

CAPÍTULO V

MATRIZ DE RESPUESTA DEL SISTEMA MULTIESFERAS

1. INTRODUCCIÓN

Para poder obtener mediante un proceso de deconvolución, los espectros neutrónicos a partir de las medidas realizadas con un sistema multiesferas convenientemente calibrado, es necesario conocer las respuestas de cada una de estas esferas en función de la energía del neutrón.

La indicación de una esfera Bonner se expresa por el producto de la convolución de su respuesta $F_r(E)$ en función de la energía, por la tasa de fluencia energética de los neutrones en el punto de medida $\dot{\phi}_E(E)$. Expresado bajo una forma discreta esta relación se escribe:

$$M_{dr} = \sum_{j=1}^n F_{rj} \dot{\phi}_E(E_j) \Delta E_j \quad r = 1, \dots, m$$

siendo m el número de esferas utilizadas y n el de grupos energéticos sobre los que se realiza la discretización. Este dominio de discretización se extiende generalmente desde las energías térmicas hasta algunas decenas de MeV. $\dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j$ es la tasa de fluencia energética de neutrones en el intervalo ΔE_j y F_{rj} la respuesta media de la esfera r en el intervalo de energía j .

Por función respuesta de la esfera r se designa el conjunto de componentes F_{rj} del vector F_r y por matriz de respuesta del sistema multiesferas, el conjunto de vectores $F_r(E)$.

El primer paso en su determinación sería una calibración experimental con haces de neutrones de energía conocida, normalmente monoenergéticos. Pero dado que el número de puntos de calibración experimental son muy escasos y que sobre un gran dominio de energías intermedias, no existe prácticamente la posibilidad de calibración, se presenta el problema de saber como explotar los escasos valores disponibles para poder obtener una información en el dominio de energías de interés. El dominio de energías de interés en el caso de instalaciones nucleares, se extiende de forma continua desde las energías térmicas hasta las correspondientes a neutrones rápidos. Algunos autores han utilizado

técnicas de interpolación y extrapolación para paliar el problema (Bramblett, 1960; Nachtigall, 1972), mientras que otros como Zaborowski (Zaborowski, 1981) han elaborado un modelo algebraico que permite representar las funciones respuesta por expresiones matemáticas. Sin embargo la técnica más utilizada ha sido la de simular el sistema de medida, para evaluar su respuesta utilizando un método de cálculo apropiado, validando posteriormente estos resultados con los obtenidos experimentalmente. En la actualidad existen diversos conjuntos de funciones respuesta en la bibliografía, si bien su forma definitiva es un tema aún abierto ya que estudios comparativos sobre las más utilizadas, muestran diferencias muy importantes en la evaluación de parámetros tales como la fluencia o la dosis equivalente. Autores como Lowry y Johnson (Lowry, 1986), sobre una veintena de medidas de multiesferas evaluadas con un conjunto de 5 matrices de las más utilizadas, encuentran variaciones del $\pm 15\%$ para la fluencia, $\pm 40\%$ para la energía media, $\pm 35\%$ para el factor de calidad medio y $\pm 30\%$ para la dosis absorbida, siendo el efecto más sorprendente la variación de la dosis equivalente en un factor 4. Resulta razonable antes de pasar a la utilización del sistema multiesferas como referencia, asegurarse lo mejor posible de la validez de la matriz de respuesta utilizada.

Teniendo en cuenta que la mayoría de los cálculos de que se disponen se han efectuado para el detector de ILi (Bramblett, 1960), y los argumentos expuestos anteriormente, hemos optado por calcular las funciones respuesta para nuestras condiciones específicas, definidas por el tipo de detector, geometría y densidad de las esferas de polietileno.

En este capítulo presentamos la simulación de las funciones respuestas y su posterior validación con las medidas de sensibilidad obtenidas en las experiencias realizadas en fuentes calibradas, fuente SIGMA y haces monoenergéticos de neutrones, todas ellas ampliamente descritas en el capítulo IV de esta memoria.

2. CÁLCULO DE LAS FUNCIONES RESPUESTA

2.1. Método de cálculo

Todos los cálculos de la respuesta de un detector de neutrones colocado en el centro de un moderador, se hace analizando las interacciones de los neutrones con todos los

componentes del sistema de detección. Para describir el transporte de los neutrones en un medio cualquiera, una aproximación consiste en describir de manera suficientemente precisa, la componente dinámica global de la población de neutrones considerada como una entidad estadística. En términos de probabilidad y a través de una ecuación de transporte, se expresa la manera en la que los neutrones nacen, se propagan y mueren. Otra posibilidad utilizada en el método Monte Carlo, consiste en seguir el neutrón sobre la base de las leyes mecánicas del movimiento. En esta memoria utilizamos esta segunda posibilidad, dada la experiencia que existe en nuestro grupo sobre este método, a pesar de ser conscientes de la necesidad de emplear tiempos de cálculo importantes.

2.2. Método de Monte-Carlo

La ley que rige la historia de una partícula interaccionando con un blanco cualquiera es probabilística y por lo tanto, el método de Monte Carlo, que permite simular procesos de tipo aleatorio, está particularmente bien adaptado a este tipo de fenómenos.

En la actualidad, se dispone de varios códigos de simulación por Monte-Carlo para el transporte de radiación, tales como el EGS4 (Berger, 1963), GEANT (Brun, 1993), MCNP4A (Briesmeister, 1993) y el MCNP4B (Briesmeister, 1997).

2.2.1. Principios generales del código MCNP4B

El código MCNP4B transporta neutrones, fotones y electrones en geometrías o configuraciones tridimensionales complejas constituidas por materiales diversos. El transporte se puede realizar de forma individual (sólo neutrones, fotones o electrones), o bien combinada (neutrón/fotón, neutrón/fotón/electrón, fotón/electrón o electrón/fotón) sin más que definir en el fichero de entrada la modalidad escogida. Cada región del espacio constituido por un solo material define una celda. Las celdas se definen por las intersecciones, uniones y complementos de regiones limitadas por superficies. Las superficies están definidas mediante el conocimiento de los coeficientes de la ecuación analítica de las mismas o para ciertos tipos de superficies, por algunos puntos conocidos de la misma. Las superficies pueden ser planas, esféricas, cilíndricas, cónicas,

parabólicas, etc. La verificación de la correcta definición de las superficies se puede realizar mediante la opción plot del MCNP4B que permite visualizarlas mediante su dibujo.

Por lo que respecta al rango de energías, este varía en función de la partícula que se transporta, situándose entre 10^{-11} MeV y 20 MeV para el caso de neutrones y entre 10^{-3} MeV y 10^3 MeV para fotones y electrones.

Para su ejecución, el usuario tiene que definir un fichero de entrada, DATA.TXT (ver anexo I) donde se especifican: la geometría, los materiales utilizados, la fuente de irradiación, las librerías de las secciones eficaces y el tipo de información que se quiere obtener.

Por lo que respecta a la definición de las celdas, materiales, fuente de irradiación y ficheros de salida, no hemos realizado su descripción en esta memoria por considerar que se trata de una metodología que se encuentra suficientemente tratada en el manual de utilización del código (Briesmeister, 1997). No obstante hemos considerado oportuno comentar a continuación y de forma breve la secuencia de cálculo utilizada por el código.

Definidos los parámetros que configuran la simulación, el código escoge al azar para cada neutrón incidente:

- Las coordenadas de interacción en cada una de las celdas que componen la geometría simulada.
- El núcleo blanco y tipo de interacción.

Una vez producida la primera interacción, y salvo si los neutrones desaparecen por reacción de captura, el código determina la nueva dirección del neutrón con su energía, así como la de todas las partículas creadas en esta interacción. El transporte se realiza para el neutrón y las partículas generadas (n , γ , e), finalizando en el caso del neutrón cuando tiene lugar una reacción de captura, en el del fotón cuando tiene lugar el efecto

fotoeléctrico o creación de pares o llega a tener una energía inferior a un valor umbral especificado en el fichero de entrada y evidentemente para todas ellas cuando salen fuera de los límites definidos para la geometría estudiada.

Una vez finalizado el transporte para todos los neutrones, cuyo número se define en el fichero de entrada, el código permite conocer fundamentalmente:

- Distribuciones tipo fluencia, como por ejemplo, el número de partículas por cm^2 (n, γ , e) que atraviesan algunas de las superficies definidas en la geometría.
- Distribuciones de tipo energético, como por ejemplo las deposiciones de energías, en MeV/g, realizadas por estas mismas partículas en las celdas definidas en la geometría.
- Previa indicación de la celda y reacción en cuestión, se puede obtener la información correspondiente al número de veces que dicha reacción ha tenido lugar en ella. Esta información nos permitirá conocer el número de partículas cargadas generadas en la celda, pero no su distribución angular y energética.

A continuación describimos los elementos necesarios para la comprensión de la elección del punto de interacción y la selección del núcleo blanco y tipo de reacción.

2.2.2. Interacciones de los neutrones con los materiales

Sea cual sea el material atravesado, el neutrón interacciona en la gran mayoría de los casos, con los núcleos de los átomos que componen dicho material (la probabilidad de interacción con los electrones es 10^6 veces más pequeña). Estas interacciones se caracterizan por la sección eficaz microscópica (σ). Cuando se tiene en cuenta la densidad de núcleos blancos (n), se habla de la sección eficaz macroscópica ($\Sigma = n \sigma$).

La probabilidad, $P(x)$, de que un neutrón interaccione entre x (distancia entre el punto de entrada P y el punto de la primera interacción M) y $x+dx$ es (Sóbol, 1976):

$$P(x)dx = e^{-\Sigma_{\text{tot}} \cdot x} \cdot \Sigma_{\text{tot}} dx \quad (\text{V.1.})$$

Tomando un número aleatorio $0 \leq \xi_1 < 1$:

$$\xi_1 = \int_0^x e^{-\Sigma_{\text{tot}} s} \Sigma_{\text{tot}} ds = 1 - e^{-\Sigma_{\text{tot}} x} \quad (\text{V.2.})$$

$$x = -\frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}} \ln(1 - \xi_1)$$

Como $(1-\xi_1)$ se distribuye igual que ξ_1 :

$$x = -\frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}} \ln(\xi_1) \quad (\text{V.3.})$$

siendo $\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_{(n, n)} + \Sigma_{(n, n\gamma)} + \Sigma_{(n, p)} + \Sigma_{(n, \alpha)} + \Sigma_{(n, \gamma)} + \Sigma_{(n, d)}$, si tenemos en cuenta las reacciones que presentan mayor sección eficaz macroscópica para los átomos constituyentes de los diferentes elementos materiales simulados del sistema. Tal como sucede en el caso de los rayos X y la radiación γ , para un haz estrecho de neutrones monoenergéticos incidiendo sobre un blanco delgado, resulta útil definir el libre recorrido medio como: $\zeta=1/\Sigma_{\text{tot}}$.

La expresión V.3, muestra claramente la importancia de un conocimiento exacto de las densidades de núcleos y secciones eficaces de interacción de los materiales utilizados, especialmente de las esferas moderadoras y el gas de llenado del contador. En concreto las correspondientes al carbono, hidrógeno y el ^3He .

Fuera del rango de energía correspondiente a los neutrones térmicos, la sección eficaz de captura para el hidrógeno en la reacción $\text{H}(n, \gamma)\text{D}$, es despreciable frente a la de la colisión elástica $\sigma_{(n,n)}(E)$.

En las colisiones con el carbono, la colisión elástica es predominante para energías inferiores a 5 MeV. El porcentaje máximo de pérdida de energía es en este caso del orden de 28% y la pérdida media, que depende de la distribución angular y consecuentemente de la energía del neutrón incidente, es del orden de 14% a bajas energías y decrece cuando aumenta la energía.

La respuesta del contador proporcional utilizado, viene determinada por la sección eficaz de interacción del neutrón con el ^3He , $\sigma_{n,p}(E)$. La reacción dominante es: $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ ($Q=764$ keV) tanto el protón como el tritón contribuyen a la señal del detector.

2.2.3. Elección del núcleo blanco y tipo de reacción

La elección de la interacción de los neutrones sobre uno de los n núcleos que constituyen el material se efectúa de forma aleatoria respetando el peso relativo de cada sección eficaz. El núcleo k , experimenta una interacción si:

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_{ti} < \xi \sum_{i=1}^n \Sigma_{ti} \leq \sum_{i=1}^k \Sigma_{ti} \quad (\text{V.4.})$$

siendo ξ un número random comprendido entre 0 y 1. Σ_{ti} es la sección eficaz total macroscópica del núcleo i .

A título de ejemplo, para una esfera de polietileno (H, C) y para una energía del neutrón E_n definimos:

$$\Sigma_{\text{tot}}(E_n) = \Sigma_{\text{H}}(E_n) + \Sigma_{\text{C}}(E_n) \quad (\text{V.5.})$$

siendo $\Sigma_{\text{H}}(E_n)$, $\Sigma_{\text{C}}(E_n)$: las secciones eficaces totales macroscópicas sobre H y C respectivamente, para los neutrones de energía E_n .

Se tira al azar un número random ξ_1 comprendido entre 0 y 1.

Si ξ_1 se encuentra en el intervalo $[0, \Sigma_H(E_n)/\Sigma_{tot}(E_n)]$, la interacción tiene lugar sobre el hidrógeno.

Si ξ_1 se encuentra en el intervalo $[\Sigma_H(E_n)/\Sigma_{tot}(E_n), 1]$, la interacción tiene lugar sobre el carbono.

Una vez seleccionado el núcleo de interacción (supongamos el hidrógeno), el código selecciona el tipo de reacción de acuerdo con el siguiente procedimiento:

Definimos:

$$\Sigma_H(E_n) = \Sigma_{H(n,n)}(E_n) + \Sigma_{H(n,\gamma)}(E_n) \quad (V.6.)$$

siendo $\Sigma_{H(n,n)}(E_n)$ y $\Sigma_{H(n,\gamma)}(E_n)$ las secciones eficaces macroscópicas de difusión elástica y de captura radiativa del hidrógeno para los neutrones de energía E_n .

Se tira de nuevo al azar un número ξ_2 comprendido entre 0 y 1.

Si ξ_2 se encuentra en el intervalo $[0, \Sigma_{H(n,\gamma)}(E_n)/\Sigma_H(E_n)]$, la reacción es de captura radiactiva. En el caso contrario y para el hidrógeno, sería elástica.

El procedimiento se puede extender al resto de los diferentes materiales y núcleos que componen las diferentes celdas, sin más que tener en cuenta el peso relativo de cada sección eficaz correspondiente a cada tipo de interacción posible (Briesmeister,1993).

2.3. Modelización del sistema

Es evidente que la obtención de un resultado fiable mediante el cálculo viene condicionado por la forma en la que el sistema es simulado. La mejor simulación es aquella que representa mejor el sistema real. Diferentes dificultades ligadas al conocimiento impreciso, ya sea de ciertos parámetros físicos del sistema, como del método de cálculo, hacen que a veces se esté alejado de la modelización ideal. En las secciones que siguen se pretende cuantificar el impacto provocado sobre el resultado

obtenido, de algunas simplificaciones en la modelización y que nos permitirán definir la óptima para nuestro sistema.

2.3.1. Representación del sistema

El detector de Helio-3 utilizado en nuestro sistema con un volumen ortocilíndrico de 0,9 cm de diámetro y 1,0 cm de longitud era representado en un principio por la geometría que aparece en la Figura V.1.

Un estudio realizado en colaboración con el IPSN de Cadarache, nos ha permitido reproducir de forma mas realista la geometría del detector, profundizando más en el conocimiento de su composición y estructura interna mediante:

- * Un examen radiográfico del mismo.
- * Informaciones adicionales suministradas por el fabricante.

Todo ello nos ha permitido mejorar la geometría anterior y definir un modelo que consideramos definitivo (Figura V.2), que ha sido el utilizado en nuestros cálculos de simulación.

La puesta a punto de esta segunda geometría ha sido extremadamente complicada, ya que el número de celdas en este caso ha sido de 31 en lugar de las 9 utilizadas en la primera geometría. Con esta nueva geometría, pensamos obtener funciones respuesta del sistema mucho más precisas en la zona de neutrones térmicos, resultado que de confirmarse por la validación es importante si se tiene en cuenta que en dicha zona, las discrepancias entre los diferentes autores a la hora de obtener los espectros neutrónicos son bastante importantes.

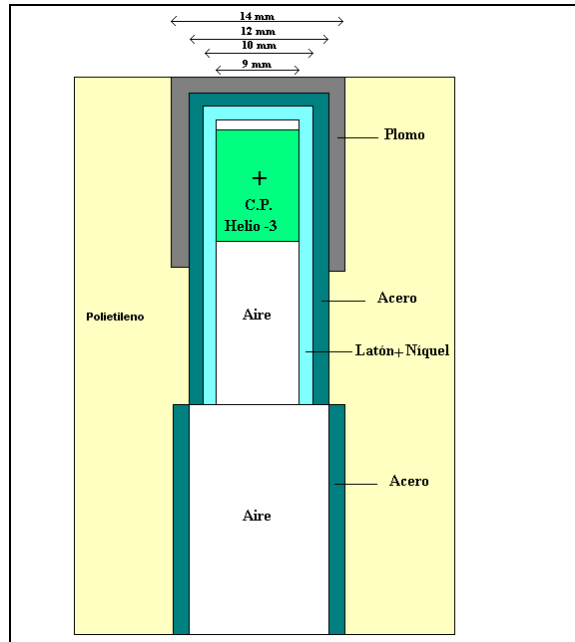


Figura V.1. Detalles de la primera geometría propuesta para el contador proporcional de ^3He

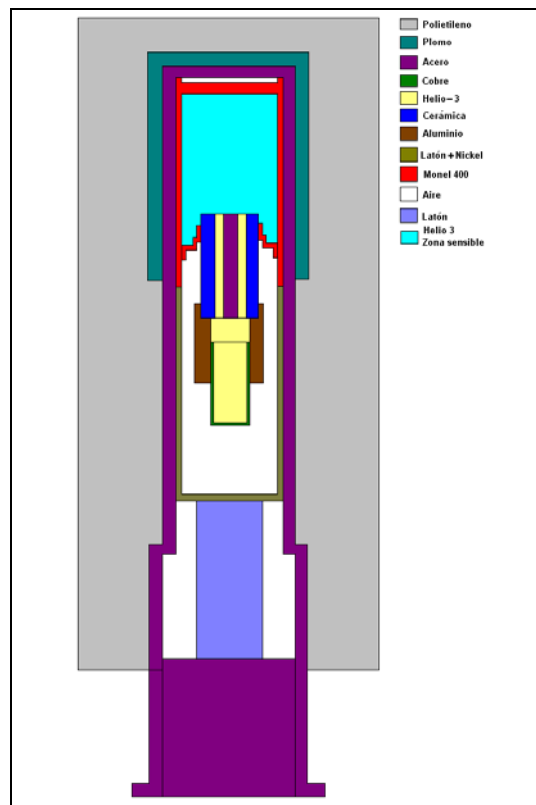


Figura V.2. Detalles de la geometría definitiva utilizada para la simulación del contador proporcional de ^3He

En la figura V.3, presentamos el modelo realista de nuestro sistema multiesferas, tal como aparece utilizando la subrutina de gráficos Plot del MCNP4B correspondiente a la segunda geometría del detector y que sirve de base para la simulación de las funciones respuesta de cada una de las esferas de nuestro sistema.

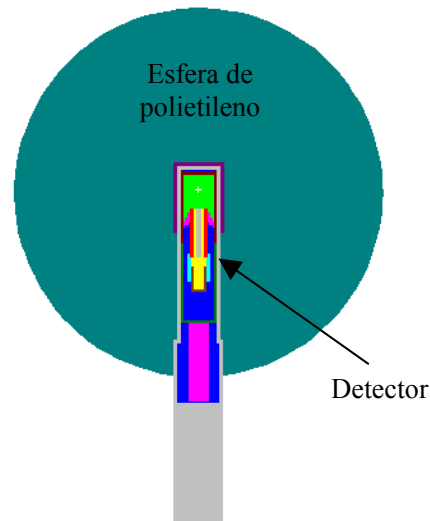


Figura V.3. Modelo realista utilizado en el código MCNP4B para la obtención de las funciones respuesta de nuestro sistema multiesferas

2.3.2. Representación de la fuente de neutrones

La fuente de neutrones simulada se representa para cada esfera, mediante un disco de diámetro igual al de la esfera, perpendicular a la dirección del haz de neutrones y cuyas coordenadas con respecto al centro de la esfera aparecen en la Figura V.4. Como se observa en dicha figura el haz de neutrones es unidireccional, paralelo al eje Y y de dirección positiva. Los valores de la energía de los neutrones que salen de la fuente varían entre 10^{-9} MeV y 20 MeV. El medio en el cual se encuentra la fuente y la esfera a simular es el vacío, lo que implica la ausencia de interacciones de los neutrones en su camino hacia la esfera moderadora del polietileno. La distancia de 18 cm entre la fuente de neutrones y el centro de la esfera, viene determinado de manera a asegurar que la celda (36 cm de lado) en la que se encuentra la esfera de mayor diámetro (12") la pueda incluir en su interior como se observa en la figura V.4.

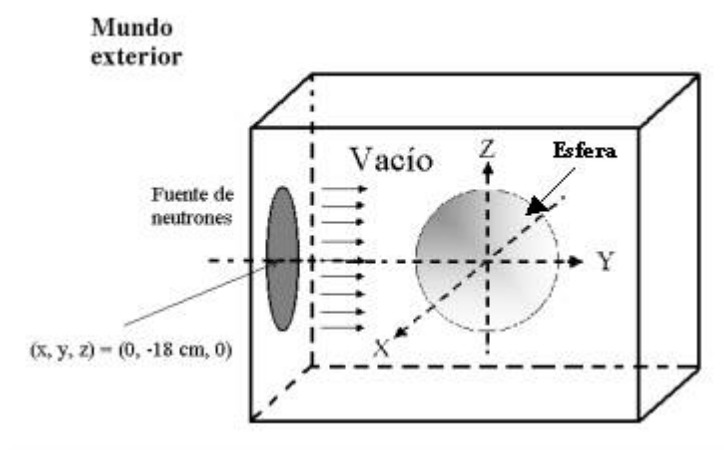


Figura V.4. Esquema de la esfera de polietileno y fuente de neutrones utilizados en la simulación por MCNP4B

2.3.3. Densidad de los materiales componentes del sistema

En la literatura diferentes autores han estudiado la influencia de la presión del helio en el detector sobre la respuesta del sistema. En nuestro caso el valor nominal de esta presión es de 8×10^5 Pa. No obstante cálculos de la sensibilidad efectuados para la esfera de 8", muestran que una disminución del 11% en la presión del gas daba lugar a una disminución del 5% en la respuesta de dicha esfera. Los resultados de Uwamino (Uwamino, 1985), muestran que un aumento de esta presión produce un aumento de la eficiencia del detector hasta la aparición de un efecto de saturación. De todas formas una desviación de la presión efectiva en relación al valor nominal, se corrige a la hora de validar estos resultados con los obtenidos experimentalmente y de echo este procedimiento aunque realizado únicamente con la esfera de 8", nos ha sugerido utilizar en la simulación como valor de la presión del gas el de $7,15 \times 10^5$ Pa, al que corresponde una densidad de átomos de He-3 de $1,70 \times 10^{20}$ átomos. cm^{-3} .

La cápsula que contiene el gas de helio es una aleación de cobre y níquel denominada monel. Su densidad puede oscilar entre 8,40 y 8,84 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Estos valores utilizados en los

cálculos de la esfera de 6" dan resultados que difieren en un 0.2%. Para nuestros cálculos hemos utilizado el valor de $8,84 \text{ g.cm}^{-3}$.

Según los datos suministrados por nuestro fabricante la densidad del polietileno utilizado en nuestras esferas está comprendida entre $0,918$ y $0,922 \text{ g.cm}^{-3}$. El valor obtenido mediante medidas de densidad sobre una muestra del mismo fue de $0,920 \text{ g.cm}^{-3}$, valor considerado en nuestros cálculos.

La influencia de la densidad del polietileno de las esferas sobre la forma de las funciones respuesta, ha sido estudiada por diferentes autores (Awschalom, 1985; Alevra1, 1990). Estos autores afirman que la matriz respuesta es muy sensible a las variaciones de densidad del polietileno. Nuestros cálculos realizados con la esfera de 6" y dentro del rango de energías comprendido entre los neutrones térmicos y rápidos, indican que una variación del 3% de la densidad del polietileno, origina una variación inferior al 11% en la respuesta de esta esfera. Por lo tanto los cambios de las funciones respuesta debidos a una incertidumbre relativa del 0,4% en la densidad ($0,918 - 0,922 \text{ g cm}^{-3}$) se pueden considerar despreciables.

La tabla V.I, muestra la composición química y densidades de los diferentes materiales que componen las esferas y el detector de ^3He y que forman parte de la geometría simulada (Figura V.3).

Algunos cálculos los hemos realizado cubriendo las esferas de menor diámetro (2,5", 3", 4,2" y 5"), con un casquete de cadmio de densidad $8,64 \text{ g.cm}^{-3}$ y 1,5 mm de espesor. En los cálculos, se ha tenido en cuenta que el detector esta recubierto de un capuchón de plomo de $11,35 \text{ g.cm}^{-3}$ de densidad y 1 mm de espesor. El objetivo de colocar dicho capuchón de plomo, es absorber una cierta cantidad de la radiación gamma que llega al detector, con el fin de evitar el apilonamiento de pulsos durante el proceso de medida.

Tabla V.I. Composición química y densidades de los diferentes materiales que componen las esferas de polietileno y el detector de ^3He

Material	Densidad (g/cm^3)	Composición química (%)	
Acero	7,96	0,8	Cromo – 50
		15,1	Cromo – 52
		1,7	Cromo – 53
		0,4	Cromo – 54
		3,9	Hierro – 54
		63,4	Hierro – 56
		1,5	Hierro – 57
		0,2	Hierro – 58
		6,7	Níquel – 58
		2,7	Níquel – 60
		0,1	Níquel – 61
		0,4	Níquel – 62
		0,1	Níquel – 64
	3	Monel natural	
Aire	$1,29 \cdot 10^{-3}$	24,21	Oxígeno – 16
		75,53	Nitrógeno – 14
		0,21	Carbono – 12
		0,05	Argón natural
Helio	$1,70 \cdot 10^{20}$ (átomos/ cm^3)	100	Helio – 3
Plomo	11,35	0,24	Plomo – 206
		0,221	Plomo – 207
		0,539	Plomo – 208
Monel 400	8,84	1,1	Hierro – 54
		1,84	Hierro – 56
		0,04	Hierro – 57
		0,01	Hierro – 58
		43,8	Níquel – 58
		17,3	Níquel – 60
		0,8	Níquel – 61
		2,5	Níquel – 62
		0,6	Níquel – 64
		22,6	Cobre – 63
10,4	Cobre – 65		
Cerámica	3,965	40	Aluminio – 27
		60	Oxígeno – 16
Cobre	8,96	68,5	Cobre – 63
		31,5	Cobre – 65
Dilver P	8,43	3	Hierro – 54
		49,6	Hierro – 56
		1,2	Hierro – 57
		0,2	Hierro – 58
		17	Cobalto – 59
		19,9	Cobre – 63
		9,1	Cobre – 65
Cu - Be	8,25	67,1	Cobre – 63
		30,9	Cobre – 65
		2	Berilio - 9
Latón + Níquel	8,72	12,13	Níquel – 58
		4,8	Níquel – 60
		0,21	Níquel – 61
		0,68	Níquel – 62
		0,18	Níquel – 64
		56,17	Cobre – 63
		25,83	Cobre – 65
Cadmio	8,64	100	Cadmio natural

Para disminuir el efecto de pared que se produce en el detector a ^3He , el fabricante ha añadido al gas detector una pequeña cantidad de kriptón. Este gas no se ha tenido en cuenta a la hora de efectuar los cálculos de simulación, por considerar que la sección eficaz de la reacción del neutrón con el kriptón es despreciable frente a la de la reacción $^3\text{He}(n, p)\text{T}$, por lo menos en el rango de energía superior a 1 eV, en el cual el contador es muy sensible.

2.3.4. Librerías de las secciones eficaces

Las librerías de las secciones eficaces utilizadas en el cálculo de las funciones respuesta mediante el MCNP4B, han sido las correspondientes a librería ENDF60 (Briesmeister, 1997).

La tabla V.2, muestra la identificación, nombre de la librería fuente y año de la misma, así como la temperatura a la que se han obtenido las secciones eficaces de los isótopos y los elementos naturales (Ar, Monel y Cd) utilizados en nuestra simulación. Para tener en cuenta la difusión de neutrones térmicos en el polietileno se han incluido las tablas POLY.01t, existentes en la misma librería ENDF60 y que tienen en cuenta la energía de enlace del hidrógeno en el polietileno (Hehn, 1992).

2.3.5. Encapsulado de Cadmio

En un campo neutrónico dado es siempre útil conocer el grado de termalización del espectro. Con un sistema de multiesferas la separación de la componente térmica del espectro estudiado se puede realizar a partir de las medidas efectuadas cubriendo las esferas de un buen absorbente de neutrones térmicos. En nuestro sistema un casquete esférico de cadmio de 1,5 mm de espesor fue previsto para ello. Este casquete es opaco a los neutrones de energías inferiores a 0,4 eV (corte del cadmio), ya que presenta una sección eficaz de captura de 2500 barns para los neutrones térmicos llegando a los 7200 barns para la energía de 0,1 eV.

Tabla V.2. Secciones eficaces utilizadas en el cálculo de las funciones respuesta mediante el MCNP4B

Elemento	Nº de identificación del elemento (ZAID)	Nombre de la librería	Fuente de la librería	Año	Temperatura (°K)
Hidrógeno	1001.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Helio-3	2003.60c	ENDF60	B-VI.1	1990	293,6
Nitrógeno-14	7014.60c	ENDF60	T2	1992	293,6
Oxígeno-16	8016.60c	ENDF60	B-VI.0	1990	293,6
Aluminio-27	13027.60c	ENDF60	B-VI.0	1973	293,6
Cromo-50	24050.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Cromo-52	24052.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Cromo-53	24053.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Cromo-54	24054.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Hierro-54	26054.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Hierro-56	26056.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Hierro-57	26057.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Hierro-58	26058.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Cobalto-59	27059.60c	ENDF60	B-VI.2	1992	293,6
Níquel-58	28058.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Níquel-60	28060.60c	ENDF60	B-VI.1	1991	293,6
Níquel-61	28061.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Níquel-62	28062.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Níquel-64	28064.60c	ENDF60	B-VI.1	1989	293,6
Cobre-63	29063.60c	ENDF60	B-VI.2	1963	293,6
Cobre-65	29065.60c	ENDF60	B-VI.2	1963	293,6
Monel natural	42000.60c	ENDF60	B-VI.0	1979	293,6
Plomo-206	82206.60c	ENDF60	B-VI.0	1989	293,6
Plomo-207	82207.60c	ENDF60	B-VI.1	1991	293,6
Plomo-208	82208.60c	ENDF60	B-VI.0	1989	293,6
Berilio-9	4009.21c	100XS(3)	T-2:X-5	1989	300
Carbono-12	6012.50c	DRMCCS	B-V.0	1977	293,6
Argón-12	18000.35c	RMCCSA	LLNL	<1985	0
Polietileno	poly.01t	TMCCS1	ENDF	1985	300
Cadmio	48000.51c	RMCCS	B-V.0	1974	293,6

El cálculo de las funciones respuesta teniendo en cuenta el encapsulado de cadmio se realiza para el contador desnudo y para las esferas de 2,5”, 3”, 4,2” y 5”, ya que las dimensiones del casquete no permiten acomodar las esferas de mayor diámetro, situación por otro lado comprensible si se tiene en cuenta que en el caso de un espectro fuertemente degradado, las esferas de mayor diámetro aportan una contribución mínima a la deconvolución.

La figura V.5, muestra los resultados correspondientes al cociente entre las sensibilidades obtenidas para las esferas de 2,5”, 3” y 4,2” cubiertas con y sin el casquete de cadmio. Se observa de forma clara el corte del cadmio al igual que una disminución

de este cociente alrededor de algunas decenas de eV. Esto se explica por la presencia en esta región de picos de resonancia en la sección eficaz de captura del cadmio.

Se observa igualmente un aumento de la sensibilidad a partir de 1 MeV cuando se utiliza el cadmio. Este efecto tanto mas importante cuanto mas pequeño es el diámetro de la esfera, ha sido mencionado también por Hertel y Davidson (Hertel, 1985) y lo asocian a las interacciones inelásticas del tipo (n, 2n) y reacciones nucleares sobre el cadmio, cuyas secciones eficaces aumentan sensiblemente a estas energías.

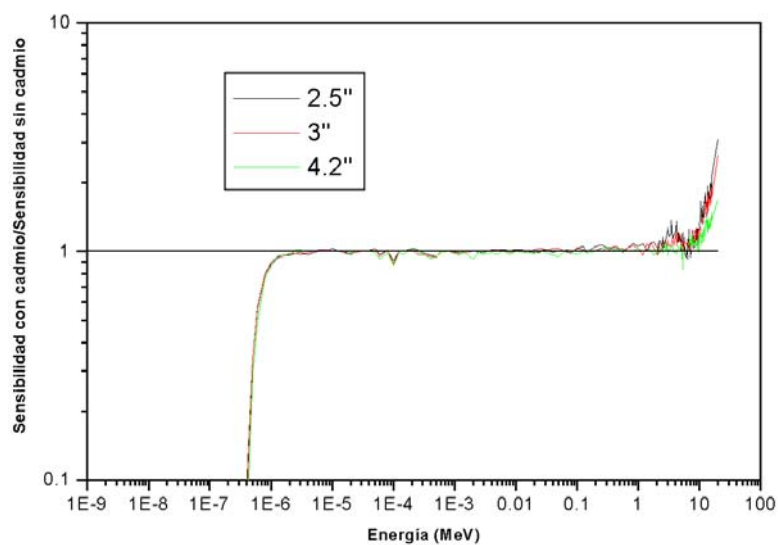


Figura V.5. Efecto del encapsulado del cadmio en las esferas de polietileno

2.3.6. Proceso de cálculo

Una vez introducido el fichero de entrada (ver anexo I), se procede a lanzar la simulación con el código MCNP4B con la instrucción “Run” de 1.000.000 de historias (nps), con el objetivo de tener una idea de la consistencia de la respuesta simulada y el orden de magnitud de su incertidumbre estadística correspondiente. En la tabla V.3, se muestran algunos ejemplos de los tiempos de ejecución necesarios para un número de historias (nps) y varias esferas de diámetro d y energías del neutrón incidente E_n . $S_r(E_n)$ es la sensibilidad obtenida y $\Delta(S_r)/S_r$ es su incertidumbre estadística relativa.

Las figuras V.6 y V.7, muestran las funciones respuestas en función de la energía para las esferas 4,2'' y 10'' respectivamente, comparadas con las obtenidas por otros autores para sistemas muy semejantes al nuestro. Acuerdos muy similares se encontraron para las esferas restantes. Tal como se observa en ambas figuras nuestros valores están en buen acuerdo con los presentados por Mourgues (Mourgues, 1976), para una densidad de polietileno igual que la nuestra y un contador proporcional de características muy similares. Los valores de Caizergues (Caizergues, 1972) difieren ligeramente de los nuestro, cosa explicable si se tiene en cuenta que este autor utiliza un polietileno de densidad $0,940 \text{ g.cm}^{-3}$. En la figura V.8, presentamos la totalidad de las funciones respuestas para nuestro sistema multiesferas.

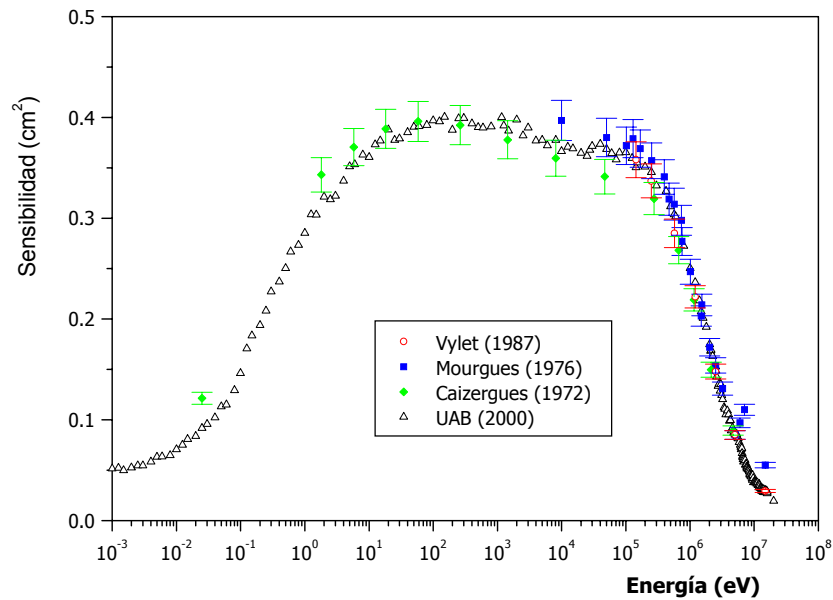


Figura V.6. Comparación de nuestra función respuesta para la esfera de 4.2'' con los valores obtenidos por otros autores

Tabla. V.3. Ejemplos de los tiempos de ejecución necesarios para una número de historias (nps), para varias esferas de diámetro d y energías del neutrón incidente E_n

Diámetro (pulgadas)	Energía (MeV)	$S_r(E_n)$ (cm ²)	$\Delta(S_r)/S_r$ (%)	nps	Tiempo de ejecución (min)
2,5	10^{-8}	0,1474	0,8	2.000.000	63
2,5	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,4859	0,4	2.000.000	87
2,5	$2 \cdot 10^{-3}$	0,2676	0,6	2.000.000	65
2,5	1,2	0,4148	1,4	2.000.000	33
2,5	10,2	0,0042	4,6	2.000.000	19
3	10^{-8}	0,1268	0,8	3.000.000	361
3	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,4964	0,4	3.000.000	577
3	$2 \cdot 10^{-3}$	0,3682	0,5	3.000.000	446
3	1,2	0,0944	0,7	5.000.000	356
3	10,2	0,0101	2,0	5.000.000	190
4,2	10^{-8}	0,0837	2,9	500.000	26
4,2	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,3789	1,5	500.000	51
4,2	$2 \cdot 10^{-3}$	0,1473	1,4	500.000	45
4,2	1,2	0,2812	1,8	500.000	28
4,2	10,2	0,0464	4,5	500.000	8
5	10^{-8}	0,0621	1,4	4.000.000	462
5	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,2937	0,7	4.000.000	1657
5	$2 \cdot 10^{-3}$	0,161	0,6	4.000.000	1541
5	1,2	0,3962	0,6	4.000.000	1150
5	10,2	0,0782	1,4	4.000.000	324
6	10^{-8}	0,2530	1,6	1.000.000	897
6	10^{-6}	1,0210	0,8	1.000.000	2024
6	1,2	2,5180	0,6	800.000	1643
6	14,8	0,4990	1,1	1.000.000	587

En el anexo II, presentamos las tablas de respuestas para 173 valores de la energía y para cada una de las esferas utilizadas con nuestro sistema multiesferas. El conjunto de estas tablas constituye la denominada matriz respuesta de nuestro sistema multiesferas, que como ya hemos mencionado juega un papel primordial a la hora de obtener por deconvolución el espectro neutrónico.

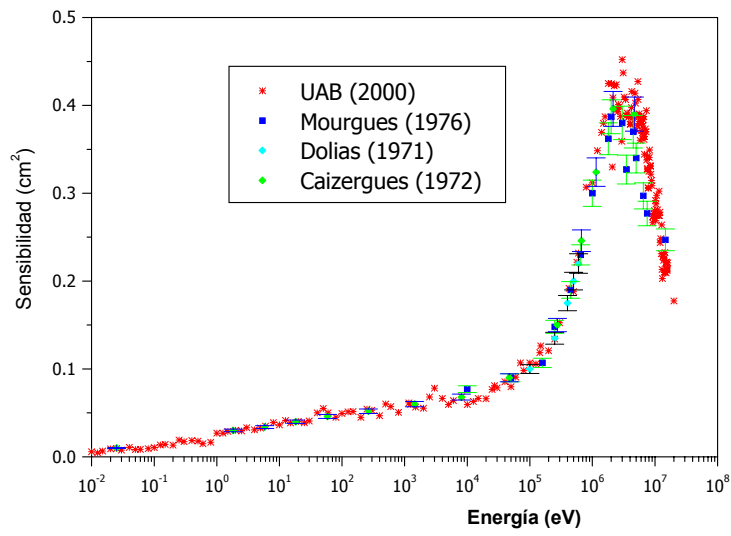


Figura V.7. Comparación de nuestra función respuesta para la esfera de 10'' con los valores obtenidos por otros autores

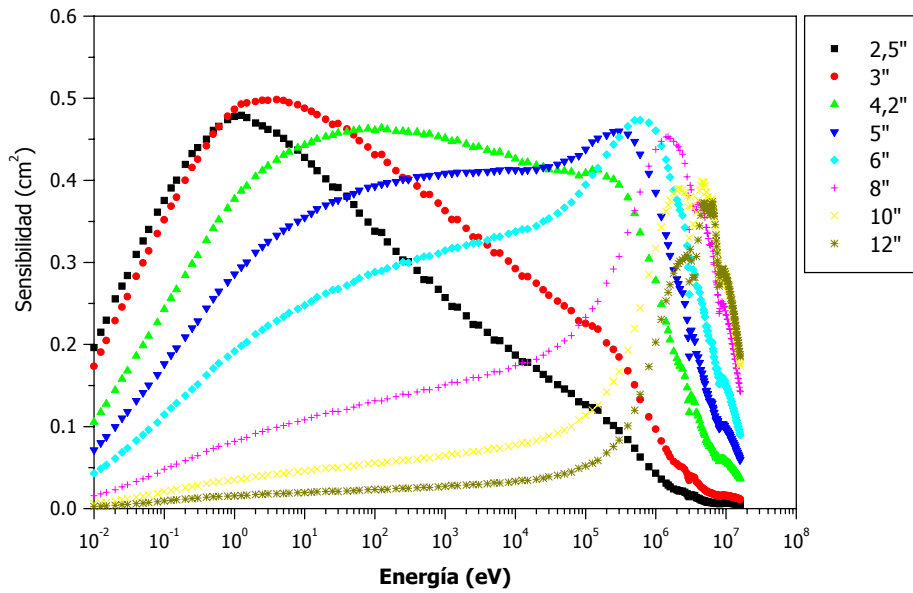


Figura V.8. Funciones respuestas para nuestro sistema multiesferas

2.4. Ajuste de los cálculos a los puntos de medidas

La simulación por muy bien que se realice no es mas que una aproximación del sistema real, ya que la existencia de simplificaciones y aproximaciones inevitables, hacen que el resultado de los cálculos no concuerden con los resultados de las medidas.

El método de ajuste mas utilizado es el de realizar una traslación vertical de las curvas de respuesta hasta conseguir unas diferencias mínimas entre los valores calculados y los medidos, siendo lo ideal el encontrar un factor multiplicativo común para todas las curvas de respuesta.

Otros métodos de ajuste son propuestos en la literatura (Thomas, 1989) y entre ellos el de alterar la forma de estas curvas para aproximarse mejor a los valores experimentales, pone en duda la coherencia del modelo de simulación adoptado e impide al mismo tiempo cualquier intercomparación con otros métodos de cálculo.

En esta memoria y basándonos en la experiencia del grupo de Cadarache, hemos optado por normalizar todas nuestras medidas realizadas con nuestro sistema multiesferas. En el capítulo III de esta memoria, se ha determinado el factor de normalización ($0,85 \pm 0,05$), por el que se multiplica a cada una de nuestras medidas efectuadas. Por los resultados experimentales obtenidos por este grupo de Cadarache en diferentes instalaciones y su comparación con los calculados a partir de sus funciones respuesta utilizadas en su código de deconvolución (Morelpa), podemos concluir que esta forma de proceder, es equivalente a utilizar el primer método de ajuste anteriormente citado. Posteriormente, demostraremos que el cociente entre nuestros valores experimentales y los valores obtenidos a partir de las curvas de funciones respuesta es muy cercano a la unidad.

2.5. Validación de las funciones respuestas con fuentes calibradas

La validación de las funciones respuesta se realiza ponderando para cada esfera, su función respuesta en fluencia, con un espectro patrón de distribución energética y fluencia conocido. La respuesta de esta manera calculada se normaliza a la tasa de

fluencia de la fuente patrón del día de la irradiación, para a continuación comparar estos resultados de la sensibilidad con los experimentales obtenidos para el mismo espectro y que fueron presentados en el capítulo IV de esta memoria.

Estas medidas como ya indicamos se realizaron en el IPSN de Cadarache para los espectros correspondientes a las fuentes calibradas de, Am-Be; ^{252}Cf ; $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O} / \text{Cd}$ y la sensibilidad calculada $(S_r)_{\text{cal}}$ obtenida mediante la expresión:

$$(S_r)_{\text{cal}} = \frac{1}{\dot{\phi}} \left(\int_{10^{-8}}^{15,8} F_r(E) \cdot \dot{\phi}_E(E) \cdot dE \right) \quad (\text{V.7.})$$

siendo $\dot{\phi}$, es la tasa de fluencia total de la fuente utilizada el día de la experiencia y la integral la respuesta de la esfera r para el mismo espectro.

La incertidumbre asociada al valor de $(S_r)_{\text{cal}}$, se ha obtenido considerando un error sistemático del $\pm 2\%$ para todas las $F_r(E)$ y una incertidumbre del $\pm 5\%$ para la tasa de fluencia de los espectros estudiados. El cuadrado de estas dos componentes se suman para obtener el cuadrado de la incertidumbre final (Aroua, 1991; Vylet; 1987; Weigel, 1994).

A continuación presentamos los resultados de esta validación para cada una de las tres fuentes utilizadas.

2.5.1. Fuente de Am-Be

En la figura V.9, presentamos el dispositivo experimental utilizado para esta fuente y cuya tasa de fluencia el día de la experiencia fue de $\dot{\phi}_E(E) = (509 \pm 25) \text{ n.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.



Figura V.9. Dispositivo experimental utilizado para la validación de las funciones respuestas de nuestro sistema multiesferas con la fuente calibrada de Am-Be

Igualmente en la tabla V.4, presentamos para esta fuente los valores de las sensibilidades calculadas, medidas y el cociente entre ambas.

Tabla V.4. Sensibilidades calculadas y medidas para la fuente calibrada de Am-Be

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	255×10^{-4}	15×10^{-4}	287×10^{-4}	17×10^{-4}	$0,89 \pm 0,07$
3	523×10^{-4}	30×10^{-4}	586×10^{-4}	38×10^{-4}	$0,89 \pm 0,08$
4,2	1470×10^{-4}	86×10^{-4}	163×10^{-3}	10×10^{-3}	$0,91 \pm 0,08$
5	215×10^{-3}	13×10^{-3}	236×10^{-3}	14×10^{-3}	$0,91 \pm 0,08$
6	285×10^{-3}	17×10^{-3}	307×10^{-3}	18×10^{-3}	$0,93 \pm 0,08$
8	350×10^{-3}	22×10^{-3}	365×10^{-3}	22×10^{-3}	$0,96 \pm 0,08$
10	338×10^{-3}	20×10^{-3}	339×10^{-3}	20×10^{-3}	$1,00 \pm 0,08$
12	291×10^{-3}	17×10^{-3}	280×10^{-3}	17×10^{-3}	$1,04 \pm 0,09$

Como se sabe y aparece claramente en esta tabla, las esferas de 2,5” y 3” presentan sensibilidades más pequeñas que el resto de las esferas, para las energías presentes en esta fuente calibrada. Es usual en estos casos que las medidas correspondientes a estas esferas no se consideren a la hora de realizar la validación de las funciones respuesta. Pero si se tiene en cuenta la incertidumbre de cada esfera en el valor del cociente de sensibilidades que aparece en la última columna de la tabla, tenemos que concluir que esto no es lo adecuado y en este caso no sería correcto su eliminación. En estas condiciones la dispersión para cualquiera de las esferas no supera el 8%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades es de $0,94 \pm 0,05$. Este valor es muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

2.5.2. Fuente de ^{252}Cf

El dispositivo experimental utilizado para esta fuente era semejante al de la fuente de Am-Be y la tasa de fluencia el día de la experiencia fue de $\dot{\phi} = (523 \pm 26) \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Igualmente en la tabla V.5, presentamos para esta fuente los valores de las sensibilidades calculadas, medidas y el cociente entre ambas.

Tabla V.5. Sensibilidades calculadas y medidas para la fuente calibrada de ^{252}Cf

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{\text{cal}}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{\text{cal}}$ (cm^2)	$(S_r)_{\text{med}}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{\text{med}}$ (cm^2)	$(S_r)_{\text{cal}}/(S_r)_{\text{med}}$
2,5	372×10^{-4}	22×10^{-4}	417×10^{-4}	25×10^{-4}	$0,89 \pm 0,07$
3	800×10^{-4}	46×10^{-4}	856×10^{-4}	51×10^{-4}	$0,93 \pm 0,08$
4,2	221×10^{-3}	13×10^{-3}	227×10^{-3}	13×10^{-3}	$0,97 \pm 0,08$
5	307×10^{-3}	18×10^{-3}	318×10^{-3}	19×10^{-3}	$0,97 \pm 0,08$
6	377×10^{-3}	22×10^{-3}	388×10^{-3}	23×10^{-3}	$0,97 \pm 0,08$
8	395×10^{-3}	23×10^{-3}	402×10^{-3}	24×10^{-3}	$0,98 \pm 0,08$
10	327×10^{-3}	19×10^{-3}	321×10^{-3}	19×10^{-3}	$1,02 \pm 0,08$
12	244×10^{-3}	14×10^{-3}	227×10^{-3}	13×10^{-3}	$1,08 \pm 0,09$

El mismo tipo de consideraciones que las expuestas en el apartado anterior nos sugieren no eliminar ninguno de los cocientes correspondientes a cada una de las esferas. Como en el caso anterior la dispersión para una esfera dada es también siempre inferior al 8%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades en este caso es de $0,98 \pm 0,05$, valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

2.5.3. Fuente de $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O} / \text{Cd}$

En la figura V.10, presentamos el dispositivo experimental utilizado para esta fuente y cuya tasa de fluencia el día de la experiencia fue de $\dot{\phi} = (447 \pm 22) \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

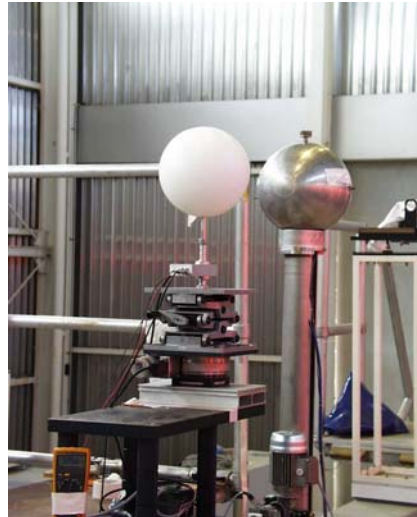


Figura V.10. Dispositivo experimental utilizado para la validación de las funciones respuestas de nuestro sistema multiesferas con la fuente calibrada de $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O} / \text{Cd}$

Igualmente en la tabla V.6, presentamos para esta fuente los valores de las sensibilidades calculadas, medidas y el cociente entre ambas.

Tabla V.6. Sensibilidades calculadas y medidas para la fuente calibrada de $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O}/\text{Cd}$

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{\text{cal}}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{\text{cal}}$ (cm^2)	$(S_r)_{\text{med}}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{\text{med}}$ (cm^2)	$(S_r)_{\text{cal}}/(S_r)_{\text{med}}$
2,5	212×10^{-4}	12×10^{-4}	225×10^{-4}	14×10^{-4}	$0,94 \pm 0,08$
3	291×10^{-4}	17×10^{-4}	300×10^{-4}	18×10^{-4}	$0,97 \pm 0,08$
4,2	384×10^{-3}	22×10^{-3}	389×10^{-3}	23×10^{-3}	$0,99 \pm 0,08$
5	375×10^{-3}	22×10^{-3}	384×10^{-3}	23×10^{-3}	$0,98 \pm 0,08$
6	326×10^{-3}	19×10^{-3}	338×10^{-3}	20×10^{-3}	$0,97 \pm 0,08$
8	210×10^{-3}	12×10^{-3}	215×10^{-3}	13×10^{-3}	$0,98 \pm 0,08$
10	1285×10^{-4}	75×10^{-4}	1270×10^{-4}	76×10^{-4}	$1,01 \pm 0,08$
12	833×10^{-4}	48×10^{-4}	762×10^{-4}	46×10^{-4}	$1,09 \pm 0,09$

El mismo tipo de consideraciones que las expuestas en el apartado anterior nos surgieren no eliminar ninguno de los cocientes correspondientes a cada una de las esferas. Como en el caso anterior la dispersión para una esfera dada es también siempre inferior al 8%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades en este caso es de $0,99 \pm 0,05$, valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Dado que los resultados presentados en las tablas V.4, V.5 y V.6, muestran que la dispersión para el cociente de sensibilidades es relativamente pequeña, hemos optado por tomar el valor medio de dicho cociente como el factor de ajuste medio para todas las esferas. Este valor de $0,97 \pm 0,03$, conduce a un buen acuerdo entre las sensibilidades calculadas y las sensibilidades medidas para las tres fuentes calibradas estudiadas y al mismo tiempo justifican la normalización realizada en nuestras medidas y descrita en el apartado 2.4 de esta memoria.

2.6. Validación de las funciones respuesta con la fuente SIGMA

Las medidas fueron realizadas también en el IPSN de Cadarache. Un procedimiento análogo al anterior fue utilizado para la obtención de las sensibilidades calculadas y el descrito en el apartado 2.4 de esta memoria para las sensibilidades experimentales.

La incertidumbre asociada al valor de $(S_r)_{cal}$, se ha obtenido considerando en este caso un error sistemático del $\pm 2\%$ para las $F_r(E)$ de las cuatro esferas implicadas (2,5", 3", 4,2" y 5") y una incertidumbre del $\pm 5\%$ para la tasa de fluencia total del espectro de la fuente SIGMA.

A continuación presentamos los resultados de esta validación para esta fuente de neutrones térmicos.

2.6.1. Fuente SIGMA

En la figura V.11, presentamos el dispositivo experimental utilizado para esta fuente y cuya tasa de fluencia el día de la experiencia fue de $\dot{\phi} = (1544 \pm 77) \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

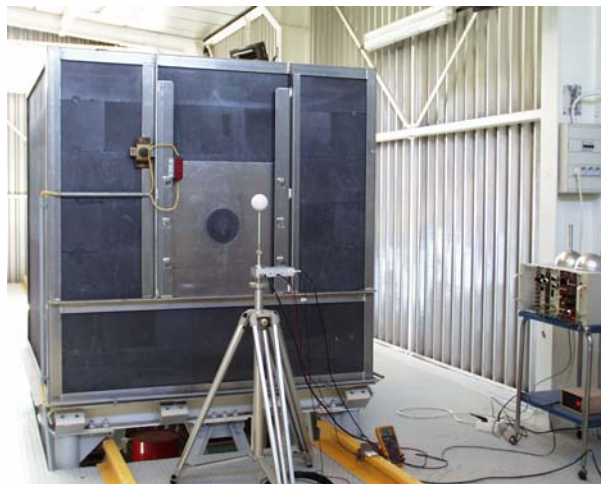


Figura V.11. Dispositivo experimental utilizado para la validación de las funciones respuestas de nuestro sistema multiesferas con la fuente calibrada SIGMA

Igualmente en la tabla V.7, presentamos para esta fuente los valores de las sensibilidades calculadas, medidas y el cociente entre ambas.

Tabla V.7. Sensibilidades calculadas y medidas para la fuente calibrada SIGMA

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm ²)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm ²)	$(S_r)_{med}$ (cm ²)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm ²)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	183×10^{-3}	11×10^{-3}	1816×10^{-4}	91×10^{-4}	$1,01 \pm 0,08$
3	1594×10^{-4}	92×10^{-4}	1569×10^{-4}	78×10^{-4}	$1,02 \pm 0,08$
4,2	1070×10^{-4}	62×10^{-4}	1063×10^{-4}	53×10^{-4}	$1,00 \pm 0,08$
5	783×10^{-4}	45×10^{-4}	799×10^{-4}	40×10^{-4}	$0,98 \pm 0,08$

El mismo tipo de consideraciones que las expuestas en el apartado anterior nos surgieren no eliminar ninguno de los cocientes correspondientes a cada una de las esferas. Como en el caso anterior la dispersión para una esfera dada es también siempre inferior al 8%.

Los resultados presentados en la tabla V.7, confirman de nuevo que el factor de ajuste medio escogido para todas las esferas, es de nuevo prácticamente la unidad, lo que conduce a un buen acuerdo entre el cálculo y las medidas para los neutrones térmicos. Este valor medio ($0,98 \pm 0,02$), casi idéntico al encontrado en el caso de las fuentes calibradas, avala aún más la normalización realizada en nuestras medidas y descrita en el apartado 2.4 de esta memoria.

2.7. Validación de las funciones respuesta con haces monoenergéticos

Las medidas fueron realizadas en las instalaciones del PTB en Braunschweig (Alemania). Un procedimiento análogo al anterior fue utilizado para la obtención de las sensibilidades calculadas y el descrito en el apartado 2.4 de esta memoria para las sensibilidades experimentales.

La incertidumbre asociada al valor de $(S_r)_{cal}$, se ha obtenido considerando un error sistemático del $\pm 2\%$ para todas las $F_r(E)$ y una incertidumbre del $\pm 3\%$ para la tasa de fluencia total de los espectros estudiados. El cuadrado de estas dos componentes se suman para obtener el cuadrado de la incertidumbre final.

De las tablas V.8 a la V.13, presentamos para las diferentes energías de irradiación, los valores de las sensibilidades calculadas, medidas y el cociente entre ambas.

Tabla V.8. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 250 keV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	1045×10^{-4}	37×10^{-4}	114×10^{-3}	10×10^{-3}	$0,92 \pm 0,09$
3	1979×10^{-4}	71×10^{-4}	212×10^{-3}	16×10^{-3}	$0,93 \pm 0,08$
4,2	402×10^{-3}	15×10^{-3}	411×10^{-3}	30×10^{-3}	$0,98 \pm 0,08$
5	457×10^{-3}	16×10^{-3}	469×10^{-3}	34×10^{-3}	$0,97 \pm 0,08$
6	438×10^{-3}	16×10^{-3}	455×10^{-3}	37×10^{-3}	$0,96 \pm 0,09$
8	284×10^{-3}	10×10^{-3}	296×10^{-3}	23×10^{-3}	$0,96 \pm 0,08$
10	1495×10^{-4}	54×10^{-4}	140×10^{-3}	10×10^{-3}	$1,07 \pm 0,09$
12	724×10^{-4}	26×10^{-4}	668×10^{-4}	53×10^{-4}	$1,08 \pm 0,09$

La dispersión para una esfera dada no supera el 9%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades de $0,99 \pm 0,06$, es un valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Tabla V.9. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 565 keV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	672×10^{-4}	24×10^{-4}	647×10^{-4}	53×10^{-4}	$1,04 \pm 0,09$
3	1401×10^{-4}	50×10^{-4}	131×10^{-3}	10×10^{-3}	$1,07 \pm 0,09$
4,2	345×10^{-3}	12×10^{-4}	326×10^{-3}	24×10^{-3}	$1,06 \pm 0,09$
5	437×10^{-3}	16×10^{-3}	418×10^{-3}	34×10^{-3}	$1,05 \pm 0,09$
6	473×10^{-3}	17×10^{-3}	456×10^{-3}	35×10^{-3}	$1,04 \pm 0,09$
8	376×10^{-3}	14×10^{-3}	367×10^{-3}	30×10^{-3}	$1,03 \pm 0,09$
10	2346×10^{-4}	84×10^{-4}	214×10^{-3}	16×10^{-3}	$1,10 \pm 0,09$
12	1316×10^{-4}	47×10^{-4}	1189×10^{-4}	92×10^{-3}	$1,11 \pm 0,09$

Al igual que en el caso anterior, la dispersión para una esfera dada no supera el 9%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades de $1,06 \pm 0,03$, es igualmente un valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Tabla V.10. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 1,2 MeV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	372×10^{-4}	13×10^{-4}	378×10^{-4}	28×10^{-4}	$0,98 \pm 0,08$
3	846×10^{-4}	30×10^{-4}	857×10^{-4}	62×10^{-4}	$0,99 \pm 0,08$
4,2	2523×10^{-4}	91×10^{-4}	250×10^{-3}	17×10^{-3}	$1,01 \pm 0,08$
5	358×10^{-3}	13×10^{-3}	355×10^{-3}	27×10^{-3}	$1,01 \pm 0,09$
6	442×10^{-3}	16×10^{-3}	435×10^{-3}	31×10^{-3}	$1,02 \pm 0,08$
8	445×10^{-3}	16×10^{-3}	433×10^{-3}	31×10^{-3}	$1,03 \pm 0,08$
10	339×10^{-3}	12×10^{-3}	318×10^{-3}	22×10^{-3}	$1,07 \pm 0,08$
12	2273×10^{-4}	82×10^{-4}	215×10^{-3}	15×10^{-3}	$1,06 \pm 0,08$

Al igual que en el caso anterior, la dispersión para una esfera dada no supera el 9%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades de $1,02 \pm 0,03$, es igualmente un valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Tabla V.11. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 2,5 MeV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	2100×10^{-5}	80×10^{-5}	184×10^{-4}	14×10^{-4}	$1,14 \pm 0,10$
3	498×10^{-4}	18×10^{-4}	449×10^{-4}	32×10^{-4}	$1,11 \pm 0,09$
4,2	1673×10^{-4}	60×10^{-4}	155×10^{-3}	10×10^{-3}	$1,08 \pm 0,08$
5	2577×10^{-4}	93×10^{-4}	240×10^{-3}	16×10^{-3}	$1,07 \pm 0,08$
6	351×10^{-3}	13×10^{-3}	330×10^{-3}	23×10^{-3}	$1,07 \pm 0,08$
8	426×10^{-3}	15×10^{-3}	415×10^{-3}	28×10^{-3}	$1,03 \pm 0,08$
10	386×10^{-3}	14×10^{-3}	377×10^{-3}	25×10^{-3}	$1,03 \pm 0,08$
12	303×10^{-3}	11×10^{-3}	298×10^{-3}	21×10^{-3}	$1,02 \pm 0,08$

Para esta energía, la dispersión para una esfera dada no supera el 9%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades de $1,07 \pm 0,04$, es igualmente un valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Tabla V.12. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 5 MeV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	870×10^{-5}	30×10^{-5}	760×10^{-5}	80×10^{-5}	$1,14 \pm 0,13$
3	2180×10^{-5}	80×10^{-5}	197×10^{-4}	15×10^{-4}	$1,11 \pm 0,09$
4,2	854×10^{-4}	31×10^{-4}	906×10^{-4}	73×10^{-4}	$0,94 \pm 0,08$
5	1461×10^{-4}	53×10^{-4}	150×10^{-3}	12×10^{-3}	$0,98 \pm 0,08$
6	2259×10^{-4}	81×10^{-4}	226×10^{-3}	17×10^{-3}	$1,00 \pm 0,08$
8	347×10^{-3}	13×10^{-3}	331×10^{-3}	26×10^{-3}	$1,05 \pm 0,09$
10	389×10^{-3}	14×10^{-3}	350×10^{-3}	27×10^{-3}	$1,11 \pm 0,09$
12	370×10^{-3}	13×10^{-3}	356×10^{-3}	29×10^{-3}	$1,04 \pm 0,09$

Para esta energía, la dispersión para la esfera de 2,5” es del 11%, valor superior al del resto de las esferas que nunca supera el 9%. El valor medio encontrado para el cociente de sensibilidades teniendo en cuenta todas las esferas es de 1,05, frente al de $1,03 \pm 0,06$ si no se tiene en cuenta la esfera de 2,5”. En este caso dada la proximidad de ambos y la magnitud de las incertidumbres implicadas, hemos optado por considerar el correspondiente al de todas las esferas, valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Tabla V.13. Sensibilidades calculadas y medidas para la energía de 14,8 MeV

Diámetro (d) (pulgadas)	$(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{cal}$ (cm^2)	$(S_r)_{med}$ (cm^2)	$\Delta(S_r)_{med}$ (cm^2)	$(S_r)_{cal}/(S_r)_{med}$
2,5	570×10^{-5}	20×10^{-5}	510×10^{-5}	80×10^{-5}	$1,13 \pm 0,18$
3	1260×10^{-5}	5×10^{-5}	102×10^{-4}	16×10^{-4}	$1,23 \pm 0,20$
4,2	413×10^{-4}	15×10^{-4}	399×10^{-4}	26×10^{-4}	$1,03 \pm 0,08$
5	672×10^{-4}	24×10^{-4}	681×10^{-4}	47×10^{-4}	$0,99 \pm 0,08$
6	1017×10^{-4}	37×10^{-4}	1063×10^{-4}	72×10^{-4}	$0,96 \pm 0,07$
8	1611×10^{-4}	58×10^{-4}	175×10^{-3}	12×10^{-3}	$0,92 \pm 0,07$
10	1951×10^{-4}	70×10^{-4}	184×10^{-3}	11×10^{-3}	$1,06 \pm 0,08$
12	2051×10^{-4}	74×10^{-4}	198×10^{-3}	13×10^{-3}	$1,04 \pm 0,08$

Para esta energía, la dispersión para las esferas de 2,5” y 3” fueron ambos del 16%, valor netamente superior al del resto de las esferas que nunca supera el 8%. Esta circunstancia resulta completamente explicable si se tiene en cuenta que para esta energía las respuestas de estas esferas suelen ser muy pequeñas y por lo tanto no han sido tenidas en cuenta a la hora de calcular el valor medio del cociente de sensibilidades. El valor medio en estas circunstancias fue de $1,00 \pm 0,05$, valor muy aceptable si se tiene en cuenta el orden de magnitud de las incertidumbres implicadas.

Los resultados presentados de la tabla V.8 a la V.13, muestran que la dispersión para el cociente de sensibilidades es relativamente pequeña, por lo que de nuevo hemos optado por tomar el valor medio de dicho cociente como el factor de ajuste medio para todas las

esferas. Este valor de $1,03 \pm 0,03$, es prácticamente igual, si se tiene en cuenta su incertidumbre, a los encontrados para el caso de las fuentes calibradas y fuente SIGMA. Esta circunstancia nos ha decidido a tomar como factor de ajuste común para todas las esferas, el valor medio de los correspondientes a las experiencias realizadas. El valor encontrado para este factor de ajuste común ha sido de $0,99 \pm 0,03$.

Este resultado confirma de forma definitiva la normalización realizada en nuestras medidas y valida nuestras funciones respuestas para nuestro sistema multiesferas. Dichas funciones fueron simuladas por MCNP4B a partir de una geometría, que a la vista de los resultados obtenidos y como se muestra en las figuras que aparecen a continuación, confirman lo acertado de todo el proceso de simulación así como el de la elección de la geometría que representa a nuestro sistema.

El buen acuerdo entre las funciones de respuesta calculadas y las medidas realizadas se muestran para el conjunto de las energías estudiadas en las figuras V.12 a la V.15 respectivamente. Las barras de error que están construidas considerando un error sistemático del $\pm 3\%$ para todas las funciones respuesta, además de la incertidumbre correspondiente a cada medida. El cuadrado de estas dos componentes se suman para obtener el cuadrado de la incertidumbre final.

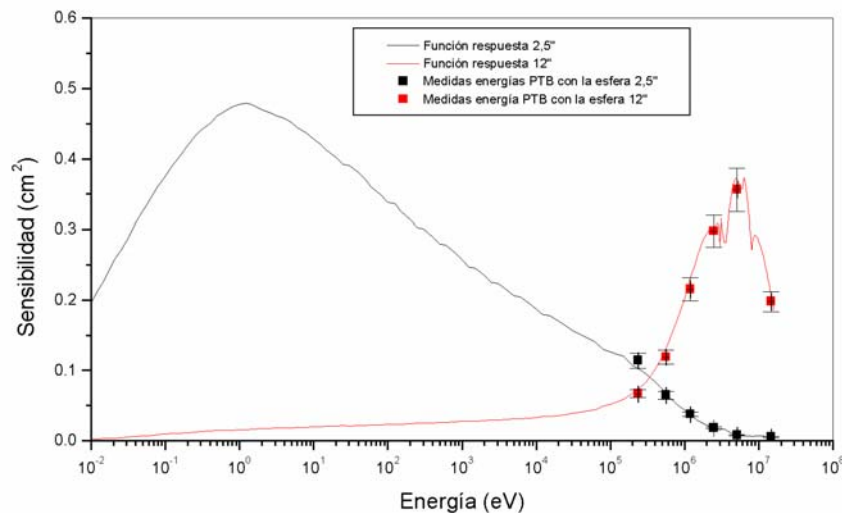


Figura V.12. Funciones respuestas simuladas y su comparación con los valores experimentales obtenidos para las esferas de 2,5'' y 12''

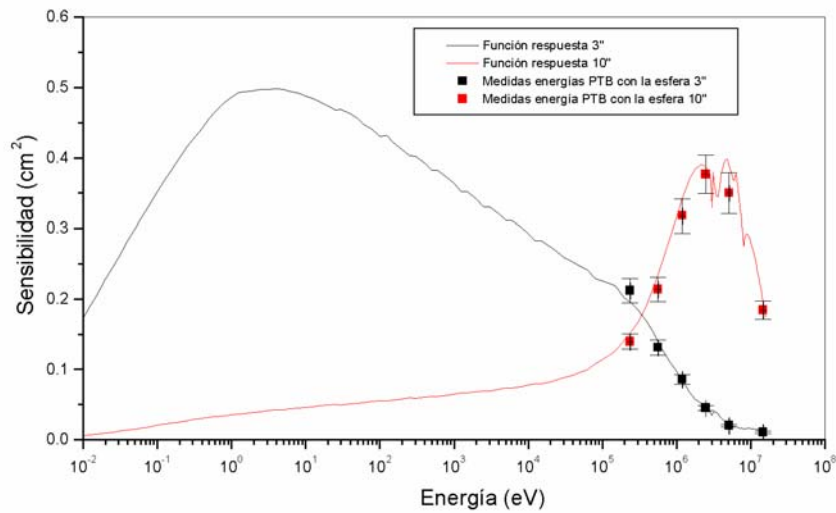


Figura V.13. Funciones respuestas simuladas y su comparación con los valores experimentales obtenidos para las esferas de 3'' y 10''

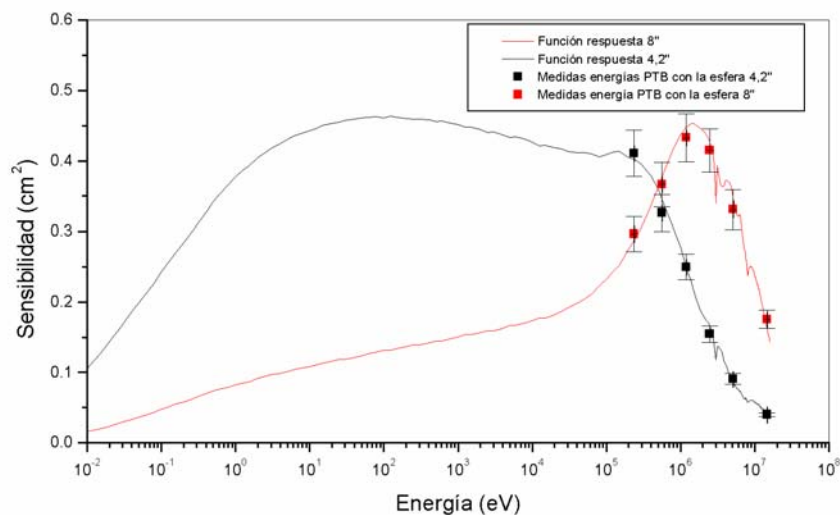


Figura V.14. Funciones respuestas simuladas y su comparación con los valores experimentales obtenidos para las esferas de 4,2'' y 8''

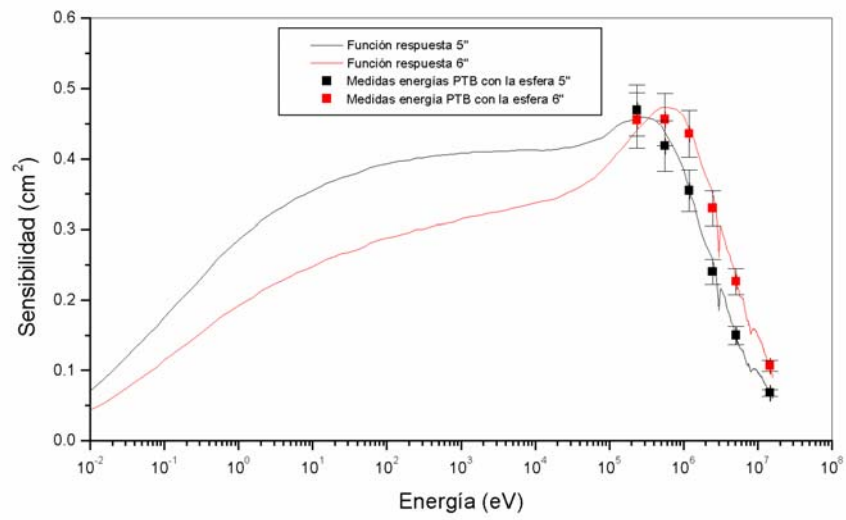


Figura V.15. Funciones respuestas simuladas y su comparación con los valores experimentales obtenidos para las esferas de 5'' y 6''

CAPÍTULO VI

DECONVOLUCIÓN

1. INTRODUCCIÓN

Una vez fijadas las condiciones de calibración de nuestro sistema multiesferas, así como la validación de las funciones respuestas del mismo, la determinación del espectro neutrónico pasa por resolver el siguiente sistema de ecuaciones:

$$M_{dr} = \sum_{j=1}^n F_{rj} \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j \quad (r = 1, \dots, m) \quad (\text{VI.1.})$$

expresión ya comentada en la introducción del capítulo V de esta memoria y en la que M_{dr} , es una medida de una de las m esferas disponibles. La deconvolución del espectro neutrónico medido consiste en establecer la tasa de distribución energética de fluencia: $\dot{\phi}_E(E)$, conocida la matriz respuesta, $F_r(E)$ y el conjunto de medidas realizadas, M_{dr} .

Para $m=n$, el sistema de ecuaciones admite una solución exacta, si bien esta solución es raramente aceptable, ya que las incertidumbres experimentales de los recuentos M_{dr} y los inevitables asociados a la matriz respuesta suelen dificultar obtener un resultado satisfactorio.

Si $m>n$, el sistema de ecuaciones es sobredeterminado y la solución se puede obtener por una técnica de regresión. No obstante y dado que el número de grupos de energías es pequeño, se consigue una pobre resolución energética.

Si $m<n$, que es el caso más frecuente, el sistema es indeterminado, difícil de tratar y admite infinitas soluciones de las cuales es necesario encontrar aquella que represente adecuadamente el espectro medido.

En el siguiente apartado y como paso previo a una descripción del código de deconvolución utilizado en esta memoria, pasamos a exponer algunas ideas generales sobre el proceso de deconvolución.

2. ANÁLISIS DEL PROCESO DE “DECONVOLUCIÓN”

Los métodos de deconvolución y por tanto los códigos utilizados para su ejecución, se basan todos en métodos que contienen un determinado algoritmo de cálculo que el utilizador debe conocer con precisión. Entre los más utilizados citaremos los siguientes:

2.1. Métodos basados en la optimización del χ^2

En la práctica al ser n en general mucho mayor que m , el sistema como ya hemos mencionado admite infinitas soluciones. Para obviar este problema y obtener una solución adecuada, se recurre a introducir en el proceso de cálculo, toda la información disponible sobre el espectro a resolver. Esta puede ir desde imponer una forma al mismo a partir de diferentes modelos, la de dar valores iniciales a la tasa de distribución energética de fluencia: $\dot{\phi}_E^0(E_j)$ de dicho espectro, obtenida por algún cálculo previo, como también en algunos casos la posibilidad de introducir las funciones de respuesta dependientes de uno o de varios parámetros, de forma que una expresión general para el chi-cuadrado vendría dada por:

$$\chi^2 = \sum_{r=1}^m \frac{(M_{dr} - M_{cr})^2}{\sigma_{Mdr}^2} + \sum_{j=1}^n \frac{(\dot{\phi}_E^0(E_j) - \dot{\phi}_E(E_j))^2}{\sigma_{\dot{\phi}_E^0(E_j)}^2} + \sum_{k=1}^{n_p} \frac{(P_k^0 - P_k)^2}{\sigma_{P_k^0}^2} \quad (\text{VI.2.})$$

Donde además de las notaciones ya definidas anteriormente, se han introducido: M_{cr} ($r=1, \dots, m$), que representa los valores calculados para las medidas; $\dot{\phi}_E^0(E_j)$ ($j=1, \dots, n$) los valores iniciales de las tasas de fluencias y que constituyen el conocimiento previo del problema; $\sigma_{\dot{\phi}_E^0(E_j)}$ ($j=1, \dots, n$) las incertidumbres correspondientes a cada uno de los $\dot{\phi}_E^0(E_j)$ y P_k^0 y P_k ($k=1, \dots, n_p$), los valores iniciales y finales de los n_p parámetros de los que dependen las funciones de respuesta respectivamente.

Para la solución de las ecuaciones anteriores, existen a su vez a una serie de métodos que se pueden considerar derivados de este, con diferentes simplificaciones y formas de establecer una solución, descritos de una forma resumida en la referencia (Matzke,1994). Estos métodos difieren entre si no solo en el procedimiento de minimización, sino también por los grados de generalidad y de rigurosidad con que se plantea el problema.

Según la referencia citada y de forma general en el comportamiento de este tipo de métodos hay que resaltar:

- a) La dependencia de la solución con respecto a los valores de la tasa de distribución energética de fluencia introducidos como conocimiento previo para dicha solución.
- b) La imposibilidad de evitar que en la solución aparezcan valores negativos de la fluencia.

Algunos de los métodos citados en esta referencia, consiguen obviar la última de las dificultades mencionadas minimizando, ya sea el logaritmo de las medidas (Método SAND), o bien su cuadrado (Método empleado en el programa LOUHI). Ambos métodos han sido empleados para la reconstrucción de espectros neutrónicos a partir de las medidas realizadas con sistemas multiesferas Bonner, en reactores de centrales nucleares de potencia (Alevra, 1990, Routi, 1985).

Como resúmenes generales que describen bien tanto el problema planteado como diferentes métodos de solución del mismo, se deben mencionar además las referencias (Awshalom, 1985; Sujak, 1987).

2.2. Métodos de solución basados en Monte Carlo

Es el método que se considera menos dependiente de las condiciones iniciales y que a su vez permite un cálculo de incertidumbre correcto. Para su formalización se definen

$P(\{\theta\}/M_{dr})$ como la probabilidad “A Posteriori” de observar el conjunto de medidas M_{dr} , que se pretenden explicar mediante una hipótesis dependiente del conjunto de parámetros desconocidos $\{\theta\}$, $P(M_{dr}/\{\theta\})$ como la probabilidad “A Priori” de que se produzcan las observaciones M_{dr} para el mismo conjunto de parámetros $\{\theta\}$ y $P(\theta)$ y $P(M_{rd})$, como las probabilidades marginales (no condicionadas) de todos los posibles valores de los conjuntos M_{dr} y $\{\theta\}$ respectivamente.

El teorema de “Bayes” (Weise, 1995) relaciona estas probabilidades mediante la expresión:

$$P(\{\theta\}/M_{rd}) = \frac{P(M_{dr}/\{\theta\}) P(M_{dr})}{\int P(M_{dr}/\{\theta\}) P(\theta) d\theta} \quad (VI.3.)$$

Dado que el denominador en esta expresión es un valor constante se puede escribir:

$$P(\{\theta\}/M_{dr}) = K \cdot P(M_{dr}/\{\theta\}) \cdot P(M_{dr}) \quad (VI.4.)$$

A partir de esta ecuación, Bayes estableció un procedimiento para maximizar la probabilidad “A Posteriori”, suponiendo que dicha probabilidad debe ser proporcional al producto de la probabilidad “A Priori” por la función de verosimilitud correspondiente a las observaciones.

Si estas probabilidades se distribuyen según una distribución de Gauss y además pueden considerarse independientes entre sí, esta función de verosimilitud se escribe:

$$P(M_{dr}) = C \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^m \frac{(M_{dr} - M_{cr})^2}{\sigma_{Mdr}^2}\right) = C \exp\left(-\frac{1}{2} \chi^2\right) \quad (VI.5.)$$

siendo C una constante de proporcionalidad, obteniéndose finalmente para la probabilidad “A posteriori”:

$$P(\{\theta\}/M_{dr}) \propto P(M_{dr}/\{\theta\}) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \chi^2\right) \quad (VI.6.)$$

relación que expresa que la probabilidad “A Posteriori”, es proporcional al producto de la probabilidad “A Priori” por una función bien definida, que en general, puede resultar difícil de cuantificar. La exactitud con que esto pueda conseguirse depende tan solo del grado de conocimiento previo disponible. En último término, si el conocimiento es escaso, se debe suponer que cualquier conjunto de valores que pueda tomar $\{\theta\}$ es igualmente probable.

Con esta hipótesis la expresión anterior se puede escribir como:

$$P(\{\theta\} / M_{dr}) = \text{cte} \cdot \exp(-\frac{1}{2} \chi^2) \quad (\text{VI.7.})$$

Esta última expresión abre un camino distinto del establecido en el apartado anterior, basado en simular diferentes conjuntos de parámetros y calcular con ellos la función de verosimilitud correspondiente a las observaciones que deberían producirse como consecuencia de la hipótesis anterior y los valores simulados para el conjunto de parámetros.

De todos los conjuntos $\{\theta\}$ simulados, se seleccionan aquellos que cumplen con ciertas condiciones restrictivas establecidas por consideraciones sobre la distribución del χ^2 y con los que se va calculando el valor medio de cada uno de los parámetros, así como cualquier función de los mismos, junto con las varianzas correspondientes. Se demuestra que a medida que el número de conjuntos seleccionados aumenta, estos valores medios tienden al valor esperado correspondiente.

Diferentes autores (Matzke, 1985; Matzke, 1988; Weise, 1989 y Matzke, 1994), se discuten estos métodos atendiendo tanto a su fundamento como a su aplicación práctica.

Desde un punto de vista general, sobre la base no sólo del análisis expuesto sino de las pruebas realizadas utilizando los métodos SAND y Monte Carlo en diversos espectros de prueba, no cabe más que aceptar como conclusión la establecida por Alevra (Alevra, 1990), relativa a los resultados de una intercomparación entre distintos grupos y que repetimos a continuación:

“Todos los códigos de deconvolución usados en la intercomparación de espectros, proporcionan resultados suficientemente correctos en los que se refiere a magnitudes globales como la fluencia total o la dosis equivalente. En cambio, los resultados espectrales solo son satisfactorios para el caso de espectros simples, mostrando desviaciones importantes para espectros complicados. La influencia de las condiciones iniciales resultan ser importantes, lo que prueba la importancia de la experiencia para el uso de estos códigos”

3. DESCRIPCIÓN DEL CÓDIGO UTILIZADO

El código utilizado, ha sido desarrollado en su integridad en el seno del Grup de Física de les Radiacions de la Universitat Autònoma de Barcelona.

La hipótesis básica de este código radica en suponer que el espectro $\phi_E(E)$ a obtener en el proceso de deconvolución, es el resultado de la combinación lineal de un número restringido de espectros representativos, todos ellos dependientes de una serie de parámetros propios de cada espectro. En realidad se trata de una parametrización expresada por la relación:

$$\dot{\phi}_E(E) = \sum_i \dot{\phi}_E^i [E\{\theta\}] \quad (\text{VI.8.})$$

en la que el sumatorio sobre i se extiende sobre todos los espectros representativos adecuados al caso.

El proceso de deconvolución consiste entonces en cada caso, en determinar los parámetros propios que cumplen con la ecuación (VI.1.).

3.1. Parametrización del espectro

Para introducir esta parametrización, tomamos como base de partida algunos de los criterios expuestos por Buxerolle (Buxerolle, 1988), para proponer:

- a) Para energías hasta 0,1 eV, la tasa de distribución energética de fluencia viene dada por la expresión:

$$\dot{\phi}_E(E)_t \cdot dE \propto \frac{E}{E_c^2} \cdot \exp(-E/E_c) \cdot dE \quad (\text{VI.9.})$$

con $E_c=0,025 \cdot 10^{-6}$ MeV.

- b) Para energías intermediarias entre 0,1 eV y decenas de keV, una expresión inversamente proporcional a la energía, que además se anule rápidamente a partir de un determinado valor de la misma:

$$\dot{\phi}_E(E)_b \cdot dE \propto \frac{E^b}{E} \cdot (1 - \exp(-E^2/E_c^2)) \cdot \exp(-\beta' E) \cdot dE \quad (\text{VI.10.})$$

donde b y β' son parámetros a determinar.

- c) Para energías superiores a estas decenas de keV, y ante la falta de criterios a los que acogerse, hemos optado por una expresión empírica del tipo de las que explican los espectros de fisión:

$$\dot{\phi}_E(E)_f \cdot dE \propto E^\alpha \cdot \exp(-\beta E) \cdot dE \quad (\text{VI.11.})$$

Siendo los valores de α y β dos parámetros bien conocidos para los espectros de fisión del ^{252}Cf (0,5 y 0,704) y del ^{235}U (0,5 y 0,757) respectivamente.

Combinando estas tres expresiones en proporciones dadas mediante los parámetros P_t , P_b , P_f , la expresión correspondiente a la totalidad del espectro parametrizado, depende de 7 parámetros desconocidos.

Cuatro de ellos: b, α , β y β' , hacen referencia a las funciones de forma introducidas en las expresiones anteriores y los tres restantes P_t , P_b y P_f , a las proporciones de combinación de las mismas.

Si llamamos $\dot{\phi}_E(E)$ la distribución energética total del espectro, debe cumplirse:

$$\dot{\phi}_E(E) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} (P_t \dot{\phi}_E(E)_t + P_b \dot{\phi}_E(E)_b + P_f \dot{\phi}_E(E)_f) \cdot dE \quad (\text{VI.12.})$$

Para la aplicación de la expresión anterior, es conveniente normalizar a la unidad las funciones definidas anteriormente, con lo que se puede poner:

$$\dot{\phi}_E(E) = [P_t + P_b + P_f] k \quad (\text{IV.13.})$$

En la práctica, no se conoce el valor $\dot{\phi}_E(E)$ de la integral del espectro. Sin embargo, si como paso previo al proceso de deconvolución, se calcula un valor aproximado $\dot{\phi}_E^{\circ}(E)$ de $\dot{\phi}_E(E)$. Se puede escribir:

$$\dot{\phi}_E(E) = [P_t + P_b + P_f] \cdot \dot{\phi}_E^{\circ}(E) \cdot (1 + \delta) \quad (\text{VI.14.})$$

donde δ , representa una corrección a determinar para el valor inicial asignado a $\dot{\phi}_E(E)$.

La ventaja importante en la práctica que se deduce de esta forma de razonar es que debe cumplirse:

$$P_t + P_b + P_f = 1 \quad (\text{VI.15.})$$

es decir, los parámetros P_t , P_b y P_f representan el tanto por uno con que las funciones de forma, normalizadas a la unidad, contribuyen a la expresión del espectro. Además se deduce que el valor de estos parámetros debe estar comprendido entre 0 y 1 y finalmente puesto que no son independientes, se puede poner por ejemplo:

$$P_b = 1 - P_t - P_f \quad (\text{VI.16.})$$

con lo que la expresión final para representar el espectro será de la forma:

$$\dot{\phi}(E) dE = \left[P_i \frac{E}{E_c} \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) + (1 - P_i - P_f) \frac{E^b}{E} \exp(-\beta' \cdot E) (1 - \exp(-\frac{E^2}{E_c^2})) + P_f E^a \exp(-\beta E) \right] (1 + \delta) \dot{\phi}_E^0(E) \cdot dE \quad (\text{VI.17.})$$

3.2. Cálculo “A Priori” de la tasa de distribución energética de fluencia, $\dot{\phi}_E^0(E)$

Con la denominada expresión de las tres esferas, se pretende disponer de un procedimiento rápido para calcular un valor aproximado de integrales del tipo:

$$I = \int_{E_a}^{E_b} F(E) \cdot \dot{\phi}_E(E) \cdot dE \cong \sum_{j=1}^n F(E_j) \cdot \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j \quad (\text{VI.18.})$$

donde $\dot{\phi}_E(E_j)$, es la tasa de fluencia para los grupos de energía j y F(E) una función bien determinada de la energía, como por ejemplo el factor de conversión de fluencia a dosis equivalente: h*(E).

La fórmula de las tres esferas se obtiene parametrizando F(E), mediante una combinación lineal de las funciones respuesta correspondientes a las esferas (2,5”; 4,2” y 10”):

$$F(E) = \sum_i \alpha_i \cdot F_{rj}(E_j) \quad (\text{VI.19.})$$

siendo ($\alpha_i=1, 2, 3$) los parámetros de combinación lineal que reproducen F(E) en el intervalo de energía considerado. Se tiene entonces:

$$I = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^3 \alpha_i F_{rj}(E_j) \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \sum_{j=1}^n F_{rj}(E_j) \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j = \sum_{i=1}^3 \alpha_i M_{dr} \quad (\text{VI.20.})$$

siendo M_{dr} , las medidas obtenidas de las tres esferas (2,5”; 4,2” y 10”) cuando se someten a la acción del espectro $\dot{\phi}_E(E)$.

Para determinar α_i ($\alpha_i=1, 2, 3$), se puede utilizar el método de los mínimos cuadrados (Naismit, 1997) con la condición de conservar el valor de la integral de $F(E)$, para ello debemos minimizar la cantidad Q :

$$Q = \sum_{j=1}^n \left(F(E_j) - \sum_{i=1}^3 \alpha_i F_{ij} \right)^2 + \lambda \left[\sum_{j=1}^n F(E_j) - \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^3 \alpha_i F_{ij}(E_j) \right] \quad (\text{VI.21.})$$

donde λ es un multiplicador de Lagrange.

La tabla VI.1, muestra los valores obtenidos para los parámetros α_1 , α_2 y α_3 , en el caso de que $F(E)$ sea una distribución energética de fluencia y los factores de conversión de fluencia en dosis equivalente (ICRP21, 1973; ICRP60, 1991).

Tabla VI.1. Valores obtenidos de los parámetros α_1 , α_2 y α_3 , para diferentes funciones $F(E)$

	α_1 (2,5'')	α_2 (4,2'')	α_3 (10'')
Tasa de Fluencia	1,581	0,7858	3,073
$\dot{H}^*(10)$ ICRP-21	97,55	-213,10	1263,00
$\dot{H}^*(10)$ ICRP-60	130,50	-275,20	1587,00

A continuación se aplican estos parámetros a la estimación de las tasas de fluencia energética y de dosis equivalente a una serie de espectros patrones y se intenta explicar las desviaciones ε_i (en %) entre la estimación realizada y el valor de la fuente patrón, mediante una correlación múltiple entre los cocientes de las medidas (2,5''/4,2'') y (10''/4,2'') de parámetros β_1 y β_2 . De esta forma se tiene un sistema de ecuaciones lineales:

$$\varepsilon_i = \beta_1 \frac{M_{di}(2,5'')}{M_{di}(4,2'')} + \beta_2 \frac{M_{di}(10'')}{M_{di}(4,2'')} \quad (\text{VI.22.})$$

donde el índice i se extiende a todos los espectros utilizados en las pruebas.

La tabla VI.2. muestra los valores obtenidos para los coeficientes β_1 y β_2 .

Tabla VI.2. Valores obtenidos para los coeficientes β_1 y β_2

	β_1	β_2
Tasa de Fluencia	0,1757	-0,1272
$\dot{H}^*(10)$ ICRP-21	0,0562	-0,0291
$\dot{H}^*(10)$ ICRP-60	0,0340	-0,1184

Con ello la expresión final para la estimación mas correcta de I, se obtiene de la expresión VI.20 corregida por la expresión VI.22, obteniéndose finalmente:

$$I_{est.} = \left[1 + \beta_1 \frac{M_{di}(2,5'')}{M_{di}(4,2'')} + \beta_2 \frac{M_{di}(10'')}{M_{di}(4,2'')} \right] \sum_{i=1}^3 \alpha_i M_{dr} \quad (\text{VI.23.})$$

En las tablas VI.3 y VI.4, se resumen los resultados de las pruebas efectuadas para obtener los valores estimados de la tasa de fluencia energética, de las de dosis equivalente y los correspondientes porcentajes de desviación con respecto a los valores reales.

Tabla VI.3. Resultados de las pruebas efectuadas sobre los espectros ISO y el espectro Canel+ con 10 cm de agua (la distribución energética de fluencia normalizada a uno)

Espectros conocidos (ISO)	Tasa de Fluencia (n/cm ² .s)			$\dot{H}^*(10)$: ICRP-60 (μSv/h)		
	Valor de referencia	Valor estimado	Desviación (%)	Valor de referencia	Valor estimado	Desviación (%)
Am-Be	1	0,88	-12	1,41	1,32	-6
Cf-252	1	1,04	+4	1,39	1,38	-1
(Cf-252+D ₂ O)/Cd	0,885	0,96	+9	0,38	0,39	+3
Canel+ con 10 cm de agua*	1	0,97	-3	0,14	0,15	+7

*: IPSN Cadarache

Tabla VI.4. Resultados de las pruebas efectuadas con los espectros de Am-Be, Cf-252 y Cf-252 moderado con agua del IPSN de Cadarache

Espectros conocidos (Cadarache)	Tasa de Fluencia (n/cm ² .s)			$\dot{H}^*(10)$: ICRP-60 (μSv/h)		
	Valor de referencia	Valor estimado	Desviación (%)	Valor de referencia	Valor estimado	Desviación (%)
Am-Be	509	474	-7	707	691	-2
Cf-252	523	549	+5	717	714	<-1
(Cf-252+D ₂ O)/Cd*	452	498	+10	173	195	+13

*: Referencia MCNP4B

Los valores de las desviaciones encontradas para la tasa de fluencia en ambos conjuntos de fuentes, muestran una desviación que no supera en ningún caso el 12% con un valor medio del 8%. Estos valores se pueden considerar muy aceptables si tenemos en cuenta que las fuentes se extienden en un rango energético amplio y que el método utilizado no deja de ser una aproximación.

Las tasas de dosis equivalentes presentan desviaciones que no superan el 7% en el caso de las fuentes ISO. Encontramos una desviación del 13%, prácticamente el doble a la encontrada para la misma fuente ISO. Esta circunstancia se puede explicar si tenemos en cuenta una incertidumbre en las tasas de fluencia energética de las fuentes de Cadarache no inferior al 5%.

3.3. Procedimiento de optimización: Método de Monte Carlo: Recorrido Aleatorio

En el apartado 2.2 de este capítulo, se ha dado una descripción general de los fundamentos del método de deconvolución basado en Monte-Carlo. La particularización a nuestro caso se realiza según el esquema siguiente:

- El conjunto de parámetros, que de una forma general se designaba por $\{\theta\}$ en el apartado antes mencionado, está constituido por los valores correspondientes a cada uno de ellos: α , β , δ , β' , b , P_f y P_T . De una forma genérica se especificarán en adelante mediante la notación $\{x_i\}^k$, donde el subíndice i designa cada uno de los parámetros y el superíndice k el valor particular alcanzado por dicho parámetro en la iteración k .
- Los valores iniciales $\{x_i\}^1$ ($i=1, \dots, 7$) se introducen como dato a fijar teniendo en cuenta el tipo de espectro a tratar.

Así pues, estos parámetros traducen de forma condensada el conocimiento “previo” que se tiene sobre el tipo de espectro medido. Para ello, se puede y se debe recurrir a una comparación entre las medidas obtenidas en el caso a tratar con las correspondientes a otros casos ya resueltos y para los que se supone un comportamiento similar de $\dot{\phi}_E(E)$ (Espectro de fisión, espectro moderado, espectro de edificio de contención de una central nuclear, etc...).

A partir del conjunto $\{x_i\}^1$ ($i=1, \dots, 7$), se calcula para cada grupo de energía j , el valor de $\dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j$, es decir el número de neutrones por cm^2 y por segundo, que inciden en la esfera de radio r .

Con ello, se puede proceder a la obtención de la respuesta calculada M_{ci} para el conjunto de los parámetros elegidos:

$$M_{ci} = \sum_{j=1}^n F_{rj} \cdot \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j \quad (\text{VI.24.})$$

y a su comparación con las medidas efectuadas M_{dr} , para lo que se calcula la desviación entre los valores medidos y calculados:

$$\Delta^1 = \sum_{i=1}^m \zeta_i = \sum_{i=1}^m \frac{|M_{dr} - M_{cr}|}{\sigma_{Mdr}} \quad (\text{VI.25.})$$

procediéndose además a determinar la esfera que presenta la mayor desviación individual, (ξ_j^1).

A continuación, se comienza un proceso iterativo en el que cada iteración comporta:

- Elección aleatoria de unos de los parámetros
- Cambio del valor del parámetro elegido mediante la expresión:

$$x_i^{k+1} = x_i^k + (\Gamma - 0,5) T_i \quad (\text{VI.26.})$$

donde Γ es un número aleatorio entre 0 y 1 y T_i , una tolerancia asociada al parámetro y que es típicamente del orden de 10^{-3} ó 10^{-4} .

- Calculo de Δ^{k+1} y ξ_j^{k+1} con el nuevo valor x_i^{k+1} , mientras que el resto de los parámetros conservan los mismos valores que tenían en la iteración k .

– Aceptación o rechazo del cambio $x_i^k \rightarrow x_i^{k+1}$, según la siguiente tabla de decisión:

- Si $\Delta^{k+1} < \Delta^k$, y $\xi_j^{k+1} < \xi_j^k$, se acepta el cambio;
- Si $\Delta^{k+1} < \Delta^k$, y $\xi_j^{k+1} > \xi_j^k$, se acepta el cambio;
- Si $\Delta^{k+1} > \Delta^k$, y $\xi_j^{k+1} < \xi_j^k$, se acepta el cambio con la condición:

$$\left| \frac{\Delta^{k+1} - \Delta^k}{\Delta^k} \right| < \left| \frac{\xi_j^{k+1} - \xi_j^k}{\xi_j^k} \right|$$

- Si $\Delta^{k+1} > \Delta^k$, y $\xi_j^{k+1} > \xi_j^k$, se rechaza el cambio.

– Finalmente y para completar la iteración, se comparan los valores de Δ^{k+1} y ξ_j^{k+1} con dos valores de corte, definidos previamente. Si ambas cantidades resultan ser menores que dichos valores de corte, los valores de los parámetros serán seleccionados.

Una vez realizadas las iteraciones previstas de antemano, el valor final de cada parámetro será el valor medio de todos los valores alcanzado por dicho parámetro en las iteraciones seleccionadas, es decir en todas aquellas iteraciones en las cuales Δ y ξ_j cumplen con las condiciones restrictivas impuestas por los valores de corte.

De la descripción hecha, se concluye que el proceso iterativo depende de ciertas constantes fijadas al inicio: número de iteraciones a realizar, la tolerancia empleada en el cambio de cada parámetro y los valores de corte por debajo de los cuales se selecciona la iteración. No se pueden dar reglas para fijar estos valores ya que dependen fuertemente de las condiciones en que se inicia el proceso.

Debe observarse que si en vez de utilizar las desviaciones ξ_j entre las medidas y los correspondientes valores calculados, se hubiese utilizado su cuadrado, su suma representaría el χ^2 . En este caso, su distribución estadística seguiría reglas bien

conocidas a partir de las cuales, la elección de unos valores de corte estaría directamente ligada al grado de fiabilidad estadística exigida.

El hecho de emplear Δ en vez del χ^2 , se basa teóricamente en los conceptos de la denominada estimación robusta (Staudte, 1990; Numerical Recipes, 1986) y en la que se hace patente las ventajas de utilizar Δ en vez del χ^2 . Estas ventajas se evidencian fundamentalmente cuando se realiza una estimación paramétrica sobre una serie de puntos, algunos de los cuales se apartan del comportamiento general seguido por la mayoría, situación que puede suceder en algunos casos.

Al mismo tiempo, una vez determinada Δ , también se conoce el correspondiente χ^2 y con él determinar el grado de fiabilidad de los resultados.

En cuanto al número de iteraciones y las tolerancias, se puede comenzar con un proceso de prueba con 100000 iteraciones y tolerancias entre 10^{-3} y 10^{-4} , analizando el desarrollo del proceso para fijar los valores más convenientes al caso.

Por lo que respecta a los valores de corte y aunque en nuestro caso no se conoce la función de distribución de Δ , hemos supuesto que tiene un comportamiento análogo al del chi-cuadrado. En consecuencia y después de una serie de pruebas realizadas con espectros conocidos, hemos elegido valores de corte cercanos a uno para ξ_j y entre 3 y 4 para Δ , de acuerdo a los grados de libertad del problema (máximo de 11 medidas y siete parámetros).

3.4. Cálculo dosimétrico

Una rutina que permite obtener resultados dosimétricos, ha sido introducida en el código de deconvolución utilizando los factores de conversión de la ICRP-74 (ICRP74, 1996). Esta rutina por el momento permite calcular a partir del espectro neutrónico, las siguientes magnitudes ya presentadas en el capítulo II de esta memoria:

$H^*(10)$, $D^*(10)$ y el factor de calidad correspondiente.

3.5. Coherencia de las medidas

Durante la realización de las medidas en campos de radiación, se puede producir un error de medida en algunas de las esferas. Esta tasa de recuento errónea si no es eliminada del cálculo conduce necesariamente a un espectro poco realista. Nuestro programa por el momento no dispone de ningún procedimiento para eliminar automáticamente un tal resultado.

Ante la falta de un tal procedimiento, el control de la coherencia de las medidas lo realizamos siguiendo un par de procedimientos descritos en la bibliografía a tal respecto y conocidos con el nombre del de la función doble logarítmica (Calot, 1988) y polinomio de quinto grado (Alevra, 2000) respectivamente. Todo resultado erróneo en las medidas es fácilmente detectado y eliminado del cálculo de la deconvolución.

3.6. Elección del espectro de partida

La elección del conjunto de los siete parámetros iniciales o lo que es lo mismo del espectro de partida es muy importante, ya que una buena elección reduce considerablemente el número de iteraciones para conseguir una solución aceptable.

En nuestro caso la mayor influencia la tienen los parámetros α , β presentes en la parametrización del espectro de fisión. Una elección juiciosa de ambos parámetros puede reducir el número de iteraciones de 200.000 a un número comprendido entre 25.000 y 100.000. No obstante la experiencia con este código nos muestra que si el espectro inicial no presenta grandes discontinuidades se llega siempre a la misma solución, situación ya mencionada en la bibliografía para el código de deconvolución SAND II (Vylet, 1987).

4. PRUEBAS REALIZADAS AL CÓDIGO

4.1. Criterios de las pruebas

El código de deconvolución ha sido validado con una serie de espectros de prueba. En esta validación se utilizaban criterios tales como la forma del espectro obtenido y la desviación de la tasa de fluencia neutrónica total y de la dosis equivalente neutrónica con respecto a los valores nominales de las fuentes de prueba.

Los valores integrales de la tasa de fluencia total y de la dosis equivalente, son en general poco sensibles a ligeras variaciones espectrales. Por ello para describir la forma del espectro obtenido por deconvolución y cuantificar su diferencia con respecto al espectro de prueba correspondiente ($\dot{\phi}_E^o(E)$), introducimos el coeficiente de correlación de Spearman (Numerical Recipes, 1986), definido por la relación:

$$r_s = \left(1 - \frac{6 \cdot \sum_j (R_{\dot{\phi}_E^o(E_j)} - R_{\dot{\phi}_E(E_j)})^2}{n(n^2 - 1)} \right) \quad (\text{VI.27.})$$

siendo $R_{\dot{\phi}_E^o(E_j)}$ y $R_{\dot{\phi}_E(E_j)}$, los rangos de los valores nominales y obtenidos por deconvolución de las tasas de fluencia en el intervalo de energía E_j , ordenados de mayor a menor y n el número de valores introducidos. r_s , es tanto más cercano a la unidad cuando el espectro obtenido por deconvolución es más próximo al espectro de prueba.

4.2. Espectros de prueba

Los espectros utilizados para la puesta a punto y validación del proceso de deconvolución, proceden de las recomendaciones de la I.S.O. para la calibración de instrumentos utilizados en la dosimetría neutrónica (ISO, 1989). De ellos, en el presente trabajo se utilizan los correspondientes al ^{252}Cf (sin moderar y moderado con 15 cm de D_2O), el de la fuente de AmBe y un espectro que nos es ISO, de los denominados

realistas, existente en el IPSN de Cadarache y que se conoce con el nombre de Canel plus moderado con 10 cm de agua.

En todos estos espectros, se conoce para determinados valores de la energía (53 valores) los valores de $\dot{\phi}_E(E_j)$. A partir de estos se calcula la tasa de fluencia total, la tasa de fluencia para determinados intervalos de la energía y la tasa de dosis equivalente, con objeto de disponer de magnitudes comparativas a emplear para poner de manifiesto el grado de acuerdo en la reconstrucción del espectro.

El primer paso en cada prueba consiste en simular las “medidas” M_{dr} que el espectro objeto de la prueba, produciría en cada una de las esferas y que constituyen la información básica a partir de la cual se lleva a cabo el proceso de deconvolución.

Por ello, se utiliza la expresión ya mencionada:

$$M_{dr} = \sum_{j=1}^n F_{rj} \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j \quad (VI.28.)$$

Las incertidumbres asociadas a estas medidas simuladas, proceden únicamente de las calculadas para las funciones de respuesta, es decir, esencialmente se ha supuesto que:

$$\Delta M_{dr} = \sum_{j=1}^n \Delta F_{rj} \dot{\phi}_E(E_j) \cdot \Delta E_j = 3\% \quad (VI.29.)$$

Los valores de $\Delta(F_{rj})$ correspondientes a las funciones de respuesta están en buen acuerdo con los encontrados por Weigel y Alevra (Weigel, 1994).

4.3 Resultados de las pruebas

Los resultados de la aplicación del proceso de “deconvolución” a los distintos espectros utilizados se resume para cada uno de ellos en unas tablas, donde figuran las tasas de fluencia y las tasas de dosis equivalente ambiental de los mismos, comparados con los

obtenidos por simulación, así como el valor de los parámetros ajustados para dicho espectro. Esta información se completa con los espectros correspondientes y el coeficiente r_s anteriormente descrito.

4.3.1. Californio 252

En la tabla VI.5, presentamos en función de ciertos intervalos de energía las tasas de fluencias correspondientes a la fuente de ^{252}Cf (Suministrada) y la obtenida por deconvolución (Ajustada).

Igualmente en las tablas VI.6 y VI.7, presentamos los valores de la tasa de dosis equivalente ambiental según la ICRP-21 o ICRP-60, así como los valores de los parámetros de ajuste utilizados por el programa de deconvolución. En la figura VI.1, presentamos los espectros suministrados y ajustados para la fuente de ^{252}Cf con indicación del valor del coeficientes r_s .

Tabla VI.5. Tasa de fluencia suministrada y ajustada en función de los intervalos de energía para el Californio 252

Intervalo de energía (MeV)	Tasa de fluencia (n/cm ² .s)	
	Suministrada	Ajustada
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	0	0
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	0	0
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$	$4,45 \cdot 10^{-4}$
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	$12,70 \cdot 10^{-3}$	$12,50 \cdot 10^{-3}$
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	$11,28 \cdot 10^{-2}$	$11,29 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	$16,81 \cdot 10^{-2}$	$16,88 \cdot 10^{-2}$
$E > 1$	$70,87 \cdot 10^{-2}$	$70,85 \cdot 10^{-2}$
Total	1,00	1,00

Tabla VI.6. Tasas de dosis equivalente ambiental para el espectro del Californio 252

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)	
	Suministrada	Ajustado
Según ICRP-21	1,24	1,24
Según ICRP-60	1,37	1,37

Tabla VI.7. Valores de los parámetros de ajuste del espectro del Californio 252

Valores de los parámetros						
α	β	δ	β'	b	P_F	P_T
0,5156	0,7106	-0,0360	-0,0155	-	-	-

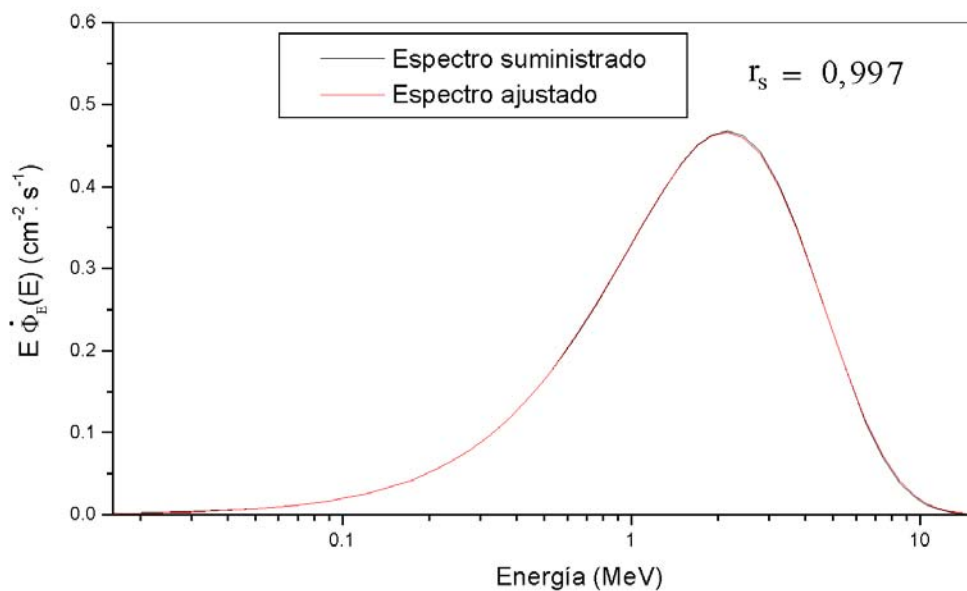


Figura VI.1.- Espectro suministrado y ajustado del Californio 252 con indicación del coeficiente r_s

A la vista de los resultados presentados podemos afirmar, que por lo que respecta a la fuente de ^{252}Cf , la deconvolución reproduce satisfactoriamente las tasas de fluencia de la fuente de prueba utilizada en todo el rango de energía. Por lo que respecta a la tasa de dosis equivalente ambiental, los valores se reproducen exactamente, cosa que no es sorprendente ya que la zona de fluencia térmica, tiene una menor repercusión en la dosis equivalente. El valor del coeficiente $r_s = 0,997$, confirma la buena reproducción del espectro que se observa en la figura

4.3.2. Californio 252 moderado con 15 cm de D₂O

En la tabla VI.8, presentamos en función de ciertos intervalos de energía las tasas de fluencias correspondientes a la fuente de ^{252}Cf moderado con 15 cm de D₂O (Suministrada) y la obtenida por deconvolución (Ajustada).

Igualmente en las tablas VI.9 y VI.10, presentamos los valores de la tasa de dosis equivalente ambiental según la ICRP-21 e ICRP-60, así como los valores de los parámetros de ajustes utilizados por el programa de deconvolución.

En la figura VI.2, presentamos los espectros para esta misma fuente y el valor del coeficiente r_s .

Tabla VI.8.- Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía para el Californio-252 moderado con 15 cm de D₂O

Intervalo de energía (MeV)	Tasa de fluencia (n/cm ² .s)	
	Suministrada	Ajustada
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	0	0
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	$19,00 \cdot 10^{-3}$	$20,00 \cdot 10^{-3}$
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	$44,71 \cdot 10^{-2}$	$42,85 \cdot 10^{-2}$
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	$17,00 \cdot 10^{-2}$	$17,65 \cdot 10^{-2}$
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	$7,81 \cdot 10^{-2}$	$9,47 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	$3,23 \cdot 10^{-2}$	$3,13 \cdot 10^{-2}$
$E > 1$	$13,85 \cdot 10^{-2}$	$13,59 \cdot 10^{-2}$
Total	$88,50 \cdot 10^{-2}$	$88,69 \cdot 10^{-2}$

Tabla VI.9. Tasa de dosis equivalente ambiental de los espectros del Californio 252 moderado con 15 cm de D₂O

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)	
	Suministrado	Ajustado
Según ICRP-21	0,30	0,30
Según ICRP-60	0,33	0,34

Tabla VI.10. Valores de los parámetros de ajuste del espectro del Californio 252 moderado con 15 cm de D₂O

Valor de los parámetros						
α	β	δ	β'	b	P _F	P _T
0,3543	0,4872	-0,0775	3,4886	0,1255	0,1999	-

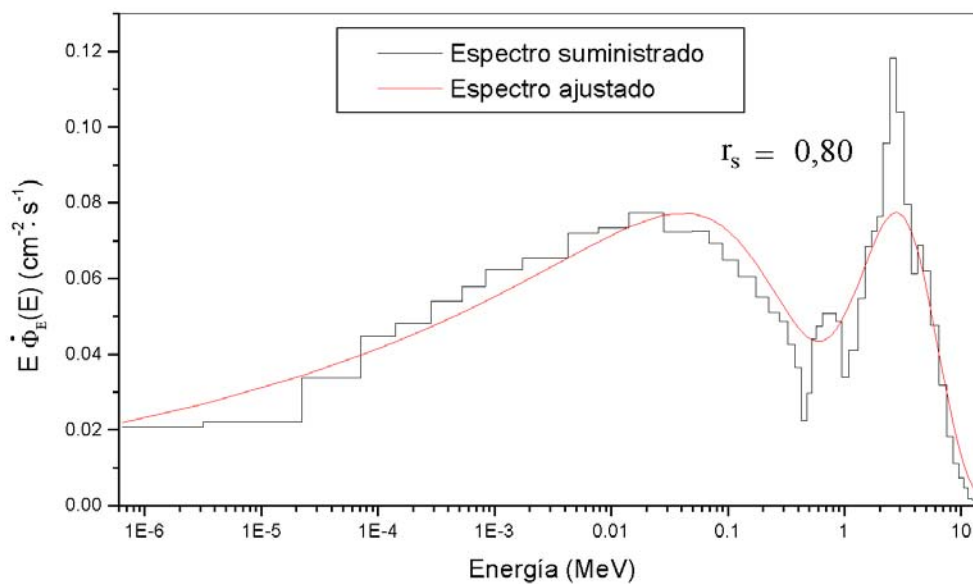


Figura VI.2. Espectro suministrado y ajustado del Californio 252 moderado con 15 cm de D₂O, con indicación del coeficiente r_s

A la vista de los resultados presentados podemos afirmar que en el caso de esta fuente, los valores de la tasa de fluencia se reproducen satisfactoriamente para los intervalos de energía considerados. No obstante en la figura VI.2, se observan algunas discrepancias, debidas a la imposibilidad de todos los códigos de deconvolución de reproducir convenientemente los espectros con ciertas discontinuidades. El valor del coeficiente $r_s=0,80$ pone en evidencia esta circunstancia, si bien podemos afirmar que el ajuste de ambos espectros es razonable.

Por lo que respecta a las tasas de dosis equivalente ambiental, los resultados son satisfactorios, con una incertidumbre del 3% en el caso del tasa de dosis equivalente ambiental calculada con los factores de conversión relativos a las recomendaciones del ICRP-60.

4.3.3. Fuente de Am-Be

En la tabla VI.11, presentamos en función de ciertos intervalos de energía las tasas de fluencias correspondientes a la fuente de Am-Be (Suministrada) y la obtenida por deconvolución (Ajustada).

Igualmente en las tablas VI.12 y VI.13, presentamos los valores de las tasas de dosis equivalente ambiental según la ICRP-21 e ICRP-60, así como los valores de los parámetros de ajustes utilizados por el programa de deconvolución.

En la figura VI.3. presentamos los espectros para esta misma fuente y el valor del coeficiente r_s .

Tabla VI.11. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía para el Am-Be

Intervalo de energía (MeV)	Tasa de fluencia (n/cm ² .s)	
	Suministrada	Ajustada
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	0	0
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	0	0
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	0	0
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	0	0
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	$4,78 \cdot 10^{-2}$	$5,71 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	$8,44 \cdot 10^{-2}$	$6,11 \cdot 10^{-2}$
$E > 1$	$86,81 \cdot 10^{-2}$	$87,86 \cdot 10^{-2}$
Total	1,00	$99,68 \cdot 10^{-2}$

Tabla VI.12. Tasa de dosis equivalente ambiental para el Am-Be

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ (μSv/h)	
	Suministrado	Ajustado
Según ICRP-21	1,37	1,37
Según ICRP-60	1,44	1,43

Tabla VI.13. Valores de los parámetros de ajuste del espectro del Am-Be

Valor de los parámetros						
α	β	δ	β'	b	P_F	P_T
1,9544	0,6087	0,1287	3,0965	1,1432	0,8957	-

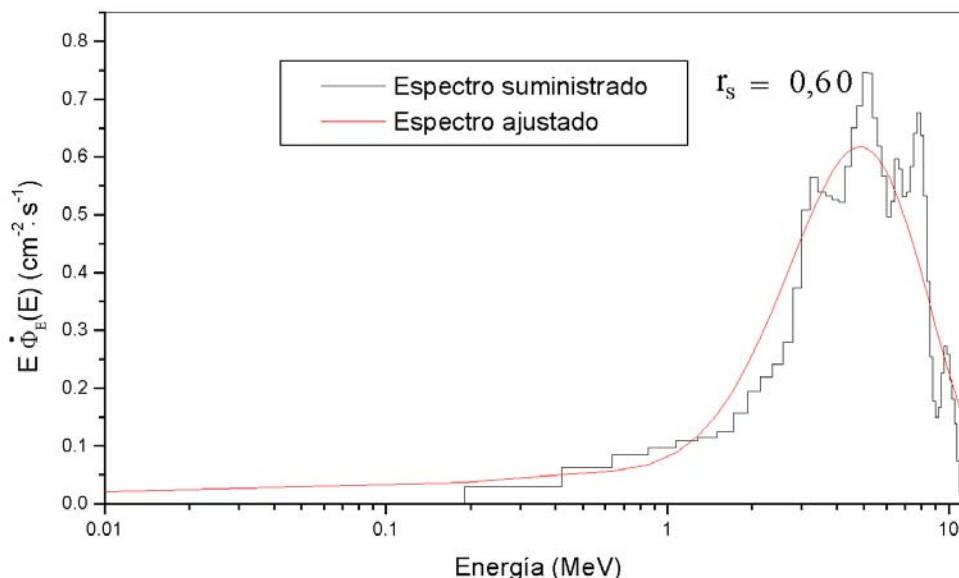


Figura VI.3. Espectro suministrado y ajustado de la fuente de Am-Be, con indicación del coeficiente r_s

A la vista de los resultados presentados podemos afirmar que en el caso de esta fuente, los valores de la tasa de fluencia se reproducen satisfactoriamente para los intervalos de energía considerados. Las discrepancias que se observan en la figura VI.3, son mayores que en el caso anterior ya que las discontinuidades del espectro en este caso son más importantes, cosa que refleja perfectamente el valor del coeficiente $r_s = 0,60$. No obstante podemos afirmar que estas discrepancias son las encontradas por el resto de autores cuando se refieren a esta fuente.

Por lo que respecta a las dosis equivalentes, los resultados son satisfactorios encontrando una incertidumbre inferior al 1%.

4.3.4. Fuente de Canel plus moderada con 10 cm de agua

En la tabla VI.14, presentamos en función de ciertos intervalos de energía las tasas de fluencias correspondientes a la fuente de Canel plus (Suministrada) y la obtenida por deconvolución (Ajustada).

Igualmente en las tablas VI.15 y VI.16, presentamos los valores de las tasas de dosis equivalente ambiental según la ICRP-21 e ICRP-60, así como los valores de los parámetros de ajustes utilizados por el programa de deconvolución.

En la figura VI.4. presentamos los espectros para esta misma fuente y el valor del coeficiente r_s .

Tabla VI.14. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía para el Canel plus moderado con 10 cm de agua

Intervalo de energía (MeV)	Tasa de fluencia (n/cm ² .s)	
	Suministrada	Ajustada
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	$50,34 \cdot 10^{-2}$	$50,78 \cdot 10^{-2}$
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	$1,88 \cdot 10^{-2}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	$22,76 \cdot 10^{-2}$	$23,00 \cdot 10^{-2}$
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	$10,68 \cdot 10^{-2}$	$10,63 \cdot 10^{-2}$
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	$7,71 \cdot 10^{-2}$	$7,59 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	$2,68 \cdot 10^{-2}$	$2,50 \cdot 10^{-2}$
$E > 1$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$1,31 \cdot 10^{-2}$
Total	$97,18 \cdot 10^{-2}$	$97,62 \cdot 10^{-2}$

Tabla VI.15. Tasa de dosis equivalente ambiental para el Canel plus moderado con 10 cm de agua

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ (μSv/h)	
	Suministrado	Ajustado
Según ICRP-21	0,11	0,11
Según ICRP-60	0,14	0,14

Tabla VI.16. Valores de los parámetros de ajuste del espectro del Canel plus moderado con 10 cm de agua

Valor de los parámetros						
α	β	δ	β'	b	P_F	P_T
0,0011	7,1888	-0,0016	0,7170	0,0414	0,0868	0,4651

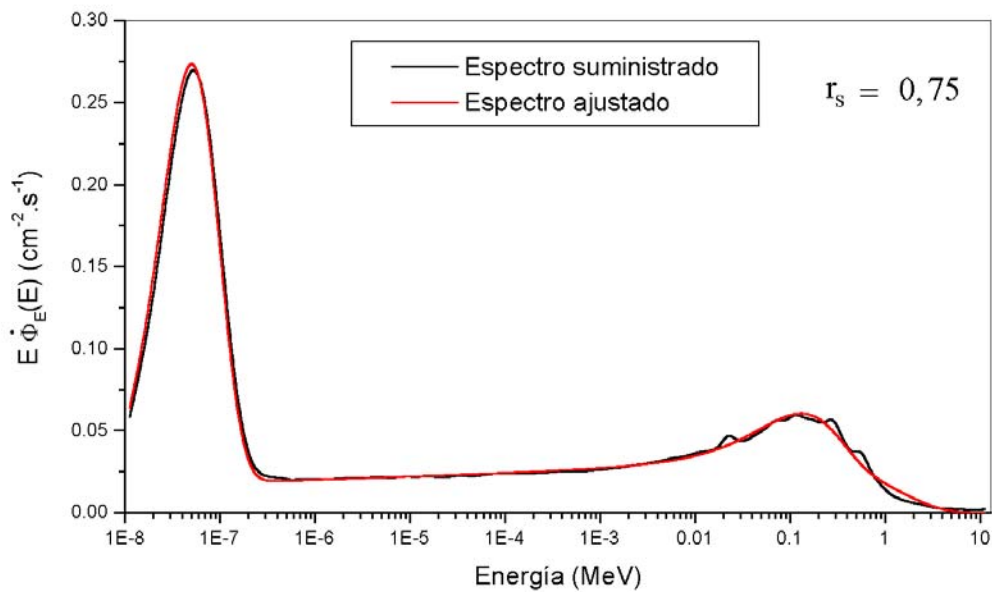


Figura VI.4. Espectro suministrado y ajustado de la fuente de Canel plus moderada con 10 cm de agua, con indicación del coeficiente r_s

A la vista de los resultados presentados podemos afirmar que para esta fuente, los valores de la tasa de fluencia se reproducen satisfactoriamente para los intervalos de energía considerados. Las discrepancias que se observan en la figura VI.4, son menores que en el caso anterior ya que las discontinuidades del espectro en este caso son menos importantes, cosa que refleja perfectamente el valor del coeficiente $r_s=0,75$.

Por lo que respecta a las tasas de dosis equivalentes, los resultados son muy satisfactorios con una incertidumbre inferior al 0.1%.

5. SENSIBILIDAD DE LA DECONVOLUCIÓN A LOS ERRORES EXPERIMENTALES

Para obtener información acerca de la precisión de los resultados espectrométricos y dosimétricos obtenidos por deconvolución, es importante poder cuantificar el efecto sobre estos resultados de una perturbación en las medidas realizadas. Ante la dificultad de poder establecer una relación analítica entre los resultados de la deconvolución y las incertidumbres de medida, el efecto de esta perturbación lo hemos realizado de la forma siguiente:

- Se elige un espectro neutrónico de referencia que se extienda sobre un gran rango de energía y que a su vez sea representativo de los espectros encontrados en el dominio de la radioprotección.
- Las tasas de recuento calculadas por la deconvolución de dicho espectro con las funciones respuesta de las esferas, se alteran asignándoles errores que corresponden a una estadística gaussiana.
- Las tasas de recuento modificadas se utilizan como valores de entrada para la deconvolución y los resultados obtenidos se comparan a los de referencia.

Este efecto ha sido estudiado para una incertidumbre del 6%, valor final que encontramos para nuestros valores experimentales (M_{dr}), de las medidas realizadas en el recinto de contención de la central Nuclear de Vandellós II. Se calcularon una decena de espectros y se compararon con el espectro de referencia, tal como muestra la figura VI.5.

La figura VI.6 presenta los cocientes entre las tasas de dosis equivalente ambiental y tasas de fluencia neutrónicas, calculadas a partir de los diez espectros y la del espectro patrón.

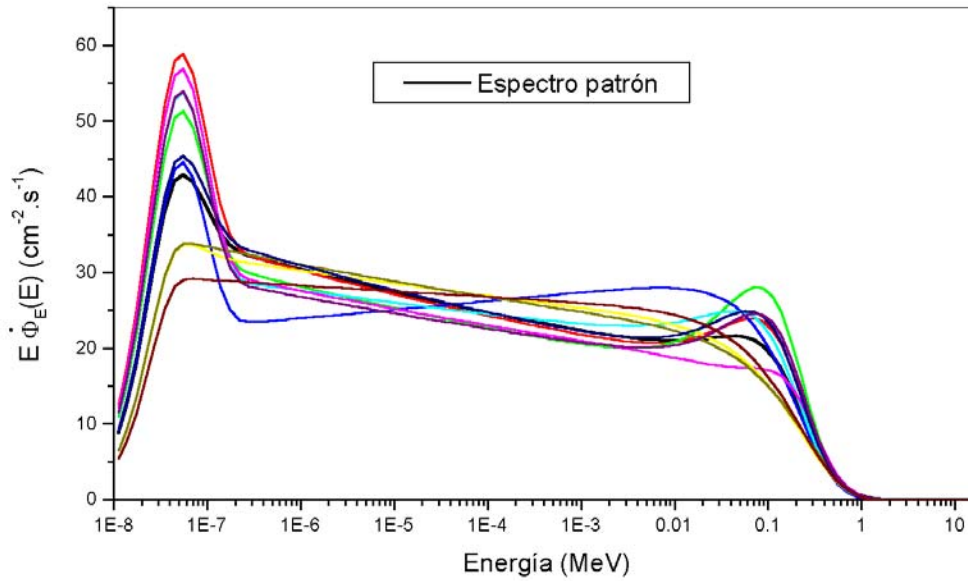


Figura VI.5. Sensibilidad del espectro deconvolucionado a una incertidumbre en la medida del 6%.

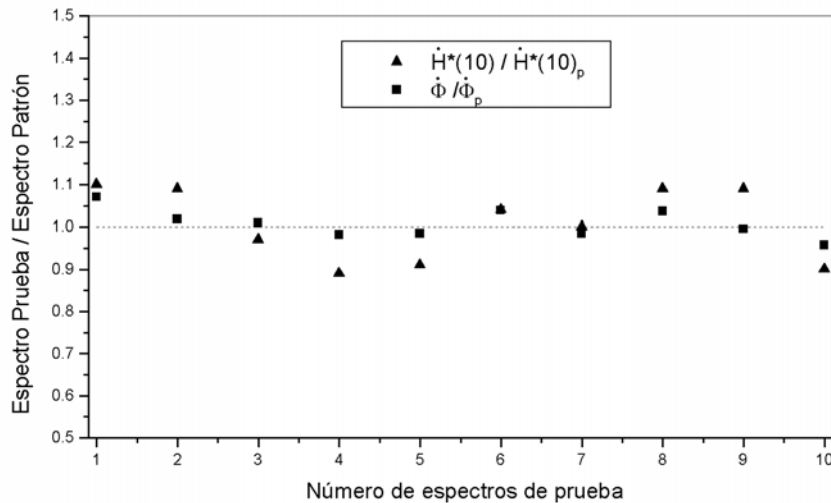


Figura VI.6. Sensibilidades de las tasas de dosis equivalente y tasas de fluencia total para una incertidumbre del 6% en las medidas realizadas

Los resultados de la comparación muestran que en el caso de una incertidumbre estadística del 6%, el efecto sobre el espectro calculado comienza a notarse y la variación que presenta la tasa de dosis equivalente no supera el $\pm 10\%$. Por lo que respecta a la tasa de fluencia total del espectro esta variación es del $\pm 2\%$.

Estos resultados indican las bandas de errores sobre, tasa de fluencia total y tasa de dosis equivalente ambiental que hay que tomar cuando se efectúa una deconvolución de las medidas realizadas. Tenemos que hacer notar que todas nuestras medidas se han realizado con un tiempo de adquisición que entrañaba unas incertidumbres estadísticas inferiores al 1%. Este valor es mucho menor que el del 6% finalmente encontrado, como consecuencia del procedimiento empleado para obtener los valores de las medidas correspondientes a cada una de las esferas y que se utilizan para realizar la deconvolución del espectro neutrónico estudiado.

6. SENSIBILIDAD DE LA DECONVOLUCIÓN AL NÚMERO DE ESFERAS UTILIZADAS

Dado que las funciones respuesta de un sistema multiesferas se superponen de manera bien notable y que los vectores componentes de la matriz respuesta no son linealmente independientes, parece justificado suponer si ciertas esferas no suministran una información redundante. Para abordar este problema hemos procedido a estudiar de que manera es afectado el espectro deconvolucionado y que regiones del mismo se ven afectadas, cuando se ignora las informaciones dadas por algunas esferas.

En la figura VI.7, presentamos la importancia de la información dada por las esferas recubiertas de cadmio en la región térmica y en la frontera de la zona térmica y epitérmica, en comparación al espectro obtenido utilizando únicamente las esferas sin cadmio. Igualmente observando los espectros calculados utilizando diferentes combinaciones de esferas, en comparación al espectro obtenido utilizando todas, se puede afirmar que se puede elegir un número de esferas reducido pero con sensibilidades que cubran todo el dominio de energía de interés y obtener un resultado de la deconvolución que no es muy afectado. Por razones del método empleado en nuestro programa el número de esferas utilizadas no es conveniente que sea inferior al número de estimaciones paramétricas realizadas.

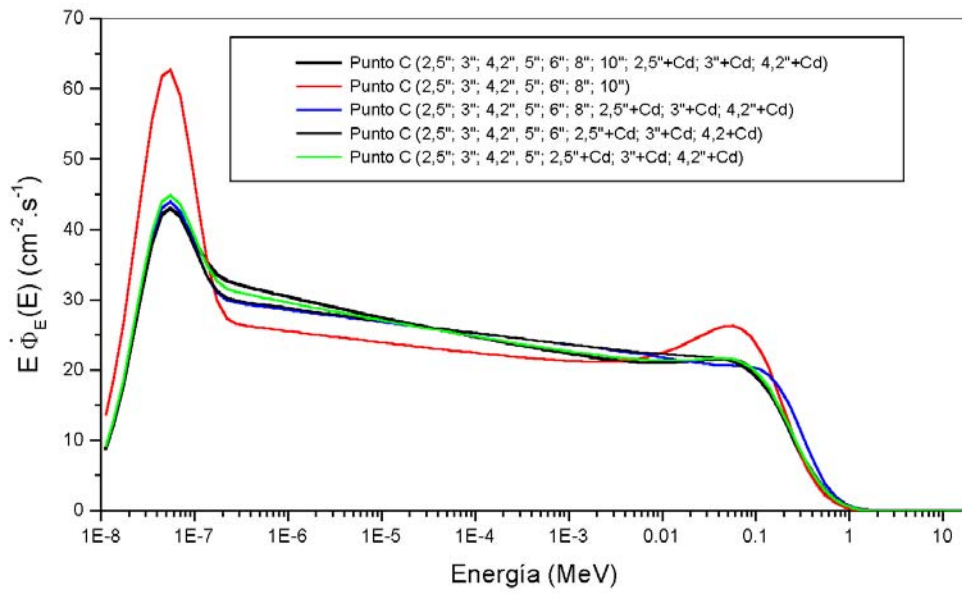


Figura VI.7. Sensibilidad del espectro neutrónico al número de esferas

CAPÍTULO VII

RESULTADOS DE LAS MEDIDAS EFECTUADAS EN EL RECINTO DE CONTENCIÓN DE LA CENTRAL NUCLEAR DE VANDELLÒS II

1. INTRODUCCIÓN

Este capítulo presenta las medidas realizadas en la Central Nuclear Vandellòs II (CNV II) y que han tenido por objetivo caracterizar los campos de radiación en los lugares accesibles al personal en el edificio de contención de dicha central. La tabla VII.1 presenta algunas características de la CNV II.

Tabla VII.1. Algunas características de la Central Nuclear Vandellòs II

Tipo de Reactor	Westinghouse de agua a presión
Potencia	1086 MWe
Inicio de operación	08/03/1988

Los resultados que presentamos corresponden a tres campañas de medidas realizadas durante los años 1999 y 2000 respectivamente.

2. PRIMERA CAMPAÑA

2.1. Puntos seleccionados

Como paso previo a las campañas de medida, se consideró oportuno realizar un conjunto de medidas previas en el recinto de contención, utilizando monitores portátiles de neutrones al mismo tiempo que un dosímetro electrónico para radiación gamma, con el fin de seleccionar los puntos de interés y conocer las dificultades técnicas que dichos puntos podían plantear a la hora de realizar las medidas con el equipo de multiesferas.

Los puntos fueron seleccionados atendiendo las indicaciones del Servicio de Protección Radiológica de la Central y considerando igualmente las dificultades técnicas que dichos puntos podían plantear.

En este apartado se presentan también los resultados correspondientes a dichas medidas, para las cuales contamos con la colaboración de un equipo francés que se desplazó del IPSN de Cadarache (Francia) para realizar conjuntamente estas medidas.

Los monitores de neutrones utilizados fueron el modelo de Harwell de esfera de 2 pulgadas y el Dineutron de esferas de 2,5 y 4,2 pulgadas respectivamente. Para realizar un control de la dosimetría gamma se utilizó un dosímetro electrónico desarrollado por el IPSN (Dosicard). Todos los instrumentos pertenecían al equipo francés y su elección en lugar de los monitores disponibles en la Central, se debió al echo de que habían sido calibrados recientemente.

Las medidas se realizaron en las cotas (elevaciones) 114,5, 108,0 y 100,0 respectivamente.

En la figura VII.1, presentamos un esquema de las elevaciones donde se realizaron las medidas. La forma de proceder consistió en realizar en cada una de las tres elevaciones, las lecturas con los monitores en los puntos que se consideraban de interés y que no presentaban dificultades técnicas importantes.

En cada uno de los puntos de medida, los instrumentos utilizados se colocaban uno a continuación del otro exactamente en la misma posición y teniendo en cuenta para cada uno de ellos su correcta utilización. Las medidas se realizaron a una altura sobre el suelo de aproximadamente 1 m.

Una vez realizadas las medidas en el punto se marcaba en el suelo su posición con un número, con el fin de poderlo encontrar fácilmente el día de realizar las medidas con el equipo de multiesferas.

En las figuras VII.2, VII.3 y VII.4, presentamos la situación de los puntos en los que se realizaron las medidas correspondientes a las tres elevaciones.

Los puntos de medida que aparecen en las figuras VII.2, VII.3 y VII.4 corresponden a las medidas realizadas durante las tres campañas. Se ha optado incluirlos en dichas figuras para dar una referencia única de la situación de estos puntos en las elevaciones del edificio de contención de la Central Nuclear Vandellòs II.

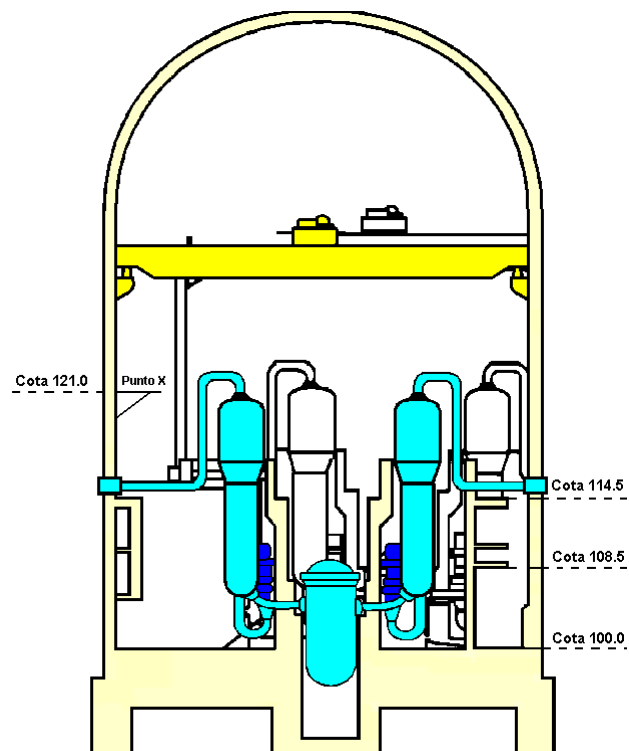


Figura VII.1. Esquema de las elevaciones del recinto de contención de la Central Nuclear de Vandellòs II

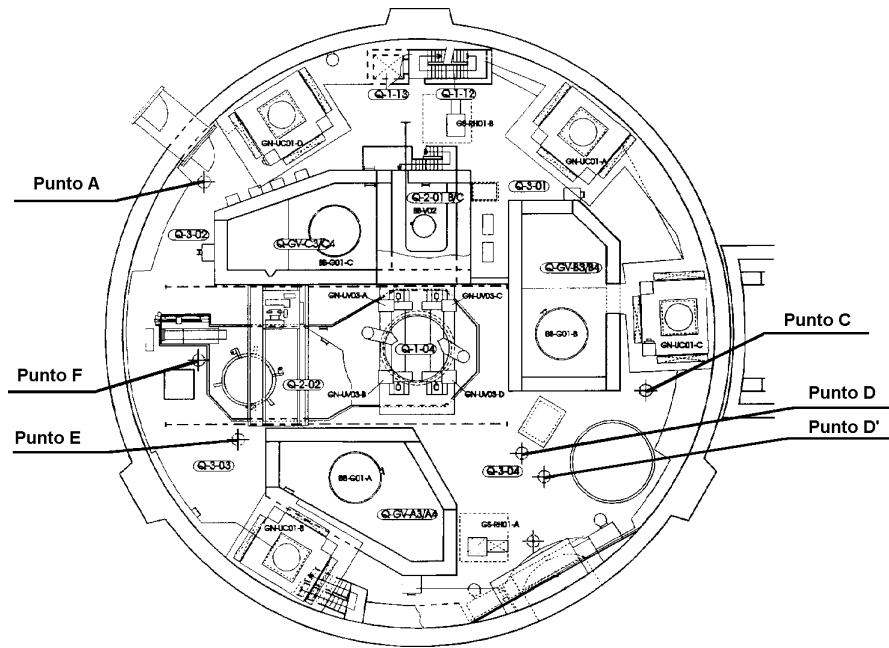


Figura VII.2. Situación de los puntos de medida en la elevación 114,5

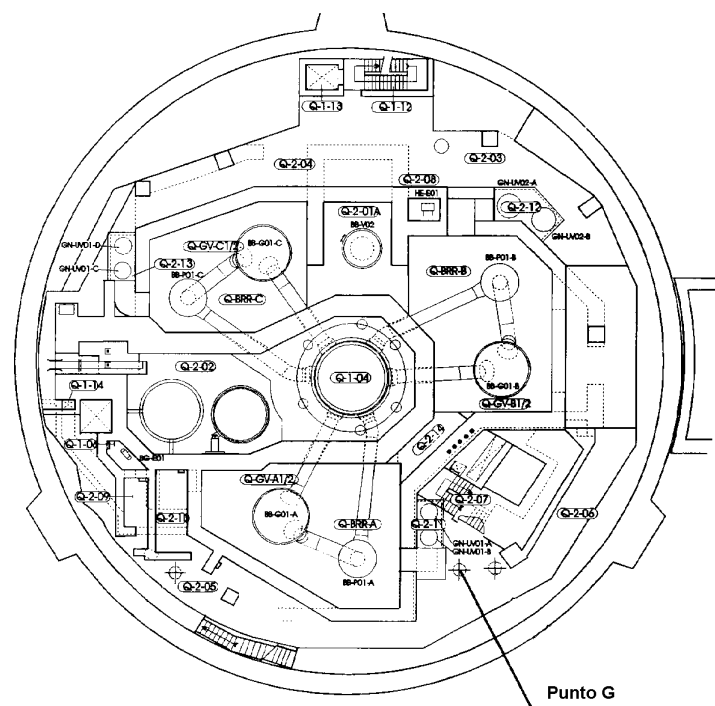


Figura VII.3. Situación del punto de medida en la elevación 108.0

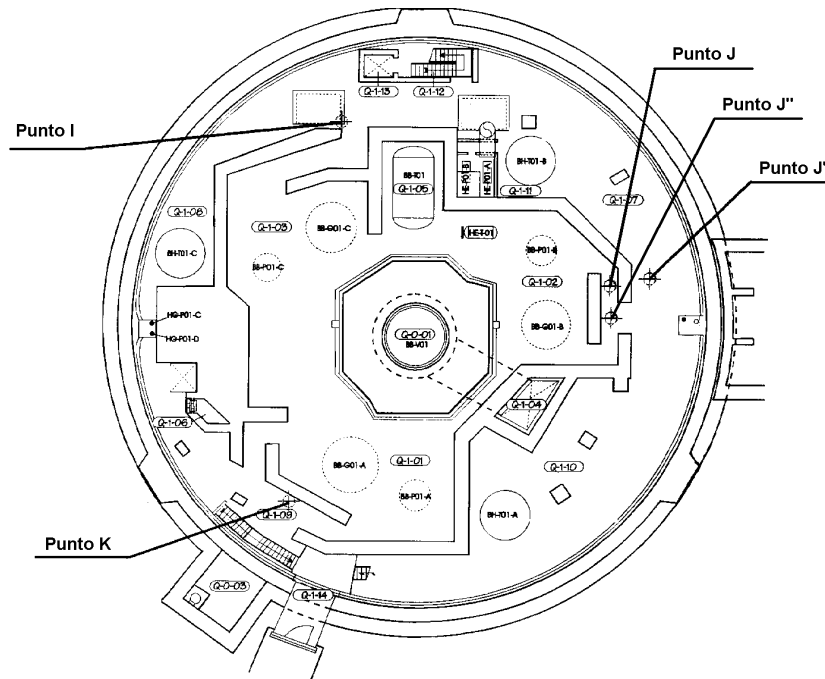


Figura VII.4. Situación de los puntos de medida en la elevación 100,0

2.2. Resultados obtenidos

En la tabla VII.2, presentamos los resultados obtenidos con los monitores utilizados para los 10 puntos en los que se realizaron las medidas, así como el cociente entre las mismas para los tres monitores. En el caso del monitor Harwell, para considerar el efecto de rebote del cuerpo y debido a la geometría del monitor, el equipo francés consideró oportuno realizar dos medidas del mismo punto girando el monitor 180° con respecto a la primera. Como medida representativa de dicho monitor para cada punto, se tomó el valor medio de las dos medidas correspondiente a cada punto. Para el monitor Dineutron, al incluir dos esferas de 2,5" y 4,2" con dos detectores de ^3He , se consideró oportuno realizar una sola medida.

Tabla VII.2. Resultados de las medidas realizadas de las tasas de dosis equivalente ambiental neutrónica y gamma en los 10 puntos del recinto de contención de la Central Nuclear de Vandellós II para los tres monitores utilizados

Punto de medida	Harwell	Dineutron	Harwell / Dineutron	Dosicard	Harwell / Dosicard (n/γ)
	[H*(10)] _n (μSv/h)			[H*(10)] _γ (μSv/h)	
A	120	80	1,5	10	12
C	85	60	1,4	12	7
D	460	430	1,1	57	8
E	740	550	1,3	80	9
F	460	350	1,3	52	9
G	220	140	1,6	17	13
I	325	210	1,5	400	1
J	470	380	1,2	190	2
K	220	170	1,3	150	1
X	140	80	1,8	10	14

Como se puede apreciar en la tabla VII.3, el Dineutron permite conocer las cuentas por segundo de las esferas 2,5” y 4,2” respectivamente. El cociente entre ambos valores (I_t), nos suministra una cierta información sobre el índice de termalización del espectro en el punto de medida.

Tabla VII.3. Resultados de las medidas realizadas por el monitor Dineutron en los 10 puntos del recinto de contención de la Central Nuclear de Vandellós II

Punto de medida	Dineutron		
	2.5"	4.2"	$I_t(2.5'' / 4.2'')$
	c p s		
A	166	167	0,99
C	132	127	1,04
D	600	680	0,88
E	850	940	0,90
F	550	610	0,90
G	355	277	1,28
I	439	406	1,08
J	925	768	1,20
K	409	339	1,21
X	137	136	1,01

A la vista de los resultados de estas dos tablas y teniendo en cuenta que para los valores de la tasa de dosis equivalente ambiental, los equipos estaban calibrados utilizando los factores de conversión dados por la ICRP-21, podemos realizar una agrupación de los puntos atendiendo a:

- Los valores obtenidos por el monitor Harwell y Dineutron:

$[\dot{H}^*(10)]_n$ ($\mu\text{Sv/h}$)	Harwell
$50 < \dot{H}^*(10) < 150$	A C X
$150 < \dot{H}^*(10) < 250$	G K
$\dot{H}^*(10) > 250$	D E F I J

$[\dot{H}^*(10)]_n (\mu\text{Sv/h})$	Dineutron
$50 < \dot{H}^*(10) < 150$	A C G X
$150 < \dot{H}^*(10) < 250$	I K
$\dot{H}^*(10) > 250$	D E F J

- Al cociente entre las medidas obtenidas por el Dineutron en cuentas por segundo para las esferas de 2,5 y 4,2 pulgadas:

Índice $I_t (2.5'' / 4.2'')$	
$I_t < 1$	A D E F
$1 < I_t < 1.2$	C I X
$I_t > 1.2$	G J K

- A los valores obtenidos por Dosicard para la tasa de dosis equivalente ambiental gamma:

$[\dot{H}^*(10)]_\gamma (\mu\text{Sv/h})$	Dosicard
$\dot{H}^*(10) < 50$	A C G X
$50 < \dot{H}^*(10) < 150$	D E F
$\dot{H}^*(10) > 150$	I J K

- Al cociente entre los valores dados por los monitores Harwell y Dosicard:

Relación n / γ (Harwell / Dosicard)	
$n / \gamma > 10$	A G X
$5 < n / \gamma < 10$	C D E F
$n / \gamma < 5$	I J K

A la vista de las agrupaciones obtenidas anteriormente podemos clasificar los puntos medidos en tres familias:

1) A C X
2) G I J K
3) D E F

2.3. Elección de los puntos para medir los espectros

Una vez realizada esta primera campaña y a la vista de los resultados obtenidos, los puntos para medir los espectros con nuestro sistema multiesferas, se han seleccionado basándonos en los criterios siguientes:

- Obtener muestras de diferentes tipos de espectros neutrónicos de la central, en los lugares de interés para la dosimetría personal.
- Asegurar una precisión estadística razonable de los resultados considerando la estancia en la zona de permanencia limitada.
- Asegurar un acceso fácil desde un punto de vista logístico y radiológico para la instalación de los equipos y el cambio de las esferas. La medida completa de un punto implica el cambio de 13 configuraciones geométricas con las esferas (con un peso de hasta 14 Kg para la esfera de 12", que se debe colocar con sumo cuidado encima del detector de ^3He por dos personas).

Por lo tanto hemos escogido un punto de cada familia para realizar las medidas con las 13 configuraciones y para los restantes puntos se han realizado medidas con solo tres configuraciones geométricas (método de las tres esferas).

Estos criterios nos han obligado a eliminar los puntos X y G por su difícil su acceso y viabilidad logística.

El punto D presenta un gran interés para la medida del espectro neutrónico debido a su proximidad al reactor, una condición que también presentan los puntos E y F, si bien en estos dos puntos, las recomendaciones del Servicio de Protección Radiológica de la central en cuanto a los tiempos de permanencia en ellas, hacían inviables su medida para las trece configuraciones.

El segundo criterio implicaría la elección de los puntos en donde la tasa de dosis equivalente ambiental es relativamente alta, los que es contradictorio con el interés presentado para las zonas donde el personal trabaja frecuentemente y donde dichas tasas son más bajas (caso del punto A y el punto C).

2.4. Conclusiones de la primera campaña

Como conclusión y teniendo en cuenta las dificultades técnicas de los 10 puntos de medida y los tiempos de adquisición que serían necesarios, se ha propuesto el siguiente conjunto de medidas a la hora de realizarlas con el equipo multiesferas:

- Una medida con el conjunto completo de configuraciones sobre un punto de cada familia:

	$[\dot{H}^*(10)]_n$ ($\mu\text{Sv/h}$)	I_t	$[\dot{H}^*(10)]_r$ ($\mu\text{Sv/h}$)	n / γ
Punto A	100	0,99	10	12
Punto K	195	1,21	150	1
Punto D	445	0,88	57	8

- Una medida con tres configuraciones (esferas de 2.5, 4.2 y 10 pulgadas) para los puntos:

C de la primera familia
E y F de la segunda familia y
I y J de la tercera familia

3. SEGUNDA Y TERCERA CAMPAÑA

La segunda campaña de medida en la C. N. Vandellòs II se realizó del 22 al 26 de noviembre de 1999 sobre un total de ocho puntos distribuidos. En esta campaña también realizaron medidas sobre los mismos puntos, el equipo de espectrometría neutrónica de Cadarache (Francia), con el fin de ayudarnos dada su gran experiencia en este campo y al mismo tiempo poder de esta manera realizar en su día una intercomparación entre ambos sistemas y procedimiento de deconvolución.

3.1. Los puntos de medida

Los puntos en un total de 8, fueron escogidos como ya hemos indicado, atendiendo por un lado a las indicaciones del Servicio de Protección Radiológica y al mismo tiempo a un conjunto de medidas previas que se hicieron en la primera campaña, con objeto de tener una idea de los tiempos de irradiación necesarios. Para conseguir una incertidumbre estadística inferior al 1%, se eligió para cada esfera un tiempo de adquisición adecuado y se realizaron un total de cinco medidas por esfera. Para conseguir una mejor estimación de la componente de neutrones térmicos, se realizaron además medidas con las esferas de pequeño diámetro recubiertas de cadmio. Durante todo el tiempo de adquisición correspondiente a cada esfera, se realizó un control de la potencia neutrónica del reactor mediante un monitor de las mismas características que el sistema empleado (detector + esfera de 4,2”), con objeto de poder evaluar las posibles fluctuaciones de la misma y realizar en su caso las correcciones pertinentes (Figura VII.5).

La forma de operar consistía en situar el detector en el punto seleccionado y el monitor lo más próximo posible al reactor en ese punto y siempre a una distancia del detector lo suficiente para impedir cualquier tipo de perturbación en las medidas.



Figura VII.5. Aspecto del montaje del detector y monitor utilizado para la medida de uno de los puntos seleccionados

Una vez colocados ambos sistemas se alimentaban y después de un periodo de calentamiento de 30 minutos, se colocaba la esfera de 2,5'' en el detector y se efectuaba un recuento para un tiempo de 100 s. A continuación se realizaba lo mismo con la esfera de 12''. Los resultados de ambas medidas nos permiten elegir un tiempo de recuento que diese lugar a una incertidumbre estadística en la medida a ser posible inferior al 1%. Una vez fijado este tiempo de recuento, se realizaba un total de cinco medidas para cada una de las 11 configuraciones (cinco esferas y cada una de las esferas de 2,5'', 3'' y 4,2'' con y sin cadmio). En el caso de un tiempo de recuento de 100 s, teniendo en cuenta los cambios de las esferas y recuentos previos, se necesita aproximadamente 3 horas para medir un punto con una configuración completa. Conviene resaltar que a este tiempo hay que añadir el de la instalación de ambos sistemas con el tendido de las conexiones necesarias desde el lugar de medida al de permanencia de los operadores y la recogida de todo el montaje para cambiar de punto, lo que supone un mínimo de unas cuatro horas de permanencia en el recinto de contención por punto de medida en configuración completa y para un tiempo de recuento de 100 s.

En la tabla VII.4, presentamos a título de ejemplo los resultados de las medidas correspondientes al punto A, así como los valores finales correspondientes a dicho punto para el conjunto de las esferas utilizadas, después de tener en cuenta los valores del monitor y el conjunto de operaciones que fueron ya descritas en el apartado correspondiente a las medidas realizadas con fuentes calibradas y haces monoenergéticos de neutrones (Capítulo IV).

La tercera campaña de medidas en la C.N. de Vandellòs II se realizó del 20 al 24 de noviembre de del 2000, sobre un total de seis puntos distribuidos tal como ya se indicó anteriormente. A continuación pasamos a detallar los resultados obtenidos en ambas campañas.

3.2. Espectros neutrónicos y tasas de dosis equivalente ambiental

Las tablas y figuras que presentamos a continuación muestran para cada uno de los puntos, los resultados de las medidas efectuadas, las fluencias y tasas de dosis equivalentes obtenidas mediante el proceso de deconvolución y el espectro neutrónico correspondiente. En dichos puntos se realizaron medidas con el conjunto total de las esferas considerando las que estaban recubiertas de Cd (2,5", 3", y 4,2").

3.2.1. Resultados de las medidas del punto A

Este punto fue medido en ambas campañas. No se tuvo en cuenta la medida de la esfera de 12" en el proceso de la deconvolución, por presentar esta esfera un resultado que considerábamos anómalo, después de efectuar las pruebas que se realizan sobre el conjunto de medida y que fueron mencionadas en el apartado 3.5 del capítulo VI.

Tabla VII.4. Valores de las medidas correspondientes al punto A

Punto A			
Media Monitor.	F.C		
44744	0,85		
Monitor	Detector	(Detec./ Monit.) xMedia Monit.xF.C	
44770	23158	19673	
45100	23187	19553	
2.5"	45010	19611	197
	44591	19893	
	45075	19727	
	44851	22117	
	44650	22386	
3"	44680	22259	223
	44720	22290	
	44702	22353	
	45182	23189	
	44953	23332	
4.2"	45160	23184	233
	45150	23222	
	45190	23186	
	44770	20634	
	44737	20401	
5"	44750	20408	205
	44760	20412	
	44289	20731	
	44617	15496	
	44292	15716	
6"	44310	15621	156
	44500	15546	
	43906	15694	
	44636	8183	
	44530	8167	
8"	44590	8181	82
	44610	8176	
	44685	8248	
	44951	3195	
	44639	3149	
10"	44685	3227	32
	44506	3162	
	43979	3344	
	44550	1247	
	44461	1317	
12"	44561	1291	13
	44530	1234	
	44490	1265	
	45149	13790	
	45155	13796	
2.5"/Cd	45096	13873	138
	45110	13717	
	45102	13703	
	45077	17317	
	44542	17266	
3"/Cd	45100	17355	174
	44810	17408	
	44552	17447	
	44988	19377	
	44698	19653	
4.2"/Cd	44750	19645	195
	44810	19699	
	44847	19842	

Tabla VII.5. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de esferas en el punto A, para la segunda campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	197 ± 12	196
3"	223 ± 13	229
4.2"	233 ± 14	236
5"	205 ± 12	205
6"	156 ± 9	156
8"	82 ± 5	76
10"	32 ± 2	34
2,5" + Cd	138 ± 8	137
3" + Cd	174 ± 10	178
4,2" + Cd	195 ± 12	197

Tabla VII.6. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de esferas en el punto A, para la tercera campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2,5"	197 ± 12	197
3"	225 ± 13	230
4,2"	236 ± 14	236
5"	200 ± 15	204
6"	158 ± 9	155
8"	79 ± 5	76
10"	33 ± 2	34
2,5" + Cd	138 ± 8	134
3" + Cd	172 ± 10	171
4,2" + Cd	191 ± 11	194

Los valores presentados en ambas tablas son muy similares, lo que nos sugiere considerar para el punto A, una ausencia de cambio en el espectro de dicho punto durante el tiempo transcurrido entre ambas campañas (un año). Como veremos a continuación en el apartado 4.2, esta afirmación se puede considerar correcta.

Tabla VII.7. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto A, para la segunda campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0,5 \cdot 10^{-6}$	148
$0,5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	27
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	327
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	78
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	35
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	2
$E > 1$	0
Total	617

Tabla VII.8. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto A, para la tercera campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0,5 \cdot 10^{-6}$	164
$0,5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	26
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	320
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	82
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	32
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	2
$E > 1$	0
Total	626

Los resultados de las fluencias muestran en ambos casos, una componente térmica y epitérmica importante, con una contribución de neutrones rápidos inferior al 20% del total del espectro. Igualmente se confirma de nuevo la similitud de ambos espectros.

Tabla VII.9. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto A, para la segunda campaña de medidas, según ICRP-21 y ICRP -60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	42
Según ICRP-60	53

Tabla VII.10. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto A, para la tercera campaña de medidas, según ICRP-21 y ICRP -60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	41
Según ICRP-60	51

De nuevo los resultados correspondientes a las dosis equivalentes confirman que no existen para este punto A, diferencias significativas (inferiores al 4%), entre ambas campañas de medidas.

La figura VII.6, muestra la similitud e igualdad para el punto A, de los espectros correspondientes a las dos campañas de medidas, confirmando lo anteriormente mencionado a tal respecto. Estos espectros están en buen acuerdo con los obtenidos por (Drake, 1998), para puntos de semejantes características en la Central Nuclear de Ringhals en Suecia.

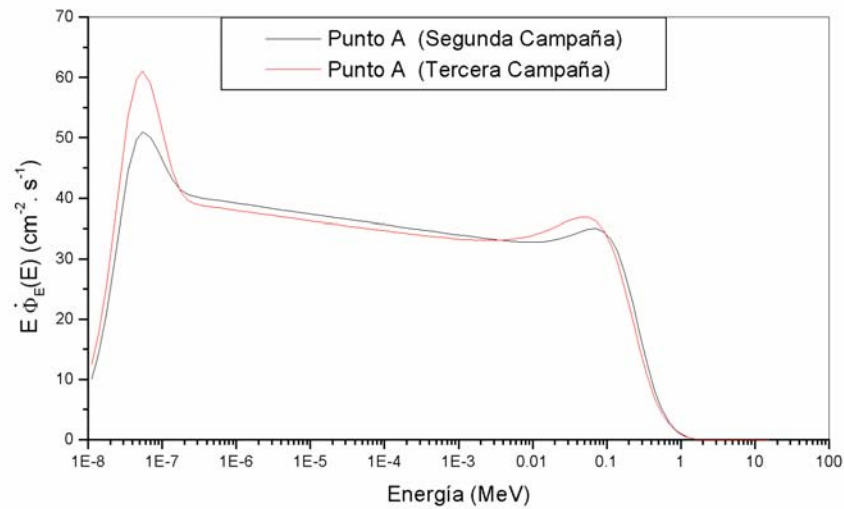


Figura VII.6. Espectros del punto A correspondientes a la segunda y tercera campaña de medidas

3.2.2. Resultados de las medidas del punto D y el punto D'

Al no encontrar la marca del punto D de la segunda campaña, a la hora de realizar la tercera campaña, la posición de este punto para esta última campaña se realizó de forma aproximada y se le denominó D'. Después del análisis a posteriori de algunas fotos del punto D, realizado con posterioridad a las medidas, se pudo concluir que el punto D' se encontraba a 30 cm del punto D. En esta deconvolución, tampoco se tuvo cuenta la esfera de 12" en el proceso de deconvolución, por las mismas consideraciones citadas para el punto A.

Tabla VII.11. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de las esferas en el punto D, para la segunda campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	601 ± 35	601
3"	699 ± 41	712
4.2"	735 ± 43	749
5"	663 ± 39	658
6"	521 ± 31	506
8"	267 ± 16	252
10"	108 ± 6	114
2.5" + Cd	426 ± 25	413
3" + Cd	536 ± 32	535
4.2" + Cd	622 ± 37	626

Tabla VII.12. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de las esferas en el punto D', para la tercera campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	526 ± 31	524
3"	606 ± 36	624
4.2"	644 ± 38	662
5"	585 ± 34	584
6"	457 ± 27	451
8"	233 ± 14	226
10"	99 ± 6	103
2.5" + Cd	371 ± 22	359
3" + Cd	465 ± 27	469
4.2" + Cd	540 ± 32	555

Los valores presentados en ambas tablas difieren en un 13%, lo que pone en evidencia algo ya conocido: la gran dependencia del espectro obtenido con el punto de medida para una misma zona.

Tabla VII.13. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto D, para la segunda campaña de medidas.

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	495
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	73
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	974
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	300
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	134
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	7
$E > 1$	1
Total	1984

Tabla VII.14. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto D', para la tercera campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	448
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	56
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	873
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	246
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	128
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	10
$E > 1$	1
Total	1762

Los resultados de las fluencias muestran en ambos casos, una componente térmica y epitérmica importante, con una contribución de neutrones rápidos del 22% del total del espectro. Igualmente se confirma de nuevo las diferentes posiciones de los puntos D y D'.

Tabla VII.15. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto D, para la segunda campaña, según ICRP-21 y ICRP -60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	149
Según ICRP-60	188

Tabla VII.16. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto D', para la tercera campaña, según ICRP-21 y ICRP -60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	140
Según ICRP-60	177

Los resultados correspondientes a las dosis equivalentes para ambas campañas son muy parecidos, las diferencias son inferiores al 6%, entre ambas campañas de medidas, lo que se justifica si se tiene en cuenta que la variación entre ambos espectros tiene lugar en la zona térmica y epitérmica, zonas que tienen menos repercusión en la estimación de la dosis equivalentes. La figura VII.7, muestra los espectros de los puntos D y D', correspondientes a las campañas de medidas, confirmando lo anteriormente mencionado para ambos puntos.

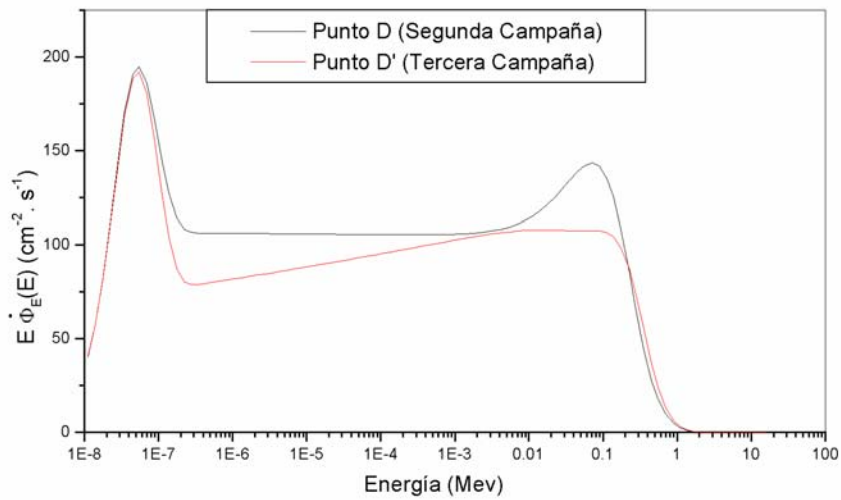


Figura VII.7. Espectros de los puntos D y D' correspondientes a la segunda y tercera campañas de medidas

3.2.3. Resultados de las medidas del punto C

Este punto fue el mismo en ambas campañas, al poder encontrar la referencia del mismo, si bien en la segunda campaña, únicamente se realizaron medidas con tres esferas, por lo que no fue posible obtener el espectro en dicha campaña. En la tercera campaña se realizaron medidas con todas las esferas, con el fin de poder estimar la incertidumbre asociada al procedimiento utilizado para obtener las dosis equivalente mediante el método de las tres esferas, al compararlo con el procedimiento que utiliza todas las esferas.

Tabla VII.17. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de las esferas en el punto C, para la tercera campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	144 ± 8	144
3"	162 ± 10	166
4.2"	163 ± 10	165
5"	143 ± 8	141
6"	109 ± 6	106
8"	53 ± 3	51
10"	22 ± 1	23
2.5" + Cd	99 ± 6	96
3" + Cd	121 ± 7	120
4.2" + Cd	133 ± 8	133

Tabla VII.18. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto C, para la tercera campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	123
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	21
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	229
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	49
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	19
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	1
$E > 1$	0
Total	442

A la vista de los resultados presentados, podemos afirmar que el espectro es bastante termalizado con una componente de neutrones rápidos inferior al 16%, tal como se pone de manifiesto en la figura VII.8.

Tabla VII.19. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto C, para la tercera campaña de medidas, según ICRP-21 y ICRP –60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	26
Según ICRP-60	33

Si comparamos el valor de la dosis equivalente de 33 $\mu\text{Sv/h}$, con el obtenido en la segunda campaña por el método de las tres esferas de 32 $\mu\text{Sv/h}$, podemos afirmar si aceptamos que no existe variación del espectro entre ambas campañas de medidas, que la incertidumbre asociada a la estimación de la tasa de dosis equivalente para este punto por este procedimiento aproximado, es del 1%, valor muy inferior al encontrado para los espectros termalizados utilizados para la validación de nuestro código de deconvolución (Capítulo VI).

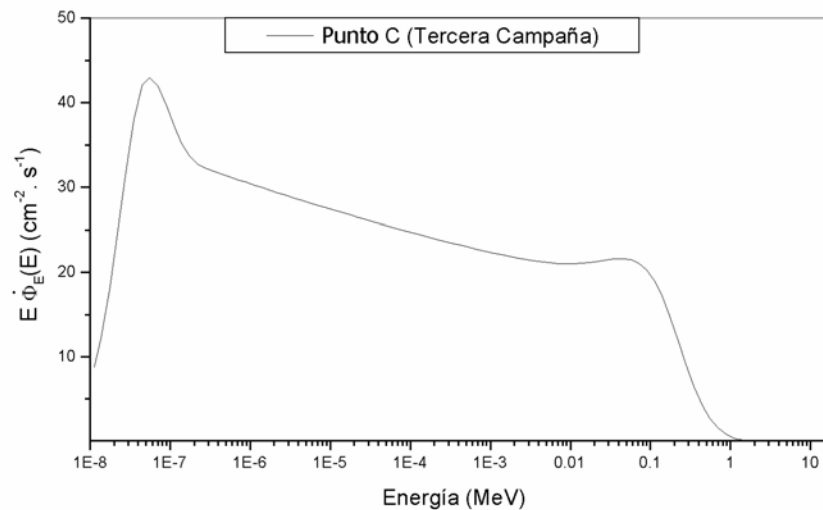


Figura VII.8. Espectro correspondiente al punto C, de la tercera campaña de medidas

3.2.4. Resultados de las medidas del punto J'

Este punto no fue medido en la segunda campaña y en la tercera fue medido con el total de las esferas.

Tabla VII.20. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de las esferas en el punto J', para la tercera campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	125 ± 8	130
3"	133 ± 8	134
4.2"	124 ± 7	117
5"	108 ± 7	98
6"	78 ± 5	73
8"	36 ± 2	35
10"	15 ± 1	16
2.5" + Cd	35 ± 2	33
3" + Cd	41 ± 2	44
4.2" + Cd	-	-

Tabla VII.21. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto J', para la tercera campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	295
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	10
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	53
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	53
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	25
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	0
$E > 1$	0
Total	436

Los valores presentados confirman un espectro bastante termalizado con una contribución de neutrones rápidos del 18%, tal como se observa en la figura VII.9.

Tabla VII.22. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto J' para la tercera campaña de medidas, según ICRP-21 y ICRP -60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	29
Según ICRP-60	37

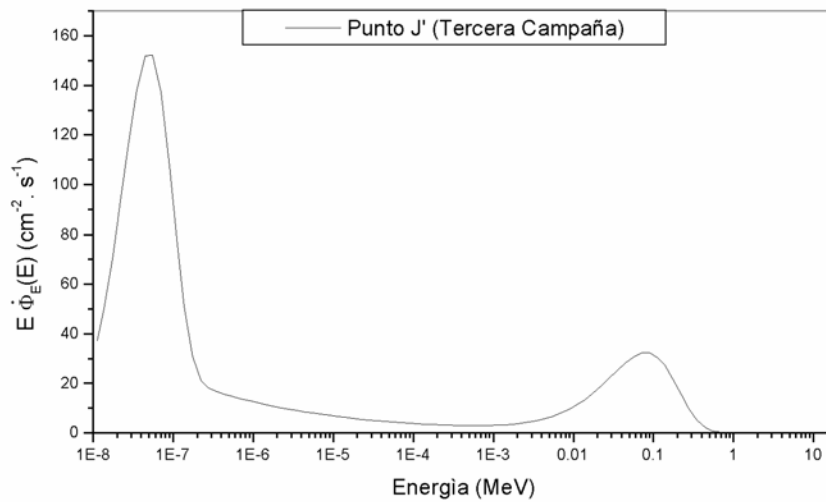


Figura VII.9. Espectro correspondiente al punto J' de la tercera campaña de medidas

3.2.5. Resultados de las medidas del punto K

Este punto ha sido medido de forma completa en la segunda campaña de medidas.

Tabla VII.23. Medidas y resultados de la deconvolución para las 10 configuraciones de las esferas en el punto K, para la segunda campaña de medidas

Diámetro de las esferas (pulgadas)	Medidas (Imp.s ⁻¹)	Resultados de la deconvolución (Imp.s ⁻¹)
2.5"	476 ± 28	473
3"	501 ± 30	508
4.2"	441 ± 26	449
5"	372 ± 22	365
6"	273 ± 16	262
8"	129 ± 8	121
10"	49 ± 3	52
2.5" + Cd	240 ± 14	237
3" + Cd	286 ± 17	287
4.2" + Cd	295 ± 17	297

Tabla VII.24. Tasa de fluencia en función de los intervalos de energía del espectro del punto K, para la segunda campaña de medidas

Intervalo de energía (MeV)	Tasas de fluencia (n/cm ² .s)
$E \leq 0.5 \cdot 10^{-6}$	652
$0.5 \cdot 10^{-6} \leq E \leq 10^{-6}$	68
$10^{-6} \leq E \leq 10^{-2}$	560
$10^{-2} \leq E \leq 10^{-1}$	68
$10^{-1} \leq E \leq 5 \cdot 10^{-1}$	21
$5 \cdot 10^{-1} \leq E \leq 1$	1
$E > 1$	0
Total	1370

Tal como se deduce de los resultados presentados y tal como se observa en la figura VII.10, este punto presenta unos de los espectros mas termalizados de todos los analizados, con una contribución de neutrones rápidos inferior al 7%.

Tabla VII.25. Tasa de dosis equivalente ambiental del espectro del punto K, para la segunda campaña de medidas, según ICRP-21 y ICRP –60

Normativa aplicada	$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)
Según ICRP-21	59
Según ICRP-60	74

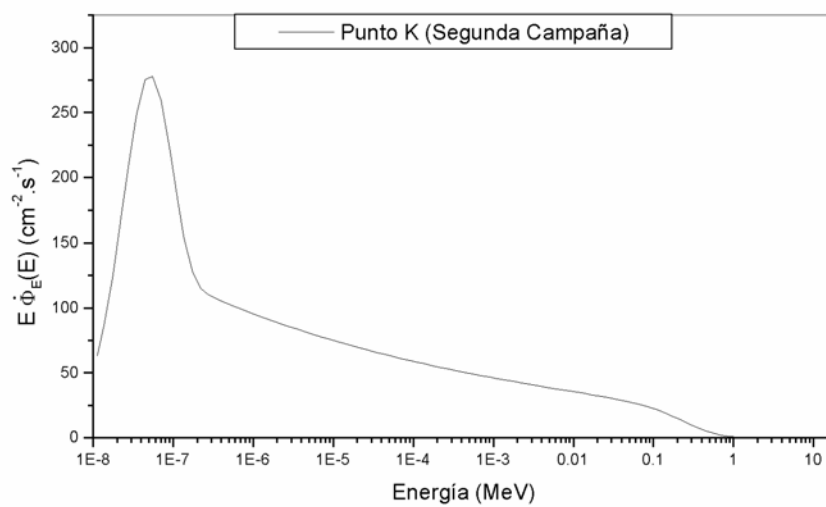


Figura VII.10. Espectro correspondiente al punto K, de la segunda campaña de medidas

A continuación en la tabla VII.26, presentamos los valores correspondientes a las dosis equivalentes para el resto de los puntos de ambas campañas, medidos con la configuración de las tres esferas.

Tabla VII.26. Valores correspondientes de las dosis equivalentes para los puntos medidos con la configuración de tres esferas en ambas campañas

$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)		
Puntos de Medida	Según ICRP 21	Según ICRP 60
C (2ª Campaña)	27	32
E(2ª Campaña)	327	393
F(2ª Campaña)	187	224
I(2ª Campaña)	88	108
J(2ª Campaña)	180	222
J'(3ª Campaña)	165	203

Con el fin de estimar la incertidumbre asociada al método aproximado de las tres esferas, para obtener las dosis equivalentes, en la tabla VII.27, presentamos los valores obtenidos para estas dosis con dicho método y su comparación con el calculado a partir de los espectros de aquellos puntos en los que se realizaron las medidas con el conjunto de las once esferas.

Tabla VII.27. Valores correspondientes de las dosis equivalentes para los puntos medidos con la configuración de tres esferas en ambas campañas y su comparación con los calculados a partir de los espectros.

$\dot{H}^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$) (ICRP 60)			
Puntos de Medida	Tres esferas	Espectro (10 configuraciones)	Variación (%)
A (2ª Campaña)	46	53	-13
A (3ª Campaña)	46	51	-10
D(2ª Campaña)	192	188	2
D'(3ª Campaña)	178	177	0,6
C(3ª Campaña)	31	33	-6
K(2ª Campaña)	72	74	-3
J'(3ª Campaña)	21	36	-42

Queremos resaltar que en el punto J', como ya hemos mencionado, tuvimos que eliminar la medida correspondiente a la esfera de 12". La correspondiente a la esfera de 10" estaba en el límite de aceptación. Esta circunstancia puede explicar el elevado valor encontrado para la variación entre ambos métodos (42%).

El resto de los valores presentados en la tabla anterior, nos permite afirmar que la incertidumbre asociada a la estimación de la dosis equivalente para el conjunto de los puntos analizados por este procedimiento aproximado, presenta una variación media del 6% para el conjunto de puntos analizados.

Como se desprende de los resultados obtenidos y a la vista de la posición de los mismos en las cotas correspondientes, son los puntos situados más cercanos al reactor y menos blindados, tales como los E, D, D' y F de la cota 114,5 y los J y J' de la cota 100 los que presentan las mayores dosis neutrónicas.

4. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

4.1. Introducción

El estudio de los campos de radiación mixtos en las centrales nucleares necesitan en primer lugar de la caracterización de los espectros neutrónicos, información de gran interés para la calibración de los dosímetros individuales o de zona y para elegir los sistemas mejor adaptados a las diversas situaciones encontradas.

La caracterización de campos mixtos en el recinto de contención de centrales nucleares, son citadas en la bibliografía y en gran parte recopiladas por la OIEA en su publicación 318 (IAEA, 1990). Portal et al. (Portal, 1985) y Liu et al. (Liu, 1990), han publicado trabajos sobre la caracterización de espectros neutrónicos en las unidades de tratamiento de combustible nuclear.

La inmensa mayoría de las medidas descritas en la literatura se realizan como es obvio en un número limitado de puntos, con instrumentos de referencia y procedimientos de

calibración que no son siempre los mismos. En general los resultados presentados son difícilmente comparables y frecuentemente las magnitudes utilizadas no son siempre las mismas. Por lo tanto los utilizaremos muy poco y con gran prudencia a la hora de realizar las necesarias comparaciones.

Realizaremos a continuación una comparación de las diferentes magnitudes dosimétricas obtenidas para los diferentes espectros obtenidos y finalizaremos proponiendo el método de las tres esferas como el más adecuado para una rápida caracterización del campo neutrónico.

4.2. Calidad de la radiación neutrónica en la Central Nuclear de Vandellòs II

Suele ser usual dar una idea acerca de la dureza del espectro neutrónico mediante el cociente de sensibilidades de las esferas de 9" y 3" (9"/3"). Dado que en nuestro conjunto de esferas, no disponíamos de la esfera de 9", hemos utilizado en su lugar el cociente 8"/3". Existen otras magnitudes mucho más fiables para poder caracterizar los espectros neutrónicos, ya que este cociente lo único que puede suministrar es una indicación bastante imprecisa.

Las magnitudes que utilizaremos para la caracterización del espectro neutrónico, son las siguientes:

- El factor de calidad medio: $\langle Q \rangle = \frac{H}{D}$ (VII.1.)
- El factor medio de conversión de fluencia neutrónica en dosis equivalente: $\langle h_{\phi} \rangle$, dado por la expresión:

$$\langle h_{\phi} \rangle = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} h_{\phi} \cdot \phi_E(E) \cdot dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_E(E) \cdot dE} \quad (\text{VII.2})$$

- La energía media E_m de espectro, definida por la expresión:

$$E_m = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \cdot \phi_E(E) \cdot dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi_E(E) \cdot dE} \quad (\text{VII.3})$$

- La energía efectiva del espectro, definida por la relación:

$$E_{\text{eff}} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} h_{\phi} \cdot E \cdot \phi_E(E) \cdot dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} h_{\phi} \cdot \phi_E(E) \cdot dE} \quad (\text{VII.3})$$

En la tabla VII. 28, presentamos para el conjunto de puntos medidos con todas las esferas, las diferentes magnitudes utilizadas para la caracterización de sus espectros, así como los valores de la fluencia total de los mismos y las tasas de dosis equivalente.

Tabla VII.28. Conjunto de puntos medidos con indicación de las magnitudes utilizadas para la caracterización de los espectros de dichos puntos

Puntos medidos	Elevación	Cociente $8''/3''$	E_m (keV)	E_{eff} (keV)	$\langle h_\phi \rangle$ (pSv.cm ²)	$\langle Q \rangle$	$\dot{H}^*(10)$ (μSv/h)	$\dot{\phi}_{total}$ (n.cm ⁻² .s ⁻¹)
K	100,0	0,26	6	68	15	5,4	74	1371
J'	100,0	0,27	16	95	21	6,2	36	435
C	114,5	0,33	15	123	23	5,7	33	441
*A ₃	114,5	0,35	18	133	23	6,2	51	626
*A ₂	114,5	0,37	20	145	24	6,5	53	617
D	114,5	0,38	23	150	26	7,1	188	1984
D'	114,5	0,38	26	179	28	7,3	177	1762

*2: Punto medido en la segunda campaña

*3: Punto medido en la tercera campaña

Los puntos medidos en el recinto de contención, han sido ordenados por orden creciente de dureza de su espectro, tal como se deduce al observar las magnitudes indicativas de la misma.

En efecto, el factor de calidad medio se sitúa entre 5,4 para el espectro mas termalizado y 7,3 para el mas duro, creciendo con el valor del cociente $8''/3''$, un valor medio de 6 sería una buena aproximación.

Se observa que el factor de conversión $\langle h_\phi \rangle$, crece constantemente con el cociente $8''/3''$, encontrándose valores situados entre 15 y 28 pSv.cm². En el caso de que la fluencia neutrónica total fuese determinada por un monitor de fluencia, la dosis equivalente ambiental se podría determinar con una precisión razonable ($\cong 20\%$), en el recinto de contención considerando un factor medio de $\langle h_\phi \rangle$ de: (23 ± 4) pSv.cm².

Se observa también que los parámetros energético E_m y E_{eff} , crecen igualmente con el valor del cociente $8''/3''$. Los puntos medidos se encuentran mas dispersos si se caracterizan por la energía efectiva (entre 60 y 180 keV), que por la energía media (entre 6 y 30 keV). El interés del parámetro E_{eff} es que permite la caracterización del espectro neutrónico teniendo en cuenta el daño biológico que produce y representa al mismo tiempo una combinación de los parámetros $\langle h_\phi \rangle$ y E_m .

Quisiéramos hacer resaltar, que si tenemos en cuenta las magnitudes utilizadas para caracterizar los espectros de los puntos de la contención analizados, los espectros del punto A, correspondientes a la segunda y tercera campaña son algo diferentes. Podemos afirmar en este caso que a medida que ha transcurrido el tiempo desde la recarga el espectro es algo menos duro, lo que supone una disminución de la tasa de dosis equivalente. Es evidente que esta afirmación necesitaría una confirmación por otros puntos de medidas, que desgraciadamente no poseemos. En efecto, la variación de esta tasa registrada entre ambas campañas para este punto es de un 4%, valor que podemos considerar inferior a la incertidumbre con la que se obtienen los valores de las tasas de equivalentes de dosis obtenidas a partir de los espectro deconvolucionados ($\pm 10\%$).

Estos resultados están en buen acuerdo con los encontrados por Aroua (Aroua, 1991) para medidas realizadas con un equipo multiesferas en el recinto de contención de centrales PWR suizas de Beznau y Gösgen.

Portal (Portal, 1985) y Sanna (Sanna, IAEA) han constatado, después de diferentes campañas de medidas realizadas en el recinto de contención de diferentes centrales, que para una instalación dada, los espectros neutrónicos correspondientes a elevaciones superiores eran mas duros que los correspondientes a las inferiores. Aunque disponemos de pocos resultados para generalizar esta afirmación, no obstante y tal como se observa en la tabla anterior, podemos concluir que esto mismo hemos encontrado en la Central de Vandellòs II.

4.3. Niveles de tasa de dosis equivalente ambiental en la Central Nuclear de Vandellòs II

En la tabla VII.29, presentamos las tasas de dosis equivalente neutrónica y gamma, así como su cociente para el conjunto de puntos medidos.

Tabla VII.29. Tasas de equivalentes de dosis neutrónica y gamma y su cociente para el conjunto de puntos medidos

Puntos medidos	Elevación	$[\dot{H}^*(10)]_n$	$[\dot{H}^*(10)]_\gamma$	$[\dot{H}^*(10)]_n / [\dot{H}^*(10)]_\gamma$
K	100,0	74	150	0,49
J'	100,0	36	110	0,33
I	100,0	107	400	0,27
J	100,0	222	190	1,16
C	114,5	33	18	1,83
A	114,5	52	20	2,60
D	114,5	188	61	3,08
E	114,5	393	80	4,91
F	114,5	225	52	4,33

Tal como se observa en la tabla el cociente: $([\dot{H}^*(10)]_n / [\dot{H}^*(10)]_\gamma)$ presentan una gran variabilidad sobre el conjunto de puntos, esto también ha sido encontrado por Sanna (Sanna, IAEA) que encuentra valores entre 0.1 y 10 y Piesch (Piesch, 1981), con valores entre 0.1 y 7.

Sanna (Sanna, IAEA) afirma sobre la base de 31 puntos de medidas realizadas en el recinto de contención de diferentes centrales del tipo PWR, que en las elevaciones inferiores y medias era la radiación gamma la predominante. Aunque disponemos de pocos resultados para generalizar esta afirmación, no obstante y tal como se observa en la tabla anterior, podemos concluir que esto mismo hemos encontrado en la Central de Vandellòs II.

4.4. Caracterización rápida de un campo neutrónico

Cuando el tiempo disponible para realizar las medidas es limitado y se quiere realizar una evaluación rápida de los resultados de una serie de medidas, resulta de interés disponer de un método rápido y fiable para caracterizar un campo neutrónico.

Obtener una información espectrométrica y dosimétrica completa y precisa necesita tener implantado un código de deconvolución en un ordenador portátil. Pero si se quiere

saber la dureza del espectro neutrónico y evaluar la magnitud dosimétrica de interés con una precisión razonable para las necesidades de la radioprotección, entonces hay que seguir otro procedimiento.

El que proponemos es el de las tres esferas, método que fue tratado en profundidad en el capítulo de deconvolución y con el que se obtenían los valores de la tasa de fluencia total del espectro y de la tasa de dosis equivalente con incertidumbres inferiores al 10%, a partir de las combinaciones lineales de las funciones respuesta de las esferas de 2,5", 4,2" y 10".

Este método es también utilizado por Aroua (Aroua, 1991), si bien nuestro método de ajuste utilizado para la obtención de los parámetros del mismo es algo más elaborado lo que nos permite poder tener una mejor caracterización de los espectros neutrónicos por este procedimiento.

CAPÍTULO VIII

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

1. CONCLUSIONES

El trabajo efectuado nos ha permitido desarrollar y explotar de forma práctica un espectrómetro del tipo multiesferas. El sistema se muestra adaptado a la caracterización de campos neutrónicos en instalaciones nucleares.

La primera fase del trabajo nos ha permitido la caracterización precisa y completa del espectrómetro.

La matriz respuesta de las esferas ha sido simulada para una geometría bastante realista del sistema, utilizando el código MCNP4B y una biblioteca reciente de secciones eficaces. La validación de esta simulación se ha realizado mediante una serie de irradiaciones a fuentes calibradas y haces monoenergéticos de neutrones. Las diferencias encontradas entre los resultados obtenidos por simulación y las medidas son inferiores al 6%, valor muy bueno si se compara al encontrado por otros autores (10%).

Un código de deconvolución (MITOM-UAB), adecuado para establecer el espectro neutrónico a partir de las medidas realizadas, ha sido desarrollado por nuestro grupo. Los resultados de las pruebas realizadas a nuestro código de deconvolución con espectros de pruebas, son globalmente satisfactorias tanto desde el punto de vista dosimétrico como espectrométrico.

Las pruebas de sensibilidad realizadas a nuestro código en relación a la incertidumbre en las medidas, indican que para obtener resultados espectrométricos y dosimétricos fiables es necesario realizar las medidas con una buena estadística (del orden de 10^4 pulsos). En estas condiciones y para espectros realistas la incertidumbre obtenida para las tasas de dosis equivalente es inferior al 10% y del 2% para las de fluencia.

Por lo que respecta al número de esferas utilizadas, las recubierta con cadmio se deben emplear siempre pues suministran una información fundamental de la parte térmica del espectro. Si el tiempo de medida es limitado se puede reducir el número de esferas restantes utilizadas, con el fin de mantener un buena estadística de medida, a condición de que las esferas seleccionadas cubran todo el dominio energético de interés.

El espectrómetro neutrónico desarrollado, se puede considerar como el sistema de referencia para la dosimetría de neutrones en radioprotección. Su alta sensibilidad a los neutrones, que permite medir tasas de dosis equivalentes neutrónicas de 100 nSv/h en un tiempo razonable de tres horas, acompañada de una relativa rapidez en la obtención de los resultados espectrométricos y dosimétricos, lo hacen un sistema único para obtener una información detallada y precisa de los campos neutrónicos en poco tiempo.

Las medidas realizadas en el recinto de contención de la Central Nuclear de Vandellòs II, nos han permitido caracterizar por primera vez en España los campos neutrónicos existentes en centrales del tipo PWR.

Por lo que respecta a la dosimetría, el conjunto de resultados muestran que en el recinto de contención y para los lugares mas frecuentados por el personal de explotación, las tasas de dosis equivalente neutrónica son inferiores a 50 μ Sv/h y muy inferiores a las correspondientes de radiación gamma.

Por lo que respecta a los monitores de neutrones utilizados en la primera campaña de medida, ambos presentan una sobreestimación de la tasa de dosis equivalente de un factor 2,4 para el Harwell y de 1,7 para el Dineutron, cuando ambos monitores utilizan los factores de calibración correspondientes a las fuentes de Cf-252 y Cf-252 moderado con agua pesada.

2. PERSPECTIVAS

La utilización de un dosímetro individual de neutrones resulta necesaria si el personal de explotación penetra en lugares de acceso limitado, donde la contribución de los neutrones a la dosis equivalente total puede ser importante. Para la elección del dosímetro personal y establecer sus protocolos de calibración y utilización, se ha de tener en cuenta la distribución espectral de neutrones en la zona considerada. Por ello consideramos de sumo interés realizar este tipo de trabajo en centrales del tipo PWR y BWR de nuestro país.

El espectrómetro multiesferas junto al código de deconvolución implantado en un ordenador portátil, constituye una herramienta compacta para poder ser utilizada en la caracterización de campos neutrónicos no sólo de centrales nucleares. Citamos concretamente los encontrados en las unidades de radioterapia de ciertos hospitales que utilizan aceleradores de partículas, centros de investigación que utilicen aceleradores de partículas de alta energía, así como para las fuentes de neutrones de uso industrial, tales como las sondas de humedad.

Actualmente estamos trabajando en colaboración con el Servicio de Oncología Radioterápica del Hospital Universitario. “Germans Trias i Pujol”, donde ya hemos realizado una campaña de medidas con nuestro equipo multiesferas en un acelerador LINAC, para poner a punto un protocolo que permita la medida de las dosis equivalentes neutrónica que se producen durante su funcionamiento.

ANEXO I

Fichero de entrada de la simulación con el código
MCNP4B

(Esfera:4,2"; Energía de los neutrones incidentes:
5,36 MeV)

SIMULACION ESFERAS BONNER

C CONTADOR PROPORCIONAL

C DEFINICION CELDAS

1	0	1 -2 3 -4 5 -6	#2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 &
		#12 #13 #14 #15 #16 #17 #18 #19 #20 #21 #22 #23 #24 #25 &	
		#26 #27 #28 #29 #30	\$ Vacio
2	3	-0.920000 -7	#3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 #15 #16 &
		#20 #21 #22 #23 #24 #26 #29 #28 #17 #18 #25 #27 #30	\$ Esfera
3	6	-7.960000 -44 43 31 -10	\$ Acero1
4	2	-0.001293 -42 -10 11	\$ Aire1
5	8	0.000176 -42 -12 17	#20 #21 #10 #11 #12 #30 \$ He-3(Zona sensible)
6	1	-11.35000 -45 44 20 -8	\$ Plomo1
7	4	-8.840000 -43 42 21 -10	\$ Monel 400
8	2	-0.001293 -42 28 -17	#10 #11 #12 #22 #23 #13 #14 #15 #16 \$ Aire2
9	4	-8.840000 -42 12 -11	\$ Monel400
10	6	-7.960000 -33 23 -13	\$ Acero 2
11	8	0.000193 -34 33 -13 23	\$ Helio-3
12	5	-3.965000 -37 34 -13 23	\$ Ceramica
13	8	0.000193 -36 -23 24	\$ Helio-3
14	8	0.000193 -35 -24 26	\$ Helio-3
15	7	-8.960000 -36 -24 27 #14	\$ Cobre
16	11	-8.430000 -38 25 -22	#10 #11 #12 #13 #14 #15 \$ Dilver P
17	9	-8.250000 -38 -29 32	\$ Cu-Be
18	2	-0.001293 -43 -29 32 #17	\$ Aire3
19	6	-7.960000 -44 -32 5	\$ Acero3
20	11	-8.430000 -39 37 -14 16	\$ Escalera1 (Dilver P)
21	11	-8.430000 -40 39 -15 17	\$ Escalera2 (Dilver P)
22	11	-8.430000 -41 39 -17 18	\$ Escalera3 (Dilver P)
23	11	-8.430000 -42 41 -17 19	\$ Escalera4 (Dilver P)
24	6	-7.960000 -44 10 -9	\$ Acero4
25	2	-0.001293 -44 43 -31 32	\$ Aire5
26	10	-8.720000 -43 42 -21 29	\$ Laton+niquel
27	6	-7.960000 -45 44 -30 5	\$ Acero5
28	10	-8.720000 -42 29 -28	\$ Laton+nickel
29	1	-11.35000 -44 -8 9	\$ Plomo 2
30	2	-0.001293 -39 37 17 -16	\$ Aire4
31	0	-1:2:-3:4:-5:6	\$ Mundo exterior

C Superficies

C

1	py	-18.000	
2	py	18.000	
3	px	-18.000	
4	px	18.000	
5	pz	-18.000	
6	pz	18.000	
7	so	5.3340	\$ Diametro 4.2"
8	pz	0.8600	
9	pz	0.7600	
10	pz	0.6600	
11	pz	0.6000	
12	pz	0.5000	
13	pz	-0.5000	
14	pz	-0.6000	
15	pz	-0.7500	
16	pz	-0.8000	
17	pz	-0.8500	
18	pz	-0.9250	

FM4 89.383 \$ Flujo incidente $F=SI2^{**}2*pi$
 C
 FC14 ' Respuesta Contador proporcional'
 F14:N 5
 FQ14 e m
 FM14 (0.01292097 8 1) (0.01292097 8 2) (0.01292097 8 103) \$ M=Vol.det*Rho*F
 F24:N 5
 FQ24 e m
 FM24 (0.01292097 8 102) (0.01292097 8 104)
 C
 C MATERIAL CARDS
 m1 82206.60c -0.240 82207.60c -0.221 82208.60c -0.539 \$ Plomo
 m2 8016.60c -0.2421 7014.60c -0.7553 6012.50c -0.0021 &
 18000.35c -0.0005 \$ Aire
 m3 1001.60c 0.67 6012.50c 0.33 \$ Politileno (CH2)n
 mt3 poly.01t \$ Identificador S(a,b)
 m4 26054.60c -0.0011 26056.60c -0.0184 26057.60c -0.0004 &
 26058.60c -0.0001 28058.60c -0.4380 28060.60c -0.1730 &
 28061.60c -0.0080 28062.60c -0.0250 28064.60c -0.0060 &
 29063.60c -0.226 29065.60c -0.104 \$ Monel400
 m5 13027.60c 0.40 8016.60c 0.60 \$ Ceramica
 m6 24050.60c -0.008 24052.60c -0.151 24053.60c -0.017 &
 24054.60c -0.004 26054.60c -0.039 26056.60c -0.634 &
 26057.60c -0.015 26058.60c -0.002 28058.60c -0.067 &
 28060.60c -0.027 28061.60c -0.001 28062.60c -0.004 &
 28064.60c -0.001 42000.60c -0.03 \$ Acero
 m7 29063.60c -0.685 29065.60c -0.315 \$ Cobre
 m8 2003.60c 1.0 \$ Helio-3
 m9 29063.60c -0.6710 29065.60c -0.3090 4009.21c -0.020 \$ Cu-Be
 m10 28058.60c -0.1213 28060.60c -0.0480 28061.60c -0.0021 &
 28062.60c -0.0068 28064.60c -0.0018 29063.60c -0.5617 &
 29065.60c -0.2583 \$ Laton+Niquel
 m11 26054.60c -0.030 26056.60c -0.496 26057.60c -0.012 26058.60c -0.002 &
 27059.60c -0.170 29063.60c -0.199 29065.60c -0.091 \$ Dilver P
 C
 C ENERGY Cards
 PHYS:N 20.0 0.0
 CUT:N 1E+34
 NPS 5000000
 PRDMP 5000000 -15 1 1 0
 C
 C CUTOFF CARDS
 PRINT 40 50 100 110 120 126 130 140 160 200
 C 40 material composition
 C 50 cell volumes and masses,surfaces areas
 C 70 surface coeficients
 C 100
 C 110 first 50 starting histories
 C 120 analysis of the quality of your importance function
 C 126
 C 130 neutron/photon weight balance
 C 140 neutron/photon nuclide activity
 C 160
 C 200

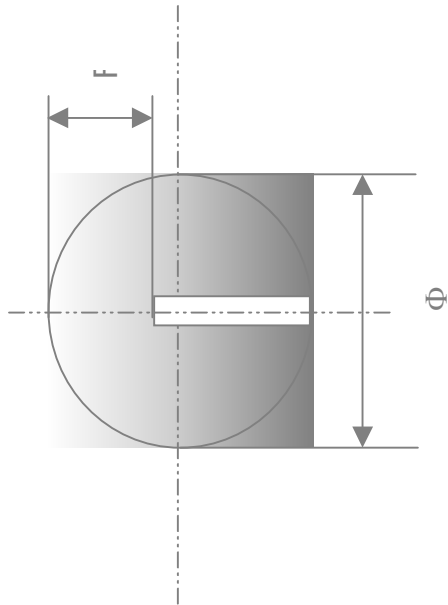
ANEXO II

Valores de la función respuesta en función de la energía de los neutrones para el conjunto de las esferas utilizadas para nuestro sistema multiesferas

1,00E+07	6,530E-03	1,548E-02	5,678E-02	9,583E-02	1,485E-01	2,360E-01	2,790E-01	2,825E-01
1,02E+07	6,758E-03	1,590E-02	5,762E-02	9,676E-02	1,493E-01	2,359E-01	2,781E-01	2,812E-01
1,04E+07	6,586E-03	1,547E-02	5,604E-02	9,417E-02	1,455E-01	2,309E-01	2,735E-01	2,778E-01
1,06E+07	6,683E-03	1,564E-02	5,632E-02	9,441E-02	1,455E-01	2,303E-01	2,724E-01	2,765E-01
1,08E+07	6,504E-03	1,520E-02	5,469E-02	9,174E-02	1,416E-01	2,251E-01	2,674E-01	2,727E-01
1,10E+07	6,716E-03	1,558E-02	5,541E-02	9,249E-02	1,421E-01	2,247E-01	2,662E-01	2,710E-01
1,12E+07	6,527E-03	1,512E-02	5,373E-02	8,975E-02	1,381E-01	2,192E-01	2,608E-01	2,668E-01
1,14E+07	6,726E-03	1,547E-02	5,434E-02	9,033E-02	1,384E-01	2,185E-01	2,592E-01	2,647E-01
1,16E+07	6,537E-03	1,501E-02	5,270E-02	8,766E-02	1,345E-01	2,132E-01	2,540E-01	2,606E-01
1,18E+07	6,233E-03	1,435E-02	5,062E-02	8,446E-02	1,301E-01	2,075E-01	2,486E-01	2,563E-01
1,20E+07	6,423E-03	1,467E-02	5,120E-02	8,501E-02	1,304E-01	2,068E-01	2,471E-01	2,544E-01
1,22E+07	6,232E-03	1,422E-02	4,958E-02	8,237E-02	1,265E-01	2,014E-01	2,417E-01	2,498E-01
1,24E+07	6,300E-03	1,432E-02	4,966E-02	8,230E-02	1,261E-01	2,003E-01	2,400E-01	2,479E-01
1,26E+07	6,113E-03	1,388E-02	4,809E-02	7,975E-02	1,224E-01	1,951E-01	2,347E-01	2,434E-01
1,28E+07	6,274E-03	1,414E-02	4,847E-02	8,000E-02	1,222E-01	1,938E-01	2,325E-01	2,408E-01
1,30E+07	6,089E-03	1,371E-02	4,694E-02	7,753E-02	1,186E-01	1,887E-01	2,273E-01	2,364E-01
1,32E+07	6,256E-03	1,399E-02	4,738E-02	7,789E-02	1,187E-01	1,878E-01	2,256E-01	2,342E-01
1,34E+07	6,061E-03	1,353E-02	4,581E-02	7,535E-02	1,150E-01	1,826E-01	2,202E-01	2,295E-01
1,36E+07	6,225E-03	1,381E-02	4,623E-02	7,569E-02	1,150E-01	1,817E-01	2,185E-01	2,274E-01
1,38E+07	5,931E-03	1,318E-02	4,435E-02	7,282E-02	1,110E-01	1,765E-01	2,133E-01	2,230E-01
1,40E+07	5,747E-03	1,275E-02	4,288E-02	7,045E-02	1,075E-01	1,715E-01	2,081E-01	2,184E-01
1,42E+07	5,890E-03	1,298E-02	4,320E-02	7,064E-02	1,074E-01	1,704E-01	2,061E-01	2,160E-01
1,44E+07	5,706E-03	1,256E-02	4,177E-02	6,834E-02	1,040E-01	1,656E-01	2,010E-01	2,115E-01
1,46E+07	5,835E-03	1,276E-02	4,199E-02	6,839E-02	1,036E-01	1,642E-01	1,988E-01	2,088E-01
1,48E+07	5,469E-03	1,203E-02	3,995E-02	6,541E-02	9,965E-02	1,592E-01	1,940E-01	2,048E-01
1,50E+07	5,694E-03	1,240E-02	4,055E-02	6,594E-02	9,985E-02	1,583E-01	1,921E-01	2,023E-01
1,52E+07	5,516E-03	1,199E-02	3,921E-02	6,379E-02	9,671E-02	1,538E-01	1,873E-01	1,980E-01
1,54E+07	5,636E-03	1,218E-02	3,939E-02	6,381E-02	9,635E-02	1,524E-01	1,851E-01	1,954E-01
1,56E+07	5,459E-03	1,178E-02	3,809E-02	6,172E-02	9,331E-02	1,481E-01	1,804E-01	1,911E-01
1,58E+07	5,203E-03	1,125E-02	3,653E-02	5,936E-02	9,002E-02	1,436E-01	1,759E-01	1,871E-01

ANEXO III

Parámetros de control de fabricación del conjunto de
las esferas Bonner



Diámetro (Φ)	Tolerancia	Φ medido	Densidad	F			Masa teórica		Masa medida
				Nominal	Tolerancia	Medido	max.	min.	
Pulgadas	mm		g.cm^{-3}		mm			g	
2,5"	0,05	63,50	0,920	21,70	0,06	21,67	113,13	108,44	110
3"	0,10	76,15	0,920	28,03	0,08	27,86	199,00	197,16	200
4,2"	0,10	106,67	0,920	43,29	0,11	43,28	583,84	580,22	579
5"	0,10	126,80	0,920	53,35	0,13	53,24	964,85	959,85	961
6"	0,15	152,40	0,920	66,15	0,15	66,12	1681,43	1671,00	1670
8"	0,20	203,20	0,920	91,70	0,20	91,64	3994,11	3970,22	4000
10"	0,25	254,00	0,920	117,05	0,25	117,02	7839,02	7792,34	7850
12"	0,30	305,08	0,920	142,49	0,30	142,48	13620,86	13539,85	13659

ANEXO IV

Instalaciones



Canel plus. IPSN: Cadarache (Francia)



Acelerador. PTB: Braunschweig (Alemania)



Contención. Central Nuclear de Vandellòs II



BIBLIOGRAFÍA

Attix, 1987

Neutron Spectroscopy, The Dosimetry of Ionizing Radiation, Volume II.

Attix F.H. ,Academic Press. (1987)

AAPM, 1986

Neutron Measurements around high energy X-ray radiotherapy machines

American Association of Physicists in Medicine, Report 19. (1986)

Alevra, 1990

Findings of an International Intercomparison with Bonner Spheres

Alevra A.V., Matzke M. and Siebert B.R.L., Seventh ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry. (1990)

Alevra1, 1990

Alevra A.V., Communication Privée. (1990)

Alevra, 2000

Characterisation of the INPE Bonner Sphere Spectrometer by Comparison with the PTB System

Alevra A.V., Plostinaru V.D., PTB-6.42-001. (2000)

Aroua, 1991

Etude des Champs Neutroniques dans les Centrales Nucléaires et de l'Influence de leur Diversité sur la Détermination des Grandeurs de la Protection Radiologique

Aroua A., Thèse n° 942 EPFL. (1991)

Awschalom, 1985

Applications of Bonner Sphere Detectors in Neutron Field Dosimetry

Awschalom M. and Sanna R.S., Rad. Prot. Dosim, Vol. 10, N° 1-4, pp. 89-101. (1985)

Axton, 1972

The Effective Centre of a Moderating Sphere When Used as an Instrument for Fast Flux Measurement

Axton E.J., Nucl. Energy, Vol. 26, pp. 581-583.(1972)

Bartlett, 1994

Type Testing and Calibration of Personal Dosimeters

Bartlett, D. T. and Alberts W. G., Rad. Prot. Dosim., Vol. 54, N° 3-4, pp. 259-266.
(1994)

Baur, 1985

Protection Contre les Rayonnements: Aspects Physiques et Méthode de Calcul

Baur A., C.E.A., France. (1985)

Berger, 1963

Berger M. J., Academic Press. New York. (1963)

Blanc, 1974

Physique Nucléaire

Blanc D., Ed. Masson. (1974)

Blanc, 1990

Les Rayonnements Ionisants: Détection, Spectrométrie et Dosimétrie

Blanc D., Ed. Masson. (1990)

Böhm, 1993

ICRU Report 47- A Breakthrough

Böhm, J., Rad. Prot. Dosim. Vol. 46, N° 3, pp. 147-148.(1993)

Bramblett, 1960

A New Type of Neutron Spectrometer

Bramblett R.L., Ewing R.I. and Bonner, T.W.; Nuclear Instruments and Methods, N° 9,
Vol. 1-12. (1960)

Briesmeister 1993

MCNP-A. A General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4A

Briesmeister, J. F., Los Alamos National Laboratory. LA-12625-M (New Mexico).
(1993)

Briesmeister 1997

MCNP-B. A general Monte Carlo Code N-particle transport code version 4B

Briesmeister, J. F., Los Alamos National Laboratory. LA-12625-M (New Mexico) (1997)

Brun, 1993

GEANT 3.15.

Brun R., CERN Data Handling Division. (1993)

Buxerolle, 1986

Catalogue de Spectres de Neutrons

Buxerolle M., Masoutie M. et Kurdijian J., DPT/SIDR/GDN CEA Cadarache. (1986)

Buxerolle, 1988

Estimation of Dose Equivalent from Reaction Rates of Bonner Spheres Without Using a Priori Fluence Information

Buxerolle M., Chartier J.L., Kurkdijan J. and Medioni, Rad. Prot. Dosim. Vol.23, N° 1-4 pp. 297-300. (1988)

Caizergues, 1972

Calcul de la Reponse de Sphères de Bonner pour les Détecteurs LiI, He et Mn

Caizergues R. et Poullot G., CEA-R-4400. (1972)

Calot, 1988

Curso de Estadística Descriptiva

Calot G., Ed. Paraninfo. (1988)

Centronic, 1998

Radiation Detector Division

Centronci Limited, New Addington, Groydon, England. (1998)

Coll, 1990

Fundamentos de la Dosimetría Teórica y Protección Radiológica

Coll B. P., Universitat Politècnica de Catalunya. (1990)

d'Errico, 1995

Active Neutron Spectrometry with Superheated Drop (Bubble) Detectors

d'Errico F., Alberts W.G., Curzio G., Guldbakke S., Kluge H., and Matzke M., Rad. Prot. Dosim, Vol. 61, N° 1-3, pp. 159-162.(1995)

Dietze, 1994

Aspects of ICRP 60 and ICRU 47 Relevant to Individual Monitoring of External Exposure

Dietze, G. and Menzel, H. G., Rad. Prot. Dosim. Vol. 54, N° 3-4, pp. 167-173. (1994)

Dolias, 1972

Response of Moderator Spheres to Monoenergetic Neutrons in the Range 5 keV to 600 keV

Dolias, M., Brosson, M. Lefol, C. and Portheos L., Comm. Eur. Communities, EUR-4791-f.(1972)

Drake, 1998

Measurements of Neutron Dose Equivalents at the Nuclear Installations Ringhals and CLAB in Sweden

Drake, P., First EC/ISOE workshop on "Occupational Exposure Management in Nuclear Power Plants" Malmo, Sweden. (1998)

Eisenhauer, 1985

Calibration Techniques for Neutron Personal Dosimetry

Eisenhauer, C. M., Hunt, J. B. and Schwartz, R. B., Rad. Prot. Dosim., Vol. 11, N° 1-4, pp. 43-57. (1985)

Eisenhauer, 1987

Effect of Air Scatter on Calibration of Instruments for Detecting Neutrons

Eisenhauer C.M., Schwartz C.M. and McCall R.C, Rad. Prot. Dosim. n° 19, vlo 2, pp. 77-84. (1987)

Eisenhauer, 1989

Review of Scattering Corrections for Calibration of Neutron Instruments

Eisenhauer C.M., Rad. Prot. Dosim. Vol° 28, pp. 253-262. (1989)

Eurysis, 1998

Compteur 3He Notice Technique

Eurisy Measures. (1998)

Gibson, 1985

Neutron Monitoring for Radiological Protection

Gibson J. A. B. and Piesch E., IAEA, Vienna. (1985)

Hankins, 1968

The Substitution of a BF₃ Probe the LiI Crystal in Neutron Rem-meters

Hankins D.E., Health Physics, Vol.14, pp. 518.(1968)

Hehn, 1992

New Calculations of Neutron Response Functions of Bonner Spheres with Helium-3 Detectors

Hehn G., Schweizer M. and Haas K., Kerntechnik, Vol.57, pp. 251-254 (1992)

Hertel, 1985

The Response of Bonner Spheres to Neutrons from Thermal Energies to 17,3 MeV

Hertel N.E. and Davidson J.W., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A 238, pp. 509-516.(1985)

Hollnagel, 1994

Conversion Functions of the Dose Equivalent $H_{SI}(10)$ in the ICRU Slab Used for the Calibration of Personal Neutron Dosimeters

Hollnagel R. A. Rad.. Prot. Dosim. Vol. 54, N° 3-4, pp. 227-230. (1994)

Hunt, 1984

The calibration of Neutron Sensitive Spherical Devices

Hunt J. B., Rad. Prot. Dosim. Vol 4, N° 8,. pp. 239-251. (1984)

IAEA, 1978

Compendium of Neutron Spectra in Criticality Accident Dosimetry

IAEA Technical Reports series N° 180. (1978)

IAEA, 1979

Radiological safety aspects of the operation of electron linear accelerators

IAEA Technical Reports series N° 188. (1979)

IAEA, 1985

Neutron monitoring for Radiological Protection

IAEA Technical Reports series N° 252. (1985)

IAEA, 1988

Guidelines on Calibration of Neutron Measuring Devices

IAEA Technical Reports Series N° 285. (1988)

IAEA, 1990

Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes

IAEA Technical Reports series N° 318. (1990)

ICRP21, 1973

Data for Protection Against Ionising Radiation from External Sources

ICRP Publication 21, ICRP publications. (1973)

ICRP26, 1977

Recommendations of the International Commission on Radiological Protection

ICRP Publication 26, ICRP publications. (1977)

ICRP51, 1987

Data for Use in Protection Against External Radiation

ICRP Publication 51, ICRP publications. (1987)

ICRP60, 1991

Recommendations of the International Commission on Radiological Protection

ICRP Publication 60, ICRP publications. (1990)

ICRP74, 1996

Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection Against External Radiation

ICRP Publication 74, ICRP publications. (1996)

ICRU13, 1969

Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma

ICRU, Report 13, ICRU Publications. (1969)

ICRU33, 1980

Radiations Quantities and Units

ICRU Report 33, ICRU publications. (1980)

ICRU39, 1985

Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources

ICRU Report 39, ICRU publications. (1985)

ICRU43, 1988

Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources, Part II

ICRU Report 34, ICRU publications. (1988)

ICRU47, 1992

Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations

ICRU Report 47, ICRU publications. (1992)

ICRU51, 1993

Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry

ICRU Report 51, ICRU publications. (1993)

ISO, 1989

Neutron Reference Radiation for Calibrating Neutron Measuring Devices Used for Radiation Protection Purposes and for Determining their Response as a Function of Neutron Energy

International Standard Organisation (1989)

Kluge, 1988

The Calibration of Neutron Sensitive Spherical Devices with a D2O-moderated 252Cf Sources at close Distances

Kluge H., Weise K. and Hunt J.B., Proc. Sec. Conf. on Radiation Protection and Dosimetry, Orlando (USA), ORNL/TM-10971, pp.190-199. (1988)

Knoll, 1997

Radiation Detection and Measurement

Knoll G.F., 2nd Edition, Wiley Cop. (1997)

Leuthold, 1992

Calculation of the neutron ambient dose equivalent on the basis of the revised quality factors

Leuthod, G., Mares, V. and Schraube, H., Rad.. Prot. Dosim. Vol. 40, N° 2, pp. 77-84. (1992)

Liu, 1990

Neutron Spectral Measurements at ORNL

Liu, J.C., Hajnal, F., Sims, C.S. and Kuiper, J. Rad.. Prot. Dosim, Vol. 30, N° 3, pp. 169-178. (1990)

Lowry, 1986

The effect of the Choice of Response Matrix on Neutron Spectra Unfolded from Bonner Sphere Data

Lowry K. A. and Johnson T.L., Health Physics, Vol. 50 N° 4 pp. 543. (1986)

Maerker, 1971

Response Functions for Bonner Ball Neutron Detectors

Maerker, R.E., Williams, L.R., Mynatt, F.R. and Greene N.M. TM-3451, ORNL Oak Ridge National Laboratory, Tennessee. (1971)

Makovicka, 1987

Contribution à la dosimétrie neutron-gamma: Etude d'un ensemble radiateur-détecteur type CR 39

Makovicka L., Thèse N° 17-87, Université de Limoges. (1987)

Matzke, 1985

Neutron Spectrum Unfolding by the Monte Carlo Method

Matzke M., Weise K., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 234, pp. 324-330. (1985)

Matzke, 1988

Estimation of Dose Equivalent from Reaction Rates of Bonner Spheres without Using a Priori Fluence Information

Matzke M., Rad. Prot. Dosim., Vol 23, N° 1-4, pp. 297-300. (1988)

Matzke, 1994

Unfolding of Pulse Height Spectra: The HEPRO Program System

Matzke M., Report PTB-N-19. (1994)

Memorandum, 1993

Advice Following ICRP Publication 60 from the British Committee on Radiation Units and Measurements

Rad. Prot. Dosim. Vol. 46, N° 2, pp. 129-131. (1993)

Mourgues, 1976

Mourgues M., Rapport SESTR – R – 20 CEACEA – Cadarache. (1976)

Mourgues, 1981

SIGMA: Source Etalon de Neutrons Thermiques de Cadarache

Mourgues M., Rapport d'étude STEP/D.STEP/STEPD n° 81/689. (1981)

Nabelssi, 1993

Ambients Dose equivalents, Effective Dose Equivalents, and Effective Doses for Neutron from 10 to 20 MeV

Nabelssi B. K. and Hertel N.E., Rad.. Prot. Dosim. Vol. 48, N° 2, pp. 153-168. (1993)

Nachtigall, 1972

Dose Equivalent Determinations in Neutron Fields by Means of Moderator Techniques

Nachtigall D. and Burger G.; Topics in Radiation Dosimetry, Supplement 1, Chapter 7, Edited by Attix, F.H. (1972)

Naismith, 1997

A Database of Neutron Spectra, Instrument Response Functions, and Dosimetric Conversion Factors for Radiation Protection Applications

Naismith O.F. and Siebert B.R.L., Rad. Prot. Dosim. Vol.70, N° 1-4, pp.241-245. (1997)

NCRP, 1984

Neutron contamination from medical electron accelerators National Council on Radiation Protection and Measurements

NCRP Report 79. (1984)

Novelec, 1988

Novelec Manuel d'Instructions

Novelec, Meylan, France. (1988)

Numerical Recipes, 1986

Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing

Press, W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A. and Vetterling W.T., Cambridge University Press. (1986)

Ortec 1998

Instructions Manual

EG&G Ortec. (1998)

Piesch, 1981

Measurement of Stray Neutron Fields in the Containment of Nuclear Reactors

Piesch E. and Burgkhardt B., Proc. 4th Symposium on Personnel Neutron Dosimetry, Muncih- Nuremberg, Comission of the European Communities, Report EUR-7448-EN, pp. 549-559. (1981)

Portal, 1985

Neutron and Photon radiation Fields as Encountered in Practical Radiation Protection

Portal G., Bermann F., Buxerolle M. and Mourgues M., Rad. Prot.Dosim. Vol. 12, N° 2 pp.193-201. (1985)

Portal, 1992

Implications of New ICRP and ICRU Recommendations for Neutron Dosimetry

Portal G. and Dietze, G., Rad. Prot. Dosim. Vol. 44, N° 1-4, pp. 165-170. (1992)

Routi, 1985

Unfolding Activation and Multisphere Detector Data

Routi. J.T., Sandberg J.V., Rad. Prot. Dosim., Vol .10, N 1-4, pp. 103-110. (1985)

Sanna, IAEA

Stray Neutron Fields in the Containments of PWRs

Sanna R.S., Hajnal F., Ryan R.M. and Donnelley E.H., Publication IAEA-SM-242/24, Vienna

Sannikov, 1997

Ambient Dose Equivalent Conversion Factors for High Energy Neutrons Based on the ICRP 60 Recommendations

Sannikov, A. V. and Savitskaya, E. N., Rad. Prot. Dosim. Vol. 70, N°1-4, pp. 383-386. (1997)

Schuhmacher, 1992

Quality Factors and Ambient Dose Equivalent for Neutrons Based on the New ICRP Recommendations

Schumacher H., Rad. Prot. Dosim. Vol. 40, N° 2, pp. 85-89. (1992)

Schwartz, 1982

Procedures for Calibrating Neutron Personnel Dosimeters

Schwartz C.M. and Eisenhauer C.M., U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, NBS special publication 633. (1982)

Segré, 1972

Núcleos y Partículas: Introducción a la Física Nuclear y Subnuclear

Segré E., Edición Reverté. (1972)

Siebert, 1994

Calculation Fluence-to-Directional and Personal Dose Equivalent Conversion Coefficients for Neutrons

Siebert B. R. L. and Schhmacher H., Rad. Prot. Dosim. Vol. 54, N° 3-4, pp. 231-238. (1994)

Sóbol, 1976

Método de Monte-Carlo

Sóbol Y. M., Editorial MIR. (1976)

Spiegel, 1974

Age of Californium-252 Fission Neutrons to Indium Resonance Energy in Water

Spiegel V., Nucl. Sci. Eng. Vol. 54, pp. 28-34. (1974)

Staudte, 1990

Robust Estimation and Testing

Staudte R.G. and Sheather S.J., New York, Wiley. (1990)

Strelczyk, 1986

Experimentelle Einrichtungen für Kalibrierungen am Dosimetriemebplatz der Gruppe 6.5 "Neutrondosimetrie" der Physikalisch Technischen Bundesanstalt"

Strelczyk H. ; PTB-ND-27, ISSN 05272-7170. (1986)

Sujak, 1987

Energy Spectra of Stray Neutron Fields at PWR Nuclear Power Plants

Sujak P., Carny P., Prouza Z., Harmanska J., Rad. Prot. Dosim, Vol. 19, N° 3, pp. 179-182. (1987)

Thomas, 1984

A Multisphere Neutron Spectrometer Using a Central ^3He Detector

Thomas P. M., Harrison K.G. and Scott M.C, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A224, pp. 225-232. (1984)

Thomas, 1989

Development and Investigation of a Reproducible Multisphere System for Radiation Protection Purposes and its Use to Correct Personnel Dosimeters Measurements

Thomas D.J., Bardell A.G. and More B.R., NPL Project BI6-A-003-UK. (1989)

Uwamino, 1985

Two Types of Multi-Moderator Neutron Spectrometers: Gamma-Ray Insensitive Type and High-Efficiency Type

Uwamino Y., Nakamura T. and Hara A. Nuclear Instruments and Methods; Vol. A239, pp. 299-309. (1985)

Vylet, 1987

Determination des Champs de Radiations Neutroniques par la Méthode des Sphères Bonner

Vylet, V., These N° 671, EPFL. (1987)

Vylet, 1988

Multispheres Measurements at Several Neutron Facilities

Vylet V., Grecescu M., Lerch P., Prêtre S. and valley, J.-F. Rad. Prot. Dosim, Vol. 23, N° 1-4, pp. 289-292. (1988)

Weigel, 1994

Calculations of the Response Functions of Bonner Spheres with a Spherical ³He Proportional Counter Using a Realistic Detector Model

Weigel B., Alevra A.V. and Siebert B.R.L., Report PTB-N-21. (1994)

Weise, 1989

A priori Distributions from the Principle of Maximum Entropy for the Monte Carlo Unfolding of Particle Energy Spectra

Weise K., Matzke M., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A 280, pp 103-112. (1989)

Weise, 1995

Mathematical Foundation of an Analytical Approach to Bayesian-Statistical Monte Carlo Spectrum Unfolding

Weise K., Report, PTB-N- 24. (1995)

Yamaguchi, 1994

Age-Dependent Effective Doses for Neutrons from Thermal to 18,3 MeV

Yamaguchi, Y., Rad. Prot. Dosim. Vol. 55, N° 4, pp. 257-263. (1994)

Zaborowski, 1981

Dosimétrie et Spectrométrie Neutroniques avec les Sphères de Bonner: Etablissement d'une Matrice Log-Normale de Référence

Zaborowski H.L., Note CEA-N-2241. (1981)

