PROYECTO INTEGRADOR CARRERA DE INGENIERÍA NUCLEAR

EXTENSIÓN DE LA DOSIMETRÍA DEL HAZ CLÍNICO DE LA FACILIDAD DE BNCT DEL REACTOR RA-6

Federico Sporleder

Directores
Ing. Juan M. Longhino
Ing. Herman R. Blaumann

Instituto Balseiro Comisión Nacional de Energía Atómica Universidad Nacional de Cuyo

Junio 2005

A mis hermanos: Diego, Belu y Mana...

RESUMEN

La Terapia por Captura Neutrónica en Boro (BNCT) es un tratamiento alternativo a las terapias convencionales que hace uso de una fuente intensa de neutrones, como lo es un reactor nuclear de investigación.

Tanto para la caracterización del haz clínico como para la calibración del sistema de planificación es necesario realizar un estudio dosimétrico consistente. Con este fin, se realizaron distintas experiencias que permitieron reevaluar y confirmar los parámetros relevantes que son de interés en la dosimetría del haz clínico en la facilidad de BNCT del reactor RA-6.

El presente trabajo hace un repaso de los métodos involucrados y presenta los resultados obtenidos de las experiencias, en comparación a los utilizados hasta el momento.

1 Índice

1	Índice	1
2	Marco Conceptual	3
2.	1 Sobre BNCT	3
2.		
2.		
	Marco Teórico	
3.		
3.		9
	3.2.1 Cálculo de los factores ^B / _A	10
	3.2.2 Cálculo de las sensibilidades a fotones A	11
	3 Obtención de φ _{th} .	
	3.3.1 Ecuaciones de activación	12
	3.3.2 Activación de una hojuela 3.3.3 Autoapantallamiento neutrónico	14 17
	3.3.4 Método de las dos hojuelas	18
	3.3.5 Metodo de la diferencia de Cd	19
	3.3.6 Cálculo de las constantes involucradas	21
3.		26
	3.4.1 Aproximación teórica	26
	3.4.2 Determinación experimental	28
4	Método experimental	30
4.	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
	4.1.1 Caracterización del perfil en vacío	31
	4.1.2 Caracterización del flujo en Fantoma de Referencia4.1.3 Caracterización del flujo en Fantoma de Cabeza	32 33
4.: -		
5	Incertezas en los cálculos	
	1 Cálculo del Flujo neutrónico	38
	5.1.1 Secciones eficaces	39 40
	5.1.2 Actividad de saturación	40 42
5.		
5.		
6	Resultados	
6.		
-		
	6.1.1 Caracterización del perfil en vacío	48
	6.1.3 Caracterización del flujo en Fantoma de Cabeza	52
6.	2 Determinación de K _{TE}	54
7	Comparación con resultados anteriores	57
7.	1 Análisis del Flujo Térmico	57
7.	2 Análisis de K _{TE}	58

8	Conclusiones	_ 60
8	Medición de Flujo neutrónico	60
8	Determinación de K _{TE}	60
9	péndice 1 – Obtención de las ecuaciones de Activación	_ 62
9	Ecuación de decaimiento	62
9	Sección Eficaz	
9	Ritmo de activación	63
9	Ecuación de activación	64
9	Medición de la actividad	65
9	Radiación medible con un detector HPGe	66
9	Yield gamma y Eficiencia de detección	67
9	Correcciones adicionales 8.1 Self-shielding gamma 8.2 Tiempo muerto	68
9	Ecuación completa	
9	Sistema de ecuaciones	70
10	Apéndice 2 - Datos utilizados en los cálculos	_ 71
1	Caracterización de flujo en vacío	71
1	2 Caracterización de flujo en fantomas 0.2.1 Método de la diferencia de Cadmio 0.2.2 Método de las dos hojuelas	72
1	-	
11	Apéndice 3 – Análisis del Cadmio como absorbente	
12	Apéndice 4 – Análisis y verificación de la hipótesis sobre la dosis rápida	
13	Apéndice 5 - Cronograma de las actividades realizadas	
14	Apéndice 6 – Evaluación económica del trabajo realizado	_ 85

2 Marco Conceptual

A continuación se da un marco conceptual sobre BNCT y sus implicancias.

2.1 Sobre BNCT

La Terapia por Captura Neutrónica en Boro (BNCT, en inglés) es un tratamiento alternativo a las terapias convencionales con químicos, radiación o bien intervención quirúrgica, en especial para aquellos tumores para los cuales éstas últimas no muestran una eficiencia aceptable.

La terapia en sí consiste en la colocación de átomos de boro (¹⁰B) en las células cancerígenas. Luego, estos átomos serán irradiados con neutrones, provocando la reacción nuclear correspondiente y emitiendo tanto una partícula alfa como un núcleo de ⁷Li. Son estas dos partículas las que entregarán su energía al medio durante su recorrido por la materia, hasta alcanzar el equilibrio con ésta.

Debido a que la administración del boro en las células blanco se realiza a través de drogas, la misma no es tan selectiva como se querría que fuera. Sin embargo, la droga se fija 3 o 4 veces más en las células blanco que en las sanas.

Pero esta no es la única energía que se deposita en el tejido sano: la reacción antes mencionada ocurre en mayor proporción con neutrones de bajas energías (menores a los 0,5 eV). Sin embargo, dificilmente estos neutrones no vengan acompañados de neutrones de mayores energías. Éstos entregan también su energía al tejido, sea este sano o no. Asimismo, los rayos gamma que podría haber presentes durante la irradiación entregan su energía de forma similar.

Es por esto que es deseable para el tratamiento la presencia de un alto flujo térmico con bajo flujo de neutrones de altas energías y poca radiación gamma. Así, son los reactores nucleares los elegidos como fuentes de neutrones, modificando el flujo incidente a través de blindajes, y por encima de otras fuentes como pueden ser fuentes de Cesio o Americio-Berilio o pequeños aceleradores lineales.

Es posible extraer de un reactor, mediante blindajes apropiados de Grafito o Berilio, un flujo de neutrones térmico, sin presencia prácticamente de fotones ni de neutrones de mayores energías. Sin embargo, debido a que la probabilidad de ocurrencia de una reacción nuclear crece al bajar la energía, un neutrón térmico no es capaz de adentrarse demasiado en el tejido, debido a que este medio también es absorbente. Por lo tanto, un flujo exclusivamente térmico serviría para tratamiento de tumores superficiales, y no mucho más.

Uno podría pensar en utilizar el espectro de fisión del reactor, neutrones de muy alta energía, y esperar que entregue de a poco su energía al tejido, "termalizándose", es decir, bajando su energía hasta que a una cierta profundidad se consiga el flujo térmico que se desea. Sin embargo, para neutrones de esa energía lo que ocurre es el "retroceso de protones", que permite entregar gran parte de la energía cinética que trae el neutrón en una sola interacción. Debido a que esta energía es comparable a la que entrega la reacción por captura de neutrones térmicos en el Boro, se estaría obteniendo en la superficie del tejido sano una dosis (energía absorbida en la materia por unidad de masa) comparable con la que se le quiere dar al tumor, es decir, una dosis muy alta.

Por lo tanto, un punto medio debe ser la solución, es decir, un flujo de mayores energías que el térmico pero de menores energías que los de fisión.

Un estudio realizado por el MIT^A muestra que el rango de energías para el cual se minimiza la afección al tejido sano y aún así se mantiene el flujo térmico necesario a una cierta profundidad corresponde a las energías entre 0,5 eV y 20 keV.

2.2 Sobre la dosimetría en la terapia

Analizando los distintos aportes que ocurren a la dosis, es decir a la energía entregada al tejido por unidad de masa de éste, por la radiación presente durante una irradiación, encontramos lo siguiente:

- Captura térmica en Boro: La misma constituye la base del tratamiento. Es proporcional al flujo térmico presente y a la concentración de Boro en el tejido. La probabilidad de ocurrencia es muy alta, y más aún comparando con la probabilidad de ocurrencia de otras reacciones con los elementos presentes en los tejidos.

La reacción en particular y la energía liberada en la misma son:

$$^{10}B + n_{th} \left\langle \frac{\alpha + ^{7}Li + 2.79MeV}{\alpha + ^{7m}Li + 2.32MeV} \right.$$
 6.1% 93.9%

Ecuación 2.1

- Captura térmica en otros elementos: Como se dijo la probabilidad de ocurrencia de reacciones nucleares con neutrones crece al bajar la energía de éstos. Por lo tanto es muy probable que ocurran reacciones con otros núcleos además del Boro que aporten a la dosis recibida. En particular, las principales son dos: la ${}^{1}H(n,\gamma){}^{2}H$ y la ${}^{14}N(n,p){}^{14}C$.
- **Neutrones rápidos:** En general, la moderación de los neutrones de altas energías se da a través del ya mencionado "retroceso de protones", donde el neutrón transmite la mayor parte de su energía a un protón, un núcleo de hidrógeno, el cual posee aproximadamente la misma masa. Así, el flujo rápido desaparece rápidamente al adentrarse en el tejido, y así también lo hace la dosis debido a éstos.
- **Fotones:** En principio la presencia de radiación gamma disminuye exponencialmente con el espesor de materia atravesada. Sin embargo, se produce la generación de radiación gamma al darse las reacciones nucleares y por la moderación de los neutrones.

Así, la dosimetría en BNCT debe ocuparse de la dosis gamma, la dosis por neutrones rápidos y el flujo térmico que ocurren durante una irradiación. Para esto se recurre a los llamados "fantomas", símiles humanos o animales hechos con materiales adecuados, con el fin de caracterizar el haz clínico en cuestión y calibrar los sistemas de planificación.

2.3 Sobre el presente trabajo

El objetivo último del trabajo realizado se enmarca en la llamada *extended dosimetry*. El mismo consistió en la determinación de los parámetros relevantes que son de interés para la dosimetría en el haz clínico de la facilidad de BNCT en el RA-6, con el fin de reevaluar y de ser posible confirmar los valores utilizados hasta entonces y de acotar las incertezas asociadas a las técnicas empleadas.

Con esto en mente, se aprendieron y aplicaron distintas técnicas y métodos para la obtención de los parámetros, y se compararon con los antes obtenidos y utilizados.

A continuación se presenta el marco teórico de los métodos utilizados, luego la descripción del trabajo llevado a cabo, y finalmente los resultados obtenidos. Luego de esto se hace la comparación de éstos últimos con resultados previos y se cierra con las conclusiones. Finalmente, se adjuntan apéndices donde se pueden encontrar explicaciones más detalladas que lo descrito en el cuerpo principal, y donde se adjuntan un cronograma y una evaluación de costos implicados de las actividades realizadas.

Referencias Bibliográficas

^A Rogus et al.; "MIXED FIELD DOSIMETRY OF NEUTRON BEAMS FOR BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY AT THE MASSACHUSSETS INSTITUTE OF TECHNOLOGY"; Cancer Neutron Capture Therapy. Pp. 457-466; Edited by Mishima; Plenum Press; 1996.

3 Marco Teórico

Repasando lo visto en la sección anterior, BNCT ("Boron Neutron Capture Therapy" - Terapia por Captura Neutrónica en Boro) es una radioterapia que aprovecha una facilidad productora de neutrones, como ser reactores de investigación y aceleradores, con el fin de literalmente quemar distintos tipos de tumores, provocando la reacción 10 B(n, α) 7 Li.

El boro se administra en un compuesto que resulta fijarse 3 o 4 veces más en el tumor que en el tejido sano. Aún así, parte del tejido sano es afectado y es por lo tanto menester conocer la dosis radiactiva acumulada. Esta dosis dependerá tanto de los neutrones como de la radiación gamma presente (para más información, ver ^A).

La facilidad en la que se trabajó para confeccionar este trabajo es la que se encuentra en el RA-6, en el Centro Atómico Bariloche. La misma se encuentra separada del núcleo del reactor por una serie de blindajes diseñados para formar un haz colimado de neutrones termalizados (ver figura).

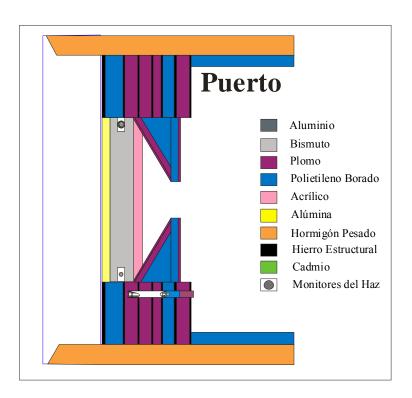


Ilustración 3.1: Corte detallado del blindaje en la facilidad del RA-6. El mismo muestra la vista superior del mismo. A la izquierda iría el reactor, a la derecha el paciente. El agujero central tiene 15cm de diámetro.

Buscando calcular, pues, la dosis que se administra en una irradiación a un paciente, se utilizan "fantomas", símiles humanos o animales hechos con materiales adecuados, que permiten reproducir el caso real en cuestión, antes de que éste tome lugar.

Ejemplos de fantomas se muestra en las figuras más adelante.

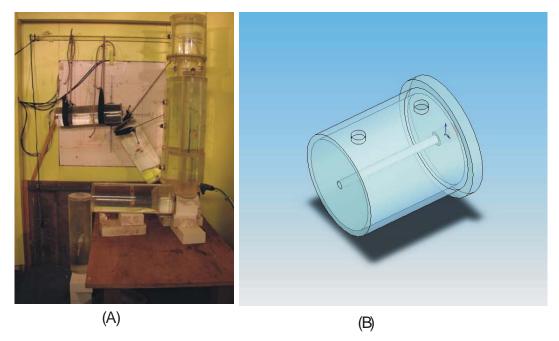


Ilustración 3.2: (A): Fantoma de cuerpo entero, posicionado cual paciente para la irradiación de una pierna. (B): Ejemplo de un fantoma de cabeza. El fantoma está hecho de acrílico y se llena de agua para simular la moderación neutrónica.

En esencia el fantoma se utiliza para poder medir de forma sencilla el flujo neutrónico que atravesaría a un paciente al ser irradiado, haciendo una caracterización de referencia del haz clínico, y para calibrar también el sistema de planificación. Existen distintos tipos de fantomas, siendo de los más sencillos los de acrílico rellenos con agua. Estos simulan el comportamiento de los neutrones dentro de un cuerpo al mantener una densidad similar de átomos de hidrógeno que en un tejido, siendo este elemento el principal "moderador" de neutrones

3.1 Dosimetría en un campo mixto

Un campo mixto se le llama a aquel que cuenta con la presencia tanto de radiación gamma como neutrónica. Debido a que los neutrones tienen en general más efecto por unidad de dosis absorbida en lo biológico que los fotones, es deseable realizar la dosimetría de una forma que permita obtener un registro separado de ambos aportes.

Para la medición de la dosis dentro del fantoma se pueden utilizar distintos tipos de dosímetros, los cuales tienen una cierta memoria de la radiación que los afectó o bien son capaces de transmitir una señal proporcional a la misma, generando un registro externo al detector (así, un electrómetro conectado a una cámara de ionización guarda la información que la cámara le entrega sobre la radiación que le llega momento a momento). Ejemplos de estos pueden ser cámaras de ionización, centelladores, dosímetros químicos, termoluminiscentes y hasta hojuelas metálicas y de fisión, entre otros (para más información sobre dosimetría y dosímetros, el lector puede referirse a ^B).

Para nuestro caso, veremos la dosimetría con cámaras de ionización. Este análisis se presenta como un resumen del formalismo presentado en la referencia ^C.

La respuesta de una cámara como estas viene dada por:

$$\dot{R} = A.\dot{D}_{\gamma} + B.\dot{D}_{n} + K.\phi_{th}$$
Ecuación 3.1

 \dot{D}_{γ} y \dot{D}_{n} son las tasas de dosis por neutrones rápidos y radiación gamma, respectivamente. Éstas se identifican con la dosis absorbida por unidad de tiempo.

R es la señal que el detector emite por unidad de tiempo. Recordemos que una cámara de ionización no hace un registro propio de la radiación que le afecta, sino que emite una señal para cada momento en que le llega una partícula de la radiación incidente.

A es la sensibilidad a fotones y B es la sensibilidad a neutrones rápidos, ambas siendo la relación entre la señal que entrega el detector y la dosis que afectó al mismo, para la respectiva radiación incidente. Éstas se miden, por ejemplo, en Amperes por cGray/min, en el caso de utilizar la cámara de ionización en modo corriente.

 ϕ_{th} es el flujo térmico presente, neutrones de baja energía por unidad de tiempo y área, cuya probabilidad de que al interactuar con la materia produzcan una reacción nuclear es muy alta. K es la sensibilidad del dosímetro a ese flujo, de análoga definición a las otras dos mencionadas.

Una cámara de ionización utilizada como dosímetro mide debido a que el gas de llenado es capaz de ionizarse frente a un campo secundario de partículas cargadas. Un campo secundario de partículas cargadas son las emisiones (electrones o protones) que surgen al atravesar la radiación primaria a la materia del detector. De la interacción de los γ surgen electrones por efecto Compton, fotoeléctrico y/o creación de pares, y de los neutrones de altas energías en general se producen protones por retroceso de núcleos de H. Pueden también producirse X por decaimiento radiactivo (ver más adelante). Para un mayor detalle sobre el funcionamiento de estos detectores, y de la interacción de la radiación gamma con la materia, ver $^{\rm D}$ o $^{\rm E}$.

Sin embargo de haber neutrones de bajas energías, se producen reacciones nucleares en las paredes del detector, emitiendo fotones que se confunden con la radiación primaria. De ahí que hay tres términos y no dos. Sin embargo, algunos detectores están hechos con materiales tales que las reacciones nucleares tienen baja probabilidad de ocurrencia.

El interés está en calcular la dosis gamma y por neutrones rápidos, dosis que afectan en forma negativa al paciente, no siendo necesaria su presencia y limitando los tiempos de exposición del mismo al haz. Conociendo el flujo térmico y la sensibilidad del dosímetro a éste, es posible determinar las dosis por radiación gamma y neutrones rápidos con la sola corrección de la lectura del dosímetro. Así:

$$\dot{R}' = \dot{R} - K.\phi_{th} = A.\dot{D}_{\gamma} + B.\dot{D}_{n}$$

Ecuación 3.2

El método usual de separación de las dos componentes de la dosis consiste en la utilización de dos detectores con muy distinta sensibilidad a neutrones rápidos y a fotones. De esta forma, una posibilidad es utilizar distintas cámaras de ionización, con cobertura y gas de llenado distintos.

Un caso común es elegir una cámara de "tejido equivalente", que simule las concentraciones de los elementos en el cuerpo humano y/o animal (ver ref. ^C). Una cámara de estas mostrará tener una alta sensibilidad a neutrones rápidos debido a la *interacción por retroceso de protones*, que entrega toda la energía de los últimos a los núcleos de Hidrógeno. Otra opción suele ser una cámara de baja sensibilidad a neutrones, como ser una de "grafito", cuyo gas de llenado es el CO₂.

De esta forma, y simbolizando con TE a la cámara de tejido equivalente y con C a la de grafito, las ecuaciones quedan:

$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} .I_{TE} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} .\dot{D}_{n} + K'_{TE} .\phi_{th}$$

$$\frac{1}{A}\Big|_{C} .I_{C} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} .\dot{D}_{n} + K'_{C} .\phi_{th}$$

Ecuación 3.3

Donde la respuesta se mide en corriente para el caso en cuestión (por esto se reemplaza \dot{R} por I), y donde los factores ($^{\rm B}/_{\rm A}$) pueden ser calculados teóricamente, y los A pueden ser determinados experimentalmente (ver, por ejemplo, la referencia $^{\rm F}$). Estos últimos cambian apreciablemente con el tejido del cual se habla.

Debido a que la facilidad de BNCT del RA-6 presenta un flujo altamente moderado, es clave el determinar lo mejor posible tanto el flujo térmico que afectará al blanco como la sensibilidad del dosímetro al mismo para obtener un valor de las tasas de dosis en el lugar de medición.

3.2 Obtención de las tasas de Dosis

Suponiendo que se conoce el aporte a la lectura del dosímetro por el flujo térmico, es muy simple resolver el sistema de ecuaciones:

$$f_{TE} = \frac{1}{A} \Big|_{TE} . (I_{TE} - \frac{K_{TE}}{60} . \phi_{th}) = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} . \dot{D}_{n}$$

$$f_{C} = \frac{1}{A} \Big|_{C} . I_{C} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} . \dot{D}_{n}$$

Ecuación 3.4

Para que el sistema tenga solución, es necesario que su determinante sea distinto de cero. Esto quiere decir que los factores $\binom{B}{A}$ sean distintos para los dos detectores que se usen, es decir, que los dos detectores no tienen que ver a los neutrones y a los fotones de la misma forma (sensibilidad relativa distinta). Esto se cumple, como se dijo, para las dos cámaras elegidas.

Resolviendo el sistema, obtenemos:

$$\dot{D}_n = \frac{f_{TE} - f_C}{\left(\frac{B}{A}\right)_{TE} - \left(\frac{B}{A}\right)_C}$$

$$\dot{D}_{\gamma} = \frac{\left(\frac{B}{A}\right)_{C} f_{TE} - \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} f_{C}}{\left(\frac{B}{A}\right)_{TE} - \left(\frac{B}{A}\right)_{C}}$$

Ecuación 3.5

3.2.1 Cálculo de los factores ^B/_A

Los factores ^B/_A pueden ser calculados siguiendo la ecuación presentada en ^G:

$$\left(\frac{B}{A}\right)_{TE} = \left(F_{n}\right)_{tejido}^{TE} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{TE}^{tejido} \left(\frac{\overline{W}_{\gamma}}{\rho}\right)_{gasTE} \left(\frac{\overline{W}_{n}}{\rho}\right)_{gasTE}$$

Ecuación 3.6

A continuación se explican los distintos factores, que encuentran una definición más rigurosa en ^B:

$$\circ (F_n)_{tejido}^{TE} = (F_n)_{TE} / (F_n)_{tejido}$$

Es el cociente entre los factores de kerma¹ de plástico y del tejido en cuestión (o de agua, si estamos analizando la dosis en un fantoma). El factor de Kerma es la constante de proporcionalidad entre el flujo de neutrones y el Kerma, el cual se define como el cociente entre la suma de las energías cinéticas iniciales de todos los electrones y protones liberados por partículas no cargadas (neutrones y fotones) y la masa del material donde se libera.

El Factor Kerma depende tanto del material como de la energía del neutrón incidente.

$$O \qquad \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{TE}^{lejido} = \begin{pmatrix} \frac{\mu_{en}}{\rho} \\ \end{pmatrix}_{tejido} \begin{pmatrix} \frac{\mu_{en}}{\rho} \\ \end{pmatrix}_{TE}$$

Es el cociente de tejido a TE de los coeficientes de absorción másico de energía, los cuales están tabulados para los distintos elementos en función de la energía del fotón incidente

¹ Del inglés, "energía cinética liberada en el medio".

(ver ref. ^H), y tienen que ver con la probabilidad de que un material absorba la energía de un fotón al atravesarlo.

$$O \quad \left(\overline{W_i} \middle/ \rho \right)_{gasTE}$$

Es la energía promedio necesaria para crear un par de carga en el gas de tejido equivalente (producir la ionización que medirá el detector) por partícula i incidente (fotón o neutrón).

Para el caso de la cámara de grafito, el cálculo del factor $(^{B}/_{A})$ se realiza de manera análoga, reemplazando los valores referidos a TE por aquellos que correspondan al gas CO_2 y al material externo adecuado.

3.2.2 Cálculo de las sensibilidades a fotones A

Las sensibilidades a fotones en general se calibran para cada detector² con las cámaras abiertas al aire, en unidades de Kerma en aire. Luego se hace un cambio de unidades y se corrige la calibración mediante mediciones, relacionando las lecturas en aire con aquellas en el gas de llenado. Un ejemplo de este proceso se detalla en ^F.

Así, se obtienen las sensibilidades en Coulomb sobre unidades de dosis del tejido en cuestión, y para el gas de llenado en cuestión (o bien A/cGy/min).

Conocidos estos factores, lo único que queda determinar, pues, es el aporte a la dosis del flujo térmico. Para esto, es necesario conocer el flujo térmico y la sensibilidad del detector al mismo.

3.3 Obtención de ϕ_{th} .

El método de análisis por activación es un método que permite, entre otras cosas, obtener el flujo neutrónico integrado en distintos intervalos de energía³. Así, es posible utilizando este método obtener el flujo térmico de interés.

El procedimiento general es muy simple: se elige un cierto material por sus propiedades nucleares (primariamente, sección eficaz y vida media), y se posiciona en el punto donde se quiere conocer el flujo neutrónico; así se activa y luego se mide la actividad que adquiere.

El método utilizado en este caso es la medición indirecta de la actividad, es decir, se espera un tiempo antes de someter el material activado a la detección, midiendo la radiación gamma emitida en el decaimiento de los núcleos hijos.

En esta parte se hace un repaso general de la teoría que el método involucra. El análisis se profundiza en el Apéndice 1, y se explica con mayor rigor y detalle en las referencias $^{\rm D}$ y $^{\rm E}$

² En nuestro caso, en el Centro Regional de Referencia, con patrones secundarios de dosimetría.

³ Es decir, se obtiene el número total de neutrones que hay con energías entre dos límites puestos, por unidad de tiempo y área. A éste se le llama flujo integrado en un intervalo de energías o bien en un "grupo". Se hablará de ésto más adeante.

3.3.1 Ecuaciones de activación⁴

Se define al número de núcleos por unidad de tiempo que se "activan" durante la irradiación, es decir que capturan un neutrón, como:

$$R = \int_{0}^{\infty} B.\sigma_{(E)}.\Phi_{(E)}.dE$$

Ecuación 3.7

Donde B es el número de núcleos "blanco", a los cuales afecta el flujo de neutrones Φ , y donde σ se define como la probabilidad que un neutrón incidente de energía E active un núcleo blanco⁵. A esta última se la llama sección eficaz de captura, y es dependiente tanto del núcleo blanco como de la partícula incidente y de la energía de ésta, como así también de la reacción que se analice, en el caso más general (ver Apéndice 1, sección 9.2).

Lo que se hace con esta definición con fines prácticos es separar la integral en distintos intervalos de energía. Trabajando con el *ritmo de activación por átomo*, r, se obtiene:

$$r = \frac{R}{B} = \sum_{g} \int_{E_g}^{E_{g+1}} \sigma_{(E)} . \Phi_{(E)} . dE = \sum_{g} \sigma_g . \phi_g$$

Ecuación 3.8

Definiendo:

$$\sigma_{g} = \frac{\int\limits_{E_{g}}^{E_{g+1}} \sigma_{(E)} \cdot \Phi_{(E)} dE}{\int\limits_{E}^{E_{g+1}} \Phi_{(E)} dE} \qquad y \qquad \phi_{g} = \int\limits_{E_{g}}^{E_{g+1}} \Phi_{(E)} dE$$

Ecuación 3.9

Como la "sección eficaz media del grupo g" y "el flujo integrado del grupo g", respectivamente, y donde por "grupo" se entiende un intervalo de energía definido. Como se puede apreciar, para el cálculo de la sección eficaz media, es necesario conocer el espectro neutrónico⁶ presente.

Esta variable R se relaciona con la actividad A de la muestra durante la irradiación de la forma:

⁴ La obtención de las ecuaciones que en esta sección se presentan son obtenidas en el Apéndice 1.

⁵ En su definición más general, se define a la sección eficaz de un dado evento como la probabilidad de que ocurra ese evento por cada partícula incidente y por cada núcleo blanco (ver Apéndice 1, sección 9.2).

 $^{^6}$ Se entiende aquí al espectro neutrónico como la forma del flujo en energía. Se lo suele representar con la letra Ψ .

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda.N \Rightarrow A_{(t < t_{irr})} = \lambda N = R.(1 - e^{-\lambda t})$$

Ecuación 3.10

Donde N es el número de núcleos activados y λ es la probabilidad de que uno de esos núcleos "decaiga", es decir que libere su energía en exceso y se convierta en otro núcleo (ver Apéndice 1, sección 9.6). De esta ecuación surge la identificación de R como la actividad de saturación, ya que se muestra como la máxima actividad que puede adquirir una muestra activada.

Terminada la irradiación, la actividad decaerá de forma exponencial, ya que no habrá generación de núcleos activados y por ende R será cero en la Ecuación 3.10 (ver sección 9.1.1).

Ahora bien, lo que se puede medir en un detector de radiación gamma como el utilizado es el número de electrones que se generan por la interacción de la radiación de decaimiento con la materia (descrito en las referencias ^D y ^E). La energía de un fotón emitido podrá ser captada completa o parcialmente, según cómo interaccione éste con la materia del detector. El detector enviará una señal proporcional a esta energía captada (para más información, ver ^E). Así, conectando un *multicanal*, el cual registra el número de pulsos que le llegan en función de la energía captada que le corresponde a cada uno, uno es capaz de analizar el espectro de emisión de una muestra activada. Un ejemplo de un espectro como este se muestra en la Ilustración 3.3.

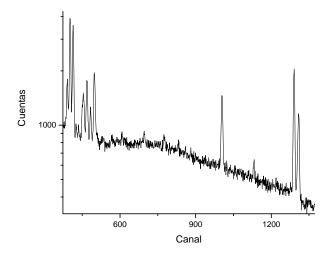


Ilustración 3.3: Ejemplo de espectro obtenido en un multicanal asociado a un detector gamma. Se ve sólo una fracción del espectro total.

Se ve en el ejemplo cómo aparecen cuentas en todos los canales, y cómo se acumulan cuentas alrededor de uno de éstos (un "pico"). Si el detector fuese capaz de captar toda la energía de un fotón que le llega, sólo se verían los picos, sin el fondo en los otros canales. Este fondo, entonces, proviene de la captación parcial de la energía. A estos picos los

llamamos "picos de absorción total" y se centran en el canal correspondiente a la energía de la radiación incidente (para más detalle ver ^D y ^E).

Sabiendo que el decaimiento de los núcleos activados se produce emitiendo radiación gamma de energía definida, luego se puede relacionar a las cuentas (C) en el pico de absorción total de esa(s) energía(s) con la actividad de la muestra, y así relacionarlo con R.

En el apéndice 1 se muestra esta relación, que resulta en la siguiente ecuación:

$$R = \frac{\lambda.C.\Theta.SSg}{(1 - e^{-\lambda.t_{irr}}).e^{-\lambda\Delta t}.(1 - e^{-\lambda t_m}).\eta.Y_{\gamma}}$$

Ecuación 3.11

Donde t_{irr} es el tiempo de irradiación, t_m el de medición y siendo Δt el tiempo que transcurre entre el fin de la irradiación y el comienzo de la medición. En la ecuación se aplicaron los distintos factores de corrección, que se detallan en el apéndice 1, secciones 9.7 y 9.8:

- Θ: corrección por tiempo muerto, debido a que el detector sólo puede procesar un fotón a la vez, y por ende durante ese tiempo de procesamiento no detecta.
- ✓ SSg: factor de autoblindaje gamma, debido a que la radiación que emite la muestra se ve afectada por la misma, al atravesarla.
- γ: eficiencia de detección, ya que el detector no es capaz de captar toda la radiación que emite la muestra.
- \checkmark Y_{γ}: la probabilidad que el decaimiento se produzca emitiendo un fotón de la energía en análisis.

Con la Ecuación 3.1y la Ecuación 3.10, se puede armar un sistema de ecuaciones que permita calcular el flujo neutrónico a n grupos, con n siendo menor o igual al número de detectores activados.

3.3.2 Activación de una hojuela

Mirando la sección eficaz para una reacción dada, podemos ver en más detalle cómo es que un material irradiado "guarda la información" del flujo de neutrones que lo activó.

En general las secciones eficaces muestran un comportamiento $^{1}/_{v}$, es decir, inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la energía de la partícula incidente. Sin embargo, existen también materiales donde, montada a esa forma, presentan picos de mucha magnitud, a los cuales se los denomina "resonancias".

Dos ejemplos de reacciones (n,γ) se muestran en las siguientes ilustraciones (sacadas de la referencia ¹):

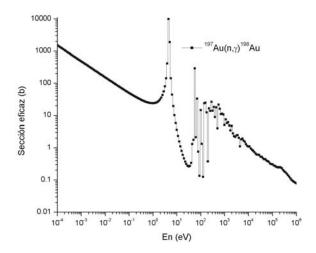


Ilustración 3.4: Sección eficaz en energías de la reacción 197 Au $(n,\gamma)^{198}$ Au. Se puede apreciar una gran resonancia principal, y un comportamiento $^{1}/_{v}$ para menores energías.

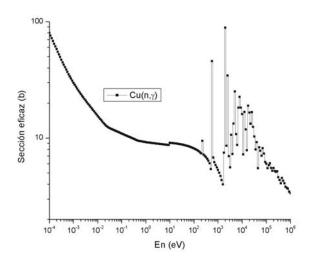


Ilustración 3.5: Sección eficaz en energías de la reacción $Cu(n,\gamma)Cu$. El gráfico muestra la misma para la abundancia de isótopos del cobre natural. Se nota un comportamiento $^{1}/_{v}$ para bajas energías.

En general, y como se puede ver, para bajas energías, la sección eficaz de un material tiene el comportamiento $^1/_v$ antedicho. Luego, más allá de la constante que le da el nivel a la misma, la activación en la parte térmica va a tener el mismo comportamiento para casi cualquier material que uno ponga.

Sin embargo, la activación en el rango epitérmico (0,5 eV a 10 keV) tiene sus particularidades, en especial porque gran parte de las reacciones presentan resonancias en ese rango de energías.

Para entender un poco más la activación de un isótopo con neutrones en el rango epitérmico, tomemos la Ecuación 3.7 y pesemos la sección eficaz con un espectro típico $^{\rm I}/_{\rm E}$ (para más detalle sobre los espectros típicos, ver $^{\rm J}$). Tomando la integral entre 0,5 eV (donde comienza por convención el espectro epitérmico) y una energía E, se obtiene un valor proporcional a la actividad que adquiriría una muestra irradiada en ese espectro típico. Graficando este valor en función de E, se obtiene una curva que a medida que avanza en energías muestra el aporte de cada una de ellas a la activación del material.

Analizando dos tipos de detectores, uno $^{1}/_{v}$ (Cobre) y otro con una resonancia principal (Oro), vemos el siguiente resultado:

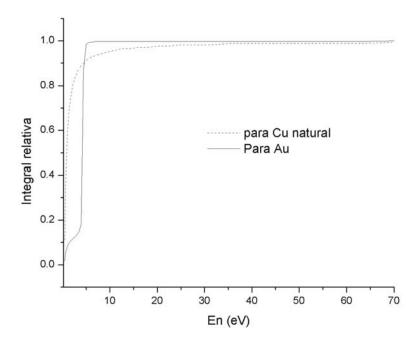


Ilustración 3.6: Se muestran los ritmos de activación relativos al máximo valor alcanzado. Las integrales se hicieron para energías sobre los 0,5 eV, y pesando con un espectro $^{1}/_{E}$.

Se puede apreciar cómo el oro se comporta prácticamente como una *delta*, es decir que muestra un aporte que prácticamente proviene de una sola energía (la de la resonancia de menor energía). Es decir que la actividad va a estar dada en su gran mayoría por neutrones de energías de hasta 5 eV, aproximadamente. Por lo tanto, la "información" que guarde una muestra de oro del flujo neutrónico incidente será bastante limitada, ya que sólo podrá referirse a energías de 0,5 a 5 eV. Esto quiere decir que, por ejemplo, si irradiamos una muestra de oro con un flujo cuyos neutrones no tengan energías mayores a los 10 eV, mostrará la misma actividad que si la irradiamos un flujo cuyos neutrones no tienen energías mayores a los 5 eV, pero estará más activada que si la irradiamos con un flujo de neutrones de energías menores a los 3 eV.

Por otro lado, se ve que un absorbente ¹/_v guarda más información que un resonante, debido a que la activación se debe a neutrones de energías más variadas. Así, por encima de

los 60 eV los neutrones todavía harían un aporte del 1% a la actividad total. Un absorbente de estas características, si bien se va a activar mucho menos por tener una sección eficaz mucho menor, va a guardar información sobre los neutrones en un rango mayor de energía que un uni-resonante. De esta forma, es posible determinar rangos de sensibilidad de los distintos materiales utilizados como detectores de activación.

3.3.3 Autoapantallamiento neutrónico

En el momento en que el flujo neutrónico atraviesa un material absorbente, éste comienza a deprimirse. Es decir que si la muestra que se irradia es lo suficientemente grande y absorbente, los puntos internos a la misma verán un flujo neutrónico menor y por lo tanto, la actividad que los núcleos allí presentes adquieran será menor. En definitiva, en promedio el flujo que la muestra vea será menor.

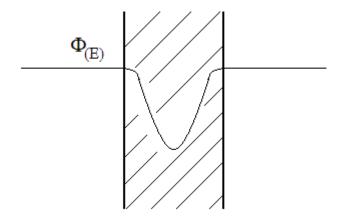


Ilustración 3.7: El esquema muestra de forma conceptual cómo el flujo se deprime al adentrarse en el material.

Debido a esto la Ecuación 3.7, que muestra la actividad real de la muestra, deberá ser modificada. Debido a que $\phi_{(E)}$ en ese caso debe hacer referencia al flujo en el medio, sin ser perturbado por la muestra en cuestión, se debe aplicar en el producto un coeficiente que relacione el flujo perturbado con el real.

Así, se define el factor de autoapantallamiento neutrónico, G, como:

$$G(E) = \frac{\phi_{(E)}^{perturbado}}{\phi_{(E)}^{\sin perturbar}}$$

Ecuación 3.12

Así, se rescribe la Ecuación 3.7, quedando de la forma:

$$R = \int_{0}^{E_{max}} B.\sigma_{(E)}.G_{(E)}.\Phi_{(E)}.dE$$

Ecuación 3.13

Siguiendo la Ecuación 9.8, se define también un factor de autoapantallamiento medio para cada intervalo de energías. Éste dependerá en principio de la sección eficaz y del flujo neutrónico en cuestión.

$$G_{g} = \frac{\int_{E_{g}}^{E_{g+1}} \sigma_{(E)}.G_{(E)}.\phi_{(E)}.dE}{\int_{E_{g}}^{E_{g+1}} \sigma_{(E)}.\phi_{(E)}.dE} < 1$$

Ecuación 3.14

Para un mayor detalle, el lector puede consultar a Beckurts (^J).

3.3.4 Método de las dos hojuelas

Volviendo al razonamiento anterior, si se irradian dos isótopos distintos, A y B, se podrá conseguir un sistema como el siguiente, aplicando la Ecuación 3.8, donde se definió la actividad de saturación por átomo, para cada isótopo:

$$\begin{cases} r_A = \sigma_A^{th}.\phi_{th} + \sigma_A^{epi}.\phi_{epi} \\ r_B = \sigma_B^{th}.\phi_{th} + \sigma_B^{epi}.\phi_{epi} \end{cases}$$

Ecuación 3.15

Donde la separación se realiza en dos grupos de energía: térmico (de 0 a 0,5 eV) y epitérmico (de 0,5 eV a 10 keV).

Con R siendo obtenido a partir de las mediciones correspondientes y con la Ecuación 3.11, y siendo cada constante promediada según la Ecuación 9.8 para los rangos de energía térmico y epitérmico.

En forma matricial:

$$\begin{pmatrix} r_A \\ r_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_A^{th} & \sigma_A^{epi} \\ \sigma_B^{th} & \sigma_B^{epi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \phi_{th} \\ \phi_{epi} \end{pmatrix} \Rightarrow [r] = [XS] \cdot [\Phi]$$

Ecuación 3.16

Resolviendo el sistema de ecuaciones:

$$\begin{split} \phi_{th} &= \frac{\sigma_B^{epi}.r_A - \sigma_A^{epi}.r_B}{\sigma_A^{th}.\sigma_B^{epi} - \sigma_A^{epi}.\sigma_B^{th}} \\ \phi_{epi} &= \frac{\sigma_A^{th}.r_B - \sigma_B^{th}.r_A}{\sigma_B^{epi}.\sigma_A^{th} - \sigma_B^{th}.\sigma_A^{epi}} \end{split}$$

Ecuación 3.17

Para que este sistema tenga solución, es necesario que la matriz [XS] sea cuadrada y su determinante sea distinto de 0. Esto, en otras palabras, indica que es necesario poner isótopos distintos con respuestas distintas en ambos intervalos de energía para que el sistema tenga solución.

En la sección 5, al hablar de las incertezas en los cálculos, se verá con mayor detalle cómo deben ser los dos isótopos para que el resultado obtenido sea creíble.

Para un mayor detalle, nuevamente, el lector puede consultar a Beckurts (^J).

3.3.5 Método de la diferencia de Cd

Para cumplir con la condición de ortogonalidad de matriz [XS] antes vista, una posibilidad es utilizar un recubrimiento de Cadmio.

La sección eficaz del Cadmio presenta una gran resonancia en la parte térmica, lo cual lo convierte en un fuerte absorbente de neutrones en este rango de energías. Es decir, que con poco cadmio, se elimina la presencia de neutrones de baja energía.

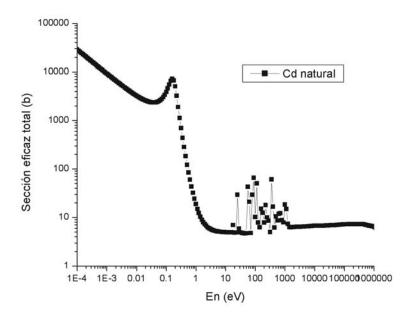


Ilustración 3.8: Se muestra la sección eficaz total para el Cadmio en su abundancia natural. Se ve la abismal resonancia térmica mencionada.

La depresión que sucede en el flujo neutrónico debajo de una cierta energía es tal que generalmente en presencia de Cadmio se define una "energía de corte efectiva" (para más

información ver ^J). Así, se idealiza el comportamiento de un absorbente recubierto con Cadmio de forma tal que el ritmo de reacción de este par absorbente-Cd se iguale al ritmo de reacción del absorbente solo, sin recubrimiento, pero sucediendo esta activación sólo por encima de la energía de corte efectiva.

De esta forma, si por ejemplo se toma como absorbente a un alambre de oro y se lo recubre con 1mm de espesor de Cd, ese par se activa exactamente igual que lo que se activaría el alambre de oro sólo si sólo hubiesen neutrones por encima de E_{Cd} , la energía de corte efectiva de Cadmio. Esta variable depende tanto del espesor del recubrimiento como de su geometría y del absorbente en sí. Toma valores entre, aproximadamente, 0.5 y 0.7 eV.

Por lo tanto, tomando un absorbente epitérmico y tomando el mismo pero cubierto con Cadmio, es posible resolver el sistema de la Ecuación 3.15. Para este caso:

$$\begin{cases} r_{des} = \sigma_A^{th}.\phi_{th} + \sigma_A^{epi}.\phi_{epi} \\ r_{Cd} = \sigma_A^{epi}.\phi'_{epi} \end{cases}$$

Ecuación 3.18

Donde "des" significa "desnudo", sin recubrimiento de Cadmio, y donde se evidencia con una tilde que el flujo que afecta a la muestra bajo cadmio no es necesariamente el mismo que el flujo epitérmico que afecta a la otra.

En general, la energía mínima que abarca el rango epitérmico no coincide con la energía de corte efectiva, sino que esta última resulta ser mayor. Es por esto que el flujo del ritmo de reacción del detector con cadmio aparece primado: es necesario corregir esto, ya que el flujo que activa a éste no es el epitérmico, sino más bien el "epi-cádmico" *. Para esto se define el "Factor de Cadmio" como:

$$F_{Cd} = \frac{R_{epi}}{R_{Cd}} > 1$$

Ecuación 3.19

De esta forma, se reformula la Ecuación 3.18 y se resuelve el sistema:

$$\phi_{th} = rac{\sigma_A^{epi}.r_{des} - \sigma_A^{epi}.r_{Cd}.F_{Cd}}{\sigma_A^{th}.\sigma_A^{epi}}$$
 $\phi_{epi} = rac{r_{Cd}.F_{Cd}}{\sigma_A^{epi}}$

Ecuación 3.20

Para un mayor detalle, el lector se puede referir a Beckurts (^J).

^{*} Aquí se ve una de las desventajas de utilizar el método de la diferencia de Cadmio frente al de las dos hojuelas: es necesario realizar correcciones al cálculo del flujo, que en general vienen dadas por cálculos aproximados. Esto aumenta las incertezas en el resultado final.

3.3.6 Cálculo de las constantes involucradas

Es claro que para la caracterización del flujo neutrónico es imprescindible conocer ciertas constantes involucradas. Algunas de éstas es posible encontrarlas tabuladas, a otras es necesario calcularlas. Este cálculo, a su vez, se puede realizar de forma analítica y/o utilizando aproximaciones o códigos de cálculo. Veamos cada caso en particular:

3.3.6.1 Cálculo de las secciones eficaces

Son el caso más particular debido a que existen valores tabulados, y también se pueden hacer cálculos simples y algunos más complejos para obtener un valor de este constante nuclear.

Existen tabulados los valores de la sección eficaz en energía, como por ejemplo en ^G, como así también valores tabulados representativos o bien proporcionales a la sección eficaz media en los rangos de energía típicos: térmico hasta 0,5 eV; epitérmico hasta 1 o 10 keV y rápido en adelante.

Es más que evidente que utilizando el método de análisis por activación es posible determinar la sección eficaz media de un isótopo que se irradia si se conoce el flujo neutrónico. Esta opción no está considerada ya que lo que nosotros queremos es lo contrario: determinar el flujo conociendo las secciones eficaces.

o Cálculo a partir de valores tabulados

Tomando la definición de sección eficaz media de la Ecuación 3.9:

Ecuación 3.21

Donde, se recuerda, la notación Ψ se utiliza para simbolizar al espectro neutrónico, la forma del flujo en energías.

Es posible obtener un valor medio de la sección eficaz en un grupo de energías con sólo conocer aproximadamente el espectro Ψ y partiendo del conocimiento de la primera en función de la energía. Este valor será más representativo cuanto más parecido sea el espectro de guess al real, y más independiente será de éste cuanto menor sea el rango de energías elegido.

Como se dijo antes, para energías en el rango térmico-epitérmico, el comportamiento de la sección eficaz en general es ¹/_v, apareciendo resonancias para energías epitérmicas, montadas sobre la forma anterior. Si suponemos este comportamiento, es necesario entonces estimar el espectro del flujo presente.

Para neutrones de energía térmica, los cuales se encuentran en equilibrio térmico con el ambiente, se suele suponer un *espectro de Maxwell*, mientras que los neutrones con energías en el rango epitérmico se suelen asociar a un comportamiento $^1/_E$ al estar dada su distribución en energías por la moderación de los neutrones de fisión en el medio. De esta forma, es posible encontrar una constante para cada isótopo y cada rango de energía (para mayor detalle de lo que aquí se presenta, ver referencia J):

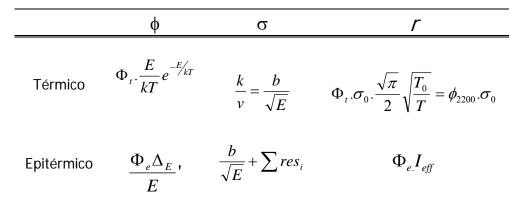


Tabla 3.1: La tabla muestra cómo se obtiene la relación entre el ritmo de reacción por átomo y las constantes tabuladas para los distintos grupos de energía.

Donde k es la constante de Boltzmann, T_0 es 293K y se corresponde con la energía más probable en un espectro de Maxwell, T es la "temperatura del neutrón", temperatura a la cual está el medio en equilibrio térmico con los neutrones, σ_0 es la sección eficaz del isótopo en T_0 (una energía de 0.025 eV), y a donde a $I_{\rm eff}$ se la llama integral de resonancia, y se obtiene de pesar la sección eficaz entre 0,5 eV en adelante con un espectro $^1/_E$.

 Φ_e es la "constante epitérmica", que da el nivel de flujo epitérmico si éste tiene un comportamiento $^1/_E$. Δ_E es una función escalón, que vuelve al flujo epitérmico 0 por debajo de 0.5 eV. Φ_{2200} se corresponde con el flujo térmico si éste tuviese una forma maxwellinana, centrada en $293 \ K$.

Las secciones eficaces fueron supuestas con un comportamiento $^{1}/_{v}$ para energías térmicas, y como la superposición entre la misma forma y resonancias res_{i} para energías en el intervalo epitérmico.

Tanto σ_0 como I_{eff} aparecen tabuladas. Con éstas, es posible obtener un estimativo del flujo neutrónico presente. En el primer caso, se puede calcular el flujo 2200, que para reactores moderados con agua no difiere mucho del flujo total en el rango de energías térmico. En el segundo caso, lo que se obtiene es la constante epitérmica. Luego para obtener el flujo epitérmico total a partir de ésta, es necesario rehacer la suposición sobre la forma del espectro y hacer la integral:

$$\phi_{epi} = \int_{0.5 eV}^{1 keV} \Phi_e . \psi_{(E)} dE$$

Ecuación 3.22

Cálculo MonteCarlo

El método MonteCarlo es un método numérico para resolver problemas matemáticos utilizando para esto muestreos al azar (para más detalle de este método, se puede ver ^K). Si bien su teoría fue conocida mucho antes que la primera publicación apareciese⁷, no fue

⁷ Esta publicación fue: "The MonteCarlo method", Metropolis N., Ulam S.; *J. AMER. Statistical assoc.*, 1949, 44, No.247, 335-341.

hasta la aparición de las computadoras que el método fue aplicable a gran escala. Esto se debe a que la simulación manual de variables al azar es un proceso muy laborioso.

El método tiene dos características principales: en primer lugar, tiene una estructura muy simple: sólo es capaz de realizar una prueba a la vez, la cual se repite N veces, cada prueba siendo independiente de la anterior. El resultado final se obtiene de promediar todas las corridas. En segundo lugar, la incerteza asociada al resultado resulta ser inversamente proporcional a la raíz de N.

Si uno conoce la ecuación que gobierna a un neutrón de una dada energía, que se conoce como la *ecuación de transporte*, luego es posible utilizar este método para conocer el comportamiento de los neutrones ante una situación específica. Existen códigos comerciales, como ser los llamados MCNP, que hacen esto. En general, los cálculos se realizan discretizando a la energía en cientos de intervalos.

Lo que uno puede obtener en un cálculo MonteCarlo como estos es el número de neutrones n que llega a un punto dado y el espectro éstos, como así también la tasa de reacciones por átomo en el mismo, entre otras cosas. Con estas dos variables en particular, y sumando los valores calculados para las energías en cuestión, se puede obtener la sección eficaz media en el grupo de energías que se quiera, siguiendo de la definición (Ecuación 3.9):

$$\sigma_g = \frac{\sum_{i} n.r_i}{\sum_{i} n.\Psi_i} \bigg|_{E_g < E < E_{g+1}}$$

Ecuación 3.23

Obviamente, no se hace una prueba con cada neutrón del flujo, sino que se toma algún número de corridas. El cociente hace que esa constante desaparezca.

Para el cálculo es necesario simular tanto la fuente de neutrones como el medio circundante y todo lo que en el caso real interactuaría con los neutrones.

Para ver una aplicación al presente trabajo, ver la referencia ^L.

3.3.6.2 Cálculo del Factor de Autoapantallamiento neutrónico

Para la resolución de la Ecuación 3.14 existen dos caminos que se pueden seguir: las aproximaciones analíticas, o bien el cálculo utilizando MonteCarlo.

En la referencia ^L se hace el cálculo utilizando los dos métodos.

o Cálculo MonteCarlo

Para la obtención de esta variable, se hace el cálculo del ritmo de reacción que ocurren dentro del volumen del blanco a activar, y luego se hace el mismo cálculo, tomando los mismos puntos, pero esta vez con el material del medio (por ejemplo, agua si se está calculando dentro de un fantoma). Haciendo la relación entre los dos resultados (material/medio), se obtiene el factor de autoapantallamiento neutrónico, análogamente a la Ecuación 3.23. Partiendo de la Ecuación 3.14:

$$G_g = \frac{\sum_{i} n.r_i^{material}}{\sum_{i} n.r_i^{medio}}$$

o Aproximaciones Analíticas

Hay mucha bibliografía que resume las distintas aproximaciones analíticas utilizadas (ver por ejemplo ^M). Debido a que este factor es crítico cuando hay resonancias involucradas, aquí se presentan algunos de las fórmulas utilizadas para el cálculo del G epitérmico. En particular, se muestran las ecuaciones planteadas por Beckurts (ref. ^J) y las publicadas por la IAEA (ref. ^N). Ambos casos presentan ecuaciones para el cálculo de este parámetro en el caso de hojuelas de un material puro.

Beckurts presenta dos ecuaciones para el cálculo:

$$G_{epi} \approx \frac{1}{\sqrt{1+2.\mu_0.\delta}} = \frac{1}{\sqrt{1+2.N.\sigma_0.e}}$$

$$G_{epi} = \frac{1}{\pi . \mu_{a0} . \delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2} - E_3 \left(\frac{\mu_{a0} . \delta}{1 + x^2} \right) \right] dx$$

Ecuación 3.24

Con $\mu_{a0}=N.\sigma_{a0}/\rho$; $\delta=e.\rho$ y donde σ_{a0} es la sección eficaz microscópica máxima en la resonancia, e es el espesor de la hojuela, ρ es la densidad de la misma y donde N es el número de núcleos por cm³ en la hojuela. También se presentan otras:

$$\begin{split} p \, / \, \mu_{a0}.\delta << 1 \Rightarrow G_{epi} \approx 1 + \frac{\mu_{a0}.\ln(\mu_{a0}.\delta)}{4} \\ p \, / \, \mu_{a0}.\delta >> 1 \Rightarrow G_{epi} \approx \frac{4}{3.\sqrt{\pi.\mu_{a0}.\delta}} \end{split}$$

Ecuación 3.25

Los factores calculados de cualquiera de estas dos formas sólo pueden ser considerados como los reales si la sección eficaz presenta una única gran resonancia en el rango epitérmico. De no ser así, habría que cambiar el análisis.

IAEA presenta otras ecuaciones. En este caso se diferencian entre tres formas globales de secciones eficaces en función de la energía, y entre dos tipos de flujo incidente:

Caso	Incidencia Normal	Incidencia Isotrópica
σ =cte. t=N. σ .e	$G_{epi} = \frac{1 - e^{-t}}{t}$	$G_{epi} = \frac{1 - 2.E_3(t)}{2.t}$

$$\begin{split} & \sigma \approx 1/\text{V} \\ & t = \text{N.}\sigma.\text{e.}(\text{E}_0/\text{E}_\text{c}) \\ & E_0 = \text{0,025 eV} \end{split} \qquad G_{epi} = \frac{1}{t} \int\limits_0^t \frac{1 - e^{-t'}}{t'} dt' \qquad G_{epi} = \frac{1}{t} \int\limits_0^t \left[\frac{1 - 2.E_3(t')}{2.t'} \right] dt' \\ & \sigma \text{ resonante por } \\ & \text{B.W. } t = \text{N.}\sigma_{a0}.\text{e} \end{split} \qquad G_{epi} = e^{-t/2} \left[I_0\left(\frac{t}{2}\right) + I_1\left(\frac{t}{2}\right) \right] \qquad G_{epi} = \frac{t}{2} \int\limits_{t/2}^\infty \frac{e^{-s}}{s} \left[I_0(s) + I_1(s) \right] ds \end{split}$$

Tabla 3.2: La tabla muestra las distintas ecuaciones presentadas por IAEA. I₁ son las funciones de Bessel modificadas de orden I, y E₁ son las integrales exponenciales, ambas funciones más que tabluadas.

En principio, siendo nuestro caso el de una irradiación bajo agua y partiendo de un haz direccionado, el flujo real seguramente estará entre medio de los dos extremos.

3.3.6.3 Cálcuo del factor de autoblindaje gamma

Presentado anteriormente como el factor SSg ("self-shielding gamma"), aparece por la interacción de los fotones con la muestra medida. Para una energía dada, se define como la relación entre el número de fotones que deberían salir (I_0) y los que efectivamente salen (I) de una muestra activada. Es un número mayor o igual a uno.

La referencia ^L muestra el cálculo realizado con los métodos aquí presentados.

Cálculo analítico

El número de fotones que atraviesan un cierto espesor de materia decae de forma exponencial con este espesor, de la forma:

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \cdot \rho \cdot l}$$

Ecuación 3.26

Donde $(^{\mu}/_{\rho})$ depende del material del cual se esté hablando, de la energía del fotón que lo atraviesa, y es independiente de la densidad del mismo. En general, y como se explica mejor en F , este "coeficiente de atenuación másico" tiene una forma irregular. Esta variable se encuentra tabulada para cada elemento (ver por ejemplo O o H). De tener un material compuesto, estos factores se suman pesándolos con el porcentaje en paso de cada elemento en el mismo.

El problema en este análisis es calcular la distancia media recorrida por el fotón dentro de la muestra, l.

o Cálculo MonteCarlo

En este caso, la geometría a simular será la de detección. Se hacen dos corridas, una en la que la densidad de la muestra sea nula y otra donde es la real, y se hace el cociente entre la fluencia de fotones que salen de la muestra en los dos casos (vacío/real). Este cociente es el factor buscado.

3.3.6.4 Factor de Cadmio

A este factor es posible encontrarlo tabulado para ciertas geometrías típicas^P, o bien también puede ser calculado por métodos analíticos (ver, por ejemplo, ref. ^J) o bien por cálculo MonteCarlo.

Por ejemplo, para un absorbente ¹/_v, resonante en el rango epitérmico, bajo 1mm de Cadmio, tenemos:

$$F_{Cd} \approx 1 + 1,05. \frac{\sigma_{act(E_0)}.G_{th}}{I_{act}.G_{epi}}$$

3.3.6.5 Otras constantes

Las otras constantes que quedan para analizar son λ e Y_{γ} . Ambas constantes están más que publicadas para cada isótopo en particular. El resto son tomadas de mediciones (incluso Θ , de la Ecuación 9.18).

Con todo lo anterior, ya se puede obtener el flujo térmico a partir de las mediciones respectivas.

3.4 Obtención de K_{TE} y K_C

En general, estas constantes son calculadas a partir de mediciones. El método usual se explica a continuación, como también la forma de obtener un valor teórico y un nuevo método de obtención del factor de sensibilidad a partir de mediciones, más simple.

3.4.1 Aproximación teórica

El plástico A-150, cobertor de "tejido equivalente" en la cámara de ionización está compuesto, entre otras cosas, por nitrógeno e hidrógeno (la referencia Q habla del plástico Shonka A-150 con mayor detalle). El primero en presencia de un campo de neutrones térmicos resulta ser fuente de protones por la reacción $^{14}N(n,p)^{14}C$. El segundo, por su parte, es fuente de fotones por la reacción $^{14}H(n,\gamma)^{2}H$, ambas con alta probabilidad de ocurrencia (ver Tabla 3.3), contribuyen a la respuesta de la cámara.

Por otro lado, la cámara de "grafito" (de no haber impurezas como 10 B o 7 Li), sólo es capaz de producir la reacción 13 C(n, γ) 14 C, la cual tiene una baja probabilidad de ocurrencia (ver Tabla 3.3), además de haber una baja cantidad de núcleos de 13 C en el grafito natural (1,1% de abundancia isotópica).

Reacción	σ_0
¹⁴ N(n,p) ¹⁴ C	1.83 b
$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$	0.333 b
$^{13}C(n,\gamma)^{14}C$	0.00014 b

Tabla 3.3: La tabla muestra las secciones eficaces 2200 de las reacciones en cuestión.

Ya con los números anteriores se puede anticipar que la sensibilidad para la cámara de grafito será bastante menor que aquella para la de tejido equivalente. Un análisis simple hecho en $^{\rm F}$ muestra que el ${\rm K_C}$ puede ser *despreciado* en nuestro caso. Nos concentraremos, entonces, en la obtención de ${\rm K_{TE}}$.

Considerando en primer lugar el aporte a la corriente que los neutrones térmicos hacen, y definiendo $B_{th}^{\ TE}$ como la sensibilidad de la cámara a la dosis de neutrones térmicos, tenemos:

$$K_{TE}\phi_{th}=B_{th}^{TE}D_{n_{th}}$$

Ecuación 3.27

Sabiendo que la dosis bajo condiciones de TCPE⁸ es igual al kerma (para más detalle, ver ^B), podemos escribir:

$$D_{n_{th}}^{TCPE} = F_{n}.\phi_{th} \Longrightarrow K_{TE} = B_{th}^{TE}F_{n}$$

Ecuación 3.28

Donde F_n es el factor de kerma medio para el flujo térmico, ya visto antes. Y B_{th} es la sensibilidad del dosímetro a neutrones térmicos.

Si bien B_{th}^{TE} no puede ser calculado directamente, sí se puede calcular el factor de sensibilidad *relativo* ($^{B}/_{A}$)_{th} TE , siguiendo la ecuación presentada antes (Ecuación 3.6).

Así:

$$K'_{TE} = \left(\frac{B}{A}\right)_{TE}^{th}.F_n^{tejido} = \left(\frac{W_{\gamma}}{W_n}\right)_{gasTE}F_n^{TE}$$

Ecuación 3.29

Similarmente a lo que ocurría para las secciones eficaces, mostrado en la Tabla 3.1, se puede calcular el factor medio a partir del factor conocido para neutrones de 0,025 eV. Así, suponiendo un espectro de Maxwell centrado en 293K, tenemos:

$$K'_{TE} = \left(\frac{W_{\gamma}}{W_n}\right)_{gasTE}^{E_0} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot F_n^{TE}(E_0)$$

Ecuación 3.30

Con esto, se puede calcular el factor para el detector en cuestión, ya que todos los datos necesarios están tabulados. Las unidades están en $\left| {^{cGy}|_{lejido}}^{cm^2} \right/_n$. Para pasarlo a las unidades que buscamos, independiente del tejido en cuestión:

⁸ El Equilibrio Transitorio de Partículas Cargadas se produce cuando, en un volumen el campo primario de radiación es menor que las fugas del campo secundario.

$$K_{TE} = 60^{\text{seg}/\text{min}}.K'_{TE}.A_{TE}^{\text{tejido}}$$

$$\begin{bmatrix} \frac{C/\text{min}}{n/\text{cm}^2 s} \end{bmatrix}$$

Ecuación 3.31

El cálculo de la sensibilidad a fotones se explicó en la sección 3.2.2. Este valor teórico se verá modificado por la composición real de los materiales de la cámara. Es por lo tanto necesaria una determinación experimental particular de cada detector utilizado.

Un análisis análogo que se haga en comparación con el recién visto mostrará que K_C es despreciable frente a K_{TE} , y por lo tanto puede ser considerado nulo. Este análisis, como se dijo antes, se desarrolla en F .

3.4.2 Determinación experimental

Lo aquí descrito se detalla en la referencia ^F.

El método que normalmente se usa para la medición de la sensibilidad térmica del detector consiste en dos exposiciones de la cámara en cuestión: en una se la somete a un campo de neutrones térmico, con muy baja contaminación de neutrones rápidos y fotones, de forma tal que la mayor proporción de la señal sea debida a la interacción con neutrones térmicos. Posteriormente se hace lo mismo suprimiendo el aporte térmico, en general utilizando un blindaje de Fluoruro de Litio enriquecido en ⁶Li. Así se calcula K_{TE} con un simple cálculo. Para esta determinación, se recurre a facilidades experimentales con estas características, como algunos reactores de investigación.

Sin embargo, en este trabajo se desarrolló una metodología propia para el cálculo de la sensibilidad de una cámara de tejido equivalente, que se basa en el siguiente razonamiento:

Si uno pudiese afectar el medio donde se mide, provocando que el flujo térmico disminuya sin afectar la dosis por neutrones rápidos ni la dosis gamma en un punto, y si se pudiese cuantificar esta diferencia, uno podría aprovechar esto para, haciendo la diferencia entre mediciones con un detector de TE, cuantificar el aporte de la diferencia de flujo y por lo tanto, calcular la sensibilidad del detector, K_{TE} .

Si uno quisiese olvidarse de no afectar la dosis gamma, uno podría valerse de un detector insensible a neutrones térmicos, como la cámara de grafito, para que, haciendo la diferencia con lo que mide la de TE y lo que mide ésta, eliminar del análisis la dosis gamma (ver Ecuación 3.3) y de esta forma poder hacer el análisis descrito en el párrafo aterior.

El método será explicado con mayor detalle en la sección 4.2.

Habiendo repasado la teoría necesaria, ya es posible pasar a la descripción de las experiencias realizadas.

Referencias Bibliográficas

^A "RECOMMENDATIONS FOR THE DOSIMETRY OF BORON NEUTRONES CAPTURE THERAPY (BNCT)"; NRG; Petten, 1 Diciembre del 2003.

^B F.M. Kahn; "THE PHYSICS OF RADIATION THERAPY"; 3° Ed.; Lippincott Williams and Wilkins; USA, 2003.

- ^c F. H. Attix; "INTRODUCTION TO RADIOLOGICAL PHYSICS AND RADIATION DOSIMETRY"; John Wiley & Sons, Inc.; New York, 1986.
- ^D G. Gilmore & J. Hemingway; "PRACTICAL GAMMA RAY SPECTROMETRY"; John Wiley & Sons; 1995.
- ^E G. F. Knoll; "RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT"; John Wiley & Sons; 1989.
- F J. M. Longhino; "DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS PARA LA MEDICIÓN DE DOSIS ABSORBIDA EN BNCT Y SU APLICACIÓN A LA FACILIDAD DEL RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/005/00; junio del 2000.

^G Attix, en Ref. C, Capítulo VII, pp. 495-498

H "NIST X-RAY ATTENUATION COEFFICIENTS"; http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html

¹ "JEF-PC, version 01 Nov. 1994"; O.E.C.D. / NEA Data Bank; Francia.

^J K.H. Beckurts and K. Wirtz; "NEUTRON PHYSICS"; Springer Verlag; Berlin,1964.

K I.M. Sobol; "THE MONTECARLO METHOD"; MIR Publishers; Moscú, 1975.

^L J.M.Longhino y F. Sporleder; "DETERMINACIÓN DE PARAMETROS PARA IRRADIACIÓN DE DETECTORES DE ORO-COBRE"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/001/05; Mayo del 2005.

^M E. Martinho, I.F. Gonçalves, J. Salgado; "UNIVERSAL CURVE OF EPITHERMAL NEUTRON RESONANCE SELF-SHIELDING FACTORS IN FOILS, WIRES AND SPHERES"; Applied Radiation and Isotopes 58 (2003) 371-375.

^N "NEUTRON FLUENCE MEASUREMENTS", IAEA Technical Report series n°107, 1970.

O D.G. Chappell; "GAMMA-RAY ATTENUATION"; Nucleonics Data Sheet 10.

P Beckurts, en Ref. J, gráficos en las páginas 274ss.

^Q http://www.orau.org/ptp/collection/ionchamber/shonkatissueequivalent.htm

4 Método experimental

El presente trabajo se centró en primer lugar en la obtención del flujo térmico utilizando los dos métodos vistos en la teoría (método de las dos hojuelas y método de la diferencia de Cadmio). Para determinar el flujo térmico en un fantoma de cabeza (ver llustración 3.2(B)) se terminó por utilizar alambres de oro-cobre como par de hojuelas en una misma posición (verla sección 3.3.4: Método de las dos hojuelas); antes de ésto se utilizaron alambres de oro-cobre asociados al método de la diferencia de Cd. El uso de los alambres de oro-cobre asociados al método de las dos hojuelas mostró tener amplias ventajas frente al método de la diferencia de Cadmio, ventajas que se detallan a lo largo del trabajo y se enlistan en las conclusiones. Es ésta la razón de su utilización para determinar los valores finales de flujo térmico.

Una vez obtenido este flujo, se utilizó el método explicado en la sección 3.4.2 para calcular la sensibilidad a neutrones térmicos de una cámara de ionización miniatura de tejido equivalente, valiéndose para esto de una cámara de ionización miniatura de grafito, y utilizando ácido bórico diluido en agua para la afección del flujo neutrónico (más adelante se justifica la utilización de tal absorbente).

A continuación se detalla las distintas irradiaciones hechas para obtener los resultados, que se presentarán en la sección 6.

Todas las irradiaciones se realizaron en el bunker de BNCT, en el RA-6, con una configuración de núcleo idéntica para cada una. Siempre se extrajeron las barras B1 y B2 al 100% y la B4 se dejó en 75%. La potencia indicada era de 0,93.10⁻⁴ A en ΦM4, equivalente al 81% de la potencia nominal del reactor.

Todas las mediciones se normalizaron utilizando como monitor una cámara de ionización instalada en el blindaje de la facilidad(ver Ilustración 3.1). El registro de la señal se hizo vía PC, a través de un programa diseñado para el tratamiento de la señal correspondiente. Este "monitor" era promediado para el tiempo de irradiación en cuestión, dando una referencia de la intensidad del haz. Este valor era utilizado para normalizar los resultados entre sí y con los de mediciones hechas con anterioridad.

4.1 Medición de Flujo neutrónico

Para la medición de flujo neutrónico se realizaron numerosas irradiaciones, en primer lugar para aprender la técnica y fijar la teoría, y en segundo lugar para obtener resultados interesantes.

Así, se buscó el perfil del flujo en vacío, se evaluó la convergencia en la utilización del método de las dos hojuelas con el de diferencia de Cadmio, y se analizó el cambio en el flujo neutrónico debido a la utilización de distintos fantomas, entre otras cosas. Finalmente, se obtuvieron valores útiles para el cálculo de K_{TE} .

La medición de los picos de decaimiento de los detectores se realizó con un detector gamma de germanio hiperpuro (42-TN21646B, 20% de Ortec) a través de una PC. Para más detalle de este tipo de detectores, ver ^A. El programa asociado utilizado fue el *Maestro* (ver ref. ^B para mayor detalle), provisto con el detector. La calibración del detector ya había sido hecha (ver referencia ^C), y se mantenía con un control mensual. Se utilizó esta calibración, hecha para dos posiciones de medición.

La variable normalizada con el monitor fue la actividad de saturación por átomo. El tiempo efectivo de irradiación se calculó en cada caso como el cociente entre la integral del monitor en el tiempo y el monitor promedio.

En el apéndice 2 se muestran las secciones eficaces y factores de autoapantallamiento y autoblindaje utilizados para cada experiencia. Las mismas fueron en general calculadas mediante el código MonteCarlo MCNP5. Los datos nucleares tabulados fueron sacados de D

En el caso de las secciones eficaces para la diferencia de Cadmio, se utilizó la integral de resonancia para calcular el flujo epitérmico, considerando que éste tenía un comportamiento ¹/_E, y la sección eficaz térmica fue calculada utilizando MonteCarlo. Este resulta en un análisis pobre para el flujo epitérmico, pero se justifica ya que lo que se busca es un análisis del flujo térmico.

Se utilizaron dos pares distintos para la obtención de los resultados finales:

- ✓ Par Au-Au(Cd): Este par consistió en dos alambres de oro puro de 0,1 mm de diámetro de longitud similar, uno de los cuales se envolvió en un tubo de cadmio de 0,5 cm de espesor. El tubo de Cadmio en general tenía cerca de un centímetro de longitud y 3 mm de diámetro externo. Este par se asoció al método de la diferencia de Cadmio, obviamente.
- ✓ **Par Au-Cu:** Este consistió en un alambre de aleación de cobre con 1,55% en peso de oro. Su diámetro era de 1 mm y la longitud variaba entre 1 y 1,5 cm. Este par se asoció al método de las dos hojuelas.

4.1.1 Caracterización del perfil en vacío

En primer lugar, se realizó una irradiación y tres controles de repetitividad para esta experiencia. Se utilizó en todos los casos el método de la diferencia de Cadmio con el par Au-Au(Cd).

El posicionamiento y el número de alambres puesto surgió de un análisis previo de la forma del flujo en la boca del haz. Se supuso que debía tener una forma bastante plana en la parte central, y luego debía caer abruptamente cerca del borde (a unos 7,5 cm del centro del haz) por la presencia de fuertes absorbentes a partir de éste. Con esto en mente, se posicionaron en 15 puntos (30 alambres) *: 1, 3 y 5 cm del centro, luego cada medio centímetro hasta llegar a 9 cm, y 10, 11, 13 y 16 cm.

De esta forma, teniendo la salida del haz un radio de 7,5 cm, se obtenía una buena distribución de puntos para el análisis. Por comodidad en la disposición, se aprovechó la simetría radial del haz (demostrada con alambres de oro), y se posicionaron los treinta alambres tanto en el eje horizontal como en el vertical.

Terminada esta primera irradiación y obtenido el perfil del flujo, se hicieron tres irradiaciones de repetitividad, para confirmar las primeras mediciones. En cada una, se irradiaron dos de los pares Au-Au(Cd), en dos posiciones: 5 y 9 cm. Estas posiciones fueron elegidas para verificar el cruce que se produce entre el flujo térmico y el epitérmico cerca del borde del haz.

Página 31 de 86

^{*} Aquí se evidencia otras de las ventajas de la utilización del par Au-Cu sobre el par Au-Au(Cd): El primero es un solo alambre, lo que implica menores problemas en el posicionamiento, en la preparación de las muestras y en la medición de la actividad.

Finalmente, se hizo una última irradiación con el par Au-Cu. Se pusieron 5 alambres de éstos, con el fin de verificar la factibilidad de su utilización asociada al método de las dos hojuelas. Los puntos de irradiación elegidos fueron a 2, 3, 4, 5 y 6 cm desde el centro del haz

En todos los casos se utilizó una grilla (dibujada en CorelDraw e impresa), sobre la cual se pegaban los detectores a irradiar. Esta grilla era pegada sobre una grilla mayor, fija y bordeando a la salida del haz (ver Ilustración 3.2(A)).

Con esta práctica se buscó el adentrarse en la técnica de medición, y aprender de las complicaciones que la misma implica.

4.1.2 Caracterización del flujo en Fantoma de Referencia

El fantoma de referencia es básicamente un cubo rectangular hueco, hecho de acrílico, el cual sirve para referenciar las mediciones hechas de flujo con mediciones hechas en otros lados. Las dimensiones de este paralelepípedo son: 40 cm de ancho; 20,3 cm de profunidad; 39,1 cm de alto. El espesor de las paredes en todas sus caras es de 1 cm, excepto en una ventana en la cara frontal (donde incide el haz), de 0,5cm.

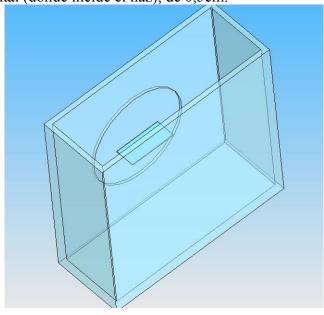


Ilustración 4.1: La ilustración muestra un esquema del fantoma de referencia utilizado. Sobre la placa central se posicionarían los detectores.

Se hicieron cuatro irradiaciones. En la primera se irradiaron cinco de los alambres de Au-Cu en 5 posiciones dentro del fantoma (1, 2, 3, 4 y 5 cm desde el lado externo de la cara frontal). En la segunda y tercera se hizo lo mismo con pares Au-Au(Cd). Finalmente, se rehizo la primera irradiación utilizando los mismos alambres en las mismas posiciones.

El posicionamiento de los alambres se realizó utilizando una placa de policarbonato de 1 mm de espesor, centrada en el haz y paralela al plano horizontal, sobre la cual se pegaban los alambres con cinta adhesiva (ver figura anterior).

Las secciones eficaces y factores de autoapantallamiento y autoblindaje para ambos pares fueron calculados mediante el código MCNP5 (excepto para las secciones epitérmicas, como se aclaró en el caso anterior).

En este caso el cálculo MonteCarlo de factores nucleares de los alambres Au-Cu no mostró converger tan fácilmente, y fue necesario complementar los mismos con resultados de aproximaciones analíticas. Por esta misma razón, también se tomó un mismo factor de autoapantallamiento para cada grupo, pero para todas las posiciones el mismo. Los cálculos realizados se detallan en ^E.

Con esta práctica se buscó analizar el cambio en el flujo respecto a aquél que hay en aire, y confirmar la efectividad de los alambres de Au-Cu como un *detector doble* (par de hojuelas).

4.1.3 Caracterización del flujo en Fantoma de Cabeza

Se caracterizó el flujo en el fantoma de cabeza (ver Ilustración 3.2(B)). Para esto, se fabricó un portamuestras hecho de policarbonato, en forma de V. Se irradiaron alambres de Au-Cu, para las posiciones a 1, 2, 3, 4 y 5 cm de profundidad desde el lado externo de la cara donde el haz incidía⁹. Se hicieron dos irradiaciones: una para agua desmineralizada y otra para la solución de 18 ^g/₁ (1,8 g de ácido por 100 de agua).

Para la irradiación con agua, se tomaron las mismas secciones eficaces y factores que en el fantoma de referencia. Esto se basa en el hecho que el flujo neutrónico no cambia demasiado con la forma del fantoma. La referencia ^F muestra un análisis sobre este punto, comparando el flujo en un fantoma de referencia con aquél en un fantoma de pierna, de menores dimensiones que el de cabeza en cuestión.

Para la irradiación con ácido, se tomaron cálculos previamente hechos para una solución de 15 g/l. Aquí se supuso que las secciones eficaces no variaban apreciablemente con una pequeña diferencia en la concentración de ácido bórico, y se demostró haciendo la comparación con secciones eficaces calculadas para una solución de 30 g/l.

Las concentraciones y densidades necesarias para los cálculos fueron obtenidas por el departamento de Química Aplicada de INVAP, en el Centro Atómico Bariloche. Las incertezas en las mismas son menores al 10%.

De esta forma, se obtiene el flujo neutrónico térmico en agua destilada y en dos concentraciones de ácido bórico, permitiendo así el cálculo de la sensibilidad al mismo de la cámara de tejido equivalente.

4.2 Determinación de KTE

Tomando el razonamiento seguido en la sección 3.4.2, se procedió al cálculo de la sensibilidad térmica de un detector de TE.

Se aprovechó el hecho que el trabajo se hace en un fantoma con agua, y se diluye en el líquido una poca cantidad de ácido bórico (H₃BO₃). La elección de este compuesto se debe al cumplimiento del mismo con los requisitos buscados:

En primer lugar, hay que tener en cuenta que la desaparición de los neutrones de altas energías se debe a la pérdida de su energía por la interacción con la materia. Así, pasan a ser neutrones térmicos.

_

⁹ Esta cara corresponde a la izquierda, en la figura.

En segundo lugar, hay que tener en cuenta que esta *termalización* se debe principalmente a la presencia de núcleos de hidrógeno, que al tener casi la misma masa que un neutrón, les quita mucha energía a éstos con una sóla interacción¹⁰.

El compuesto H₃BO₃ sigue aportando núcleos de hidrógeno, al igual que el agua. De hecho, comparando la composición por átomo del agua con la composición por átomo de una solución de 18 gramos de ácido por litro de agua, se obtiene lo siguiente:

Elemento	Agua pura	Sol. de 18 ^g / _l de ác. en agua
Н	66,66%	66,54%
О	33,33%	33,38%
В	0%	0,07%

Tabla 4.1: La tabla muestra el porcentaje en átomos de cada elemento para ambas soluciones.

Se puede apreciar que la concentración de átomos de hidrógeno no cambia apreciablemente; es de esperar, entonces, que la moderación de los neutrones de alta energía tampoco lo haga.

Por el contrario, la sección eficaz de captura térmica de neutrones es muy alta para el 10 B (σ_{α} =3840b, la total es aún mayor 11). Por lo tanto el flujo térmico sí va a notar la presencia del ácido.

Es también un ácido manejable, no es tóxico ni corrosivo en las cantidades manejadas.

Igualmente, se analizó el Nitrato de Cadmio como otra posibilidad. Este análisis se adjunta en el apéndice 3.

Entonces, confiando en dos hipótesis, se puede calcular K_{TE} a partir de mediciones hechas con una CI de TE y una de grafito. Estas hipótesis son:

- ✓ La sensibilidad térmica de la cámara de grafito es nula (se demuestra despreciable siempre y cuando no tenga impurezas, ver ^G).
- ✓ La dosis rápida no se ve afectada por la presencia del absorbente (esto se cumple siempre y cuando la concentración de Boro sea baja en el agua).

En el apéndice 4 se estudia el incumplimiento de la segunda hipótesis. En el análisis aquí propuesto se considerará como cierta.

Partiendo, entonces de la Ecuación 3.3, si planteamos la ecuación para dos situaciones: en una el fantoma se llena con agua y en la segunda se llena con una dilución de baja concentración del ácido en agua, tendremos:

¹⁰ Un ejemplo que sirve para entender la pérdida de energía de los neutrones es considerarlos pelotas que interaccionan. Si una pelota de tenis choca con otra igual en reposo, la que estaba quieta se va a llevar mucha de la energía que la incidente traía, y la original se frenará. Si en cambio ésta choca con una de fútbol, poco se va a frenar.

 $^{^{11}}$ σ_{α} es la sección eficaz de captura térmica y emisión α , en 0,025 eV

(i)
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} .I_{TE} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} .\dot{D}_{n} + K'_{TE} .\phi_{th}$$

(ii)
$$\frac{1}{A}\Big|_{C} I_{C} = D_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} D_{n}$$

Ecuación 4.1: Para agua pura

(i)
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} . I^*_{TE} = \vec{D}^*_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} . \vec{D}_n + K'_{TE} . \phi^*_{th}$$

$$(ii) \qquad \frac{1}{A} \Big|_{C} I^{*}_{C} = \dot{D}^{*}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} \dot{D}_{n}$$

Ecuación 4.2: Para una concentración de ácido bórico

Donde las variables con asterisco muestran un cambio con respecto a las mismas en agua. Si para cada ecuación restamos (i)-(ii), obtenemos:

agua:
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} .I_{TE} - \frac{1}{A}\Big|_{C} .I_{C} = \Delta \left(\frac{B}{A}\right) .D_{n} + K'_{TE} .\phi_{th}$$

$$H_{3}BO_{3}: \frac{1}{A}\Big|_{TE} .I^{*}_{TE} - \frac{1}{A}\Big|_{C} .I^{*}_{C} = \Delta \left(\frac{B}{A}\right) .D_{n} + K'_{TE} .\phi^{*}_{th}$$

Ecuación 4.3

Restando ambas partes, y despejando K'_{TE}:

$$K'_{TE} = \frac{\frac{1}{A}\Big|_{TE} \cdot (I_{TE} - I_{TE}^*) - \frac{1}{A}\Big|_{C} (I_{C} - I_{C}^*).}{\phi_{th} - \phi^*_{th}}$$

Ecuación 4.4

Calculando la sensibilidad en las unidades de interés:

$$K_{TE} = 60^{\text{seg/min}}.A_{TE}.K'_{TE} = 60.\frac{.(I_{TE} - I_{TE}^*) - \frac{A_{TE}}{A_C}(I_C - I_C^*).}{\phi_{th} - \phi_{th}^*}$$

Ecuación 4.5

De esta forma se pudo obtener la sensibilidad de la cámara.

Para esto se utilizaron cámaras de ionización miniaturas; la de tejido equivalente (774-TTW) y la de grafito (775-TGW), modelos IC-18 e IC-18G de Far West Technology, Inc. (para más información sobre estos detectores, ver referencia ^H). Las cámaras son

cilíndricas, con un volumen sensible de aprox. $0.1 \, \mathrm{cm}^3$ y un espesor de pared de aproximadamente 1.6 mm. Tienen 12 mm de largo y 6 mm de diámetro. Éstas fueron utilizadas en modo gas (CO_2 para grafito, gas de tejido equivalente de base de metano, para la TE) y tomando la señal en modo corriente. Ésta fue tomada por un electrómetro KEITHLEY 6517A (1% de precisión en el rango de $20 \, \mathrm{pA}$), haciendo un promedio de valores obtenidos durante 60 segundos, y repitiendo esto dos veces más para cada punto analizado. Con estos valores se tomó un promedio para cada punto.

Las sensibilidades a fotones de las cámaras fueron extraídas de la referencia ^I y se muestran en el Apéndice 2.

Se tomó en cada serie de mediciones la Presión ambiente y la Temperatura del medio, y se normalizó la corriente obtenida a condiciones normales de presión y temperatura (20°C, 1atm). El factor de normalización se tomó según la siguiente ecuación (según la referencia ^J):

$$F = \frac{1013mbar}{P_{[mbar]}} \cdot \frac{(273,15 + T_{[^{\circ}C]})}{293,15}$$

Fcuación 4 6

Los gases fueron provistos por AGA S.A., y su composición se muestra en la siguiente tabla:

Gas	Componente	% mol
CO ₂ (Coleman)	CO_2	99,999
TE (basado en Metano)	N_2	3,11(3)
1 E (basado en Metano)	CO_2	32,3(7)

Tabla 4.2: La tabla muestra la composición de los gases de llenado.

Se realizaron mediciones en el fantoma de cabeza para agua desmineralizada y una concentración de ácido bórico (18 ^g/₁), en para dos irradiaciones distintas:

Para la medición en agua, se analizaron, en coherencia con la experiencia del punto anterior, profundidades de 1, 2, 3, 4 y 5 cm desde el lado externo a la cara frontal, para ambas cámaras. Para la medición en ácido, se analizaron profundidades de 0,7, 1, 2, 3, 4, 5, 6 y 8 cm, para ambas cámaras¹².

Para el cálculo de K_{TE} se tomó la Ecuación 4.5, para la cual se consideran como ciertas las hipótesis planteadas. Se recuerda que en el Apéndice 4 se analiza la influencia de un cambio en la dosis rápida en el resultado final.

Para la solución de ácido bórico se tomaron más puntos. Esto se debe a que los mismos se tomaron en una medición anterior, donde se midieron flujos y corrientes en agua para todos esos puntos. Tanto la medición de las corrientes en agua como la medición de flujo en agua fueron repetidas para menos posiciones por errores en la realización en las mismas.

Referencias Bibliográficas

- ^A G. F. Knoll; RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT"; John Wiley & Sons; 1989.
- ^BMaestro for Windows Model A65-B32, Version 5.32; UMCBI Kernel Version 1.00; Connections-32 Version 6.00; Copyright 2002, Advanced Measurement Technology, Inc.
- ^c J.M. Longhino y G. Scotti; "CARACTERIZACIÓN DEL HPGe 46B DEL RA-6. PARÁMETROS, UTILIZACIÓN Y CALIBRACIONES"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/013/03; Noviembre del 2003.
- ^D J.Board, W.L.Zypanol, H.J.Nolthenius; "NUCLEAR DATA GUIDE FOR REACTOR NEUTRON METROLOGY"; Kluwer Academia Publishers; Netherlands, 1989.
- ^E J.M.Longhino y F. Sporleder; "DETERMINACIÓN DE PARAMETROS PARA IRRADIACIÓN DE DETECTORES DE ORO-COBRE"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/001/05; Mayo del 2005.
- F H. Blaumann, J.M. Longhino y O. Calzetta; "CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DEL HAZ MIXTO DE LA FACILIDAD DE BNCT DEL REACTOR RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/054/01; Diciembre del 2001.
- ^G J. M. Longhino; "DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS PARA LA MEDICIÓN DE DOSIS ABSORBIDA EN BNCT Y SU APLICACIÓN A LA FACILIDAD DEL RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/005/00; junio del 2000.
- H http://www.fwt.com/detector/ic18ds.htm
- $^{\rm I}$ J.M. Longhino; "ACTUALIZACIÓN DE SENSIBILIDADES A FOTONES DE CÁMARAS DE IONIZACIÓN MINIATURA. INTRODUCCIÓN DE DOSÍMETRO PATRÓN DE 90 Sr"; Informe Técnico CNEA-CAB 047/038/04; Diciembre del 2004.
- J. H. Blaumann y J.M. Longhino; "PROTOCOLO DE VERIFICACIÓN DOSIMÉTRICA DEL HAZ DE BNCT"; Informe Técnico CAB-CNEA 47/003/04; Junio del 2004.

5 Incertezas en los cálculos

Antes de continuar, se presenta aquí la propagación de las incertezas para las ecuaciones mostradas en el marco teórico. Se hace asimismo un pequeño análisis de la sensibilidad de cada cálculo.

Lo que en esta sección presenta no pretende cuantificar las incertezas en el posicionamiento, que dependerá del gradiente de la variable en la posición medida, como se verá más adelante.

5.1 Cálculo del Flujo neutrónico

El análisis aquí presentado estudia las incertezas en el método de las dos hojuelas. Por analogía se puede hacer el mismo análisis para el método de la diferencia de Cadmio.

El cálculo puede complicarse si se hace el análisis a más grupos de energía (ver ref. ^A), y aún más si se tienen en cuenta el aporte de la incerteza del espectro de guess (ver ref. ^B).

Se parte de la ecuación aproximada del cálculo del flujo neutrónico a dos grupos, definiendo por practicidad las variables:

$$\sigma'_{i} = \sigma_{i}^{th}.G_{i}^{th}$$
 $I'_{i} = \sigma_{i}^{epi}.G_{i}^{epi}$

Ecuación 5.1

Así, de la Ecuación 3.17:

$$\Phi_{Th} = \frac{I'_{2}.r_{1} - I'_{1}.r_{2}}{\sigma'_{1}.I'_{2} - \sigma'_{2}.I'_{1}}$$

$$\Phi_{Epi} = \frac{\sigma'_{1}.r_{2} - \sigma'_{2}.r_{1}}{\sigma'_{1}.I'_{2} - \sigma'_{2}.I'_{1}}$$

Ecuación 5.2

En primer lugar, se puede demostrar que para una medición bien hecha la contribución porcentual a la incerteza en r va a venir principalmente de dos factores: la incerteza en la eficiencia y en la misma en el número de cuentas en el pico del multicanal (ver ^C).

$$\left(\frac{\partial r}{r}\right)^2 = \left(\frac{\partial \eta}{\eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial C}{C}\right)^2$$

Ecuación 5.3

Las ecuaciones que determinan las incertezas de los resultados en el cálculo del flujo se muestran a continuación:

$$\begin{split} &\left(\frac{\partial \phi_{epi}}{\phi_{epi}}\right)^{2} = \left[\frac{\sigma'_{1}\sigma'_{2}.(I'_{1}.r_{2}-I'_{2}.r_{1})}{(\sigma'_{1}.r_{2}-\sigma'_{2}.r_{1}).(I'_{1}.\sigma'_{2}-I'_{2}.\sigma'_{1})}\right]^{2}.\left[\left(\frac{\partial \sigma'_{1}}{\sigma'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial \sigma'_{2}}{\sigma'_{2}}\right)^{2}\right] + \\ &+ \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2}.\left(\frac{\partial I'_{1}}{I'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2}.\left(\frac{\partial I'_{2}}{I'_{2}}\right)^{2} + \\ &+ \left(\frac{\sigma'_{2}r_{1}}{\sigma'_{1}r_{2}-\sigma'_{2}r_{1}}\right)^{2}.\left(\frac{\partial r_{1}}{r_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma'_{1}r_{2}}{\sigma'_{1}r_{2}-\sigma'_{2}r_{1}}\right)^{2}.\left(\frac{\partial r_{2}}{r_{2}}\right)^{2} \end{split}$$

Ecuación 5.4

$$\begin{split} &\left(\frac{\partial \phi_{th}}{\phi_{th}}\right)^{2} = \left[\frac{I'_{1}I'_{2}.(\sigma'_{1}.r_{2} - \sigma'_{2}.r_{1})}{(I'_{1}.r_{2} - I'_{2}.r_{1})(I'_{1}.\sigma'_{2} - I'_{2}.\sigma'_{1})}\right]^{2} \left[\left(\frac{\partial I'_{1}}{I'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial I'_{2}}{I'_{2}}\right)^{2}\right] + \\ &+ \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2} - \sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial \sigma'_{1}}{\sigma'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{1}I'_{2} - \sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial \sigma'_{2}}{\sigma'_{2}}\right)^{2} + \\ &+ \left(\frac{I'_{2}r_{1}}{I'_{1}r_{2} - I'_{2}r_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial r_{1}}{r_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{I'_{1}r_{2}}{I'_{1}r_{2} - I'_{2}r_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial r_{2}}{r_{2}}\right)^{2} \end{split}$$

Ecuación 5.5

5.1.1 Secciones eficaces

Mirando la Ecuación 5.4 y la Ecuación 5.5, se puede apreciar que el aporte de las incertezas en las secciones eficaces a la incerteza en el flujo es inversamente proporcional al determinante $(\sigma_I.I_2-I_I.\sigma_2)$ de la matriz [XS] en la Ecuación 3.16. Es decir que cuanto más parecidas sean las respuestas al flujo de los detectores que se elijan, más cercano a 0 el determinante y por lo tanto mayores son las incertezas en el resultado final.

Para entender mejor la dependencia del flujo con respecto a las secciones eficaces, se puede hacer un análisis de sensibilidad en el cálculo. Para hacer más didáctico el análisis, tomemos uno de los pares utilizados y consideremos que el material uno es oro y que el dos es cobre, de los alambres Au-Cu. Supongamos los valores en mostrados en las tablas, extraídos de los datos para una irradiación hecha en el fantoma de referencia¹³:

	$\sigma_{th[b]}$	σ _{epi [b]}	G _{th}	G_{epi}	r [Bq/át]
Oro	84,8(4)	211,5(36)	0,969(4)	0,67(1)	$9,5(4).10^{-14}$
Cobre	3,813(19)	0,419(6)	0,969(4)	089(1)	$0.38(2).10^{-14}$

Este caso es representativo de un par " $^1/_v$ – resonante". Tomando esto, y analizando primero la Ecuación 5.2, se comprueban varias cosas para nuestro caso analizado, que anticipan la forma esperada:

¹³ Los datos aquí mostrados fueron extraídos de una irradiación hecha en el fantoma de referencia, para una posición a 1 cm de profundidad.

- ✓ Ambos términos en el numerador del flujo epitérmico son del mismo orden.
- ✓ El término que resta en el denominador es un orden de magnitud mayor el otro.
- ✓ En el flujo térmico, el término que resta en el numerador es un orden de magnitud mayor al que suma.

De esta forma, se espera en este caso que la influencia de la variación de la sección eficaz térmica del oro (la mayor) no afecte apreciablemente el flujo térmico (ya que el término al que pertenece es muy inferior al otro), aunque lo haga aumentar al hacerse mayor, y que en el flujo epitérmico tenga más influencia, provocando la disminución de éste de manera apreciable al aumentar la misma.

Por otro lado, la sección eficaz térmica del cobre tendrá un comportamiento inverso pero análogo: el flujo térmico decrecerá de manera poco apreciable al aumentarla, y el flujo epitérmico aumentará mucho con un crecimiento de esta. Esta vez el térmico aumentará de manera más apreciable:

$$\Phi_{Th} = \frac{I'_{2}.r_{1} - I'_{1}.r_{2}}{\sigma'_{1}.I'_{2} - \sigma'_{2}.I'_{1}} \approx \frac{I'_{1}.r_{2}}{\sigma'_{2}.I'_{1}} \approx \frac{r2}{\sigma'_{2}}$$

Ecuación 5.6

Al aumentar la sección eficaz epitérmica del oro, no se esperaría tener gran cambio en el flujo epitérmico, y aún menos se esperaría que fuera el cambio en el térmico. Mientras que el papel de esta variable en el flujo térmico es despreciable, en el epitérmico afecta al numerador, donde su influencia es mayor por no ser despreciable.

La sección eficaz que menos se esperaría que influyese es la epitérmica del cobre. No sólo por que es muy pequeña y una variación porcentual pequeña no cambia apreciablemente su número, sino que porque cualquiera de los términos en donde aparece es despreciable contra el otro sumando.

Con este análisis uno puede afirmar que el aporte a la incerteza del flujo térmico en general será bajo para las incertezas en las secciones eficaces, mientras que para el flujo epitérmico el aporte de las secciones eficaces a la incerteza total será grande.

5.1.2 Actividad de saturación

Se ve claramente que la dependencia del flujo en ambos grupos con respecto a la actividad de saturación de uno de los dos materiales es lineal, si se considera una misma posición, de forma tal que las secciones eficaces no cambian. No sólo eso, sino que los dos grupos muestran una pendiente de distinto signo de la forma:

$$\frac{\partial \Phi_{Th}}{\partial r_i} = \frac{(-1)^j . I'_j}{\sigma'_1 . I'_2 - \sigma'_2 . I'_1}$$

$$\frac{\partial \Phi_{Epi}}{\partial r_i} = \frac{(-1)^i . \sigma'_j}{\sigma'_1 . I'_2 - \sigma'_2 . I'_1}$$

Ecuación 5.7

Donde: si i es 1, j es 2 y si i es 2, j es 1.

Es decir que analizando la variación de la actividad de saturación para un cambio en alguna de sus variables, con sólo multiplicarla por una constante (calculada a partir de las ecuaciones anteriores) se obtiene la variación del flujo a dos grupos debido a esa variable afectada:

$$\begin{split} \frac{\partial \Phi_{\mathit{Th}}}{\Phi_{\mathit{Th}}} &= \frac{\left(-1\right)^{j}.I_{j}^{'}.r_{i}}{I_{2}^{'}.r_{1}-I_{1}^{'}.r_{2}} \cdot \frac{\partial r_{i}}{r_{i}} \\ \frac{\partial \Phi_{\mathit{Epi}}}{\Phi_{\mathit{Epi}}} &= \frac{\left(-1\right)^{i}.\sigma_{j}^{'}.r_{i}}{\sigma_{1}^{'}.r_{2}-\sigma_{2}^{'}.r_{i}} \cdot \frac{\partial r_{i}}{r_{i}} \end{split}$$

Ecuación 5.8

Donde r₁ y r₂ serían los valores iniciales sobre los cuales se haría el cambio.

Tomando el mismo caso anterior, se procedió primero a encontrar estas constantes (en valores absolutos):

$$\begin{cases}
\left| \frac{\partial \Phi_{Th}}{\Phi_{Th}} \middle/ \frac{\partial r_1}{r_1} \right| \approx 0.07 & \left| \frac{\partial \Phi_{Th}}{\Phi_{Th}} \middle/ \frac{\partial r_2}{r_2} \right| \approx 1.07 \\
\left| \frac{\partial \Phi_{Epi}}{\Phi_{Epi}} \middle/ \frac{\partial r_1}{r_1} \right| \approx 8.3 & \left| \frac{\partial \Phi_{Epi}}{\Phi_{Epi}} \middle/ \frac{\partial r_2}{r_2} \right| \approx 7.3
\end{cases}$$

Ecuación 5.9

Ya se ve que una variación en la actividad de saturación del cobre (material 2) será más importante que la misma variación en el oro (material 1), ya que afecta mucho ambos flujos. Pero se ve también que la mayor sensibilidad se encuentra en el flujo epitérmico respecto a un cambio en el oro.

Las constantes utilizadas dependen tanto de las secciones eficaces como de las actividades de saturación originales, y por ende son aplicables únicamente a este caso, en el punto analizado, con los valores usados. Sin embargo, permite hacerse una idea de la sensibilidad del cálculo a la variable r.

Una conclusión importante que se puede rescatar proviene del análisis de estas identidades:

- ✓ Para *insensibilizar* el sistema, conviene hacer la diferencia del denominador lo más grande posible.
- ✓ El caso ideal sería tener dos materiales de mucha sección eficaz, pero ortogonales: uno sólo en la región térmica, y otro únicamente en la epitérmica (con esto se cumple el punto anterior).
- ✓ Esto se confirma en las constantes para el flujo térmico, donde el denominador es mayor.

- ✓ Como es fácilmente comprobable, la suma entre las constantes para el térmico y la misma para las del epitérmico, debe dar siempre uno.
- ✓ Sabiendo que siempre una de las dos ctes. para cada será negativa, se concluye que el caso ideal tendrá las menores constantes posibles.
- ✓ En el caso ideal, un grupo se obtiene directamente de una r, y su sensibilidad será lineal con ésta y nula para con la otra.

5.1.3 Relación de Flujos

En este caso, no se da una propagación efectiva de inbcertezas, sino que se aclara cómo es que las incertezas puede variar con la relación de flujos Th/Epi.

Tomando las ecuaciones de propagación (Ecuación 5.4 y Ecuación 5.5), y reemplazando en ellas r por su definición (Ecuación 3.15), encontramos que existe una relación entre la incerteza que resulta y la relación de flujos presente en la irradiación. Cabe aclarar que las secciones de cada grupo dependen a su vez del flujo neutrónico y por lo tanto de la relación de flujos. Este análisis pretende remarcar el comportamiento a primer orden.

$$\left(\frac{\partial \phi_{epi}}{\phi_{epi}}\right)^{2} = \left[\frac{\sigma'_{1}\sigma'_{2}}{(I'_{1}.\sigma'_{2}-I'_{2}.\sigma'_{1})}\frac{\phi_{th}}{\phi_{epi}}\right]^{2} \cdot \left[\left(\frac{\partial \sigma'_{1}}{\sigma'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial \sigma'_{2}}{\sigma'_{2}}\right)^{2}\right] + \\
+ \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \cdot \left(\frac{\partial I'_{1}}{I'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \cdot \left(\frac{\partial I'_{2}}{I'_{2}}\right)^{2} + \\
+ \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}} + \frac{\sigma'_{1}\sigma'_{2}}{(I'_{2}.\sigma'_{1}-I'_{1}.\sigma'_{2})}\frac{\phi_{th}}{\phi_{epi}}\right)^{2} \cdot \left(\frac{\partial r_{1}}{r_{1}}\right)^{2} + \\
+ \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{2}I'_{1}-\sigma'_{1}I'_{2}} + \frac{\sigma'_{2}\sigma'_{1}}{(I'_{1}.\sigma'_{2}-I'_{2}.\sigma'_{1})}\frac{\phi_{th}}{\phi_{epi}}\right)^{2} \cdot \left(\frac{\partial r_{2}}{r_{2}}\right)^{2}$$

Ecuación 5.10

$$\begin{split} & \left(\frac{\partial \phi_{th}}{\phi_{th}}\right)^{2} = \left[\frac{I'_{1}I'_{2}}{\left(I'_{1}.\sigma'_{2}-I'_{2}.\sigma'_{1}\right)}\frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}}\right]^{2} \left[\left(\frac{\partial I'_{1}}{I'_{1}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial I'_{2}}{I'_{2}}\right)^{2}\right] + \\ & + \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial \sigma'_{2}}{\sigma'_{2}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} \left(\frac{\partial \sigma'_{1}}{\sigma'_{1}}\right)^{2} + \\ & + \left(\frac{\sigma'_{2}I'_{1}}{\sigma'_{1}I'_{2}-\sigma'_{2}I'_{1}}\right)^{2} + \frac{I'_{1}I'_{2}}{\left(I'_{2}.\sigma'_{1}-I'_{1}.\sigma'_{2}\right)}\frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}}\right)^{2} \left(\frac{\partial r_{2}}{r_{2}}\right)^{2} + \\ & + \left(\frac{\sigma'_{1}I'_{2}}{\sigma'_{2}I'_{1}-\sigma'_{1}I'_{2}}\right)^{2} + \frac{I'_{2}I'_{1}}{\left(I'_{1}.\sigma'_{2}-I'_{2}.\sigma'_{1}\right)}\frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}}\right)^{2} \left(\frac{\partial r_{1}}{r_{1}}\right)^{2} \end{split}$$

Ecuación 5.11

Es decir que para secciones eficaces constantes, es decir que para espectros de flujos que no cambian más que en una constante multiplicativa, la incerteza en los resultados

cambiará con la relación entre flujo térmico y epitérmico. La forma de esta variación se muestra en la figura siguiente.

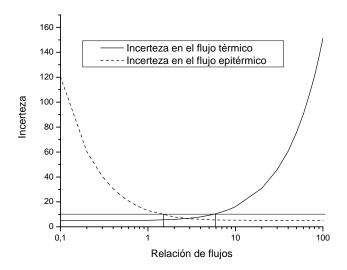


Ilustración 5.1: El gráfico muestra el comportamiento de las incertezas para secciones eficaces constantes y en función de la relación Th/Epi. Se ve que hay un rango de utilización de pares.

Se ve que hay un cierto rango de utilización de un par determinado, si es que se quiere tener un resultado de incertezas acotadas¹⁴.

Así, las incertezas en aire mostrarán ser distintas a aquellas en agua para el flujo térmico, en principio.

5.2 Cálculo de K_{TF}

La propagación de las incertezas en el cálculo de K_{TE} es el siguiente:

$$(\partial K_{TE})^{2} = \left(\frac{60}{\Delta\phi_{th}}\right)^{2} \left[(\partial I_{TE})^{2} + (\partial I_{TE})^{2} \right] + \left(\frac{60.\Delta I_{C}}{\Delta\phi_{th}.A_{C}}\right)^{2} \left[(\partial A_{TE})^{2} + \left(\frac{A_{TE}}{A_{C}}\partial A_{C}\right)^{2} \right] + \left(\frac{60.A_{TE}}{A_{C}\Delta\phi_{th}}\right)^{2} \left[(\partial I_{C})^{2} + (\partial I_{C}^{*})^{2} \right] + \left(\frac{K_{TE}}{\Delta\phi_{th}}\right)^{2} \left[(\partial \phi_{th})^{2} + (\partial \phi_{th}^{*})^{2} \right]$$

Ecuación 5.12

Se ve cómo la incerteza en el cálculo es inversamente proporcional al cambio en el flujo neutrónico. Esto dice que cuanto más separadas en cantidad sean las dos concentraciones utilizadas para la determinación de la sensibilidad, más preciso será el resultado final.

¹⁴ Las curvas en la figura fueron calculadas con las secciones eficaces definidas desde tablas (ver sección 3.3.6.1), para un par Au-Cu.

En general, las incertezas estadísticas de las corrientes son del orden de 10⁻³. La incerteza en el flujo será del 5%, usando los alambres de oro-cobre que la minimizan. A primera vista, entonces, es probable que de la incerteza en el flujo venga el mayor aporte a la incerteza en el cálculo.

5.3 Promediado pesado con las incertezas

En el caso de obtener resultados de una misma magnitud (A) parecidos, y cada uno con su incerteza asociada (dA), se utilizó para calcular un promedio las siguientes fórmulas:

$$\overline{A} = \frac{\sum_{i} w_{i} A_{i}}{\sum_{j} w_{i}} \qquad ; \qquad \sigma_{A}^{2} = \frac{\sum_{i} w_{i} (A_{i} - \overline{A})^{2}}{\sum_{j} w_{i}} \qquad ; \qquad w_{i} = \frac{1}{(dA)^{2}}$$

Ecuación 5.13

Este procedimiento entrega resultados coherentes cuando los puntos con sus incertezas comparten valores. Cuando los valores están separados, los resultados no son consistentes.

Referencias Bibliográficas

^A K.H. Beckurts and K. Wirtz; "NEUTRON PHYSICS"; Springer Verlag; Berlin,1964.

^B D.W.Nigg, C.A. Wemple, T.Serén, T. Seppälä and I. Auterinen; "IMPROVED EVALUATION OF THE FREE-BEAM SPECTRUM OF THE FiR 1 CLINICAL EPITHERMAL-NEUTRON BEAM FACILITY FOR BNCT"; INEEL BNCT Research Program Annual Report 2000; INEEL/EXT-01-00204; Marzo del 2001.

^c J.M. Longhino; "DOSIMETRÍA EN BNCT"; Trabajo Especial – Ingeniería Nuclear; Instituto Balseiro; 1998.

6 Resultados

6.1 Medición de Flujo neutrónico

A continuación se dan los resultados obtenidos para las distintas experiencias descritas en la sección anterior. Se sigue el mismo orden de presentación.

6.1.1 Caracterización del perfil en vacío

Se separa el análisis en tres partes: el perfil obtenido en la irradiación inicial, las repeticiones hechas en dos puntos para confirmar los datos obtenidos y el perfil obtenido para algunos puntos con alambres de Au-Cu.

6.1.1.1 Perfil con diferencia de Cadmio

Irradiando los pares Au-Au(Cd) según lo descrito en la sección 4.1.1, se obtuvo el perfil de flujo que se muestra a continuación:

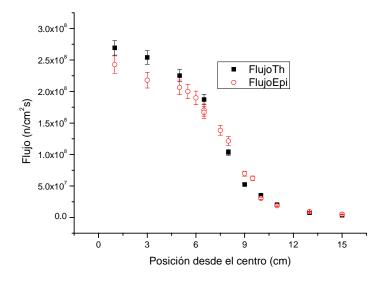


Ilustración 6.1: *Perfil de flujo a dos grupos obtenido a partir de las mediciones..*

Las barras de incerteza no consideran posicionamiento, sino que son resultado de la propagación descrita por la Ecuación 5.3 y la Ecuación 5.5.

Se ve que se produce un cruce entre los dos grupos del flujo, que en el gráfico se muestra en los 7,2 cm aproximadamente. También se ve cómo el flujo neutrónico baja un orden de magnitud en sólo unos centímetros, evidenciando la efectividad del blindaje puesto.

El cruce entre los dos grupos de flujo se produce porque hay una fuerte absorción térmica en el blindaje, lo que hace decaer fuertemente al flujo térmico con la posición. El comportamiento, por su parte, del flujo epitérmico (por absorción epitérmica o bien por

"termalización" de los neutrones epitérmicos) es más suave, por lo que en un momento se cruzan los flujos.

Para verificar este cruce entre los grupos, se eligieron como puntos para analizar la repetitividad los 5 y 9cm. Con estos dos también se buscó confirmar el perfil obtenido, al menos en esos dos puntos.

6.1.1.2 Análisis de Repetitividad

En las tablas siguientes se muestran los valores obtenidos para los dos puntos de análisis, y los promedios en los mismos. R1, R2 y R3 corresponden a la primera, segunda y tercera repetición, respectivamente.

Posición	Irradiación	Flujo térmico	Incerteza asociada	Promedio	Desv. Est. al Promedio
	Original	2,25E+08	9,61E+06		
5	R1	2,21E+08	9,47E+06	2,26E+08	6,08E+06
5	R2	2,35E+08	9,98E+06	2,200+00	
	R3	2,24E+08	9,56E+06		
	Original	5,59E+07	2,43E+06		
9	R1	5,57E+07	2,43E+06	5,76E+07	2 275 , 06
	R2	6,08E+07	2,67E+06	5,76⊑+07	2,37E+06
	R3	5,801E+07	2,55E+06		

Tabla 6.1: La tabla muestra los distintos valores del flujo térmico para las distintas irradiaciones hechas, en los dos puntos de análisis.

Posición	Irradiación	Flujo Epitérmico	Incerteza asociada	Promedio	Desv. Est. al Promedio
	Original	2,07E+08	1,17E+07		6,40E+06
5	R1	2,04E+08	1,16E+07	2,00E+08	
5	R2	1,97E+08	1,12E+07	2,000+00	
	R3	1,93E+08	1,10E+07		
	Original	6,23E+07	3,53E+06		
9	R1	6,14E+07	3,49E+06	6,51E+07	3,86E+06
	R2	6,75E+07	3,84E+06	0,510+07	3,00⊑+00
	R3	6,926E+07	3,93E+06		

Tabla 6.2: La tabla muestra los distintos valores del flujo epitérmico para las distintas irradiaciones hechas, en los dos puntos de análisis.

La última columna de cada tabla muestra una desviación estándar de los valores al promedio (1σ) .

Mientras que a cinco centímetros del haz las mediciones parecen concordar entre sí, a 9 cm no se puede asegurar un valor de flujo tan acotado como se querría. Si se vuelve a analizar Ilustración 6.1, se verá que en esa posición, 9 cm, el gradiente del flujo es mayor que en 5 cm desde el centro del haz. Por lo tanto, un pequeño error en el posicionamiento

de alguno de los alambres irradiados significará un cambio apreciable en la actividad, que se traducirá en un cambio apreciable en el flujo calculado a partir de éstos.

Esto se traduce en que se debe asociar a cada medición una incerteza asociada al posicionamiento, que abarque las diferencias que pudieran ocurrir en las distintas mediciones. De esta forma, se verifican dos puntos importantes:

- La medición del flujo a 5 cm del centro del haz tiene una repetitividad (3σ) del 9% tanto para el flujo térmico como para el epitérmico.
- Para el punto a 9 cm, la repetitividad es del 12% para el térmico y del 18% para el epitérmico.
- El control sobre el posicionamiento es crítico para obtener un resultado creíble de flujo térmico con el método de la diferencia de Cadmio¹⁵.

Para verificar los resultados obtenidos, se recurrió al método de las dos hojuelas.

6.1.1.3 Comparación con el par Au-Cu

Los resultados obtenidos para el perfil con los alambres de oro-cobre se muestran a continuación en comparación con el flujo térmico obtenido antes:

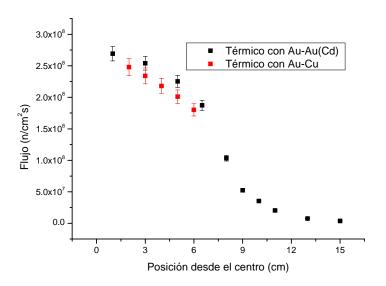


Ilustración 6.2: Se muestra la comparación entre los resultados obtenidos con los dos métodos.

Es evidente que no existe una concordancia entre los resultados obtenidos. El gráfico muestra una diferencia de un 10% casi sistemático, un poco *mayor que la repetitividad* para el punto a 5 cm.

Esto hace pensar en varios factores que pudieran inducir tal diferencia, principalmente en las secciones eficaces utilizadas, los factores de autoapantallamiento utilizados, etc..

¹⁵ Es crítico sobre todo si las magnitudes de los flujos son comparables, donde el flujo térmico viene dado por la activación de ambos alambres activados (ver Ecuación 3.20).

Las secciones eficaces en ambos casos (oro y oro-cobre) fueron obtenidas de un cálculo MonteCarlo para la geometría del problema. Sin embargo, los cálculos no fueron verificados de ninguna forma.

En cuanto al posicionamiento, se evidenció hasta ahora cómo éste puede ser crítico a la hora de obtener un valor de flujo en una posición determinada, más aún en el método de la diferencia de cadmio. En este sentido, si se analiza el gráfico anterior se verá que con un corrimiento relativo de las curvas de 0,5 a 1 cm (acercándose), las magnitudes de flujo obtenidos por ambos métodos se vuelven comparables. Pero habiendo confirmado el valor obtenido para una distancia de 5 cm desde el haz, es de creer que, de ser un error en el posicionamiento, éste haya sido cometido en forma sistemática al posicionar los alambres de oro-cobre.

Sí se verifica, en cambio, el perfil del flujo térmico a la salida del haz clínico en la facilidad de BNCT.

6.1.2 Caracterización del flujo en Fantoma de Referencia

Para la determinación del perfil con el método de la diferencia de Cadmio, se ve lo siguiente:

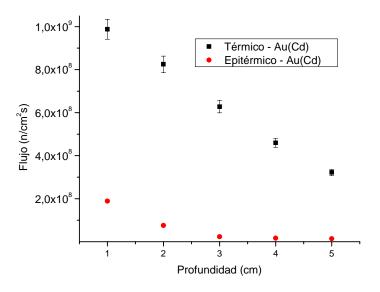


Ilustración 6.3: Se muestran los resultados obtenidos del flujo térmico para el método de la diferencia de Cadmio.

En un fantoma, como se puede apreciar fácilmente en la figura anterior, el flujo epitérmico es muy inferior al térmico. Esto se debe a que los neutrones de alta energía al encontrarse con un medio que mayormente está compuesto por núcleos de su mismo tamaño (núcleos de H), entregan toda su energía a éstos, quedando con baja energía ("termalizandose").

Debido a que el trabajo busca el flujo térmico, el análisis se concentrará en el mismo. Viendo los resultados obtenidos con las irradiaciones utilizando el par Au-Cu:

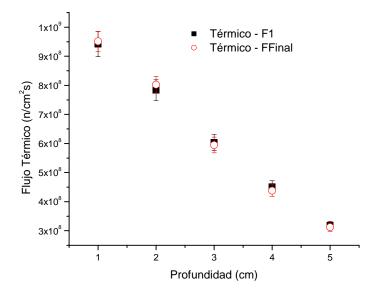


Ilustración 6.4: Cálculo del flujo térmico con los alambres de Au-Cu. F-Final y F1 son los nombres de las dos irradiaciones distintas..

Los resultados corresponden a las dos irradiaciones realizadas con los mismos alambres para momentos distintos. La irradiación F1 se hizo en primer lugar en diciembre del 2004, mientras que F-Final se realizó en marzo del 2005. De esta forma, se comprueba que fuera de las incertezas en la determinación de la masa, la concordancia de los valores, incluso para distancias al detector distintas (en este caso, las posiciones a 1 y 2 cm de profundidad de la serie F-Final fueron tomadas en posiciones más lejanas al detector).

Comparando los flujos obtenidos con ambos métodos, se verifica la coherencia en los resultados calculados:

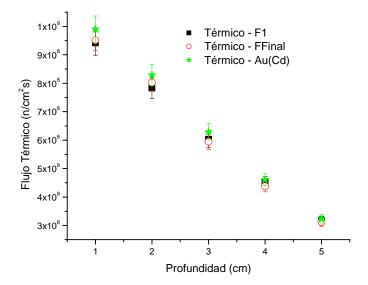


Ilustración 6.5: Los resultados se muestran concordantes para el flujo térmico.

Se recuerda que F1 y F-Final son los nombres de las dos mediciones con el par Au-Cu, y que la tercera es la medición con el par Au-Au(Cd).

Es de notar que existe un pequeño corrimiento de los valores obtenidos con el método de la diferencia de Cadmio hacia valores superiores. Sin embrago, las incertezas asociadas a las mediciones permiten decir que se los resultados obtenidos se confirman entre sí.

Recordemos que se producen dos efectos que afectan al valor integral del flujo térmico: por un lado ocurre una disminución del mismo por la absorción en el agua. Por otro lado, ocurre un aporte positivo por parte del flujo epitérmico, cuyos neutrones entregan su energía al medio, quedando en equilibrio con éste, y por lo tanto convirtiéndose en neutrones térmicos. Ambos comportamientos, en principio, serían exponenciales (creciente el primero, decreciente el segundo). Sin embargo, el comportamiento parece ser lineal con la profundidad para estas posiciones, lo que evidencia la necesidad de considerar un mayor número de posiciones para confirmar el análisis anterior (más adelante se verá en mayor detalle).

Sacando un promedio pesado, obtenemos los valores definitivos del flujo térmico en función de la profundidad para el fantoma de referencia:

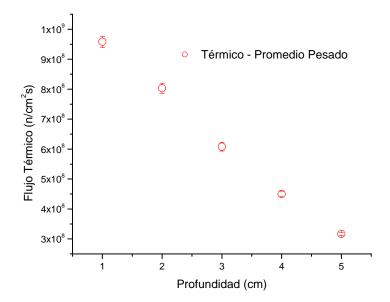


Ilustración 6.6: Promedio pesado obtenido a partir de las tres irradiaciones hechas. Las barras de error muestran una desviación estándar (1σ) del valor calculado.

Posición (cm)	Flujo térmico promedio (n/cm ² s)	Desv. Est. del promedio (3σ)
1	9,58E+08	5.6E+07
2	8,03E+08	5.1E+07
3	6,08E+08	4.3E+07
4	4,50E+08	2.8E+07
5	3,17E+08	1.3E+07

Tabla 6.3: La tabla muestra el flujo térmico en el fantoma de referencia, calculado haciendo un promedio pesado por las incertezas.

Las incertezas asociadas a este valor final surgen de tomar tres veces la desviación estándar al promedio de las tres mediciones antes descritas.

Este flujo térmico, como se dijo en el marco teórico, no debería variar en demasía con respecto al flujo en otro fantoma similar (ver ref. ^A), si bien sí pueden haber diferencias entre las mediciones hechas en fantomas distintos. Así, se obtuvo un primer valor útil: flujo térmico en un fantoma.

6.1.3 Caracterización del flujo en Fantoma de Cabeza

Se buscaron el flujo térmico en función de la profundidad al fantoma para éste lleno de agua y lleno de una solución de 18 ^g/_l de ácido bórico en agua. Los resultados obtenidos se muestran a continuación.

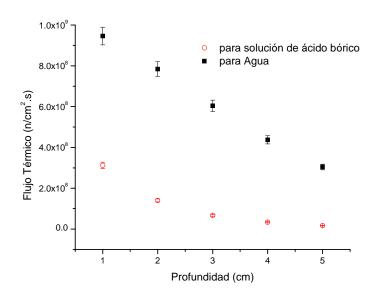


Ilustración 6.7: *Flujos calculados para las mediciones en cuestión.*

El flujo para la medición en ácido bórico muestra tener un comportamiento exponencial, mientras que en el agua este comportamiento no parece repetirse. El decaimiento exponencial se debe a la absorción en el medio. Esto es algo análogo a lo que ocurre con el decaimiento radiactivo de un núcleo activado y la probabilidad de que este ocurra (ver Apéndice 1, sección 9.1.1): la probabilidad que un neutrón térmico sea absorbido viene dada por el producto entre la sección eficaz de absorción media (definida antes en la Ecuación 3.9 del medio y el número de núcleos de éste. A ésta se la llama *sección eficaz macroscópica* (ver referencia ^B), es igual para todo neutrón térmico y se mantiene no importa cuánta distancia haya recorrido ese neutrón. Así, y análogamente a lo presentado en el apéndice 1, el comportamiento muestra ser exponencial en función de la distancia recorrida ¹⁶.

El comportamiento para posiciones en pequeñas profundidades se asocia al aporte de neutrones epitérmicos: éstos al perder su energía alcanzan el equilibrio térmico con el medio, pasando a ser neutrones térmicos. Así, se define una sección eficaz macroscópica que gobierna este proceso, y la cual, nuevamente, define un comportamiento exponencial decreciente para el flujo epitérmico y por lo tanto exponencial creciente para los térmicos¹⁷.

¹⁶ La analogía asocia al flujo con la actividad de una muestra, a la distancia recorrida con el tiempo y a la sección eficaz macroscópica con la probabilidad de decaimiento λ.

¹⁷ Es posible con las mediciones beches calcular esta de la contraction de la c

¹⁷ Es posible con las mediciones hechas calcular estas secciones eficaces macroscópicas. Sin embargo, esto escapa al presente trabajo. El lector se puede referir a ...

En otras palabras, las remociones de neutrones del grupo epitérmico están dadas por fugas (neutrones que escapan al fantoma), absorciones y moderación, lo que implica un comportamiento exponencial con la profundidad de no haber fuente volumétrica de neutrones epitérmicos (o de ser despreciable, como en nuestro caso, por ser chico el flujo rápido). En cambio, las remociones de neutrones térmicos vienen dadas por las absorciones y las fugas, al no haber un grupo de menor energía. Sin embargo, sí hay una fuente volumétrica de neutrones térmicos debido a la moderación de neutrones epitérmicos. Dependiendo de la relación entre estos tres aportes, el flujo térmico podrá presentar un forma exponencial (en un medio muy absorbente, como la solución de ácido bórico), o bien podrá presentar un pico a una cierta profundidad debido a la moderación de neutrones epitérmicos (como en el caso del agua, en donde el pico estaría a una menor profundidad que los puntos analizados).

En teoría, un medio absorbente de neutrones térmicos (como lo son las soluciones de ácido bórico) aumenta la probabilidad de que los neutrones térmicos sean absorbidos, y la exponencial se hace más abrupta.

Se puede hacer la comparación entre el flujo obtenido para el fantoma de referencia, para el cual se conoce el flujo con incertezas mejor acotadas, y el aquí obtenido. Haciendo la comparación de la medición en agua con las de referencia, de la Tabla 6.3:

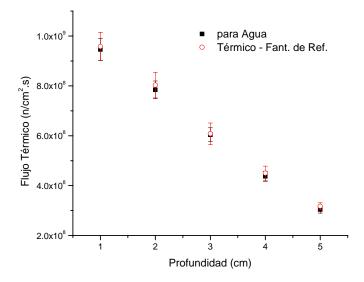


Ilustración 6.8: Se ven los valores obtenidos en agua en comparación con los obtenidos en el fantoma de referencia.

Ambas son concordantes. De esta forma, se obtuvieron finalmente valores finales del flujo térmico para 5 posiciones en el fantoma de cabeza:

Posición	Flujo térmico agua	Incerteza asociada	Flujo térmico 18g/l	Incrteza asociada
1	9,46E+08	4,35E+07	3,12E+08	1,59E+07
2	7,84E+08	3,59E+07	1,40E+08	7,18E+06
3	6,04E+08	2,76E+07	6,68E+07	3,67E+06
4	4,37E+08	2,00E+07	3,37E+07	2,02E+06
5	3,04E+08	1,39E+07	1,65E+07	8,43E+05

Tabla 6.4: Flujos útiles calculados para 5 posiciones en agua y una concentración de ácido bórico.

Con estos valores, ya se puede proceder al cálculo de K_{TE} .

6.2 Determinación de K_{TE}

Las corrientes obtenidas, normalizadas a condiciones normales de presión y temperatura, para cada detector, solución y para cada punto en análisis se muestra en las siguientes figuras:

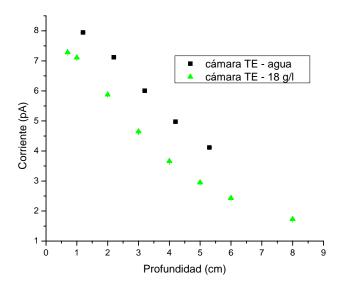


Ilustración 6.9: Se muestra las corrientes medidas para la cámara de TE, normalizadas a CNPT, para las distintas soluciones.

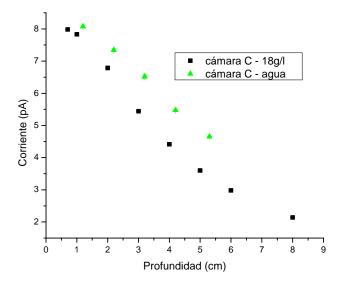


Ilustración 6.10: Se muestra las corrientes medidas para la cámara de grafito, normalizadas a CNPT, par alas distintas soluciones.

Lo primero que se nota es la baja incerteza que presentan las mediciones. Éstas corresponden a diferencias estadísticas, y no tienen en consideración otro tipo de incertezas como ser posicionamiento.

Se puede apreciar que en ambos casos la corriente que los detectores emiten disminuye con la profundidad analizada. Este decrecimiento es distinto para cada cámara, lo que evidencia la diferencia en la sensibilidad de cada una: por un lado, la cámara de grafito prácticamente muestra el comportamiento de la dosis gamma con la profundidad, mientras que la cámara de tejido equivalente se ve influenciada además por la dosis de neutrones, rápidos y térmicos. Como la pendiente de la cámara de TE es más abrupta, esto hace pensar que la dosis por neutrones decrece de forma más pronunciada que la dosis por fotones.

Se ve también cómo la corriente en ambos casos es menor para la solución de ácido en agua. Esto evidencia, de ser veraz la hipótesis realizada sobre la dosis rápida, que existe un cambio en la dosis gamma¹⁸. En principio este cambio parece crecer con la profundidad.

En el caso de la cámara de tejido equivalente, este cambio es apreciable incluso para bajas profundidades. Esto se debe a que se suprime apreciablemente el aporte térmico a la corriente, debido a que el flujo térmico baja.

Graficando para cada posición el valor de K_{TE} obtenido con los flujos resultantes de la sección anterior, obtenemos:

¹⁸ Este cambio se debe a que se producen menos fotones de la captura de neutrones en H (de 2,2 MeV) y se producen, en cambio, fotones de la captura en ¹⁰B (de 470 KeV, del decaimiento del ^{7m}Li).

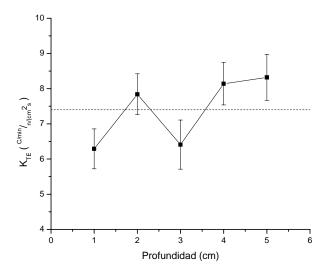


Ilustración 6.11: *Muestra los valores de K*_{TE} *obtenidos punto a punto. La línea punteada muestra el valor promedio.*

Se ve la dependencia fuerte del valor de K_{TE} con la posición. Esto habla de la incerteza asociada al posicionamiento de la cámara de ionización, ya que el error estadístico asociado a las mediciones es prácticamente despreciable.

La recta central muestra el valor medio obtenido:

$$K_{TE} = (7,4 \pm 0.9).10^{-20} \frac{C_{\text{min}}}{\frac{n}{cm^2.s}}$$

Donde la incerteza considerada corresponde a una desviación estándar (1σ) del valor calculado.

Referencias Bibliográficas

^A H. Blaumann, J.M. Longhino y O. Calzetta; "CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DEL HAZ MIXTO DE LA FACILIDAD DE BNCT DEL REACTOR RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/054/01; Diciembre del 2001.

^B K.H. Beckurts and K. Wirtz; "NEUTRON PHYSICS"; Springer Verlag; Berlin,1964, pág. 4ss.

7 Comparación con resultados anteriores

A continuación se toman los valores finales resultantes de las mediciones hechas y se comparan con los utilizados hasta el momento del trabajo.

7.1 Análisis del Flujo Térmico

Si tomamos el flujo térmico calculado para ambos fantomas en este trabajo y se lo compara con el obtenido para el fantoma de referencia con anterioridad (de ^A), veremos lo siguiente:

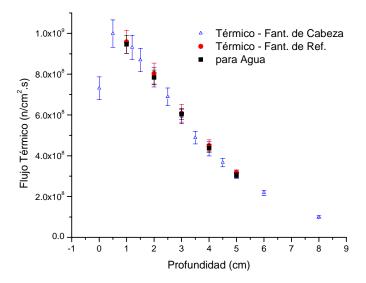


Ilustración 7.1: La figura muestra los distintos valores de flujo obtenidos para el fantoma de cabeza y de referencia, y se los comparan con una medición anterior.

Se comprueba así que el flujo térmico en agua es coherente con mediciones previas.

En cuanto al flujo en ácido bórico, si bien no se tienen mediciones hechas para la misma concentración, sí se puede comparar con el flujo para 15 ^g/₁ mencionado antes, y obtenido de ^B:

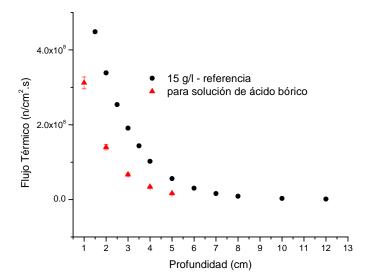


Ilustración 7.2: La figura muestra los dos flujos térmicos medidos para las distintas concentraciones de ácido bórico.

Se ve que el resultado es consistente: se muestra un comportamiento exponencial, el cual es más abrupto para la solución de mayor concentración del absorbente.

El resultado muestra ser menor en cada punto a lo esperado. Sin embargo, nada se puede decir de la veracidad del flujo resultante a menos que se haga una nueva medición con la misma solución.

De ser menor al real, la utilización de estos valores de flujo térmico en ácido bórico implicaría la disminución del valor final de K_{TE} , al depender éste de la inversa del cambio en el flujo (ver Ecuación 4.5)

7.2 Análisis de K_{TE}

Recordando el valor calculado:

$$K_{TE}^{calculado} = (7,4 \pm 0,9).10^{-20} \frac{C_{\min}}{\frac{n}{cm^2s}}$$

En la referencia ^C se da un valor calculado teóricamente, siguiendo el método presentado en la sección 3.4.1. El mismo es:

$$K_{TE}^{teórico} = 6,57.10^{-20} \frac{C_{\min}}{\frac{n}{cm^2 s}}$$

Esa misma referencia incluye un valor experimental:

$$K_{TE}^{referencia2} = (6,27 \pm 1,08).10^{-20} \frac{C_{\min}}{n_{cm^2s}^2}$$

Los resultados no se muestran discordantes, con respecto al aquí presentado, aunque sería necesario reducir las incertezas en el cálculo para asegurar que sean consistentes.

Comparando los valores de referencia con el obtenido en esta práctica vemos:

- Hay una diferencia apreciable entre los valores medios de los K_{TE}.
- Todos los valores calculados tienen asociadas grandes incertezas.
- Los valores son consistentes dentro de las incertezas experimentales.

Es decir que parece ser que el método de medición induce a grandes incertezas. Analizando la Ilustración 6.9y la Ilustración 6.10, se puede apreciar las grandes pendientes que el perfil de corrientes presenta en función de la profundidad. Recordando lo analizado para el perfil en vacío, lo anterior diría que la repetitividad en la medición de las corrientes es mala (grandes incertezas por pequeñas variaciones en el posicionamiento), y que por lo tanto no es de extrañar que haya diferencia en los valores medios de K_{TE}, ni que estos valores tengan grandes incertezas asociadas.

Aún así, se logró obtener un resultado coherente de K_{TE} , consistente dentro de los errores experimentales con mediciones anteriores.

Referencias Bibliográficas

A H. Blaumann, J.M. Longhino y O. Calzetta; "CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DEL HAZ MIXTO DE LA FACILIDAD DE BNCT DEL REACTOR RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/054/01; Diciembre del 2001.

^B J.M. Longhino, O. Calzetta , H. Blaumann; "EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE THERMAL NEUTRON SENSITIVITY OF A TE IONIZATION CHAMBER"; Essen, Alemania (10th International Congress on Neutron Capture Therapy, Septiembre 2002).

^c H. Blaumann, J.M. Longhino y O. Calzetta; "CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DEL HAZ MIXTO DE LA FACILIDAD DE BNCT DEL REACTOR RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/054/01; Diciembre del 2001.

8 Conclusiones

Son muchas las conclusiones extraídas de las experiencias realizadas. A continuación se detallan las principales.

8.1 Medición de Flujo neutrónico

La primera conclusión que se saca es la amplia ventaja de utilizar alambres de orocobre asociados al método de las dos hojuelas por sobre el método de la diferencia de cadmio; aunque éste esté ampliamente difundido, hay puntos concretos que lo ponen en desventaja:

- O Para la obtención de un valor de flujo con el método de la diferencia de cadmio se hace la suposición de que ambos alambres están en la misma posición. Esto es difícil de conseguir entre otras cosas por la cobertura de cadmio que no permite conocer con exactitud la posición del alambre cubierto.
- O El posicionamiento en sí es más complicado por varias razones: el tamaño de la cobertura impide utilizar el método en espacios muy reducidos (el diámetro exterior es de 3 mm); si es necesario el mismo punto o bien se hacen dos irradiaciones o bien se buscan puntos donde el flujo incidente sea idéntico, lo que puede resultar imposible a veces; etc.
- O Un error en el posicionamiento no permite obtener valores válidos de flujo: en el caso de los alambres de oro-cobre, al asegurar la identidad en la posición, siempre se puede obtener un valor de flujo en el punto de análisis, y luego se le puede asociar a éste una incerteza en su posición.
- o Hay aproximaciones hechas en el cálculo de las constantes involucradas para el método de la diferencia de cadmio (energía de corte efectiva, el factor de cadmio, etc.), que complica el cálculo certero de las mismas.
- La medición de dos alambres en vez de uno sólo duplica el trabajo de análisis e introduce mayores oportunidades de error tanto en la medición misma como en el manejo y trascripción de los datos manejados. Asimismo, complica la preparación previa a la irradiación de las muestras.

Los resultados obtenidos con ambos métodos mostraron ser consistentes para las mediciones en agua.

En cuanto al haz de neutrones, se verificó la similitud entre el flujo térmico y el epitérmico y el gradiente que el primero presenta en el haz clínico.

Se verificó la importancia de un correcto posicionamiento para la obtención de un resultado creíble de flujo, en especial para el método de la diferencia de cadmio

Se verificó que el flujo neutrónico en el fantoma de referencia y aquél en el fantoma de cabeza, ambos llenos con agua, coinciden dentro del las incertezas. Se obtuvo un valor de flujo térmico en éstos en función de la profundidad para agua y se corroboró con mediciones previas.

8.2 Determinación de K_{TE}

Se obtuvo un valor de K_{TE} consistente con mediciones anteriores y se encontró la necesidad de mejorar el método de medición debido a la pobre repetitividad que tiene la medición de la corriente.

La utilización de un valor mayor de K_{TE}, como el obtenido para este trabajo, implicaría a la hora de calcular las tasas de Dosis valores menores para la dosis rápida y mayores para la dosis gamma.

Por otro lado, si bien se demostró en el presente trabajo (ver Apéndice 4) que la hipótesis supuesta sobre el cambio despreciable en la dosis rápida por la presencia del ácido bórico no afecta apreciablemente al resultado final, queda pendiente la demostración rigurosa que confirme que el valor de K_C es cero. Para esto es necesario un método independiente, por lo cual sería necesario un tercer dosímetro, completamente insensible a neutrones térmicos.

9 Apéndice 1 – Obtención de las ecuaciones de Activación

9.1 Ecuación de decaimiento

Una forma de obtener un valor del flujo neutrónico que afecta un área determinada, es hacer un relevamiento del mismo dejando muestras de materiales de propiedades conocidas en la misma, para que se activen, y luego medir esa actividad, que resultará proporcional al flujo neutrónico presente.

El análisis parte de dos ecuaciones fundamentales: una es una igualdad integral y la otra es una ecuación diferencial.

9.1.1 Actividad y decaimiento

En 1905, von Schweider propuso dos sentencias que permitirían describir el decaimiento de cualquier sustancia radiactiva a partir de una ecuación diferencial simple:

- \checkmark La probabilidad de decaimiento, que llamaremos λ, es la misma para todos los átomos de una misma especie.
- ✓ La probabilidad de decaimiento λ de un dado átomo no depende de la "edad" de dicho átomo.

Con estas dos, se puede demostrar fácilmente que el decaimiento de un isótopo radiactivo sigue la ecuación:

$$N_{(t)} = N_{(t=0)}.e^{-\lambda .t}$$

Ecuación 9.1

O bien, otra forma de escribir lo mismo:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda.N$$

Ecuación 9.2

donde $N_{(t)}$ es el número de isótopos sin decaer al tiempo t. Se define, asimismo, la actividad de un isótopo en una muestra dada como el producto entre el número de isótopos radiactivos aún sin decaer y la probabilidad de decaimiento de ese isótopo:

$$A_{(t)} = \lambda . N_{(t)}$$

Ecuación 9.3

Obviamente, la actividad sigue la misma forma exponencial anterior. Se define el semiperíodo de desintegración:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Ecuación 9.4

como el tiempo necesario para que la actividad de un isótopo radiactivo se reduzca a la mitad.

9.2 Sección Eficaz

Antes de continuar, es necesario definir el concepto de sección eficaz.

Si se bombardea con un flujo ϕ dado, de alguna radiación de una energía dada, un blanco con n núcleos, se encontrará que las veces que un evento en particular ocurre por unidad de tiempo es proporcional al flujo incidente y al número de núcleos n de la muestra blanco. Utilizando el sistema de unidades CGS, por ejemplo, se encuentra que:

$$Y_{\left[\frac{eventos}{s}\right]} \propto n_{\left[núcleos\right]} \cdot \Phi_{\left[\frac{partículas}{cm^2.s}\right]}$$

Ecuación 9.5

Así, se define la sección eficaz como la probabilidad de que un determinado evento ocurra por cada núcleo blanco dado y cada partícula incidente dada:

$$\sigma_{(partícula, evento, núcleo)} = \frac{Y_{\left[\frac{eventos}{s}\right]}}{n_{\left[núcleos\right]}.\Phi_{\left[\frac{partículas}{cm^2.s}\right]}}$$

Ecuación 9.6

Esta sección eficaz cambia con el núcleo en cuestión, la partícula y la energía de la misma y el evento que se está analizando.

9.3 Ritmo de activación

Si ahora lo que quiero es obtener el número de núcleos por unidad de tiempo que se *activan* al bombardear una muestra de B_0 átomos con un flujo Φ de una radiación determinada de cualquier energía, voy a encontrar lo siguiente:

$$R = \int_{0}^{E_{max}} B.\sigma_{(E)}.\Phi_{(E)}.dE$$

Ecuación 9.7

donde R es el ritmo con el cual se activan los núcleos, B es el número de núcleos del isótopo activado, Φ es el flujo incidente y σ es la sección eficaz de los núcleos blanco en cuestión. $E_{m\acute{a}x}$ es la energía máxima para la cual esta activación se da. Se puede demostrar que para la gran mayoría de los casos, el número de núcleos activados es despreciable frente al número de núcleos iniciales, y que por lo tanto se puede considerar a B como constante (B_0). Luego, si el flujo es estable en el tiempo, este ritmo de activación también lo será.

Para continuar con un análisis simplificado del problema, definamos:

$$\overline{\Phi} = \int_{0}^{E_{m\acute{a}x}} \Phi_{(E)}.dE \qquad ; \qquad \overline{\sigma} = \frac{\int_{0}^{E_{m\acute{a}x}} \sigma_{(E)}.\Phi_{(E)}.dE}{\int_{0}^{E_{m\acute{a}x}} \Phi_{(E)}.dE}$$

Ecuación 9.8

Y por lo tanto:

$$R = B_0.\overline{\Phi}.\overline{\sigma}$$

Ecuación 9.9

9.4 Ecuación de activación

Supongamos que tenemos una muestra blanco pura de un solo isótopo, y supongamos que la radiación incidente es neutrónica. Supongamos también que la reacción a estudiar parte de un isótopo X, de sección eficaz conocida, y termina en un isótopo Y, a través de un decaimiento cuya probabilidad de ocurrir es λ . Luego, a partir de la Ecuación 9.2 y la Ecuación 9.9 se deduce que durante la irradiación, el número de núcleos Y presentes sigue la ecuación:

$$\frac{dN_{Y}}{dt} = R_{X} - \lambda . N_{Y}$$

Ecuación 9.10

Es decir, son generados a un ritmo de activación dependiente del flujo y de la muestra original, y son eliminados por decaimiento.

Así, su evolución temporal¹⁹ sigue la forma:

$$N_{Y} = \frac{R_{X}}{\lambda}.(1 - e^{-\lambda .t})$$

Ecuación 9.11

Una vez terminada la irradiación, los núcleos Y siguen decayendo pero sin generarse más de éstos (R=0). De esta forma, mantiene el mismo comportamiento que el descrito por la Ecuación 9.1.

9.5 Medición de la actividad

Graficando este comportamiento, encontramos que para t<tirr, N crece en forma saturada:

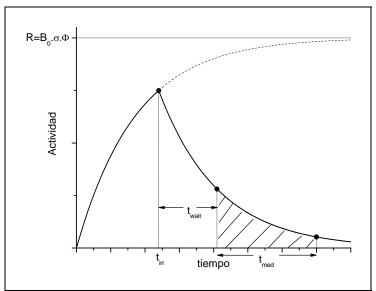


Ilustración 9.1: Se muestra la evolución en el tiempo de una muestra irradiada por un tiempo t_{itt}

Mirando la figura anterior y la Ecuación 9.11, podemos apreciar que R es la máxima actividad que puede adquirir la muestra irradiada. Es por esto que también se la llama "actividad de saturación".

Al terminar la irradiación, la actividad de la muestra es:

 $^{^{19}}$ Recordemos que aquí se supone que B_0 no cambia en el tiempo. Se demuestra que para tiempos los de irradiación usuales, la fracción de núcleos que se activan es despreciable, aún para secciones eficaces y flujos muy altos.

$$A_{Y(t_{irr})} = R_X \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})$$

Ecuación 9.12

Luego de irradiado, la muestra comienza a decaer. Antes de comenzar las mediciones, pasa un tiempo t_{wait} (también llamado t_d) durante el cual se hace el traslado de la muestra al detector. A veces también se espera un tiempo prudencial para que la misma se *enfríe* y pueda ser manipulada sin problemas, y, otras veces, para que otros decaimientos que pudieran suceder en ella con un λ mayor pasen y no interfieran en la medición.

Mientras se mide, la muestra sigue decayendo. El número de decaimientos que suceden durante la medición viene dado por:

$$N_{DEC} = \frac{R_X}{\lambda} . (1 - e^{-\lambda . t_{irr}}) . e^{-\lambda t_{wait}} . (1 - e^{-\lambda t_{med}})$$

Ecuación 9.13

Ecuación que surge de integrar la exponencial decreciente de la actividad en el lapso t_{med} .

9.6 Radiación medible con un detector HPGe

Ahora bien, de tener una interacción entre uno de los neutrones incidentes y uno de los núcleos en cuestión, se conforma lo que se llama un *núcleo compuesto* (en este caso, sería un núcleo isótopo con un neutrón más) que tiene una energía en exceso, a liberar mediante un decaimiento. Ahora bien, en general esta energía se libera rápidamente en forma de fotones²⁰ y deja al núcleo compuesto en su nivel cero de energía, o *ground state*. Éste a su vez puede ser radiactivo, con una vida media mucho más larga que la anterior. En general este segundo decaimiento se produce emitiendo partículas β , electrones de carga positiva o negativa, y dejando un nuevo núcleo, el núcleo hijo, con un nivel excitado de energía. Nuevamente, el núcleo se desexcita emitiendo fotones.

Éstos últimos son los fotones que son medibles en un detector HPGe un tiempo prudencialmente largo después de ser irradiada la muestra. Viendo un ejemplo:

²⁰ Pueden, a mayores energías de radiación incidente, ocurrir otras emisiones, como ser neutrones, protones alfas, e incluso la fisión del núcleo, si la energía es suficiente.

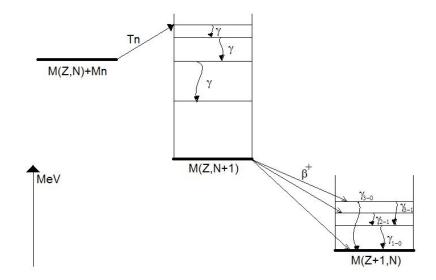


Ilustración 9.2: Esquema de un ejemplo de las distintas etapas de decaimientos al bombardear un núcleo con un neutrón. El número atómico es constante. En general, se toma también al eje X como Z creciente. Tn es la energía cinética del neutrón incidente.

Mientas que en promedio, un fotón del núcleo compuesto tarda en aparecer del orden de 10^{-18} segundos, los fotones del núcleo hijo aparecen luego de ocurrido el decaimiento, que tarda en suceder, en promedio, de 10^{-6} segundos hasta los 10^{24} años. En general, uno busca que el $T_{1/2}$ del decaimiento β sea del orden de las horas o los pocos días.

Entonces, y tomando un ejemplo, irradiando ¹⁹⁷Au, se forma como núcleo compuesto ¹⁹⁸Au, que decae con un $T_{1/2}$ de 2,7 días por β a ¹⁹⁸Hg, produciendo así la aparición de γ retardados de 411,8 keV, provenientes de la desexcitación del ¹⁹⁸Hg, y que se pueden medir en el laboratorio.

9.7 Yield gamma y Eficiencia de detección

Sin embargo, pocas veces el decaimiento β y la desexcitación del núcleo hijo ocurren de una única forma. Por el contrario, el comportamiento es estadístico y existe una probabilidad de que ocurra un γ de una cierta energía dado un decaimiento.

Se define así el *yield gamma* como la relación entre el número de fotones de una cierta energía emitidos y el número de decaimientos obtenidos. Así:

$$y_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}}{N_{DEC}}$$

Ecuación 9.14

Son los fotones los elegidos para ser medidos con el fin de obtener la actividad de la muestra irradiada. Pero no todos los emitidos van a poder ser medidos. Dependiendo del detector y la geometría de detección elegida, algunos serán registrados y otros no. La

eficiencia relaciona el número de cuentas registrado en el detector por cada g emitido de una cierta energía, para una dada geometría:

$$\eta_{(E_{\gamma},geom)} = \frac{C}{N_{\gamma}}$$

Ecuación 9.15

Es el número de cuentas C el que se miden en uno de los picos que muestra el multicanal asociado al detector.

Por lo tanto, hasta ahora si se quisiese calcular la actividad de saturación de la muestra, con la cual se puede calcular el flujo neutrónico incidente, tomando la Ecuación 9.13, la Ecuación 9.14 y la Ecuación 9.15, se obtiene:

$$R_X = \frac{\lambda.C}{(1 - e^{-\lambda.t_{irr}}).e^{-\lambda t_d}.(1 - e^{-\lambda t_m}).\eta.y_{\gamma}}$$

Ecuación 9.16

9.8 Correcciones adicionales

Ahora bien, hay dos factores más que intervienen en la práctica que se deben tener en cuenta, ya que afectan los resultados obtenidos.

9.8.1 Self-shielding gamma

El primero tiene que ver con la transparencia de la muestra. Todo fotón es capaz en cierto grado de interactuar con la materia que lo rodea. Por lo tanto, un fotón que se produce en el interior de la muestra tiene una probabilidad no nula de ser capturado dentro de la misma, o bien de perder su energía inicial.

Debido a que la eficiencia del detector está definida independientemente del material en cuestión, y es una variable universal dependiente del detector, de su disposición y de la energía del fotón incidente a él, se debe aplicar una corrección a lo antes propuesto, ya que deja de ser cierto que $N_{\gamma} = C.\eta$ sea el número de fotones de una cierta energía emitidos, sino que pasa a ser el número de fotones de una cierta energía que logran salir de la muestra.

Por lo tanto, se define el *factor de autoapantallamiento gamma (SSg)* como la relación entre el número de γ que deberían salir y los que efectivamente salen. Es un número mayor o igual a uno y se pone multiplicando a C.

9.8.2 Tiempo muerto

La otra es una corrección debida a las limitaciones del detector. En general, éste es capaz de procesar un pulso por vez, a muy alta velocidad. Sin embargo se produce un

tiempo muerto durante este procesamiento, a lo largo del cual cualquier pulso nuevo que llegue será ignorado. Si la fluencia de pulsos, debido a una gran actividad de la muestra, es muy grande, este tiempo muerto crece. Si la actividad es muy baja, entonces será difícil que el detector ignore algún neutrón que le llegue.

En general, los detectores toman el tiempo real de la medición, el cual se podría también tomar con un cronómetro externo al mismo, pero también dan el *tiempo vivo*, que resulta de la diferencia entre el tiempo real transcurrido y el el lapso de tiempo en que el detector dejó de tomar mediciones. Con estos dos tiempos como dato, se puede obtener el *factor de corrección por tiempo muerto* de la medición hecha:

$$\Theta = \frac{(1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot \left[e^{\lambda (t_m - t_v)} - 1 \right]}{(1 - e^{-\lambda t_v}) \cdot \lambda \cdot (t_m - t_v)}$$

Ecuación 9.17

Para $\lambda . t$'s cortos, se puede aproximar como el cociente entre el tiempo real del medición y el tiempo vivo. De esta forma, es fácil verificar que es un número mayor que uno. Nuevamente, el factor afecta la ecuación, multiplicando el numerador.

9.9 Ecuación completa

Por lo tanto, la ecuación final es:

$$R_X = \frac{\lambda.C.\Theta.SSg}{(1 - e^{-\lambda.t_{irr}}).e^{-\lambda t_d}.(1 - e^{-\lambda t_m}).\eta.y_{\gamma}}$$

Ecuación 9.18

Conociendo la masa de la muestra, se peude obtener el número de átomos del isótopo en cuestión, de la siguiente forma:

$$N_X^0 = \frac{p.a.m.N_{Av}}{A}$$

Ecuación 9.19

donde p es la pureza química de la muestra, a es la abundancia isotópica del isótopo en cuestión, m es la masa total de la muestra, N_{Av} es el número de Avogadro, y A es el peso atómico del material de la muestra. Como dijimos, el número de átomos permanece aproximadamente constante para la mayoría de los casos.

Así, se puede obtener la actividad de saturación por átomo, de la forma:

$$r_{X} = \frac{\lambda.C.\Theta.SSg}{(1 - e^{-\lambda.t_{irr}}).e^{-\lambda t_{d}}.(1 - e^{-\lambda t_{m}}).\eta.y_{\gamma}.N_{X}^{0}}$$

Ecuación 9.20

9.10 Sistema de ecuaciones

La Ecuación 9.20 se repite para cada isótopo activado. Cada uno de éstos guarda información del flujo neutrónico al cual fue expuesto. Por cada uno, asimismo, se puede armar, de la Ecuación 9.7:

$$r_i = \int \sigma_{(E)} \phi_{(E)} dE$$

Ecuación 9.21

Si se irradia bajo el mismo flujo más de un isótopo distinto, y separando la integral anterior en varios rangos o grupos de energía, se podría escribir:

$$r_i = \sum_{j=1}^N \sigma_i^{g_j}.\phi_{g_j}$$

Ecuación 9.22

Con cada σ y ϕ definidos como muestra la Ecuación 9.8, con límites de integración distintos.

Para nuestro caso, se tomaron dos rangos de energía: el térmico, y los de mayor energía ("epitérmicos"), en general la separación de ambos grupos de energía se fija en 0,5 eV.

10 Apéndice 2 - Datos utilizados en los cálculos

A continuación se presentan los datos no tabulados utilizados para los distintos cálculos. Los datos que aquí no aparezcan encuentran la referencia a su fuente en el marco experimental.

10.1 Caracterización de flujo en vacío

Por practicidad, las tablas se presentan con las siguientes notaciones:

- **XS**_{th/epi}: sección eficaz térmica/epitérmica
- dXS_{th/epi}/XS_{th/epi}: Incerteza porcentual en la sección eficaz térmica/epitérmica.
- **G**_{th/epi}: Factor de autoapantallamiento térmico/epitérmico.
- **d**G_{th/epi}/G_{th/epi}: Incerteza porcentual del factor G_{th/epi}.
- SSg: factor de autoblindaje gamma.
- **Eg:** energía del fotón.
- **F**_{Cd}: Factor de Cadmio.

10.1.1 Método de la diferencia de Cadmio

Para el cálculo del flujo con este método se tomaron los siguientes como datos:

SSg = 1,045 ; $F_{Cd} = 1,05$ $G_{th} = 0,899$; $G_{epi} = 0,208$

Ecuación 10.1

En cuanto a las secciones eficaces térmicas, se tomó como valor 80 b para aquellos puntos a menor distancia del haz que 7 cm, inclusive, y como 76 b para mayores distancias. Esta suposición influía como máximo en un 5% en el valor del flujo calculado (verificado reemplazando en 7 cm los 76 b por los 80 b).

10.1.2 Método de las dos hojuelas

El valor de las secciones eficaces y factores de autoapantallamiento neutrónico fueron calculados para la geometría del problema. Se tomó el mismo valor para todas las posiciones.

		XSth [b]	dXSth/XSth	Gth	dGth/Gth	XSepi [b]	dXSepi/Xsepi	Gepi	dGepi/Gepi
	Au	79.2	0.50%	0.991	0.50%	209.8	5.40%	0.819	7.50%
ſ	Cu	3.55	0.50%	0.991	0.50%	0.41	5.10%	0.9	5.50%

Tabla 10.1: *Se muestran los datos utilizados para el cálculo del flujo con los alambres de Au- Cu en vacío.*

En cuanto al autoblindaje gamma, el valor fue calculado con MonteCarlo y verificado utilizando las aproximaciones analíticas descritas en la sección 3.3.6.3.

	Eg[KeV]	SSg
Au	411.8	1.035
Cu	511	1.03

Tabla 10.2: *La tabla muestra los valores de autoblindaje gamma utilizados para los alambres de oro-cobre.*

10.2 Caracterización de flujo en fantomas

10.2.1 Método de la diferencia de Cadmio

En este caso, lo que se cambió fueron las secciones eficaces.

Posición	XS _{th} Au
(cm)	[b]
0	82.4
1	83.50
1.5	84.18
2	84.60
2.5	84.93
3	85.20
3.5	85.46
4	85.70
4.5	85.83
5	86.00

Tabla 10.3: La tabla muestra las secciones eficaces térmicas del oro utilizadas, en función de la posición.

10.2.2 Método de las dos hojuelas

Para todos los casos, los factores de autoblindaje gamma utilizado coinciden con los mostrados en la Tabla 10.2. Tanto para agua como para la determinación en ácido bórico se utilizaron como factores de autoapantallamiento neutrónico los que se muestran a continuación, calculados con MCNP y aproximaciones analíticas, como se describe en la sección 3.3.6.2.

	Gth	dGth/Gth	Gepi	dGepi/Gepi
Au	0.969	0.41%	0.67	1.49%
Cu	0.969	0.41%	0.89	1.12%

Tabla 10.4: *La tabla muestra los valores* utilizados para el cálculo de flujo en fantoma con alambres de Au-Cu.

A continuación se muestran las tablas de secciones eficaces utilizadas en el cálculo con agua y con ácido bórico.

10.2.2.1 Mediciones con agua

			Au			(Cu	
Posición (cm)	XSth[b]	dXSth/XSth	XSepi	dXSepi/Xsepi	XSth[b]	dXSth/XSth	XSepi	dXSepi/Xsepi
0.5	84.25	0.65%	215.1	1.70%	3.7875	0.67%	0.3885	7.85%
1	84.8	0.50%	211.5	1.70%	3.813	0.50%	0.419	1.40%
1.5	85.1	0.50%	207.35	2.40%	3.8285	0.50%	0.413	1.50%
2	85.40	0.50%	203.2	2.40%	3.844	0.50%	0.407	1.50%
3	85.80	0.50%	179.5	2.60%	3.862	0.50%	0.369	7.50%
4	86.10	0.50%	147	3.40%	3.875	0.50%	0.357	0.80%
5	86.20	0.50%	126.7	3.80%	3.883	0.50%	0.314	9.50%
6	86.40	0.60%	114.5	4.50%	3.889	0.60%	0.27	9.80%
7	86.50	0.60%	93	4.40%	3.894	0.60%	0.261	10.30%
8	86.50	0.60%	84.9	5%	3.894	0.60%	0.244	11.60%
9	86.60	0.80%	107.8	14.00%	3.9	0.80%	0.228	16.80%
10	86.50	0.80%	61.6	16.70%	3.9	0.80%	0.242	21.80%

Tabla 10.5: La tabla muestra las secciones eficaces calculadas con MCNP para un fantoma con agua.

Los valores para la posición a 0,5 cm de profundidad fueron calculados haciendo el promedio con el valor en 1 cm y en 0 cm (cara externa del fantoma).

10.2.2.2 Mediciones con ácido

Se utilizaron las siguientes secciones eficaces, calculadas para una concentración de 15 g/1 de ácido bórico en agua:

		Ü	Au			C	Cu	
Posición (cm)	XSth[b]	dXSth/XSth	XSepi	dXSepi/Xsepi	XSth[b]	dXSth/XSth	XSepi	dXSepi/Xsepi
0.5	82.16	0.55%	219.115	2.70%	3.6905	0.39%	0.3895	8.09%
1	80.62	0.55%	219.53	2.70%	3.619	0.39%	0.421	3.09%
1.5	80.435	0.65%	211.545	3.65%	3.6105	0.47%	0.4055	3.08%
2	80.25	0.65%	203.56	3.65%	3.602	0.47%	0.39	3.08%
3	79.96	0.79%	164.01	5.12%	3.589	0.56%	0.391	5.63%
4	79.73	1.03%	165.05	7.73%	3.578	0.73%	0.422	12.80%
5	79.92	1.39%	126.84	9.52%	3.586	1.00%	0.27	4.44%
6	79.66	1.93%	83.02	12.62%	3.574	1.40%	0.25	7.60%
7	79.61	2.65%	86.75	15.17%	3.571	1.93%	0.216	9.72%
8	79.35	3.60%	86.72	18%	3.559	2.64%	0.326	28.22%
9	77.83	4.79%	50.21	37.36%	3.487	3.47%	0.264	28.79%
10	78.80	6.32%	59.5	30.74%	3.532	4.64%	0.32	43.13%

Tabla 10.6: La tabla muestra las secciones eficaces utilizadas para el cálculo en ácido. Las mismas corresponden a un cálculo con MCNP considerando una solución de $15^g/_l$.

Nuevamente, los valores para la posición a 0,5 cm de profundidad fueron calculados haciendo el promedio con el valor en 1 cm y en 0 cm (cara externa del fantoma).

10.3 Determinación de K_{TE}

Para el cálculo de K_{TE} se utilizaron las siguientes sensibilidades de los detectores a fotones, extraídas de A :

Cámara	Sensibilidad a fotones (A)	Incerteza asociada
774-TTW: TE	7,97E-13	8,01E-15
775-TGW: C	1,10E-12	1,66E-14

Tabla 10.7: Sensibilidades a fotones utilizadas para la cámara de grafito y la de tejido equivalente.

Las unidades de A en este caso son ^A/_{cGy/min}.

Referencias Bibliográficas

^A J.M. Longhino; "ACTUALIZACIÓN DE SENSIBILIDADES A FOTONES DE CÁMARAS DE IONIZACIÓN MINIATURA. INTRODUCCIÓN DE DOSÍMETRO PATRÓN DE ⁹⁰Sr"; Informe Técnico CNEA-CAB 047/038/04; Diciembre del 2004.

11 Apéndice 3 – Análisis del Cadmio como absorbente

Para analizar cuánto Cd sería necesario para reemplazar la concentración de ácido bórico utilizada para el método explicado en la sección 3.4.2, se hizo un análisis igualando las secciones eficaces macroscópicas térmicas en 0.025 eV²¹.

Las secciones eficaces totales de captura²² tanto para el Cd natural como para los dos isótopos del Boro, como así también el factor de Wescott correspondiente. Dichos valores se muestran en la siguiente tabla:

	$^{10}\mathrm{B}$	¹¹ B	Cd_{nat}
$\tilde{\sigma}_0(b)$	3840	5,050	2536
g	1,0035	1.1282	1,3329

Tabla 11.1: La tabla muestra los datos utilizados para el análisis.

Igualando las secciones eficaces macroscópicas de ambos elementos se encuentra que:

$$N_{Cd} = \frac{N_B.(g.\sigma_0)_B}{(g.\sigma_0)_{Cd}}$$

Ecuación 11.1

Reemplazando con los valores de la Tabla 11.1:

$$N_{Cd} \approx 0.23.N_B$$

Ecuación 11.2

Donde los N_i son el número de átomos por centímetro cúbico presente. Para el Boro, este número viene dado por:

$$N_{B} = \frac{c_{H_{3}BO_{3}}.n_{Av}}{M_{H_{3}BO_{3}}}$$

Ecuación 11.3

²¹ Esta forma de análisis es una aproximación, pero da una idea clara de la cantidad de material necesario

²² Los datos fueron tomados de la página: http://www1.physik.tu-muenchen.de/~gammel/matpack/html/Nuclear/Nuclids/nuclids0.html

La ecuación está referida a una concentración de ácido bórico, forma utilizada para diluir boro en agua. C es la concentración de esta solución, n_{Av} es el número de avogadro y M es la masa molecular del compuesto.

De esta forma, y sabiendo que la concentración a reemplazar es de aproximadamente 16g/l, obtenemos:

$$N_B \approx \frac{16 \frac{g}{1000 cm^3} \times 6,022.10^{23} \text{ at/mol}}{(16 \times 3 + 3 + 10,811) \frac{g}{mol}} \approx 1,56.10^{20} \text{ at/cm}^3$$

Ecuación 11.4

Reemplazando en la Ecuación 11.2:

$$N_{Cd} \approx 3,585.10^{19} \, \frac{at}{cm^3}$$

Ecuación 11.5

Ahora bien, sabiendo que la forma de diluir Cadmio en agua es a través de Nitrato de Cadmio ($(NO_3)_2Cd$), se puede calcular qué concentración del compuesto es necesaria para obtener N_{Cd} :

$$c_{(NO_3)_2Cd} \approx \frac{3,585.10^{19} \frac{at}{cm^3}.(2 \times (16 \times 3 + 14) + 112,411) \frac{g}{mol}}{6,022.10^{23} \frac{at}{mol}} \approx 14,1 \frac{g}{l}$$

Ecuación 11.6

Es decir que necesitamos casi la misma masa de nitrato de cadmio que de ácido bórico para hacer el mismo efecto en el flujo térmico. Esto se debe a que el peso del ion nitrato es demasiado. Si se pudiese conseguir otra forma de diluir cadmio, seguramente sería mejor.

Lo mínimo que deberíamos poner viene dado por la masa de Cadmio puro que deberíamos poner, si éste fuese soluble por sí sólo en agua:

$$c_{Cd \, \text{min}} \approx \frac{3,585.10^{19} \, \frac{at}{cm^3}.112.411 \, \frac{g}{mol}}{6,022.10^{23} \, \frac{at}{mol}} \approx 6,692 \, \frac{g}{l}$$

Ecuación 11.7

12 Apéndice 4 – Análisis y verificación de la hipótesis sobre la dosis rápida

El método experimental utilizado para la obtención de la sensibilidad del detector de tejido equivalente al flujo térmico presentado en la sección 4.2 presupone dos hipótesis:

- La misma sensibilidad para la cámara de grafito es despreciable.
- La dosis rápida no se ve modificada por la presencia del ácido bórico en solución.

Sobre la primera de las dos ya se habló, y se hace referencia a ^A para una comprobación teórica de la misma.

Con el fin de analizar la veracidad de la segunda propuesta, se recurrió a un cálculo teórico MonteCarlo²³, simulando la geometría del problema de la irradiación de un fantoma de referencia en dos situaciones distintas: una con el fantoma lleno de agua pura, y otra con el fantoma lleno de una solución de 18 ^g/₁. Los valores de composición utilizados para el cálculo para cada solución se muestran a continuación:

Flomonto	Ag	ua	18 ⁹	⁹ / ₁
Elemento	Molar	En peso	Molar	En peso
В	-	-	0,074 %	2,670 %
Н	66,66 %	11,11 %	66,543 %	10,156 %
0	33,33 %	88,88 %	33,383 %	87,174 %

Tabla 12.1: La tabla muestra las concentraciones en agua y la solución de ácido bórico.

Haciendo las dos corridas, se obtuvo el resultado mostrado a continuación²⁴.

Página 77 de 86

²³ El cálculo fue realizado por el Lic. Osvaldo Calzetta Larrieu, del RA-6. No fue publicado.

²⁴ Las dosis rápidas se calculan en unidades arbitrarias; es por esto que no se especifican valores en el eje y.

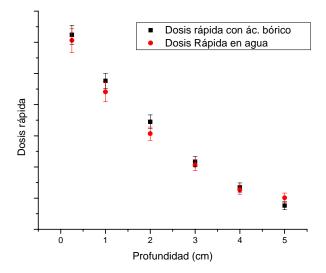


Ilustración 12.1: El gráfico muestra las dosis gamma calculadas para los dos casos en cuestión.

Para el correcto análisis de estos resultados, hay que tener en cuenta algunos puntos:

- Las incertezas del cálculo viene de la convergencia en el número de eventos que se registra. Así, a mayor número de registros, menor es la incerteza asociada al cálculo.
- o Las incertezas presentadas en el gráfico corresponden a UNA desviación estándar. Esto quiere decir que si se desea asegurar que en el rango de incertezas puesto se incluya al 99% de los casos posibles, es necesario multiplicar las barras presentadas en tres.
- o La diferencia entre valores en un mismo punto alcaza el 14% (ver Tabla).

POSICION	Dosis con ác.	D.S. con ác.	Dosis en agua	D.S. en agua	DIF %
0.25	7.24E-19	4.22%	7.06E-19	5.50%	2.45%
1	5.76E-19	4.27%	5.41E-19	5.81%	5.98%
2	4.45E-19	5.01%	4.07E-19	5.24%	8.61%
3	3.17E-19	5.23%	3.06E-19	5.55%	3.45%
4	2.34E-19	6.26%	2.27E-19	6.37%	3.16%
5	1.76E-19	7.28%	2.01E-19	7.62%	14.45%

Tabla 12.2: *Valores obtenidos del cálculo con MCNP. Las dosis mostradas en la tabla están en unidades arbitrarias.*

Con esto en mente, no se puede asegurar que los resultados sean idénticos. Sin embargo, tampoco se puede asegurar que sean distintos; es necesario un análisis más

detallado, y un mayor número de seguimientos en el cálculo para obtener una mejor convergencia.

Sin embargo, sí se puede, partiendo de las diferencias entre valores vista anteriormente, hacer un análisis cualitativo de la influencia que tendría una diferencia en la dosis rápida del 6% (promedio tomado de la última columna de la tabla) en el resultado de K_{TE}.

Tomando las ecuaciones para las dos cámaras apareadas en dos soluciones distintas:

(i)
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} .I_{TE} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} .\dot{D}_{n} + K'_{TE} .\phi_{th}$$

$$(ii) \qquad \frac{1}{A} \Big|_{C} I_{C} = \dot{D}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} \dot{D}_{n}$$

Ecuación 12.1: para agua pura

(i)
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} J^*_{TE} = \dot{D}^*_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{TE} . \dot{D}^*_{n} + K'_{TE} . \phi^*_{th}$$

$$(ii) \qquad \frac{1}{A}\Big|_{C} J^{*}_{C} = D^{*}_{\gamma} + \left(\frac{B}{A}\right)_{C} D^{*}_{n}$$

Ecuación 12.2: para una concentración de ác. bórico

Donde esta vez se considera que la dosis rápida cambia. Restando (i) - (ii) para cada caso:

agua:
$$\frac{1}{A}\Big|_{TE} .I_{TE} - \frac{1}{A}\Big|_{C} .I_{C} = \Delta \left(\frac{B}{A}\right) .\dot{D}_{n} + K'_{TE} .\phi_{th}$$

$$H_{3}BO_{3}: \frac{1}{A}\Big|_{TE} .I^{*}_{TE} - \frac{1}{A}\Big|_{C} .I^{*}_{C} = \Delta \left(\frac{B}{A}\right) .\dot{D}^{*}_{n} + K'_{TE} .\phi^{*}_{th}$$

Ecuación 12.3

Restando las dos ecuaciones, y multiplicando por A_{TE} se obtiene:

$$K_{TE} = 60. \frac{(I_{TE} - I_{TE}^*) - \frac{A_{TE}}{A_C} (I_C - I_C^*) - \left[\left(\frac{B}{A} \right)_{TE} - \left(\frac{B}{A} \right)_C \right] (D_n - D_n^*) A_{TE}}{\phi_{th} - \phi_{th}^*}$$

Ecuación 12.4

Haciendo un análisis del orden de magnitud que presentan las distintas variables involucradas:

$$(I_{TE} - I_{TE}^*) \approx 10^{-12} A$$
 ; $\frac{A_{TE}}{A_C} \approx 0.75$
 $(I_C - I_C^*) \approx 7.10^{-13} A$; $\left[\left(\frac{B}{A} \right)_{TE} - \left(\frac{B}{A} \right)_C \right] \approx 1$
 $\left(D_n - D_n^* \right) \approx 6\%.D_n \approx 0.07^{cGy}/_{min}$; $A_{TE} \approx 8.10^{-13} \frac{A}{cGy}/_{min}$

Ecuación 12.5

Vemos lo siguiente:

$$(I_{TE} - I_{TE}^*) \approx 10^{-12} A$$
 ; $\frac{A_{TE}}{A_C} (I_C - I_C^*) \approx 5.10^{-13} A$
 $\left[\left(\frac{B}{A} \right)_{TE} - \left(\frac{B}{A} \right)_C \right] (D_n - D_n^*) A_{TE} \approx 5,6.10^{-14} A$

Ecuación 12.6

Así, se puede apreciar que el término que surge por un cambio en la dosis rápida aporta en un 3% al numerador y, por lo tanto, al valor final de K_{TE} , disminuyendo el valor de éste.

Considerando las incertezas manejadas en la obtención de K_{TE}, este aporte es prácticamente despreciable, ya que no afecta al valor final más allá de las incertezas asociadas.

Referencias Bibliográficas

^A J. M. Longhino; "DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS PARA LA MEDICIÓN DE DOSIS ABSORBIDA EN BNCT Y SU APLICACIÓN A LA FACILIDAD DEL RA-6"; Informe Técnico CNEA-CAB 47/005/00; junio del 2000.

13 Apéndice 5 - Cronograma de las actividades realizadas

El trabajo realizado consistió en 6 etapas principales:

- 1. Aprehensión de la Teoría de Activación
- 2. Medición del Perfil del Haz en Vacío
- 3. Medición en Fantoma de Referencia
- 4. Redacción de Informes
- 5. Aprehensión de la Teoría de Dosimetría
- 6. Medición en Fantoma de Cabeza
- 7. Medición con Cámaras de Ionización y Obtención de K_{TE}
- 8. Repetición de las Mediciones Hechas

Cada una de las etapas, a su vez, consistió en una serie de experiencias. A continuación se presenta cada etapa con mayor detalle.

1. Aprehensión de la teoría de activación

El objetivo de esta etapa fue familiarizarse con los métodos y técnicas utilizadas para el cálculo de flujo neutrónico utilizando la técnica de Análisis por Activación. En esta etapa se recurrió a bibliografía y se fijaron conocimientos analizando los distintos materiales que potencialmente pudieran ser usados como detectores. Se estudiaron las variables de importancia en la determinación del flujo, se aprendió sobre BNCT y se fijaron conceptos vistos.

2. Medición del Perfil del haz en Vacío

El objetivo fue fijar conocimientos, aprender sobre las dificultades prácticas de la técnica y al mismo tiempo obtener un resultado interesante de conocer. Para esto se comenzó con el uso tanto de material (alambres de oro y oro-cobre, hojuelas de otros materiales, las coberturas de cadmio, etc) como de los elementos de detección (HPGe, computadora, etc.) y, por supuesto, del RA-6. Se realizaron cinco irradiaciones en total:

- Vacío-I: en esta primera experiencia se buscó adentrarse en los problemas prácticos de la técnica, tanto en la preparación de una práctica como en la medición y el procesamiento y análisis de los resultados obtenidos. Se utilizó el método de la diferencia de Cadmio, aunque se irradiaron hojuelas de Manganeso, Indio, Oro y Disprosio.
- **Perfil**: Esta práctica se centró en hallar el perfil radial del haz clínico. Para esto se usaron 30 alambres de oro y 15 recubrimientos de Cadmio.
- R1, R2 y R3: En estas tres irradiaciones se buscó rehacer las mediciones en dos de los puntos para confirmar la repetitividad del proceso. Además se irradiaron hojuelas de Escandio, Plata y Manganeso.
- Irr4: En esta irradiación se quiso poner a prueba los alambres de oro-cobre como par de hojuelas, además de confirmar los valores obtenidos con el otro método. Además, se irradiaron dos hojuelas de Indio y dos de Oro.

3. Medición en Fantoma de Referencia

El objetivo de esta etapa era analizar el cambio en el flujo por el cambio de medio, obtener una medición que sea comparable con otras hechas y acercarse al objetivo de obtener el flujo térmico en un fantoma. Esta etapa consistió en 4 partes (4 irradiaciones y una de cálculo):

- **F1:** La primera irradiación en un fantoma se realizó alambres de oro-cobre mediante el método de las dos hojuelas.
- **F2 y F3:** La primera correspondiente a alambres de oro bajo Cadmio, la segunda a similares desnudos. Se buscó validar el método de las dos hojuelas con alambres de oro-cobre con el método de la diferencia de cadmio, más utilizado.
- Cálculo de G's y SSg: Antes de repetir la primera irradiación, se dedicó un tiempo al cálculo de los G's y SSg utilizando aproximaciones analíticas. Para esto se hizo una búsqueda bibliográfica sobre el tema.
- **F-Final:** Nuevamente, se hizo una irradiación con alambres de oro-cobre, los mismos que en F1. Se buscó confirmar la repetitividad de la experiencia dejando de lado los posibles errores en la determinación de la masa.

4. Redacción de Informes

Habiendo ya obtenido una cantidad importante de mediciones, se procedió a dejar registro de éstas de forma ordenada. Esto permitió también verificar las mediciones hechas tiempo antes y un análisis más detallado sobre la sensibilidad del sistema. Se aprovechó el tiempo en que el reactor no estaba disponible para irradiaciones.

5. Aprehensión de la Teoría de Dosimetría

Anticipando lo que seguiría, se hizo un repaso de la teoría de dosimetría y de dosímetros, aprovechando, nuevamente, la indisponibilidad del reactor. Para estos e recurrió a bibliografía recomendada.

6. Medición en Fantoma de Cabeza

Para el cálculo de K_{TE} se comenzó por medir el flujo térmico en un fantoma de cabeza para agua y dos soluciones de ácido bórico distintas. La etapa consistió en 4 irradiaciones de alambres de oro-cobre:

- **FB1:** Caracterización del flujo térmico con alambres de oro-cobre para el fantoma de cabeza lleno con agua desmineralizada.
- **FB2:** Caracterización del flujo térmico con alambres de oro-cobre para el fantoma de cabeza lleno con una solución de 16 g/1 de ácido bórico en agua.
- **FB3:** Repetición de FB1 con alambres nuevos.
- **FB4:** Caracterización del flujo térmico con alambres de oro-cobre para el fantoma de cabeza lleno con una solución de 18 g/1 de ácido bórico en agua.

7. Medición con Cámaras de Ionización y Obtención de K_{TE}

La etapa consistió en 5 irradiaciones y un posterior análisis detallado de los resultados. Las irradiaciones se detallan a continuación:

- CI1: Esta primera irradiación fue hecha con el fin de aprender la técnica de medición y obtener un resultado útil. Se midió en agua, y fue interrumpida por problemas técnicos.
- **SPND:** Aprovechando la visita de gente del CAE, se aprovechó para realizar una medición con un detector SPND fabricado en el lugar en el fantoma de Cabeza, con agua.
- **CI-agua:** El objetivo de ésta fue obtener un registro útil de la corriente de las cámaras en función de la profundidad al fantoma. Se realizó en agua, y fueron dos escalones de potencia.
- **CI-16:** Similar a la anterior, pero para una solución de 16 ^g/₁ de ácido bórico en agua.
- **CI-18:** Similar a la anterior, pero para una solución de 18 ^g/₁ de ácido bórico en agua.

Finalizadas las irradiaciones se prosiguió al cálculo de K_{TE} y a un análisis detallado de los resultados obtenidos.

8. Repetición de las Mediciones Hechas

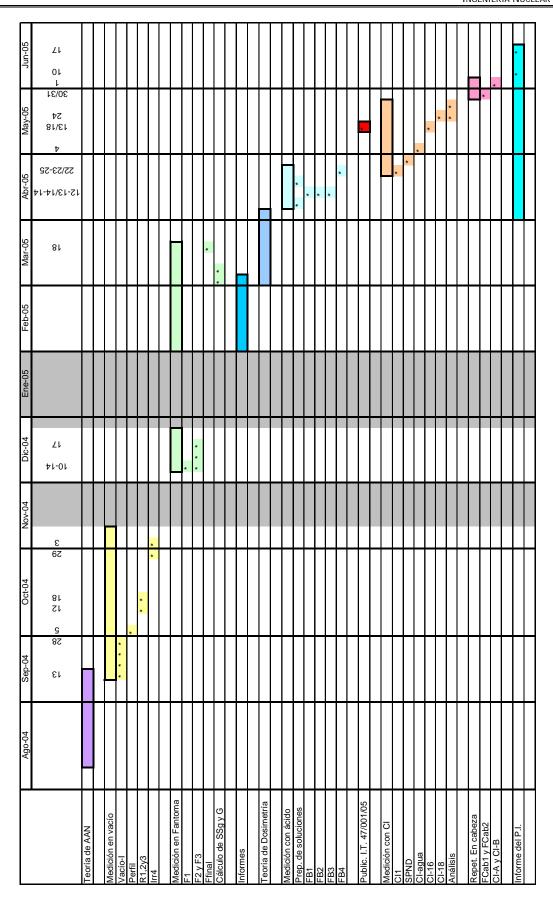
Esta etapa tuvo como objetivo el rehacer algunas de las mediciones hechas en las dos etapas anteriores para corregir valores mal medidos. La misma consistió en 3 irradiaciones:

- **FCab1:** Medición del flujo en el fantoma de cabeza para agua desmineralizada con alambres de oro-cobre.
- **FCab2:** Similar a la anterior, pero para la solución de 18 ^g/₁ de ácido bórico en agua.
- **CI-A:** Medición de la respuesta de las cámaras de ionización para el fantoma con agua desmineralizada.
- **CI-B:** Medición con la cámara de grafito para la solución de 18 ^g/₁ de ácido bórico en agua. La medición con la cámara de TE no se hizo por problemas técnicos.

Teniendo estas descripciones en mente, se confeccionó un cronograma que repasa las actividades realizadas. Éste se muestra a continuación. Se remarcan en el mismo espacios temporales para cada actividad global, y se especifican días en los cuales se realizaron irradiaciones, mediciones, y todas otras actividades de las cuales se haya tenido un registro temporal concreto. Se incluye también como actividades realizadas las siguientes dos:

- **Informe P.I.:** Confección del Informe del Proyecto Integrador. Las fechas remarcadas corresponden a la presentación y defensa del mismo.
- **Public. I.T. 47/001/05:** Publicación del informe técnico con el título "Determinación de Parámetros para Irradiación de Detectores Oro-Cobre", redactado junto a Juan M. Longhino y revisado por Herman R. Blaumann.

Los espacios grises corresponden a tiempo sin presencia en el instituto (pasantía en Atucha y vacaciones de verano).



14 Apéndice 6 – Evaluación económica del trabajo realizado

A continuación se presenta una tabla que muestra una estimación de los costos involucrados en el trabajo. Para el mismo, se hicieron las siguientes consideraciones:

- ✓ **Materiales:** Se incluyeron aquí los costos que implicaron la utilización de las hojuelas, gases de TE y CO₂, como así también otros materiales utilizados en las prácticas. Se estimó el valor total en U\$S 300 para los gases usados y U\$S 300 para las hojuelas y otros varios insumos.
- ✓ **Plena Potencia del Reactor:** Valuada en U\$S 100 la hora de plena potencia, se calculó el costo por mes según las irradiaciones efectuadas.
- ✓ **Consultas:** Corresponden a las horas-hombre invertidas en el trabajo por parte de los directores del mismo. Se consideró 14 \$\frac{1}{hora.hombre}\$ (pesos argentinos, a 2,98 \text{U\$S}/\sigma\$).
- ✓ **Beca:** Tomada como un tercio de la beca de \$ 600 (pesos argentinos)
- ✓ **Equipos:** Incluyen todos los aparatos electrónicos utilizados, detectores y el detector HPGe. Los primeros se valuaron en U\$S 20.000 y el último en U\$S 15.000. Se tomaron los valores sobre sus diez años de vida útil como valores anuales, y se amortizaron para los meses en que se utilizaron.

	Ago-04	Sep-04	Oct-04	Nov-04	Dic-04	Feb-05	Mar-05	Abr-05	May-05	Jun-05	
Materiales											Total
· Hojuelas y varios		USD 37,50	USD 37,50	USD 37,50	USD 37,50		USD 37,50	USD 37,50	USD 37,50	USD 37,50	USD 300,00
· Gases									USD 300,00		USD 300,00
Reactor - P.P.		USD 100,00	USD 100,00 USD 1.030,00		USD 450,00		USD 400,00	USD 400,00 USD 2.030,00 USD 1.110,00 USD 300,00	USD 1.110,00		USD 5.420,00
Beca	USD 67,00	USD 67,00	00,79 dSU	USD 67,00	USD 67,00	USD 67,00	USD 67,00	USD 67,00	USD 67,00	00,79 dSU	USD 670,00
Consultas	USD 101,00	USD 101,00 USD 101,00	USD 101,00	USD 101,00	USD 101,00 USD 101,00 USD 101,00	USD 101,00		USD 101,00	USD 101,00 USD 101,00	USD 101,00	USD 1.010,00
	1										
Equipos											
· Detector HPGe		USD 125,00	USD 125,00	USD 125,00	USD 125,00 USD 125,00 USD 125,00 USD 125,00	USD 125,00	USD 125,00	USD 125,00	USD 125,00 USD 125,00	USD 125,00	USD 1.125,00
· Otros Equipos		USD 167,00	USD 167,00	USD 167,00	USD 167,00 USD 167,00		USD 167,00	USD 167,00	USD 167,00 USD 167,00	USD 167,00	USD 1.503,00
Total	USD 168,00	USD 597,50	USD 1.527,50	USD 497,50	USD 947,50	USD 460,00	USD 897,50	USD 2.527,50 USD 1.907,50 USD 797,50	USD 1.907,50	USD 797,50	USD 10.328,00
Actualizado a Jun-05 LISD 190 22	11SD 190 22	11SD 668 18		11SD 542 70	11SD 1 687 10 11SD 542 70 11SD 1 020 82 11SD 483 43 11SD 931 58	LISD 483 43	11SD 931 58	11SD 2 591 08 11SD 1 931 34 11SD 797 50 11SD 10 843 96	11SD 1 931 34	05 262 0511	USD 10 843 96

Agradecimiento

Te agradezco, Dios, por todo lo que me diste en este tiempo:

Por mis viejos y mi familia, porque siempre están ahí, y por enseñarme a valorarlos aún más en la distancia.

Por Tatiana, porque sé que sin ella no podría haber logrado nada de esto.

Por mis compañeros, a quienes aprendí a querer como hermanos. Poca gente puede llamar a tantos "sus amigos".

Por Juan y Herman, dos tipazos que me acompañaron en esta increíble entrada al mundo de la Ingeniería Nuclear.

Por la gente en la parroquia, porque me dieron el abrazo de una familia siempre que lo necesité.

Por Cris, Lu, Pauli, Alito, Maia, Mariano, Helga, Silvia, Jorge, Luis, Fabián, Iris, Serguei, Bilbo, Julián, Gerda, Panchi, Miani, Gustavo, Sofi y todo el resto, sin ningún orden en particular, por darme su amistad en este tiempo.

Por la familia Reven, por recibirme como a un hijo, y cuidarme igual de bien.

Por la gente del CAB, en especial por los de DiFRA y los del IB, por ser tan abiertos a recibir y ayudar a quienes buscan algo más.

Por Eze, Numa y Mocho, mis compañeros en la vida de entrecasa. Una bendición haberlos conocido como lo hice.

Por todos, los que haya mencionado y los que no. Te agradezco por haber puesto todas estas personas en mi camino. Vos sabés lo bien que me hicieron.

Fede.-