

DESARROLLO DE UN SISTEMA DE VERIFICACIÓN DE
TRATAMIENTOS EN RADIOTERAPIA CON MODULACIÓN
DE INTENSIDAD

Servicio de Publicaciones de la Universidad de Navarra

ISBN 84-8081-084-X

ÍNDICE

Capítulo 1: Introducción	1
1.1 La radioterapia en el tratamiento del cáncer	1
1.2 Objetivo del presente trabajo	2
Capítulo 2: Fundamentos dosimétricos	3
2.1 Tipos de radiación	3
2.2 Radioterapia con fotones (rayos X) y electrones	3
2.3 Producción de fotones en un acelerador lineal de electrones. Espectro energético	4
2.4 Interacción de los fotones con la materia	7
2.5 Interacción de los electrones con la materia	13
2.6 Magnitudes dosimétricas	14
2.7 Equilibrio electrónico	19
2.8 Equilibrio electrónico lateral. Penumbra física	22
2.9 Penumbra geométrica	23
2.10 Distribución de dosis debida a un haz de fotones	24
2.11 Radioterapia tridimensional y conformada	26
2.12 Radioterapia con modulación de intensidad. El problema inverso en radioterapia	27
2.13 Análisis de la dosis absorbida: directa y dispersada	29
2.14 Algoritmos de cálculo en radioterapia con haces de fotones	34
2.15 Necesidad de una verificación independiente de los cálculos en radioterapia con modulación de intensidad	41
Capítulo 3: Material y métodos	45
3.1 Formalismo de cálculo para la verificación	45
3.2 Obtención del mapa de fluencia directa. Índices de modulación	48
3.3 Inclusión de la dispersión del cabezal del acelerador. Modelado de la fuente	49
3.4 Obtención del núcleo (<i>kernel</i>) de convolución	50
3.5 Descripción del proceso de deconvolución. Simetría de revolución en el problema. Transformada de Fourier – Bessel (transformada de Hankel de orden cero)	51
3.6 Descripción del dispositivo experimental	53
3.7 Descripción de las medidas de campos con intensidad modulada	55
Capítulo 4: Resultados y discusión	57
4.1 Campos para obtención del núcleo (<i>kernel</i>) de convolución	57
4.2 Campos debidos a tratamientos con modulación de intensidad	66

Capítulo 5: Conclusión	75
5.1 Conclusiones acerca del proceso de obtención del núcleo (<i>kernel</i>) de convolución	76
5.2 Conclusiones acerca del sistema de verificación de cálculos en radioterapia con intensidad modulada	76
5.3 Futuras líneas de investigación	77
Referencias	79

Capítulo 1

Introducción

1.1 La radioterapia en el tratamiento del cáncer

El cáncer es una de las tres principales causas de muerte en Occidente, junto con las enfermedades cardiovasculares y los accidentes de tráfico. Más del noventa por ciento de las defunciones en el mundo desarrollado se deben a estos tres factores.

El éxito en el tratamiento de un cáncer consiste en combinar adecuadamente las tres principales técnicas terapéuticas: cirugía, quimioterapia y radioterapia. Con ellas es posible curar o, al menos, paliar los efectos de la enfermedad, una vez que ésta se ha desarrollado. La radioterapia consiste en exponer al paciente a un campo de radiación, de tal forma que, al interaccionar las partículas emitidas con el medio, se produzca la muerte de las células tumorales.

El proceso perfecto en radioterapia consistiría en irradiar sólo las células tumorales a un nivel letal para ellas, al tiempo que las células sanas no recibiesen efecto alguno de la radiación. Esto no es en modo alguno posible, lo que conlleva que el proceso radioterápico sea un proceso de optimización: se busca siempre un compromiso entre los efectos beneficiosos de la radiación al incidir sobre zonas tumorales y los efectos perjudiciales al atravesar zonas sanas. El desarrollo de nuevas técnicas para conseguir limitar los efectos de la radioterapia en las zonas sanas es un reto constante en esta disciplina científica, donde convergen la medicina, la física y la ingeniería.

1.2 Objetivo del presente trabajo

El primer objetivo de este trabajo consiste en presentar un algoritmo para el cálculo de la dosis absorbida. Aunque posteriormente se introducirá de manera rigurosa, baste por ahora decir que la dosis absorbida es una magnitud física que nos da idea de la energía administrada por un haz de radiación en un volumen con masa m . La energía depositada por el haz en el medio produce la muerte celular. Estudiaremos en detalle los mecanismos por los que la radiación interacciona con el medio absorbente.

El cálculo de la dosis a administrar en un paciente de radioterapia es un problema que puede ser muy complicado. La dosis que llega a un punto, como veremos, depende de la configuración geométrica del campo de radiación incidente, de la interacción de las partículas incidentes con los electrones del medio, etc. Vamos a centrarnos en una técnica muy sofisticada, en la que se emplean numerosos campos de radiación. Debido a la complejidad de esta técnica, denominada radioterapia con modulación de intensidad, se hace preciso verificar que los campos de tratamiento depositan la dosis que ha sido calculada a través de programas informáticos desarrollados a tal efecto (llamados *planificadores*). Esta verificación se hace habitualmente mediante medidas experimentales de la dosis, con diversos tipos de detectores, como cámaras de ionización, diodos o película radiográfica. Esto consume tiempo de máquina de tratamiento (acelerador lineal).

El enfoque del presente trabajo consiste en verificar los cálculos de los planificadores a través de un algoritmo de cálculo independiente. Esto tendría la ventaja de liberar tiempo de máquina destinado a verificaciones y dedicarlo a tratar más pacientes. Para nuestro algoritmo hemos adoptado un formalismo de cálculo y desarrollado un método original y experimental de obtener la función que caracteriza cómo se deposita la radiación de un acelerador lineal en agua, medio en el que se basan todos nuestros cálculos. En las páginas que siguen se tratará de explicar detallada y rigurosamente todo este proceso, a la vez que se aportarán datos experimentales que justifiquen que es una vía válida para lograr nuestro propósito.

A continuación presentamos el orden seguido en este estudio. En el capítulo segundo se introducen los conceptos de dosimetría necesarios para abordar nuestro trabajo. En el capítulo tercero se describe el formalismo de cálculo de dosis absorbida empleado, así como el procedimiento desarrollado para la obtención de la función que caracteriza la absorción de dosis en agua debido a nuestro acelerador (núcleo o *kernel*). Se describe asimismo el dispositivo experimental empleado para la obtención de esa función y para la comprobación experimental de nuestros cálculos. En el capítulo cuarto se presentan los resultados obtenidos, tanto para el núcleo (*kernel*) como para los campos de tratamiento calculados, que se comparan con los resultados de medidas experimentales. En el capítulo quinto se presentan nuestras conclusiones, a la vez que se proponen algunas líneas de desarrollo posterior.

Capítulo 2

Fundamentos dosimétricos

2.1 Tipos de radiación

Las radiaciones ionizantes pueden clasificarse en dos grandes grupos (Attix 1986, Knoll 2000): radiaciones directamente ionizantes y radiaciones indirectamente ionizantes. Al primer grupo pertenecen las partículas cargadas. Continuamente interactúan con los electrones y demás partículas cargadas del medio a través del campo coulombiano, cediendo paulatinamente su energía. Las radiaciones indirectamente ionizantes son los fotones y los neutrones. Carecen de carga eléctrica. Su interacción con los electrones y otras partículas cargadas del medio es probabilística, regida por el concepto de sección eficaz (véase sección 2.4 para el caso de los fotones), y catastrófica: en una sola interacción pueden perder una parte importante de su energía, e incluso toda ella. Una sola interacción puede afectar radicalmente las propiedades del fotón (o neutrón) incidente. En el caso de las radiaciones indirectamente ionizantes, la cesión de energía al medio es un proceso en dos etapas: los fotones (o neutrones) ceden energía a las partículas cargadas, que son puestas en movimiento, y son quienes en última instancia ceden la energía al medio. Este proceso de cesión de la energía en dos etapas en el caso de las radiaciones ionizantes se irá clarificando al desarrollar las magnitudes dosimétricas para caracterizar los haces de radiación y sus efectos en un medio absorbente: fluencia, dosis absorbida y kerma.

2.2 Radioterapia con fotones (rayos X) y electrones

Hoy en día se emplean diversos tipos de partículas en el tratamiento del cáncer con radioterapia: fotones, electrones, neutrones, protones, iones de helio y carbono e

incluso mesones π . Los mecanismos de interacción de cada tipo de partícula con el medio determinan en qué condiciones se puede aplicar cada tipo de radiación.

Respecto a la penetración de los diversos tipos de radiación, se suele hablar (Knoll 2000) de una distancia característica (alcance o rango, véase sección 2.5.4) en el caso de las partículas cargadas, y de una longitud característica de penetración (o recorrido libre medio: distancia promedio recorrida por la partícula antes de sufrir una interacción) en el caso de las partículas sin carga. Reproducimos a continuación una tabla tomada del libro de Knoll (2000) donde se explicitan algunos órdenes de magnitud de penetración en medios no gaseosos:

Radiación de partículas cargadas	Radiación sin carga
Partículas pesadas cargadas (distancia característica: 10^{-5} m)	Neutrones (longitud característica: 10^{-1} m)
Electrones rápidos (distancia característica: 10^{-3} m)	Fotones (longitud característica: 10^{-1} m)

Tabla 1.1. Longitud y distancia características de penetración de diversos tipos de radiación. Se consideran partículas pesadas cargadas las de masa igual o superior a la del protón (938 MeV). La denominación electrones rápidos incluye a los empleados en un acelerador lineal.

A nivel mundial, más del 90 % de la radioterapia se lleva a cabo con fotones y electrones. Las ventajas de las distribuciones de dosis debidas a fotones, que permiten irradiar en profundidad limitando el daño en los tejidos periféricos, hacen que sea el tipo de radiación más empleado. Los electrones permiten irradiar en superficie con una caída en la dosis por encima de una profundidad determinada, que depende de la energía del haz. Estos dos hechos, unidos al relativamente bajo coste económico de los aceleradores de electrones (que son también los que generan los fotones por *bremstrahlung*) hacen que sea este tipo de radioterapia el que se haya impuesto. Con un acelerador de electrones se puede técnicamente tratar cualquier tumor que tenga indicación clínica de radioterapia. De todas las indicaciones clínicas de radioterapia que se tratan en unidades con aceleradores de electrones, aproximadamente el 90 % se tratan con fotones y el resto con electrones. Por tanto, los fotones (llamados también rayos X por su origen como radiación de frenado) son, con gran diferencia, el tipo de radiación más utilizado. A partir de ahora, al hablar de radioterapia, nos referiremos a la radioterapia con fotones, salvo que explícitamente se indique lo contrario.

2.3 Producción de fotones en un acelerador lineal de electrones. Espectro energético

A continuación vamos a explicar brevemente cómo se producen los fotones en un acelerador lineal y cómo se caracteriza el espectro energético. Los fotones son generados a partir de electrones acelerados previamente en una guía de ondas. Para más información, que ahora omitiremos para no complicar la exposición, puede consultarse el libro de Karzmark, Nunan y Tanabe (1993).

Los electrones inciden sobre un blanco (*target*), formado de wolframio y recubierto de oro. Este blanco es lo que luego denominaremos fuente del haz de radiación (por analogía a *fente radiactiva*). Los electrones, que han sido acelerados a velocidades próximas a la de la luz (del orden de $0,9 c$), al interactuar con un material de alto número atómico (Z) como es el wolframio, sufren un frenado muy rápido, cediendo la energía que pierden en forma de radiación electromagnética (fotones). Este efecto cuántico recibe el nombre de radiación de frenado (en alemán, como muchas veces se cita en la literatura especializada, *bremstrahlung*).

El espectro energético de un haz de fotones generados por *bremstrahlung* no es monoenergético. En el caso de los aceleradores lineales, los haces de electrones generados son prácticamente monoenergéticos. El haz de fotones generado presenta un espectro continuo, de energía máxima igual a la energía de los electrones incidentes. La energía media del haz de fotones resultante es aproximadamente un tercio de la energía máxima. Direccionalmente, resultan fotones en todas las direcciones, pero para las energías de electrones en los aceleradores de radioterapia (entre 4 y 25 MeV), los fotones son predominantemente dirigidos hacia adelante.

En la figura 2.1 se puede ver esquemáticamente la distribución angular de los fotones generados por *bremstrahlung* para distintas energías. Vemos que para 100 keV de energía de los electrones incidentes (caso similar al de un tubo de rayos X de diagnóstico) la distribución angular puede considerarse isotrópica. Para electrones de 20 MeV de un acelerador lineal, los fotones resultantes están predominantemente dirigidos hacia adelante.

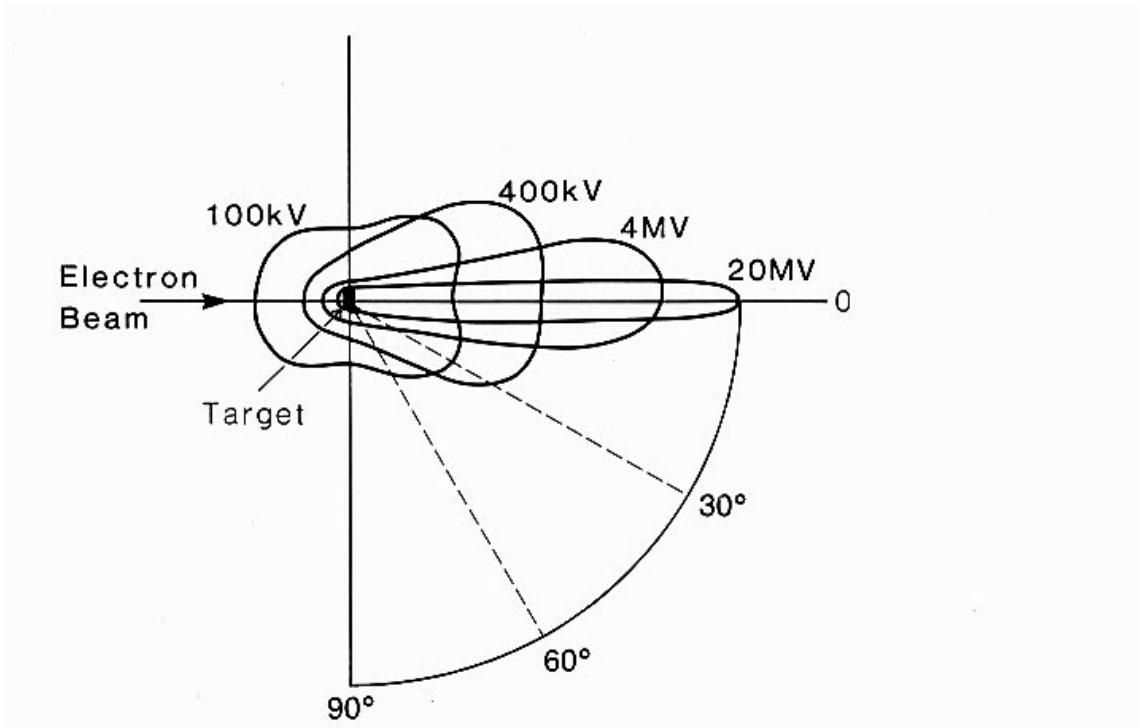


Figura 2.1. Producción de fotones por *bremstrahlung* para distintas energías del haz de electrones incidente (tomado de Khan 1994).

Al hablar de un haz de fotones en un acelerador lineal, nos referiremos como energía nominal del haz a la energía máxima de los fotones generados. Al hablar de energías de haces de electrones, expresaremos sus unidades como MeV, puesto que los haces son monoenergéticos. Al referirnos a haces de fotones, expresaremos sus unidades como MV.

A continuación se muestra esquemáticamente el cabezal de un acelerador lineal cuando opera en modo fotones.

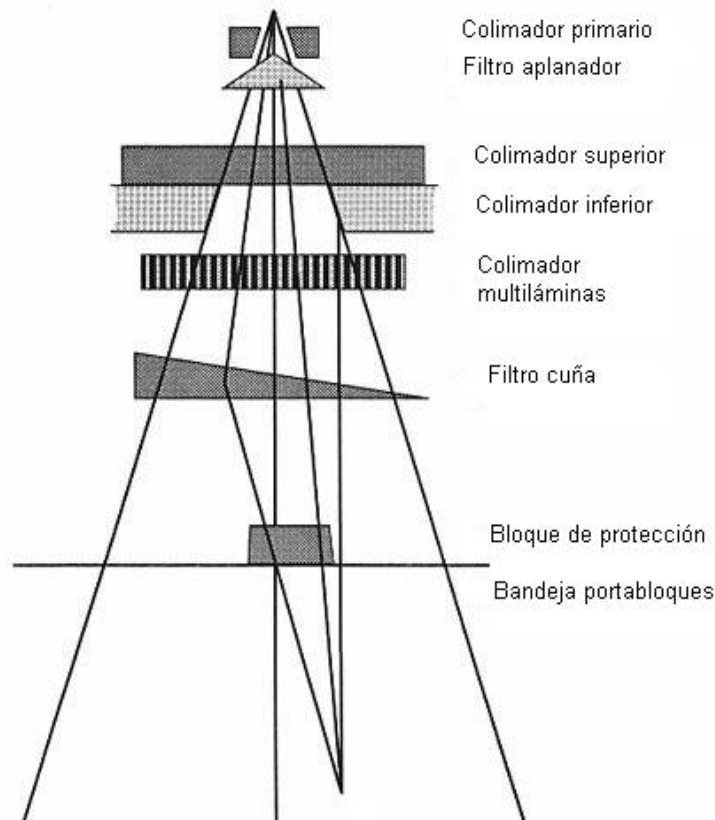


Figura 2.2. Esquema del cabezal de un acelerador lineal de electrones trabajando en modo fotones. El filtro cuña, el bloque de protección y la bandeja portabloques son dispositivos opcionales, que no se emplearán en este trabajo. Adicionalmente, en nuestro acelerador el colimador multiláminas reemplaza al colimador inferior. (Tomado de Helax AB 1998).

Es importante señalar algunos componentes del cabezal de un acelerador lineal. En primer lugar, el *target*. Como ya se ha comentado, en él inciden los electrones que generan los fotones. El *target* no aparece en la figura 2.2, estaría posicionado por encima del colimador primario, en el foco de las trayectorias de los fotones.

El colimador primario sirve para delimitar en primera instancia el campo de radiación. Deja pasar los fotones dirigidos hacia adelante (tiene una apertura de unos 28° , y conforma un campo aproximadamente circular).

El filtro aplanador sirve para homogeneizar en la dirección transversal el haz resultante del proceso de *bremstrahlung*. Atenúa el haz fundamentalmente por el centro, debido a su forma aproximadamente cónica.

Los colimadores secundarios sirven para delimitar el denominado campo de tratamiento que incidirá sobre el paciente. Constan de dos pares de mordazas de wolframio, que pueden delimitar campos rectangulares de hasta $40 \times 40 \text{ cm}^2$ de superficie. El campo de radiación consiste en el área en la cual están contenidos los fotones que inciden sobre el paciente. Del proceso de generación de los fotones (*bremstrahlung*) y de la figura 2.2 se infiere que el campo aumenta de tamaño conforme las partículas se alejan del *target*. Por eso, se suele especificar el tamaño del campo a una distancia del *target* fija, que sirva de referencia. Habitualmente esta distancia es de 100 cm y el punto situado a esa distancia, sobre el eje central del campo, recibe el nombre de isocentro. Al hablar, por tanto, de un campo de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, entendemos que esas dimensiones están referidas a la posición del isocentro.

Estos elementos actúan también como elementos dispersores, es decir, algunos de los fotones provenientes del *target* sufren interacción, viéndose alterada su trayectoria y su energía. La contribución de estos fotones a la fluencia total se suele denominar como fluencia dispersada en el cabezal.

2.4 Interacción de los fotones con la materia

Al referirnos a los mecanismos de interacción de un haz de fotones con la materia, estamos ya considerándolos como partículas. En efecto, en radioterapia se analiza el problema de cómo se distribuye la dosis debida a un haz de radiación en un medio (el cuerpo humano, de densidades cercanas a las del agua), y para ello se estudian en primer lugar los efectos fotoeléctrico, Compton y de producción de pares. Un cuarto mecanismo de interacción de los fotones con la materia es la dispersión coherente o dispersión Rayleigh, mediante la cual el fotón sufre dispersión elástica al interactuar con el electrón. Como no hay transferencia energética al medio, su interés en radioterapia no es otro que el académico. A nivel celular, la interacción de la radiación con la materia se traduce en rotura de puentes de hidrógeno, enlaces moleculares y formación de radicales libres en agua, con el consiguiente daño celular. Si la rotura afecta al núcleo de la célula (principalmente a su ADN), se produce la muerte celular.

Los fotones se hallan en el grupo de las radiaciones indirectamente ionizantes: mediante los tres tipos de interacción citados transmiten su energía a los electrones (y con menor probabilidad a positrones y otras partículas cargadas), y son éstos los que en última instancia ceden su energía al medio. Los electrones puestos en movimiento por un haz de fotones, y que depositan en el medio la energía transferida por aquél, reciben el nombre de electrones secundarios. La interacción de un haz de fotones con un medio es de tipo estocástico o probabilística. No es posible saber *a priori* si un fotón va a interactuar o no, tan solo se puede conocer la probabilidad de interacción, expresada por el concepto de sección eficaz. Supongamos una lámina de material y un haz de N_0 fotones incidente. El número N de fotones que no han interactuado tras atravesar un espesor x de ese material sigue una ley exponencial decreciente:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

donde μ tiene dimensiones de inverso de longitud, es la sección eficaz de interacción y es la suma de las secciones eficaces de interacción por dispersión coherente, efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares:

$$\mu = \sigma_{coh} (\text{coh.}) + \tau (\text{fotoel.}) + \sigma (\text{Compton}) + \kappa (\text{pares}) \quad (2.2)$$

Existe otro proceso de interacción: las reacciones de interacción del fotón con un núcleo atómico o reacciones fotonucleares. Las más importantes son las de activación neutrónica (γ, n). Son significativas para altas energías del fotón incidente (mayores de 10 MeV) y la consecuencia principal estriba en la generación de problemas de radioprotección, tanto para el paciente como para el personal que opera en un acelerador lineal. Esta reacción se produce en materiales de alto número atómico fundamentalmente (Ongaro *et al.* 2000). En un acelerador lineal, se producen en el cabezal. Los búnkers de radioterapia donde se generan fotones de alta energía van blindados frente a neutrones. La contribución de los fotoneutrones a la dosis en el paciente es probablemente despreciable frente a la acción de los fotones (Attix 1986) y no se suele considerar en radioterapia. Las reacciones de tipo ($\gamma, 2n$) y (γ, pn) tienen una probabilidad mucho menor de ocurrir (McGinley 2002). Por otro lado, están las reacciones (γ, p). La producción de protones y la contribución de éstos a la energía absorbida en el medio es despreciable (Attix 1986 cuantifica esta contribución en torno al 5 % de la contribución de los fotones a la energía absorbida únicamente mediante producción de pares). Por todo lo descrito, en adelante no volveremos a considerar las reacciones fotonucleares.

Suele definirse el coeficiente de atenuación másico como $\frac{\mu}{\rho}$. Así, el coeficiente de atenuación másico es independiente de la densidad del medio.

Posteriormente se definirán las magnitudes que caracterizan un haz, como la fluencia, y la magnitud principal para referirnos a la energía depositada por un haz de radiación en la unidad de masa del medio: la dosis absorbida. A continuación se recuerdan sucintamente los efectos fotoeléctrico, Compton y de producción de pares.

2.4.1 El efecto fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico, un fotón de alta energía interacciona con un electrón fuertemente ligado al núcleo, comunicándole toda su energía. El fotón, por tanto, desaparece, y el electrón, tras la interacción, tiene una energía cinética igual a:

$$T = h\nu - E_b \quad (2.3)$$

donde h es la constante de Planck, ν la frecuencia asociada al fotón, el producto $h\nu$ es la energía del fotón incidente y E_b la energía de enlace del electrón en la capa electrónica en la que se hallaba. Para fotones de suficiente energía, la interacción es más probable para la capa electrónica más fuertemente ligada (capa K). Cuando la energía del fotón incidente es ligeramente superior a la del electrón ligado, la interacción tiene mayor probabilidad (pico fotoeléctrico o fotopico en la curva de probabilidad de interacción frente a energía del fotón incidente). La probabilidad decrece abruptamente

si la energía del fotón es menor que la de enlace del electrón, pues no puede ionizar, y decrece más suavemente conforme va siendo cada vez mayor que la del electrón ligado. Frecuentemente la absorción fotoeléctrica suele ir acompañada de emisión de rayos X característicos al ocupar un electrón de las capas superiores o en estado libre la vacante generada. Con menor probabilidad, se produce emisión de electrones Auger (el exceso de energía en el átomo debido a la vacante se libera comunicándolo a un electrón de las capas exteriores, que deja de estar ligado). Mediante uno de estos dos procesos el átomo pierde el exceso de energía generado.

El efecto fotoeléctrico es mucho más probable en medios absorbentes de número atómico alto. De los tres mecanismos de interacción de los fotones con la materia (efectos fotoeléctrico, Compton y producción de pares) es el más probable para energías relativamente bajas.

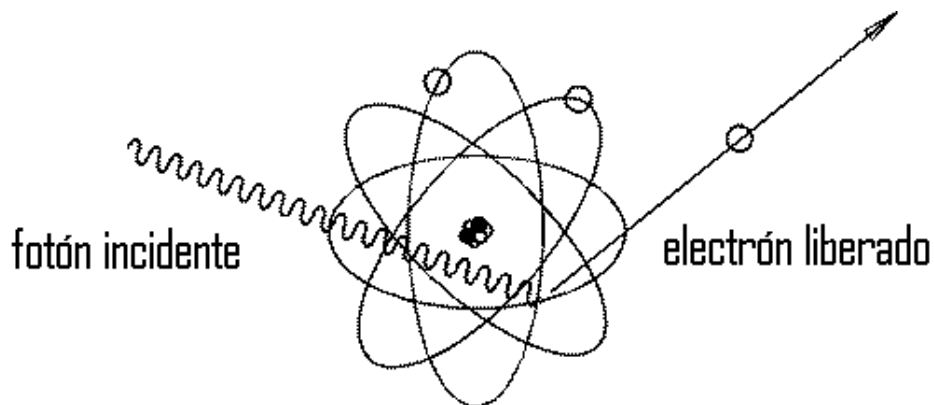


Figura 2.3. Interacción por efecto fotoeléctrico

2.4.2 El efecto Compton

Mediante el efecto Compton, un fotón interactúa con un electrón cuasi-libre, de tal forma que le cede parte de su energía. El electrón sale con un ángulo φ respecto a la dirección de incidencia del fotón, y éste sufre una dispersión de ángulo θ .

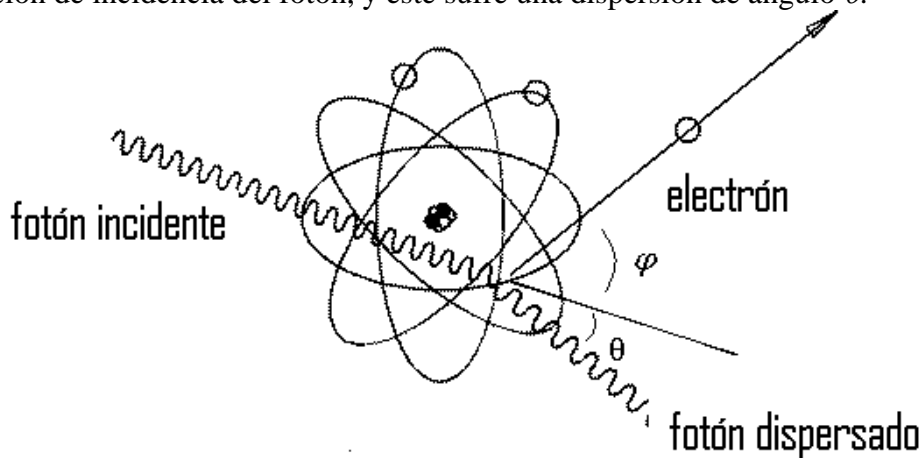


Figura 2.4. Interacción Compton

De la conservación de la energía y del momento lineal puede deducirse la energía $h\nu'$ del fotón dispersado en función del ángulo de dispersión θ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.4)$$

La energía cinética T del electrón liberado es:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (2.5)$$

Y el ángulo de dispersión φ del electrón puede escribirse, en función del ángulo de dispersión del fotón:

$$\cot\varphi = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.6)$$

La distribución angular de los fotones dispersados viene dada por la fórmula de Klein – Nishina para la sección eficaz diferencial de dispersión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]}\right) \quad (2.7)$$

donde r_0 es el radio clásico del electrón y $\alpha \equiv \frac{h\nu}{m_0c^2}$.

Para energías altas del fotón incidente, los fotones tienden a ser dispersados predominantemente hacia adelante (con un ángulo θ muy pequeño).

La probabilidad de interacción Compton (por átomo) crece con el número de electrones disponibles y por tanto con Z .

El efecto Compton predomina en medios de bajo Z (como es el caso del cuerpo humano) a las energías habituales en radioterapia (del orden de magnitud de pocos MeV).

2.4.3 Producción de pares

En el efecto de producción de pares, un fotón, en presencia del campo coulombiano de un núcleo pesado, desaparece, empleándose su energía en la generación de un par electrón-positrón. La presencia del núcleo es necesaria para la conservación del momento lineal.

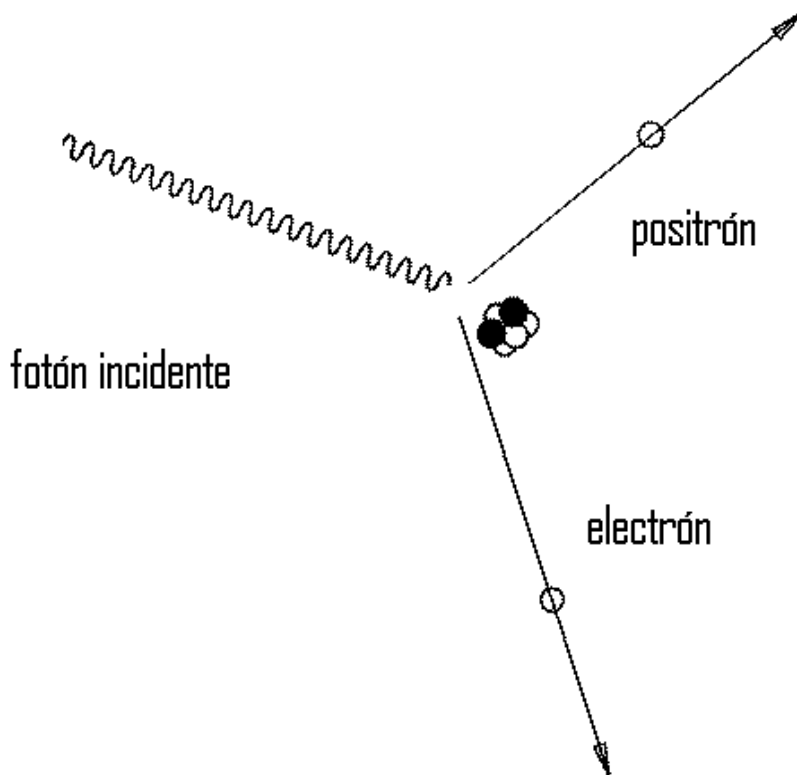


Figura 2.5. Producción de pares electrón-positrón

Para que se produzca esta interacción, es necesario que la energía del fotón incidente sea superior a 1,022 MeV, esto es, a la masa conjunta del positrón y el electrón. El resto de la energía del fotón se invierte en energía cinética de las dos partículas generadas. Cuando el positrón pierde su energía cinética, vuelve a aniquilarse junto con un electrón del medio, dando lugar a dos fotones de 0,511 MeV (creación de pares) que salen en direcciones opuestas. La producción de pares empieza a predominar frente a la interacción Compton para energías de los fotones incidentes muy altas. La probabilidad de este efecto crece con el cuadrado del número atómico Z del medio absorbente.

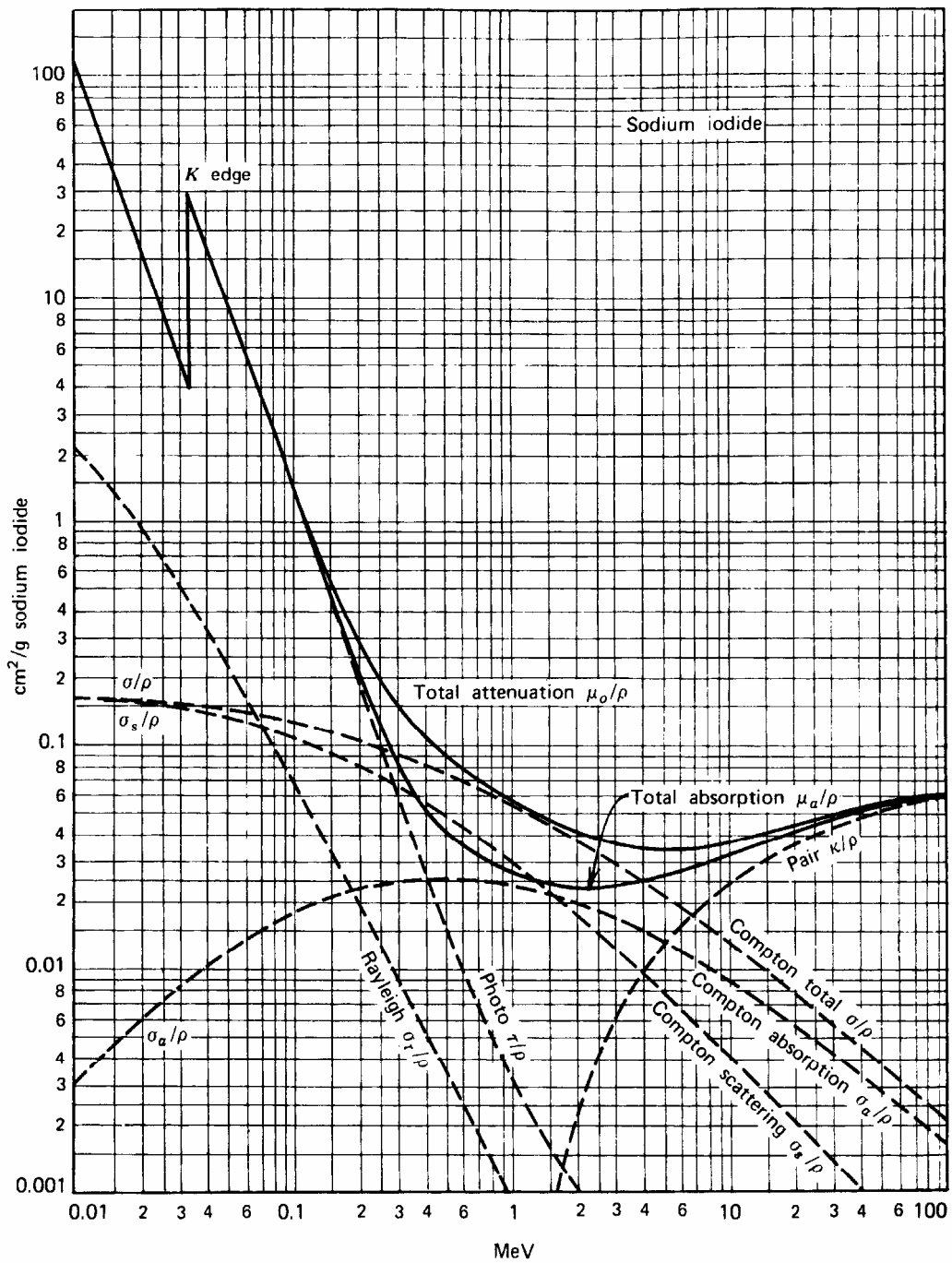


Figura 2.6. Dependencia energética de los procesos de interacción de los fotones con la materia en yoduro sódico. (Tomado de Evans 1955, reproducido en Knoll 2000). En trazo continuo se representa la absorción total, y en trazo discontinuo los diferentes mecanismos por separado. Aparece la dependencia de la interacción Compton total y de la absorción de energía del electrón y de la dispersión del fotón por separado.

2.5 Interacción de los electrones con la materia

Debido a que los fotones transfieren su energía a los electrones (y positrones) del medio absorbente, y son éstos los que ceden la energía mediante la interacción con los electrones del medio en última instancia, es preciso recordar brevemente los mecanismos de interacción de los electrones con la materia de mayor interés en radioterapia. Los electrones interactúan con los otros electrones del medio, y con los núcleos atómicos, principalmente a través del campo electrostático. Debido a este tipo de interacción, que se produce de manera continuada, los electrones pierden su energía paulatinamente (un electrón de 1 MeV de energía puede interactuar 10^5 veces antes de perder toda su energía). Los electrones, al interactuar con otros electrones, producen ionizaciones y excitaciones. Al interactuar con el campo coulombiano de los núcleos atómicos, producen colisiones radiativas. En estos procesos, sufren cambios bruscos en sus trayectorias.

Hay otros mecanismos de interacción coulombiana de los electrones, como son los de polarización, pero son de limitado interés en radioterapia.

Podemos clasificar las interacciones de los electrones con la materia en tres tipos, en función del clásico parámetro de impacto b : colisiones blandas, colisiones duras e interacción con un núcleo (pérdidas radiativas, a veces también llamadas colisiones radiativas). Los electrones también pueden sufrir colisiones elásticas, llamadas así porque no se pierde energía. Por este motivo, no contribuyen a la energía absorbida en el medio aunque son parcialmente responsables de las numerosas deflexiones que siguen los electrones en sus trayectorias. Para profundizar en este punto, se pueden consultar los libros de Attix (1986) y de Klevenhagen (1993).

2.5.1 Colisiones blandas (b mucho mayor que el radio atómico)

Cuando los electrones puestos en movimiento por los fotones pasan relativamente cerca de un átomo, interactúan con éste como un todo, de tal modo que se producen excitaciones en los niveles electrónicos y ocasionalmente también ionizaciones, si el electrón pasa a estar en estado libre. En este proceso, la fracción de energía perdida por el electrón incidente es habitualmente muy pequeña. En cualquier caso, éste es el tipo de interacción más probable, lo que hace que aproximadamente la mitad de la energía depositada por el electrón sea mediante colisiones blandas.

2.5.2 Colisiones duras (b comparable al radio atómico)

En el caso de que el parámetro de impacto sea comparable al radio atómico, hay una mayor probabilidad de que el electrón incidente interactúe con un solo electrón del átomo. En estos casos la fracción de energía intercambiada suele ser grande, lo que conlleva la ionización del átomo y que el electrón liberado sea capaz, a su vez, de ionizar y excitar. En este caso, nos referiremos al electrón liberado como rayo delta. Las colisiones duras son mucho menos probables que las blandas pero, debido al mayor intercambio de energía, resultan responsables de la pérdida de una fracción de energía del electrón incidente generalmente comparable a la pérdida por colisiones blandas.

2.5.3 Pérdidas por radiación (*b* mucho menor que el radio atómico)

En el caso de que el parámetro de impacto sea mucho menor que el radio atómico, el electrón tiene mayor probabilidad de interactuar con el campo electrostático del núcleo atómico en lugar de con los electrones del medio. La mayor parte de este tipo de interacciones son elásticas, no hay transferencia de energía, pero su importancia radica en que son responsables de bruscos cambios en la trayectoria de los electrones. Aproximadamente el 2-3 % de estas interacciones son inelásticas. En estos casos, el electrón no sólo sufre deflexión, sino que pierde una parte significativa de su energía (o toda ella) generando a su vez fotones de frenado mediante el efecto cuántico llamado *bremstrahlung* (radiación de frenado). Son las llamadas pérdidas por radiación o radiativas, que comienzan a ser importantes para electrones incidentes de energía igual o superior a 10 MeV. La importancia aumenta con el número atómico *Z* del medio absorbente. Los electrones provenientes de un acelerador lineal pierden su energía en el cuerpo humano fundamentalmente por colisiones duras y blandas.

2.5.4 Rango de los electrones

Podemos definir el rango de los electrones de una energía determinada (Attix 1986) como el valor esperado de la longitud del camino que recorren antes de frenarse completamente (sin tener en cuenta el movimiento térmico). Esta definición tiene poca utilidad práctica, puesto que los electrones alteran su trayectoria continuamente debido a su interacción con los electrones del medio. Por tanto, la longitud de su recorrido no coincide con su penetración en un medio. Para caracterizar su capacidad de penetración, se definen magnitudes alternativas como el rango extrapolado o el rango práctico, a partir de las curvas que caracterizan la dosis absorbida con la profundidad en un medio. La discusión acerca de estas cantidades está fuera de los objetivos de este trabajo. Para una descripción exhaustiva se puede consultar el libro de Attix (1986).

2.6 Magnitudes dosimétricas

Vamos a definir a continuación una serie de magnitudes empleadas para caracterizar un haz de radiación así como sus efectos en un medio. Definiremos en primer lugar la fluencia, que caracteriza el haz de radiación. Posteriormente, introduciremos la dosis absorbida, que está directamente relacionada con la energía absorbida en el medio por los electrones puestos en movimiento por los fotones. Finalmente, definiremos el kerma, que hace referencia a la energía transferida por los fotones a los electrones, que son los que directamente ceden su energía al medio. El kerma es de importancia fundamental para relacionar la dosis con la fluencia. Para relacionar dosis con kerma es necesaria una condición: que exista equilibrio electrónico. El equilibrio electrónico se introduce en la siguiente sección.

2.6.1 Caracterización de un haz de radiación: concepto de fluencia

A continuación se va a definir una magnitud para caracterizar el haz de partículas: la fluencia. Supongamos una esfera infinitesimal de sección máxima *da*

centrada en un punto P . Se define la fluencia (*Internacional Comisión on Radiation Units and Measurements, report n° 60, 1998*) como el número de partículas que inciden en la esfera por unidad de superficie da :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2.8)$$

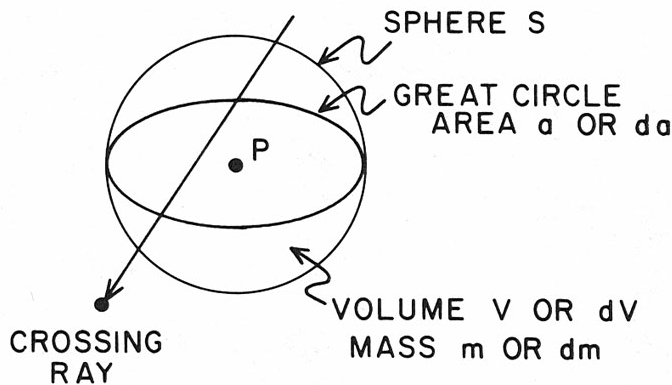


Figura 2.7. Concepto de fluencia (tomado de Attix 1986)

Tal como lo hemos definido, el concepto de fluencia es una magnitud escalar. Esto se debe a que en radioterapia, las magnitudes de interés van a ser la energía absorbida en un volumen y la dosis absorbida que, como veremos, está directamente relacionada con ella. Ambas son magnitudes escalares. Los fotones que contribuyen a la dosis en un volumen lo hacen independientemente de su dirección de movimiento.

Consideremos un punto P . Supongamos que da es la “sección eficaz” que presenta este punto, en el sentido de que las partículas que atraviesan da forman parte de la fluencia en P . Como no vamos a tener en cuenta la trayectoria de las partículas, el volumen más apropiado centrado en P que vamos a emplear para caracterizar la fluencia es una esfera: independientemente de la dirección, la partícula incidente “verá” una superficie efectiva (sección eficaz) da . Dividiendo el número de partículas incidentes en la esfera entre da obtenemos la fluencia en P .

La idea intuitiva en el concepto de fluencia es considerar todas las partículas que atraviesan *cualquier* sección de área da centrada en el punto P y viajan por tanto en *cualquier* dirección posible que interseque la esfera centrada en P . Dividiendo el número de partículas entre el valor absoluto del área da obtenemos la fluencia. Para ello, estamos suponiendo implícitamente, como ponen de manifiesto Papiez y Battista (1994), que las trayectorias de las partículas son rectilíneas. Además, imponemos en la definición, también de manera implícita, que la partícula no interaccione en el volumen dV . Con esta suposición, se puede sustituir la palabra “inciden” (*incide*), citada en la definición de fluencia de la ICRU 60, por “atraviesan”, que consideramos refleja mejor la idea intuitiva del concepto. El término “atraviesan” (*cross*) viene también en la definición dada en el artículo de Papiez y Battista (1994) al hacer referencia a la definición de la ICRU.

Si fijamos un plano y consideramos el número de partículas que lo atraviesan, dividido por el valor absoluto del área, llegamos al concepto de fluencia planar.

Nuevamente es un concepto que refleja una magnitud escalar: no tenemos en cuenta la dirección de las partículas. Fluencia y fluencia planar son conceptos parecidos, pero con una diferencia sutil. Supongamos que fijamos un plano que pasa por P . Cualquier partícula cercana a P con trayectoria paralela al plano fijado no contribuye a la fluencia planar, pero sí a la fluencia (suponiendo, evidentemente, que la cercanía a P permite considerar una superficie de área da por la cual pase la partícula).

La tasa de fluencia se define como la fluencia por unidad de tiempo:

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) \quad (2.9)$$

Si tenemos en cuenta la energía de los fotones, podemos definir la fluencia energética como la energía que atraviesa cualquier sección da que podamos formar en la esfera:

$$\Psi = \frac{dE}{da} \quad (2.10)$$

Si el haz es monoenergético, con fotones de energía $h\nu$, la fluencia energética se puede escribir como:

$$\Psi = h\nu \left(\frac{dN}{da} \right) = h\nu \cdot \Phi \quad (2.11)$$

Finalmente, la tasa de fluencia energética se define de manera análoga a la tasa de fluencia:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{da} \right) \quad (2.12)$$

2.6.2 Energía absorbida y energía transferida

Hemos adelantado que la dosis absorbida está relacionada directamente con la energía absorbida en un medio y que el kerma lo está con la energía transferida por el haz de fotones a las partículas cargadas del medio. Vamos a tratar de precisar a continuación en qué consisten los conceptos de energía absorbida (también llamada impartida o depositada) y energía transferida.

En la figura 2.8 se considera un fotón $h\nu_1$ que entra en el volumen V y sufre una interacción Compton, produciendo un electrón con energía cinética T y un fotón de energía $h\nu_2$. El electrón, a su vez, produce un nuevo fotón $h\nu_3$ por *bremsstrahlung*, antes de abandonar el volumen V con una energía cinética T' . La energía impartida o absorbida y la energía transferida al medio son:

$$E_{ab} = T - T' - h\nu_3 = h\nu_1 - h\nu_2 - T' - h\nu_3 \quad (2.13)$$

$$E_{tr} = T \quad (2.14)$$

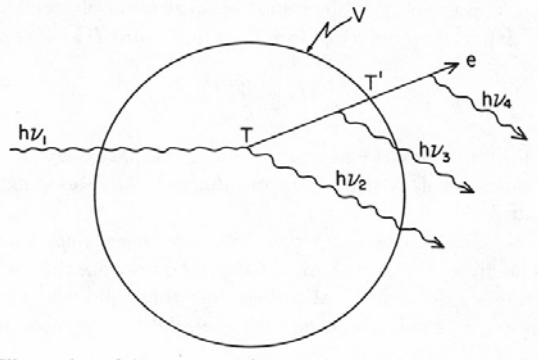


Figura 2.8. Conceptos de energía impartida o absorbida y energía transferida (tomado de Attix 1986).

2.6.3 Dosis absorbida

La dosis absorbida es la magnitud empleada para caracterizar el efecto de un haz de radiación cuando interacciona con un medio. Considérese una porción de masa dm en el medio atravesado por el haz de radiación. La dosis absorbida se define como:

$$D = \frac{d\overline{E}_{ab}}{dm} \quad (2.15)$$

donde $d\overline{E}_{ab}$ es la energía media depositada por el haz en la porción dm del medio. La energía depositada o impartida, por el haz al medio (o simplemente, energía absorbida por el medio) es una magnitud estocástica, puesto que depende de las interacciones de los fotones con el medio, que son estocásticas. En cambio, la dosis absorbida no es una magnitud estocástica, en su definición se emplea el promedio o valor esperado de la energía impartida. Por ello dm , aunque se considera en la definición de dosis absorbida como la masa encerrada en un volumen pequeño del medio, no es un infinitésimo en sentido matemático, es decir, no es arbitrariamente pequeño. Hemos de promediar sobre un volumen finito.

La unidad de dosis absorbida en el sistema internacional es el julio · kilogramo⁻¹, que recibe el nombre de *Gray* (Gy).

2.6.4 Relación entre fluencia y dosis absorbida: el kerma

Hasta ahora hemos definido una magnitud que nos caracteriza el haz de radiación y otra que nos caracteriza su efecto en un medio absorbente. La siguiente pregunta es: ¿podemos relacionar la fluencia de un haz con la dosis absorbida en un medio? Esto lo haremos a través de una nueva magnitud, el kerma (*kinetic energy released per unit mass*).

Como ya hemos mencionado, los fotones pertenecen al grupo de las radiaciones indirectamente ionizantes: interaccionan con los electrones (y positrones) del medio transfiriéndoles parte de su energía, siendo éstos los que ceden esta energía al medio en

última instancia. Consideremos una porción de masa del medio, dm . Definimos el kerma (K) como la energía transferida (suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas puestas en movimiento) por el haz de fotones en la porción de masa considerada dm , dividida entre dm .

$$K = \frac{d\overline{E}_{tr}}{dm} \quad (2.16)$$

Análogamente a la definición de dosis absorbida, la magnitud $d\overline{E}_{tr}$ representa la energía promedio transferida por el haz de fotones a las partículas cargadas (electrones y positrones) del medio.

La unidad de kerma en el sistema internacional es el julio \cdot kilogramo⁻¹ (Gray), al igual que la unidad de dosis absorbida. El kerma se define únicamente para radiaciones indirectamente ionizantes, en las cuales la absorción de energía se produce en dos pasos.

Podemos relacionar el kerma con la fluencia. Consideremos un haz monoenergético de fotones. La fracción de energía transferida al medio en forma de energía cinética de las partículas cargadas puestas en movimiento será proporcional al coeficiente de atenuación lineal μ y recibe el nombre de coeficiente de transferencia de energía, μ_{tr} :

$$\mu_{tr} = \frac{\overline{E}_{tr}}{h\nu} \cdot \mu \quad (2.17)$$

donde \overline{E}_{tr} es la energía media transferida por cada interacción por el haz a las partículas cargadas del medio (electrones y positrones) en forma de energía cinética. Si el haz no es monoenergético, se define un μ_{tr} promediado para todas las energías, denotado como $\overline{\mu}_{tr}$.

Ahora podemos relacionar el kerma con la fluencia energética:

$$K = \Psi \cdot \frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho} \quad (2.18)$$

donde ρ es la densidad másica del medio.

Podemos separar en el kerma una parte de la energía que se depositará en el medio debido a colisiones duras y blandas y otra que se depositará debido a pérdidas radiativas. Así, consideramos el kerma total como suma del kerma de colisión y el kerma radiativo:

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2.19)$$

Si denotamos por \overline{g} la fracción media de energía perdida por los electrones por *bremsstrahlung*, entonces:

$$K_{col} = K(1 - \bar{g}) \quad (2.20)$$

$$K_{rad} = K\bar{g} \quad (2.21)$$

Ahora tenemos ya todos los conceptos para relacionar dosis absorbida (magnitud que caracteriza la energía impartida por el haz en la masa dm de medio) con fluencia (magnitud que caracteriza el propio haz de radiación). Pero para establecer la relación es preciso que se cumpla la condición de equilibrio electrónico, que se explica a continuación.

2.7 Equilibrio electrónico

Una vez que los electrones han recibido energía cinética del haz de fotones, son puestos en movimiento y ceden esta energía al medio de manera gradual, interaccionando principalmente con los otros electrones del medio, produciendo ionizaciones y excitaciones. Al ser la pérdida de energía paulatina, los electrones recorren una distancia (rango), antes de ser totalmente frenados, distancia que puede alcanzar varios centímetros. Resulta claro, por tanto, que no toda la energía cedida por los fotones que interaccionaron en dm será finalmente absorbida en esa porción del medio dm . El cálculo de la dosis absorbida a partir de la fluencia tiene graves dificultades, pues no existe una fórmula para la dosis absorbida semejante a (2.18), que relaciona kerma con fluencia, salvo que haya algún tipo de “equilibrio” entre kerma y dosis absorbida.

La pregunta que vamos a tratar de contestar es: ¿en qué condiciones podremos relacionar la energía cedida por el haz de fotones en una porción dm del medio con la energía absorbida efectivamente en esa misma porción dm ?

Para establecer esa relación necesitamos que se cumpla la condición de equilibrio electrónico. Intuitivamente, parece claro que la manera de relacionar la energía absorbida en dm con la energía cedida por los fotones a los electrones en dm es “compensar” la energía que escapa de dm debido al rango no nulo de los electrones con energía absorbida en dm y cedida por otros electrones puestos en movimiento fuera de dm por los fotones del haz. Decimos que existe equilibrio electrónico si por cada electrón que escapa de dm con una energía E , existe otro que entra en dm con la misma energía.

Consideremos la figura 2.9 (a). Sea el conjunto A – G un conjunto de volúmenes donde se transfiere y se absorbe energía. El haz de fotones incidente no se atenúa, con lo que la energía transferida es cuantitativamente la misma en los siete volúmenes considerados. Si nos fijamos en D, vemos que la ionización producida ahí coincide con la ionización total producida por el electrón puesto en movimiento en A a lo largo de todo su recorrido. La dosis absorbida es proporcional a la ionización producida en cada uno de los volúmenes: su valor es cero a la entrada del haz en el medio y aumenta hasta llegar al máximo, a profundidad igual al rango de los electrones. A partir de esta profundidad, existe el equilibrio electrónico: en cualquier volumen que consideremos, el mismo número de electrones son puestos en movimiento y frenados. Si consideramos

que no hay pérdidas radiativas, la dosis absorbida es numéricamente igual al kerma, es decir, la energía transferida en el volumen D es igual a la absorbida.

Consideremos ahora la figura 2.9 (b). Ahora estamos en una situación más real, en la que el haz de fotones sufre atenuación al penetrar en el medio. Veremos que, estrictamente, no existe equilibrio electrónico en ningún punto. Supongamos que el haz se atenúa un 5 % en una distancia igual a la distancia entre A y B, B y C, etc. Entonces, el número de ionizaciones en D no coincide con el número de ionizaciones generadas por el electrón puesto en movimiento en A: aquel número será siempre menor que éste. El kerma decrece continuamente mientras que la dosis absorbida primero crece, llega a un máximo, y luego decrece. A la profundidad del máximo en la curva de dosis absorbida se le llama a veces profundidad de equilibrio. Estrictamente, ni siquiera en este punto hay equilibrio electrónico, puesto que la dosis absorbida se relaciona con el kerma en un volumen anterior; el kerma a la profundidad de equilibrio ha sufrido atenuación. (Téngase en cuenta, además, que un haz de fotones proveniente de un acelerador lineal contiene distintas componentes energéticas, para cada una de las cuales el equilibrio se encuentra a una profundidad diferente). Si no consideramos las pérdidas radiativas, la dosis absorbida es numéricamente mayor que el kerma a partir de la profundidad de equilibrio, pues se relaciona con el kerma a una profundidad menor y, por tanto, el haz tiene menor atenuación.

La figura 2.9 muestra una situación simplificada, puesto que, debido a la interacción coulombiana de los electrones secundarios con los electrones ligados del medio, aquéllos sufren dispersión en todas las direcciones, no sólo hacia delante, como aparece en la figura. Podemos hablar también de un equilibrio electrónico lateral, cuando nos encontramos en el límite de un campo de radiación. Veremos este concepto más detalladamente en la siguiente sección.

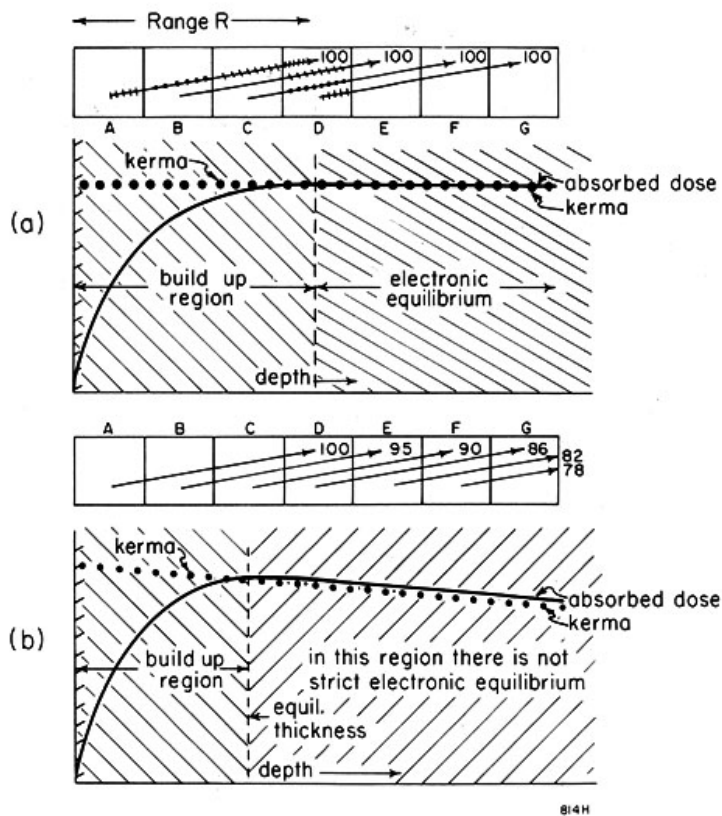


Figura 2.9. Equilibrio electrónico. En (a) se considera que no existe atenuación del haz inicial de fotones (se trata, lógicamente, de un caso ideal). A partir de una profundidad en el medio igual al rango R de los electrones generados por el haz de fotones, existe equilibrio electrónico. En (b) se considera el caso real de la atenuación del haz incidente conforme los fotones interactúan con los electrones del medio. Estrictamente, no existe equilibrio electrónico en ningún punto. A efectos prácticos de cálculo y medida de la dosis, sin embargo, y para las energías de los haces de fotones empleadas en radioterapia, consideraremos que existe equilibrio electrónico en los puntos a profundidades igual o mayores que la profundidad de equilibrio y a lo largo de la trayectoria del haz incidente. (Tomado de Johns y Cunningham 1983).

No toda la energía transferida por los fotones a los electrones será depositada localmente por éstos: la energía perdida por los electrones en forma de colisiones radiativas no se deposita localmente, y por tanto no contribuye a la dosis absorbida. Por tanto, en condiciones de equilibrio electrónico, podremos relacionar la dosis absorbida con el kerma de colisión:

$$D = K_{col} = K(1 - \bar{g}) = \Psi \cdot \frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} (1 - \bar{g}) \quad (2.22)$$

Y definiendo el coeficiente de energía absorbida $\bar{\mu}_{ab}$ como $\bar{\mu}_{tr}(1-\bar{g})$ podemos escribir:

$$D = \Psi \cdot \frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \quad (2.23)$$

$\bar{\mu}_{ab}$ representa la fracción de energía promedio absorbida en el medio por cada interacción del haz de fotones. $\bar{\mu}_{ab}$ se relaciona con la energía media absorbida de la siguiente forma:

$$\bar{\mu}_{ab} = \frac{\bar{E}_{ab}}{h\nu} \cdot \mu \quad (2.24)$$

2.8 Equilibrio electrónico lateral. Penumbra física

Hemos descrito la condición de equilibrio electrónico en la dirección del haz de radiación incidente en un medio. Hay un efecto similar, el llamado equilibrio electrónico lateral, cuando consideramos una profundidad fijada en un medio que absorbe radiación y consideramos la dosis conforme nos movemos en una dirección perpendicular a la de incidencia del haz. Los electrones puestos en movimiento por el haz de fotones tienden a ir predominantemente en la dirección del haz de fotones incidente, pero también sufren dispersión lateral. Una vez más, la clave del equilibrio (o de la falta de equilibrio) electrónico lateral va a ser el rango finito de los electrones.

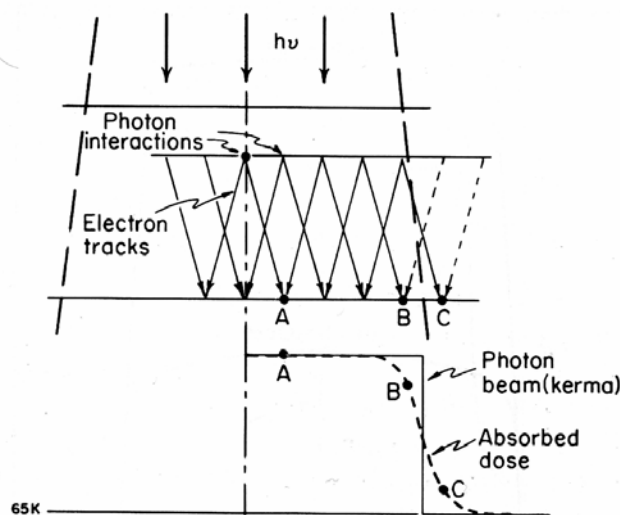


Figura 2.10. Equilibrio electrónico lateral y penumbra física (tomado de Johns y Cunningham 1983)

Consideremos los puntos A, B y C, que pueden verse en la figura 2.10. Queremos conocer la dosis absorbida en esos tres puntos, que se deberá a los electrones puestos en movimiento en la interacción de los fotones del haz con el medio. La interacción de los fotones tuvo lugar, como se ve en la figura, más cerca de la superficie de entrada del medio que donde están situados los puntos A, B y C. Como podemos

intuir, en el punto *A* se recibe dosis debida a electrones puestos en movimiento en todas las direcciones alrededor de *A*. *A* está localizado suficientemente lejos de los límites del campo como para que la dosis debida a los electrones puestos en movimiento por fotones en el punto *A* en todas las direcciones (predominantemente hacia adelante) se vea compensada por la dosis debida a fotones puestos en movimiento en todas las direcciones alrededor (y más cerca de la superficie) que *A*, y que estos electrones depositan en *A*. Esto no sucede en *B*, donde la energía transferida por fotones a electrones es mayor que la energía que se depositará en *B* debida a electrones. Tampoco sucede en *C*, donde no se transfiere energía (ahí no interacciona ningún fotón) y sin embargo se recibe dosis debido al rango de los electrones generados en otros puntos. En el punto *A* hay equilibrio electrónico lateral, y ahí dosis absorbida y kerma son numéricamente equivalentes (con las reservas explicadas en 2.8). En *B* y en *C* no hay equilibrio electrónico lateral. Como se ve en la figura 2.10, en *B* y en *C* dosis absorbida y kerma no son numéricamente equivalentes. La anchura de la zona donde no hay equilibrio electrónico lateral guarda relación directa con la penumbra física. Se denomina penumbra física debido a que su origen se debe al efecto físico de la interacción de los electrones con el medio absorbente, la dispersión que sufren y el rango finito que tienen. Hay otra componente de la penumbra, la penumbra geométrica, que estudiaremos a continuación, que es independiente del medio absorbente, depende exclusivamente de la geometría del cabezal del acelerador.

2.9 Penumbra geométrica

Consideremos la figura 2.11, donde se representa simbólicamente la fuente (extensa) de radiación en un acelerador lineal y el elemento colimador que delimita los campos de radiación. Más adelante, cuando exponamos el análisis de la dispersión de la radiación en los distintos elementos componentes del cabezal de un acelerador lineal, quedará justificado por qué la fuente se considera extensa (no puntual).

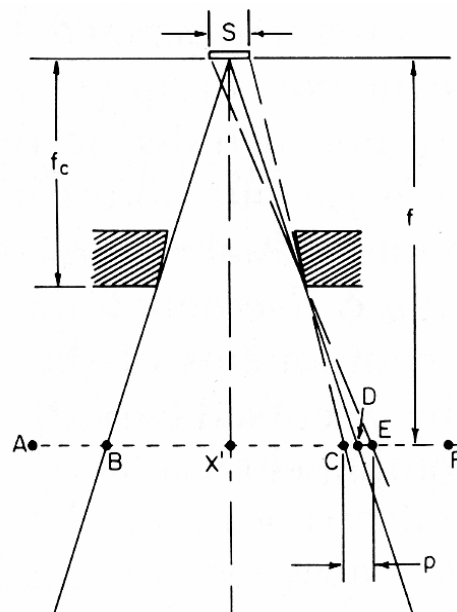


Figura 2.11. Penumbra geométrica (tomado de Johns y Cunningham 1983)

Supongamos que desplazamos un detector que nos mida la dosis en aire, a lo largo de una recta situada a una distancia fija del plano en el que se halla la fuente. Desde el punto *A* no se puede ver la fuente. Teóricamente, la dosis será cero (realmente llegará algo debido a la penumbra física comentada anteriormente). El punto *X'*, situado en el centro del campo de radiación, y desde donde se ve completamente la fuente, recibe el nivel máximo de dosis. En *C* todavía se ve la fuente al completo, pero, al estar más lejos de la fuente que *X'*, la dosis será sensiblemente inferior. Desde el punto *D*, al igual que desde *B*, se puede ver solamente la mitad de la fuente, el nivel de dosis será por tanto aproximadamente la mitad de la dosis en el punto *X'*. En *E* ya no se ve la fuente, sucede lo mismo que en *A*. La caída de la dosis entre los puntos *C* y *E* guarda relación directa con la penumbra geométrica, que puede caracterizarse como la distancia entre *C* y *E*. La penumbra geométrica depende del tamaño de la fuente, del espesor del sistema colimador, de la distancia de la fuente al sistema colimador y de la distancia del plano de medida a la fuente.

La penumbra total, que es la magnitud que se puede medir, se debe a las contribuciones de la penumbra física y de la penumbra geométrica. Puede especificarse como la distancia entre dos niveles de dosis (p. ej. 20 % y 80 %) a una determinada profundidad.

2.10 Distribución de dosis en profundidad debida a un haz de fotones

Vamos a estudiar a continuación las propiedades de los haces de fotones que los hacen útiles para el tratamiento de tumores. La forma de la distribución de la radiación respecto de la profundidad (propiedades de penetración en la materia de un haz de fotones) dependen de los recién descritos mecanismos de interacción de los fotones y de los electrones secundarios liberados por éstos con la materia.

En la figura 2.12 se muestra una curva de dosis en profundidad (o rendimiento en profundidad) obtenida experimentalmente para un haz de fotones de 15 MV del acelerador lineal Siemens Oncor, instalado en la Clínica Universitaria de Navarra. El campo empleado en este caso es de 10 x 10 cm. La distancia de la fuente a la superficie del medio absorbente (agua en este caso) es de 90 cm.

Dosis en profundidad para un haz de fotones de 15 MV

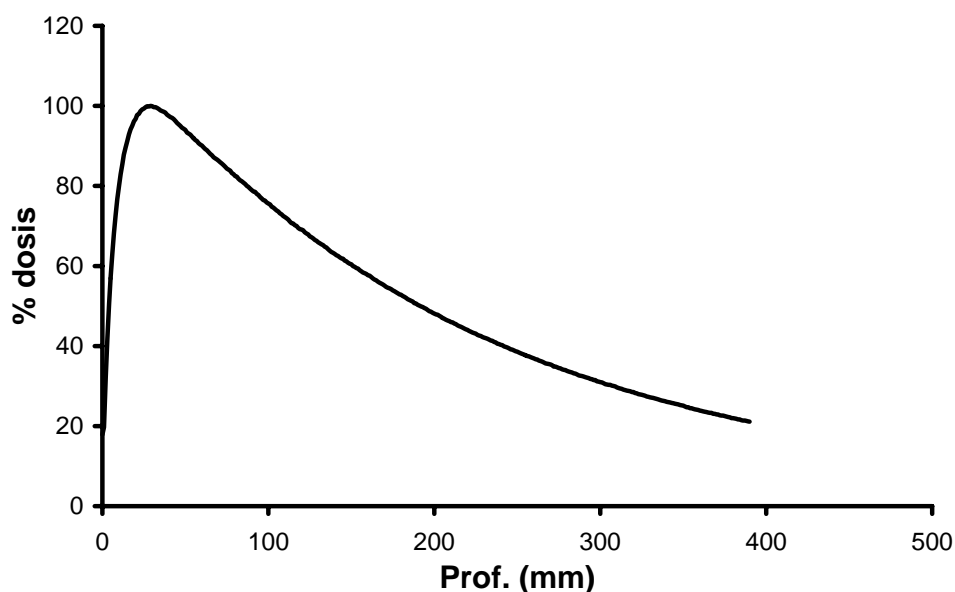


Figura 2.12. Dosis en profundidad para un haz de fotones de 15 MV

Como se puede observar, en los primeros 30 mm de profundidad la dosis va aumentando con la profundidad. Estamos en la zona de ausencia de equilibrio electrónico, conocida comúnmente como zona de *build-up*. La extensión de la zona de *build-up* en un haz de fotones aumenta con la energía nominal del haz, y es aproximadamente igual al rango de los electrones secundarios puestos en movimiento por los fotones. Una vez que se alcanza el máximo de la dosis absorbida, la dosis decrece con la profundidad de manera aproximadamente exponencial (se puede asociar un coeficiente de atenuación lineal efectivo μ_{ef} a un haz de fotones de tal forma que reproduzca la curva de dosis en profundidad a partir del máximo).

En la figura se puede apreciar que, justo en la superficie (profundidad cero), la dosis no es nula, al contrario de lo que se espera teóricamente después de la exposición recogida en los apartados anteriores. Ello es debido a la llamada contaminación electrónica: al viajar los fotones entre la fuente y el medio absorbente (sea éste un paciente o un maniquí de agua para medir) interaccionan con los componentes del cabezal del acelerador, produciéndose electrones secundarios antes de penetrar los fotones en la materia, electrones que alcanzan el medio dispersor y ceden su energía. Los electrones contaminantes tienen un rango de unos pocos centímetros en agua (y en tejido humano).

Consideremos ahora un tumor situado a una determinada profundidad dentro de un paciente. Resulta claro, a la vista de la figura anterior, que si la profundidad es apreciable, será necesario irradiar el tejido sano atravesado por el haz de radiación, antes de alcanzar el tumor, a unos niveles de dosis mucho mayores que el del propio tumor. Esto es una desventaja para el paciente y en muchos casos puede ser contraproducente, debido a las complicaciones producidas por la radiación en tejido sano. Por ello, en radioterapia con fotones, es práctica habitual la de irradiar un tumor

con varios campos de radiación, girando el cabezal del acelerador, consiguiendo así que entren por distintos puntos del paciente. Los campos se intersecan en la zona del tumor, donde la dosis debida a cada uno de ellos se suma, al mismo tiempo que la dosis en tejido sano que ha sido necesario atravesar permanece a un nivel razonable y evitando de este modo las complicaciones. Véase en la figura 2.13 el efecto de la suma de campos en un maniquí cúbico de densidad agua. Los campos entran por los lados del cuadrado. El punto Norm representa un nivel de referencia de dosis (p. ej. 100 %).

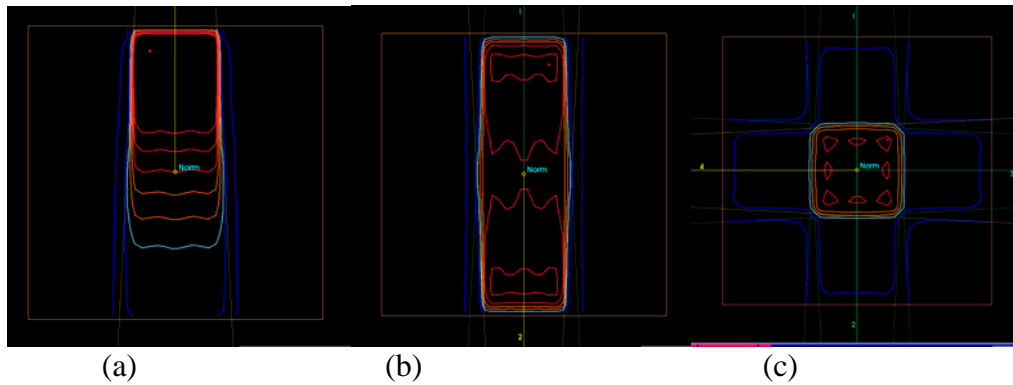


Figura 2.13. Dosis debida a (a) un campo, (b) dos campos y (c) cuatro campos. El contorno cuadrado tendría su equivalencia en un paciente con su contorno axial. En (a), hay un campo que incide perpendicularmente al contorno, desde arriba. En (b), un campo incide desde arriba y otro desde abajo. En (c) se representan, además, otros dos campos que inciden por los laterales.

2.11 Radioterapia tridimensional y conformada

Hemos visto el principio básico, empleado en radioterapia con fotones, de la adición de campos. Hoy en día, mediante el uso de ordenadores, es posible diseñar los campos de tratamiento de manera individualizada para cada paciente, a través de imágenes de tomografía axial computerizada (TAC). A partir de un conjunto de cortes, se pueden reconstruir tridimensionalmente los volúmenes tumorales y de estructuras cercanas al tumor con riesgo de sobreirradiarse. Posteriormente, se diseñan los campos de manera que cubran el tumor y protejan las zonas que no interese irradiar. Para proteger estas zonas se emplean bien las láminas del colimador del acelerador (véase figura 2.14), bien bloques atenuadores de la radiación, diseñados específicamente para cada paciente y fabricados de Cerrobend (nombre comercial de una aleación de plomo, estaño y bismuto). Esto es la radioterapia tridimensional conformada (figura 2.15).

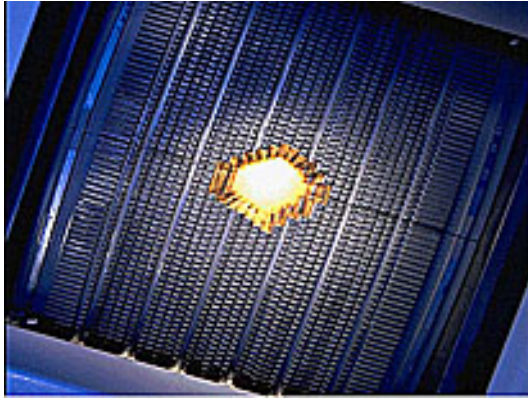


Figura 2.14. Colimador multiláminas (cortesía de Siemens)

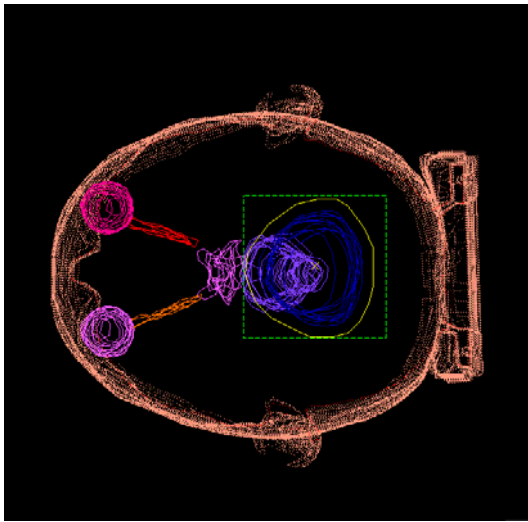


Figura 2.15. Ejemplo de campo de radiación conformado diseñado con radioterapia tridimensional. El campo tiene la forma (más un margen de seguridad) del tumor, representado en color azul oscuro, y se evita la irradiación del quiasma óptico (color violeta) y de una parte del tronco cerebral (color azul claro).

Aunque no entraremos en ello, el uso de imágenes de TAC tiene otra ventaja fundamental, y es que los tonos de gris de la imagen, caracterizados mediante los denominados números Hounsfield, que relacionan la densidad electrónica de cada punto con la del agua, permiten calcular la atenuación de los haces de radiación incidentes y por tanto la dosis absorbida en cada punto, teniendo en cuenta las inhomogeneidades del medio absorbente de manera muy precisa.

2.12 Radioterapia con modulación de intensidad. El problema inverso en radioterapia

Hasta ahora hemos empleado campos de radiación donde el nivel de fluencia dentro del campo es idealmente homogéneo. Podemos dar un paso más en la

complejidad de las técnicas de radioterapia, y tratar de controlar el número de partículas en cada punto del haz de radiación (la fluencia). Estamos así en la técnica de radioterapia con intensidad modulada. En la práctica, se descompone virtualmente el haz de radiación en componentes unidad, habitualmente de tamaño $1 \times 1 \text{ cm}^2$, llamados *beamlets* (por ejemplo, para un campo de $10 \times 10 \text{ cm}$ serían 100). La fluencia dentro de cada *beamlet* es uniforme, pero el nivel de fluencia es en general distinto para cada *beamlet* de un campo modulado.

El uso de la modulación de intensidad permite variar el nivel de fluencia, y, por tanto, de dosis, dentro de un campo. El interés de esta técnica consiste en que, empleando un número grande de campos con la fluencia modulada, podemos obtener distribuciones de dosis que adopten la forma del tumor (es decir, con formas cóncavas). Esto no es evidente, y nos lleva de lleno al llamado problema inverso en radioterapia. En general, cuando se emplea la técnica de modulación de intensidad, debido al gran número de grados de libertad o posibilidades de configuración de los campos para irradiar el tumor y proteger los órganos a riesgo, es difícil diseñar manualmente una configuración (llamémosla óptima en sentido matemático) entre todas las posibles. La complejidad es mayor cuanto más complicada sea la forma del tumor y mayor sea el número de órganos a riesgo. Se puede demostrar que, empleando un número infinito de campos, se puede conformar la dosis con la forma del tumor, cualquiera que sea ésta. Para tratar de resolver este problema se emplean métodos de optimización: a partir de una función de la dosis absorbida, función objetivo, se trata de minimizar (o maximizar) ésta mediante un algoritmo de optimización que resulte en el conjunto de mapas de fluencias que hemos de aplicar.

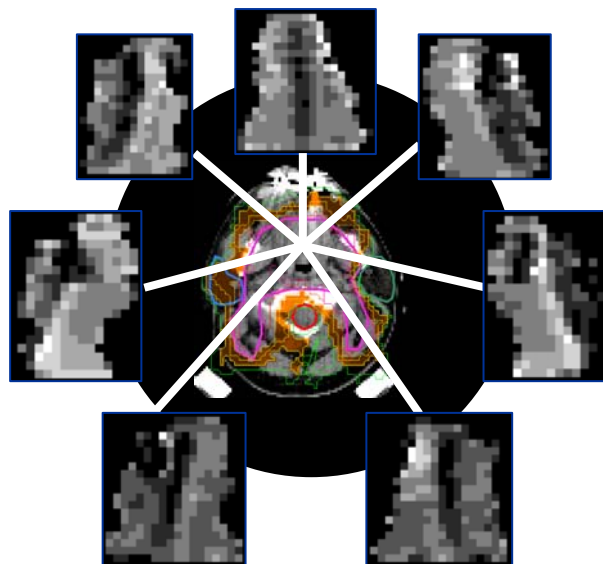


Figura 2.16. Campos y mapas de fluencias necesarios para administrar radioterapia con intensidad modulada. En radioterapia convencional, los campos tendrían el mismo tono de gris en todos los puntos. Los mapas son perpendiculares a la dirección del haz, representada en trazo blanco. Cortesía de Bernhard Rhein, *Deutsches Krebsforschungszentrum (DKFZ)*, Heidelberg, Alemania.

El siguiente paso es cómo administrar esas distribuciones de fluencias. Cada campo modulado se administra como una secuencia de subcampos o segmentos, formados por distintas configuraciones de las láminas del colimador multiláminas.

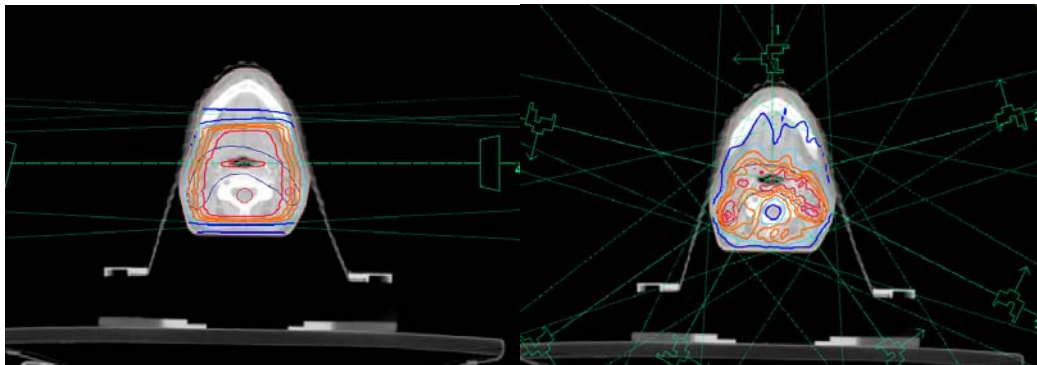


Figura 2.17. Comparación en el tratamiento de un mismo tumor con RT convencional (dos campos paralelos y opuestos, izquierda) y con RT de intensidad modulada (siete campos, derecha)

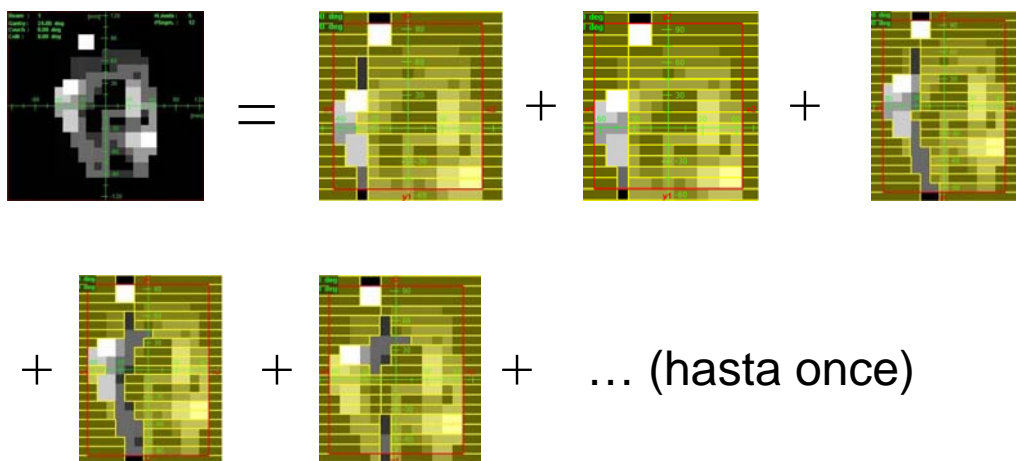


Figura 2.18. Secuencia de posiciones de las láminas del colimador (segmentos) para una misma posición de entrada del brazo de acelerador. El resultado es un mapa de fluencias modulado.

2.13 Análisis de la dosis absorbida: directa y dispersada

Sabemos que cuando los fotones interactúan con la materia se produce un intercambio de energía. Como hemos visto, los fotones pueden interactuar con el medio o con los elementos del cabezal del acelerador. En este apartado vamos a describir cómo caracterizar la dosis como primaria o secundaria, en función de si la energía absorbida en un punto procede de electrones secundarios liberados por fotones directos (no han sufrido dispersión después de ser generados en el *target*) o por fotones indirectos o dispersados (ya sea en el cabezal o en el medio dispersor).

Presentamos a continuación algunas definiciones importantes.

Dosis primaria: la debida a fotones primarios (generados en el *target* y que no han sufrido dispersión). Estrictamente no se puede medir.

Dosis primaria efectiva: la debida a fotones primarios y a fotones que han interactuado en el sistema colimador. La magnitud de la dosis primaria efectiva depende de la apertura de los colimadores que conforman el campo de radiación.

Factor de campo en aire (o factor de dispersión en el cabezal): cociente entre la dosis primaria efectiva, o dosis “en aire” (realmente, y debido a la necesidad de que exista equilibrio electrónico, la dosis se mide en un volumen de medio absorbente lo más pequeño posible, pero justo suficiente para que exista equilibrio electrónico) para un campo y la dosis “en aire” para un campo de referencia, en el centro del campo. Así:

$$FCA = \frac{D_{aire}(c)}{D_{aire}(c_{ref})} \quad (2.25)$$

En la figura 1.19 se representan los factores de campo en aire para el haz de fotones de 15 MV del acelerador lineal Siemens Oncor, instalado en la Clínica Universitaria de Navarra. Para la medida de los FCA, el detector se situó a una distancia de la fuente de 100 cm.

Factores de campo en aire para fotones de 15 MV

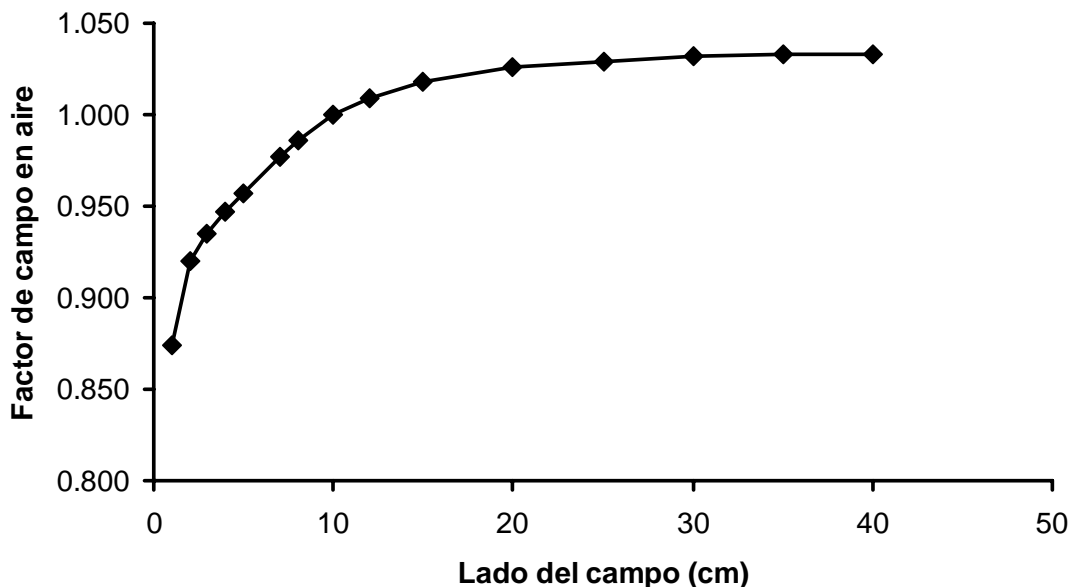


Figura 2.19. Factores de campo en aire para fotones de 15 MV.

Nótese que el factor de campo en aire aumenta con el tamaño del campo. Cuanto mayor es el campo, hay mayor número de fotones dispersados en el cabezal que alcanzan el centro del campo.

El FCA puede interpretarse como una medida de la variación de la fluencia de fotones en el centro del campo. Cuando el campo es muy pequeño, pequeñas variaciones en el área del campo hacen que la variación de la fluencia sea grande.

El factor de campo en aire o factor de dispersión en el cabezal fue llamado “factor de colimador” debido a que varía con la apertura de los colimadores que definen el campo. Sin embargo, esta terminología está en desuso debido a que los fotones son dispersados en todos los elementos del cabezal, y fundamentalmente en el filtro aplanador (que es responsable de la mayor parte de la dispersión, según Ahnesjö 1994). La dispersión en los propios colimadores es del orden del 1 % de la total (Ahnesjö 1995). Por tanto, el cabezal del acelerador, y principalmente el filtro aplanador, actúa como una fuente secundaria de radiación (dispersada).

Consideremos ahora un medio absorbente (y dispersor), por ejemplo agua. La dosis absorbida en un punto situado en el centro del campo, a una profundidad determinada, tendrá una contribución debido a la fluencia incidente sobre la superficie de agua, en el centro del campo (que a su vez contiene la fluencia de fotones primarios, no dispersados, y la fluencia de fotones dispersados en el cabezal) y otra contribución debida a fotones que han sufrido dispersión dentro del volumen de agua y depositan su energía en nuestro punto en cuestión.

Factor de campo (FC): cociente de la dosis en un punto en el centro del campo, a una profundidad determinada en agua (profundidad de referencia), debida a un campo de radiación, dividida por la dosis en las mismas condiciones para un campo de referencia.

$$FC = \frac{D_{agua}(c)}{D_{agua}(c_{ref})} \quad (2.26)$$

En la figura 2.20 se representan los factores de campo para el haz de fotones de 15 MV del acelerador lineal Siemens Oncor, instalado en la Clínica Universitaria de Navarra. Para la medida de los factores de campo, el detector se situó a una distancia de la fuente de 100 cm y una profundidad en agua de 10 cm.

Factores de campo para fotones de 15 MV

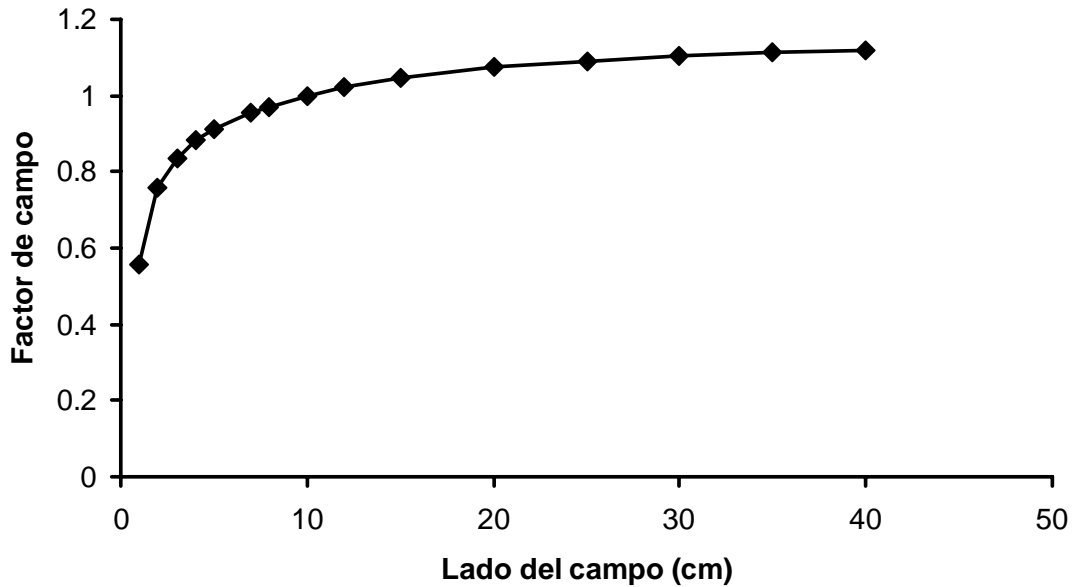


Figura 2.20. Factores de campo para fotones de 15 MV

Podemos observar que la curva es creciente, al igual que en el caso de los factores de campo en aire. Varía más abruptamente cuando el campo es pequeño, campos para los cuales una variación en la longitud del lado representa una importante variación relativa en área. Para campos grandes, la curva se satura, debido a que el rango de los electrones secundarios es inferior a la mitad del lado del campo, con lo cual un incremento en el tamaño del campo no representa un incremento en la dosis en el centro del campo.

La figura 2.21 representa esquemáticamente la geometría para la medida de factores de dispersión en el cabezal y factores de campo.

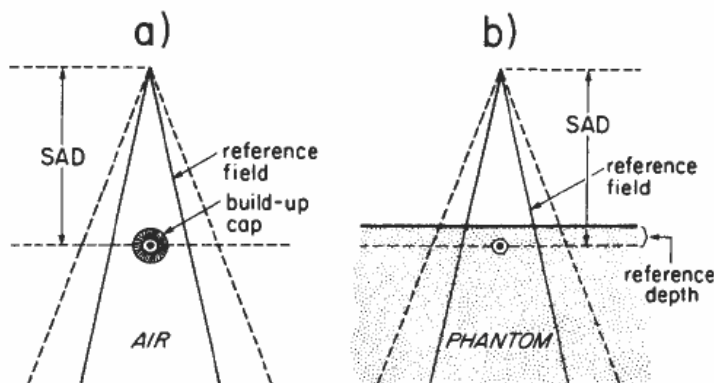


Figura 2.21. Geometría para la medida de (a) factores de campo en aire y (b) factores de campo. SAD (del inglés *source-axis distance*) representa la distancia de la fuente a la superficie de entrada del medio absorbente. Tomado de Johns y Cunningham 1983.

El factor de dispersión en el cabezal tiene en cuenta el cambio en dosis al aumentar el tamaño de un campo debido a la fluencia añadida por interacción de los fotones cada vez con una porción mayor del cabezal. El factor de campo tiene en cuenta el incremento en dosis con el tamaño de campo debido tanto a la interacción de los fotones cada vez con una porción mayor del cabezal como a la interacción de fotones en el medio cada vez con una cantidad mayor de medio dispersor. Definimos a continuación el factor de dispersión en el medio, magnitud relacionada directamente con las dos anteriores y de sumo interés en radioterapia.

Factor de dispersión en el medio (o en maniquí): factor que tiene en cuenta el incremento en dosis con el tamaño de campo debido únicamente a la interacción de fotones en el medio cada vez con una cantidad mayor de medio dispersor. Puede calcularse como el cociente entre el factor de campo y el factor de campo en aire:

$$FDM = \frac{FC}{FCA} \quad (2.27)$$

El factor de dispersión en maniquí se puede medir de acuerdo con la geometría representada en la figura 2.22. En cualquier caso, la medida de esta magnitud es difícil y se recomienda calcularlo según la expresión (2.27) a partir de medidas experimentales de los factores de campo y de campo en aire.

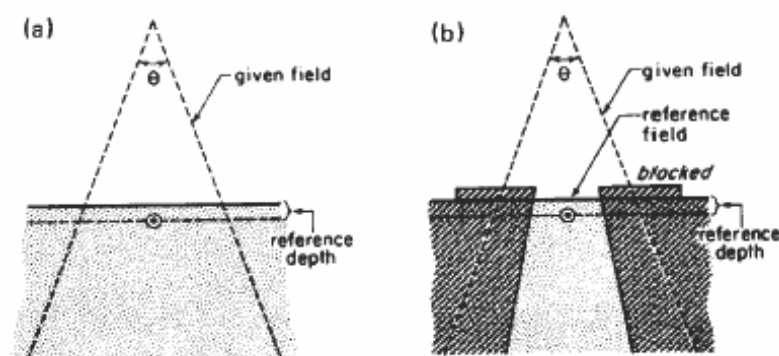


Figura 2.22. Geometría para la medida de los factores de dispersión en maniquí a partir de su propia definición. Tomado de Johns y Cunningham 1983.

De acuerdo con la figura 2.22, el factor de dispersión en maniquí sería el cociente de la dosis en un punto en el centro del campo y a una profundidad determinada, profundidad de referencia, en la situación (a) respecto de la situación (b). En ambas situaciones la apertura de los colimadores del cabezal es idéntica, e idéntica será por tanto la dispersión del haz en el cabezal. Sin embargo, al delimitar un campo de referencia con bloques atenuadores situados justo a la entrada del medio, restringimos la dispersión en el medio en la situación (b), donde hemos definido el campo de referencia, mientras que en (a) la dispersión en el medio es completa.

2.14 Algoritmos de cálculo en radioterapia con haces de fotones

En la presente sección vamos a revisar varios de los algoritmos empleados para el cálculo de la dosis sobre pacientes. Vamos a ver el algoritmo basado en tablas de dosis, el algoritmo *pencil beam*, el algoritmo de convolución – superposición y los métodos de Montecarlo. En la referencia de Ahnesjö (1999) se presenta una buena recopilación de los diferentes algoritmos utilizados actualmente.

2.14.1 Tablas de *TPR* y de factores de campo y de dispersión en el cabezal

La idea básica en este algoritmo consiste en relacionar la dosis en la configuración del campo que se aplica sobre el paciente con la dosis en unas condiciones en las cuales la tenemos medida, llamadas condiciones de referencia.

Antes de continuar, definiremos la magnitud conocida como *TPR* (del inglés *Tissue-Phantom Ratio*, cociente tejido-maniquí). Supongamos un detector situado a una distancia fija de la fuente. En la práctica, se suele situar el detector en el eje de giro del brazo del acelerador. Este punto se denomina isocentro y la distancia de la fuente al isocentro se suele denotar como *SAD* (del inglés *source – axis distance*). En la mayor parte de los aceleradores, *SAD* suele ser de 100 cm. Para un determinado campo de radiación, y situado el detector a distancia *SAD*, consideramos el cociente de la dosis en (1) estando el detector situado a una profundidad de agua *d* y (2) estando el detector situado a una profundidad de referencia d_{ref} . El cociente de la dosis en (1) entre la dosis en (2) es el *TPR* para el campo considerado, a la profundidad *d* (véase figura 2.20). Una propiedad importante de los *TPR* es que son independientes de la distancia a la que hayamos colocado el detector para medirlos (para las distancias empleadas en el tratamiento de pacientes).

En el desarrollo que sigue necesitaremos conocer la magnitud *TAR* (*Tissue-Air Ratio*). Representa el cociente de dosis para un mismo punto (p. ej., situado en el isocentro) y una apertura de campo *c*, donde la dosis se considera (1) a profundidad *d* en agua y (2) “en aire” (en el sentido explicado anteriormente de que la dosis se mide en un volumen de medio absorbente lo más pequeño posible, pero justo suficiente para que exista equilibrio electrónico). Los *TAR* son independientes de la distancia de medida, para las distancias de tratamiento empleadas en radioterapia.

También es importante introducir en este punto la *ley del inverso del cuadrado de la distancia*, según la cual, la fluencia emitida por una fuente puntual en todas las direcciones (4π estereorradianes) decrece en proporción inversa al cuadrado de la distancia a la fuente. Ello es debido a que los fotones, emitidos en todas las direcciones a partir de un punto, van separándose entre sí conforme se alejan de la fuente. Nótese que la ley del inverso del cuadrado de la distancia descansa en un principio puramente geométrico; no estamos considerando la interacción de los fotones en el medio en el que viajan. Un aspecto de interés es que, en las distancias de tratamiento empleadas en radioterapia, la fuente (*target* donde se generan los fotones) puede considerarse puntual.

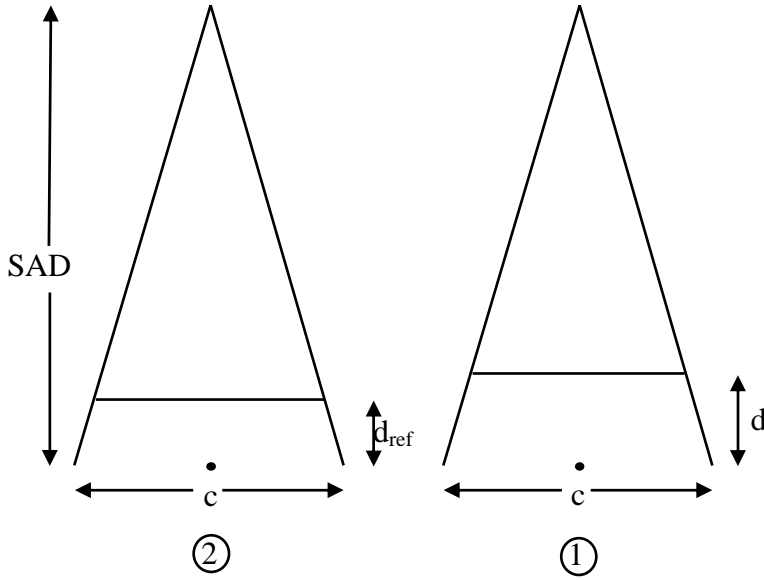


Figura 2.23. Definición de TPR

Supongamos que tenemos la dosis medida, en las condiciones de referencia, en un medio semi-infinito de agua, para un haz que incide perpendicularmente a la superficie. Las condiciones de referencia son: un tamaño de campo c_{ref} , una profundidad de agua d_{ref} , y una distancia fuente – detector $DFD = SAD$ (detector situado en el isocentro). Queremos conocer la dosis en otras condiciones (campo c , profundidad d y distancia fuente – detector $DFD = SAD - d_{ref} + d$). Relacionaremos ambas dosis mediante los TPR y los factores de campo y de campo en aire.

$$\begin{aligned}
 D(c, d) &= D_{ref}(c_{ref}, d_{ref}) \times FC(c) \times \frac{1}{TAR(c, SAD)} \times \\
 &\times \left(\frac{SAD}{SAD + (d - d_{ref})} \right)^2 \times TAR(c_{ef}, SAD + (d - d_{ref})) \times TPR(c_{ef}, d)
 \end{aligned}
 \tag{2.28}$$

Esta ecuación nos dice que para relacionar la dosis para un campo y profundidad arbitrarios con la dosis en condiciones de referencia, hemos de multiplicar por un factor que toma en consideración la variación del tamaño de campo (factor de campo) y por otro que toma en consideración la variación de profundidad (el TPR). Si cambia la distancia del punto a la fuente, hemos de corregir la fluencia por la ley del inverso del cuadrado de la distancia. Los TPR están definidos de tal forma que son independientes de la distancia a la fuente. No obstante, un cambio en la distancia hace que el tamaño geométrico del campo sea ligeramente mayor que el especificado a la distancia de referencia (habitualmente SAD , 100 cm). Consecuentemente, el TPR es el correspondiente al campo proyectado $c_{ef} = c \times \frac{SAD + (d - d_{ref})}{SAD}$.

El cociente de *TAR* en la ecuación (2.28) puede expresarse, teniendo en cuenta que los *TAR* son independientes de las distancias y quitando por tanto la referencia a éstas en el argumento:

$$\frac{TAR(c_{ef})}{TAR(c)} = \frac{D_{agua}(c_{ef})/D_{aire}(c_{ef})}{D_{agua}(c)/D_{aire}(c)} = \frac{FC(c_{ef}) \times FCA(c)}{FC(c) \times FCA(c_{ef})} \quad (2.29)$$

Introduciendo esta expresión en la ecuación (2.28) simplifica el factor de campo *FC(c)*. El factor de campo efectivo $FC(c_{ef}) \times \frac{FCA(c)}{FCA(c_{ef})} = FDM(c_{ef}) \times FCA(c)$ es el

que nos describe la dispersión. Aunque el campo nominal (apertura de colimadores) sea la correspondiente a *c*, y por tanto el factor de dispersión en el cabezal no cambia, la magnitud real del campo, responsable de la dispersión en el medio, es la correspondiente a *c_{ef}*.

Nótese, por último, que para calcular correctamente las dosis, las medidas tomadas en el acelerador y empleadas para los cálculos han de ser coherentes; es decir, los factores de campo han de estar medidos a la profundidad de referencia a la que se mide la tasa de dosis, y los *TPR* han de estar referidos (normalizados) a esa profundidad de referencia.

El método de los *TPR* se emplea habitualmente cuando el punto de prescripción de la dosis coincide con el isocentro (eje de giro del brazo del acelerador). Para tratamientos con varios campos, se suele situar el tumor en el eje de giro del acelerador y se irradian los campos sucesivamente, moviendo el brazo. La ventaja del método de los *TPR* al emplear esta técnica es que relacionamos la dosis de todos los campos con el mismo punto físico, independientemente de la profundidad de tejido. Análogamente al método de los *TPR*, existe el método de los rendimientos en profundidad, en el cual se mantiene constante la distancia de la fuente a la superficie del paciente. A través de curvas de dosis en profundidad medidas, se relaciona la dosis en el punto de referencia con la dosis en los puntos de interés. Por simplificar el desarrollo del presente capítulo, no describiremos este método, que es una pequeña variante del que acabamos de explicar.

Mediante este algoritmo se calcula la dosis a partir de un conjunto de medidas experimentales de dosis. A continuación presentaremos dos algoritmos que calculan la dosis partiendo del conocimiento de la fluencia, lo cual es mucho más apropiado para calcular la distribución de dosis en condiciones de modulación de intensidad.

2.14.2 El algoritmo de convolución – superposición

Hay una serie de algoritmos, diseñados para ser ejecutados en ordenador, que calculan la distribución de dosis a partir del conocimiento de la fluencia (Boyer y Mok 1985, Mackie *et al.* 1985, Mohan *et al.* 1986, Ahnesjö 1989). Supongamos un medio homogéneo. La figura 2.24 muestra gráficamente que la dosis debida a un haz de fotones que llega a un punto tiene su causa en multitud de fotones que han cedido su energía a electrones secundarios en muchos otros puntos (teóricamente todos) del medio. Para calcular la dosis en un punto hemos de sumar, por tanto, las contribuciones

individuales de todos los fotones que han interactuado en todos los puntos del volumen de medio absorbente considerado. Esta idea básica la podemos expresar matemáticamente como una integral de convolución:

$$D(\bar{r}) = \int_E \iiint_V T_E(\bar{r}') A(E, \bar{r} - \bar{r}') d\bar{r}' dE \quad (2.30)$$

donde T_E es el TERMA (*total energy released per unit mass*) para la energía $E = h\nu$, que puede relacionarse directamente con la fluencia a través de (Webb 1993, Ahnesjö y Aspradakis 1999):

$$T_E(\bar{r}') = \Phi_E(\bar{r}') \left(\frac{\mu}{\rho}(E, \bar{r}') \right) h\nu = \Psi_E(\bar{r}') \left(\frac{\mu}{\rho}(E, \bar{r}') \right) \quad (2.31)$$

donde Φ_E y Ψ_E denotan la fluencia y la fluencia energética para fotones de energía E , respectivamente. $\frac{\mu}{\rho}(E, \bar{r}')$ denota el coeficiente de atenuación másico para la energía E y muestra su dependencia con \bar{r}' . Si el medio es homogéneo, $\frac{\mu}{\rho}(E, \bar{r}') = \frac{\mu}{\rho}(E)$.

El terma se define (Ahnesjö *et al.* 1987) como la energía total cedida al medio por los fotones primarios (que no han interactuado previamente). El terma incluye la energía cedida tanto a fotones dispersados como a partículas cargadas (electrones y positrones). Si únicamente consideramos la energía cedida a las partículas cargadas, entonces se trata del ya conocido kerma. La integral (2.30) se puede plantear en términos de la fluencia en lugar del terma (Mackie *et al.* 1985, Mohan *et al.* 1986, Boyer *et al.* 1989). Webb (1993) muestra que las formulaciones de Ahnesjö y Mohan son equivalentes. En un artículo posterior el equipo de Mackie (Papanikolaou *et al.* 1993) plantea la integral (2.30) en términos del terma.

La formulación de Boyer y Mok (1985) es ligeramente diferente, puesto que relacionan la fluencia con el kerma a través de ciertas simplificaciones (Webb 1993). Más adelante daremos algunos detalles adicionales.

$A(E, \mathbf{r}-\mathbf{r}')$ es el núcleo puntual de convolución (*point dose kernel*) para la energía E . Representa cómo se distribuye la dosis impartida por un haz de fotones que interactúan en un volumen infinitesimal centrado en \mathbf{r}' . Para que la integral (2.30) sea efectivamente una convolución, el núcleo $A(E, \mathbf{r}-\mathbf{r}')$ ha de ser espacialmente invariante. Esto se cumple en un medio homogéneo.

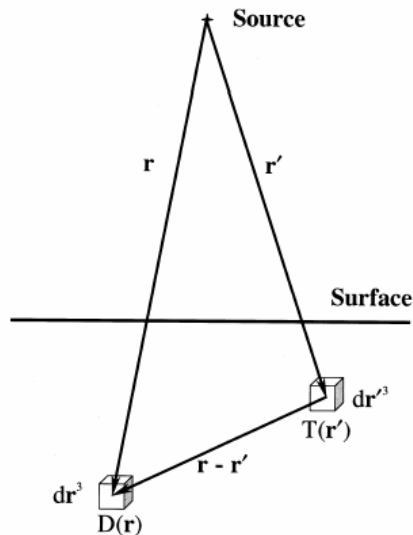


Figura 2.24. Dosis calculada por convolución

Si tenemos en cuenta las inhomogeneidades, entonces la distancia radiológica (distancia que tiene en cuenta las diferentes densidades del medio) entre dos puntos no se corresponde con la distancia geométrica. El *kernel* ya no es espacialmente invariante y por tanto la integral (2.30) pasa de representar una **convolución** a representar una **superposición** de diferentes *kernels* con un peso relativo promediado por la fluencia en cada punto de interacción del haz en el volumen absorbente. Esto supone una generalización del problema. En condiciones de superposición no es posible, en principio, aplicar la transformada de Fourier para realizar los cálculos, perdiendo así la ventaja de la rapidez de cálculo. Boyer y Mok toman aproximaciones y suponen la invariancia del *kernel* para seguir aplicando la transformada rápida de Fourier (Boyer y Mok 1986). Ahnesjö (1989), Mackie *et al.* (1985) y Mohan *et al.* (1986) modifican el núcleo (*kernel*) de acuerdo con las densidades entre el punto de interacción y el de cálculo y calculan la expresión (2.30) en forma de superposición. Se han propuesto técnicas para agilizar el cálculo de la integral de superposición, como la aproximación de cono colapsado (Ahnesjö 1989).

Los núcleos puntuales para haces monoenergéticos han sido calculados por Montecarlo para agua (Ahnesjö *et al.* 1987, Mackie *et al.* 1988, Mohan *et al.* 1986). Boyer y Mok (1985) emplean núcleos (*kernels*) calculados analíticamente a partir de las secciones eficaces de Klein – Nishina, asumiendo que la mayor parte de las interacciones de los fotones a la energía empleada (^{60}Co) tiene lugar por efecto Compton. En su artículo, los núcleos se calculan para el espectro del ^{60}Co , supuesto habitualmente monoenergético con energía media 1,25 MeV (realmente contiene dos componentes energéticas, 1,17 y 1,33 MeV, en proporciones prácticamente iguales). En un artículo posterior (Boyer *et al.* 1989), emplean los *kernels* monoenergéticos para el espectro de un acelerador lineal calculados por Montecarlo.

Una vez calculados los núcleos para haces monoenergéticos, hay diversas posibilidades para tener en cuenta el espectro polienergético del acelerador. Ahnesjö (1989) emplea una fórmula analítica para el núcleo puntual polienergético ajustada a partir de los núcleos monoenergéticos y conociendo el espectro del acelerador:

$$h(r, \theta) = \frac{A_\theta e^{-a_\theta r} + B_\theta e^{-b_\theta r}}{r^2} \quad (2.32)$$

donde (r, θ) son las coordenadas polares (dos de las tres coordenadas esféricas, que se emplean debido a la simetría del problema). El radio r es la distancia al punto de interacción y el ángulo θ es el ángulo frente a la dirección de incidencia del fotón primario. A_θ , B_θ , a_θ y b_θ son parámetros de ajuste, que dependen de la coordenada angular θ . Sustituyendo el núcleo h por el núcleo A en la expresión (2.30), y considerando el terma total T para todas las componentes energéticas en lugar del terma diferencial en energía T_E , desaparece la integración respecto a la variable E . La aproximación de cono colapsado, propuesta por Ahnesjö para agilizar el cálculo de (2.30), consiste en discretizar el *kernel* $h(r, \theta)$. Dado un punto de interacción \mathbf{r}' , la energía cedida ahí por los fotones primarios (terma) y transportada y absorbida a lo largo de un ángulo sólido determinado se considera transportada y depositada a lo largo del eje central del cono definido por el punto \mathbf{r}' y el ángulo sólido considerado (como si dicho cono hubiera “colapsado” sobre su eje). Este proceso implica discretizar los 4π estereorradianes del volumen en torno a \mathbf{r}' en una serie de direcciones en las cuales se produce la absorción de energía. Cuanto mayor sea el número de direcciones empleadas, mejor será la aproximación. Cuanto más lejos del punto de interacción \mathbf{r}' tenga lugar la absorción de la energía, peor será la aproximación. Como la función $h(r, \theta)$ decae rápidamente con el radio, esto no representa un inconveniente en la práctica.

Boyer *et al.* (1989) emplean cinco componentes energéticas adecuadamente ponderadas para reproducir el efecto del espectro polienergético. La misma idea es utilizada por Mackie *et al.* (1985) con seis componentes. Mohan *et al.* (1985) utilizan Montecarlo para modelar el espectro energético de varios aceleradores lineales, empleado para calcular la integral (2.30).

Papanikolaou *et al.* (1993) calculan la dosis por convolución en un medio homogéneo teniendo en cuenta el espectro de dos formas: con varias componentes energéticas (una convolución por componente) y mediante un *kernel* polienergético promediado a partir de los *kernels* monoenergéticos (en función del espectro del acelerador). Los *kernels* monoenergéticos fueron calculados por Montecarlo (Mackie *et al.* 1988).

2.14.3 El algoritmo *pencil beam*

Supongamos que, a partir de la ecuación (2.30), consideramos la fluencia únicamente en la superficie de entrada del medio absorbente. Sustituimos también el *kernel* puntual por un *kernel* que represente cómo se deposita la dosis debido a un haz de fotones que interacciona a lo largo de una recta (*pencil beam kernel*). Esta simplificación (Mohan y Chui 1987, Ahnesjö 1992, Bortfeld *et al.* 1993), que puede verse como una preconvolución a lo largo de la profundidad, supone un ahorro importante de tiempo de cálculo. Es el algoritmo *pencil beam*, donde pasamos de una convolución 3D a convoluciones 2D.

Ahnesjö (1992) calcula los *pencil beam* monoenergéticos por Montecarlo y posteriormente, conociendo el espectro energético del acelerador, ajusta una fórmula analítica para el *pencil beam kernel* polienergético a partir de los *kernels* monoenergéticos:

$$k(r, z) = \frac{A_z e^{-a_z r} + B_z e^{-b_z r}}{r} \quad (2.33)$$

Empleando *pencil beam kernels* polienergéticos, promediados para el espectro del acelerador, podemos omitir en la expresión general la integración respecto a E . De este modo, la dosis puede ser calculada como:

$$D(x, y, z) = \iint_S \Phi(x', y') k(x - x', y - y', z) dx' dy' \quad (2.34)$$

donde $\Phi(x', y')$ representa la fluencia en la superficie de entrada del paciente S , y k es el *pencil beam kernel* ajustado para el espectro del acelerador.

El cálculo de las inhomogeneidades puede realizarse modificando el *kernel* en función de la densidad radiológica del medio (Ahnesjö 1992). Respecto al algoritmo de convolución – superposición, esto supone el precio de una mayor inexactitud en el cálculo de las inhomogeneidades laterales (zona lateral del *kernel* donde la densidad no coincida con la densidad en el eje para la misma profundidad z). El error puede asumirse en gran cantidad de situaciones clínicas y la ventaja es sustituir una integral 3D por una 2D, lo que supone un ahorro de tiempo de cálculo considerable.

Mohan y Chui (1987) calculan por Montecarlo el *kernel* polienergético teniendo en cuenta el espectro del acelerador y calculan la convolución 2D representada en (2.34) empleando la transformada rápida de Fourier, aunque en su artículo realizan los cálculos únicamente en medios homogéneos. Para situaciones con inhomogeneidades, remiten al algoritmo de superposición.

Bortfeld *et al.* (1993) calculan la integral (2.34) descomponiendo el *kernel* en una suma de productos. Cada producto contiene la dependencia con la profundidad en un término y la dependencia con las dimensiones del campo en el otro. De este modo extraen la dependencia con la profundidad fuera de la integral de convolución. En la práctica emplean tres productos.

Siguiendo a Bortfeld, el *kernel* se puede expresar, haciendo uso de la descomposición de valor singular (SVD), como:

$$k(x, y, z) \approx \sum_{i=1}^N w_i(x, y) P_i(z) \quad (2.35)$$

donde w_i contiene la dependencia del *kernel* con las dimensiones del campo y P_i contiene la dependencia con la profundidad. Cuanto mayor sea el número N de términos empleados, mejor será la aproximación.

Empleando tres términos ($N = 3$), lo cual representa un buen compromiso entre rapidez y exactitud de cálculo, la dosis se puede expresar como:

$$D(x, y, z) \approx \sum_{i=1}^3 P_i(z) \cdot \iint_S \Phi(x', y') \cdot w_i(x - x', y - y') dx' dy' \quad (2.36)$$

El *kernel* queda así descrito analíticamente y ajustado conforme a distribuciones calculadas por convolución – superposición basadas en *kernels* calculados previamente por Montecarlo para el espectro del acelerador lineal considerado. Con sólo tres convoluciones calculan la dosis para cualquier profundidad, lo que hace que su algoritmo sea extremadamente rápido para calcular distribuciones en volúmenes. Las convoluciones las calculan empleando la transformada rápida de Hartley para medios homogéneos. Para medios inhomogéneos, apuntan la posibilidad de convertir las convoluciones en superposiciones teniendo en cuenta las densidades del medio en las distancias entre puntos de interacción de los fotones primarios y puntos de cálculo.

El algoritmo de *pencil beam* es considerablemente más rápido que el de convolución – superposición. En medios homogéneos gozaremos de esta ventaja sin el inconveniente de tener que calcular inhomogeneidades, con lo cual se evita la principal fuente de inexactitudes.

2.14.4 Métodos de Montecarlo

Una forma de calcular la dosis es mediante simulaciones por Montecarlo de todo el proceso. Para ello es preciso modelar el haz de radiación, habitualmente modelando previamente el cabezal del acelerador para tener en cuenta con precisión la dispersión. También es preciso modelar el medio absorbente, teniendo en cuenta las densidades física y electrónica así como las secciones eficaces de interacción de los fotones para las energías y el medio considerados.

Se considera que los métodos de Montecarlo permitirán calcular la dosis con gran exactitud; sin embargo, son todavía muy lentos computacionalmente, lo que conlleva que su empleo no sea práctico en el entorno hospitalario. Hasta ahora, como hemos visto, se han empleado estos métodos para calcular los *kernels* a aplicar en los métodos de convolución – superposición y *pencil beam*. En estos casos, los *kernels* se calculan una sola vez y se almacenan en memoria, lo que no afecta a la rapidez requerida a estos métodos para calcular la dosis de manera rutinaria en un hospital.

2.15 Necesidad de una verificación independiente de los cálculos en radioterapia con modulación de intensidad

En radioterapia es práctica común, recomendada en multitud de documentos nacionales e internacionales, hacer una verificación independiente de los cálculos realizados por el planificador. El objeto es asegurar, de una manera independiente, que los resultados del planificador son razonables. Hoy en día, prácticamente la totalidad de pacientes que se tratan con radioterapia son calculados mediante sistemas de planificación tridimensionales, empleando los algoritmos de *pencil beam* o de convolución - superposición.

En los pacientes tratados con radioterapia tridimensional convencional, basta una comprobación de la dosis en el punto de prescripción, mediante el algoritmo de las tablas de *TPR*. Debido a que la dosis dentro del campo es suficientemente homogénea, y esta homogeneidad se comprueba periódicamente al realizar el control de calidad de los equipos, es suficiente, para tener una verificación del tratamiento, proceder de acuerdo con lo expuesto anteriormente.

En cambio, con la técnica de modulación de intensidad no sucede esto. La dosis de un campo ya no es homogénea dentro del campo, sino que éste está compuesto de multitud de “campillos” (*beamlets*) que hacen que la dosis varíe abruptamente dentro de un mismo campo de radiación. Además, hay puntos dentro del campo donde una parte importante de la dosis puede ser indirecta: transmitida a través de las mordazas, o recibida tras dispersión en el cabezal. También hay un efecto importante: la suma de penumbras, puesto que, al descomponer un campo en subcampos o segmentos, para ejecutar el mapa de fluencias calculado, hay veces en que la penumbra debido a un segmento ya no cae fuera de la zona de dosis alta, sino que puede estar dentro del campo de radiación.

Debido a la complejidad de los campos con intensidad modulada, lo que se suele hacer es medir la distribución de dosis y comparar con los cálculos resultantes del planificador. El proceso habitual consiste en medir la dosis con placa radiográfica para así obtener las distribuciones de isodosis. Adicionalmente, como la placa es un dosímetro poco fiable para obtener medidas del valor absoluto de la dosis, se emplean cámaras de ionización de pequeño volumen para este cometido.

La medida de las dosis debidas a los campos es necesaria para comenzar un programa de tratamiento de pacientes con modulación de intensidad. Antes de tratar se ha de estar seguro del buen cálculo del algoritmo en las situaciones clínicas que van a ser objeto de tratamiento. Por ello, todo programa debe comprender una serie de medidas previas al comienzo clínico y, una vez comenzado éste, una serie de medidas de control de calidad individualizado por paciente.

Las medidas propias del control de calidad individualizado por paciente han sido descritas en la literatura. Aunque necesarias, plantean un inconveniente: el excesivo tiempo de acelerador requerido para llevarlas a cabo. Al comienzo de un programa clínico, este tiempo puede ser de unas cinco horas por paciente, aunque posteriormente, conforme un servicio progresa en la curva de aprendizaje, puede reducirse. Esto plantea un serio inconveniente si se quiere implantar la técnica de modulación de intensidad a gran escala, debido a lo crítico que es el tiempo de acelerador en cualquier servicio de radioterapia. El objeto del presente trabajo consiste en plantear un algoritmo de cálculo alternativo a los programas de dosimetría con intensidad modulada que están en el mercado, para asegurar el buen cálculo de aquéllos y evitar dedicar tiempo de acelerador al control de calidad individual por paciente. El esquema de funcionamiento que se sugiere, por tanto, es:

1. Medidas previas al comienzo de la técnica
2. Control de calidad individual por paciente
3. Cuando haya suficiente experiencia y confianza en que el planificador maneja adecuadamente las situaciones

- clínicas, ir sustituyendo paulatinamente las medidas de verificación individual por cálculos independientes.
4. Al sustituir la verificación individual, es importantísimo realizar con gran frecuencia controles que aseguren el buen posicionamiento de las láminas del colimador.
 5. Cuando haya diferencias entre los cálculos del planificador y los del algoritmo alternativo, será imprescindible medir.
 6. En cualquier caso, seguirá siendo muy recomendable verificar algunos pacientes periódicamente.

Es importante hacer notar que la supresión de las medidas y su sustitución por cálculos se debe hacer cuando haya experiencia en una determinada localización, con un determinado sistema de planificación y en un determinado acelerador. Cuando se comience en una localización en la que no haya experiencia previa, se han de hacer todas las medidas pertinentes indicadas anteriormente. Igual sucede cuando se cambie de acelerador lineal, de energía o de sistema de planificación.

En el presente trabajo, hemos elegido el algoritmo de *pencil beam* para realizar los cálculos por varios motivos. En primer lugar, permite calcular la dosis basándonos en el conocimiento de la fluencia, lo cual es especialmente apropiado pues reconstruiremos la fluencia a partir de la configuración de campos ejecutada en el acelerador. En segundo lugar, es rápido y en medios homogéneos no perdemos exactitud en el cálculo frente a los resultados que se obtendrían con el algoritmo de convolución – superposición.

Capítulo 3

Material y métodos

3.1 Formalismo de cálculo para la verificación

El algoritmo que se plantea en el presente trabajo para calcular la dosis de manera independiente es un tipo de algoritmo *pencil beam*. Recordemos que la manera de calcular la dosis mediante el algoritmo *pencil beam* consiste en calcular la siguiente integral:

$$D(x, y, z) = \iint_S \Phi(x', y') k(x - x', y - y', z) dx' dy' \quad (3.1)$$

donde $\Phi(x', y')$ es la fluencia planar en la superficie S de entrada del paciente o medio dispersor en general y k es el llamado núcleo (*kernel*) de convolución, función que representa cómo se distribuye la dosis absorbida en agua debido a un haz infinitamente fino de fotones que interacciona a lo largo de una trayectoria recta, en un medio semiinfinito de agua y con incidencia normal a la superficie (plana) de entrada en el medio. El *kernel* es polienergético (promediado para el espectro energético de cada acelerador). Depende, por tanto, del espectro energético que estemos considerando. El *kernel* indicado en (3.1) es también específico para cada profundidad z .

En el algoritmo que se presenta, se propone realizar los cálculos sobre un medio homogéneo de agua y compararlos con los cálculos del planificador en las mismas condiciones, y con medidas experimentales tomadas en nuestro acelerador en las mismas condiciones de cálculo. Se empleará la integral de convolución (3.1) para calcular la dosis. Se supone el *kernel* invariante espacialmente, lo cual es una buena aproximación en medios homogéneos (Mohan y Chui 1987) y un requerimiento necesario para que la integral (3.1) tenga la forma de convolución.

La fluencia se ha caracterizado a través del concepto de índice de modulación (Xing *et al.* 2000). La sección 3.2 está dedicada al modelado de la fluencia directa (llamada también modulación). La sección 3.3 está dedicada al cálculo de la fluencia dispersada en el cabezal del acelerador.

Como ya se ha comentado, la idea básica consiste en comparar las dosis calculadas por el planificador y por el algoritmo alternativo entre ellas y con medidas experimentales. Los planificadores comerciales emplean diferentes versiones de los algoritmos de *pencil beam* y de convolución – superposición para llevar a cabo los cálculos. Hemos descrito previamente los principales algoritmos, en los cuales los *kernels* monoenergéticos son calculados por Montecarlo. Posteriormente se representa el espectro con algunas componentes monoenergéticas o se ajusta un *kernel* polienergético a una expresión analítica empleando los *kernels* monoenergéticos para ajustar los parámetros de la expresión.

También hay descritas en la literatura otras alternativas para representar el *pencil beam kernel* a cargo de dos equipos independientes: el de Bjärngard (Bjärngard y Shackford 1994, Bjärngard y Vadash 1995, Ceberg *et al.* 1996, Bjärngard *et al.* 1996) y el de Storchi (Storchi y Woudstra 1996 y Storchi *et al.* 1999). Ajustan el *pencil beam kernel* polienergético a una expresión analítica a partir de medidas experimentales. Según nuestros conocimientos, estos modelos no se emplean en ningún planificador comercial.

En nuestro algoritmo, una novedad importante consiste en que el *pencil beam kernel* es puramente experimental. No está ajustado a fórmulas analíticas, como en los artículos citados anteriormente. A partir de una distribución de dosis medida, y conociendo la fluencia, calculamos el *kernel* empleando la técnica de deconvolución bidimensional. Hemos desarrollado un método de obtención del *kernel* válido para cualquier tamaño de campo, lo que hace que sea particularmente interesante para obtener *kernels* válidos en condiciones de modulación de intensidad. Los detalles de la obtención del *kernel* en dos dimensiones, a través de un procedimiento de deconvolución y empleando la transformada de Fourier – Bessel, se darán en la sección 3.4. Mediante este método el *kernel* obtenido es totalmente independiente del *kernel* empleado en cualquier planificador comercial (obtenidos por Montecarlo). Aunque no es el objeto del presente trabajo, queda abierta la posibilidad de separar en el *kernel* la penumbra geométrica (relacionada con la fuente extensa) de la penumbra física (la que realmente corresponde al *kernel*). Este último paso también es totalmente novedoso y se apuntará como una de las mejoras posibles en una versión posterior.

En la literatura existen varios métodos propuestos para realizar cálculos independientes en condiciones de modulación de intensidad (Kung *et al.* 2000, Xing *et al.* 2000, Watanabe 2001, Yang *et al.* 2003, Chui *et al.* 2003). Todos ellos realizan los cálculos en medios homogéneos, concretamente en agua. Xing *et al.* (2000) plantean un formalismo bastante general. A partir del modelado de la fluencia directa para cada *beamlet* calculan la dosis debido a ese *beamlet*. Su algoritmo permite emplear diversos métodos para calcular la dosis debido a cada *beamlet*. Watanabe (2001) emplea un algoritmo tipo *pencil beam*. A partir de la fluencia directa realiza una convolución con un *pencil beam kernel* polienergético experimental ajustado a su acelerador. El *pencil beam kernel* que emplea es el descrito en el artículo de Ceberg *et al.* (1996). Los dos

algoritmos mencionados calculan la dosis únicamente en puntos individuales, es decir, no obtienen distribuciones bidimensionales de dosis (mapas). El equipo de Xing extendió el cálculo a distribuciones de dosis y completó el modelado de la fluencia teniendo en cuenta la fluencia dispersada en el cabezal y transmitida a través de las mordazas y del colimador multiláminas en el artículo de Yang *et al.* (2003). Modelan la contribución de la fluencia dispersada a la fluencia total en cada *beamlet* a través del algoritmo de las tres fuentes (Yang *et al.* 2002). Como se verá en la sección 3.3, este método requiere un cálculo por Montecarlo, lo que complica su aplicación. Parecida consideración se puede hacer respecto del algoritmo de Chui *et al.* (2003): también calculan distribuciones de dosis y emplean *kernels* calculados por Montecarlo. Para el modelado de la radiación dispersada en el cabezal, sin embargo, no emplean Montecarlo.

En una versión posterior de nuestro algoritmo se podrá incluir la fluencia dispersada a través de la introducción de una segunda fuente. Aunque no está incluida en la presente versión, se describirán los detalles de la fuente secundaria en la sección 3.3. La ventaja de nuestro algoritmo es que realiza un cálculo completo de las distribuciones de dosis empleando *kernels* puramente experimentales, y evitando la complejidad de emplear los métodos de Montecarlo, lo que hace que sea un algoritmo fácilmente transportable a cualquier otro hospital. El uso del método de Montecarlo, ya sea para el cálculo del *kernel* o para el cálculo de la dispersión del cabezal del acelerador, implica disponer tanto de grandes recursos computacionales para realizar los cálculos, así como de personal científico capacitado para ejecutar Montecarlo modelando la geometría del acelerador, su espectro energético, etc.

El formalismo básico que vamos a emplear para el cálculo de la dosis está basado en el artículo de Chui *et al.* (1994) donde se considera la dosis debido a un campo homogéneo y se relaciona con la dosis en un campo modulado a través de un factor de corrección. El modelo permite calcular la dosis mediante la ecuación:

$$D(x, y, z) = D_0(x, y, z) \times \frac{\iint_{L \times A} \Phi(x', y') k(x - x', y - y', z) dx' dy'}{\iint_{L \times A} U(x', y') k(x - x', y - y', z) dx' dy'} \quad (3.2)$$

donde $D(x, y, z)$ es la dosis para un campo con modulación de intensidad de dimensiones $L \times A$, $D_0(x, y, z)$ es la dosis para el campo no modulado correspondiente, y el cociente de integrales es la corrección por la modulación de intensidad en cada punto: en el numerador la convolución del *kernel* k con la fluencia del campo modulado y en el denominador con una función escalón 2D, representativa de la fluencia en campo no modulado. $L \times A$ es el campo rectangular mínimo que recubre completamente el conjunto de segmentos. La dosis en campo homogéneo D_0 se calcula mediante el algoritmo de los *TPR*. La ecuación (3.2) puede verse alternativamente como una integral de convolución donde el tamaño del *kernel* se ha renormalizado de acuerdo con el valor de la dosis en un punto en campo abierto (no modulado).

En nuestro algoritmo, se va a calcular la distribución de dosis debida a un mapa de fluencias conocido a la entrada del medio absorbente. La distribución se calcula a profundidad de 15 cm en agua, con la superficie de entrada del haz en el medio completamente plana. Los *kernels* que vamos a emplear se van a hallar a partir de

distribuciones de dosis medidas con placa radiográfica a 15 cm de profundidad en agua sólida (medio de poliestireno, radiológicamente equivalente a agua). Supondremos además que el plano de cálculo se halla a una distancia de la fuente igual a la del isocentro (100 cm). Además, supondremos que el haz de radiación no es divergente, sino paralelo. Calcularemos por separado cada uno de los campos que inciden sobre el paciente, en las condiciones que acabamos de describir.

3.2 Obtención del mapa de fluencia directa. Índices de modulación

La verificación tiene su punto de partida en el fichero generado por el planificador y que es enviado al acelerador para ejecutar el tratamiento. A partir de este fichero son leídas las posiciones de las láminas de todos los segmentos. Con esta información se reconstruye el mapa de fluencias, también llamado mapa de modulación, puesto que no incluye la fluencia debida a la dispersión en el cabezal del acelerador.

La caracterización de la fluencia se lleva a cabo a través del concepto de índice de modulación (Xing *et al.* 2000). Supongamos que podemos dividir el campo en M *beamlets*. Supongamos que el campo consta de K segmentos, cada uno de los cuales está abierto (irradiando) un tiempo MU_k . Sea f_k la fracción del tiempo del segmento k respecto al tiempo total MU , $f_k = \frac{MU_k}{MU}$. Sea α la fracción de fluencia transmitida a través del colimador multiláminas respecto a la que hay en campo abierto. Entonces, se define el índice de modulación como:

$$IM_m = \sum_k^K [\delta_{m,A_k} + \alpha(1 - \delta_{m,A_k})] f_k \quad (3.3)$$

donde A_k representa la forma del segmento k . En virtud de la notación anterior, $\delta_{m,A_k} = 1$ si $m \in A_k$, y $\delta_{m,A_k} = 0$ si $m \notin A_k$.

El índice de modulación nos describe el nivel de fluencia en un *beamlet* m . Nótese que $IM_m \leq 1$ y que, para campo abierto, $IM_m = 1$.

La caracterización de la fluencia que hacemos es la siguiente: $\Phi(x',y') = IM_m$ si $(x',y') \in m$. En la reconstrucción del mapa de fluencias hemos elegido un espaciado entre los puntos de 1 mm. Como el máximo campo que puede generar el acelerador es de 40 x 40 cm, las matrices que contienen los mapas de fluencias tienen 400 x 400 puntos. Si, como sucede en la inmensa mayoría de los casos, los campos $L \times A$ son menores de 40 x 40 cm, los puntos fuera del campo reciben fluencia cero.

De la caracterización de la fluencia de esta manera en la integral de convolución del numerador en la expresión (3.2) se desprende cómo ha de ser la fluencia en la convolución del denominador. Ha de ser una función escalón bidimensional con recorrido $\{0,1\}$: $U(x,y) = 1$ si $(x,y) \in L \times A$; $U(x,y) = 0$ si $(x,y) \notin L \times A$.

3.3 Inclusión de la dispersión del cabezal del acelerador. Modelado de la fuente

Para hacer un cálculo preciso de la dosis es necesario incluir en el mapa de fluencias la fluencia debida a dispersión en el cabezal del acelerador. Hasta hoy, los algoritmos de Yang y Xing (Yang *et al.* 2003) y de Chui *et al.* (2003) son los únicos algoritmos de verificación independiente que la tienen en cuenta. Aunque en el presente trabajo no está incluida, vamos a describir nuestra propuesta para integrarla en una versión posterior. Antes vamos a recordar el modelado de la fuente de radiación.

El modelo más sencillo es el de las dos fuentes. Se supone una fuente puntual, responsable del haz directo de radiación, situada en la posición del *target* de wolframio sobre el que inciden los electrones acelerados. El *target* se halla a distancia de 100 cm del isocentro en prácticamente todos los aceleradores comerciales. Adicionalmente, se supone una segunda fuente que da cuenta de la radiación dispersada, que contribuye a incrementar la fluencia generada en un acelerador. Esta segunda fuente es extensa, situada por debajo de la fuente primaria. Puesto que la mayor parte de la radiación dispersa se genera en el filtro aplanador (Ahnesjö 1994), la fuente extensa se sitúa aproximadamente en el plano de la base del filtro aplanador. Diversos autores han modelado de maneras distintas esta segunda fuente: exponencial (Hounsell y Wilkinson 1997 para aceleradores Elekta, extendido para aceleradores Siemens por Byrne y Lambert 2004), gaussiana (Dunscombe y Nieminen 1992), triangular (Ahnesjö 1994), suma de gaussianas (Jiang *et al.* 2001) e incluso se ha ajustado a partir de un ajuste de datos experimentales (Zhu *et al.* 2005).

Existe también el modelo de las tres fuentes (Yang *et al.* 2002), en el que, aparte de la fuente primaria puntual, una segunda fuente modela la radiación dispersada en el filtro aplanador y una tercera modela la radiación dispersada en el colimador primario. Este modelo requiere una simulación por Montecarlo (dependiente por tanto del acelerador lineal del que se trate) para calcular la posición de las dos fuentes dispersoras, lo que complica su aplicación.

Ahnesjö representa independientemente la radiación dispersada en el filtro aplanador incluyendo implícitamente la radiación dispersada en el colimador primario (Ahnesjö 1994) y en los colimadores secundarios (Ahnesjö 1995). Su modelo está funcionando en un planificador comercial. Los parámetros de las expresiones analíticas son ajustados a partir de medidas experimentales tomadas por el usuario.

En nuestro caso hemos elegido el modelo de dos fuentes. Modelaremos la radiación dispersada en el filtro aplanador y en el colimador primario conjuntamente mediante una función gaussiana. Trataremos de desacoplar la penumbra geométrica de la penumbra física, puesto que de esta última debe dar razón únicamente el *kernel*. Para ello mediremos distribuciones a dos distancias diferentes, lo que hace que cambie la penumbra geométrica, pero no la física, y de ahí inferiremos aquélla, para así modelar la fuente extensa mediante una gaussiana de sigma adecuada. Como ya hemos dicho, esto queda para una versión posterior de nuestro algoritmo.

3.4 Obtención del núcleo (*kernel*) de convolución

Ya hemos descrito cómo modelar las fluencias. Pasemos ahora al segundo punto importante de nuestro algoritmo: la obtención del núcleo de convolución. Se han descrito varios procedimientos para modelar los *kernels*. Chui y Mohan (1988) propusieron un método para obtener un *kernel* puramente experimental, a partir de medidas. La idea básica es, una vez más, que la convolución de la fluencia con el *kernel* nos describe la dosis:

$$\Phi \otimes k = D \quad (3.4)$$

Gráficamente:

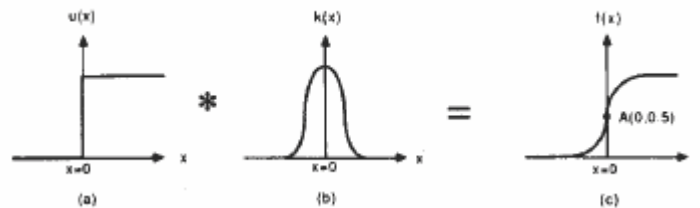


Figura 3.1. Convolución de un *kernel* con una función escalón. (Tomado de Chui y Mohan 1988)

En el espacio de Fourier, las convoluciones se transforman en productos:

$$TF(\Phi \otimes k) = TF(\Phi) \times TF(k) = TF(D) \quad (3.5)$$

Despejando:

$$k = TF^{-1} \left(\frac{TF(D)}{TF(\Phi)} \right) \quad (3.6)$$

Por tanto, podemos obtener el *kernel* de convolución a partir de una distribución de dosis medida conocida la fluencia. No obstante, el ruido y las fluctuaciones, así como otros efectos que producen problemas en la transformada de Fourier, aconsejan usar una fluencia lo más simple posible. El método propuesto por Chui y Mohan es para obtener *kernels* en una dimensión. Para ello factorizan el *kernel* como $k(x,y) = k(x) \cdot k(y)$ y emplean una función escalón para representar la fluencia en un campo cuadrado. Justifican esta aproximación en la caracterización del *kernel* (llamada aproximación de Fermi) en una zona lejos de las esquinas del campo cuadrado (es decir, suponiendo campos grandes). El hecho de emplear campos grandes para la obtención del *kernel* implica que éste será válido para campos grandes únicamente. En el caso que nos ocupa, campos modulados con variaciones abruptas de fluencia dentro del campo, lo que conlleva suma de penumbras e incluso falta de equilibrio electrónico lateral dentro del campo, es de esperar que esta aproximación no funcione. En realidad, el *kernel* no se puede factorizar de esta manera, puesto que tiene simetría de revolución. Por este motivo, desarrollamos un nuevo método, más complejo que el de Chui y Mohan. Obtendremos el *kernel* a partir de una deconvolución en dos dimensiones, empleando medidas de dosis de un campo circular, relativamente pequeño (diámetro de 5 cm). La

razón de utilizar un campo circular en lugar de cuadrado se debe a que de este modo logramos dos objetivos. En primer lugar, todos los puntos del perímetro contribuyen de igual manera en la generación de la dosis a partir del *kernel*. En un campo cuadrado, sólo la zona próxima a las esquinas proporciona información acerca del comportamiento bidimensional del *kernel*. El segundo punto de interés es que permite obtener el *kernel* a través de una transformación unidimensional, debido a la simetría del campo. El precio a pagar es que haremos uso de la transformada de Hankel de orden cero, o transformada de Fourier – Bessel, que es el caso particular de la transformada de Fourier en el caso de simetría cilíndrica. Esta transformada es algo más complicada de manejar que la transformada de Fourier ordinaria, puesto que desarrollamos la función en términos de funciones de Bessel de primera clase y orden cero, cuyos ceros ya no están equiespaciados, como los ceros de las funciones seno y coseno. Esto hará que prestemos especial atención a la expresión de la función a través de la transformada de Fourier – Bessel. Se ha tenido que desarrollar un algoritmo propio de cálculo de esta transformada, lo que ha complicado el proceso.

3.5 Descripción del proceso de deconvolución. Simetría de revolución en el problema. Transformada de Fourier – Bessel (transformada de Hankel de orden cero)

Para obtener el núcleo de convolución bidimensional hemos de emplear una distribución de dosis medida experimentalmente en un plano. Posteriormente describiremos cómo hemos medido estas distribuciones. Baste por el momento saber que las distribuciones empleadas para la obtención del núcleo de convolución se deben a campos circulares. Debido a la simetría del problema, es posible representar la transformada de Fourier en dos dimensiones como una transformada a lo largo de una sola dimensión. Ésta es la transformada de Fourier – Bessel.

El problema fundamental que presenta el uso de la transformada de Fourier bidimensional radica en que partimos de un campo cuadrado. Podemos factorizar el *kernel*, como hacen Chui y Mohan, en dos términos que representen el comportamiento del *kernel* a lo largo de dos direcciones ortogonales (aproximación de Fermi). Este procedimiento tiene un problema fundamental: no podemos reconstruir bien las esquinas del campo cuadrado, que es donde es crucial el comportamiento bidimensional del *kernel*. Por ello esta aproximación es válida para campos grandes, pero para campos pequeños y modulados no funcionará. Hemos solventado estos problemas con un planteamiento más general: hemos optado por emplear la transformada de Fourier – Bessel, que es la transformada de Fourier donde existe simetría de revolución. Tomaremos una distribución circular, en lugar de cuadrada. Con esta alternativa, necesitaremos únicamente una distribución de dosis a lo largo de una recta, sabiendo que tiene simetría de revolución.

Supongamos que tomamos la transformada de Fourier en dos dimensiones de una función $f(x, y)$ (en coordenadas cartesianas):

$$F(\vec{k}) = F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.7)$$

Suponiendo que $f(x, y)$ tiene simetría de revolución, podemos escribir $f(x, y) = f(r)$, y teniendo en cuenta que $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$:

$$F(\vec{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} r \cdot f(r) \cdot e^{-i \cdot r(k_x \cos \theta + k_y \sin \theta)} dr d\theta \quad (3.8)$$

Introduzcamos ahora un cambio en la variable independiente de la transformada y definamos q de manera que $k_x = q \cos \varphi$, $k_y = q \sin \varphi$. Entonces escribimos la transformada como:

$$F(q, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} r \cdot f(r) \cdot e^{-i \cdot r \cdot q(\cos \theta \cos \varphi - \sin \theta \sin \varphi)} dr d\theta \quad (3.9)$$

Recordemos ahora que el coseno de la resta de dos ángulos se puede expresar como $\cos \theta \cos \varphi - \sin \theta \sin \varphi = \cos(\theta - \varphi) = \cos \theta'$. El ángulo θ' , que ahora es nuestra nueva variable de integración, recorre los valores $[0, 2\pi)$, con lo cual los límites de integración en (3.9) no cambian. Entonces llegamos finalmente a la expresión:

$$F(q, \theta') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} r \cdot f(r) \cdot e^{-i \cdot q \cdot r \cos \theta'} dr d\theta' = \int_{-\infty}^{\infty} r \cdot f(r) \cdot J_0(qr) dr = F(q) \quad (3.10)$$

donde $J_0(qr)$ es la función de Bessel de primera clase y orden cero, definida como $J_0(qr) = \int_0^{2\pi} e^{-i \cdot q \cdot r \cos \theta'} d\theta'$. La función $F(q, \theta')$ ya no depende de θ' sino que tiene también simetría de revolución, por lo que podemos escribir simplemente $F(q)$.

Hemos reducido por tanto un problema de dos dimensiones a una sola dimensión, haciendo uso de la simetría de revolución. Esto supone una gran ventaja para el cálculo del núcleo de convolución. Vemos que la expresión (3.10) es análoga a la definición de la transformada de Fourier en una dimensión, con una salvedad. En el caso de la transformada de Fourier, desarrollamos una función como suma infinita de senos y cosenos. En este nuevo caso, la función se desarrolla como suma infinita de funciones de Bessel (de primera clase y orden cero). El principal inconveniente estriba aquí: en el caso discreto, necesitamos que los componentes de la base sean ortogonales. La condición de ortogonalidad de las funciones de Bessel de primera clase y orden cero en un intervalo $[0, \alpha]$ es:

$$\int_0^{\alpha} J_0\left(\alpha_m \frac{r}{\alpha}\right) J_0\left(\alpha_n \frac{r}{\alpha}\right) r dr = \frac{1}{2} \alpha^2 [J_1(\alpha_m)]^2 \delta_{m,n} \quad (3.11)$$

donde α_m es el m -ésimo cero de la función J_0 y $\delta_{m,n}$ es la delta de Kronecker.

La condición de ortogonalidad se logra en la definición clásica de la transformada de Fourier equiespaciando los datos, de tal modo que solo algunas frecuencias (discretas) formen la base de senos y cosenos. Para que ocurra algo similar

en la transformada de Fourier – Bessel, los puntos de discretización tienen que ser los ceros de la función de Bessel de primera clase y orden uno, que no están equiespaciados. Por tanto, para el cálculo de la transformada de Bessel habremos de calcular en primer lugar los puntos donde el valor de esta función se hace cero.

La transformada de Fourier – Bessel conserva la propiedad expresada en la ecuación (3.5): la transformada de una convolución de funciones es igual al producto de las transformadas de las funciones.

El procedimiento empleado en la práctica para la obtención del *kernel* será el descrito a continuación. TH_0 representa la transformada de Fourier – Bessel (transformada de Hankel de orden cero) y, como acabamos de decir, $TH_0(\Phi \otimes k) = TH_0(\Phi) \times TH_0(k) = TH_0(D)$.

1. Obtención de la distribución experimental de dosis de un campo circular.
2. Se toma un perfil de dicha distribución que pase por el centro geométrico.
3. Se toma un perfil de la distribución de fluencias, supuesta función escalón, de tal modo que la anchura de la función escalón sea igual a la del perfil de dosis. Se define la anchura del perfil de dosis como la distancia entre el nivel de dosis del 50 % a uno y otro lado del centro, supuesto que el nivel de dosis del centro sea el del 100 %.
4. Se calculan las transformadas de Fourier – Bessel de ambas distribuciones. Para ello es necesario disponer previamente de los ceros de las funciones de Bessel de primera clase y orden uno, J_1 .
5. Se calcula $TH_0(k) = \frac{TH_0(D)}{TH_0(\Phi)}$ y se obtiene el *kernel* mediante antitransformación.

3.6 Descripción del dispositivo experimental

A continuación vamos a describir brevemente el tipo de medidas que hemos realizado para obtener el núcleo experimental de convolución. Hemos de hacer notar en primer lugar que en la Clínica Universitaria de Navarra se dispone de dos aceleradores lineales en los cuales se hacen tratamientos con modulación de intensidad, modelos Mevatron Primus y Siemens Oncor, ambos de la firma Siemens.

Nuestro interés estriba en obtener una distribución de dosis debida a un campo circular. Hemos elegido un campo de 50 mm de diámetro, campo suficientemente grande como para que haya equilibrio electrónico lateral en el centro del campo, y suficientemente pequeño como para ser comparable a los segmentos empleados en radioterapia con intensidad modulada. En cualquier caso, será el acuerdo final entre los cálculos realizados con el *kernel* resultante y las medidas obtenidas en condiciones de intensidad modulada las que justifiquen esta elección. Teóricamente, es posible obtener un *kernel* apropiado con otros tamaños de campo, aunque en principio, se esperaría minimizar posibles errores empleando condiciones de medida lo más parecidas posible a las situaciones en que se han de realizar los cálculos.

Para obtener la distribución de dosis debida a un campo circular de 50 mm de diámetro hemos fabricado un dispositivo experimental consistente en un bloque de plomo con un orificio circular. El orificio tiene la particularidad de estar “focalizado”, es decir, de seguir la divergencia del haz. El bloque colimador del campo se situará en el cabezal del acelerador, sobre la bandeja portabloques, lo más cerca posible del colimador multiláminas. De esa forma, la penumbra geométrica será lo más parecida posible a un caso de tratamiento clínico con radioterapia de intensidad modulada. La bandeja portabloques está situada a una distancia de 56 cm de la fuente de radiación. Por tanto, la abertura inferior del colimador, para generar un campo de 50 mm a la distancia del isocentro (a 100 cm de la fuente) será de 28 mm. El espesor elegido será de 8 cm, suficiente para lograr una atenuación del haz de fotones incluso superior a la empleada en radioterapia. La abertura del orificio en la cara superior del colimador será de 24 mm, por tanto. Las dimensiones del bloque completo serán de 10 x 10 cm, con el objeto de que el peso no sea muy elevado y pueda mantenerse sobre la bandeja portabloques sin que ésta sufra una deformación apreciable para nuestro propósito. En la figura 3.2 se representa el molde empleado para fabricar el colimador de plomo.

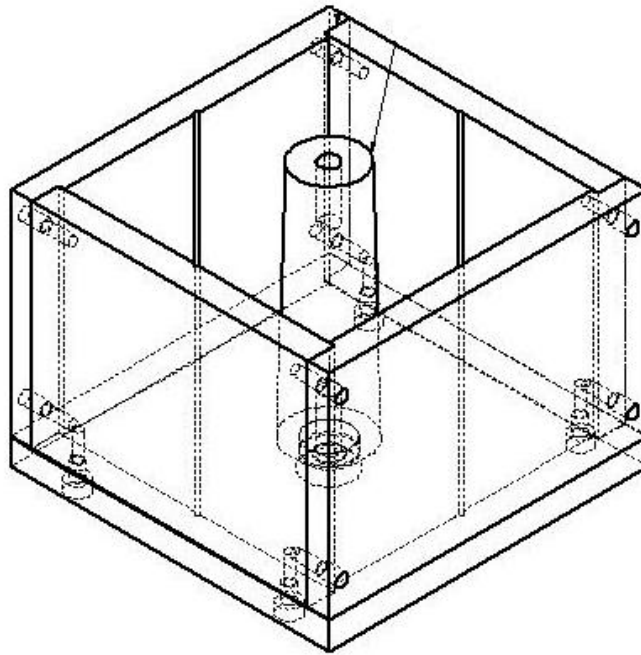


Figura 3.2. Molde empleado para la fabricación del colimador de plomo

El detector empleado para la obtención de la distribución de dosis será la película radiográfica. Entre sus ventajas está la de poder obtener una distribución bidimensional, a diferencia de la mayor parte de detectores, que miden en puntos o a lo largo de trayectorias rectas. Por otro lado, la película radiográfica tiene gran resolución, que depende del tamaño del grano de bromuro de plata. Emplearemos dos tipos de películas radiográficas Kodak, llamadas comercialmente EDR2 y XOMATV. La primera de ellas, de desarrollo e introducción reciente para la dosimetría en radioterapia, tiene el grano de un tamaño del orden de la décima parte del de la segunda. La placa EDR2 tiene, por tanto, mayor resolución espacial, aunque la sensibilidad es menor. Es capaz, además, de resolver sin saturarse dosis de hasta 700 cGy. Haus et al. 1997 han descrito

las características de la placa EDR2, haciendo hincapié en el mayor contraste de esta película frente a la XOMatV. La placa XOMatV, por el contrario, se satura hacia los 100 cGy, por lo que su sensibilidad es mayor. Varios autores han estudiado la placa EDR2 como dosímetro y la han comparado con la XOMatV: Olch 2002, Zhu *et al.* 2002, Esthappan *et al.* 2002 y Childress *et al.* 2005.

Para la medida de los campos circulares de 50 mm de diámetro, ambas placas deben dar la misma distribución de dosis, puesto que la forma de la distribución no presenta variaciones abruptas de dosis. Por ello se han tomado medidas de campos circulares con ambas placas, irradiándolas durante distintos tiempos de exposición. En un acelerador lineal, la denominada unidad de monitor contiene el mínimo tiempo de exposición que puede administrar el acelerador. En nuestro caso, hemos irradiado la placa EDR2 con el campo circular durante unos períodos de: 15, 25, 50, 80, 100 y 150 unidades de monitor. La placa XOMatV, más sensible, fue irradiada durante unos períodos de 10, 15, 20, 25 y 40 unidades de monitor. En un segundo conjunto de medidas, la placa EDR2 fue irradiada durante unos períodos de: 50, 80, 100, 150, 200 y 250 unidades de monitor, mientras que la placa XOMatV fue irradiada durante períodos de: 10, 15, 20, 25, 50 y 60 unidades de monitor. Todas estas medidas se tomaron en el equipo Mevatron Primus con el objeto de verificar que ambas placas conducen a la misma distribución de dosis, independientemente del tiempo de irradiación (siempre que este tiempo no sea tan elevado que haga que la placa se sature).

Las placas del primer conjunto de medidas fueron reveladas en la reveladora del Servicio de Radioterapia de la Clínica Universitaria de Navarra. Posteriormente fueron escaneadas con un escáner modelo Vidar VXR-12 y con el escáner LaserPro 16, de la firma Radlink, perteneciente al Hospital de Navarra. Las placas del segundo conjunto han sido reveladas cuidadosamente, tratando de mantener constante la temperatura durante el revelado. Para ello, se empleó la reveladora del Servicio de Radiodiagnóstico de la Clínica Universitaria de Navarra. Posteriormente, fueron analizadas empleando un escáner de película radiográfica, modelo Vidar VXR-12 plus, junto con software adecuado para llevar a cabo la dosimetría.

En el acelerador Siemens Oncor se tomaron placas radiográficas del campo circular de 50 mm de diámetro. Fueron reveladas y escaneadas con el escáner Vidar VXR-12 plus. Se irradió únicamente la placa XOMatV, con tiempos de irradiación entre 25 y 50 unidades de monitor. Finalmente, la placa que se tomó para obtener el kernel de convolución en el cual se han basado todos nuestros cálculos fue irradiada durante 25 unidades de monitor.

Tras la obtención de las imágenes del campo circular a partir de la película radiográfica, hemos extraído el perfil radial. Para ello, primero se localizó el centro de la distribución y después se tomaron 360 perfiles equiespaciados un grado. El valor del perfil promedio para un determinado radio es la media de dicho valor en todos los perfiles. A partir del perfil promedio se obtuvo el núcleo de convolución para el equipo Siemens Oncor, energía de 15 MV del haz de fotones.

3.7 Descripción de las medidas de campos con intensidad modulada

En el presente apartado se va a describir cómo se han medido los campos de radiación debidos a distribuciones de fluencias moduladas. Estos campos medidos se compararon con los campos calculados por nuestro algoritmo.

Al igual que para la medida de los campos circulares, se ha empleado placa radiográfica. Se han tomado medidas con ambos tipos de placa introducidos en el apartado anterior: EDR2 y XOmatV. Se han irradiado dos conjuntos de placas en momentos distintos. Con la placa EDR2 se han medido siete campos modulados (las dos veces). En la segunda vez, además, se irradiaron dos de estos siete campos una vez más, pero con un número de unidades de monitor del triple que en las ocasiones anteriores, para comprobar que la distribución de dosis medida no depende del tiempo de irradiación. Con la placa XOmatV se irradió uno de estos siete campos la primera vez y dos de ellos la segunda, para comprobar que ambas placas conducen a la misma medida de la distribución de dosis.

Los autores citados anteriormente (Olch 2002, Zhu *et al.* 2002, Esthappan *et al.* 2002 y Childress *et al.* 2005) concluyen que la mejor placa para evaluar campos con intensidad modulada es la EDR2, aunque la XOmatV también sea adecuada. Para esta conclusión dan dos argumentos principales. La placa EDR2 resuelve dosis de magnitudes utilizadas clínicamente y por otro lado su resolución espacial es mayor. En cualquier caso, no por ello son contrarios al uso de la película XOmatV.

Por otro lado, se han tomado algunos perfiles de dosis con un “array” de diodos. Este dispositivo consta de 25 diodos situados en línea recta y permite medir distribuciones lineales de dosis en campos con intensidad modulada.

Capítulo 4

Resultados y discusión

4.1 Campos para obtención del núcleo (*kernel*) de convolución

Hemos irradiado placas radiográficas para obtener campos circulares a partir de los cuales inferir el núcleo de convolución en los dos aceleradores que están disponibles para realizar tratamientos con modulación de intensidad: Mevatron Primus y Siemens Oncor. En ambos hemos empleado la energía de fotones de 15 MV, energía que solemos emplear habitualmente en este tipo de tratamientos. Ambos aceleradores tienen el espectro energético correspondiente a 15 MV prácticamente equivalente, con lo cual ambos núcleos deben ser muy parecidos, si no indistinguibles.

Antes de proseguir, es preciso realizar una aclaración acerca de las medidas que hemos tomado. El software empleado para analizar la placa radiográfica trabaja con distribuciones relativas, es decir, imponemos que un punto corresponda a la dosis de referencia, y el resto de los puntos son mostrados con un valor relativo al de referencia. Todas las medidas que mostraremos son relativas. Hemos impuesto un mismo valor relativo de dosis en el mismo punto, para la medida y el cálculo, y las distribuciones completas son mostradas siguiendo este criterio. Esto es irrelevante en el caso de los campos circulares para obtener el *kernel*; en el caso de los campos modulados es un punto que puede desarrollarse mejor posteriormente. Si hemos hecho esto de esta forma se debe a la manera de trabajar del software empleado para analizar la película radiográfica y para obtener las medidas con diodos. Los puntos de medida de dosis se han tomado espaciados 0,5 mm.

En primer lugar, vamos a comentar los problemas que hemos tenido con el escaneo de las películas radiográficas. Para un nivel de ennegrecimiento determinado, hemos comprobado que aparece un halo que falsea la señal. Este halo no está registrado

en la película radiográfica, sino que es un problema inherente al escáner Vidar VXR-12 plus.

En un primer momento se pensó que el halo podía deberse a la dispersión en los elementos colimadores del haz. Por ello, se irradiaron sucesivamente varias placas del mismo tipo, durante distintos tiempos de irradiación. Se comprobó que el halo aparecía únicamente en algunas de las placas, las de mayor tiempo de irradiación. Además, la posición del halo variaba en función del tiempo de irradiación. Por ello se atribuyó al proceso de escaneo. Para comprobar que efectivamente es un problema ligado al escáner, las placas del primer conjunto de medidas se volvieron a escanear con el equipo Radlink LaserPro 16, perteneciente al Hospital de Navarra. Se comprobó que las películas escaneadas de esta forma no presentan el halo. Adicionalmente, comprobamos que conformando un campo circular con otro colimador diferente, empleado en otra técnica de radioterapia y con una geometría interna distinta, aunque generaba igualmente un campo circular de 50 mm de diámetro, el halo aparecía únicamente en las placas con mayor tiempo de irradiación. Esto demuestra que el halo no se debe a la dispersión en los elementos del cabezal, y corrobora la hipótesis de que es un problema inherente al proceso de escaneo con el Vidar VXR-12 plus.

En la figura 4.1 se pueden observar dos imágenes: película EDR2 irradiada con 200 unidades de monitor, donde aparece el halo; película EDR2 irradiada con 150 unidades de monitor, donde no se ve el halo.

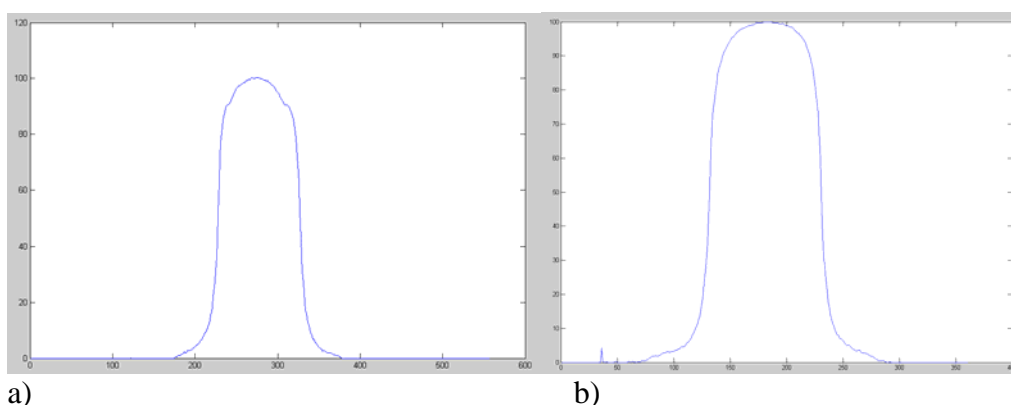


Figura 4.1. Campo de 50 mm de diámetro sobre placa EDR2. En a) se han aplicado 200 unidades de monitor y aparece el halo (se ve un ligero *plateau* en la zona de dosis cercana al 90 %). En b) se han aplicado 150 unidades de monitor y no aparece el halo. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

4.1.1 Primer conjunto de medidas

Se van a comparar a continuación las distribuciones radiales para cada tipo de placa, en función del número de unidades de monitor, y posteriormente entre ambos tipos de placa. En primer lugar comentamos el primer conjunto de medidas. Vamos a describir los problemas que hemos encontrado y que nos han llevado a realizar un segundo conjunto de medidas, que discutiremos más adelante. En la figura 4.2 aparecen

perfiles tomados sobre campos circulares medidos con placa EDR2. Cada perfil corresponde a un tiempo de tratamiento diferente. Concretamente, la curva en rojo corresponde a 150 unidades de monitor, la de verde a 100 u. m., la de azul a 80 u. m. y la de amarillo a 50 u. m.

Además de los cuatro perfiles representados, se tomaron otros dos, con 25 y 15 unidades de monitor respectivamente. Como el resultado no se correspondía con el sentido físico que debe tener la medida, no los hemos puesto. Además, para un tiempo de irradiación tan pequeño, el tamaño de la señal respecto al del fondo de la película no es suficientemente grande, por lo que la incertidumbre es grande y la medida no nos parece fiable.

Las cuatro curvas coinciden bastante bien en la zona de dosis altas. La curva correspondiente a 150 u. m. (roja) coincide mejor con la de 80 u. m. (azul) que con la de 100 u. m. (verde), aunque esto puede deberse a la propia incertidumbre de la medida. La curva correspondiente a 50 u. m. (amarilla) es la que presenta mayores fluctuaciones. La curva con un comportamiento más suave, y por tanto más acorde con la realidad física es la de 150 u. m., que tiene la mayor *ratio* señal/fondo.

A la vista de estos datos hemos sacado la conclusión, que por otra parte parece lógica e intuitiva, de irradiar con un tiempo lo más grande posible, siempre y cuando la placa no se sature.

Por otro lado, se observa claramente en la gráfica que, fuera del campo de radiación, en la zona de dosis bajas, la señal es mayor cuanto mayor es el tiempo de irradiación. Esta comparativa está tomada suponiendo el mismo nivel de dosis en el centro del campo (zona de dosis alta) para todas las curvas.

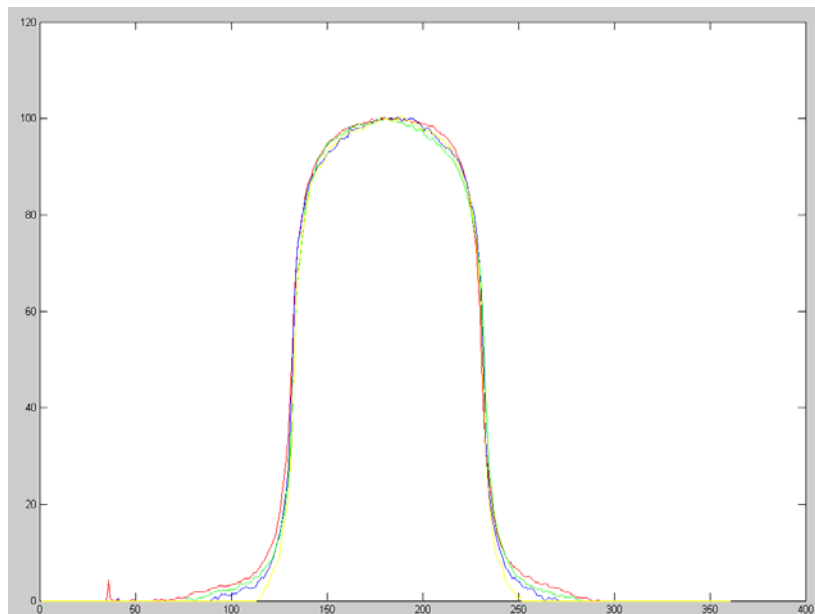


Figura 4.2. Comparación de perfiles radiales de campos circulares medidos con placa EDR2 con distinto número de unidades de monitor. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

A continuación presentamos los datos medidos con placa XOMatV, dentro del primer conjunto de medidas. En la figura 4.3 podemos observar curvas correspondientes a perfiles radiales tomados con 40 unidades de monitor (rojo), 25 u. m. (verde), 20 u. m. (azul), 15 u. m. (amarillo) y 10 u. m. (morado). Hay mayor discrepancia entre las medidas que en el caso de la película EDR2. La curva correspondiente a 20 u. m. (azul) está demasiado cuadrada y no tiene sentido físico, consideramos que hay un error de medida. Las curvas correspondientes a 25, 10 y 15 u. m. (verde, morada y amarilla) coinciden bastante bien. La curva de 40 u. m. (roja) está entre las de 20 y 25 u. m. Consideramos que la diferencia entre las curvas correspondientes a 40 y 25 u. m. puede deberse a la propia incertidumbre de la medida con placa radiográfica. Las curvas de 40 y 25 u. m. tienen además el problema comentado de la aparición del halo, generado al escanear con el Vidar VXR 12 plus.

Con este tipo de película, todas las curvas coinciden muy bien en la zona de dosis bajas (fuera del campo).

La conclusión que hemos extraído es la de irradiar con un número de unidades de monitor lo mayor posible, evitando que salga el halo.

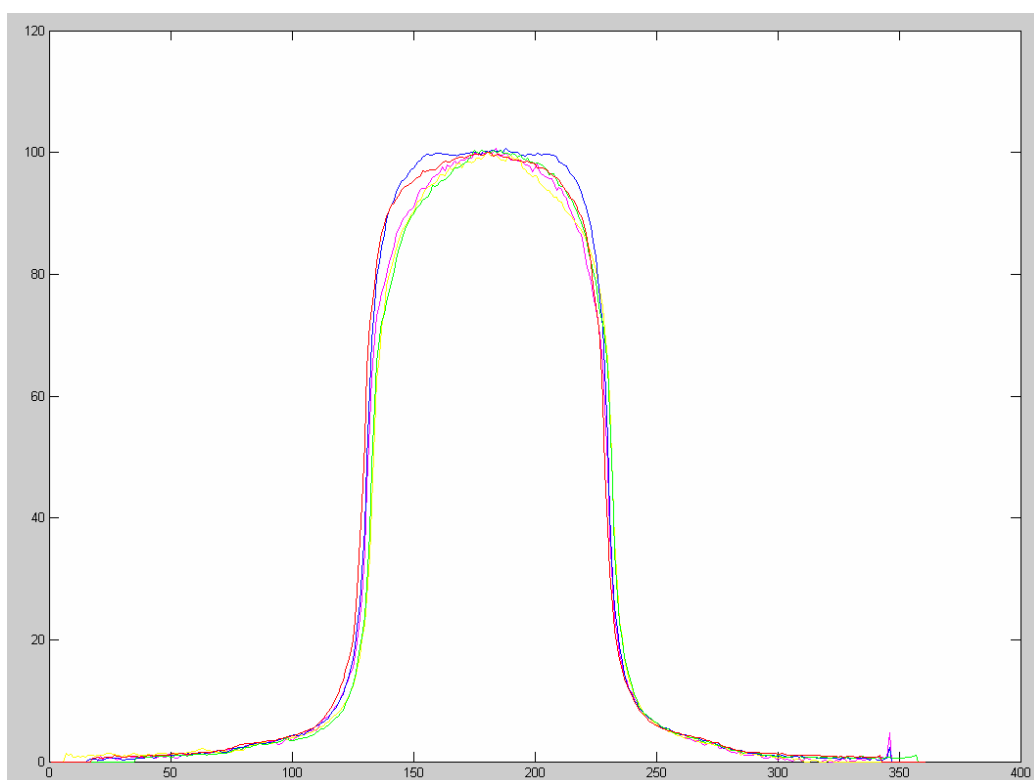


Figura 4.3. Comparación de perfiles radiales de campos circulares medidos con placa XOMatV con distinto número de unidades de monitor. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

A continuación vamos a comparar los perfiles tomados con ambas placas con el mayor número de unidades de monitor posible. En la figura 4.3, la curva de color rojo representa el perfil radial obtenido con placa EDR2 irradiada durante 150 unidades de monitor. La curva verde corresponde a la placa XOMatV irradiada durante 40 u. m. El ajuste es muy bueno, dentro del error experimental de la medida. La caída de la curva verde es ligeramente más abrupta que la de la roja.

Tras el análisis de los perfiles debidos a las dos películas, las conclusiones son las siguientes:

1. Irradiar con el mayor número posible de unidades de monitor.
2. Evitar el halo. Este problema ya se ha discutido y hemos comprobado que está relacionado con nuestro escáner Vidar. Por tanto, habremos de irradiar las películas de tal modo que el nivel de ennegrecimiento en la placa no origine el halo tras el escaneo.

Adicionalmente, se han repetido las medidas debido a que la placa XOMatV presenta un perfil para 20 unidades de monitor sin sentido físico. Con esta placa, además, las diferencias entre los perfiles correspondientes a irradiaciones con 40 y 25 u. m. (rojo y azul) son apreciables. Queremos descartar un problema con la reveladora y por ello el nuevo conjunto de medidas se revelará en la reveladora del Servicio de Radiodiagnóstico, más moderna que la del Servicio de Radioterapia. Queda además un problema por resolver, que es la discrepancia en la dosis fuera del campo medida con la placa EDR2, para distintos tiempos de irradiación.

En cualquier caso, nuestro propósito va a ser demostrar que ambas placas han de conducir a la misma distribución de dosis y, por tanto, al mismo núcleo de convolución. El campo circular de 50 mm de diámetro no es una distribución tan abrupta donde la diferente resolución de ambas placas deba dar problemas.

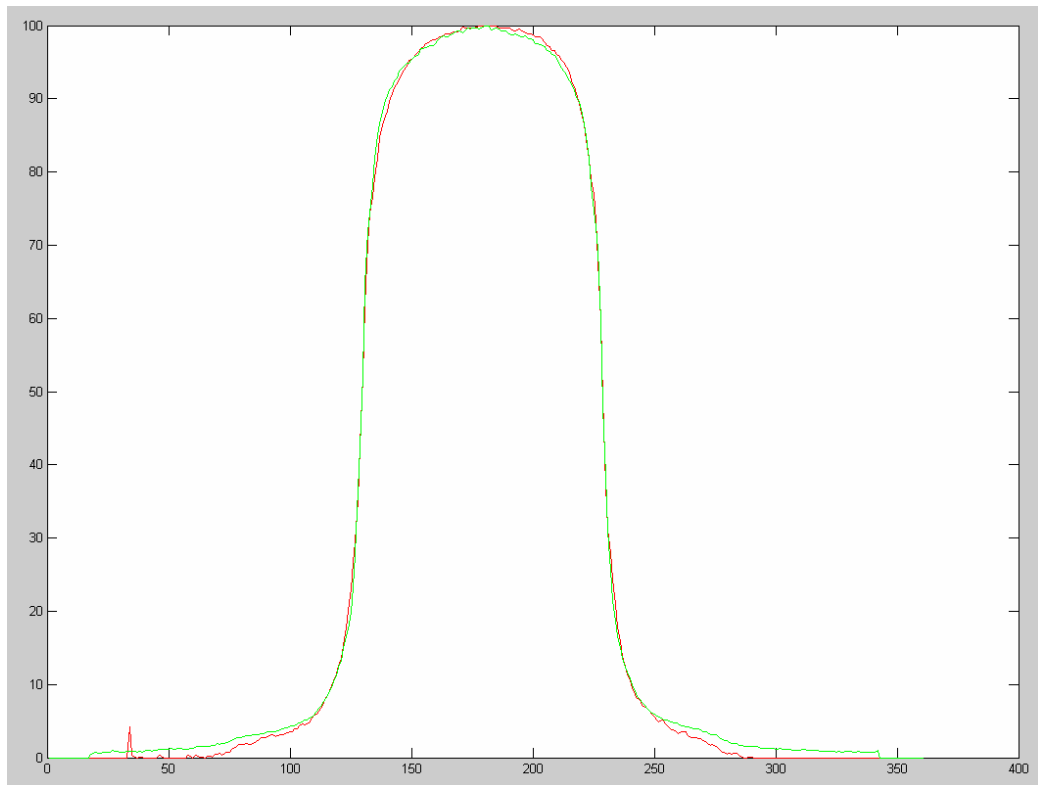


Figura 4.3. Comparación de perfiles obtenidos con placa EDR2 irradiada durante 150 u. m. (rojo) y con placa XOMatV irradiada durante 40 u. m. (verde). En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

4.1.2 Segundo conjunto de medidas

En la figura 4.4 podemos observar los perfiles radiales correspondientes a los siguientes tiempos de irradiación: 150 u. m. (rojo), 100 u. m. (verde) y 80 u. m. (azul). Las curvas correspondientes a 250 y 200 unidades de monitor no se han incluido en el gráfico puesto que presentaban una apreciable falta de homogeneidad que atribuimos al problema del halo. La curva de 50 u. m. presenta está tomada con un tiempo de irradiación demasiado corto por lo que la incertidumbre en la medida es grande. Esto se ve claramente en que el perfil presenta variaciones abruptas, dando lugar a una línea quebrada. Fuera del campo, la dosis cae a cero de manera un tanto abrupta.

Respecto a los perfiles considerados en el gráfico, los correspondientes a 150 y 100 u. m. coinciden bastante bien. El perfil azul difiere un poco de los otros dos, lo cual se puede atribuir a la incertidumbre en la medida.

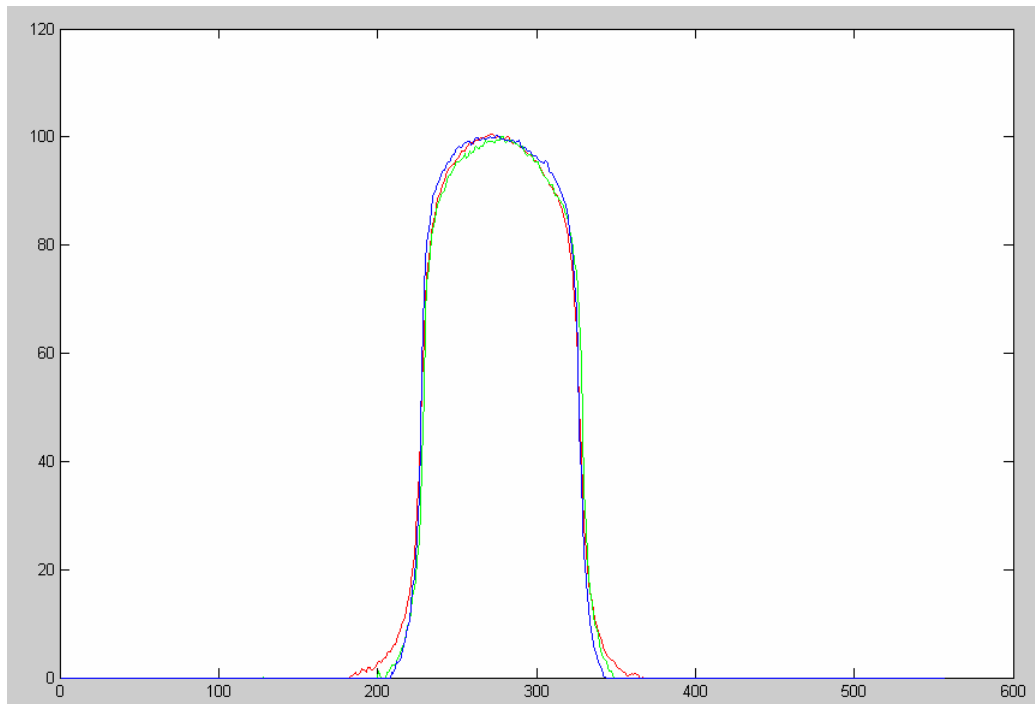


Figura 4.4. Comparación de perfiles radiales de campos circulares medidos con placa EDR2 con distinto número de unidades de monitor. Segundo conjunto de medidas. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

En la figura 4.5 podemos observar los perfiles radiales medidos con placa XOMatV con los siguientes tiempos de irradiación: 60 unidades de monitor (rojo), 50 u. m. (verde), 25 u. m. (azul) y 20 u. m. (amarillo). No se representan los correspondientes a 15 y 10 u. m. debido a que su acuerdo con el resto de perfiles es peor, probablemente debido a que la señal empieza a ser baja. Concretamente el perfil de 10 u. m. presenta una dosis fuera del campo más alta.

Respecto a los perfiles representados, todos coinciden muy bien dentro del campo (zona de dosis altas). Los perfiles de 60 y 50 u. m. coinciden bien además, en la zona de dosis bajas, pero presentan el problema del halo. Los perfiles de 25 y 20 u. m. coinciden bien entre ellos en la zona de dosis bajas. En esa zona difieren levemente de los perfiles de 60 y 50 u. m. En este caso, el perfil de 25 u. m. no presenta el problema del halo.

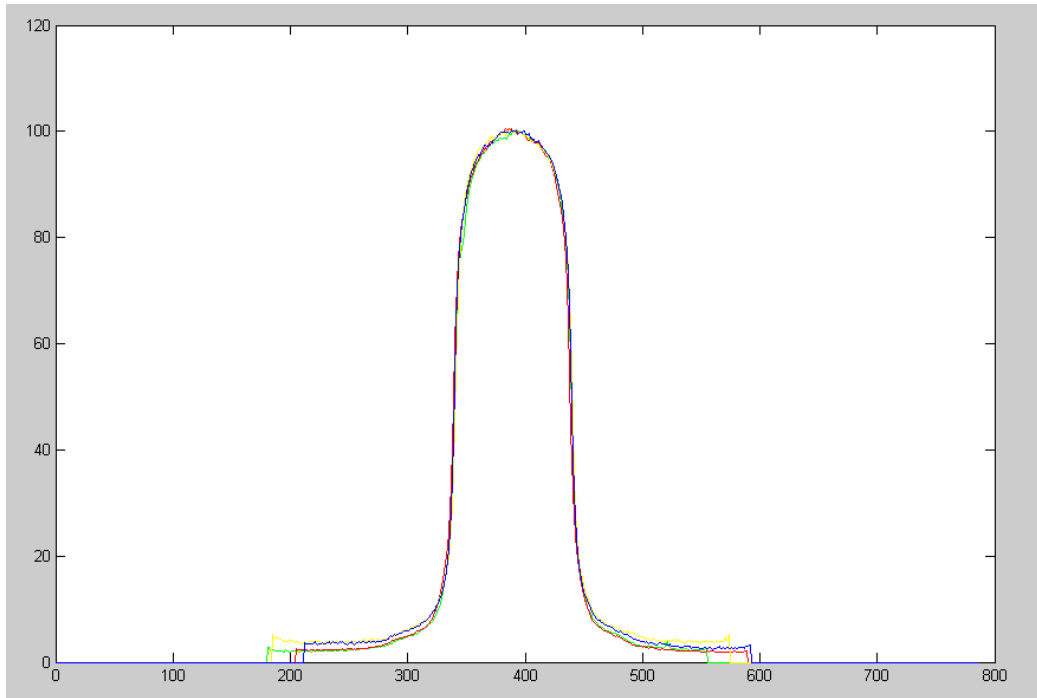


Figura 4.5. Comparación de perfiles radiales de campos circulares medidos con placa XOMatV con distinto número de unidades de monitor. Segundo conjunto de medidas. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

A continuación (figura 4.6) comparamos los perfiles obtenidos con placa EDR2 y 150 u. m. de irradiación (rojo) y con placa XOMatV y 25 u. m. de irradiación (verde). Vemos que en este caso, la coincidencia fuera del campo es mala. Dentro del campo, el perfil tomado con XOMatV presenta una mejor simetría de ambos lados respecto del centro, lo cual tiene mayor sentido físico. En cualquier caso, el acuerdo dentro del campo puede considerarse bueno dentro de la incertidumbre de la medida.

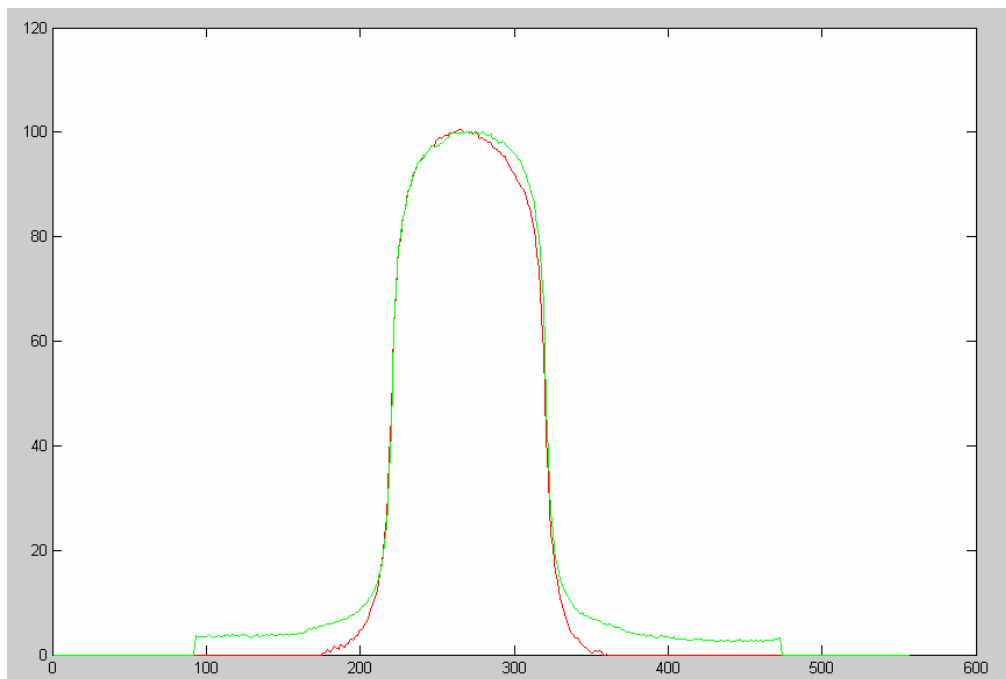


Figura 4.6 Comparación de perfiles obtenidos con placa EDR2 irradiada durante 150 u. m. (rojo) y con placa XOMatV irradiada durante 25 u. m. (verde). Segundo conjunto de medidas. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Nuestra conclusión es similar a la que extrajimos tras analizar el primer conjunto de medidas: se ha de irradiar la placa con una señal lo más alta posible, evitando al mismo tiempo la aparición del halo y la saturación de la placa. Por ello elegiremos finalmente la placa XOMatV para medir la distribución a partir de la cual obtendremos el *kernel* de convolución. El número de unidades de monitor empleadas será de 25. Como veremos, no aparecerá el halo al escanear. Hemos elegido finalmente la placa XOMatV porque tiene una mayor señal en la zona de dosis bajas, debido a la mayor sensibilidad de la película. Al mismo tiempo, la diferencia en la zona de dosis bajas para la placa XOMatV cuando se comparan placas irradiadas durante tiempos diferentes es mucho menor que cuando se emplea la película EDR2, lo cual nos da una mayor confianza a la hora de obtener las medidas del *kernel*. En cualquier caso, ambas placas han de conducir al mismo *kernel*. Esto parece claro a la vista de la figura 4.3; en el caso de la figura 4.6 la discrepancia la atribuimos a error experimental. El perfil obtenido con placa EDR2 representado en la figura 4.6 parece menos fiable puesto que la señal de dosis cae a cero fuera del campo con relativa rapidez, lo cual no se observa en la figura 4.3.

Haremos una última salvedad. Cuando obtengamos el perfil radial para sacar el *kernel*, promediaremos la distribución circular bidimensional, tal como se explicó en la sección 4.6. Además, el *kernel* finalmente empleado será el correspondiente al acelerador Siemens Oncor. Las comparaciones serán hechas con cálculos realizados teniendo en cuenta el espectro del acelerador Mevatron Primus. Como dijimos, ambos

espectros energéticos son prácticamente equivalentes, con lo cual esto no debe representar un problema.

4.1.3 Núcleo (*kernel*) de convolución empleado en los cálculos

En la figura 4.7 mostramos el perfil promedio de los 360 perfiles radiales empleado para obtener el *kernel*. En la figura 4.8 aparece el *kernel* obtenido con el cual hemos realizado los cálculos.

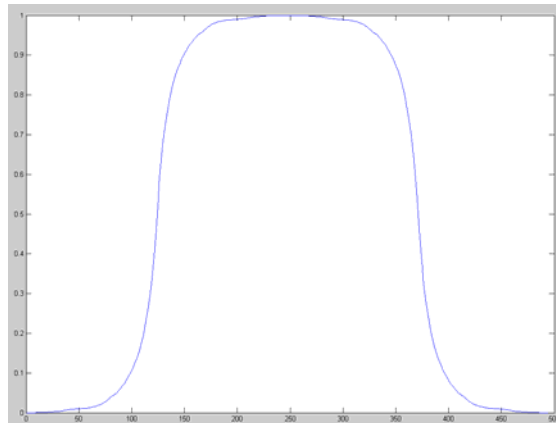


Figura 4.7. Perfil obtenido tras un proceso de promediado de 360 perfiles radiales en una distribución bidimensional. Tras la aplicación de la transformada de Hankel, hemos obtenido el *kernel* de convolución. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 0,2 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

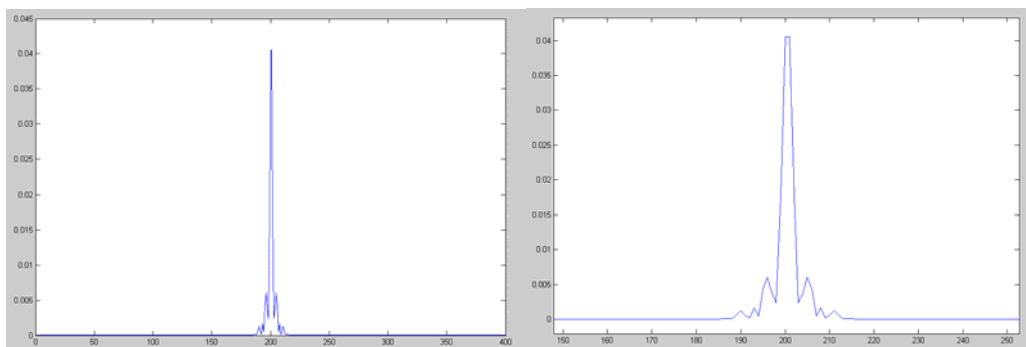


Figura 4.8. Núcleo resultante del proceso de deconvolución. A la derecha se muestra una ampliación de la zona central. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

4.2 Campos debidos a tratamientos con modulación de intensidad

En la presente sección vamos a comparar medidas de algunos campos modulados tomadas con placa XOMatV, EDR2 y “array” de diodos. Todas estas

medidas se tomaron con un tiempo de irradiación igual al empleado en situación clínica con cada campo. Además, en el caso de la película EDR2 presentaremos medidas tomadas con un tiempo tres veces superior al empleado en situación clínica. Ello es debido a que la película, al tener un nivel de saturación mucho más elevado, presenta un ennegrecimiento bajo para tiempos del orden de los empleados clínicamente con campos individuales (hemos de hacer notar que cuando se irradian consecutivamente todos los campos, que suelen ser del orden de siete, la película EDR2 es la única que no se satura). Los puntos de medida de la dosis se han tomado con un espaciamiento entre ellos de 1 mm. Al igual que en el caso de los campos circulares, las medidas que mostraremos son de distribuciones relativas de dosis.

4.2.1 Comparación de medidas tomadas con película EDR2 con dos tiempos de irradiación

A continuación vamos a comparar dos perfiles tomados en dos campos modulados (empleados en situación clínica) y medidos con placa EDR2. Para cada uno de los dos casos se presentan dos perfiles; uno está tomado con el tiempo de irradiación empleado clínicamente (verde) y el otro con un tiempo tres veces superior (rojo).

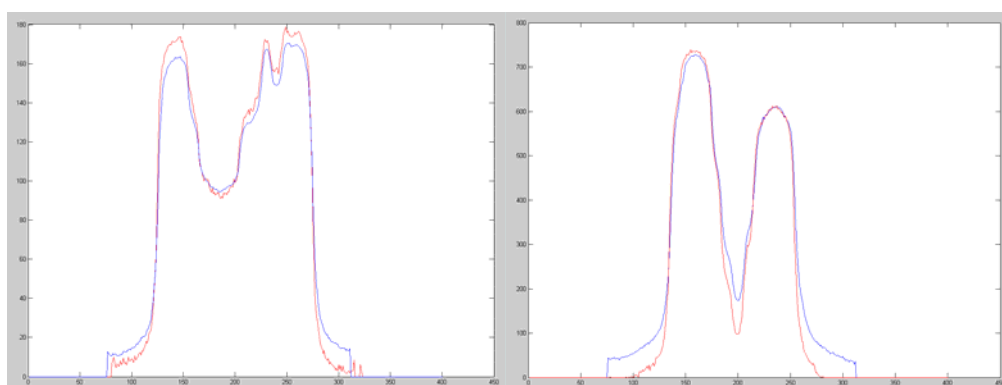


Figura 4.9. Comparación de medidas en campos modulados tomados con placa EDR2 con dos tiempos de irradiación. El tiempo triple aparece en color azul. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Vemos claramente que la señal obtenida con una irradiación en un tiempo triple es más suave, con picos más bajos y valles menos profundos. Por otro lado, la *ratio* señal/ruido es más alta, con lo cual la incertidumbre en la medida es menor. Efectivamente, se observa claramente en la figura 4.7 que los perfiles obtenidos con menor tiempo de irradiación en placa EDR2 presentan algunas variaciones demasiado abruptas en puntos adyacentes.

4.2.2 Comparación de medidas tomadas con película EDR2 y con película XOMatV

A continuación vamos a comparar las medidas presentadas en el apartado anterior para uno de los casos con el perfil obtenido con placa XOMatV.

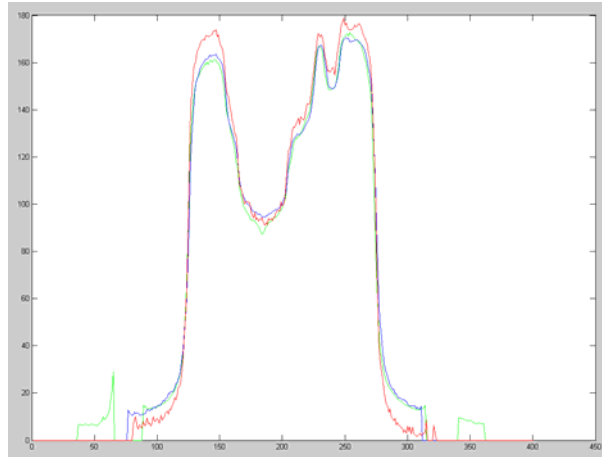


Figura 4.10. Comparación de medidas en campos modulados con placa EDR (azul: tiempo triple, rojo: tiempo del tratamiento clínico) y con placa XOMatV (verde: tiempo del tratamiento clínico). En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Vemos claramente que la medida tomada con película XOMatV coincide mejor con la tomada con película EDR2 con un tiempo de irradiación triple, es decir, con un tiempo más alto de tal modo que la densidad óptica registrada en la placa sea suficientemente alta.

4.2.3 Comparación de medidas tomadas con película y con “array” de diodos

En el presente apartado vamos a comparar las medidas anteriores con la medida del mismo perfil empleando un detector totalmente diferente: un “array” de diodos. En la figura 4.9 podemos observar que la medida obtenida con diodos coincide bastante bien, dentro del error experimental, con los resultados de la placa XOMatV y con la placa EDR2 cuando se aumenta el tiempo de irradiación al triple.

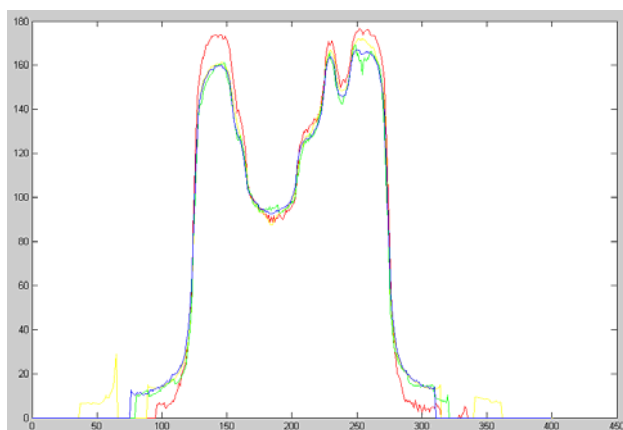


Figura 4.11. Comparación entre placa EDR2 con dos tiempos de irradiación, y “array” de diodos. El color rojo representa la placa EDR2 con tiempo de irradiación clínico, el azul es EDR2 con tiempo triple, el amarillo es placa XOMatV y el verde representa el “array” de diodos. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

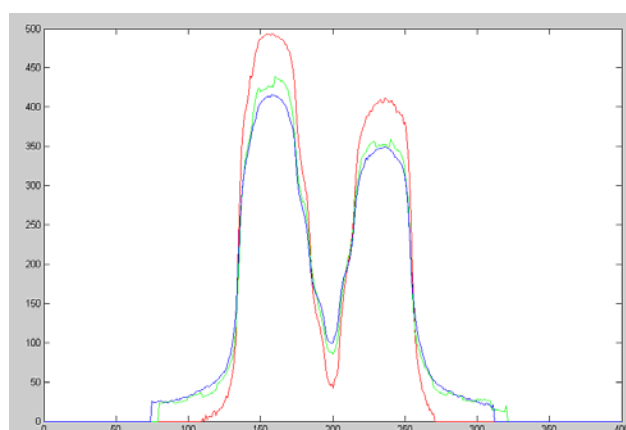


Figura 4.12. Comparación entre placa EDR2 con dos tiempos de irradiación y “array” de diodos. El color rojo representa la placa EDR2 con tiempo de irradiación clínico, el azul es EDR2 con tiempo triple y el verde representa el “array” de diodos. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Vemos que las medidas entre placas EDR2 con tiempo triple, XOMatV y el “array” de diodos tienen una buena concordancia entre ellas y difieren de las lecturas tomadas con placa EDR2 con un tiempo de irradiación igual al empleado clínicamente (tiempo “corto”).

La figura 4.10, donde no aparece la medida con placa XOMatV, permite obtener la misma conclusión. Tras las comparaciones anteriores, se concluye que las medidas

más fiables son las tomadas con placa XOmatV o con EDR2 pero incrementando el tiempo de irradiación de la película.

4.2.4 Comparación de medidas de campos modulados con placa EDR2 con cálculos realizados con nuestro algoritmo

A continuación se presentan los cálculos realizados con nuestro algoritmo comparados con las medidas experimentales obtenidas con película radiográfica. Adicionalmente, se incluyen los cálculos realizados por un planificador de tratamientos de radioterapia comercial.

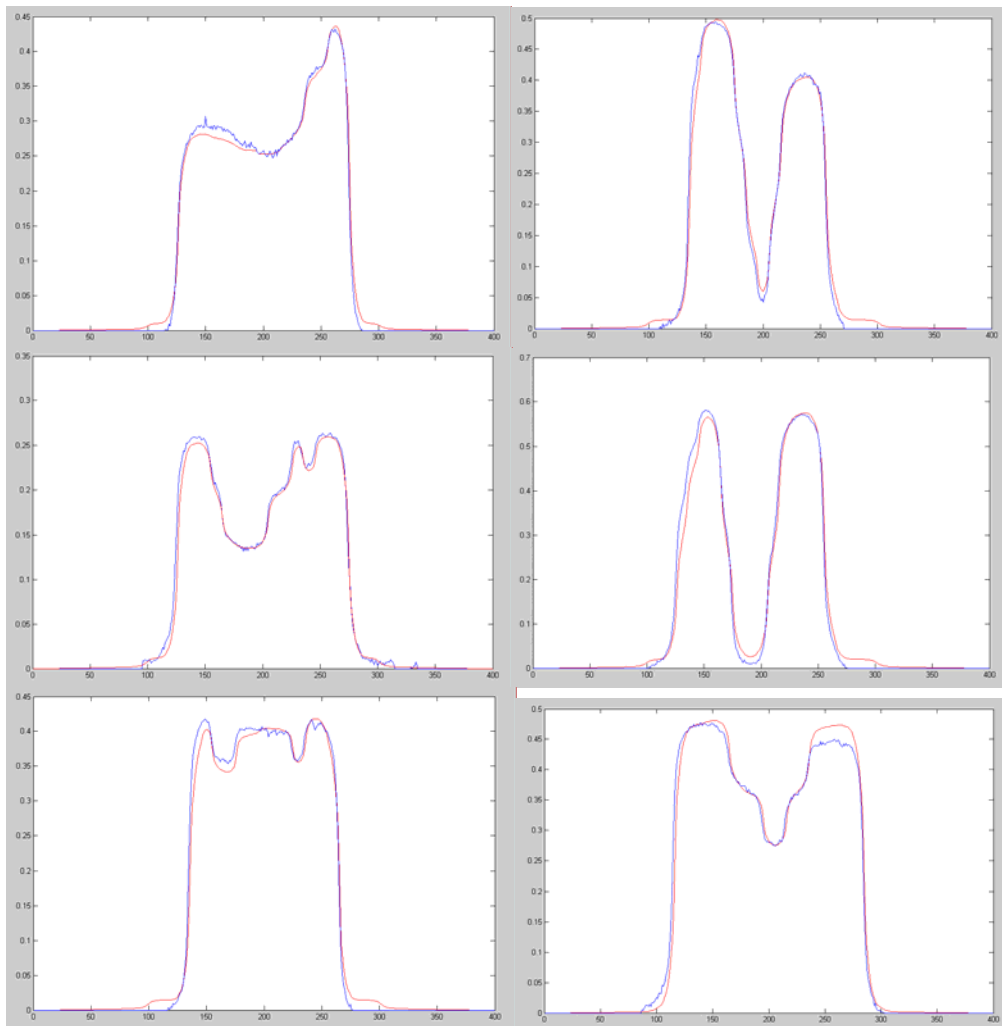


Figura 4.13. Comparación entre los cálculos realizados con nuestro algoritmo (color rojo), medidas con placa EDR con tiempo de tratamiento clínico (azul) para seis campos diferentes. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

En la figura 4.13 se representa la comparación. Las medidas representadas en esta figura fueron tomadas con película EDR2, irradiada durante un tiempo similar al empleado clínicamente. Pese a las objeciones puestas en el párrafo anterior a esta combinación película – tiempo, el ajuste con nuestros cálculos es bastante bueno. Esta concordancia nos permitió ser muy optimistas con el modelo que hemos desarrollado.

A continuación se van a comparar nuestros cálculos con medidas tomadas con placa EDR2 con el triple de tiempo de irradiación, con película XOMatV y con LDA.

4.2.5 Comparación de los cálculos de nuestro algoritmo con las medidas empleando placa EDR2 con triple de tiempo de irradiación

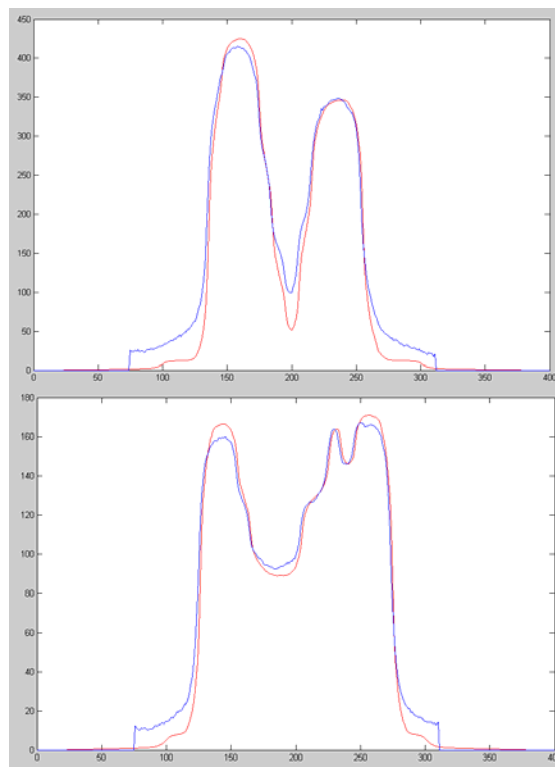


Figura 4.14. En rojo se representan nuestros cálculos, en azul las medidas con placa EDR2 y tiempo de irradiación triple. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Vemos que la concordancia de las medidas con nuestros cálculos empeora. Debido a que la placa XOMatV, los diodos y la placa EDR2 irradiada el triple coinciden muy bien, hemos concluido que estas medidas son más fiables que las de la placa EDR2 irradiada un tiempo del orden del empleado clínicamente. La diferencia puede deberse a que, en este último caso, la densidad óptica registrada en la placa y que ha sido convertida a dosis a través de una tabla de calibración es del orden del valor del primer escalón de la tabla. Por tanto, puede haber puntos cuya densidad esté entre el fondo y el primer escalón, lo que hace que el error en el valor final de la dosis sea más grande.

4.2.6 Comparación de los cálculos de nuestro algoritmo con medidas tomadas con “array” de diodos

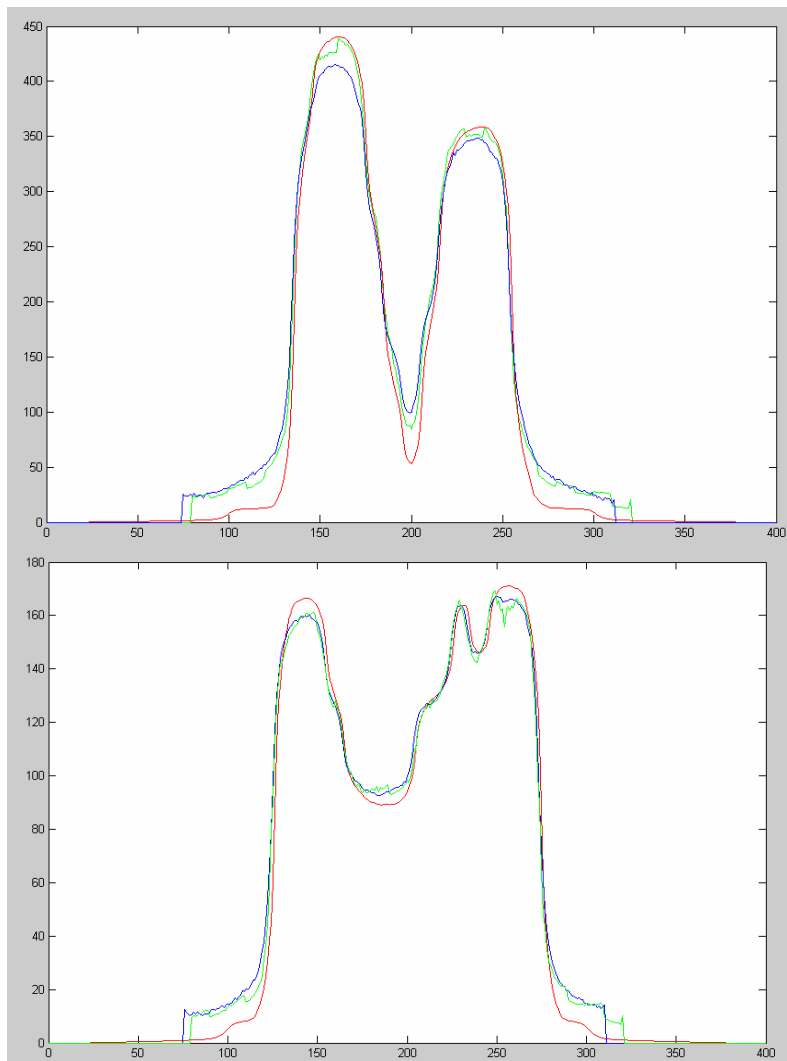


Figura 4.15. En rojo se representan nuestros cálculos; en azul, las medidas con placa EDR y tiempo de irradiación triple y en verde las medidas tomadas con “array” de diodos. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Nuestros cálculos, que coincidían muy bien con la lectura de la placa EDR2 irradiada a tiempos del orden de los empleados clínicamente, han perdido acuerdo con las nuevas medidas, más fiables. A nuestro optimismo inicial sucede ahora un optimismo más moderado: hemos visto que el algoritmo funciona, pero precisa de unos ajustes. Queda pendiente, y lo discutiremos en las conclusiones, dirimir qué placa y qué tiempo de irradiación es el más adecuado para refinar la obtención del *kernel* a aplicar en los cálculos.

4.2.7 Comparación de los cálculos de nuestro algoritmo con medidas tomadas con placa XOmatV

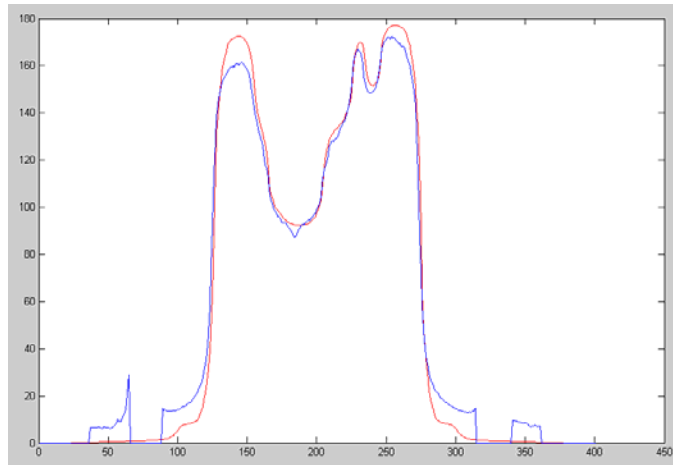


Figura 4.16. Comparación de nuestros cálculos, en rojo, con medidas tomadas con placa XOmatV. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Se comprueba, una vez más, que nuestros cálculos no coinciden con las medidas tomadas con placa XOmatV tan bien como con la placa EDR2 irradiada durante tiempos “clínicos”.

4.2.8 Comparación de los cálculos de nuestro algoritmo con los cálculos realizados por un planificador comercial

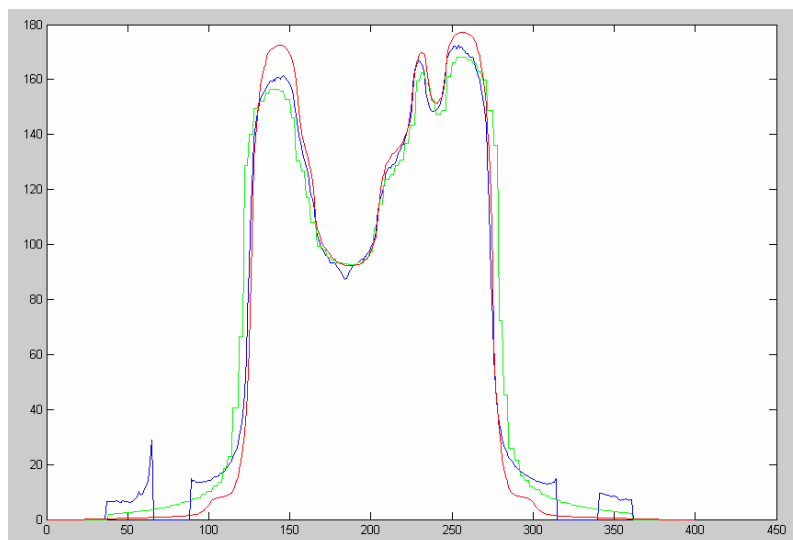


Figura 4.17. En rojo se representan nuestros cálculos; en azul, las medidas tomadas con placa XOmatV, y en verde los cálculos realizados por un planificador comercial. En abscisas tenemos que cada punto corresponde a 1 mm de espaciado, las ordenadas son el valor de la dosis relativo al 100 %.

Se comprueba que el acuerdo entre las medidas y el valor de la dosis calculado por un planificador comercial es algo mejor que el obtenido por nuestro algoritmo. Sin embargo, el orden de magnitud de la diferencia es parecido, lo que nos permite ser optimistas en que nuestro algoritmo funcione tras algunos refinamientos en la técnica de obtención del núcleo (*kernel*) de convolución.

Capítulo 5

Conclusión

El objeto del presente trabajo ha sido el desarrollo de un sistema de verificación de tratamientos en radioterapia con modulación de intensidad. Por un lado hemos planteado el algoritmo para hacer los cálculos a partir del fichero que recibe el acelerador lineal para ejecutar los distintos campos de tratamiento. Por otro lado, es evidente que el cálculo de la dosis de un algoritmo de verificación ha de ser totalmente independiente de los métodos empleados por el software comercial cuyos resultados se quieren validar. Por este motivo hemos planteado la necesidad de obtener los núcleos (*kernels*) de convolución de una manera totalmente distinta. La mayor parte de los programas comerciales calculan los *kernels* a partir de simulaciones por Montecarlo, en nuestro caso hemos elegido el método de deconvolución para obtener los núcleos a partir de medidas experimentales.

Hasta ahora hay muy poca literatura acerca del método de deconvolución: únicamente el artículo de Chui y Mohan de 1988 explora esta técnica. Aunque hace referencia a algunos trabajos anteriores, éstos no son concluyentes, al describir los problemas que han tenido diversos grupos de investigadores para obtener resultados aceptables. El método propuesto por Chui y Mohan es aplicable únicamente a campos grandes, donde es válida la aproximación de Fermi. Fundamentalmente, su trabajo consiste en factorizar el *kernel* en dos componentes, cada una de las cuales reproduce el comportamiento del *kernel* en una dirección. Esto es válido lejos de las esquinas del campo. En el problema que nos ocupa, que consiste en calcular la dosis en una distribución donde hay modulación de intensidad, el campo de radiación puede considerarse como compuesto por multitud de “campitos” (*beamlets*) del orden de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Es preciso, por tanto, caracterizar muy bien el *kernel* en dos dimensiones. Este problema nos ha llevado a desarrollar la técnica de deconvolución a partir de

distribuciones circulares de dosis empleando la transformada de Hankel de orden cero. Este desarrollo supone el punto más novedoso de nuestro trabajo.

Vamos a presentar nuestras conclusiones en dos aspectos: las relativas al proceso de obtención del *kernel* a través de la transformada de Hankel de orden cero y las relativas al algoritmo completo de verificación de cálculos en radioterapia con intensidad modulada. Posteriormente, dedicaremos una última sección a enumerar algunas futuras líneas de investigación en este área.

5.1 Conclusiones acerca del proceso de obtención del núcleo (*kernel*) de convolución

En el contexto más general de desarrollo de un sistema de cálculo, hemos presentado un método para la obtención del *kernel* de convolución a aplicar en un algoritmo tipo *pencil beam*. La principal novedad estriba en el uso de la transformada de Hankel de orden cero a partir de una distribución de dosis con simetría de revolución, en concreto hemos empleado una distribución circular. La principal conclusión es que es posible generar con esta técnica núcleos de convolución bidimensionales suficientemente precisos como para representar adecuadamente el comportamiento del haz en condiciones de modulación de intensidad.

Esta técnica supone un avance claro respecto a lo conocido hasta ahora. Además, en el contexto de un algoritmo de verificación independiente de cálculos, permite generar los núcleos de convolución de una manera totalmente independiente a los tradicionales métodos de Montecarlo. Mientras éstos simulan el acelerador y el haz de radiación, la técnica de deconvolución permite obtener el *kernel* a partir de medidas experimentales.

En un orden más específico, hemos concluido que la distribución de dosis debe ser medida con placa radiográfica y promediada a partir de 360 perfiles radiales. En cuanto al tipo de placa, hemos empleado XOmatV de Kodak. La placa EDR2 de Kodak nos parece válida también. Un punto pendiente es el número de unidades de monitor a emplear para irradiar la placa, aunque parece clara la conclusión de que sean cuantas más, mejor, siempre y cuando no se sature la película.

5.2 Conclusiones acerca del sistema de verificación de cálculos en radioterapia con intensidad modulada

Hemos desarrollado un sistema de verificación de los cálculos en condiciones de intensidad modulada. El formalismo empleado es robusto y nos ha permitido llegar a un acuerdo razonable con los datos experimentales. Es preciso refinar ligeramente todo el proceso de cálculo. Aunque los resultados iniciales al comparar nuestros cálculos con medidas con película EDR2 irradiada durante el tiempo de tratamiento del paciente fueron muy esperanzadores, posteriormente comprobamos que, empleando otros detectores, o la misma placa irradiada durante más tiempo, el ajuste, aunque seguía siendo razonable, empeoraba. En cualquier caso, el orden de magnitud de los errores es similar al de los errores de un software comercial. Esto nos permite ser optimistas

acerca de la aplicabilidad de nuestro formalismo en el contexto clínico. Adicionalmente, nuestro sistema presenta la ventaja de ser fácilmente transportable a cualquier hospital: tan solo es necesario hacer una medida de dosis en placa radiográfica y disponer del software capaz de calcular las transformadas de Hankel de orden cero y posteriormente, calcular la dosis empleando el *kernel* resultante. Claramente supone en particular una ventaja sobre los métodos de Montecarlo para generar los núcleos de convolución, puesto que éstos precisan, aparte del hardware capaz de ejecutar Montecarlo de manera eficiente y rápida, de científicos que conozcan bien estos métodos y sean capaces de simular los aceleradores y los haces de radiación.

En un orden más específico, concluimos que la placa a elegir para medir distribuciones de campos individuales ha de ser la XOMatV, o la EDR2 irradiada durante tiempos más largos. Hemos empleado el “array” de diodos para validar las medidas con película y el acuerdo empleado con las combinaciones placa – tiempo indicados es aceptable.

5.3 Futuras líneas de investigación

Hay una serie de puntos en los que nuestro algoritmo puede ser mejorado y podrían ser, por tanto, objeto de investigación posterior. En primer lugar, en una versión posterior se podría reproducir la dispersión del cabezal. Algunos detalles acerca de este punto se han presentado ya en apartados anteriores. El modelado de la fuente secundaria lo haríamos a través de una función gaussiana.

Introduciendo la dispersión en el cabezal del acelerador en la fluencia en campo abierto sería posible separar la penumbra geométrica de la penumbra física, y obtener un *kernel* que únicamente tuviese en cuenta esta última. Para ello sería preciso medir dos distribuciones de dosis circulares a dos distancias diferentes de la fuente virtual. De esta doble medida se podría inferir la penumbra geométrica y separarla de la penumbra física, que es la única fuente de penumbra de la que debe dar razón el *kernel*. Esto conduciría a unos cálculos más exactos.

Otro punto sería comparar las matrices de dosis en lugar de algunos perfiles. Tenemos ya la dosis calculada en matrices bidimensionales; tan solo con un programa que calculase la diferencia de dosis entre puntos localizados en la misma posición, así como la distancia entre puntos correspondientes al mismo nivel de dosis (este criterio es válido en zonas de alto gradiente de dosis) podríamos lograr este objetivo. Este criterio que combina valor de dosis en un punto al mismo tiempo que variación en distancia correspondiente a un nivel de dosis recibe el nombre de criterio del índice gamma. Adicionalmente, la comparación se podría hacer entre valores absolutos de la dosis, en lugar de entre distribuciones relativas, como hemos hecho, debido a la manera de trabajar del software empleado.

También podríamos refinar el algoritmo en el punto en que se remuestrea el *kernel*. Éste se obtiene a partir de una distribución lineal de puntos equiespaciados 0,2 mm, y posteriormente se remuestrea a pasos de 1 mm. Este proceso ha de ser revisado de tal forma que no se modifique la escala del *kernel* al hacer este paso. En el formalismo que hemos empleado esto no es demasiado relevante puesto que el cálculo

de la dosis debido a la modulación de intensidad se hace a través de un cociente de convoluciones donde el mismo *kernel* aparece en el numerador y en el denominador.

El proceso de obtención del *kernel* puede ser revisado y refinado. Probablemente modificando el proceso de interpolación al calcular el perfil promedio lleguemos a un núcleo de convolución más suave.

Por último, queremos indicar que el proceso de calibración y medida de distribuciones, tanto circulares como con intensidad modulada, también puede ser revisado. Concretamente, hay que investigar si la calibración de la placa EDR2 cuando se emplea para medir campos modulados con el tiempo de exposición igual al tiempo “clínico” influye en que las distribuciones sean más abruptas. El primer punto sería investigar si eso es debido a que la tabla de calibración tiene el primer escalón con un nivel de densidad óptica comparable al de las placas de los campos modulados. Además, en los resultados presentados hemos comparado perfiles “relativos” de dosis, es decir, hemos elegido un punto en los perfiles a comparar en el cual el nivel de dosis lo hemos supuesto igual en ambos, y a partir de ahí hemos comparado el resto de la distribución. Esto se debe principalmente a que el software empleado para analizar la placa radiográfica trabaja de esta manera. En una versión posterior trataremos de comparar los valores absolutos de las dosis, empleando el índice gamma.

Hemos citado brevemente los puntos más significativos donde se podría mejorar nuestro algoritmo. También hay bastantes detalles de menor entidad, que no afectan al núcleo fundamental de nuestro desarrollo, y que no se han enumerado a fin de no hacer la exposición excesivamente prolija.

Referencias

Ahnesjö A, Andreo P y Brahme A 1987 "Calculation and application of point spread functions for treatment planning with high energy photon beams" *Acta Oncol.* **26** 49-56.

Ahnesjö A 1989 "Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media" *Med. Phys.* **16** 577-592.

Ahnesjö A, Saxner M y Trepp A 1992 "A pencil beam model for photon dose calculations" *Med. Phys.* **19** 263-273.

Ahnesjö A 1994 "Analytic modelling of photon scatter from flattening filters in photon therapy beams" *Med. Phys.* **21** 1227-1235.

Ahnesjö A 1995 "Collimator scatter in photon therapy beams" *Med. Phys.* **22** 267-278.

Ahnesjö A y Aspradakis M M 1999 "Dose calculations for external photon beams in radiotherapy" *Phys. Med. Biol.* **44** R99-R155.

Attix F H 1986 "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry" John Wiley and Sons.

Björngård B E y Shackford H 1994 "Attenuation in high energy x-ray beams" *Med. Phys.* **21** 1069-1073.

Björngård B E, Vadash P y Zhu T 1995 "Doses near the surface in high energy x-ray beams" *Med. Phys.* **22** 465-468.

Björngard B E, y Vadash P 1995 “Analysis of central-axis doses for high-energy x rays” *Med. Phys.* **22** 1191-1195.

Bortfeld T, Schlegel W y Rhein B 1993 “Decomposition of pencil beam kernels for fast dose calculations in three-dimensional treatment planning” *Med. Phys.* **20** 311-318

Boyer A y Mok E 1985 “A photon dose distribution model employing convolution calculations” *Med. Phys.* **12** 169-177.

Boyer A y Mok E 1986 “Calculation of photon dose distributions in an inhomogeneous medium using convolutions” *Med. Phys.* **13** 503-509.

Boyer A, Zhu Y, Wang L y Francois P 1989 “Fast Fourier transform convolution calculations of x-ray isodose distributions in homogeneous media” *Med. Phys.* **16** 248-253.

Bracewell R. N. 2000 “The Fourier Transform and its applications” (3rd ed., revised). McGraw-Hill.

Byrne J y Lambert G 2004 “A generalized extension to the Hounsell-Wilkinson head scatter model” *Phys. Med. Biol.* **49** N277-N285.

Ceberg C P, Björngard B E y Zhu T C 1996 “Experimental determination of the dose kernel in high-energy x-ray beams” *Med. Phys.* **23** 505-511.

Childress N L, Salehpour M, Dong L, Bloch C, White R A y Rosen I I 2005 “Dosimetric accuracy of Kodak EDR2 film for IMRT verifications” *Med. Phys.* **32** 539-548.

Chui C y Mohan R 1988 “Extraction of pencil beam kernels by the deconvolution method” *Med. Phys.* **15** 138-144.

Chui C, LoSasso T y Spirou S 1994 “Dose calculation for photon beams with intensity modulation generated by dynamic jaw or multileaf collimations” *Med. Phys.* **21** 1237-1244.

Chui C, LoSasso T y Palm A 2003 “Computational Algorithms for Independent Verification of Intensity Modulated Radiation Therapy”, in “A Practical Guide to Intensity Modulated Radiation Therapy”, Memorial Sloan-Kettering Cancer Center, Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin.

Dunscombe P B y Nieminen J M 1992 “On the field-size dependence of relative output from a linear accelerator” *Med. Phys.* **19** 1441-1444.

Esthappan J, Mutic S, Harms W B, Dempsey J F y Low D A 2002 “Dosimetry of therapeutic photon beams using an extended dose range film” *Med. Phys.* **29** 2438-2445.

Evans R D 1955 “The atomic nucleus” McGraw-Hill.

Haus A G, Dickerson R E, Huff K E, Monte S, Schlager B A, Atanas M y Matloubieh A 1997 "Evaluation of a cassette-screen-film combination for radiation therapy portal localization imaging with improved contrast" *Med. Phys.* **24** 1605-1608.

Helax AB 1998 "Dose formalism and models in Helax-TMS" Helax AB, Uppsala, Suecia.

Hounsell A R y Wilkinson J M 1997 "Head scatter modelling for irregular field shaping and beam intensity modulation" *Phys. Med. Biol.* **42** 1737-1749.

ICRU 1998 "Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation" ICRU Report n° 60.

Jiang S B, Boyer A L y Ma C M 2001 "Modeling the extrafocal radiation and monitor chamber backscatter for photon beam dose calculation" *Med. Phys.* **28** 55-65.

Johns H E y Cunningham J R 1983 "The Physics of Radiology" Charles C Thomas. Springfield, Illinois.

Karzmark C J, Nunan C S y Tanabe E 1993 "Medical Electron Accelerators" McGraw-Hill.

Khan F M 1994 "The Physics of Radiation Therapy" (2nd ed.) Williams and Wilkins. Baltimore.

Klevenhagen S 1993 "Physics and Dosimetry of Therapy Electron Beams" Medical Physics Publishing.

Knoll G F 2000 "Radiation Detection and Measurement" John Wiley and Sons.

Kung J H, Chen G T Y y Kuchnir F K 2000 "A monitor unit verification calculation in intensity modulated radiotherapy as a dosimetry quality assurance" *Med. Phys.* **27** 2226-2230.

Loevinger R 1981 "A formalism for calculation of absorbed dose to a medium from photon and electron beams" *Med. Phys.* **8** 1-12.

Mackie T R, Scrimger J W y Battista J J 1985 "A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays" *Med. Phys.* **12** 188-196.

Mackie T R, Bielajew A F, Rogers D W O y Battista J J 1988 "Generation of photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code" *Phys. Med. Biol.* **33** 1-20.

McGinley P H 2002 "Shielding techniques for radiation oncology facilities" (2nd ed.) Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin.

Mohan R, Chui C y Lidofsky L 1985 "Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators" *Med. Phys.* **12** 592-597.

- Mohan R, Chui C y Lidofsky L 1986 “Differential pencil beam dose computation model for photons” *Med. Phys.* **13** 64-73.
- Mohan R y Chui C 1987 “Use of fast Fourier transforms in calculating dose distributions for irregularly shaped fields for three-dimensional treatment planning” *Med. Phys.* **14** 70-77.
- Olch A J 2002 “Dosimetric performance of an enhanced dose range radiographic film for intensity-modulated radiation therapy quality assurance” *Med. Phys.* **29** 2159-2168.
- Ongaro C, Zanini A, Nastasi U, Ródenas J, Ottaviano G y Manfredotti C 2000 “Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators” *Phys. Med. Biol.* **45** L55-L61.
- Papanikolaou N, Mackie T R, Meger-Wells C, Gehring M y Reckwerdt P 1993 “Investigation of the convolution method for polyenergetic spectra” *Med. Phys.* **20** 1327-1336.
- Papiez L y Battista J J 1994 “Radiance and particle fluence” *Phys. Med. Biol.* **39** 1053-1062.
- Storchi P y Woudstra E 1996 “Calculation of the absorbed dose distribution due to irregularly shaped photon beams using pencil beam kernels derived from basic beam data” *Phys. Med. Biol.* **41** 637-656.
- Storchi P R M, Van Battum L J y Woudstra E 1999 “Calculation of a pencil beam kernel from measured photon beam data” *Phys. Med. Biol.* **44** 2917-2928.
- Watanabe Y 2001 “Point dose calculations using an analytical pencil beam kernel for IMRT plan checking” *Phys. Med. Biol.* **46** 1031-1038.
- Xing L, Chen Y, Luxton G, Li J G y Boyer A L 2000 “Monitor unit calculation for an intensity modulated photon field by a simple scatter-summation algorithm” *Phys. Med. Biol.* **45** N1-N7.
- Yang Y, Xing L, Boyer A L, Song Y y Hu Y 2002 “A three-source model for the calculation of head scatter factors” *Med. Phys.* **29** 2024-2033.
- Yang Y, Xing L, Li J G, Palta J, Chen Y, Luxton G y Boyer A 2003 “Independent dosimetric calculation with inclusion of head scatter and MLC transmission for IMRT” *Med. Phys.* **30** 2937-2947.
- Zhu X R, Jursinic P A, Grimm D F, López F, Rownd J J y Gillin M T 2002 “Evaluation of Kodak EDR2 film for dose verification of intensity modulated radiation therapy delivered by a static multileaf collimator” *Med. Phys.* **29** 1687-1692.
- Zhu X R y Gillin M T 2005 “Derivation of the distribution of extrafocal radiation for head scatter factor calculation” *Med. Phys.* **32** 351-359.