

T 9/41

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 1-8-02
ENTRADA NUM. 2402

UNIVERSIDAD DE GRANADA

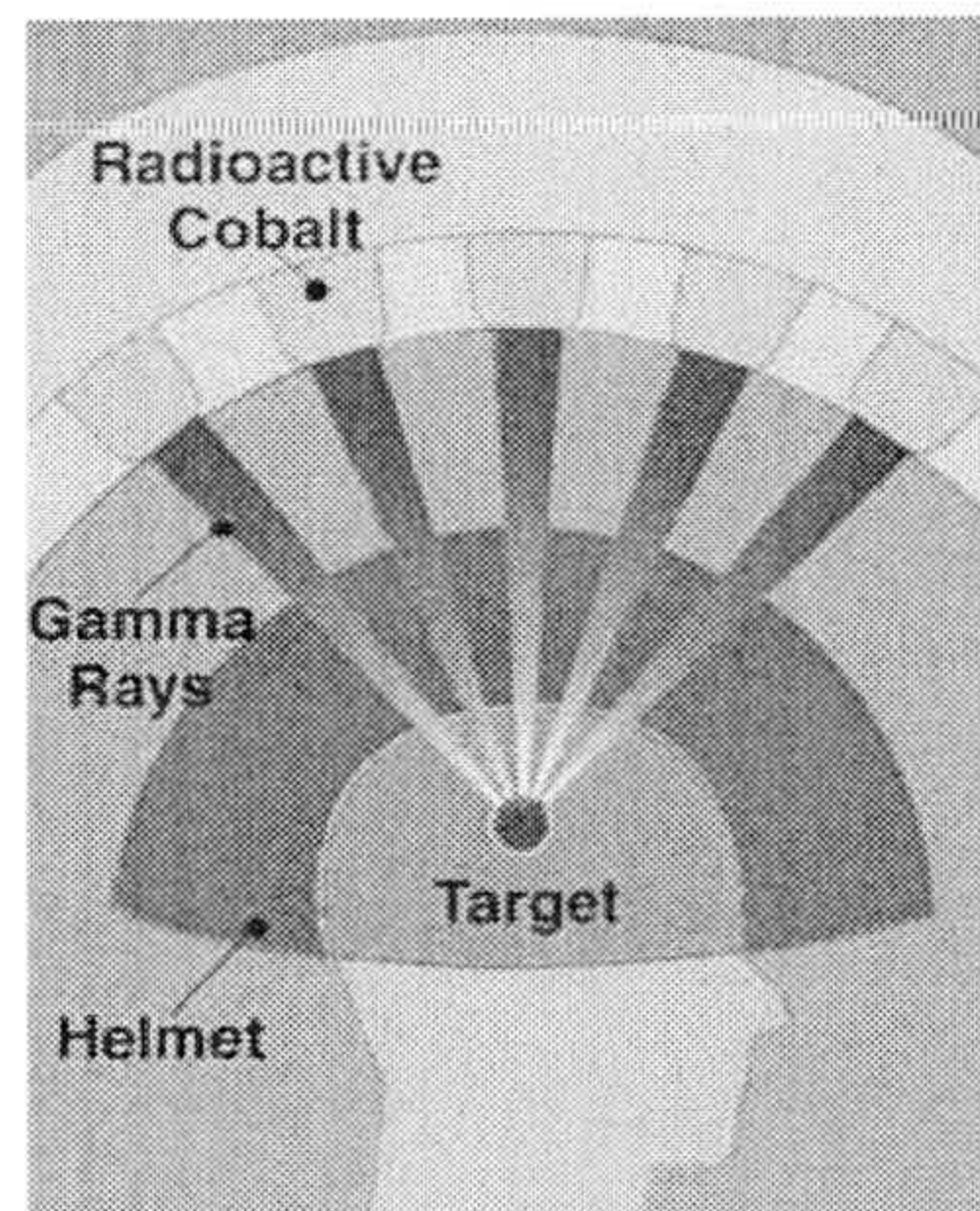
DEPARTAMENTO DE FÍSICA MODERNA

ESTUDIO MONTE CARLO DE LA DOSIMETRÍA DEL GAMMA KNIFE®

Feras M.O. Al-Dweri

Tesis Doctoral

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
N.º Documento 515034665
N.º Copia 16267394



Granada, julio de 2003

UNIVERSIDAD DE GRANADA
22 JUL. 2003
COMISION DE DOCTORADO

Antonio M. Lallena Rojo, Doctor en Ciencias Físicas y Catedrático de Universidad de Física Atómica, Molecular y Nuclear del Departamento de Física Moderna de la Universidad de Granada

MANIFIESTA:

Que la presente Memoria titulada “ESTUDIO MONTE CARLO DE LA DOSIMETRÍA DEL GAMMA KNIFE[®]”, ha sido realizada por Feras M.O. Al-Dweri bajo mi dirección en el Departamento de Física Moderna de la Universidad de Granada.

Granada, 18 de julio de 2003



Fdo.: Antonio M. Lallena Rojo

MEMORIA presentada por FERAS M.O. AL-DWERI para optar al Grado de Doctor en Ciencias Físicas por la Universidad de Granada.



Fdo.: Feras M.O. Al-Dweri

A mis padres

A la memoria de mis tíos Shaeka y Abdalah

No tengo suficientes palabras para agradecer, todo el apoyo tanto personal, como académico y moral, que me ha ofrecido Antonio, y por su sincera amistad, ya que desde el principio me trató como un verdadero amigo. Gracias Antonio de corazón.

Me gustaría agradecer a mis compañeros y amigos Manolo y Damián toda la confianza y ayuda que me han prestado y, especialmente, a mi amiga Rosario por el apoyo recibido.

Igualmente quisiera también dar las gracias a todos los compañeros del Departamento de Física Moderna por toda la atención recibida.

Gracias sobre todo a mi familia de Jordania, por el apoyo y el ánimo recibido de su parte y, especialmente, a mi hermano Kalid, darle las gracias por ayudarme en mis primeros pasos en España. Y a Hussein y Khaldoon por acompañarme en los momentos más difíciles y buenos durante mi estancia en España, Gassim. A Zaid, Kulod, Rami y Faris gracias también.

Por último quisiera agradecer a la Agencia Española de Cooperación Internacional, a la Universidad de Granada, al Departamento de Física Moderna y al Grupo FQM0225 de la Junta de Andalucía su financiación para realizar el trabajo aquí expuesto.

Gracias a todos.

Índice general

Introducción	5
1. Descripción del Leksell Gamma Knife[®]	9
1.1. Descripción general	9
1.2. Geometría de los elementos relevantes	11
1.2.1. Cuerpo de la fuente	11
1.2.2. Cuerpo central	16
1.2.3. Casco	16
1.3. Geometrías de simulación	17
2. El código de simulación Monte Carlo PENELOPE	19
2.1. Códigos de simulación Monte Carlo	19
2.2. PENELOPE	20
2.2.1. Simulación de eventos.	20
2.2.2. Algunos detalles del código.	21
2.2.3. Materiales.	23
2.2.4. Geometría.	24
2.2.5. Parámetros de la simulación.	25
2.2.6. Versiones del código	26
3. Dosimetría básica	27
3.1. Espectro de ⁶⁰ Co	27
3.2. Fuente puntual de ⁶⁰ Co	28
3.2.1. Emisión β	28
3.2.2. Emisión γ	30
3.3. Parámetros de la simulación	31
3.4. Promedio de la energía de γ_1 y γ_2	33
3.5. Efecto del volumen activo	34

4. Simulación de la fuente individual	39
4.1. Ángulo efectivo de emisión	39
4.2. Características del haz de radiación	41
4.2.1. Espectro de energía	44
4.2.2. Distribución de posiciones	48
4.2.3. Distribución de los ángulos de salida	50
4.3. Distribución de dosis	50
4.4. Estudio de las correlaciones entre las variables de interés	55
4.4.1. Correlaciones $E - \rho$ y $E - \theta$	58
4.4.2. Correlaciones $\rho - \theta$	58
4.4.3. Correlaciones $\phi - x$ y $\phi - y$	58
5. Simplificación del sistema de colimación del Gamma Knife[®]	63
5.1. Colimación matemática del haz	63
5.2. Simulaciones en situación de tratamiento	69
5.3. Factores de salida	76
6. Conclusiones	83
A. Estudio de fuentes extensas simples	87
A.1. Parámetros de la simulación	87
A.2. Simplificación de fuentes extensas	90
B. Simulación detallada de la cápsula y del émbolo	95
C. Resultados para blindaje de wolframio	99
C.1. Ángulo efectivo de emisión	100
C.2. Espectros de energía	100
C.3. Distribución de posiciones	103
C.4. Distribución de ángulos de salida	103
C.5. Distribución de dosis	103
Bibliografía	107

Introducción

La radiocirugía se ha constituido como un procedimiento no invasivo de uso común en los tratamientos de lesiones intracraneales, cancerígenas o no. Quizás, la razón fundamental para ello está en la necesidad de minimizar al máximo los riesgos y daños que la cirugía pueda producir en los tejidos circundantes a la lesión y que suelen tener de carácter crítico. Lesiones como la epilepsia, las malformaciones arteriovenosas intracraneales, los adenomas de la pituitaria, los craneofaringiomas, los tumores de la región pineal, los neurinomas acústicos y otras neoplasias cerebrales, son las indicadas para su tratamiento con este tipo de técnicas.

En general los procedimientos son indoloros, con reducidos efectos secundarios, y se realizan bajo anestesia local con sedación suave. Aunque el procedimiento entero necesita varias horas, la irradiación se realiza en un tiempo de entre unos minutos y una hora, según cada caso particular. El riesgo de complicación quirúrgica es evidentemente muy reducido y el paciente puede seguir su vida normal desde, prácticamente, el día siguiente al de tratamiento.

El Leksell Gamma Knife[®] es un instrumento que permite realizar este tipo de tratamientos [1]. La base del mismo es la utilización de un conjunto numeroso de fuentes de ^{60}Co dispuestas de forma tal que es posible impartir una dosis de radiación elevada a la zona de tratamiento, reduciendo considerablemente la irradiación de las zonas adyacentes.

Los tratamientos de radiocirugía pueden llevarse a cabo también utilizando aceleradores de electrones, que presentan algunas ventajas obvias sobre los instrumentos en los que, como en el Leksell Gamma Knife[®], se utilizan radionúclidos. No obstante, el conocimiento detallado que se tiene acerca de la dosimetría de las fuentes como el ^{60}Co , la estabilidad de las mismas desde todos los puntos de vista, etc., constituyen características que pueden ser de gran importancia en este tipo de tratamientos.

Otro aspecto de interés en este sentido es la revisión de las cuestiones dosimétricas del Gamma Knife[®]. Existe un continuo intercambio de información entre los distintos centros hospitalarios en los que se dispone de dicho instrumento y la empresa comercializadora, y esto permite controlar la reproducibilidad de su comportamiento.

La bibliografía relativa al Gamma Knife[®] es relativamente numerosa a partir de 1990. En alguno de los primeros trabajos al respecto, Wu et al. [2] analizaron la física básica del instrumento y el procedimiento de operación del mismo, prestando atención a la precisión mecánica y al alineamiento de la radiación. Además llevaron a cabo la calibración de los

haces usando cámaras de ionización en maniquíes, diodos, película y TLD de LiF para la dosimetría. Esto les permitió, entre otras cosas, establecer que las penumbras de los haces son muy reducidas.

De entre las publicaciones iniciales cabe mencionar también el trabajo de Flickinger et al. [3], que desarrollaron un sistema de planificación adaptado para minimizar tiempos, en el caso de tratamientos que requieran dos o más isocentros, y confirmaron la validez de las planificaciones mediante dosimetría con película.

Una parte importante de las publicaciones hace referencia a los planificadores. El Gamma Knife[®] viene acompañado del GammaPlan[®], que es un sistema de planificación específicamente diseñado para los cálculos dosimétricos a partir de imágenes tomográficas y de proyección. Los algoritmos utilizados son de tipo semi-empírico y bastante simplistas. Hacen uso de un perfil de haz conocido junto con una atenuación lineal constante a través del tejido. Se considera que los campos irradiados son lo suficientemente pequeños como para que sólo sea necesario considerar la radiación primaria, incluyéndose la radiación dispersada únicamente en las magnitudes determinadas fuera del eje del haz. Además, GammaPlan[®] considera que el blanco está compuesto de un único material con densidad unidad [2, 4]. Evidentemente, y aún asumiendo que el tejido cerebral es relativamente homogéneo, la presencia de cavidades de aire, con baja densidad, o del propio cráneo, con alta densidad, en la trayectoria seguida por la radiación, hace que puedan producirse perturbaciones no despreciables respecto de las determinaciones de GammaPlan[®].

La necesidad de asegurar la calidad del proceso es pues más que evidente. En este sentido cabe mencionar los trabajos de Luo et al. [5], Leichtman, Aita y Goldman [6] y Zhang et al. [7], que diseñaron procedimientos de automatización de las planificaciones basados en técnicas de computación flexible. La comprobación de los resultados en distintas situaciones reales de tratamiento permitió validar estos procedimientos de optimización de la planificación.

Por otro lado, Marcu et al. [8] y Tsai et al. [9] desarrollaron sendos métodos analíticos para una verificación independiente del sistema de planificación GammaPlan[®], en lo que al control de la dosimetría del Gamma Knife[®] se refiere.

Sin embargo, la necesaria comparación con medidas experimentales choca con las dificultades técnicas que tales medidas suelen presentar, fundamentalmente en casos como éste, en el que se trabaja con haces extremadamente pequeños.

Como alternativa en este sentido surge la posibilidad de utilizar las técnicas de simulación Monte Carlo que, como ha sido ampliamente demostrado (ver, por ejemplo, las Refs. [10, 11]) permiten una precisa determinación de las dosis, incluso en regiones donde el equilibrio electrónico no existe.

En cuanto a la dosimetría del Gamma Knife[®] existen numerosos trabajos basados en las técnicas Monte Carlo. Cabe destacar los del grupo de Cheung y colaboradores que han determinado los perfiles de dosis para un haz individual [12] y los perfiles de dosis en varias situaciones de tratamiento, comparando los cálculos Monte Carlo con medidas

experimentales realizadas con película GafChromic [13, 14]. Las simulaciones fueron realizadas con el código EGS4, llevándose a cabo una comparación con las predicciones del GammaPlan[®]. Estos autores no dan detalles acerca de las geometrías utilizadas en la simulación. Por otra parte, Xiaowei y Chunxiang [15] calcularon también la distribución de dosis en un maniquí esférico mediante EGS4, si bien consideraron una geometría muy simplificada, debido a que no disponían de datos acerca de la geometría del instrumento.

La conclusión fundamental de esta serie de trabajos fue que las predicciones del GammaPlan[®] eran correctas en el caso de que se utilizara un maniquí homogéneo. Sin embargo, en un trabajo posterior, Cheung y colaboradores [16], estudiando las distribuciones de dosis para la irradiación de medios materiales con varias interfases, encontraron discrepancias de hasta el 25 % entre las determinaciones Monte Carlo y las predicciones del sistema de planificación.

Otros aspectos de importancia en la práctica de tratamientos, como los factores de salida, fueron calculados de forma analítica por Nizin [17] y mediante simulación Monte Carlo en las Refs. [18] y [19]. En este último trabajo, el factor de salida para el casco de 4 mm se determina también experimentalmente mediante película radiográfica. Recientemente Tsai y colaboradores [20] han determinado el factor de salida de este casco utilizando distintos detectores, como diodos de silicio, película y TLD.

En otros trabajos [21] se estudian cuestiones relativas al diseño y construcción del *bunker* en el que se instala el Gamma Knife[®].

Un estudio bastante completo es el realizado en la Universidad de Indiana por Moskvina et al. [22]. Utilizando PENELOPE (v. 2000), han llevado a cabo el análisis de la dosimetría de una fuente individual del Gamma Knife[®], determinando la distribución de las partículas a la salida de los distintos elementos del sistema colimador, la tasa de dosis para varias configuraciones de las fuentes, utilizando un maniquí de agua que simula la cabeza del paciente, y los factores de salida. Los resultados permiten validar este código para la simulación del Gamma Knife[®]. Los detalles respecto a las geometrías consideradas son, sin embargo, escasos.

En este trabajo hemos realizado también un detallado estudio de la dosimetría del Leksell Gamma Knife[®] mediante simulación Monte Carlo, pero con algunas diferencias básicas respecto del trabajo de Moskvina et al. [22]. En primer lugar, hemos partido de una descripción lo más detallada posible de la geometría de la fuente y del sistema de colimación, que en [22] se consideraba a nivel, al menos aparentemente, bastante simplificado. Los detalles se discuten en el Capítulo 1 de la presente memoria. Por otro lado, hemos utilizado la versión 2001 del código PENELOPE [23]. Algunos detalles relevantes de este código los describimos en el Capítulo 2.

Moskvina et al. [22] realizan la simulación en dos pasos, primero, estudiando el espacio de fases a la salida de los colimadores, para, a continuación, realizar la simulación del proceso de depósito energético en el maniquí. Nosotros hemos tratado de estudiar, fundamentalmente, las posibilidades de simplificación de los distintos elementos del Gamma Knife[®]. En el Capítulo 3 se muestran los resultados obtenidos en la simulación de los

procesos básicos que tienen lugar en este instrumento, en particular los relacionados con la desintegración del ^{60}Co , y el comportamiento de la radiación emitida en los distintos materiales usados en la construcción del mismo. El Capítulo 4 está dedicado al estudio de los aspectos más relevantes relacionados con la dosimetría correspondiente a una fuente individual. Así, se estudia el ángulo efectivo de emisión, se analizan los espectros de energía y las distribuciones espaciales y angulares de partículas en las distintas etapas del sistema de colimación y se discuten las correlaciones existentes entre las variables relevantes del problema.

El Capítulo 5 está dedicado al análisis de la simplificación de todo el sistema de colimación en términos de una “colimación matemática” basada en la consideración de las fuentes como puntuales y en la que los elementos colimadores se sustituyen por un muestreo de un cierto ángulo sólido dependiente de la apertura de cada colimador final. Además de comparar los resultados que se obtienen en este caso con los correspondientes a la simulación realista, se realizan varias simulaciones de diferentes configuraciones de las 201 fuentes y distintos cascos, y se comparan con los resultados de la literatura.

En el Capítulo 6 se establecen las conclusiones de este trabajo.

Algunos resultados relacionados con el problema planteado se discuten en los apéndices. En el Apéndice A se estudian simulaciones correspondientes a fuentes cilíndricas del tipo de las consideradas en el Capítulo 3. En el Apéndice B se analizan en detalle las características de la radiación a la salida del cuerpo de la fuente. Por último, en el Apéndice C se detallan algunos resultados obtenidos con una geometría diferente de la considerada en el Capítulo 1.

Capítulo 1

Descripción del Leksell Gamma Knife[®]

En este capítulo describimos el Leksell Gamma Knife[®] prestando especial atención a los aspectos más relevantes relativos a la geometría del instrumento, que constituyen una cuestión básica para la posterior simulación Monte Carlo del mismo.

1.1. Descripción general

La unidad de radiación Leksell Gamma Knife[®] (GK) fue construida por Leksell (Karolinska Institute, Estocolmo) y Larsson (Universidad de Uppsala) en 1968, a partir de principios generales de radiocirugía estereotáctica desarrollados por los mismos en los primeros años 50 y del sistema estereotáctico para cirugía profunda a cerebro abierto inventado por el primero a finales de la década de los 40. El GK está manufacturado y comercializado por Elekta Instrument S.A. (Ginebra, Suiza).

Se trata de un instrumento de alta precisión que se utiliza para el tratamiento de lesiones intracraneales mediante cirugía estereotáctica no invasiva. Sus características permiten conseguir una irradiación de la zona blanco con altas dosis y, simultáneamente, un fuerte gradiente de dosis, con lo que se minimizan las dosis de radiación que puedan depositarse en las estructuras cerebrales críticas adyacentes.

La Fig. 1.1 muestra una imagen esquemática del GK. Como vemos, consta de una estructura hemiesférica en la que se encuentran 201 fuentes de ^{60}Co (6). Todas las fuentes están colimadas de manera que los haces de radiación, provenientes de cada una de ellas, convergen con una gran precisión en el punto focal común (F), que se encuentra en el centro de la esfera que constituye la unidad de radiación.

La dosis absorbida por los tejidos cerebrales que rodean el volumen blanco se minimiza debido a la distribución geométrica de las fuentes y al sistema de colimación de cada una de ellas. Éste está compuesto por una serie de canales de haz (5) constituidos por unos

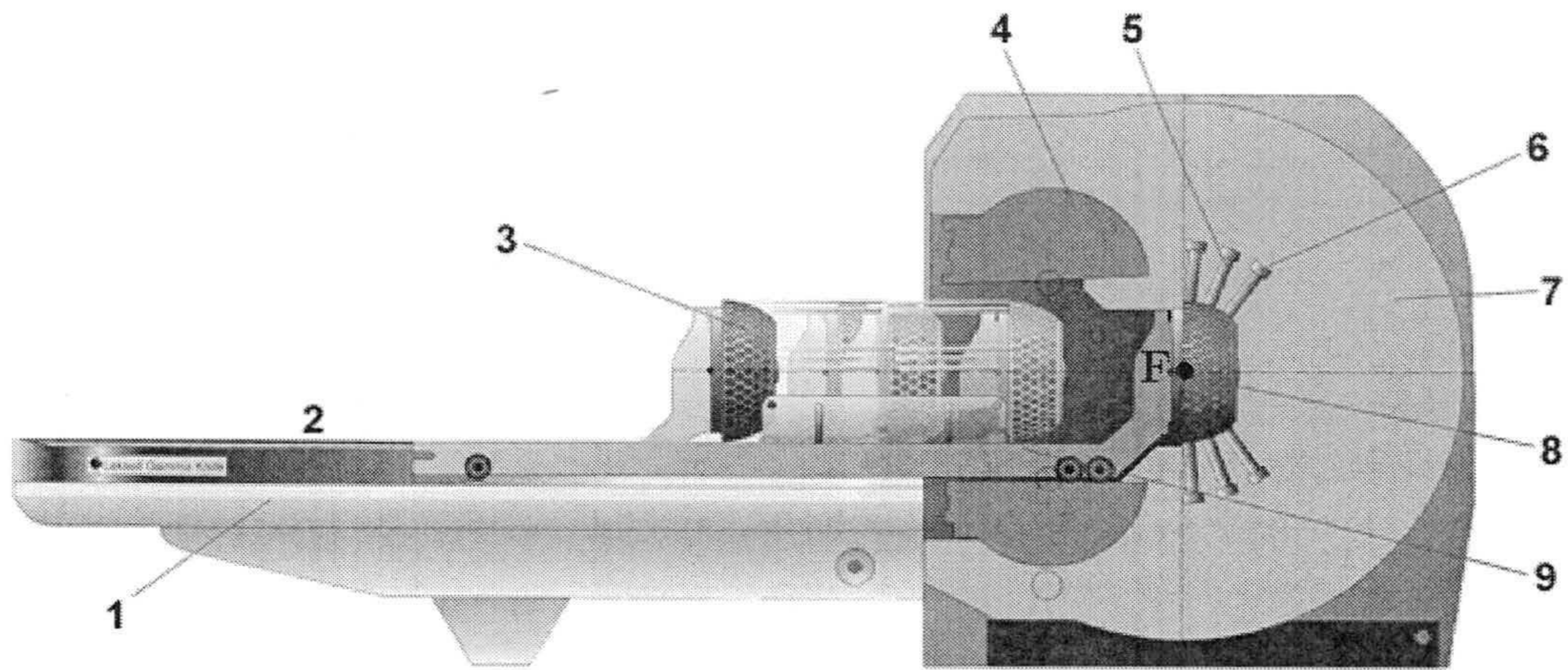


Figura 1.1: Imagen esquemática del GK.

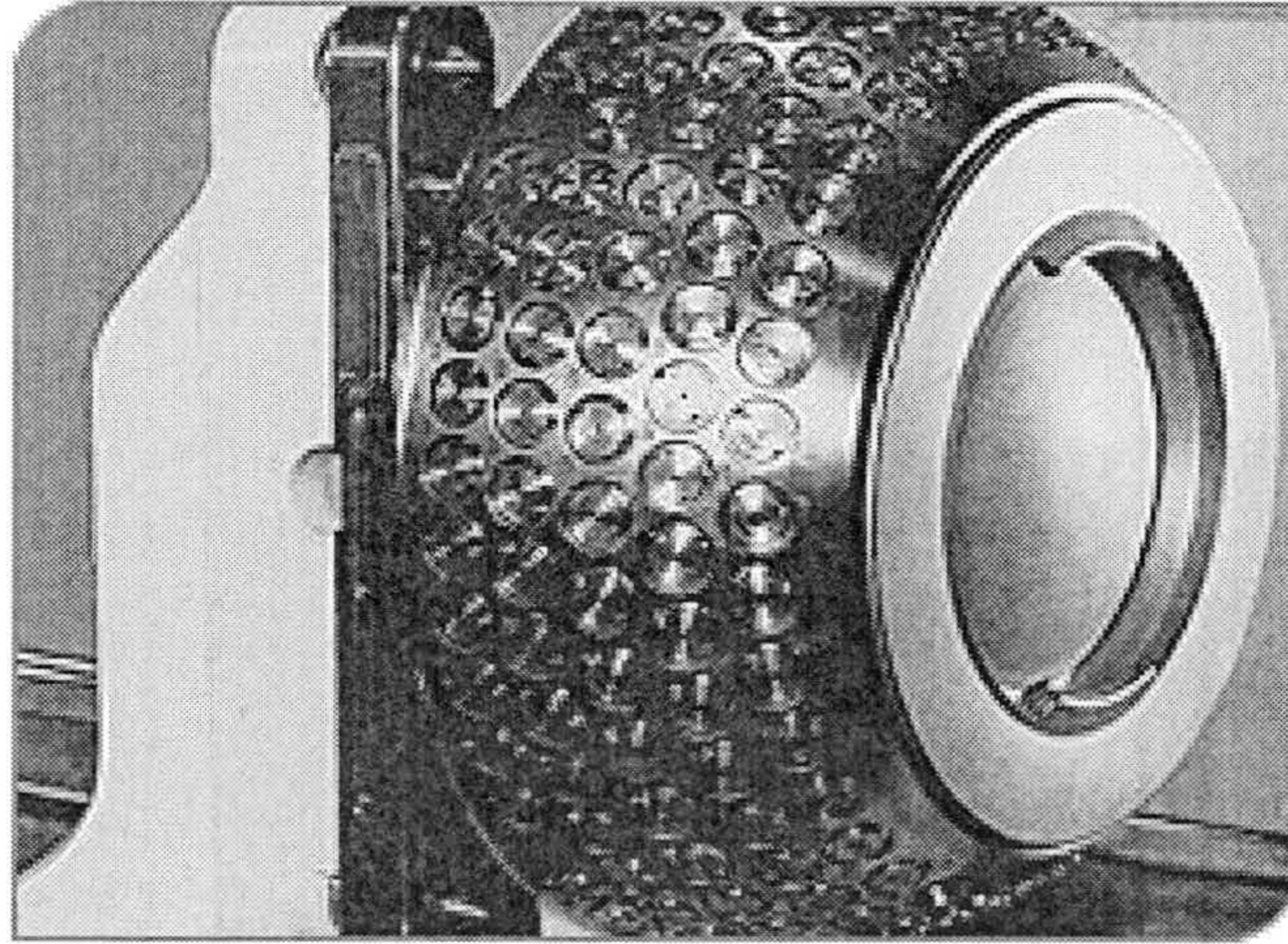


Figura 1.2: Imagen del casco de tratamiento.

colimadores fijos, situados en el cuerpo donde se encuentran las fuentes, y otros móviles e intercambiables, con forma de cascos hemiesféricos (3) y que producen campos de distintas anchuras nominales en el foco. El volumen blanco puede variarse intercambiando los cascos. Además, las estructuras críticas internas pueden protegerse configurando convenientemente la distribución de dosis. Para ello se procede a taponar algunos de los colimadores, con lo que se consigue eliminar la radiación proveniente de las correspondientes fuentes. El casco (ver Fig. 1.2) se fija al paciente, que entra en el área de irradiación con ayuda del soporte móvil (2) hasta quedar en la situación de tratamiento (8).

La unidad de radiación se encuentra convenientemente apantallada a fin de proporcionar la protección frente a la irradiación adecuada, tanto para los pacientes, como para el personal hospitalario. Todo el cuerpo que sostiene las fuentes presenta un blindaje protector de hierro (7) y, cuando no se encuentra en situación de tratamiento, las pantallas protectoras (4) cierran la unidad de radiación por la parte anterior.

1.2. Geometría de los elementos relevantes

Una vez descritas, de manera genérica, las características más relevantes del GK, vamos a analizar los aspectos relativos a la geometría de los elementos importantes para la simulación.

El panel (a) de la Fig. 1.3 muestra la estructura de la unidad de radiación. Todo el blindaje está confeccionado de hierro, apreciándose en la figura los distintos elementos constitutivos del mismo.

En esta figura se observan asimismo los canales de haz correspondientes a cada fuente individual. En el panel (a) de la Fig. 1.4 se representa con un mayor detalle el esquema del sistema colimador completo que constituye cada uno de dichos canales. Como se puede ver, pueden distinguirse tres partes bien diferenciadas: el cuerpo de la fuente, el cuerpo central y el casco de tratamiento. Los dos primeros son los elementos fijos antes mencionados.

Los haces individuales convergen en el foco común, que está situado a 401 mm del centro del núcleo activo de cada fuente. En el punto focal se obtiene una precisión de 0.3 mm para el posicionamiento de los haces.

1.2.1. Cuerpo de la fuente

El cuerpo de la fuente es una estructura de hierro en la que se fijan las 201 fuentes, cada una de las cuáles está constituida por un émbolo que envuelve una cápsula que contiene el radionúclido.

Las fuentes se disponen en un sector de una superficie hemiesférica de 400 mm de radio, aproximadamente. Están distribuidas en 5 círculos paralelos, separados un ángulo de 7.5° entre sí. Las fuentes se encuentran separadas unos 60 mm unas de otras. Esta disposición proporciona un ángulo de irradiación longitudinal de $\pm 36^\circ$.

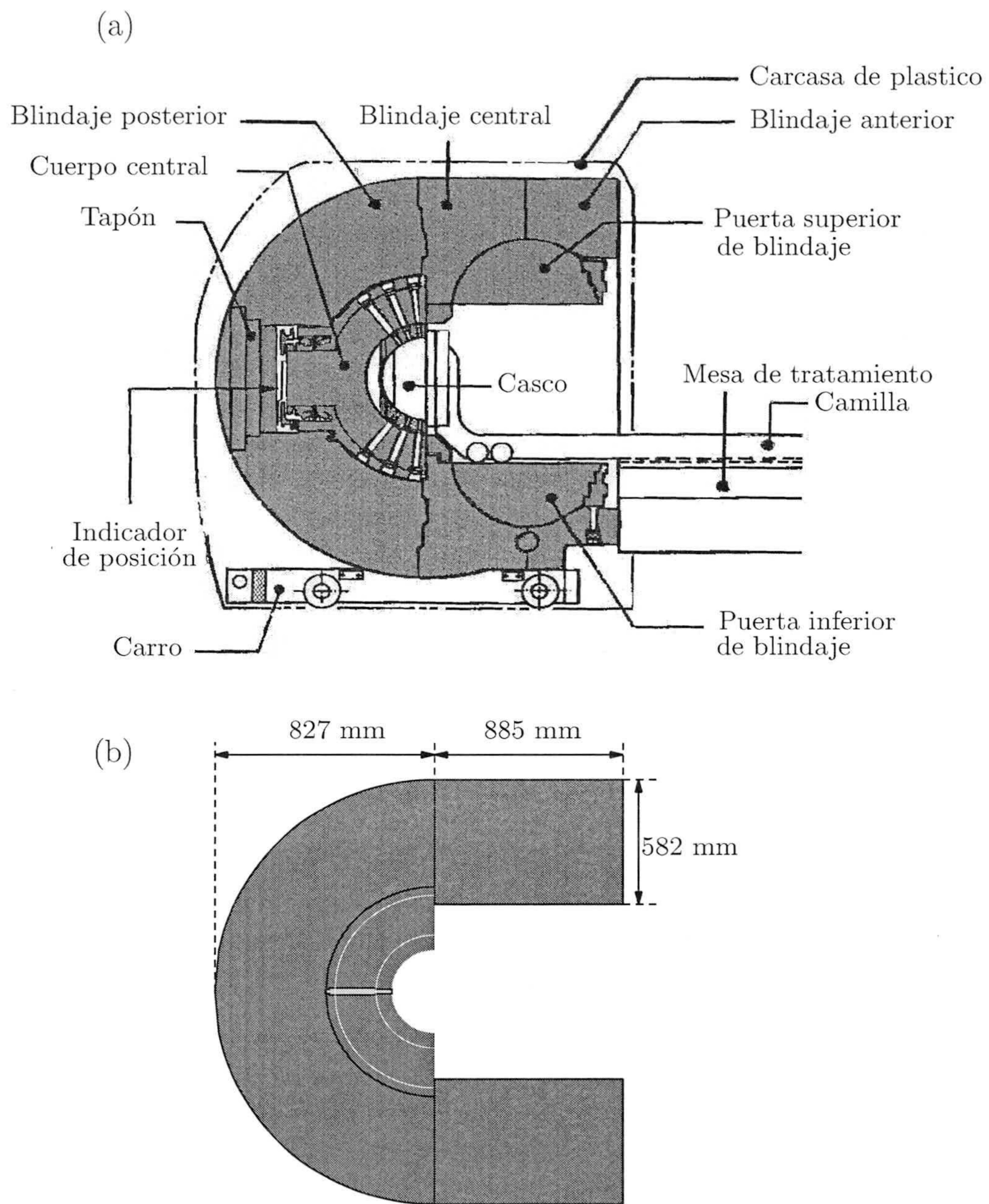


Figura 1.3: Esquema de la estructura de la cabeza del GK (a) (adaptada de la Ref. [1]) y geometría utilizada en las simulaciones (b). El material empleado en el blindaje es el hierro.

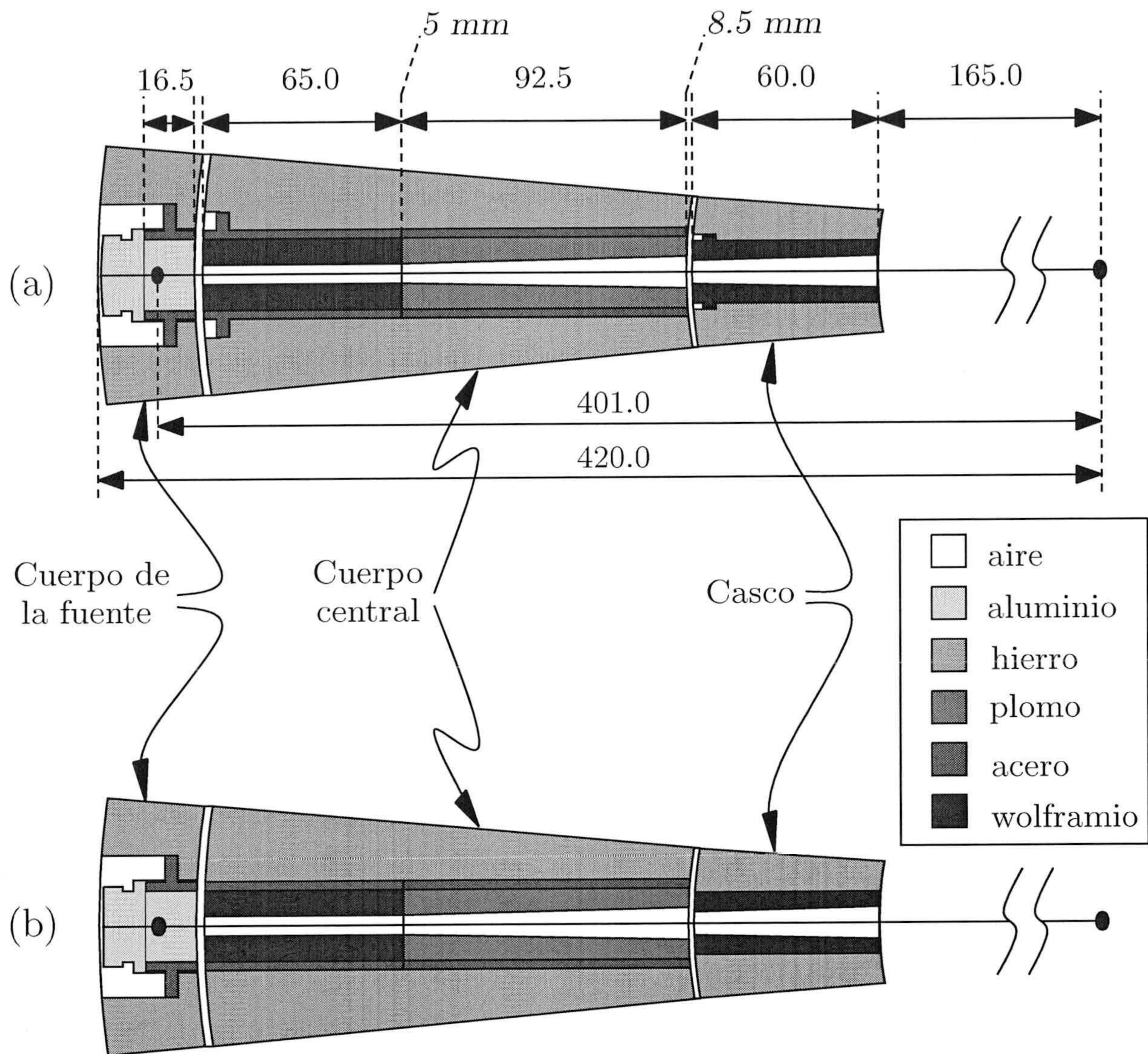


Figura 1.4: Canal de haz individual correspondiente a una de las fuentes constituyentes del GK. El panel (a) muestra la geometría real (adaptada de la Ref. [1]). Las medidas están en mm. Los valores en cursiva corresponden a los diámetros de los colimadores en los planos respectivos. El panel (b) representa la geometría utilizada en nuestras simulaciones.

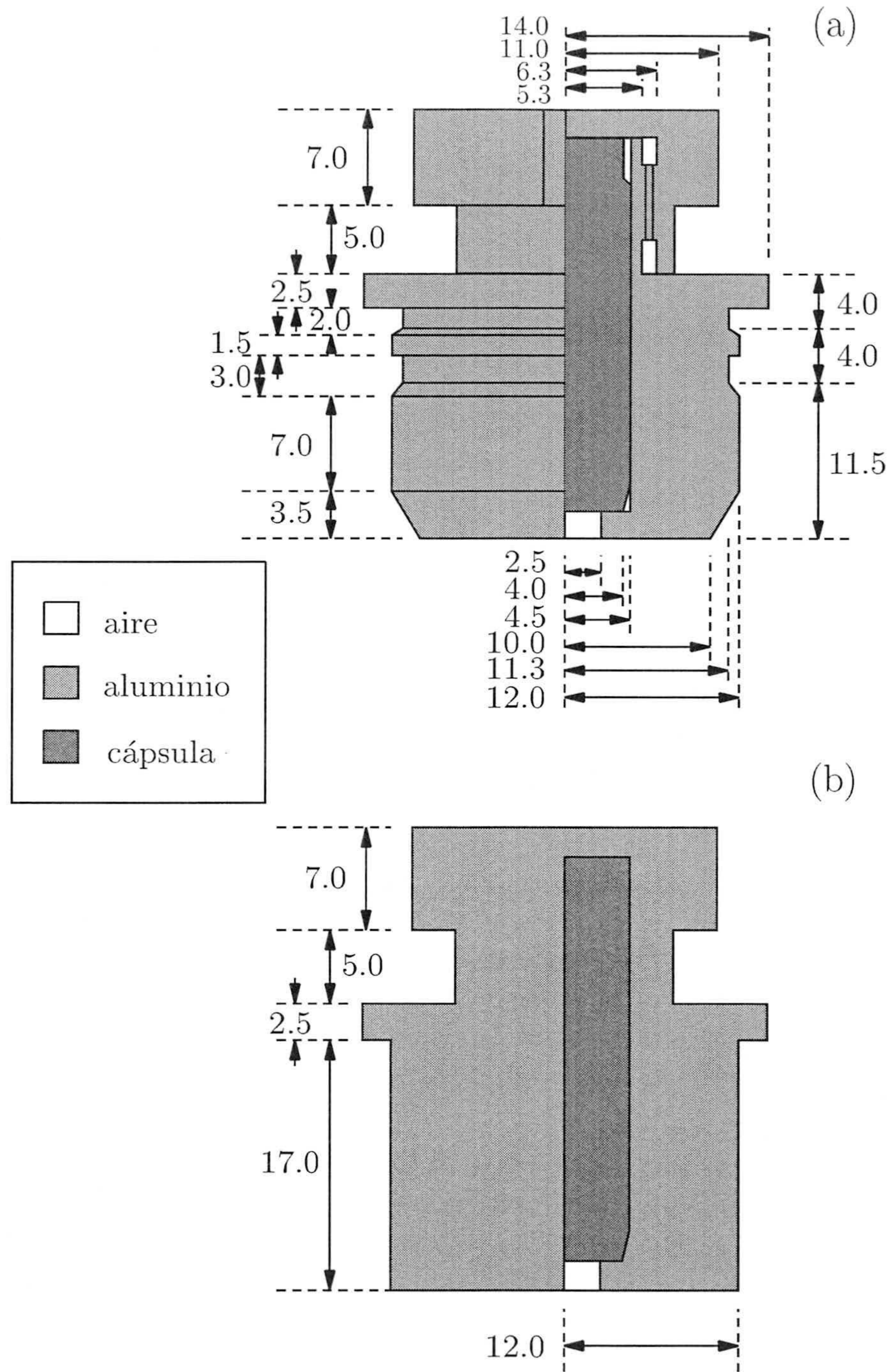


Figura 1.5: Esquema del émbolo de aluminio que contiene la cápsula de la fuente. El panel (a) muestra la geometría real (adaptada de la Ref. [1]) y el (b) la que hemos utilizado en nuestras simulaciones. Las medidas están en mm.

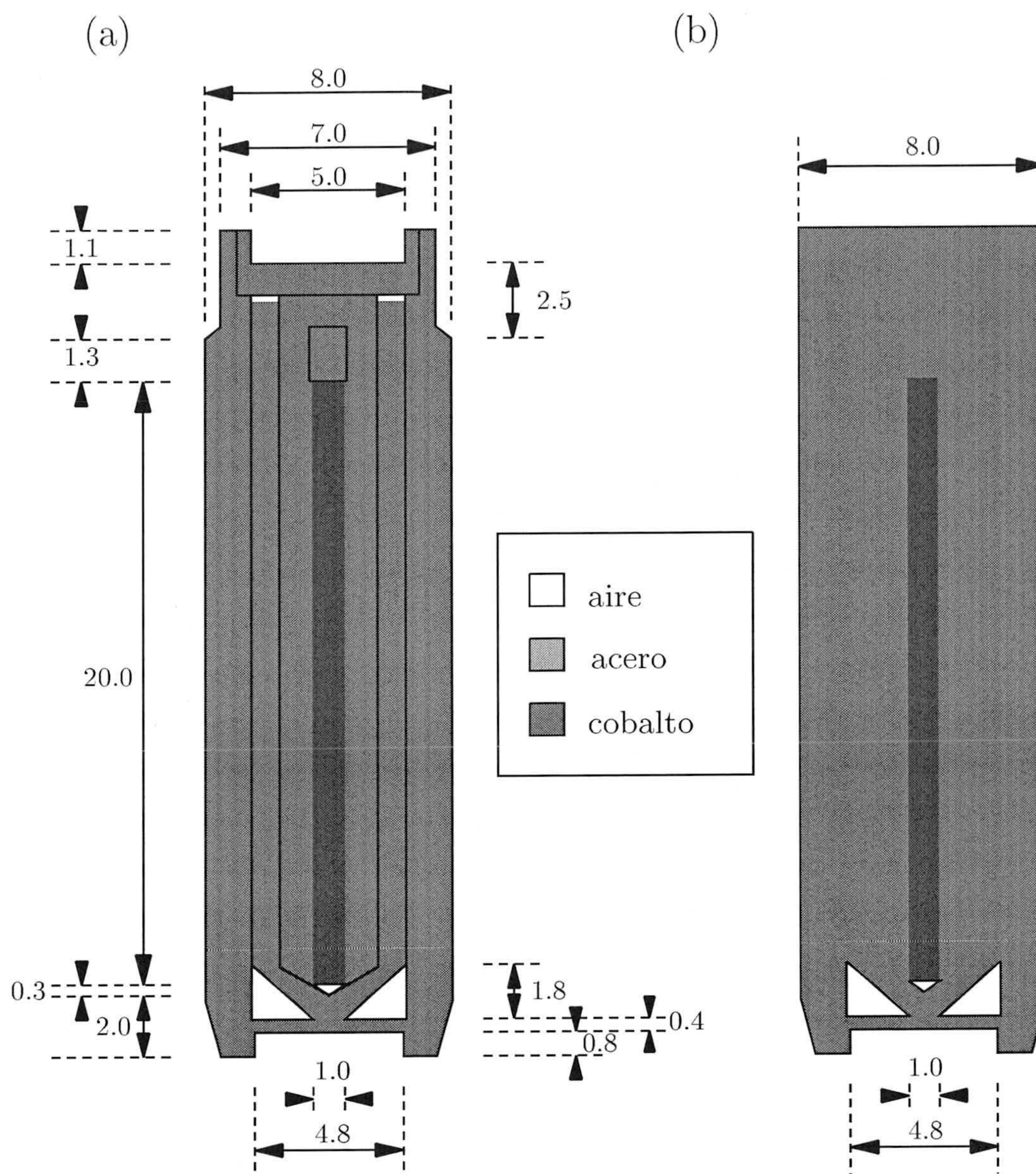


Figura 1.6: Esquema de la cápsula que contiene la fuente de ^{60}Co . Los paneles (a) y (b) muestran, respectivamente, la geometría real (adaptada de la Ref. [1]) y la que hemos utilizado en nuestras simulaciones. Las medidas están mm.

Casco de tratamiento	4 mm	8 mm	14 mm	18 mm
Apertura exterior [mm]	2.5	5.0	8.5	10.6
Apertura interior [mm]	2.0	3.8	6.3	8.3

Tabla 1.1: Diámetros de las aperturas interior y exterior para los cuatro cascos de tratamiento disponibles.

El panel (a) de la Fig. 1.5 muestra el esquema del émbolo, con la cápsula de la fuente (en gris oscuro) en su interior. Este émbolo está confeccionado de aluminio y presenta una forma cilíndrica, con anillos de varios radios que permiten su fijación al cuerpo de la fuente. La parte superior es una tapa con cierre de tipo tornillo. En la parte inferior presenta una ventana de 5 mm de diámetro, que actúa como un primer colimador del haz.

El esquema de la cápsula se muestra en la Fig. 1.6. Como vemos en (a), está formada por una serie de capas de acero que envuelven el núcleo activo de ^{60}Co . Éste está constituido por 20 elementos cilíndricos de 1 mm de diámetro y 1 mm de altura. No obstante, el fabricante señala que, en algunas ocasiones, la longitud total activa de la fuente puede ser menor (~ 19 o 18 mm) que el valor nominal indicado. La parte superior está tapada y la parte inferior está cerrada por una capa muy fina de acero. Aparecen también unas regiones que contienen aire (en blanco en la figura).

En el momento de la recarga, la actividad total es de entre 5400 y 6600 Ci.

1.2.2. Cuerpo central

El cuerpo de la fuente se une al cuerpo central que contiene 201 canales mecanizados que forman parte de los canales de haz antes mencionados. Como se ve en la Fig. 1.4, cada uno de ellos está formado por un precolimador, de 65 mm de longitud y sección interior recta de 5 mm de diámetro, y un postcolimador, de 92.5 mm de longitud y cuyo tubo interior se abre progresivamente, hasta alcanzar un diámetro de 8.5 mm. El precolimador y el postcolimador están insertos en un tubo de acero y fabricados en tungsteno y plomo, respectivamente.

1.2.3. Casco

La Fig.1.2 muestra una imagen de uno de los cascos de tratamiento y en ella pueden observarse algunos de los 201 colimadores finales. El casco está realizado en hierro y tiene una forma hemiesférica de 60 mm de anchura y un radio interior de 165 mm. Cada colimador final está hecho de wolframio (ver Fig. 1.4).

Existen cuatro cascos intercambiables que permiten llevar a cabo los distintos tipos de tratamiento. Estos cascos producen en el foco campos nominales de 4, 8, 14 y 18 mm de diámetro. En la Tabla 1.1 se dan las medidas de los diámetros de las aperturas interior y exterior de los colimadores de estos cuatro cascos disponibles.

1.3. Geometrías de simulación

Las geometrías que acabamos de describir se han simplificado a fin de poder modelarlas mediante el paquete geométrico que incluye el código PENELOPE que hemos utilizado en este trabajo.

En lo que respecta a la fuente, la estructura de la parte superior de la cápsula (panel (a) de la Fig. 1.6) no se ha modelado, ya que no tiene efecto alguno sobre la radiación emitida a través de la apertura de salida de la misma. La geometría utilizada es la que se muestra en el panel (b). Por otro lado, el núcleo activo se ha considerado formado por Co, siendo la distribución del radioisótopo uniforme en un cilindro de 1 mm de diámetro y 20 mm de altura. En principio, la emisión del radionúclido se considera isótropa.

El panel (b) de la Fig. 1.5 muestra la geometría simplificada que hemos considerado para el émbolo. La variación fundamental con respecto al émbolo real estriba en que todos los anillos de la parte inferior se consideran incluidos en un único cilindro de radio igual al radio máximo de 12 mm.

En las simulaciones reales, la geometría de todo el sistema de colimación se ha descrito tal y como se muestra en el panel (b) de la Fig. 1.4. Básicamente no hay diferencias significativas con la geometría real, habiéndose eliminado, tan sólo, sendas estructuras de aire al principio del precolimador y del colimador final.

En algunas de las simulaciones que se describen más adelante, se ha considerado toda la estructura de la cabeza del GK tal y como se muestra en el panel (b) de la Fig. 1.3. Como puede verse se ha llevado a cabo una simplificación de la geometría real, manteniendo los aspectos más relevantes, a priori, de la misma. En el caso en que se ha estudiado la fuente individual, ésta se ha situado en la posición indicada en el esquema. Aunque en la realidad no existe ninguna fuente en ésta situación, esta geometría facilita la simulación, sin que quepa esperar modificaciones de los resultados obtenidos cuando se consideren las posiciones reales de las fuentes.

Por último, para poder describir situaciones de tratamiento, se incluye en la geometría un maniquí esférico de agua, de 16 cm de diámetro, que se sitúa centrado en el foco y que simula la cabeza del paciente.



Capítulo 2

El código de simulación Monte Carlo PENELOPE

En este capítulo se discuten algunas de las cuestiones más relevantes del código de simulación Monte Carlo PENELOPE que hemos utilizado en este trabajo. En particular se abordan aspectos como la simulación de eventos, el paquete geométrico, los materiales, el algoritmo para el cruce de interfases, la técnica de simulación para el caso de los electrones, los parámetros de la simulación y los detalles específicos de las simulaciones que hemos realizado.

2.1. Códigos de simulación Monte Carlo

La simulación Monte Carlo (MC) del transporte de radiación en la materia, ha constituido, desde el principio del siglo XX, un campo de interés para un numerosas ramas de la ciencia como la espectroscopía superficial de electrones y positrones, la microscopía electrónica, el diseño de detectores de radiación, la dosimetría de la radiación, la radioterapia, etc.

Inicialmente, los problemas relativos al transporte de la radiación fueron abordados sobre la base de la ecuación de transporte de Boltzmann. Sin embargo, este tipo de tratamiento sólo es útil en el caso de geometrías sencillas que involucren medios infinitos o semi-infinitos. Hacia finales de los años 50, la disponibilidad de ordenadores permitió desarrollar los métodos de simulación MC como una alternativa adecuada y potente para resolver este tipo de problemas. La naturaleza intrínsecamente aleatoria de los mecanismos involucrados en el transporte de radiación, hace de éste un proceso especialmente adaptado para la metodología MC que, además, garantiza una solución exacta al problema (excepto por lo que respecta a las incertidumbres estadísticas inherentes al procedimiento), si se realiza una simulación detallada de todas las interacciones que sufre una partícula en su paso a través de la materia.

En lo que respecta a las cascadas de electrones y fotones, que son las que nos interesan en este trabajo, existe una notable diferencia entre la simulación del transporte de éstos

y la del de aquéllos. En el caso de fotones, el número medio de eventos de interacción en cada historia es relativamente pequeño, ya que el fotón se absorbe después de un proceso fotoeléctrico, de una interacción que produzca un par electrón-positrón o unas cuantas interacciones Compton. La simulación de los fotones es pues, hoy día, una tarea rutinaria y sencilla.

La simulación de electrones, positrones y, en general, cualquier partícula cargada, es mucho más complicada. Ello se debe, fundamentalmente, a que la cantidad de energía perdida por los electrones en una única colisión es del orden de unas pocas decenas de eV. Los electrones de alta energía deben, pues, sufrir una innumerable cantidad de interacciones antes de poder ser absorbidas por el medio y, en consecuencia, la simulación detallada es muy poco eficiente. Sólo en casos muy particulares, como el de fuentes de baja energía (hasta unos 100 keV) o geometrías especiales en las que el haz de electrones colisiona con láminas muy delgadas, la simulación detallada puede llevarse a cabo.

La mayor parte de los códigos MC existentes en la actualidad, como ETRAN [24], ITS3 [25], EGS4 [26], EGSnrc [27], GEANT3 [28], MCNP [29], GEANT4 [30], etc., hacen uso de las teorías de dispersión múltiple, que permiten llevar a cabo la simulación del efecto global de un gran número de eventos en un tramo de la trayectoria de una cierta longitud (paso). Sin embargo, la utilización de estas teorías puede dar lugar a errores sistemáticos debido a su dependencia con el paso elegido. Es necesario estudiar la estabilidad de los resultados con dicho parámetro y, normalmente, se observa que dicha estabilidad se logra disminuyendo la longitud de paso, lo que incrementa el tiempo de computación. En muchos casos, las propias teorías de dispersión múltiple no pueden utilizarse cuando el paso disminuye por debajo de un cierto valor. Por último, el tratamiento de las zonas próximas a interfases de separación entre dos medios de diferente composición no siempre puede llevarse a cabo en las mejores condiciones, ya que es necesario que el paso quede íntegramente contenido en el medio en el que está viajando la partícula antes de la interfase.

2.2. PENELOPE

PENELOPE [23] es conjunto de subrutinas que permiten la simulación MC del transporte acoplado de electrones y fotones. El nombre de este código es un acrónimo de “PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons”. Está escrito en lenguaje FORTRAN 77 y está basado en un modelo de dispersión que incluye bases de datos y modelos analíticos de secciones eficaces de dispersión para describir los diferentes mecanismos de interacción que sufren las partículas simuladas. En principio puede aplicarse en un rango de energías que abarca desde unos centenares de eV, para electrones y positrones, y 1keV, para fotones, hasta ~ 1 GeV.

2.2.1. Simulación de eventos.

El transporte de los fotones se simula siguiendo el procedimiento usual detallado. Los procesos que se tienen en cuenta son: la dispersión coherente (Rayleigh), la dispersión

incoherente (Compton), la absorción fotoeléctrica y la absorción mediante producción de pares electrón-positrón.

Sin embargo, para la simulación de electrones y positrones se utiliza, a diferencia de lo comentado anteriormente para los otros códigos, un procedimiento mixto. En la simulación se diferencian dos tipos de interacciones. Por un lado, las interacciones “duras”, que son las que dan lugar a ángulos de dispersión, θ , y pérdidas de energía, W , mayores que unos valores predeterminados θ_c y W_c , y que se simulan de manera detallada, como los fotones. Por otro, las interacciones “blandas”, que corresponden a eventos en los que los ángulos de dispersión o las pérdidas de energía se mantienen menores que los valores límite y que se describen mediante teorías de dispersión múltiple. En el caso de electrones y positrones se consideran los procesos siguientes: dispersión elástica e inelástica, emisión de radiación Bremsstrahlung y aniquilación de positrones.

Este procedimiento mixto de simulación permite manejar correctamente los desplazamientos laterales y da cuenta, de manera correcta, de las distribuciones espaciales y del *stragglng* de energía. Además la simulación resulta ser estable frente a variaciones de θ_c y W_c , que pueden aumentarse considerablemente, con la consiguiente disminución del tiempo de cálculo, sin que se produzcan alteraciones significativas de los resultados.

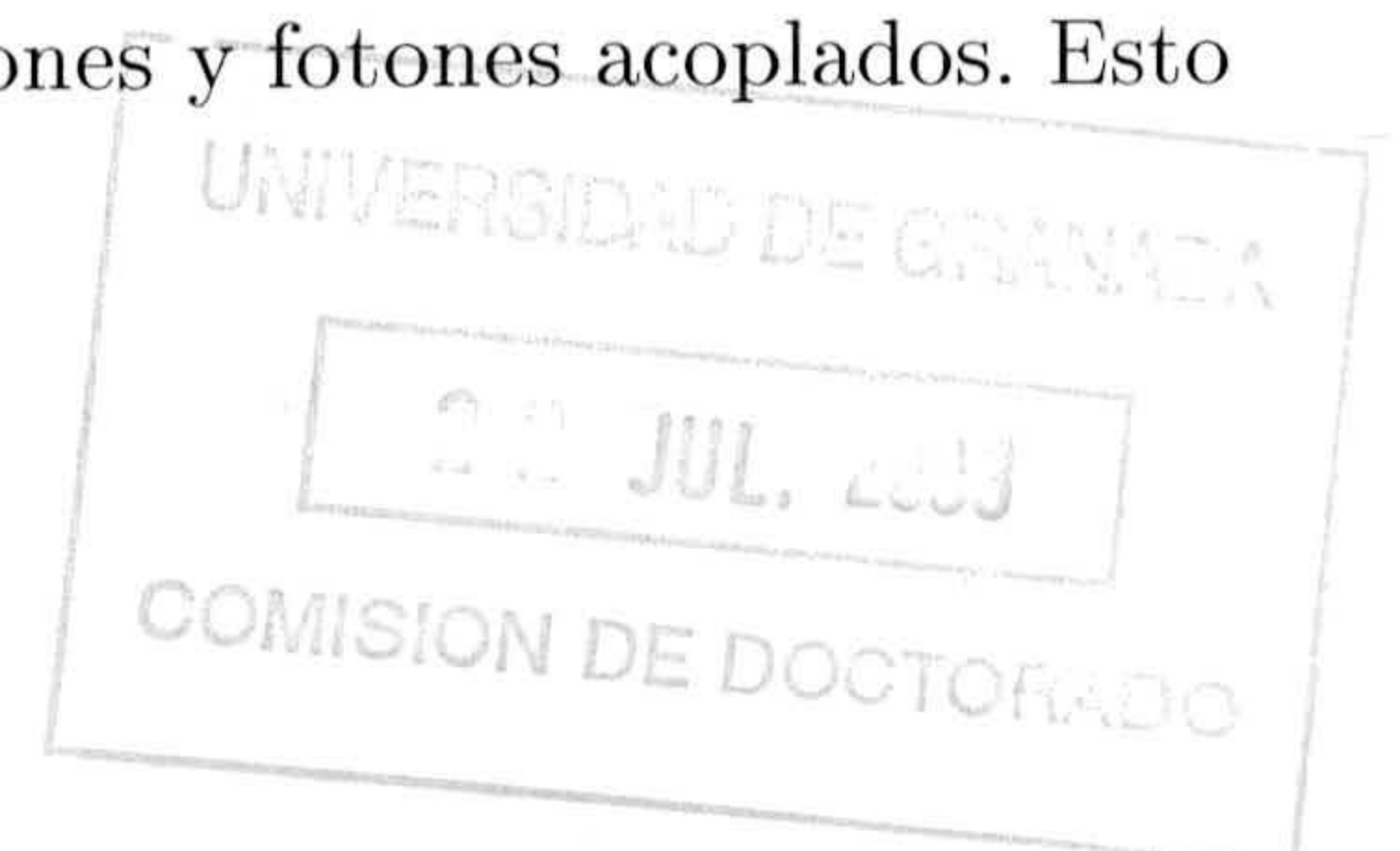
Con la simulación mixta PENELOPE consigue también una adecuada descripción de los cruces de interfases. Como ya se ha comentado anteriormente, los cruces de interfases son complicados de describir en el caso de que la descripción de la trayectoria de la partícula se lleve a cabo en términos de teorías de dispersión múltiple. Para evitar estos problemas PENELOPE introduce, entre cada dos colisiones duras, un evento blando “artificial” que tiene en cuenta el efecto global de todas las colisiones blandas que suceden entre dichas colisiones duras.

De esta forma, el tratamiento de los cruces de interfases es similar para los tres tipos de partículas. Cuando el paso, determinado a partir de las correspondientes secciones eficaces, implica un cambio de cuerpo, el código desplaza la partícula, siguiendo la trayectoria, hasta la superficie de separación, introduciendo un pequeño desplazamiento en el interior del nuevo cuerpo para evitar problemas de atrapamiento de la partícula. A partir de ese punto se debe reiniciar la simulación con los parámetros y secciones eficaces del material que conforma el cuerpo en el que la partícula acaba de entrar.

Las partículas secundarias se producen en interacciones directas (colisiones inelásticas duras, emisión Bremsstrahlung dura, aniquilación de positrones, dispersión Compton, absorción fotoeléctrica y producción de pares) y como radiación fluorescente (rayos X característicos y electrones Auger). El código simula la emisión of rayos X característicos y electrones Auger que resultan de las vacantes producidas en las capas atómicas K y L por absorción fotoeléctrica y dispersión Compton de fotones y por el impacto tanto de electrones como de positrones. La relajación de estas vacantes se sigue hasta que las vacantes mencionadas migran a la capa M o capas más externas.

2.2.2. Algunos detalles del código.

Como ya se ha comentado antes, PENELOPE está constituido por un paquete de subrutinas que realizan la simulación de cascadas de electrones y fotones acoplados. Esto



exige del usuario de PENELOPE la confección de un programa principal, adaptado al problema particular que quiere analizar, y que puede incluir la geometría y los materiales necesarios.

Cada partícula está caracterizada, en cada paso de la simulación, por su energía, su posición, la dirección de su movimiento, su situación en la geometría diseñada y las características de la última colisión sufrida, además de su tipo concreto, que viene dado por el índice `KPAR` que toma los valores 1 para electrones, 2 para fotones y 3 para positrones. Toda esta información es necesario definirla para las partículas “primarias” y es actualizada internamente por el código en cada paso de la historia original y de las historias de las partículas “secundarias” a que aquéllas den lugar.

La simulación de las partículas secundarias se realiza una vez concluida la historia de la partícula primaria que las generó.

Las unidades del código son cm para las coordenadas y eV para las energías.

Todo el análisis de los observables en los que se esté interesado debe contemplarse en dicho programa principal. En nuestro caso hemos analizado, en ciertos planos, distribuciones de posición de las partículas, de energía de las mismas o de la dirección de salida; también hemos determinado energías depositadas con las que calcular las correspondientes dosis (fundamentales para determinar la dosimetría) o distribuciones del ángulo de emisión de determinadas partículas.

Una cuestión relevante es la que hace referencia a la evaluación de las incertidumbres del cálculo. En general, nos va a interesar evaluar una cierta cantidad Q . Si q_i representa el valor que para dicha cantidad proporciona la historia i -ésima de la simulación, el estimador MC de Q será el promedio del valor que producen las N historias simuladas, es decir

$$\bar{Q} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i. \quad (2.1)$$

Un ejemplo característico lo constituye la energía media por partícula depositada en una cierta región, valor necesario para determinar la dosis depositada en la misma. Esta energía se obtiene como

$$E_{\text{dep}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i, \quad (2.2)$$

donde e_i es la energía depositada en dicha región por todas las partículas (primaria y secundarias) que componen la i -ésima historia de la simulación. La incertidumbre estadística del estimador \bar{Q} viene dada por

$$\sigma_Q = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i^2 - \bar{Q}^2 \right]}. \quad (2.3)$$

Para evaluar esta incertidumbre hay que almacenar el cuadrado q_i^2 de las contribuciones de la historia i -ésima. En aquellos casos en los que las contribuciones q_i sólo pueden tomar

	Acero	Aire	Agua
H			0.111894
C	0.00026	0.000124	
N		0.755267	
O		0.231781	0.888106
Ar		0.012827	
Ni	0.1101		
Mn	0.014		
Si	0.0042		
P	0.00019		
S	0.00003		
Cr	0.1681		
Mo	0.0211		
Fe	0.6821		

Tabla 2.1: Composición de los diferentes materiales no elementales usados en las simulaciones Monte Carlo realizadas en este trabajo. Los valores corresponden a las fracciones en peso de cada elemento en el material.

los valores 0 ó 1 (por ejemplo, en el caso de las distribuciones antes mencionadas), la incertidumbre vale

$$\sigma_Q = \sqrt{\frac{1}{N} \bar{Q} (1 - \bar{Q})}, \quad (2.4)$$

con lo que no es necesario almacenar los cuadrados de las contribuciones.

En los resultados de las simulaciones que se mostrarán a lo largo de este trabajo, y salvo que se indique lo contrario, las incertidumbres estadísticas están dadas a nivel de 1σ . En muchas de las figuras que se mostrarán las barras de error correspondientes no serán visibles porque los símbolos que se utilizan tienen un tamaño superior a las mismas.

2.2.3. Materiales.

Los materiales se generan a partir de la base de datos del propio código. Se dispone de los ficheros correspondientes a las secciones eficaces necesarias para todos los elementos con $Z = 1-92$. Esto permite definir los materiales de un solo elemento. Para el caso de mezclas, aleaciones o materiales compuestos en general, se asume la aproximación de aditividad, según la cuál, las correspondientes secciones eficaces se obtienen sumando las secciones eficaces atómicas pesadas con el índice estequiométrico del elemento. Existe asimismo un fichero con 279 materiales usuales predefinidos que pueden utilizarse directamente mediante su número identificativo.

En la Tabla 2.1 se indica la composición de aquellos materiales que no son elementales y que han sido utilizados en las simulaciones realizadas a lo largo de este trabajo. En la Tabla 2.2 se dan las densidades de todos los materiales considerados.

Material	ρ [g cm ⁻³]
Acero	7.8
Aire	0.00120479
Agua	1.0
Aluminio	2.6989
Cobalto	8.9
Hierro	7.874
Plomo	11.35
Tungsteno	19.3

Tabla 2.2: Densidades de los diferentes materiales usados en las simulaciones MC realizadas en este trabajo.

2.2.4. Geometría.

La geometría de PENELOPE está incluida en el paquete denominado PENGEOM que es un conjunto de subrutinas que permite describir cualquier sistema material construido a partir de cuerpos homogéneos limitados por superficies cuádricas.

El paquete funciona mediante la definición de tres tipos de elementos: superficie (SURFACE), cuerpo (BODY) y módulo (MODULE).

1. La superficie puede definirse mediante su expresión implícita o mediante su expresión reducida. En nuestro caso hemos adoptado esta última opción, ya que simplifica la generación de geometrías complicadas como las que nosotros vamos a considerar aquí. Así, la superficie viene dada por la expresión

$$F_r(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0, \quad (2.5)$$

donde los índices I_1, \dots, I_5 pueden tomar los valores $-1, 0$ ó 1 . Las superficies así definidas pueden escalarse o desplazarse en las tres direcciones coordenadas, o girarse mediante una matriz de rotación dada en función de los tres ángulos de Euler correspondientes.

2. El cuerpo es un volumen en el espacio, limitado por superficies cuádricas y lleno de un material homogéneo. Los cuerpos pueden estar limitados por otros cuerpos.
3. Los módulos agrupan cuerpos y otros (sub)módulos. Las subrutinas geométricas analizan sólo los elementos contenidos en el módulo en el que se está moviendo la partícula que está siendo simulada en cada paso, de manera que se consigue reducir el tiempo de cálculo de dichas subrutinas. Además, las operaciones de traslación y rotación que se apliquen a un módulo son automáticamente aplicadas a todos sus componentes.

2.2.5. Parámetros de la simulación.

Para cada material utilizado y para los tres tipos de partículas que pueden aparecer en la simulación es necesario definir los parámetros que determinan el seguimiento de las historias. Estos parámetros dependen del material en el que se esté transportando la partícula, que viene caracterizado por un número indicativo M, y son los siguientes:

1. EABS(KPAR,M)
Son las energías de absorción de las partículas de tipo KPAR en el medio material M. Cuando la energía de dichas partículas baja por debajo de este valor límite, su simulación se interrumpe y son absorbidas. Estas energías de absorción deben ser mayores que 100 eV, que es la energía mínima para la que las tablas de secciones eficaces están definidas.
2. C1(M)
Es la deflexión angular media producida por la dispersión elástica múltiple a lo largo de una trayectoria de longitud igual al camino libre medio entre dos eventos elásticos duros consecutivos. Su valor máximo permitido es 0.2 y un valor razonable es ~ 0.05 .
3. C2(M)
Es el máximo valor que puede tomar la pérdida de energía fraccional media entre dos eventos elásticos duros consecutivos. Su valor máximo permitido es 0.2 y 0.05 es un valor adecuado.
4. WCC(M)
Es el valor de corte para la pérdida de energía en colisiones inelásticas duras.
5. WCR(M)
Es el valor de corte para la pérdida de energía en procesos duros de emisión Bremsstrahlung.

En este trabajo, hemos utilizado los tres conjuntos de parámetros que figuran en la Tabla 2.3. Para simulaciones muy detalladas se han usado los de la columna A. Los conjuntos de las columnas B y C aceleran notablemente el cálculo. Hemos comprobado la fiabilidad de los mismos mediante distintas comparaciones que se irán discutiendo a lo largo del trabajo. En cualquier caso, los parámetros de la columna C sólo se han utilizado para los materiales wolframio, plomo e hierro, de los que está formado una gran parte del GK y en los que se produce un gran número de electrones secundarios. Dada la complejidad de las geometrías que se consideran, la utilización de estos parámetros para estos tres materiales, permite realizar las simulaciones más largas en tiempos reales razonables.

	A	B	C
$E_{\text{abs}}(\gamma)$ [keV]	1.0	1.0	1.0
$E_{\text{abs}}(e^-, e^+)$ [keV]	0.1	50.0	500.0
C_1	0.05	0.1	0.1
C_2	0.05	0.05	0.05
W_{cc} [keV]	5.0	5.0	5.0
W_{cr} [keV]	1.0	1.0	1.0

Tabla 2.3: Parámetros utilizados en las simulaciones realizadas en este trabajo.

2.2.6. Versiones del código

Como hemos comentado en la Introducción, en este trabajo se ha utilizado la versión 2001 del código PENELOPE, siendo ésta una de las diferencias respecto del trabajo de Moskvina et al. [22], que hicieron uso de la versión 2000, que ha sido una versión puente entre la original de 1996 y la 2001.

La principal mejora en la versión 2000 respecto de la versión original fue la posibilidad de definir los parámetros de simulación para cada material independiente, con lo que el código ganó versatilidad.

Las diferencias básicas entre las versiones 2000 y 2001 son las siguientes:

1. El modelo utilizado para describir las colisiones elásticas en el caso de que las partículas transportadas sean electrones y positrones es el W2D en la versión 2000 y el modelo de Wentzel modificado, en la 2001.
2. En cuanto a la emisión Bremsstrahlung por parte de electrones y positrones, en la versión 2000 se utiliza la fórmula de Bethe-Heitler. Por el contrario, en la versión 2001 se consideran las tablas de Berger y Seltzer y se muestrea la dirección de los fotones emitidos de acuerdo a una parametrización de las secciones eficaces correspondientes calculadas por Kissel et al.
3. Las secciones eficaces para absorción fotoeléctrica de fotones se obtienen a partir de los resultados del programa XCOM de Berger y Hubbell en la versión 2000. En la versión 2001 dichas secciones eficaces se determinan de acuerdo con datos extraídos de la biblioteca EPDL del LLNL.
4. Por último, en la versión 2000, los procesos de fluorescencia sólo se tienen en cuenta cuando involucran la capa K, mientras que en la versión 2001 todos los procesos que se presentan hasta que los huecos electrónicos migran a la capa M son simulados.

Recientemente se ha hecho pública la versión 2003 que incluye mejoras en determinados aspectos relacionados con la emisión de rayos X.

Capítulo 3

Dosimetría básica

En este capítulo estudiamos algunos aspectos básicos relativos a la desintegración del ^{60}Co . En particular estudiamos los parámetros de simulación más adecuados para nuestro caso y analizamos la dosimetría de las emisiones β y γ , tanto en el caso de fuentes puntuales, como en el de extensas de tipo cilíndrico (similares a las fuentes del GK). También se discuten las diferencias existentes entre las simulaciones realizadas con los dos fotones emitidos y con fotones de energía promedio.

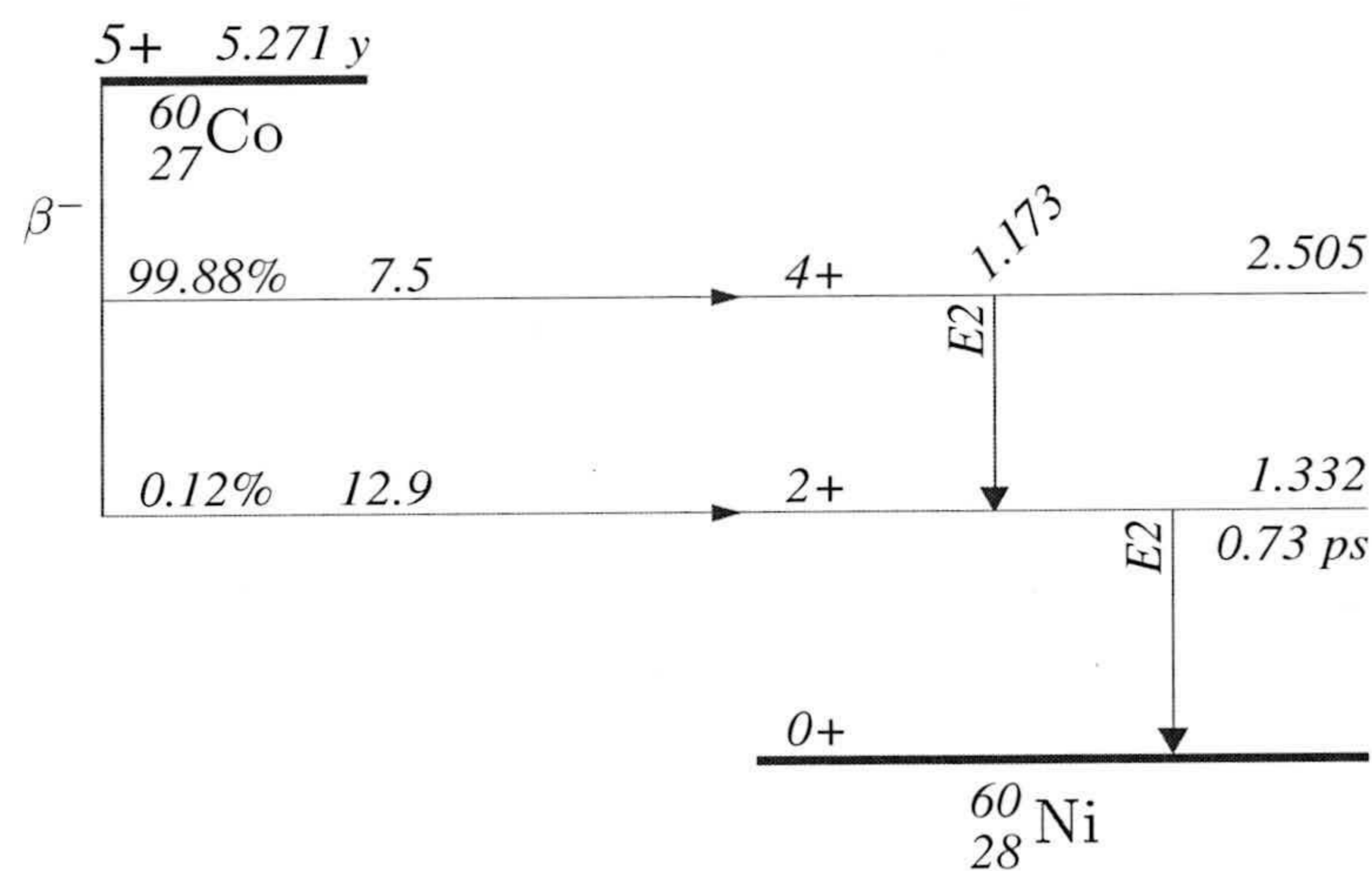


Figura 3.1: Esquema de desintegración del ^{60}Co [31].

3.1. Espectro de ^{60}Co

Como ya se ha indicado anteriormente, el radionúclido utilizado en el GK es ^{60}Co . La Fig. 3.1 muestra el esquema de desintegración del mismo. Como vemos, el ^{60}Co se desintegra a estados excitados del ^{60}Ni mediante dos desintegraciones β^- : una de energía

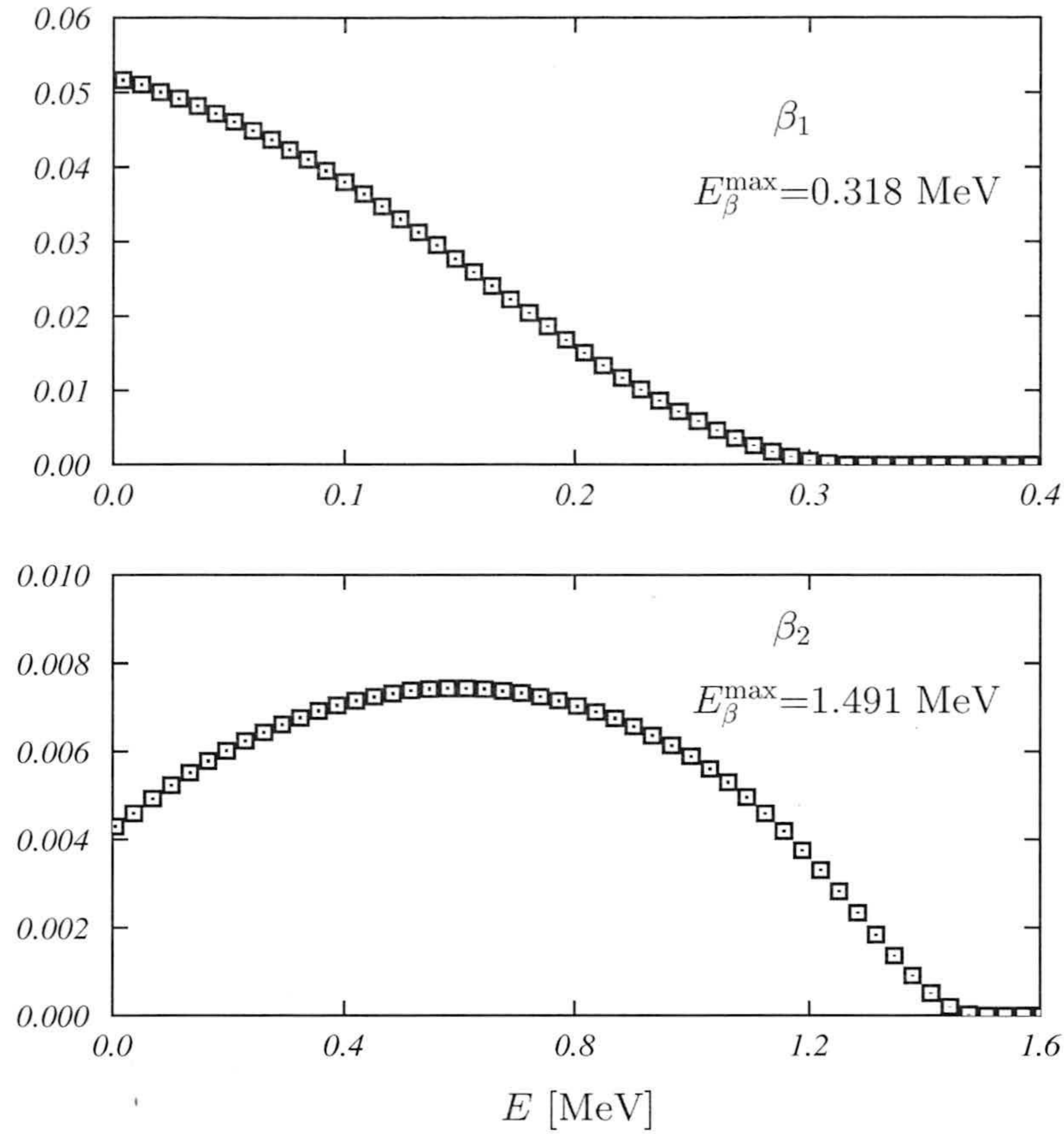


Figura 3.2: Espectros de energía normalizados para las desintegraciones β_1 y β_2 del ^{60}Co .

máxima 0.318 MeV y probabilidad de emisión 99.88 %, que denominamos β_1 , y otra de energía máxima 1.491 MeV y probabilidad de emisión 0.12 %, que denominamos β_2 . La desintegración β_1 es de tipo permitido, mientras que la β_2 es una segunda prohibida. Los espectros normalizados de ambas radiaciones β se muestran en la Fig. 3.2 y se han obtenido a partir de las distribuciones de Fermi generadas con el código EFFY [32].

El ^{60}Ni excitado se desexcita al estado fundamental, emitiendo dos radiaciones de tipo γ y de energías 1.173 (γ_1) y 1.332 (γ_2) MeV. La probabilidad, por cada desintegración, de emisión de la γ_1 es del 99.88 %, y la de la γ_2 , del 100 %.

3.2. Fuente puntual de ^{60}Co

3.2.1. Emisión β

En primer lugar estudiamos las dos emisiones beta. La Fig. 3.3 muestra la energía por desintegración depositada por β_1 y β_2 , para una fuente puntual, en función de la distancia a la misma, r , en cuatro medios materiales: agua, cobalto, acero y aluminio. Los tres últimos son los componentes de la cápsula y el émbolo que rodean la fuente

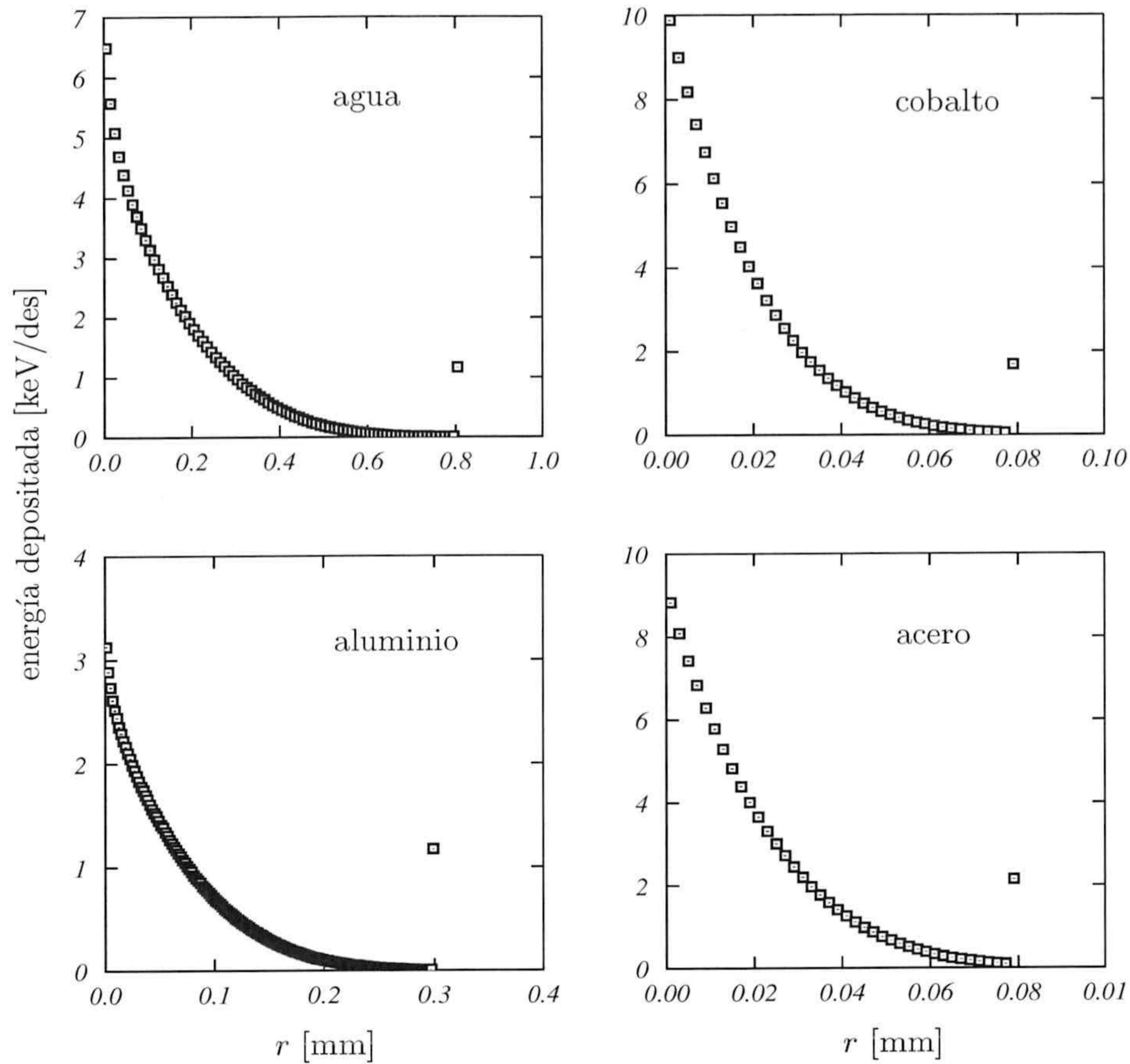


Figura 3.3: Energía por desintegración depositada por las emisiones β_1 y β_2 en agua, aluminio, cobalto y acero, para una fuente puntual. El espectro de energías considerado incluye las probabilidades de emisión de cada una de las dos radiaciones.

de radionúclido en el GK. Para estas simulaciones se han tenido en cuenta los espectros de energía de las dos radiaciones β , pesados con las correspondientes probabilidades de emisión. Las celdas consideradas para el depósito de energía han sido capas esféricas de espesor $\Delta r = 0.01$ mm, en el caso del agua, y 0.002 mm, para los otros tres materiales. En todos los casos, el último intervalo del histograma incluye toda la energía depositada a distancias a la fuente mayores que 0.8 mm, en agua, 0.3 mm, en aluminio, y 0.08 mm en cobalto y acero. Los parámetros de simulación utilizados son los de la columna A de la Tabla 2.3, habiéndose seguido 10^6 historias para cada una de las dos emisiones.

Como puede verse, no cabe esperar que la radiación β pueda dar contribuciones relevantes en el foco de las fuentes individuales del GK. En efecto, de acuerdo con la Fig. 1.6, el núcleo activo (que es de cobalto), está rodeado por un espesor de acero que, en la zona más delgada (que coincide con la parte inferior), es de 1.2 mm. Además, la cápsula está inserta en el émbolo, lo que significa un espesor adicional de aluminio.

Estos resultados indican, pues, que las emisiones β del ^{60}Co no juegan ningún papel en lo que a la dosimetría del GK se refiere. En lo que sigue no consideramos estas emisiones.

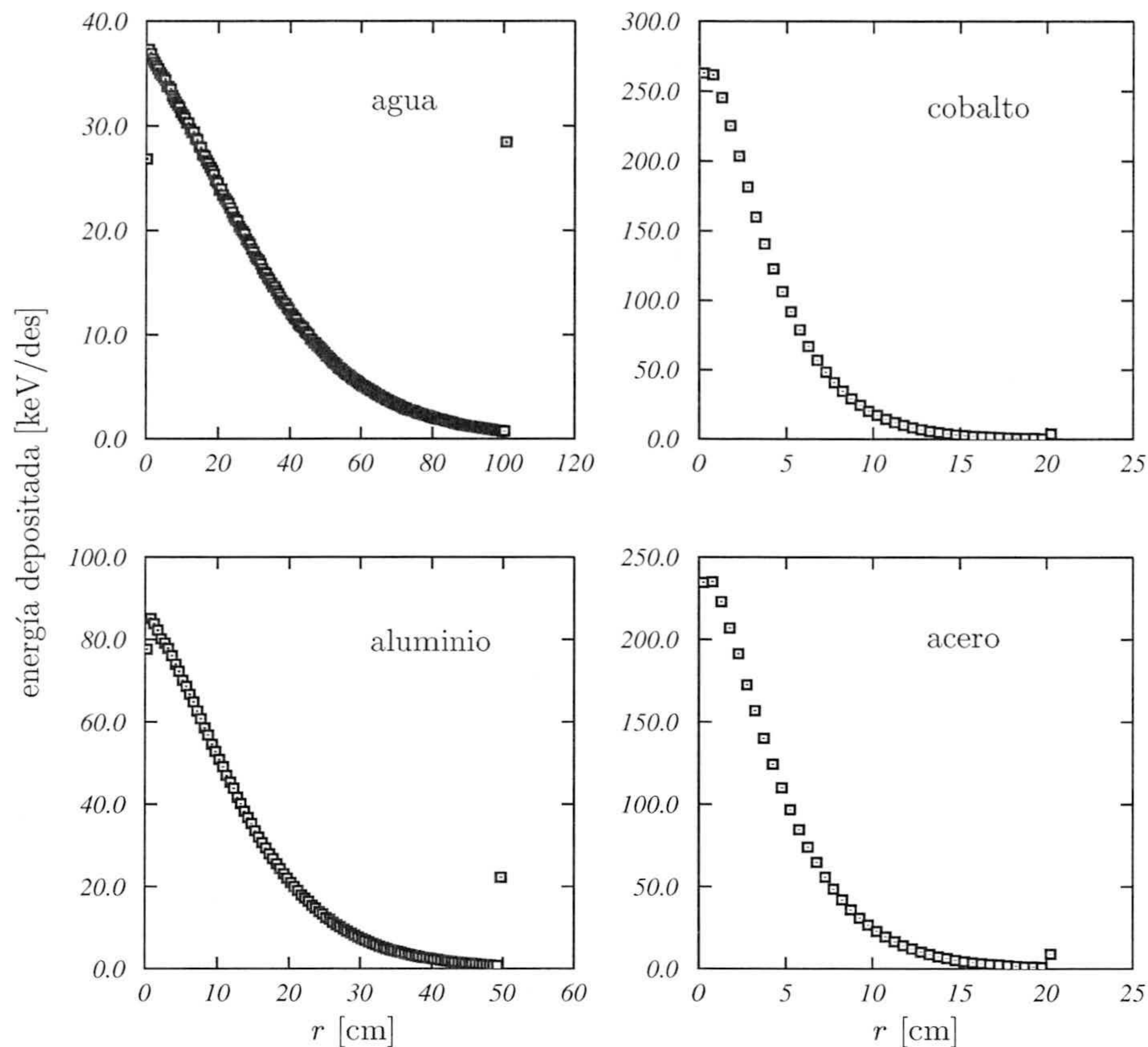


Figura 3.4: Energía por desintegración depositada por γ_1 y γ_2 en agua, aluminio, cobalto y acero, para una fuente puntual. Ambas emisiones γ se han considerado con probabilidad 100 %.

3.2.2. Emisión γ

A continuación estudiamos la emisión γ del ^{60}Co . La energía por desintegración depositada en agua, aluminio, cobalto y acero, por γ_1 y γ_2 , para una fuente puntual, en función de la distancia a la fuente, puede verse en la Fig. 3.4. En estas simulaciones hemos considerado la emisión γ_1 con una probabilidad del 100 %. Hemos comprobado que esta simplificación no modifica los resultados de simulaciones hechas con la probabilidad de emisión correcta, por lo que, en lo que sigue, consideraremos que cada desintegración del ^{60}Co produce las dos radiaciones γ . Las simulaciones se han realizado con los mismos parámetros usados en el caso de la emisión β . Se han seguido también 10^6 historias para cada una de las dos emisiones γ y se ha utilizado el mismo tipo de celdas de depósito de energía, pero con una anchura $\Delta r = 0.5$ cm en todos los materiales. El último intervalo del histograma incluye toda la energía depositada a distancias superiores a las consideradas en el mismo.

Como se observa, el alcance de estas radiaciones es muy superior a los espesores característicos de los distintos materiales que conforman el núcleo activo, la cápsula y el émbolo de las fuentes del GK. Por tanto, estas son las emisiones que determinan la dosis depositada en los volúmenes a tratar.

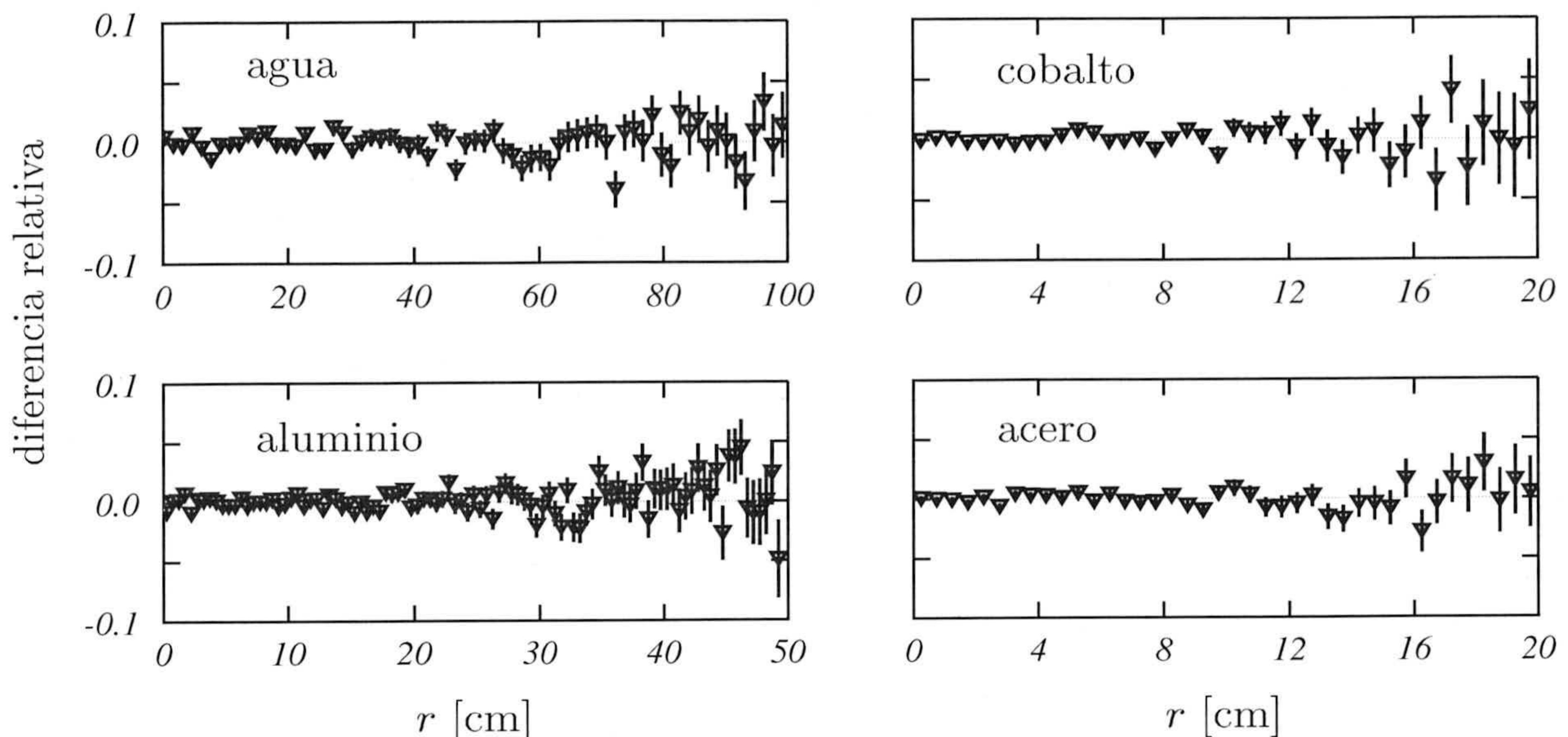


Figura 3.5: Diferencias relativas entre las energías por desintegración depositadas por una fuente puntual de ^{60}Co (sólo fotones) en agua, acero, cobalto y aluminio, calculadas con los parámetros de las columnas A y B de la Tabla 2.3.

3.3. Parámetros de la simulación

Antes de continuar con el análisis de la dosimetría básica, vamos a estudiar a estudiar los parámetros de la simulación. Hasta ahora hemos utilizado los parámetros de la columna A de la Tabla 2.3. Sin embargo, este conjunto de parámetros da lugar a tiempos de cálculo muy elevados, por lo que una elección de los parámetros menos restrictiva permitirá reducir considerablemente los mismos. Se impone, por tanto, estudiar otros conjuntos de parámetros más eficientes en ese sentido.

En primer lugar hemos comparado los resultados obtenidos con los conjuntos de parámetros A y B de la Tabla 2.3 para una fuente puntual de ^{60}Co en agua, acero, cobalto y aluminio. Se han seguido 10^6 historias y se han considerado sólo los fotones emitidos. En la Fig. 3.5 se muestran las diferencias relativas entre ambos cálculos y, como vemos, son despreciables en la práctica, manteniéndose por debajo del 2% hasta $r \sim 60$ cm (en agua), 20 cm (en aluminio) y 12 cm (en cobalto y acero).

El hierro es el material más utilizado en el blindaje del GK y el plomo y el wolframio son los que conforman los colimadores de cada fuente individual. Por tanto, en las simulaciones, una gran parte del tiempo de cálculo se emplea en el seguimiento de las trayectorias en dichos materiales. El problema es que, para las energías utilizadas, el número de partículas generadas en los mismos es bastante elevado, si bien su contribución a la dosis depositada en el punto focal del sistema de colimación será prácticamente nula. Es conveniente, por tanto, aumentar la energía de absorción de estos materiales que es lo que contempla el conjunto de parámetros C de la Tabla 2.3.

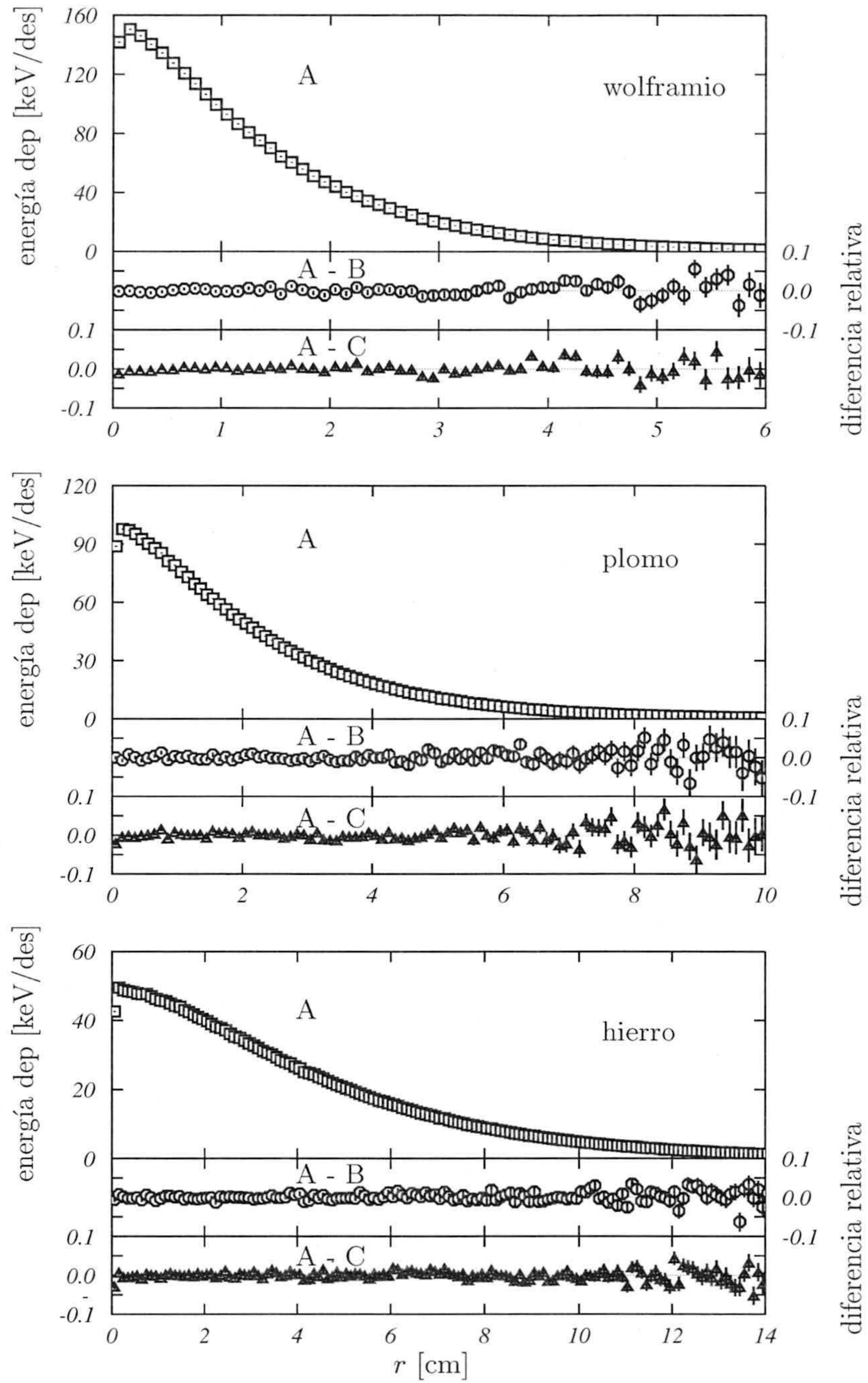


Figura 3.6: Energía por desintegración depositada en wolframio, plomo e hierro, por los fotones del ^{60}Co para una fuente puntual. El panel superior de cada figura corresponde a los resultados obtenidos con el conjunto de parámetros A de la Tabla 2.3. En los paneles inferiores se representan las diferencias relativas de estos resultados con los obtenidos con los conjuntos B y C.

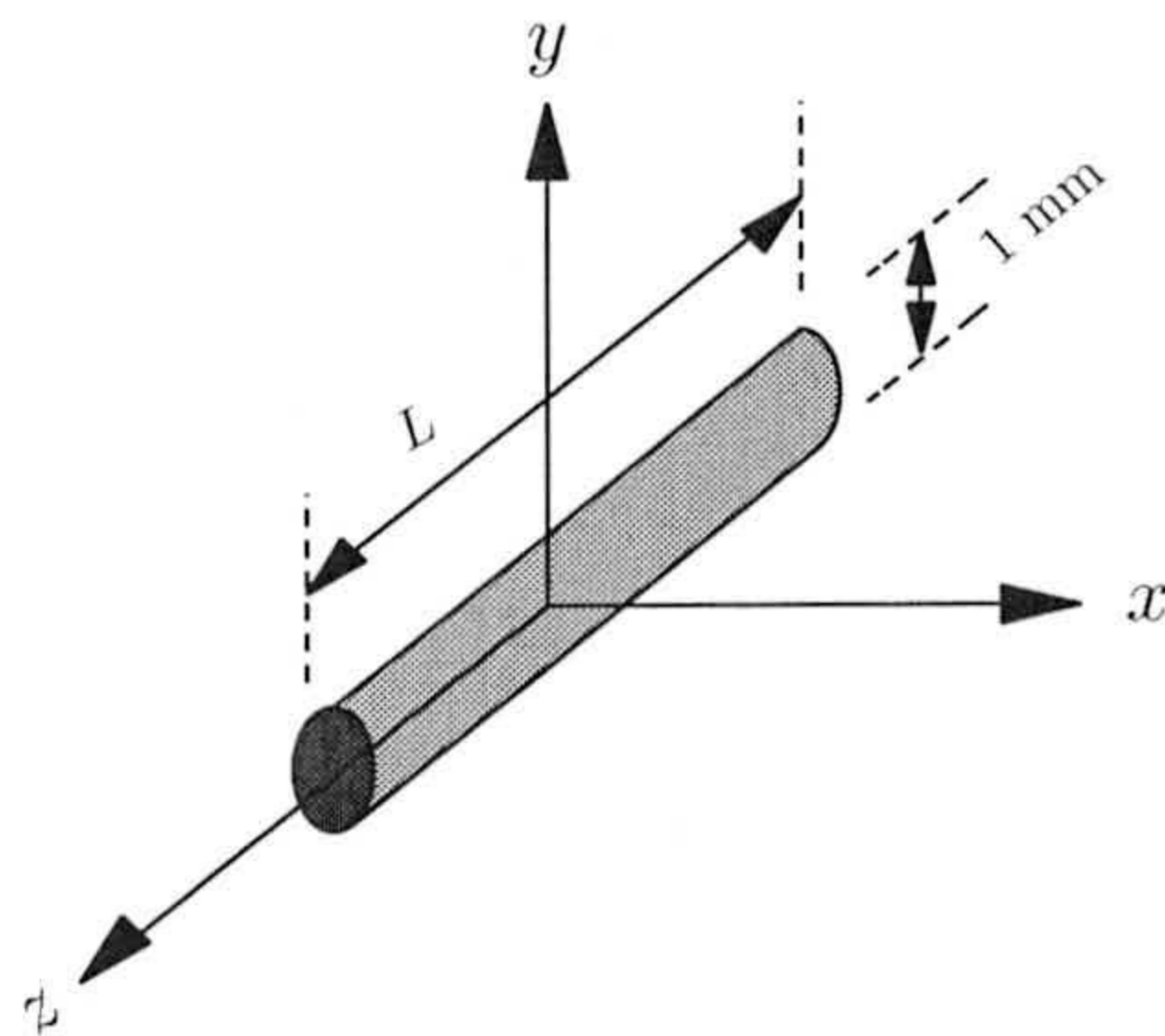


Figura 3.7: Esquema de la geometría utilizada en las simulaciones con fuentes extensas.

En la Fig. 3.6 se representan las energías por desintegración depositadas en wolframio, plomo e hierro, para una fuente puntual de ^{60}Co utilizando los parámetros A de la Tabla 2.3. También se representan las diferencias relativas entre los cálculos realizados con los conjuntos de parámetros B y C y el A. La situación es similar a la descrita anteriormente. Como se puede observar estas diferencias no son notables, manteniéndose por debajo de un 1-2 % hasta distancias $r \sim 40, 60$ y 80 mm, respectivamente, para estos tres materiales. Por tanto, la consideración de una energía de absorción de 500 keV para los electrones y positrones no produce cambios significativos y supone una considerable reducción en los tiempos de cálculo.

En la sección A.1 se completa este estudio con un análisis de los resultados obtenidos con los conjuntos de parámetros A y B para fuentes extensas simples.

3.4. Promedio de la energía de γ_1 y γ_2

Como ya se indicado anteriormente, cada desintegración del ^{60}Co produce dos emisiones γ , cuyas energías, 1.173 y 1.332 MeV, son bastante similares. Es práctica común en los cálculos con este radionúclido sustituir ambas radiaciones por fotones, que denominamos γ_m , con una energía igual a la energía promedio de las dos, esto es, 1.253 MeV. A continuación comparamos los resultados obtenidos con las dos energías y con la energía promedio, para fuentes cilíndricas en agua. Se han considerado fuentes de radio $R = 0.5$ mm y longitudes $L = 1$ y 20 mm, como la que se muestra en la Fig. 3.7. Consideramos que la fuente está formada por cobalto, donde se encuentra embebido el radionúclido ^{60}Co . El centro de la fuente se sitúa en el origen de coordenadas. La elección de estas dimensiones se debe a que coinciden con las de los núcleos activos de las fuentes del GK: la primera corresponde al *pellet* simple y la segunda a la totalidad del núcleo.

Dada la simetría del problema (cilíndrica), tenemos dos variables relevantes: z y $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Las simulaciones se han realizado utilizando celdas de acumulación con $\Delta\rho = \Delta z = 0.2$ cm y los parámetros del conjunto B de la Tabla 2.3. Se han seguido un total de $3 \cdot 10^6$ trayectorias.

En la Fig. 3.8 se comparan, para la fuente de radio $R = 0.5$ mm y longitud $L = 1$ mm, la energía por desintegración depositada en agua, cuando se consideran las emisiones γ con las dos energías (panel superior) y cuando se considera la emisión con la energía media (paneles medios). Los paneles inferiores muestran las diferencias entre ambos cálculos.

Una segunda comparación es la que se muestra en la Fig. 3.9 para una fuente cilíndrica de radio $R = 0.5$ mm y longitud $L = 20$ mm, también en agua.

Como puede verse, las diferencias entre ambos cálculos resultan significativas cuando ρ o z toman valores para los que la energía depositada es ya muy pequeña y, por lo tanto, utilizaremos en lo que sigue la energía media de las dos emisiones, en lugar de las dos energías originales.

3.5. Efecto del volumen activo

La última cuestión que estudiamos, en este capítulo dedicado a la dosimetría básica, es el efecto del volumen del núcleo activo. Concretamente pretendemos analizar el alcance de la autoabsorción en la fuente de cobalto y las posibles modificaciones a que pudiera dar lugar el hecho de que, en algunos casos [1] y como ya se indicó anteriormente, el núcleo activo no tenga exactamente los 20 mm nominales. Para ello hemos realizado una serie de simulaciones con los parámetros del conjunto B de la Tabla 2.3 y siguiendo un total de $5 \cdot 10^6$ historias. Las celdas de depósito de energía son las mismas que en simulaciones anteriores.

En estas simulaciones se han considerado fuentes cilíndricas de cobalto, de 0.5 mm de radio y longitudes activas $L_{\text{act}} = 1, 5, 10, 15, 19$ y 20 mm, posicionadas como se indica en el esquema de la Fig. 3.10 e inmersas en agua. En concreto, se ha determinado la dosis depositada para cada valor de L_{act} multiplicada por el volumen activo $V_{\text{act}} = \pi L_{\text{act}} (0.05 \text{ cm})^2$ de cada fuente (de esta forma normalizamos la densidad de fuentes en cada caso y la actividad del *pellet* individual es la misma para todas las longitudes activas):

$$\bar{D}_{V_{\text{act}}}(z, \rho; L_{\text{act}}) = D(z, \rho; L_{\text{act}}) V_{\text{act}}. \quad (3.1)$$

Los resultados correspondientes a $\bar{D}_{V_{\text{act}}}(z_0, \rho; L_{\text{act}})$, para tres valores de z_0 (11, 13 y 15 mm), y $\bar{D}_{V_{\text{act}}}(z, \rho_0; L_{\text{act}})$, para tres valores de ρ_0 (1, 3 y 5 mm), se representan en la Fig. 3.10. Como puede verse, en general los valores de $\bar{D}_{V_{\text{act}}}$ que se obtienen para las longitudes activas $L_{\text{act}} = 20, 19$ y 15 mm coinciden prácticamente, apreciándose diferencias más notables para longitudes activas menores.

La principal conclusión es pues que las posibles variaciones debidas a la construcción de las cápsulas, que pueden llevar a longitudes activas menores que los 20 mm nominales, no producen diferencias relevantes entre los cálculos y no es necesario tenerlas en cuenta.

Por otro lado, podemos ver que sólo cuando la L_{act} está por encima de 15 mm, las diferencias con el caso de $L_{\text{act}} = 20$ mm empiezan a ser relativamente pequeñas, lo que da idea de la autoabsorción en el propio núcleo activo.

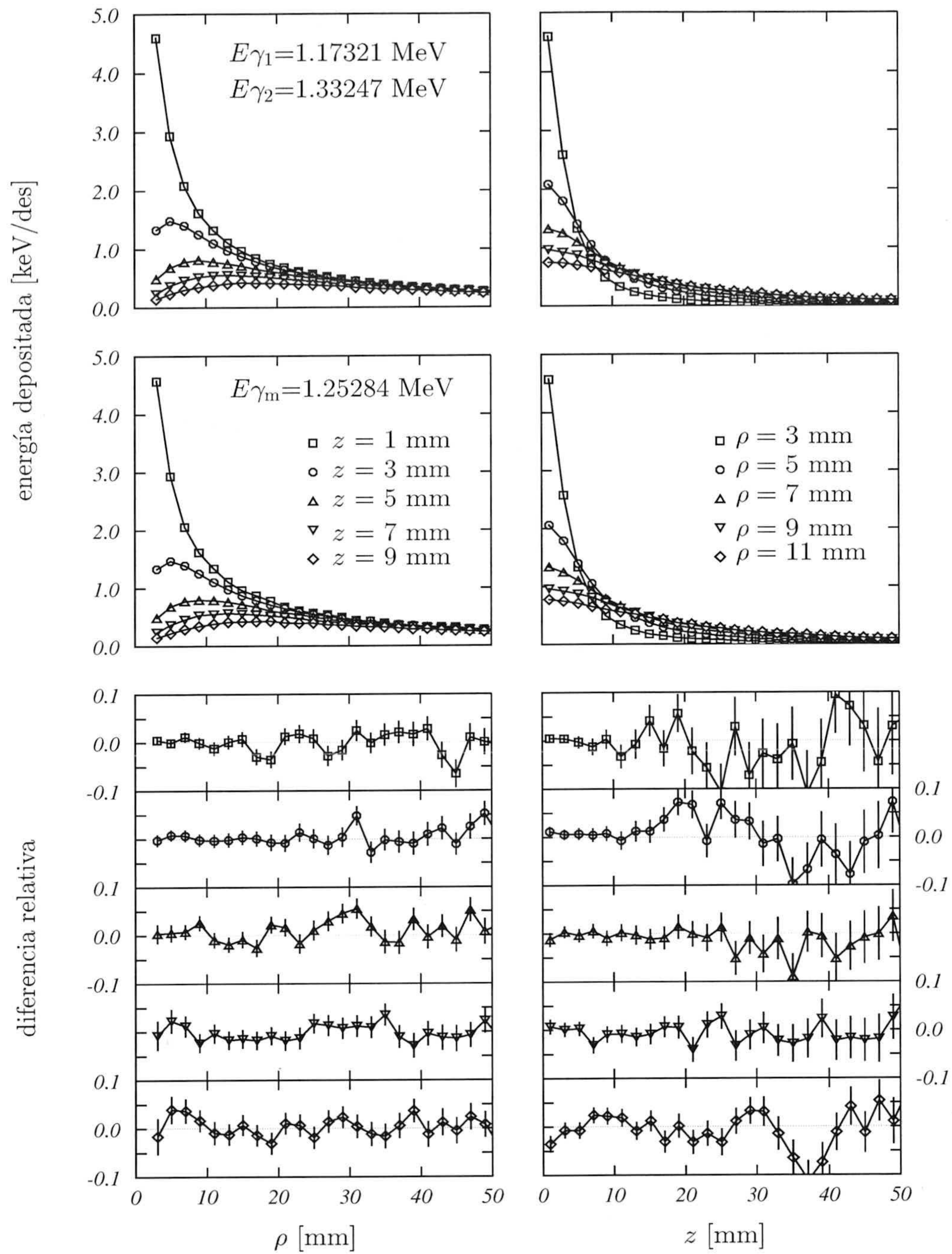


Figura 3.8: Energía por desintegración depositada en agua para una fuente cilíndrica de $R = 0.5$ mm y $L = 1$ mm. Los paneles superiores corresponden al cálculo realizado para las emisiones γ_1 y γ_2 con sus correspondientes energías, mientras que los paneles medios representan los resultados obtenidos con la energía promedio de ambas. Los paneles inferiores muestran las diferencias entre ambos cálculos.

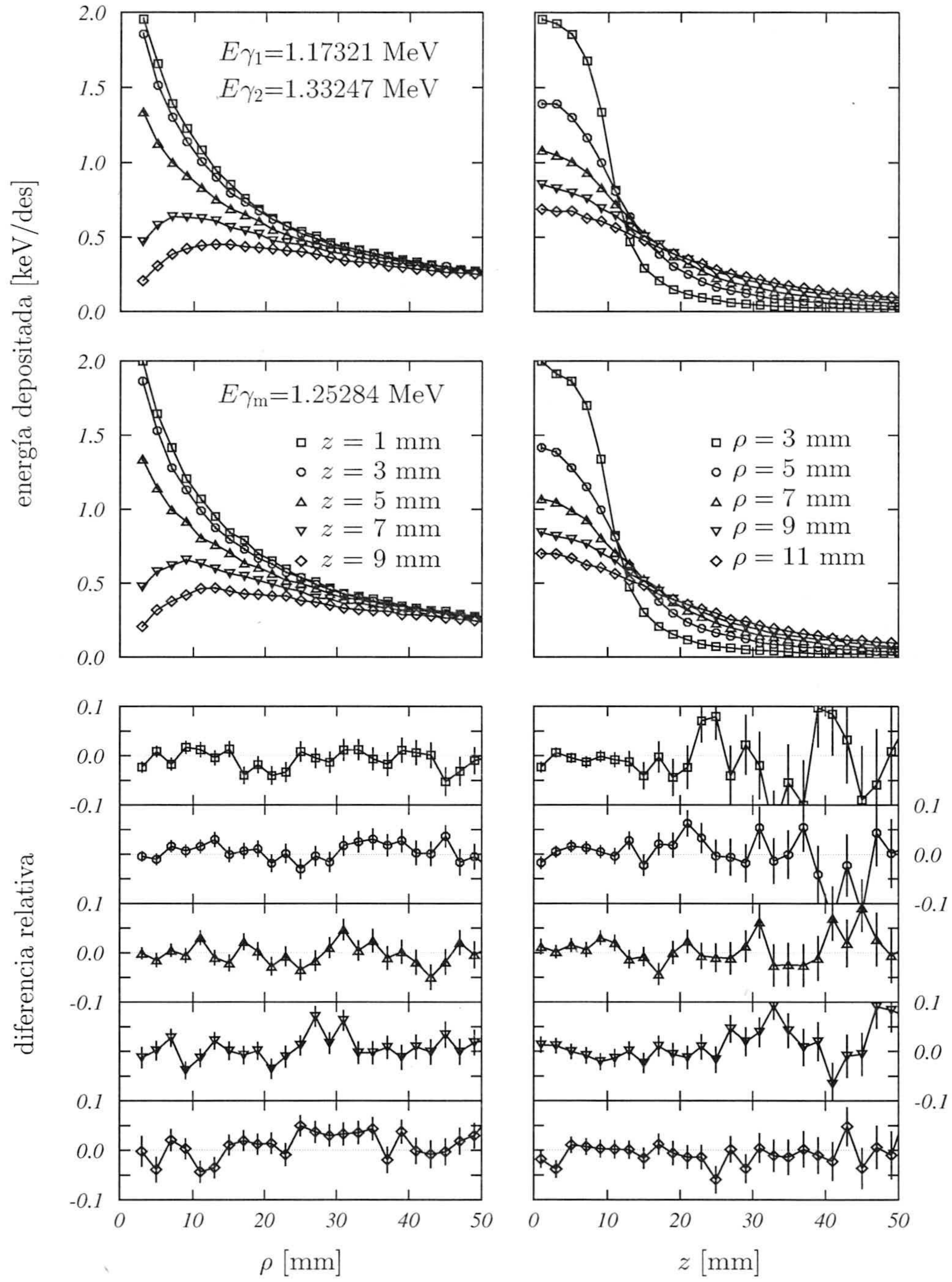


Figura 3.9: Igual que la Fig. 3.8 pero para la fuente de longitud $L = 20$ mm.

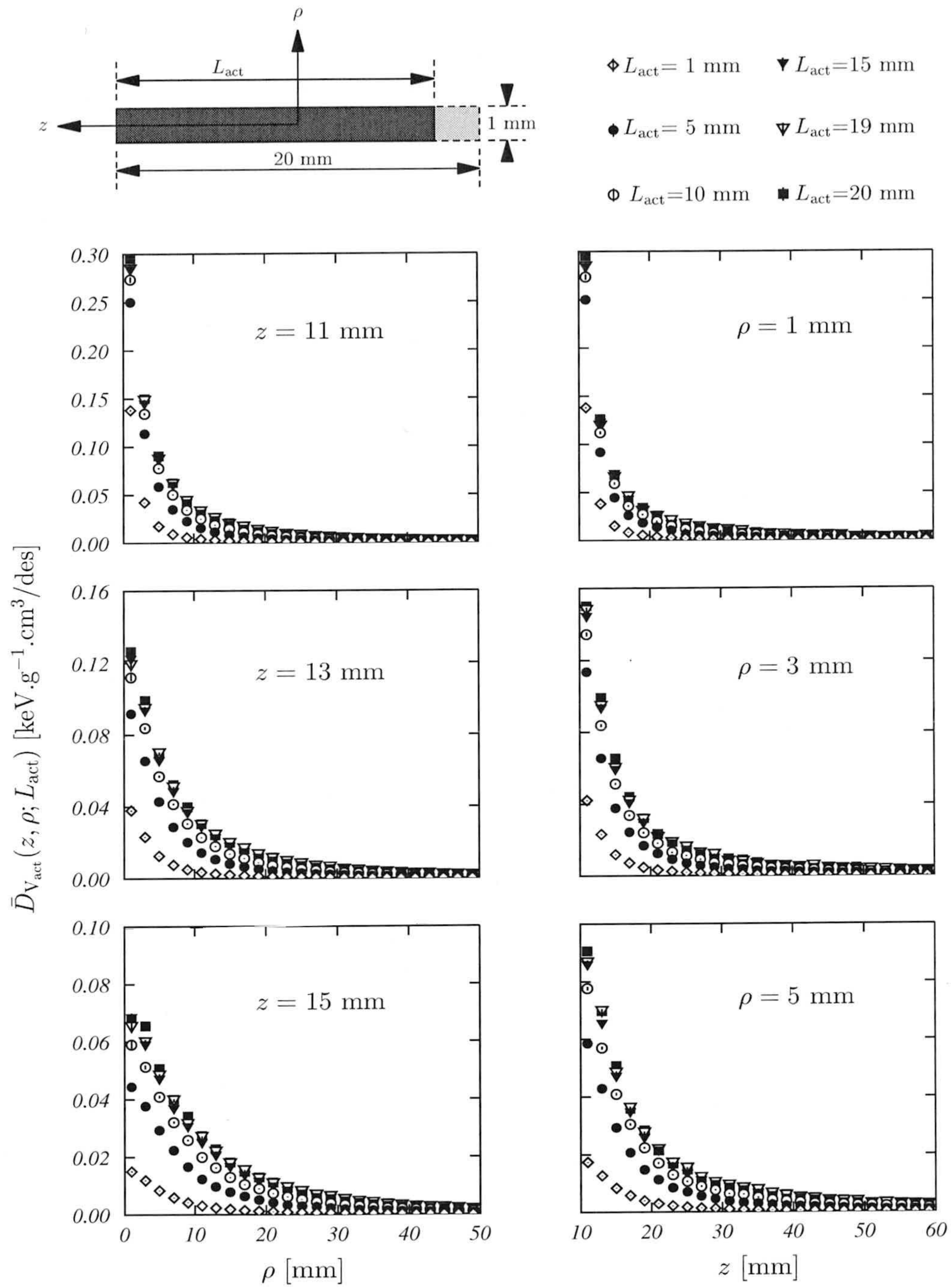


Figura 3.10: Efecto de autoabsorción de la fuente. El esquema indica la geometría utilizada en las simulaciones. Se representa $\bar{D}_{V_{\text{act}}}(z, \rho; L_{\text{act}})$ para distintos valores de ρ , z y L_{act} (ver texto).



Capítulo 4

Simulación de la fuente individual

En este capítulo se estudia en detalle la fuente individual del GK. El objetivo que se persigue es analizar la posible simplificación de su descripción geométrica y, para ello, hemos profundizado aquí en distintos aspectos relevantes como el ángulo efectivo de emisión y las distribuciones de energía, ángulos de salida, posiciones, etc. al final de los distintos tramos de colimación.

4.1. Ángulo efectivo de emisión

El “ángulo efectivo de emisión” constituye un aspecto fundamental en lo que al tiempo de simulación se refiere. Entendemos por tal, el ángulo θ_i con el que es emitida una partícula primaria que da lugar a una partícula, al menos, en una determinada región del espacio de simulación.

En esta sección nos preocupamos de dicho ángulo en la situación de tratamiento. Para determinar su distribución hemos realizado una simulación considerando la geometría completa del cabezal del GK (ver Fig. 1.3), el casco con el colimador de 18 mm (que es el que cabe esperar a priori que dé lugar a ángulos más grandes) y el maniquí de agua, que simula la cabeza del paciente, centrado en el foco del GK (es decir, a 401 mm del centro del núcleo activo de la fuente). Por tanto, en este caso tratamos de determinar los ángulos iniciales de los fotones primarios que dan lugar a alguna partícula en dicho maniquí.

En la simulación se han utilizado los parámetros A de la Tabla 2.3 para el aire, los C para el wolframio, el plomo y el hierro, y los B para los restantes materiales que conforman el GK. Se ha seguido un total de $6 \cdot 10^7$ trayectorias con energía inicial igual a la energía promedio.

Moskvin y colaboradores [22] han puesto de manifiesto que la dosimetría del GK puede realizarse restringiendo la dirección de salida de las partículas primarias a un cono de 10° de semi-apertura, con el eje definido por el eje del sistema de colimación. Nosotros hemos considerado que el ángulo θ_i está restringido a un valor máximo de 20° con el fin de comprobar la verosimilitud de este resultado.

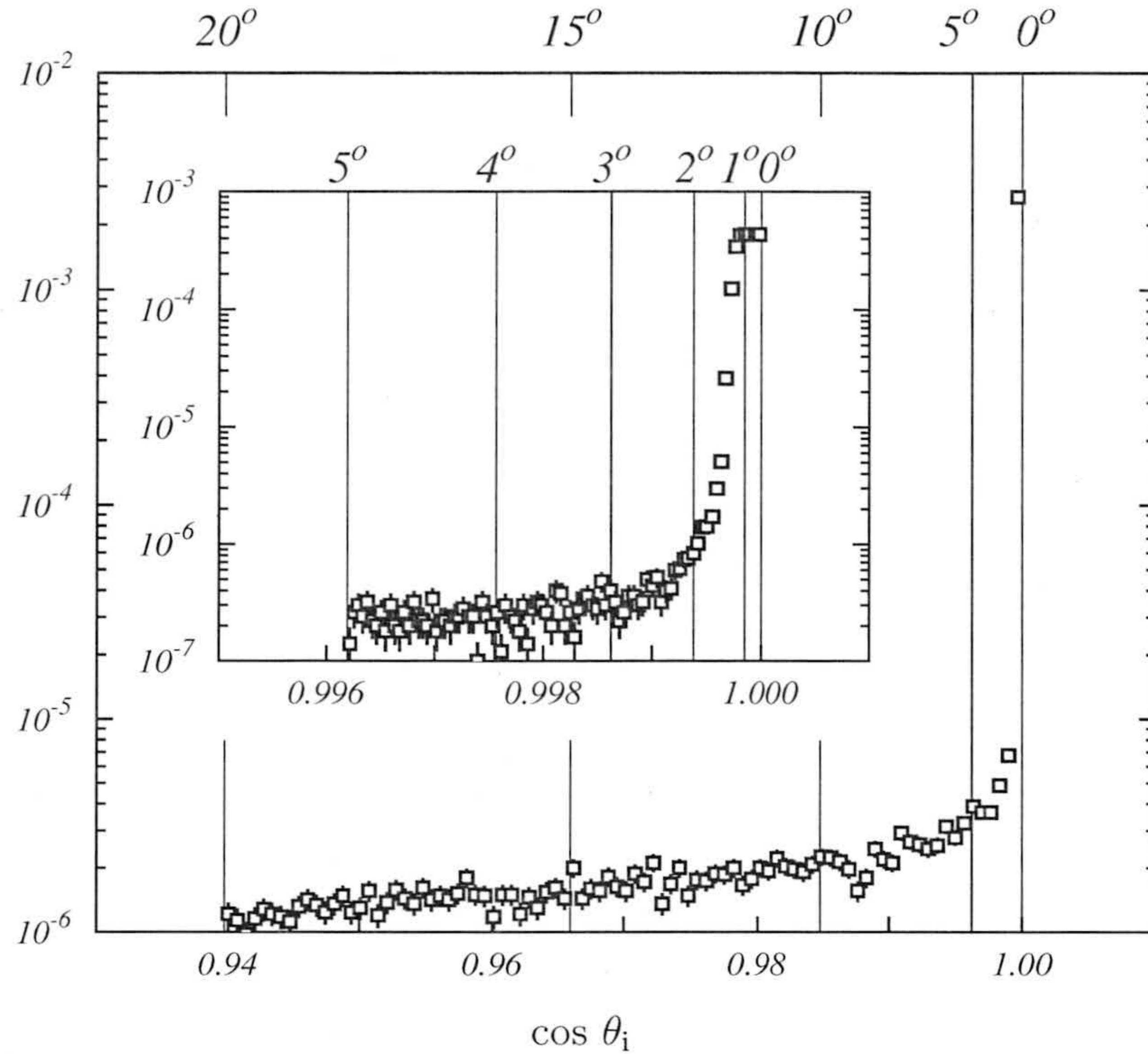


Figura 4.1: Ángulo efectivo de emisión para el maniquí de agua con el casco de 18 mm.

En la Fig. 4.1 se muestra la distribución del ángulo efectivo de emisión. Como vemos, aparece una reducción de tres órdenes de magnitud entre 0° y 5° , a la que sigue una disminución lenta hasta el valor máximo de 20° .

Es importante señalar que el número de partículas emitidas en el intervalo $0^\circ - 5^\circ$ que dan lugar a una partícula, al menos, en el maniquí de agua es más de 15 veces mayor que el de las partículas emitidas en el intervalo $5^\circ - 20^\circ$.

Con el fin de ganar en detalle, en la inserción se ha representado la distribución en el intervalo $0^\circ - 5^\circ$. Se observa una zona uniforme alrededor de 0° que alcanza hasta $\sim 1,3^\circ$, a partir de donde se produce una reducción notable. Para $\theta_i \sim 2^\circ$, la distribución ha disminuído en más de dos órdenes de magnitud y la reducción de tres órdenes de magnitud antes mencionada se presenta ya a partir de $\theta_i = 3^\circ$, lo que da idea de la direccionalidad del GK. Para concluir digamos que en el intervalo $0^\circ - 2^\circ$ hay 15 veces más partículas que en el $2^\circ - 5^\circ$.

Como conclusión podemos decir que un ángulo máximo de emisión de fotones iniciales por encima de 2° proporcionaría la suficiente fiabilidad en las simulaciones del GK. Con el fin de analizar las consecuencias de esta fuerte restricción cuando estamos en situación de tratamiento, hemos determinado la dosis depositada en el maniquí de agua en las condiciones de simulación antes indicadas, habiendo seguido un total de $15 \cdot 10^7$ de trayectorias. Las celdas de acumulación se han considerado con dimensiones $\Delta\rho = 0.5$ mm y $\Delta z = 1$ mm.

En la Fig. 4.2 se muestra la dosis transversal, normalizada al máximo respectivo, en tres planos del maniquí: el plano central, que corresponde a $z = 401$ mm, y dos planos anterior y posterior a éste. Los resultados de esta simulación (cuadrados) se comparan con la dosis depositada por aquellas partículas que fueron emitidas con un ángulo inicial máximo de 3° (triángulos). Como puede observarse, ambos cálculos coinciden, apareciendo los puntos correspondientes superpuestos. En los paneles inferiores se muestran las diferencias relativas entre ambos cálculos, antes de la normalización al máximo. Como vemos se pone de manifiesto de nuevo la práctica igualdad entre ambos. El hecho de que aparezcan barras de error considerablemente grandes se debe a que la estadística es aún muy baja para el ángulo máximo de emisión de 20° que se ha considerado.

En las simulaciones que hemos realizado en lo que sigue, se ha considerado un ángulo máximo de emisión de 3° , con lo que se garantiza el margen suficiente.

Una vez que hemos analizado el ángulo efectivo de emisión en situación de tratamiento, queremos estudiar este ángulo en las superficies de salida del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. Para ello hemos realizado simulaciones de características similares a la anterior, pero restringiendo el ángulo inicial a 3° . Se han seguido $6 \cdot 10^7$ de trayectorias. Los cascos de tratamiento se han simulado con su geometría detallada (ver Fig. 1.4).

Los resultados obtenidos se muestran en la Fig. 4.3. En todos los casos se vuelve a poner de manifiesto la considerable reducción de las distribuciones cuando el ángulo θ_i supera los 2° .

Al aumentar el ángulo de emisión θ_i se observa, en todos los casos, una zona uniforme que está relacionada con la apertura del correspondiente colimador de salida. Esta zona es muy pequeña para el caso de los de 4 y 8 mm.

Por otro lado, las distribuciones correspondientes a los dos cascos de menor apertura presentan una segunda región donde vuelven a ser uniformes. Esta zona corresponde, como puede comprobarse en el panel superior, a la apertura del colimador de salida del cuerpo central. En la distribución obtenida para el casco de 18 mm, esta segunda región no se aprecia dado que prácticamente coincide con la caída correspondiente al colimador de salida del propio casco. En el caso del casco de 14 mm, se observa sólo la parte final de dicha zona.

4.2. Características del haz de radiación

Una vez analizado el punto crucial del ángulo efectivo de emisión, vamos a estudiar las características de la radiación cuando ésta supera el cuerpo central y los cascos de tratamiento. En particular vamos a discutir el espectro de energía, la distribución de posiciones (ρ) y la distribución de ángulos de salida. Para ello se ha realizado una simulación con ángulo de emisión de las partículas iniciales entre 0° y 3° y con la misma selección de parámetros que en las simulaciones anteriores. Se han seguido $6 \cdot 10^7$ trayectorias.

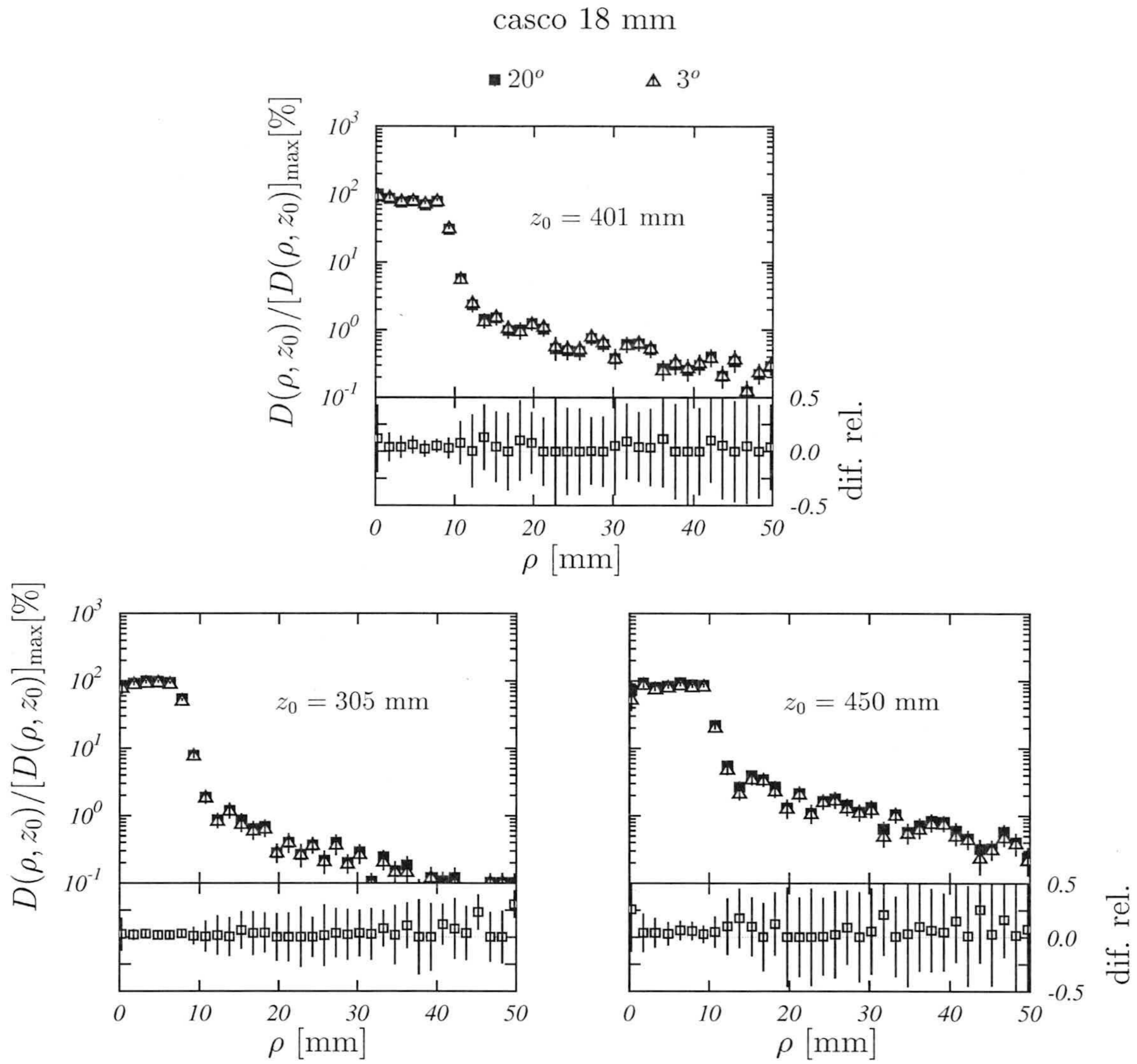


Figura 4.2: Dosis transversales, normalizadas al máximo respectivo, en el maniquí de agua, para el casco de 18 mm. Se comparan los resultados correspondientes a la simulación completa, realizada con un ángulo máximo de emisión $\theta_i = 20^\circ$, con la dosis depositada por las partículas primarias que fueron emitidas con un ángulo máximo de 3° . Las diferencias relativas que se muestran en los paneles inferiores están calculadas antes de las normalizaciones.

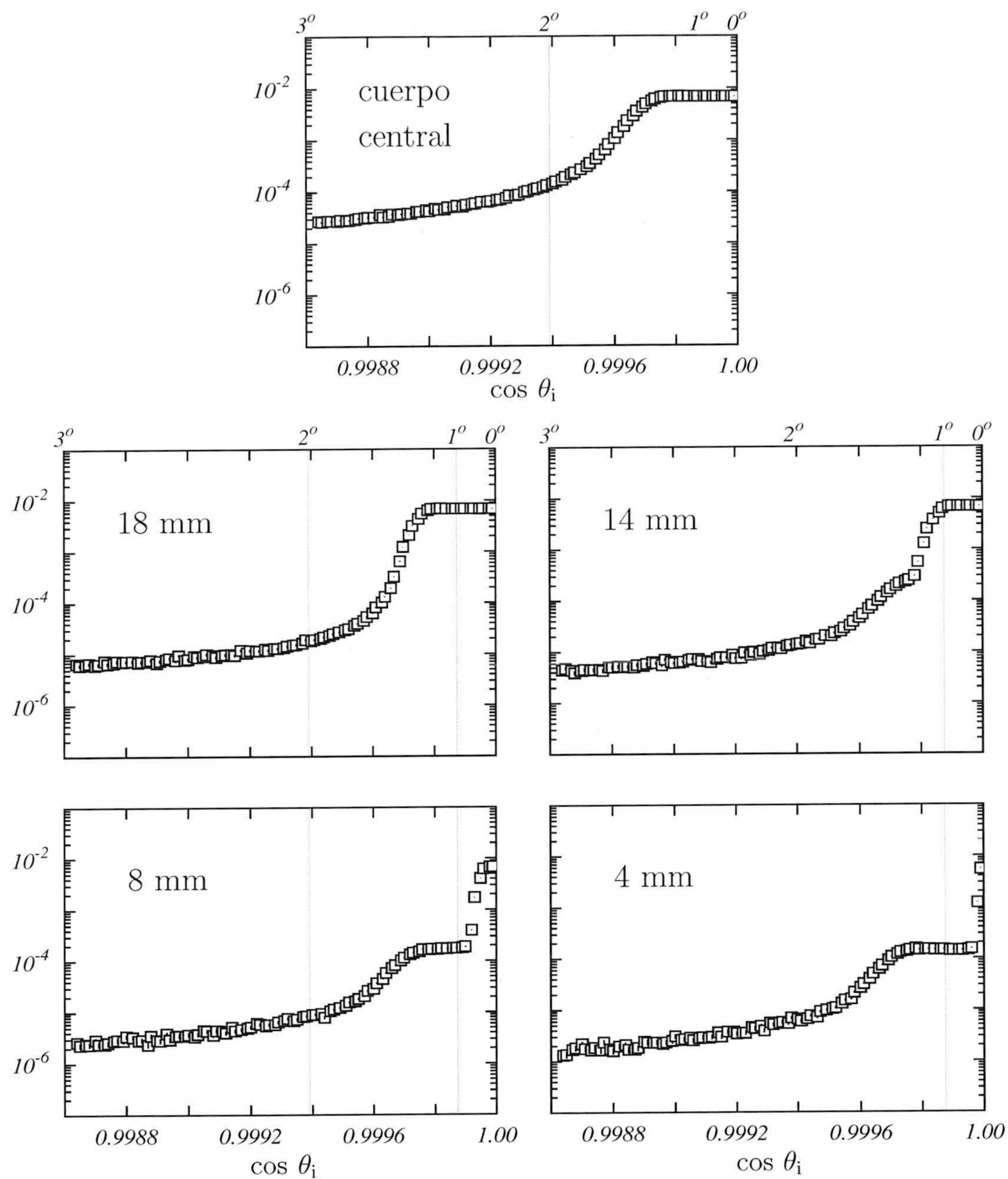


Figura 4.3: Ángulo efectivo de emisión para las superficies de salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento.

4.2.1. Espectro de energía

En la Fig. 4.4 se muestran los espectros de energía obtenidos para fotones (cuadrados) y para electrones (triángulos) a la salida del cuerpo central del sistema de colimación y de los cuatro cascos de tratamiento. Las distribuciones están normalizadas al número de historias seguidas en la simulación.

Como vemos, en todos los casos los espectros correspondientes a los fotones tienen características similares, presentándose un pronunciado pico correspondiente a la energía inicial. No obstante, existen algunas diferencias que conviene resaltar. En primer lugar, la distribución obtenida para el cuerpo central y el casco de 18 mm no es uniforme para las energías por debajo de la energía máxima, observándose una disminución continuada de la misma a medida que disminuye la energía. Para los restantes cascos, sin embargo, la distribución resulta ser bastante uniforme. En el caso del casco de 4 mm, se observa una ligera disminución de la distribución para energías justo por debajo de la máxima.

En segundo lugar, se puede observar la aparición de picos correspondientes a rayos X en la zona de más baja energía. No obstante, estos picos son similares para el cuerpo central y el casco de 18 mm, disminuyendo su importancia al reducirse la apertura de los cascos de tratamiento.

En cuanto a los electrones cabe destacar, en primer lugar, que su importancia relativa respecto a los fotones se reduce fuertemente a medida que disminuye la apertura del colimador de salida del casco. En cualquier caso las distribuciones siempre resultan ser, como máximo, un orden de magnitud menores que las correspondientes a los fotones.

Por otro lado se observa un corte de las distribuciones para electrones con energías por debajo de 500 keV, lo que se debe a que esa es la energía de absorción en tungsteno, hierro y plomo, que son los materiales que forman los colimadores y el blindaje del GK, elementos donde más electrones secundarios se generan.

En general se aprecia la lógica disminución del número de partículas que llegan a las superficies de salida de los cascos de tratamiento a medida que se estrecha la apertura de los mismos.

Podemos concluir que la mayoría de las partículas que cruzan los colimadores del cuerpo central y de los cascos son fotones que provienen directamente de la fuente, sin interacciones en el camino y que, por tanto, siguen con la misma energía que tenían inicialmente.

Con el fin de profundizar en esta cuestión hemos determinado qué parte de la dosis depositada en el maniquí esférico anteriormente considerado se debe a estos fotones "directos" que atraviesan las superficies de salida de los cascos con la energía máxima.

En la Fig. 4.5 se comparan los resultados de la simulación completa con las distribuciones de dosis correspondientes a dichas partículas. Se han representado los perfiles transversales de dosis, para tres profundidades en el maniquí, y los redimientos en profundidad, para tres distancias a eje del haz, normalizados a los máximos respectivos. Se representan, asimismo, las diferencias relativas antes de la normalización, en cada caso.

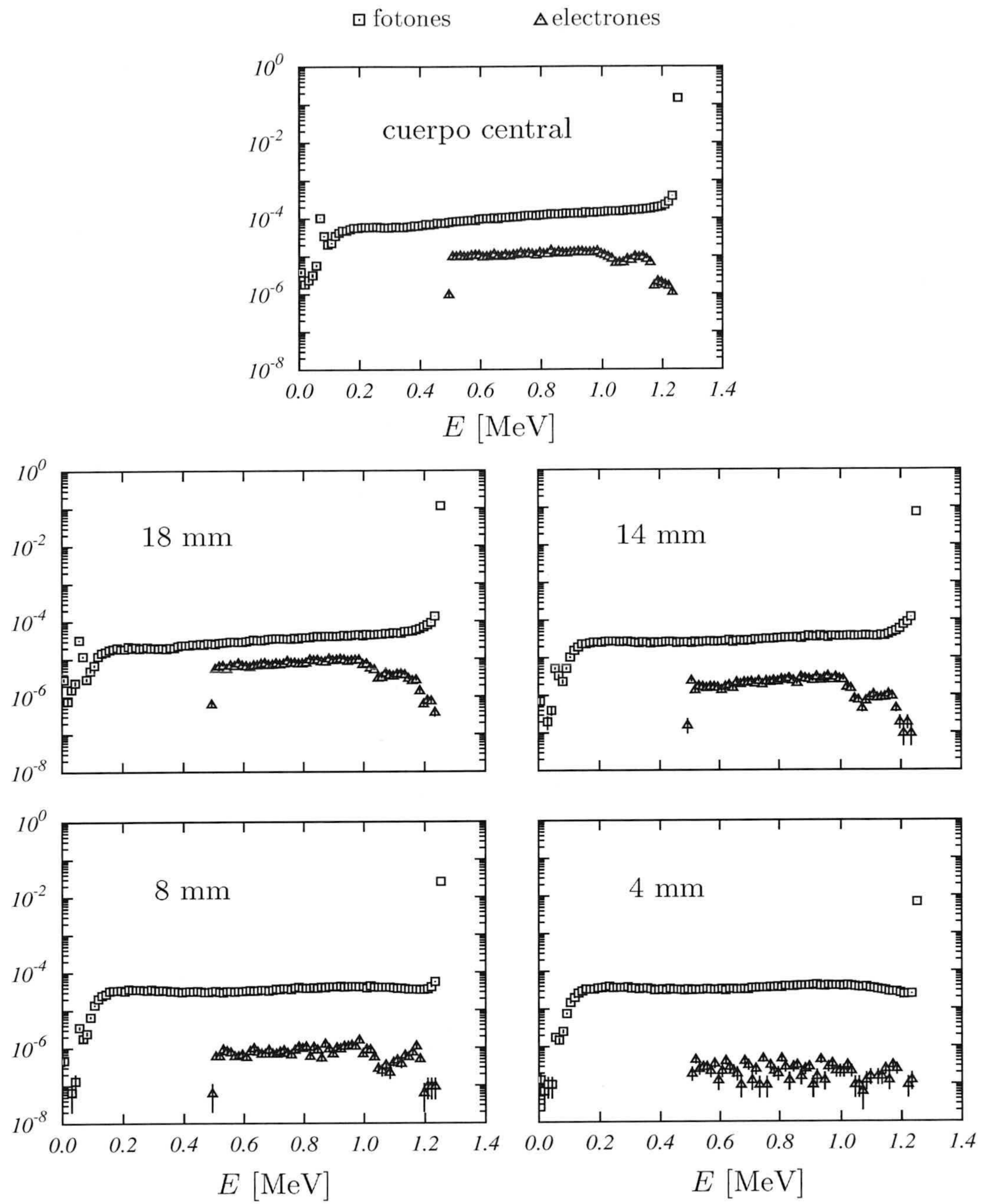


Figura 4.4: Espectros de energía a la salida del cuerpo central y de los cascos de tratamiento para fotones y electrones.

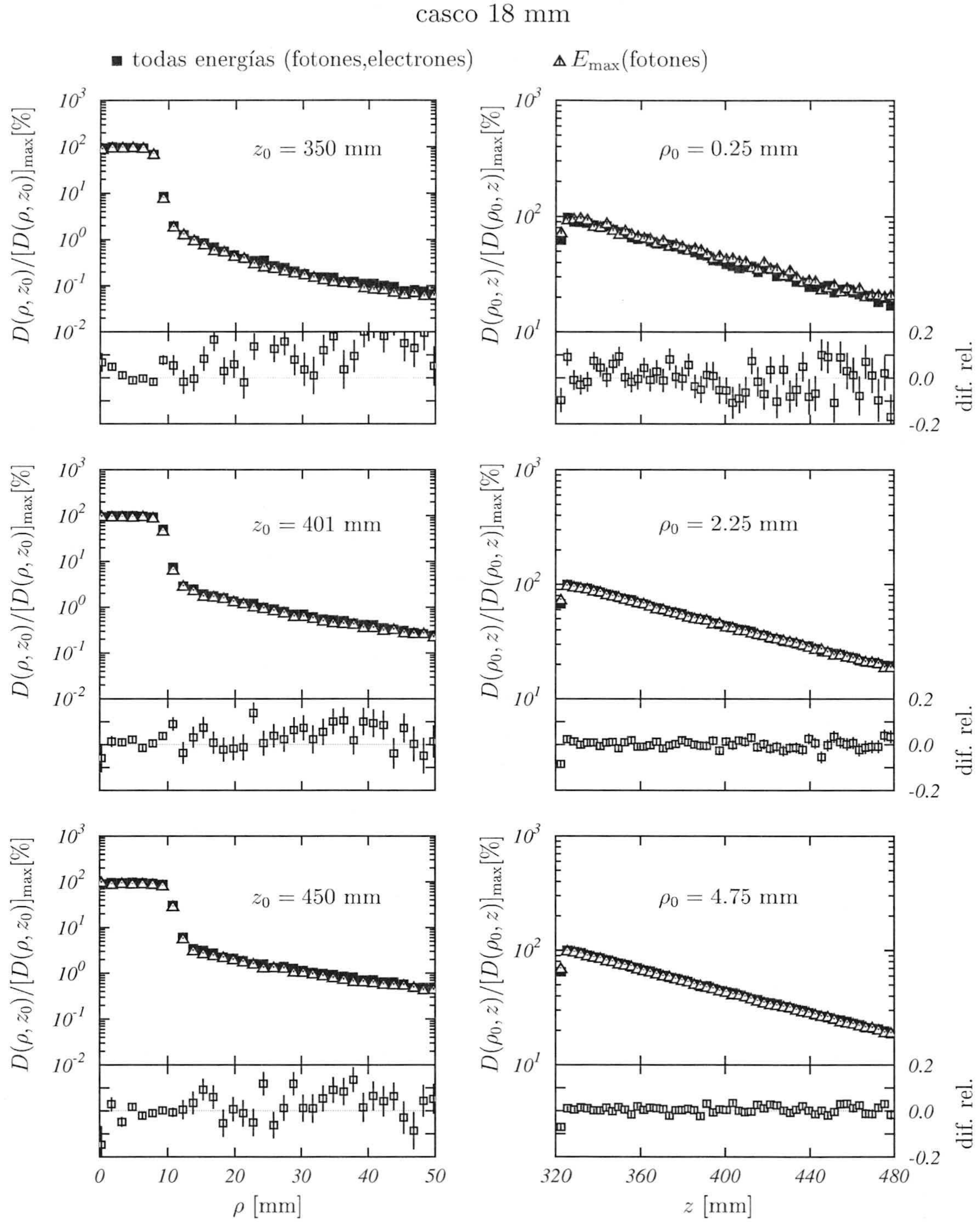


Figura 4.5: Dosis transversales y longitudinales, normalizadas al máximo respectivo, depositadas en el maniquí de agua para el casco de 18mm. Los triángulos corresponden a los fotones que alcanzan el maniquí con la energía máxima inicial. Los cuadrados corresponden a todas las partículas (fotones y electrones) que inciden sobre el maniquí, independientemente de su energía.

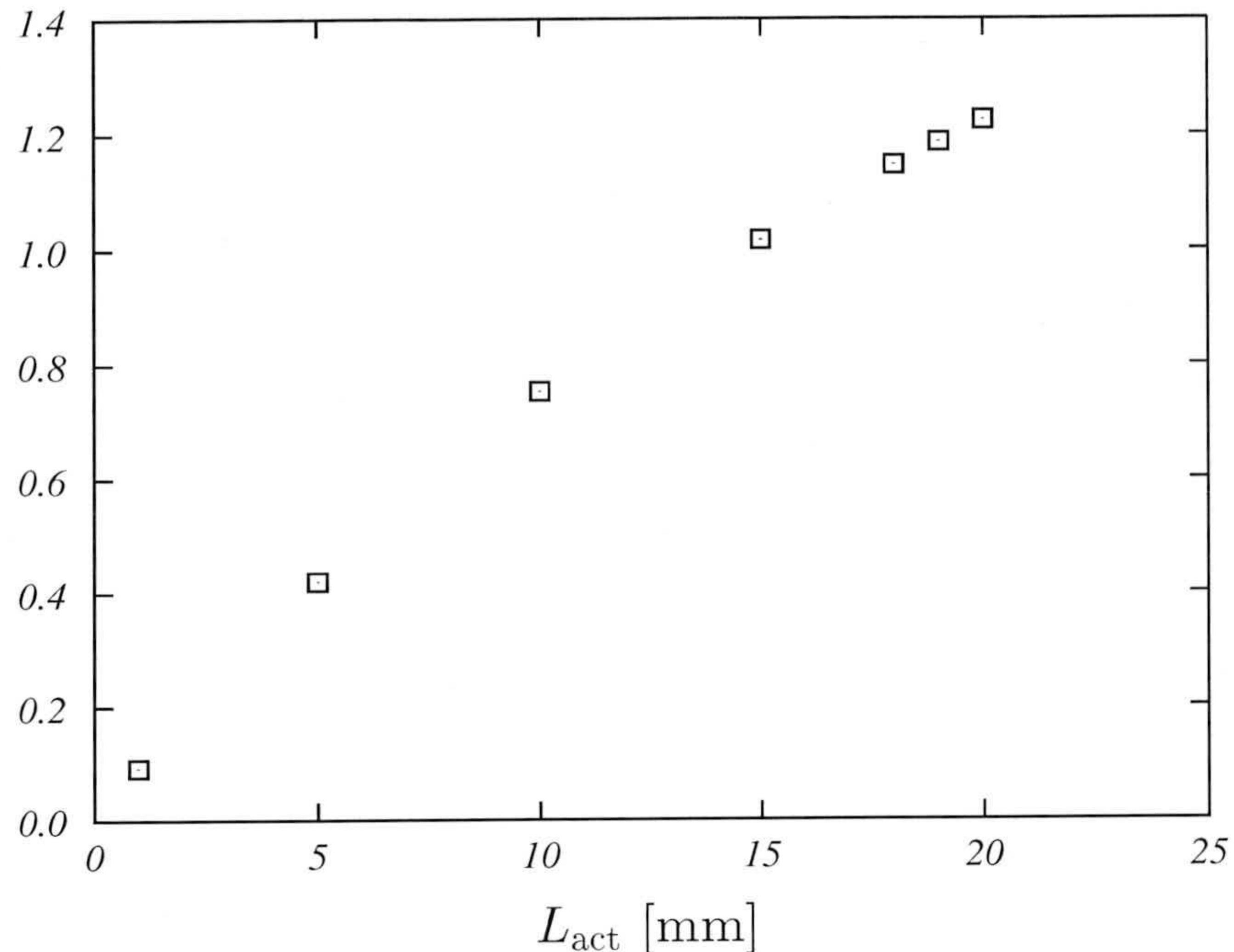


Figura 4.6: Número de fotones con la energía máxima, en el plano de salida del casco de 18 mm, en función de la longitud activa de la fuente. La geometría utilizada para el núcleo activo es la misma que la de la Fig. 3.10.

Como puede verse, el acuerdo entre las distribuciones normalizadas es bueno. Las diferencias relativas para los perfiles transversales (paneles de la izquierda) resultan apreciables sólo cuando ρ toma valores para los que las dosis normalizadas son mucho menores (más de un orden de magnitud) que la dosis máxima. Se aprecia una mayor discrepancia en el caso del plano $z_0 = 305$ mm debido a que éste se encuentra más próximo a la entrada de radiación en el maniquí, donde cabe esperar que las partículas con energías menos probables tengan una mayor incidencia.

En el caso de los rendimientos en profundidad (paneles de la derecha) se aprecia un mejor acuerdo entre ambos cálculos. Las diferencias mayores aparecen detrás del foco en el caso de $\rho_0 = 0.25$ mm (panel superior). A este respecto hay que hacer notar que el volumen de las celdas de acumulación crece a medida que aumenta ρ_0 y esto da lugar a una mejora desde el punto de vista de la estadística que explicaría, al menos en parte, que el acuerdo entre ambos cálculos mejore a medida que nos alejamos del eje del haz.

Para concluir con el estudio del espectro de energía a la salida de los cascos, vamos a analizar el posible efecto de las variaciones de la longitud activa de la fuente respecto de los 20 mm nominales. Para ello hemos realizado un conjunto de simulaciones en las que se han considerado distintas longitudes activas del núcleo, de manera similar a lo realizado en la sección 3.5. Se han seguido 10^7 partículas y se ha tomado la dirección de emisión la del eje z en cualquier caso. De esta forma se maximiza el efecto de autoabsorción en el propio núcleo de cobalto.

Los resultados correspondientes al número de fotones con la energía máxima, que alcanzan el plano de salida del casco de 18 mm, se muestran en la Fig. 4.6. El resultado

correspondiente a $L_{\text{act}} = 20$ mm está normalizado al número de historias seguidas. Los restantes valores están normalizados de manera que, para todas las longitudes activas consideradas, la densidad de fuentes puntuales emisoras es la misma. Como puede verse en la figura mencionada el número de fotones con energía máxima que alcanzan el colimador final del casco presenta una dependencia cuadrática con la longitud activa. Hasta $L_{\text{act}} = 18$ mm no se aprecian diferencias acusadas en dicho número de fotones y, por tanto, cabe concluir, que esas posibles variaciones en el tamaño real del núcleo activo sólo habría que tenerlas en cuenta para longitudes activas menores que dicho valor.

4.2.2. Distribución de posiciones

En esta subsección estudiamos la distribución de las partículas en la dirección transversal ρ , a la salida del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. Los resultados obtenidos para los fotones se muestran en la Fig. 4.7 mediante cuadrados. Estos valores están normalizados a la superficie de la celda de almacenamiento cuya anchura es de $\Delta\rho = 0.1$ mm y al número total de historias seguidas en la simulación. La zona sombreada indica la semiapertura del postcolimador del cuerpo central, que es de 4.25 mm (ver Fig. 1.4) y la de las aperturas exteriores de los colimadores finales de los cascos (ver Tabla 1.1).

En todos los casos, la distribución es uniforme a lo largo de la apertura característica y disminuye rápidamente para valores de ρ mayores. Para los cascos de 14, 8 y 4 mm se observa un segundo escalón, que aparece para el mismo valor de $\rho \sim 5,7$ mm. Con el fin de entender el origen de este escalón, hemos realizado una simulación idéntica a la anterior pero eliminando los cascos de tratamiento. En el panel superior derecho se muestra la distribución obtenida en la posición de las superficies de salida de los cascos de tratamiento. Como puede verse, el valor de ρ para el que aparecían los escalones antes mencionados, coincide con aquel para el que esta nueva distribución deja de ser uniforme. En el caso del casco de 18 mm no se observa esta situación, ya que está enmascarada por la caída de la propia distribución.

Por último mencionar que la disminución en la distribución de posiciones es de entre 2 y 3 órdenes de magnitud cuando pasamos de los valores de ρ donde es máxima, al valor de ρ donde aparece el escalón discutido antes.

En la Fig. 4.7 se representan también las distribuciones de posiciones para los electrones al final del cuerpo central y de los cascos (triángulos). Como en el caso de los fotones, estos valores están normalizados a la superficie de la celda de acumulación y al número total de historias simuladas.

Como puede comprobarse, el comportamiento es similar al observado para los fotones, aunque la escasa estadística no permite establecer características generales para las distintas situaciones analizadas. Así, por ejemplo, la zona de comportamiento uniforme para valores de ρ menores que la apertura característica de cada colimador sólo está bien definida en el caso del cuerpo central y en el del casco de 18 mm, mientras que para el casco de 14 mm aparece una disminución a medida que uno se acerca al eje del haz y

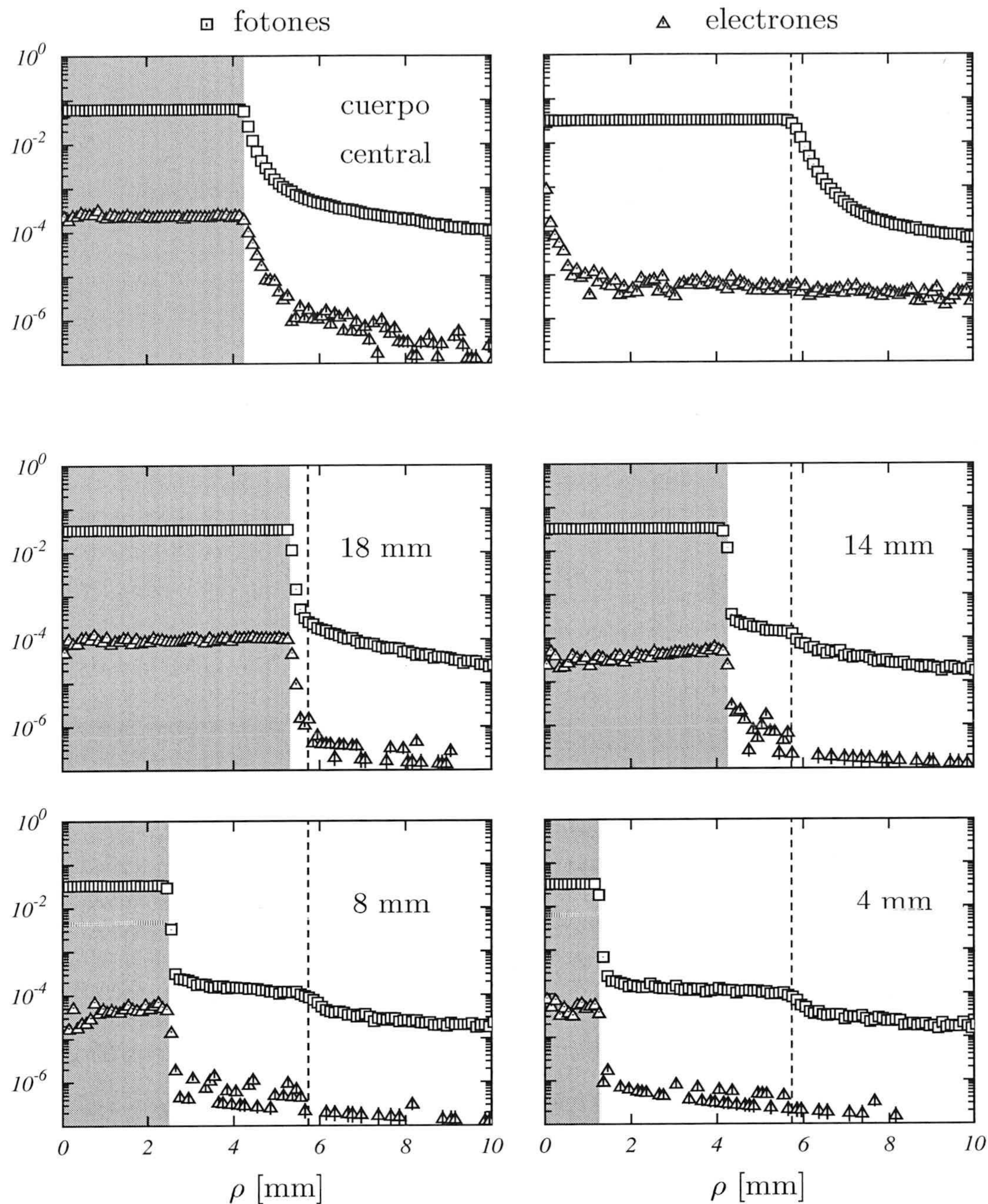


Figura 4.7: Distribución de posiciones para los fotones al final del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. El panel superior derecho corresponde a una simulación realizada en ausencia de los cascos (ver texto). Los valores están normalizados a la superficie de la celda de almacenamiento y al número de historias. Los resultados para fotones (electrones) se han representado con cuadrados (triángulos).

para los otros dos cascos la situación está poco definida. Por otro lado no se observa el escalón asociado al colimador final del cuerpo central, lo cual pueden entenderse porque cabe esperar que los electrones detectados a este nivel provengan, fundamentalmente, de los propios colimadores.

En cualquier caso, el número de electrones en las superficies de salida del cuerpo central y en el de los cascos de tratamiento es más de dos órdenes de magnitud más pequeño que el de fotones, por lo que su contribución a la dosis en el maniquí de tratamiento será poco relevante.

4.2.3. Distribución de los ángulos de salida

Finalmente, estudiamos la distribución de ángulos en las superficies de salida de interés. Los resultados se muestran en la Fig. 4.8 mediante cuadrados para los fotones y triángulos para los electrones.

El aspecto que cabe resaltar, en el caso de los fotones, es que estas distribuciones son muy similares a las del ángulo efectivo de emisión que discutimos en la sección 4.1 y que también se incluyen (líneas a trazos) en la figura. Aparecen claramente delimitadas las zonas de comportamiento uniforme asociadas a las aperturas de los colimadores de salida de los cascos (ángulos $\theta \sim 0^\circ$) y la asociada al colimador de salida del cuerpo central (que se observa en el caso de los cascos de 4 y 8 mm).

La única diferencia reseñable es que las distribuciones de ángulos de salida muestran una disminución más acentuada que la de ángulos efectivos de emisión, en la caída que aparece para ángulos θ pequeños, una vez superada la primera zona de comportamiento uniforme. Esto refleja la acción de los colimadores en cuanto a la focalización angular de los haces y refuerza el resultado obtenido para la energía, que indicaba que las partículas que atraviesan las superficies de salida del cuerpo central y de los cascos son, fundamentalmente, partículas provenientes directamente de la fuente de ^{60}Co .

Las diferencias entre los valores de la distribución de ángulos de salida obtenidos para $\theta \sim 0^\circ$ y los correspondientes a $\theta > 2^\circ$ sigue siendo de entre 3 y 4 órdenes de magnitud.

Para los electrones cabe señalar que su distribución es claramente uniforme, observándose una considerable disminución de su número a medida que la apertura del casco disminuye. Los valores obtenidos para estas distribuciones son más de un orden de magnitud menores que los correspondientes a la distribución de fotones para $\theta > 2^\circ$.

4.3. Distribución de dosis

Una vez analizadas las características de la radiación a la salida de los cascos de tratamiento, vamos a estudiar las distribuciones de dosis que dicha radiación produce en el maniquí esférico descrito anteriormente.

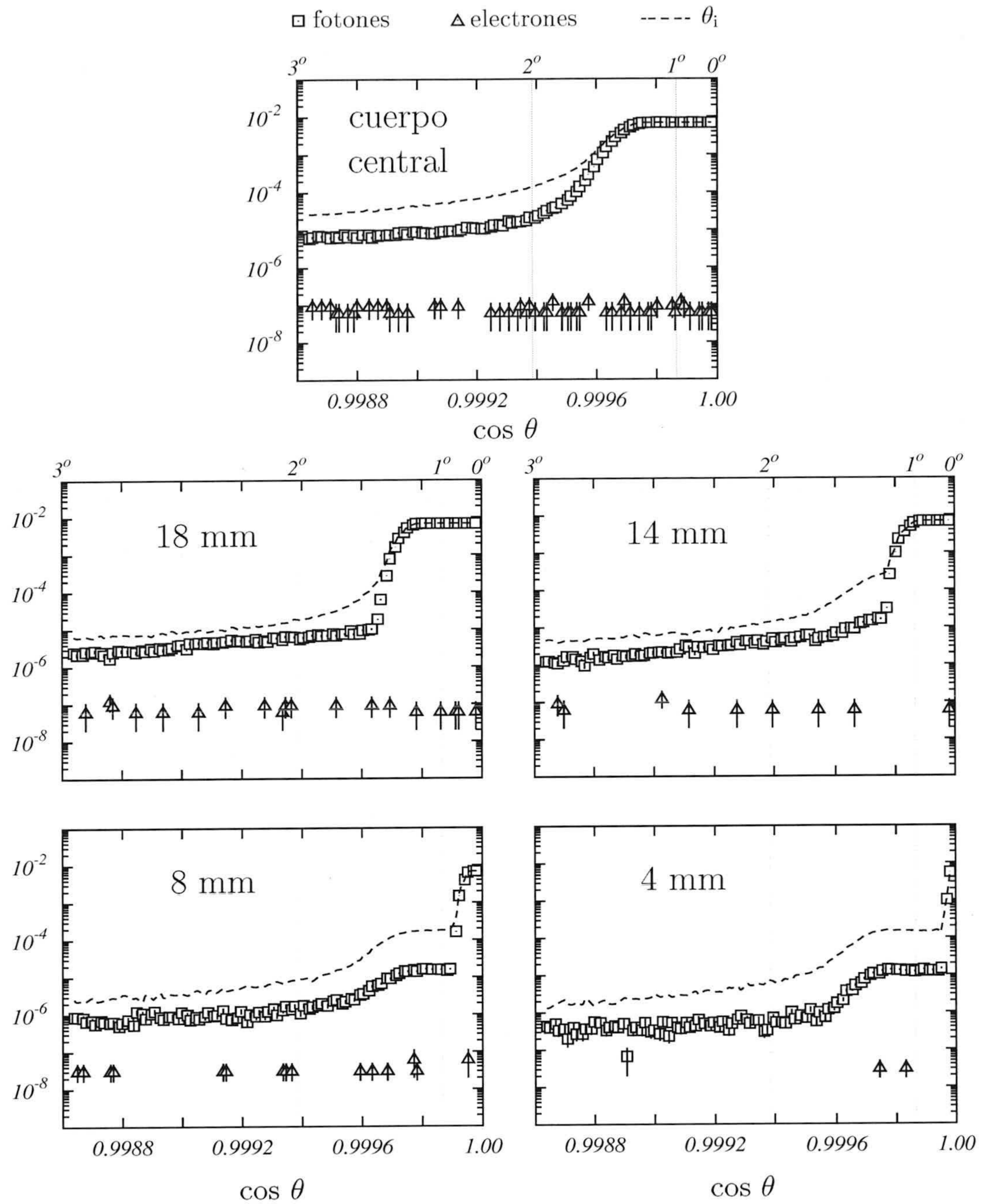


Figura 4.8: Distribución de ángulos de salida al final del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. Los cuadrados (triángulos) representan los resultados obtenidos para los fotones (electrones). Las líneas de trazos corresponden a la distribución de ángulos efectivos de emisión.



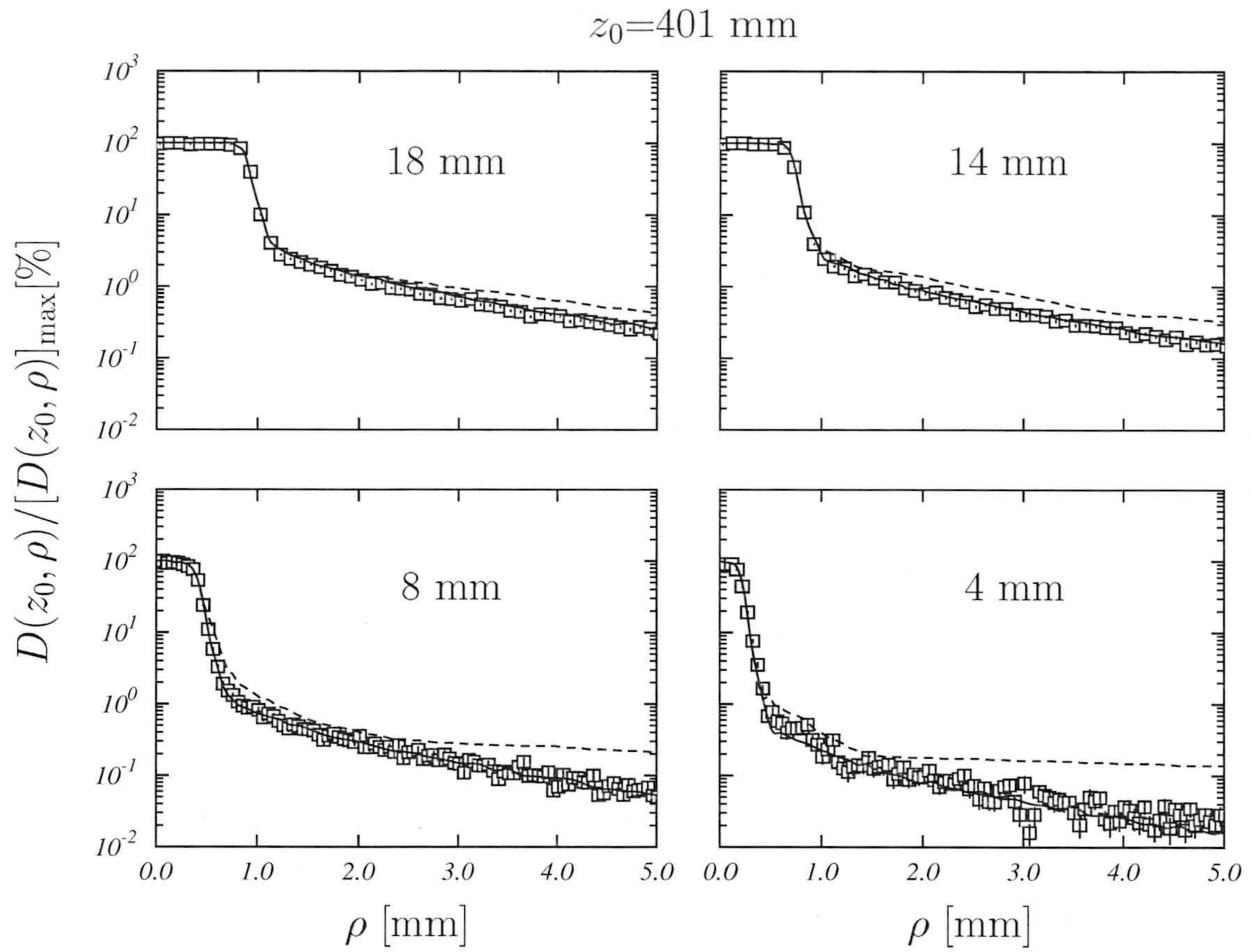


Figura 4.9: Distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí. Los resultados de nuestra simulación (cuadrados), normalizados al máximo, se comparan con los obtenidos por Cheung et al. [12] con EGS4 (línea continua) y los que proporciona Elekta (línea a trazos).

Se han realizado simulaciones, considerando la geometría del GK completa (ver Fig. 1.3), para los cuatro cascos de tratamiento, suponiendo un ángulo de emisión de las partículas iniciales entre 0° y 3° y con los parámetros B de la Tabla 2.3 para todos los materiales, excepto para el wolframio, el hierro y el plomo, para los que se han considerado los parámetros C, y para el aire, para el que se han utilizado los parámetros A. Se han seguido $1,5 \cdot 10^8$ trayectorias. Para los cascos de 18 y 14 mm las celdas de acumulación consideradas tienen $\Delta\rho = 0.5$ mm y $\Delta z = 1$ mm, mientras que para los cascos de 8 y 4 mm, las dimensiones de las mismas son $\Delta\rho = 0.25$ mm y $\Delta z = 0.5$ mm.

En primer lugar hemos determinado las distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí. Los resultados obtenidos se muestran (cuadrados) en la Fig. 4.9, donde se comparan con los que proporciona el planificador GammaPlan[®] (GP) de Elekta (línea a trazos) y los obtenidos por Cheung et al. [12] (línea continua). Estos últimos se han extraído directamente de las figuras de la mencionada referencia. El cálculo de Cheung et al. corresponde a una simulación realizada con EGS4-PRESTA [26], con maniquí y celdas de acumulación de características iguales a las utilizadas en nuestro cálculo, habiendo seguido un total de $5 \cdot 10^7$ para los cascos de 18 y 8 mm, $3.1 \cdot 10^7$, para el de 14 mm y $1.5 \cdot 10^7$ para el de 4 mm. Como ya se comentó anteriormente, estos autores no dan detalles acerca de la geometría simulada.

Como puede verse, el acuerdo con los resultados de Cheung et al. es satisfactorio. Los resultados que proporciona GP muestran una discrepancia considerable en la zona de la cola, donde sobrevaloran claramente la dosis. Cheung et al. indican que, en la zona hasta $\rho \sim 5$ mm, los resultados de su simulación discrepan de los del GP en un 8 % como máximo para el casco de 8 mm y en menos de un 3 % para los otros tres cascos. Nosotros no podemos estimar estas diferencias dada la forma como hemos obtenido los datos de la Ref. [12].

A partir de estas distribuciones hemos estimado los valores de ρ para los que se obtienen las isodosis de 50 %, ρ_{50} , así como las dimensiones de las correspondientes penumbras (obtenidas como la distancia entre las isodosis de 80 % y 20 %). Los resultados se han tabulado en la Tabla 4.1, donde se incluyen los que proporcionan Wu et al. [2]. Como vemos el acuerdo es bueno. Cheung et al. [12] obtienen en su simulación valores “esencialmente consistentes” con los de Wu et al., aunque no los indican.

	Este trabajo		Wu et al. [2]	
	ρ_{50} [mm]	$\rho_{20} - \rho_{80}$ [mm]	ρ_{50} [mm]	$\rho_{20} - \rho_{80}$ [mm]
4 mm	2.0 ± 0.3	1.1 ± 0.4	2.0	
8 mm	4.2 ± 0.3	1.4 ± 0.4	4.2	
14 mm	7.2 ± 0.5	1.4 ± 0.7	7.0	1-2
18 mm	9.1 ± 0.5	1.3 ± 0.7	9.0	

Tabla 4.1: Valores de las semianchuras para las isodosis de 50 % y de las penumbras obtenidas para los cuatro cascos de tratamiento. Los resultados se comparan con los de la Ref. [2].

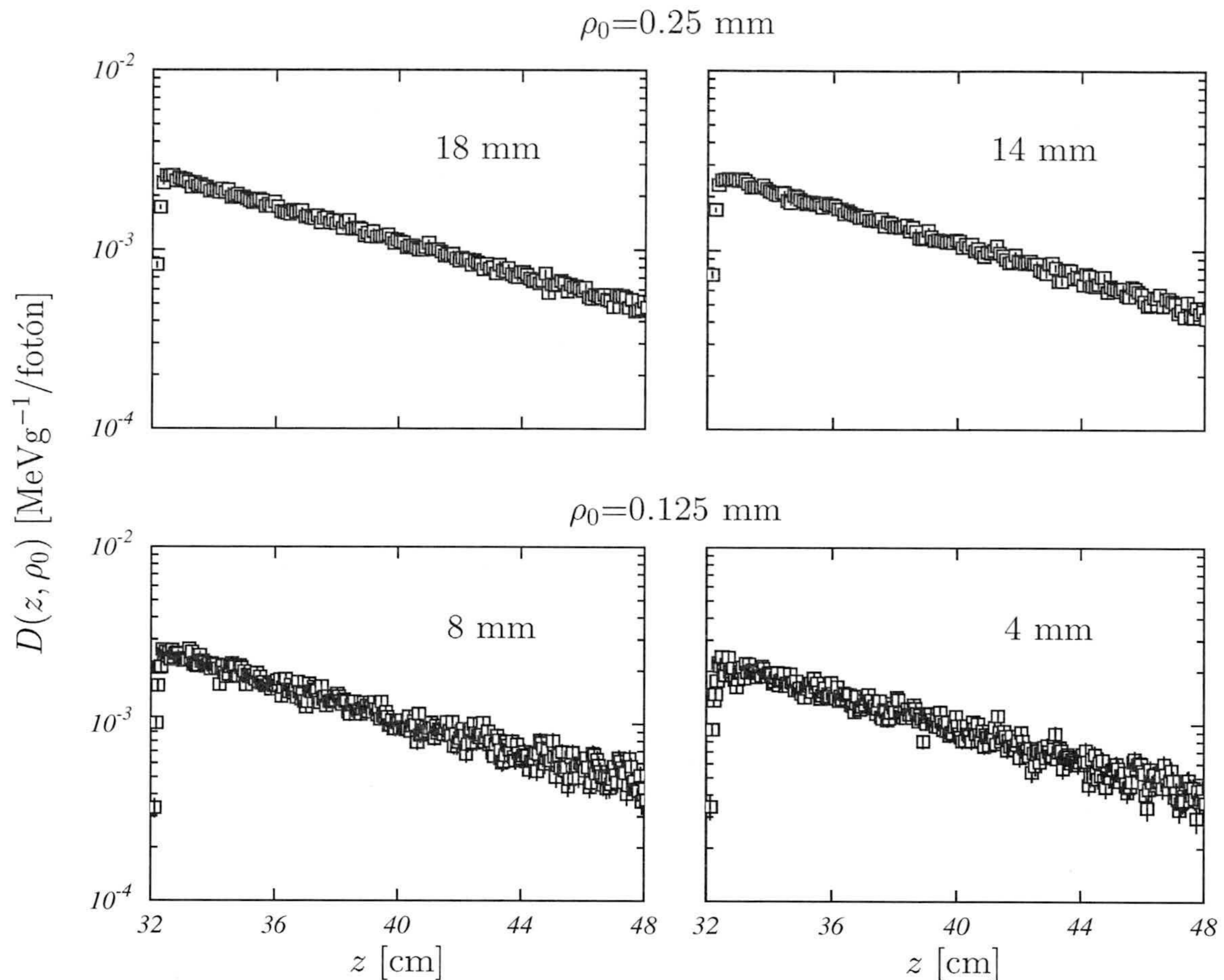


Figura 4.10: Perfiles en profundidad en el eje del haz.

También hemos analizado los rendimientos en profundidad, es decir, las distribuciones longitudinales de dosis en función de la variable z , en el eje del haz. En la Fig. 4.10 se muestran estas distribuciones. Como puede verse, en los cuatro casos presentan un comportamiento claramente exponencial, una vez superada la región inicial donde no existe equilibrio electrónico.

Con el fin de analizar este comportamiento, hemos realizado un primer ajuste de estos datos con la función

$$D(z, \rho_0) = D(z_F, \rho_0) \exp[-\mu(z - z_F)] , \quad (4.1)$$

donde $z_F = 40.1 \text{ cm}$ es la posición del foco. Los coeficientes de atenuación μ obtenidos se muestran en la segunda columna de la Tabla 4.2. Se han considerado en el ajuste los valores entre 33 y 48 cm para cada casco. El valor medio obtenido para los cuatro cascos es de 0.113 cm^{-1} que corresponde a una energía de unos 350 keV [33]. Esta energía está muy por debajo de la energía máxima de 1.25 MeV que es la que, como hemos visto, aparece predominantemente en el espectro a la salida de los cascos.

Apertura del casco [mm]	Función de ajuste (4.1)	Función de ajuste (4.2)
	μ [cm ⁻¹]	μ [cm ⁻¹]
18	0.1123 ± 0.0008	0.0589 ± 0.0009
14	0.117 ± 0.001	0.0625 ± 0.0008
8	0.113 ± 0.001	0.062 ± 0.001
4	0.111 ± 0.001	0.061 ± 0.001

Tabla 4.2: Valores de los parámetros característicos obtenidos a partir del ajuste de las distribuciones longitudinales para los cuatro cascos de tratamiento. La segunda columna corresponde al coeficiente μ obtenido a partir de la función de ajuste 4.1. La tercera columna corresponde al ajuste realizados con la función 4.2 fijando $z_0 = 0$.

Sin embargo es preciso tener en cuenta que la función de la ecuación (4.1) es válida cuando el haz de fotones incidente en el maniquí es un haz plano paralelo. En el caso de que el haz sea divergente, además de la atenuación del haz debida al maniquí, aparece la atenuación asociada al inverso del cuadrado de la distancia a la fuente del haz. Con el fin de comprobar este punto hemos realizado de nuevo los ajustes con la función

$$D(z, \rho_0) = D(z_F, \rho_0) \left(\frac{z_F - z_0}{z - z_0} \right)^2 \exp[-\mu(z - z_F)], \quad (4.2)$$

donde z_0 es la posición de la fuente puntual efectiva.

En primer lugar hemos considerado que la fuente puntual efectiva está situada en $z_0 = 0$. Los resultados de este segundo ajuste proporcionan los coeficientes μ que figuran en la tercera columna de la Tabla 4.2. Como vemos los valores obtenidos son mucho más próximos al valor correspondiente a la energía máxima de 1.25 MeV, que es $\mu = 0.063$ cm⁻¹ [33].

En segundo lugar, hemos fijado este valor para μ y hemos realizado los ajustes permitiendo la variación de z_0 . Sin embargo, la falta de estadística en los datos ajustados no ha permitido obtener resultados significativos en relación a la posición de la fuente efectiva. Sería necesario incrementar dicha estadística para poder determinar con fiabilidad dicho parámetro. De todas maneras consideraremos posteriormente la posición $z_0 = 0$ como fuente efectiva.

4.4. Estudio de las correlaciones entre las variables de interés

Una vez estudiadas las distintas distribuciones de las variables de interés a la salida tanto del cuerpo central, como de los cascos, vamos a analizar las posibles correlaciones que puedan existir entre dichas variables. Se ha realizado una simulación con iguales características a la descrita en la sección anterior, pero se han seguido $4 \cdot 10^7$ historias.

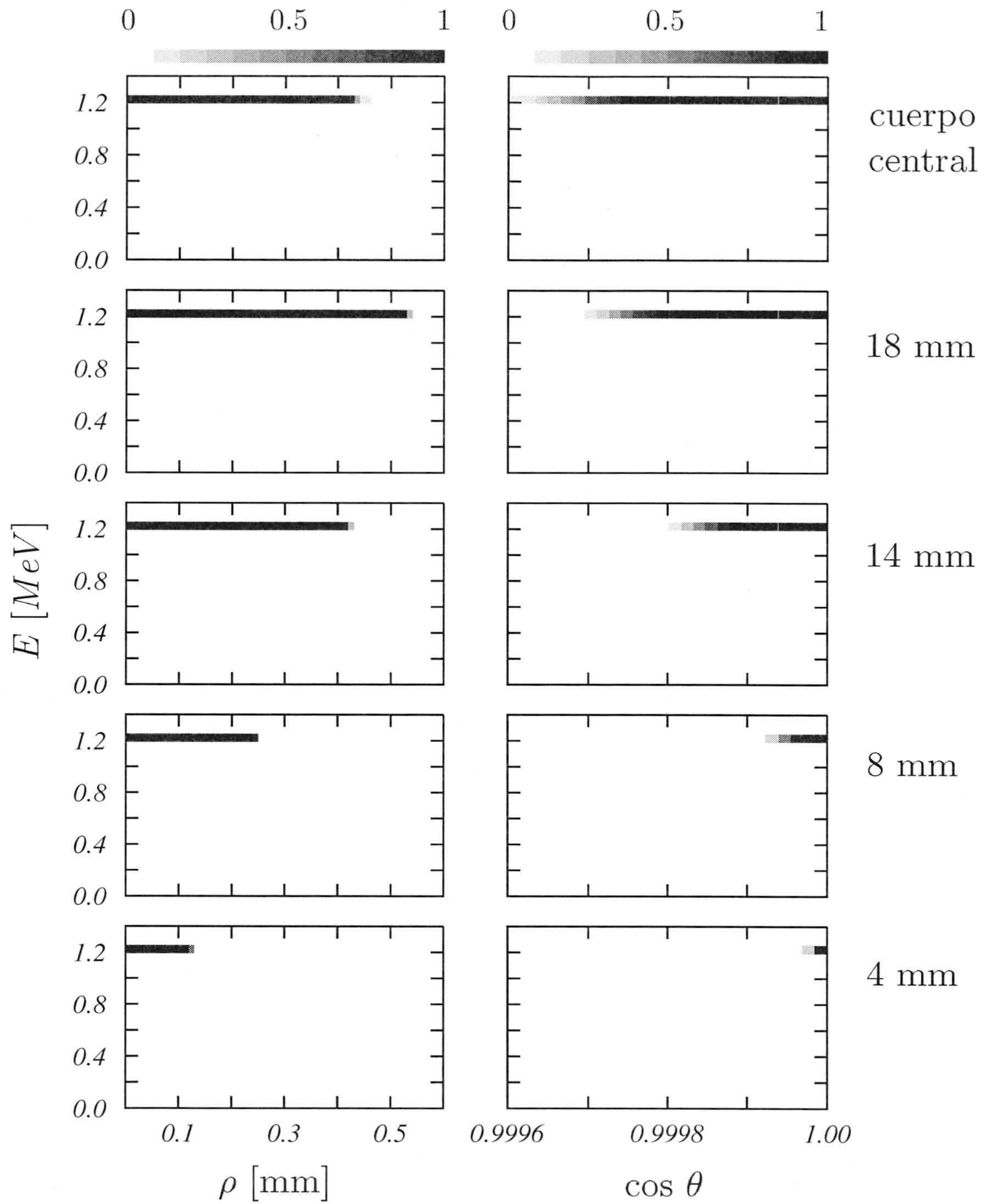


Figura 4.11: Correlaciones energía-posición (izquierda) y energía-ángulo de salida (derecha) a la salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento. Los valores están normalizados al máximo en cada caso.

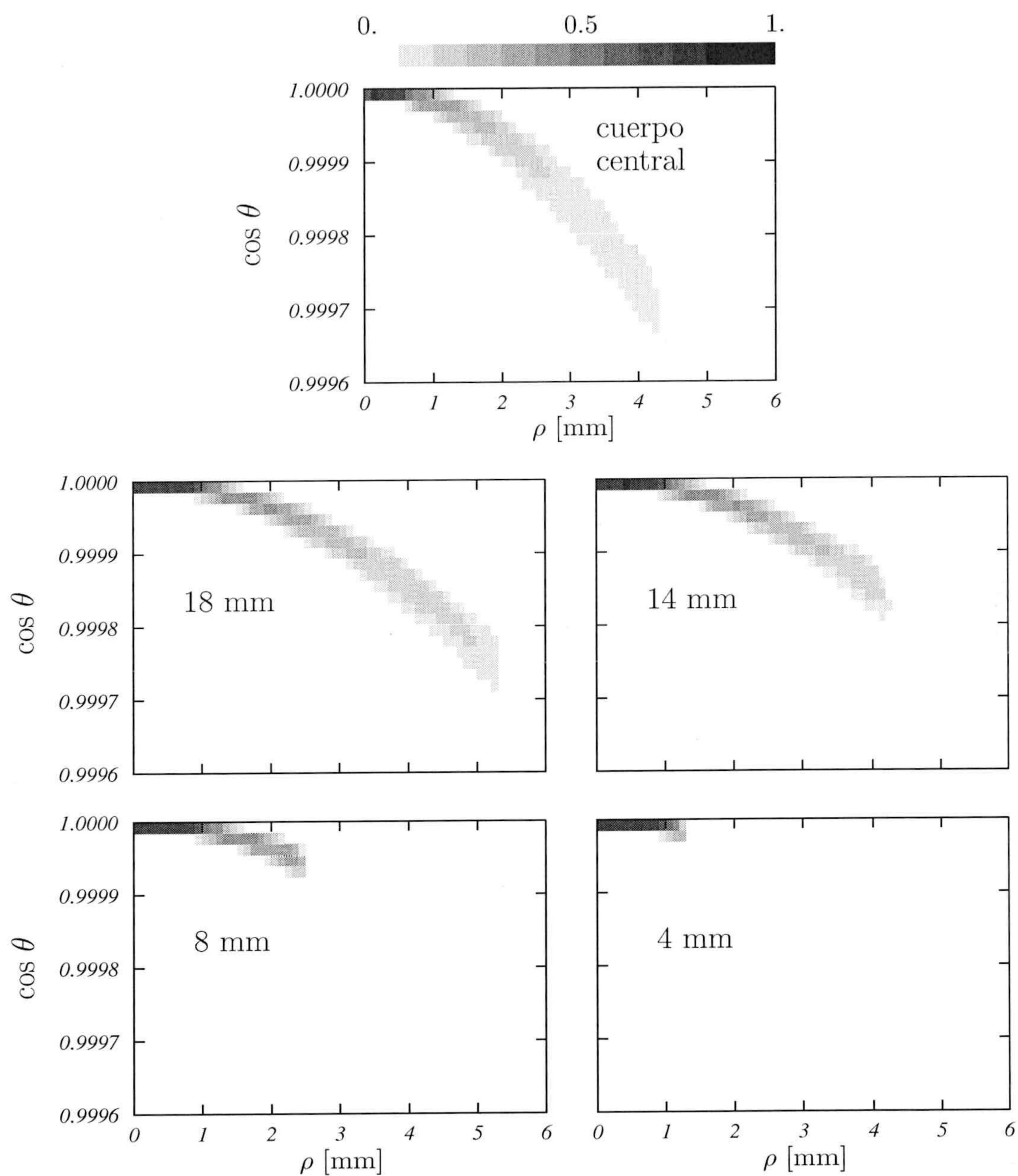


Figura 4.12: Correlaciones posición-ángulo de salida a la salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento. Los valores están normalizados al máximo en cada caso.

4.4.1. Correlaciones $E - \rho$ y $E - \theta$

En la Fig. 4.11 se muestran las correlaciones entre la energía de los fotones que llegan a la salida de los distintos colimadores (postcolimador del cuerpo central y colimadores finales de los cascos) y la posición ρ (paneles izquierdos) y el ángulo de salida θ (paneles derechos) de las mismas. Los valores de la distribución están normalizados al máximo en cada caso. Como podemos ver y, confirmando algunos de los resultados anteriores, sólo la energía máxima es relevante para las simulaciones.

En el caso de las correlaciones energía-posición se aprecian de nuevo las aperturas de los colimadores en cada situación que ya se habían puesto de manifiesto en la discusión de la distribución de posiciones (ver zonas sombreadas en la Fig. 4.7).

En el caso de las correlaciones energía-ángulo de salida, se puede ver cómo el ángulo máximo en el que se observan partículas va disminuyendo a medida que pasamos del cuerpo central a los cascos y, dentro de éstos, del de 18 mm al de 4 mm. Este hecho refleja la disminución del ángulo sólido que las aperturas determinan desde la fuente, en cada caso.

4.4.2. Correlaciones $\rho - \theta$

En la Fig. 4.12 se muestran las correlaciones entre la posición ρ y el coseno del ángulo de salida θ a la salida de las distintas etapas de colimación que estamos estudiando. Las distribuciones se han normalizado al máximo en cada caso. Como vemos, existe una fuerte correlación entre estas dos variables del problema. A medida que nos alejamos del eje del haz, la distribución angular se va desplazando hacia ángulos de salida mayores. Estos resultados confirman los obtenidos por Moskvin et al. [22], si bien estos autores no hacen referencia a la distribución para $\rho \sim 0$, es decir decir justo, alrededor del eje de simetría del haz de radiación.

4.4.3. Correlaciones $\phi - x$ y $\phi - y$

Para concluir el estudio de las correlaciones existentes entre las distintas variables relevantes en la simulación, vamos a analizar ahora la situación del ángulo acimutal ϕ a la salida de los distintos colimadores. En la Fig. 4.13 se muestran los resultados que hemos obtenido a la salida de los cascos, para dos valores de la posición ρ en cada caso. Cada una de las distintas distribuciones obtenidas se ha normalizado al valor máximo de la misma. Como podemos ver, para un valor de la distancia al eje del haz ρ dada, cada valor de x (que fija, obviamente el valor de $y = \pm\sqrt{\rho^2 - x^2}$), determina una distribución de valores del ángulo ϕ muy restringida.

A medida que disminuye el valor de ρ , se observa una menor definición en las distribuciones, lo que se debe, fundamentalmente, al consiguiente aumento relativo del tamaño de las celdas de acumulación.

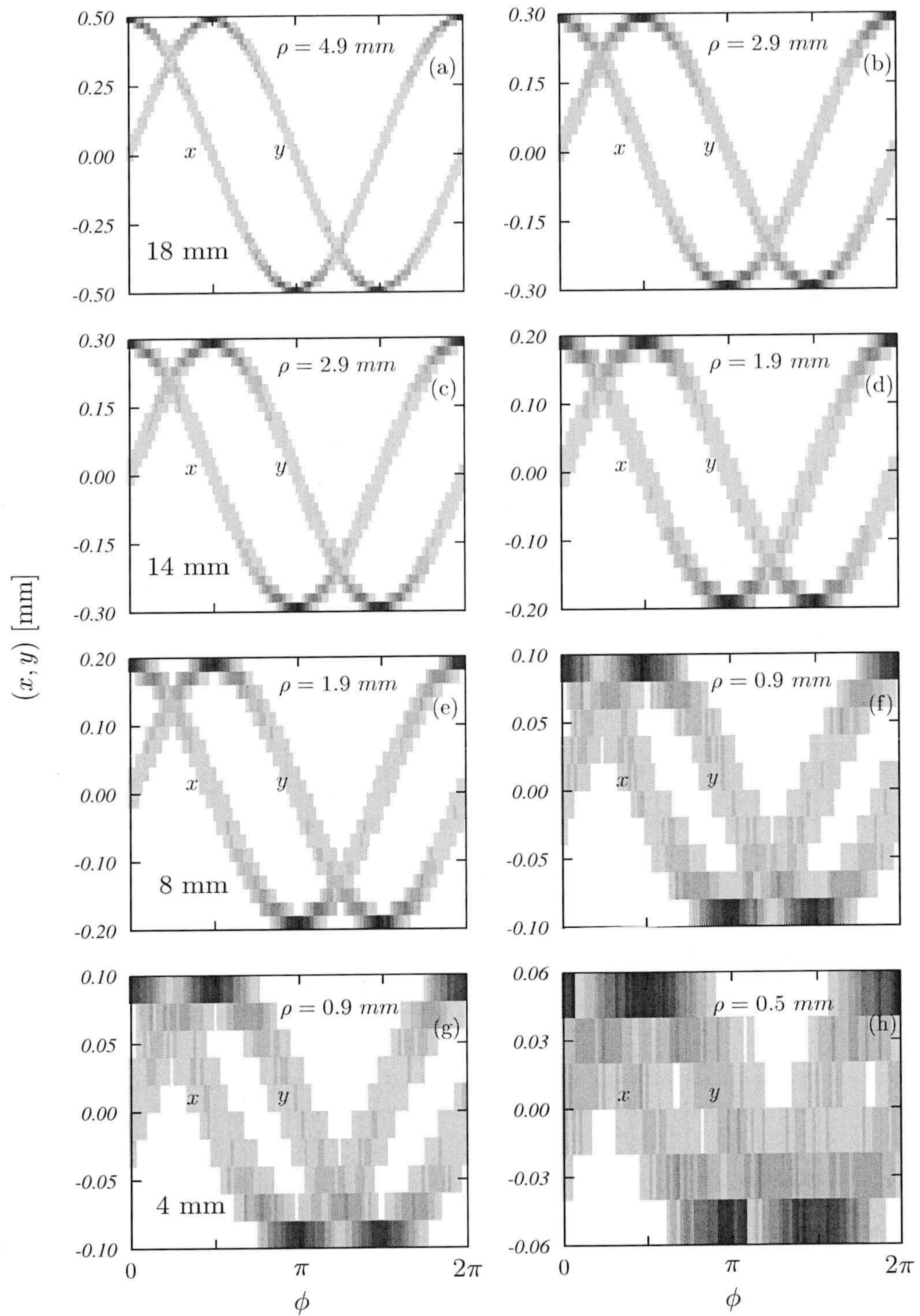


Figura 4.13: Correlaciones entre los valores de las coordenadas x e y y el ángulo acimutal ϕ a la salida de los cuatro cascos de tratamiento. Los valores están normalizados al máximo en cada caso.

En cualquier caso, es evidente que existe, un fuerte correlación entre el ángulo acimutal ϕ en las superficies de salida de los colimadores finales y la posición desde la que la partícula sale de dicha superficie. En este sentido es importante señalar cómo la distribución de correlación (x, ϕ) o (y, ϕ) , obtenida para un casco de tratamiento dado, coincide con la de otro, siempre que correspondan al mismo valor de ρ (ver paneles (b) y (c), (d) y (e), (f) y (g)).

Éste es un aspecto que no es tratado en ninguno de los trabajos relativos a la simulación MC del GK a los que hemos tenido acceso. En particular, a lo largo del trabajo de Moskvina et al. [22], se insiste en la simetría cilíndrica del problema, prestando atención, como ya hemos dicho, a la correlación existente entre ρ y el ángulo de salida y dando a entender que no existe correlación alguna del ángulo acimutal. Sin embargo, es posible demostrar que resulta ser una cuestión muy importante en lo que a la simplificación de la geometría del GK se refiere.

Para finalizar con esta cuestión, hemos realizado dos simulaciones de la dosis depositada en el maniquí de agua. En ambas, para cada historia, se han sorteado, en primer lugar, sendos valores de x e y , compatibles con la apertura exterior del casco. A partir de esos valores, se ha determinado la distancia al eje del haz ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$) y, de acuerdo con la correspondiente distribución (Fig. 4.12), se ha sorteado el coseno del ángulo θ de la dirección de salida de la partícula. Se supone que sólo se tienen fotones con una energía igual a la energía máxima. En la primera simulación, el ángulo acimutal se ha sorteado de acuerdo con las distribuciones que acabamos de discutir (Fig. 4.13). En la segunda se ha supuesto que la distribución de dicho ángulo es uniforme en el intervalo $[0, 2\pi]$. Los resultados obtenidos en ambas simulaciones se comparan en la Figs. 4.14 y 4.15 con los resultados de la simulación completa.

En la Fig. 4.14 se muestran las dosis transversales depositadas en el plano central del maniquí de agua para la simulación completa (cuadrados) y se comparan con los obtenidos en las dos simulaciones antes descritas. La línea continua corresponde al sorteo del ángulo acimutal de acuerdo con las correlaciones encontradas en nuestras simulaciones. La línea a trazos representa el resultado obtenido cuando en ángulo ϕ se sortea uniformemente en $[0, 2\pi]$. En la Fig. 4.15 se representan los resultados correspondientes a los perfiles en profundidad en el eje del haz. Como puede verse, la necesidad de considerar, no sólo la correlación existente entre ρ y el ángulo de salida θ , sino también la correlación entre el ángulo acimutal ϕ y la posición de salida de cada partícula en el plano de colimación final correspondiente, es fundamental para obtener distribuciones de dosis razonables.

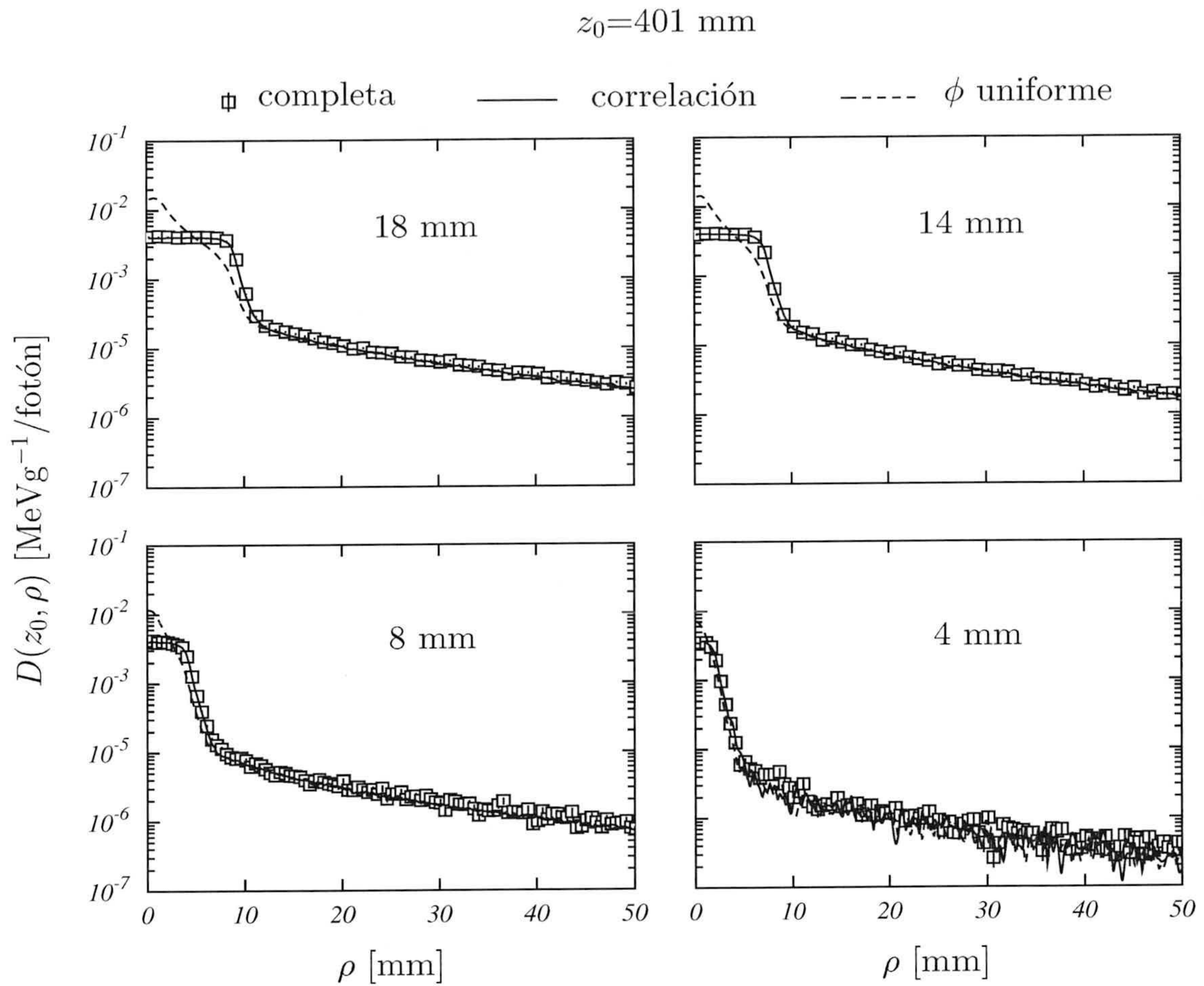


Figura 4.14: Distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí. Los resultados de la simulación completa se representan con cuadrados. La línea continua corresponde a los resultados obtenidos con las distribuciones de correlaciones encontradas en nuestros cálculos. La línea de trazos se ha representa el resultado correspondiente a las mismas distribuciones salvo la del ángulo acimutal de salida, que se sortea de manera uniforme entre 0 y 2π (ver texto).

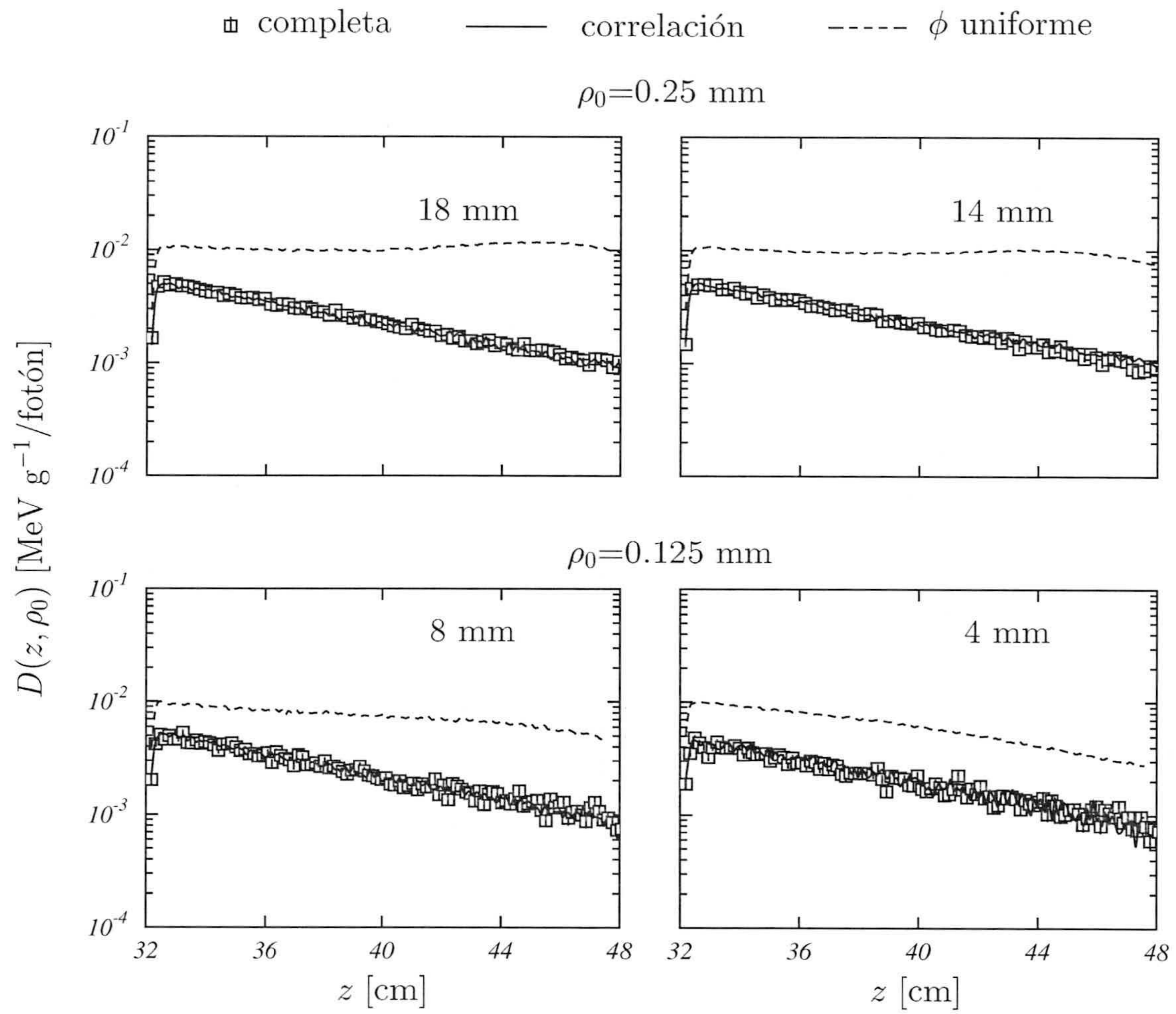


Figura 4.15: Igual que la Fig. 4.14 pero para los perfiles en profundidad en el eje del haz.

Capítulo 5

Simplificación del sistema de colimación del Gamma Knife[®]

En este capítulo procedemos a analizar en detalle las simplificaciones que se derivan de los resultados discutidos en el capítulo anterior y que permiten sustituir el sistema colimador de cada fuente por un procedimiento de “colimación matemática” con fuentes puntuales. Comparamos los resultados que se obtienen para una fuente individual con los correspondientes a la simulación realista analizada en el Capítulo 4 y realizamos simulaciones para distintas configuraciones de las 201 fuentes del GK. Los resultados de estas últimas se comparan con los que pueden encontrarse en la literatura.

5.1. Colimación matemática del haz

Los resultados más llamativos de los obtenidos en el capítulo anterior, en relación a la simplificación del sistema de colimación del GK, son los correspondientes a las correlaciones existentes entre ρ y el ángulo de salida θ , por un lado, y entre el ángulo acimutal ϕ y las posiciones x e y de la partícula en los colimadores finales para los distintos cascos de tratamiento, por otro. En particular, como se vió en la Fig. 4.13, las distribuciones de correlación para cascos diferentes eran las mismas para un valor de ρ dado.

Este hecho pone de manifiesto un comportamiento muy particular del sistema de colimación del GK y sugiere que este sistema de colimación actúa de forma tal que el haz colimado responde, de manera bastante aproximada, a un haz que ha sufrido una colimación matemática, es decir una colimación donde el haz se genera muestreando un ángulo sólido que está determinado exclusivamente por la apertura final del propio sistema.

Esto puede comprobarse en la Fig. 5.1, donde hemos vuelto a representar la Fig. 4.13, utilizando ahora el mismo rango de valores para todas ellas. Además hemos añadido las curvas correspondientes a dicha colimación matemática.

Estas curvas se han determinado fijando, en primer lugar, un valor de ρ dado. Seguidamente, se elige un valor de x compatible con dicho ρ : $-\rho \leq x \leq \rho$. Cada valor de

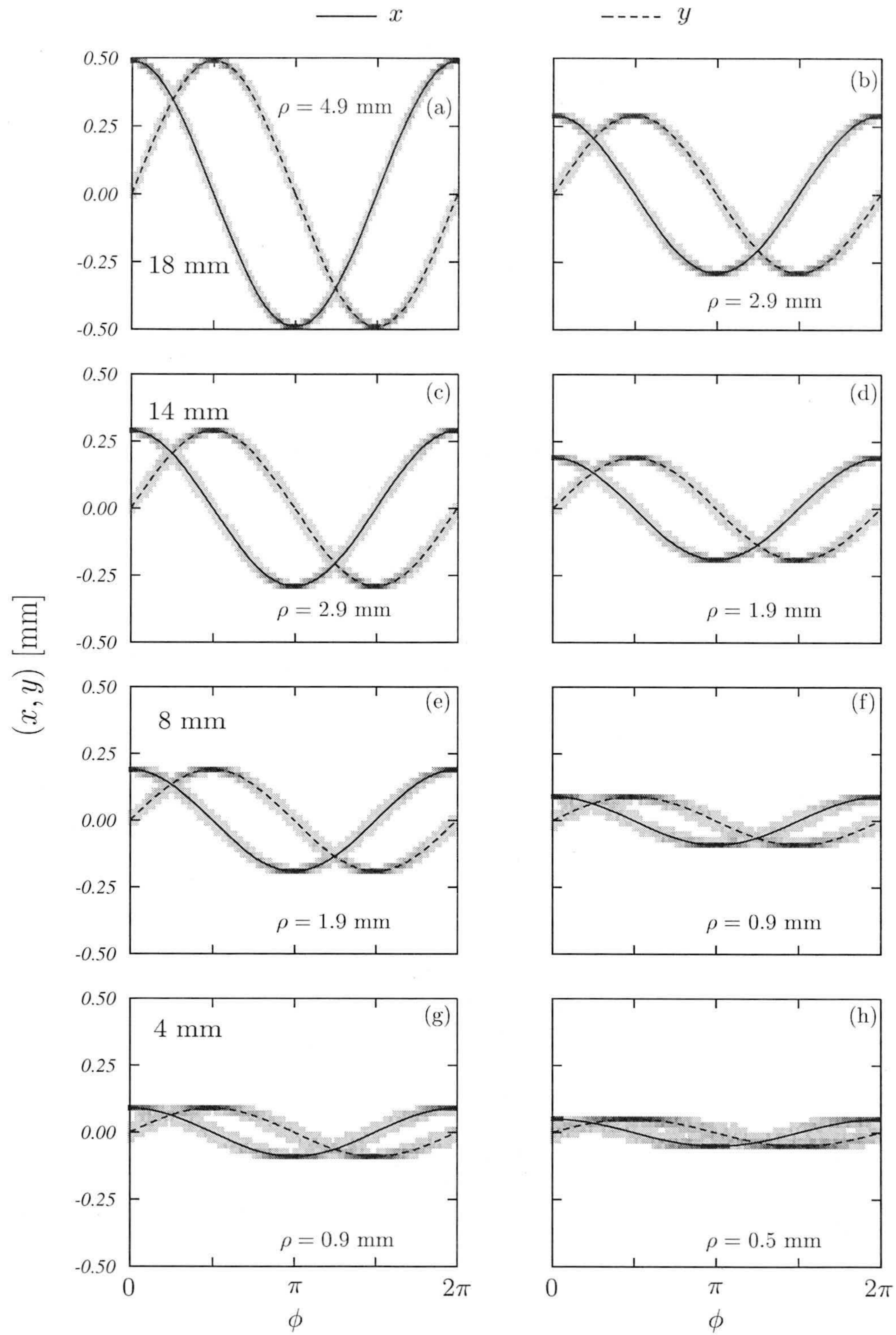


Figura 5.1: Correlaciones entre los valores de las coordenadas x e y y el ángulo acimutal ϕ a la salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento. Los valores están normalizados al máximo en cada caso. La línea continua muestra el resultado correspondiente a la colimación matemática.

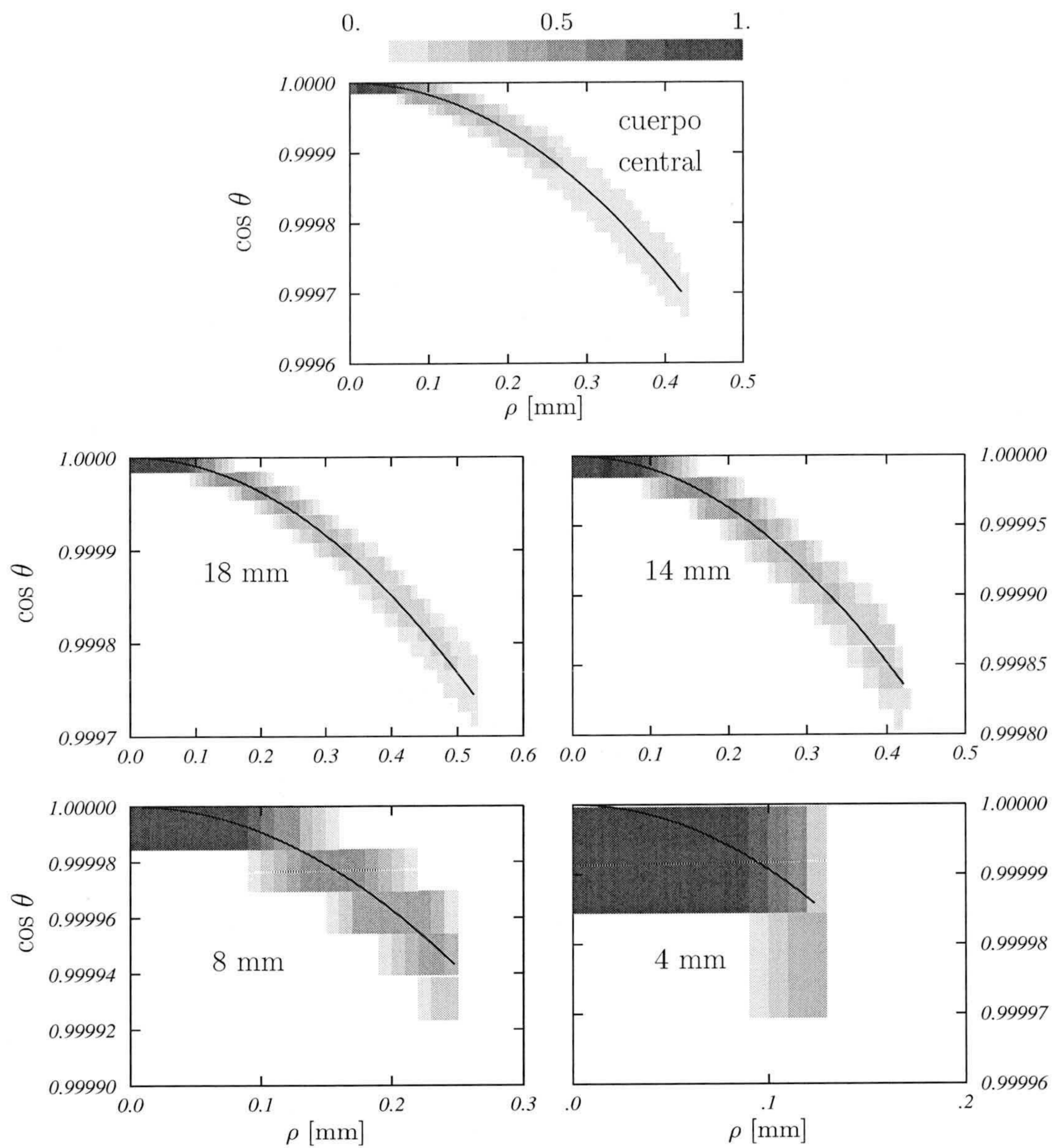


Figura 5.2: Correlaciones posición-ángulo de salida a la salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento. Los valores están normalizados al máximo en cada caso. La línea continua muestra el resultado correspondiente a la colimación matemática.

x y ρ determinan dos valores de la posición y : $y = \pm\sqrt{\rho^2 - x^2}$. El ángulo ϕ se toma, entonces, igual al ángulo acimutal correspondiente a la dirección que define la línea que une el centro del núcleo activo de la fuente (que es el origen de coordenadas en nuestro sistema) y el punto (x, y) en el plano del colimador final: $\phi = \text{atan}(y/x)$. De manera similar se puede proceder eligiendo primero un valor de y compatible con el de ρ fijado. Esto permite obtener las dos curvas que se muestran en cada uno de los paneles de la Fig. 5.1.

Como vemos, se observa en todos los casos un excelente acuerdo entre las curvas correspondientes a la colimación matemática y las distribuciones de correlación obtenidas en las simulaciones completas. Es de destacar que el valor que determina la colimación matemática coincide muy aproximadamente con el valor máximo de la distribución de ángulos ϕ , para un punto (x, y) dado.

Evidentemente, la colimación matemática introduce otra fuerte implicación en lo que respecta a las correlaciones entre las variables de carácter geométrico, en concreto, la posición ρ y el ángulo de salida θ . En la Fig. 4.12 del capítulo anterior se analizó esta correlación, observándose un progresivo desplazamiento de la distribución angular hacia ángulos de salida mayores a medida que ρ aumenta.

Como puede verse en la Fig. 5.2, esta situación es la que impone la colimación matemática. En dicha figura hemos representado (curva continua) la dependencia de $\cos\theta$ con ρ para la colimación matemática, $\theta = \text{atan}(\rho/d)$, siendo d la distancia del origen de coordenadas al centro del colimador de salida correspondiente (17.4 cm para el postcolimador y 23.6 cm para los colimadores finales).

Es evidente que de nuevo se obtiene un buen acuerdo en la descripción del comportamiento general de la dependencia de ambas variables. Además, el valor que determina la colimación matemática coincide, como en el caso anterior, con el máximo de la distribución de $\cos\theta$ para un ρ dado.

Estos resultados permiten simplificar todo el sistema de colimación del GK, describiéndolo en términos de una geometría extremadamente sencilla: una fuente puntual de ^{60}Co , situada en el centro del núcleo activo (el origen de coordenadas), que emite en un cono cuya apertura está determinada por las aperturas de salida de los colimadores finales de los cascos de tratamiento.

Con el fin de determinar la fiabilidad de esta simplificación, hemos realizado una simulación para cada uno de los cascos de tratamiento con esta nueva geometría. Se han seguido $2 \cdot 10^7$ historias y se han determinado las dosis transversales en el plano central del maniquí y los rendimientos en profundidad en el eje del haz. En las Figs. 5.3 y 5.4 se comparan los resultados obtenidos (líneas continuas) con los correspondientes a las simulaciones completas (cuadrados).

Como podemos ver, el acuerdo es destacable, lo que permite considerar esta simplificación como una buena herramienta para realizar la dosimetría del GK en condiciones de tratamiento.

Es curioso señalar que esta simplificación ya fue utilizada por Xiaowei y Chunxiang [15] para sus simulaciones, si bien en su caso estuvieron obligados por la imposibilidad de obtener información acerca de la geometría del GK.

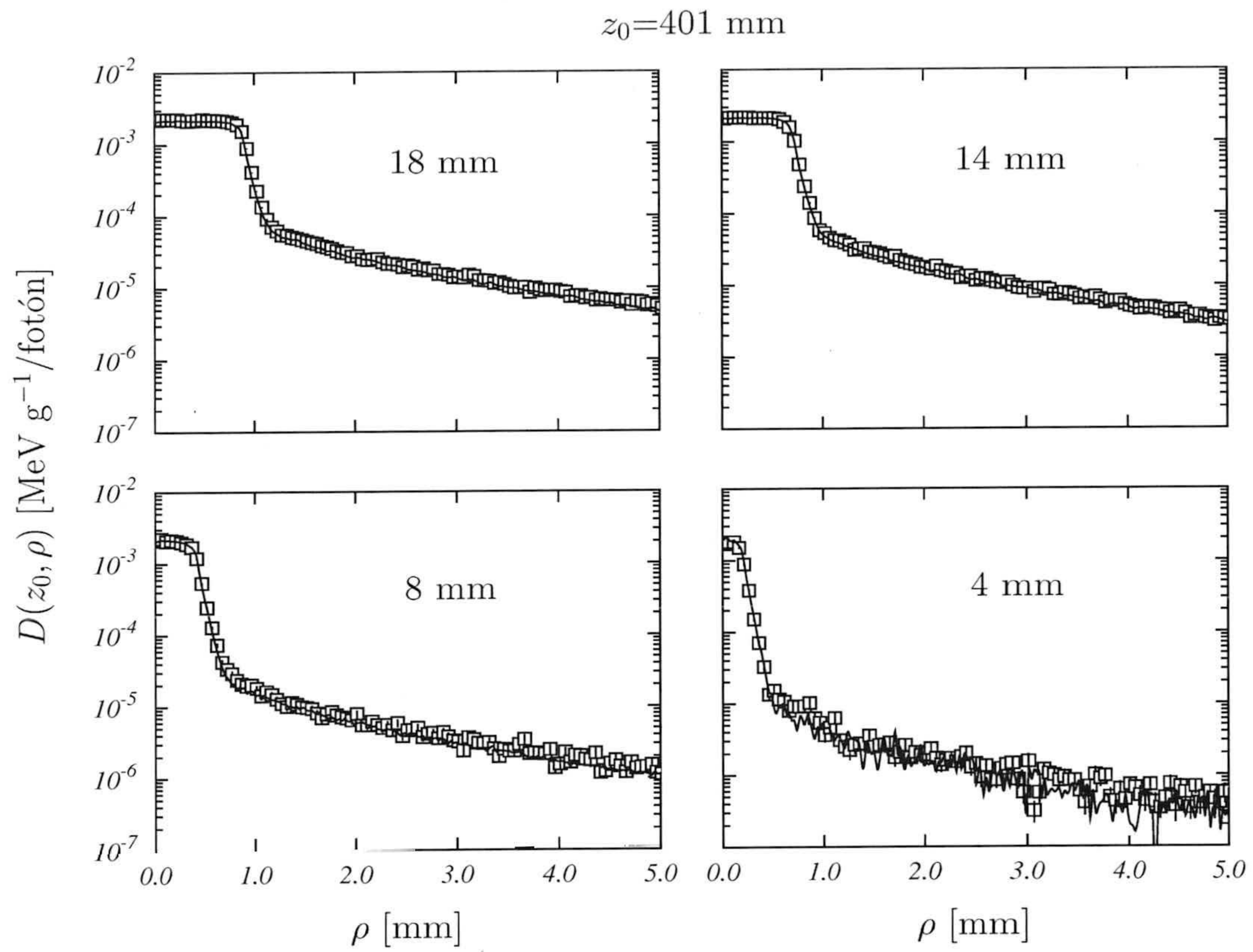


Figura 5.3: Distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí. Los resultados de la simulación completa (línea continua) se comparan con los obtenidos con la geometría simplificada que se describe en el texto (cuadrados).

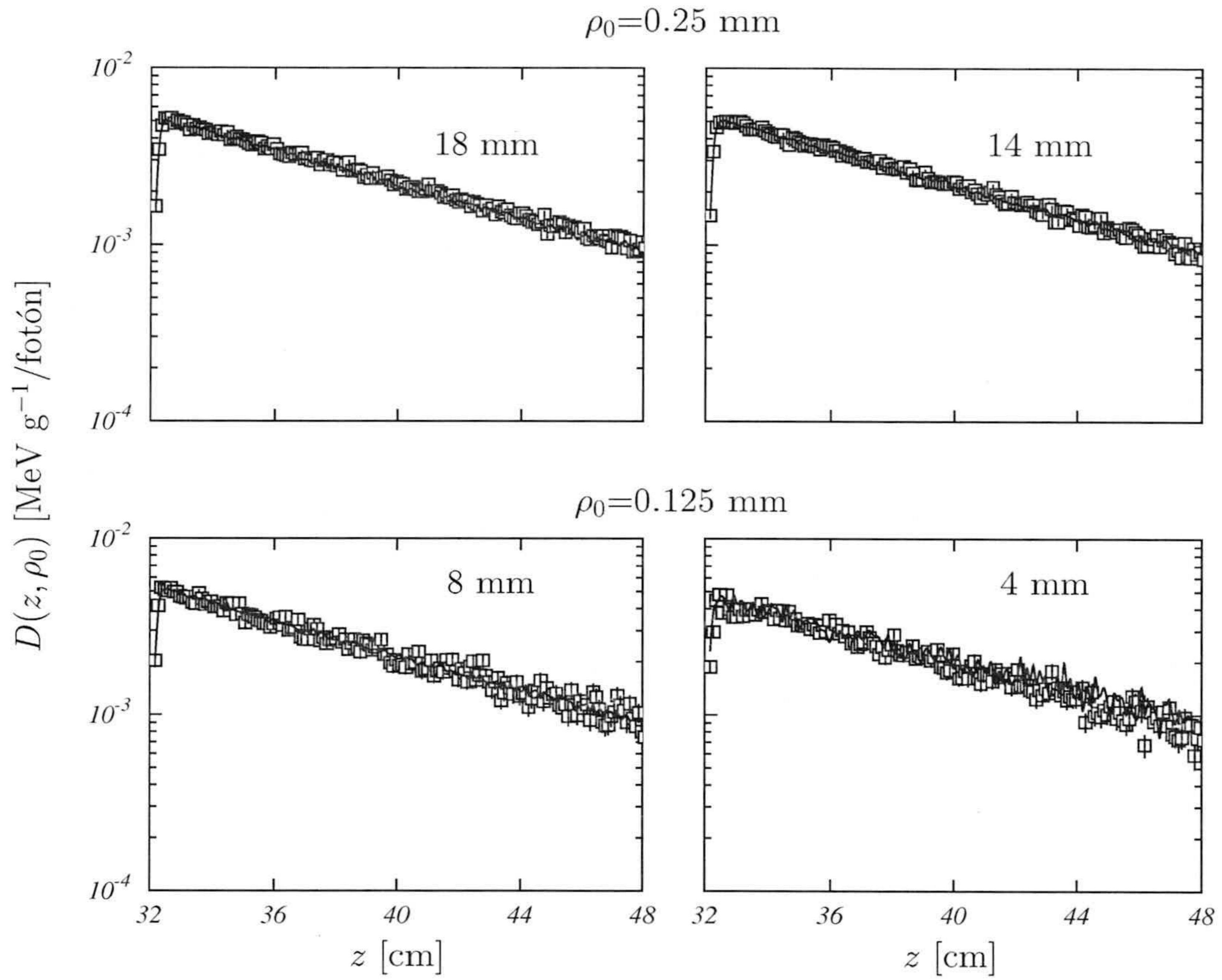


Figura 5.4: Lo mismo que en la Fig. 5.3, pero para los rendimientos en profundidad en el eje del haz.

5.2. Simulaciones en situación de tratamiento

Una vez simplificada la geometría completa de una fuente individual, queremos contrastar si esta simplificación proporciona resultados correctos en el caso de que nos encontremos en situación de tratamiento real, esto es, con configuraciones en las que se utilicen varias fuentes simultáneamente.

En esta situación es preferible cambiar el sistema de referencia. En lo que sigue consideraremos como origen de coordenadas, el foco del sistema de colimación. El eje z está en la dirección del “eje” del paciente, aumentando de la cabeza a los pies. Si uno se sitúa detrás del GK, mirando hacia el paciente, el sistema de ejes coordenados es el que se muestra en el panel superior de la Fig. 5.5, que representa un esquema de la disposición de las fuentes. En el panel inferior de dicha figura se muestra un esquema de un corte vertical del cuerpo que contiene las fuentes. En él se pueden apreciar los ángulos de elevación sobre el plano $z = 0$, de los anillos en los que se disponen las fuentes. Como vemos, existen cinco anillos que se nombran con las letras A, B, C, D y E desde el inferior hasta el superior. Las fuentes de cada anillo están, a su vez, numeradas. El número de fuentes es de 44 en los dos primeros, 39 en los anillos C y D y 35 en el anillo E. Se observa que la distribución es uniforme en cada anillo, pero que en todos ellos falta alguna fuente (de ahí la numeración). Esta ausencia de algunas fuentes rompe la simetría, por lo que será necesario trabajar con un maniquí en tres dimensiones a partir de ahora.

De acuerdo con esta información, hemos podido determinar la posición del centro del núcleo activo de cada fuente. Los correspondientes valores se encuentran en la Tabla 5.1.

En esta situación hemos realizado una simulación con el fin de comparar los resultados obtenidos con nuestra geometría simplificada con los que se encuentran en la literatura [1, 15, 22]. Hemos seguido un total de $15 \cdot 10^7$ historias (para el total de las 201 fuentes) y hemos considerado el maniquí de agua usual. Las celdas de almacenamiento se han tomado con $\Delta x = 0.5$ mm y $\Delta y = \Delta z = 1$ mm, para los cascos de 18 y 14 mm. Para los cascos de 8 y 4 mm se han considerado celdas con $\Delta x = 0.25$ mm y $\Delta y = \Delta z = 0.5$ mm. La razón de elegir las celdas con Δx menor se debe a otras configuraciones que se analizarán más adelante y en las que se incluyen algunas fuentes taponadas.

Los resultados que se obtienen se muestran en las Fig. 5.6-5.9, donde se representan los perfiles de dosis en el foco, normalizados al máximo, en las tres direcciones. Para la determinación de las dosis se han promediado los valores obtenidos para las cuatro celdas contiguas a cada punto. Por ejemplo, para $D(x, 0, 0)$ se han considerado los valores $D(x, 0.5$ mm, 0.5 mm), $D(x, 0.5$ mm, -0.5 mm), $D(x, -0.5$ mm, 0.5 mm) y $D(x, -0.5$ mm, -0.5 mm), en el caso de los cascos de 18 y 14 mm.

En el caso de los cascos de 18 y 4 mm, nuestros resultados (cuadrados) se comparan con los obtenidos por Xiaowei y Chunxiang [15] con EGS4 (línea a trazos y puntos) y Moskvín et al. [22] con PENELOPE (línea de trazos) y con los que proporciona GP (línea continua), que se han obtenido de la Ref. [22]. La comparación sólo aparece para los ejes x y z . Para los otros dos cascos no hemos encontrado resultados en la literatura.

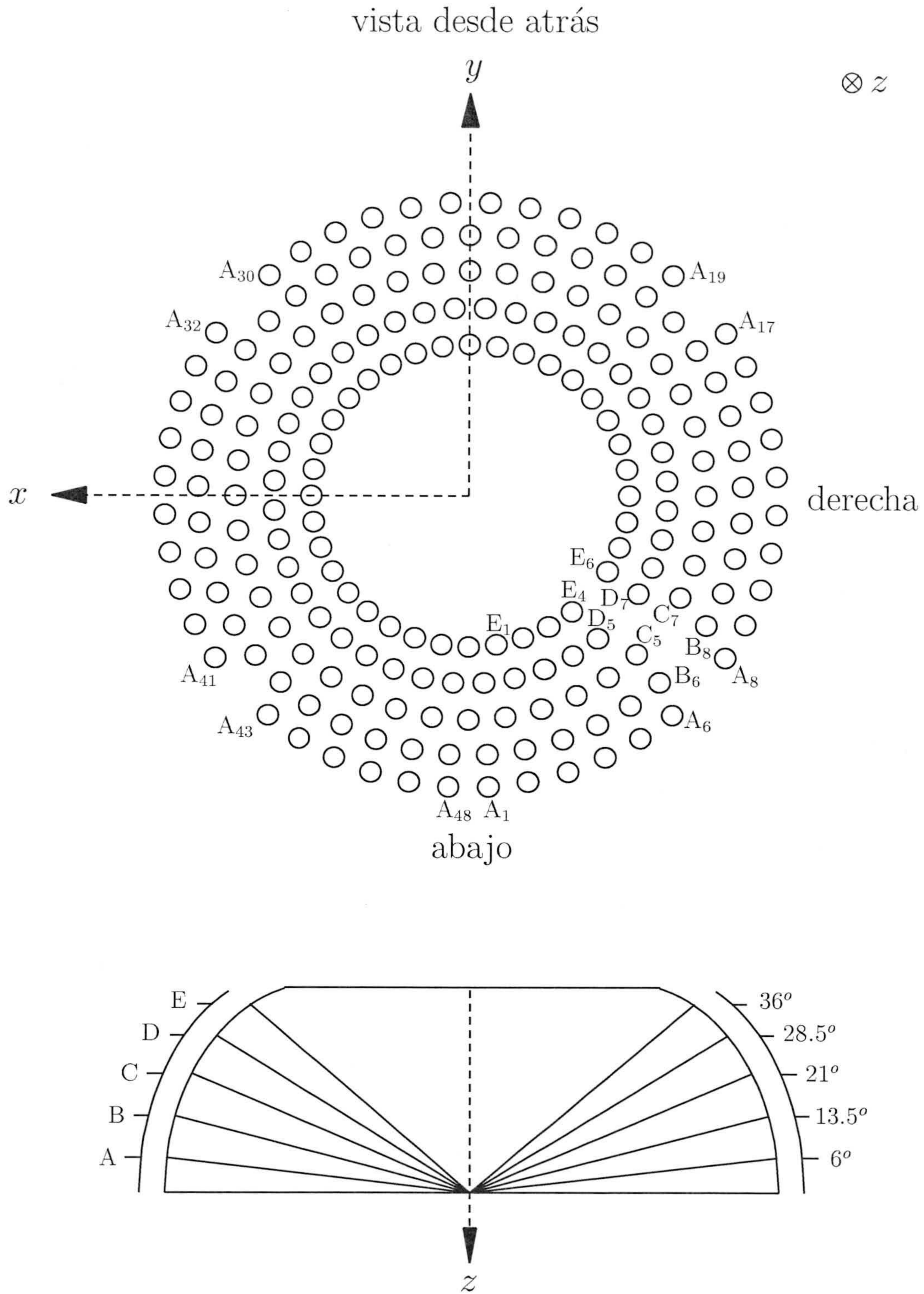


Figura 5.5: Esquema de la disposición de las fuentes en el sistema de coordenadas elegido para realizar las simulaciones de las situaciones de tratamiento.

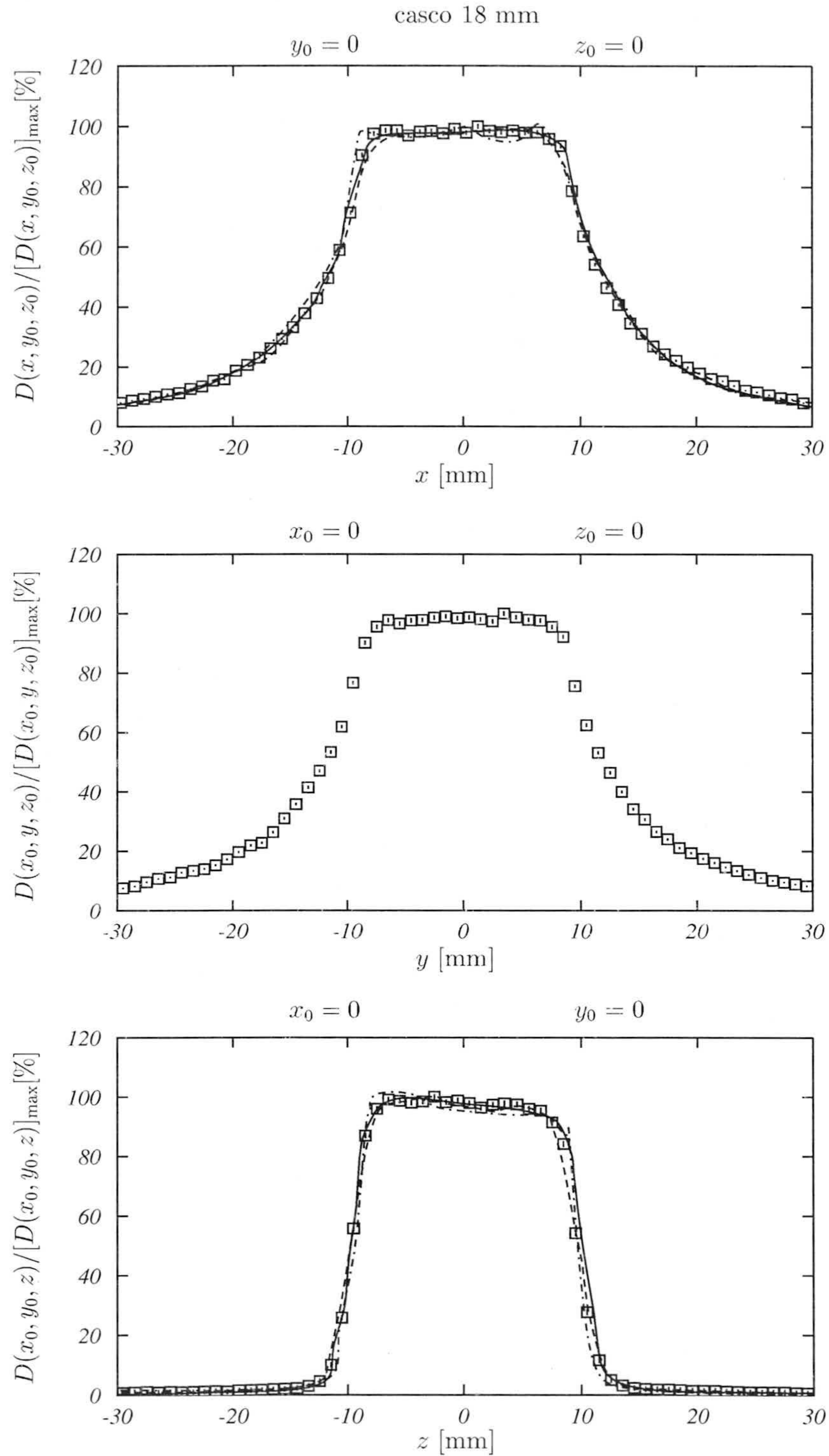


Figura 5.6: Perfiles normalizados al máximo en el foco, según los tres ejes coordenados para la situación con las 201 fuentes y casco de 18 mm. Nuestros resultados con la geometría simplificada (cuadrados) se comparan con los de GammaPlan[®] [22] (línea continua), PENELOPE [22] (línea a trazos) y EGS4 [15] (línea a trazos y puntos).

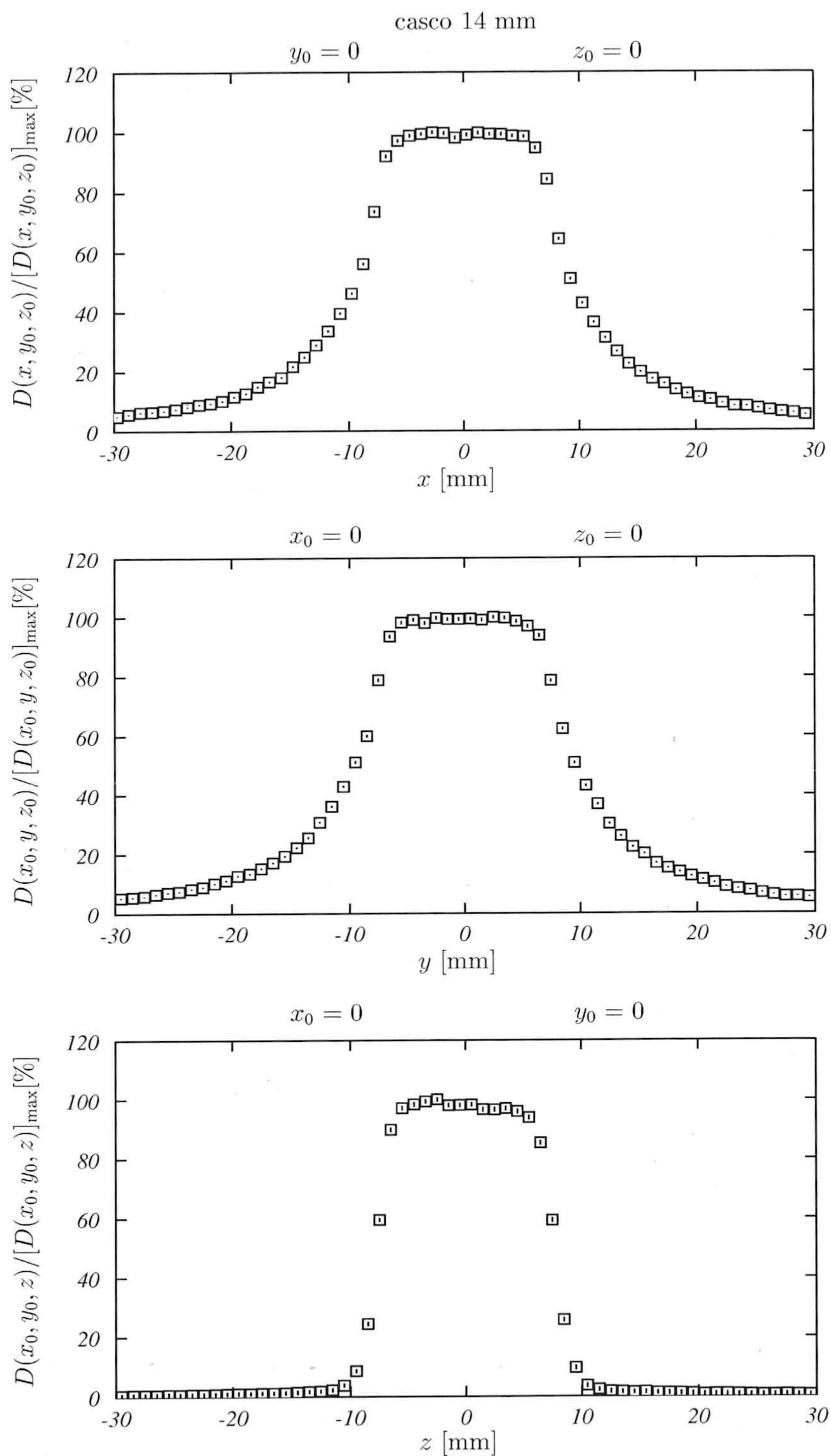


Figura 5.7: Perfiles normalizados al máximo en el foco, según los tres ejes coordenados para la situación con las 201 fuentes y casco de 14 mm obtenidos con la geometría simplificada.

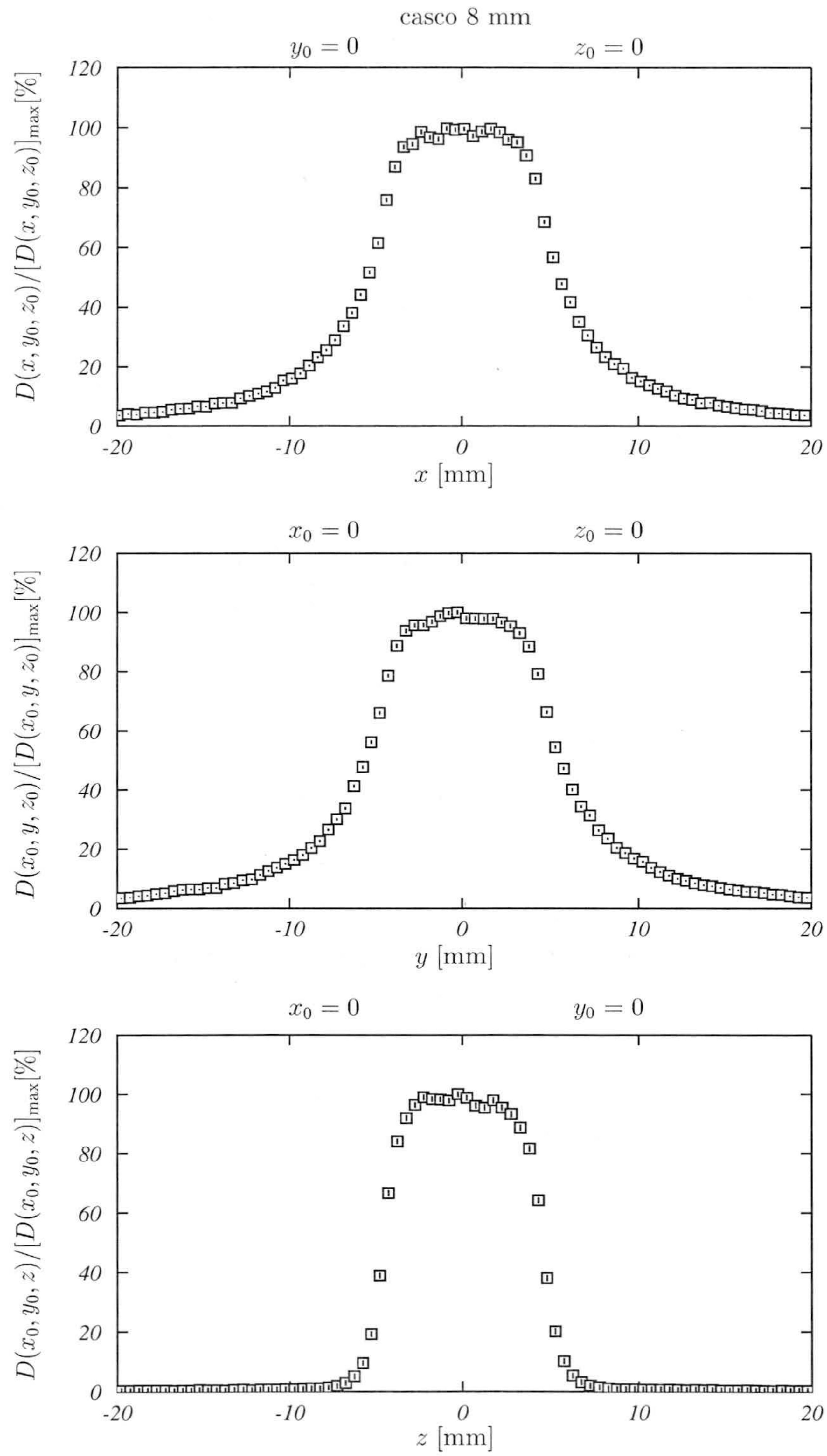


Figura 5.8: Igual que la Fig. 5.7 pero para el casco de 8 mm.

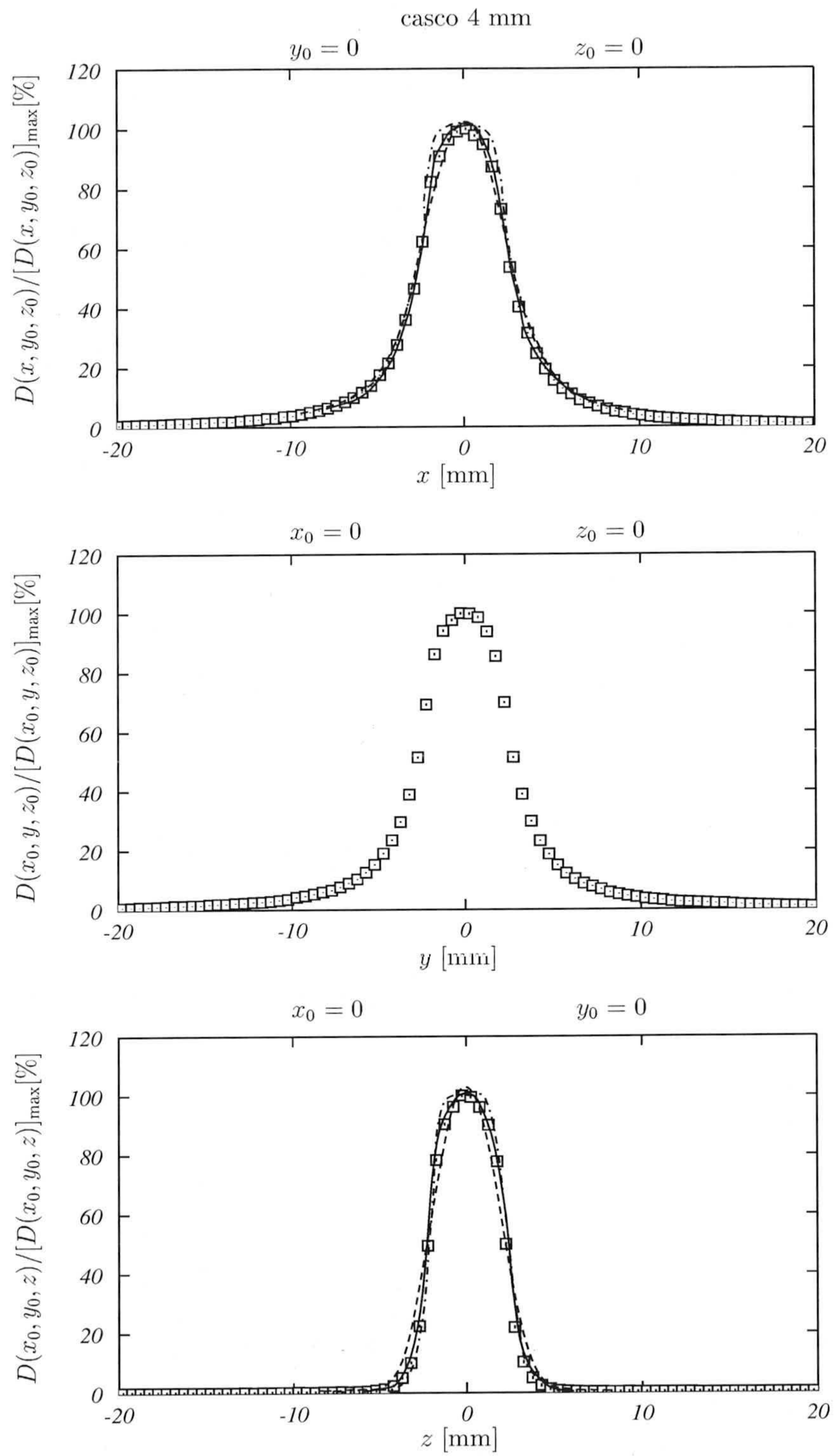


Figura 5.9: Igual que la Fig. 5.6 pero para el casco de 4 mm.

Como vemos, en el caso del casco de 18 mm se aprecia un buen acuerdo general con los cálculos de Moskvina et al. con PENELOPE y con los resultados de GP. Aparecen ciertas diferencias con los resultados de Xiaowei y Chunxiang, principalmente en los extremos del “plateau” del máximo. Estas pequeñas discrepancias resultan destacables máxime cuando se tiene en cuenta que, como ya hemos indicado antes, estos autores realizan sus simulaciones con una geometría simplificada muy similar a la que estamos considerando nosotros.

Para el casco de 4 mm, el acuerdo con GP es excelente, observándose unas pequeñas diferencias con los otros dos cálculos.

No obstante, antes de extraer conclusiones definitivas de estos resultados, sería necesario realizar una comparación con los valores “exactos” de los distintos cálculos, ya que aquí hemos utilizado los valores obtenidos mediante digitalización de las figuras de las distintas referencias, lo que puede conllevar ligeras variaciones sobre aquéllos. Asimismo sería importante disponer de resultados para los otros dos cascos de tratamiento, lo que permitiría un test más fiable de la simplificación de la geometría que aquí se propone.

A continuación se han analizado otras dos configuraciones diferentes cuyos esquemas se muestran en la Fig. 5.10. En estas configuraciones, un total de 51 (panel superior) y 99 (panel inferior) fuentes se han taponado, evitando así que emitan radiación al paciente. En dicha figura, los círculos en negro representan las fuentes taponadas.

Hemos realizado una simulación similar a la anterior en estas dos nuevas situaciones, sólo para el casco de 4 mm, que es del que se disponen resultados en la literatura. Concretamente, en las Figs. 5.11 y 5.12 comparamos nuestros cálculos (cuadrados) con los de Cheung et al. [13] (línea de trazos), realizados con EGS4, y con los que proporciona GP (línea continua), que hemos extraído también de la Ref. [13]. Como en el caso anterior, en dichas figuras se muestran los perfiles en el foco, normalizados al máximo, en las tres direcciones.

De nuevo se observa un muy buen acuerdo con los resultados que proporciona GP como con los de EGS4.

5.3. Factores de salida

Para concluir con nuestro análisis hemos determinado los factores de salida correspondientes a los diferentes cascos de tratamiento, asumiendo la geometría simplificada que aquí hemos analizado. Estos factores de salida se calculan para la configuración con 201 fuentes y vienen dados como el cociente entre las dosis en el foco obtenida para cada casco y la obtenida para el casco de 18 mm.

El problema en los cálculos MC es, evidentemente, cómo determinar la dosis en un punto, en este caso el foco. Para ello se elige una celda de acumulación alrededor del punto en la que se deposita la energía, asumiendo que el valor de la dosis en el punto es el valor medio que proporciona la simulación en la celda de acumulación. En nuestro caso hemos

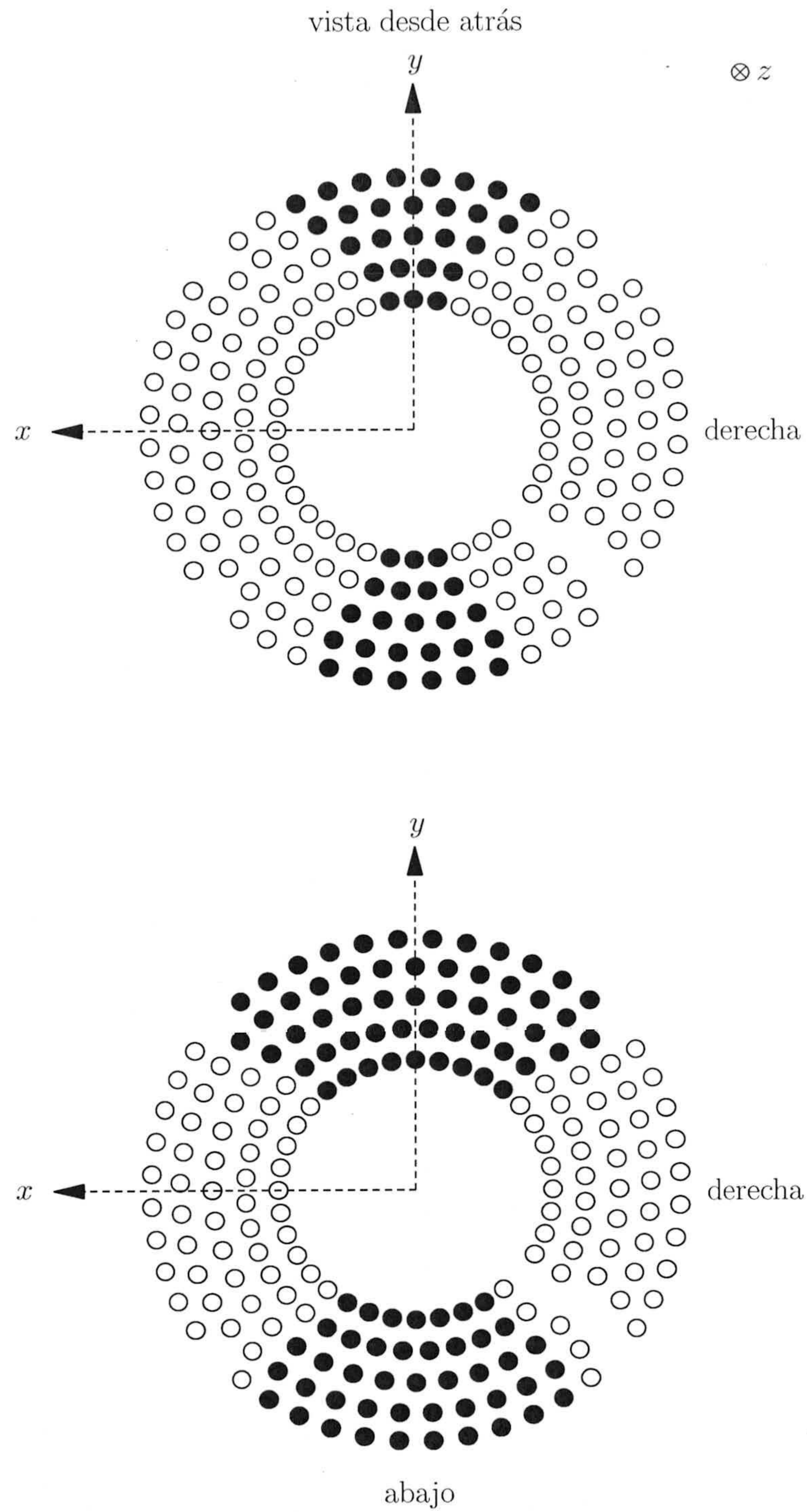


Figura 5.10: Esquema de la disposición de las fuentes en las situaciones de tratamiento analizadas y en las que taponan algunas de ellas (círculos en negro).

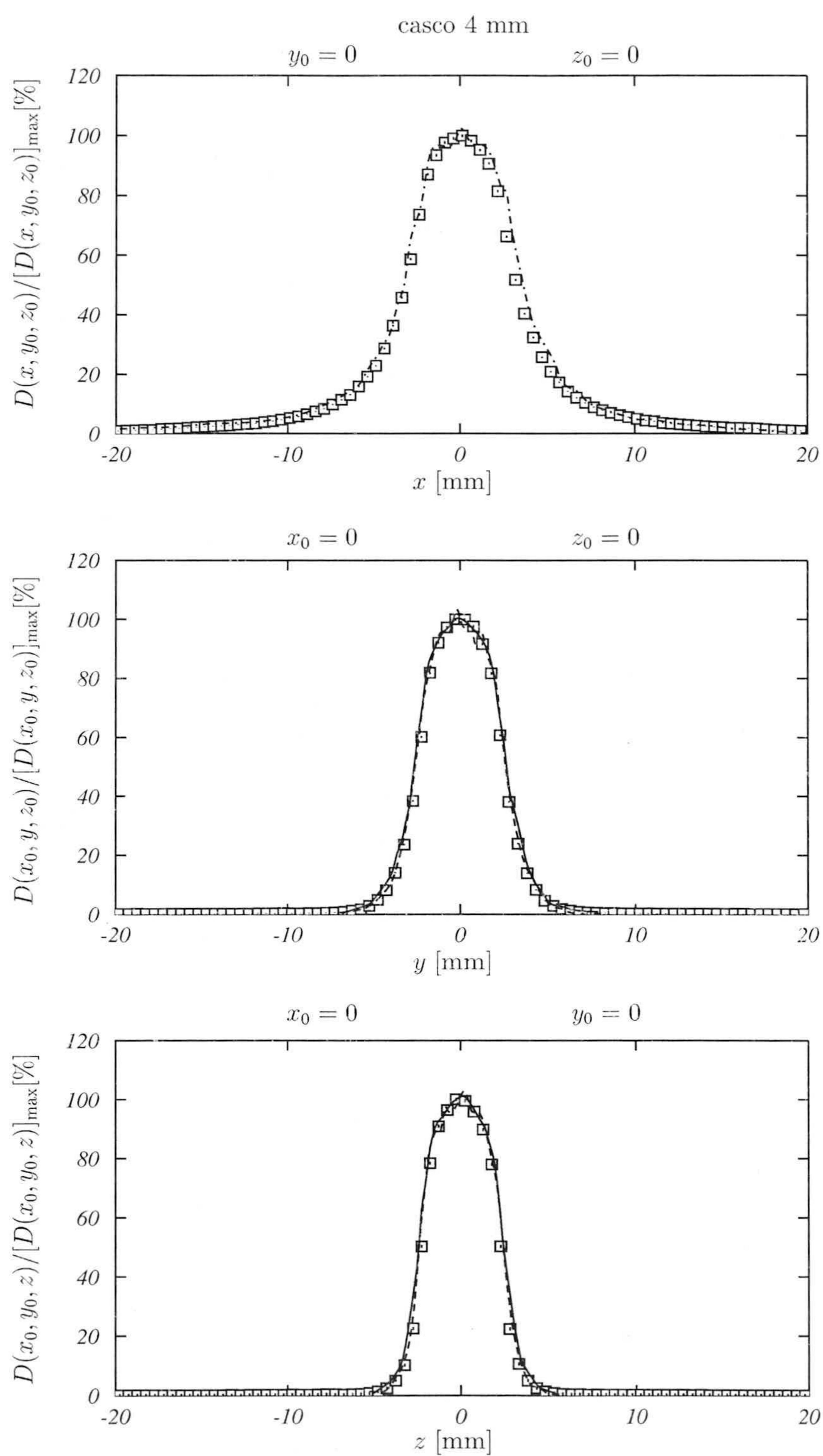


Figura 5.11: Perfiles normalizados al máximo en el foco, según los tres ejes coordenados para la situación con 150 fuentes y casco de 4 mm. Nuestros resultados con la geometría simplificada (cuadrados) se comparan con los de GammaPlan[®] [13] (línea continua) y EGS4 [13] (línea a trazos).

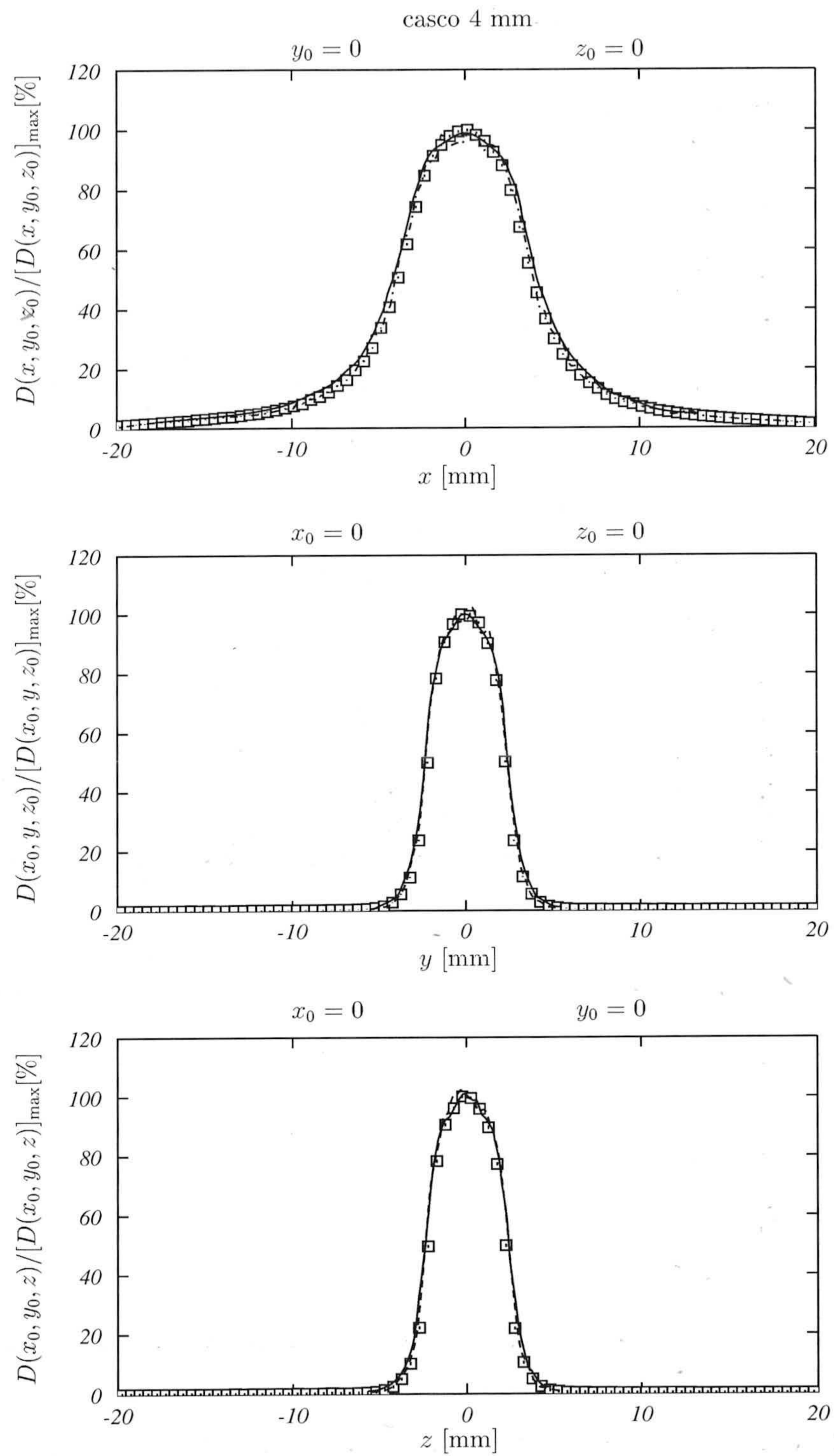


Figura 5.12: Igual que la Fig. 5.11 pero para la configuración con 102 fuentes.

		14 mm	8 mm	4 mm
Ref. [1]	(Elekta)	0.984	0.956	0.800
Ref. [34]	(Elekta)			0.870
Ref. [18]	EGS4	0.974 ± 0.009	0.951 ± 0.009	0.872 ± 0.009
	EGS4			0.876 ± 0.005
	Película RG			0.876 ± 0.009
Ref. [19]	Película RC			0.870 ± 0.018
	TLD			0.890 ± 0.020
	Diodo			0.884 ± 0.016
Ref. [22]	PENELOPE	0.970 ± 0.004	0.946 ± 0.003	0.876 ± 0.009
Ref. [20]	promedio			0.868 ± 0.014
	este trabajo	0.982 ± 0.007	0.967 ± 0.007	0.876 ± 0.006

Tabla 5.2: Factores de salida obtenidos en nuestros cálculos comparados con otros calculados con MC o medidos con distintos procedimientos.

considerado las ocho celdas alrededor del foco en las simulaciones anteriores como una única celda, siendo el volumen, en este caso, de $8 \times 0.5 \text{ mm}^3 = 4 \text{ mm}^3$, para los cascos de 18 y 14 mm, y $8 \times 0.0625 \text{ mm}^3 = 0.5 \text{ mm}^3$, para los otros dos.

Antes de ir con los resultados es preciso comentar un aspecto relevante. Las simulaciones se han realizado siguiendo el mismo número de historias para los cuatro cascos. Pero, como quiera que el cono de colimación no tiene la misma apertura en cada caso, es necesario proceder a una normalización que permita la comparación entre los resultados obtenidos. Dado que el muestreo es uniforme en el cono de colimación, hemos procedido a normalizar cada resultado a la situación correspondiente a una fuente puntual que emita isotrópamente. Para ello se multiplica el correspondiente resultado por $(1 - \cos \theta)/2$, siendo θ la apertura de cada cono de colimación.

En la Tabla 5.2, se comparan los factores de salida que hemos obtenido con los encontrados en la literatura. Como puede verse, nuestros resultados muestran un buen acuerdo en el caso del casco de 4 mm, que ha sido motivo de discrepancias en la comunidad de usuarios del GK. Por otro lado, el resultado para el casco de 14 mm está en acuerdo con el valor obtenido con EGS4 en [18] y con el que proporciona el fabricante, si bien difiere (al nivel de 1σ) del obtenido por Moskvin et al. [22]. Por último, el valor que hemos determinado para el casco de 8 mm está de acuerdo con el de Cheung et al. [18] (en el límite de 1σ), pero resulta claramente superior al de las Refs. [1] y [22].

De las discrepancias señaladas, las más llamativas en principio son las puestas de manifiesto con el cálculo de Moskvin et al. [22], ya que estos autores han utilizado PENELOPE como código MC de simulación. Una de las razones de estas diferencias puede estar en la elección de las celdas de acumulación consideradas. Con el fin de analizar este punto hemos realizado una nueva simulación eligiendo como celdas de acumulación esferas centradas en el foco y de radios 1, 0.75 y 0.5 mm, respectivamente. La esfera de 0.75 mm es la celda que consideran Moskvin et al. [22] en sus cálculos. Estos autores indican que no

casco	Nº. hist.	radio de la celda		
		1 mm	0.75 mm	0.5 mm
14 mm	Ref. [22]		0.970±0.004	
	5 · 10 ⁷	0.96±0.02	0.97±0.04	0.97±0.07
	2 · 10 ⁸	0.978±0.009	0.99±0.02	0.99±0.03
8 mm	Ref. [22]		0.946±0.003	
	5 · 10 ⁷	0.93±0.02	0.94±0.03	0.93±0.06
	2 · 10 ⁸	0.950±0.008	0.96±0.02	0.95±0.03
4 mm	Ref. [22]		0.876±0.009	
	5 · 10 ⁷	0.83±0.01	0.84±0.03	0.83±0.05
	2 · 10 ⁸	0.846±0.006	0.86±0.01	0.86±0.03

Tabla 5.3: Factores de salida obtenidos en nuestros cálculos para celdas de acumulación esféricas, comparados con los de Moskvin et al. [22].

encuentran diferencias al utilizar la celda esférica de 0.5 mm de radio. Además de permitirnos comparar con los resultados de la Ref. [22], queremos comprobar si la reducción de la celda produce modificaciones significativas en el valor calculado.

Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 5.3 donde se comparan con los de Moskvin et al. [22]. Se dan los valores correspondientes a las simulaciones realizadas con $5 \cdot 10^7$ y $2 \cdot 10^8$ de historias. Como puede verse, no hay cambios estadísticamente significativos cuando se disminuye el radio de la celda de acumulación (aumenta, eso sí, la incertidumbre, lógicamente). Algo más significativo resulta el aumento en el número de historias, lo cual viene provocado, fundamentalmente, por el cambio que este aumento induce en la dosis calculada para el casco de 18 mm. En este sentido, un aumento en el número de historias seguidas podría dar una mayor fiabilidad a los factores de salida determinados mediante simulación MC.



Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado con detalle la dosimetría del Leksell Gamma Knife[®] mediante simulaciones Monte Carlo realizadas con el código PENELOPE (v. 2001).

En primer lugar hemos analizado aspectos generales del proceso de simulación. Como conclusiones más relevantes cabe mencionar las siguientes:

1. En cuanto al radionúclido ^{60}Co hay que decir que, en este instrumento, las dos emisiones β_1 y β_2 del mismo no alcanzan, dada su energía, posiciones fuera de la cápsula que envuelve al núcleo activo de las fuentes. Por otro lado, es posible realizar las simulaciones con fotones de energía igual a la energía promedio de las dos emisiones γ a que da lugar este radionúclido.
2. En relación a la simulación propiamente dicha, cabe señalar que es posible acelerar el código, sin menoscabo de la bondad de los resultados, incrementando las energías de absorción de los electrones y positrones en los distintos materiales que conforman el sistema de colimación. En particular, esta energía de absorción puede aumentarse hasta los 500 keV en el caso del wolframio, hierro y acero, que son los materiales más frecuentes en el instrumento.
3. Por último, las posibles variaciones en la longitud del núcleo activo respecto de la longitud nominal de 20 mm no resultan relevantes, siempre que se mantengan alrededor de 1 ó 2 mm como máximo. Esto contempla las longitudes encontradas en la práctica e indicadas por el fabricante en su manual.

En una de las partes fundamentales del trabajo hemos prestado especial atención al estudio del comportamiento de una fuente individual. En este contexto hemos podido poner de manifiesto los siguientes aspectos:

1. El ángulo efectivo de emisión que hemos determinado resulta ser mucho menor que el considerado anteriormente por otros autores. En particular, un valor máximo de unos 3° es suficiente para describir correctamente la dosimetría en el maniquí que simula al paciente.

2. El análisis de los espectros de energía a la salida de las distintas etapas de colimación muestra que, en la práctica, sólo los fotones emitidos con la energía máxima alcanzan el maniquí, mientras que los electrones (generados en los colimadores) no juegan ningún papel relevante.
3. La distribución de posiciones de las partículas que alcanzan las distintas etapas de colimación se ve determinada, fundamentalmente, por la apertura de cada una de dichas etapas. Para distancias al eje del haz inferiores a la correspondiente apertura, la distribución es uniforme, disminuyendo rápidamente para distancias mayores.
4. El estudio realizado de los ángulos de salida de las partículas en las distintas etapas de colimación muestra que sus distribuciones resultan bastante similares a las de los correspondientes ángulos efectivos de emisión.
5. Las correlaciones que presentan las distintas variables de interés resultan ser de gran importancia. Cabe destacar las fuertes correlaciones existentes, por un lado, entre la distancia al eje del haz y el ángulo θ de salida en las distintas etapas de colimación y, por otro, entre la posición (x, y) en dichas etapas y el ángulo acimutal ϕ a la salida de las mismas.

En la última parte del trabajo, y en base a los resultados obtenidos para la fuente individual, hemos simplificado la geometría de ésta y hemos comprobado la fiabilidad de dicha simplificación. En este sentido cabe resaltar lo siguiente:

1. El resultado del complejo sistema de colimación de las fuentes del GK puede describirse en términos de una fuente puntual, situada en el centro del núcleo activo de la fuente real, que emite fotones con energía igual a la energía media de los dos fotones característicos del ^{60}Co , isotrópamente en un cono de apertura igual a la de los colimadores finales de los cascos de tratamiento. Esta geometría simplificada produce las mismas dosis transversales en el foco y perfiles en profundidad que la geometría completa, para los cuatro cascos.
2. La geometría simplificada produce perfiles de dosis similares a los obtenidos por otros autores cuando se consideran distintas configuraciones de las 201 fuentes disponibles en el GK.
3. Por último, los factores de salida calculados con esta geometría resultan ser compatibles con los encontrados en la literatura.

Los resultados obtenidos permiten garantizar la dosimetría que pueda llevarse a cabo en situaciones de tratamiento reales. La geometría simplificada podría dar lugar a cálculos MC individualizados en tiempos razonables. Esto supondría una mejora relevante sobre los cálculos del planificador GammaPlan[®], ya que se podrían incluir las distintas interfases existentes en el blanco. Este es uno de los puntos básicos que pretendemos desarrollar en el futuro.

Otros aspectos de interés para nosotros y que se abordarán a continuación son los siguientes:

1. Determinación de la posición de la fuente efectiva, para lo cual será necesario incrementar significativamente la estadística correspondiente a los rendimientos en profundidad en el eje del haz. ◦
2. Estudio de la importancia de la posición de la fuente, dadas las diferencias de blindaje que se presentan según el anillo en que las fuentes se encuentran.
3. Cálculo de la radiación dispersa, que permita obtener un mapa de irradiación de la instalación del GK.



Apéndice A

Estudio de fuentes extensas simples

En este apéndice estudiamos distintos aspectos relacionados con la simulación de fuentes extensas simples de interés para el GK.

A.1. Parámetros de la simulación

En primer lugar hemos evaluado la diferencia entre los resultados que proporciona el empleo de los conjuntos de parámetros A y B de la Tabla 2.3 en el caso de las fuentes cilíndricas consideradas en la sección 3.4 (ver Fig. 3.7). Para ello hemos realizado una simulación con cada uno de los dos conjuntos de parámetros, de características similares a la discutida en la sección 3.4, suponiendo las dos emisiones gamma por desintegración, ambas con 100 % de probabilidad.

Los resultados correspondientes a la fuente con $L = 1$ mm se muestran en la Fig. A.1 y los de la fuente con $L = 20$ mm en la Fig. A.2. En dichas figuras se representa la energía por desintegración depositada en agua obtenida utilizando los parámetros de las columnas A (paneles superiores) y B (paneles medios) de la Tabla 2.3. En los paneles inferiores se representan las diferencias relativas entre los cálculos correspondientes a ambos conjuntos de parámetros. Como puede verse, estas diferencias son relativamente pequeñas, para las dos fuentes analizadas, especialmente en el caso de la variación con ρ (paneles izquierdos) donde no superan el 5 %. Para la distancia longitudinal (paneles derechos), el hecho de que la energía depositada tienda a cero para valores grandes de z hace que aparezcan diferencias mayores, sobre todo para $z \sim 25$ mm.

Podemos, por tanto, concluir que la utilización de ambos conjuntos de parámetros no produce cambios significativos en los resultados. Sin embargo, el conjunto B permite acelerar el cálculo en un factor mayor que 10.

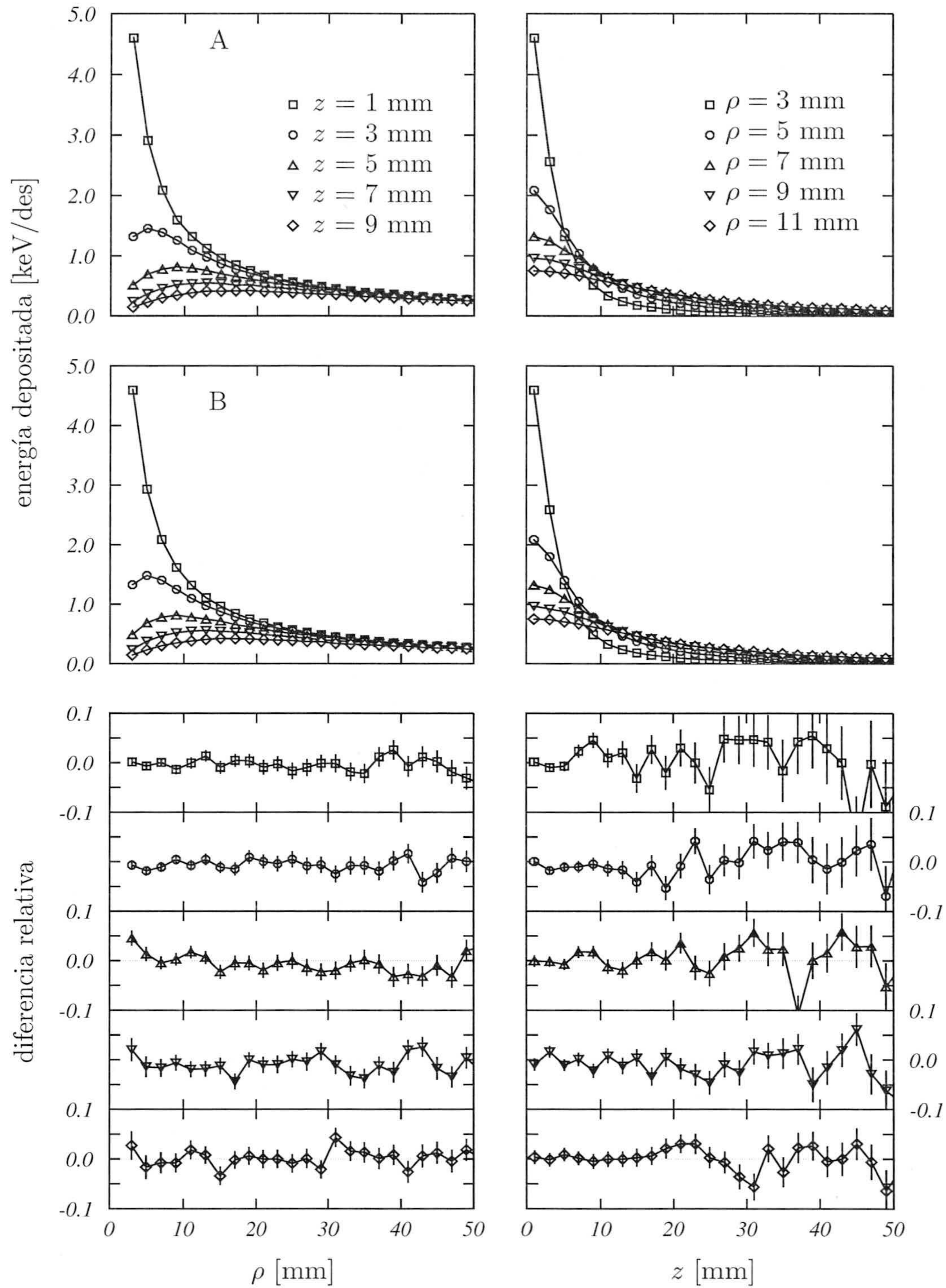


Figura A.1: Energía por desintegración depositada en agua por los fotones del ^{60}Co para una fuente cilíndrica ($R=0.05$ mm y $L=1$ mm) de cobalto. Los paneles de la izquierda (derecha) muestran los resultados obtenidos para varios valores de z (ρ) en función de ρ (z). Se han utilizado los parámetros de la columna A (paneles superiores) y B (paneles medios) de la Tabla 2.3. Los paneles inferiores representan las diferencias entre los resultados correspondientes a ambos conjuntos de parámetros.

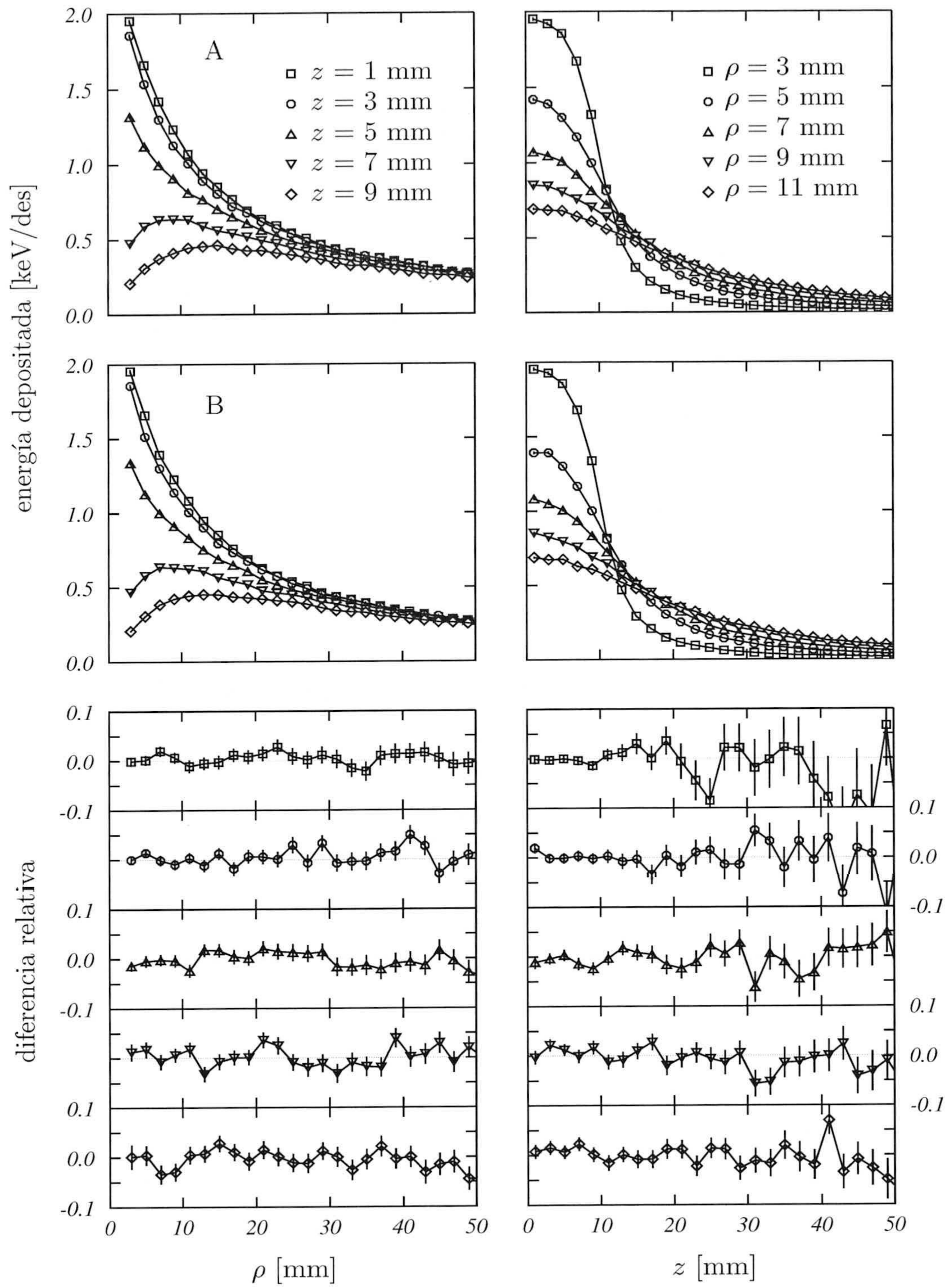


Figura A.2: Igual que la Fig. A.1 pero para la fuente cilíndrica de $R=0.5$ mm y $L=20$ mm.

A.2. Simplificación de fuentes extensas

En esta sección queremos estudiar la posibilidad de simplificar la geometría del núcleo activo. Para ello hemos determinado la energía por desintegración depositada en medios infinitos, en el caso de las fuentes extensas de tipo cilíndrico consideradas en la sección anterior, y la hemos comparado con las correspondientes a una fuente puntual y a una fuente de tipo hilo, de igual longitud que las cilíndricas. Las simulaciones realizadas son de las mismas características que las anteriores.

Los resultados se muestran en las Figs. A.3 y A.4, para el caso en el que el medio considerado es agua, y en las Figs. A.5 y A.6, para el caso del acero. En todas ellas, los paneles superiores representan la energía depositada por las fuentes simplificadas (puntual o hilo), los paneles medios corresponden a las fuentes cilíndricas y los inferiores muestran las diferencias entre las curvas correspondientes.

Como puede verse en los paneles superiores y medios, la energía depositada presenta un fuerte gradiente a medida que uno se aleja de la fuente. Por otro lado, en las Figs. A.4 y A.6 se observa una región en la dirección z en forma de hombro, del orden de 1 cm, que pone de manifiesto que en estos casos las fuentes tienen una longitud $L = 20$ mm.

Como cabía esperar, las diferencias más notables entre ambos cálculos aparecen en las proximidades de la fuente. Para distancias a la misma por encima de 1 cm, las energías depositada resultan ser prácticamente iguales en ambos casos. De nuevo las diferencias resultan ser mayores en el caso de la variación con z que en el de la variación con ρ , sobre todo a grandes valores de z , debido a que, como en el caso anterior, las curvas de energía depositada tienden a cero.

La única diferencia reseñable entre el cálculo realizado para agua y el correspondiente al acero es la mayor dispersión observada en las diferencias, aunque siempre manteniéndose en valores pequeños.

Estos resultados nos dan una idea de las posibilidades de simplificación de la geometría del núcleo activo.

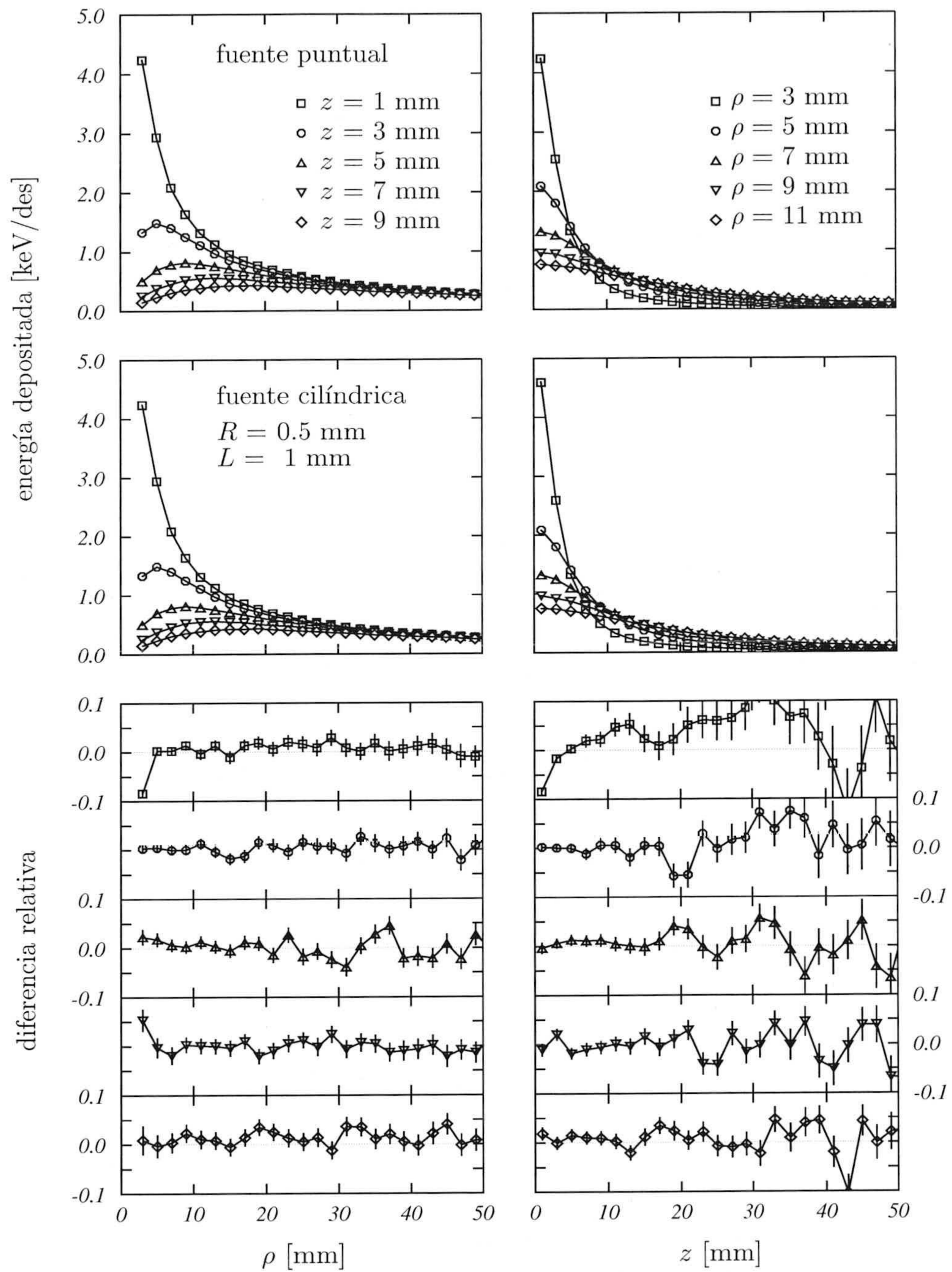


Figura A.3: Energía por desintegración depositada en agua para una fuente puntual (paneles superiores) y para una fuente con geometría cilíndrica con $R = 0,5$ mm y $L = 1$ mm (paneles medios) y diferencias entre las correspondientes curvas (paneles inferiores).

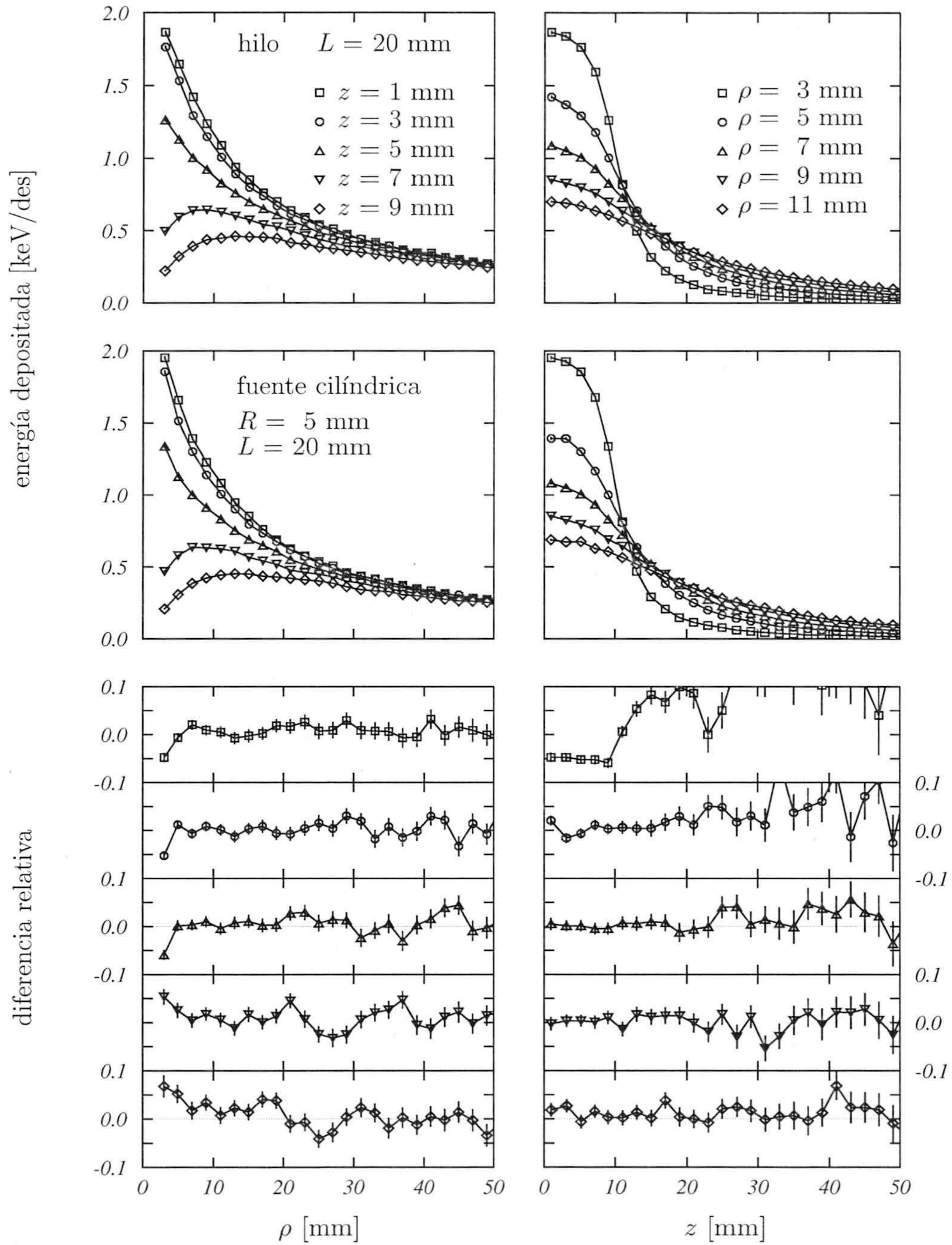


Figura A.4: Igual que la Fig. A.3 pero para una fuente de tipo hilo de 2 cm de longitud y una fuente cilíndrica de igual longitud y $R = 0,5$ mm.

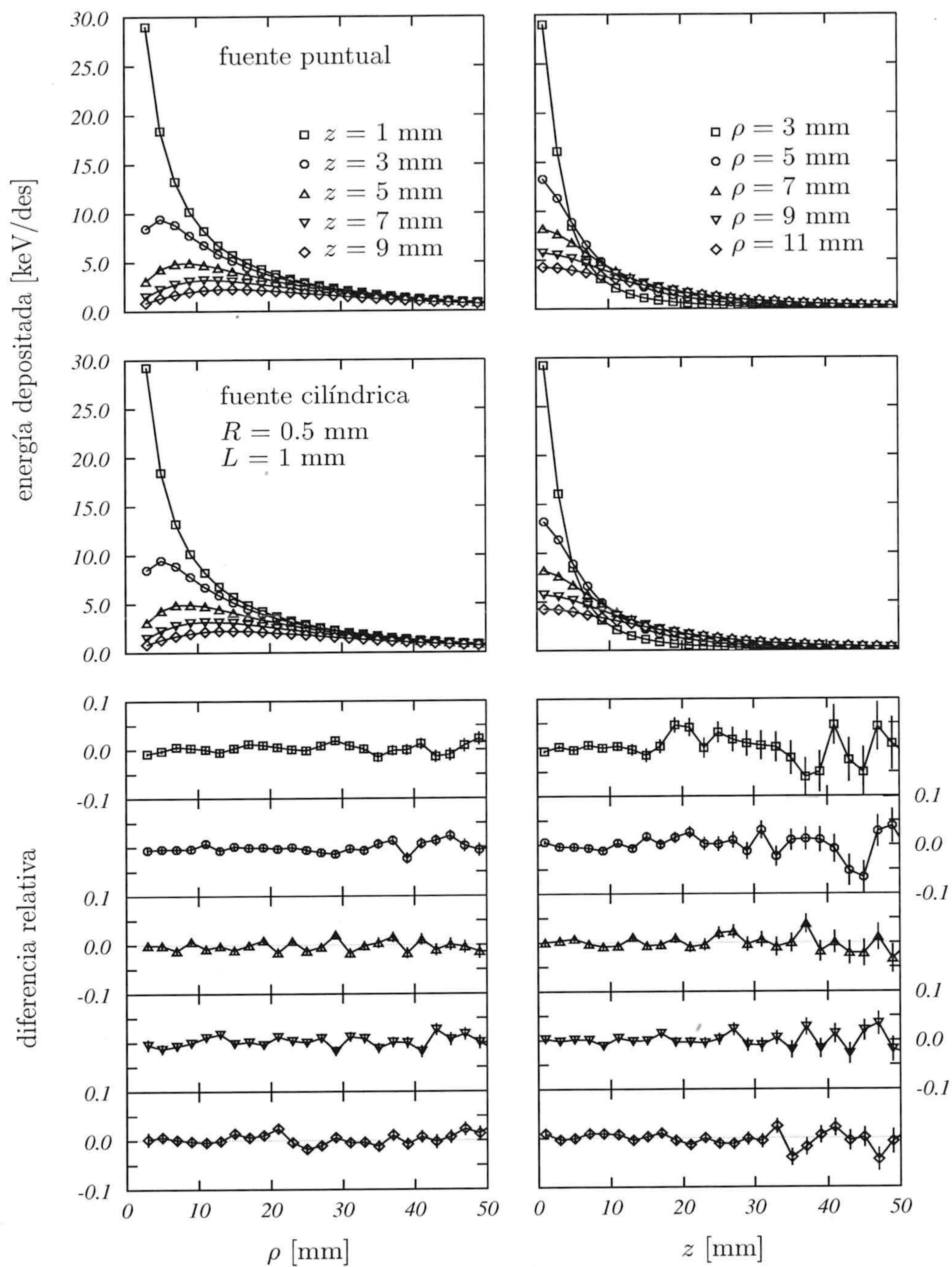


Figura A.5: Igual que la Fig. A.3 pero para el caso en que el medio es acero.

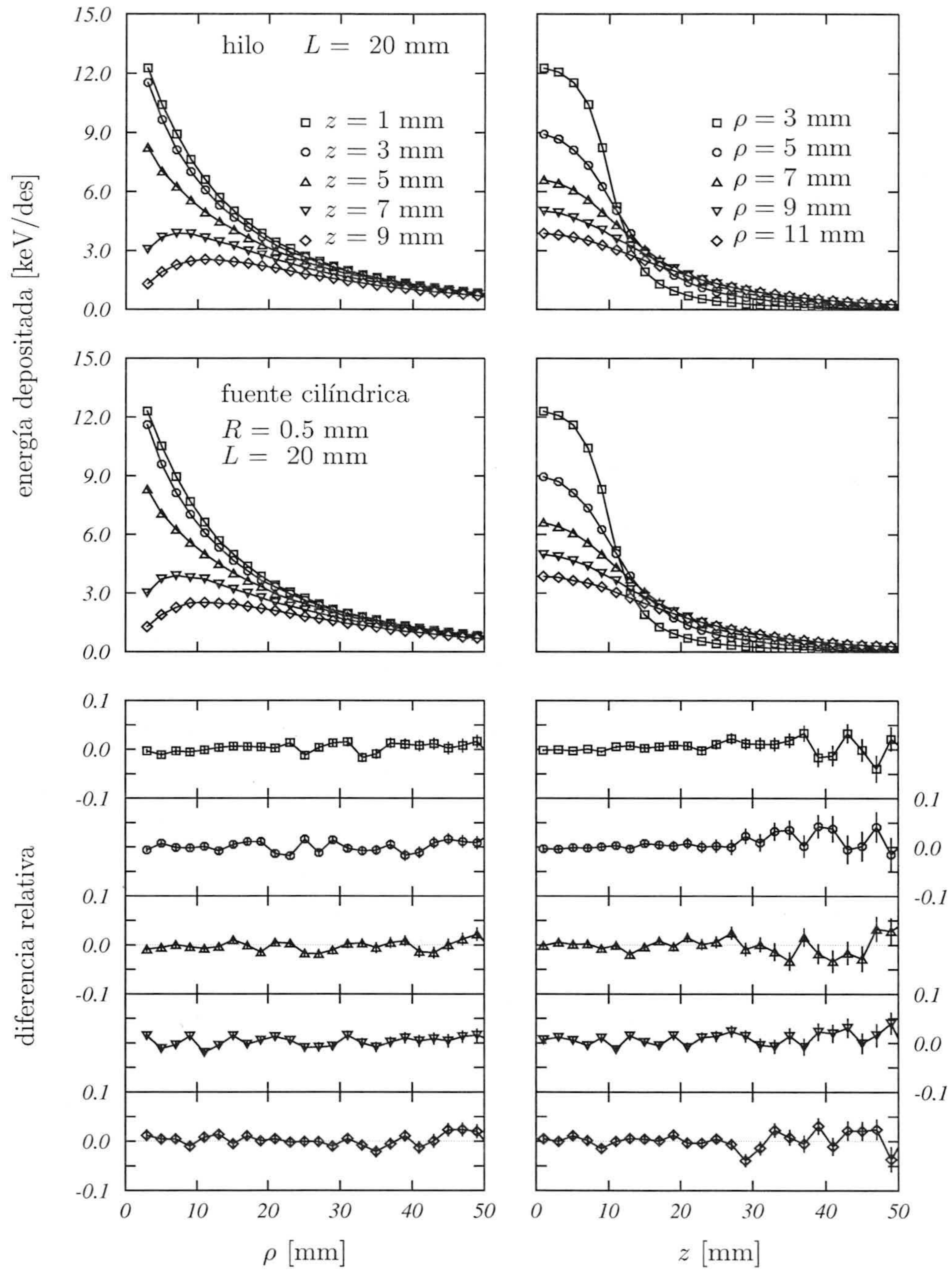


Figura A.6: Igual que la Fig. A.4 pero para el caso en que el medio es acero.

Apéndice B

Simulación detallada de la cápsula y del émbolo

En este apéndice estudiamos las características de la radiación emitida a partir de la ventana de salida del cuerpo de la fuente (ver Fig. 1.4). Para ello hemos considerado éste en el seno de agua, tal y como se muestra en la Fig. B.1.

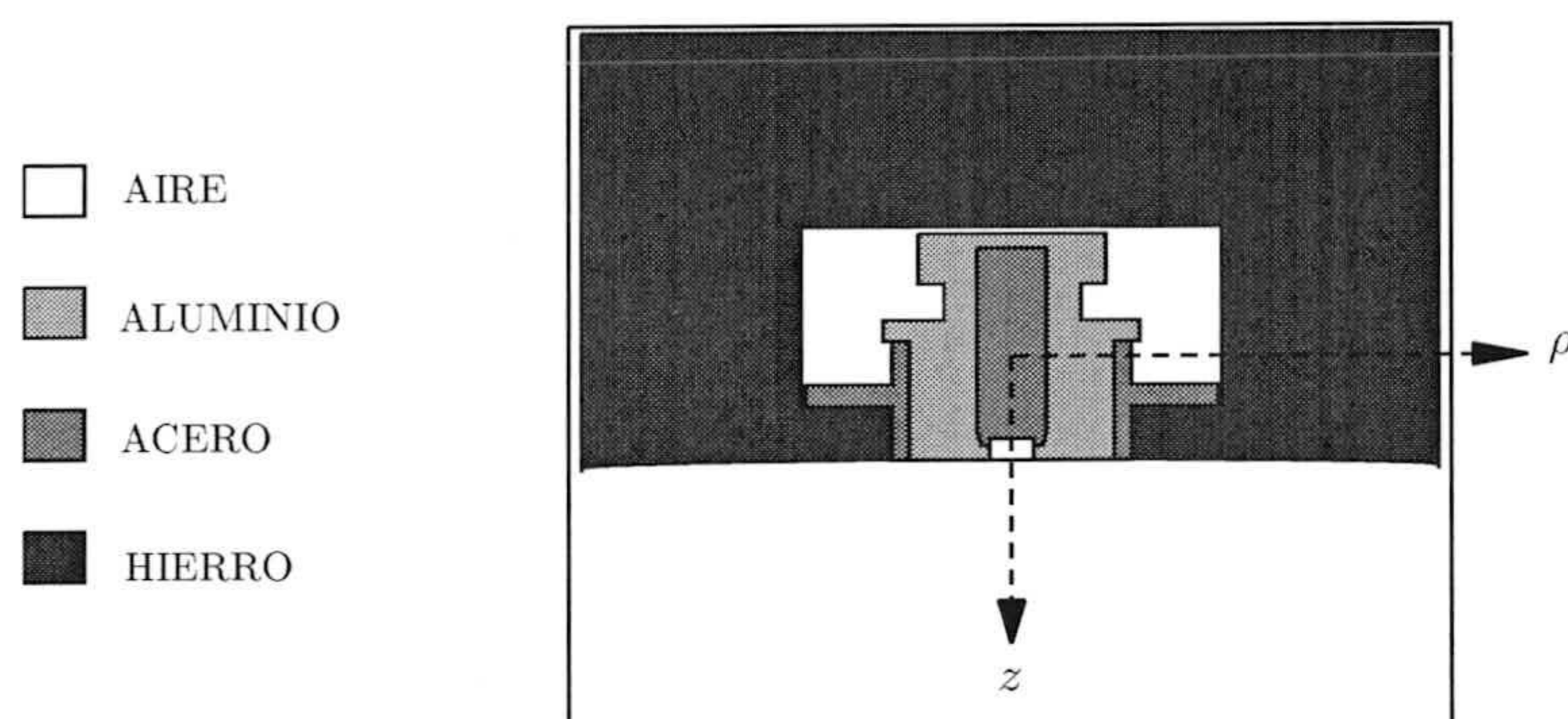


Figura B.1: Cuerpo de la fuente con la geometría considerada en este apéndice.

A la vista de los resultados encontrados en el capítulo 3, cabe pensar que muchos de los detalles de construcción, tanto de la cápsula como del émbolo, no tengan ninguna contribución relevante a la dosimetría de este instrumento. En las simulaciones que hemos realizado aquí, hemos hecho uso de las geometrías simplificadas ya descritas en el capítulo 1 (ver paneles (b) de las Figs. 1.5 y 1.6).

Los parámetros considerados han sido los de la columna B de la Tabla 2.3. Se han seguido 10^7 historias, con una energía inicial de los fotones emitidos igual a la energía media 1.25 MeV y un ángulo de emisión inicial $\theta_i \leq 90^\circ$. Se ha comprobado que el aumento de este ángulo inicial no cambia los resultados. La simulación se ha realizado

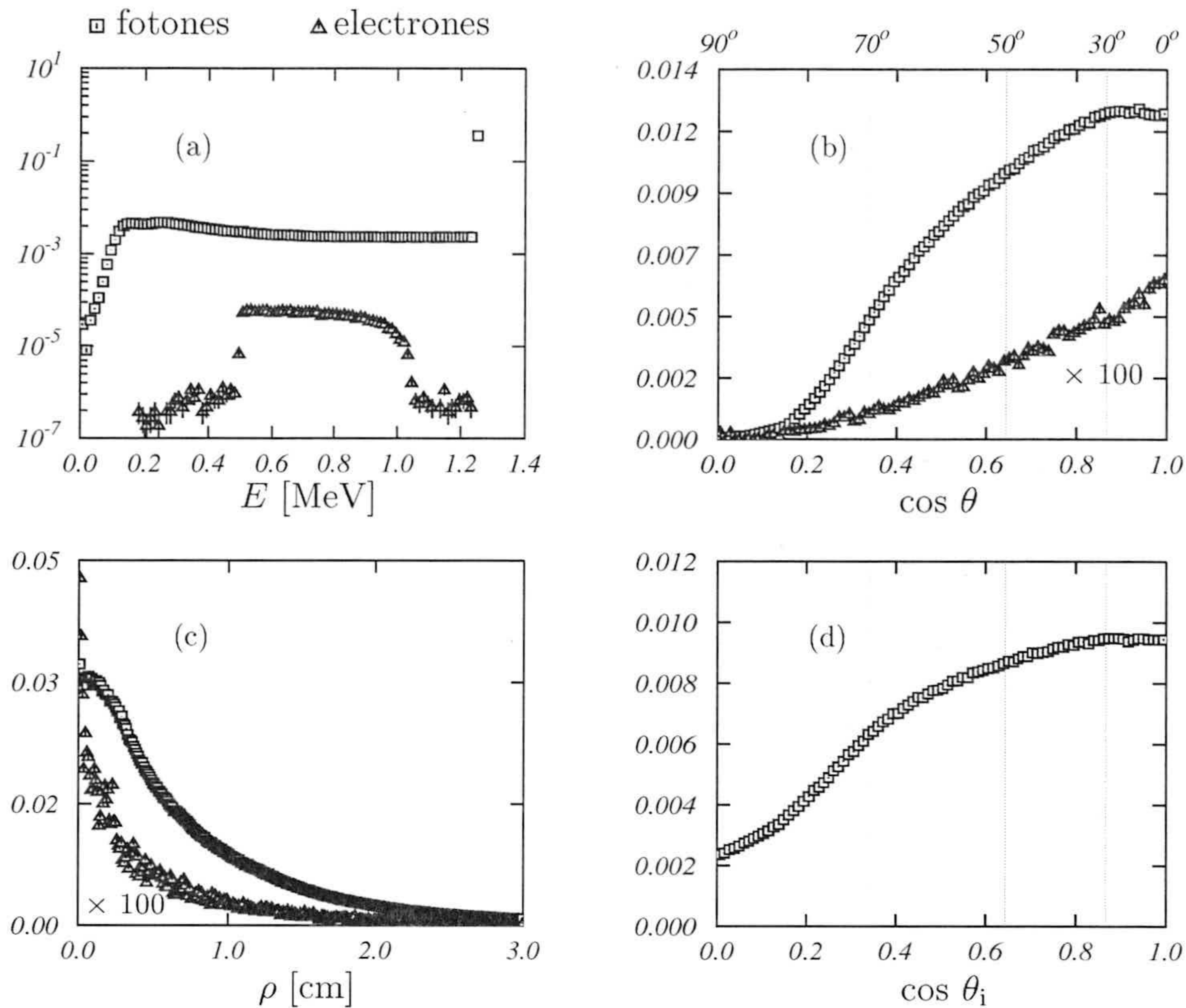


Figura B.2: Resultados obtenidos para la geometría indicada en la Fig. B.1. Los paneles (a)-(c) corresponden a distribuciones obtenidas en el plano de salida del cuerpo de la fuente. Se muestran las distribuciones de energía (a), posición transversal ρ (b) y ángulo de incidencia θ en dicho plano (c). Los cuadrados corresponden a fotones y los triángulos a electrones. El panel (d) muestra la distribución del ángulo efectivo de emisión. Todos los resultados están normalizados al número de historias seguidas. Además, los del panel (c) están normalizados a la superficie de la celda de acumulación.

controlando las partículas que cruzan el plano de interfase entre el cuerpo de la fuente y el agua. Los resultados obtenidos son los que se muestran en la Fig. B.2.

En el panel (a) de esta figura se representan los espectros de energía de fotones (cuadrados) y electrones (triángulos) en el plano de salida del cuerpo de la fuente, normalizados al número de historias seguidas en la simulación. Como podemos ver, y en lo que respecta a los fotones, se observa un espectro bastante plano para todas las energías excepto para la energía inicial, que se ha acumulado separadamente en el último intervalo y que resulta ser más de dos órdenes de magnitud mayor. Es de señalar que el número de fotones en este último intervalo es el doble que el total de fotones en el resto del espectro. En cuanto a los electrones, éstos aparecen en un número que es más de cuatro órdenes de magnitud inferior (para todas las energías) que el de los fotones con la energía inicial. El número de electrones en todo el espectro es 200 veces menor que el de fotones con la máxima energía. Esto se debe a que los materiales que predominan en esta simulación son relativamente ligeros y, por tanto, con baja producción de electrones secundarios.

En el panel (c) se representa la distribución de partículas en el plano de salida del

cuerpo de la fuente en función de la coordenada transversal ρ . Los valores obtenidos están normalizados al número de historias simuladas y, además, a la superficie de la celda de acumulación, $S = 4\pi(\rho_{\max}^2 - \rho_{\min}^2)$. El número de fotones en el plano de salida del cuerpo de la fuente disminuye de manera prácticamente exponencial desde $\rho = 0$ hasta $\rho = 3$ cm, reduciéndose en, aproximadamente, dos órdenes de magnitud. Por otro lado, se observa de nuevo el bajo número de electrones (triángulos), cuya distribución se ha multiplicado por un factor 100 en la figura.

El panel (b) muestra la distribución de partículas en función del ángulo de incidencia sobre el plano de salida del cuerpo de la fuente. Estos valores están también normalizados al número de historias iniciales consideradas. Se observa para los fotones (cuadrados) un comportamiento uniforme entre 0° y $\sim 35^\circ$ ($\cos\theta$ entre 1.0 y ~ 0.82), seguido de una disminución relativamente pronunciada hasta $\sim 80^\circ$ ($\cos\theta \sim 0.15$). El número de partículas que inciden con ángulos mayores es prácticamente nulo. En cuanto al número de electrones es, como ya se ha visto en el espectro de energías, muy bajo, habiéndose multiplicado en la figura por un factor 100.

El panel (d) muestra el ángulo efectivo de emisión. Como vemos se puede diferenciar una zona entre 0° y $\sim 35^\circ$ donde la distribución es uniforme. A partir de ese valor, la distribución disminuye considerablemente de forma que para $\theta_i = 90^\circ$ se ha reducido en un factor mayor que 4.

Es interesante señalar que las partículas que se emiten con ángulos alrededor de 90° , producen partículas en el plano de salida del cuerpo de la fuente, y de ahí que esta curva no se anule para $\cos\theta_i = 0$. No obstante, el resto del sistema de colimación restringe considerablemente esta situación.

Para concluir con este estudio particular de la fuente, hemos realizado una simulación similar a las que acabamos de analizar pero eliminando en la geometría de la cápsula las zonas de aire cercanas a la ventana de salida (ver Fig. 1.6). En la Fig. B.3 se representan los perfiles trasnversales de dosis, para tres profundidades en el maniquí, y los redimientos en profundidad, para tres distancias a eje del haz, normalizados a los máximos respectivos. Se representan, asimismo, las diferencias relativas antes de la normalización, en cada caso. Los cuadrados negros corresponden a la geometría descrita en el capítulo 1, mientras que los triángulo describen los resultados obtenidos con la geometría modificada antes mencionada. Como vemos ambos cálculos coinciden en la práctica, lo que se pone de manifiesto también con las diferencias relativas.

casco 18 mm

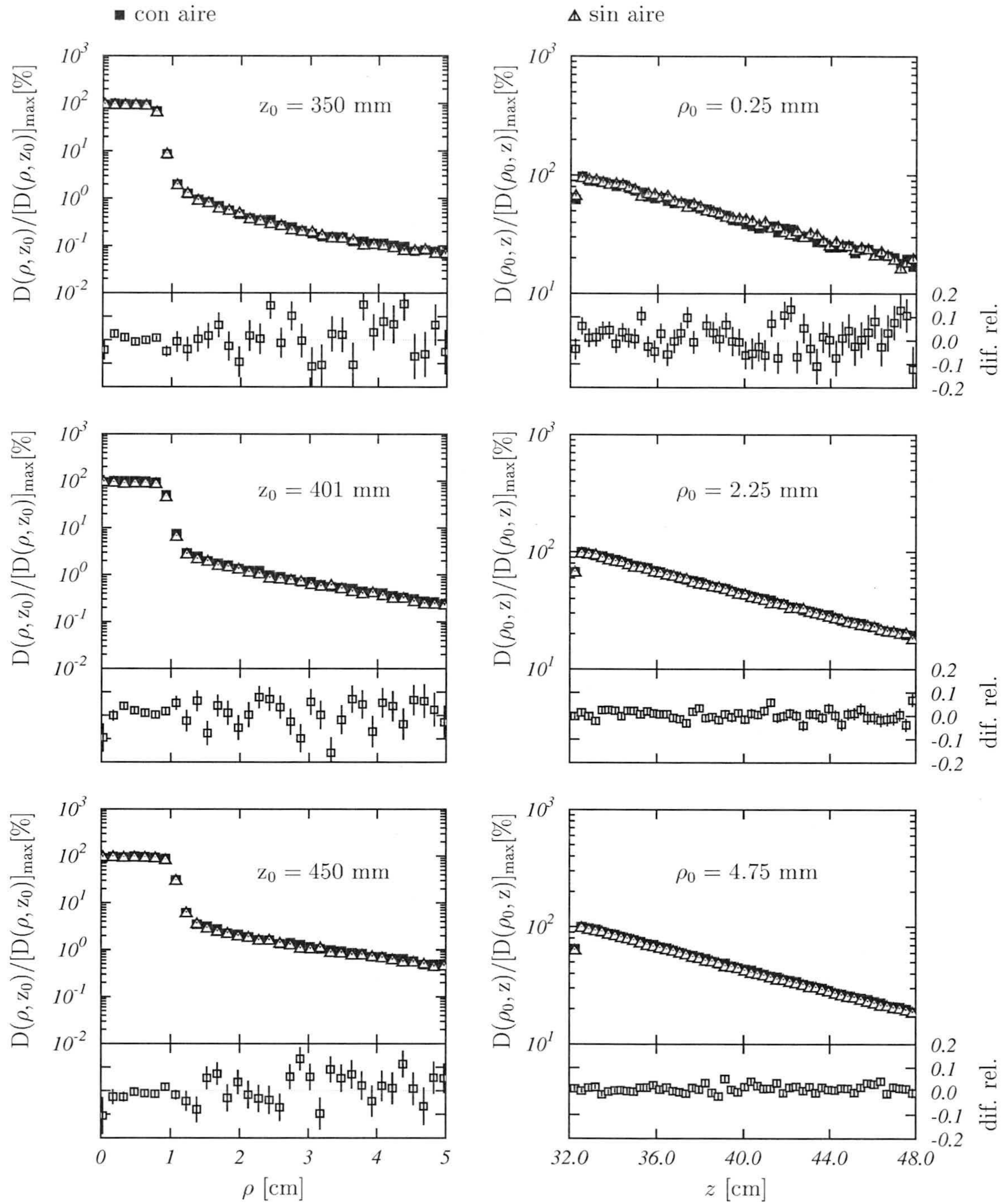


Figura B.3: Dosis transversales y longitudinales, normalizadas al máximo respectivo, depositadas en el maniquí de agua para el casco de 18mm. Los cuadrados corresponden a la geometría de la cápsula descrita en el capítulo 1. Los triángulos corresponden a la geometría simplificada descrita en este apéndice.

Apéndice C

Resultados para blindaje de wolframio

En este capítulo se muestran algunos resultados obtenidos para una geometría en la que el blindaje de los canales de haz es de wolframio, en lugar de hierro, tal y como hemos visto en el Capítulo 1 de este trabajo.

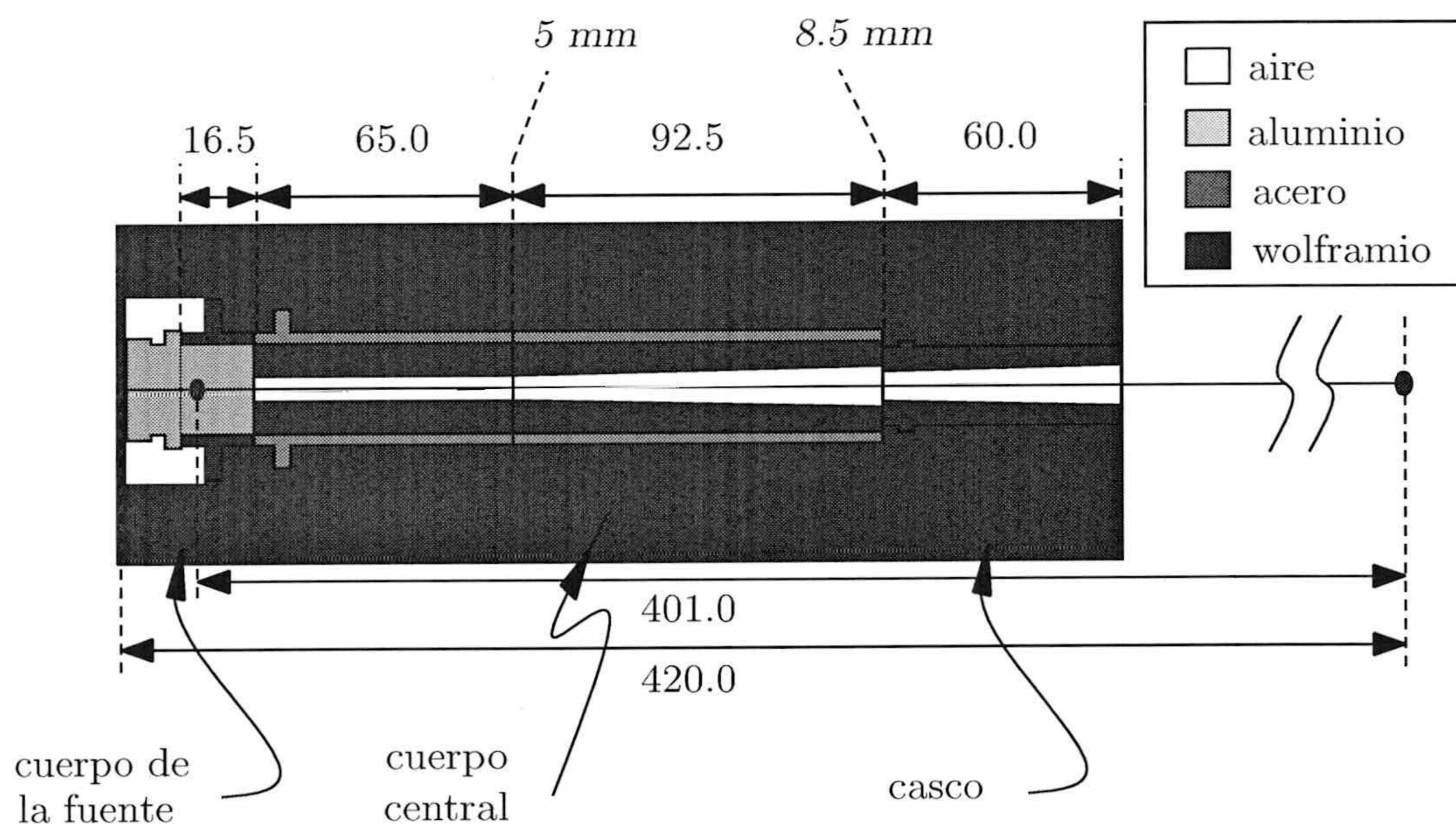


Figura C.1: Geometría del canal de haz individual con blindaje de wolframio.

Inicialmente se disponía de una información muy parcial respecto a los detalles geométricos del GK. Los trabajos publicados al respecto no daban, como ya se ha comentado, casi ningún detalle acerca de los mismos y, como es lógico suponer, resultó complicado obtener la información, tanto del fabricante como de los hospitales que disponen de este instrumento. Esta situación nos condujo a interpretar erróneamente los planos disponibles,

considerando para las simulaciones la geometría del canal de haz que se muestra en la Fig. C.1 y que en lo que sigue denominamos geometría cilíndrica.

Básicamente, tres son las diferencias con la geometría descrita en el Capítulo 1 (que denominamos geometría de cabezal). Por un lado, el blindaje que proporciona el cabezal de hierro se sustituye, en esta geometría, por un espesor de unos 6 cm de wolframio. Por otro, el postcolimador del cuerpo central se considera hecho de wolframio, en lugar de plomo. Por último, las superficies de salida en el caso de la geometría correcta son esféricas, mientras que en esta otra geometría son planas.

Sólo después de haber realizado la mayor parte de las simulaciones necesarias con la geometría cilíndrica, fue posible acceder a la información detallada acerca de los materiales constituyentes del GK, establecer las geometrías correctas y llevar a cabo las simulaciones que se han discutido anteriormente.

En este apéndice se muestran algunos de los resultados obtenidos a partir de la geometría cilíndrica que, en nuestra opinión, son interesantes. Las simulaciones correspondientes tienen las mismas características (número de historias seguidas, energías de absorción de los materiales, tamaños de las celdas de almacenamiento, etc.) que las discutidas en el Capítulo 4 con las que se comparan.

C.1. Ángulo efectivo de emisión

En primer lugar mostramos los resultados obtenidos con la geometría cilíndrica para el ángulo efectivo de emisión. Como primer resultado hemos visto que, al igual que con la geometría de cabezal, basta considerar un ángulo de emisión máximo de unos 3° para realizar las simulaciones de forma fiable. En la Fig. C.2 se comparan las distribuciones de ángulos efectivos de emisión para los planos de salida del cuerpo central y de los cascos de tratamiento obtenidas con la geometría de cabezal (cuadrados), que coinciden con los mostrados en la Fig. 4.3, y con la otra geometría cilíndrica que estamos analizando aquí (triángulos).

Como podemos ver, la presencia del wolframio en lugar del hierro hace que el comportamiento del sistema de colimación sea mucho más direccional, es decir, que las partículas emitidas con ángulos iniciales mayores dan lugar más difícilmente a partículas en la superficie de salida de los distintos elementos de colimación. No obstante, los resultados correspondientes a ángulos efectivos pequeños son prácticamente iguales.

C.2. Espectros de energía

En la Fig. C.3 se muestran los espectros de energía para las dos geometrías, en las superficies de salida de los distintos elementos de colimación.

Como puede verse, en todos los casos, la presencia del wolframio en lugar del hierro introduce una modificación apreciable en las distribuciones para energías distintas a la

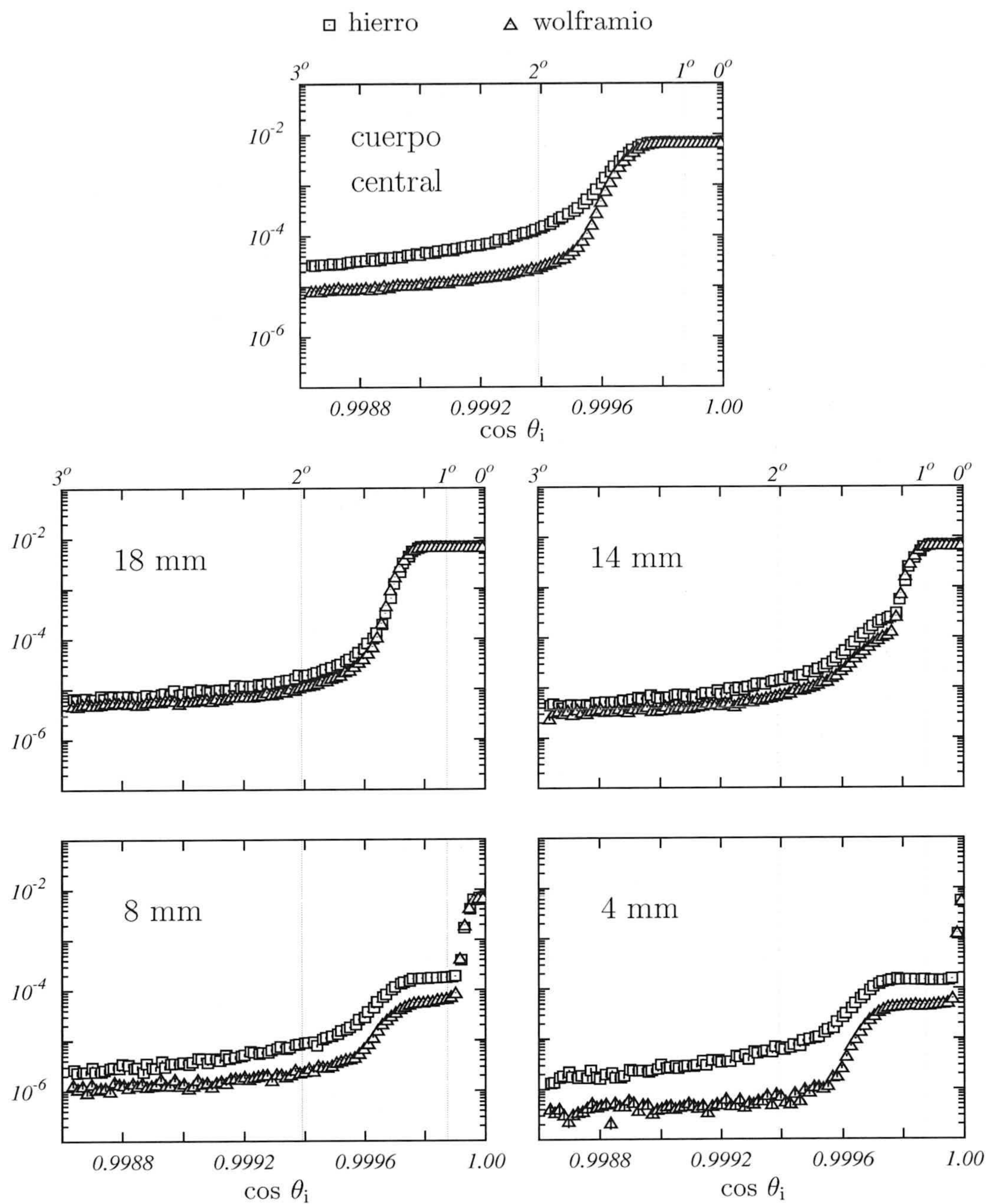


Figura C.2: Ángulo efectivo de emisión para el plano de salida del cuerpo central y de los cuatro cascos de tratamiento. Se representan los resultados correspondientes a la geometría de cabezal (cuadrados) y a la geometría cilíndrica analizada en este apéndice (triángulos). Los resultados están normalizados al número de historias seguidas.

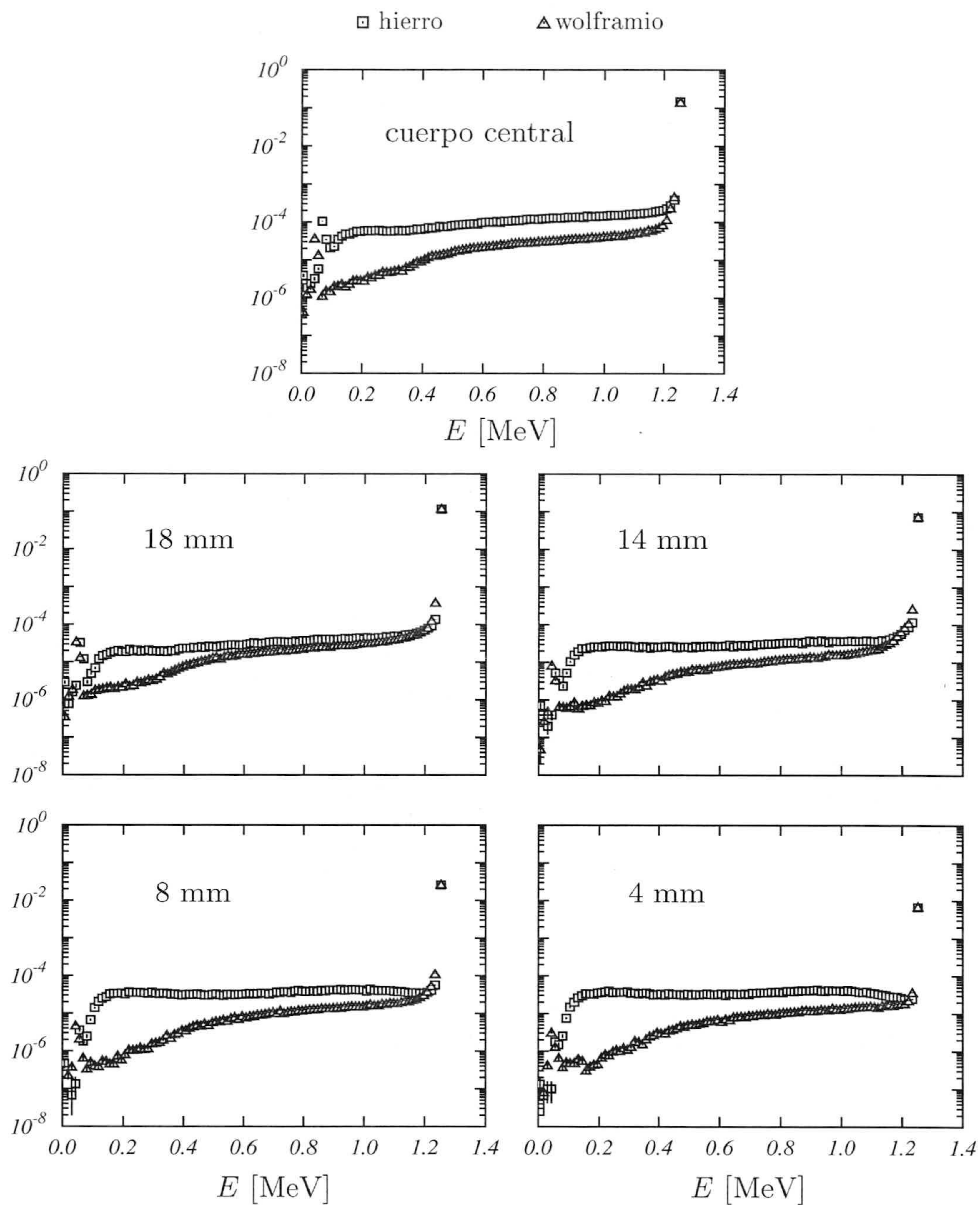


Figura C.3: Espectros de energía a la salida del cuerpo central y de los cascos de tratamiento para fotones y electrones. Los resultados están normalizados al número de historias seguidas. El significado de los símbolos es el mismo que en la Fig. C.2.

energía máxima. En efecto, el espectro que, para la geometría de cabezal (cuadrados) aparecía como prácticamente uniforme por debajo de dicha energía máxima, muestra en el caso del blindaje de wolframio (triángulos) una notable disminución a medida que la energía de las partículas se hace menor.

El blindaje de wolframio actúa, por tanto, como elemento mucho más absorbente que el hierro, independientemente de que en las simulaciones realizadas ambos elementos tengan asignadas las mismas energías de absorción.

De todas formas, es evidente que el número de partículas que llegan a las superficies de salida de los elementos de colimación con energías por debajo de la energía máxima es muy pequeño y su contribución a la dosis en la región blanco es prácticamente despreciable.

C.3. Distribución de posiciones

En la Fig. C.4 se muestran las distribuciones de posiciones obtenidas con las dos geometrías en las superficies de salida de los distintos elementos del sistema de colimación.

Como podemos ver, las distribuciones para el cuerpo central sólo coinciden cuando se consideran posiciones ρ menores que la apertura del postcolimador (zona sombreada). Sin embargo, en el caso de los cascos de tratamiento, la región donde ambas distribuciones son prácticamente iguales se extiende hasta valores de $\rho \sim 10$ mm,

A partir de ese punto, las distribuciones correspondientes a la geometría de cabezal resultan bastante uniformes, mientras que la presencia del wolframio hace que, en la geometría cilíndrica, las distribuciones muestren una continua disminución cuando aumenta ρ . Ésto pone de nuevo de manifiesto el carácter más absorbente del tungsteno frente al hierro.

C.4. Distribución de ángulos de salida

En la Fig. C.5 se comparan las distribuciones de ángulos de salida para las dos geometrías, en las superficies de salida de los elementos de colimación.

Como podemos ver, las diferencias observadas en los casos anteriores no aparecen aquí. Salvo una pequeña discrepancia en el caso del cuerpo central, ambas geometrías proporcionan distribuciones iguales en la práctica.

C.5. Distribución de dosis

Para terminar, en la Fig. C.6 se comparan las distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí de agua, en situación de tratamiento.

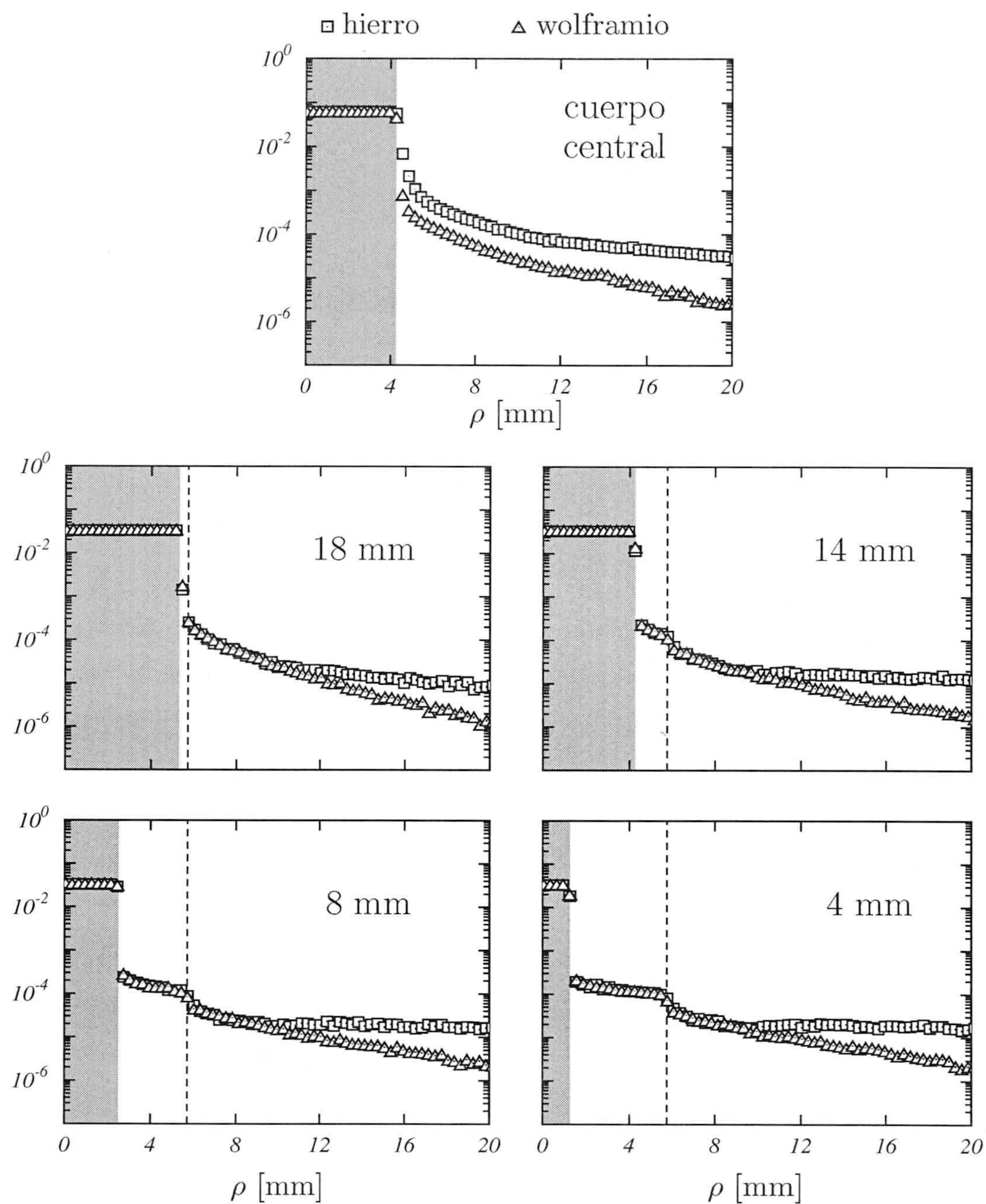


Figura C.4: Distribución de posiciones para los fotones al final del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. Los valores están normalizados a la superficie de la celda de almacenamiento y al número de historias. El significado de los símbolos es el mismo que en la Fig. C.2. La línea vertical discontinua representa la apertura del haz a la distancia de la superficie de salida de los cascos, cuando se eliminan éstos.

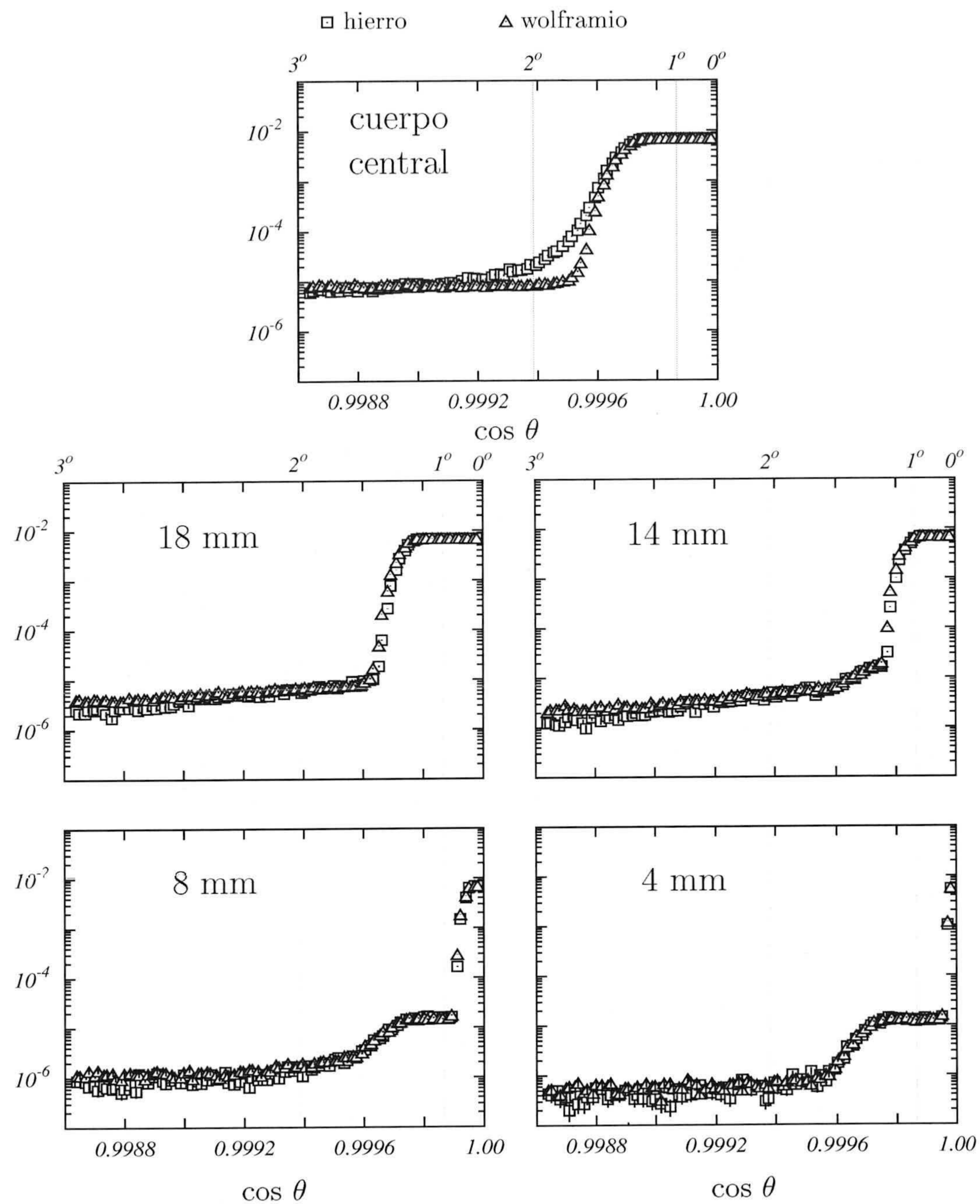


Figura C.5: Distribución de ángulos de salida al final del cuerpo central y de los cascos de tratamiento. El significado de los símbolos es el mismo que en la Fig. C.2.

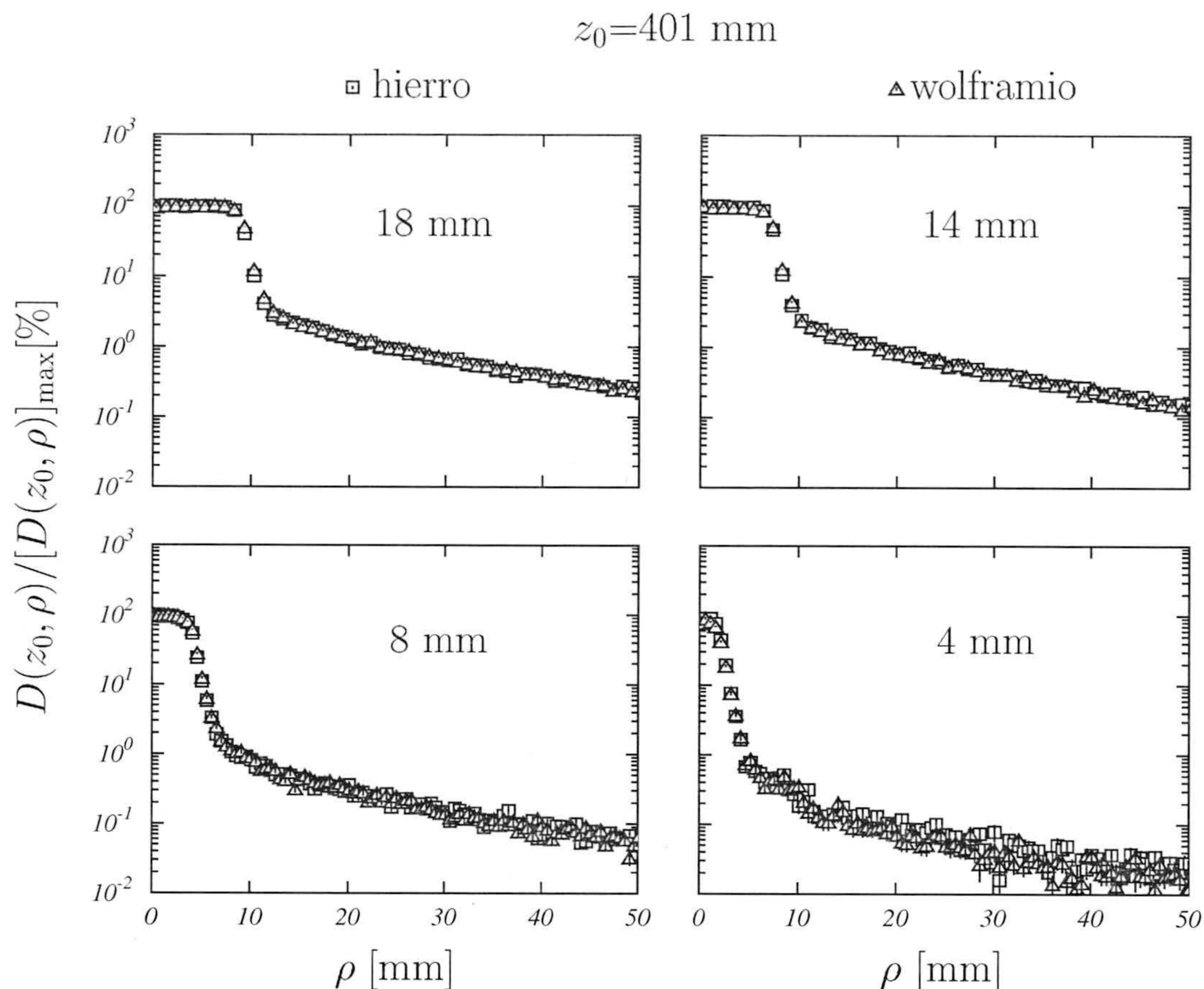


Figura C.6: Distribuciones transversales de dosis en el plano central del maniquí. El significado de los símbolos es el mismo que en la Fig. C.2.

Como en el caso anterior de las distribuciones de los ángulos de salida, las dosis depositadas en el plano central del maniquí son prácticamente iguales para ambas geometrías.

Este hecho implica que, las diferencias anteriormente observadas entre ambas geometrías, debidas a la mayor absorción producida por la presencia de wolframio, en lugar de hierro, en el blindaje, no son relevantes para la dosimetría del GK en el maniquí. Y, además, refuerza la validez de la simplificación del sistema de colimación del GK en términos de colimación matemática que hemos llevado a cabo en este trabajo.

Bibliografía

- [1] *Leksell Gamma Unit. User's Manual.* (Elekta, Geneva, 1992)
- [2] A. Wu et al., "Physics of gamma knife approach on convergent beams in stereotactic radiosurgery". *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **18** (1990) 941-949;
A. Wu, "Physics and dosimetry of the gamma knife". *Neurosurg. Clin. N. Am.* **3** (1992) 35-50
- [3] J.C. Flickinger et al., "Treatment planning for Gamma Knife radiosurgery with multiple isocenters". *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **18** (1990) 1495-1501
- [4] *Leksell Gamma Plan. User's Manual.* (Elekta, Geneva, 1996)
- [5] L. Luo et al., "Optimizing computerized treatment planning for the Gamma Knife by source culling". *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **45** (1999) 1339-1346
- [6] G.S. Leichtman, A.L. Aita and H.W. Goldman, "Automated Gamma Knife dose planning using polygon clipping and adaptative simulated annealing". *Med. Phys.* **27** (2000) 154-162
- [7] P. Zhang, D. Dean, A. Metzger and C. Sibata, "Optimization of Gamma Knife treatment planning via guided evolutionary simulated annealing", *Med. Phys.* **28** (2001) 1746-1752
- [8] S.M. Marcu, Q.J. Wu, K. Pillal and M.S. Weinhaus, "Gamma-Plan[®]-Leksell Gamma Knife[®] radiosurgery treatment planning verification method". *Med. Phys.* **27** (2000) 2146-2149
- [9] J.S. Tsai et al., "A formalism for independent checking of Gamma Knife dose calculations". *Med. Phys.* **28** (2001) 1842-18
- [10] D.W.O. Rogers and A.F. Bielajew, "Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry", en *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, K.R. Kase, B.E. Bjarngard and F.H. Attix, eds. (Academic, New York, 1990)
- [11] P. Andreo, "Monte Carlo techniques in medical radiation physics". *Phys. Med. Biol.* **36** (1991) 861-920.
- [12] J.Y.C. Cheung et al., "Monte Carlo calculation of single-beam dose profiles used in a gamma knife treatment planning system". *Med. Phys.* **25** (1998) 1673-1675

- [13] J.Y.C. Cheung et al., "Monte Carlo calculations and GafChromic film measurements for plugged collimator helmets of Leksell Gamma Knife unit". *Med. Phys.* **26** (1999) 1252-1256
- [14] J.Y.C. Cheung et al., "Stereotactic dose planning system used in Leksell Gamma Knife model-B: EGS4 Monte Carlo versus GafChromic films MD-55". *Appl. Radiat. Isot.* **53** (2000) 427-430
- [15] L. Xiaowei and Z. Chunxiang, "Simulation of dose distribution irradiation by the Leksell Gamma Unit". *Phys. Med. Biol.* **44** (1999) 441-445.
- [16] J.Y.C. Cheung et al., "Dose distributions at extreme irradiation depths of gamma knife radiosurgery: EGS4 Monte Carlo calculations". *Appl. Radiat. Isot.* **54** (2001) 461-465
- [17] P.S. Nizin, "On absorbed dose in narrow ^{60}Co gamma-ray beams and dosimetry of the gamma knife". *Med. Phys.* **25** (1998) 2347-2351
- [18] J.Y.C. Cheung et al., "Monte Carlo calculated output factors of a Leksell Gamma Knife unit". *Phys. Med. Biol.* **44** (1999) N247-N249
- [19] L. Ma, X.A. Li and C.X. Yu, "An efficient method of measuring the 4 mm helmet output factor for the Gamma Knife". *Phys. Med. Biol.* **45** (2000) 729-733
- [20] J.S. Tsai et al., "Determination of the 4 mm Gamma Knife helmet relative output factor using a variety of detectors". *Med. Phys.* **30** (2003) 986-992.
- [21] A.H. Maitz et al., "Shielding requirements on-site loading and acceptance testing of the Leksell gamma knife". *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **18** (1990) 469-476
- [22] V. Moskvina et al., "Monte Carlo simulation of the Leksell Gamma Knife: I. Source modelling and calculations in homogeneous media". *Phys. Med. Biol.* **47** (2002) 1995-2011
- [23] F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, E. Acosta and J. Sempau. *PENELOPE, a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, NEA-OECD, Paris, 2001.
- [24] M.J. Berger and S.M. Seltzer, in *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*. T.M. Jenkins, W.R. Nelson and A. Rindi, Eds. (Plenum Press, New York, 1988)
- [25] J.A. Halbleib et al., "ITS version 3.0: the integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes". Report SAND91-1634 (Sandia National Laboratories, Albuquerque, 1992)
- [26] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, "The EGS4 code system". Report SLAC-265 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, 1985)
T.M. Jenkins, W.R. Nelson and A. Rindi, "Monte Carlo Transport of Electrons and Photons" (Plenum, New York, 1988)

- [27] I. Kawrakow and D.W.O Rogers, "The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport". Report PIRS-701 (National Research Council of Canada, Ottawa, 2000)
- [28] R. Brun et al., "GEANT3". Report DD/EE/84-1 (CERN, Geneva, 1986)
- [29] J.F. Briesmeister, "MCNP-A general Monte Carlo N-particle transport code". Report LA-12625-M (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 1977)
- [30] S. Agostinelli et al., "GEANT4-a simulation toolkit". Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250-303
- [31] C.M. Lederer and V.S. Shirley, eds., *Table of Isotopes* (J. Wiley and Sons, New York, 1978)
- [32] E. García-Toraño and A. Grau Malonda, "EFFY, a new program to compute the counting efficiency of beta particles in liquid scintillators". Comput. Phys. Commun. **36** (1985) 307-312
- [33] M.J. Berger, "Energy deposition in water by photons from point isotropic sources". J. Nucl. Med. Suppl. (MIRD Pamphlet No. 2) **1** (1968) 17-25
- [34] *New 4-mm helmet output factor*. (Elekta, Stockholm, 1998)