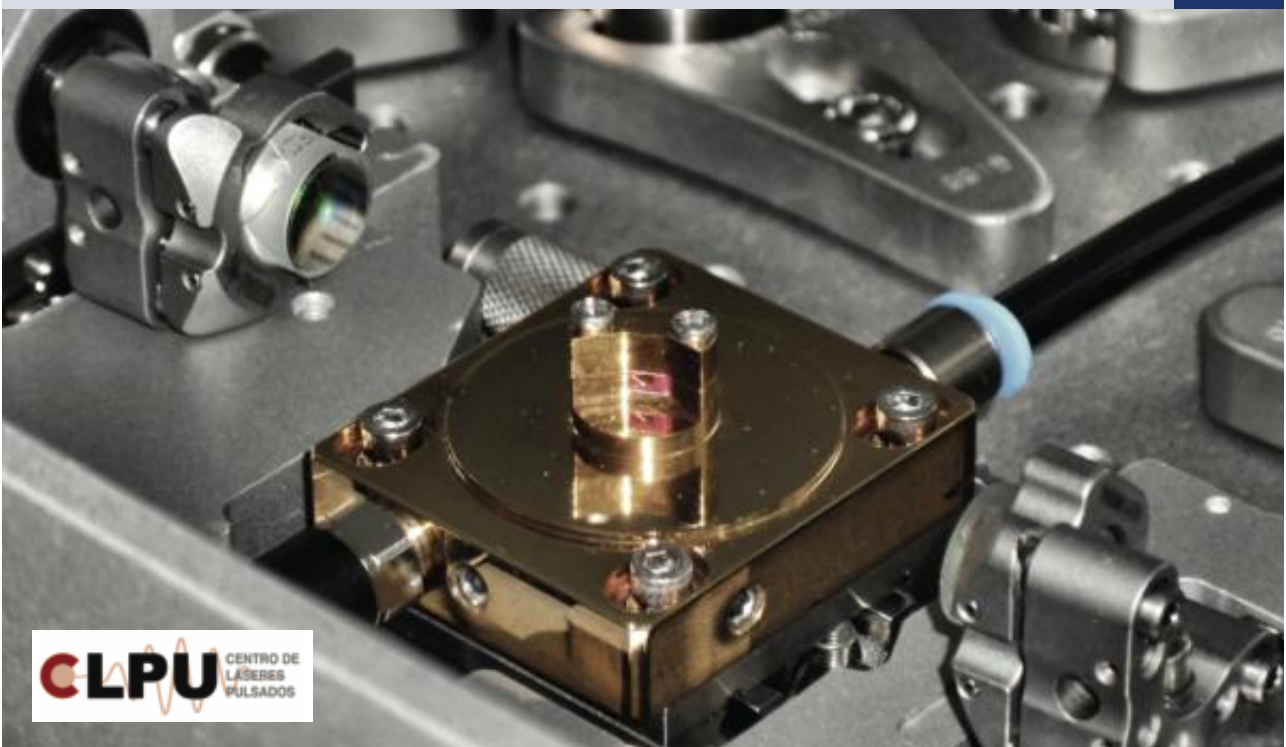


Protección radiológica en instalaciones de láseres infrarrojos intensos

Francisco Fernández
Enrique Conejero
Luis Roso

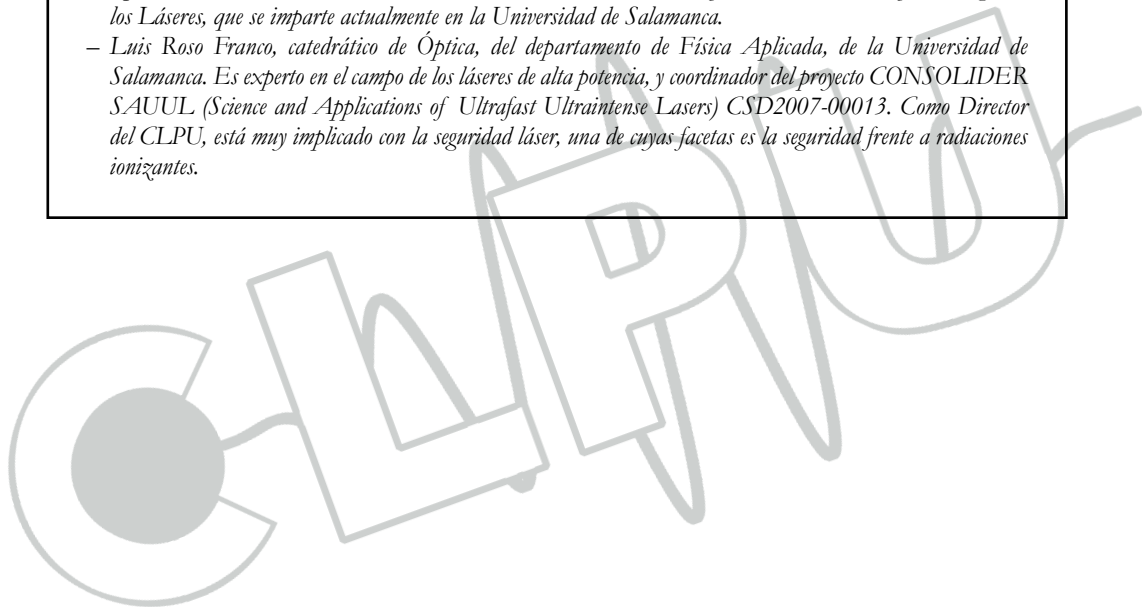


Protección radiológica en instalaciones de láseres infrarrojos intensos

**Francisco Fernández
Enrique Conejero
Luis Roso**

Los autores:

- Francisco Fernández González, *catedrático de Física Nuclear (Instituto de Física Fundamental y Matemáticas), de la Universidad de Salamanca. Además de una intensa y dilatada trayectoria investigadora en el campo de la física nuclear y de partículas, es el coordinador del Plan de Radioprotección del CLPU. Ha realizado una especial labor en los últimos años en la coordinación de estos dos campos (las radiaciones ionizantes y los láseres).*
- Enrique Conejero Jarque, *profesor titular del departamento de Física Aplicada, Grupo de Investigación de Óptica Extrema, de la Universidad de Salamanca. Coordina el Máster y Doctorado en Física y Tecnología de los Láseres, que se imparte actualmente en la Universidad de Salamanca.*
- Luis Roso Franco, *catedrático de Óptica, del departamento de Física Aplicada, de la Universidad de Salamanca. Es experto en el campo de los láseres de alta potencia, y coordinador del proyecto CONSOLIDER SAUUL (Science and Applications of Ultrafast Ultraintense Lasers) CSD2007-00013. Como Director del CLPU, está muy implicado con la seguridad láser, una de cuyas facetas es la seguridad frente a radiaciones ionizantes.*



Prohibida la reproducción total o parcial de este libro, por cualquier procedimiento, sin el permiso previo y por escrito de los titulares del Copyright.

Foto de portada: Cristal de titanio-zafiro de un oscilador *mode-locking* de pocos femtosegundos.

© 2012. Francisco Fernández, Enrique Conejero, Luis Roso

D. Legal:
Imprime:

ÍNDICE

0. Prólogo	7
1. Mecanismos de interacción radiación-materia	11
2. Introducción a los láseres	33
3. Fotoionización con radiación láser	67
4. Aceleración de una partícula cargada	101
5. Plasmas	119
6. Peculiaridades de la protección radiológica de instalaciones láser	143
7. Cálculos de blindajes	159
8. Sistemas de baja intensidad, gigavatio y alta tasa de repetición	177
9. Sistemas de alta intensidad, teravatio	187
10. Sistemas de intensidad extrema, petavatio	203
11. Conclusiones	215
Referencias	219

CALPUN



Prólogo

CALPUN

El objetivo de este libro es familiarizar al lector interesado con los fenómenos físicos que pueden llegar a convertir algunos láseres que emiten en longitudes de onda más largas que las del espectro visible en potenciales fuentes de radiación ionizante.

En régimen lineal, es bien sabido que los fotones infrarrojos o visibles no pueden ionizar átomos, ni siquiera aquellos que tienen un potencial de ionización más bajo. Por ello no existen normas de protección radiológica para este tipo de fuentes de radiación. Sin embargo, a medida que aumenta la intensidad de estos láseres y entramos en el ámbito de la óptica no lineal, la probabilidad de que ocurran fenómenos multifotónicos se va haciendo mayor.

Para intensidades moderadas, en el régimen no lineal perturbativo, son habituales fenómenos que implican unos pocos fotones (generación de armónicos de orden bajo y otros procesos de mezcla de ondas), que pueden dar lugar a radiación ultravioleta de baja energía, que no requerirá mayor precaución que la necesaria con otras fuentes de luz que emiten en la zona del ultravioleta más cercana al visible, ya sean incoherentes (lámparas de UV) o coherentes (láseres de excímero, por ejemplo).

Cuando las intensidades aumentan y los campos eléctricos asociados a los pulsos láser se acercan a los campos de ligadura atómicos, salimos del régimen perturbativo y podemos encontrar fenómenos fuertemente no lineales como la generación de armónicos de orden muy alto. Estos procesos permiten generar radiación electromagnética de decenas o centenas de electronvoltios, llegando a alcanzar la frontera de los

rayos X blandos. En general, la radiación de armónicos de orden muy alto es bastante débil y apantallarla es una tarea sencilla.

Teniendo en cuenta lo anteriormente expuesto, ¿cuál es el interés de un estudio de protección radiológica para láseres infrarrojos? En la interacción de pulsos láser ultraintensos con la materia podemos alcanzar actualmente regímenes de todavía mayor intensidad. En estas condiciones se producen una serie de fenómenos diferentes a los que pueden esperarse en la interacción láser-materia a potencias inferiores. En concreto, en este régimen ultraintenso, además de generarse fotones de alta energía, en la zona de los rayos X, es posible crear haces de partículas aceleradas que pueden alcanzar energías comparables a las de algunos aceleradores de partículas convencionales: en experimentos de interacción con medios de densidad subcrítica (gases) se han observado electrones acelerados hasta energías del orden del GeV y en experimentos de interacción con medios densos (láminas sólidas) se han detectado iones positivos de decenas de MeV.

Toda esta nueva fenomenología convierte estas instalaciones láser en generadores de radiación ionizante secundaria y hace imprescindible el diseño e instalación de elementos de protección radiológica, del mismo modo que en otro tipo de instalaciones científicas y tecnológicas (por ejemplo, en aceleradores tipo sincrotrón), pero a su vez con especificidades propias de la naturaleza de las interacciones y de la geometría de los experimentos.

Desde el inicio de la era de los láseres de pulsos ultracortos a finales de la década de 1980 con la invención de la técnica CPA (*chirped pulse amplification*), los avances en esta tecnología han sido continuos. En la década de 1990 se instalaron los primeros equipos compactos de laboratorio con los que era posible alcanzar potencias de pico cercanas al teravatio (10^{12} W), conocidos como sistemas *table-top terawatt*. Hoy en día existen muchos equipos de este tipo instalados en laboratorios de todo el mundo, que emiten pulsos con energías en el rango de los milijulios y duraciones de unas decenas de femtosegundos en longitudes de onda cercanas al visible.

Las mejoras en los bombeos y las técnicas de amplificación han permitido que aparezca la siguiente generación de láseres ultraintensos, capaces de alcanzar potencias de pico de centenares de teravattios e incluso

de petavatios (10^{15} W). Estos láseres son instalaciones de tamaño grande en el ámbito de los láseres, pero mucho menores que un gran acelerador convencional. Además, con equipos bastante más compactos es posible alcanzar potencias de decenas de teravatios, suficientes bajo ciertas condiciones experimentales para generar haces de partículas aceleradas de alta energía. En este sentido, los láseres de teravatio no están lejos de alcanzar la madurez suficiente para que se generalicen sus aplicaciones.

Aunque no es previsible que los aceleradores de partículas basados en láseres sustituyan en el futuro a los aceleradores convencionales basados en dispositivos de radiofrecuencia, sí es posible que a medio plazo puedan resultar competitivos por tamaño y coste para aplicaciones concretas.

Dado que el empleo de este tipo de láseres es relativamente reciente, los organismos nacionales e internacionales que se encargan de las recomendaciones y normas relativas a protección radiológica no han dictado un protocolo adecuado de regulaciones y procedimientos para construir el blindaje adecuado para los experimentos.

La falta de este tipo de protocolo hace que las instalaciones láser de alta intensidad definan sus propias medidas de seguridad, como suele ocurrir en el caso de grandes instalaciones internacionales, o en el peor de los casos, las ignoren, en el caso de laboratorios pequeños. Para tranquilidad del lector, conviene avisar de que cualquier láser ultraintenso no es por sí mismo una fuente de radiación ionizante. Únicamente en su interacción con la materia en condiciones muy específicas de focalización puede generar fuentes secundarias que sí sean ionizantes. Estas fuentes tienen además características particulares (direccionalidad, corta duración temporal, tasas de repetición bajas) que las diferencian de otras fuentes convencionales.

En todo caso, es necesario elaborar normas adecuadas para evitar los posibles riesgos radiológicos asociados a los láseres de pulsos ultracortos y ultraintensos y establecer un marco de seguridad en el trabajo con ellos.

El objetivo de este volumen es dar un paso en esta dirección. Dada la interdisciplinariedad del problema hemos intentado reunir una serie de temas complementarios de física de láseres y de protección radiológica

que permitan abordar el diseño de la radioprotección de este tipo de instalaciones. Somos conscientes que algunos capítulos resultarán elementales para especialistas en láseres y otros demasiado sencillos para los profesionales de la protección radiológica pero precisamente nuestra intención ha sido elaborar un documento que sirva de puente entre ambas comunidades.





Capítulo 1

Mecanismos de interacción
radiación-materia

CALPU

Este capítulo está dedicado a la descripción de los procesos que tienen lugar cuando un haz de radiación entendida en sentido amplio (fotones, partículas cargadas, iones o neutrones) atraviesan la materia. El conocimiento de estas interacciones es básico tanto para el diseño de detectores como para el cálculo y el diseño de blindaje [Leo1994], [Turner1995] [Tsoulfanidis1995] o [Podgorsak2006].

Introducción

En este capítulo analizaremos la interacción de la radiación con la materia. Entenderemos radiación en sentido amplio lo cual incluye haces de partículas cargadas pesadas tales como iones, partículas alfa o electrones, así como radiación electromagnética (fotones) y haces de partículas neutras tales como neutrones.

Cuando un haz de radiación de cualquier tipo penetra en la materia parte de la radiación puede ser absorbida completamente, otra parte puede ser dispersadas cambiando su trayectoria o atenuando su energía y finalmente parte de ella puede pasar a través del material sin sufrir ninguna interacción. Describiremos los procesos de absorción y dispersión en términos de interacciones entre las partículas que forman el haz de radiación y las partículas del material

Existen básicamente dos mecanismos mediante los cuales una partícula que atraviesa la materia puede perder energía. En el primer mecanismo la partícula pierde energía de forma gradual mediante un proceso continuo a través de muchas interacciones con el material que atraviesa. En el segundo mecanismo la partícula pierde su energía de forma abrupta. La partícula se mueve sin ninguna interacción por todo el material hasta que en una sola colisión pierde toda su energía o gran parte de su energía.

El movimiento de partículas cargadas en la materia responde al primer mecanismo mientras que los fotones se comportan de acuerdo con el segundo.

Coefficientes de atenuación

Si las interacciones de las partículas son del segundo tipo, la atenuación de un haz de partículas idénticas viajando en la misma dirección con la misma energía se describe mediante una ley exponencial. Esta ley procede del hecho de que la probabilidad de que una partícula del haz sea absorbida es proporcional al número de partículas.

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.1)$$

La cantidad μ se conoce con el nombre de coeficiente de atenuación lineal. Como veremos posteriormente este coeficiente depende de la energía de los fotones. Una cantidad que se usa normalmente es el coeficiente de atenuación másico μ_m que se obtiene al dividir el coeficiente lineal entre la densidad ρ del material.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.2)$$

Si las unidades de ρ son g/cm^3 , las de μ_m son cm^2/g .

En términos microscópicos el coeficiente de absorción está relacionado con la sección eficaz del proceso de absorción σ . El coeficiente de absorción será entonces $\mu = n_a \sigma$.

Una forma alternativa de expresar la ley de atenuación exponencial es reemplazando el coeficiente de atenuación lineal por su recíproco

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad N(x) = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.3)$$

Donde λ recibe el nombre de longitud de atenuación o recorrido libre medio.

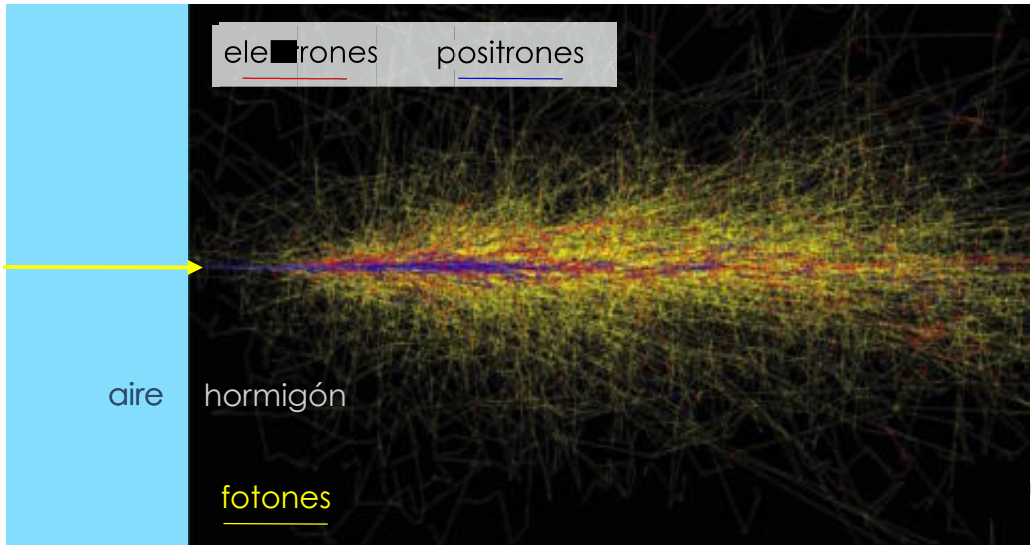


Figura 1.1. Una simulación de la interacción de un haz de fotones de un GeV con hormigón. Como puede verse, la trayectoria de los fotones es prácticamente rectilínea y va disminuyendo su intensidad a medida que avanza el haz. Las trazas amarillas que rodean el haz inicial son partículas de menor energía que se generan como consecuencia de la atenuación.

La ley exponencial siempre describe la atenuación de la radiación original. La aparición de partículas secundarias hace que la atenuación efectiva sea menor. Este proceso recibe el nombre de acumulación y deberá ser tenido en cuenta cuando se evalúen los efectos de la radiación en los blindajes.

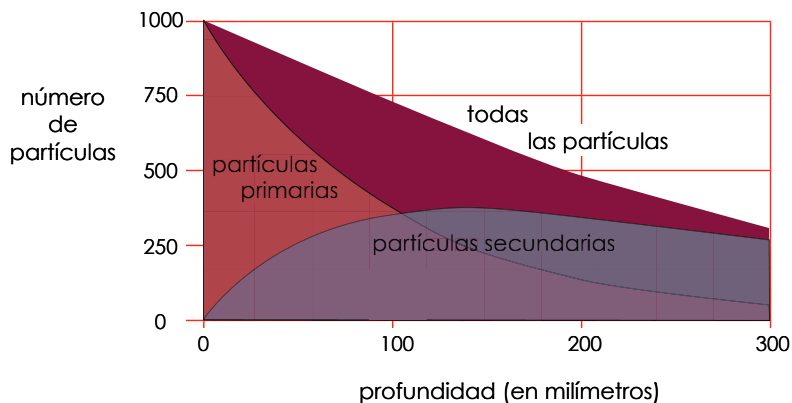


Figura 1.2. Atenuación efectiva debida al efecto de las partículas secundarias.

A continuación describiremos de forma resumida los principales mecanismos de interacción de la radiación con la materia. Una descripción más completa puede encontrarse en la bibliografía, por ejemplo en [Tsoulfanidis1995], [Turner1995]

Interacción de fotones con la materia

Los rayos gamma, los rayos X y la luz son todos haces de fotones con diferentes energías. La relación entre la energía del fotón y su longitud de onda está dada por la fórmula $E=hc/\lambda$, donde h es la constante de Planck y c la velocidad de la luz en el vacío. Como el producto hc aparecerá más veces en este capítulo es interesante disponer del valor del producto en unidades utilizadas en física atómica y nuclear

$$hc = 1.24 \text{ eV}\cdot\mu\text{m} = 1240 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \quad (1.4)$$

En unidades de electrónvoltio por micra o megaelectrónvoltio (10^6 eV) por femtómetro (10^{-15} m).

Los fotones interactúan con la materia de diversas formas dependiendo de su energía y la naturaleza del material. Los cuatro mecanismos más importantes son el efecto fotoeléctrico, la difusión Rayleigh, la difusión Compton y la formación de pares.

Efecto fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico un fotón interactúa con un electrón que se encuentra ligado bien a un átomo individual o que es compartido en un sólido por una pluralidad de átomos. En el caso del efecto fotoeléctrico atómico el fotón es absorbido por un electrón que es expulsado del átomo. Para que esto ocurra es necesario que la energía del fotón sea mayor que la energía de enlace del electrón en el átomo. La energía cinética del electrón será entonces $K = hf - E_B$. El electrón expulsado del átomo se suele denominar fotoelectrón y como el átomo queda ionizado el proceso se denomina fotoionización.

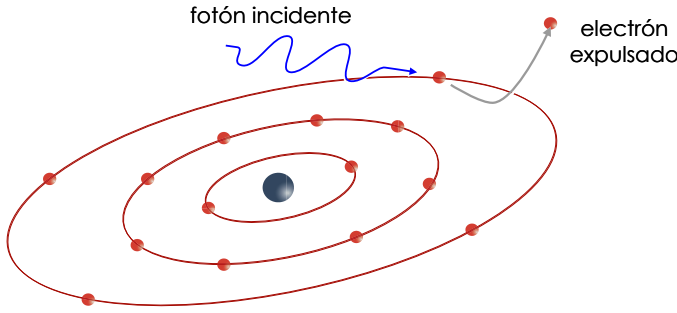


Figura 1.3. Representación esquemática del efecto fotoeléctrico. En este caso el electrón expulsado es de la capa exterior.

La sección eficaz del proceso puede calcularse en aproximación de Born obteniéndose

$$\sigma_{\phi} = \sigma_0 4\sqrt{2}\alpha^4 Z_m^5 \left(\frac{mc^2}{E\gamma} \right)^{7/2} \quad (1.5)$$

Donde $\sigma_0 = 8\pi r_e^2 / 3$, α es la constante de estructura fina y Z_m el número atómico del material. Este comportamiento de la sección eficaz determina que el coeficiente de absorción dependa fuertemente de Z_m y disminuya con la energía del fotón. Este comportamiento puede verse en la fig. 1.4 donde además se observa una serie de saltos llamados bordes de absorción que ocurren cuando el fotón tiene la suficiente energía como para arrancar un electrón de los niveles profundos del átomo. Si la energía del fotón es ligeramente inferior a la necesaria este proceso no se produce y solamente se arrancan los electrones exteriores. Sin embargo, cuando la energía del fotón es igual o ligeramente superior a la energía de enlace del electrón en el estado muy ligado este proceso se hace posible bruscamente y la sección eficaz y, por lo tanto, el coeficiente de absorción experimentan un aumento.

Los distintos bordes reciben el mismo nombre que la capa atómica de donde arrancan el electrón (K, L, M...) y son característicos de cada material por lo que en principio es posible utilizarlos para identificar los distintos elementos.

La probabilidad de absorción fotoeléctrica por unidad de longitud será entonces $\mu_{\phi} = n_a \sigma_{\phi}$ donde n_a es el número de átomos por unidad de volumen que también puede escribirse como $n_a = (N_A/A)\rho$

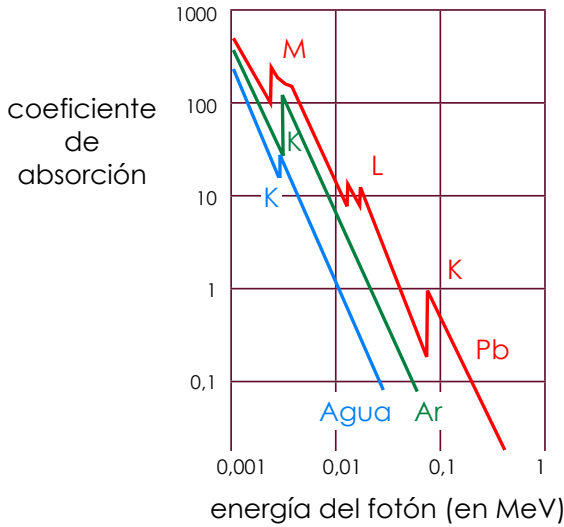


Figura 1.4. Bordes K, L, M de absorción de fotones por diferentes materiales

Efecto Compton

En este proceso, el fotón que incide sobre el electrón atómico no es absorbido por este sino que sufre una difusión inelástica. El fotón difundido tiene menor energía que el fotón inicial y la diferencia de energía se transfiere al electrón.

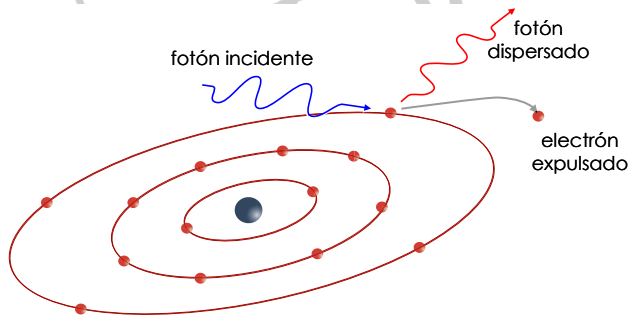


Figura 1.5. Representación esquemática del efecto Compton.

Las leyes de conservación del momento y la energía determinan que la energía transferida depende del ángulo que forman la dirección del fotón difundido con la del fotón incidente.

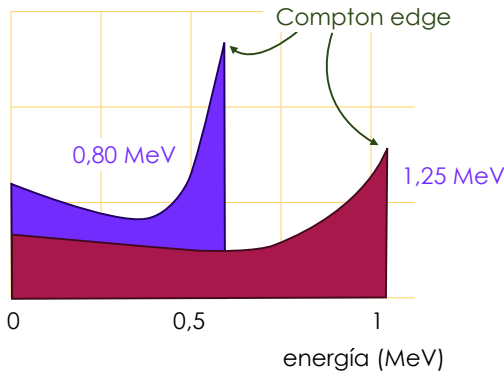


Figura 1.6. Espectro típico de fotones difundidos por efecto Compton.

Por lo tanto, la energía variará entre cero y una energía máxima (llamada borde Compton) que viene dada por

$$K_{\max} = hf \frac{2g}{(1+2g)} \quad g = \frac{hf}{m_e c^2} \quad (1.6)$$

Por ello, el espectro de los fotones difundidos por efecto Compton tiene la forma característica de la figura.

La sección eficaz de colisión de dos electrones libres se calcula a partir de la electrodinámica cuántica y se conoce con el nombre de fórmula de Klein-Nishina y puede escribirse como

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 F_{KN}(g) \quad (1.7)$$

Donde $F_{KN}(g)$ es un factor que depende exclusivamente de g . Para un átomo la sección eficaz será simplemente $\sigma_c = Z\sigma_c^e$ y por lo tanto el coeficiente de atenuación podrá escribirse como $\mu_c = (Z/A)N_A\rho\sigma_c$. Debido al factor (ZA) , el coeficiente de absorción depende débilmente de Z ya que (ZA) varía entre 1 y 0.4 a lo largo de toda la tabla periódica.

Colisiones Rayleigh

En este proceso el fotón interactúa colectivamente con todos los electrones del átomo que absorbe la energía como un todo. Es el proceso

de colisión mas importante a muy bajas energías pero todavía es mucho menos probable que el efecto fotoeléctrico. El cálculo de la sección eficaz de Rayleigh es complicado ya que involucra funciones de onda atómicas aunque puede deducirse que la sección eficaz se comporta como $Z^2/(hf)^2$ por lo que el coeficiente de atenuación $\mu_R : (N_A/A)\rho(Z^2/(hf)^2)$ variará con Z y con la energía del fotón como Z/E_γ .

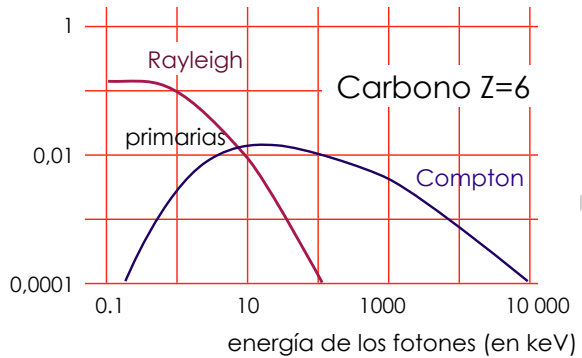


Figura 1.7. Sección eficaz de Rayleigh para el átomo de carbono.

Producción de pares

Este proceso se produce cuando un fotón con suficiente energía $E_f > 2m_e c^2$ se transforma en un par electrón-positrón. El proceso no puede producirse en el espacio libre porque necesita la presencia de un tercer cuerpo, normalmente un núcleo, para que se verifiquen los principios de conservación del momento y la energía. Como la masa en reposo del electrón (y el positrón) es 0.51 MeV, para que la formación de pares sea energéticamente posible es necesario que el fotón tenga una energía superior a 1.02 MeV.

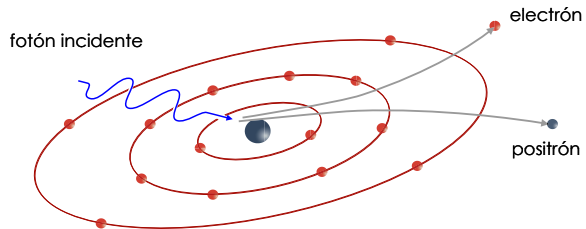


Figura 1.8. Representación esquemática de la generación de pares en las proximidades de un núcleo.

Cuando el momento extra es absorbido por el núcleo atómico, la energía de retroceso es extremadamente pequeña y el proceso es considerado como un proceso standard de producción de pares en el cual dos partículas (electrón y positrón) emergen del lugar de la interacción. Sin embargo, también puede ocurrir que el momento sea absorbido por un electrón orbital en cuyo caso se emiten tres partículas: el par electrón positrón creado y el electrón atómico. Este proceso recibe el nombre de producción triple.

La deducción de la sección eficaz para la producción de pares puede hacerse en aproximación de Born teniendo en cuenta el apantallamiento por la presencia del campo colombiano del núcleo. En general, la sección eficaz para producción de pares puede escribirse como

$$\sigma_{\kappa}^{pp} = \alpha r_e^2 Z^2 P(hf, Z) \quad (1.8)$$

donde P es una función complicada de la energía del fotón a baja energía y que es constante a energías altas. En este último caso la sección eficaz es

$$\sigma_{\kappa}^{pp} = \alpha r_e^2 Z^2 \left\{ \frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right\} \quad (1.9)$$

Es evidente de la formula anterior que la sección eficaz es básicamente proporcional a Z^2 . En el caso de la producción triple la sección eficaz es proporcional a la carga Z del material absorbente. En general, la relación entre la sección eficaz de producción de pares y la sección eficaz de producción triple viene dada por

$$\frac{\sigma_{\kappa}^{pp}}{\sigma_{\kappa}^{tp}} = \eta Z \quad (1.10)$$

donde η es un parámetro que depende exclusivamente de la energía del fotón y que varía entre 0.3 para $Z=1$ y 0.01 para valores de Z altos. Así

pues, la sección eficaz de formación de pares es básicamente proporcional a Z^2 aunque en general tenemos

$$\sigma_{\kappa} = \sigma_{\kappa}^{pp} \left\{ 1 + \frac{1}{\eta Z} \right\} \quad (1.11)$$

El coeficiente de atenuación másico se calcula a partir de la expresión anterior mediante la relación standard

$$\mu_{\kappa} \sim (N_A / A) \rho \sigma_{\kappa} \quad (1.12)$$

Atenuación de fotones

De acuerdo con las expresiones anteriores el coeficiente de absorción total de fotones será $\mu_{\gamma} = \mu_{\Phi} + \mu_C + \mu_R + \mu_{\kappa}$. Como hemos dicho anteriormente este coeficiente varía mucho con la energía lo que es necesario tener en cuenta fundamentalmente cuando se calcule la atenuación de haces de fotones polienergéticos. La variación del coeficiente de atenuación con la energía para el plomo puede verse en la figura 1.9, en la que se representan las contribuciones de los distintos mecanismos.

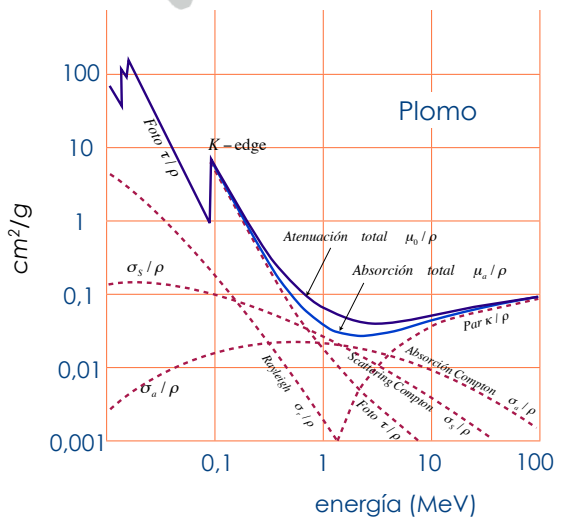


Figura 1.9. Desglose de los diversos efectos que influyen en la atenuación de fotones por átomos de plomo.

Como puede verse, el coeficiente varía fuertemente con la energía para energías menores que 1 MeV.

Tablas de los valores de μ en función de la energía tanto para sustancias elementales como para diversos compuestos y mezclas pueden encontrarse en la dirección web <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>.

Coefficientes másicos de absorción de energía

Los coeficientes de atenuación dan cuenta de los efectos que sufre un haz cuando atraviesa un material. Sin embargo muchas veces y sobre todo desde el punto de vista de la radioprotección, es interesante evaluar los efectos que sobre el material tiene el paso de la radiación. Para ello se utilizan los coeficientes másicos de absorción de energía μ_{en} . Estos coeficientes son una medida de la fracción de energía en promedio que los fotones transmiten a las partículas cargadas del material como consecuencia de su interacción con ellas. De la misma forma que para los coeficientes de atenuación másicos es necesario definir un coeficiente másico de absorción de energía para cada tipo de interacción.

En el caso de la absorción fotoeléctrica la energía transferida al medio es la diferencia entre la energía del fotón incidente y la energía de enlace de los electrones atómicos.

$$(\mu_{\phi})_{en} = \mu_{\phi} \frac{\overline{E}_{tr}}{hf} = \frac{hf - \overline{E}_{bin}}{hf} \quad (1.13)$$

En el caso del efecto Compton, la transferencia de energía se realiza a través de la energía de retroceso del electrón que colisiona con el fotón incidente. De forma análoga a la expresión anterior

$$(\mu_c)_{en} = \mu_c \frac{\overline{E}_K^c}{hf} \quad (1.14)$$

Donde \overline{E}_K^c es la energía promedio transferida al electrón de retroceso.

En el caso de las colisiones Rayleigh no se transfiere energía y por lo tanto el coeficiente de transferencia de energía es cero. Finalmente, en el proceso de formación de pares se verificará que

$$(\mu_{\kappa})_{en} = \mu_{\kappa} \frac{hf - 2m_e c^2}{hf} = \mu_{\kappa} \left(1 - \frac{2m_e c^2}{hf} \right) \quad (1.15)$$

El coeficiente másico de absorción de energía será la suma de los tres coeficientes anteriores. Una comparación con el coeficiente de atenuación másico puede verse en la figura 1.10 para el caso del aire.

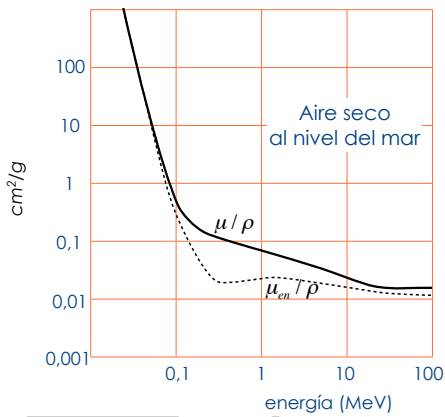


Figura 1.10. Coeficiente de atenuación másico del aire en función de la energía.

Interacción de partículas cargadas

La interacción de las partículas cargadas con la materia se produce básicamente a través de los siguientes tipos de fenómenos: la pérdida de energía por ionización, cambios de dirección mediante colisiones elásticas con la carga de los núcleos y emisión de radiación de frenado (Bremsstrahlung), relevante esta última para el caso de los electrones. El parámetro que nos permite caracterizar los diferentes comportamientos de la radiación es el parámetro de impacto b . Si el valor de este parámetro es aproximadamente igual al radio clásico del electrón r_c se producirá una colisión de la partícula con el electrón atómico que puede ser arrancado del átomo produciéndose una ionización. En el caso en que $b < r_c$, se pro-

ducirá un difusión coulombiana por interacción con la carga del núcleo. Los procesos de pérdida de energía por ionización se describen mediante la ecuación de Bethe-Bloch mientras que la difusión coulombiana se rige por la formula de Rutherford.

Como gran parte de las pérdidas de energía se deben a colisiones de la radiación con electrones atómicos del material distinguiremos por una parte la radiación de partículas cargadas pesadas y por otra la de los electrones y positrones.

Interacción de partículas cargadas pesadas

Las partículas cargadas pesadas relativistas o moderadamente relativistas pierden la mayor parte de su energía por ionización.

Para energías superiores a 100 keV, la pérdida de energía por unidad de longitud viene dada por

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 n_e \left(\frac{Z}{\beta} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (1.16)$$

en donde r_e es el radio clásico del electrón, n_e el número de electrones por unidad de volumen del material, I el potencial medio de excitación del material y que puede aproximarse por $I : 16 \times Z^{0.9}$ mientras que γ y β denotan las variables relativistas habituales.

Una representación gráfica de la perdida de energía por unidad de longitud se muestra en la figura 1.11.

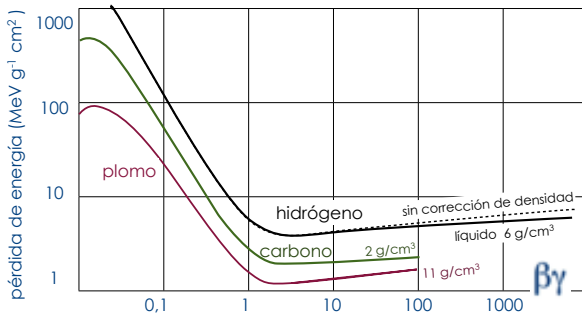


Figura 1.11. Pérdida de energía por unidad de longitud para diversos materiales.

donde se observa que a baja energía varía con la velocidad de la partícula como $1/v^2$ y presenta un mínimo para $\beta\gamma \approx 3$.

La pérdida de energía por unidad de longitud suele denominarse también poder de frenado y puede generalizarse para una mezcla de elementos mediante la expresión

$$\frac{dE}{d\varepsilon} = \sum f_i \left[\frac{dE}{d\varepsilon} \right]_i \quad (1.17)$$

Cuando el parámetro de impacto es suficientemente pequeño la interacción de las partículas cargadas con la materia se produce mediante difusión por los núcleos. Este proceso no genera pérdida de energía pero sí cambios importantes en la dirección de la partícula.

La sección eficaz diferencial para partículas con spin $1/2$ viene dada por la fórmula de Mott

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R \left(1 - \beta^2 \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.18)$$

donde $(d\sigma/d\Omega)_R$ es la sección eficaz de Rutherford

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \frac{1}{4} \left(Z_1 Z_2 \frac{m_e c}{\beta p} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{sen}^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (1.19)$$

y θ el ángulo de difusión. En el caso de partículas sin spin, la expresión para la sección eficaz diferencial es la de Rutherford.

Interacción de electrones y positrones

El hecho de que los electrones del haz de radiación sean idénticos a los electrones del material unido a la pequeñez de su masa hace que requieran un tratamiento diferenciado. La diferencia más notable es que en el proceso de frenado los e^\pm pueden emitir fotones o radiación de Brems-

strahlung. La expresión para la pérdida de energía en el caso de los electrones y los positrones tendrá un término debido a la pérdida de energía por colisiones y otro debido a la pérdida por radiación.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.20)$$

En el caso de la pérdida de energía por colisiones la expresión es muy similar a la de las partículas pesadas.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 n_e \left(\frac{1}{\beta}\right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2}{I} + 3 \ln \gamma - 1.95 \right] \quad (1.21)$$

La pérdida de energía por radiación depende de la sección eficaz de bremsstrahlung pudiendo escribirse como

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \int_0^{E_\gamma^{max}} E_\gamma n_a \frac{d\sigma}{dE_\gamma} dE_\gamma \quad (1.22)$$

La expresión anterior suele escribirse como

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_a E_i \sigma_{rad} \quad (1.23)$$

con

$$\sigma_{rad} = \frac{1}{E_i} \int_0^{E_\gamma^{max}} E_\gamma \frac{d\sigma}{dE_\gamma} dE_\gamma \quad (1.24)$$

En general, existen diversas expresiones para la sección eficaz de producción de Bremsstrahlung según se calculen en aproximación semiclásica [Jackson1962], para energías relativistas [Koch1959] o ultrarelativistas [Leo1994]. También pueden utilizarse aproximaciones fenomenológicas como la de Findlay [Findlay1989].

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = aZ^2(E_\gamma^{-1} - bE_e^{-1}) \quad (1.25)$$

con $a=11$ mbarn y $b=0.83$. La característica fundamental de todas estas expresiones es la dependencia con Z^2 . La relación entre el poder de frenado por colisiones y el poder de frenado por radiación depende de Z y de la energía del haz de electrones de acuerdo con

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{col}} \approx \frac{E \cdot Z}{750} \quad (1.26)$$

Alcance, longitud de radiación y longitud de conversión

En general, suele ser interesante disponer de una magnitud que nos dé cuenta del recorrido que pueden hacer en un material los haces de partículas antes de pararse. La forma de este recorrido varía mucho según el tipo de partículas que estemos tratando. Así, las partículas cargadas pesadas realizan una trayectoria en el medio absorbente que es prácticamente rectilínea.

En este caso, tiene sentido definir el alcance como

$$R = \int_0^{E_i} \frac{1}{(dE/dx)} dE \quad (1.27)$$

donde E_i es la energía inicial del haz. Si se mide la curva de alcance experimental se observa que la curva pasa suavemente de 1 a 0. La diferencia entre el alcance medio y el alcance total recibe el nombre de *stragglings*.

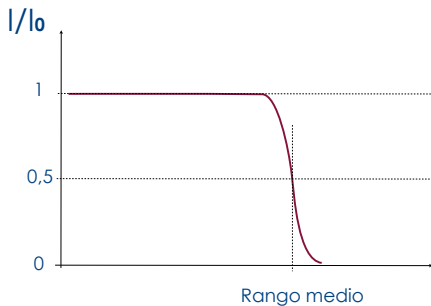


Figura 1.12. Representación esquemática de la curva de alcance.

En el caso de los electrones es más comprometido definir el alcance ya que la trayectoria de los mismos en el material es muy tortuosa. De hecho, R , tal como lo hemos definido anteriormente, viene a ser el doble del alcance lineal real de los electrones. En este caso, el alcance de los electrones y los positrones puede describirse mediante las reglas empíricas

$$\begin{aligned} R &= 0.412 \times T^{1.27-0.0954 \ln T} & 0.01 \leq T \leq 2.5 \text{ MeV}. \\ R &= 0.530 \times T - 0.106 & T > 2.5 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Para electrones de alta energía en donde el mecanismo de bremsstrahlung predomina se utiliza el concepto de longitud de radiación definida por

$$\frac{1}{X_0} = n_a \sigma_{rad} \quad (1.29)$$

y que puede interpretarse a partir de la integración de

$$\frac{dE}{E} = n_a \sigma_{rad} dx = \frac{dx}{X_0} \quad (1.30)$$

obteniendo

$$E = E_i e^{-x/X_0} \quad (1.31)$$

Lo que indica que la energía perdida por un electrón o un positrón por Bremsstrahlung es exponencial con un recorrido libre medio definido por X_0 . Una expresión fenomenológica para X_0 puede obtenerse de la recopilación de Tsai [Tsai1974]

$$X_0 = \frac{716 \times A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} [\text{gr.cm}^{-2}] \quad (1.32)$$

Una magnitud similar puede definirse para los fotones. Para altas energías el mecanismo de absorción que predomina es el de la formación de pares que, como hemos visto, da lugar a un coeficiente de atenuación

constante. Para este caso se puede definir, de forma análoga al caso de los electrones, la longitud de creación de pares o longitud de conversión X_c

$$\frac{1}{X_c} = n_a \sigma_\kappa \quad (1.33)$$

que es constante con la energía.

Interacción de neutrones

Como hemos visto en los apartados anteriores, los mecanismos de interacción de las partículas con la materia se realizan siempre mediante procesos electromagnéticos. Sin embargo, estos procesos no están permitidos en el caso de las partículas sin carga, por ejemplo los neutrones, por lo que la interacción con la materia de este tipo de partículas debe ser tratada de forma separada.

La interacción de los neutrones con la materia puede realizarse mediante procesos de colisión o mediante procesos de absorción.

En el caso de colisiones elásticas la conservación del momento y la energía permiten obtener, para un neutrón de energía E , la energía transferida al núcleo

$$\Delta E = E \frac{4m_n M}{(m_n + M)^2} \cos^2 \varphi \quad (1.34)$$

Lo que da lugar a una energía máxima y a una energía promedio transferida al núcleo

$$\Delta E = E \frac{4m_n M}{(m_n + M)^2} \quad \overline{\Delta E} = 2E \frac{m_n M}{(m_n + M)^2} \quad (1.35)$$

En el caso del hidrógeno, se verifica $M = m_p$; m_n y la energía máxima transmitida en la colisión es la energía inicial del neutrón y la energía transferida en promedio es la mitad de la energía inicial. Por esta razón, los materiales que incluyen hidrógeno o núcleos ligeros son adecuados

para frenar haces de neutrones mientras que los núcleos pesados son muy poco eficaces para este cometido.

En el caso de reacciones de captura, el neutrón capturado puede volver a ser emitido con menor energía dejando al núcleo en un estado excitado (proceso inelástico) o bien la partícula emitida puede ser un protón o un rayo gamma. Como ejemplo podemos citar dos reacciones, una de las cuales es importante para tejidos humanos: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ en la que se emite un protón y otra cuya importancia radica en su aplicación al diseño de blindaje de neutrones $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ en la que se emite un rayo γ .

Este tipo de reacciones presenta la particularidad de que para neutrones de baja energía la sección eficaz de captura exhibe una región con resonancias muy grandes. Así, el Cd presenta una resonancia para 0,178 eV de energía del neutrón incidente. Esto hace que un filtro de Cd con un espesor de 1 mm absorba esencialmente todos los neutrones con energía menores que 0.5 eV. pero sea casi transparente para energías superiores.

Un aspecto importante a tener en cuenta cuando se estudian las interacciones de los neutrones con la materia son los procesos de activación. Los núcleos estables pueden transformarse en inestables y por lo tanto radiactivos cuando se les bombardea con partículas o rayos γ con energías adecuadas. En la práctica, los procesos más comunes de activación están producidos por neutrones de baja energía que, al ser absorbidos por un núcleo estable, se transforman en un núcleo radiactivo, que a su vez puede ser inestable. Dependiendo de las vidas medias de cada uno de estos núcleos los procesos de activación pueden tener importancia cuando se diseñan blindajes.



Capítulo 2

Introducción a los láseres

CALPUN

El objetivo de este capítulo es ofrecer una breve introducción sobre el funcionamiento y las propiedades de los dispositivos láser. El lector interesado en el tema puede encontrar información más profunda y detallada en la abundante bibliografía al respecto [Alonso2010, Hecht2008, Silfoast2008, Svelto2010, Hooker2010, Renk2012, Träger2007].

¿Qué es el láser?

Láser es un acrónimo que proviene de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, es decir, se refiere al proceso de amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. Por extensión, el término láser ha terminado empleándose para nombrar al dispositivo en el que tiene lugar dicho proceso.

En términos generales la radiación láser se caracteriza por su coherencia, monocromaticidad y direccionalidad. Estas tres características diferencian al láser de otras fuentes de radiación y manifiestan en la escala macroscópica las propiedades de la emisión estimulada. En todo caso, es una simplificación asumir que la radiación láser es perfectamente monocromática, colimada y coherente, ya que en la práctica no es así. Por ejemplo, los pulsos láser ultracortos que se utilizan en los experimentos descritos en este libro tienen anchos espectrales de centenares de nanómetros, su estructura espacial puede ser bastante compleja y su coherencia temporal y espacial está limitada por su duración (decenas o centenas de femtosegundos) y su longitud (unas pocas micras).

La radiación láser está basada en la emisión estimulada, que consiste en la generación de fotones de características iguales a las de uno incidente y que es el proceso dominante cuando se da la condición de inversión de población (más población en los niveles altos de energía que en los bajos) en los niveles energéticos implicados en la generación de luz. En caso contrario se impone la emisión espontánea, en la que cada fotón emitido tiene características diferentes.

Puesto que esa inversión de población no se produce de modo natural, es necesario provocarla por medios externos. Eso es lo que se conoce como bombeo. Puede hacerse con otra fuente de luz, por colisiones generadas con una corriente eléctrica, induciendo reacciones químicas, etc. Un bombeo suficiente y la presencia de un resonador o cavidad (aunque ésta no es estrictamente necesaria) permiten que se produzca la emisión láser en medios muy distintos. La función de la cavidad es lograr que la radiación permanezca el tiempo suficiente en el medio activo para que pueda amplificarse a niveles adecuados.

Emisión láser

Conseguir radiación láser no es fácil (si lo fuera se habría inventado antes de 1960). Para que exista radiación láser la emisión estimulada debe imponerse a la emisión espontánea y eso ocurre difícilmente porque tiene que competir con el proceso de absorción.

La emisión láser puede producirse por transiciones radiativas en distintos tipos de medios (átomos aislados, moléculas, sólidos,...) en las que intervienen niveles de energía electrónicos, vibracionales, rotacionales, bandas de energía, etc. Para introducir un modelo muy sencillo de la emisión láser supongamos que la radiación se produce por una transición entre dos niveles de energía electrónicos de un medio compuesto por áto-

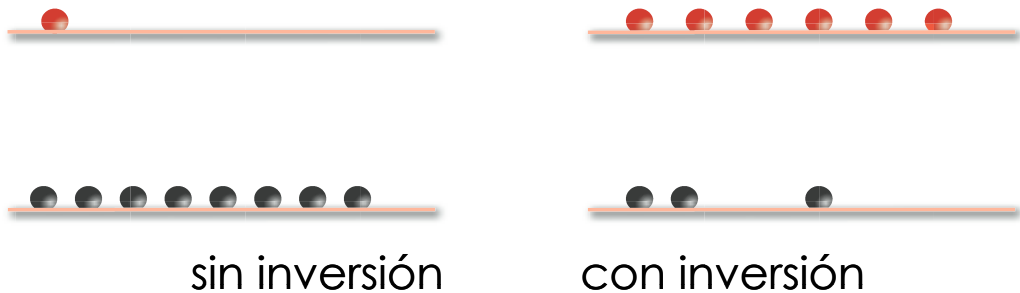


Figura 2.1. Esquema de un sistema sin inversión de población (izquierda), en el que la población está mayoritariamente en el nivel de menor energía y de otro con inversión de población (derecha), con la mayoría de población excitada.

mos idénticos suficientemente aislados para despreciar cualquier interacción entre ellos (un gas muy diluido, por ejemplo).

Entre esos dos niveles de energía, el número de emisiones estimuladas es proporcional a la cantidad de electrones que estén en el estado excitado mientras que el número de absorciones es proporcional a la cantidad de electrones que estén en el nivel fundamental. Para lograr radiación láser hay que lograr que haya más electrones en el nivel superior que en el inferior, lo que se conoce como inversión de población.

La dificultad está en conseguir inversión de población. Sabemos que en equilibrio térmico, la densidad de electrones en un estado de energía ϵ_i viene dada aproximadamente por la distribución de Maxwell-Boltzmann:

$$N_i = N_0 \exp(-\epsilon_i/k_B T) \quad (2.1)$$

Cuanto mayor sea la energía de un estado, menos electrones habrá en dicho estado. Si pensamos en dos estados de energías ϵ_1 y ϵ_2 , la relación entre sus ocupaciones será

$$N_2 = N_1 \exp(-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/k_B T) \quad (2.2)$$

así que si $\epsilon_2 > \epsilon_1$, en equilibrio térmico el estado 2 estará siempre menos poblado que el 1. La inversión de población debe alcanzarse por tanto en una situación fuera de equilibrio, que sólo puede lograrse con el bombeo.

Ecuaciones de balance

Una forma sencilla de modelar el funcionamiento de un láser son las ecuaciones de balance, que nos dicen cómo varían las poblaciones de los sistemas implicados y la amplitud del campo eléctrico. Dado que la amplificación láser no es posible en un sistema con sólo dos niveles de energía, usaremos el modelo de láser de cuatro niveles, que representa bien láseres reales como el de neodimio. Los niveles que no participan directamente en la emisión son imprescindibles para facilitar el proceso de bombeo.

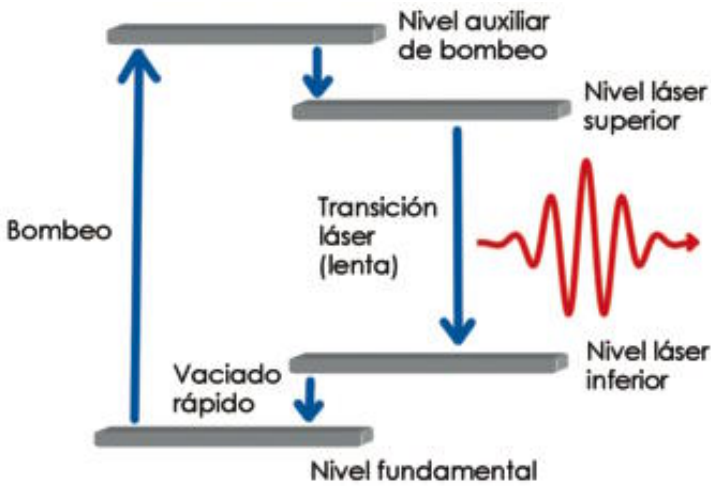


Figura 2.2. Esquema de un láser de cuatro niveles. (De [Alonso2010])

Supongamos entonces un átomo con sólo cuatro niveles de energía. De los cuatro niveles, los dos centrales son los implicados en la emisión láser. La evolución de las poblaciones (densidades relativas de los niveles, $P_i = N_i / N_{tot}$, siendo N el número de átomos en el nivel i y N_{tot} el número total de átomos) de los cuatro niveles en ausencia de campo externo viene dada por las ecuaciones

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_b}{dt} &= -\gamma_b P_b + b P_f, & \frac{dP_2}{dt} &= -\gamma_2 P_2 + \gamma_b P_b \\
 \frac{dP_f}{dt} &= -b P_f + \gamma_1 P_1, & \frac{dP_1}{dt} &= -\gamma_1 P_1 + \gamma_2 P_2
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

Las γ_1 son las frecuencias de decaimiento espontáneo de los niveles superiores y b es la frecuencia de bombeo del nivel fundamental al superior.

Es evidente que si queremos que haya inversión de población ($P_2 > P_1$) de forma estacionaria (cuando las derivadas temporales se anulan), debe verificarse que $\gamma_1 > \gamma_2$, es decir que la relajación del nivel 2 sea más lenta que la del 1.

Cuando añadimos el campo eléctrico, las ecuaciones se complican un poco más y aparece una nueva que regula la intensidad de dicho campo:

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_b}{dt} &= -\gamma_b P_b + bP_f, & \frac{dP_2}{dt} &= -\gamma_2 P_2 + \gamma_b P_b - \beta I (P_2 - P_1) \\
 \frac{dP_f}{dt} &= -bP_f + \gamma_1 P_1, & \frac{dP_1}{dt} &= -\gamma_1 P_1 + \gamma_2 P_2 + \beta I (P_2 - P_1) \\
 \frac{dI}{dt} &= -\gamma_c I + gI (P_2 - P_1)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

El término $\beta I P_2$, proporcional a la intensidad del campo y a la población del nivel 2, nos da la tasa de decaimiento por emisión estimulada del nivel 2 al 1, mientras que $\beta I P_1$ nos da la tasa de excitación del nivel 1 al 2 por absorción. En cuanto a la intensidad del campo (el láser), el término $gI(P_2 - P_1)$ nos da el balance entre emisión estimulada y absorción: cuando hay inversión de población se impone la primera y el campo láser aumenta; cuando no, disminuye. g es el coeficiente de ganancia. El término $-\gamma_c I$ representa las pérdidas del campo por distintos motivos: la propia salida del láser al exterior, defectos en la cavidad, absorción en otros niveles, etc.

Para que haya ganancia neta (que aumente la intensidad del campo) no basta únicamente con que haya inversión de población, sino que ésta debe ser lo suficientemente grande como para cancelar las pérdidas: $g(P_2 - P_1) > \gamma_c$. Es lo que se llama condición de umbral.

Las ecuaciones anteriores pueden simplificarse quedándonos únicamente con los dos niveles implicados en la emisión estimulada y entendiendo el bombeo como un mecanismo externo al sistema:

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_2}{dt} &= -\gamma_2 P_2 + \Gamma_b - \beta I (P_2 - P_1) \\
 \frac{dP_1}{dt} &= -\gamma_1 P_1 + \gamma_2 P_2 + \beta I (P_2 - P_1) \\
 \frac{dI}{dt} &= -\gamma_c I + gI (P_2 - P_1)
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

Esas serían las ecuaciones de balance para un modelo muy sencillo de emisión láser. El coeficiente de ganancia depende de parámetros de la transición: diferencia de energía entre los niveles, tiempo de vida media, sección eficaz,...

Curva de ganancia

Dado que los niveles de energía implicados en las transiciones tienen un tiempo de vida medio finito y que no están aislados del entorno, la amplificación puede producirse en un cierto intervalo espectral delimitado por la curva de ganancia. En el caso más simple, cuando el medio activo es perfectamente homogéneo y podemos considerar todos sus átomos idénticos, la curva de ganancia toma la forma de una curva lorentziana

$$g(\omega) \propto \frac{\delta\omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\delta\omega)^2} \quad (2.6)$$

Siendo ω_0 la frecuencia central de la transición y $\delta\omega$ su anchura, que es inversamente proporcional al tiempo de vida media del nivel superior.

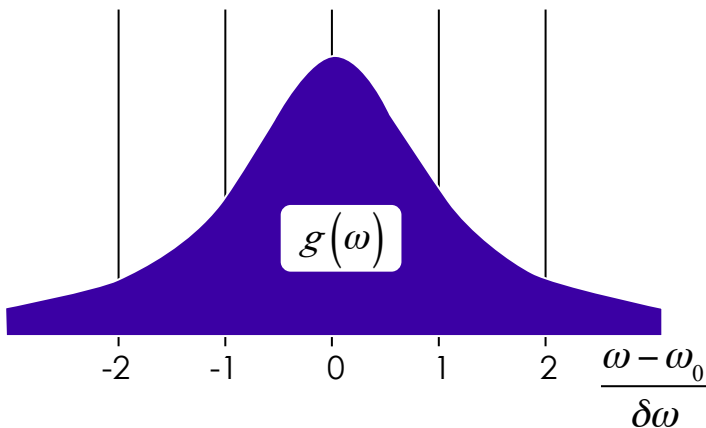


Figura 2.3. Curva de ganancia lorentziana.

En muchas ocasiones, el medio no es perfectamente homogéneo y no todos los elementos del medio activo pueden considerarse idénticos. Esto puede ser debido a causas diversas: efecto Doppler en caso de medios activos fluidos, dopaje no uniforme, distintas posiciones en la red cristalina, etc. En ese caso cada elemento tiene una curva de ganancia diferente y macroscópicamente se observa el promedio de todas ellas, que si la heterogeneidad es suficientemente grande es una curva con perfil gaussiano. Se habla entonces de ensanchamiento heterogéneo (*inhomogeneous broadening*), frente al ensanchamiento homogéneo (*homogeneous broadening*) en el caso de que los efectos de la heterogeneidad sean despreciables frente a la anchura de la curva de ganancia individual de un elemento del medio activo.

Tanto si estamos en el caso del ensanchamiento homogéneo como del heterogéneo, resulta evidente que no se puede considerar la emisión láser perfectamente monocromática: pueden amplificarse todas las frecuencias que queden por encima de la condición de umbral dentro la curva de ganancia. En muchos láseres la anchura de la curva de ganancia es muy pequeña y a efectos prácticos la emisión es monocromática. En el límite opuesto están ciertos láseres con una curva de ganancia muy ancha, cuyo espectro de emisión es comparable a, o incluso mayor que el de otras fuentes de radiación convencionales.

Efecto de la cavidad: modos del láser

La cavidad o resonador láser está formada por varios espejos entre los cuales se sitúa el medio activo. Su función principal es hacer que la luz emitida pase varias veces por dicho medio para favorecer el proceso de amplificación. Además de eso, la cavidad es determinante en el espectro de emisión del láser y en la forma espacial del haz.

El tipo de cavidad más sencillo es una cavidad lineal compuesta por dos espejos enfrentados, es decir, una cavidad tipo Fabry-Perot [Hecht2001]. En una cavidad de ese tipo sólo se transmiten bien las frecuencias que cumplen la condición (suponemos incidencia normal) $\omega_N = N\pi c/L$, siendo L la longitud de la cavidad, porque las otras sufren

interferencia destructiva. Por tanto, de todas las frecuencias que pueden ser amplificadas sólo lo serán aquellas que correspondan con las frecuencias resonantes de la cavidad, que reciben el nombre de modos longitudinales del láser.

Lo habitual es que la curva de ganancia sea más ancha que la distancia entre dos modos de la cavidad y por tanto que se amplifiquen varias frecuencias. El número de modos longitudinales puede variar entre uno, en láseres muy monocromáticos, y miles, en láseres con una curva de ganancia muy extensa. Estos últimos son especialmente interesantes porque pueden emitir pulsos de duración muy corta.

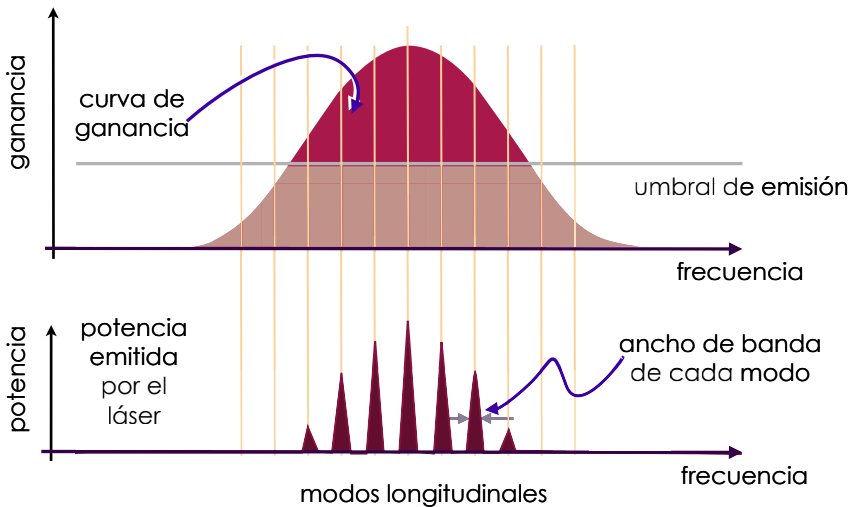


Figura 2.4. Curva de ganancia dentro de una cavidad lineal y modos longitudinales de un láser.

Además de seleccionar las frecuencias de emisión, la cavidad tiene otra importante función: determina la distribución espacial de la luz emitida. Es evidente que una cavidad no puede ser transversalmente infinita (tampoco existiría un medio activo infinito), por lo que la luz del láser no será una onda plana. La geometría del haz depende del tamaño y de la forma del medio activo y de los espejos que forman la cavidad. Las distintas distribuciones de campo que pueden ser emitidas se llaman modos transversales.

Estructura espacial. Haces gaussianos

Resulta evidente que un haz láser no es una onda plana, sino que tiene una estructura espacial más compleja. La forma del haz está determinada sobre todo por la cavidad láser y en muchos casos tiene una estructura parecida a un haz gaussiano:

$$E(x, y, z) = A \frac{w_0}{w(z)} \exp[i(kz - \phi(z))] \exp\left[ik \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right] \exp\left[-(x^2 + y^2)/w^2(z)\right] \quad (2.7)$$

Donde $E(x,y,z)$ es la amplitud del campo eléctrico del haz, siendo z su dirección de propagación y el plano xy es transversal a dicha dirección; A es la amplitud máxima; k es el número de ondas, w_0 es el radio del haz en el plano de la cintura (el plano en el que tiene una sección transversal mínima) y las funciones $w(z)$, $R(z)$, $\Phi(z)$ definen respectivamente la variación a lo largo de la dirección de propagación de la sección transversal del haz, su radio de curvatura y su desfase (fase de Gouy).

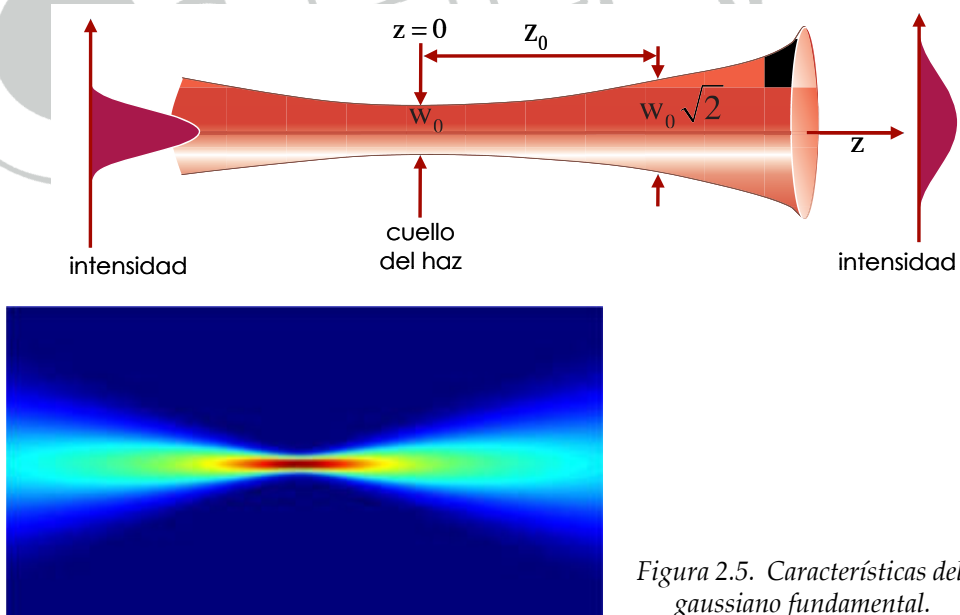


Figura 2.5. Características del modo gaussiano fundamental.

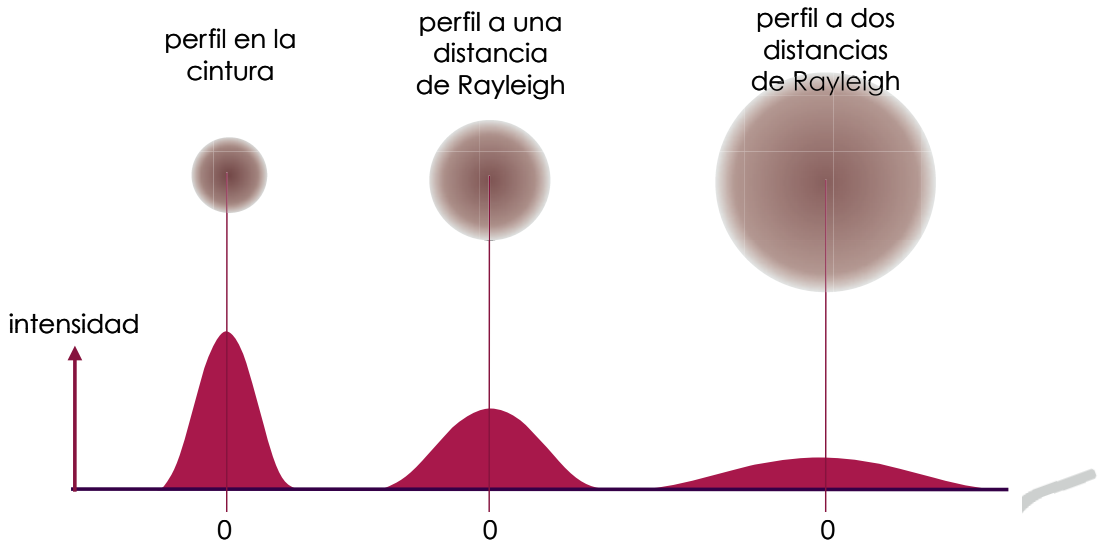


Figura 2.6. Perfil de intensidad de un haz gaussiano en el plano de la cintura (izquierda), a la distancia de Rayleigh (centro) y al doble de la distancia de Rayleigh (derecha).

El perfil de intensidad de este haz en cada plano perpendicular a la dirección de propagación es gaussiano, pero está más concentrado en el plano de la cintura y más extendido a medida que nos alejamos de dicho plano.

Además del tamaño del haz en la cintura, w_0 , son importantes otros dos parámetros: el rango o distancia de Rayleigh z_0 , que define la distancia a lo largo del eje en la cual el tamaño del haz aumenta en un factor $\sqrt{2}$, es decir, $w(z_0) = \sqrt{2} w_0$, que nos da una idea de lo concentrado que está el haz: cuanto mayor es este parámetro más colimado es el haz; y la divergencia $\theta = \pi\lambda / w_0$, que es el ángulo con el que diverge asintóticamente el haz y que resulta ser directamente proporcional a la longitud de onda e inversamente proporcional a su tamaño en la cintura. Por tanto, un haz muy focalizado tendrá una divergencia muy alta, mientras que un haz colimado estará poco concentrado.

Aparte del haz gaussiano que acabamos de describir, llamado haz gaussiano fundamental o modo transversal TEM_{00} , son posibles otras configuraciones espaciales del campo con distintas formas. Generalmente

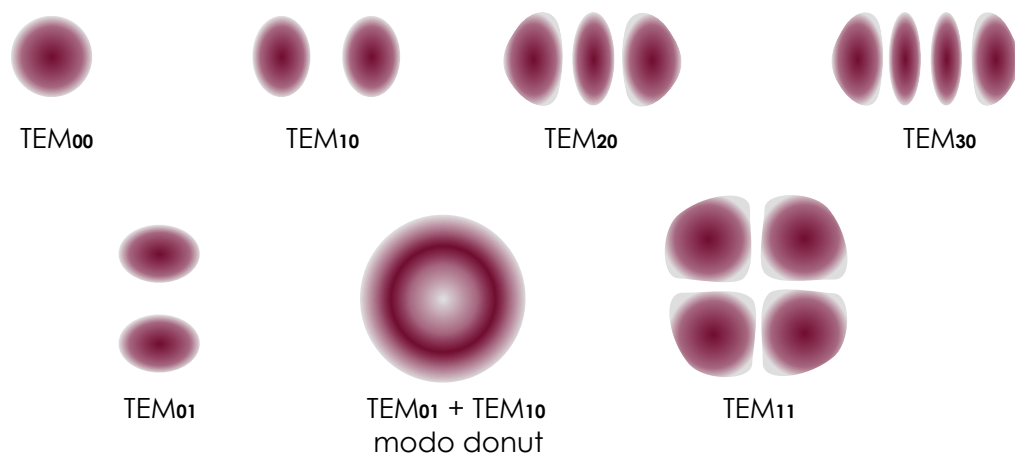


Figura 2.7. Perfil transversal de modos gaussianos de orden bajo.

serán combinaciones del fundamental y de los llamados modos gaussianos de orden superior, algunos de cuyos perfiles de intensidad podemos ver en la siguiente figura.

Los modos gaussianos son configuraciones teóricas del campo, pero los haces láser reales tienen estructuras más complicadas debido a multitud de factores: efectos del medio activo, térmicos, de las ópticas, etc. Para muchas aplicaciones es conveniente que los haces reales se parezcan todo lo posible al modo gaussiano fundamental puesto que ese tipo de haz se propaga de forma controlable a través de sistemas ópticos convencionales, por lo que es fácil de manejar en el laboratorio. En otras ocasiones son preferibles configuraciones espaciales más complejas, o con perfiles transversales más uniformes en el centro (haces supergaussianos o *top-hat*).

Tipos de láser

A día de hoy existen fuentes láser con características muy diversas. En cuanto a longitudes de onda de emisión, abarcan desde el infrarrojo hasta los rayos X; en cuanto a la potencia desde menos de un microvatío

hasta más de un petavatio; respecto a la duración de los pulsos, desde láseres que emiten en onda continua hasta otros que lo hacen en pulsos de decenas de attosegundos. Entre tanta variedad, la única característica común es que de un modo u otro todos se basan en la amplificación de la emisión estimulada, pero por lo demás pueden ser tan diferentes como un nanoláser de pozo cuántico y un láser de electrones libres en el rango de los rayos X.

A la hora de clasificar los distintos tipos de láser el criterio más habitual, que es el que vamos a seguir aquí, es hacerlo en función de la naturaleza de su medio activo. Según dicho criterio, hay tres grandes familias de láseres: los de gas, los de estado sólido y los láseres semiconductores, aunque hay algunos láseres importantes que quedan fuera de esas tres grandes familias, como por ejemplo los láseres de colorantes líquidos o los de electrones libres.

Láseres de gas

En los láseres de gas el medio activo es un gas, o más habitualmente una mezcla de gases, casi siempre a una presión muy inferior a la atmosférica. Existen muchos y muy variados láseres de gas. En general son fáciles de construir: en el caso más sencillo basta un tubo con el gas correspondiente, una cavidad formada por un par de espejos y un sistema de excitación adecuado para el bombeo.

Las transiciones que dan lugar a la emisión láser en gases pueden corresponder, por ejemplo, a niveles de energía electrónicos en átomos (por ejemplo el láser de helio-neón) o iones (láser de argón), a niveles rotacionales y vibracionales en moléculas (láser de CO_2), o a niveles electrónicos en moléculas no estables (láseres de excímero).

Dada la gran variedad en la naturaleza del medio activo de los distintos láseres de gas, también son muy diversos los mecanismos de bombeo. Uno de los más usados es la excitación producida por una descarga eléctrica que se aplica a la mezcla de gases. Lo habitual es que la descarga excite alguno de los componentes de la mezcla y que estos transfieran la energía por colisiones a los átomos activos. Por ejemplo,

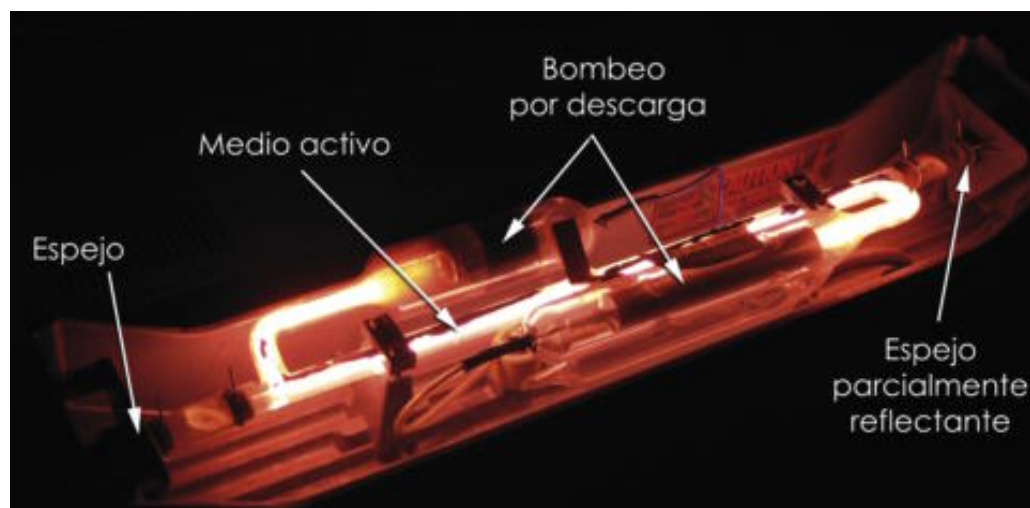


Figura 2.8. Estructura de un láser de helio-neón. (De [Alonso2010])

en los láseres de He-Ne la descarga excita los átomos de helio, que a su vez transfieren su energía a los de neón, lográndose la inversión de población.

Un mecanismo más complejo es la excitación generada por un haz de electrones o de iones. En este caso la transferencia de energía es más eficiente, pero el sistema es mucho más aparatoso y caro al incluir el correspondiente acelerador.

Otro esquema es la excitación por microondas o por ondas de radiofrecuencia, que pueden ser absorbidas por el gas para lograr la excitación. Tampoco es el mecanismo más habitual, pero se usa por ejemplo en un tipo de láseres de CO_2 excitados por radiofrecuencia que tienen aplicaciones industriales.

Algunos láseres de gas logran la inversión de población a partir de reacciones químicas exotérmicas. Es el caso, por ejemplo, de los láseres de haluros de hidrógeno.

Paradójicamente, el bombeo óptico, que es el mecanismo más utilizado en láseres de estado sólido, apenas se usa en los de gas porque generalmente su eficiencia es mucho menor que el esquema tradicional de excitación por descarga.

Láseres de estado sólido

La familia de láseres de estado sólido está formada no por todos los láseres cuyo medio activo es sólido, sino específicamente por aquellos cuyo medio activo es una matriz sólida (de cristal o de vidrio) dopada con una pequeña proporción de iones que emiten la radiación láser.

La forma y naturaleza de la matriz puede ser muy diversa y sus requisitos son la transparencia para las longitudes de onda de emisión y absorción de los iones activos, una buena estabilidad térmica y la facilidad para fabricarla. En cuanto a los iones, son de metales de transición (Cr, Ti,...) o tierras raras (Nd, Er, Yb,...). Estos iones tienen niveles de energía que permiten transiciones en el rango óptico en las que se puede conseguir la inversión de población de forma relativamente fácil.

El bombeo en los láseres de estado sólido es óptico porque no es posible generarlo por una descarga eléctrica (la matriz es aislante). A diferencia del caso de los láseres de gas, el bombeo óptico es efectivo porque los niveles de energía están ensanchados por efecto de la red cristalina, siendo posible utilizar fuentes de luz convencionales de espectro ancho u otros láseres.

Una subfamilia de los láseres de estado sólido son los láseres vibrónicos. En estos láseres los niveles electrónicos de los iones están muy ensanchados en subniveles vibrónicos por efecto de los fonones de la red cristalina. De esta forma son posibles transiciones en un rango muy amplio de longitudes de onda, lo que da a estos láseres dos propiedades fundamentales para sus aplicaciones: la sintonizabilidad y la posibilidad de emitir pulsos ultracortos. El representante más conocido de los láseres vibrónicos de estado sólido es el láser de titanio-zafiro, basado en iones Ti^{3+} situados en un cristal de corindón Al_2O_3 . Este láser es la base de la mayor parte de sistemas que emiten pulsos láser en régimen de femtosegundo en el infrarrojo cercano.

Los láseres de fibra son, en principio, una variación de los láseres de estado sólido en los que una fibra óptica asume la función de la matriz cristalina. Los iones activos son los mismos, pero la geometría provoca un confinamiento del campo electromagnético que conlleva ciertas parti-

cularidades en los mecanismos de emisión. Probablemente los mayores avances tecnológicos en los últimos años en el campo de los láseres se han producido en los láseres de fibra óptica, lo que los ha llevado de su nicho original como amplificadores en comunicaciones ópticas hasta un abanico muy amplio de aplicaciones en múltiples ámbitos.

Láseres semiconductores o de diodo

Los láseres semiconductores o de diodo constituyen la tercera gran familia de láseres. En las últimas décadas han sido los láseres más vendidos, con gran diferencia sobre el resto.

El medio activo de los láseres de diodo es una unión de materiales semiconductores y su mecanismo de emisión es muy simple: al aplicar un campo eléctrico en la zona de la unión, los portadores, electrones y huecos, cruzan la frontera entre las dos regiones, produciéndose la recombinación. Dicha recombinación, en el caso de materiales de gap directo, se produce emitiendo luz: esa es la base de los diodos emisores de luz (LEDs). La diferencia entre un láser semiconductor y un LED es una corriente mayor y la realimentación que se logra puliendo las caras del cristal para que formen una cavidad y se supere el umbral de amplificación.

En los láseres de diodo la longitud de onda de emisión depende del gap del material y, puesto que la transición se produce entre bandas de energía y no entre niveles, su salida es menos monocromática. La calidad espacial del haz también se resiente debido a la geometría de la zona de emisión.

Actualmente hay una gran variedad de láseres semiconductores, fabricados con distintos materiales y estructuras, que emiten desde el infrarrojo medio hasta el ultravioleta cercano y, agrupados en matrices, pueden alcanzar potencias de emisión de varios kilovatios en continuo o casi-continuo. En cuanto a las aplicaciones, son muy numerosas en campos tan distintos como las telecomunicaciones, el procesado de materiales, la biomedicina o la investigación científica.

Generación de pulsos láser

Los láseres pueden emitir en onda continua o en modo pulsado. De hecho, muchos tipos de láseres pueden trabajar en ambos regímenes dependiendo del método de bombeo o de cómo funcione la cavidad. La elección de uno u otro está determinada por la aplicación a la que vayan dirigidos. Si se busca gran estabilidad, la onda continua es la elección obligada. Si se necesita una gran potencia de pico no habrá más remedio que trabajar en régimen pulsado. En el caso de los fenómenos sobre los que trata este libro, las densidades de energía necesarias para que ocurran son tan elevadas que sólo pueden generarlas láseres de pulsos ultracortos.

Antes de entrar a explicar las técnicas de generación de pulsos láser, hay que resaltar un hecho de carácter general. Como es bien sabido, el teorema del ancho de banda (que podemos ver como el trasunto clásico del principio de incertidumbre de la física cuántica) nos dice que las anchuras temporal y espectral de una señal están correlacionadas de tal modo que el producto de ambas siempre tiene que ser mayor o igual que un valor fijo, llamado límite de Fourier. Por tanto, para tener pulsos muy cortos se necesitan anchuras espectrales grandes, como las que pueden amplificar medios activos con curvas de ganancia muy amplias, que dan lugar a láseres poco monocromáticos. Por el mismo motivo, los láseres de pulsos muy cortos son también aquellos que se pueden sintonizar en un rango más o menos amplio, lo que resulta útil para ciertas aplicaciones. En el límite contrario están los láseres que emiten en onda continua con una gran estabilidad temporal, que necesariamente corresponden a medios con una curva de ganancia muy estrecha.

Para generar pulsos hay varias técnicas posibles. A continuación vamos a ver las más utilizadas.

Conmutación de la ganancia

Es la técnica más intuitiva y consiste en pulsar el bombeo del láser: cuando se activa el bombeo el láser emite y cuando se desactiva deja de emitir. Esto puede lograrse tanto en láseres con bombeo óptico, como los

de estado sólido, como en aquellos que tienen un bombeo de tipo eléctrico, como los de gas. Este régimen de funcionamiento recibe los nombres de régimen normal de pulsos, o de funcionamiento libre y las duraciones que se obtienen son del orden de los milisegundos o microsegundos. El perfil temporal de estos pulsos no es suave, sino que presenta una subestructura con variaciones rápidas debido a efectos transitorios en el sistema.

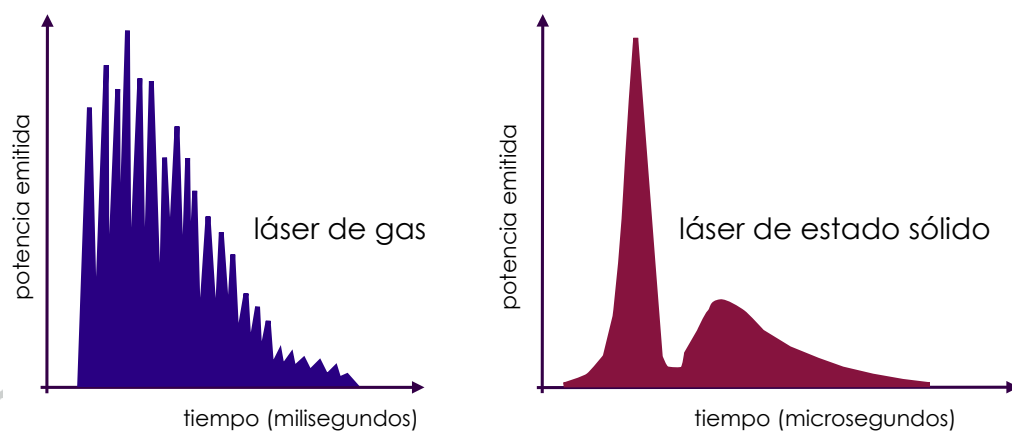


Figura 2.9. Estructura temporal de pulsos en láseres de estado sólido (izda) y de gas (dcha).

En el caso de láseres de diodo, debido al tipo de excitación, la conmutación de ganancia puede generar pulsos mucho más cortos, en el régimen de los nanosegundos.

Q-switching

La técnica de *Q-switching* o conmutación de *Q* consiste en cambiar el factor de calidad de la cavidad, es decir, sus pérdidas, para que sólo emita en ciertos intervalos. Más concretamente lo que se hace es mantener un factor de calidad bajo (pérdidas elevadas) mientras se produce la excitación en el medio activo, de forma que no hay emisión porque estamos muy por debajo de umbral y toda la energía del bombeo se acumula en el

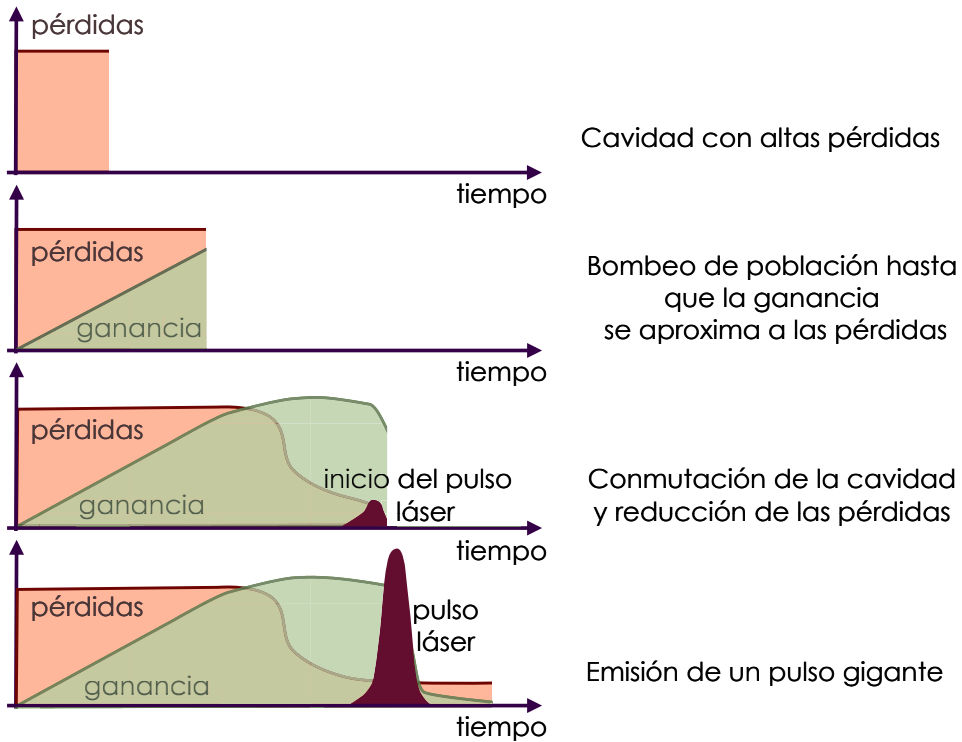


Figura 2.10. Esquema de la emisión de un pulso láser en régimen de Q-switching.

medio activo. Cuando el medio está excitado al máximo, se aumenta bruscamente Q (pérdidas bajas) y toda la energía acumulada se emite abruptamente en un pulso muy corto y energético.

Los pulsos generados con esta técnica tienen energías grandes (hasta de varios julios) y su duración es mucho más corta que en el caso de la conmutación de ganancia, estando en el orden de los nanosegundos. De esta forma pueden conseguirse potencias de pico del orden del gigavatio.

Para lograr la conmutación de la calidad de la cavidad se emplean distintas técnicas, algunas activas (rotar los espejos, introducir conmutadores electroópticos u acustoópticos,...) y otras pasivas, basadas en absorbentes saturables, materiales ópticos que transmiten mejor cuanto mayor es la intensidad de la luz, favoreciendo la emisión de pulsos cortos e intensos.

La técnica de *Q-switching* se usa sobre todo en láseres de estado sólido de alta potencia, aunque también es común en algunos láseres gaseosos como los de CO_2 . La clave para que funcione está en que el nivel de energía superior tenga una vida media bastante larga para que aguante el tiempo suficiente excitado mientras va aumentando la inversión de población.

Mode locking

Podríamos traducirlo como bloqueo de modos y es una técnica para obtener pulsos extremadamente cortos. Frente a las duraciones de nanosegundos que pueden conseguirse con el *Q-switching*, con el bloqueo de

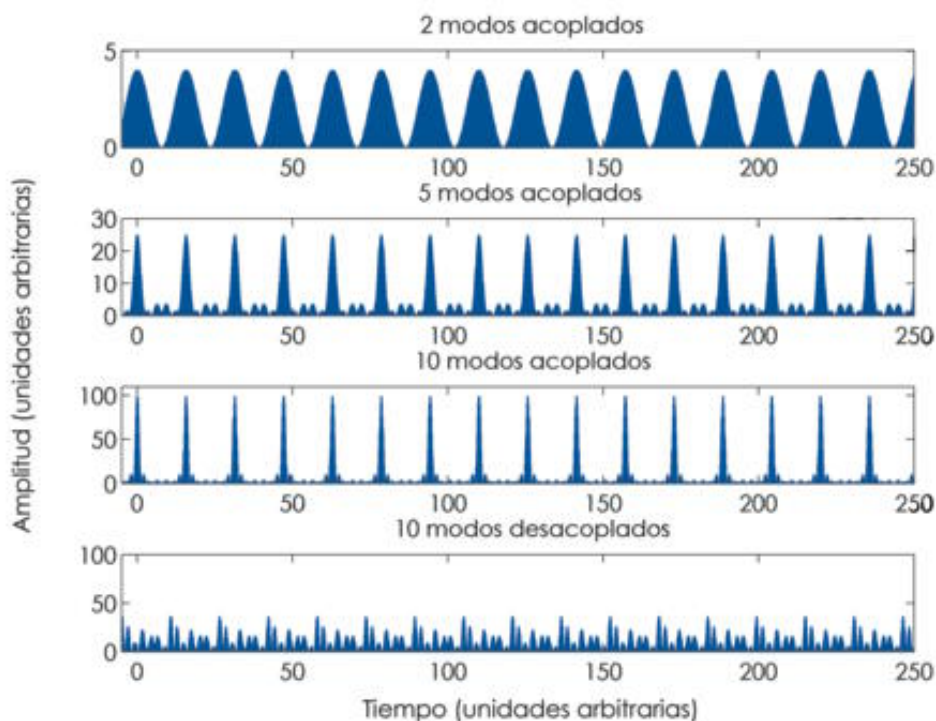


Figura 2.11. Evolución temporal de la emisión de un láser dependiendo del número de modos acoplados y comparación del caso sin mode-locking (De [Alonso2010]).

modos se han llegado a obtener pulsos de hasta 5 fs (5×10^{-15} s). La longitud de esos pulsos en el aire es de sólo dos micras, por lo que son más anchos transversalmente que largos.

El *mode-locking* se logra combinando un gran número de modos longitudinales (frecuencias) en fase. Cuando se suman ondas de frecuencias distintas con fases aleatorias el resultado es un campo de amplitud media con oscilaciones aleatorias en el tiempo. Si por el contrario todas esas ondas están en fase el resultado es una sucesión de pulsos equiespaciados muy estrechos. La anchura de esos pulsos es tanto más pequeña cuantas más ondas se suman. Por ello, un campo con muchos modos longitudinales, que en principio puede parecer poco útil desde el punto de vista de la monocromaticidad del láser, es sin embargo deseable para obtener pulsos muy cortos por medio de esta técnica.

El análisis teórico del bloqueo de modos es sencillo. Supongamos que el campo correspondiente a cada modo es de la forma $E_j(t) = E_j e^{i(\omega_j t + \Phi_j)}$, siendo E_j su amplitud, ω_j su frecuencia y Φ_j su fase. Si tenemos N modos y todos ellos tienen igual amplitud E_0 , el campo total será

$$E(t) = E_0 \sum_{j=0}^{N-1} e^{i(\omega_j t + \phi_j)} \quad (2.8)$$

Como los modos del láser están equiespaciados, tenemos que $\Delta\omega = \omega_{j+1} - \omega_j = c\pi / nL$, siendo n el índice de refracción del medio y L el tamaño de la cavidad. La intensidad será

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \left| \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} e^{i(\omega_j t + \phi_j)} e^{-i(\omega_k t + \phi_k)} \right|^2 \quad (2.9)$$

Si la fase de cada modo es aleatoria, los productos cruzados serán en promedio cero y tendremos que la intensidad es aproximadamente $I(t) = NE_0^2$, N veces la de un sólo modo. Como algunos modos estarán aleatoriamente en fase con otros, la intensidad variará un poco en el tiempo, pero no demasiado con respecto a la media.

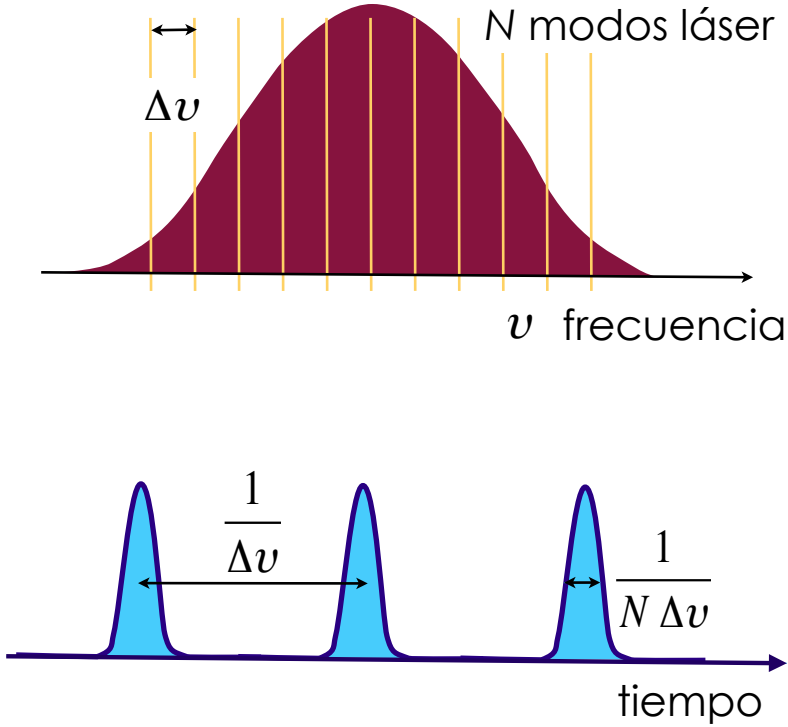


Figura 2.12. Parámetros de un tren de pulsos en mode-locking.

Supongamos ahora que todos los modos están en fase, es decir, $\Phi_j = \Phi_0$ para todo j . Entonces tenemos

$$E(t) = E_0 e^{i\phi_0} \sum_{j=0}^{N-1} e^{i\omega_j t} = E_0 e^{i\phi_0} e^{i\omega_{N-1} t} \sum_{j=0}^{N-1} e^{-ij\Delta\omega t} = E_0 e^{i\phi_0} e^{i\omega_{N-1} t} \frac{1 - e^{-iN\Delta\omega t}}{1 - e^{-i\Delta\omega t}} \quad (2.10)$$

de donde obtenemos una intensidad

$$I(t) = E_0^2 \frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)} \quad (2.11)$$

Esta función tiene máximos para tiempos dados por $\Delta\omega t = m\pi$, con m un número entero. Los máximos están separados por tanto un intervalo $\Delta t_{sep} = 2\pi/\Delta\omega = 2nL/c$. El valor de la intensidad en esos máximos es $I_{m\acute{a}x} = N^2 E_0^2$. La anchura de cada pulso viene dada por $\Delta t_p = 2\pi/N\Delta\omega = 2nL/Nc$. Se ve claramente que esa anchura es inversamente proporcional al número de modos con fase bloqueada, que estará siempre limitado por la anchura de la curva de ganancia del medio activo: cuanto mayor sea esa anchura, pulsos más cortos podremos conseguir.

La teoría es fácil. La dificultad viene a la hora de conseguir que muchos modos tengan amplitudes parecidas y la misma fase. Sin embargo, hay varias formas de hacerlo. Casi todas ellas se basan en colocar un obturador o modulador en la cavidad que está casi todo el tiempo cerrado, impidiendo la emisión láser. Al abrirse de pronto, los campos eléctricos correspondientes a todos los posibles modos aumentan simultáneamente y por tanto estarán en fase. El tamaño de la cavidad debe estar ajustado para que el tiempo que el pulso tarda en recorrerlo sea el Δt_{sep} deseado. La única diferencia está en los tipos de modulador utilizados, que pueden ser activos (si se controlan externamente) o pasivos (si actúan de forma natural). Al igual que en el caso del *Q-switching*, los moduladores activos suelen basarse en efectos electroópticos y acustoópticos, mientras que los pasivos se basan en absorbentes saturables.

Amplificación de pulsos. *Chirped pulse amplification* (CPA)

El *mode-locking* es una técnica que tiene ya más de cuatro décadas y que ha mejorado bastante en todos estos años. Con ella pueden obtenerse pulsos de sólo uno o dos ciclos ópticos en el visible y el infrarrojo cercano. El problema es que esos pulsos no pueden ser demasiado intensos por varios motivos: el primero es que el bombeo de un medio activo normal (cristal o colorante) no da para más, aunque esto podría evitarse usando varias etapas de bombeo y amplificación; el segundo es que aunque pudiéramos obtener más energía, al estar tan concentrada en el espacio y tiempo dañaría inevitablemente el medio activo y los elementos de la cavidad láser. Una solución para este segundo problema es usar pulsos más

largos en medios activos muy extensos, de forma que la energía esté menos concentrada. Esa es la vía utilizada en algunos megaláseres como NOVA o NIF, construidos en el laboratorio Lawrence Livermore para estudios de fusión nuclear. Sin embargo, esta solución no es factible en laboratorios más modestos.

Aunque para algunas aplicaciones concretas es deseable tener potencias de pico altas, durante muchos años, hasta mediados de la década de los ochenta, no se pudo superar el límite del gigavatio en láseres compactos, como los de colorante, que tienen una anchura espectral muy grande. A partir de 1985 se produjo un salto cualitativo en potencia de pico y en los últimos años se han logrado pulsos que llegan al petavatio (10^{15} W), con irradiancias en el foco mayores que 10^{21} W/cm² que suponen las concentraciones de energía más grandes logradas de forma artificial. La clave para conseguir estos niveles de potencia es la técnica llamada *chirped pulse amplification* (CPA), que podría traducirse mal como amplificación de pulsos de frecuencia variable.

La idea es la siguiente: puesto que no es posible amplificar pulsos de duración de femtosegundos, lo que se hace en primer lugar hacerlos más largos; después se amplifican y por último vuelven a recomprimirse a tamaños próximos a su duración inicial. Una vez recomprimido, el pulso se envía a su objetivo y por regla general lo volatiliza. El “truco” está en la forma de expandir y comprimir el pulso.

Hemos dicho antes que en el paso de un pulso a través de un medio material, debido a la dispersión cada frecuencia viaja a una velocidad distinta. En el caso de pulsos ultracortos esto es muy acusado puesto que están compuestos de muchas frecuencias. De esta forma, cuando la dispersión es normal el pulso se va ensanchando puesto que las frecuencias altas (azul) viajan más lentas que las bajas (rojas). El pulso así ensanchando tiene entonces una frecuencia que va variando de forma progresiva desde valores bajos a valores altos; es lo que se llama un “*chirped pulse*”. Cuando el pulso se ensancha, toda su energía se reparte en un tiempo mucho mayor, por lo que puede ser amplificado sin problemas haciéndolo pasar por un medio activo bombeado por otro láser, hasta que alcanza la misma o mayor potencia de pico que tenía antes de ser expandido. Para recomprimirlo no hay más que hacerlo pasar por otro medio

que tenga una dispersión negativa a cuya salida las distintas frecuencias vuelvan a coincidir en el mismo instante de tiempo.

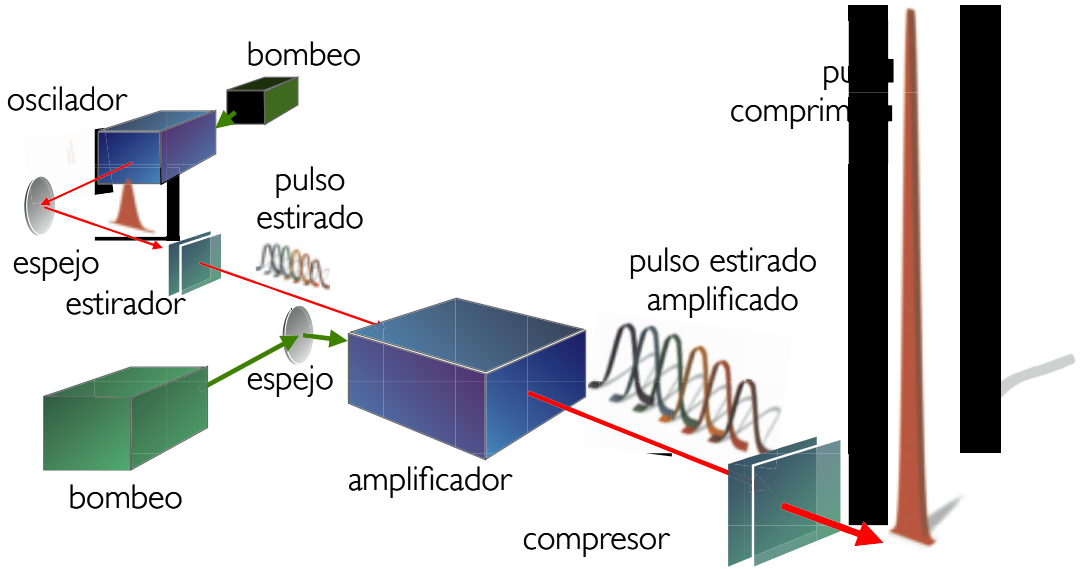


Figura 2.13. Esquema de un sistema láser CPA. (De [Alonso2010]).

Encontrar materiales con dispersión positiva es sencillo. Puede hacerse con prismas, fibras, etc. Lo difícil es encontrar materiales que tengan dispersión negativa en un amplio rango de frecuencias y además se quemarían si el pulso se recomprime dentro de ellos. La recompresión se logra por medio de varios elementos: pares de prismas dispuestos de tal modo que el camino recorrido por la luz azul es menor que el recorrido por el rojo; redes de difracción por reflexión que logran exactamente lo mismo; espejos multicapa de espesor variable (*chirped mirrors*) que hacen que cada frecuencia se refleje en un punto distinto. Para que el alargamiento y la recompresión sean idénticos, a veces se utiliza el mismo sistema en ambos, pero intercambiando los caminos que siguen las distintas frecuencias.

Actualmente hay muchos laboratorios en el mundo con láseres de potencia de pico superiores al teravatio. Estos láseres son muy compactos pues sólo necesitan una o dos etapas de amplificación con bombeos rela-

tivamente modestos. Además de estos láseres comerciales, cada vez hay más instalaciones con sistemas que superan el centenar de teravatios, y algunos que pueden alcanzar el petavatio. Estos sistemas requieren bombeos muy energéticos en varias etapas de amplificación, aunque su tamaño, a pesar de ser grande, no es comparable al de los grandes megaláseres de pulso largo.

En capítulos sucesivos hablaremos con más detalle de las instalaciones láser de muy alta potencia

Láseres de longitud de onda corta

Los láseres que hemos visto hasta ahora, incluso los de pulsos ultracortos ultraintensos, emiten en el infrarrojo y el visible. La mayoría de los láseres emiten en esas zonas del espectro ya que conseguir amplificación en longitudes de onda más cortas, como ultravioleta o rayos X es mucho más difícil al implicar transiciones muy energéticas y, consecuentemente, bombeos también más energéticos. Por ello, uno de los retos desde la invención del láser ha sido conseguir amplificación en el ultravioleta y los rayos X, la zona del espectro considerada clásicamente como radiación ionizante. Dichos láseres tienen importantes aplicaciones tecnológicas (fotolitografía), biomédicas (radiodiagnóstico) y científicas (inducción y caracterización de fenómenos ultrarrápidos de alta energía).

A continuación vamos a repasar algunos de los resultados obtenidos a lo largo de estos años en esa línea.

Láseres de excímero

El término excímero quiere decir dímero excitado. En este contexto se refiere a moléculas diatómicas compuestas de un gas noble (Ar, Kr, Xe) y un halógeno (F, Cl, Br, I), cuyo estado fundamental es altamente inestable (se disocian muy rápidamente) pero que pueden tener estados excitados con una vida media algo mayor, por lo que es posible conseguir inversión de población.

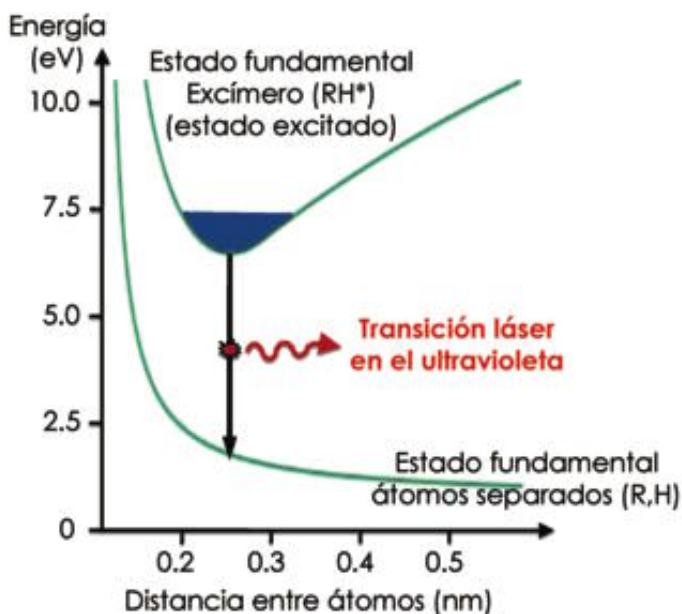


Figura 2.14. Esquema de niveles de un láser de excímero. (De [Alonso2010]).

Un ejemplo de excímero es el fluoruro de criptón. Una mezcla de flúor y criptón se somete a una descarga eléctrica y, tras una cadena de reacciones en las que intervienen átomos excitados o ionizados se llega a la formación de un estado metaestable KrF^* . El estado metaestable, tras un cierto tiempo, se disocia mediante la reacción



En este caso la frecuencia del fotón emitido corresponde a 248 nm.

Los láseres de excímero funcionan generalmente en régimen de pulsos en el rango de los nanosegundos y han sido los láseres más utilizados en esa zona espectral. La excitación puede producirse por descarga, que es el sistema más sencillo y barato, o por haz de electrones. En este último caso se consiguen potencias más altas pero los equipos son más complejos y caros.

LÁSER DE EXCÍMERO	LONGITUDES DE ONDA [NM]
ArCl	175
ArF	193
KrF	248, (275)
XeF	351, 353, (460)
KrCl	222, (240)
XeCl	308, 351
XeBr	282, (300)

Tabla 2.1. Longitudes de onda de emisión de láseres de excímero.

Los principales problemas de este tipo de láseres son la corta vida de la mezcla de gases, su capacidad de corrosión y la vida de electrodos y de sistemas ópticos. La calidad del haz también suele ser algo peor que la de otros láseres de gas visibles o infrarrojos.

Además de tener numerosas aplicaciones en la industria y la investigación, los láseres de excímero se han hecho populares por utilizarse en oftalmología en cirugía refractiva (corrección de miopía, hipermetropía y astigmatismo).

Láseres de rayos X

Hoy en día existen varias formas de generar radiación coherente de rayos X. La más investigada tradicionalmente es aprovechar la emisión espontánea de un plasma generado por láser y amplificarla con los mismos iones en los que se ha logrado inversión de población. Otra opción es generar armónicos de orden muy alto a partir de radiación infrarroja, visible o ultravioleta. Por último, puede utilizarse un láser de electrones libres (FEL) que emita en el rango de los rayos X.

Láseres de rayos X basados en plasmas

Desde la década de 1960 se han intentado conseguir láseres de rayos X basados en plasmas, con diferentes esquemas de bombeo, tanto por fotoionización como por excitación por colisiones [Attwood2007, Träger2007]. Hay muchas variantes, pero el esquema básico consiste en generar un plasma en un material sólido al hacer incidir sobre él un pulso láser infrarrojo corto e intenso. En dicho plasma existen iones con un alto grado de ionización algunas de cuyas transiciones son susceptibles de presentar inversión de población, que se aprovechan para lograr la amplificación a longitudes de onda muy cortas (se ha llegado a bajar de los 10 nm).

Este tipo de láseres basados en plasma presentan numerosos problemas. Para empezar necesitan energías de bombeo altísimas. Además, el tiempo de vida media de los niveles excitados es muy bajo. A ello se une la dificultad en tener una cavidad láser debido a la baja eficiencia de los espejos de rayos X, por lo que en muchas ocasiones estos láseres operan sin cavidad, en un régimen conocido como emisión espontánea autoamplificada (*self-amplified spontaneous emission*, SASE). La suma de todos estos problemas lleva a que este tipo de láseres tengan muy baja eficiencia, lo que unido a la complejidad de los montajes experimentales necesarios hace que sigan en fase de investigación.

A pesar de todas estas dificultades, se sigue investigando en este tipo de láseres, apareciendo nuevos esquemas de excitación y mejorando de manera notable los resultados de los primeros experimentos positivos logrados en la década de 1980.

Generación de armónicos de orden alto

La generación de armónicos es un efecto óptico no lineal mediante el cual N fotones de frecuencia ω se convierten en un fotón de frecuencia $N\omega$ al interaccionar con un medio material. La eficiencia del proceso depende de las propiedades del medio y de la intensidad del haz incidente. La aparición del láser en 1960 supuso el punto de partida de los primeros

experimentos de generación de armónicos de orden bajo (segundo o tercer armónico) ya que era la única fuente de luz que proporcionaba intensidad suficiente para que el fenómeno ocurriera con una eficiencia adecuada.

Cuando la intensidad del láser es alta pero no excesiva, los sucesivos órdenes armónicos se generan con una probabilidad que disminuye exponencialmente con su orden, por lo que en dicho régimen puede obtenerse radiación coherente en el ultravioleta cercano (tercer armónico de un láser de neodimio o de titanio-zafiro, por ejemplo), pero en ningún caso llegar a frecuencias en el ultravioleta extremo o los rayos X. Sin embargo, con la llegada de los primeros láseres de pulsos ultraintensos pronto se descubrió en experimentos de ionización multifotónica y túnel en gases que a esas intensidades el régimen perturbativo dejaba de funcionar y que tras unos primeros armónicos que sí decrecían exponencialmente, se llegaba a una región de meseta (*plateau*) en que los diferentes órdenes armónicos se generaban con intensidades del mismo orden, hasta caer abruptamente a partir de una frecuencia de corte (*cutoff*). Un modelo clásico sencillo, cuyos resultados funcionan bien experimentalmente, demuestra que esa frecuencia límite viene dada por $h\omega_{co} = I_p + 3.17U_p$, siendo I_p el potencial de ionización de los átomos que componen el medio material y U_p la energía ponderomotriz de los electrones del gas en el seno del campo del láser. Esa expresión muestra que es posible conseguir armónicos de orden muy elevado, incluso va-

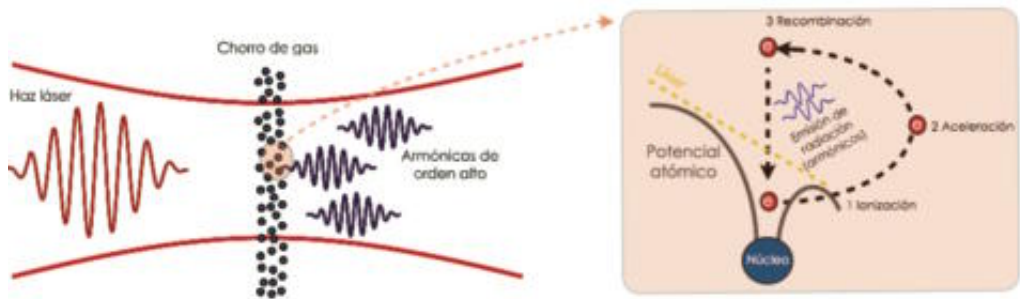


Figura 2.15. Esquema del proceso de generación de armónicos de orden alto en gases. (De [Alonso2010]).

rios centenares, con lo que puede generarse radiación láser en el rango de los rayos X blandos a partir de láseres infrarrojos o visibles muy intensos, ya que la generación de armónicos conserva la coherencia de la fuente incidente.

Desde los primeros experimentos en la década de 1980, se ha avanzado en la consecución de frecuencias cada vez más bajas y, sobre todo, en la mejora de la eficiencia del proceso, limitada por el desajuste de fase que se produce al propagarse los armónicos en el medio en el que son generados. Hoy en día se pueden construir fuentes de rayos X basadas en este efecto, pero con poca energía promedio debido a las bajas densidades del gas, a una eficiencia no muy alta y a una tasa de repetición limitada.

Una alternativa a la generación de armónicos en gases es la generación de armónicos en sólidos, que se basa en la dinámica de los electrones de la superficie de una lámina al incidir sobre ella un pulso láser ultraintenso. En sólidos no se consiguen fotones de frecuencia tan alta como en gases pero sí con mayor intensidad.

Láseres de electrones libres

Son un tipo de láser muy particular. Su medio activo no es ni sólido, ni líquido, ni gaseoso, sino un haz de electrones a velocidades relativistas que convierten su energía cinética en radiación. No hay por tanto inversión de población entre una par de niveles o bandas de energía, sino en una escalera de niveles del continuo.

En un láser de electrones libres (*free electron laser*, FEL) se hace pasar un haz de electrones a velocidades cercanas a la de la luz a través de un campo magnético periódico. Debido a la fuerza de Lorentz los electrones oscilan en dirección transversal a la de desplazamiento, lográndose bajo ciertas condiciones una emisión estimulada amplificada.

La coherencia se logra por la interacción de los electrones con la radiación emitida, que provoca su agrupamiento en pequeños paquetes desde los que emiten en fase. Este fenómeno se llama *bunching*.

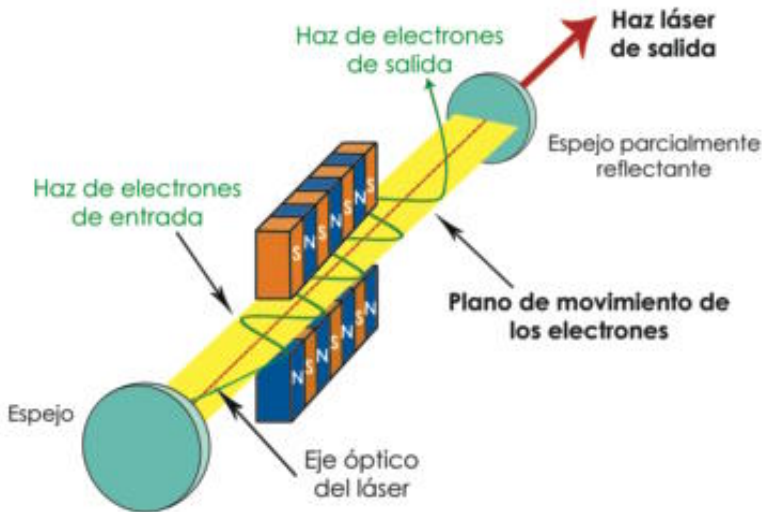


Figura 2.16. Esquema de un láser de electrones libres. (De [Alonso2010]).

La longitud de onda de emisión de los electrones depende de su energía y del campo magnético en el ondulator [Attwood2007]:

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_w^2}{2} \right) \quad (2.14)$$

siendo λ_w el período espacial del campo magnético, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ el factor relativista y K_w el parámetro del oscilador, dado por

$$K_w = \frac{eB_w \lambda_w}{2\pi m_e c^2} \quad (2.15)$$

donde B_w es la amplitud de la inducción magnética, $-e$ y m_e la carga y masa del electrón y c la velocidad de la luz en el vacío.

Dado que la longitud de onda de emisión es sintonizable variando los parámetros del haz de electrones y el ondulator, los láseres de electrones libres son enormemente versátiles. La idea inicial cuando se inventaron en 1985 era utilizarlos como fuente sintonizable en el infrarrojo

lejano, pero en la última década se han empezado a construir FELs que emiten en el UV extremo y los rayos X. Normalmente estos láseres forman parte de grandes instalaciones de aceleradores.

Dada la dificultad de tener una cavidad eficiente en rayos X, los FEL en esta zona espectral trabajan en régimen de SASE.

Nombre	Ubicación	Energía (GeV)	Emitancia (μm)	λ_{min} (nm)	Tasa de repetición (pulsos por segundo)
LCLS	EEUU	14	1	0.12	120
FLASH	Alemania	1.2	<2	4.45	8×10^3
XFEL	Alemania	17.5	1.4	0.10	27×10^3
XFEL/SPring-8	Japón	8	0.8	0.10	60
FERMI@Elettra	Italia	1.7	1	4	50
SwissFEL	Suiza	6	0.4	0.1	100
PAL XFEL	Corea	10	1	0.1	60
LCLS-II	EEUU	14	1	0.6	120
SPARX	Italia	2.4	1	0.6	100
FLASH-II	Alemania	1.2	1-1.5	4	10

Tabla 2.2. Instalaciones FEL de rayos X operativas o en construcción (De [McNeil2010]).



Capítulo 3

Fotoionización con radiación láser

CALPUN

Habitualmente se trabaja con átomos neutros. El primer punto para entender la fenomenología que se producirá en la interacción de láseres ultraintensos con materia es la ionización de los electrones. Luego vendrá su aceleración y el resto de efectos.

Introducción

Los átomos están formados por electrones que orbitan en torno a un núcleo (formado por protones y neutrones) de forma que la carga total es nula. Podemos definir ionización como el proceso de arrancar un electrón —o varios— de un átomo, dejando un ion cargado positivamente. También existe el proceso contrario, por el que un átomo neutro atrapa un electrón de más y queda con una carga total negativa. Los iones negativos son muy interesantes en física atómica y algunos como el ion hidrógeno negativo (un protón y dos electrones) han sido ampliamente estudiados por tener la peculiaridad de carecer de la escalera de estados de Rydberg característica.

Los iones negativos no nos interesan ahora, pero son muy comunes, por ejemplo el ion H^- (dos electrones y un protón) es lo que habitualmente se acelera en los ciclotrones. Tras ser acelerado, se ionizan los dos electrones y nos queda el haz de protones acelerado.

Hay muchas formas de arrancar un electrón de un átomo. Esencialmente, puede lograrse mediante colisiones con cualquier otra partícula de forma que se obtenga la energía necesaria para liberar el electrón de su orbital alrededor del núcleo. Cuando esa energía procede de un fotón, hablaremos de fotoionización. Simplificando las cosas, podemos definir fotoionización como el proceso en el que un átomo absorbe un fotón y esa energía es empleada en arrancar un electrón. Eso podría ser una primera definición que luego matizaremos más, ya que no es una relación uno a uno. Varios fotones pueden cooperar en arrancar un electrón o un fotón de suficiente energía puede arrancar varios electrones a la vez.

Fotoionización einsteniana

La emisión de fotoelectrones fue observada por vez primera por Heinrich Rudolf Hertz a finales del siglo XIX, probablemente por casualidad, en el marco de sus experimentos sobre fenómenos eléctricos. Pocos años después Philipp Eduard Anton von Lenard refinó los experimentos y mostró la existencia de un umbral de frecuencia. Se vio que si la luz no llegaba a ese umbral de frecuencia no ionizaba absolutamente nada y si era de mayor frecuencia que este umbral, entonces sí ionizaba. Además con las fuentes disponibles a principios del siglo XX la presencia de este umbral era independiente de la intensidad de la luz. Para arrancar un electrón es necesario, pues, a primera vista tener un fotón que le proporcione la energía necesaria para liberarlo de la atracción de su núcleo.

Tal experimento fue motivo de controversia por no adecuarse a las interpretaciones vigentes hasta que Albert Einstein publicó en 1905 su famoso trabajo titulado: *Un punto de vista heurístico sobre la producción y transformación de la luz* [Einstein1905]. En dicho trabajo, de índole puramente teórica, y mediante una simple y al mismo tiempo elegante comparación entre la expresión de la fórmula de la variación de la entropía en función del volumen, en los casos de la radiación electromagnética y de un conjunto de partículas independientes, Einstein señaló que la luz, por lo menos a algunos efectos (termodinámicos, estadísticos), se comporta de forma similar a la de un conjunto de partículas independientes. Entre las posibles consecuencias de esta constatación, y a modo de ejemplo, Einstein sugirió que la fotoionización podía explicarse a partir de estos *quanta* de luz. La genial conclusión final de este trabajo es que los *quanta* de luz tienen una energía E que depende sólo de su frecuencia, ν , a través de la relación $E = h\nu$, siendo h la constante de Planck.

Posteriormente Robert Andrews Millikan realizó experimentos muy refinados para su época que le llevaron a comprobar la validez de la ley del efecto fotoeléctrico tal como la había propuesto Einstein. Además Millikan realizó, entre 1912 y 1915, la primera determinación fotoeléctrica de la constante de Planck.

Hoy en día, gracias al trabajo pionero de Einstein y a los experimentos de Millikan a principios del siglo XX, sabemos que el proceso funciona de esa forma, un átomo absorbe un fotón de forma que su energía se la lleva esencialmente el electrón y su momento se lo lleva esencialmente el núcleo. Además, el momento de los fotones es tan pequeño que el efecto que tiene sobre el núcleo solo es perceptible si estamos a temperaturas muy próximas al cero absoluto, por lo que habitualmente se desprecia.

Energía de ionización

Los electrones como fermiones que son, no pueden estar todos en el estado de mínima energía, pues solo caben dos por cada estado (lo de dos es por el spin). Por ello los electrones se agrupan en orbitales de forma que conforme aumenta el número atómico se tienen orbitales cada vez más alejados del núcleo y por tanto con menor energía de ligadura. Por ello los electrones que primero se ionizarán son los que tienen una energía menor.

El cesio es el elemento de la tabla periódica que tiene la energía de ionización menor, solamente 3.89 electronvoltios, lo que corresponde a una longitud de onda de 319 nanómetros. Eso se debe a que es el alcalino de mayor peso atómico. Los alcalinos son los candidatos naturales a tener energías de ionización menores debido a que tienen una estructura de capas atómicas cerradas (gas noble) más un electrón externo solitario que ve el núcleo apantallado por esas capas atómicas llenas. Ese electrón externo se ioniza tanto más fácilmente cuanto mayor sea el número atómico. Por ello el cesio es el de menor energía de ionización y le siguen el francio (4.07 eV), el rubidio (4.18 eV), el potasio (4.34 eV) y el sodio (5.14 eV) que son los cinco átomos estables con menor potencial de ionización. Algunos transuránidos como el laurencio ($Z=103$) también tienen un electrón aislado en una subcapa que les da un potencial de ionización bajo —en el entorno de los 5 eV—.

Elemento	Z	E ion	Elemento	Z	E ion		
Cesio	Cs	55	3.89	Plomo	Pb	82	7.42
Francio	Fr	87	4.07	Manganeso	Mn	25	7.43
Rubidio	Rb	37	4.18	Rodio	Rh	45	7.46
Potasio	K	19	4.34	Tántalo	Ta	73	7.55
Sodio	Na	11	5.14	Plata	Ag	47	7.58
Actinio	Ac	89	5.17	Níquel	Ni	28	7.64
Bario	Ba	56	5.21	Magnesio	Mg	12	7.65
Radio	Ra	88	5.28	Cobre	Cu	29	7.73
Litio	Li	3	5.40	Renio	Re	75	7.83
Lutecio	Lu	71	5.43	Wolframio	W	74	7.86
Praseodimio	Pr	59	5.47	Cobalto	Co	27	7.88
Neodimio	Nd	60	5.52	Hierro	Fe	26	7.90
Cerio	Ce	58	5.54	Germanio	Ge	32	7.90
Lantano	La	57	5.57	Silicio	Si	14	8.15
Prometio	Pm	61	5.58	Boro	B	5	8.30
Samario	Sm	62	5.64	Paladio	Pd	46	8.34
Europio	Eu	63	5.67	Polonio	Po	84	8.42
Estroncio	Sr	38	5.69	Osmio	Os	76	8.44
Indio	In	49	5.79	Antimonio	Sb	51	8.61
Terbio	Tb	65	5.86	Platino	Pt	78	8.96
Protactinio	Pa	91	5.89	Iridio	Ir	77	8.97
Disproseo	Dy	66	5.94	Cadmio	Cd	48	8.99
Aluminio	Al	13	5.98	Telurio	Te	52	9.01
Galio	Ga	31	6.00	Oro	Au	79	9,23
Holmio	Ho	67	6.02	Astato	At	85	9,30
Calcio	Ca	20	6,11	Berilio	Be	4	9,32
Erbio	Er	68	6,11	Zinc	Zn	30	9,39
Talio	Tl	81	6,11	Selenio	Se	34	9,75
Gadolinio	Gd	64	6,15	Arsénico	As	33	9,79
Tulio	Tm	69	6,18	Azufre	S	16	10,36
Uranio	U	92	6,19	Mercurio	Hg	80	10,44
Ytrio	Y	39	6,22	Yodo	I	53	10,45
Yterbio	Yb	70	6,25	Fósforo	P	15	10,49
Torio	Th	90	6,31	Radón	Rn	86	10,75
Escandio	Sc	21	6,56	Carbono	C	6	11,26
Zirconio	Zr	40	6,63	Bromo	Br	35	11,81
Vanadio	V	23	6,75	Xenón	Xe	54	12,13
Niobio	Nb	41	6,76	Cloro	Cl	17	12,97
Cromo	Cr	24	6,77	Hidrógeno	H	1	13,60
Hafnio	Hf	72	6,82	Oxígeno	O	8	13,62
Titanio	Ti	22	6,83	Criptón	Kr	36	14,00
Molibdeno	Mo	42	7,09	Nitrógeno	N	7	14,53
Tecnecio	Tc	43	7,28	Argón	Ar	18	15,76
Bismuto	Bi	83	7,29	Flúor	F	9	17,42
Estaño	Sn	50	7,34	Neón	Ne	10	21,56
Rutenio	Ru	44	7,36	Helio	He	2	24,59

Tabla 3.1. Energías de ionización del electrón más externo para los diversos elementos de la tabla periódica (sólo se incluyen hasta Z = 92, uranio, y se han omitido los transuránidos). La energía de ionización es muy poco dependiente del isótopo de que se trate. La columna Z indica el número atómico y la columna E ion indica la energía de ionización.

En el otro extremo de energías de ionización encontramos al helio (24.59 eV). El helio tiene sus dos electrones en la capa K —la más interna— y por ello arrancar uno de ellos es muy difícil. Evidentemente arrancar un electrón de la capa K atómica será siempre muy costoso energéticamente —pues es la capa más cercana al núcleo— y más cuanto mayor sea el número atómico, pero entonces ya no será un electrón externo. La fotoionización de electrones internos puede llegar a requerir fotones de decenas de keV de energía.

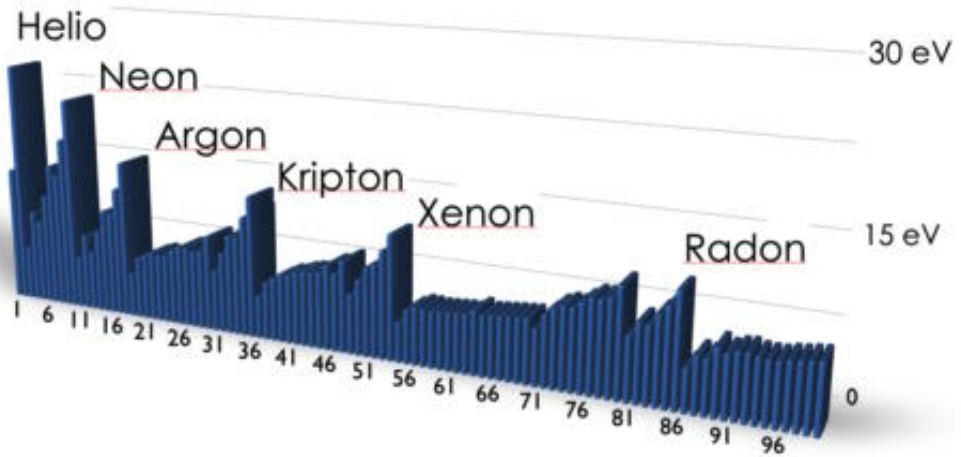


Figura 3.1. Energías de ionización de los diferentes elementos de la tabla periódica. Las energías mostradas son las de la ionización del primer electrón, i.e. del electrón menos ligado al átomo. El eje horizontal corresponde al número atómico Z (la ionización es muy poco dependiente del isótopo). Por claridad se han indicado los gases nobles que corresponden a capas electrónicas llenas y por ello a potenciales de ionización altos. Los alcalinos serán los de menor energía de ionización al perder el electrón aislado de la última capa.

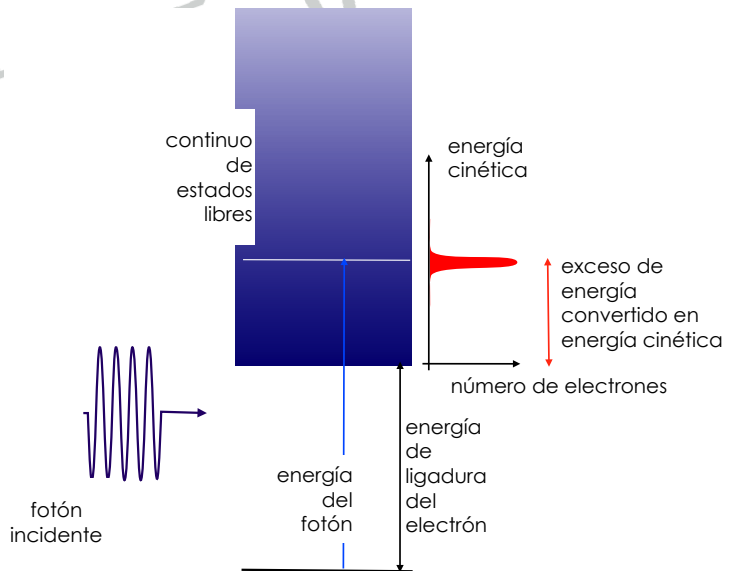
Por todo ello, el criterio comúnmente aceptado de considerar radiación ionizante por debajo de los 100 nm de longitud de onda, es decir, para energías de los fotones por encima de los 12.4 eV es muy razonable, como se puede apreciar sin más que ver la tabla adjunta de energías de fotoionización. La legislación española define como radiación ionizante, aquella radiación electromagnética cuya longitud de onda que queda por debajo de los 100 nanómetros (esa longitud de onda corresponde al ultra-

violeta de vacío). Concretamente en el Boletín Oficial del Estado Español del jueves 26 de julio del 2001 aparece publicado el Real Decreto 783/2001 de 6 de julio, del Ministerio de la Presidencia, por el que se aprueba el Reglamento sobre protección sanitaria contra radiaciones ionizantes. Este Real Decreto contiene un ANEXO I donde se definen los conceptos más relevantes. En la página 27.300 se encuentra la definición de radiación ionizante. Textualmente se lee:

Radiación ionizante: transferencia de energía en forma de partículas u ondas electromagnéticas de una longitud de onda igual o inferior a 100 nanómetros o una frecuencia igual o superior a 3×10^{15} hertzios, capaces de producir iones directa o indirectamente.

Este extenso Real Decreto ha sido actualizado posteriormente en algunos de sus puntos, pero a nuestro conocimiento, la definición de radiación ionizante sigue vigente a la fecha de publicación de este libro. Además esta definición ha sido adoptada subsidiariamente en legislaciones regionales y locales.

Figura 3.2. Efecto fotoeléctrico einsteniano. La característica principal de esta fenomenología es que se ioniza solamente cuando el fotón tiene una energía suficiente para vencer la energía de ligadura del electrón, I_p . Esta es la fenomenología dominante para fuentes de radiación de muy baja intensidad.



Como conclusión de este apartado, en la figura 3.2 representamos esquemáticamente el efecto fotoeléctrico einsteniano. La signatura típica de este efecto es que el número de electrones libres es directamente proporcional a la intensidad. Por cada fotón puede haber un electrón emitido, y el número de fotones es proporcional a la intensidad. Hemos empleado una notación algo más habitual, $E = \hbar \omega$, donde $\omega = 2\pi\nu$ y $h = 2\pi\hbar$ es la constante de Planck, que da la relación entre energía y frecuencia. En la figura 3.2, I_p indica la energía que el fotón ha de superar, es decir, la energía de ionización, para un átomo, o bien la función de trabajo, para un metal. Einstein en su trabajo de 1905 habló de la similitud con un conjunto de partículas en el contexto de la generación y transformación de la luz. Utilizó la denominación de quanta de energía luminosa y posteriormente empleó simplemente el nombre de quanta de luz (*lichtenergiequanta*). Planck, Einstein, Bohr, hablaban de un quantum de luz. El concepto de fotón con ese significado apareció posteriormente.

Muchas veces se considera que el efecto fotoeléctrico es una prueba irrefutable de que la radiación electromagnética está cuantificada. Existen otras muchas pruebas experimentales de la cuantización de la radiación, pero el efecto fotoeléctrico no es una de ellas. La interpretación dada por Einstein fue solamente una interpretación heurística que distaba mucho de ser completa. A mediados de los años veinte se produjo una nueva etapa de gran progreso de la Física con los trabajos de Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger y Paul A.M. Dirac que desarrollaron la mecánica matricial, la mecánica ondulatoria y la mecánica cuántica e introdujeron el concepto de función de onda y su interpretación probabilística. Eso completó la concepción heurística de Einstein y permitió una descripción mucho más afinada del efecto fotoeléctrico que sigue vigente en la actualidad.

La explicación moderna del efecto fotoeléctrico

Posiblemente el hito más significativo en cuanto a la fotoionización fue la descripción ondulatoria introducida por Schrödinger [Schrödinger1926, Wentzel1926]. Lo más notable es que se demostró rápidamente que la “nueva teoría cuántica” podía describir el efecto fotoeléctrico sin

emplear fotones o quanta de luz, usando sólo un campo electromagnético clásico dependiente del tiempo [Beck1927], sin necesidad de introducir el concepto de fotón o de cuanto de energía.

Una onda electromagnética clásica, con su oscilación a una frecuencia determinada, que se acopla a un átomo cuántico en el formalismo de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo es un excelente modelo para entender, describir y hacer predicciones sobre fotoionización [Briggs2001].

Para hacer un modelo cuántico convincente pero no excesivamente complejo, podemos considerar que el átomo tiene un solo electrón. Ese electrón está ligado al núcleo (o al ion restante) por un potencial $V(r)$, con simetría esférica. Así tenemos un único electrón activo en cuanto a la fotoionización. El ejemplo por excelencia de ese sistema sencillo es el átomo de hidrógeno.

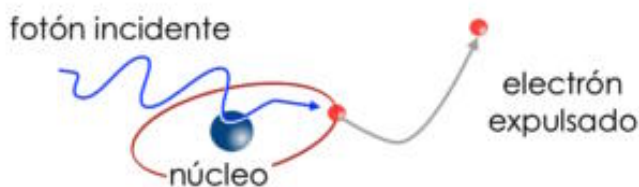


Figura 3.3. Representación esquemática de la interacción de un fotón con un átomo hidrogenoide, es decir, un átomo con un solo electrón.

A pesar de todo, esto sigue siendo un sistema a dos partículas. Una, el núcleo, con mucha más masa que la otra, el electrón. Para hacerlo de forma adecuada deberíamos considerar la interacción del campo electromagnético del láser tanto con el electrón como con el núcleo. Esto se escapa del alcance de este libro, pero no es excesivamente complejo. Sin demostrarlo, podemos comentar que en este contexto, cuando se considera un sistema a dos partículas con masas muy diferentes como este (la masa del núcleo es mucho mayor que la del electrón), el resultado es que el momento del fotón se acopla con el movimiento del centro de masas (es decir con el movimiento del núcleo) mientras que la energía del fotón se acopla con el movimiento relativo (es decir con el movimiento del elec-

trón). Como no estamos interesados en analizar el momento del átomo podemos limitarnos a pensar que el núcleo tiene masa infinita y siempre está quieto en el origen de coordenadas. Así las cosas se simplifican y podemos hacer un modelo sencillo. Siempre podemos proponer como un ejercicio al lector el escribir la ecuación de Schrödinger de dos partículas, electrón y protón, ver como influye que una de ellas sea mucho más masiva que la otra y ver como se desacopla el movimiento de la coordenada relativa y del centro de masas.

Con todos esos puntos, átomo de un electrón, con un núcleo quieto en el origen de coordenadas de masa infinita, y con un potencial de ligadura electrón-núcleo $V(r)$ que puede ser simplemente coulombiano (para el hidrógeno) o tener otros factores de apantallamiento (por ejemplo para el electrón externo de un alcalino), la ecuación de Schrödinger queda

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2m_e} \mathbf{p}^2 + V(r) \right\} \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (3.1)$$

donde φ es la función de onda cuántica del electrón considerado, m_e es la masa del electrón y \mathbf{p} es el momento.

Una onda electromagnética viene descrita por un potencial vector $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$. No es ninguna restricción suponer que el potencia escalar es nulo, es simplemente una elección de gauge. Evidentemente el campo electromagnético que describe la onda esta dado por

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \text{y} \quad \mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A} \quad \text{con} \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (3.2)$$

Insistimos en que aunque hablemos de fotón, lo que tenemos es un campo clásico. Como es una onda electromagnética transversal, se ha de cumplir además que la divergencia del potencial vector sea nula, esta es la condición de transversalidad que siempre suponemos que se cumple.

La ecuación de Schrödinger que describe un átomo mono-electrónico en interacción con una onda electromagnética (transversal) es,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2m_e} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + V(r) \right\} \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (3.3)$$

V es la parte exclusivamente atómica (interacción electrón-núcleo), y A es el potencial vector de la onda electromagnética.

Si desarrollamos el cuadrado que aparece en el hamiltoniano, la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo nos queda,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2m_e} \mathbf{p}^2 + \frac{e}{m_e c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{p} + \frac{e^2}{2m_e c^2} A^2(\mathbf{r}, t) + V(r) \right\} \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (3.4)$$

Por claridad, podemos ir analizando cada uno de los términos que aparecen, y que al final nos van a dar cuenta de diversos efectos de la dinámica electrón-láser [Gavrila1992].

- El término \mathbf{p}^2 indica la energía cinética del electrón. Ese término es el que describe el movimiento de una partícula cuántica libre.
- El término $V(r)$ indica la energía potencial debida al núcleo. Este término junto al anterior son los que describen la estructura de niveles cuantificados de un átomo (para el caso de un único electrón).
- El término $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ indica el acoplamiento entre el átomo y la onda. Ese término es el causante de los procesos de absorción/emisión del campo, es decir del acoplamiento entre electrón y láser. Por otro lado, ese término es el que hace que la ecuación de Schrödinger no sea separable.
- Por último, el término con A^2 es el termino ponderomotriz, indica la energía que adquiere el electrón por estar dentro del láser. Su gradiente origina una fuerza, la fuerza ponderomotriz que tiende a expulsar los electrones de las zonas en las que el laser es más intenso. Sin embargo, esto es una falsa simplificación que puede llevarnos a error al hacer un cambio de gauge. Además, con la llegada de los láseres pulsados ultra-intensos, el término A^2 se ha convertido en fundamental. Es responsable de muchos efectos que se han observado y que iremos mencionando.

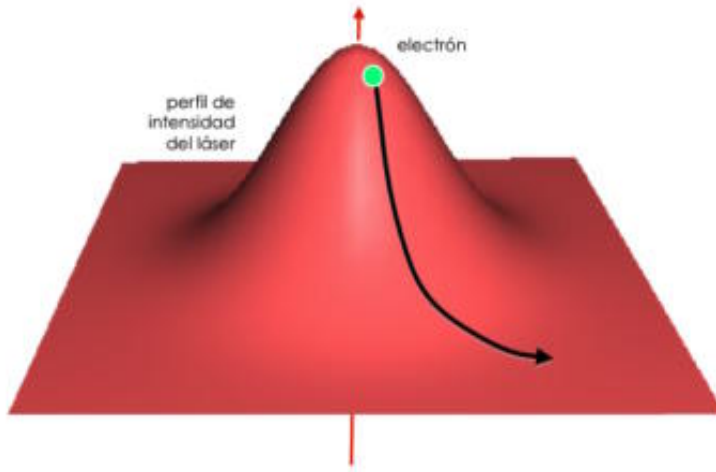


Figura 3.4. Representación esquemática de la fuerza ponderomotriz. Un electrón que se encuentre en el seno de una onda adquiere un movimiento oscilatorio que le da una energía cinética. Eso implica que el electrón tendrá menos energía en el exterior del láser y por ello tenderá a salir del haz. El eje vertical de la figura indica el eje de propagación del haz.

Campo clásico o cuántico

El potencial vector del campo electromagnético lo hemos escrito hasta ahora con una dependencia genérica en espacio y tiempo, con la única restricción de la transversalidad. Evidentemente si pensamos describir un láser podemos escribirlo de una forma más adecuada que enfatice su carácter oscilatorio:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_0(\mathbf{r}, t) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (3.5)$$

donde A_0 es la envolvente lentamente variable del campo y donde el coseno indica la oscilación a una frecuencia central ω . Evidentemente \mathbf{k} indica la dirección de propagación y su módulo $k = \omega/c$ es el número de ondas. Esa notación se mantendrá a lo largo del capítulo.

Aproximación dipolar

La aproximación dipolar consiste en considerar que la longitud de onda es prácticamente infinita y que el campo es prácticamente constante

en el espacio, o por lo menos constante en el rango que distancias que nos interesa estudiar. Esta aproximación está a menudo (pero no siempre) justificada en óptica cuántica, pues la longitud de onda de un láser es mucho mayor que las dimensiones típicas de los átomos.

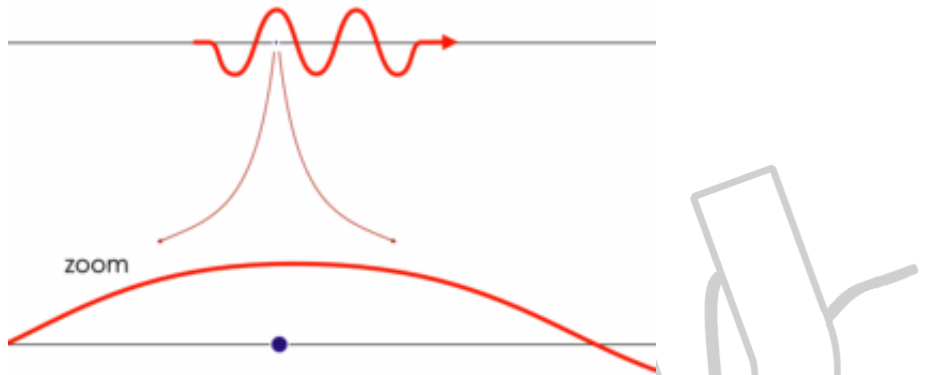


Figura 3.5. Representación esquemática de la aproximación dipolar eléctrica. Típicamente la longitud de onda del láser está en el orden del micrómetro mientras que el tamaño de un átomo es del orden de una fracción de nanómetro (tres o cuatro órdenes de magnitud menor). La parte inferior es un zoom de la superior, para enfatizar que átomo y longitud de onda son dos escalas muy diferentes y por ello la aproximación dipolar tiene pleno sentido en un rango de parámetros muy amplio.

El átomo “siente” un campo eléctrico $E(t)$ constante en espacio y variable en tiempo. Entonces el potencial vector que siente será también $A(t)$. Si A es independiente del espacio, su rotacional será nulo. En otras palabras, la aproximación dipolar eléctrica implica despreciar los efectos del campo magnético. Como sólo hay campo eléctrico, tenemos un campo conservativo y es mejor hacer que derive de un potencial escalar directamente.

Átomo en interacción con un láser en la aproximación dipolar

En la aproximación dipolar la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo que describe la interacción del átomo con el láser —ahora sólo dependiente de t — viene dada por,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2m_e} \mathbf{p}^2 + \frac{e}{m_e c} \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{p} + \frac{e^2}{2m_e c^2} A^2(t) + V(r) \right\} \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (3.6)$$

En la aproximación dipolar, la constancia espacial del potencial vector permite entender y eliminar muy fácilmente el término en A^2 . Ahora este término representa un origen de energías variable en el tiempo.

Si es un campo conservativo (pues hemos eliminado el efecto del campo magnético) sería interesante saberlo expresar en función del campo eléctrico explícitamente —en lugar de tener el potencial vector—. Para ello hay que introducir una transformación de gauge —transformación unitaria— que corresponde simplemente a introducir una nueva función de ondas ϕ que viene dada de la anterior mediante la transformación unitaria,

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-i \frac{e}{\hbar c} z A(t)\right) \phi(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

Como la transformación es unitaria, la densidad de probabilidad será la misma y por ello será la misma distribución de carga. No es difícil comprobar que al introducir esa nueva función de ondas, la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo resultante, en la aproximación dipolar eléctrica, se escribe de la forma:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2m_e} \mathbf{p}^2 + V(r) \cdot \mathbf{E}_0(t) \sin \omega t \right\} \phi(\mathbf{r}, t) \quad (3.8)$$

En este caso el acoplamiento entre el electrón y la onda electromagnética viene dado por el producto del dipolo $\mathbf{d} = -e \mathbf{r}$, siendo \mathbf{d} el dipolo, $-e$ la carga eléctrica del electrón (lo definimos así para que la constante e sea positiva) y \mathbf{r} la distancia entre el electrón y el núcleo (suponemos que el núcleo es muy pesado y está siempre en el origen de coordenadas).

No pretendemos entrar en detalles muy específicos sobre esta ecuación dependiente del tiempo, ni en analizar sus términos, que son los habituales en problemas de interacción luz-materia en la denominada

aproximación dipolar eléctrica [Gavrila1992]. Lo interesante y divertido es que se trata de una ecuación de ondas no separable. La función de ondas ϕ no es separable en producto de una función espacial por otra temporal. Eso complica la resolución y a la vez implica una dinámica muy rica. No hay forma de resolverla analíticamente en los casos de interés. Las simulaciones tridimensionales realistas no han sido posibles hasta hace poco más de una década, pues implican una red de puntos extraordinariamente grande para poder describir el electrón ionizado que puede haberse alejado mucho del ion.

No se puede introducir separación de variables en esta ecuación de ondas dependiente del tiempo. Cualquier intento de separar la función de ondas en una parte espacial y otra temporal, o sea algo del tipo una función que dependa sólo del espacio por otra función que dependa sólo del tiempo fracasará debido a que hay un término del hamiltoniano en el que aparecen espacio y tiempo simultáneamente. Es ese término el que da toda la rica dinámica de acoplamiento átomo campo. Además es muy importante destacar que los procesos de acoplamiento se deben al carácter oscilatorio del campo. El término introducido explícitamente de $E_0(t) \sin \omega_L t$ es el que da acoplamientos oscilantes a ω_L . Veremos que ese término da incrementos de energía de la forma $\hbar \omega_L$, al igual que incrementos de la forma $2 \hbar \omega_L$, $3 \hbar \omega_L$, etc. que podemos interpretar a conveniencia como procesos a dos, tres, ... fotones, pero que resultan de la interacción con un campo electromagnético clásico.

Efectos multifotónicos

Hasta ahora nos hemos limitado a considerar que un electrón absorbe un fotón. Mejor dicho que un átomo absorbe un fotón y la energía del fotón pasa al electrón ligado y se emplea para promoverlo a un estado libre. Si el fotón no tiene energía suficiente, el electrón no puede ionizarse. Esto ha sido la única situación físicamente posible hasta que han llegado fuentes de luz suficientemente intensas, los láseres.

La pregunta fundamental es: si un fotón no tiene la energía necesaria, entonces ¿por qué no se absorben dos, o más? La respuesta es muy

sencilla. Eso es posible siempre que la fuente de fotones sea suficientemente intensa. Así empiezan los efectos multifotónicos.

Siguiendo con el razonamiento basado en fotones, si éstos no tienen suficiente energía para superar el umbral de ionización igualmente pueden ionizar, pero mediante procesos a dos o más fotones. Entonces, si la suma de las energías de los dos fotones excede la energía de ligadura, el exceso de energía será la energía cinética del electrón emitido. Esta se podría considerar como la primera modificación seria al efecto fotoeléctrico einsteniano, y se debe a Maria Göppert-Mayer [Göppert-Mayer1931, Eberly1988, Delone1994] quien introdujo la idea de proceso a dos fotones. Göppert-Mayer debe ser considerada como la iniciadora de la teoría multifotónica. En la figura 4.6 se muestra esquemáticamente la modificación del efecto fotoeléctrico einsteniano, propuesta por Göppert-Mayer. Es posible la fotoionización aún cuando la frecuencia del láser sea menor que la energía de ligadura del electrón. En este caso en lugar de absorber un fotón, Göppert-Mayer propuso que bien podrían absorberse N fotones, siendo N el menor entero tal que la energía sumada de los N fotones llegase a superar la energía de ionización. Esquemáticamente, podemos decir que:

Ionización a un fotón si se cumple	$\hbar \omega > I_p$
Ionización a multifotónica cuando	$\hbar \omega < I_p$
Orden multifotónico, es el mínimo N tal que	$N \hbar \omega > I_p$

Mediante teoría de perturbaciones se puede justificar que en este régimen la probabilidad de ionización es proporcional a I^N , siendo N el número mínimo de fotones para llegar al umbral de ionización.

La idea fundamental es sencilla una vez se entiende el concepto que hay detrás de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo. No vamos a entrar en detalles, pero podemos hacer un análisis intuitivo de lo que sucede. Cuando un electrón es promovido del estado fundamental a un estado del continuo absorbiendo un fotón, tenemos una conservación de la energía (la energía a la que el electrón es la energía del estado fundamental más la del fotón).

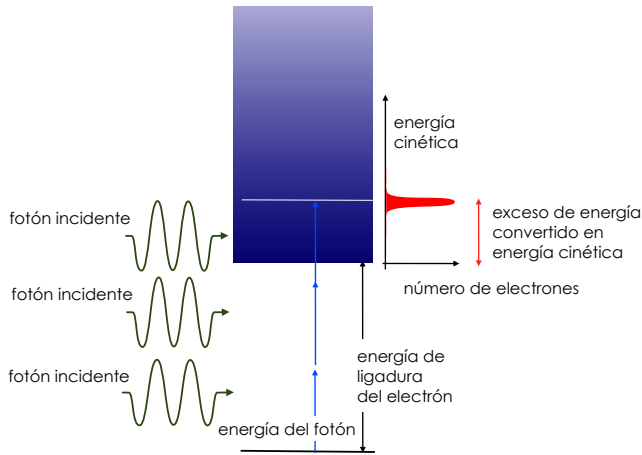


Figura 3.6. La primera modificación del fotoeléctrico einsteniano, estudiada por Maria Göppert-Mayer. Es posible la fotoionización aún cuando la frecuencia del láser, ω , sea menor que la energía de ligadura del electrón, I_p . En lugar de absorber un fotón, se propuso que bien podrían absorberse q fotones, siendo q el menor entero tal que estos q fotones sumados superen la energía de ligadura. En este caso el espectro de electrones emitidos tiene una energía cinética bien determinada que corresponde al exceso de energía (la suma de las energías de los tres fotones menos la energía de ligadura del electrón).

En el caso de la ionización a tres fotones, el proceso podemos dividirlo en tres partes, como se muestra en la figura 3.7. Inicialmente el electrón está en el estado fundamental (figura 3.7a). Absorbe un fotón y pasa al estado libre. Evidentemente este fotón no tiene energía suficiente, por lo que el proceso es virtual. La energía que falta es de aproximadamente algo menos de dos fotones y por ello el estado virtual tendrá una vida muy corta para no vulnerar la conservación de la energía (figura 3.7b). A continuación el electrón absorbe un segundo fotón y vuelve al estado fundamental. Este segundo estado intermedio también viola el principio de conservación en el equivalente a la energía de exactamente dos fotones, por lo que vuelve a ser un estado virtual (figura 3.7c) con una vida también muy corta. Finalmente, el electrón absorbe un tercer fotón y llega al estado libre de forma resonante (figura 3.7d). Este último estado es real, no virtual. Ahora es cuando el electrón se ha ionizado de forma efectiva.

¿Por qué ese proceso es difícil de observar? La respuesta es sencilla, el proceso implica tres fotones —eso no sería problema— y dos estados virtuales intermedios, y eso es el problema. Por culpa de esos estados virtuales, el electrón no puede esperar en ellos, o sea que o bien se tiene una densidad de fotones suficientemente elevada para que las tres absorciones pasen en el rango de tiempo indicado por el principio de incertidumbre, o bien el electrón se queda en el estado fundamental. Por ello es por lo que decimos que las ideas de Göppert-Mayer fueron muy avanzadas a su tiempo, pues desde 1930 hasta la llegada del láser en 1960 esa propuesta no pudo tener confirmación experimental. Hoy en día sabemos que es totalmente acertada... siempre que no nos pasemos de intensidad.

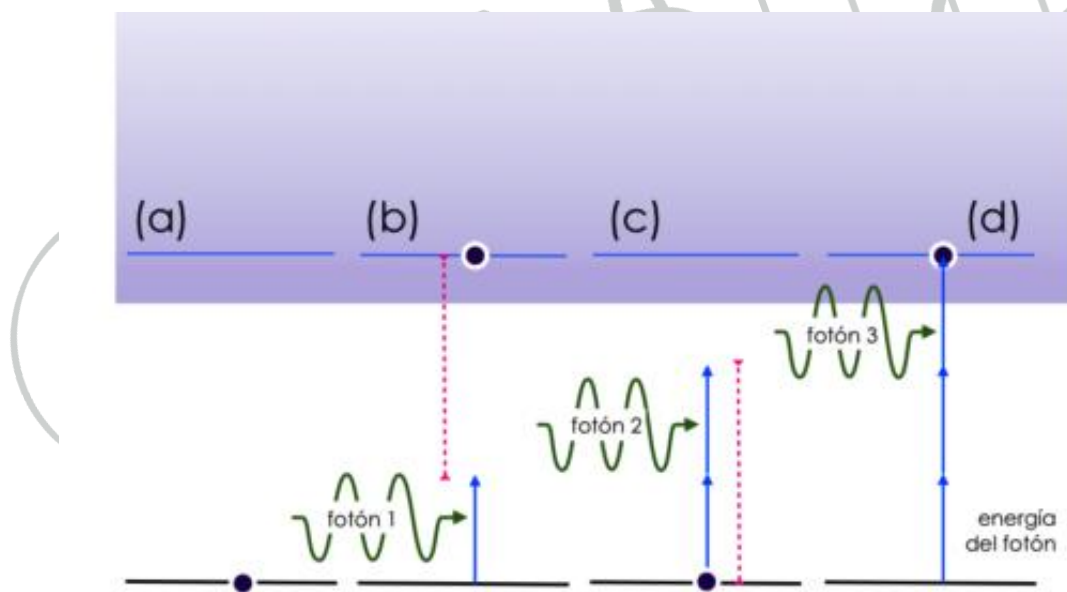


Figura 3.7. Es importante tener en cuenta que en un proceso multifotónico el electrón ha de estar bien en el estado fundamental, bien en el continuo, suponiendo que no haya estados ligados resonantes. En este caso tenemos que al absorber el primer fotón pasa al continuo. Eso no es un estado resonante por ello será virtual. Al absorber el segundo fotón vuelve al estado fundamental (si, lo hemos dicho bien, absorbe un fotón y baja al estado inferior) es también un proceso virtual. Al absorber el tercer fotón en la situación indicada se llega a un estado resonante. Que este proceso sea significativo o no depende de la rapidez en la llegada de los tres fotones, si no llegan suficientemente rápido (o sea, si el láser es poco intenso) los estados virtuales no sobreviven y el electrón no se ioniza.

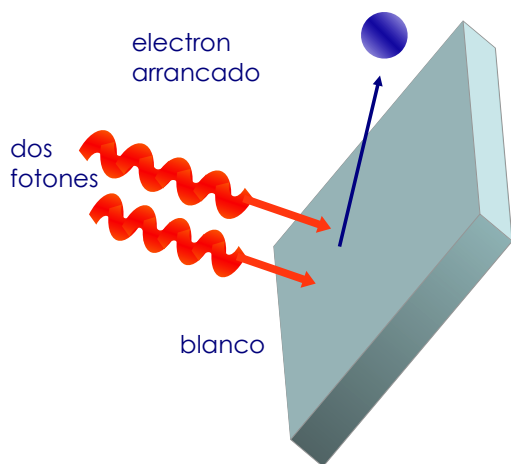


Figura 3.8. Es posible la fotoionización aún cuando la frecuencia del láser sea menor que la energía de ligadura del electrón. En este caso se necesita la absorción de varios fotones. Para llegar a observar eso se necesitan fuentes de luz muy intensas, impensables antes de la invención de los láseres.

La fotoionización con láseres

La generación de pulsos de luz cada vez más cortos y más potentes ha permitido cambiar nuestra concepción de la fotoionización. Ya no es necesario un fotón de energía suficientemente elevada sino que se pueden tener efectos a varios fotones.

El efecto fotoeléctrico con un láser “normal” —débil— permite además de los procesos de ionización einstenianos, la posibilidad de procesos apoyados en una resonancia con un estado intermedio. Los procesos a dos fotones son obviamente menos probables que los procesos que involucran un solo fotón, pero si encontramos una resonancia intermedia en nuestro camino hacia la ionización la probabilidad de ambos procesos es comparable.

El desarrollo de láseres cada vez más intensos, permitió observar fenómenos de ionización multifotónica sin necesidad de resonancias intermedias. El efecto fotoeléctrico tal y como se conocía en aquellos momentos entró en crisis.

Con la disponibilidad de láseres capaces de ser enfocados por encima de los 10^{10} W/cm^2 (para frecuencias próximas al visible) se pudo comprobar experimentalmente hacia 1978 la posibilidad de ionización multifotónica. Cuando los fotones no llevan suficiente energía para ioni-

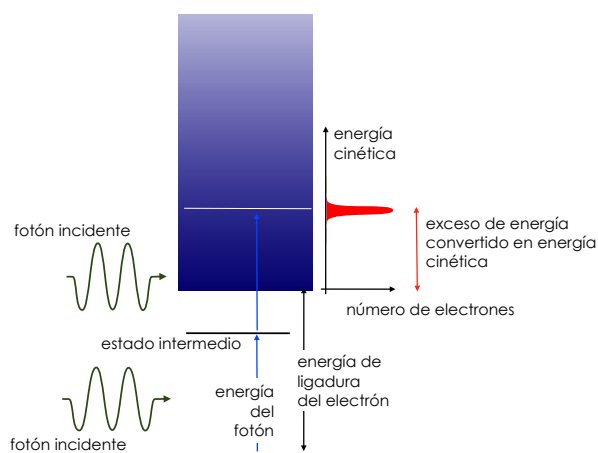


Figura 3.9. Ionización a dos fotones apoyada por un estado ligado intermedio.

zar a un fotón, el átomo absorbe varios de ellos hasta alcanzar la energía necesaria para liberarse del potencial de atracción nuclear. Con la ionización multifotónica desaparece el concepto de frecuencia umbral para arrancar los electrones, y se abre una nueva época en la que los conceptos einstenianos de 1905 están superados.

Como en la ionización multifotónica se absorben N fotones hasta llegar al continuo (siendo N el mínimo número de quanta necesario para alcanzar la energía de ionización), y la probabilidad de ionización es proporcional a la intensidad elevada al número de fotones, I^N , se necesitan intensidades superiores a los $10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ para detectar señales de orden multifotónico alto (ocho o diez fotones para llegar a ionizar). Estas intensidades, sin embargo, son ahora relativamente sencillas de obtener.

Los láseres basados en *mode locking* han alcanzado intensidades mucho más elevadas y permitieron a lo largo de la década de 1980 la revisión del efecto fotoeléctrico, con una fenomenología completamente nueva que demostraba la validez de las ideas de Göppert-Mayer, ¡propuestas cincuenta años atrás! Por encima de los $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$ una vez que el electrón ha alcanzado el continuo, puede seguir absorbiendo fotones. Este fenómeno se conoce como ionización multifotónica sobre umbral. En su día la ionización multifotónica sobre umbral generó una gran polémica

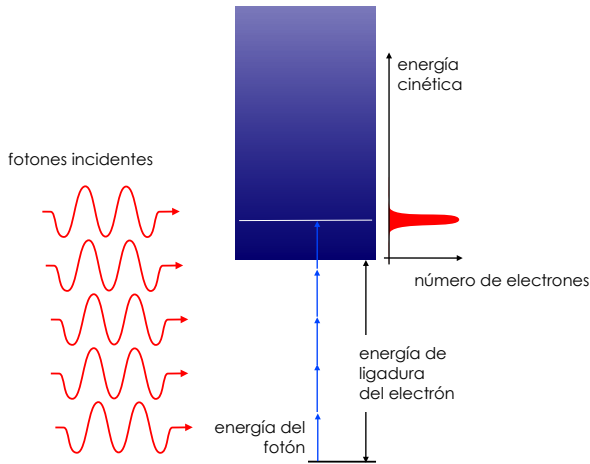


Figura 3.10. Ionización a cinco fotones sin pasar por ningún estado intermedio. La energía del electrón es en este caso la correspondiente al exceso de energía del último fotón absorbido.

al no entenderse cómo era posible que un electrón libre absorbiese energía. No es difícil comprobar que un electrón (clásico) aislado no puede absorber energía de forma neta. Necesita de la presencia de un potencial externo (coulombiano o no) para absorber energía del campo de forma neta. Un electrón libre absorbe energía del láser y se acelera siguiendo el campo eléctrico. Al oscilar el campo eléctrico, el electrón se acelera medio ciclo en una dirección y medio ciclo en la dirección opuesta y así sucesivamente. Por tanto el resultado es una aceleración nula en promedio.

La figura 3.11 muestra un esquema del espectro típico de fotoelectrones para intensidades del orden de 10^{12} a 10^{13} Wcm^{-2} y muestra también los correspondientes procesos multifotónicos a los que se asocian. A estas intensidades la densidad de fotones es lo suficientemente elevada como para que el electrón justo tras haberse ionizado encuentre más fotones que absorber antes de alejarse del ion (pues en el régimen no relativista, cuando el electrón está alejado del ion no puede absorber de forma neta más fotones). En la figura 3.12 se muestra un espectro típico calculado numéricamente para la ionización del electrón externo de un átomo de sodio. Ahora ya se entienden razonablemente bien los espectros de fotoelectrones y también las distribuciones angulares de los electrones emitidos.

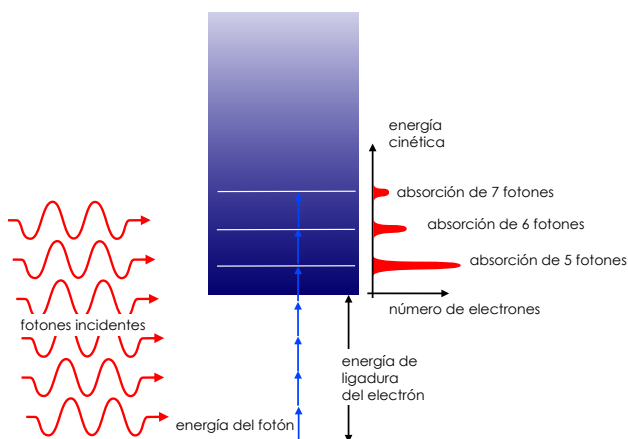


Figura 3.11. Cuando el láser es suficientemente intenso se pueden absorber más fotones de los estrictamente necesarios para alcanzar el continuo. En este punto las ideas del efecto fotoeléctrico einsteniano empiezan a dar problemas ya que si el electrón está ionizado, es libre, y por tanto no debería absorber más fotones. Es posible que se absorban más fotones de la cuenta y eso dará lugar a los picos de electrones correspondientes. En el esquema de la figura se necesitan un mínimo de 5 fotones, pero se detectan picos correspondientes a 6 y a 7 fotones. Este espectro es típico para intensidades del orden de 10^{12} a 10^{13} W/cm². A estas intensidades hay tantos fotones disponibles que no sólo se absorbe el número mínimo, sino que pueden absorberse algunos fotones más que los necesarios para llegar al umbral de ionización, de ahí que a este proceso se le denomine ionización sobre umbral.

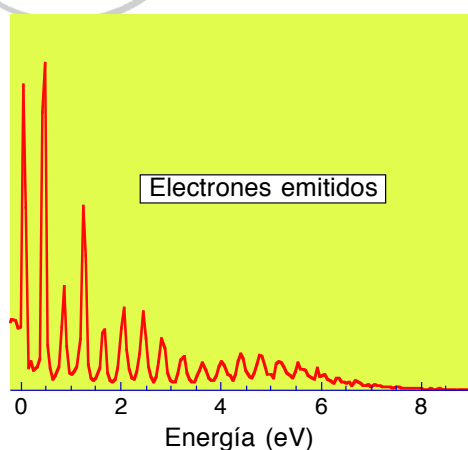


Figura 3.12. Espectro de fotoelectrones producido en la ionización del electrón externo de un átomo de sodio mediante un láser infrarrojo, de 3200 nm de longitud de onda e intensidad por debajo de la supresión de barrera, 2×10^{13} W cm⁻². Lo representado es una simulación numérica tridimensional muy realista de dicho átomo. Este espectro concuerda muy bien con los obtenidos experimentalmente.

Cierre de canales de ionización

Cuando la intensidad crece por encima de los 10^{13} W/cm^2 (este valor puede cambiar ligeramente de un átomo a otro) la situación vuelve a cambiar. El efecto está representado en la figura 3.13. Ahora en lugar de tener picos de electrones progresivamente más débiles conforme se aumenta la energía, se pasa a un régimen en el que el pico de menos fotones es justamente el menos probable (algo contradictorio con las ideas de teoría de perturbaciones). Los procesos de orden más alto son más probables. Eso es lo que se conoce como cierre de canales. Su explicación es muy sencilla si tenemos en cuenta el término ponderomotriz A^2 que habíamos indicado anteriormente. Ese término indica que un electrón en el seno de un láser tiene una energía cinética debido a la oscilación que adquiere. Si ionizamos el electrón ese electrón ha de moverse en el seno del campo al alejarse del átomo del que formaba parte y por ello ha de adquirir la energía ponderomotriz.

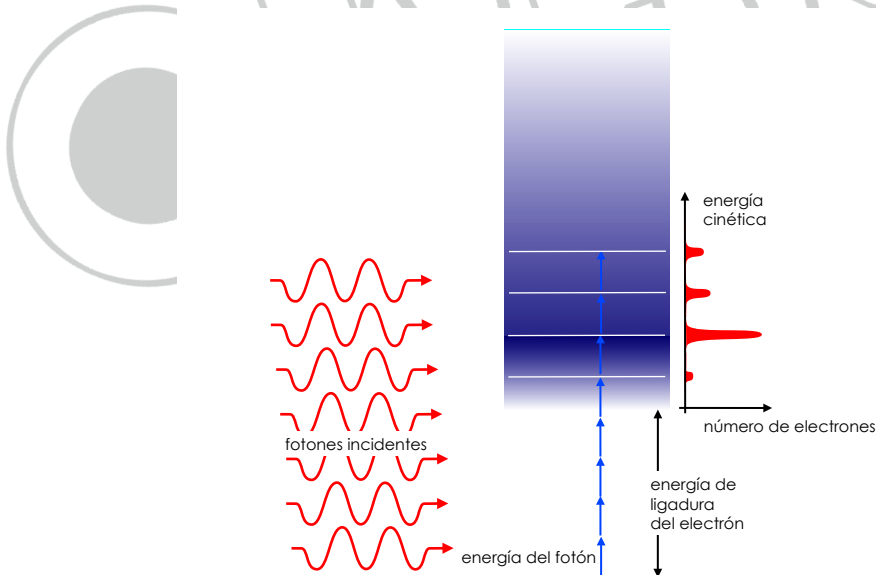


Figura 3.13. Cuando el láser es más intenso, el espectro empieza a cambiar conceptualmente. Los estados más bajos son menos probables y se pueblan los estados electrónicos de más energía que la estrictamente necesaria. Típicamente esto sucede para intensidades por encima de los 10^{13} W/cm^2 .

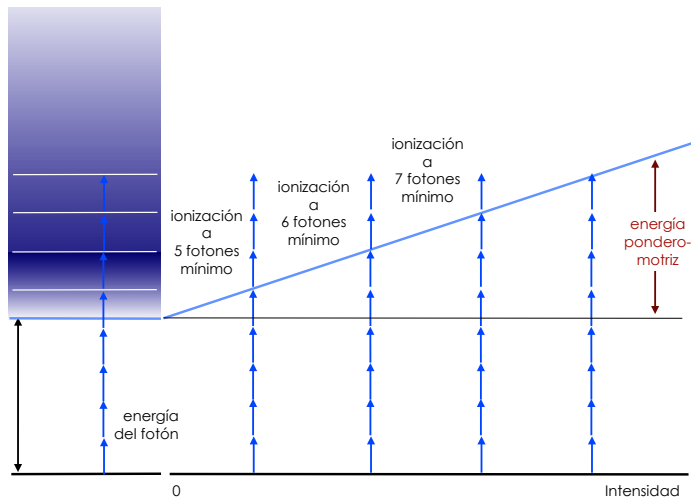


Figura 3.14. Representación esquemática del cierre de canales. El electrón para ionizarse necesita adquirir la energía necesaria para vencer el potencial de ionización más la energía ponderomotriz. Como la energía ponderomotriz es proporcional a la intensidad del láser, llega un punto en que necesita un fotón de más para ionizarse, eso es lo que denominamos el primer cierre de canal. A partir de ese punto se necesita un fotón de más. Conforme aumenta la intensidad ese canal se cierra y necesitamos un segundo fotón de más, y así sucesivamente.

Ionización por efecto túnel

Podemos seguir repasando la fenomenología de la fotoionización conforme aumentamos la intensidad, insistiendo en que estos valores de la intensidad son relativamente accesibles en muchos laboratorios. Para intensidades superiores a los 10^{14} Wcm^{-2} , comienza un nuevo tipo de ionización en la que no es necesaria que la suma energía de los fotones absorbidos supere la energía de ionización.

A estas intensidades el campo eléctrico del láser domina la ionización no siendo necesario pensar en términos de procesos —resonantes o no— de absorción de fotones. Este tipo de procesos, conocidos como ionización por efecto túnel, fueron muy llamativos a principios de los años 1990 ya que se abandonaba la descripción cuántica de la luz basada en los fotones, y se volvía a una descripción semiclásica en términos de un campo eléctrico oscilante en el tiempo.

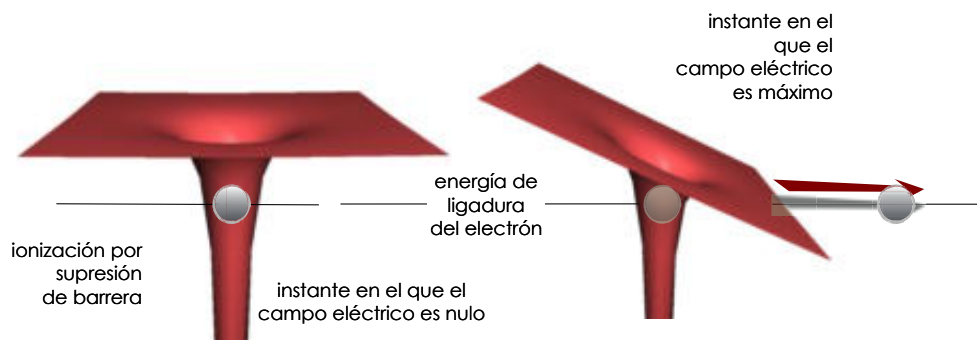


Figura 3.15. Representación esquemática de la ionización por efecto túnel. El potencial coulombiano (izquierda) del átomo se inclina por efecto del campo eléctrico del láser (derecha) lo que —cuando la barrera es lo suficientemente baja— permite que el electrón salga por efecto túnel.

Si aumentamos la intensidad por encima de 10^{14} Wcm^{-2} , la barrera de potencial coulombiano se irá haciendo cada vez más pequeña. En intensidades del orden de 10^{15} Wcm^{-2} la barrera desaparece y entramos en el régimen de ionización por supresión de barrera, como se indica en la figura 3.16.

El campo eléctrico, al ser tan intenso, distorsiona el potencial coulombiano y aunque va oscilando con un periodo de pocos femtosegundos, este periodo es largo comparado con las escalas temporales atómicas, y permite al electrón escapar por efecto túnel. Al suceder en tiempos muy cortos y no tener necesidad de resonancia, la característica más importante desde el punto de vista experimental, es que el espectro de los electrones es muy ancho. Ya no se distinguen picos asimilables a la absorción de fotones individuales.

Estos procesos de ionización pueden visualizarse de forma simple imaginando que el potencial coulombiano que atrapa al electrón fuese una jaula con dos puertas, una a cada lado en la dirección de polarización del campo eléctrico. Cuando el campo pasa por su máximo, se abre una puerta, luego se cierra y cuando pasa por el mínimo, se abre la puerta del otro lado y así sucesivamente. El electrón tiene una cierta probabilidad de escapar y, si la puerta se abre un tiempo suficientemente largo —si estamos bastante por encima de la supresión de barrera— la primera vez que se abra la puerta, el electrón se ionizará casi totalmente.

Por encima de los 10^{16} Wcm^{-2} “la puerta coulombiana” permanece abierta un tiempo suficiente (del orden del femtosegundo) para que todos

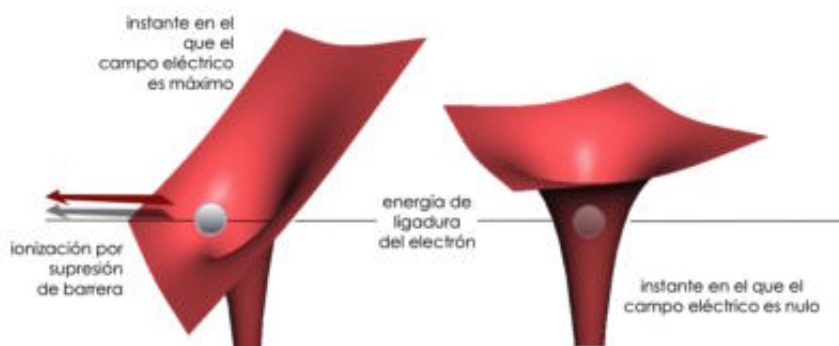


Figura 3.16. Representación esquemática de la ionización por supresión de barrera. El potencial coulombiano (derecha) se inclina, al igual que en la figura anterior, por efecto del campo eléctrico del láser (izquierda), sólo que ahora el campo es mayor y por ello la inclinación es mayor. La barrera de potencial desaparece durante una fracción de tiempo (del orden de femtosegundo) lo que aprovecha el electrón para —literalmente— escapar del núcleo que lo tenía atrapado.

o casi todos los electrones escapan. En estos regímenes de intensidad la interacción de los electrones con el núcleo es menor que la interacción de los electrones con el láser. Esto tiene como consecuencia la formación de un plasma en pocos femtosegundos.

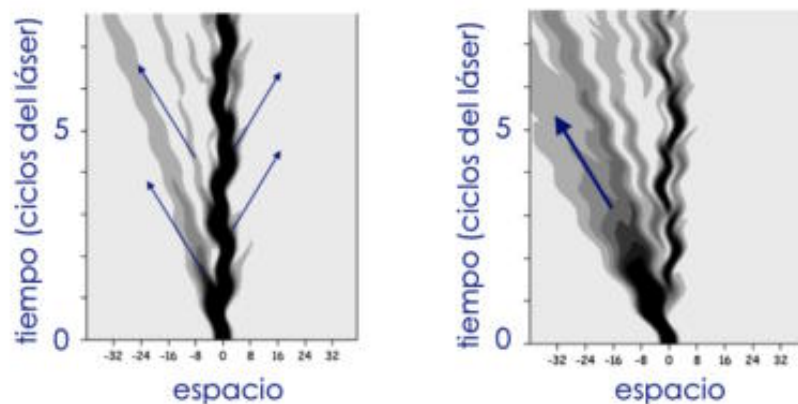


Figura 3.17. Simulación numérica por resolución de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo en la aproximación dipolar. Se trata de dos casos típicos. A la izquierda se tiene una situación en la que justo se supera la supresión de barrera y se emiten pequeños paquetes de onda cada medio ciclo. A la derecha se tiene una situación, a mayor intensidad, en la que se supera ampliamente la supresión de barrera y gran parte de la población electrónica se libera la primera vez que eso sucede generándose un paquete muy apreciable que se mueve hacia la izquierda.

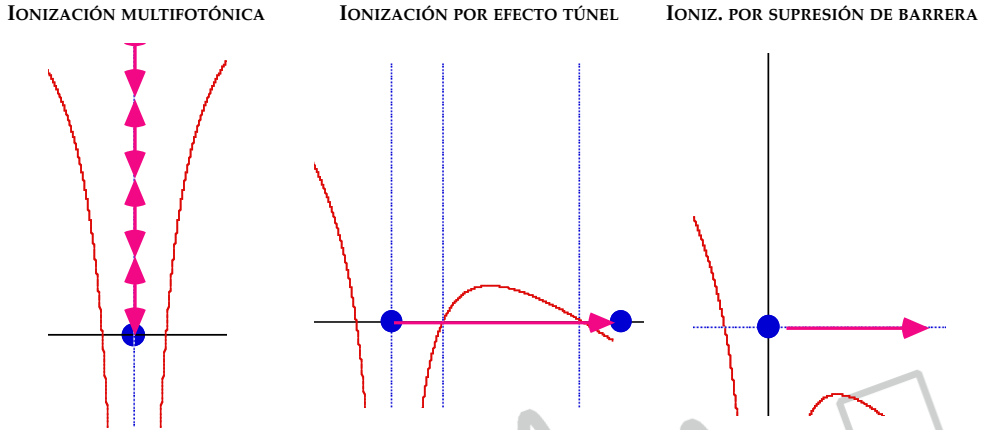


Figura 3.18. Representación esquemática de la fenomenología de la fotoionización. La línea en forma de embudo indica el potencial coulombiano atómico, que se va curvando cada vez más por efecto Stark debido al campo eléctrico del propio láser. Aproximadamente, hasta 10^{14} Wcm^2 (dependiendo del sistema, se tiene ionización multifotónica, luego ionización por efecto túnel y, por encima de los 10^{15} Wcm^2 , se tiene ionización por supresión de la barrera coulombiana).

En resumen, la ionización láser tiene una fenomenología que depende no sólo de la longitud de onda sino también de la intensidad del láser empleado. Conforme la intensidad aumenta tenemos una zona en la que aparece la ionización a varios fotones, luego esa ionización puede llegar a presentar cierre de canales y finalmente cuando la intensidad aumenta (a longitudes de onda infrarrojas) se tiene ionización por efecto túnel, desapareciendo los efectos de fotones y apareciendo una fenomenología relacionada directamente con el perfil temporal del campo eléctrico del láser. Cuando el campo es aún mas intenso, el túnel desaparece y la ionización es simplemente por supresión de barrera. Con los láseres ultraintensos que nos interesan en el presente libro, la ionización por supresión de barrera es casi el único efecto presente, pues es el dominante por encima de los 10^{16} W/cm^2 . Además es importante recordar que esa ionización se produce cuando se “abre la jaula”, es decir, se produce en el primer ciclo después de que el láser haya alcanzado esa intensidad. La ionización se produce en femtosegundos y se genera un paquete de electrones muy compacto. Tanto que se está seriamente considerando este efecto para inyectores de electrones en los aceleradores.

Ejemplos numéricos

Hemos visto que toda la información sobre la fotoionización está en la solución numérica de la ecuación de ondas. Como ejemplo, mostramos en la figura 3.19 la proyección en un plano de la evolución temporal de la función de onda atómica tridimensional obtenida a partir de la integración numérica de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo que representa un átomo de hidrógeno irradiado por una onda electromagnética linealmente polarizada de $7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ de intensidad (irradiancia) y 27.2 eV frecuencia. De hecho la ecuación aquí integrada es ligeramente más compleja que la mostrada pues incluye también los efectos del campo magnético. El electrón comienza ligado al átomo, por eso su función de onda está localizada en el centro del primer dibujo (el ion está fijo en el centro). Conforme avanza el tiempo, el láser ioniza el electrón y eso se traduce en que la nube de probabilidad se extiende por el espacio y se aleja del ión. En los tres primeros ciclos la ionización es debida exclusivamente al campo eléctrico, por eso el electrón se mueve en dirección vertical. Conforme avanza el tiempo, el encendido progresa y llegamos a intensidades en las que el acoplamiento con el campo magnético es importante. En este punto el electrón adquiere una deriva en la dirección de propagación del láser (hacia la derecha del lector). Esta desviación hacia la derecha unida a la oscilación en dirección vertical es la signatura más característica de este tipo de procesos [Aldana2001].

$< 10^8 \text{ W/cm}^2$	efecto fotoeléctrico "convencional"	1900 - 1920
10^{10} W/cm^2	ionización sobre umbral	1975 - 1985
10^{14} W/cm^2	ionización por efecto túnel,	1989 - 1992
10^{15} W/cm^2	ionización por supresión de barrera	1990 - 1995
10^{18} W/cm^2	electrones a velocidades relativistas	1995 - 2000

Tabla 3.2. Resumen de la fenomenología fotoeléctrica según la intensidad. Para las longitudes de onda infrarrojas habituales (1064 nm del Nd YAG, 800 nm del TiSa) indicando el periodo en que se analizó el correspondiente dominio de intensidades

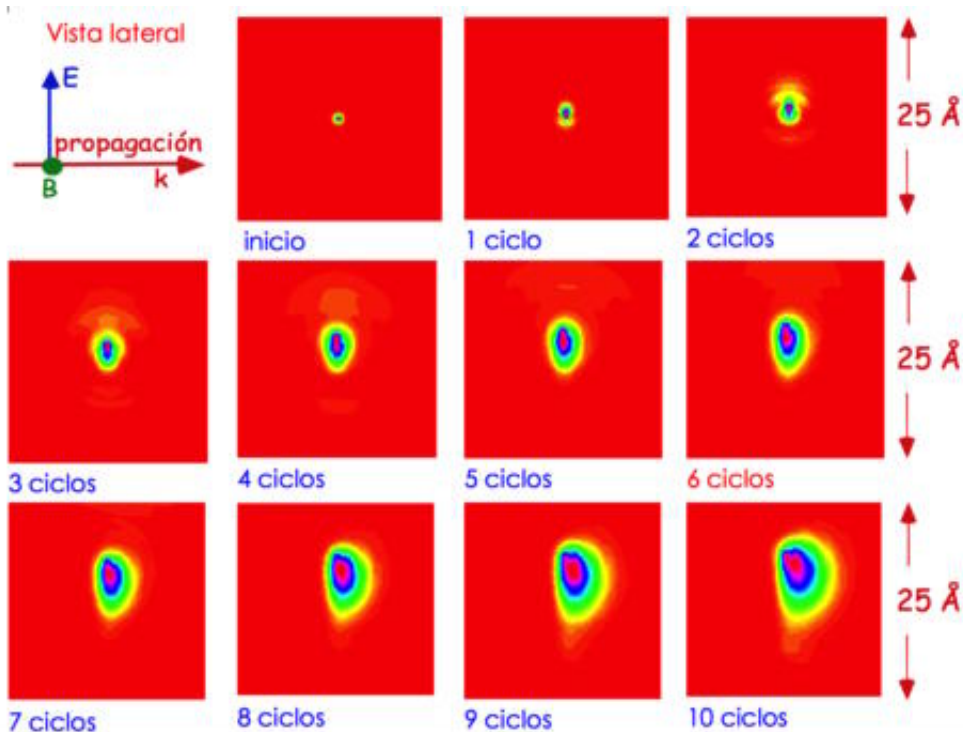


Figura 3.19. Evolución temporal de la función de onda atómica obtenida a partir de la integración numérica de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo. Los dibujos son la proyección de la densidad de probabilidad en el plano del dibujo. El encendido del campo se ha realizado mediante una rampa de seis ciclos. A partir de entonces la amplitud es constante. El campo eléctrico oscila en la dirección vertical, el campo magnético oscila perpendicularmente al plano del dibujo. La componente de la fuerza de Lorentz debida al campo magnético va en la dirección de propagación (hacia la derecha del dibujo). Esta figura corresponde a hidrógeno atómico a un campo linealmente polarizado de $7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ de intensidad y con fotones de 27.2 eV de energía. En esta secuencia se observa que el electrón se ioniza pues, al no estar ligado a la nube de probabilidad, se va expandiendo con el tiempo. El electrón tiene un movimiento en la dirección vertical debido al campo eléctrico del láser y una deriva hacia la derecha debido al campo magnético.

Ionización a varios electrones

Para una descripción completa de la fotoionización es necesario tener en cuenta que en átomos y especialmente en moléculas podemos tener procesos en los que la interacción electrón-electrón juegue un papel rele-

vante. Hasta ahora hemos comentado la ionización del primer electrón. Si podemos proporcionar energía —fotones— de forma adecuada nada impide arrancar otros electrones. De esta forma, podremos tener un átomo doblemente ionizado, triplemente ionizado, etc., hasta que nos quedemos con un ion hidrogenoide (ion con un único electrón) o simplemente con un núcleo atómico (cuando ya no quede ningún electrón ligado).

Es muy importante destacar que si se arrancan dos electrones de un átomo o molécula no es necesario que sean dos procesos independientes producidos por fotones distintos (insistimos en que empleamos el lenguaje de fotones, por claridad del razonamiento) aunque todos esos efectos se encuentran con campos clásicos. Es posible que:

- un fotón suficientemente energético arranque dos electrones a la vez. No es que un fotón se divida en dos trozos y cada electrón absorba un trozo. Es simplemente que un fotón se acopla con un estado de dos electrones ligados y se ionizan los dos.
- dos fotones colaboren en arrancar dos electrones. Lo mismo que antes, es una ionización a dos fotones de un estado entrelazado de dos electrones.
- que un fotón arranque un electrón y deje un segundo electrón con posibilidad de autoionizarse. Los estados auto-ionizantes son bien conocidos, pero con láseres se puede llegar a ellos con mayor facilidad. La auto-ionización consiste simplemente en que el segundo electrón se libere de su ion de forma autónoma sin requerir aporte extra de energía.
- que un láser mueva uno de los electrones arrancados de forma que este a su vez arranque un segundo electrón, es decir, un electrón libre puede volver a la proximidad de su ión por causa del movimiento oscilatorio que le imprime el láser. Al recolisionar con el ion estamos frente a un mecanismo de arranque de un electrón por colisión con otro electrón. Lo que sucede es que el electrón que actúa como proyectil ha sido generado por el propio láser.
- y muchos más procesos, incluyendo procesos a tres electrones simultáneamente.

Lo interesante es que estos procesos son procesos mecánico-cuánticos en los que la indistinguibilidad de los electrones juega un papel relevante produciendo una gran cantidad de fenómenos que están siendo objeto de una importante actividad investigadora.

Ionización con dos o varias frecuencias

Hasta ahora hemos discutido los procesos de ionización multifotónica resonante y no resonante cuando todos los fotones necesarios en el proceso provenían de un mismo láser. Es importante señalar que nada impide que estos procesos se lleven a cabo con fotones provenientes de láseres distintos y/o con frecuencias distintas. La única condición adicional que se debe cumplir es que los fotones interactúen con el átomo o la molécula en el mismo instante (condición que obviamente se cumpliría cuando todos los fotones provenían de un pulso láser ultracorto). Experimentalmente esto conlleva ajustar los caminos ópticos que recorren los distintos láseres hasta llegar a la zona de interacción para que sean iguales con una precisión de cientos de nanómetros (el espacio recorrido por la luz en 1 femtosegundo es aproximadamente 300 nanómetros). La fenomenología de la ionización a dos frecuencias es muy amplia y ha permitido generar mucho conocimiento básico de la interacción de materia con radiación, pero no aporta nada conceptualmente nuevo en el contexto de la protección radiológica.

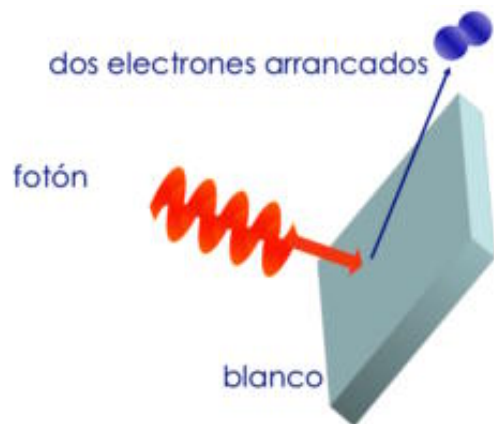


Figura 3.20. Esquema de la ionización de dos electrones por un fotón. Evidentemente el fotón ha de tener energía suficiente para ionizar este estado entrelazado de dos electrones.

Ionización de capas internas

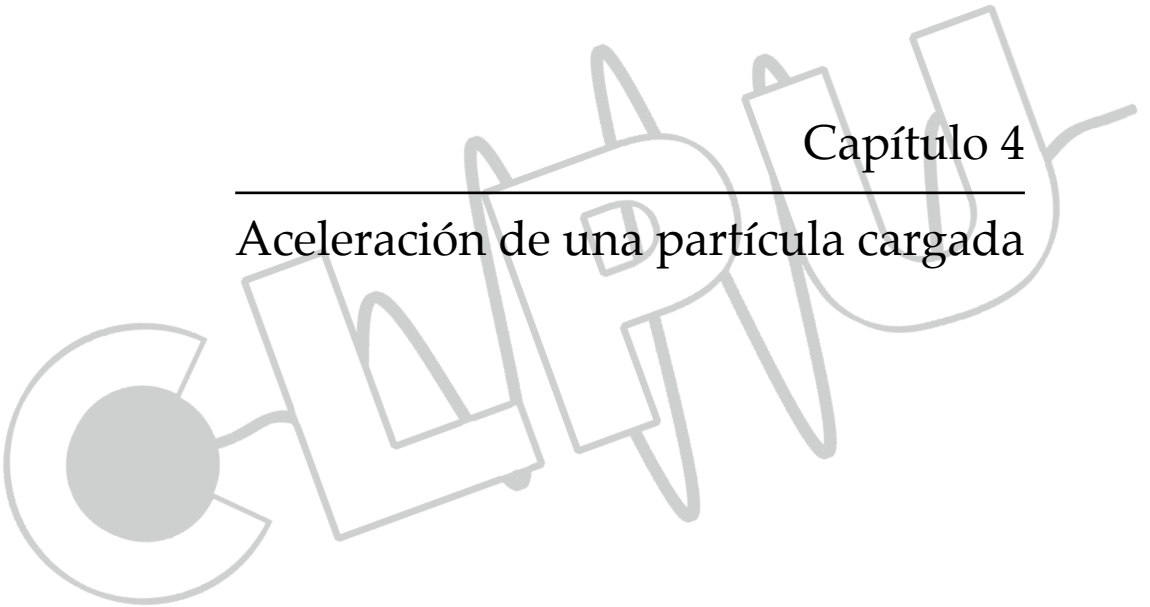
Lo que hemos indicado hasta ahora se refería a los electrones externos, los menos ligados, si la intensidad es suficientemente elevada también podremos tener ionización sobre barrera de los electrones de capas internas. En este caso tenemos fotoionización. También se puede producir ionización de electrones internos por colisiones de otros electrones previamente ionizados que —por efecto del campo eléctrico oscilante— vuelven a colisionar con su ión de procedencia.

Conclusiones

En resumen, por encima de los 10^{16} W/cm^2 el mecanismo de ionización dominante es la supresión de barrera y la población atómica ionizada es prácticamente el cien por cien. Conforme aumenta la intensidad se empiezan a ionizar también las capas internas. Además todo el proceso sucede en pocos femtosegundos. El resultado es que un láser ultraintenso genera un plasma. A intensidades muy por encima de ese valor, el plasma se forma en la parte inicial del pulso, con lo que el pico de intensidad encuentra ya un plasma. Eso es lo que analizaremos en los próximos capítulos.

Capítulo 4

Aceleración de una partícula cargada



CALPU

Una partícula cargada se puede acelerar a energías muy relevantes en el seno de un láser ultraintenso. Así como el proceso de la ionización requiere de una descripción mecánico cuántica, la dinámica de la aceleración está suficientemente bien descrita a través de la fuerza de Lorentz relativista.

Introducción

En el capítulo anterior hemos visto, en el contexto de la fotoionización, una serie de ideas clave para entender la dinámica de un electrón ligado en interacción con un láser arbitrariamente intenso. La ionización dependerá de la estructura del átomo, evidentemente. Pero el efecto del átomo sólo es importante cuando el foto-electrón está próximo a su núcleo. Una vez se ha liberado su dinámica es esencialmente clásica (no cuántica). A los efectos prácticos de ese libro podemos considerar el electrón como una partícula cargada clásica (sin spin) y estudiar su dinámica en este contexto una vez se ha ionizado.

El objetivo de este capítulo es mostrar que un electrón en el seno de un campo electromagnético láser puede ser acelerado de forma casi instantánea (pocos femtosegundos) hasta energías enormes (por encima de GeV en el caso de electrones con los láseres más potentes de la actualidad). Antes que eso es preciso, por supuesto, revisar los conceptos básicos de la interacción de una partícula cargada con una onda electromagnética.

Es bien sabido que un electrón que se mueve en el seno de un campo magnético estático constante describe una trayectoria circular. En el caso de un láser la cosa es más compleja porque tenemos un campo magnético oscilante y un campo eléctrico también oscilante. Lo que vamos a hacer en este capítulo es considerar los campos de radiación, o sea un láser. Vamos a considerar exclusivamente ondas electromagnéticas, es decir campos lejos de fuentes. En este caso tendremos siempre la condición de

transversalidad, es decir, la condición de que la divergencia del campo eléctrico es nula y por consiguiente, la divergencia del potencial vector es nula, como se ha comentado en el capítulo anterior. De la misma forma, vamos a considerar que el potencial escalar de la onda es siempre cero (eso es la elección de gauge). En todo lo que sigue consideraremos exclusivamente ondas electromagnéticas transversales y la aceleración de partículas por esas ondas.

Partícula cargada en el seno de una onda electromagnética

Es bien conocido que la dinámica de una partícula cargada en interacción con un campo electromagnético viene dada por la fuerza de Lorentz

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.1)$$

donde \mathbf{v} es la velocidad de la partícula y q es su carga. \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctrico y magnético en el punto donde se encuentra la partícula. Desde luego siempre buscaremos que esos campos sean los de un láser. La dinámica de la partícula vendría dada por la segunda Ley de Newton, fuerza igual a masa por aceleración, siempre que considerásemos velocidades no relativistas. Como en nuestro caso esperamos llegar a velocidades muy altas, es mejor empezar por la correspondiente ecuación relativista, que se escribe como

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(m\gamma\mathbf{v})}{dt} \quad \text{con} \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (4.2)$$

donde \mathbf{p} es el momento de la partícula, m su masa, \mathbf{v} su velocidad. \mathbf{F} es la fuerza de Lorentz y t es el tiempo. El coeficiente γ es el bien conocido término relativista indicado a la derecha de la ecuación (4.2) donde v es el modulo de la velocidad de la partícula y c es la velocidad de la luz en el vacío ($c = 299\,792\text{ km/s}$). De esta forma, la dinámica relativista de una partícula cargada viene descrita por la ecuación,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E}(\mathbf{r},t) + q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r},t) \quad \text{o bien,} \quad \frac{d(m\gamma\mathbf{v})}{dt} = q\mathbf{E}(\mathbf{r},t) + q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r},t) \quad (4.3)$$

Esta ecuación es importante porque vale para una partícula cargada en interacción con cualquier campo electromagnético, sin restricciones (excepto interacciones debidas al spin que serán, insistimos, completamente despreciables en este contexto). Es una ecuación relativista que tiene en cuenta todas esas características de la dinámica de esa partícula. Evidentemente estamos trabajando en el sistema de referencia del laboratorio y los campos son los que medimos en el laboratorio. Es una ecuación no lineal debido a que la velocidad aparece al cuadrado en el coeficiente relativista. Ese carácter no lineal queda de manifiesto más claramente si definimos una variable auxiliar

$$\mathbf{u} = \gamma \mathbf{v} \quad \text{que cumple} \quad \sqrt{1 + u^2/c^2} = \gamma \quad (4.4)$$

En función de esa nueva variable (que tiene dimensiones de velocidad) tenemos que el parámetro relativista viene dado por una expresión muy sencilla. La ecuación del movimiento de la partícula se escribe,

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{q}{\gamma m} \mathbf{u} \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (4.5)$$

No seguimos por ahí, pero si el lector intenta resolver esa ecuación del movimiento, lo mejor es que lo haga numéricamente a partir de esa última expresión. Evidentemente siempre hay que tener cuidado al seleccionar un algoritmo de cálculo numérico en que se tenga en cuenta que esta ecuación es no-lineal (con un termino cuadrático en la velocidad que está incluido en el parámetro relativista γ).

Lo importante de esas expresiones es que son relativistas y por tanto son válidas para cualquier intensidad del láser. Además esas ecuaciones describen también el scattering Thomson por una partícula libre (electrón, protón, ...) ya que sabiendo la velocidad y la aceleración de una partícula podemos calcular fácilmente cómo radia. La única salvedad es que esa ecuación no describe la reacción de la radiación, es decir, no describe cómo la radiación emitida por la partícula acelerada influye a su vez sobre la dinámica de la partícula que la emite.

En general esta expresión no tiene solución analítica. Hay un caso especial pero muy interesante en el que existe solución, el caso de una

onda plana —o un pulso plano— propagante. Este caso ha sido estudiado por Sarachik y Schappert [Sarachik1970] y por Eberly [Eberly1969], entre otros. Es muy notable que esos trabajos se hiciesen pocos años después de la invención del láser cuando todos esos efectos eran mera especulación. Hoy en día, sin embargo, son realidad y se pueden obtener fácilmente en un laboratorio mediano.

Sin entrar en las demostraciones, podemos decir que en el caso de una onda plana propagante espacio y tiempo no son variables independientes. Toda la propagación depende de una sola variable en la que aparecen espacio y tiempo,

$$\eta = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \quad (4.6)$$

Evidentemente insistimos en lo de propagante, ya que si tuviésemos una onda estacionaria —suma de una propagante y una contra-propagante— esa variable sería la única implicada, tendríamos también la variable similar pero con suma en lugar de resta, y el tratamiento de Sarachik y Schappert ya no sería válido. Las conclusiones más importantes son que el momento y la energía se escriben como

$$\mathbf{p} = -\frac{e}{c} \mathbf{A}(\eta) + \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{e^2 A^2(\eta)}{m c^3} \quad \text{y} \quad E(\eta) = mc^2 \left[1 + \frac{e^2 A^2(\eta)}{2m^2 c^4} \right] \quad (4.7)$$

La onda electromagnética co-propagante $A(\eta) = A_0(\eta) \cos(\eta)$ se puede considerar como la superposición de un término oscilante y de un factor de forma que da su envolvente, ya que será un pulso láser que empiece y acabe. $k = \omega/c$ es el número de ondas y \mathbf{k}/k es la dirección de propagación del láser. Estas expresiones proporcionan una descripción completa del movimiento de la partícula cargada acelerada por el láser co-propagante en el sistema de referencia del laboratorio. La partícula cargada tiene un movimiento armónico en la dirección del potencial vector y un movimiento también armónico pero a frecuencia doble (ya que el potencial vector aparece al cuadrado) en la dirección de propagación. Esa combinación de movimientos a ω y a 2ω es el rasgo diferencial que caracteriza este movimiento. Cuando el pulso ha pasado, A_0 se anula y la par-

tícula se para, no se gana energía una vez que el láser ha pasado, pero la energía puede ser muy relevante mientras está en el interior del campo. Es importante ver que el movimiento está contenido en el plano definido por la dirección de polarización del campo eléctrico y la dirección de propagación. Nunca la carga se acelera en la dirección del campo magnético.

Otro aspecto que merece la pena destacar es la posición de la partícula al finalizar la interacción. El electrón al finalizar su movimiento se encontrará desplazado una distancia de su posición original, en la dirección de propagación del láser, habiéndose, por tanto desplazado con una velocidad de deriva que viene dada por,

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{k}_L}{k_L} \frac{Q^2 c}{4 + q^2} \quad \text{con} \quad Q^2 = \frac{2e^2 \langle A^2 \rangle}{m^2 c^4} \quad (4.8)$$

donde Q es un parámetro que determina lo importante que es el factor relativista y que está relacionado con la intensidad de la onda. De esta forma, vemos que a medida que el láser es más intenso, el electrón deriva con una velocidad promedio más cercana a c , de modo que avanzaría casi a la velocidad del pulso, teniendo un *surfing* del electrón en la onda. Es muy importante destacar que eso es la velocidad media integrada en un ciclo del láser. La velocidad de la partícula cargada pasa por cero dos veces por ciclo en el sistema del laboratorio. Eso, para el caso de que la partícula sea un electrón en interacción con un láser de los disponibles actualmente, representa dos cosas:

- una, el electrón pasa de cero a casi c en muy pocos femtosegundos
- dos, la velocidad promedio llega a ser próxima a c , y la velocidad máxima aún más.

Estos dos puntos son muy relevantes, y conceptualmente diferentes a lo que sucede con un acelerador convencional.

Si el lector no está familiarizado con la solución analítica o si prefiere probar otros casos que no sean estrictamente una onda propagante (por ejemplo una onda gaussiana), lo más recomendable es que trate de resolver numéricamente la ecuación del movimiento. No es complejo, pero

hay que ir con cuidado porque la trayectoria tiene una cúspide y eso se ha de tratar con precaución si no se quieren introducir errores que lleven a soluciones irreales.

Ejemplo para un pulso polarizado linealmente

Como ejemplo podemos considerar la dinámica de un pulso de pocos ciclos con un perfil temporal como el representado en la figura 5.1 y polarizado linealmente. Hemos considerado este un caso aproximadamente realista de los que se obtiene con la tecnología láser actual, llevando al límite las posibilidades de ancho de banda del Ti-zafiro.

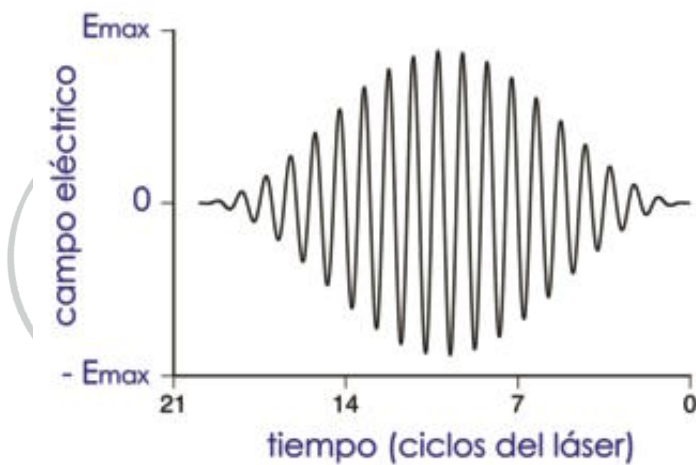


Figura 4.1. Perfil temporal típico de un pulso láser propagante de pocos ciclos. Este perfil de campo eléctrico, linealmente polarizado, con su correspondiente campo magnético es el que se ha empleado para los ejemplos de dinámica de un electrón que aparecen a continuación. En todos los ejemplos se ha considerado la longitud de onda central de 800 nanómetros, correspondiente al láser de Ti-zafiro.

Para poder describir convenientemente la dinámica hemos considerado tres casos, el cuasi-clásico, el relativista y el extremadamente relativista. Los tres corresponden a un láser de Ti-zafiro con 800 nanómetros de longitud de onda central y el perfil temporal indicado en la figura anterior. Lo único que va a cambiar es la amplitud de los campos.

Caso cuasi-clásico. Podemos empezar por el caso de una intensidad igual a $3.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (que corresponde a una unidad atómica). Es un

caso en el que la dinámica es totalmente clásica. Eso puede verse en la figura 4.2 (izquierda). En este caso la velocidad es esencialmente en la dirección del campo eléctrico (dirección vertical en la figura). Se observa una ligerísima curvatura que se debe a la ligera fuerza que ejerce el campo magnético a esas velocidades que todavía son mucho menores que la velocidad de la luz.

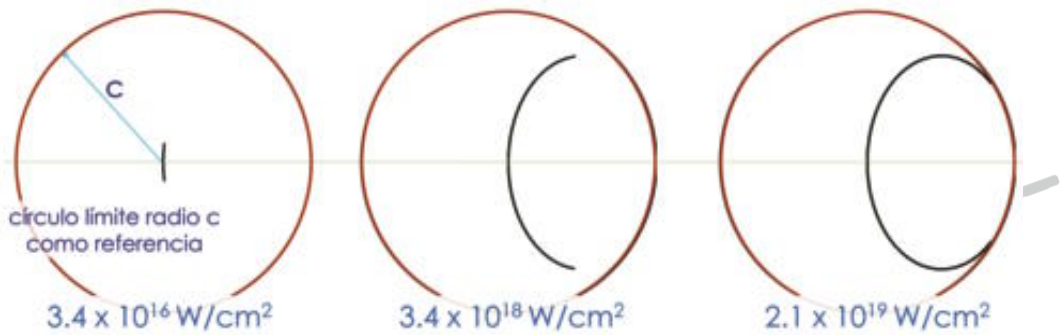


Figura 4.2. Mapa de velocidad calculado numéricamente para un electrón inicialmente en reposo movido por un pulso como el indicado en la figura anterior. El campo eléctrico está en la dirección vertical y el magnético está polarizado perpendicularmente al plano del papel. La trayectoria está contenida en ese plano. La propagación es hacia la derecha. Hay representados tres casos, para tres intensidades diferentes, $3.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (izquierda) que es un movimiento casi clásico, $3.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (centro) que es un movimiento claramente relativista, y $2.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ (derecha) que es un movimiento extremadamente relativista en algunos momentos. El círculo rojo representa la velocidad de la luz en el vacío, un límite del que no puede salirse la trayectoria.

Caso de dinámica relativista. Por comparar con el caso anterior podemos considerar una intensidad dos órdenes de magnitud por encima, es decir, $3.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, valor que corresponde a 100 unidades atómicas de intensidad. Esta velocidad está representada en la figura 4.2 (centro). Ahora la trayectoria se curva hacia la dirección de propagación. Además la velocidad es una fracción notable de c . Es importante observar que el electrón está inicialmente en reposo. El campo eléctrico le da un primer empujón siguiendo su dirección de polarización y a continuación esa velocidad en la dirección vertical se acopla con el campo

magnético dando como resultado una velocidad neta en la dirección de propagación.

Dinámica extrema. Como ejemplo de dinámica muy relativista extrema hemos considerado el caso de una intensidad igual a los $2.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, que corresponden a 625 unidades atómicas de intensidad. Ahora la velocidad queda en algunos puntos muy próxima a la circunferencia límite c . Ese movimiento se muestra en la figura 4.2 (derecha). En dos momentos de la trayectoria la velocidad es tan grande que puede confundirse con la circunferencia límite que representa la velocidad de la luz. Evidentemente la velocidad de la partícula es siempre sub-lumínica.

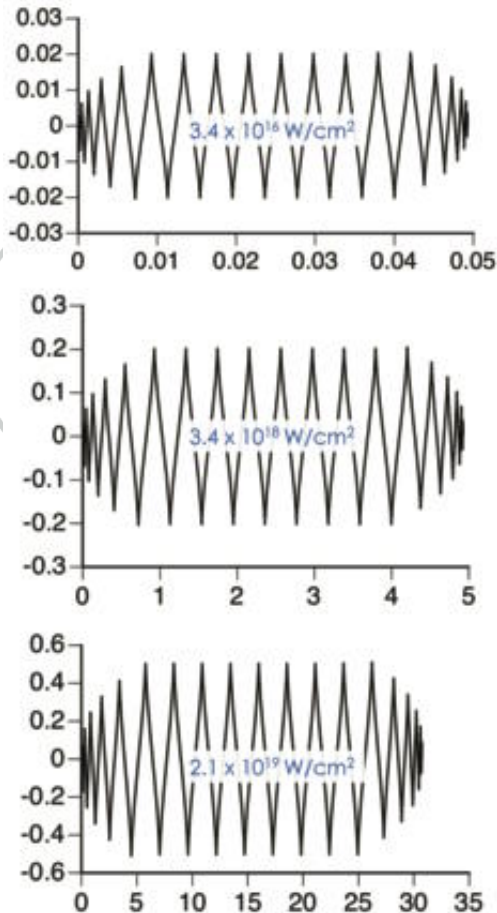


Figura 4.3. Trayectoria de un electrón en un láser linealmente polarizado. El dibujo corresponde a la solución numérica para las tres intensidades indicadas en la figura anterior y 800 nanómetros de longitud de onda. La trayectoria está en unidades de la longitud de onda. Obsérvese que las escalas son muy diferentes para que se aprecie claramente la similitud entre las tres trayectorias, lo cual es muy remarkable porque la superior es totalmente clásica mientras que la inferior es muy relativista). El eje vertical es el eje de polarización del campo eléctrico y el eje horizontal es el avance del electrón. Las tres trayectorias empiezan con velocidad cero en el origen de coordenadas y terminan en un punto del eje horizontal con una deriva que es muy pequeña para el primer caso (sólo 40 nanometros) mientras que en el ultimo caso es de aproximadamente 25 micrometros. Esta deriva en el eje horizontal es el efecto del campo magnético del láser.

En conclusión, el movimiento típico de un electrón libre en el seno de un pulso láser linealmente polarizado y muy intenso es de la forma indicada en la figura inferior, que corresponde a $2.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ y a los 800 nanómetros de longitud de onda central característicos del láser de Ti-zafiro. Los detalles más relevantes que hemos de recordar de ese movimiento —si consideramos que la partícula está inicialmente en reposo— son:

- El movimiento del electrón está siempre contenido en el plano definido por la dirección de polarización y por el vector de propagación. Por tanto, el campo magnético es perpendicular al plano de la trayectoria.
- Por cada oscilación hay dos puntos en los que la velocidad es nula. Esos puntos corresponden a los instantes en los que el campo es máximo. Al ser la velocidad nula, el campo magnético no actúa. La aceleración en ese instante es debida exclusivamente al campo eléctrico.
- Por cada oscilación hay dos puntos en los que la velocidad es máxima y la aceleración es nula. Esos puntos corresponden al instante en el que los campos son nulos.

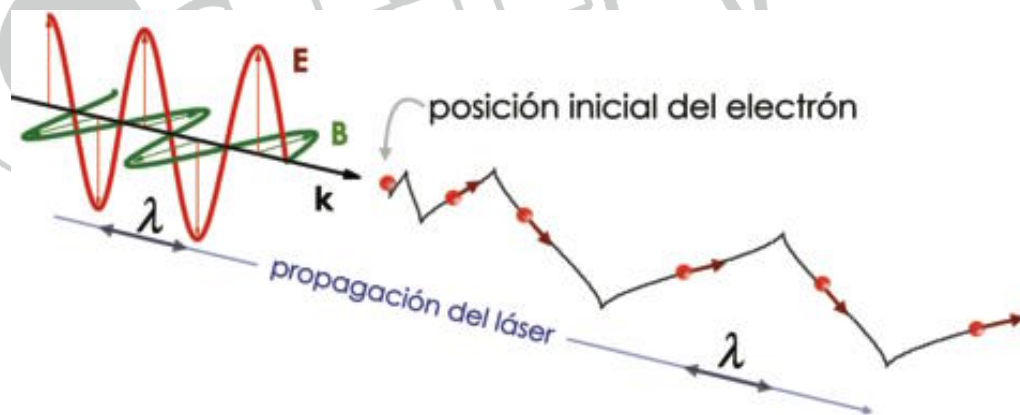


Figura 4.4. Trayectoria de un electrón en un láser linealmente polarizado. El dibujo corresponde a la solución numérica para $2.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ y 800 nanómetros de longitud de onda.

En la figura anterior se resalta la longitud de onda del láser (en este caso como la distancia entre dos mínimos del campo). Sin embargo

cuando el electrón se ha acelerado, la distancia entre dos puntos consecutivos de su oscilación es mucho mayor que la longitud de onda (como se observa a la derecha de la figura). Eso simplemente es el efecto Doppler. Lo peculiar de esta situación es que el electrón se acelera y se frena en una oscilación por lo que el efecto Doppler no es constante, como se había visto en la ecuación (4.8).

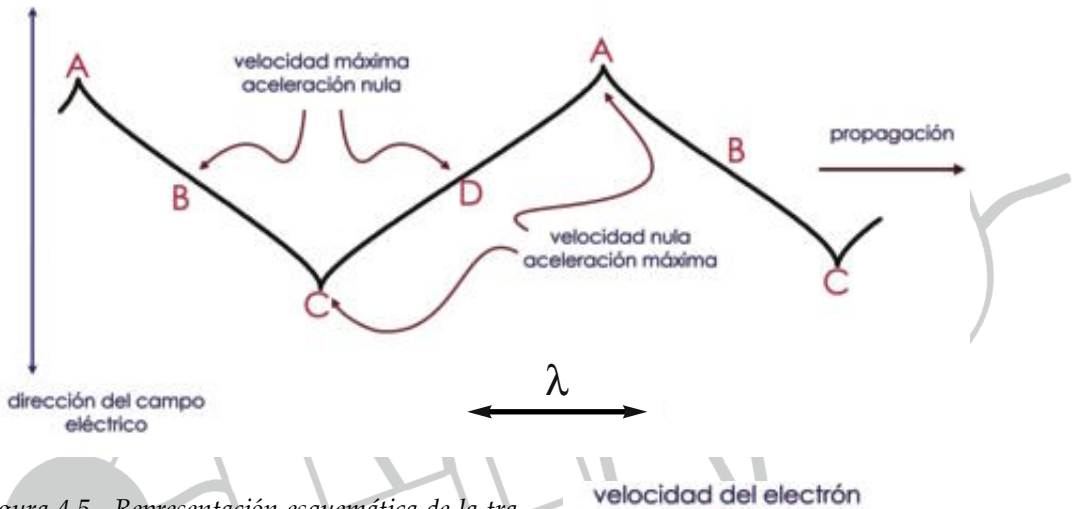
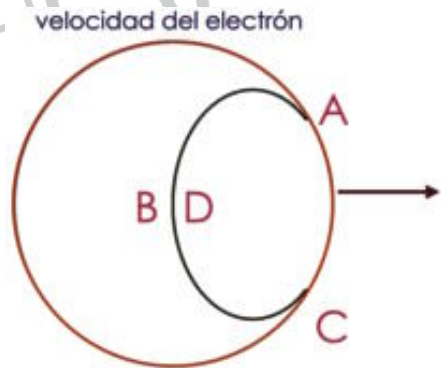


Figura 4.5. Representación esquemática de la trayectoria de un electrón aislado en el seno de un láser linealmente polarizado (arriba). Este tipo de trayectoria es típico en el régimen relativista, que para láseres en el infrarrojo cercano se alcanza a partir de los 10^{18} W/cm^2 . Este dibujo corresponde concretamente a $2.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. La velocidad que corresponde a ese caso se observa a la derecha. Las letras indican los puntos de la trayectoria. En A y C la velocidad es máxima. En B y D la velocidad es nula y la aceleración máxima.



Ahora hemos visto los elementos básicos para entender lo que significa el surfing de electrones. La figura siguiente representa de forma esquemática velocidad del electrón en función del campo eléctrico que está actuando sobre él (el campo eléctrico estaría en la dirección vertical, el campo magnético perpendicular al papel y la propagación hacia la dere-

cha). El campo eléctrico mueve al electrón hacia arriba y hacia abajo, pero ese movimiento se acopla con el campo magnético resultando una deriva en dirección hacia adelante. Durante medio ciclo el electrón se mueve hacia la derecha y hacia arriba, durante otro medio ciclo se mueve hacia la derecha y hacia abajo. Siempre se mueve hacia la derecha, es decir hacia la dirección de propagación de la onda. Hay dos puntos en los que está quieto, que son los puntos en los que el campo eléctrico es máximo y la aceleración es máxima. Que el punto de velocidad máxima del electrón coincida exactamente con el momento en el que el campo eléctrico es nulo es algo que resulta de la ecuación de Lorentz de forma evidente. En ese punto, como la velocidad es cero, el campo magnético no interviene y la aceleración es exclusivamente debida al campo eléctrico, es decir en dirección vertical. Eso pasa dos veces por ciclo. Lo importante es que en estos dos puntos es cuando el electrón va a radiar más.

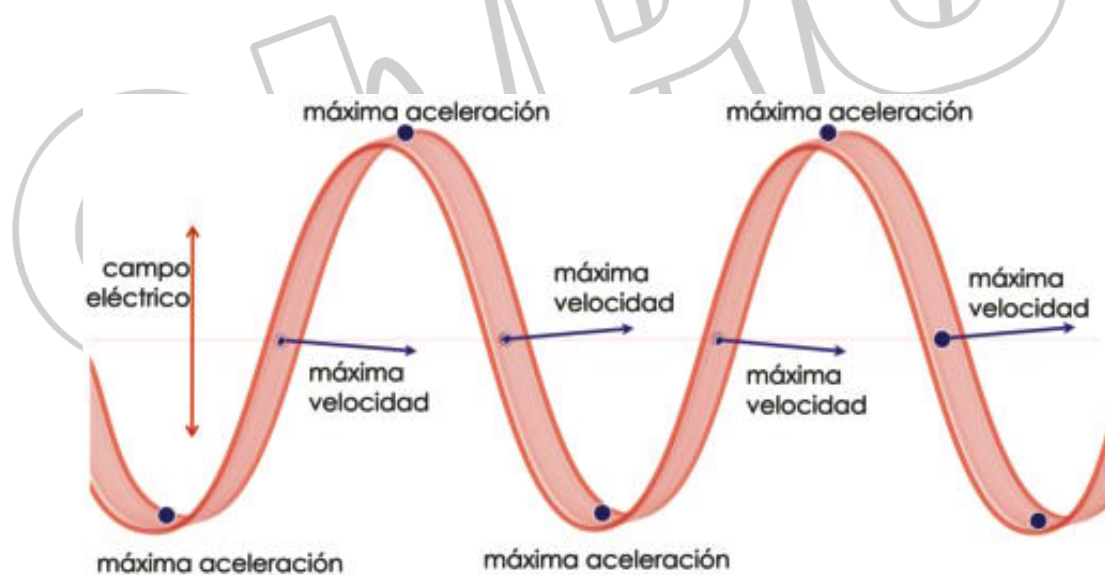


Figura 4.6. Representación esquemática de la velocidad del electrón en función del campo eléctrico que está actuando sobre él. El punto de velocidad máxima del electrón coincide con el momento en el que el campo eléctrico es nulo. Eso pasa dos veces por ciclo. La curva sinusoidal roja indica el valor del campo eléctrico. El movimiento del electrón tiene una componente en la dirección del campo eléctrico y otra en la dirección de propagación (hacia la derecha del dibujo).

Generación de radiación

La generación de radiación detectable en un experimento es la suma coherente de la radiación generada por cada una de las cargas en movimiento (aceleradas). Es bien conocido que radiación de una carga acelerada q viene dada por

$$E_{gen}(r,t) = \frac{q}{c} \left[\frac{1}{(c - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v})^3} \mathbf{n} \times ((c\mathbf{n} - \mathbf{v}) \times \mathbf{a}) \right]_{ret} + near\ field \quad (4.9)$$

donde E_{gen} es el campo eléctrico generado en un punto del espacio \mathbf{r} , \mathbf{n} es el vector que une la posición de la carga acelerada y la posición en la que medimos el campo, y \mathbf{a} es la aceleración instantánea de la partícula y \mathbf{v} su velocidad. El subíndice *ret*, indica que hemos de tener en cuenta el retardo, ya que el campo generado en un punto se debe a la velocidad y aceleración de la carga en un instante anterior. Además la expresión anterior indica el campo de radiación o campo lejano, que es lo más interesante con vistas a la protección radiológica. El campo cercano se ha dejado sin explicitar.

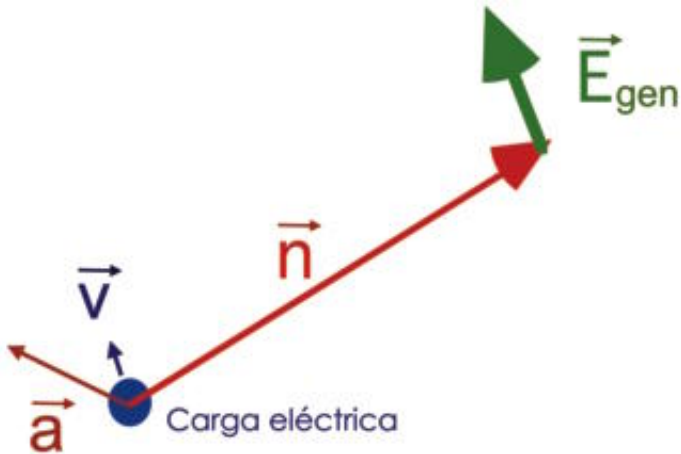


Figura 4.7. Representación esquemática del proceso de generación de radiación por una carga acelerada.

Esta expresión tiene validez prácticamente universal. Siempre nos dice como radia una carga acelerada. Es muy importante notar que la partícula radia por causa de su aceleración, no de su velocidad. En el caso que nos ocupa de un movimiento de partícula libre producido por un laser muy intenso, la radiación emitida en esos dos puntos de velocidad casi nula del movimiento es muy relevante [Wegener2005].

Es evidente que hemos identificado los puntos en los que una partícula alcanza su máxima velocidad y en los que está parada. Eso abre el camino a muchas posibilidades nuevas. Por ejemplo, quizás algún día del futuro podamos usar eso para frenar partículas de una forma controlada de modo que no radien en altas energías y que por ello no activen los blindajes. Pero eso es, hoy por hoy, ciencia ficción.

Evidentemente hay otra situación en la que la partícula cargada radia, es cuando se acelera por efecto de una colisión. Eso es otra categoría de efectos, pero los conceptos básicos son los mismos. Hasta aquí hemos considerado efectos de una partícula cargada aislada. Cuando tengamos efectos de plasma se mezclarán los efectos de radiación a nivel individual con los efectos colectivos (coherentes e incoherentes) y con los efectos de plasma.

Energía máxima

En la protección radiológica siempre hemos de ponernos en el caso más desfavorable posible, por ello hemos de considerar a ese efecto cual es la energía máxima que tiene el electrón. Ese valor se puede deducir de la ecuación (4.7) y el resultado es

$$E_{\max} = mc^2 + \frac{1}{4} \frac{q^2}{m \omega^2} I \quad (4.10)$$

Esta ecuación es válida tanto para protones como para electrones. En el caso de electrones, se llega a la siguiente tabla orientativa aproximada pero muy interesante para entender la fenomenología (véase la tabla 4.1). En la tabla se han representado los valores de la energía ciné-

tica máxima para el caso de un láser de Ti-zafiro (800 nanómetros de longitud de onda central) focalizado hasta diversos valores de la intensidad pico.

INTENSIDAD DEL LÁSER	ENERGÍA DE UN ELECTRÓN AISLADO EN ESE LÁSER	COMENTARIOS
10^{16} W/cm ²	1 keV	Para llegar a estas intensidades se requiere una focalización muy sofisticada
10^{17} W/cm ²	10 keV	
10^{18} W/cm ²	100 keV	
10^{19} W/cm ²	1 MeV	Es el inicio de los efectos relativistas
10^{20} W/cm ²	10 MeV	
10^{21} W/cm ²	100 MeV	
10^{22} W/cm ²	1 GeV	
10^{23} W/cm ²	10 GeV	Es la frontera actual y se duda si se llegará con un petavatio o se necesitará algo más de potencia pico

Tabla 4.1. Energía máxima alcanzable por un electrón aislado (sin efectos de plasma) en el seno de un láser de Ti-zafiro (800 nanómetros de longitud de onda central) focalizado hasta diversos valores de la intensidad pico.

Como la energía máxima depende de la intensidad dividida por la frecuencia al cuadrado, es decir, escala como la intensidad multiplicada por la longitud de onda al cuadrado, los láseres cuando más se adentren en el infrarrojo tanto mejor en lo relativo a potencial uso como aceleradores. Sin embargo eso no es tan sencillo como pueda parecer a simple vista ya estamos hablando de intensidad en el foco y el tamaño del foco esta limitado por difracción es decir, por la longitud de onda otra vez. La zona del infrarrojo cercano es posiblemente la que representa en la actualidad el mejor compromiso para la aceleración.

De la ecuación (4.10) se observa que la energía máxima escala inversamente proporcional a la masa de la partícula que se acelera. En el caso

de un electrón (o de un positrón) como la masa es muy pequeña comparado con el caso de un protón o de otro núcleo los efectos son más importantes pues la velocidad que adquiere un electrón será mucho mayor que la que adquiriera un protón para la misma intensidad y longitud de onda del láser. Los protones, pues, con una masa casi dos mil veces mayor que la de los electrones van a acelerarse mucho más lentamente. Por eso la dinámica relativista de electrones, para láseres en el infrarrojo cercano, empieza a partir de 10^{18} W/cm^2 mientras que para protones empieza más allá de los 10^{21} W/cm^2 . En la actualidad se suele hablar de región relativista cuando exclusivamente la dinámica de los electrones es relativista y se reserva el nombre de región ultra-relativista para la región en la que tanto electrones como iones se mueven a velocidades próximas a la velocidad de la luz. Es interesante resaltar que en la región ultra-relativista debido a que la masa aparece de la forma γm , siendo γ el parámetro relativista, la dinámica de electrones y protones va siendo cada vez más similar.

Reacción de la radiación

Hasta ahora hemos supuesto que los campos que siente el electrón son los campos eléctrico y magnético del láser. Si nuestro electrón fuese puntual, esta cuestión no representaría ningún problema, pero si tenemos en cuenta el tamaño finito (aunque pequeño) del electrón, es posible que los campos que genera el propio electrón al ser acelerado por la onda electromagnética sean importantes a la hora de determinar la dinámica del electrón.

En este cálculo, entrará en juego el radio clásico del electrón (que en orden de tamaño se encuentra en el fermi) y habrá que comparar la radiación incidente con la que emite el propio electrón en cada una de sus partes. Con estas consideraciones no es difícil demostrar que la reacción de la radiación no es dominante hasta llegar a intensidades del orden de 10^{26} W/cm^2 para el caso del Ti-Zafiro o de otros láseres en el infrarrojo cercano. Teniendo en cuenta que el récord actual de intensidad está en torno a los 10^{23} W/cm^2 no parece necesario entrar en más consideraciones sobre este punto.

Conclusión

Hemos visto que un electrón aislado puede acelerarse por efecto de un láser hasta energías muy relevantes y potencialmente peligrosas. Un protón también se puede acelerar, pero dada su mayor masa necesita intensidades mucho mayores. Lo que hemos visto hasta ahora son efectos de partícula aislada. Cuando ionicemos un gas o un sólido tendremos efectos de colectivos, es decir un plasma. Eso será el objeto del próximo capítulo.





Capítulo 5

Plasmas

CALPUN

En el capítulo anterior hemos visto la dinámica de partículas cargadas aisladas en interacción con un láser. En los experimentos reales los pulsos láser no interaccionan con partículas aisladas sino con medios extensos y en el régimen de intensidades que nos ocupan, los blancos van a estar siempre parcial o totalmente ionizados. En este capítulo introducimos algunos fenómenos que se producen en la interacción de pulsos láser muy intensos con plasmas. Estos fenómenos están en la base de la generación de radiación ionizante en este tipo de experimentos

¿Qué es un plasma?

Un plasma es un medio gaseoso con un número apreciable de partículas cargadas libres (electrones e iones). Los plasmas tienen las siguientes características generales:

- Son conductores
- Son eléctricamente neutros o casi neutros.
- Pueden estar total o parcialmente ionizados y los iones que los componen tener distintos estados de ionización.
- Son muy sensibles a los campos electromagnéticos.
- Tienen muchas interacciones internas pero predominan las de largo alcance (electromagnéticas) sobre las de corto (interatómicas).

Los plasmas pueden estar en equilibrio termodinámico (plasmas térmicos), definidos por una sola temperatura en cada punto del espacio, o fuera del equilibrio termodinámico (plasmas no térmicos), con múltiples temperaturas asociadas a distintos tipos de partículas y grados de libertad.

El estado de plasma, conocido como “cuarto estado de la materia”, constituye la mayor parte del universo visible (95% - 99%), pero es raro en nuestra vida cotidiana porque la superficie terrestre es relativamente fría y las cargas libres tienen tendencia a recombinarse.

Parámetros característicos de un plasma

La física del plasma es una disciplina compleja y no es el objetivo de este libro tratarla en profundidad, aunque para describir algunos fenómenos típicos en la interacción de láseres de pulso ultracorto con la materia es necesario introducir algunas magnitudes típicas y esbozar algún modelo sencillo, sin entrar en demasiados detalles y dirigiendo al lector interesado a algunas obras de la bibliografía [Bellan2008, Boyd2003, Attwood2007].

Para empezar, vamos a definir algunos de los parámetros característicos de un plasma:

Frecuencia de plasma

Es la frecuencia propia de las oscilaciones colectivas de las partículas del plasma generadas por la fuerza recuperadora del campo electrostático autoconsistente (oscilaciones de plasma). Generalmente la frecuencia de plasma se refiere a la de los electrones que lo componen:

$$\omega_p \equiv \omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

donde n_e es la densidad de electrones del plasma, $-e$, m_e la carga y la masa del electrón y ϵ_0 la permitividad dieléctrica del vacío.

Dado que el resto de partículas del plasma tienen masas mucho mayores que los electrones, sus frecuencias propias de oscilación son bastante más pequeñas y sólo son relevantes en casos de resonancias con perturbaciones de frecuencia baja. Para iones de carga q_i , m_i cuya densidad sea n_i , la frecuencia iónica de plasma es

$$\omega_{pi} = \left(\frac{q_i^2 n_i}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

Frecuencia de ciclotrón

Los campos magnéticos son muy importantes en la dinámica de los plasmas. La frecuencia propia de giro de las partículas cargadas en el seno

de una inducción magnética B recibe el nombre de frecuencia de ciclotrón. La frecuencia de ciclotrón de un electrón es:

$$\omega_c \equiv \omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (5.3)$$

y la de un ion:

$$\omega_{ci} = \frac{q_i B}{m_i} \quad (5.4)$$

Longitud de Debye

La longitud de Debye es la distancia a la cual las cargas individuales se ven apantalladas por el resto de cargas móviles del plasma.

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

donde k_B y T_e son la constante de Boltzmann y la temperatura de los electrones. A distancias inferiores a la longitud de Debye (esfera de Debye) dominan las interacciones partícula-partícula y a distancias mayores las colectivas. Para hacernos una idea, en un plasma de densidad 10^{21} e/cm^3 que esté a una temperatura de 1 keV, la distancia de Debye es de 7 nm.

Velocidad térmica

En el límite térmico, todas las partículas del mismo tipo están caracterizadas por una única temperatura. En ese caso se define la velocidad térmica como la velocidad más probable en una distribución maxwelliana. Para electrones,

$$v_e = \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad f(v) = \frac{n_e}{(2\pi)^{3/2} v_e^{3/2}} e^{-v^2/2v_e^2} \quad (5.6)$$

La temperatura térmica de los iones será

$$v_i = \left(\frac{k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2} \quad (5.7)$$

Frecuencia de colisiones

La frecuencia de colisiones es la tasa promedio a la que se producen colisiones partícula-partícula en el plasma. Para un tipo de partícula determinado, la frecuencia de colisiones viene dada por

$$v_c = n_s \sigma_c \langle v \rangle \quad (5.8)$$

donde n_s es la densidad de las partículas estacionarias, $\sigma_c \langle v \rangle$ la sección transversal de la colisión en cuestión y $\langle v \rangle$ la velocidad promedio de la partícula que colisiona.

Asociado a la frecuencia de colisiones está el camino libre medio, que es la distancia promedio que recorre una partícula entre dos colisiones sucesivas, $l_{mfp} = (n_s \sigma_c)^{-1}$

Propiedades ópticas del plasma

Dado que los plasmas son medios ionizados, el modelo clásico de Drude [Born1999] funciona muy bien. Según dicho modelo, la permitividad dieléctrica de un plasma tiene la forma:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + i v_{ei} / \omega} \right) \quad (5.9)$$

Siendo ω la frecuencia del campo electromagnético y v_{ei} la frecuencia de colisiones de los electrones. Cuando la frecuencia de colisiones es mucho menor que la del campo, puede despreciarse la parte imaginaria de la función dieléctrica, con lo que se llega a la conocida fórmula para el índice de refracción:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (5.10)$$

de forma que el plasma tiene un índice de refracción real para frecuencias por encima de la de plasma, que se pueden propagar dentro de él, mientras que tiene un índice imaginario para frecuencias menores que la de plasma, que son reflejadas. La expresión anterior puede escribirse alternativamente en función de la densidad del plasma como:

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (5.11)$$

siendo $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ la llamada densidad crítica, que depende de la frecuencia de la luz incidente. Los plasmas que para radiación de una longitud de onda determinada tienen una densidad superior a la crítica (plasmas sobredensos o sobrecríticos) no dejan transmitir dicha radiación; los que tienen una densidad inferior a la crítica (subdensos o subcríticos) sí dejan transmitir la radiación.

El hecho de despreciar las colisiones es una aproximación demasiado fuerte en muchos casos ya que en realidad el campo electromagnético también se atenúa al propagarse en plasmas subdensos, debido a la llamada absorción por colisiones. Según los modelos que estudian ese fenómeno, la dependencia de la longitud de absorción con los parámetros del plasma sigue la escala:

$$l_{abs} \propto \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{Z n_e^2} \quad (5.12)$$

donde Z es el estado de carga promedio de los iones.

Descripción macroscópica

Dado el ingente número de partículas con el que cuenta un plasma, es inviable estudiar su dinámica a partir de la evolución de todas las partículas que lo componen (descripción microscópica). Por ello se usan apro-

ximaciones resultantes de promediar la función de distribución de las partículas en el espacio de fases (posiciones y momentos) y los campos electromagnéticos en regiones que contienen un número elevado de partículas, llegando así a la llamada descripción cinética. Posteriormente, si la información sobre la distribución de velocidades de las partículas no es crítica, se puede promediar en el espacio de momentos, llegando a la descripción del plasma como un fluido.

Los desarrollos matemáticos necesarios para pasar de la descripción microscópica a la cinética y a la de fluido y las aproximaciones que implican pueden encontrarse en numerosos libros. Aquí solamente introduciremos las ecuaciones a las que se llega.

Descripción cinética

La descripción cinética se basa en la evolución de la distribución de partículas en el espacio de fases $f_a = f_a(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, que da la densidad de partículas de tipo a en el punto (\mathbf{r}, \mathbf{p}) en el instante t . A partir de dicha distribución pueden hallarse la densidad y la velocidad promedio de las partículas de tipo a como:

$$\begin{aligned} n_a(\mathbf{r}, t) &= \int f_a(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \\ \mathbf{u}_a(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{n_a(\mathbf{r}, t)} \int \mathbf{v} f_a(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \end{aligned} \quad (5.13)$$

de las cuales obtenemos la densidad y la densidad de corriente sumando a todas las especies del plasma:

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \sum_a q_a n_a(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) &= \sum_a q_a n_a(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}_a(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (5.14)$$

En el caso en el que la única fuerza que actúa sobre las partículas es la de Lorentz, despreciando colisiones, fricción de radiación, etc., el sistema de ecuaciones cinéticas es el de Vlasov-Maxwell:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_a + q_a (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_a &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

con $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. El operador $\nabla_{\mathbf{p}}$ representa el gradiente en las coordenadas de momento.

La ecuación de Vlasov puede resolverse en algunos casos particulares de forma analítica y también es el punto de partida de soluciones numéricas como las de tipo partícula-en-celda (*particle-in-cell*, PIC), pero en general su resolución es una tarea muy difícil debido a la complejidad del espacio de fases de seis dimensiones.

Descripción de fluido

La descripción de un plasma como fluido se basa en caracterizarlo a partir de las magnitudes promediadas en las coordenadas de velocidades definidas anteriormente $n_a(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{u}_a(\mathbf{r}, t)$ y otras de orden superior, asumiendo que conocemos las propiedades generales de esa distribución de velocidades.

A partir de la ecuación de Vlasov se llega, promediando en las velocidades, a la ecuación de continuidad para cada tipo de partícula:

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla \cdot (n_a \mathbf{u}_a) = 0 \tag{5.16}$$

que es la primera ecuación de fluido.

Análogamente, multiplicando la ecuación de Vlasov por la velocidad e integrando se llega a la segunda ecuación de fluido, que describe la evolución de la velocidad promedio:

$$m_a n_a \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_a \cdot \nabla \right) \mathbf{u}_a = q_a n_a (\mathbf{E} + \mathbf{u}_a \times \mathbf{B}) - \nabla P_a \quad (5.17)$$

donde P_a es la presión térmica, que aparece al tener en cuenta los promedios de las fluctuaciones de las velocidades y que, en general, tiene carácter tensorial.

Estas dos ecuaciones de fluido junto con las ecuaciones de Maxwell constituyen el sistema de ecuaciones de Euler-Maxwell, que es la base de la descripción de fluido del plasma. Para completarlo hay que añadir una ecuación de estado que nos diga cómo varía la presión y que varía según las propiedades del plasma. El caso más sencillo consiste en despreciar totalmente la velocidad térmica haciendo $P_a = 0$, lo que es válido para los llamados plasmas fríos. La ecuación relativista de fluido para el momento de un plasma frío se reduce a:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_a \cdot \nabla \right) \mathbf{p}_a = q_a (\mathbf{E} + \mathbf{u}_a \times \mathbf{B}), \quad \mathbf{p}_a = m_a \gamma_a \mathbf{u}_a \quad (5.18)$$

La aproximación de plasma frío tiene sentido en muchos casos en la interacción de pulsos láser muy intensos con plasmas, ya que el movimiento de los electrones está dominado por la fuerza del campo electromagnético, frente a la que las fluctuaciones térmicas son despreciables.

Simulación de plasmas. Códigos PIC

Como dijimos antes, la resolución del sistema de ecuaciones cinéticas y de fluido es posible analíticamente en ciertos casos muy simples, pero en general no se pueden encontrar tales soluciones en la mayoría de los casos. Por ello, la física computacional ha tenido uno de sus campos de mayor desarrollo en el terreno de los plasmas.

Para resolver numéricamente las ecuaciones de fluido se utilizan métodos comunes a los de la dinámica de fluidos, ya que las ecuaciones diferenciales no lineales que aparecen, aun con algunas peculiaridades, son parecidas. Este acercamiento es interesante para problemas en escalas de tiempo y espacio relativamente grandes en las que los fenómenos lo-

cales no son importantes, pero no es muy útil en la interacción de pulsos láser muy intensos con plasmas.

En este caso tienen más sentido métodos de partículas. No se trata de simular las partículas reales de las que está formado el plasma, sino de estudiar la evolución de un número mucho más reducido de macropartículas, cada una de las cuales representa muchas partículas reales. La interacción entre estas macropartículas no ocurre individualmente sino de forma colectiva, a través de los campos generados por ellas. Esto equivale a ignorar las colisiones partícula-partícula de corto alcance, lo que en general es una buena aproximación. Entre este tipo de modelos, el más utilizado es el de partícula-en-celda (*Particle-In-Cell* o PIC en la bibliografía en inglés).

Códigos PIC

Los métodos PIC se desarrollaron para resolver las Ecuaciones Diferenciales en Derivadas Parciales asociadas a ciertos fenómenos físicos. Una simulación PIC sirve para estudiar el comportamiento de un material en determinadas condiciones. Para ello, se basa en hacer una aproximación del material, representándolo como un conjunto de macropartículas, cada una de las cuales corresponde a un amplio conjunto de las micropartículas reales que forman dicho material. Las interacciones entre las partículas no se consideran de forma directa sino que para ello se utilizan celdas. Las celdas representan una división imaginaria del espacio de trabajo que reduce la complejidad del problema.

Las aplicaciones de los métodos PIC son variadas, por ejemplo en mecánica de fluidos, pero uno de sus mayores campos de aplicación es la física de plasmas, donde pueden deducirse a partir de una discretización del sistema de ecuaciones cinéticas de Vlasov-Maxwell. En este ámbito se utilizan para estudiar fenómenos muy diversos: auroras en la ionosfera, magnetohidrodinámica, reconexión magnética, gradientes de temperatura de iones, microinestabilidades en tokamaks, descargas de vacío, y la que nos interesa aquí, la interacción láser-plasma.

El algoritmo básico de un código PIC [Birdsall1991, Verboncoeur2005] es el que se muestra en la figura 5.1.

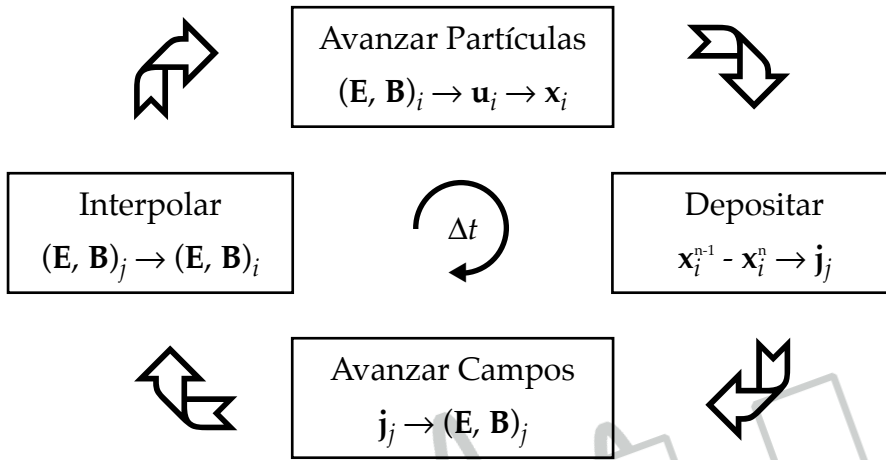


Figura 5.1. Esquema del ciclo de un código PIC.

Inicialmente se sitúan las macropartículas en el espacio virtual, simulando las condiciones experimentales. A partir de las posiciones y velocidades de las partículas se calculan las densidades de carga y corriente en puntos fijos, correspondientes a una red espacial (de una, dos, o tres dimensiones espaciales en función del tipo de simulación). A continuación, se calculan los campos eléctrico y magnético con las ecuaciones de Maxwell, utilizando dichas densidades. Por último, se interpolan los valores de los campos en las posiciones de las partículas y se mueven éstas, utilizando la ecuación de movimiento de Newton-Lorentz.

Los códigos PIC se han venido utilizando con mucho éxito en las tres últimas décadas para la simulación de plasmas y, específicamente, para la simular la interacción láser-materia. Existe abundante bibliografía al respecto y algoritmos muy depurados para resolver las distintas partes del código.

Ondas en plasmas

Antes de abordar la aceleración de partículas en plasmas, es necesario dedicar algo de tiempo a la propagación de ondas electromagnéticas y

electrostáticas en plasmas y algunos fenómenos relacionados con dicha interacción. Consideraremos plasmas fríos no magnéticos, que es una buena aproximación en los casos de nuestro interés. Al igual que en apartados anteriores, dejaremos de lado las deducciones matemáticas, que pueden encontrarse en la bibliografía [Gibbon2005, Gibbon2012, Macchi2013].

Ondas lineales

A partir de las ecuaciones de Maxwell se llega eliminando el campo magnético a la ecuación de ondas

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (5.19)$$

donde la densidad de corriente se reduce a $\mathbf{J} = -e n_e \mathbf{u}_e$ cuando se consideran los iones en reposo frente a la respuesta mucho más rápida de los electrones del plasma. Para campos lo suficientemente débiles pueden despreciarse los términos no lineales y el efecto del campo magnético en la dinámica de los electrones, en cuyo caso la ecuación se reduce a:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{\omega_p^2}{c^2} \mathbf{E} \quad (5.20)$$

siendo $\omega_p^2 = e^2 n_e / m_e \epsilon_0$ la frecuencia de plasma. En el caso de ondas electromagnéticas transversales $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ y se deduce para ondas planas monocromáticas la ya conocida expresión para el índice de refracción (ec. 5.10) equivalente a la relación de dispersión $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$, que nos da el corte entre las zonas de propagación (plasma subdenso) y no propagación (plasma sobredenso) de estas ondas electromagnéticas.

La ecuación de ondas también admite soluciones para ondas electrostáticas longitudinales, para las cuales $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, $\mathbf{B} = 0$, $\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$ y su dirección de propagación es la misma que la del campo eléctrico. En este caso la única solución posible es que la frecuencia de la onda sea la de plasma y en principio pueden propagarse a cualquier velocidad y con cualquier longitud de onda ya que el número de ondas k queda indeterminado. Estas oscilaciones reciben el nombre de plasmones y están aso-

ciadas a perturbaciones en la densidad de carga que se calculan con la ecuación de Poisson

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e}{\epsilon_0} \delta n_e = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_e - Zn_i) \quad (5.21)$$

siendo Z la carga de los iones inmóviles cuya densidad es n_i .

Una forma de excitar esas oscilaciones de plasma es con una fuerza que viaje en el plasma a velocidad v_f que genere la perturbación en la densidad de electrones, por ejemplo la fuerza ponderomotriz generada por un pulso láser. La velocidad de propagación de dicha onda será también v_f y se generará tras el frente de la perturbación, a modo de estela de ésta. Ese tipo de ondas se llaman precisamente ondas de estela (*wake waves*).

Ondas relativistas

Cuando aumenta la intensidad del campo y no es posible mantener la aproximación lineal y es necesario incluir el efecto de la fuerza magnética y del factor relativista, lo que provoca que la dinámica sea no lineal, al igual que en el caso de una sola partícula. Para ondas planas circularmente polarizadas el momento es transversal a la onda y puede llegarse a una ecuación de ondas no lineal con un índice de refracción

$$n_{NL}(\omega) = \sqrt{\frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_0}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_e \omega^2}} \quad (5.22)$$

y en este caso $\gamma_e = (1 + a_0^2/2)^{1/2}$, $a_0 = eE_0/(m_e \omega c)$. Para una onda linealmente polarizada la dinámica es más compleja porque γ_e varía, pero en primera aproximación puede considerarse el mismo índice de refracción tomando su valor promedio en un ciclo.

La primera consecuencia de la dinámica relativista es que la frecuencia de corte entre plasma subdenso y sobredenso ya no es la de plasma, sino $\omega_p / \gamma_e^{1/2}$ que depende de la intensidad del campo. Esto quiere decir que la densidad crítica aumenta $n'_c = \gamma_e n_c$. Este efecto se conoce como transparencia relativista.

Por debajo de la densidad crítica, cuando tenemos en lugar de ondas planas un haz láser con un perfil transversal de intensidad gaussiano, a_0 no es constante sino que toma un valor mayor en el eje de propagación y decrece a medida que nos alejamos de él. El efecto es que el plasma se comporta como un medio con un perfil no homogéneo de índice de refracción, análogamente al caso de una fibra óptica. Dado que el índice es mayor en el centro y menor en la periferia, el efecto es que el haz se va concentrando como si se propagase a través de una lente convergente. Este efecto se conoce como autoenfoco relativista. Con ayuda de un modelo simple puede estimarse que la potencia umbral a la que empieza a notarse el autoenfoco relativista es del orden de $P_c \approx 40 \text{ GW } n_c/n_e$.

En cuanto a las ondas longitudinales, cuando los campos se hacen muy intensos las oscilaciones de los electrones pueden ser tan amplias que se lleguen a romper las ondas si los electrones viajan a una velocidad mayor que la de propagación.

Aceleración de electrones

Tradicionalmente, la aceleración de partículas cargadas se ha basado en campos eléctricos longitudinales, bien sea estáticos o en resonadores de radiofrecuencia o microondas. En la práctica la aceleración está limitada por el campo máximo que pueden soportar los dispositivos generadores del campo: si el campo eléctrico supera valores en torno a 50 MV/m comienzan a ionizarse sus electrones y el acelerador deja de funcionar. Por ello, la única opción para lograr haces de partículas más energéticas es aumentar el tamaño del acelerador, lo que implica instalaciones kilométricas enormemente costosas.

Al contrario que en los dispositivos convencionales, los plasmas pueden generar y soportar campos mucho mayores —al fin y al cabo ya están ionizados—, hasta TV/m . Para lograr esos campos se emplean pulsos láser ultracortos y muy intensos que, en ciertas circunstancias, pueden acoplarse fuertemente al plasma cediéndole buena parte de su energía, que a su vez puede usarse para acelerar partículas hasta energías apreciables (se han logrado energías del orden del GeV para electrones y decenas de MeV para protones e iones ligeros) en espacios muy reducidos, entre unos pocos centímetros (electrones) y algunas micras (iones).

Esto puede dar lugar a un nuevo tipo de aceleradores compactos que en el futuro puedan ser una alternativa a los grandes aceleradores para ciertas aplicaciones.

El campo de la aceleración de partículas en plasmas inducida por láseres ha concentrado una extraordinaria actividad en los últimos años. A continuación describiremos a grandes rasgos los mecanismos físicos en los que se basa y algunos de los resultados obtenidos.

Aceleración de electrones en medios subdensos

El mecanismo de aceleración de electrones en medios subdensos más interesante es el llamado *laser wakefield acceleration* (LWFA), que fue propuesto por Tajima y Dawson en 1979 [Tajima1979]. Este mecanismo consta de dos pasos: En primer lugar, un pulso láser intenso excita una onda de plasma debido a su fuerza ponderomotriz, de modo análogo a cómo un barco genera una estela en la superficie del agua. Esta onda viaja detrás del pulso láser y está ligada a campos eléctricos muy intensos. En una segunda fase, pueden inyectarse electrones de forma adecuada cerca del pico de la onda que van ganando energía de dichos campos eléctricos, del mismo modo que un buen surfista se desplaza en una ola en el océano.

El mecanismo de LWFA tiene diversas variantes, capaces de producir paquetes de electrones relativamente colimados y con un espectro de ener-

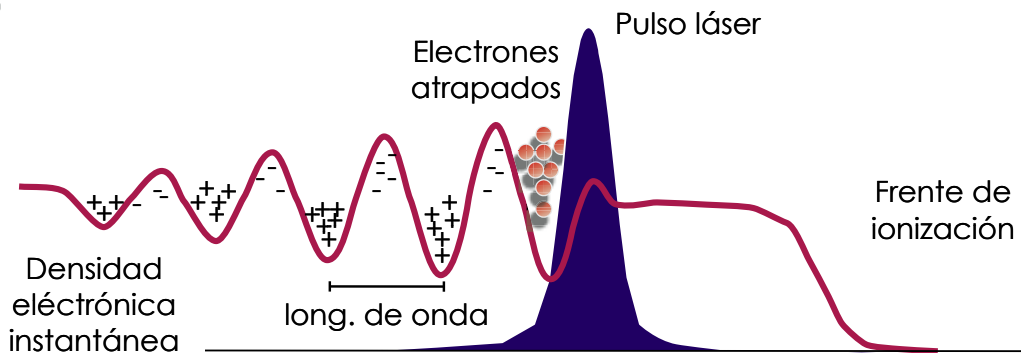


Figura 5.2. Esquema de la onda de estela generada por un pulso láser intenso en un plasma subdenso.

gías estrecho. Los electrones son acelerados por el campo longitudinal, pero dado que el haz láser no es una onda plana sino que tiene un perfil transversal no homogéneo, la dinámica puede ser bastante compleja.

El acoplamiento ideal entre el láser y la onda de plasma se produce cuando se verifica la condición $\tau_L = \pi/\omega_p$, siendo τ_L la duración del pulso láser. Hasta hace pocos años no ha habido pulsos láser suficientemente intensos y de duraciones adecuadas (decenas de femtosegundos) para excitar ondas de plasma capaces de acelerar electrones a centenares de MeV.

Dado que la onda de plasma viaja casi a la velocidad de la luz (a la velocidad de grupo del pulso láser en el plasma), los electrones que acelera deben inyectarse en la onda con una velocidad longitudinal muy alta para no quedarse atrás rápidamente. Una vez que dichos electrones alcanzan una velocidad cercana a la de la luz son acelerados a lo largo de una distancia apreciable (hasta varios centímetros en algunos experimentos), ganando mucha energía.

La manera más natural de inyectar electrones en la onda de plasma es la autoinyección. Si el pulso láser es muy intenso la onda de plasma tendrá una amplitud muy grande, entrará en régimen no lineal y puede alcanzar el umbral de ruptura, momento en el cual algunos electrones cercanos al máximo de la onda pueden salirse de ella, encontrándose en condiciones inmejorables para ser acelerados [Mangles2004, Geddes2004, Faure2004]. En el caso de campos extremadamente intensos puede alcanzarse el llamado régimen de burbuja, en el que se genera una región vacía detrás de la onda de plasma en la que puede haber gradientes de campo muy altos.

La alternativa a la autoinyección es la inyección externa de electrones, siguiendo el esquema de los aceleradores convencionales. Hay varios esquemas de inyección externa que permiten un buen control sobre las propiedades del haz acelerado, logrando mayor estabilidad que con la autoinyección. Por ejemplo, con este tipo de técnicas se han generado haces de electrones de hasta 1 GeV de energía, relativamente monoenergéticos [Leemans06] en un canal de plasma en una guía.

La aceleración de electrones mediante LWFA se ve limitada por tres motivos: difracción, disminución de la energía y desfase. Respecto a la difracción, el haz láser que genera la onda está enfocado y tiene una longitud de Rayleigh finita, a partir de la cual va divergiendo (difractándose). En cuanto a la disminución de energía, es evidente que el pulso láser va

consumiendo su energía al cedérsela a la onda de plasma. Por último, el desfase se refiere a que los electrones acelerados no viajan exactamente a la velocidad de la onda de plasma y pueden entrar en regiones en las que en lugar de ganar energía la pierden. Normalmente los problemas más importantes son la disminución de energía cuando la intensidad del pulso láser es muy elevada y el desfase cuando está por debajo del límite relativista.

Aceleración de electrones en medios sobredensos

La aceleración de electrones en medios sobredensos (típicamente sólidos en el caso de radiación en el infrarrojo cercano) es un proceso complejo en el que pueden intervenir distintos mecanismos. En principio, como hemos visto, el campo electromagnético no puede penetrar en un medio sobredenso, por lo que la absorción “dentro” del medio no puede producirse. Sin embargo, sí que hay formas eficientes de transmitir energía a las partículas, electrones principalmente, desde la frontera del medio.

El mecanismo clásico de absorción de energía en un plasma es a través de las colisiones entre sus partículas, que inicialmente calientan los electrones y más tarde los iones que lo componen. La frecuencia de colisiones tiene una dependencia del tipo $\nu_{ei} \sim (k_B T_e)^{-3/2}$. Como a medida que aumenta la energía de los electrones disminuye la frecuencia de colisiones, el proceso deja de ser eficiente a intensidades superiores a 10^{15} Wcm^{-2} . La alternativa son los procesos de absorción no colisional: absorción resonante, calentamiento en el vacío y absorción por la fuerza magnética.

Absorción resonante

Generalmente en la interacción de un pulso láser con medios sobredensos el perfil de densidad no es abrupto, es decir, no se pasa de una densidad cero a la densidad del sólido en una distancia despreciable, sino que por la propia dinámica de la ionización del medio por el prepulso la densidad aumenta suavemente desde cero a su valor máximo en una distancia L . Cuando dicha distancia es bastante mayor que la lon-

gitud de onda del láser y que la excursión de los electrones movidos por su campo electromagnético, el pulso láser penetrará hasta una profundidad en la que la densidad será cercana a su valor crítico. Si la incidencia es oblicua y el campo está polarizado paralelamente al plano de incidencia puede excitarse una onda de plasma en el plano en que se refleja el pulso láser, donde la oscilación de los electrones en el plano de incidencia se hace resonante. Esta onda puede llegar a absorber hasta el 60% de la energía del pulso.

Calentamiento en el vacío

El calentamiento en el vacío (*vacuum heating*), también llamado “efecto Brunel” [Brunel1987] es un mecanismo alternativo a la absorción resonante que aparece cuando el perfil de densidad del plasma es muy abrupto, con una escala mucho menor que la excursión clásica de los electrones. En esas condiciones la absorción resonante ya no es posible pues no se puede generar la onda de plasma en la superficie crítica que la posibilita, al pasar la densidad de valores muy bajos a otros muy por encima del valor crítico casi sin solución de continuidad.

Lo que ocurre en este caso es que un pulso láser con polarización paralela que incide oblicuamente sobre la superficie del plasma saca los electrones de la superficie y los mueve en el vacío durante medio ciclo para volver a reinyectarlos en el plasma cuando el campo cambia de signo. Dado que el pulso no puede penetrar en el plasma, los electrones reinyectados no devuelven la energía al campo electromagnético sino que la conservan, propagándola dentro del plasma.

Teóricamente el calentamiento del vacío puede originar absorciones muy altas en incidencias próximas a rasante. Cuando se tiene en cuenta el tamaño finito del perfil del plasma las simulaciones numéricas prevén absorciones en torno al 10% - 15%.

Absorción por la fuerza magnética

Cuando el campo del pulso láser alcanza intensidades relativistas el término $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ de la fuerza de Lorentz sobre los electrones genera una

fuerza magnética macroscópica $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Cuando el pulso incide perpendicularmente a la superficie un plasma con un perfil de densidad abrupto, esa fuerza magnética empuja los electrones hacia el interior del plasma, de forma análoga a la fuerza ponderomotriz. Estos electrones así acelerados pueden en ciertas condiciones absorber energía de forma bastante eficiente, de nuevo hasta el 10% - 15%.

Aunque ambos procesos tienen consecuencias similares, la absorción por la fuerza magnética aparece a intensidades mayores que el calentamiento en el vacío, ocurre preferentemente en incidencia normal en lugar de rasante, la frecuencia a la que ocurre es de 2ω , en vez de ω y escala con a_0^2 y no con a_0 .

Los procesos de absorción no colisional se caracterizan por generar un espectro de energías electrónicas de tipo bi-Maxwelliano, con dos temperaturas, una fría T_c que representa la mayoría de electrones del plasma, y otra caliente T_h , que caracteriza los electrones supratérmicos de mayor energía. Más adelante veremos expresiones y leyes de escala para las energías de los electrones generados en estos procesos.

Aceleración de iones

No es fácil generar haces de iones acelerados a altas energías directamente con un pulso láser debido a que tienen una masa mucho mayor que la de los electrones. Para lograr iones con energías relativistas harían falta intensidades del orden de 10^{24} W/cm², lejos de lo que se puede obtener hoy en el laboratorio. Por ello, el proceso de aceleración de iones por láser es generalmente un proceso indirecto en el que el láser acelera los electrones y estos a su vez aceleran los iones.

La historia de la aceleración de protones e iones ligeros a energías altas por láser es más corta que la de la aceleración de electrones [Daido2012, Macchi2012]. Durante la década de 1990 se detectaron iones de hasta algunos MeV en diferentes experimentos de interacción de pulsos láser intensos con la materia. Sin embargo, esa emisión era bastante isótropa y tenía una brillancia muy baja para poder tener aplicaciones en aceleradores.

En el año 2000, tres experimentos independientes [Clark2000, Maksimchuk2000, Snavely2000] mostraron la emisión intensa de protones de

MeV utilizando blancos de algunas micras de grosor de diversos materiales metálicos y plásticos irradiados por pulsos de intensidades entre 10^{18} y 10^{20} W/cm². En estos experimentos se llegaron a detectar 10^{13} protones con energías que llegaban a 58 MeV. Los protones se emitían como un haz desde la cara posterior del blanco y en la dirección de avance del láser.

Aunque la emisión de protones desde blancos metálicos parece sorprendente ya que podría pensarse en procesos de fisión, en realidad el origen son las impurezas de agua o hidrocarburos presentes en las superficies sólidas. Las características de estos haces de protones (emisión en la dirección de avance del láser con un alto grado de colimación) ya los hacían interesantes de cara a futuras aplicaciones: terapia contra el cáncer, iniciación de reacciones nucleares, ignición de blancos de fusión por confinamiento inercial o inyectores en aceleradores de iones.

Tras esa serie de experimentos, en la última década se ha dedicado un gran esfuerzo a, por una parte, mejorar las propiedades de los haces de iones generados y, por otra, a entender los mecanismos físicos que explican la aceleración de iones por láser y a reproducir los resultados experimentales en simulaciones numéricas. Hasta el momento, la energía máxima de los protones ha alcanzado valores por encima de 60 MeV, que es un valor destacable pero todavía insuficiente para algunas aplicaciones.

Respecto a los fenómenos que explican esos haces de iones acelerados, cuando un pulso láser intenso incide en un blanco sólido, ya hemos visto que se genera corriente de electrones de alta energía en la cara de entrada del láser debida a diferentes mecanismos. Estos electrones pueden atravesar completamente una lámina delgada, saliendo por la segunda cara y escapando en el vacío.

Tras su marcha, los electrones generan un desequilibrio de carga en la lámina (en este caso existirán más cargas positivas que negativas) que se traduce en un campo eléctrico casiestático denominado *sheath field*, perpendicular a la cara de salida. Este campo puede alcanzar valores por encima de 10^{10} V/cm, ioniza los átomos de la cara posterior y subsecuentemente acelera los iones generados. Como se ha mencionado, lo más habitual es que en primer lugar se aceleren los protones generados en una capa de impurezas que contenga hidrógeno debido a que son los iones de menor cociente carga/masa. Se ha comprobado que en blancos tratados previamente para eliminar dichas impurezas se pueden acelerar iones ligeros, como por ejemplo el carbono.

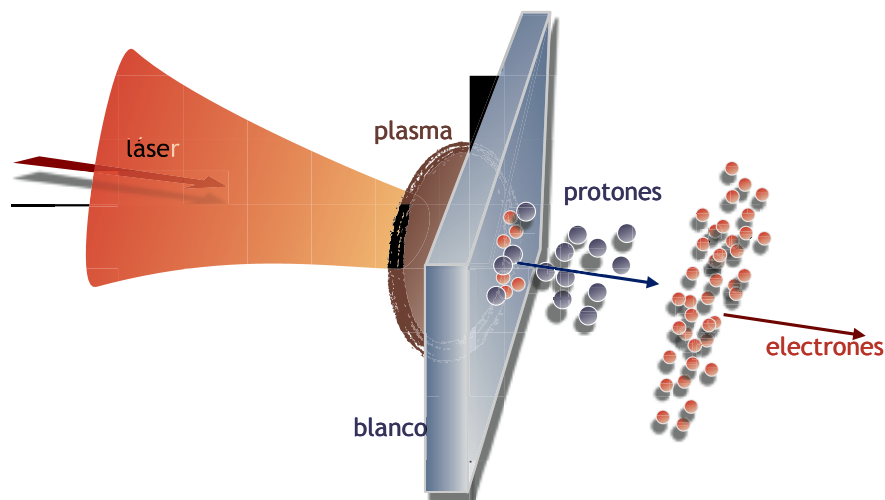


Figura 5.3. Esquema de la aceleración de iones por láser desde una lámina sólida en el régimen TNSA.

Los iones acelerados por el campo casiestático siguen a los electrones hasta finalmente alcanzarlos, con lo que se apantalla dicho campo y a partir de ese momento se desplazan con energía cinética constante. En el estado final, con las condiciones adecuadas, la mayor parte de la energía se transfiere de los electrones a los iones, debido a la gran diferencia de masa. Este mecanismo de aceleración de iones se conoce como Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) y fue explicado en 2001 por Wilks [Wilks2001].

Un análisis de los resultados experimentales en régimen TNSA, también contrastado con simulaciones, muestra que la dependencia de la energía de los protones con la intensidad del láser es de tipo $(I\lambda^2)^{1/2}$, aunque para pulsos cortos la dependencia puede ser más favorable en la zona de energías más altas.

Hay otras teorías que explican la aceleración de iones no en la cara trasera del blanco sino en la frontal. Cuando el pulso láser es muy intenso, la presión por radiación puede ser tan alta que empuje toda la lámina hacia dentro, curvando la superficie. Esto se conoce en la literatura como "hole boring". La aceleración de iones debida a efectos de presión de

radiación (*Radiation Pressure Acceleration*, RPA) se hace más importante a intensidades muy elevadas, por encima de 10^{21} W/cm², y parece tener una dependencia más favorable con la intensidad (lineal en lugar de raíz cuadrada). Con este mecanismo se podrían generar haces de iones altamente monoenergéticos en el caso de láminas ultrafinas y polarización circular (véase, por ejemplo, [Macchi2013]).





Capítulo 6

Peculiaridades de la protección
radiológica de instalaciones láser

CALPU

Llegados a este punto, debemos tener claras una serie de conclusiones importantes para entender las peculiaridades de una instalación láser. La gran innovación que trata de poner de manifiesto este libro es la posibilidad de generación de radiación ionizante con un láser infrarrojo, es decir, con fotones del orden del electronvoltio, pero extraordinariamente intenso.

Introducción

Todos los sistemas ultraintensos de Salamanca trabajan en torno a los 800 nanómetros de longitud de onda (al ser pulsados no pueden ser monocromáticos) y su ancho de banda es típicamente de 30 nanómetros. Por tanto, siempre estamos en el infrarrojo cercano al visible y, por supuesto, estamos considerando longitudes de onda mayores que 100 nanómetros. Pocos laboratorios están trabajando con longitudes de onda en el visible, que posiblemente sean peores para aceleración —pues a mayor energía del fotón menor período y por ello menor tiempo que el campo está actuando en una determinada dirección, aunque la menor longitud de onda permite llegar a una intensidad mayor—. Un número significativo de laboratorios internacionales están moviéndose hacia longitudes de onda mayores, avanzando en la zona de algunas micras de longitud de onda, hasta llegar a las 10 micras de longitud de onda del láser de CO₂. Evidentemente si eso lo extrapolásemos hacia las radiofrecuencias acabaríamos encontrando los aceleradores convencionales. En la actualidad existe un gap entre estas dos tecnologías, quizás con el tiempo se desarrollen tecnologías intermedias que aprovechen las ventajas de los pulsos cortos con las ventajas de las bajas frecuencias. Obsérvese que las diez micras del láser de CO₂ corresponden a un periodo de aproximadamente 33 femtosegundos por lo que es imposible tener pulsos tan cortos conforme aumenta la longitud de onda.

Existen, además, fuentes de armónicos de orden elevado que llegan a decenas de nanómetros de longitud de onda, pero son tan extraor-

dinariamente débiles que su protección radiológica, al nivel actual de intensidad, es irrelevante. Quizás con el tiempo se desarrollen fuentes coherentes de rayos X suficientemente intensas para que nos tengamos que acabar implicando en su protección radiológica. Actualmente el reto es llegar al milijulio por pulso en la región del ultravioleta de vacío o de rayos X blandos, pero este reto plantea todavía muchos problemas técnicos.

Parámetros relevantes

Hasta ahora se ha considerado que el único parámetro relevante para determinar el peligro potencial de una radiación electromagnética es su longitud de onda —o la energía de sus fotones—. Los efectos son proporcionales al número de fotones sin más, excluyendo evidentemente los efectos de segundo orden que puedan ser debidos a la activación. Como consecuencia de lo que se está exponiendo en este texto consideramos que hay que empezar a revisar este concepto. Además de la longitud de onda intervienen otros parámetros que indican la peligrosidad de una instalación láser.

La generación de radiación ionizante en la interacción láser-materia depende esencialmente de tres parámetros:

- Longitud de onda del láser (energía de los fotones)
- Intensidad del láser
- Blanco sobre el que incide.

La duración del pulso también es un parámetro importante, especialmente si compramos sistemas de duraciones muy dispares. Hay una serie de sistemas por debajo del centenar de femtosegundos, con una fenomenología más o menos común (los sistemas de alta intensidad) y otra serie de sistemas (los sistemas de alta energía) con pulsos de entre pico y nanosegundos y por ello con energías extremas por disparo.

A baja intensidad, un láser así no es relevante para protección radiológica. Conforme aumenta su intensidad sí lo será. ¿Dónde está la frontera? La respuesta es compleja, pues depende del blanco sobre el

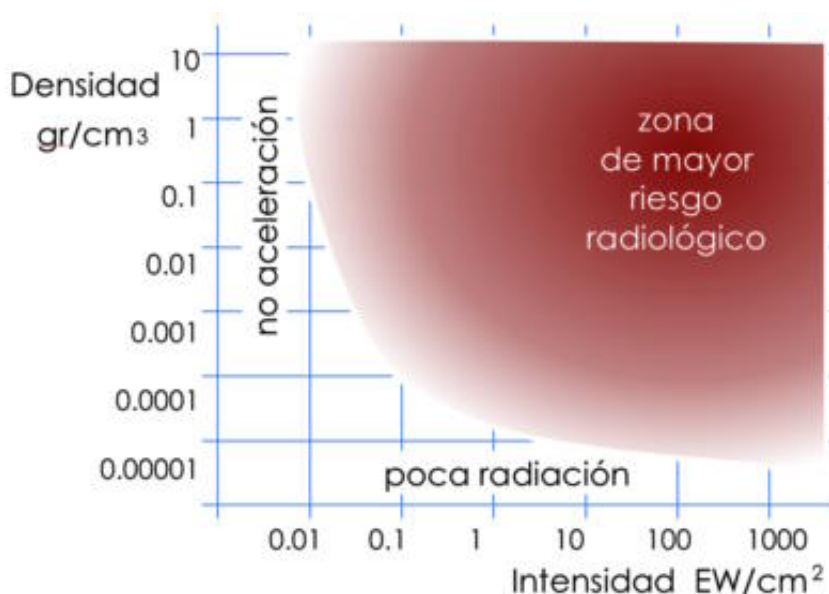


Figura 6.1. Esquema de la región de riesgo radiológico para 800 nanómetros de longitud de onda, en función de los dos parámetros más relevantes, la intensidad del láser y la densidad de la diana sobre la que se focaliza. Es evidente que si la diana es de densidad muy baja apenas hay átomos con los que interaccione en el volumen focal y por ello no se genera radiación. La escala horizontal está en exavatios por cm^2 para remarcar que esa es la escala relevante ($10^{17} \text{ W/cm}^2 = 0,01 \text{ EW/cm}^2$).

que incida. En el capítulo 4 hemos hecho un primer ejercicio para ver la energía que puede alcanzar un electrón libre siguiendo la ecuación (4.10). En principio una intensidad de 10^{16} W/cm^2 podría llegar a generar electrones de keV por lo que eso podría ser la entrada a la zona que debemos considerar. De todos modos, posiblemente no haya efectos significativos en la mayoría de casos hasta llegar a los 10^{17} W/cm^2 de intensidad pico.

Como es bien sabido, en protección radiológica siempre hay que considerar la peor situación posible. En este caso la dificultad de esa focalización extrema actúa en favor de la seguridad. Para focalizar se requiere un sofisticado sistema óptico a base de lentes o espejos. Los cálculos están basados en frentes de onda perfectos, es decir, en láseres ideales. Un pulso láser comprimido es como un velo de energía que tiene 10 micrómetros de grosor (30 femtosegundos es el tiempo que tarda la luz

en recorrer diez micrómetros) y varios centímetros de anchura. Las dimensiones son similares a un trozo de papel muy fino. Cualquier problema alterará la calidad del frente de onda e impedirá llegar al límite teórico de difracción, bajando la intensidad pico y reduciendo por tanto la energía máxima de las partículas aceleradas. Los cálculos se hacen considerando sistemas en el límite de difracción y eso nos da la garantía de que ese límite no se puede rebasar.

Las indicaciones de la ecuación (4.10) son para electrones aislados. En el caso de incidir sobre un gas diluido eso puede ser una buena aproximación. Cuando el gas es más denso o se trata de un blanco sólido, la situación es mucho más compleja. Los efectos colectivos generan campos inducidos muy intensos. Los efectos de plasma son muy complicados pero hay una secuencia que siempre se tiene, se empieza con átomos neutros, se ionizan electrones, se aceleran rápidamente los electrones y más lentamente los iones positivos. La aceleración y termalización de los electrones sucede en pocos femtosegundos. Esos electrones pueden moverse a gran velocidad y generar con ello heterogeneidades de carga que pueden arrastrar otras partículas. Por ello, aunque para los electrones la ecuación (4.10) puede ser de gran aplicabilidad para determinar de forma sencilla escalas de la fenomenología que sucede a cada intensidad, para los protones esa ecuación no es aplicable. Los protones e iones debido a su gran masa —comparada con la de los electrones— se aceleran relativamente poco por efecto directo del campo electromagnético del láser. Podemos decir que el láser se acopla principalmente con los electrones. Lo que sucede es que esos electrones en movimiento y las heterogeneidades de carga que generan son los que pueden acelerar las cargas positivas. Podemos decir que los protones se aceleran de forma secundaria. Sus límites vendrán dados por las energías de los electrones, lo que da a la tabla 4.1 un carácter mucho más relevante pues determina una primera aproximación a la escala de energía máxima a la que podemos llegar, todo ello sin olvidar los criterios más exactos dados en el capítulo 5.

Lo que debería quedar claro es que las energías resultantes dependen de efectos de plasma y varían mucho según que el láser incida sobre un blanco sólido o gaseoso, o incluso, que no haya blanco. En este último caso, que no haya ningún blanco sobre el que incida el láser, se están diseñando experimentos en los que el láser se va a focalizar en

ultra-alto-vacío para estudiar efectos fundamentales de electrodinámica cuántica y aunque se alcancen intensidades extremas, no se produce radiación apreciable —de hecho no se produce radiación alguna—. En esos sistemas se busca medir el scattering fotón-fotón que para fotones infrarrojos tiene una sección eficaz extraordinariamente pequeña, del orden de los 10^{-62} barn. Eso implica que se busquen intensidades extremas para tener señales minúsculas, pero que de encontrarse permitirían avanzar nuestro conocimiento del mundo cuántico y de la materia oscura del universo. Por lo tanto son experimentos que no requieren de una protección radiológica especial. En la Figura 6.2 se representa la geometría de un experimento típico de interacción fotón-fotón. La estrategia consiste en focalizar mucho un haz láser y hacerlo colisionar con un láser de sonda también muy intenso. Debido a la bajísima sección eficaz de colisión fotón-fotón se requieren elevadas intensidades para tener una probabilidad de generar fotones dispersados. Para que la señal quede por encima del ruido hace falta un ultraalto vacío, pues de otra forma las señales espurias de los átomos que permanezcan en la cámara ocultarán la señal del experimento. Este es un ejemplo de un experimento a muy alta intensidad con muy pocos requerimientos de protección radiológica.

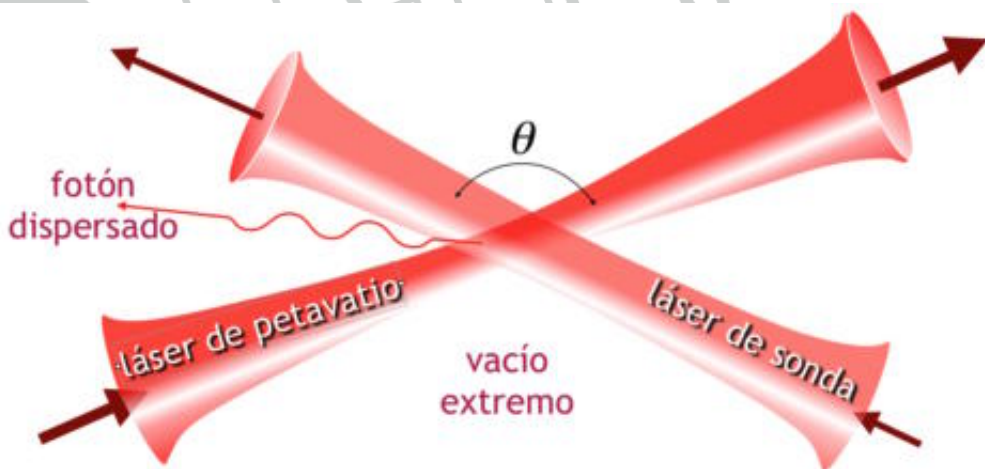


Figura 6.2. Ejemplo de geometría de interacción fotón-fotón para estudiar la polarización del vacío. Un experimento típico como este consiste en focalizar de forma extrema un haz láser en un ultraalto vacío —para evitar señales espurias de átomos que permanezcan en la cámara—.

Para experimentos como este último siempre es aconsejable introducir un sistema de alarma en caso de que de algo se interponga accidentalmente en la trayectoria de los láseres intensos. Basta con un obturador automatizado.

Además, como la intensidad depende de la forma en que se enfoque el sistema, es importante destacar que toda instalación láser, independientemente de su potencia, debería poder funcionar en **modo radiactivo y en modo no radiactivo**. De hecho, **al modo radiactivo es imposible llegar de forma accidental**. Para lograr estas intensidades extremas se necesita la potencia pico, por una parte, y además un complejo sistema de focalización en vacío (ya que en aire se producen efectos no lineales que impiden llegar a intensidades extremas). En resumen, las instalaciones láser abren nuevas problemáticas y nuevas fenomenologías cuya difusión consideramos muy relevante.

Los láseres como aceleradores

Tras estas consideraciones, podemos considerar que un láser intenso es un acelerador de partículas que presenta unas peculiaridades conceptuales muy grandes y a muchos niveles respecto a los aceleradores convencionales. Para el correcto diseño de la protección radiológica de una instalación láser es necesario tener en cuenta los siguientes aspectos diferenciales:

Versatilidad. Los láseres tienen una versatilidad que les permite llegar a muchas aplicaciones diferentes, en contraposición a un acelerador convencional que dispone de un sistema complejo específicamente optimizado para aceleración. Quizás en el futuro se diseñen láseres específicos para aceleración, incorporando desarrollos específicos para tal fin, pero en la actualidad se trata de sistemas generales. Puede considerarse que el acelerador comienza con el sistema de focalización. Si un laser de petavatio se enfoca próximo al límite de difracción, entonces es una fuente radiactiva muy considerable. Pero si ese mismo láser se focaliza en un área de varios milímetros cuadrados produce interacciones no lineales a niveles de energía que son irrelevantes en cuando a la protección radiológica.

Filamentación. La focalización extrema no puede producirse en aire o en otro gas a presión ambiente. Cuando el haz se focaliza y llega a la región de los 10^{11} W/cm² el gas se ioniza y los electrones generados afectan la propagación de forma que se produce un efecto no-lineal denominado filamentación [Couarion2007, Chin2010]. La filamentación evita la focalización extrema y no se pueden alcanzar intensidades que requieran protección radiológica excepto en casos muy específicos con focales muy cortas y siempre sin poder pasar de los 10^{17} W/cm². Eso juega muy a favor de la seguridad ya que la ruptura imprevista del vacío anula la posibilidad de intensidades extremas.

Densidad. Los láseres cuando se emplean con un sistema de focalización tampoco son relevantes si no encuentran en su trayectoria en vacío un material en la región del espacio donde está el foco. Ese es un volumen muy pequeño, muy inferior al milímetro cúbico. Si se interpone un material antes o después del foco, la intensidad es baja y no se genera ningún riesgo. El volumen que se debe “proteger” es por tanto muy pequeño. Evidentemente en esos casos hay que vigilar que el punto focal no se mueva por un error o por un golpe y coincida con un punto en el que haya alguna óptica y donde por error nos encontremos en el caso siguiente.

Blanco sólido. La cantidad de radiación generada es proporcional a la densidad de material encontrada en el foco del láser. Por ello el peor caso posible será cuando tengamos un blanco sólido. En ese caso se generan plasmas con densidades de 10^{20} o más partículas por centímetro cúbico.

Blanco reactivo. Los láseres pueden inducir reacciones nucleares al producir esos plasmas. Por ello hay que considerar una clase especial de blancos, los blancos en los que se pueden producir neutrones. El más común son los formados por plásticos deuterados. Un plástico deuterado es un plástico en el que una fracción de sus hidrógenos son deuterios. La fusión deuterón deuterón es posible con un sistema de pocos teravatios, con la consiguiente generación de un pulso de neutrones, y los riesgos asociados.

Experimentos sin blanco. Se están diseñando experimentos en vacío donde se busca analizar la polarización del vacío cuántico y donde no se espera que se produzcan más que fotones ópticos —aunque esos experimentos no han llegado aún a resultados—. En otros experimentos se estudian gases muy diluidos, en esos casos se producen partículas aceleradas, pero en cantidad muy pequeña. Quizás se deberá pensar en una definición similar a la del mínimo exento que se considera para fuentes encapsuladas.

Partículas aceleradas por láser

En principio un electrón acelerado a 5 MeV tiene, debido a esa energía, una serie de propiedades que son independientes de si se ha acelerado con radiofrecuencia o con láser. Eso parece obviamente cierto, pero es falso. Los láseres emiten pulsos de femtosegundo, una duración extraordinariamente corta y muchísimo menor que los tiempos de respuesta de los detectores. Los electrones se mueven en paquetes de forma muy compacta en el tiempo y nos debemos cuestionar si el detector es capaz de resolverlos. Es algo que depende del mecanismo físico de cada detector, pero en principio y por precaución no se debería emplear ningún detector que no esté validado para femtosegundo. Imaginemos que a un detector llegan dos partículas aceleradas con pocos femtosegundos de intervalo, ¿las detectará separadamente? ¿las detectará como una sola de energía doble? ¿llegará la segunda en el tiempo muerto después de la primera y simplemente no detectará la segunda?

En los sistemas convencionales se suele hablar de flujo medio (en horas, o días, o años) y de flujo instantáneo (en segundos). En los sistemas láser se debe introducir un concepto nuevo de flujo pico (en femtosegundos) y no debe confundirse con las dos escalas anteriores. De la misma forma, si se confunde el flujo pico con el flujo promediado en un segundo podemos llegar a absurdos similares al de suponer que un láser de teravatio (potencia pico) necesita un teravatio (potencia media) de corriente eléctrica.

Eso no quiere decir que ningún sistema de los existentes valga para femtosegundo. Hay muchos sistemas —por ejemplo los que emplean *arrays* muy numerosos de detectores— que valen perfectamente en el

rango de femtosegundo. Lo que decimos es que no deben emplearse para protección radiológica de instalaciones láser detectores que no estén validados para ese rango temporal.

Pulso electromagnético

Otra de las características de los sistemas láser es el ruido electromagnético. Los procesos de ionización implican una serie de electrones de baja energía (sub keV), de procesos ópticos y de generación de ruido electromagnético en la región de GHz y THz. Es muy importante que todos los sistemas de medida para seguridad estén validados en cuanto al ruido electromagnético de esa intensidad. Volvemos a los mismos conceptos que antes, si el ruido electromagnético enmascara o cambia la señal mientras se produce, puede ser que el detector este operando de forma deficiente un tiempo muy corto, quizás sólo unos picosegundos tras cada disparo, pero es que justo es en ese tiempo donde le debería llegar la señal de interés.

Sistema de focalización

Para determinar el riesgo en cada punto que presenta la instalación de un láser infrarrojo se han de analizar muchos factores. La longitud de onda de la radiación es un parámetro relevante porque la interacción depende de la frecuencia de los fotones, pero al no haber procesos resonantes las conclusiones varían poco con la longitud de onda. Son láseres ópticos, principalmente en el infrarrojo cercano o medio. Por esta parte no hay problema. El problema es la intensidad. Si mantenemos nuestra definición que solamente hemos de ocuparnos en este contexto de intensidades por encima de los 10^{16} W/cm^2 , vemos que la zona de interés queda muy por detrás del sistema de focalización. Es imposible tener este valor en el interior del sistema, o el propio cristal amplificador o las redes de difracción se romperían y dejarían de emitir.

Uno de los puntos principales que son ya muy relevantes en sistemas de teravatio y que serán progresivamente más relevantes conforme aumente la potencia pico es el diámetro del haz. Hay muchos factores

que intervienen en el diseño de un sistema CPA pero como elemento general podemos decir que el elemento más limitante son las redes del compresor. Antes del compresor el pulso está estirado y por ello es menos problemático. A la salida del compresor el pulso es mucho más potente. Típicamente un compresor CPA tiene un rendimiento del 60 por ciento en la energía del pulso y un factor de compresión de diez mil, por lo que la potencia pico aumenta unas seis mil veces. Un valor aproximado razonable para muchos sistemas es que a la salida del compresor no interesa pasar de intensidades de 10^{12} W/cm². Eso indica que un láser de teravatio saldrá del compresor con un diámetro de 5,6 milímetros (un círculo de ese diámetro tiene un área de un cm²). Si escalamos la potencia y pasamos a petavatio, entonces para no superar ese límite del teravatio por cm², el haz ha de tener una sección de mil cm², es decir un radio de 18 cm. Insistiendo en la idea de que son pulsos ultracortos, recordemos que 30 femtosegundos son unas 10 micras, lo que representa que el pulso a la salida del compresor es una especie de lámina de luz de 10 micras de sección (en la dirección de propagación) y de varios centímetros de diámetro. Concentrar esto en el foco es algo que no puede producirse por accidente.

Focalización

Podemos suponer en buena aproximación que el foco de un láser es un modo gaussiano TEM₀₀ como lo estudiado en el capítulo 3 anteriormente. El foco viene caracterizado por un cuello (*waist*) w_0 que determina sus propiedades. Como la energía se distribuye en un área πw_0^2 , la potencia pico y la intensidad pico se relacionan por

$$P = \pi w_0^2 I \quad (6.1)$$

Ahora bien, el cuello no puede tomar cualquier valor, la difracción determina su valor, que viene dado por

$$w_0 = (2 \lambda / \pi) f / D \quad (6.2)$$

donde f es la focal de la lente o del espejo empleado y D es el diámetro

del haz en esta lente o espejo. Esta expresión es muy importante porque determina la intensidad máxima a la que podemos llegar y nos relaciona el tamaño del haz con la distancia focal.

Focalización de sistemas de teravatio

Para sistemas del orden del teravatio la filamentación es ya importante. Los diseños experimentales han de tener en cuenta este efecto si se propaga el haz comprimido en aire. Pero lo que es mucho más problemático es que la filamentación se puede producir en el vidrio que forma el sistema de focalización, sin olvidar que el vidrio de las lentes es un medio dispersivo y por ello el pulso se va a alargar, a no ser que se haya dejado a la salida del compresor un chirpeado residual en sentido contrario que lo compense. Por ello focalizar con lentes es muy complicado, es mucho mejor considerar espejos. Si se considera un espejo esférico en zona paraxial, su focal es la mitad de su radio R , por ello la expresión que nos da el radio del cuello de focalización es $w_0 = (2\lambda/\pi) R/2D$. Evidentemente eso vale en la región paraxial (o sea con $D \ll R$), pero para tener un cuello muy estrecho necesitamos una focal muy corta y un



Figura 6.3. Focalización con un espejo parabólico fuera de eje que funciona con un ángulo de 90 grados. El blanco se sitúa en el foco de la parábola.

diámetro del haz grande. Esta dificultad se puede superar con espejos paraboloides.

Es bien sabido que la parábola es el lugar geométrico de los puntos cuya suma de las distancias a un punto (el foco) y a una recta directriz es constante. Eso es justamente el motivo por el que la suma de caminos ópticos es igual y la razón por la que una parábola produce un foco exacto aunque nos vayamos de la región paraxial. Como al girar la parábola en torno a su eje de simetría obtenemos un paraboloides es por lo que estos espejos se denominan paraboloides.

Evidentemente si el haz llega en el eje, el punto de focalización se superpone al objeto que queremos colocar en el foco. La forma de evitar eso es lo que se denomina un paraboloides fuera de eje. Un ejemplo está mostrado en la figura 6.3. Este ejemplo corresponde a un espejo que funciona con un ángulo de 90 grados. Acercando la zona donde se tiene el espejo al eje se pueden hacer espejos con ángulos menores.

El punto clave para entender un sistema de aceleración láser o de generación de rayos X por láser es el sistema de focalización. Las medidas de protección deben considerarse conforme se rebasen valores de intensidad, lo que se ha representado en rojo oscuro y en negro en la figura 6.3 conforme el haz se focaliza en el blanco. Un dibujo como ese corresponde a vacío. La focalización extrema en aire no sería posible debido a los efectos de ionización que tienden a abrir el haz.

Funcionamiento en régimen de sobre-potencia

En el diseño de la protección de una instalación es recomendable prever los efectos de un funcionamiento más allá de los valores nominales. ¿Existe la posibilidad de que un sistema de petavatio funcione como multipetavatio? Los sistemas extremos suelen estar diseñados para funcionar en un determinado régimen de trabajo. Un sistema de 20 julios está preparado para funcionar a esa potencia por disparo. Si solamente necesitamos la mitad no es recomendable hacer que los amplificadores emitan la mitad. Es mucho mejor poner un atenuador al final. Eso se debe a que los cristales amplificadores están absorbiendo una cantidad importante de energía y se crea un gradiente de temperatura. Ese gradiente de temperatura genera una lente térmica. En el diseño del sistema esa lente tér-

mica se compensa para un determinado valor de la energía por disparo y para una determinada tasa de repetición y siempre se ha de trabajar en ese régimen. Eso que es un problema de diseño y de construcción nos da un plus de seguridad.

Imagnemos que un malfuncionamiento de los lasers de bombeo hace que emitan mas energía por disparo de la cuenta. El amplificador recibirá más bombeo y aparentemente se corre el riesgo de tener una potencia de salida indebidamente alta. Sin embargo eso no es así. Un exceso de bombeo hace que el sistema funcione por encima de su régimen de trabajo, eso lleva a una lente térmica inadecuada que hace que la potencia de salida baje (incidentalmente se puede dañar algunas de las componentes del amplificador, pero eso es en este contexto secundario). Lo importante es que un sobre-funcionamiento inadecuado es imposible con los láseres extremos.

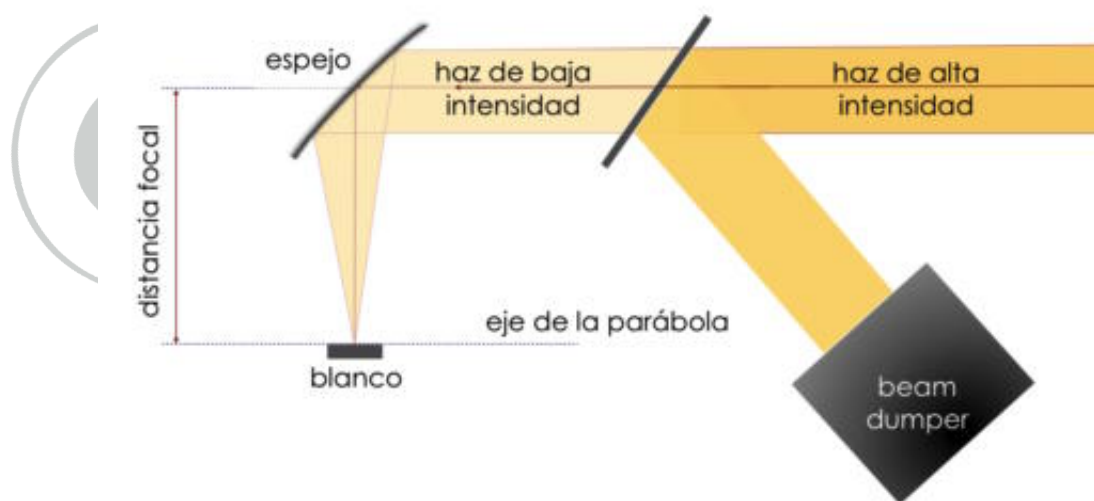
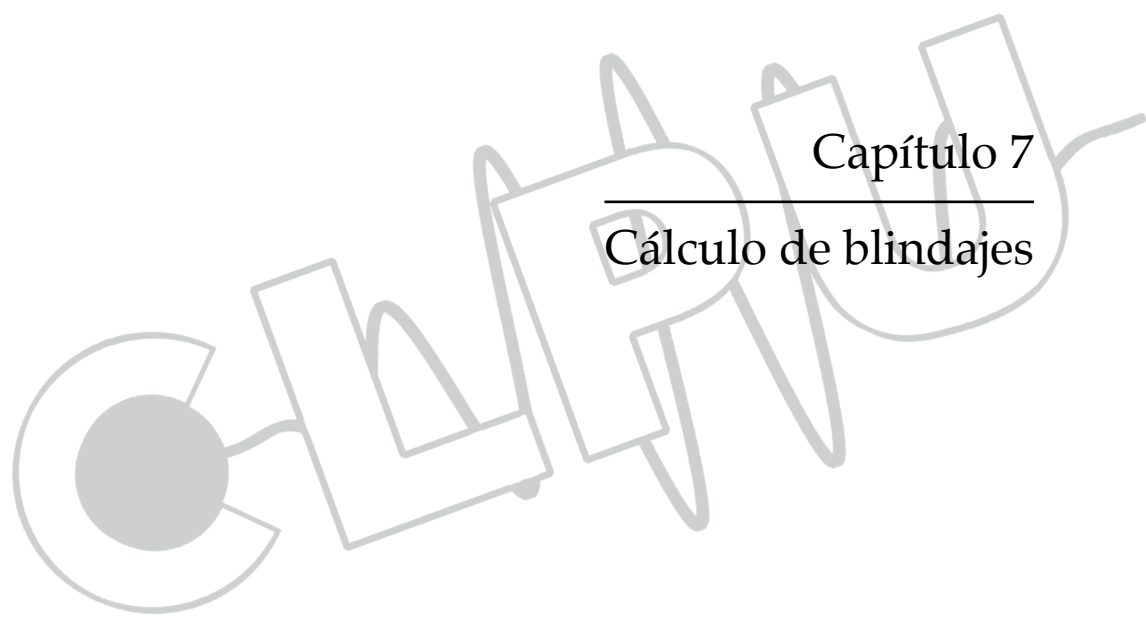


Figura 6.4. Un enclavamiento de seguridad muy recomendable para un sistema láser es un sistema de bloqueo total o casi total del haz antes de llegar a un nivel peligroso de intensidad. El enclavamiento de seguridad no debería alterar el funcionamiento de los cristales amplificadores ya que estos están diseñados para una energía por disparo determinada que no debe variarse. El sistema de bloqueo puede estar después del compresor (pulsos de femtosegundo) o antes del compresor (pulsos de picosegundo y menos potencia pico).

Sistemas de bloqueo

Toda instalación potencialmente peligrosa debe disponer de sistemas de bloqueo de seguridad. En el caso de los láseres, como hemos dicho, es muy importante que el sistema amplificador esté constantemente en funcionamiento ya que tiene que alcanzar unos parámetros de trabajo adecuados. Evidentemente para ciertas operaciones necesitamos que no llegue nada de luz al blanco y para otros casos necesitamos una pequeña intensidad (por ejemplo, para alinear los sistemas). La forma adecuada de lograr eso con seguridad (radiológica y óptica) es interponer en el camino del haz un sistema de atenuación total o casi total, como el mostrado en la figura 6.4 . Se trata de un espejo total o que transmita una fracción mínima y que se coloque en la trayectoria. El haz reflejado se ha de enviar a un *beam dumper* adecuado y convenientemente protegido donde se garantiza que no haya focalizaciones indebidas y donde se garantiza que el haz no saldrá reflejado ni dispersado y será ópticamente peligroso. En caso de interponerse un enclavamiento de seguridad es recomendable que se introduzca por lo menos en ese punto, ya que su interposición bloqueando el camino del haz evita el riesgo totalmente.



Capítulo 7

Cálculo de blindajes

CALPUN

Introducción

Como hemos visto en los capítulos anteriores cuando se focaliza un pulso láser con intensidad superior a 10^{14} W/cm^2 sobre un blanco sólido o gaseoso el material se ioniza dando lugar a la formación de un plasma. La interacción posterior del láser con el plasma formado puede acelerar los electrones a altas energías, que pueden llegar al orden del GeV. Estos electrones pueden a su vez interactuar con el resto del material generando rayos X por bremsstrahlung transformándose por lo tanto en una fuente de radiación ionizante.

Si los rayos X tienen suficiente energía (mayor que 10 MeV) para superar el umbral de las reacciones fotonucleares pueden producirse en el blanco o en las estructuras del experimento reacciones de este tipo dando lugar a procesos de activación de las paredes y emisión de neutrones.

Paralelamente, el desplazamiento de los electrones genera una gran separación de cargas produciendo un intenso (del orden de TeV/m) campo eléctrico en la superficie de separación del blanco con el vacío y que puede acelerar protones o iones fuera del blanco.

Como consecuencia de todos estos procesos es necesario analizar, evaluar y corregir los riesgos radiológicos, fundamentalmente debido a los rayos X, que pueden producirse cuando un láser intenso se focaliza sobre un blanco.

En este capítulo presentaremos la situación actual de estos estudios y trataremos de establecer qué parámetros del láser están relacionados con las dosis de rayos X y por lo tanto son relevantes desde el punto de

vista de la protección radiológica y el diseño de blindajes. Es necesario puntualizar que los estudios realizados en este campo no son muy amplios y que constantemente están produciéndose nuevos resultados tanto teóricos como experimentales que refinan y amplían el conocimiento de la interacción de los láseres ultraintensos con la materia.

Desarrollaremos el capítulo hablando en primer lugar de las nociones de cálculo de blindajes. En segundo lugar abordaremos el estudio de los términos fuente a los que da lugar la interacción de los láseres intensos con sólidos o gases. A continuación discutiremos el espectro de rayos X y el cálculo de las dosis que producen para acabar el capítulo haciendo referencia a los problemas que plantean la producción de neutrones y los procesos de activación.

Nociones del cálculo de blindajes

En este apartado introduciremos algunos de los conceptos básicos que se utilizan en la descripción y el cálculo de blindajes. Una descripción completa de todos elementos cae fuera del objetivo de esta monografía y puede encontrarse en la literatura especializada [NCRP Report N0 151].

La construcción de un blindaje debe realizarse bajo el criterio ALARA (del inglés As Low As Reasonably Achievable). El valor ALARA puede definirse como el nivel de dosis equivalente del conjunto de personas expuestas, por debajo del cual, el coste de cualquier medida adicional de protección radiológica sería mayor que el valor de la reducción del detrimento para la salud que el colectivo sufriese. Por lo tanto la finalidad de un blindaje debe ser el conseguir un dosis tan baja como sea razonablemente posible ya que la dosis cero aunque pueda ser alcanzable siempre es a costa de requisitos inasumibles.

Existen básicamente dos métodos para diseñar blindajes. El primero es el uso de programas de simulación; el segundo consiste en la utilización de formulas empíricas y analíticas. Normalmente se utilizan los dos simultáneamente con objeto de hacer tests cruzados de los resultados. Abordaremos en primer lugar el desarrollo de los métodos analíticos para referirnos al final a los programas de simulación

En general un campo de radiación de fotones viene definido por su fluencia, que es el número de partículas que atraviesan la unidad de área

$\phi = dN / dA$. Cuando nos referimos a energía se define la fluencia de energía como la energía total que atraviesa la unidad de área $\phi_E = dE / dA$. Asociada a esta magnitud se define la tasa de fluencia como la fluencia por unidad de tiempo. En determinada literatura a la tasa de fluencia de energía se le denomina intensidad. Si tenemos una fuente puntual que emite N partículas por unidad de tiempo de forma isótropa y nos colocamos a una distancia R de la misma, la tasa de fluencia en energía para partículas monoenergéticas vendrá dada por

$$\Phi_E = \frac{S \cdot E}{4\pi R^2} \quad (7.1)$$

Cuando un haz de fotones atraviesa una barrera parte de ellos serán absorbidos o atenuados por el material de forma que el número de fotones que emergen de la barrera será menor. La relación entre el número de fotones incidentes (N_0), el número de fotones emergentes (N) y el espesor de la barrera (x) viene dado por

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (7.2)$$

Donde μ es un parámetro característico del material que depende de la energía y que recibe el nombre de coeficiente de atenuación. La misma relación anterior puede establecerse para la fluencia de energía.

Si definimos la dosis depositada por el campo de radiación como la energía depositada por unidad de masa es fácil hacer una estimación de la dosis depositada por un campo de radiación a partir de la fluencia de energía. Si una fluencia de energía ϕ_0 incide sobre un material de superficie A y espesor Δx , la energía depositada en el material será la diferencia de fluencia multiplicada por el área sobre la que incide. Si dividimos esta cantidad por la masa obtendremos la dosis. De esta forma obtenemos una expresión para la dosis en función de la fluencia.

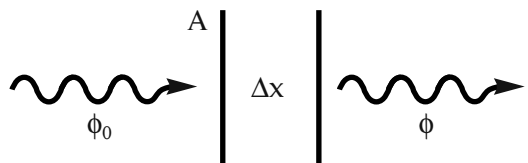


Figura 7.1. Representación esquemática de la geometría considerada.

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_0 e^{-\mu\Delta x} \approx \phi_0 (1 - \mu\Delta x) \\ \Delta E &= (\phi - \phi_0) A = \mu\Delta x A \phi_0\end{aligned}\tag{7.3}$$

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta M} = \frac{\mu\Delta x A \phi_0}{\rho\Delta x A} = \frac{\mu}{\rho} \phi_0$$

Para calcular la cantidad de blindaje necesario en el caso de radiación γ se suelen utilizar los términos *half value layer* (HVL) y *tenth value layer* (TVL) que son los espesores que de acuerdo con la ecuación (7.1) reducen la fluencia a la mitad y a la décima parte.

Cuando una radiación atraviesa un medio la fluencia total es una suma de dos componentes: la debida a los fotones que han atravesado el material sin sufrir colisiones ($\phi^0(r, E)$) y la debida a los fotones que procedentes de otras direcciones u otras energías han sufrido interacciones con el material ($\phi_s(r, E)$). Se define el factor de acumulación como el cociente

$$B = \frac{\phi^0(r, E) + \phi_s(r, E)}{\phi^0(r, E)}\tag{7.4}$$

Esta última componente es muy difícil de calcular salvo que se recurra a simulaciones de tipo Montecarlo. Sin embargo este procedimiento da lugar a valores discretos para los factores de acumulación en forma de tablas mientras que para los cálculos de dosis y diseño de blindajes es deseable disponer de una representación analítica.

Un ejemplo de ella es la fórmula de Taylor

$$B(x) = A(E, Z) e^{-\alpha_1(E, Z)x} + (1 - A(E, Z)) e^{-\alpha_2(E, Z)x}\tag{7.5}$$

Los coeficientes están tabulados en referencias standard de diseño de blindajes.

En el diseño de un blindaje con los elementos anteriores es necesario tener en cuenta que en general los dispositivos emiten radiación en una dirección principal aunque puede existir radiación difundida en todas direcciones. El blindaje colocado perpendicularmente a la dirección principal recibe el nombre de barrera primaria y el resto barreras secundarias.

Otro elemento importante a tener en cuenta a la hora de diseñar el blindaje son los accesos al recinto donde se genera la radiación. Además de una puerta o acceso principal deben diseñarse penetraciones para introducir cables de alimentación de los equipos o de salida de información y eventualmente salidas de aireación. Todos estos elementos deben estar colocados en barreras secundarias y nunca en una barrera primaria, de forma que la radiación que les llegue no sea radiación directa.

Siempre que sea posible debe evitarse la salida directa de la radiación al exterior. Para ello, los accesos suelen hacerse a través de pasillos estrechos formando ángulos en forma de laberinto, de donde adquieren el nombre. El objeto de los laberintos es aumentar el número de colisiones que la radiación debe efectuar antes de salir al exterior, lo que produce su atenuación. El diseño del laberinto estará en función del efecto que se quiera conseguir, la colocación del dispositivo que genera la radiación dentro de la sala y del espacio del que se disponga. En cualquier caso el laberinto no debe substituir a una puerta con mayor o menor blindaje.

Las puertas deben tener enclavamientos con el haz láser de forma que se eviten generaciones de radiación cuando la puerta esté abierta. En el caso de láseres muy intensos que puedan producir activación de las paredes y materiales de la sala este enclavamiento debe también estar ligado a un detector de radiación interior que no permita entrar en el recinto hasta que la dosis no haya alcanzado límites aceptables.

Los conductos y penetraciones para los cables de alimentación y control de los equipos, los conductos de ventilación y otros servicios no deben debilitar el efecto de la barrera en la que se encuentra por lo tanto nunca deben diseñarse de forma perpendicular a la barrera y al menos deben tener uno o varios ángulos que aumenten el recorrido de la radiación dentro del conducto y la atenúen mediante sucesivas colisiones. En la medida de lo posibles los cables y conductos de servicio deben seguir el laberinto de entrada y en cualquier caso puede disponerse de blindajes adicionales a la entrada o salida del conducto que compensen la pérdida de la protección.

Un tratamiento diferenciado deben tener los haces láser. Como la luz se propaga en línea recta no es posible diseñar para el haz una penetración con ángulos pues aunque se colocasen los necesarios espejos estos influirían en la calidad del haz. Por lo tanto es necesaria una dispo-

sición muy meditada del conducto de penetración del haz para minimizar los riesgos de salida de radiación al exterior.

El objetivo del cálculo de un blindaje es determinar el factor de transmisión de la barrera que permita reducir la radiación antes de la misma a niveles aceptables después de atravesarla.

Para calcular este factor de transmisión se define la carga de trabajo por unidad de tiempo (W) como la dosis producida en la instalación a 1m del blanco. En general se utiliza la carga de trabajo por semana. En este caso el objetivo del blindaje (P) será la dosis por semana después del mismo. Finalmente se definen dos factores complementarios: el factor de uso U y el factor de ocupación T . El primero hace referencia a la fracción de tiempo que las barreras están expuestas al haz durante el funcionamiento de la instalación. En el caso de un haz fijo contra una pared el factor de uso será $U=1$. En el caso de un haz giratorio el factor de uso será menor. El factor de ocupación para una determinada área hace referencia a la fracción promedio de tiempo que una persona se encuentra en dicha área cuando el dispositivo está funcionando. El ICRP (International Commission for Radiological Protection) recomienda un valor igual a 1 para áreas totalmente ocupadas, un valor igual a $1/4$ para áreas de ocupación ocasional y un factor igual a $1/16$ para áreas de ocupación esporádica.

Con estas definiciones el coeficiente de transmisión para una barrera primaria viene dado por

$$B_{pri} = \frac{Pd_{pri}^2}{WTU} \quad (7.6)$$

Donde d_{pri} es la distancia del blanco a la barrera

En el caso de una barrera secundaria es necesario tener en cuenta solamente la radiación difundida. En este caso, el factor U siempre es igual a uno y en la fórmula anterior se introduce un factor α que representa el tanto por ciento de la radiación difundida a un metro, de forma que

$$B_{pri} = \frac{Pd_{pri}^2}{WT\alpha} \quad (7.7)$$

En el diseño final del blindaje es necesario tener en cuenta otra serie de elementos como la radiación difundida por el objeto que se quiere ana-

lizar o en su caso el paciente que se someta a radiación, la posible difusión de fuga que exista en el dispositivo que genera la radiación y el *skyshine*. Con este término se designa la radiación difundida por el aire situado encima del dispositivo. La metodología de cálculo de estas contribuciones puede encontrarse por ejemplo en el *report* número 151 de la NCRP.

Término Fuente

Como hemos visto en el apartado anterior una de las variables necesarias para la definición del blindaje es la carga de trabajo que se define a partir del tipo de partículas generadas en la instalación y su energía. En una instalación convencional estos parámetros son fáciles de determinar a partir de las especificaciones del voltaje a que funciona el dispositivo en el caso de una instalación de rayos X o la energía máxima de los electrones en el caso de un acelerador. Sin embargo en el caso de la radiación generada por un láser es necesario tener en cuenta más elementos. La fuente originaria de radiación son los electrones que se emiten en la interacción láser-blanco. La distribución de los electrones depende de los distintos tipo de blancos, más específicamente de las distintas densidades electrónicas de los mismos.

En el caso de blancos sólidos el láser cede energía por diversos mecanismos explicados en el capítulo anterior calentando el plasma mientras que en el caso de blancos gaseosos el láser es capaz además de acelerar los electrones generados. En el primer caso el espectro de energías de los electrones se corresponde con una distribución de Maxwell relativista [Wilks 1992].

$$N(E) = \frac{E^2}{(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (7.8)$$

con una energía promedio de $\langle E \rangle = 3k_B T$. Para intensidad por debajo de 10^{18} W/cm^2 también puede utilizarse una distribución no relativista.

$$N(E) = \left(E^{1/2} / (kT)^{3/2} \right) e^{-E/kT} \quad (7.9)$$

En el segundo caso es posible obtener una haz cuasi monocromático de electrones.

A continuación vamos a describir con detalle los términos fuente que corresponde a cada uno de los dos regímenes.

Término fuente en blancos sólidos

Para describir el término fuente en blancos sólidos es necesario conocer:

1. La temperatura que describe el espectro de los electrones.
2. La eficiencia de conversión de la energía del laser al plasma.
3. La distribución angular de los electrones emitidos.

La temperatura es un parámetro de la distribución de electrones y depende básicamente del mecanismo mediante el cual el láser transfiere energía al blanco. En general es función del producto de la intensidad (irradiancia) del láser por la longitud de onda $I\lambda^2$ que se suelen expresar en (W/cm^2) y en (μm).

Como hemos visto en el capítulo 5, para intensidades comprendidas entre $10^{12} W/cm^2 \mu m^2 < I\lambda^2 < 10^{18} W/cm^2 \mu m^2$ los mecanismos dominantes son la absorción resonante y el *vacuum heating*. El primero actúa preferentemente para pulsos largos mientras que el segundo lo hace para pulsos cortos.

La relación entre la temperatura y la intensidad en el caso de absorción resonante viene dado por [Mayerhofer1993].

$$k_B T = 6 \times 10^{-5} [I\lambda^2]^{1/3} \quad (7.10)$$

Donde $I\lambda^2$ está expresada en $W/cm^2 \mu m^2$ y $k_B T$ es la temperatura de los electrones expresada en keV.

En el caso de que el mecanismo de absorción sea el calentamiento en el vacío, la dependencia de la temperatura con la intensidad es más suave [Gibbon2005]

$$k_B T = 3.2 \times 10^{-5} [I\lambda^2]^{1/3} \quad (7.11)$$

Para intensidades con valores de $I\lambda^2$ superiores a $10^{18} W/cm^2 \mu m^2$ las velocidades de los electrones son lo suficientemente elevadas como

para que el campo magnético del láser empiece a tener importancia y los electrones del plasma sufran la fuerza ponderomotriz. En este caso la dependencia de la temperatura con la intensidad es más complicada [Wilks1992]

$$k_B T = m_e c^2 \times \left(-1 + \sqrt{1 + I\lambda^2 / 1.37 \times 10^{18}} \right) \quad (7.12)$$

Donde $m_e c^2$ es la masa del electrón en keV y como antes $I\lambda^2$ esta expresada en $W/cm^2 \mu m^2$. El valor 1.37 del denominador de la expresión anterior se corresponde con el caso en que el láser este polarizado linealmente. En el caso de polarización circular el factor es 2.8.

Recientes experimentos con láseres ultraintensos ($>10^{19} Wcm^{-2}$) han mostrado que la dependencia de la temperatura con la intensidad se ajusta más a la formula empírica propuesta por Beg et al [Beg1997] $(I\lambda^2)^{0.34 \pm 0.04}$. Sin embargo hay que tener en cuenta que en este caso el espectrómetro de electrones estaba colocado a 30° a partir del haz láser. Estos resultados concuerdan con los obtenidos por Malka [Malka1996] que demuestran que la temperatura de los electrones medidos a 0° se corresponde con la temperatura obtenida a partir de la fuerza ponderomotriz mientras que el comportamiento de los electrones medidos a otros ángulos está más de acuerdo con una expresión similar a la de Beg.

Como hemos visto existen dos regiones claramente diferenciadas por los valores de la intensidad en la que en cada una compiten dos mecanismos distintos. Con objeto de simplificar los cálculos escogeremos en cada región la expresión que nos de una mayor temperatura por lo que adoptaremos para los cálculos la siguiente prescripción:

$$\begin{aligned} kT &= 6 \times 10^{-5} [I\lambda^2]^{1/3} & I\lambda^2 < 3.0 \times 19^{17} \\ kT &= m_e c^2 \times \left[-1 + \sqrt{1 + I\lambda^2 / 1.37 \times 10^{18}} \right] & I\lambda^2 > 3.0 \times 19^{17} \end{aligned} \quad (7.13)$$

Término fuente en blancos gaseosos

En el caso de blancos gaseosos el medio es cuasi transparente al láser y esto permite que el propio láser realice la doble función de creación del plasma y aceleración de los electrones. Como hemos visto en el capítulo 5

la aceleración en este caso se produce por el mecanismo de *wakefield* alcanzando velocidades próximas a los 100 MeV en milímetros de distancia. El resultado es un haz de electrones formados por paquetes casi monoenergéticos.

La relación entre la energía de los electrones y la intensidad del láser no esta tan claramente establecida como en el caso de los blancos sólidos ya que existen diversos mecanismos que contribuyen a limitar la ganancia de energía del haz dependiendo de las características del plasma (ver por ejemplo [Esarey2009]). A pesar de todo existen estimaciones analíticas y numéricas que nos pueden dar una idea de la energía de la componente monoenergética del haz de electrones. Así, Gordienko y Pukhov [Gordienko2005] obtienen utilizando la teoría de la semejanza para plasmas ultrarrelativistas

$$E_{mono} = 0.65mc^2 \sqrt{\frac{e^2 P}{m^2 c^5} \frac{c\tau}{\lambda}} \quad (7.14)$$

donde P es la potencia del pulso láser λ la longitud de onda y τ la duración del pulso

Por otra parte, Lu et al. [Lu2007] obtienen para la ganancia de energía

$$\Delta E(\text{GeV}) = 1.7 \left(\frac{P(\text{TW})}{100} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{18}}{n_p(\text{cm}^{-1})} \right)^{2/3} \left(\frac{0.8}{\lambda(\mu\text{m})} \right)^{4/3} \quad (7.15)$$

Cálculo de dosis

Cálculo analítico

En el apartado anterior hemos visto que como resultado de la interacción de un haz láser intenso con un sólido o un gas se produce un haz de electrones que bien es monoenergético o bien tiene una distribución de energías de Maxwell. Este haz de electrones produce en los materiales circundantes radiación gamma procedente del *Bremmstrahlung*.

Swanson ha propuesto las siguientes formulas para la estimación de la dosis de fotones producidos por este mecanismo a un ángulo de cero grados.

$$\begin{aligned}
 D &\approx 0.0055 \frac{E_0^2}{R^2} \left(\frac{Gy}{kJ} \right) & E_0 < 20 \text{ MeV} \\
 D &\approx 0.083 \frac{E_0}{R^2} \left(\frac{Gy}{kJ} \right) & E_0 > 20 \text{ MeV}
 \end{aligned} \tag{7.16}$$

que son las que se emplean para realizar las estimaciones analíticas.

En el caso de distribuciones de Maxwell, Hayashi et al [Hayashi 2006] ha generalizado las expresiones anteriores para distribuciones relativistas obteniendo las siguientes expresiones

$$\begin{aligned}
 D &\approx 6.0 \frac{P_{ef}}{R^2} k_B T & k_B T \geq \text{MeV} \\
 D &\approx 2.0 \frac{P_{ef}}{R^2} k_B T & k_B T \leq \text{MeV}
 \end{aligned} \tag{7.17}$$

Donde P_{ef} es la energía total de los electrones en julios R es la distancia en cm y kT es la energía de los electrones del plasma en MeV.

En el caso de que se desee calcular la dosis en presencia de un blindaje la generalización puede hacerse de forma inmediata para los electrones monoenergéticos pues es suficiente multiplicar la expresión anterior por el factor $e^{-\mu(E)d}$ en donde $\mu(E)$ es el coeficiente de absorción másico calculado a la energía del haz de electrones y d es el espesor del blindaje. El problema se plantea cuando se tiene una distribución de energías para los electrones ya que en este caso tenemos que tomar una prescripción para $\mu(E)$. Hayashi [Hayashi 2006] propone en este caso como primera opción el tomar para $\mu(E)$ el valor del mínimo de Compton que es el que se corresponde al valor mínimo del coeficiente de atenuación. Sin embargo esta prescripción puede sobrevalorar el espesor del blindaje sobre todo para haces de electrones de bajas energías.

La otra opción se aleja de la filosofía anterior y pasa por hacer un cálculo microscópico del número de fotones producidos por unidad de energía a partir de la sección eficaz de producción de fotones de Bremsstrahlung.

En este caso la dosis vendrá dada por

$$D(R, x) = \int dE_\gamma \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \frac{E_\gamma}{4\pi R^2} \frac{dN_\lambda}{dE_\gamma} e^{-\mu(E_\gamma)x} \tag{7.18}$$

en donde

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = n_a \Delta x \int dE_e \frac{d\sigma}{dE_\gamma} N_0 f(E_e) \quad (7.19)$$

Siendo n_a la densidad atómica, Δx el espesor del blanco $d\sigma / dE_\gamma$ la sección eficaz de producción de Bremsstrahlung, $f(E)$ la distribución de energía de los electrones y N_0 el numero de electrones que es igual a

$$N_0 = \eta \frac{E_{laser}}{\bar{E}} \quad (7.20)$$

Donde μ es la eficiencia de conversión de la energía del láser al plasma E_{laser} la energía del láser y \bar{E} la energía promedio de los electrones.

Para electrones de alta energía a la dosis de fotones es necesario añadir una dosis de electrones cuyo espectro vendrá dado por

$$\frac{dN_e}{dE_e} = \eta \frac{E_{laser}}{\bar{E}} \frac{E^2}{(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (7.21)$$

En este caso como en el de la formula (7.19) η suele variar entre un 30 y un 50%.

Programas de simulación

Una forma más exacta de calcular el comportamiento de la radiación a través de un blindaje con cualquier geometría sería el conocer la fluencia de partículas (o la fluencia de energía) en cualquier punto del blindaje para cualquier energía y tiempo. $\phi_i(x, \Omega, E, t)$ definida como el número de partículas del tipo i por unidad de área, por unidad de ángulo sólido por unidad de energía y por unidad de tiempo situadas en el punto x al tiempo t moviéndose en la dirección Ω con una energía E . La descripción de la evolución de la fluencia dentro y fuera del blindaje se realiza en la teoría del transporte de la radiación mediante la ecuación de Boltzmann. Esta es una ecuación integro-diferencial deducida inicial-

mente por Ludwig Boltzmann para describir un gas de partículas pero que puede ser generalizada para el problema del transporte de la radiación. Sin embargo esta ecuación es a menudo difícil de resolver analíticamente sobre todo a medida que las geometrías de los blindajes se complican. Esto hace que en la actualidad se sustituya la resolución de la ecuación de Boltzmann por programas de simulación basados en el método de Montecarlo en el que se construyen una multitud de trayectorias de las partículas dentro del material sufriendo en cada punto de la trayectoria una interacción elegida de forma aleatoria de una distribución de procesos posibles. De esta forma es posible seguir la trayectoria de cada una de las partículas en su paso a través de la materia y obtener así mediante promedios estadísticos una gran variedad de magnitudes físicas.

Entre los programas más usados describiremos brevemente los conocidos con los nombres de EGS4 [Nelson1985], FLUKA [Fassò2005] y MCNPX [Waters2002].

El programa EGS4 (Electro Gamma Shower) está formado por un conjunto de paquetes que realiza la simulación de Montecarlo del transporte acoplado de fotones y electrones en una geometría arbitraria para partículas con energías comprendidas entre pocos keV. hasta 100 GeV. En su versión 4 incluye un programa previo llamado PEGS4 que crea una base de datos que permite trabajar con cualquiera de 100 elementos y cualquier compuesto o mezcla de los mismos. También incluye interfaces gráficas para representar la trayectoria de las partículas en geometrías complicadas. El programa ha sido usado ampliamente en física médica, hasta convertirse en un standard para otros programas de transporte de fotones y electrones, aunque también ha sido utilizado en física de altas energías y en la industria nuclear.

FLUKA es un programa de múltiples aplicaciones que van desde la protección radiológica hasta la física de altas energías. Puede transportar más de 30 partículas diferentes incluyendo neutrones térmicos hasta 20 TeV, electrones y fotones desde 1keV. hasta cientos de TeV muones y fotones ópticos. El programa incluye un tratamiento específico de las colisiones múltiples, las reacciones fotonucleares, los fotones polarizados fluorescencias et. Puede describir geometrías complejas incluyendo campos magnéticos y se ha aplicado principalmente al diseño de blindajes de aceleradores de protones y electrones, dosimetría física de rayos cósmicos

así como a los estudios de protección radiológica para el diseño y operación del Large Hadron Collider LHC.

Finalmente el MCNPX es también un programa de transporte de radiación que incluye geometría 3-D, transporte de 34 partículas diferentes hasta 1 TeV. y que ha sido utilizado para el diseño y blindaje de aceleradores y reactores, física medica, dosimetría etc.

Todos estos programas están en constante evolución por lo que se recomienda consultar su última versión en la página web de cada uno de ellos.

Producción de iones, neutrones y procesos de activación

Como hemos indicado en la introducción el desplazamiento de los electrones puede generar grandes campos eléctricos que produzcan la aceleración de protones o iones en función de las características del blanco. El espectro de iones, que utilizaremos como denominación genérica que incluye a los protones puede estimarse a partir de la ecuación (7.21) pero con valor de η entre un 5 y un 10%. La temperatura de los iones depende de un número de factores como pueden ser la composición del blanco la energía y la duración temporal del pulso o las características del plasma. No existe una fórmula analítica que relacione esta temperatura o la energía de los iones con la intensidad del láser. La máxima energía de protones se sitúa en torno a los 60 MeV para láseres de Petavatio.

Los protones acelerados pueden producir neutrones en los elementos que rodean al punto de interacción a través de reacciones del tipo (p,n) o reacciones de break-up. En determinados casos también pueden producirse neutrones en reacciones (γ,n) llegando a producirse típicamente 10^{-4} neutrones por cada ion.

Finalmente es necesario tener en cuenta que debido a las reacciones de tipo (p,n) pueden producirse activaciones secundarias en los materiales que rodean al blanco o en la propia cámara de reacción. Es necesario evaluar cuidadosamente este tipo de activaciones puesto que son las únicas que contribuyen a la dosis una vez apagado el haz de láser y pueden impedir el acceso al área de experimentación si son suficientemente elevadas.

Existen varios métodos para reducir estas activaciones secundarias que incluyen utilizar blancos sin impurezas, una cuidadosa selección de

los materiales de detección y diagnóstico así como de los que formen parte de las paredes de la cámara. En cualquier caso en determinados experimentos como los de generación de radioisótopos el blanco queda activado de forma irremediable y es necesario tener en cuenta esta activación para el acceso al área de experimentación.





Capítulo 8

Sistemas de baja intensidad, gigavatio y alta tasa de repetición

CALPUN

La potencia de una central eléctrica está en torno al gigavatio. Decir que un sistema láser de gigavatio es de moderada intensidad puede parecer un poco sarcástico, pero la tecnología de los láseres está avanzando tanto que estos sistemas empiezan a ser muy comunes. Además, estos sistemas “moderados” tienen una tasa de repetición mucho más alta, por lo que a poca radiación que generen por disparo, pueden llegar a ser potencialmente peligrosos.

Oscilador de femtosegundos

En un oscilador de femtosegundos con mode-locking típico se emite del orden de un vatio de potencia media en pulsos con una enorme tasa de repetición. La tasa de repetición es el inverso del round trip de la cavidad o tiempo que tarda la luz en recorrer todo el resonador del láser. Un valor habitual son los 800 MHz, eso corresponde aproximadamente a 12 nJ por disparo. Claramente la potencia pico de esos sistemas es muy baja, a muchos órdenes de magnitud de ser potencialmente peligrosa por mucho que optimicemos el sistema de focalización. En conclusión, no debemos preocuparnos por la radiación emitida por los osciladores.

Sistemas de multigigavatio

El siguiente paso es aplicar las ideas CPA para amplificar este pulso. Normalmente los amplificadores CPA funcionan en varias etapas. En una primera etapa se amplifica desde el nJ de salida del oscilador a energías del orden de mJ por disparo. Si amplificásemos sin más la salida del oscilador desde nJ a mJ, es decir un millón de veces, acabaríamos teniendo un sistema que emitiría un milijulio por disparo 80 millones de veces por segundo, es decir tendríamos un laser de 80 kW de potencia media. Eso quizás algún día se logre, pero sería un sistema excesivamente complejo,

especialmente por los requerimientos de enfriamiento de los cristales amplificadores. Los láseres actuales están muy por debajo de ese valor.

Lo que se suele hacer es colocar un selector de pulsos a la salida del oscilador, de forma que solo deje pasar uno de cada 80 mil, por ejemplo, con lo que tendríamos un sistema que amplificaría mil disparos por segundo (un sistema a kHz). Su potencia media sería pues de un vatio, una cosa mucho mas razonable que se puede conseguir con un cristal amplificador de menos de un centímetro de diámetro y con un sistema de refrigeración no demasiado complejo, como el que se muestra en la figura 8.1.

Existen en la actualidad sistemas que buscan aumentar la tasa de repetición hasta los 10 kHz o incluso más. En estos casos su potencial peligrosidad se debe más que a la dosis por disparo, a la elevada cantidad de disparos que pueden producir.



Figura 8.1. Cristal amplificador de titanio zafiro. Este cristal tiene casi un centímetro de diámetro y amplifica hasta 2 mJ por disparo a 1 kHz. Los tubos de la izquierda son el sistema de refrigeración por agua en circuito cerrado.

Un sistema que emita 1 mJ en 100 fs tendrá una potencia de 10 gigavatios. Eso es lo que podemos considerar la entrada a la zona de interés para la protección radiológica. En la tabla 8.1 se muestra la focalización posible de este láser. Obsérvese que antes de focalizar el haz tiene típicamente algo menos de un centímetro de diámetro. A esa escala la intensidad es irrelevante. Sólo cuando se alcanzan valores del orden de una micra de cuello del haz las intensidades deben empezar a ser tenidas en cuenta.

POTENCIA PICO	RADIO MANCHA FOCAL	INTENSIDAD
10 GW	$w_0 = 1$ micrómetro	$3 \cdot 10^{17}$ W/cm ²
	$w_0 = 10$ micrómetros	$3 \cdot 10^{15}$ W/cm ²
	$w_0 = 100$ micrómetros	$3 \cdot 10^{13}$ W/cm ²
	$w_0 = 1$ milímetro	$3 \cdot 10^{11}$ W/cm ²
	$w_0 = 1$ centímetro	$3 \cdot 10^9$ W/cm ²

Tabla 8.1. Relación entre el tamaño de la mancha focal y la intensidad en el foco, para un sistema de 10 gigavatios de potencia pico

Sucede además que los sistemas de gigavatio a kHz o más de tasa de repetición son sistemas habitualmente mucho más estables que los sistemas más extremos. Además, la elevada cadencia de pulsos permite introducir incluso técnicas de óptica adaptativa que comparen el estado del láser a un disparo y al siguiente. El resultado es que el frente de onda suele ser de mucha mejor calidad óptica con el resultado de que se pueden enfocar habitualmente mejor, casi en el límite de difracción.

Para pulsos con duración de pocos femtosegundos, cualquier material dispersivo introduce un chirping excesivo y por ello se han de focalizar con espejos. Sin embargo, los sistemas de 100 femtosegundos o más apenas se modifican por un medio dispersivo. En otras palabras, una lente puede alargar el haz en 10 femtosegundos. Entonces, si la usamos para un sistema de 10 fs, a la salida tendremos 20 fs, o sea que hemos desaprovechado todo el esfuerzo por tener un láser de pulso muy corto. Si hacemos lo mismo con un sistema de 100 fs, tendremos 110 fs, sólo un diez por ciento de cambio. Por eso los sistemas de gigavatio y con duraciones de pulso en torno a los 100 fs son los últimos en los que podremos usar sistemas de focalización formados por lentes.

Para una focalización extrema, con un diámetro dado del haz, se necesita una lente de focal muy corta. La mejor elección en este caso suele ser un objetivo de microscopio colocado al revés (es decir el láser entra por el lado del ocular y el blanco se coloca donde estaría la muestra. Insistimos en eso, porque es un montaje relativamente sencillo, como se muestra en la figura 8.2.

En el caso de la figura 8.2 con un milijulio por disparo se puede empezar a considerar posible la intensidad de los 10^{17} W/cm², que hemos



Figura 8.2. Sistema típico de focalización para pulsos de milijulio y duraciones por encima de 100 fs.

definido como el valor clave para hablar de protección radiológica. En este caso la focalización se puede producir en aire. Estamos por encima del umbral de energía para que se produzca filamentación [Couarion2007, Chin2011], pero con un foco muy cerrado no se da tiempo para que los efectos no lineales empiecen a actuar de forma eficiente. En todo caso, si se produjese filamentación se arruinaría la focalización y el sistema se quedaría en una intensidad pico mucho menor.

Emisión de radiación

La geometría de la interacción que se describe en la figura 8.2 ha de ser bastante precisa para lograr una emisión de rayos X relevante. Lo primero es que el láser intenso ha de estar polarizado paralelamente al plano de incidencia para potenciar la absorción. Lo segundo es que el blanco ha de ser sólido y colocado oblicuamente como se indica en el dibujo. De esta forma el láser arranca electrones y hace que se muevan en la dirección de polarización (si la polarización fuese perpendicular se tendría arrastre de los electrones sobre la superficie del blanco). Debido al carácter oscilatorio del láser, los electrones arrancados forman un plasma y vuelven a impactar sobre la superficie del blanco generando el efecto que se conoce como calentamiento en el vacío (*vacuum heating*), que se ha descrito en la página 137. Al penetrar en el interior del metal también emiten fotones de bremsstrahlung. Si recordamos la ecuación (7.11), vemos que una intensidad de 10^{17} W/cm^2 puede producir una distribución de electrones con una ener-

gía promedio de 15 keV. El fenómeno es mucho más complejo que el de una partícula aislada, ya que intervienen colisiones en aire y efectos de plasma, pero este valor es una primera aproximación muy útil para determinar la escala.

En resumen, un sistema de 10 gigavatios con una focalización extrema y con un blanco emplazado de forma muy precisa, puede producir fotones y electrones en la región de los 10 keV. El número de electrones no puede ser muy relevante pues la energía total que disponemos es de mJ (una conversión perfecta ideal de un milijulio en electrones de un 10 keV nos daría 6×10^{11} electrones, pero es imposible acercarse a ese valor en la práctica).

Proliferación de sistemas multigigavatio

El problema que hay que considerar es que los sistemas de decenas de gigavatio empiezan a ser relativamente comunes. Se estima que en la actualidad hay unos 20 sistemas en ese rango de parámetros operativos en España, con longitudes de pulso entre 150 y 20 femtosegundos. Algunos de ellos están operativos desde hace más de 10 años. La razón de esta proliferación se debe a que tienen muchas aplicaciones en física de materiales, en femtoquímica, en fotoionización,... Sin embargo, no tenemos constancia de que se llegue a este extremo de focalización que los haga potencialmente peligrosos.

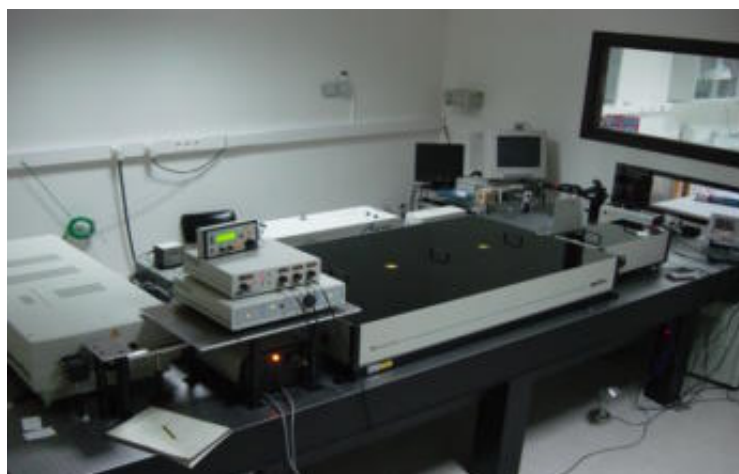


Figura 8.3. Un sistema CPA compacto. Tiene una línea de 10 gigavatios a kHz y otra de 500 gigavatios a 10 Hz.

Demostración de la generación de rayos X

A fin de comprobar que efectivamente se podía llegar a esos extremos, se ha realizado un sistema experimental de ese tipo con la línea de 10 gigavatios del sistema CPA mostrado en la véase la figura 8.3. Se trata de un láser de Ti:zafiro, a kHz con pulsos de 100 femtosegundos. Utilizando este láser y el dispositivo de enfoque se muestra en la figura 8.4, se han podido optimizar las condiciones de focalización para llegar a observar electrones de térmicos de 10 keV [Fonseca2010] al incidir el láser sobre una lámina de varios milímetros de espesor de cobre. El experimento se realizó en una sala que reunía las condiciones de seguridad necesarias.

Una simulación con FLUKA de las dosis generadas en experimentos de este tipo, que básicamente coinciden con los datos experimentales medidos, puede verse en la figura 8.5.

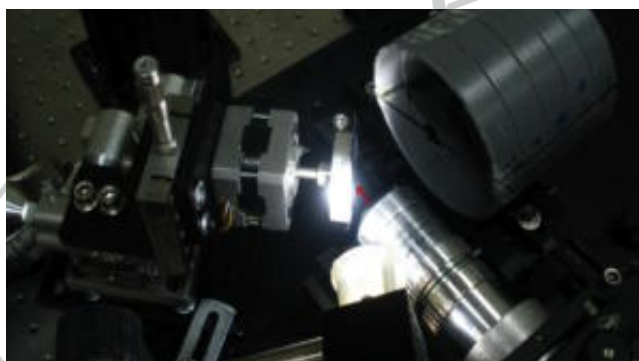


Figura 8.4. Dispositivo experimental de focalización y medida de rayos X. El objetivo de microscopio empleado para la focalización se aprecia en la parte inferior derecha. En el centro de la imagen está el disco metálico —de cobre— que se emplea como blanco.

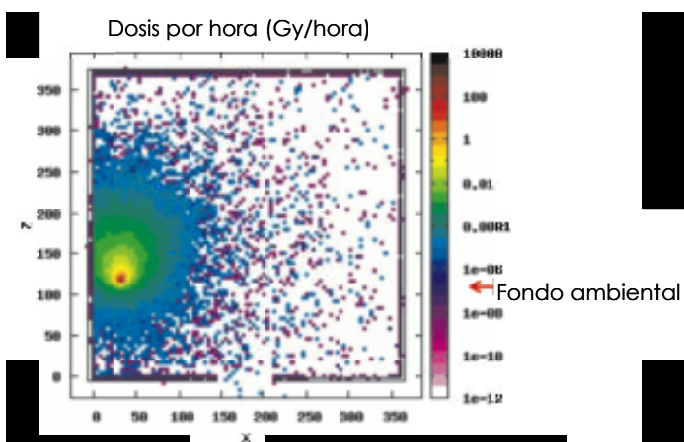


Figura 8.5. Simulación con el programa Fluka de la dosis producidas por los electrones y los fotones de bremsstrahlung en el experimento que se describe en el texto.

Estos sistemas de potencia moderada (uno de cuyos amplificadores está mostrado en la figura 8.6) tienen actualmente muchas aplicaciones, entre las que figuran la fotoionización, el microprocesado, la espectroscopia con fotoablación, el micromecanizado,... además de la generación de rayos X. Excepto la última, las demás implican riesgo por radiación láser pero no riesgo por radiación ionizante. El haz se puede enviar con una serie de espejos y divisores de haz a diversas estaciones experimentales y sólo una de ellas —la que llega a intensidades extremas con blancos sólidos— es la que necesita protección radiológica.

Por ello la zona controlada en este contexto es simplemente la zona de pocos metros cuadrados alrededor del sistema de focalización extrema. Dentro de este búnker con paredes plomadas no puede encontrarse nadie cuando el láser dispara. Eso no evita que las distintas zonas del laboratorio, incluyendo la sala donde está el propio láser, puedan estar ocupadas durante la operación.

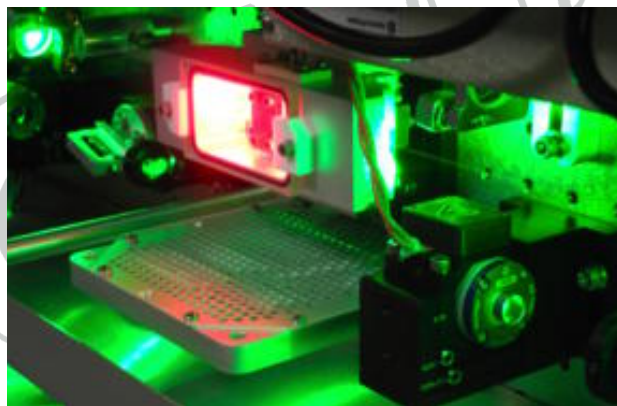


Figura 8.6. Cristal amplificador de un sistema CPA comercial. Con este sistema se pueden llegar a los 5 mJ por pulso, con duraciones de 120 femtosegundos, lo que es más que suficiente para generar fotones X de decenas de keV de energía. Este sistema funciona a kHz y el cristal de Ti:zafiro está en una cámara especial refrigerada.

Un esquema de cómo puede ser una instalación de un láser de decenas de gigavattos que se dedique a generación de rayos X simultáneamente a otros experimentos está mostrado en la figura 8.7. En esa figura se observa que el láser está en zona no controlada. A su salida se pueden situar espejos o divisores del haz que lo lleven a diversas estaciones experimentales que pueden estar funcionando de forma alternativa o simultánea. Uno de esos haces se lleva al sistema de focalización extrema. Es solamente ese sistema el que ha de estar en una zona protegida y controlada. El resto de la instalación no tiene riesgo por radiación ionizante. Po-

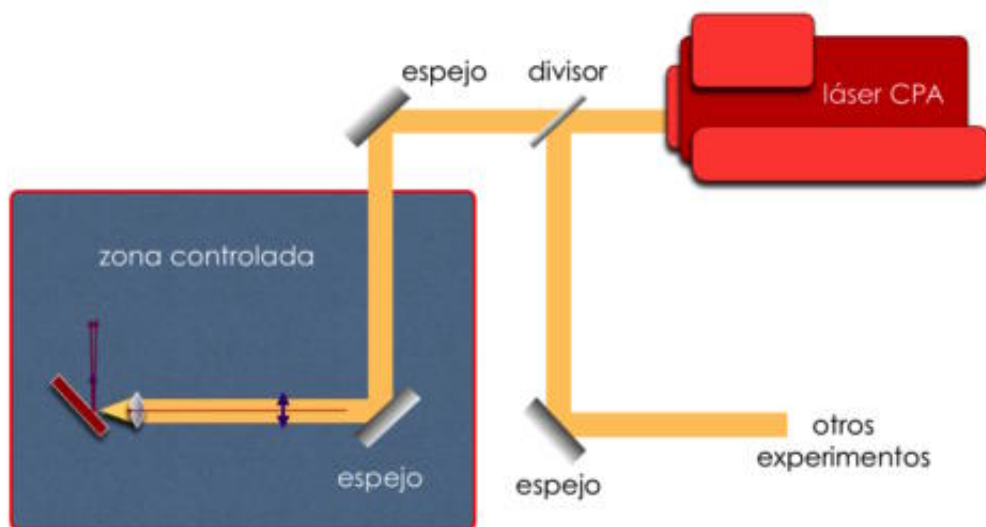


Figura 8.7. Representación esquemática de una instalación láser de decenas de gigavatios que simultanee experimentos convencionales con experimentos de radiación ionizante.

siblemente la zona controlada sea de tamaño pequeño 2×2 metros, por ejemplo, pero en otros puede llegar a ser incluso autoblindada.

Conclusión

En conclusión de este breve capítulo hay que decir que los sistemas de decenas de gigavatios serán cada vez más sencillos y comunes, y tienen la potencialidad de generar electrones a decenas de keV y los correspondientes fotones de bremsstrahlung, lo que las hace candidatas a instalaciones radiactivas de tercera categoría.

Es muy relevante recordar que hay posiblemente más de veinte láseres CPA en España capaces de llegar a estas potencias. No tenemos conocimiento de que se empleen para este tipo de experimentos, pero tienen la potencialidad para hacerlo.



Capítulo 9

Sistemas de alta intensidad,
teravatio

CALPUN

Los sistemas de teravatio o hasta de algunas decenas de teravatio empiezan a ser comunes. No requieren instalaciones extremadamente complejas y abren un importante abanico de aplicaciones experimentales que los hace interesantes en muchos campos. En este capítulo analizamos los sistemas de hasta decenas de teravattios. Los sistemas de centenares de teravatio —décimas de petavatio— se analizan en el capítulo siguiente.

Introducción

El umbral de daño de un cristal amplificador depende de la potencia depositada por unidad de superficie del cristal. Al ser un parámetro intrínseco del medio activo que difícilmente se puede modificar eso impedía llegar de forma sencilla a altas potencias antes de la llegada de la tecnología CPA. Sin embargo existía una solución muy obvia: construir el amplificador con una sección transversal mucho mayor. Eso se hizo hace tres décadas de forma remarcable. Se empezaron a construir amplificadores próximos al metro de diámetro (habitualmente vidrios dopados con neodimio) y a trabajar con ópticas enormes de acuerdo a estos tamaños. Así empezó la era de los megalásers de los cuales el ejemplo más notable de aquella época probablemente fue el NOVA del Laboratorio Lawrence Livermore en California. NOVA, ya decomisionado, entró en operación en 1985 y superaba ampliamente los 20 teravattios de potencia pico, cuando trabajaba en modo sub-picosegundo. NOVA buscaba la fusión nuclear por confinamiento inercial láser y para eso se necesita energía por pulso, bastando con llegar al nanosegundo. Esta tecnología gigantesca ha evolucionado hacia el NIF (*National Ignition Facility*) de Livermore, pero eso es otra historia. Con NOVA se consideraba bien resuelta la frontera del teravatio, aunque a un precio y a un tamaño que asociaba esa escala de potencia necesariamente a gran laboratorio nacional. El teravatio de potencia pico se veía como una potencia monstruosa, no en vano es del orden de magnitud de la potencia eléctrica de toda Europa, inviable en un laboratorio de tamaño medio.

La llegada de la tecnología CPA cambió radicalmente el panorama. Ahora los sistemas CPA están ya muy extendidos, son relativamente robustos y están abriendo muchas aplicaciones. Evidentemente, tener un láser de teravatio no representa ningún problema de consumo eléctrico descomunal porque el sistema es pulsado. Los sistemas comerciales de teravatio ($1 \text{ TW} = 30 \text{ mJ} / 30 \text{ fs} = 100 \text{ mJ} / 100 \text{ fs}$) en la actualidad funcionan a tasas de repetición del orden de diez disparos por segundo (10 Hz). Hay algún sistema que llega a los 100 Hz y se están considerando sistemas que disparen a kHz. Son sistemas de pocos vatios de potencia media.



Figura 9.1. Para darnos cuenta de lo que representa un sistema a diez disparos por segundo podemos pasar los tiempos a distancias. Entre dos pulsos consecutivos hay un espacio de 30.000 kilómetros.

Conforme aumenta la energía —excepto si buscamos un sistema extremadamente grande— hay que deducir la frecuencia de disparo. Un sistema a 10 Hz (diez disparos por segundo) que emita pulsos de 100 femtosegundos (30 micras) es un sistema que está emitiendo solamente una fracción entre 10^{12} del tiempo, es decir, es un sistema que por cada segundo que emite está un billón de segundos parado, como se observa en la figura 9.1. Por eso los láseres son relativamente compactos. El problema principal de aumentar la tasa de repetición es el calentamiento del cristal amplificador.

Hemos visto que los sistemas de gigavatio ya pueden necesitar protección radiológica, pero eso es con una focalización extrema. Si aumentamos la potencia pico la necesidad de protección es más evidente. En los sistemas láser hay dos grandes familias de equipos, los láseres de energía y los láseres de potencia. Los láseres de potencia son aquellos sistemas en los que se busca llegar a una potencia pico muy elevada de la forma lo más simple posible, por lo que se recurre a láseres de banda muy ancha como el Ti-zafiro u otros cristales, o bien como sistemas óp-



Figura 9.2. Sistema CPA de 20 teravatios a 30 femtosegundos. En primer plano se observa el oscilador de mode locking. La parte abierta es el amplificador.

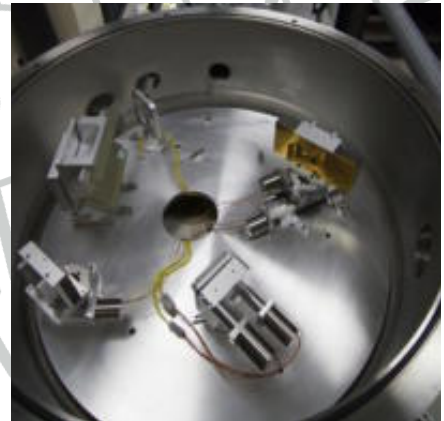
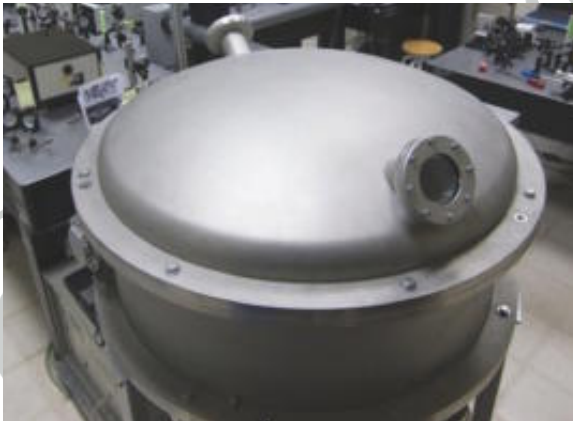


Figura 9.3. Compresor en vacío del sistema CPA de Ti:zafiro de 20 teravatios de la figura anterior. Por encima de algunos teravatios el haz ha de comprimirse en vacío.

ticos paramétricos, y a pulsos lo más cortos posible. La amplificación extrema reduce el ancho de banda por efectos no lineales y por ello en sistemas por encima de teravatio con cristales amplificadores no es posible bajar de los 25 femtosegundos ($1 \text{ TW} = 25 \text{ mJ} / 25 \text{ fs}$, aunque divisiones como esta son obvias, vamos a recordarlas por claridad). Para bajar de los 10 femtosegundos de duración después de amplificado y comprimido es necesario recurrir a sistemas de amplificación paramétrica combinada con técnicas de *chirped pulse amplification* estándar. Existen sistemas experimentales que buscan el teravatio a base de pulsos

extraordinariamente cortos, 1 TW=5 mJ/5 fs) pero manipular 5 femtosegundos es muy complejo ya que, sólo con propagar ese pulso a través de unos milímetros de material dispersivo incontrolado, es posible doblar accidentalmente su duración. Obsérvese, de paso, que un error que aumente la duración de pulso disminuirá, por idéntica razón, la intensidad pico y, por ello, los requerimientos de protección. Desde el punto de vista de ponernos en el peor caso posible, debemos considerar sistemas que funcionen con la duración nominal correspondiente al ancho de banda del amplificador. Si el amplificador no dispone del ancho de banda no se puede reducir la duración. Para sistemas de Ti:zafiro, por ejemplo, es muy razonable considerar los 25 femtosegundos de duración del pulso como límite superior.

Láseres de energía

Existe otra categoría de sistemas de teravatio, herencia de las ideas de NOVA, en los que se dispone de pulsos de mucha más duración, son

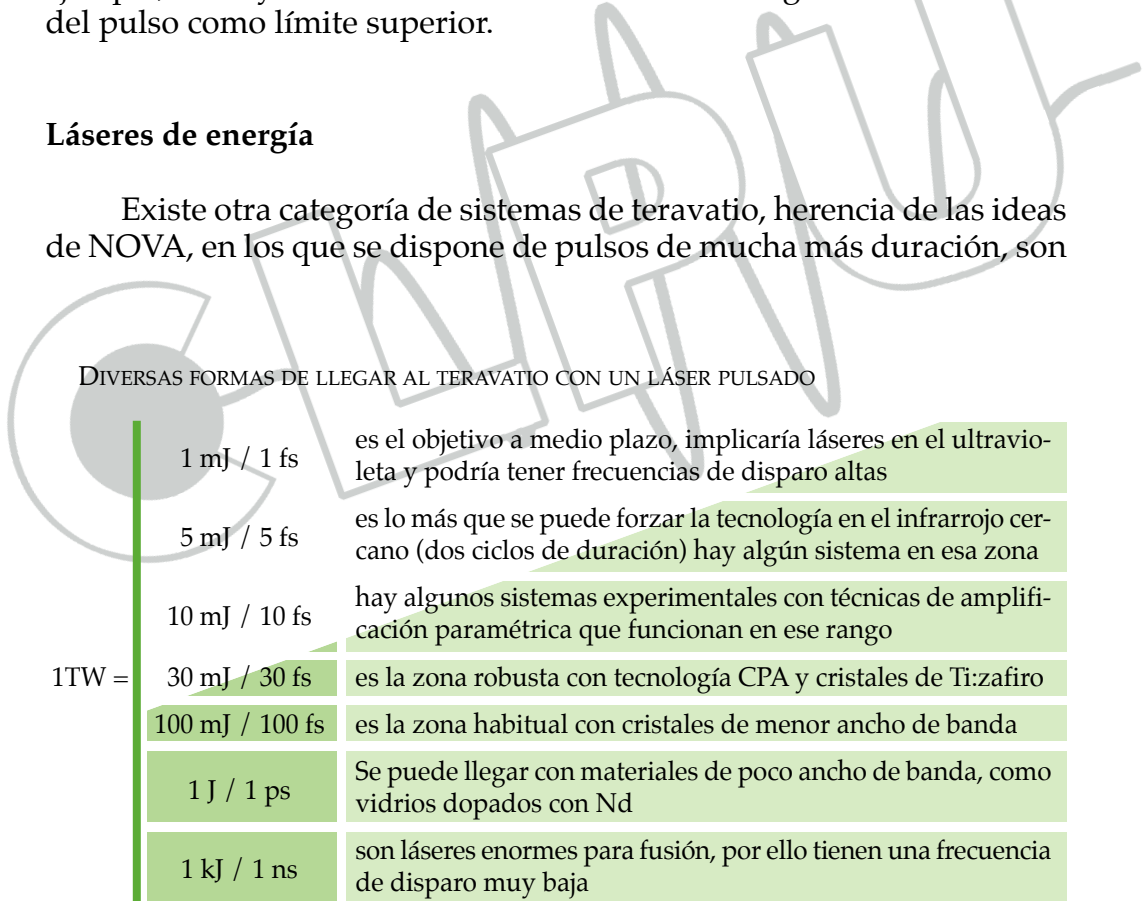


Tabla 9.1. Diversas aproximaciones al teravatio. Típicamente la frecuencia de repetición es tanto mayor conforme disminuye la energía por disparo.

los que se suelen denominar láseres de energía. En esa región podemos decir que $1 \text{ TW} = 1 \text{ J} / 1 \text{ ps} = 1 \text{ kJ} / 1 \text{ ns}$. Los láseres con potencias en torno a $1 \text{ J} / 1 \text{ ps}$ son relativamente sencillos, requieren una banda no demasiado ancha —muy estrecha comparada con los 30 nanómetros del Ti:zafiro— y se pueden construir de diversos vidrios y materiales cerámicos. El más característico es el Nd:glass, del que se construyen placas enormes. Estos láseres de kJ o incluso más son los denominados láseres de energía. Los plasmas generados implican otras escalas, especialmente en el caso de kilojulios, y tienen requerimientos radiológicos muy importantes. Sin embargo tienen una característica crucial, son sistemas de muy baja tasa de repetición, disparos por minuto o incluso más despacio. Los sistemas de bombeo y de amplificación empleados son los que requieren de mayor tiempo muerto para el correcto enfriamiento de sus componentes.

Aunque es una proporción lineal, consideramos relevante incluir la tabla 9.2 que relaciona tamaño de la mancha focal con la intensidad. El radio de la mancha focal (*waist* del haz) depende del sistema de focalización y de las características ópticas del pulso, pero como norma apro-

POTENCIA PICO	RADIO MANCHA FOCAL	INTENSIDAD
1 TW	$w_0 = 1 \text{ micrómetro}$	$3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 10 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 100 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$
10 TW	$w_0 = 1 \text{ micrómetro}$	$3 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 10 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 100 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 1 \text{ milímetro}$	$3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$
100 TW	$w_0 = 1 \text{ micrómetro}$	$3 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 10 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 100 \text{ micrómetros}$	$3 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 1 \text{ milímetro}$	$3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 1 \text{ centímetro}$	$3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$

Tabla 9.2. Relación entre el tamaño de la mancha focal y la intensidad en el foco, para sistemas de 1, 10 y 100 teravatios de potencia pico.

ximada podemos decir que incluso para láseres con muy buena calidad óptica es muy difícil pasar de la micra de cuello (obsérvese que son 800 nanómetros de longitud de onda. El récord mundial con esos sistemas está cerca de los 10^{22} W/cm², empleando sistemas de 100 teravatios, y el propio récord es difícil de demostrar ya que es extraordinariamente complejo medir esas intensidades de forma segura (incluso a veces se miden indirectamente a partir de los efectos que producen sobre la materia).

Sistemas de pocos teravatios

Los sistemas de algunos teravatios en el infrarrojo cercano, si tienen un diámetro de haz adecuadamente grande presentan la ventaja que se pueden comprimir en aire todavía, con lo que se simplifica la tecnología y se aumentan sus aplicaciones. Hasta hace poco se pensaba que esos sistemas no eran los más adecuados para aceleración a escalas de MeV. Recientemente se ha visto [Fukuda2009] que con un sistema de casi 4 teravatios (150 mJ/40 fs) pero empleando un blanco gaseoso con clusters submicrométricos se ha podido aumentar un factor diez lo que se tiene con blancos sólidos. Su resultado es que llegan a iones de 10 MeV por nucleón, lo que está de acuerdo con las predicciones de la ecuación (4.10) para electrones y muestra que posiblemente ese límite de electrones sea un límite relevante para definir las escalas máximas. Este sistema es muy eficiente debido a la formación de una estructura de fuertes vórtices dipolares, según indican esos autores.

Se está viendo que es muy importante el diseño del blanco. No sólo si es gaseoso o sólido, o si es una lámina más o menos delgada. Recientemente se están desarrollando blancos microestructurados con los que se puede aumentar quizás en un orden de magnitud la energía de las partículas aceleradas debido a efectos locales de plasma.

En la actualidad muchos fabricantes tienen en el mercado sistemas multiteravatio, principalmente con tecnología de Ti:zafiro, muy fiables y robustos, con tasas de repetición de 10 Hz, que permiten alcanzar con relativa facilidad la región de los 10^{19} W/cm² sin emplear focalización extremas.

Ejemplo de láseres de alta intensidad: 100 TW

La escala de los centenares de teravatios (o sea, una fracción de petavatio) es posiblemente la que está teniendo más repercusión en la actualidad, posiblemente eso se debe a dos factores:

- Los láseres de pocos centenares de teravatios son relativamente compactos, implican pocos julios por disparo y permiten frecuencias de disparo hasta 10 Hz, lo que permite buena estadística en los experimentos.
- Para amplificar a estos niveles no se requieren cristales extraordinariamente grandes (basta con cinco centímetros de diámetro para el amplificador final) y por ello se pueden tener frentes de onda de tamaños moderados y muy buena calidad.

Además a mayor tasa de repetición de disparos, menos cambian los parámetros del láser de un disparo al siguiente, por ello el sistema fluctúa menos y los sistemas de óptica adaptativa pueden ser más predictivos. En un sistema de petavatio que funcione a un disparo por hora (como funcionaban los primeros sistemas de petavatio hace diez años) entre disparo y disparo, las derivas de temperatura, de vibraciones del edificio, y de todos los demás parámetros hacen que cada disparo sea completamente diferente del anterior. Y por diferente no sólo nos referimos a fluctuaciones de intensidad, sino de perfil de la fase, por lo que el sistema de control de óptica adaptativa tiene que predecir a ciegas las correcciones en muchos casos.

Existen varios sistemas de más de 100 teravatios sub-picosegundo. Posiblemente los más representativos están instalados en (la lista no es exhaustiva, hay muchos otros que no se incluyen):

- Laboratoire d'Optique Appliquée, de la École Polytechnique de Francia, instalado en Palaiseau, al sur de París. Dedicado a la aceleración de electrones y de protones. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://loa.ensta-paristech.fr>
- Flame, del IFNF de Italia, instalado en el Laboratorio Nacional de Frascati, cerca de Roma. Es un sistema de 300 teravatios de potencia pico, con pulsos de 25 femtosegundos y tecnología de Ti:za-

firo. Está en combinación con un acelerador convencional de electrones. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.lnf.infn.it>

- Draco, en el Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, que es un sistema de 150 teravatios, con pulsos de 25 femtosegundos y tecnología de Ti:zafiro. Está dedicado esencialmente a aceleración de protones. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.hzdr.de>
- Advanced Laser Light Source, ALLS, del CFI canadiense. Está instalado cerca de Montreal y llega a los 200 teravatios de potencia pico con pulsos de 25 femtosegundos y tecnología de Ti:zafiro. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://lmn.emt.inrs.ca>

Estimamos que hay unos 30 sistemas distribuidos principalmente entre Europa, Extremo Oriente y Norteamérica, capaces de llegar a los 100 teravatios de potencia pico.

Ejemplos de aceleración

La situación actual para determinar de forma precisa el término fuente con los láseres multi-teravatio es que quedan muchos parámetros por determinar. No sólo importan los parámetros del láser sino también el blanco. Para dar una idea de la variabilidad de los resultados hemos incluido la tabla 9.3 que corresponde a una recopilación de diversos resultados experimentales para láseres de pulso corto en la región sub 100 femtosegundos para sistemas entre dos y 100 teravatios y la tabla 9.4 para pulsos más largos, ambas adaptadas de los datos de [Daido2012]. Además de la importancia de los parámetros de láser se observa que tiene mucha importancia el blanco. La mayoría de blancos son láminas muy finas de micras o nanómetros de espesor. También es posible obtener resultados de interés con clusters de gas y —para el caso de pulsos largos—, con blancos de estructura compleja (por ejemplo blancos cónicos que concentran el haz). La recopilación gráfica de estos datos aparece mostrada en la figura 9.4, donde se observa esa variabilidad que mencionábamos.

ENERGÍA (Julios)	DURACIÓN (fs)	POTENCIA PICO (TW)	INTENSIDAD PICO (W/cm ²)	MATERIAL DEL BLANCO	ESPESOR DEL BLANCO (micras)	ENERGÍA (MeV/nucleón)
0,12	55	2	6 10 ¹⁸	Cu	5	1.3
0,2	60	3	7 10 ¹⁸	Mylar	23	1.5
0,2	60	3	7 10 ¹⁸	Al	12	0.9
0,15	40	4	7 10 ¹⁷	CO ₂ +He cluster jet	2000	10
0,3	33	10	1 10 ¹⁹	Al	0.1	4
0,65	65	10	5 10 ¹⁸	Mylar	0.1	5.25
0,71	55	13	8 10 ¹⁸	Cu	5	1.4
0,7	45	16	5 10 ¹⁹	DLC	0.0054	13
0,8	45	18	1.5 10 ¹⁹	Polyimide	7.5	3.8
1,7	34	50	3 10 ¹⁹	Polyimide	7.5	4
3	30	100	1 10 ²¹	Ti	2	17
10	100	100	1 10 ²⁰	Al	3	24
10	100	100	5 10 ¹⁸	Al	20	12

Tabla 9.3. Resumen de los resultados más relevantes de aceleración de protones e iones para pulsos por debajo de los 100 fs (adaptado de [Daido2012])

ENERGÍA (Julios)	DURACIÓN (fs)	POTENCIA PICO (TW)	INTENSIDAD PICO (W/cm ²)	MATERIAL DEL BLANCO	ESPESOR DEL BLANCO (micras)	ENERGÍA (MeV/nucleón)
1	320	3	1 10 ¹⁸	Si3N4	0.03	7.3
0.85	150	6	1.3 10 ¹⁹	Al	20	4
6.5	900	7	1 10 ¹⁹	Al	2	8
4	400	10	6 10 ¹⁸	Mylar	6	10
30	1000	30	6 10 ¹⁹	Al	10	16
10	320	31	6 10 ¹⁹	Al	20	20
20	600	33	1.1 10 ¹⁹	Flat-top cone Al	10	30
50	1000	50	5 10 ¹⁹	Al	125	30
82	670	122	1.5 10 ²⁰	Flat-top cone Cu	12.5	67.5
160	1000	160	3.2 10 ²⁰	Al	10	38
310	1000	310	6 10 ²⁰	Al	10	55
233	700	333	2 10 ²⁰	Fe	100	40
340	1000	340	6 10 ²⁰	He jet	2000	10
423	500	846	3 10 ²⁰	CH	100	58

Tabla 9.4. Resumen de los resultados más relevantes de aceleración de protones e iones para pulsos de más de 100 fs (adaptado de [Daido2012])

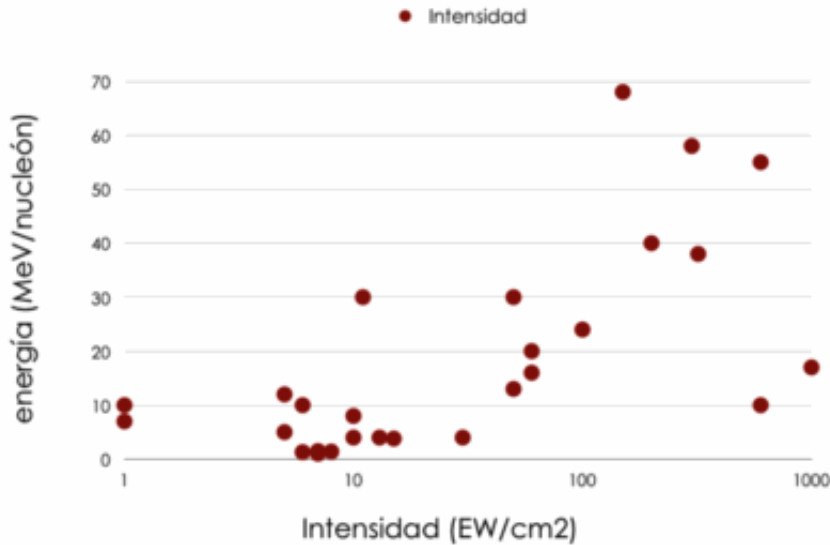


Figura 9.4. Recopilación de los resultados experimentales más relevantes obtenidos hasta la fecha en aceleración de protones y de iones (datos adaptados de [Daido2012]). Obsérvese que las unidades del eje horizontal son exavatios por centímetro cuadrado, ya que los 10^{18} W/cm² son una buena medida de la intensidad necesaria en el foco para tener efectos apreciables de aceleración.

Contraste

Hasta llegar a los sistemas multiteravatio no nos hemos ocupado del contraste de los pulsos. En ese punto el contraste es ya crítico y puede alterar toda la dinámica de la interacción, por suerte hacia el lado menos peligroso. Imaginemos que estamos planeando un experimento a 10^{21} W/cm² y que queremos incidir sobre un blanco sólido. En el proceso de amplificación de un sistema CPA se pueden producir reflexiones que generen pulsos de mucha menor intensidad que acompañen al pulso principal. Sin embargo, como hemos amplificado de una forma tan extraordinaria, imaginemos lo que pasaría si unos picosegundos antes del pulso principal llegase un pre-pulso un millón de veces menor —lo que puede parecer muy poco—. El problema es que siendo un millón de veces menor, su intensidad pico sería de solo 10^{15} W/cm², que es un valor muy alto si recordamos lo que hemos comentado sobre fotoionización. Un pico de 10^{15} W/cm² es suficiente para ionizar de forma muy apreciable nuestro

blanco sólido y generar una nube de plasma con densidad por encima de la densidad crítica que refleje el pulso principal. La densidad del plasma bajará a subcrítica en unos centenas de picosegundos o incluso menos, pero ya ha estado actuando el tiempo suficiente para reflejar el pulso principal. En resumen, pensábamos que íbamos a tener un plasma irradiado a intensidades de 10^{21} W/cm² y el efecto del prepulso nos ha producido únicamente física a nivel de los 10^{15} W/cm², todo un fiasco de experimento. Eso con un prepulso un millón de veces menor.

Esto nos lleva a que los sistemas multiteravatio han de tener un contraste excepcionalmente bueno, o de otra forma no servirán para interactuar con blancos sólidos susceptibles de generar un plasma con densidad mayor que la densidad crítica. Para blancos gaseosos esa condición es menos relevante pues la menor densidad del gas hace que el plasma que se genera si el contraste no es adecuado sea subcrítico. Un plasma subcrítico ya no actúa como espejo del pulso principal.

Se considera adecuado para un sistema multiteravatio que vaya a interactuar con blancos sólidos un contraste de 10^8 , es decir que el prepulso sea cien millones de veces menor que el pulso. En los sistemas de petavatio es necesario un contraste de 10^{10} . En la figura 9.5 se ilustra lo

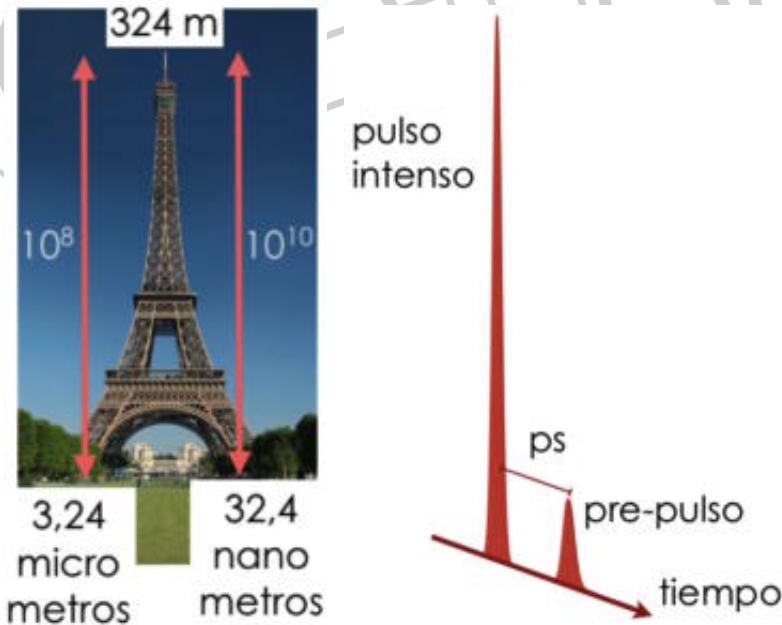


Figura 9.5. Representación esquemática de un pulso con un prepulso mucho menor un picosegundo por delante (derecha). Comparación de lo que representa un contraste de 10^8 o de 10^{10} (izquierda).

que representan números así, en una altura como la Torre Eiffel de París, de 324 metros, un contraste de 10^{-8} representa que el suelo tenga una planitud de 3,2 micras mientras que un contraste de 10^{-10} representa una planitud de 32 nanómetros, es decir es como si el suelo circundante estuviese pulido como un espejo óptico de buenísima calidad. Una vez ha pasado el pulso principal, el resto de pulsos, post-pulsos, restantes implican ya muy poco en la dinámica.

En este sentido, tenemos otra característica de los láseres que actúa a favor de la seguridad, un mal funcionamiento del sistema es muy probable que implique un descenso del contraste del pulso principal.

Sistemas en el infrarrojo lejano

Un sistema relevante que hay que mencionar en una categoría aparte es el que está instalado en el Brookhaven National Laboratory (<http://www.bnl.gov/atf/>) donde han conseguido llegar a potencias pico de teravatio con un sistema de CO_2 (de poco más de 10 micrómetros de longitud de onda). En la ecuación (4.10) se ha puesto de manifiesto que la energía máxima escala como la intensidad dividida por la frecuencia al cuadrado. Por tanto reducir la frecuencia en un factor 10 equivale a aumentar la intensidad en un factor 100. Por eso un sistema de un teravatio a 10 micras es aproximadamente equivalente a un sistema de 100 teravattios a una micra, de ahí su relevancia. Se han conseguido pulsos de 5 kJ y 5 ps (=un teravatio). El ancho de banda del CO_2 no permite bajar de picosegundos. En este caso el cuello del haz es de $w_0=60$ micrómetros, lo que representa una intensidad pico de aproximadamente 10^{16} W/cm^2 . Una ventaja adicional de los sistemas de longitud de onda muy larga es que a 10 micrómetros la densidad crítica es tan sólo de unos 10^{-19} cm^{-3} , mientras que para un láser de una micra es de 10^{-21} cm^{-3} .

El problema es poder extrapolar estas ideas hacia la región del petavatio. Si algún día se llega a disponer de un sistema de petavatio a 10 micras de longitud de onda seguramente se tendrá un sistema de aceleración puramente basada en presión de la radiación. Pero eso está lejos. La ventaja conceptual de los láseres en el infrarrojo lejano es que permiten establecer un puente entre la aceleración láser y la aceleración convencional por radiofrecuencias.

Riesgos radiológicos causados por láseres de Teravatio

Una idea de los órdenes de magnitud de las dosis y tipos de radiación que pueden producirse con estos láseres de teravatio puede obtenerse a partir del estudio realizado en el Laboratory for the Use of Intense Lasers (LULI) en la École Polytechnique de París en donde un laser de 100 TW fue focalizado en diversos blancos (aluminio, oro y teflón) con intensidades de que variaron entre 10^{17} y 10^{19} W/cm² [Borne2002] En una serie de 150 disparos se detectaron niveles relevantes de rayos X, radiación γ y neutrones, no encontrándose indicios de activación de los materiales circundantes. La radiación γ medida se correspondía con una radiación de energía media del orden de 700 keV aunque la presencia de neutrones producidos en reacciones fotonucleares sobre el aluminio y el oro sugiere la existencia de radiación γ de mayor energía.

Las dosis medidas en la proximidad de la cámara (menos de 2 m) alcanzan valores entre 50 y 75 mSv. Extrapolando a un año estas dosis exceden el límite anual de exposición llegando a medirse en algunos puntos 370 mSv/año. La dosis equivalente de neutrones es 100 veces menor que la producida por radiación gamma. También se ha comprobado que la radiación se emite en un cono de 60° de apertura.

Medidas ambientales realizadas en las zonas de tránsito, áreas de trabajo y salas experimentales situadas fuera del blindaje de la zona de interacción muestran que la dosis no excede de 1 mSv/año.

Estas cifras prueban que los láseres de teravatio pueden producir tasas muy altas de radiación que aconsejan prohibir el acceso a la zona cercana a la cámara de interacción durante los disparos del láser.



Capítulo 10

Sistemas de intensidad
extrema, petavatio

CALPUN

La parte final de este libro está dedicada a revisar hasta dónde se puede llegar con un sistema de petavatio a fin de valorar los parámetros más relevantes de la protección radiológica de estos sistemas. El petavatio representa actualmente la frontera de la tecnología mundial, hay algunos sistemas de 10 petavatios en diseño, pero todavía lejos —según nuestra información— de ser realidad y de poder servir para usos experimentales.

Introducción

Un petavatio es una potencia extraordinariamente alta. Como siempre, esta potencia no se emite de forma continua, sino en pulsos. De esta forma los láseres pueden tener características muy diferentes según la duración de los pulsos.

DIVERSAS FORMAS DE LLEGAR AL PETAVATIO CON UN LÁSER PULSADO

1 PW =	5 J / 5 fs	es lo más que se puede forzar la tecnología en el infrarrojo cercano (dos ciclos de duración)
	10 J / 10 fs	es posible que se alcance en breve con técnicas de amplificación paramétrica
	30 J / 30 fs	es la zona robusta con tecnología CPA y cristales de Ti:zafiro
	100 J / 100 fs	es la zona habitual con cristales de menor ancho de banda
	1 kJ / 1 ps	son láseres enormes para fusión, por ello tienen una frecuencia de disparo muy baja
	1 MJ / 1 ns	este es el objetivo en los megaláseres al que ahora se llega combinando incoherentemente unos doscientos haces

Tabla 10.1. Diversas aproximaciones al petavatio. Típicamente la frecuencia de repetición es tanto mayor conforme disminuye la energía por disparo.

Ejemplos de sistemas de petavatio

Existen varios sistemas de petavatios sub-picosegundo. Algunos de los pioneros se basaban en cristales con una frecuencia de disparo bajísima (pocos pulsos al día). La lista no es exhaustiva, hay algunos que no se incluyen por disponer de poca información y posiblemente exista algún proyecto al respecto que no sea completamente de dominio público. Los más significativos son:

- La Universidad de Texas, en Austin, Texas, USA, que fue el primer grupo en llegar al petavatio con pulsos de picosegundos y que recientemente ha generado un nuevo sistema de petavatio 190 J, 179 femtosegundos empleando tecnología CPA con sistemas ópticos paramétricos, que permiten emplear vidrios de neodimio dopado. Estos vidrios son muy eficientes, pero su ancho de banda es insuficiente. Eso se compensa con las técnicas paramétricas que abren la banda espectral lo suficiente para aplicar las ideas de CPA. Obsérvese que los pulsos son mucho más largos que con sistemas de Ti:zafiro. Puede verse más información sobre este sistema en la web <http://texaspetawatt.ph.utexas.edu/overview.php>
- El láser Vulcan de la Central Laser Facility del RAL del Reino Unido, es el primer láser europeo en llegar al petavatio, aunque con una frecuencia de disparo muy baja (del orden de un disparo por hora). Está basado en tecnología del neodimio y emite a 1054 nm de longitud de onda central con pulsos de 500 femtosegundos. También tiene otro modo de emisión mucho más largo con más energía por disparo pero con menor potencia pico. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.clf.stfc.ac.uk>
- Otro láser muy relevante de este laboratorio es el Astra Gemini, que no es propiamente un sistema de petavatio, sino dos sistemas de medio petavatio sincronizados. Emplea tecnología de Ti:zafiro a 30 femtosegundos. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.clf.stfc.ac.uk>
- En el Advanced Photonics Research Institute (APRI), GIST, en Gwangju, Corea del Sur, existe un sistema doble basado en tec-

nología de Ti:zafiro, con un sistema a un petavatio y un segundo sistema a 1,5 petavattios, ambos a un disparo cada diez segundos, por ahora, aunque en continuo progreso. Puede verse algo de información sobre este sistema en la web <https://apri.gist.ac.kr/eng/>

- El primer sistema de petavatio japonés fue instalado en JAERI-APRC, es un sistema de Ti:zafiro de 30 femtosegundos. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.jaea.go.jp/jaeri/english/jaeri.html>
- Aunque la tecnología de CPA fue desarrollada en la Universidad de Rochester, Rochester, NY, Estados Unidos se está especializando más hacia sistemas de pulso largo como el NIF, que van en otra dirección que la planteada en este manual. En la línea de sistemas de pulso no demasiado largo está el laser Omega EP que busca llegar a un kJ en un pícosegundo. Con todo es un sistema completamente diferente a lo que aquí se discute. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.lle.rochester.edu/>
- Un sistema pionero en buscar nuevas tecnologías es el láser Polaris de la Universidad de Jena en colaboración con el Helmholtz Institute, en Alemania. Es un sistema basado en yterbio con un novedoso sistema de bombeo capaz de llegar al petavatio con pulsos de 150 femtosegundos. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.hi-jena.de>
- BELLA, es un sistema de poco más de petavatio (con pulsos de 25 femtosegundos) a un disparo por segundo, recientemente instalado en el Lawrence Berkeley National laboratory, en Berkeley, California. Es un sistema dedicado exclusivamente a aceleración de electrones. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www.lbl.gov>

Se puede tener una información actualizada en el registro internacional de láseres intensos publicado por la ICUIL, International Committee on Ultra-High Intensity Lasers (véase <http://www.icuil.org/events-activities/laser-labs.html>)

El Sistema VEGA de Salamanca

En el Centro de Láseres Pulsados, CLPU, de Salamanca se está instalando el láser VEGA. El láser VEGA combina tres salidas sincronizadas: una a 20 Teravatios, otra a 200 Teravatios —ambas a diez disparos por segundo— y una tercera a Petavatio —a un disparo por segundo—.

El laser VEGA láser consta de tres fases, cuyas características se detallan en la Tabla 10.2.

VEGA	POTENCIA PICO	ENERGÍA POR DISPARO	DURACIÓN DEL PULSO	CADENCIA DE DISPARO	POTENCIA PROMEDIO
VEGA-I	20 TW	600 mJ	30 fs	10 disparos/seg	6 W
VEGA-II	200 TW	6 J	30 fs	10 disparos/seg	60 W
VEGA-III	1 PW	30 J	30 fs	1 disparo/seg	30 W

Tabla 10.2. *Parámetros principales del láser VEGA que se está instalando en Salamanca. Obsérvese que la potencia promediada por segundo es muy pequeña, aunque la potencia instantánea pico sea extraordinariamente alta.*

Megaláseres

Puesto que estamos hablando de sistemas de petavatio y de récords de potencia pico, quizás estemos tentados en pensar que esos son los láseres más grandes del mundo. Eso no es verdad. Con diferencia, los láseres más grandes en tamaño, energía y complejidad general son los que se han diseñado para la fusión nuclear. Hay dos grandes representantes de esta categoría,

- La National Ignition Facility, NIF, en Livermore, California. Posiblemente estén por debajo del petavatio, pero consiguen esta potencia de forma brutal combinando alrededor de 200 haces de luz. No es una suma coherente, sino que son láseres simplemente sincronizados que inciden sobre un blanco de deuterio-tritio a fin de lograr la fusión de forma exoenergética. Posiblemente el NIF sea el láser más grande operativo actualmente en el mundo. Puede verse información sobre este sistema en la web <https://lasers.llnl.gov/>

- El Láser MegaJoule, LMJ, francés es la contrapartida al NIF. Está en construcción cerca de Burdeos y tiene características ligeramente superiores al sistema americano, en la misma línea de com-

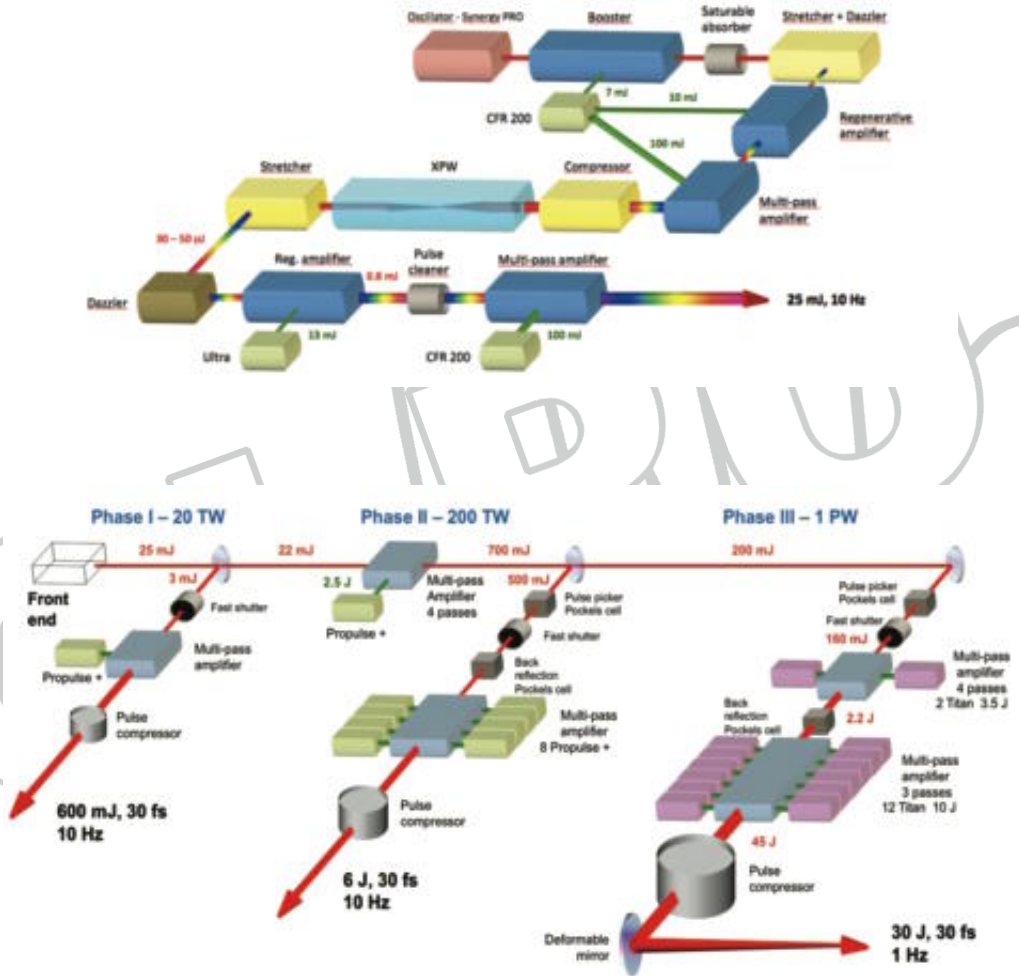


Figura 10.1. Representación esquemática de los principales elementos que constituyen el láser VEGA. La parte inicial, el front-end, donde se produce el pulso a amplificar y se le dan las características principales (duración, contraste,...) aparece representada en la parte superior. Las tres etapas de amplificación aparecen mostradas en la parte inferior. En todos los elementos del sistema se trabaja con fluencias e intensidades irrelevantes en cuanto a la protección radiológica excepto en el punto en que los pulsos ya comprimidos se enfocan, lo que sucede a la salida de los compresores.

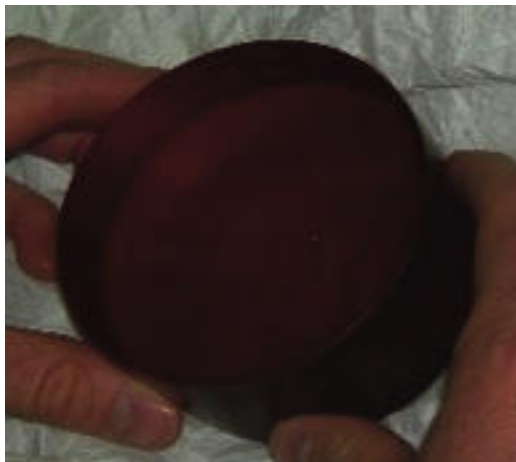


Figura 10.2. Para llegar o rebasar el petavatio se requieren cristales de gran calidad óptica y considerable tamaño, como el mostrado en la figura. Actualmente se fabrican buenos cristales de hasta 20 centímetros de diámetro.

binar incoherentemente alrededor de 200 haces, más un sistema de petavatio de pulso corto que se utilizará cuando esté finalizado como *fast ignitor* del combustible a fin de arrancar la reacción de fusión a unos parámetros de temperatura/densidad menores. Puede verse información sobre este sistema en la web <http://www-lmj.cea.fr/>

Intensidad extrema

Parece obvio que a mayor potencia, mayor intensidad. Así, si tenemos un láser de petavatio podríamos repetir la tabla anterior de intensidades en función del radio de la mancha focal. El resultado aparece en la tabla 10.3. Es importante destacar que hay dos efectos que juegan en contra de tener una intensidad récord con un sistema de petavatio:

- el primero es la calidad del haz, pues al amplificar en condiciones tan extremas las heterogeneidades del haz se amplifican de forma no lineal y se puede llegar a un frente de ondas de baja calidad que impida acercarnos al límite de difracción al focalizar;
- el segundo es el tamaño del haz, ya que para preservar las redes de difracción del compresor hay que abrir el haz hasta diámetros de varias decenas de centímetros, lo que complica su manipulación e induce fácilmente aberraciones ópticas.

Por ello, lo normal es que se alcancen mayores intensidades con sistemas sub-petavatio, a la espera de que la tecnología vaya avanzando y la calidad del frente de ondas vaya mejorando. Es muy posible que el límite de 10^{23} W/cm^2 no se haya alcanzado todavía.

POTENCIA PICO	RADIO MANCHA FOCAL	INTENSIDAD
1 PW	$w_0 = 1$ micrómetro	$3 \cdot 10^{22} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 10$ micrómetros	$3 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 100$ micrómetros	$3 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 1$ milímetro	$3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$
	$w_0 = 1$ centímetro	$3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$

Tabla 10.3. Relación entre el tamaño de la mancha focal y la intensidad en el foco, para un sistema de petavatio de potencia pico.

Posibilidades de un láser de petavatio muy focalizado

El laser BELLA de Berkeley es un sistema exclusivamente dedicado a la aceleración de electrones que busca competir con los aceleradores lineales, como el de Stanford. Como es bien sabido, en el Stanford Linear Accelerator Center, SLAC, se llegan a tener haces de electrones de 40 GeV a base de un acelerador de más de tres kilómetros de longitud. En Berkeley se ha llegado a superar el GeV con un sistema de aceleración de 3.3 centímetros de largo basado en un cristal de zafiro. Con el petavatio a pleno funcionamiento se espera llegar hasta los 10 GeV en menos de un metro, con el láser evidentemente fuera del bunker del acelerador, lo que facilita enormemente su mantenimiento. Posiblemente sea el único sistema de petavatio específicamente diseñado para ese fin. Se espera que BELLA abra el camino a una nueva generación de aceleradores más eficientes, sintonizables y con tiempos de encendido extraordinariamente cortos [Esarey2009].

Puesto que los iones son potencialmente mucho más peligrosos que los electrones por su capacidad de interactuar con los núcleos y activarlos, tenemos que considerar que posiblemente situación más peligrosa es la indicada por [Zhang2010] donde se estima en base a cálculos PIC que a intensidades en torno a los $3 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ incidiendo sobre una lámina

delgada se pueden llegar a acelerar iones hasta el GeV. Eso si se demuestra experimentalmente y se controla bien, puede llegar a ser muy relevante, pues un láser de petavatio bien focalizado sería una fuente de iones a GeV por nucleón muy significativa.

Posibilidades de un láser de petavatio poco focalizado

Llegados a este punto es importante notar que una de las potencialidades mayores del petavatio es su interacción con blancos sin estar focalizado a un diámetro sumamente pequeño. Una focalización extrema implica que en el blanco tenemos un punto brillante y un casquete esférico a su alrededor. Si enfocamos en una zona relativamente amplia podemos tener más bien una geometría plana y una dinámica de la interacción mucho más bidimensional con efectos de planos de carga que se mueven. Eso facilita las simulaciones y permite entender los efectos básicos de interacción.

En la tabla 10.3 se incluyen manchas focales extraordinariamente grandes. Una mancha de un centímetro de radio es muy grande pero la intensidad pico es todavía significativa. A esas intensidades, por encima de los 10^{14} W/cm^2 , se tiene generación de armónicos de orden alto y de esta forma se logra un emisor mucho más extenso con una potencia irradiada en cada armónico mucho mayor, lo que posibilita su aplicación.

Un punto muy importante es la profundidad de foco. Al enfocar de esta forma tan laxa un petavatio se dispone de una profundidad de foco muy grande lo que simplifica experimentos y garantiza resultados. Los experimentos con cuellos muy estrechos tienen una profundidad de foco muy pequeña y unos requerimientos muy precisos en el sistema de enfoque.

Sistemas multi-petavatio

Además de algunos sistemas ya operativos de petavatio que están ligeramente —un diez o veinte por ciento— por encima de este valor, existen algunos sistemas actualmente que buscan rebasar ampliamente la frontera del petavatio en la región de los pulsos sub-100 femtosegundos. De entre ellos quizás el más representativo es el proyecto CILEX francés,

del que se puede encontrar información actualizada en la web <http://cilexsaclay.fr/>

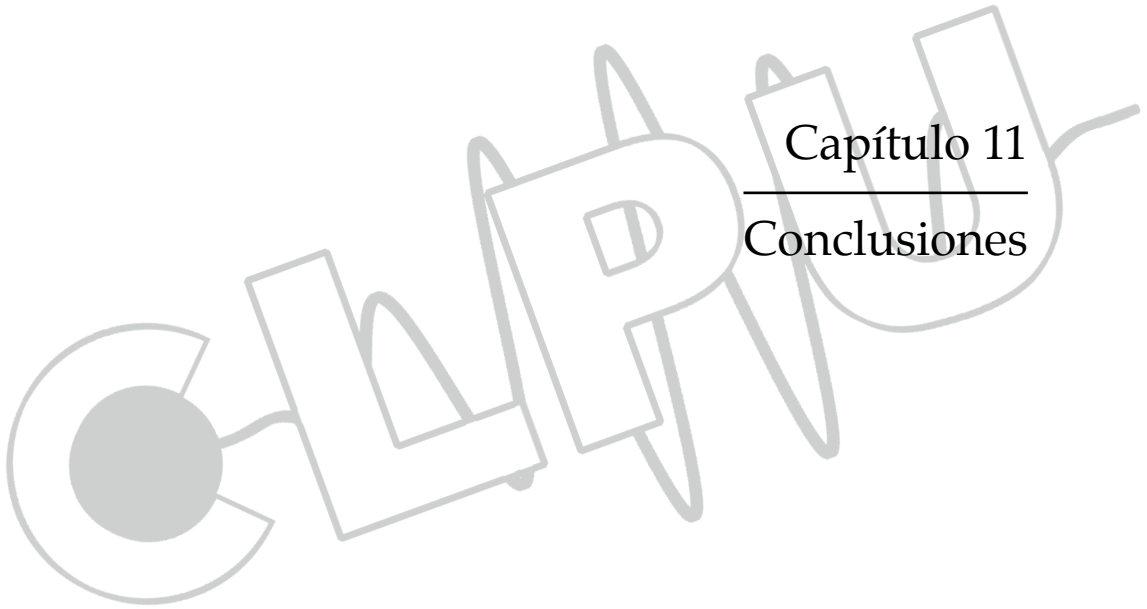
Este sistema se fundamenta en el análisis realizado de los desafíos que la tecnología del petavatio y la forma de superarlos. En Salamanca se organizó en el año 2010 un congreso especializado sobre los desafíos del petavatio donde se puso de manifiesto una serie de problemas críticos que dificultaban el escalado de los sistemas hacia fluencias mayores. Fruto de años de trabajo se está ya considerando un sistema de 10 petavattios. Evidentemente la protección radiológica de un sistema de 10 petavattios es un elemento fundamental, especialmente si se busca un sistema que pueda enfocarse al extremo.

Este sistema será el prototipo de otros sistemas multipetavatio que se esperan instalar en la denominada Infraestructura de Luz Extrema (ELI, Extreme Light Infrastructure) del que se puede encontrar información actualizada en la web www.extreme-light-infrastructure.eu/ o en la propia web del Centro de Láseres Pulsados de Salamanca www.clpu.es, que es el centro de referencia nacional para impulsar la participación española en esta instalación. El libro blanco de ELI incluye información de gran interés sobre la protección radiológica de sistemas multi-petavatio.

Riesgos radiológicos en láseres de petavatio

Al igual que en el capítulo anterior finalizamos este capítulo dando algunos datos sobre las dosis medidas en láseres de petavatio. Es necesario indicar que el campo es reciente y no existe bibliografía sistemática sobre el mismo. Por ello nos referiremos a los documentos del *commissioning* láser de petavatio, Vulcan [Allott2000], [Clarke2006].

Para intensidades de 10^{20} focalizadas sobre un blanco sólido se generan electrones con una energía promedio de 39 MeV, lo que produce a 1m una dosis de radiación gamma por disparo de 0.17 mSv/J. En el régimen de 10^{21} se espera que la dosis sea 0.6 mSv/J lo que extrapolada a un año da lugar a una dosis de 70 Sv/ año. La radiación se emite predominantemente en un cono de 40° de amplitud. No se especifica la dosis de neutrones que así como los procesos de activación se espera que sean importantes, para estas energías.



Capítulo 11

Conclusiones

CALPUN

A lo largo de este texto hemos visto que se está produciendo una revolución en los láseres de femtosegundo intensos que está alterando diversas ramas de la ciencia y la tecnología. Los láseres con potencias de pico de gigavatios son ya muy comunes y fiables; los de teravatios empiezan a dejar el entorno universitario y de investigación y los de petavatio son ya posibles. Incluso se está comenzando la construcción de sistemas multipetavatio.

Con esos sistemas se llega a intensidades insospechadas, estando el récord actual en decenas de zettavatios por centímetro cuadrado (evidentemente en manchas focales de micras). Además los sistemas son cada vez más fiables (por ello el número de horas/año en funcionamiento está incrementándose) y tienen tasas de repetición cada vez más altas (esperamos que no se tarde mucho en llegar al teravatio a centenares de disparos por segundos y al petavatio a decenas de disparos por segundo). De la misma forma los frentes de onda son cada vez mejores y por ello la distancia al límite de difracción se va acortando. Por tanto, es una tecnología emergente para la que hay que estar preparado.

Las aplicaciones de estos sistemas son variadas, y no todas ellas requieren enfoques a altas intensidades sobre blancos sólidos. Pero si nos ponemos en el peor caso posible —como se ha de hacer en cuanto a la protección— nos enfrentamos a un nuevo sistema de aceleración de partículas capaz de llegar al GeV de energía para electrones con equipos de potencias del orden de petavatio y sistemas sofisticados de interacción con plasmas producidos por el propio pulso láser. Es decir, estamos frente a un sistema de aceleración que hay que tener en cuenta.

Los electrones acelerados se comportan igual si se han acelerado por un láser o por un acelerador convencional. Sin embargo, hay algunas características diferenciales de los aceleradores láser. La más importante de ellas quizás sea que los láseres de femtosegundo producen paquetes de partículas que se emiten en pocos femtosegundos, es decir, que pueden llegar todas a la vez al detector y enmascarar en algunos casos las señales. Sin entrar en detalles, aunque un electrón a GeV es un electrón a GeV venga de donde venga, un paquete de esos electrones a femtosegundo es muy diferente que ese mismo flujo promediado en un segundo. Los detectores —especialmente los que detectan el flujo directo emitido— se han de validar para esta escala temporal.

Pero en otros aspectos, la protección radiológica láser es más simple que la de los aceleradores convencionales. La aceleración se produce a escalas de centímetros o milímetros, los campos son mucho más intensos y los tamaños mucho menores. No hay inyectores, anillos de almacenamiento ni toda la parafernalia asociada a los aceleradores convencionales, por lo que no hay riesgo si el sistema se para. En caso de avería, el corte del láser implica el corte del sistema de aceleración y no quedan partículas descontroladas. Los láseres están preparados para funcionar a una intensidad determinada, si por cualquier causa el sistema se bombea con más energía lo que sucede es que los efectos de lente térmica que se producen en los amplificadores finales arruinan la calidad del haz y evitan espontáneamente un funcionamiento a sobre-potencia.

Precisamente, la simplificación de los requerimientos de protección puede ser uno de los elementos clave que potencien el desarrollo de la tecnología de los láseres pulsados ultracortos ultraintensos como aceleradores de partículas cargadas.

Por último queremos comentar que en este libro hemos analizado los puntos clave y los puntos diferenciadores de la protección radiológica de una instalación láser de aceleración de partículas. Evidentemente eso es muy importante para la seguridad de los trabajadores y del entorno. Con todo, no debemos olvidar que un láser de estas características lleva asociados una serie de riesgos (ópticos, eléctricos, ...) que exceden el ámbito de la protección radiológica y que siempre hay que tener en cuenta.



CALPUN

- Aldana2001. Javier Rodriguez Vázquez de Aldana, Interaction of atoms with intense laser fields: theoretical study and numerical methods, Tesis Doctoral, Universidad de Salamanca, (2001).
- Alonso2010 El láser, la luz de nuestro tiempo, B.Alonso et al. eds. (2010).
- Attwood2007 D. Attwood, Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation, Cambridge University Press (2007).
- Beck1927. G Beck Zeitschrift für Physik 41 (1927) 443.
- Beg1997 Beg et al Phys. Plasm. 4 447 (1997).
- Bellan2008 P.M. Bellan, Fundamentals of Plasma Physics, Cambridge University Press (2008).
- Birdsall2004 C.K. Birdsall and A.B. Langdon, Plasma Physics via Computer Simulation, Institute of Physics – Taylor & Francis (2004).
- Born1999 M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Cambridge University Press (1999).
- Borne2002 F. Borne et al. , Radiation protection for an ultra-high intensity laser Rad. Protec. Dos. 102 61 (2002).
- Boyd2003 T.J.M. Boyd and J.J. Sanderson, The Physics of Plasmas, Cambridge University Press (2003).
- Briggs2001. J S Briggs y J M Rost, On the derivation of the time-dependent Schrödinger equation, Foundations of Physics 31 (2001) 693.
- Brunel1987 F. Brunel, Not-so-resonant, resonant absorption, Phys. Rev. Lett. 59, 52-55 (1987).

- Chin2010. See Leang Chin, *Femtosecond Laser Filamentation*, Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, vol 55, Springer, (2010).
- Chin2011 S. L. Chin, T.J. Wang, C. Marceau, J. Wu, J. S. Liu, O. Kosareva, N. Panov, Y. P. Chen, J. F. Daigle, S. Yuan, A. Azarm, W. W. Liu, T. Seideman, H. P. Zeng, M. Richardson, R. Li, and Z. Z. Xu, *Advances in Intense Femtosecond Laser Filamentation in Air*, *Laser Physics* 22, 1 (2011).
- Clark2000 E.L. Clark et al., *Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids*, *Phys. Rev. Lett.* 84 670-673 (2000).
- Couarion2007. A. Couairon y A. Mysyrowicz, *Femtosecond filamentation in transparent media*, *Physics Reports* 441 (2007) 47–189
- Daido2012 H. Daido, M. Nishiuchi and A. S. Pirozhkov, *Review of laser-driven ion sources and their applications*, *Reports Progress Physics* 75, 056401 (2012)
- Delone1994. N B Delone y V P Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer Series on Atoms and Plasmas, vol 13, (1994), un excelente libro que describe todo lo que se sabe hacer desde el punto de vista teórico/analítico.
- Eberly1969. Eberly, *Progress in Optics* 7, editado por Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1969).
- Eberly1988. J H Eberly y J Javanainen, *Above-threshold ionisation*, *European Journal of Physics* 9 (1988) 265.
- Einstein1905. A Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, *Annalen der Physik* 17 (1905) 132.
- Esarey2009 E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*, *Reviews of Modern Physics*, 81 1229 (2009).
- Fassò2005 A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft and P.R. Sala *FLUKA a multi-particle transport code* CERN-2005-10.
- Faure2004 J. Faure et al., *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, *Nature* 431, 541-544 (2004).
- Findlay1989 D.J.S. Findlay *Nuclear Instruments and Methods* A276 (1989) 598.
- Fonseca2010 C. Fonseca, C. Méndez, C. Ruiz, F Fernández and L. Roso, *High Electron Doses from a GW Laser Interacting with Solid Aluminum Targets*. *AIP Conference Proceedings*, Volume 1209, pp. 31-34 (2010).

- Fukuda2009 Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, M. Tampo, T. A. Pikuz, T. Nakamura, M. Kando, Y. Hayashi, A. Yogo, H. Sakaki, T. Kameshima, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, M. Mori, T. Zh. Esirkepov, A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. I. Magunov, R. Kodama, P. R. Bolton, Y. Kato, T. Tajima, H. Daido, and S. V. Bulanov, Ion acceleration in the interaction of short pulse laser radiation with the cluster-gas target, en *Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied to Science, Industry and Medicine - The 2nd International Symposium* edited by P. R. Bolton, S. V. Bulanov, and H. Daido, (2009) American Institute of Physics.
- Gavrila1992. M Gavrila, editor, *Atoms in Intense Laser Fields*, Academic Press, (1992).
- Geddes2004 C.G.R. Geddes et al., High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding, *Nature* 431, 538-541 (2004).
- Gibbon2005 P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*, Imperial College Press (2005).
- Gibbon2012 P. Gibbon, Physics of high-intensity laser-plasma interactions, *Rivista del Nuovo Cimento* 35, 607-644 (2012).
- Göppert-Mayer1931. M Göppert-Mayer, *Ann. Phys.* L 9 (1931) 273.
- Hayashi2006 *Rad. Prot. Dos.* 121 99 (2006).
- Hecht2001 E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley (2001).
- Hecht2008 J. Hecht, *Understanding Lasers*, IEEE Press (2008).
- Hooker2010 S. Hooker and C. Webb, *Laser Physics*, Oxford University Press (2010).
- Jackson1965 J. Jackson 'Classical electrodynamics'. Ed. Wiley (1962).
- Koch1959 H. W. Koch, J. W. Motz *Rev. Mod. Phys.* 4 (1959) 920.
- Leemans2006 W.P. Leemans et al., GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator, *Nature Physics* 2, 696-699 (2006).
- Leo1994 W. R. Leo 'Techniques for Nuclear and Particle Physics. Experiments' Springer Verlag Berlin (1994).
- Macchi2013 A. Macchi, *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer*, Springer (2013).
- Maksimchuk2000 A. Maksimchuk et al., Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser, *Phys. Rev. Lett.* 84 4108-4111 (2000).

- Malka1996 G. Malka J. L. Miquel Phys. Rev. Lett 77 75 (1996).
- Mangles2004 S.P.D. Mangles et al., Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions, Nature 431, 535-538 (2004).
- Mayerhofer1993 D. D. Mayerhofer et al. Phys. Fluids B5 2584 (1993).
- McNeil2010 B.W.J. McNeil and N.R. Thompson, X-ray free electron lasers, Nature Photonics 4, 814-821 (2010).
- Nelson1985 W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rodgers The EGS4 Code System Slac Report 265 (1985) and Slac Report 5193 (1990).
- Podgorsak2006 E. B. Podgorsak, Radiation Physics for Medical Physicist Springer – Verlag Berlin 2006.
- Renk2012 K. F. Renk, Basics of Laser Physics, Springer (2012).
- Sarachik1970. Sarachik y Schappert, Classical Theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons, Phys. Rev. D 1, 2378 (1970).
- Schrödinger1026, E Schrödinger, Quantisierung als Eigenwertproblem, Annalen der Physik, 386 (1926) 109.
- Silfvast2008 W. T. Silfvast, Laser Fundamentals, Cambridge University Press (2008).
- Snavelly2000 R.A. Snavelly et al., Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids, Phys. Rev. Lett. 85 2945-2948 (2000).
- Svelto2010 O. Svelto, Principles of Lasers, Springer (2010).
- Tajima1979 T. Takima and J.M. Dawson, Laser Electron Accelerator, Phys. Rev. Lett. 43, 267-270 (1979).
- Träger2007 Springer Handbook of Lasers and Optics, F. Träger (ed.), Springer (2007). Attwood2007 D. Attwood, Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation, Cambridge University Press (2007).
- Tsai1974 Y. S. Tsai Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815.
- Tsoufanidis1995 N. Tsoufanidis 'Measurement and detection of Radiation'. Ed. Taylor&Francis (1995).
- Turner1995 J. E. Turner 'Atoms Radiation and Radiation protection'. Ed. John Wiley & Sons (1995).
- Verboncoeur2005 J.P. Verboncoeur, Particle simulation of plasmas: review and advances, Plasma Phys. Control. Fusion 47 A231 (2005).

Waters2002 L. S. Waters, ed., MCNPX User's Manual, Version 2.3.0, Los Alamos National Laboratory report LA-UR-02-2607 (April 2002).

Wegener2005. M. Wegener, *Extreme Nonlinear Optics*, Springer, (2005).

Wentzel1926. G Wentzel, *Zeitschrift für Physik* 40 (1926) 574; *ibíd*, 41 (1926) 828

Wilks2001 S.C. Wilks et al., Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions, *Phys. Plasmas* 8, 542-549 (2001).

Wilks1992 Wilks et al *Phys Rev. Lett* 69 1383 (1992).

Zhang2010 Z. M. Zhang, X. T. He, Z. M. Sheng, y M. Y. Yu, High-intensity highly collimated monoenergetic GeV ions from interaction of ultraintense short laser pulse with foil in plasma, *Physics of Plasmas* 17, 043110 (2010).



Agradecimientos

Este libro ha sido posible gracias a la financiación para la realización de la actividad de investigación y desarrollo titulada “Redacción y edición de un manual sobre instalaciones láser radiactivas”, concedida por el Consejo de Seguridad Nuclear en la convocatoria de 2012 de “ayudas para la realización de actividades de formación, información y divulgación relacionadas con la seguridad nuclear y la protección radiológica”.

Los autores quieren expresar su agradecimiento muy especial a Javier Sastre, del Centro de Láseres Pulsados, por realizar desinteresadamente toda la labor de maquetación y organización del presente libro.

Los autores también quieren expresar su agradecimiento a Ricardo Torres y José Antonio Pérez, del Centro de Láseres Pulsados, a Javier Rodríguez Vázquez de Aldana, de la Universidad de Salamanca, y a David Martín Rodríguez por diversas imágenes. Los autores también desean manifestar su agradecimiento a los editores, Benjamín Alonso, Rocío Borrego, Carlos Hernández, José Antonio Pérez y Carolina Romero y demás autores del libro “El láser, la luz de nuestro tiempo”, por la cesión de algunas imágenes.