cm.

### 3.4.1. Distribución espectral de la radiación emitida

La hipótesis inicial fue considerar el término fuente como la superposición de distribuciones de electrones tipo Maxwell-Boltzmann y sus respectivas emisiones de Bremsstrahlung. Partiendo de la estimación inicial de la temperatura para electrones (13.8 keV), se simuló la distribución de Bremsstrahlung que produciría en el blanco una distribución con dicha temperatura; de la simulación se obtuvo una temperatura efectiva para los fotones de entorno a 9 keV.

En el proceso de simulación se observó que no era posible reproducir los datos experimentales sino se introducía una segunda distribución de electrones con una temperatura  $KT_2 = 60$  keV. La contribución de fotones emitidos como radiación de Bremsstrahlung por esta componente resulta despreciable, con lo cual no fue tomada en cuenta en las simulaciones. Se procedió entonces a simular cada una de las tres contribuciones (electrones de 13.8 y 60 keV y fotones de 9 keV), y luego al comparar con los datos experimentales se

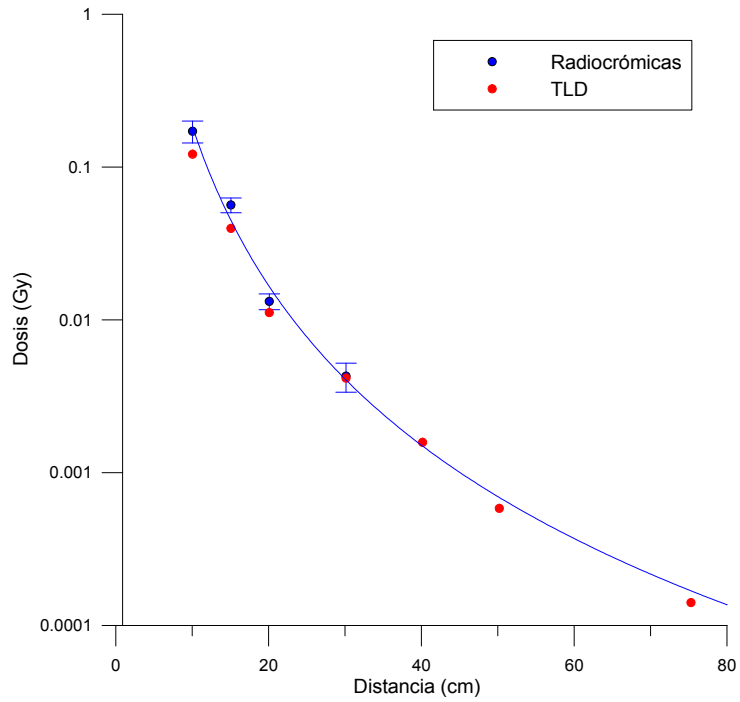


Figura 3.18: Atenuación de la dosis con la distancia. Dosis medidas con cristales TLD y películas radiocrómicas.

obtuvo el peso relativo de cada una de ellas, lo que permitió proponer un término fuente del tipo

$$Dosis(u.a) = W_1 D_{e,13.8keV} + W_2 D_{e,60keV} + W_3 D_{\gamma,9keV} \quad (3.1)$$

El procedimiento para encontrar los pesos relativos de cada componente se inició ajustando las dosis simuladas para fotones con respecto a las dosis experimentales obtenidas con filtros de metacrilato; dado que se supone que en este montaje, los filtros han eliminado la contribución de electrones. En este primer paso se obtuvo  $W_3 = 4.676 \times 10^{-4}$ . Posteriormente se ajustaron las dosis simuladas para electrones de 60 keV respecto a las registradas en el detector B, obteniéndose  $W_2 = 4.00 \times 10^{-4}$  y finalmente al confrontar



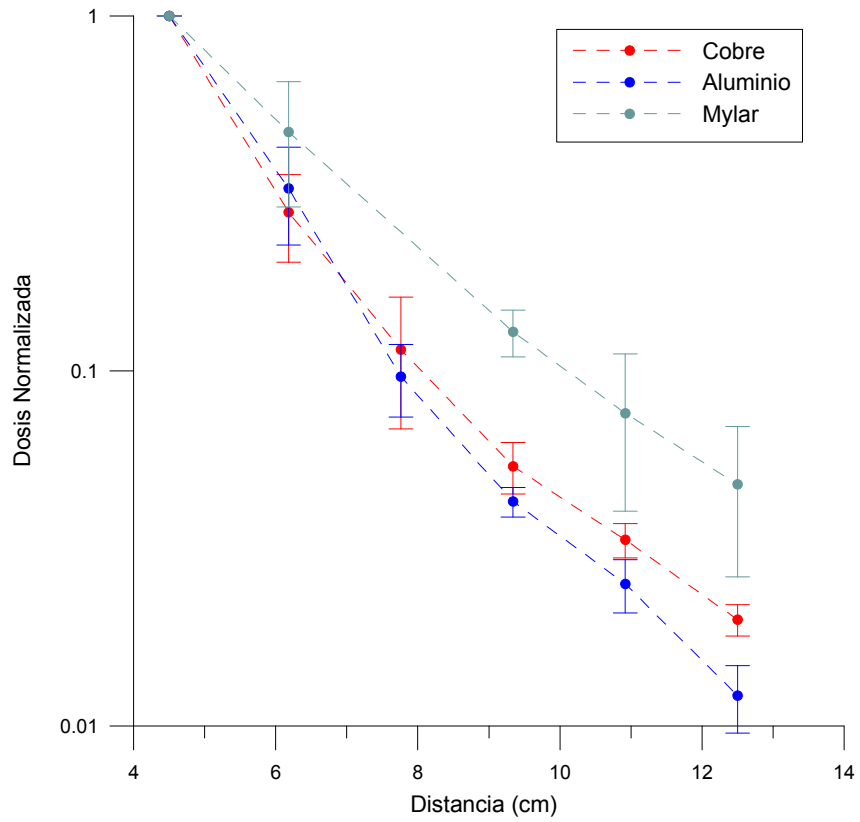


Figura 3.19: Atenuación de la dosis con la distancia. Dosis generadas con diferentes blancos

con las dosis registradas en el detector A, se encontró  $W_1 = 1.54 \times 10^{-1}$ .

Al normalizar estos pesos  $\sum W_i = 1$ , se tienen los valores definitivos:  $W_1 = 0.994$ ,  $W_2 = 2.583 \times 10^{-3}$  y  $W_3 = 3.019 \times 10^{-3}$ , con lo cual se propone el término fuente:

$$Dosis(u.a) = 0.994D_{e,13.8keV} + 2.583 \times 10^{-3}D_{e,60keV} + 3.019 \times 10^{-3}D_{\gamma,9keV} \quad (3.2)$$

De acuerdo con este análisis, para las dosis registradas en cristales con TLD, con filtros de metacrilato, se tiene que la mayor contribución se debe a los fotones, como se observa claramente a partir de la segunda dosis en la Figura (3.20). Cabe resaltar que en este experimento, igual que en los otros, la primera dosis corresponde al cristal usado para normalizar, con lo cual no estaba cubierto con metacrilato y de hecho en el intervalo

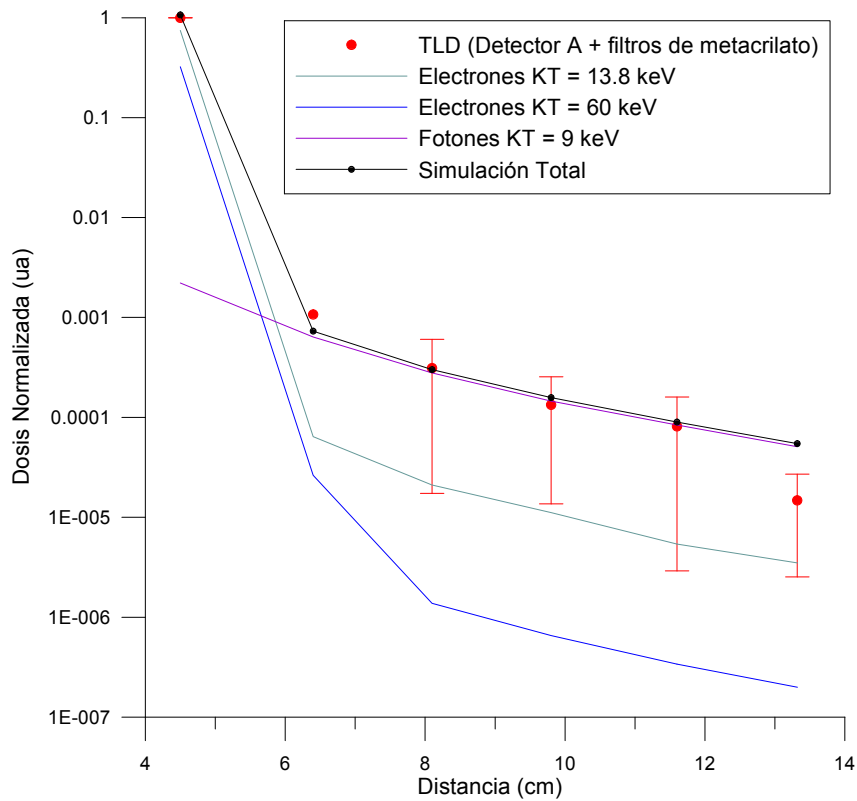


Figura 3.20: Dosis experimental (TLD) y simulada (PENELOPE) para el detector A con filtros de metacrilato. Se presenta la dosis simulada para cada una de las contribuciones: Electrones de 13.8 y 60 keV y fotonos de 9 keV.

correspondiente a las dos primeras dosis, se observa que la mayor contribución se debe a los electrones de 13.8 keV.

Para las dosis registradas en el detector B, se tiene que la mayor contribución corresponde a los electrones de 60 keV, aunque los electrones de 13.8 keV también contribuyen de forma importante en las primeras dosis, como se muestra en la Figura (3.21). Finalmente, la contribución de cada una de las componentes en las dosis registradas con el detector A, se muestra en la Figura (3.22).

Las Figuras (3.20, 3.21 y 3.22) muestran el proceso de construcción del término fuente, haciendo explícita la contribución de cada una de las componentes (electrones de 13.8 y 60 keV y fotonos de 9 keV) a la dosis total registrada. La comparación final entre los valores

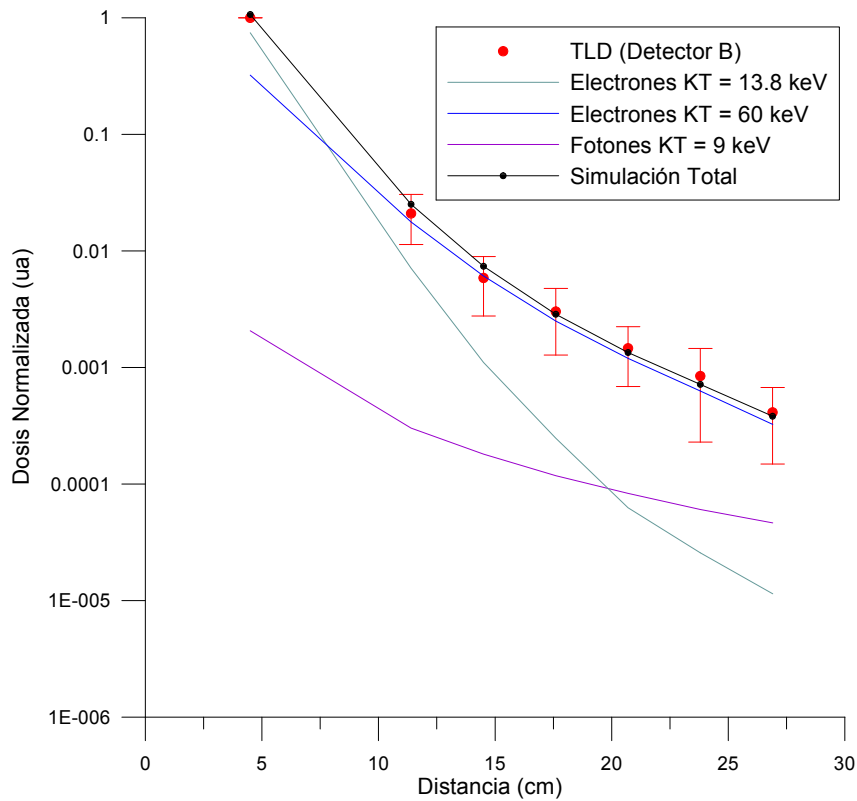


Figura 3.21: Dosis experimental (TLD) y simulada (PENELOPE) para el detector B. Se presenta la dosis simulada para cada una de las contribuciones: Electrones de 13.8 y 60 keV y fotones de 9 keV.

experimentales y los valores esperados de acuerdo al término fuente resultante Ec.(3.2), se presentan en la Figura (3.23), que recoge los resultados para los experimentos con el detector A (TLDs en aire y cubiertos con metacrilato), detector B y para las dosis medidas en aire a mayores distancias.

Finalmente con el término fuente calculado anteriormente se simuló los datos recogidos a grandes distancias, que como se observa en la Figura 3.23 (Inf. Der), concuerdan muy bien con los resultados experimentales. Este resultado valida el procedimiento utilizado como un instrumento útil en la identificación de la fuente de radiación producida con sistemas láser de GW incidiendo sobre blancos sólidos metálicos.

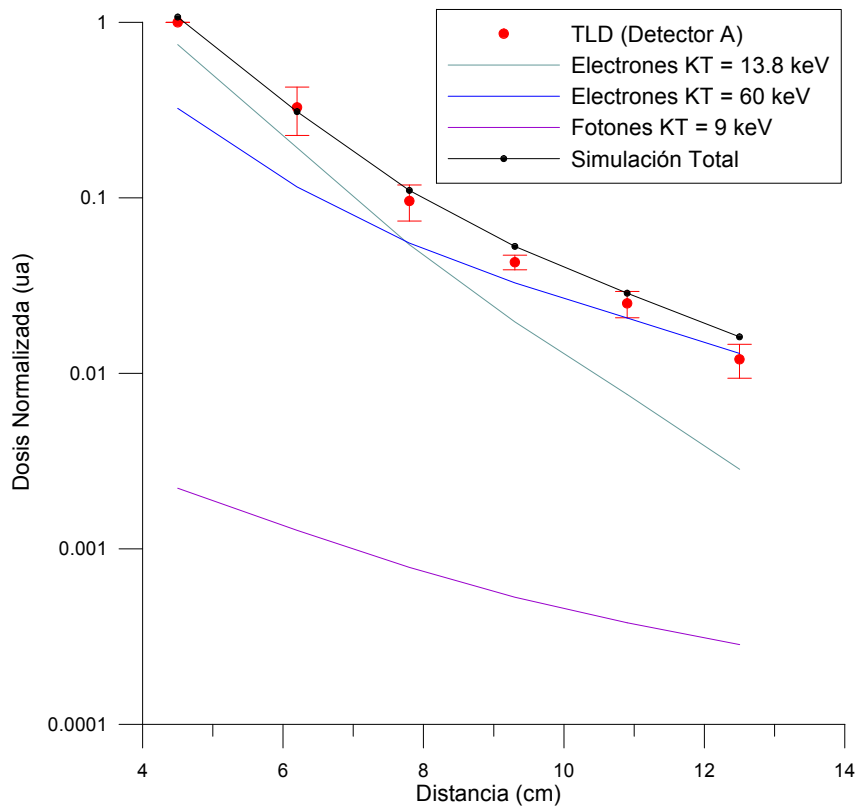


Figura 3.22: Dosis experimental (TL) y simulada (PENELOPE) para el detector A. Se presenta la dosis simulada para cada una de las contribuciones: Electrones de 13.8 y 60 keV y fotones de 9 keV.

Una posible interpretación de estos datos puede hacerse con base en la discusión presentada en el capítulo 1. La intensidad del láser y el tamaño del pulso utilizado sugieren que el mecanismo de absorción de energía por el plasma debe ser calentamiento en el vacío, ya que al evaluar la escala de longitud del plasma,  $E_c(1.12)$ , se encuentra para el caso del aluminio un valor  $L = 17.5$  nm, con lo cual la relación entre el tamaño de plasma y la longitud de onda es en este caso  $L/\lambda \approx 0.02$ , lo que da lugar a un plasma suficientemente abrupto, no consistente con el mecanismo de absorción resonante [82]. Sin embargo, dado que los experimentos no se realizan en vacío, no se podría asegurar la incidencia exclusiva de este mecanismo, sino que probablemente su contribución estaría perturbada por el

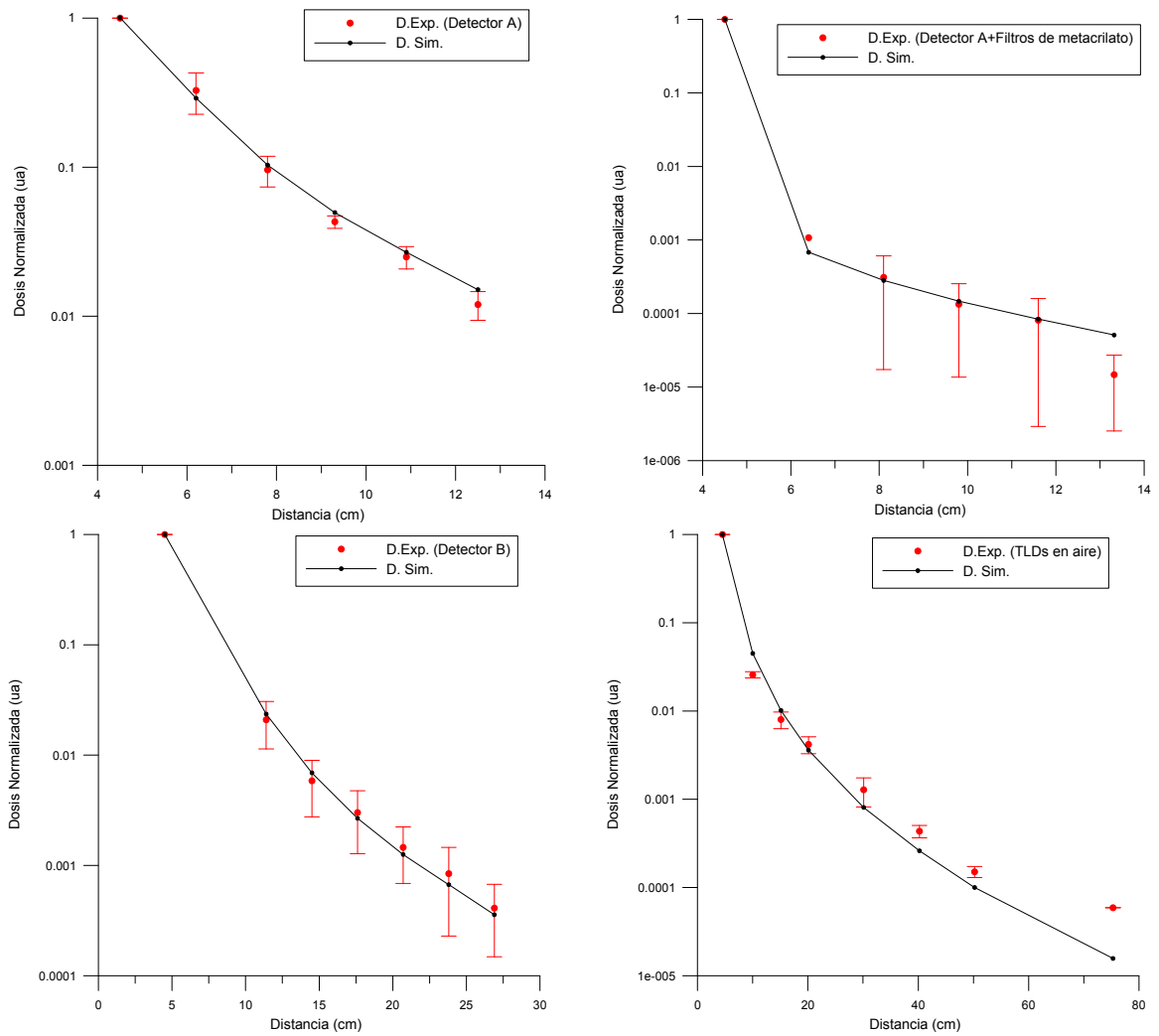


Figura 3.23: Comparación entre dosis experimental TLD con los valores esperados de acuerdo a la simulación con PENELOPE, para los diferentes montajes experimentales.

efecto del aire ionizado en el espacio circundante a la zona de interacción.

Bajo esta hipótesis, la temperatura de 13.8 keV se correspondería con la que predice el modelo de calentamiento en el vacío, Ec.(1.16). Como se ha visto la distribución de Bremsstrahlung también estaría justificada pero es necesario interpretar la existencia de la segunda distribución de electrones. No existe consenso entre los diferentes autores sobre cual puede ser el origen de esta componente de electrones de mayor temperatura, aunque

aparecen simulaciones PIC (particle in cell) en donde la atribuyen a un campo eléctrico estático que se forma en la superficie del plasma [83].

### Simulación de dosis para blancos de cobre

El protocolo seguido para obtener el término fuente con blancos de aluminio, se aplicó también para el caso de blancos de cobre y se contrastó con las dosis registradas en el detector A utilizando blancos de este material.

Los resultados de la simulación indican que en este caso la radiación emitida se reproduce acertadamente con una distribución bi-maxwelliana de electrones con energías  $KT_1 = 17$  keV y  $KT_2 = 60$  keV, siendo el peso de esta última tres ordenes de magnitud menor que el de la componente de 17 keV. También se tuvo en cuenta la contribución de la radiación Bremsstrahlung generada y que se obtuvo a partir de medidas directas con el espectrómetro de rayos x que son presentadas en el siguiente capítulo.

En la Figura (3.24) se observa un buen acuerdo entre las dosis experimentales y simuladas para el caso de blancos de cobre. Estas últimas, en todo los casos se encuentran dentro de las barras de error del experimento.

### 3.4.2. Evaluación del número de partículas

Para estimar el número  $N$  de partículas generadas en la interacción, se relaciona las energías depositadas en los cristales TLD con la energía esperada de acuerdo a la simulación y teniendo en cuenta la función obtenida en los ajustes previos:

$$E_{tld} = N (W_1 E_{e,13.8} + W_2 E_{e,60} + W_3 E_{\gamma,9}) \quad (3.3)$$

Donde:

$$W_1 = 0.994398$$

$$W_2 = 2.58285 \times 10^{-3}$$

$$W_3 = 3.01935 \times 10^{-3}$$

Las energías esperadas por la simulación corresponden al cuerpo de normalización, ubicado a 4.5 cm respecto del centro de interacción, y para cada una de las tres contribuciones

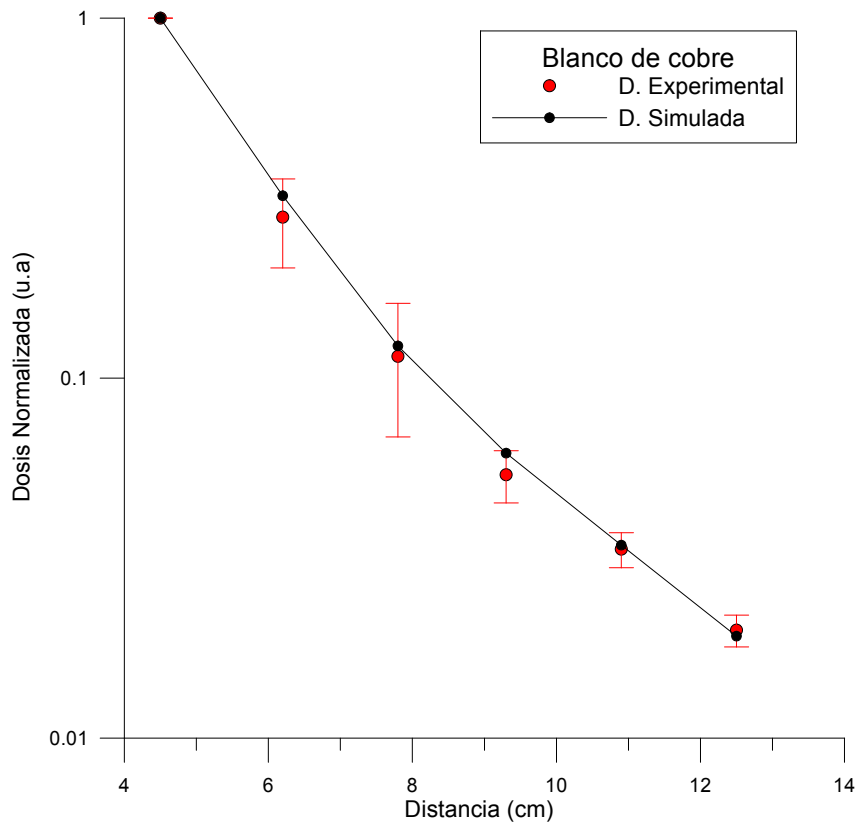


Figura 3.24: Atenuación de la dosis con la distancia para radiación generada con blanco de cobre. Contraste entre dosis registradas con cristales TLD y las esperadas de acuerdo a la simulación con PENELOPE

es:

$$E_{e,13.8} = 7.760 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_{e,60} = 1.2938 \times 10^{-16} \text{ J}$$

$$E_{\gamma,9} = 7.5935 \times 10^{-19} \text{ J}$$

La energía depositada en los TLD, se obtiene de la dosis ( $D = \frac{E}{M_{tld}}$ )

Donde la masa del TLD es:

$$M_{tld} = 2.635 \text{ g/cm}^3 \cdot 7.65 \times 10^{-3} \text{ cm}^3 = 2 \times 10^{-5} \text{ Kg}$$

Despejando de la ecuación (3.3), se obtiene el número de partículas primarias

$$N = \frac{E_{tld}}{W_1 E_{e,13.8} + W_2 E_{e,60} + W_3 E_{\gamma,9}} \quad (3.4)$$

Remplazando los valores para cada una de las contribuciones:

$$W_1 E_{e,13.8} = 7.7165 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$W_2 E_{e,60} = 3.3417 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$W_3 E_{\gamma,9} = 2.2927 \times 10^{-21} \text{ J}$$

es evidente que la contribución de fotones es despreciable respecto a las de los electrones. Considerando únicamente las dos contribuciones de electrones, se tiene:

$$N_{e_{13.8+e_{60}}} = \frac{E_{tld}}{1.1058 \times 10^{-18}} \quad (3.5)$$

La energía almacenada en los cristales TLD, se obtiene de las dosis registradas en los diferentes experimentos y remplazando en la ecuación (3.5), se tiene el número de electrones para las distribuciones  $KT_1 = 13.8keV$  y  $KT_2 = 60keV$ .

La eficiencia del proceso se evalúa según:

$$\eta = \frac{N^o_{(e/pulso)} \langle E \rangle}{E_{Laser}} \quad (3.6)$$

Donde  $\langle E \rangle$  es la energía promedio de los electrones; en el caso de una distribución tipo Maxwell-Boltzmann, está dada por  $3/2 kT$ .

Dado que se tiene la contribución importante de dos distribuciones de electrones, el  $kT$  promedio se evalúa de acuerdo a:  $\bar{K}T = W_1 KT_{e,13.8} + W_2 KT_{e,60}$  obteniéndose un  $\bar{K}T = 13.877keV$  y  $\langle E \rangle = 20.816 \text{ keV}$ .

La tabla siguiente muestra el número de electrones generados en cada pulso láser, así como la carga y corriente eléctrica, correspondientes a la dosis almacenada en uno de los cristales TLD.

Aunque la naturaleza no lineal de la interacción láser - plasma, no permite la reproducibilidad estricta de todas las variables en los experimentos, se encuentra un buen acuerdo



Tabla 3.1: Número de electrones, carga y corriente eléctrica, generados durante la interacción láser-plasma.

Datos TLD		Partículas generadas/Pulso			Eficiencia
Dosis (Gy)	$E_{tld}$ /pulso (J)	electrones	Carga (pC)	Corriente (nA)	
16.09	$2.49 \times 10^{-10}$	$2.25 \times 10^8$	36.04	35.68	$2.03 \times 10^{-3}$

en torno al número de electrones generados por pulso, de forma tal, que para los diferentes experimentos realizados, se obtienen valores entre  $10^7$  y  $10^8$ . Este rango es coherente con el número de electrones acelerados por pulso, que se obtiene a partir del balance de energía [84]:

$$N \approx 2.5 \times 10^9 \frac{\lambda(\mu m)}{0.8} \sqrt{\frac{P(TW)}{100}} \quad (3.7)$$

Obteniéndose un valor  $N = 1.4 \times 10^7$ , para los parámetros de los pulsos láser utilizados en los experimentos.



## Capítulo 4

# Generación de Rayos X

## Característicos en la Interacción

### Láser-Plasma

Como se mostró en el capítulo anterior, la radiación emitida en el proceso de interacción del láser con el blanco sólido presenta una componente de fotones de Bremsstrahlung. Estos fotones son emitidos por los electrones generados en la interacción al frenarse en el propio material del blanco y por eso están correlacionados con la distribución de energías de los electrones iniciales. En este capítulo se propone un estudio más detallado de la componente de fotones que se genera en distintos blancos.

El método de medida utilizado en el capítulo anterior solamente permitía medir los fotones de forma indirecta, por lo que un conocimiento más profundo de la radiación de fotones emitida requiere una técnica de medición diferente, en particular para investigar no solo la componente de Bremsstrahlung sino también los posibles rayos x característicos emitidos por la muestra.

Si se tiene en cuenta que los electrones se generan en pulsos de muy corta duración, la emisión de rayos x tendrá una duración similar, lo que supondría disponer de una fuente de rayos x de energías en el rango de los keV, con características excepcionales tales como la duración del pulso y el reducido tamaño, que unido al hecho de que los experimentos se

llevan a cabo en aire, permitirá interesantes aplicaciones tales como estudios de análisis de fluorescencia de rayos x o estudios con células vivas que no pueden realizarse en vacío. Todo ello, unido al hecho de que este tipo de fuentes requieren unas instalaciones y un coste mucho más reducido que las fuentes de radiación sincrotrón convencionales, hace de las fuentes de rayos x generadas por láser, una alternativa atractiva respecto a las fuentes ya existentes.

## 4.1. Montaje experimental

En este tipo de medidas se ha utilizado el segundo dispositivo experimental al que se hace referencia en el capítulo 2. En este montaje (ver fig. 4.1) el láser incide horizontalmente sobre el blanco vertical colocado en un plano que forma un ángulo de  $45^\circ$  grados con la dirección del láser. El blanco va colocado en un soporte articulado con tres motores que lo desplazan en las tres direcciones X, Y, Z, de forma que continuamente el láser interacte con una zona nueva en el blanco.

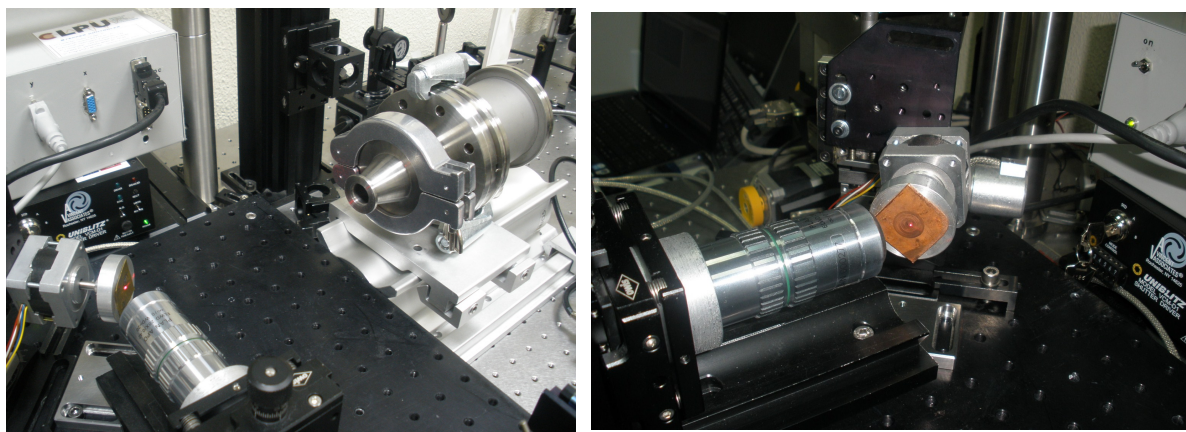


Figura 4.1: Montaje experimental para detección de Bremsstrahlung continuo y rayos x característicos. En la parte izquierda se muestra una fotografía del esquema general con pulsos láser incidiendo sobre un blanco de oro y el detector de Cd-Te apantallado, ubicado a 30 cm del blanco a lo largo de la dirección de reflexión especular. En la fotografía de la derecha se muestra el láser incidiendo sobre un blanco de cobre.

Para confirmar dicha hipótesis y verificar la existencia de radiación de Bremsstrahlung y su incidencia en las dosis registradas, se procedió a medir con un espectrómetro de rayos x, siguiendo el esquema experimental descrito en la sección 2.2.3 y que se muestra en la Figura (4.1).

La focalización se realiza con un objetivo de microscopio Edmund EOM APO 20X, con apertura numérica  $NA=0.42$  y una distancia focal de 10 mm. Debido a que el experimento se realiza en aire, este frena la mayor parte de los residuos emitidos por la ablación del blanco, con lo cual el objetivo no necesita ninguna protección especial.

El espectro de fotones se mide con el detector de Cadmio-Telurio XR-100T-CdTe descrito en el capítulo 2. Debido al elevado ruido electrónico producido por las descargas del láser el detector debe estar provisto de un apantallamiento específico. Para ello se introdujo el detector en un cilindro de acero inoxidable de 5cm de radio. En su interior el detector estaba aislado de las paredes del cilindro por espuma de poliuretano. Al cilindro se le añadió en su parte delantera un colimador troncocónico centrado en la superficie útil del detector, cerrándose todo el dispositivo con una ventana de plomo de 2mm de espesor con un orificio central que actuaba como colimador; se tomaron espectros con colimadores de dos radios, 0.5 y 0.1 mm.

Dada la naturaleza de la radiación formada por pulsos de fotones de muy corta duración, la colimación de la radiación es un elemento imprescindible en el proceso de medida para evitar el apilamiento de pulsos y la saturación del detector. Variando la apertura del colimador se consigue controlar el apilamiento, con el que se tienen registros en coincidencia de 2, 3 y hasta 4 fotones de la misma energía. El proceso de colimación, representa sin embargo, un compromiso entre la presencia de estos fenómenos (apilación y saturación) y la obtención de la máxima señal posible.

La reducción del ruido electrónico se consiguió también filtrando los pulsos muy rápidos originados en la descarga del láser, por este motivo fue necesario establecer en el detector el umbral mínimo de registro en 3 keV, con lo cual se impidió también el registro de señal

por debajo de este valor.

La distancia a la fuente es también otro parámetro que puede contribuir a evitar saturación y aplilamiento y a mejorar la relación señal/fondo. Después de varias pruebas se ubicó el detector con la configuración descrita anteriormente, a una distancia de 30 cm del blanco a lo largo de la dirección de reflexión especular. Antes de cada medida se verificaba la calibración en energía del detector, con las emisiones de 13.95 y 59.54 keV del  $^{241}\text{Am}$ .

## 4.2. Rayos x característicos

Se realizaron experimentos con láminas de cobre, oro, aluminio y cadmio. En los dos primeros se midieron emisiones características. En el caso del aluminio, la energía de la misma se encuentra por debajo del umbral de detección establecido, lo que imposibilitó su registro. En todos los casos se hizo incidir el láser con polarización P y las condiciones implementadas con los diferentes blancos fueron similares, tanto en lo referente a la geometría como a los tiempos de barrido.

En la Figura (4.2) se muestran dos espectros obtenidos con un blanco de cobre y con apertura del colimador de 0.5 y 0.1 mm respectivamente. En estos se puede apreciar la emisión  $K_\alpha$ , que de acuerdo con diferentes bases de datos se produce con una energía de 8.05 keV [85, 86]. En el espectro registrado con el colimador de 0.5 mm de radio, se observa además de esta emisión -centrada en el canal 8.09 keV-, dos picos de coincidencias a 16.33 y 24.39 keV respectivamente. En el segundo espectro, donde se ha reducido el flujo de fotones y por lo tanto la probabilidad de coincidencias, solamente aparece el pico de 8.09 keV. La existencia y el control de estos picos de coincidencias múltiples, pueden ser interesantes para el estudio de daños y efectos no lineales producidos por la radiación en materiales.

En el caso del oro, se tienen las emisiones características  $L_\alpha$  y  $L_\beta$  con 9.71 y 11.44 keV respectivamente, de acuerdo a las bases de datos citadas anteriormente. En los registros obtenidos, se observan estas emisiones en los canales 9.74 y 11.57 keV.

En el espectro del cadmio no se observa ningún pico. Si se tiene en cuenta que en es-

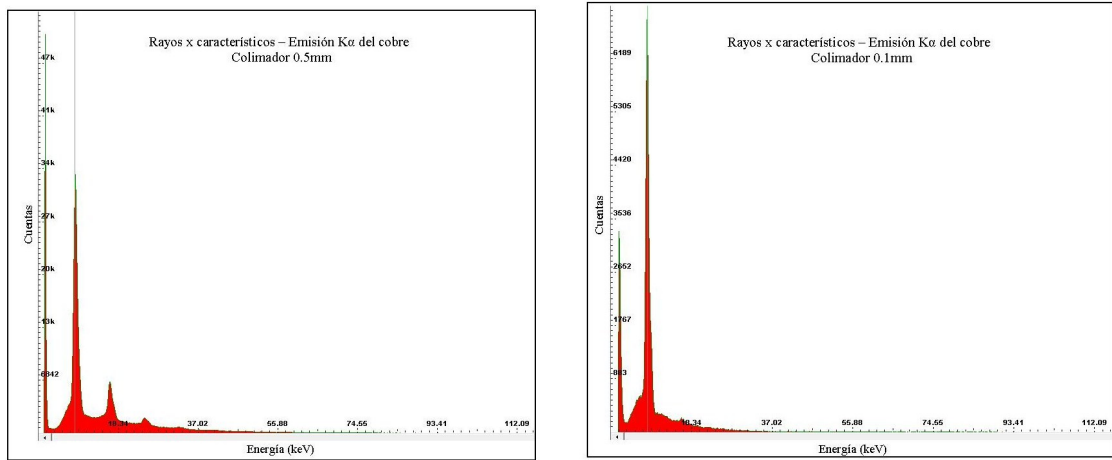


Figura 4.2: Rayos x característicos obtenidos al irradiar blancos de cobre con pulsos láser con polarización P. Los espectros se tomaron con colimadores de radio 0.5 mm (Izq.) y 0.1 mm (Der.). En los dos se observa la emisión  $K_{\alpha}$  en el canal 8.09 keV y con el colimador de 0.5 mm, se registraron también fotones en coincidencia en los canales 16.33 y 24.39 keV.

te caso las líneas  $K_{\alpha}$  y  $K_{\beta}$  aparecen a 23.2 keV y 26.1 keV respectivamente, parece que la energía media de la radiación de electrones no es suficiente para excitarlas, lo cual es coherente con los resultados obtenidos en el capítulo anterior, en el que se determinó que la componente mayoritaria en la radiación emitida, correspondía a la distribución de electrones con  $KT = 13.8$  keV.

### 4.3. Bremsstrahlung generado en blancos de cobre, aluminio, cadmio y oro

En los espectros obtenidos, conjuntamente con los picos producidos por las emisiones características de cada material, aparece una larga cola de radiación de Bremsstrahlung. Como se vio en el capítulo 1, es posible definir una temperatura efectiva para el espectro de Bremsstrahlung producido por una distribución de electrones con una temperatura  $KT$  dada. En la Figura (4.4) se muestra en escala logarítmica la parte continua del espectro

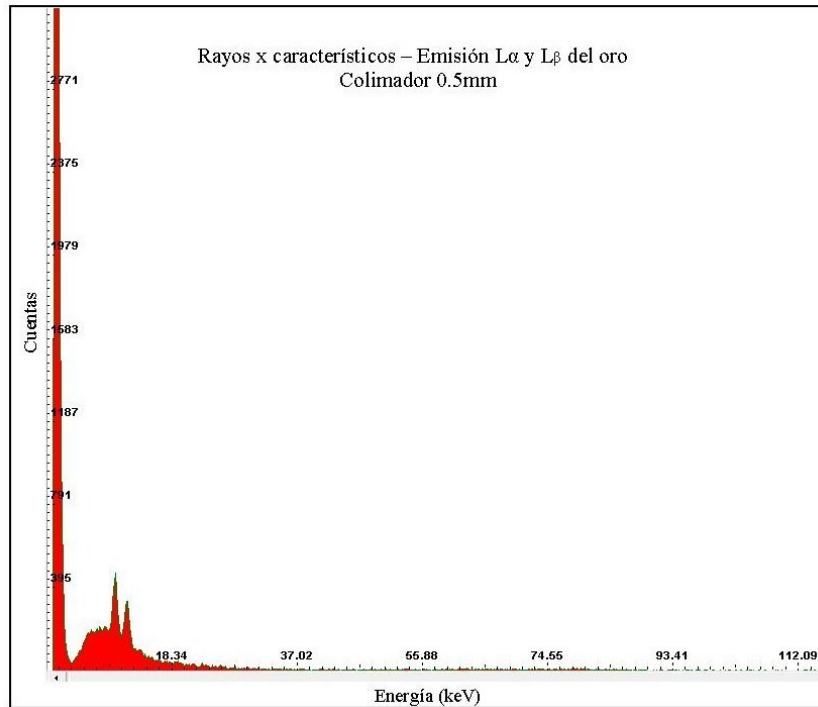


Figura 4.3: Rayos X característicos obtenidos al irradiar blancos de oro con pulsos láser con polarización P. En el espectro, se observan emisiones  $L_{\alpha}$  y  $L_{\beta}$  en los canales 9.74 y 11.57 keV, respectivamente.

para blancos de Al, Cu, Au y Cd.

Al analizar la región lineal en los espectros, que corresponde al decaimiento exponencial característico ( $\sim$  entre 15 y 30 keV), se obtiene a partir del inverso de la pendiente la correspondiente energía  $kT$  para este tipo de radiación. Como puede observarse la mayor energía se obtiene para el blanco de cobre con  $kT = 9.26$  keV, seguido en su orden por oro con 8.79 keV, aluminio con 8.20 keV y Cadmio con 7.36 keV. Los valores obtenidos de los espectros de aluminio y cobre son compatibles con los resultados del capítulo anterior y se supone que esta radiación está generada por la componente de menor energía de la distribución de electrones.

Dado que los registros obtenidos inicialmente, Figura (4.4), no permitían la caracterización de la componente de mayor energía en los espectros, se procedió a reducir el número de



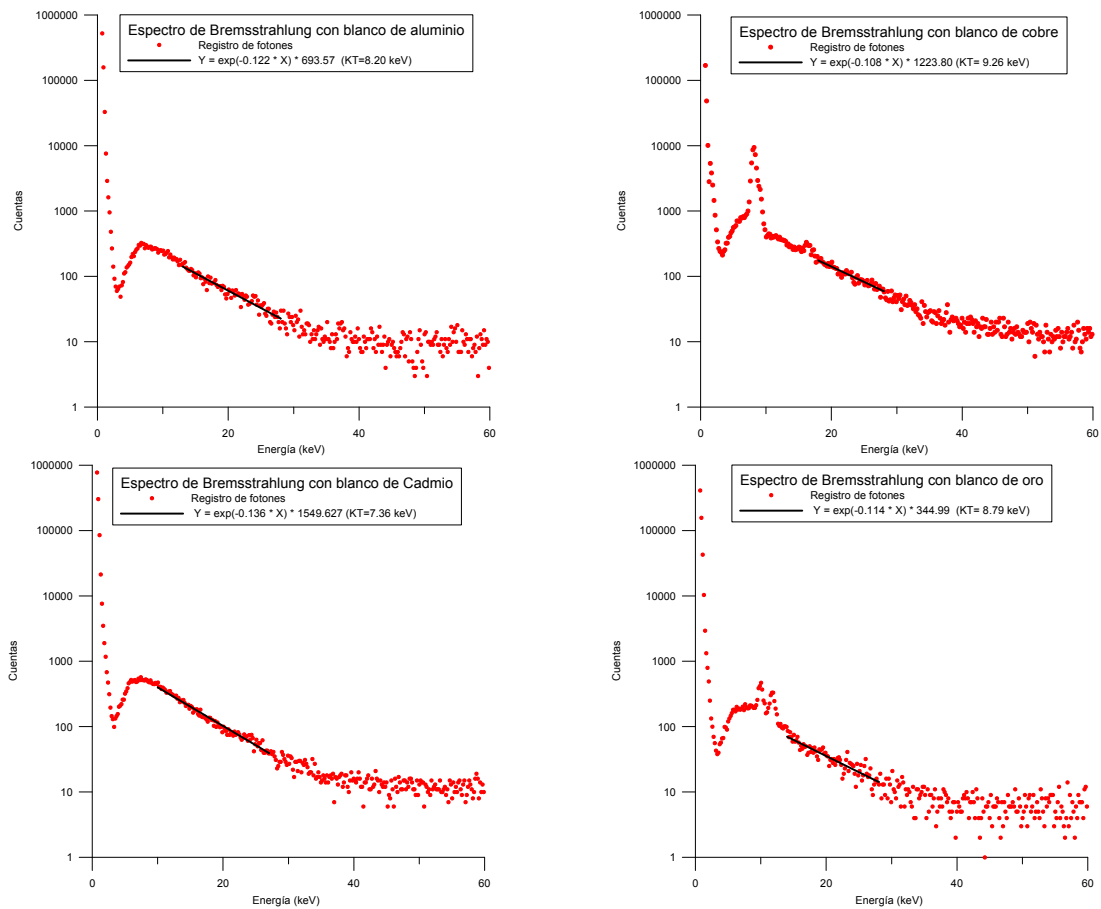


Figura 4.4: Espectros de Bremsstrahlung tomados con el detector XR-100-CdTe. Blancos de diferente material: Al, Cu, Cd y Au.

fotones de menor energía que incidían en el detector, para lo cual se adicionó un bloque de metacrilato de 3 cm de espesor entre el blanco y el detector. De esta manera se tomaron registros de Bremsstrahlung con blancos de Cobre y Aluminio, ver Figura (4.5). Como puede observarse, los espectros obtenidos con estos dos blancos presentan gran similitud, incluso en la caracterización del  $KT$  correspondiente, aunque se alcanza a notar el mayor número de cuentas en el espectro de aluminio respecto al de cobre.

Esta parte de la radiación que se supone generada por la componente de mayor energía de la distribución de electrones presenta una temperatura efectiva en torno a 25 keV, confirmando lo esperado de acuerdo con simulaciones previas para la radiación de Bremss-

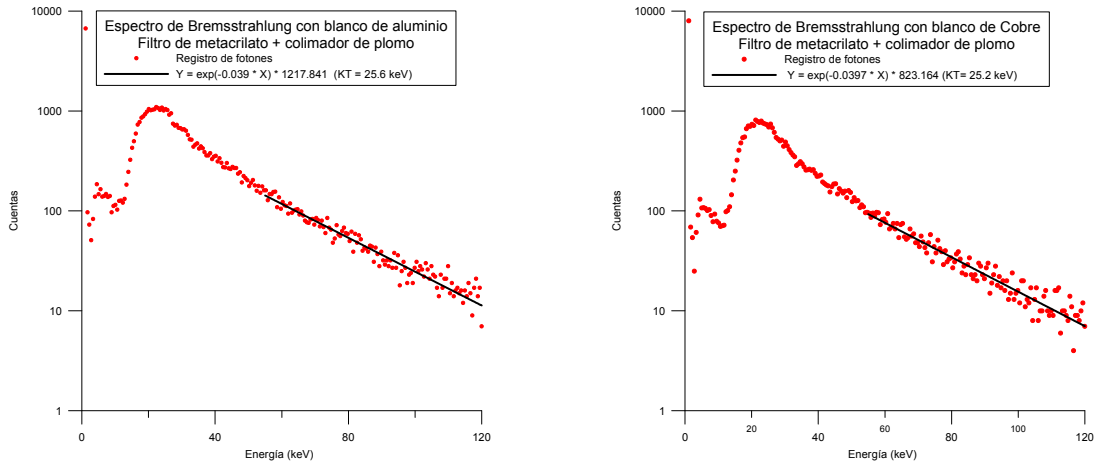


Figura 4.5: Espectros tomados con un blindaje de metacrilato en frente del detector, con el fin de reducir el número de fotones de menor energía y permitir la caracterización de la componente de mayor energía del Bremsstrahlung generado

trahlung generada por una distribución de electrones tipo Maxwell-Boltzmann con  $KT$  de 60 keV.

### 4.3.1. Producción radiactiva

La producción radiactiva es la fracción de energía cinética de un electrón que es emitida como fotones de Bremsstrahlung. Esta magnitud, que se incrementa con el número atómico del medio con el que interaccionan los electrones, proporciona información acerca de los fotones producidos por cada electrón, durante su proceso de frenado [72]:

$$Y_{ph}(E, W_{cc}) = \int_{E_{abs}}^E \frac{\lambda_{br}^{-1}(E', W_{cr})}{S(E')} dE' \quad (4.1)$$

$Y_{ph}(E, W_{cc})$ , es el número medio de fotones con energía  $W$  mayor que  $W_{cr}$ , emitidos durante el frenado de un electrón con energía cinética inicial  $E$ . El camino libre medio  $\lambda_{br}^{-1}(E', W_{cr})$  da el número medio de fotones emitidos por unidad de camino recorrido, con energía mayor que el umbral  $W_{cr}$  y  $S(E')$  es el poder de frenado sobre el electrón con energía  $E'$ .

Al simular el transporte de electrones en aluminio, se obtiene el número de fotones Brems-

trahlung emitidos por cada electrón. Estableciendo el umbral  $W_{cr} = 1$  keV, se obtiene un número  $Y_{ph} = 1.64 \times 10^{-3}$  de fotones por cada electrón de la distribución maxwelliana con  $kT=13.8$  keV.

Este valor presenta un buen acuerdo con la proporción de pesos relativos obtenidos en la sección 3.4.1, para las distribuciones de electrones con  $kT=13.8$  keV y fotones con  $kT=9$  keV:

$$\frac{W_3}{W_1} = 3.04 \times 10^{-3} \quad (4.2)$$

Siendo  $W_1 = 0.994$  y  $W_3 = 3.019 \times 10^{-3}$ , los pesos relativos para electrones y fotones, respectivamente.

### 4.3.2. Eficiencia en la producción de rayos x

Dado que los registros de rayos x obtenidos con cobre y oro, corresponden a similar tiempo de barrido y por lo tanto de número de pulsos láser depositados en el material blanco, es evidente que para el cobre, se tiene mayor eficiencia en la producción de rayos x. La eficiencia en la conversión de energía de los pulsos láser a rayos x,  $\eta_x$  viene dada por:

$$\eta_x = \frac{2\pi}{\Omega} \frac{E_{RX}}{E_{Laser}} \quad (4.3)$$

donde  $\Omega$  es el ángulo sólido del detector.

A partir de la información registrada en los espectros, en particular del número de cuentas registradas en cada uno de los picos a analizar, se procedió a evaluar la eficiencia en la producción de fotones  $K_\alpha$  para blancos de cobre, y fotones  $L_\alpha$  y  $L_\beta$  para blancos de oro, teniendo en cuenta que la energía depositada por pulso es de 0.37 mJ.

Durante el registro de los rayos x, el detector se encontraba a 30 cm respecto al centro de interacción y con el orificio en el colimador de plomo de 0.5mm de radio, se tiene un ángulo sólido  $\Omega = 8.73 \times 10^{-6}$ . En todos los casos se consideró únicamente el factor de corrección geométrico, ya que la eficiencia para el Cd-Te se asume del 100 % en el rango

comprendido entre 10 y 50 keV, según su curva de eficiencia<sup>1</sup>, mostrada en la Figura (2.19).

La siguiente tabla muestra los datos relevantes para calcular la eficiencia. La información se extrae de cada uno de los espectros, luego de limitar la región de interés a la correspondiente emisión a analizar.

Tabla 4.1: Eficiencia de conversión de energía del láser en emisiones características con blancos de cobre y oro.

Material	Cobre	Oro	
	$K_\alpha$	$L_\alpha$	$L_\beta$
Nº Pulsos	$1.74 \times 10^6$	$1.64 \times 10^6$	$1.64 \times 10^6$
Energía Láser (keV)	$4.00 \times 10^{18}$	$3.79 \times 10^{18}$	$3.79 \times 10^{18}$
Cuentas registradas	255200	889	698
Energía RX (keV)	$2.12 \times 10^6$	$8.71 \times 10^3$	$8.09 \times 10^3$
Eficiencia	$3.81 \times 10^{-7}$	$1.65 \times 10^{-9}$	$1.54 \times 10^{-9}$
Fotones/pulso.sr	$1.69 \times 10^4$	$6.21 \times 10^1$	$4.88 \times 10^1$

Dado que los experimentos se realizaron en aire, es de resaltar la eficiencia en la producción de fotones  $K_\alpha$  para el cobre, alcanzando un número de  $\sim 2 \times 10^7$  fotones $_{K_\alpha}$ /(s.sr) durante la exposición. Fourmaux reportó una fuente de rayos x  $K_\alpha$  con una producción de  $2.8 \times 10^8$  fotones/(s sr), utilizando pulsos láser con energías 250 veces más grandes (90 mJ/pulso) focalizados en vacío [87].

Otros autores también han reportado eficiencias mayores en la producción de rayos x en cobre, alcanzando incluso el orden de  $10^{-5}$  [30, 25], sin embargo el común denominador de estos experimentos es que han sido realizados en vacío, mientras que en el presente trabajo todas las interacciones ocurrieron en aire, puesto que una de las prioridades ha sido reproducir las condiciones normales de operación del laboratorio.

---

<sup>1</sup>www.amptek.com

## 4.4. Discusión de Resultados

Con los resultados descritos en este capítulo, se demuestra la generación de radiación de Bremsstrahlung y la emisión de rayos x característicos, a partir de la interacción de pulsos láser con blancos sólidos metálicos. Se confirma también la presencia de electrones con energías del orden de algunas decenas de keV, generados durante la interacción, pues este es el proceso primario en la producción de rayos x, como los registrados y caracterizados en esta investigación.

Con blancos de aluminio no fue posible la detección de sus emisiones características debido al umbral de 3 keV establecido para filtrar el ruido electrónico asociado al sistema, impidiendo los registros de menor energía, entre ellos las posibles emisiones  $K_\alpha$  o  $K_\beta$  de este material centradas en  $\sim 1.5$  keV. En el caso del cadmio como ya se comentó, se requieren electrones de mayor energía para excitar sus emisiones características.

Un factor determinante en la producción de rayos x, es la dependencia de esta respecto a la intensidad del láser, encontrándose que la intensidad óptima para su emisión, crece con el número atómico del material donde se generan [88]. La explicación es simple, una intensidad mayor, conduce a electrones con mayor energía y menor sección transversal, los cuales logran mayor penetración en el blanco antes de emitir fotones  $K_\alpha$ , muchos de los cuales son reabsorbidos en su trayecto a la superficie; presentándose una disminución en la radiación observada. Dada la producción de fotones  $K_\alpha$  que se registró con blancos de cobre, es de suponer que la intensidad que se implementó en los experimentos se encuentra en el rango de intensidad óptima para su producción.

Como era de esperar, se obtuvo mayor eficiencia en la producción de rayos x para blancos de cobre respecto a los de oro, pues a diferencia de la intensidad óptima para su producción, la eficiencia de conversión de energía láser en rayos x, decrece con  $Z$  [87], lo cual resulta coherente al comparar los registros obtenidos para estos dos materiales.

Otro parámetro a analizar, es la razón de la intensidad observada entre el pico característico y el fondo, la cual también decrece con el número atómico, lo que ha sido explicado por la proporcionalidad de la radiación Bremsstrahlung con  $Z^2$  y porque la energía de

ionización se incrementa con  $Z$ , conduciendo a una reducción de la sección transversal de ionización por impacto de electrones [30]. Al evaluar esta razón en los registros con cobre y oro, se tiene en efecto que es mucho mayor para el primero.

En resumen, en este trabajo se demuestra que para una eficiente producción de rayos x, basada en la interacción de pulsos láser con blancos metálicos sólidos, no es indispensable contar con intensidades en el régimen relativista. En particular, se presenta la generación de rayos x  $K_\alpha$  para el cobre, con base en un sistema láser de femtosegundo, operando a 1 kHz, con energía de  $370 \mu\text{J}/\text{pulso}$ . Según Fourmaux, el ancho medio FWHM de la fuente de rayos x, está determinado por el spot principal del láser [87], y debido a la óptima focalización implementada en este trabajo, permitió concentrar la energía de los pulsos en una área reducida de solo algunas  $\mu\text{m}^2$ , lo cual aumenta significativamente las potenciales aplicaciones de este tipo de fuentes.

## Capítulo 5

# La Protección Radiológica en Láseres de Gigawatio

En el presente capítulo se analiza el riesgo radiológico asociado a sistemas de láseres intensos, en particular a la línea de gw que opera en el servicio láser de la Universidad de Salamanca.

Aunque la legislación vigente excluye la radiación laser de las que son consideradas como ionizantes, dicha legislación establece que toda instalación donde se genere radiación ionizante requiere implementar sistemas de protección, tanto para el personal vinculado a la instalación como por el posible impacto ambiental [89, 90].

Como se ha visto en capítulos anteriores, los láseres incluso con potencias del orden de gw, son capaces de producir una cantidad importante de radiación. Estos efectos han de ser tenidos en cuenta a la hora de diseñar las instalaciones y paralelamente deben diseñarse los correspondientes programas de protección radiológica.

En este orden de ideas, uno de los objetivos trazados en la presente investigación, ha sido caracterizar la radiación ionizante generada bajo las condiciones establecidas en los experimentos realizados, las cuales reproducen condiciones normales de operación de la línea gw en diferentes procesos implementados en el Servicio Láser. Esta es una condición necesaria para el posterior diseño del blindaje, basado en la composición y rango energético de la radiación emitida, y el cual debe garantizar la atenuación de las dosis hasta niveles

permitidos de acuerdo a los estándares de protección radiológica.

En esta investigación, la caracterización de la radiación se fundamenta tanto en el análisis de resultados experimentales como en las simulaciones realizadas y es a partir de contrastar estos dos procedimientos que se propone el término fuente (Ec. 3.2) para la radiación producida en el caso de incidencia de los pulsos láser sobre blancos de aluminio, el cual se configura como referencia para establecer los protocolos de protección adecuados.

La existencia de este tipo de radiación, y su impacto en el campo de la protección radiológica, ya han sido objeto de estudio en algunas de las grandes instalaciones con sistemas láser que alcanzan potencias del orden de TW y PW; tal es el caso de VULCAN-RAL [28] y LULI [31], entre otros. Sin embargo, a pesar de que un gran número de laboratorios láser en el mundo cuentan con sistemas “tabletop” menos potentes, no se han reportado estudios semejantes para estos láseres que generan pulsos con energía  $< 1$  mJ y potencias del orden de GW, pero que usualmente operan con una alta tasa de repetición -del orden de khz-.

El incremento reciente de estos sistemas, justifica el especial interés generado por medir y caracterizar la radiación ionizante producida en su interacción con la materia, más aún si se tiene en cuenta que usualmente este tipo de pulsos se emplean en procesos de micromecanizado, en los que los operarios se encuentran muy próximos al centro de la interacción láser - materia, con lo cual están expuestos a la radiación producida, recibiendo dosis que podrían superar los límites recomendados [91].

A continuación se presenta una revisión de las principales magnitudes dosimétricas.

## 5.1. Resumen de magnitudes dosimétricas

Como es sabido, cuando la radiación interacciona con los átomos de un medio, cede parte de su energía la cual es absorbida localmente. Esta energía induce en la materia una serie de fenómenos como ruptura de moléculas, creación de radicales libres, recombinación, etc., que conducen a la alteración y destrucción de células, presentándose el posible daño biológico. Es así, que desde comienzos del siglo XX, cuando surgen las primeras aplicaciones de la radiación, se pone de manifiesto el posible daño que esta puede causar y se hace necesario conocer y cuantificar los efectos que induce en un medio dado, en



particular en el tejido humano.

Para evaluar la exposición a la radiación, se han desarrollado magnitudes relativas a la protección radiológica, que se basan en la medición de la energía absorbida por un medio, que es el punto de partida en cualquier estudio dosimétrico, ya que las consecuencias biológicas derivan de la degradación de esta energía.

Para relacionar la dosis de radiación con el riesgo asociado a la misma, hay que tener en cuenta características de cada tipo de radiación, así como parámetros propios del medio donde se transporta. A continuación se presentan las magnitudes dosimétricas utilizadas en este trabajo, junto con su definición de acuerdo a las recomendaciones de la Comisión Internacional de Protección Radiológica, ICRP [91].

### Dosis absorbida

Es la magnitud física básica para la dosis y aplica para cualquier tipo de radiación ionizante independientemente de la geometría de la fuente o del medio. Se define como el cociente:

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (5.1)$$

donde  $d\bar{E}$  es la energía impartida en un volumen y  $dm$  es la masa contenida en ese volumen. Su unidad de medida es el Gray, representado por  $\text{Gy} = \text{J/kg}$ . Anteriormente se utilizaba el *rad* para definir la dosis absorbida, este equivale a una energía impartida de 100 ergios por cada gramo de material irradiado; la relación entre estas unidades es  $1\text{Gy} = 100 \text{ rad}$ .

### Dosis equivalente

Los efectos biológicos no solo dependen de la dosis, sino también del tipo de radiación, es decir, dos dosis iguales pueden producir efectos diferentes dependiendo de la radiación que las produce. La dosis absorbida en un órgano o tejido T, está dada por:

$$H = \sum W_R D_{T,R} \quad (5.2)$$

donde  $D_{T,R}$  es la dosis media debida al tipo de radiación R en el órgano o tejido T, y  $W_R$  es el factor de ponderación que se aplica a las diferentes radiaciones para evaluar y comparar

sus efectos. Dado que  $W_R$  es un factor adimensional, la unidad de medida de la Dosis Equivalente sigue siendo J/Kg y recibe el nombre de Sievert ( $Sv = 1 \text{ J/Kg}$ ). La unidad correspondiente en el antiguo sistema es el *rem*, estas dos unidades se correlacionan por  $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$ .

La Tabla siguiente muestra los factores de ponderación para cada tipo de radiación.

Tabla 5.1: Factores de ponderación de la radiación. Recomendaciones ICRP-103

Tipo de radiación	$W_R$
Fotones	1
Electrones y muones	1
Protones y piones cargados	2
Partículas $\alpha$ , iones pesados	20
Neutrones	función de la energía del neutrón

A toda radiación de baja transmisión lineal de energía ( $LET < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ) se le asigna un  $W_R = 1$ , como es el caso de fotones, electrones y muones.

### Dosis efectiva

Es la suma ponderada por tejido, de las dosis equivalentes en todos los tejidos y órganos especificados.

$$E = \sum W_T H_T \quad (5.3)$$

donde  $H_T$  es la dosis equivalente en el órgano o tejido T, y  $W_T$  es el factor de ponderación de ese tejido, tal que  $\sum W_T = 1$ . La suma se realiza sobre todos los órganos y tejidos del cuerpo humano, que se consideran sensibles a la inducción de efectos estocásticos. La unidad de medida es el Sievert, igual que para la dosis equivalente.

En la siguiente tabla se indican los factores de ponderación recomendados para los diferentes tejidos.

\* Resto de tejidos<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Región extra torácica, vesícula, corazón, riñones, nódulos linfáticos, músculo, mucosa oral, páncreas, próstata, intestino delgado, bazo, timo, útero/cervix.

Tabla 5.2: Factores de ponderación de tejidos. Recomendaciones ICRP-103

Tejido	$W_T$	$\sum W_T$
Médula osea, colon, pulmón, estómago, mama,*	0.12	0.72
Gónadas	0.08	0.08
Vejiga, esófago, hígado, tiroides	0.04	0.16
Superficie del hueso, cerebro, glándulas salivales, piel	0.01	0.04
Total		1.00

### Equivalente de dosis

$$H = QD \quad (5.4)$$

Se define como el producto  $QD$  en un punto de un tejido, siendo  $Q$  el factor de calidad para la radiación existente en ese punto y  $D$  la dosis absorbida. Es función de la transferencia lineal de energía, también se mide en Sievert.

#### 5.1.1. Límites recomendados ICRP-103

Con el objeto de proporcionar un nivel adecuado de protección, la Comisión Internacional de Protección Radiológica recomienda límites de dosis, aplicables solamente en situaciones de exposición planificada, exceptuando las exposiciones médicas a pacientes.

Tabla 5.3: Límites de dosis recomendados ICRP-103

Ocupacional	Público
20 mSv/año	1 mSv/año

Tanto en las categorías de exposición ocupacional o del público, los límites aplican a la suma de dosis efectivas procedentes de exposiciones externas y la dosis efectiva por incorporación de radionucleidos.

Para la exposición ocupacional, se establece un máximo de 100 mSv en 5 años, siempre y

cuando, ningún año se exceda los 50 mSv.

Para el caso del público, en circunstancias especiales, se pueden permitir una exposición a una dosis mayor a 1 mSv un único año, siempre que el valor promedio en un periodo de cinco años no exceda el límite de 1 mSv/año.

## 5.2. Dosis absolutas

Dado que en capítulos anteriores se hace referencia siempre a dosis normalizadas, en esta sección, se realizan algunas consideraciones sobre los valores absolutos de las dosis medidas y las tasas de dosis correspondientes.

Es necesario puntualizar en la alta sensibilidad de la dosis respecto al grado de focalización de los pulsos láser sobre el blanco, encontrándose que este no es un parámetro fácil de controlar, y sumado a la naturaleza no lineal de la interacción, se tiene como consecuencia la imposibilidad de reproducir estrictamente los resultados obtenidos en experimentos realizados bajo las mismas condiciones. Sin embargo, a pesar de esta dificultad, inherente a la naturaleza misma de la interacción, es de resaltar las altas dosis registradas sistemáticamente con todos los blancos utilizados.

### 5.2.1. Dosis registradas con blancos de aluminio

Entre todos los blancos utilizados, con los de aluminio se obtuvieron siempre las dosis y tasas de dosis más altas. En los diferentes montajes con los detectores A y B, los cristales TLD ubicados más cerca del centro de interacción (a 4.5 cm), registraron dosis que superan los 10 Gy, muy por encima del rango de linealidad de los TLDs. Estos valores, manifiestan similar comportamiento a los registrados por cristales adheridos a las películas radiocrómicas, ubicados a distancias mayores a 10 cm, y en los que se registraron dosis cercanas a 1 mGy a 50 cm del blanco.

Dado que la dosis absorbida en cada cristal, depende entre otras cosas del número de barridos del láser sobre el blanco -el cual no fue igual en todos los experimentos-, se procedió a evaluar las tasas de dosis, magnitud independiente del tiempo de exposición y

que presenta mayor relevancia en el contexto de la protección radiológica.

En la siguiente Tabla se presentan las tasas de dosis registradas en los TLDs ubicados en los extremos de los detectores A y B.

Tabla 5.4: Tasas de dosis registradas en cristales TLD insertados en los detectores A y B. Pulsos láser con polarización P.

Distancia (cm)	Tasa de Dosis Gy/h
4.5	$40.226 \pm 12.182$
12.5	$1.004 \pm 0.403$
26.9	$0.014 \pm 0.007$

También en las mediciones que se hicieron a mayor distancia del centro de interacción, se obtuvieron valores altos para las tasas de dosis. Estas se reportan en la Tabla (5.5).

Tabla 5.5: Tasas de dosis registradas, con pulsos láser con polarización P, incidiendo sobre aluminio. TLDs adheridos en películas radiocrómicas.

Distancia (cm)	Tasa de Dosis mGy/h
10.0	$608.466 \pm 104.850$
15.1	$162.142 \pm 29.508$
20.1	$47.035 \pm 5.732$
30.1	$16.603 \pm 2.011$
40.2	$5.829 \pm 0.603$
50.2	$1.821 \pm 0.165$
75.3	$0.188 \pm 0.029$

## Análisis de tasas de dosis

Independientemente del grado de focalización alcanzado en los diferentes experimentos, las tasas de dosis registradas en los puntos más cercanos al centro de interacción, superan sobremanera cualquier límite sugerido por los organismos internacionales de protección radiológica. Además, dado que es el parámetro que se considera en los estándares de protección, es el que reviste mayor importancia en el diseño del blindaje adecuado para garantizar la seguridad en este tipo de instalaciones.

Para analizar las tasas de dosis registradas en los distintos experimentos, se toma como referencia los límites establecidos en los estándares de protección radiológica, Tabla (5.3), teniendo en cuenta que la radiación emitida está compuesta fundamentalmente de electrones, fotones de Bremsstrahlung y rayos x característicos de los materiales utilizados como blanco. Este cálculo también se soporta en la semejanza entre los constituyentes de los TLD-700 (LiF) y los componentes del tejido humano [61].

En este orden de ideas, aplicando los factores de ponderación para los diferentes tipos de radiación, ver Tabla (5.1), se tiene que para electrones y fotones,  $W_R=1$ , con lo cual la dosis equivalente se obtiene a partir de la dosis absorbida, como:

$$H(Sv) = D(Gy) \quad (5.5)$$

En la dirección de reflexión especular, A 4.5 cm del punto de focalización, se alcanza una tasa de 40.2 Gy/h ( $\sim 0.7$  Gy/min), comparable con las dosis clásicas liberadas en radioterapia,  $\sim 1$  Gy/min [23]. En el detector B, los cristales más alejados ubicados a 27 cm del blanco, registraron tasas promedio de 14 mGy/h. La Figura (5.1) muestra los registros de tasa de dosis equivalente en esta dirección.

Como se observa en la gráfica, los cristales ubicados a 10 cm del centro de interacción, registran una tasa equivalente de 608 mSv/h, y de 1.8 mSv/h a medio metro del mismo punto. Es evidente que estos valores superan cualquier orden de magnitud considerado en los estándares de protección radiológica, pues al hacer la extrapolación a un metro de distancia, teniendo en cuenta la atenuación ( $\sim r^{-3.8}$ ) se espera una tasa de 0.140 mSv/h,

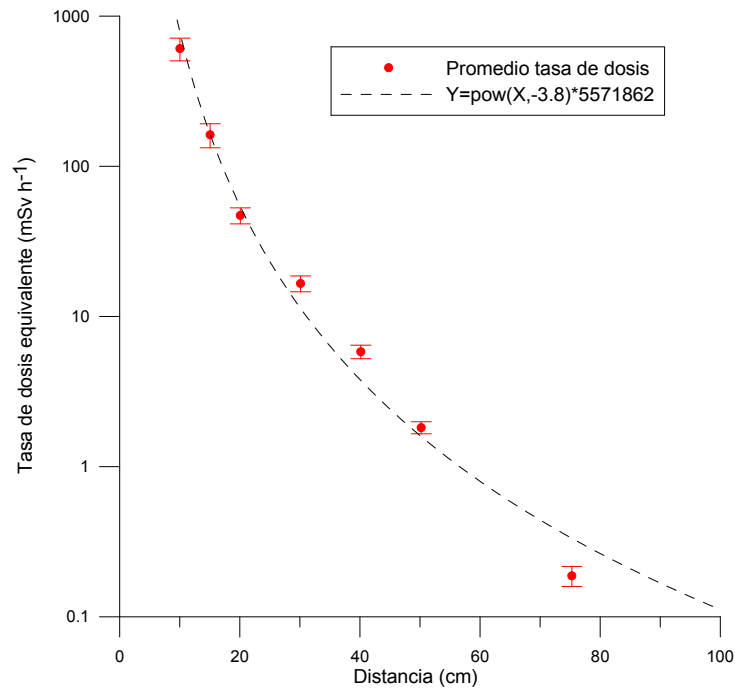


Figura 5.1: Tasas de dosis equivalente para la radiación generada por incidencia de pulsos láser con polarización P sobre blancos de aluminio.

es decir que un operario situado a esta distancia, en solo 18 días<sup>2</sup> superaría el límite establecido para un año.

### Apantallamiento con metacrilato

De especial importancia resultan las dosis registradas cuando los cristales TLDs se cubren con láminas de metacrilato. Es conveniente recordar que en el esquema experimental implementado, que se muestra en la Figura (2.8), las dosis fueron registradas con filtros de metacrilato de 1.7 mm de espesor, insertando una lámina delante de cada plano de cristales, con lo cual cada dosis en la gráfica ha sido atenuada por un espesor cada vez mayor de este material, garantizando que esta radiación se debe principalmente a fotones generados por radiación de Bremsstrahlung. Los filtros se introdujeron a partir del segundo plano de cristales, es decir a 6.4 cm de distancia respecto al blanco.

<sup>2</sup>considerando una jornada de 8 horas

Tabla 5.6: Tasas de dosis registradas en cristales TLD filtrados con metacrilato. Las distancias incluyen la columna de aire más el espesor del filtro. Los pulsos láser inciden con polarización P sobre blancos de aluminio.

Distancia cm	Espesor metacrilato mm	Tasa de Dosis mGy/h
4.5	0	8591.206±511.063
6.4	1.7	8.585±1.026
8.1	3.4	2.637±0.389
9.8	5.1	1.177±0.139
11.6	6.8	0.675±0.054
13.3	8.5	0.369±0.039

La Tabla (5.6) muestra las tasas de dosis obtenidas en los TLDs cubiertos con metacrilato. La atenuación de estos valores con la distancia, se muestra en la siguiente Figura.

Es de resaltar que las dosis registradas en los TLDs cubiertos con metacrilato, corresponden principalmente a radiación compuesta de fotones de Bremsstrahlung, notándose una reducción importante con la introducción de la primera lámina de metacrilato, como se observa en la Figura (5.2).

Mientras a 4.5 cm se registra una tasa superior a 8 Sv/h, en la posición inmediata para los TLDs filtrados con 1.7 mm de metacrilato, se reduce tres ordenes de magnitud, registrándose una tasa de  $\sim 9$  mSv/h. Esta reducción se explica por el poder de frenado sobre los electrones, dado que con este espesor de metacrilato se frenan electrones con energías de hasta 550 keV [63], lo que permite concluir que la radiación incidente bajo estas condiciones esta compuesta principalmente de fotones.

Sin embargo, a pesar de la atenuación producida por los filtros, las tasas que persisten luego del apantallamiento siguen siendo altas, como se puede ver en los últimos cristales de este montaje, donde se registran tasas de  $\sim 0.4$  mSv/h para la radiación que atraviesa 12.5 cm de aire y 8.5 mm de metacrilato. En el caso hipotético de un operario sometido



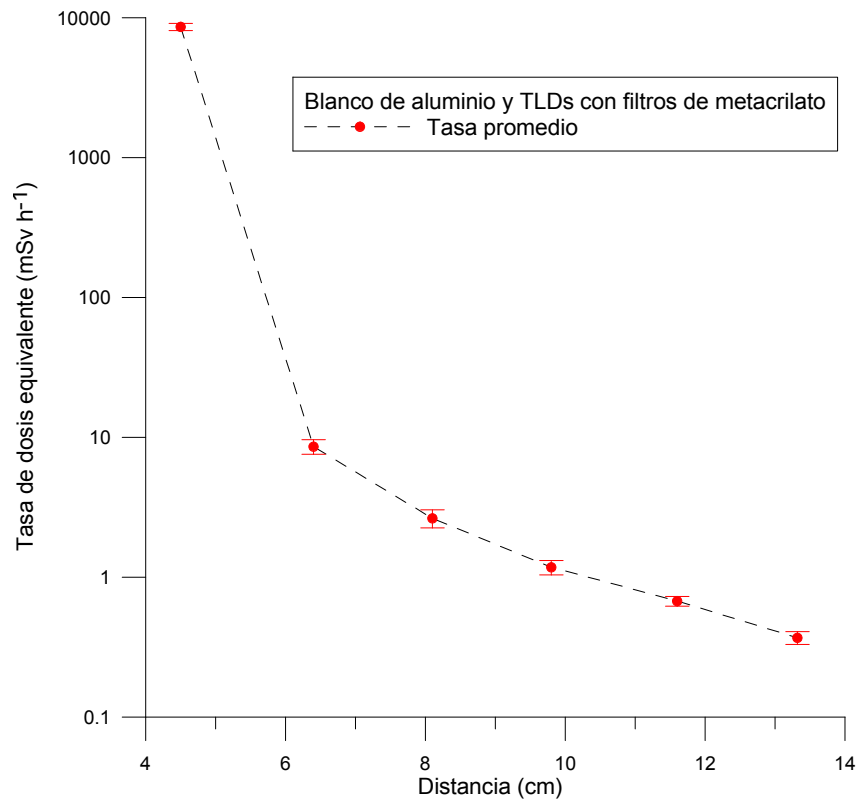


Figura 5.2: Atenuación de la tasa de dosis equivalente con la distancia, registrada en cristales TLD cubiertos con metacrilato. Los cristales TLD se introdujeron en el detector A y a partir del segundo plano (a 6.4 cm del centro de interacción) se insertó un lámina de metacrilato de 1.7 mm de espesor delante de cada terna de TLDs, de forma tal que los últimos cristales están cubiertos por 8.5 mm de este material.

a esta tasa de dosis, bastarían 7 jornadas de 8 horas para superar el límite recomendado por la ICRP para un año; lo cual evidencia el riesgo radiológico existente que ha de ser tenido en cuenta por el personal que labora dentro de las instalaciones del Servicio Láser. Si bien la atenuación alcanzada con los 8.5 mm de metacrilato no reduce las tasas de dosis hasta niveles que estén dentro de los límites recomendados, si resultaría una excelente herramienta como blindaje para la zona de interacción, ya que si se toma la tasa que persiste luego de este apantallamiento y se aplica la atenuación esperada en aire, se tendría que a 1 m de distancia la reducción sería suficiente para no representar riesgo

radiológico alguno para el personal. En concreto, extrapolando a 1 m se tiene una tasa de dosis equivalente de  $1.9 \times 10^{-4}$  mSv/h ( $1.5 \mu\text{Sv}/\text{día}$ ), y en el caso poco probable de estar expuesto a este nivel de radiación durante todo el año, escasamente se superaría 0.5 mSv, por debajo de los límites sugeridos incluso para el público en general.

Aunque esta predicción de tasa de dosis esperada a 1 m del centro de interacción, utilizando un blindaje de 8.5 mm de metacrilato es muy positiva en el marco de la protección radiológica, se sugiere la mayor cautela para evitar conclusiones generalizadas que en principio solo tendrían validez en el rango de intensidad implementado en los experimentos realizados. Con lo cual se sugiere un estudio sistemático de la respuesta de este tipo de filtros variando otros parámetros del láser, tales como la energía y el área de focalización, entre otros.

### **5.2.2. Análisis de la distribución angular de la radiación**

En el marco de la protección radiológica, no solo interesa conocer las dosis y tasas de dosis de la radiación emitida, sino también la distribución angular de la misma, lo cual permite establecer la existencia de direcciones privilegiadas en la propagación de la radiación.

En las Figuras (3.8) y (3.10) se representó la distribución angular de la radiación emitida durante la incidencia de pulsos láser para los dos tipos de polarización -P y S- sobre blancos sólidos de aluminio. Las dosis se registraron a 4 cm del punto de focalización, utilizando una malla de cristales TLD, como la descrita en la Figura (2.10).

En las figuras mencionadas, se observa claramente una dirección privilegiada a lo largo de la cual se emiten las mayores dosis en cada polarización. En el caso de pulsos con polarización P, las mayores dosis son emitidas en torno a la línea de reflexión especular del láser ( $\phi = 0^\circ$ ), que forma  $45^\circ$  respecto a la normal al blanco; y para polarización S las máximas dosis se emiten en la dirección ( $\phi = 90^\circ$ ), coincidiendo en los dos casos con el campo eléctrico en cada una de las polarizaciones.

En cuanto a las dosis, en este experimento se obtuvieron los niveles más altos de todos los registros realizados durante la presente investigación,  $\sim 22$  Gy en un solo barrido (420

s) de pulsos láser con polarización P, con lo cual la tasa de dosis durante la interacción es de 52 mGy/s (188 Gy/h). Aunque un poco menor, la dosis máxima registrada con polarización S es también muy elevada,  $\sim 3$  Gy en dos barridos (840 s), con una tasa de dosis superior a 3 mGy/s (11 Gy/h). La Figura (5.3) muestra la distribución angular de las tasas de dosis registradas con cada una de las polarizaciones.

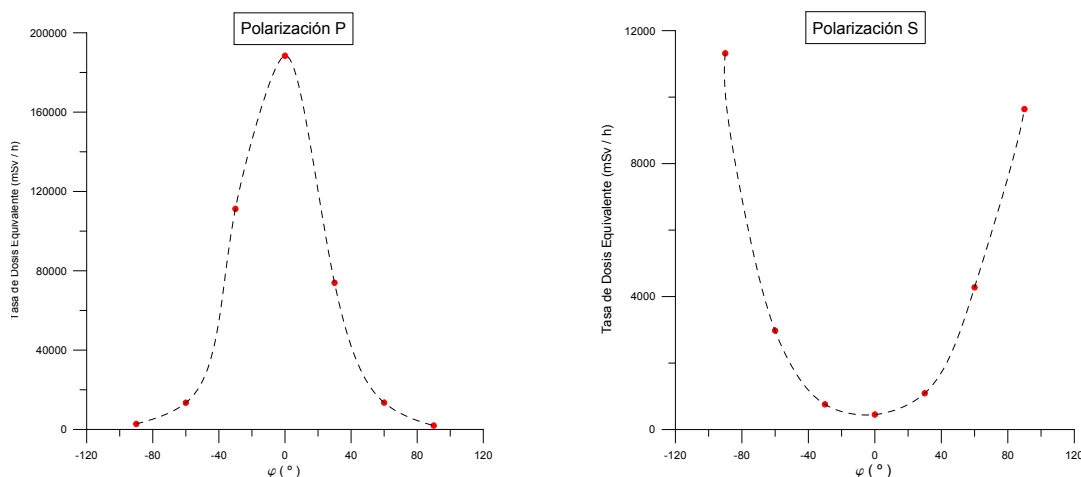


Figura 5.3: Tasa de dosis equivalente, registradas a 4 cm del punto de focalización de pulsos con polarización P (Izq.) y S (Der.)

Para confirmar si la distribución angular de la radiación, prevalece con la distancia, se procedió a medir con un lote de 60 cristales TLD, ubicados a 30 cm del punto de focalización. En cada una de las orientaciones angulares señalada en la Figura (5.4) se ubicaron 6 TLDs, para un total de 30 en el registro de la radiación generada con cada polarización. El registro para cada una de las polarizaciones, corresponde a tres barridos de los pulsos láser sobre el blanco, lo que equivale a 855360 pulsos depositados en un tiempo promedio de 1260 s. La Figura (5.5) muestra la distribución angular de la dosis para los modos de polarización P y S.

La tasa de dosis equivalente registrada en cada una de las posiciones angulares, se reporta en la Tabla (5.7).

Las altas tasas de dosis registradas en las dos polarizaciones, en particular en las direcciones de máxima emisión, representan un riesgo radiológico que debe ser tenido en cuenta.

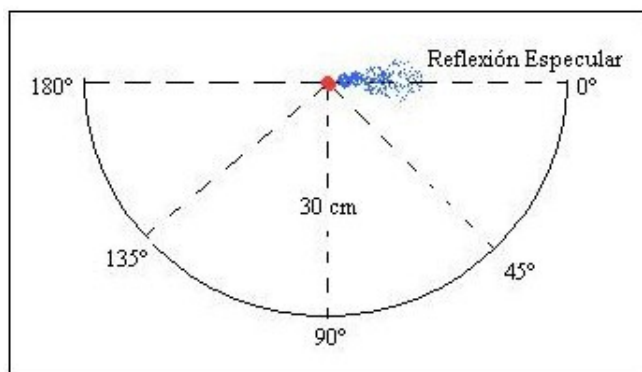


Figura 5.4: Esquema experimental para medir la distribución angular de la dosis

Tabla 5.7: Tasa de dosis equivalente registrada a 30 cm del blanco, con pulsos láser incidiendo sobre aluminio en los dos modos de polarización.

Tasas de dosis equivalente (mSv/h)		
Ángulo (°)	Polarización P	Polarización S
0	$20.363 \pm 5.174$	$1.414 \pm 0.543$
45	$6.054 \pm 1.826$	$2.497 \pm 1.254$
90	$1.243 \pm 0.351$	$6.443 \pm 2.754$
135	$0.526 \pm 0.114$	$2.494 \pm 1.397$
180	$0.611 \pm 0.049$	$0.991 \pm 0.494$

El valor máximo de 20 mSv/h obtenido con polarización P, supera ampliamente los límites sugeridos en los estándares de protección, de hecho en una hora de interacción se sobrepasa el límite establecido para un año, con lo cual deben tomarse las medidas necesarias para evitar la presencia de operarios cerca del dispositivo experimental durante este tipo de interacción.

De igual manera con polarización S la tasa máxima registrada supera los 6 mSv/h, en la cual se acentúa el riesgo si se tiene en cuenta que la dirección de máxima emisión (90° respecto a la línea de reflexión especular) señala el área de movilidad de los operarios. Por

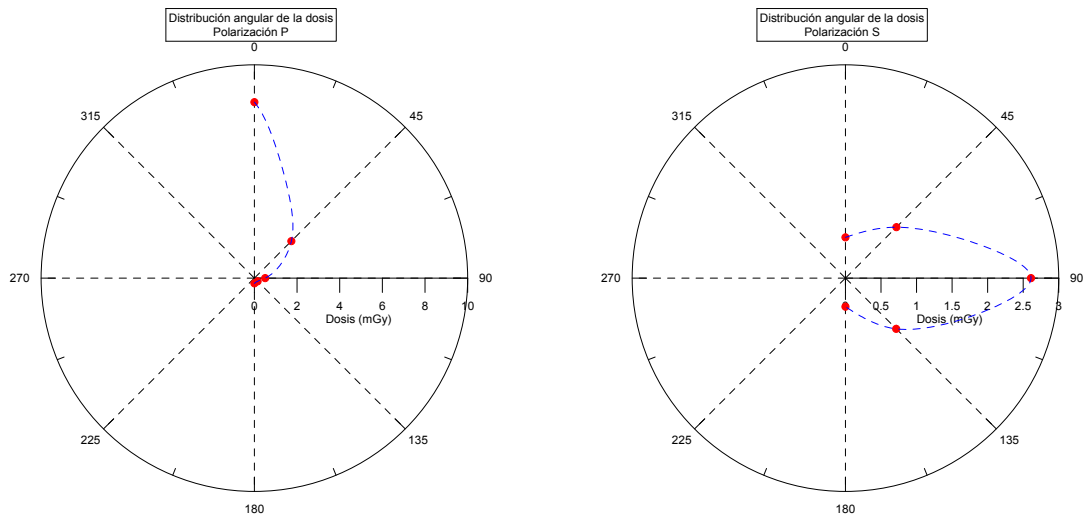


Figura 5.5: Distribución angular de la dosis de radiación generada cuando pulsos láser con polarización P (Izq.) y S (Der.), inciden sobre un blanco de aluminio. La dosis fue registrada en cristales TLD a 30 cm del centro de interacción. Los ángulos se miden a partir de la dirección de reflexión especular.

este motivo y con base en el hecho de que ya se conoce el comportamiento de la dosis y la tasa de dosis con la distancia, se procede a a extrapolar esta tasa para una distancia de 1 m.

La tasa de dosis a 1 m se relaciona con la tasa medida a 30 cm, por la razón entre las distancias elevadas a la potencia obtenida en el ajuste ( $\sim r^{-3.8}$ ), ver Figura (5.1), obteniéndose una tasa de dosis equivalente de  $66.4 \mu\text{Sv/h}$  ( $0.53 \text{ mSv/día}$ ) para pulsos con polarización S, lo que implica que con 38 jornadas bajo esta exposición, se superaría el límite establecido para un año.

Bajo estas consideraciones y teniendo en cuenta las elevadas tasas de dosis que se registraron en los diferentes experimentos realizados en el desarrollo de esta investigación, la medida más conservadora sería no permitir la presencia de personal dentro de la sala cuando se esté realizando este tipo de experimentos y en general, cuando se este operando el láser a niveles de alta intensidad. Sin embargo, en caso de ser necesaria la permanencia del personal, es imprescindible establecer un sistema de apantallamiento que atenúe

la radiación emitida hasta niveles permitidos de acuerdo a estándares de protección radiológica. El nivel de blindaje, se puede relajar en función de la polarización, siempre que el personal no se encuentre en el área de máxima dosis.

### 5.2.3. Dosis registradas con otros blancos

También se registraron dosis altas para la radiación emitida en la interacción de pulsos láser con blancos de cobre y mylar y si bien las tasas registradas son más bajas respecto a las obtenidas con aluminio en las mismas distancias, siguen estando por encima de los estándares permitidos, como se observa en la Figura (5.6).

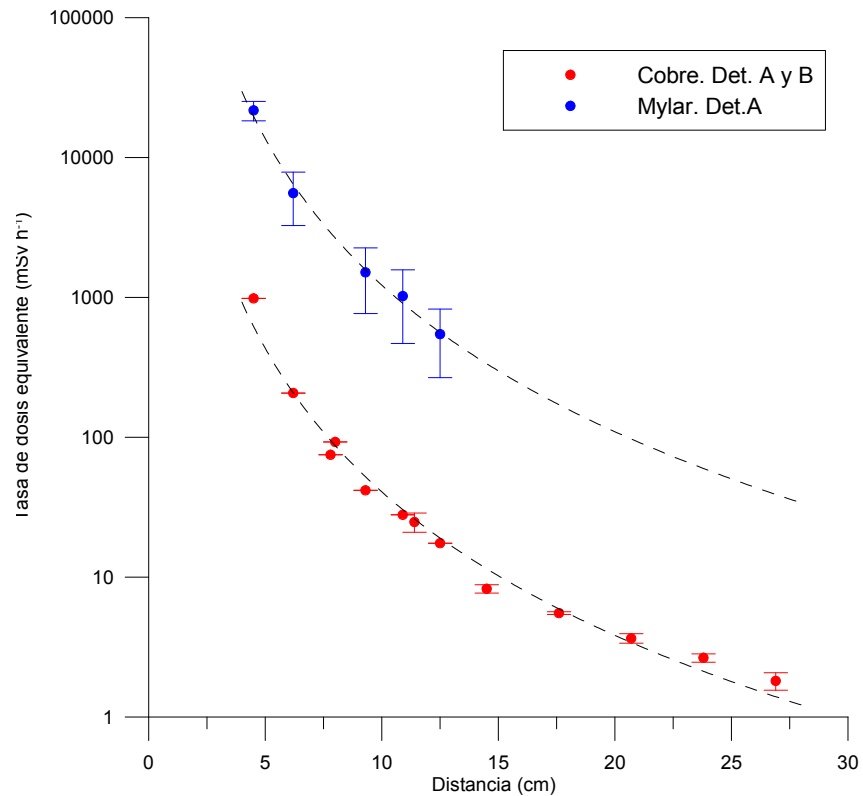


Figura 5.6: Tasas de dosis registradas con blancos de cobre y mylar. Para el cobre se reportan datos promedios de experimentos con los detectores A y B, en el caso del Mylar todas las pruebas se realizaron con el detector A.

En particular, con blancos de mylar se registraron tasas superiores a 20 Sv/h a 4.5 cm de la interacción, y para el cobre, aunque son más bajas, siguen sobrepasando con suficiencia los límites establecidos por criterios de protección radiológica, al registrarse tasas de 1.8 mSv/h a 27 cm de distancia.

Aunque estos valores pueden parecer exorbitantes, se encuentran en el orden de magnitud reportado con anterioridad en procesos de micromecanizado, donde se han reportado hasta  $\sim 10$  mSv/h a 13 cm de blancos de cobre [92]. Para una distancia similar (12.5 cm) en este trabajo se registró una tasa de 17 mSv/h.

### 5.3. Monitoreo ambiental

El laboratorio del servicio láser de la Universidad de Salamanca se encuentra en el sotano de la facultad de Física de la misma universidad. Dentro de sus instalaciones se encuentran la sala de mecanizado, donde funciona la línea gw, y la sala HHG<sup>3</sup> donde se encuentran los terminales de 0.5 y 20 tw. También se encuentran otras locaciones como la salas del sistema láser y la de refrigeración. La Figura (5.7) muestra el esquema general del laboratorio.

Con el objeto de hacer un análisis del fondo ambiental y la incidencia que sobre este tienen los equipos que operan cotidianamente dentro de las instalaciones del servicio láser, se procedió a hacer dos campañas de medición.

Dentro de las instalaciones se contó con 15 grupos de cristales TLD mantenidos en la misma posición durante los dos estudios. Estos se ubicaron en las salas de mecanizado y HHG, que es donde -con mayor frecuencia-, se encuentra personal operario del sistema. En la Figura (5.8) se muestra su distribución.

Durante la primera campaña, se distribuyeron 40 cristales TLD en distintas locaciones del laboratorio. Los cristales estuvieron expuestos un total de 35 días, durante los cuales el Servicio Láser operó normalmente, incluyendo actividades de micromecanizado y operaciones en régimen de alta intensidad.

En la segunda campaña, además de los TLDs ubicados dentro de las salas de mecanizado y

---

<sup>3</sup>High Harmonic Generation

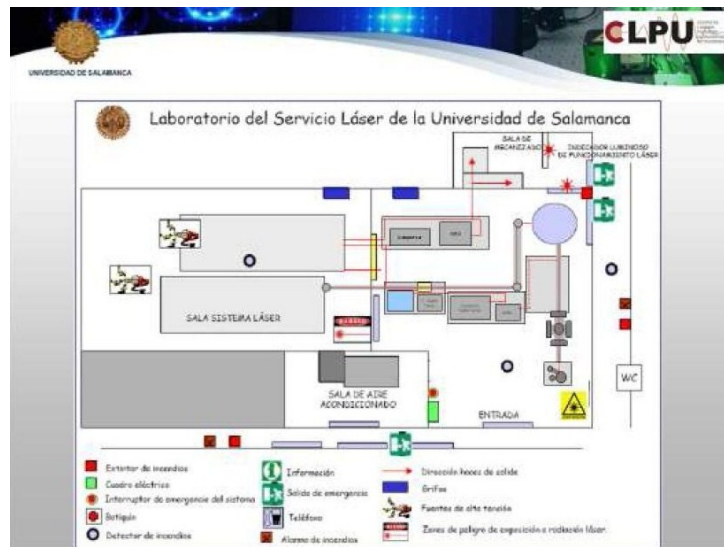


Figura 5.7: Esquema general de las instalaciones del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca.

HIG, se ubicaron otros fuera del laboratorio, en puntos aledaños situados dentro del sótano donde están ubicadas las instalaciones. Otros permanecieron fuera del área circundante al Servicio Láser, con el fin de ser tomados como referencia. En total se distribuyeron 60 cristales que se expusieron un total de 32 días.

Durante esta última campaña, se evitaron las operaciones de micromecanizado y en general cualquier actividad que requiriese alto grado de focalización con la línea de gw. Esto se hizo con el fin de contrastar el fondo resultante, con el obtenido previamente en presencia de este tipo de procedimientos.

### 5.3.1. Situación de cristales TLD dentro de las instalaciones del Servicio Láser

A continuación se describe la distribución de los cristales detectores en cada una de las salas del Servicio Láser.



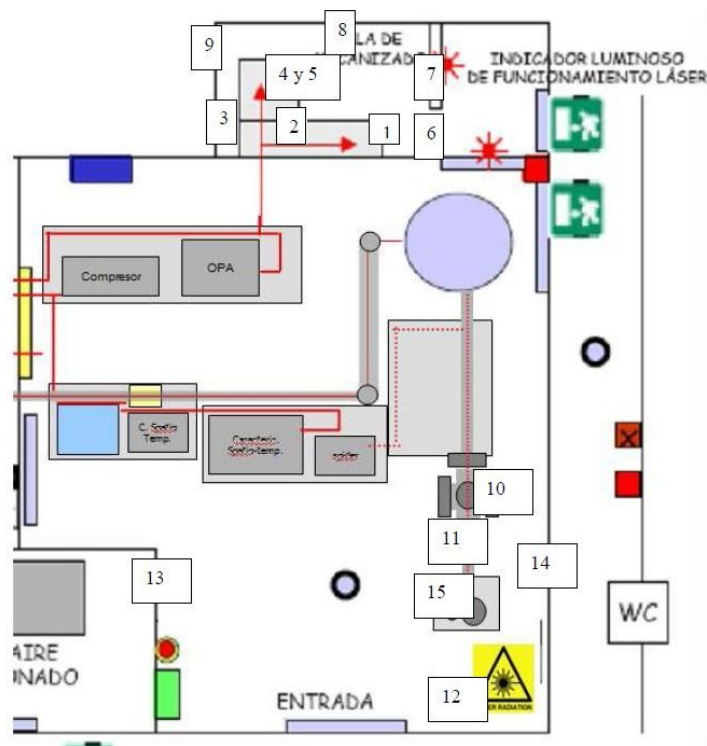


Figura 5.8: Resumen de distribución de TLDs dentro de las salas del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca.

### Distribución de TLDs dentro de la sala de mecanizado

En la sala de mecanizado se dispuso de una mayor concentración de dosímetros, debido principalmente a que es en esta zona del laboratorio donde se encuentra la terminal de la línea gw, que es la que se focaliza sobre blancos sólidos especialmente en las actividades de micromecanizado. En la Figura (5.9) se muestra una vista general de la sala.

Las fotografías en las Figuras (5.10 y 5.11), muestran la ubicación de los grupos de TLD dentro de esta sala. En cada uno de los puntos seleccionados, se ubicó un grupo de 3 cristales.



Figura 5.9: Vista general de la sala de mecanizado

### **Distribución de TLDs en la sala HHG**

En esta sección del laboratorio, operan las líneas láser de 0.5  $\mu\text{w}$  y el de 20  $\mu\text{w}$ . Aquí se ubicaron grupos de 2 y 3 TLDs. Las fotografías de las Figuras (5.12 y 5.13) muestran los puntos donde se ubicaron.

### **5.3.2. Dosis y tasas de dosis asociadas al fondo ambiental**

Con las dos campañas se pretendía un doble objetivo, en primer lugar determinar el fondo radiactivo del laboratorio y además se trataba de estudiar si este fondo era, al menos en algunos puntos, más elevado que el fondo medio como consecuencia de las actividades de mecanizado.

El valor medio de las dosis registradas en los 15 grupos de cristales durante el primer

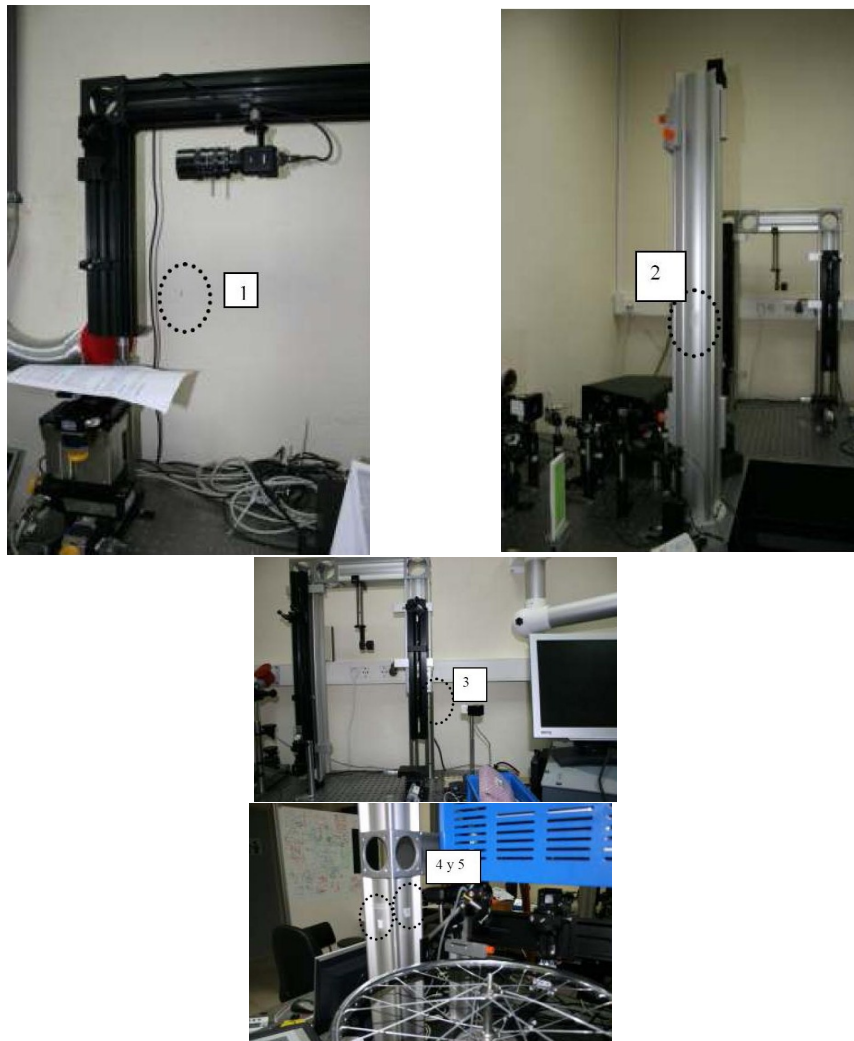


Figura 5.10: Situación de cristales TLD en sala de mecanizado. Grupos 1-5

monitoreo ambiental, es de  $0.266 \pm 0.077$  mGy, teniendo en cuenta que el tiempo de exposición fue de 35 días, corresponde una tasa de dosis de  $2.775 \pm 0.805$  mGy/año. Es de resaltar que solo unos pocos cristales registran dosis que superan de forma importante el valor medio, estos son los grupos 1 y 8, justo los más cercanos al centro de interacción del laser de kHz, todos ubicados en la sala de mecanizado.

En el segundo estudio, la dosis media es  $0.247 \pm 0.044$  mGy, con una tasa de dosis de



Figura 5.11: Situación de cristales TLD en sala de mecanizado. Grupos 6-9

$2.819 \pm 0.500$  mGy/año. En este caso no se observan dosis que excedan significativamente el valor medio y en todo caso, los datos presentan menor dispersión respecto a los primeros.

El resumen de las dos campañas se muestra en la Tabla (5.8), en la que se incluyen las dosis y tasas de dosis para cada uno de los grupos de TLDs. Cabe resaltar que los cristales no se expusieron igual número de días en las dos campañas, por lo cual solo tiene sentido la comparación entre ellas de la tasa de dosis.

En cada una de las campañas, se observa que en general las dosis registradas se encuentran muy cerca del valor medio; solo en la primera campaña -como ya se comentó- sobresale de forma significativa las lecturas de los 3 TLDs del grupo 1, que era el más cercano al centro de interacción; en concreto estos TLDs se adhirieron a la pared próxima al setup, situada a una distancia  $\sim 30$  cm del blanco, como puede verse en las fotografías de la Figura (5.10). La dosis registrada en estos TLDs es de 0.486 mGy y corresponde a una tasa de 5.1

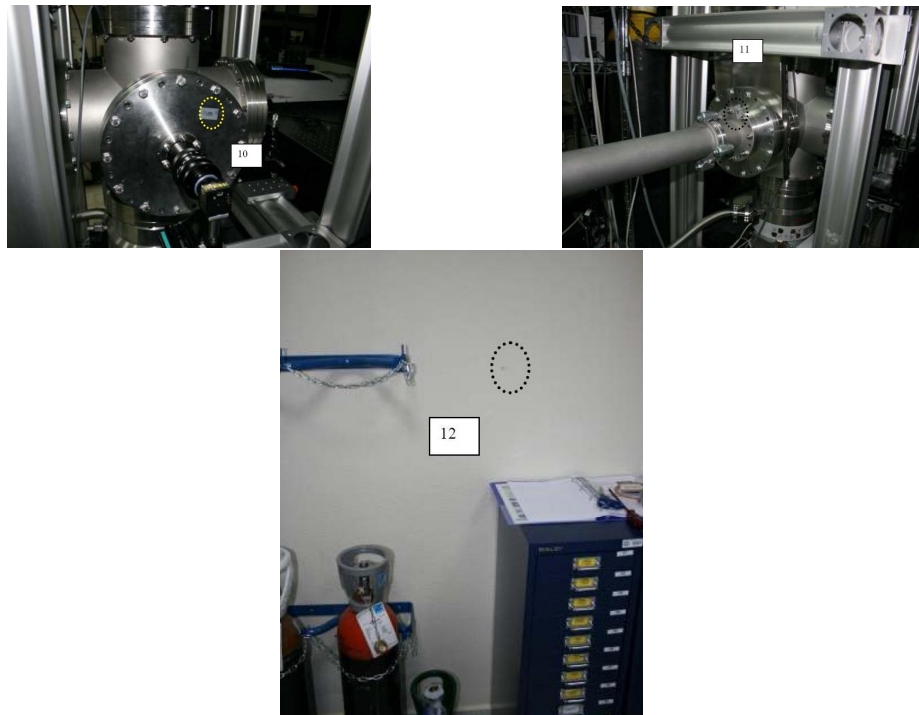


Figura 5.12: Situación de cristales TLDs en sala HHG. Grupos 10 - 12

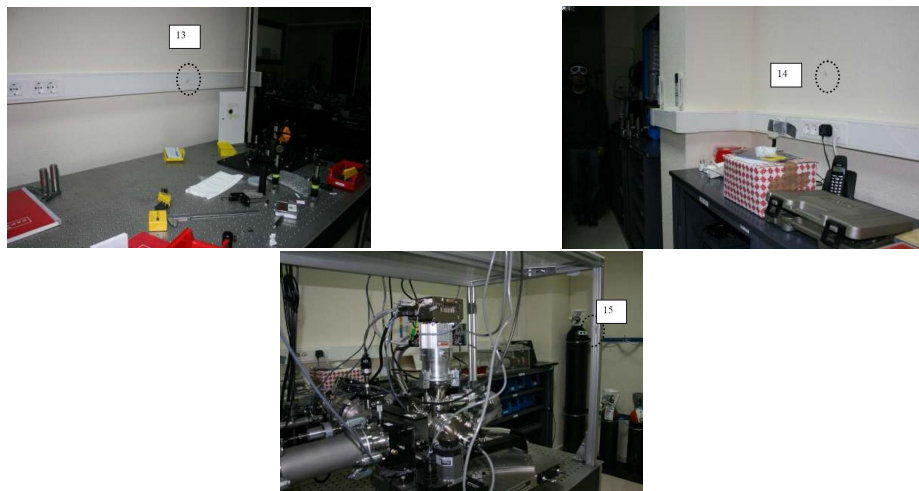


Figura 5.13: Situación de cristales TLD en sala HHG. Grupos 13 - 15

mGy/año. Muy seguramente la explicación para esta tasa, sea la incidencia de operaciones en regimen de alta intensidad realizadas durante este primer monitoreo, pues como

Tabla 5.8: Dosis y tasa de dosis equivalente registradas en los estudios ambientales realizados en el Servicio Láser de la Universidad de Salamanca.

Grupo TLD	Campaña 1		Campaña 2	
	Dosis mSv	Tasa de Dosis mSv/año	Dosis mSv	Tasa de Dosis mSv/año
1	0.486±0.127	5.068±1.324	0.264±0.014	3.011±0.161
2	0.251±0.014	2.618±0.147	0.256±0.016	2.920±0.186
3	0.249±0.015	2.597±0.160	0.257±0.004	2.928±0.043
4	0.248±0.018	2.586±0.183	0.250±0.007	2.848±0.084
5	0.255±0.012	2.659±0.128	0.250±0.012	2.855±0.142
6	0.246±0.010	2.565±0.107	0.268±0.008	3.053±0.094
7	0.274±0.027	2.857±0.282	0.244±0.007	2.787±0.076
8	0.301±0.031	3.139±0.327	0.277±0.016	3.156±0.186
9	0.251±0.007	2.618±0.069	0.259±0.008	2.958±0.088
10	0.195±0.017	2.034±0.176	0.234±0.033	2.665±0.377
11	0.205±0.011	2.138±0.115	0.216±0.005	2.468±0.057
12	0.255±0.011	2.659±0.110	0.240±0.009	2.734±0.105
13	0.240±0.010	2.503±0.099	0.247±0.007	2.814±0.085
14	0.251±0.008	2.618±0.083	0.260±0.033	2.966±0.376
15	0.238±0.003	2.482±0.031	0.224±0.001	2.555±0.009

ya se mencionó, estos TLDs eran los más próximos al blanco (entre todo el lote de dosímetros). Además, esta preponderancia desaparece en la segunda campaña, en la que no se permitieron este tipo de operaciones.

Para completar estas medidas, en la segunda campaña se dispusieron algunos dosímetros de control fuera de laboratorio. En total se adicionaron 15 TLDs distribuidos en 5 grupos; 3 de los cuales se instalaron en el mismo sotano, en diferentes locaciones fuera de las instalaciones del Servicio Láser. Los otros 2 grupos se ubicaron en oficinas dentro y fuera de la

facultad, lo suficientemente alejados entre si. Los registros de estos cristales se reportan en la Tabla (5.9).

Tabla 5.9: Dosis y tasa de dosis equivalente para los grupos de TLDs ubicados fuera de las instalaciones del laboratorio láser.

Grupo TLD	Campaña 2	
	Dosis mSv	Tasa de Dosis mSv/año
16	$0.276 \pm 0.038$	$3.152 \pm 0.436$
17	$0.233 \pm 0.003$	$2.654 \pm 0.033$
18	$0.255 \pm 0.025$	$2.912 \pm 0.280$
19	$0.204 \pm 0.079$	$2.331 \pm 0.900$
20	$0.234 \pm 0.010$	$2.673 \pm 0.116$

Los grupos de TLDs 16, 17 y 19, se instalaron en 3 dependencias externas al Servicio Láser, pero ubicadas en el mismo sotano. Los grupos 18 y 20 permanecieron en oficinas alejadas de este sector, una de ellas en otro edificio. La dosis media para estos 15 TLDs es  $0.241 \pm 0.048$  mGy, con una tasa de dosis de  $2.744 \pm 0.541$  mGy/año.

Tomando este valor como referencia, se tiene que todas las dosis registradas en esta segunda campaña, se encuentran dentro de este rango y no muestran fluctuaciones importantes respecto a la media; con lo cual se concluye que no hay variaciones considerables en el fondo ambiental radiactivo dentro del Servicio Laser de la Universidad de Salamanca, respecto al medido en el area circundante, donde se encuentran sus instalaciones.

Las dos mediciones del fondo ambiental, reportan un valor medio para la tasa de dosis equivalente de  $2.8 \pm 0.7$  mSv/año, del mismo orden que los valores reportados por la Red de estaciones automáticas de vigilancia radiológica ambiental (REA) del Consejo de Seguridad Nuclear, que para los años 2008 y 2009 estableció el valor medio de tasa de dosis gamma de 1.4 Sv/año, medición realizada en la estación *Saelices el Chico* [93].

## 5.4. Análisis de resultados

Los resultados experimentales de esta investigación, muestran la existencia de radiación ionizante de diferente naturaleza, producida durante la interacción de pulsos láser de gw con blancos sólidos de diversos materiales.

Una condición indispensable para que se configure una fuente de radiación ionizante con base en la interacción láser, es la generación de un plasma, pues es en la interacción de este con el propio láser, que se produce la generación y aceleración de partículas, y como consecuencia la emisión de dosis de radiación.

Como ya se comentó en el capítulo 2, la generación de un estado plasma requiere pulsos láser de alta intensidad, lo cual se obtiene con una óptima focalización del láser sobre el blanco. Esta premisa es fundamental ya que permite aseverar que la transmisión de pulsos láser sin interaccionar con la materia, no representa riesgo radiológico, incluso si se trata de pulsos láser de intensidad en el regimen relativista.

En este orden de ideas, se plantea que es en la zona donde se presenta la interacción láser-plasma, que se deben establecer los protocolos de seguridad adecuados, que garanticen la protección radiológica de toda la instalación.

Los sistemas de control requeridos, se fundamentan en los niveles de dosis y tasas de dosis que se registran tanto en el entorno del centro de interacción, como en puntos aledaños dentro de las instalaciones del Servicio Láser.

Es en esta dirección que este trabajo hace su mayor aporte, pues además de caracterizar la composición y rango espectral de la radiación generada por este tipo de sistemas láser, se ha hecho una evaluación sistemática de las dosis de radiación registradas implementando múltiples montajes experimentales, con blancos de diferente material, e introduciendo diversos apantallamientos. En general los resultados de todos los experimentos realizados, han mostrado altos niveles de dosis de radiación, con tasas de dosis que superan extraordinariamente cualquier límite establecido en el marco de la protección radiológica.

En las siguientes Tablas (5.10 y 5.11) se resumen las tasas de dosis registradas con los diferentes blancos utilizados. Como puede observarse, con aluminio se registraron siempre los valores máximos, pero incluso, de acuerdo con los estándares de protección establecidos,



ver Tabla (5.3), las más bajas tasas registradas representan un enorme riesgo radiológico para el personal que labora en estas dependencias, en caso de encontrarse durante la interacción en las posiciones señaladas.

Tabla 5.10: Resumen de tasas de dosis equivalente registradas con blancos de diferente material.

Tasa de Dosis Equivalente (mSv / h)			
Distancia al blanco cm	Aluminio	Cobre	Mylar
4.5	$40 \times 10^3$	985	$22 \times 10^3$
12.5	$1 \times 10^3$	17	546
27.0	14	2	
50.0	2		

Es de resaltar que incluso con un blindaje de  $\sim 9$  mm de metacrilato, se registran tasas de 0.4 mSv/h a una distancia de 13 cm del punto de mayor focalización; extrapolando se tendría una tasa de  $\sim 3$  mSv en una jornada de 8 horas de operación.

Tabla 5.11: Tasas de dosis equivalente registradas en TLDs filtrados con metacrilato. Radiación emitida con blancos de aluminio.

Tasas para registros en cristales TLD con filtros de metacrilato		
Distancia en aire cm	Espesor de metacrilato mm	Tasa de Dosis mSv / h
6.4	1.7	8.6
13.3	8.5	0.4

En cuanto a la distribución angular de la radiación producida en la interacción, es impor-

tante la confirmación de direcciones privilegiadas para la emisión de radiación en cada una de las polarizaciones implementadas. En concreto se encuentra que cuando la interacción se produce con pulsos láser con polarización P, las máximas dosis son emitidas a lo largo de la línea de reflexión especular del láser, y en el caso de polarización S, a 90° respecto a esta dirección, es decir en el plano del blanco. En ambos casos, la dirección privilegiada en la emisión de radiación apunta hacia el campo eléctrico correspondiente.

También se observa que bajo similares condiciones experimentales, se tienen mayores dosis y tasas de dosis cuando se trabaja con pulsos láser con polarización P respecto al trabajo con polarización S. Esto fue una constante a lo largo de los diferentes experimentos realizados con las dos polarizaciones, a pesar de que la atenuación de la radiación en el aire es similar en las dos polarizaciones, como lo muestra la evidencia experimental.

A partir de estas apreciaciones, para una protección eficaz del personal vinculado con la instalación láser, es necesario tener en cuenta la polarización que se va a utilizar, pues queda probado que esta determina en gran medida no solo la dirección de la radiación emitida, sino también su magnitud.

En el montaje diseñado para el análisis de la distribución angular, se registraron las mayores tasas de dosis de esta investigación, lo que se explica porque las medidas se hicieron a la distancia mínima permitida por la geometría del sistema, 4 cm respecto al blanco.

En particular se registraron 12 Gy/h con polarización S y 188 Gy/h para polarización P. Esta última puede parecer exorbitante en el marco de la protección radiológica, sin embargo resulta irrisoria frente a las expectativas generadas para las dosis liberadas con aceleradores láser-plasma, con valores esperados de  $\sim 10^{13}$  Gy/s [23], que desafían la comprensión de la reparación biomolecular, dado que se cuenta con pulsos de radiación en escalas de tiempo de los movimientos moleculares, lo que se configura como una potencial aplicación de gran interés en campos de la biología y la medicina, entre otros.

De acuerdo a criterios de protección radiológica, se suscita mayor interés en torno a las tasas de dosis esperadas a 1 m del punto de mayor focalización, y en general para distancias en este orden de magnitud; que es un rango probable de movilidad para el personal operario, durante experimentos que requieren altos niveles de intensidad, como lo procesos de micromecanizado, entre otros.

Bajo esta consideración, para la tasa de dosis equivalente se hizo la extrapolación a 1 m, obteniéndose 0.140 mSv/h para la radiación producida en la interacción con pulsos láser con polarización P, y 0.066 mSv/h para los correspondientes a polarización S.

Teniendo en cuenta las elevadas dosis y tasas de dosis registradas a lo largo de esta investigación, urge la necesidad de establecer sistemas de control orientados a atenuar estas magnitudes hasta garantizar niveles permitidos en los estándares de protección radiológica.

Entre las medidas que se sugiere, está el diseño de un sistema de blindajes para la zona de interacción y mientras se lleva a cabo su estudio e implementación, se recomienda la no permanencia de personal adscrito al Servicio Láser ni de público en general, dentro de las salas donde se realicen experimentos o procedimientos que requieran una óptima focalización del láser sobre muestras sólidas, y en general niveles de alta intensidad.

Luego de evaluar el riesgo radiológico del sistema, es necesario puntualizar una vez más, que las dosis emitidas dependen fundamentalmente del grado de focalización del láser sobre el blanco; obteniéndose distintas dosis para las mismas configuraciones en experimentos con distinto grado de focalización.

Aunque en principio resulta difícil determinar de forma precisa el grado de focalización de los pulsos láser, una de las recomendaciones de este estudio, es la necesidad de implementar dispositivos para controlar este parámetro en montajes en los que se requiera un haz láser de alta intensidad. Esto se justifica por su incidencia en las dosis de radiación liberadas durante la interacción.

Finalmente los monitoreos realizados sobre el fondo ambiental dentro de las instalaciones del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca, permiten establecer que no se presentan diferencias significativas respecto al fondo medido en locaciones aledañas.

Sobre la incidencia que pudieran tener las actividades de micromecanizado en régimen de alta intensidad sobre este fondo, se plantea que cualquier precaución al respecto, está incluida en el conjunto de recomendaciones a seguir en la operación del sistema láser y su normal funcionamiento.



# Capítulo 6

## Conclusiones y Recomendaciones

Radiación ionizante compuesta por electrones, fotones de Bremsstrahlung y rayos x, ha sido producida en la interacción de pulsos láser de GW con blancos metálicos sólidos. La interacción se llevó a cabo en un régimen de intensidad por debajo del límite relativista, resultante de la incidencia de pulsos láser de 120 fs de duración, con energías por debajo de 1 mJ y tasa de repetición de kHz.

A pesar de la modesta energía de los pulsos láser, se alcanza el rango de alta intensidad debido a una óptima focalización, que produjo la concentración de su energía en un área focal ínfima, del orden de algunas  $\mu\text{m}^2$ . Al medir el spot en el foco del objetivo, y proceder a hacer ajustes gaussianos a los perfiles del mismo, se observó una tendencia elíptica en el área, con radios de 1.2 y 1.5  $\mu\text{m}$ , confirmando la forma ovalada que parece predominar en la región focal para sistemas láser con parámetros similares al utilizado en este trabajo. Este grado de focalización, permitió alcanzar intensidades del orden de  $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$ , confirmando que aún por debajo del régimen relativista ( $2 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  para sistemas láser con  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ), se puede producir radiación ionizante de diferente naturaleza durante la interacción láser-plasma.

Para medir las dosis depositadas por la radiación emitida durante los diferentes experimentos realizados, se diseñó un modelo de detector basado en dosimetría termoluminiscente que permite, a partir de la radiación depositada en los cristales TLD ubicados en los

diferentes planos, evaluar el efecto de la pérdida de energía de las partículas en aire y otros materiales, y con base en esto inferir la composición espectral de la radiación emitida [62]. También se utilizaron películas radiocrómicas, para las cuales se ha propuesto un protocolo de calibración basado en dosimetría termoluminiscente, que ha permitido hacer uso de esta herramienta para el registro de dosis en el rango de 1 cGy a 2 Gy. Contar con esta técnica, significa una ventaja debido a su revelado casi inmediato, frente a la logística requerida en el proceso de lectura de los cristales TLD; de hecho, en la mayoría de los experimentos se tomaban registros previos con estas láminas antes de irradiar un lote de cristales, garantizando así la efectividad del montaje y dado que su uso no representa un costo económico importante.

A partir de simulaciones Monte Carlo del transporte de radiación en aire y metacrilato, y contrastando con los registros dosimétricos, se configuró el término fuente para la radiación emitida durante la interacción de pulsos láser con blancos sólidos de aluminio. Esta radiación está compuesta principalmente por una distribución bi-maxwelliana de electrones, con energías características  $KT_1=13.8$  keV y  $KT_2=60.0$  keV, esta última con un peso relativo del orden de  $10^{-3}$  respecto a la primera.

También se encontró una contribución significativa de fotones emitidos como radiación de Bremsstrahlung por los electrones de menor energía, la cual es caracterizada por una distribución maxwelliana de 9 keV, con un peso relativo del mismo orden que la componente de electrones de 60 keV. Sin embargo se debe tener en cuenta que la contribución de esta componente a la energía total absorbida en el detector resulta despreciable respecto a la energía depositada por los electrones, con lo cual no se tuvo en cuenta en el balance energético para evaluar el número de partículas absorbidas por pulso. De esta manera se ha estimado un número de  $10^8$  electrones/pulso con una eficiencia de conversión de energía láser en energía cinética de los electrones de  $2 \times 10^{-3}$ .

El procedimiento basado en la simulación Monte Carlo para la obtención del término fuente, se validó también para la radiación emitida en la interacción láser con blancos de cobre, encontrándose un buen acuerdo con las dosis registradas, lo cual permite proponer esta metodología para la caracterización de la radiación esperada en la interacción láser-plasma de este tipo de sistemas.

En el análisis del efecto de la polarización de los pulsos en la radiación generada durante la interacción, se encontró una fuerte incidencia tanto en la magnitud de las dosis de radiación como en su distribución angular [76]. En particular, las dosis registradas con polarización P, siempre fueron mayores a las correspondientes a polarización S. Para los dos casos se observó una dirección privilegiada para la emisión de radiación, en particular, con polarización P las dosis emitidas están centradas en la dirección de reflexión especular del láser, esto es a  $45^\circ$  respecto a la normal a la superficie del blanco, coincidiendo con la dirección del campo eléctrico asociado a este tipo de pulsos. Mientras que para pulsos con polarización S, las máximas dosis se registran a lo largo de la superficie del blanco, apuntando también en la dirección del campo eléctrico. Estas diferencias no se manifiestan en la atenuación de las dosis de radiación en el aire, dado que se observó el mismo comportamiento independientemente de la polarización de los pulsos que la originan.

Los resultados de esta investigación, también confirman la generación de rayos x en la interacción de pulsos láser en el régimen señalado con blancos sólidos metálicos. En particular, se registraron las emisiones características  $K_\alpha$  del cobre con energía 8.09 keV y  $L_\alpha$  y  $L_\beta$  del oro, con energías de 9.74 y 11.57 keV respectivamente. Teniendo en cuenta que la interacción se llevó a cabo en aire, es de resaltar la producción de fotones  $k_\alpha$  que alcanza  $\sim 2 \times 10^7$  Rx/s.sr para el caso del cobre. En el caso del oro la eficiencia de conversión fue menor, lo que era de esperar dado que esta decrece con el número atómico del material emisor [87].

Si bien el mecanismo de aceleración de electrones no es del todo claro para este tipo de interacción dado que varios de ellos se manifiestan en este régimen de intensidades, para los parámetros del sistema láser considerado, se espera que *calentamiento en el vacío* sea el proceso dominante en la transferencia de energía de los pulsos láser a los electrones, especialmente en lo que se refiere a la componente de electrones de 13.8 keV. Sobre la componente de mayor energía, no se descarta la contribución de otro mecanismo.

Además de caracterizar la composición y distribución espectral de la radiación generada durante la interacción, se realizó un estudio dosimétrico con el fin de evaluar el riesgo

radiológico de sistemas láser “tabletop” operando con pulsos de GW; encontrándose que las tasas de dosis registradas durante la interacción superan sobremanera los límites establecidos bajo criterios de protección radiológica. En la zona más próxima a la interacción, a 4.5 cm respecto al punto de focalización en la dirección de mayor emisión, con blancos de aluminio se registraron tasas de 40 kGy/h, y aunque con otros blancos los valores siempre estuvieron por debajo de estos - a la misma distancia con mylar y cobre se registraron 22 kGy/h y  $\sim 1$  kGy/h respectivamente-, en general todas las tasas registradas en puntos cercanos al blanco, son extraordinariamente elevadas si se analizan a partir de consideraciones dosimétricas. Sin embargo, a medida que se profundiza en el estudio de la radiación producida en la interacción láser-plasma, se encuentra que este es el orden de magnitud esperado y es en este punto donde radica su potencial aplicación en el diseño de fuentes de radiación y de partículas basadas en la interacción láser-plasma.

El hecho de que estos elevados niveles de tasa de dosis sean acogidos con buena expectativa no solo por su posible aplicación, sino porque en si mismos representan una vía para profundizar en la comprensión de la propia naturaleza de los procesos físicos involucrados, no puede conducir a menospreciar el riesgo radiológico que representan. Bajo esta consideración es importante tener presente las tasas extrapoladas a un metro de distancia, que se constituyen como un indicador mas significativo por tratarse de un rango de distancia en el que podría haber movilidad de los operarios del sistema. Al respecto para la radiación generada con pulsos láser con polarización P, se obtuvo en la dirección de máxima emisión a 1 m del centro de interacción, una tasa de dosis equivalente de 0.140 mSv/h (superior a 1 mSv en una jornada de 8 horas) y de 0.066 mSv/h ( $> 0.5$  mSv en 8 horas) para la correspondiente a polarización S.

Estos niveles de tasa de dosis, que a todas lucen superan los límites recomendados por los organismos internacionales de protección radiológica, exigen la aplicación de protocolos de control y seguridad en instalaciones de láseres intensos, con el objeto de garantizar la atenuación de las dosis y tasas de dosis, especialmente en áreas donde se permita la presencia de operarios.

Es importante tener presente que el riesgo radiológico asociado a estos sistemas láser radica en la interacción de estos con un plasma, pues la sola radiación láser -incluso con



intensidades en el régimen relativista- ni se considera radiación ionizante ni representa riesgo radiológico mientras no interaccione con la materia. Incluso, en todos los experimentos ha sido evidente que la radiación emitida se incrementa con la movilidad del blanco, de hecho en blancos estacionarios rapidamente se reduce la emisión debido a la inmediata ablación del material. Esto permite inferir que en los sistemas de control a implementar, las principales medidas se deben concentrar en la zona mas próxima a la interacción, siempre y cuando con las medidas adoptadas se garantice la protección radiológica de toda la instalación.

Entre las medidas que se proponen, se encuentra la realización de un estudio de materiales para el diseño de blindajes que garanticen la atenuación de la radiación hasta niveles que no representen riesgo para la integridad del personal adscrito a este tipo de instalaciones, ni para el público en general. En el desarrollo de este trabajo se ha analizado en tal sentido el efecto del metacrilato, encontrándose que representa una buena opción, pues con filtros de 1.7 mm de espesor se logra reducir en tres órdenes de magnitud las dosis registradas en los puntos mas cercanos al blanco. Sin embargo hay que resaltar también que aún con 8.5 mm de este material se ha registrado una tasa de dosis de 0.4 mSv/h (3 mSv/día) a mas de 13 cm del blanco.

En términos de protección radiológica, lo positivo de este resultado radica en que al extrapolar esta tasa teniendo en cuenta la atenuación que sufre la radiación en el aire, se prevee a 1 m del centro de interacción, una tasa de dosis equivalente de  $1.9 \times 10^{-4}$  mSv/h (1.5  $\mu$ Sv/día), que no representa riesgo radiológico importante, ya que se encuentra por debajo de los límites recomendados para el público en general. Esto permite plantear que en principio con  $\sim 1$  cm de metacrilato sería suficiente para apantallar la radiación emitida, siempre que no se permita presencia de operarios a menos de 1 m de distancia de la zona de interacción. Sin embargo, dada al alta sensibilidad respecto a la intensidad del láser, que presentan los fenómenos aquí estudiados, antes de tomar cualquier medida a este respecto se recomienda un estudio sistemático del efecto de este tipo de apantallamiento al variar el rango de intensidad de los pulsos láser, es decir, variando la energía de los mismos y/o las condiciones de focalización.

Mientras no se implementen las medidas adecuadas respecto al riesgo radiológico que re-

presenta este tipo de interacción, se recomienda no permitir el ingreso de personal a las salas donde se lleve a cabo experimentos que requieran alto grado de focalización operando en régimen de alta intensidad.

En el monitoreo ambiental realizado no se detectaron diferencias que permitan concluir alguna incidencia importante del modo normal de operación del sistema láser en el fondo ambiental dentro y fuera de las instalaciones del Servicio Láser. Sobre las medidas que se deban tomar, en particular en los procesos de micromecanizado que se llevan a cabo, se considera que están incluidas en las recomendaciones aquí planteadas.

Finalmente hay que comentar que si bien la legislación vigente no exige medidas de protección radiológica en instalaciones de sistemas láser, se plantea la necesidad de reflexionar al respecto, al considerar que esto se debe a que hasta hace solo algunos años, se estaba lejos de alcanzar niveles de alta intensidad, y por lo tanto los fenómenos resultantes de la interacción de pulsos láser -en este régimen- con la materia, entre ellos la generación de radiación ionizante, eran completamente desconocidos. Hoy en día la situación es bien distinta, porque aunque la interacción láser-plasma sigue siendo materia de estudio y apenas se están dando los primeros pasos en su comprensión, ya hay suficiente evidencia experimental de la radiación ionizante que genera, y que debe ser tenida en cuenta por los organismos encargados de acordar y modificar estas regulaciones.

# Capítulo 7

## Apéndice

### Archivo de entrada para Detector A

```
TITLE  Distribución Electrónica M-B. KT= 13.8 keV  DetectorA
      >>>>>>> Source definition.

SKPAR  1          [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SPECTR 13.8E+03, -1.0D0  !KT = 13.8 keV
SPECTR 25.0E+00 -1.0D0  !Emax=25 KT
SPOSIT  0.0,0.0,1.e-2          [Coordinates of the source]
SCONE  0 ,0 ,17.          [Conical beam; angles in deg]
.
      >>>>>>> Material data and simulation parameters.
      Up to MAXMAT materials; 2 lines for each material.

MFNAME Mylar.mat          [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA 5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
MFNAME PVC.mat           [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA 5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
MFNAME Air.mat          [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA 5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
.
      >>>>>>> Geometry and local simulation parameters.
```

```

GEOMFN DetectorA.geo           [Geometry file, up to 20 chars]
.
>>>>>>> Emerging particles. Energy and angular distributions.
NBE 1.e3,1.e5,300             [Energy window and no. of bins]
NBANGL 180,180                [Nos. of bins for the angles THETA and PHI]
.
>>>>>>> Dose distribution.
GRIDX -1.0e1,1.0e1           [X coordinates of the dose box vertices]
GRIDY -1.0e1,1.0e1           [Y coordinates of the dose box vertices]
GRIDZ 0.0e0,13.e0            [Z coordinates of the dose box vertices]
GRIDBN 101 ,101 ,101         [Numbers of bins]
.
>>>>>>> Job properties.
RESUME dumpi.dmp              [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dumpo.dmp              [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 300                      [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 2e9                    [Desired number of simulated showers]
TIME 2e9                       [Allotted simulation time, in sec]
.
END                             [Ends the reading of input data]

```

## Archivo de entrada para Detector B

```
TITLE  Distribución Electrónica M-B. KT= 13.8 keV DetectorB
      >>>>>>> Source definition.
SKPAR  1          [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SPECTR 13.8E+03, -1.0D0  !KT = 13.8 keV
SPECTR 25.0E+00 -1.0D0  !Emax=25 KT
SPOSIT  0.0,0.0,-1.e-2          [Coordinates of the source]
SCONE   0  ,0  ,16.             [Conical beam; angles in deg]
.
      >>>>>>> Material data and simulation parameters.
      Up to MAXMAT materials; 2 lines for each material.
MFNAME  Air.mat              [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA  5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
MFNAME  Mylar.mat           [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA  5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
MFNAME  PVC.mat             [Material file, up to 20 chars] &*
MSIMPA  5.e2 5.e2 5.e2 0.05,0.05,5.e2,5.e2  [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR] &*
.
      >>>>>>> Geometry and local simulation parameters.
GEOMFN  DetectorB.geo       [Geometry file, up to 20 chars]
.
      >>>>>>> Emerging particles. Energy and angular distributions.
NBE     1.e3,1.e5,300       [Energy window and no. of bins]
NBANGL 180,180             [Nos. of bins for the angles THETA and PHI]
.
      >>>>>>> Dose distribution.
GRIDX  -1.0e1,1.0e1        [X coordinates of the dose box vertices]
GRIDY  -1.0e1,1.0e1        [Y coordinates of the dose box vertices]
GRIDZ  +0.0, 27.e0         [Z coordinates of the dose box vertices]
```

```
GRIDBN 101 ,101 ,101 [Numbers of bins]
.
>>>>>>> Job properties.
RESUME dumpi.dmp [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dumpo.dmp [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 300 [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 2e9 [Desired number of simulated showers]
TIME 2e9 [Allotted simulation time, in sec]
.
END [Ends the reading of input data]
```





























```

MATERIAL( 2)
SURFACE ( 11), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 12), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 102), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 105), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 205), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 206), SIDE POINTER=(-1)
000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
BODY ( 13) Circulo Interno 3
MATERIAL( 2)
SURFACE ( 105), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 205), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 206), SIDE POINTER=(-1)
000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
BODY ( 14) Arandela3
MATERIAL( 2)
SURFACE ( 101), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 102), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 205), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 206), SIDE POINTER=(-1)
000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000
MODULE ( 15) Segmento 3
MATERIAL( 1)
SURFACE ( 101), SIDE POINTER=(-1)
SURFACE ( 205), SIDE POINTER=(+1)
SURFACE ( 206), SIDE POINTER=(-1)
BODY ( 11)
BODY ( 12)
BODY ( 13)
BODY ( 14)

```





















# Bibliografía

- [1] G.I.Budker, Proc. CERN Symp. on High-Energy Acceleration and Pion Physics, 68-75, 1956.
- [2] V.I.Veksler, Proc. CERN Symp. on High-Energy Acceleration and Pion Physics, 80-83, 1956.
- [3] T. Tajima y J.M. Dawson, Laser electron accelerator, Phys. Rev. Lett. 43: 267-270, 1979
- [4] C.Joshi, T.Tajima and J.M Dawson., Forward Raman Instability and Electron Acceleration., Phys. Rev. Lett. 47, N° 18, 1981.
- [5] Y.Kitagawa et al., Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons. Phys. Rev. Lett. 68, N° 1, 1992.
- [6] D.Strickland and G. Morou, Compression of amplified chirped optical pulses, Opt. Commun. 56: 219-221, 1985.
- [7] A.Modena, et al.,Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma-waves. Nature, 377(6550): 606-608, 1995.
- [8] F.Amiranoff, Fast electron production in ultra-short high-intensity laser-plasma interaction and its consequences, Meas. Sci. Technol. 12: 1795-1800, 2001.
- [9] V.Malka, et al., Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultra-short laser pulse. Science, 298 (5598): 1596-1600, 2002.

- [10] S.Okihara et al., Energetic proton generation in a thin plastic foil irradiated by intense femtosecond lasers, *Journal of nuclear science and technology*, Vol 39, N° 1: 1-5, 2002.
- [11] E.L.Clark, et al., Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids., *Phys. Rev.Lett.* 84(4): 670-673, 2000.
- [12] M.Roth, et al., Energetic ions generated by laser pulses: a detailed study on target properties. *Phys. Rev. Special Topics -Accelerators and Beams*, 5 (6): 061301, 2002.
- [13] H. Schwoerer, et al., MeV x rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 86 (11):2317-2320, 2001.
- [14] K.Boyer, T.S.Luk, and C.K.Rhodes, Possibility of optically induced nuclear fission, *Phys. Rev. Lett.* 60:557-560, 1988.
- [15] T.E.Cowan, et al., Photonuclear fission from high energy electrons from ultraintense laser-solid interaction., *Phys. Rev. Lett.* 84(5): 903-906, 2000.
- [16] K.W.D.Ledingham, et al., Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets., *Phys.Rev.Lett.* 84(5):899-902, 2000.
- [17] K.W.Ledingham, P.McKenna, and R.P.Singhal., Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers. *Science*, 300(5622): 1107-1111, 2003.
- [18] W.P.Leemans, et al., GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator, *Nature* 2: 696-699, 2006.
- [19] A.Pukhov and J. Meyer-ten Vehn., Laser Wake field acceleration: The highly non-linear broken-wave regime. *Appl. Phys. B.* 74: 355-361, 2002.
- [20] S.P.D.Mangles, et al., Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. *Nature*, 431 (7008):535-538, 2004.
- [21] C.G.R.Geddes, et al., High-quality electrons beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431 (7008):538-541, 2004.

- [22] J.Faure, et al., A laser-plasma acccelerator producing monoenergetic electron beams. Nature 431 (7008):541-544, 2004.
- [23] V.Malka, et al., Principles and applications of compact laser-plasma accelerators, Nature Vol 4: 447-453, 2008.
- [24] C.Joshi and V. Malka., Focus on laser -and beam- driven plasma accelerators., New J. Phys.12 (045003), 2010.
- [25] C.G.Serbanescu, J.A.Chakera and R.Fedosejevs., Efficient  $K\alpha$  x-ray source from sub-millijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate. Rev. Sci. Instrum. 78,103502, 2007.
- [26] A.Giulietti, et al., Intense  $\gamma$ -Ray source in the Giant-Dipole-resonance range driven by 10-TW laser pulses., Phys. Rev: Lett. 101, 105002, 2008.
- [27] J. Galy, et al., Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications, New Journal of Physics, 9, 23, (2007).
- [28] R.J.Clarke, et al., Radiological characterisation of photon radiation from ultra-high-intensity laser-plasma and nuclear interactions., J. radiol. Prot. 26,277-286, 2006.
- [29] R.D.Edwards et al., Characterization of a Gamma-ray source based on a laser-plasma accelerator with applications to radiography, Appl. Phys. Lett. Vol. 80 N°12, 25, 2002.
- [30] B.Hou, J.Nees, A. Mordovanakis, et al., Hard X-ray generation from solids driven by relativistic intensity in the lambda-cubed regime, Appl. Phys. B.83, 81-85 2006.
- [31] F.Bornet, et al., Radiation protection for an ultra-high intensity laser, Rad. Prot.Dos. Vol 102, N° 1: 61-70, 2002.
- [32] B.S.Rao, et al., Angular distribution and dose measurement of hard x-ray emission from intense laser-plasma interaction., J. Appl. Phys. 102,(6) 063307, 2007.

- [33] F.Gobet, et al., Absolute energy distribution of hard x rays produced in the interaction of a kilohertz femtosecond laser with tantalum targets, *Rev. Sci. Instrum.* 77 (9), 093302, 2006.
- [34] L.M.Chen, et al., effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas., *Phys. Rev. Lett.* 87 (22), 225001, 2001.
- [35] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Westview Press Oxford, 2003.
- [36] A.Pukhov, Strong field interaction of laser radiation, *Rep. prog. Phys.* 66: 47-101, 2003
- [37] P.Gibbón, *Short pulse laser interactions with matter, an introduction.*, Imperial College Press 2007.
- [38] W.Rozmus y V.T.Tikhonchuk, Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas. *Phys. Rev. A.*, 42, 7401, 1990.
- [39] S.C.Wilks and W.L.Kruer, Absorption of Ultrashort, Ultra-Intense Laser Light by Solids and Overdense Plasmas, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol 30, N° 11, 1954-1968, 1997.
- [40] D.W.Forslund, J.M.Kindel and K.Lee, Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity, *Phys. Rev. Lett.* Vol 39, N° 5, 284, 1977.
- [41] F.Brunel, Not-So-Resonant, Resonant Absorption, *Phys. Rev. Lett.* Vol 59, N°1, 52-55, 1987
- [42] A.Andreev, J.limpouch, and A.N.semakhin, Absorption of the energy of a short laser pulse obliquely incident on a highly inhomogeneous plasma, *Bull. Russ.Acad. Sci.*, 58: 1056-1063, 1994.
- [43] W.L.Kruer and K.Estabrook, JXB Heating by Very Intense Laser Light. *Phys. Fluid*, 28:430-432, 1985.



- [44] G.Malka and J.L. Miquel, Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target, *Phys. Rev. Lett.* 77, N° 1:75-78,1996.
- [45] S.C. Wilks et al., Absorption of ultra-intense laser pulses, *Phys. Rev. Lett* 69, 1383-1386, 1992.
- [46] F.Schiller,Laser plasma accelerators for charged particles, Tesis Doctoral, University of Jena, 2006
- [47] M.J.Berger and S.M.Seltzer, Bremsstrahlung and photoneutrons from thick tungsten and tantalum targets, *Phys. Rev.C*, Vol 2, N°2, 621-631, 1970.
- [48] J.Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley, New York, 1998.
- [49] F.Brandl, et al., Directed acceleration of electrons from solid surface by sub-10 fs laser pulses., *Phys. Rev. Lett.* 102 (19), 195001, 2009.
- [50] A. Mordovanakis, et al., Quasimonoenergetic Electrons Beams with Relativistic Energies and Ultrashort Duration from Laser-Solid Interactions at 0.5 kHz, *Phys. Rev. Lett.* 103, 235001, 2009.
- [51] K.Subhendu, et al., Near-complete absorption of intense, ultrashort laser light by sub- $\lambda$  gratings., *Phys. Rev. Lett.* 101, 145001, 2008.
- [52] D.F.Cai, et al., Double-peak emission of hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets, *Phys. Rev. E*, 70, 066410, 2004.
- [53] G.I.dudnikova, et al., Electron acceleration by few-cycle laser pulses with single-wavelength spot size, *Phys. Rev. E*, 70, 026416, 2003.
- [54] K.Hatanaka et al., White x-ray pulse emission of alkali halide aqueous solutions irradiated by focused femtosecond laser pulse: a spectroscopic study on electron temperatures as functions of laser intensity, solute concentration, and solute atomic number., *Chem.Phys.* 299:265-270, 2004.

- [55] N.Zhavoronkov, et al., Generation of ultrashort  $K\alpha$  radiation from quasipoint interaction area of femtosecond pulses with thin foils., *Appl. Phys. Lett.* 86 (24),244107, 2005.
- [56] I.N.Ross et al., The prospect for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. *Opt. Commun.*, 144, 125-133, 1997.
- [57] A.G.Mordovanakis, X-Ray and electron generation in the relativistic lambda-cubed regime, Tesis Doctoral, University of Michigan, 2008
- [58] F. Daniels et al., Thermoluminescence as a Research Tool, *Science* 117, 343-349, 1953.
- [59] M. Ranogajec-Komor, Thermoluminescence Dosimetry -Application in Environmental Monitoring- Radiation Safety Management Vol.2, No.1 2-16, 2003-
- [60] C.Furetta and P. Shan, Operational Thermoluminescence Dosimetry, World Scientific.1998.
- [61] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Jhon Wiley & Sons, Inc. 2000.
- [62] C. Fonseca et al., High Electron Doses from a GW Laser Interacting with Solid Aluminum Targets, *AIP Conf. Proc. Volume 1209*, pp. 31-34, February 2010.
- [63] M.J. Berger et al., Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. NIST, Physics Laboratory, Ionizing Radiation Division. <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>
- [64] Moorad Alexanian, Photon Bremsstrahlung from an extreme-relativistic electron gas., *Phys. Rev.* 165, N° 1, 253-257, 1968.
- [65] N. Tsoulfanidis, Measurement and detection of radiation, Taylor & Francis, 1995.
- [66] Gafchromic EBT2, Self-developing film for radiotherapy dosimetry., ISP Group, 2009.
- [67] J.Fuchs, et al., Laser-driven proton scaling laws and new path towards energy increase. *Nature* (2): 48-54.

- [68] B.C.Ferreira, M.C.Lopes and M.Capela, Evaluation of an Epson Flatbed Scanner to read Gafchromic EBT films for radiation dosimetry.,*Phys.Med.Biol.*54, 1073-1085, 2009.
- [69] S.Devic et al., Precise radiochromic film dosimetry using a flat-bed document scanner.,*Med. Phys.* 32(7), 2005.
- [70] X-Ray and Gamma Ray Detector High Resolution CdTe, [www.amptek.com](http://www.amptek.com)
- [71] X.Ortega y J. Jorba, Las radiaciones ionizantes. Su utilización y riesgos, Institut de Tècniques Energètiques.INTE, Ediciones UPC, 1994.
- [72] F.Salvat, J.M.Fernández-Varea and J. Sempau., PENELOPE: a code system for Monte Carlo simulations of electrons and photons transport, OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France, 2010.
- [73] D.Bote, X llovet and F Salvat., Monte Carlo simulation of characteristic x-ray emission from thick samples bombarded by kiloelectronvolt electrons.,*J. Phys. D:Appl. phys.* 41 105304, 2008.
- [74] S.M.Seltzer and J.M.Berger., Bremsstrahlung Energy Spectra from Electrons with Kinetic Energy 1 keV-10 GeV Incident on Screened Nuclei and Orbital Electrons of Neutral Atoms with  $Z = 1-100$ , *At. Data Nucl. Data Tables* 35, 345-418, 1986.
- [75] D.E. Cullen et al., Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Part A:  $Z = 1$  to 50; Part B:  $Z = 51$  to 100, Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-50400, Vol. 6, Rev. 4. 1989.
- [76] C. Fonseca et al., Measurement of radiation produced by ultra short laser pulses interacting with solid targets, *AIP Conf. Proc. Volume 1231*, pp. 223-224, April 2010.
- [77] D.F.Cai et al., Experimental study for angular distribution of the hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets.,*Phys. Plasmas* 10, 3265, 2003.

- [78] M.I.K. Santala et al., Effect of the Plasma Density Scale Length on the Direction of Fast Electrons in Relativistic Laser-Solid Interactions., Phys. Rev. Lett.84, 1459, 2000.
- [79] Y.T.Li et al., Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses., Phys. Rev. Lett.96, 165003, 2006.
- [80] R.Kodama et al., Long-Scale Jet Formation with Specularly Reflected Light in Ultraintense Laser-Plasma Interactions., Phys. Rev. Lett.84, 674, 2000.
- [81] Z.M. Sheng et al., Angular Distributions of Fast Electrons, Ions, and Bremsstrahlung  $x/\gamma$ -Rays in Intense Laser Interaction with Solid Targets., Phys. Rev. Lett.85, 5340, 2000.
- [82] L.Labate et al., Study of forward accelerated fast electrons in ultrashort Ti  $K_\alpha$  sources., Appl. Phys. B. 86, 229 - 233, 2007.
- [83] Q. L. Dong, J. Zhang y H. Teng, Absorption of femtosecond laser pulses in interaction with solid targets, Phys. Rev. E, Vol 64, 026411, 2001.
- [84] W. Lu et al., Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime.,Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 061301, 2007.
- [85] National Institute of Standards and Technology. X-ray Transition Energies Database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>
- [86] Amptek K and L Emission Line Lookup Chart. [www.amptek.com](http://www.amptek.com)
- [87] S.Fourmaux, et al.,  $K_\alpha$  x-ray emission characterization of 100 Hz, 15 mJ femtosecond laser system with high contrast ratio., Appl. Phys. B. 12, 94(4):569 - 575, 2008.
- [88] Ch. Reich et al., Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma  $K_\alpha$  sources. Phys. Rev. Lett. 84(21) 4846, 2000

- [89] BOE 178, Reglamento sobre protección sanitaria contra radiaciones ionizantes. Real Decreto 783/2001.
- [90] Council Directive 96/29/EURATOM, Safety standards for the protection of the health of workers and the general public against the dangers arising from ionizing radiation, Mayo 1996.
- [91] ICRP, 2007. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2-4), 2007.
- [92] J. Thogersen, et al., X-ray emission from femtosecond laser micromachining, Appl. Phys. A. 73, 361-363, 2001.
- [93] Red de estaciones automáticas de vigilancia radiológica ambiental (REA) del CSN. Operaciones y resultados Años 2008 y 2009.



## Contribuciones a congresos

- Título: Hard x-ray production from metallic targets in air using gw high repetition laser pulses  
Autores: C. Fonseca, C. Méndez, D. Bote, F. Fernández, L. Roso  
Contribución: Comunicación Oral  
3rd International Conference on Ultraintense Laser Interactions Science-ULIS-2011  
Lugar y fecha: Lisboa -Portugal, Octubre 10-13, 2011
- Título: High repetition electron beam produced with a 1 mJ Ti:Sapph laser  
Autores: C. Fonseca, C. Méndez, C. Ruiz, F. Fernández, L. Roso  
Contribución: Comunicación Oral  
2nd International Conference on Ultraintense Laser Interactions Science-ULIS-2009  
Lugar y fecha: Frascati, Roma-Italia, Mayo 24-29, 2009  
Publicado en: AIP Conf. Proc. February 2010 Vol. 1209, pp. 31-34  
doi:10.1063/1.3326312
- Título: Measurement of ionizing radiation produced by ultra-short laser pulses interacting with aluminium targets  
Autores: C. Fonseca, C. Méndez, C. Ruiz, F. Fernández, L. Roso  
Contribución: Póster  
International Scientific Meeting on Nuclear Physics. Basic concepts in nuclear physics: Theory, experiments and applications  
Lugar y fecha: La Rábida, España. Julio 4 -10, 2009  
Publicado en: AIP Conf. Proc. April 2010 Vol. 1231, pp. 223-224  
doi:10.1063/1.3428935

- Título: Generación de rayos x por interacción de pulsos láser de GW y alta tasa de repetición, con blancos sólidos de Al, Cu, Cd y Au  
 Autores: C. Fonseca, C. Méndez, D. Rodríguez, F. Fernández, L. Roso  
 Contribución: Comunicación Oral  
 II Congreso conjunto de la Sociedad Española de Física Médica y Sociedad Española de Protección Radiológica  
 Lugar y fecha: Sevilla, España. Mayo 10-13, 2011
- Título: Radiación ionizante producida en la interacción de pulsos láser ultracortos con blancos sólidos de aluminio  
 Autores: C. Fonseca, C. Méndez, C. Ruiz, F. Fernández, L. Roso  
 Contribución: Comunicación Oral  
 XXXII Bienal de la Real Sociedad Española de Física  
 Lugar y fecha: Ciudad Real, España. Septiembre 7 -11, 2009
- Título: Protección radiológica por el uso de un láser de Ti:Sa de alta intensidad  
 Autores: E. de Sena, F. Fernández, V. Diaz, C. Fonseca, M. Fernández, J. Hernández, C. Martin, A. Vásquez  
 Contribución: Comunicación Oral  
 XVII Congreso Nacional de la Sociedad Española de Física Médica y XII Congreso Nacional de la Sociedad Española de Protección Radiológica  
 Lugar y fecha: Alicante, España. Junio 2 -5, 2009
- Título: Medición y caracterización de radiación ionizante producida en la interacción láser de alta intensidad con blancos sólidos  
 Autores: Fonseca Cuenca C.  
 Contribución: Comunicación Oral  
 III Encuentro de Física Nuclear  
 Lugar y fecha: Santiago de Compostela, España. Septiembre 17 -19, 2008