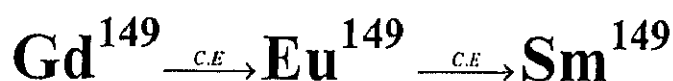


Universidad Complutense de Madrid
Facultad de Ciencias Físicas



ESTUDIO ESPECTROSCÓPICO DE LAS CADENAS RADIACTIVAS:



Y



CÁLCULO DE LOS COEFICIENTES DE CONVERSIÓN INTERNA.

Amalia Williard Torres

Tesis Doctoral
1996

Universidad Complutense de Madrid
Facultad de Ciencias Físicas
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

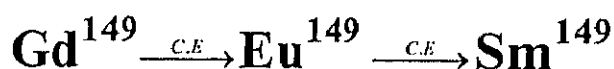


UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314009582

ESTUDIO ESPECTROSCÓPICO DE LAS CADENAS RADIACTIVAS:



Y



CÁLCULO DE LOS COEFICIENTES DE CONVERSIÓN INTERNA.

Memoria presentada por:

Amalia Williard Torres

Licenciada en Ciencias Físicas por la U. Complutense de Madrid
para aspirar al grado de Doctora en Ciencias Físicas

Directores:

Dr. J. Campos Gutiérrez

Dra. M. Shaw Martos

Madrid, 1996

AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi agradecimiento al Dr. José Campos Gutiérrez por haber propuesto el tema de esta tesis y por sus sabios consejos.

En especial quiero agradecer a la Dra. María Shaw Martos por su continuo apoyo y estímulo, sin los que no hubiese sido posible la realización de este trabajo.

También debo expresar mi gratitud a los miembros del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid y a los del Departamento de Física de los Materiales de la UNED por su constante aliento y los medios que han puesto a mi disposición para el desarrollo de este trabajo.

Por último agradecer a mi familia y a mis amigos su continua presencia y confianza.

A Amalís, Camilo y César

Indice

Introducción	9
1 Espectrometría de la radiación gamma	13
1.1 Características generales de los detectores de fotones	13
1.1.1 Resolución en energías y eficiencia del detector	16
1.2 Detectores de semiconductor, detectores de silicio y germanio . . .	20
1.3 Detectores utilizados en este trabajo	26
1.3.1 Detectores de germanio	26
1.3.2 Detector de silicio	28
1.4 Identificación y medida del fondo del laboratorio	30
1.5 Medida de la eficiencia	36
1.5.1 Determinación de la eficiencia en el rango 3-60 keV	38
1.5.2 Determinación de la eficiencia en rango de 60 keV a 3 MeV	44
1.6 Calibración en energías	49
1.7 Resolución	50
2 Programa informático para el estudio de los espectros gamma	53
2.1 Medida del área de las líneas	54
2.1.1 Cálculo del área por sumación	55
2.1.2 Cálculo del área después de un ajuste analítico	57
2.2 Análisis de dobletes	67
3 Espectrometría de partículas cargadas	73
3.1 Espectrómetro β -magnético	73
3.1.1 Características generales de los espectrómetros magnéticos	73
3.1.2 Ejemplos de espectrómetros magnéticos	79
3.1.3 Espectrómetro magnético de doble enfoque	83
3.1.4 Descripción del espectrómetro β -magnético de doble enfoque utilizado en este trabajo	91
3.1.5 Puesta a punto del espectrómetro. Medidas preliminares. .	105

4	Cálculo de los coeficientes de conversión interna	117
4.1	Introducción	117
4.2	Coeficientes de conversión interna	119
4.2.1	Electrones de conversión	119
4.2.2	Coeficientes de conversión	121
4.3	Cálculo de los coeficientes de conversión	129
4.3.1	Cálculo de coeficientes de conversión interna de la capa K para transiciones de tipo E1, E2, E3, M1, M2 y M3 de los núcleos estudiados	133
5	Puesta a punto de un detector de silicio sensible a posición	147
5.1	Introducción	147
5.1.1	Sustitución del detector imagen en un espectrómetro magnético	148
5.2	Descripción del detector sensible a posición	150
5.2.1	Detectores de diodo de silicio	150
5.2.2	Detector sensible a posición	152
5.3	Método de división de carga	155
5.4	Resultados obtenidos en energía: resolución en energía	159
5.5	Resultados obtenidos en posición: resolución en posición	162
5.5.1	Método de la rendija variable	163
5.5.2	Método de las tres rendijas	165
5.6	Cálculo de la resolución en energía de un espectrómetro magnético con un detector sensible a posición	167
6	Estudio de la cadena de desintegración:	
	$Gd_{64}^{149} \longrightarrow Eu_{63}^{149} \longrightarrow Sm_{62}^{149}$	169
6.1	Obtención de la muestra.	170
6.2	Estudios sobre Gd^{149} y Eu^{149}	172
6.3	Resultados obtenidos para el Eu^{149}	174
6.3.1	Intensidades de líneas gamma del Eu^{149}	174
6.3.2	Intensidades de líneas de electrones de conversión del Eu^{149}	179
6.3.3	Coeficientes de conversión interna y multipolaridades del Eu^{149}	179
6.4	Resultados obtenidos para el Sm^{149}	184
6.4.1	Intensidades de líneas gamma del Sm^{149}	184
6.4.2	Intensidades de líneas de electrones de conversión del Sm^{149}	188
6.4.3	Coeficientes de conversión interna del Sm^{149}	188
6.5	Estudio de la cadena de desintegración del Eu^{145}	190
6.5.1	Resultados obtenidos para el Sm^{145} , el Pm^{145} y Nd^{145}	191

7 Estudio de la cadena de desintegración:	
$\text{Tb}_{65}^{153} \longrightarrow \text{Gd}_{64}^{153} \longrightarrow \text{Eu}_{63}^{153}$	195
7.1 Obtención de la fuente	195
7.2 Estudios sobre el Tb^{153} y el Gd^{153}	197
7.3 Resultados obtenidos para el Gd^{153}	199
7.3.1 Intensidades de líneas gamma del Gd^{153}	199
7.3.2 Intensidades de líneas de electrones de conversión.	209
7.3.3 Coeficientes de conversión interna y Multipolaridades del Gd^{153}	209
7.4 Resultados obtenidos para el Eu^{153}	216
7.4.1 Intensidades gamma y de rayos X del Eu^{153}	216
Conclusiones	221
A Listados de los programas realizados	225
A.1 Programa de ajuste de polinomios	226
A.2 Programa de cálculo de los coeficientes de conversión interna . . .	230
A.3 Programa para el estudio de espectros gamma	233
Bibliografía	256

Lista de Tablas

(1.1) Intensidades de las líneas de fondo del laboratorio	32
(1.2) Eficiencia del detector de Si(Li)	42
(1.3) Eficiencia del detector de Ge	47
(1.4) Resolución de los detectores utilizados	51
(4.1) Coeficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Sm_{62}^{145}	136
(4.2) Coeficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Sm_{62}^{149}	137
(4.3) Coeficientes de conversión α_K para $Z = 63$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Eu_{63}^{149}	138
(4.4) Coeficientes de conversión α_K para $Z = 64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd_{64}^{153}	140
(6.1) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Eu^{149}	177
(6.2) Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{149}Eu	182
(6.3) Coeficientes de conversión interna de la capa K ($\times 100$) del ^{149}Eu y sus multipolaridades deducidas	183
(6.4) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Sm^{149}	187
(6.5) Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{149}Sm	189
(6.6) Coeficientes de conversión interna del Sm^{149} y sus multipolari- dades deducidas	189
(6.7) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Sm^{145}	193
(6.8) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Pm^{145}	194
(6.9) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Nd^{145}	194
(7.1) Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Gd^{153}	202
(7.2) Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{153}Gd	212
(7.3) Coeficientes de conversión interna de la capa K del ^{153}Gd sus multipolaridades deducidas	215

(7.4) Intensidades gamma y de rayos X observadas en la desintegración del Gd ¹⁵³ al Eu ¹⁵³	218
(7.5) Relaciones entre las intensidades de rayos X en la desintegración del Gd ¹⁵³ al Eu ¹⁵³	219

Lista de Figuras

(1.1) Montaje para medidas con detectores de fotones	29
(1.2) Espectro del fondo del laboratorio obtenido con el detector de Ge	34
(1.3) Espectro del Am^{241} obtenido con el detector de Si(Li)	41
(1.4) Curva de eficiencia del detector de Si(Li)	43
(1.5) Curvas de eficiencia del detector de Ge	48
(2.1) Subrutina para el cálculo del área del pico	63
(2.2) Línea de 351,96 keV del Bi^{214}	64
(2.3) Línea de 609,19 keV del Pb^{214}	65
(2.4) Línea de 1460,89 keV del K^{40}	66
(2.5) Subrutina para calcular el área de los dobletes	70
(2.6) Doblete del espectro del Gd^{149}	71
(2.7) Doblete del espectro del Tb^{153}	72
(3.1) Principio de enfoque semicircular	82
(3.2) Principio de doble enfoque	85
(3.3) Coordenadas de un espectrómetro de doble enfoque	88
(3.4) Espectrómetro magnético de doble enfoque	93
(3.5) Variación del ángulo sólido con la posición de la ventana	95
(3.6) Variación de la tensión con la posición del potenciómetro	99
(3.7) Relación entre la energía cinética del electrón y la intensidad de corriente	100
(3.8) Diagrama de bloques del sistema electrónico de medida	104
(3.9) Diagrama de Kurie obtenido para el Cl^{36}	108
(3.10) Diagrama de Kurie obtenido para el Cs^{137}	109
(3.11) Eficiencia del espectrómetro magnético a bajas energías	113
(4.1) Coeficientes de conversión interna para $Z = 62$	126
(4.2) Coeficientes de conversión interna para $Z = 63$	127
(4.3) Coeficientes de conversión interna para $Z = 64$	128
(5.1) Espectrómetro magnético con PSD	149
(5.2) Esquema del detector utilizado	154
(5.3) Diagrama del sistema de medida	158

(5.4) Espectros de electrones obtenidos con el PSD	160
(5.5) Espectro de emisión alfa obtenido con el PSD	161
(5.6) Método de la rendija variable	164
(5.7) Método de varias rendijas	166
(6.1) Esquema de desintegración de la cadena del Tb^{149}	171
(6.2) Espectro de emisión gamma del Eu^{149}	176
(6.3) Espectro de electrones del Eu^{149}	181
(6.4) Espectro de gammas del Sm^{149}	185
(6.5) Espectros de gammas del Eu^{149} y del Sm^{149}	186
(7.1) Esquema de desintegración de la cadena del Tb^{153}	196
(7.2) Espectro de gammas del Gd^{153}	201
(7.3) Espectro de electrones de conversión del Gd^{153}	211
(7.4) Espectro de gammas del Eu^{153}	217

Introducción

El laboratorio de Física Nuclear experimental de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid contaba, al comienzo de este trabajo, con detectores que permitían desarrollar las distintas técnicas experimentales necesarias para la medida de los espectros gamma y de electrones de conversión. Entre estos detectores hay que destacar un espectrómetro magnético de doble enfoque cedido a la Cátedra de Física Atómica, Molecular y Nuclear de esta Universidad por el CERN y que fue diseñado en la Universidad de Uppsala (Suecia).

El análisis de los espectros de electrones de conversión interna y la determinación de las intensidades de las líneas gamma es uno de los métodos que se utilizan para medir los coeficientes de conversión interna y las multipolaridades de las transiciones nucleares electromagnéticas. La comparación de las probabilidades de emisión de electrones y emisión gamma experimentales con las predicciones teóricas pueden servir de comprobación de distintos modelos nucleares.

El objetivo de este trabajo es la determinación de los coeficientes de conversión interna y con ello el carácter multipolar de las distintas transiciones de las series radiactivas del Gd^{149} y Tb^{153} , que pertenecen a la región de $A \simeq 150$ de gran interés teórico y experimental, ya que se trata de núcleos que se encuentran en el borde entre los núcleos esféricos y los permanentemente deformados.

En el capítulo primero de esta memoria se describen las principales características de los detectores de fotones, en donde se hace un desarrollo más profundo para los detectores de semiconductor, que son los que se han utilizado en este trabajo para la obtención de los espectros gamma necesarios. Como resultados preliminares se presentan las medidas del fondo del laboratorio. También se presentan las medidas realizadas para la obtención de las curvas de eficiencia de los detectores de Si(Li), para energías de 3-60 keV, y de Ge(Li), para energías de 60-100 keV. Las medidas de la resolución para distintas energías de cada uno de los detectores aparece el final del capítulo, junto al método empleado para la calibración en energías.

La descripción de las partes más importantes del programa informático desarrollado para este trabajo se ha expuesto en el capítulo segundo, en donde se describe cómo se realiza la medida de las áreas de las líneas gamma y cómo se separan y analizan los dobletes.

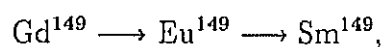
Para la obtención de los espectros de electrones de conversión interna de los núcleos estudiados, se ha utilizado un espectrómetro β^- magnético de doble enfoque; en el capítulo tercero se desarrollan los fundamentos físicos de funcionamiento de este tipo de detectores. Posteriormente se describe el espectrómetro utilizado junto con su puesta punto y las medidas preliminares obtenidas para comprobar su correcto funcionamiento.

Para deducir de que tipo es la transición que se está estudiando (E1, E2, E3, M1, M2, M3) se comparan los coeficientes de conversión interna obtenidos experimentalmente con los coeficientes de conversión teóricos para las diferentes multipolaridades posibles. Estos se calculan para un amplio rango de energías. Se obtienen a partir de los valores teóricos, calculados por Rösler et al. [6.30], mediante un programa informático desarrollado para este trabajo que tiene en cuenta

los algoritmos necesarios. El desarrollo de este método aparece en el capítulo cuarto.

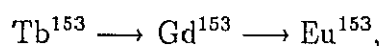
Para futuras medidas se ha pensado mejorar el sistema de detección del espectrómetro magnético, sustituyendo el detector colocado en la imagen que es un detector de barrera de superficie convencional, por un detector de silicio sensible a posición (PSD). Con ello las medidas ganarán en resolución espectral. En el capítulo quinto se describe este tipo de detectores junto a la determinación de la resolución en energía y en posición del PSD utilizado en este trabajo.

En el capítulo sexto se recogen los valores obtenidos para las medidas efectuadas para los espectros gamma y de electrones de conversión en la cadena radiactiva



las intensidades de líneas gamma del Eu^{149} , las intensidades de sus electrones de conversión junto los coeficientes de conversión interna y las multipolaridades de las transiciones. Para el Sm^{149} , también se han obtenido las intensidades de líneas gamma, de electrones de conversión, los coeficientes de conversión interna y las multipolaridades. Al desintegrarse el Tb^{149} mediante emisión α al Eu^{145} aparece la cadena radiactiva correspondiente, colateral a la anterior. Se presentan las medidas realizadas para esta cadena en donde se obtiene la intensidad de las líneas gamma para el Sm^{145} , Pm^{145} y Nd^{145} .

En el capítulo séptimo aparecen los resultados para la cadena



para el Gd^{153} se miden las intensidades de líneas gamma, electrones de conversión, coeficientes de conversión interna y multipolaridades. Además, para el Eu^{153} se han medido las intensidades de líneas gamma y de rayos X y se han medido las relaciones de las intensidades de rayos X comparándolas con los valores teóricos.

Finalmente en el apéndice se presentan los listados de los programas realizados específicamente para este trabajo. La bibliografía empleada en la memoria se presenta separada por capítulos.

Capítulo 1

Espectrometría de la radiación gamma

1.1 Características generales de los detectores de fotones

Tanto los rayos gamma, procedentes de transiciones entre niveles energéticos nucleares, como los rayos X, que resultan de las transiciones electrónicas en el átomo, son radiaciones electromagnéticas idénticas en todos sus aspectos, por lo que las peculiaridades de su interacción con la materia son comunes a las dos.

Las longitudes de onda correspondientes a estas radiaciones son cortas, y por consiguiente, la energía de estos fotones rayos γ o X, es elevada, estando comprendida entre eV y keV para rayos X y entre 1 keV y algunos MeV en el caso de la emisión γ .

El mecanismo interno de interacción de la radiación con la materia es complejo ya que resulta de la superposición de varios procesos independientes. Los más importantes son

Absorción fotoeléctrica

Dispersión Compton

Producción de Pares

En todos los casos los fotones al ser absorbidos dan lugar a electrones que pierden su energía en su paso por el material y crean pares electrón-ión o electrón-hueco.

Los fotones siempre se absorben o se dispersan en procesos únicos, en contraste con las partículas cargadas que pierden su energía continuamente.

Los detectores de fotones tienen en común una serie de pasos en el proceso de detección y de medida.

La operación de estos detectores implica:

1. Conversión de la energía del fotón en energía cinética de electrones (y positrones) por absorción fotoeléctrica, difusión Compton o producción de pares.
2. Producción de pares electrón-ión, pares electrón-hueco o estados moleculares excitados por estos electrones.
3. Recogida y medida de los portadores de carga o de la luz emitida en la desexcitación de los estados moleculares.

En el primero de los tres procesos mencionados anteriormente son muy importantes la densidad del material, el número atómico y su volumen. Si el material es de baja densidad, bajo Z y volumen pequeño, la probabilidad de que un fotón interactúe será pequeña, y en el caso de que lo haga, la probabilidad de que

el detector retenga toda la energía del fotón será baja también. Por lo tanto, el uso de detectores de este tipo para medir espectros de líneas debe estar limitado para fotones de baja energía. En el caso de fotones de energía superior, las líneas monoenergéticas se perderían y sólo se observaría un continuo.

Para los detectores en los que se recoge la carga, en el segundo de los procesos de detección y medida de la lista anterior, una magnitud importante es la cantidad de pares electrón- hueco o portadores de carga que se forman. Habrá fluctuaciones estadísticas en este proceso, pero lógicamente, si todos los demás parámetros son los mismos, cuanto mayor sea el número de pares formado menos variaciones existirán en esta cantidad. Lo que quiere decir que la anchura de las líneas que provienen de radiación monoenergética será más estrecha.

En el tercer paso, recogida y medida de los portadores de carga o de la luz, las propiedades más importantes van a depender del tipo particular de detector y no se puede generalizar; sólo hay que tener en cuenta que la calidad de los materiales con los que está hecho el detector es importante. De hecho, el desarrollo de cada tipo de detectores requiere el desarrollo de métodos para fabricar materiales de alta calidad

Los detectores actuales son esencialmente eléctricos, ya que en algún momento del proceso la información recogida por el detector se transforma en impulsos eléctricos que pueden ser tratados por medios electrónicos, para recoger toda la información proporcionada por el detector.

1.1.1 Resolución en energías y eficiencia del detector

Resolución en energías

En los detectores que están diseñados para medir la energía de la radiación incidente, la característica más importante es la resolución en energías. Es la capacidad que tiene el detector para distinguir entre dos energías muy próximas. La resolución se puede medir, en general, mandando un haz monoenergético de radiación al detector y observando el espectro resultante. En el caso ideal se tendría que ver un pico muy definido de forma similar a una función delta. En la realidad lo que se observa es un pico con una anchura definida, aproximadamente con perfil gaussiano (no se trata exactamente de perfil gaussiano, más adelante se verá qué tipos de perfiles se obtienen). Esta anchura se debe a las fluctuaciones en el número de ionizaciones y excitaciones que se producen al paso de la radiación por el medio material.

Para cuantificar la resolución se utiliza la anchura a la semialtura del pico w ; $w = \text{FWHM}$ (Full Width at Half Maximum). Evidentemente las energías que están más próximas que este intervalo se consideran indistinguibles. La resolución relativa para una determinada energía E es:

$$\text{Resolución} \quad R = \frac{\Delta E}{E}.$$

Esta relación generalmente se expresa en tantos por ciento (%).

Para los espectrómetros que se basan en fenómenos de ionización, la anchura mínima posible de la distribución a media altura está determinada por la estadística de los fenómenos de ionización. Se caracteriza por el factor de Fano F , cuya definición es la siguiente: si dos partículas monoenergéticas entran dentro del detector, cada una produce, en media, \bar{N} pares de iones en el volumen sen-

sible del detector. El valor de la desviación típica de la distribución de valores de N , que es inferior al previsto por la distribución normal que es \sqrt{N} , se puede expresar como

$$\sigma_N = \sqrt{F \cdot N},$$

$$\left[\frac{\sigma_N}{N} \right]^2 = \frac{F}{N}.$$

El factor F es una función de todos los procesos fundamentales diferentes que pueden dar lugar a una transferencia de energía en el detector. Por lo tanto, se trata de una constante intrínseca del detector. Teóricamente F es difícil de calcular ya que para ello se necesitaría un conocimiento preciso de todas los procesos que puedan tener lugar en el detector.

La resolución viene dada por:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F \cdot \omega}{E}}, \quad (1.1)$$

donde ω es la energía necesaria para que en ese medio material se forme un par electrón-hueco (cuyo valor es 3,81 eV/par para Si y 2,96 eV/par para Ge a 77 K) y E es la energía de la radiación incidente. El factor 2,35 relaciona la desviación estadística de una Gaussiana, σ , con su FWHM, w .

F es un número sin dimensiones. Cuanto menor sea F mejor es el detector. Si F es 1 la varianza es la misma que para la distribución de Poisson (gaussiana). Esto parece que es lo que ocurre en centelleadores, sin embargo para muchos detectores como semiconductores o gaseosos, $F < 1$. Esto mejora la resolución en este tipo de detectores.

Además de las fluctuaciones en la ionización hay una serie de factores externos que pueden afectar la total resolución de un detector. Esto incluye efectos de la

electrónica asociada como ruido, etc. Suponiendo que estas fluctuaciones son independientes y gaussianas resulta:

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{\text{det}})^2 + (\Delta E_{\text{elec}})^2 + \dots$$

Eficiencia del detector

Cuando se habla de detección de la radiación se definen dos tipos de eficiencia: eficiencia absoluta y eficiencia intrínseca. La eficiencia absoluta o total se define como la relación entre los sucesos detectados, o registrados, por el detector y los emitidos por la fuente:

$$\epsilon_{\text{total}} = \frac{\text{sucesos registrados}}{\text{sucesos emitidos}}$$

Será función de la geometría del detector y de la probabilidad de una interacción con el detector. La eficiencia absoluta se expresa como producto de dos factores: la eficiencia intrínseca, ϵ_{int} , y la eficiencia geométrica o aceptación, ϵ_{geom} :

$$\epsilon_{\text{total}} = \epsilon_{\text{int}} \cdot \epsilon_{\text{geom}}$$

La eficiencia intrínseca es la relación entre los sucesos detectados y los que inciden en el detector:

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{\text{sucesos registrados}}{\text{sucesos incidentes}}$$

Esta probabilidad depende de la sección eficaz de interacción de la radiación incidente en el medio material del detector. Esta eficiencia intrínseca es por lo tanto función del tipo de radiación, de la energía y del tipo de material.

La eficiencia geométrica, en contraste, es la fracción de la fuente de radiación que es interceptada geoméricamente por el detector. Lo que depende entera-

mente de la geometría del detector y de la fuente. Es de la siguiente forma:

$$\epsilon_{\text{geom}} = \frac{\Omega}{4\pi},$$

en general es la fracción de ángulo sólido sustentado por el detector. La relación entre la eficiencia total y la intrínseca queda:

$$\epsilon_{\text{total}} = \epsilon_{\text{int}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi}.$$

1.2 Detectores de semiconductor, detectores de silicio y germanio

Características generales

Los detectores de semiconductor se basan en los procesos que tienen lugar en un material semiconductor cuando una radiación interactúa con él. Esta radiación puede ser electromagnética o pueden ser partículas cargadas (detectores de barrera de superficie). En este capítulo nos centraremos en los detectores de radiación electromagnética, después se verán los de barrera de superficie detenidamente.

El principio básico de operación de los detectores de semiconductor es el mismo que los detectores de ionización gaseosa. En lugar de un gas, sin embargo, el medio es un material semiconductor sólido. El paso de la radiación crea pares electrón-hueco (en vez de pares electrón-ión) que son recogidos por un campo eléctrico. La ventaja sobre un detector gaseoso es que la cantidad media de energía requerida para crear un par electrón-hueco es unas diez veces inferior que la necesaria para ionizar un gas (~ 3 eV para el semiconductor, ~ 30 eV para gases). Para comprender mejor el funcionamiento de los detectores de semiconductor tenemos que ver las propiedades físicas de los cristales semiconductores.

Propiedades físicas de los cristales semiconductores

Si la anchura E_g de la banda intermedia de un medio es grande, ningún electrón puede, por agitación térmica, llegar a la banda de conducción y un

campo eléctrico aplicado en él no da lugar a la conducción de corriente: el medio es aislante.

En el caso de que E_g no sea muy grande, la agitación térmica es suficiente para hacer saltar a la banda de conducción una concentración n_i de electrones; n_i , característica de la temperatura T , está dada por:

$$n_i = AT^{3/2} \exp(-E_g/2kT),$$

siendo A una constante. Al mismo tiempo, aparecen $p_i = n_i$ huecos positivos en la banda de valencia.

Lo que precede concierne al material intrínseco. Los semiconductores puros se conocen como intrínsecos. En un semiconductor completamente puro todos los electrones presentes en la banda de conducción proceden, en ausencia de radiación ionizante, de la excitación térmica de la red cristalina por lo que el número de electrones en la banda de conducción es igual al número de huecos en la banda de valencia.

En resumen, en un material intrínseco:

$$\begin{aligned} n &= p = n_i, \\ np &= n_i^2, \end{aligned} \tag{1.2}$$

donde n es el número de electrones y p es el número de huecos.

En los semiconductores reales las propiedades eléctricas vienen dominadas por sus niveles de impureza remanente.

La presencia de impurezas aumenta considerablemente la conductividad: la resistividad intrínseca del Si es de $3 \times 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ a 300 K; al introducir una impureza de 10^{13} átomos por cm^3 la resistividad baja a $500 \Omega \cdot \text{cm}$.

Si se introduce una impureza con átomos de 5 electrones en la corteza externa, se obtiene un semiconductor de tipo n. El electrón que sobra está libre y puede desplazarse por el cristal. La impureza, fuente de carga negativa, es "donante". Los electrones son los portadores de carga mayoritarios

$$\begin{aligned} n &> n_i, \\ p &< p_i, \end{aligned} \quad (1.3)$$

y siempre $np = n_i^2$.

Si se introduce una impureza con átomos de tres electrones en la capa externa, esta impureza captura los electrones del cristal y produce huecos en la banda de valencia. Los huecos son capaces de viajar por el cristal, como lo harían los portadores de carga libre. El efecto es como si hubiese migración de carga positiva: el material es de tipo p. La impureza acepta los electrones que vienen de los átomos vecinos; es un "aceptor". Aquí,

$$\begin{aligned} n &< n_i, \\ p &> p_i, \end{aligned} \quad (1.4)$$

siendo siempre $np = n_i^2$.

Las energías de ionización de estas impurezas son muy parecidas a la E_g . Los niveles de los donantes están muy próximos a la banda de conducción; los aceptores tienen los niveles próximos a la banda de valencia.

Los semiconductores de Si y Ge intrínsecos que se podían obtener hace una treintena de años, eran demasiado impuros como para permitir la detección, incluso a la temperatura del nitrógeno líquido. Aparecía siempre una cierta corriente de fuga consistente en una pequeña corriente fluctuante.

Existen varios métodos para eliminar la corriente de fuga: fabricar uniones

PN o de diodos PiN.

1. La unión PN.

La zona de carga espacial, es decir sin portadores de carga, está situada a los dos lados de la unión que constituye el volumen de detección; se obtiene aplicando una polarización inversa al cristal. Casi la totalidad de la tensión es aplicada en los extremos de la región de carga espacial.

Si un suceso ionizante produce pares (electrón-hueco) en esta región, se obtiene un impulso de carga, proporcional a la energía disipada por ionización en la zona de carga espacial.

En una unión PN abrupta, es decir donde se pasa sin transición de un semiconductor de tipo p a otro de tipo n, en el caso en que la región p esté mucho más dopada que la región n (hay muchos más aceptores que donantes), la profundidad de la zona de carga espacial es

$$X = x_p + x_n \simeq x_n = [2\varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_n \rho_n V]^{\frac{1}{2}} = a [\rho_n V]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.5)$$

donde x_p es la profundidad en la región p y x_n en la región n, como $N_A \gg N_D$ (N_A —aceptores, N_D —donantes) $x_n \gg x_p$. μ_n es la movilidad de los electrones, ρ_n es la resistividad de la región n y V es la tensión inversa aplicada.

La zona de carga espacial, de espesor X , se puede considerar como un dieléctrico. Es similar a un condensador plano, en el que la superficie de las armaduras S es la de la unión y la capacidad asociada será

$$C = S \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{X}$$

Con las condiciones de la ecuación (1.5):

$$C = S \left| \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2\mu_n \rho_n V} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

Aumentando V , aumenta X . Se posee así el medio de adaptar el espesor sensible al tipo de partícula que se desea detectar.

2. El diodo PIN.

Se parte de un cristal de Si o Ge de tipo p. Sobre la superficie del cristal, se hace un depósito de una predifusión generalmente de Li, con el fin de formar una unión más profunda, los iones de litio serán los donantes. Una vez que se ha obtenido esta unión se polariza inversamente, se pone en una estufa a una temperatura donde la movilidad de Li es del orden de 10^7 veces más grande que la movilidad de las impurezas que han servido para dopar al cristal inicialmente. Los iones de Li se ligan de manera electrostática a los átomos aceptores ionizados. Se forma así, progresivamente, una zona casi compensada. El volumen sensible coincide bastante con el de la región compensada.

El Si(Li) se puede utilizar a la temperatura ambiente, pero la corriente de fuga es elevada y el poder de resolución en energías es malo. Su empleo a la temperatura de 77 K mejora estas características, aunque se le puede guardar a temperatura ambiente.

El Ge(Li) debe ser utilizado y también conservado a 77 K.

3. Los detectores de alta pureza.

El Ge HP presenta menos de 10^{10} átomos de impurezas por cm^3 . Se aplica el campo a través del espesor del cristal. Se trabaja a temperaturas del orden de 77 K, pero se guardan a temperatura ambiente. Están sustituyendo a los detectores de Ge(Li).

Detectores de silicio y germanio

Para la construcción de detectores de fotones se necesitan materiales muy puros, por eso se pensó en el germanio y el silicio, materiales que por necesidades de fabricación de transistores, se preparaban con un alto grado de pureza y perfección cristalina.

Estos detectores tienen las siguientes cualidades dignas de mención:

1. Su poder de resolución en energía es una cualidad excepcional. A 77 K, el germanio de alta pureza, así como el germanio dopado con litio, alcanzan un factor de Fano muy pequeño, lo que hace a estos detectores óptimos para la espectrometría de fotones.
2. La respuesta es lineal en función de la energía.
3. El tiempo de resolución es muy pequeño.
4. El funcionamiento es muy simple y permite configuraciones complejas.
5. El volumen másico relativamente elevado permite un poder de frenado, $(\frac{dE}{dx})$, elevado, con lo que se puede detener a los fotones en corto espacio.

Para la espectroscopía de rayos γ y X es necesario emplear diferentes tipos de detectores de semiconductor según las condiciones de energía y resolución que se requieran.

Los detectores que se han utilizado en este trabajo han sido: Detector de Ge intrínseco para energías entre 100 keV y 3 MeV, detectores de Si(Li) y de Germanio intrínseco para la zona de 1 a 200 keV.

1.3 Detectores utilizados en este trabajo

1.3.1 Detectores de germanio

Detector de germanio para altas energías

Se ha utilizado en el rango de energías de 60 keV a 3 MeV. Está compuesto por un cristal de germanio, Ge, crecido de una pieza, (Gzochralski, tipo p) con una concentración de impurezas del orden de 10^{10} átomos/cm³, por lo que se trata de un detector de germanio intrínseco o de alta pureza. El contacto de tipo n está formado por difusión de litio en la superficie a elevada temperatura y el contacto de barrera de superficie, (p⁺) se aplica en la parte hueca del eje interior del cristal por evaporación de un metal apropiado. Cuando se aplica el voltaje de polarización al detector los portadores de carga libres se desplazan dejando una zona libre de carga en el volumen del detector entre los contactos que es la zona de carga espacial.

La intensidad del campo eléctrico en esta región libre de carga debe ser tal que permita recoger los pares electrón-hueco que se producen al interaccionar un fotón con el detector.

Las características físicas del detector son:

- Geometría coaxial con criostato horizontal
- Dimensiones físicas: diámetro 40 mm, longitud 47,5 mm. Área de ventana 18 cm². Distancia de la ventana al cristal de 5 mm.

- Parámetros eléctricos: voltaje aplicado +4000 V

- Especificaciones del fabricante:

 Eficiencia 15%

 Resolución 2 keV a 1,33 MeV (Co^{60})

El esquema de medida utilizado aparece en la figura (1.1). El detector lleva acoplado un preamplificador con una sensibilidad a carga de 500 mV/MeV, a cuya salida hay colocado un amplificador con ganancia variable. La salida se lleva a un analizador multicanal y posteriormente a un ordenador para el análisis de espectros correspondiente.

Detector de germanio para bajas energías

Para la zona de bajas energías, hasta 200 keV, se ha utilizado un detector de germanio de alta pureza. Su configuración es de tipo diodo con un contacto frontal realizado por implantación iónica.

Las características físicas del detector son las siguientes:

- Diámetro activo: 16 mm con una profundidad sensible de 10 mm.
- Ventana de berilio con un espesor de 0,127 mm, el fabricante ha estimado una capa de absorción del cristal de 0,3 μm .
- Resolución nominal: 195 eV a 5,9 keV (Fe^{55}).

El esquema de medida es el mismo que el anterior, figura (1.1)

1.3.2 Detector de silicio

El elemento semiconductor de este detector es un cristal de silicio con litio difuso, que tiene aplicación en el rango de energías entre 1 y 60 keV.

La configuración es plana y tiene una ventana de berilio con espesor de 5 mm. El diámetro activo del detector es de 10 mm. La profundidad sensible es de 5,27 mm y la distancia del detector a la ventana de 5 mm.

La resolución especificada por el fabricante es de 490 eV a 5,9 keV (Fe^{55}).

La alimentación es de -1500 V .

Las capas donde pueden absorberse los fotones de baja energía, además de la ventana de berilio, son una capa de oro de 200 \AA en el contacto y una capa de $0,1\text{ }\mu\text{m}$. que es la profundidad estimada por el fabricante en el silicio.

También tiene como esquema de medida el de la figura (1.1)

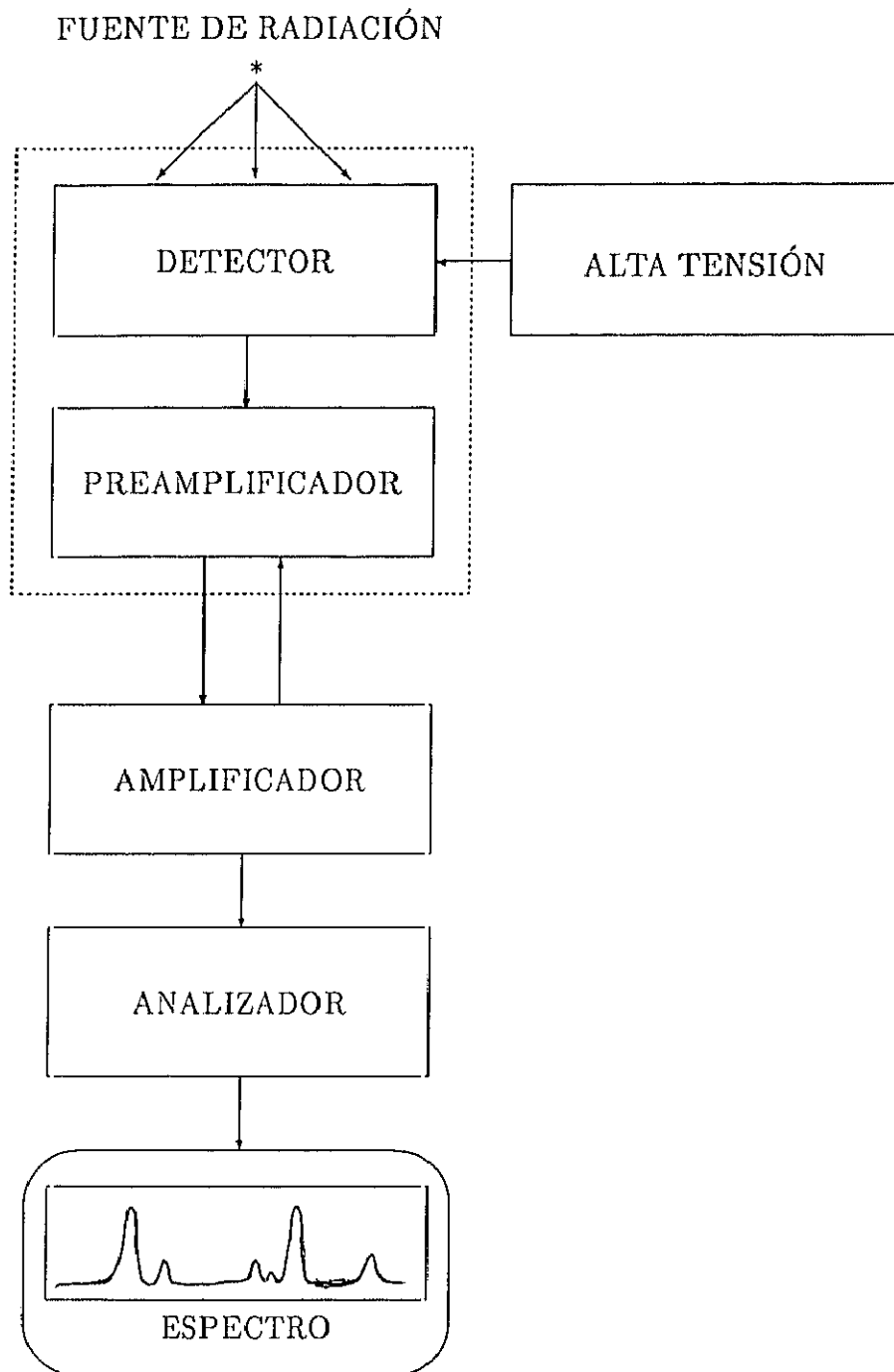


Figura (1.1): Montaje para medidas con detectores de fotones

1.4 Identificación y medida del fondo del laboratorio

Como paso previo a la medida de espectros, es importante obtener un espectro del fondo del laboratorio. Esto nos permitirá determinar en qué zona de energías aparecen líneas gamma de los núclidos radiactivos que forman parte de los materiales que rodean al detector y por tanto no pertenecen a los espectros que posteriormente van a ser estudiados. La intensidad relativa de estas líneas deberán tenerse en cuenta cuando se analicen los diferentes espectros, especialmente si están próximas a energías de líneas del espectro a estudiar. Además será indicativo de la presencia de contaminación en la fuente, ya que cualquier variación observada en el espectro de las fuentes estudiadas respecto al fondo, como modificaciones de la intensidad o aparición de nuevas líneas, podrá ser una indicación de la presencia de contaminación.

Los isótopos que forman las series radiactivas que existen en la naturaleza, [1-2], tienen su origen en núcleos inestables cuyas vidas medias son largas comparadas con la vida de la tierra y forman parte de los materiales que rodean al detector. Estos núcleos están situados en la parte superior de la tabla periódica y se agrupan en tres familias o series radiactivas naturales: la del Torio, la del Radio y la del Uranio Actinio. Estas series radiactivas se producen a través de una serie de desintegraciones α y β , que hacen disminuir los Z y A de los núcleos producidos y se desintegran hasta alcanzar un núcleo estable. Así se producen tres cadenas independientes de desintegración correspondientes a los números másicos $4n$, $4n + 2$ y $4n + 3$, donde n es un número entero.

Estas cadenas son:

- La serie del torio, $A = 4n$, que empieza en el Th^{232} , que es un emisor α con un periodo de $1,39 \times 10^{10}$ años, y acaba en el Pb^{208} que es estable.
- La serie del uranio-radio, $A = 4n + 2$, que comienza en el U^{238} , que es un emisor α con un periodo de $4,5 \times 10^9$ años, y acaba en el Pb^{206} que es estable.
- La serie del uranio-actinio, $A = 4n + 3$, que parte del U^{235} , que es un emisor α con un periodo de $7,07 \times 10^8$ años, y acaba en el Pb^{207} que es estable.

Además de los radionucleidos pertenecientes a estas tres familias radiactivas naturales, existen en la naturaleza un cierto número de radionucleidos de número másico intermedio. En todos ellos, el nucleido descendiente tras la desintegración resulta ser estable, por lo que estos radionucleidos aislados no forman series radiactivas (un ejemplo de este tipo de núcleo radiactivo es el K^{40} , cuyo periodo es de $1,3 \times 10^9$ años comparable a la edad de la tierra)

También existen en la naturaleza un cierto número de radionucleidos de periodos más o menos cortos, que se generan continuamente en la atmósfera, como resultado de reacciones nucleares de la radiación cósmica.

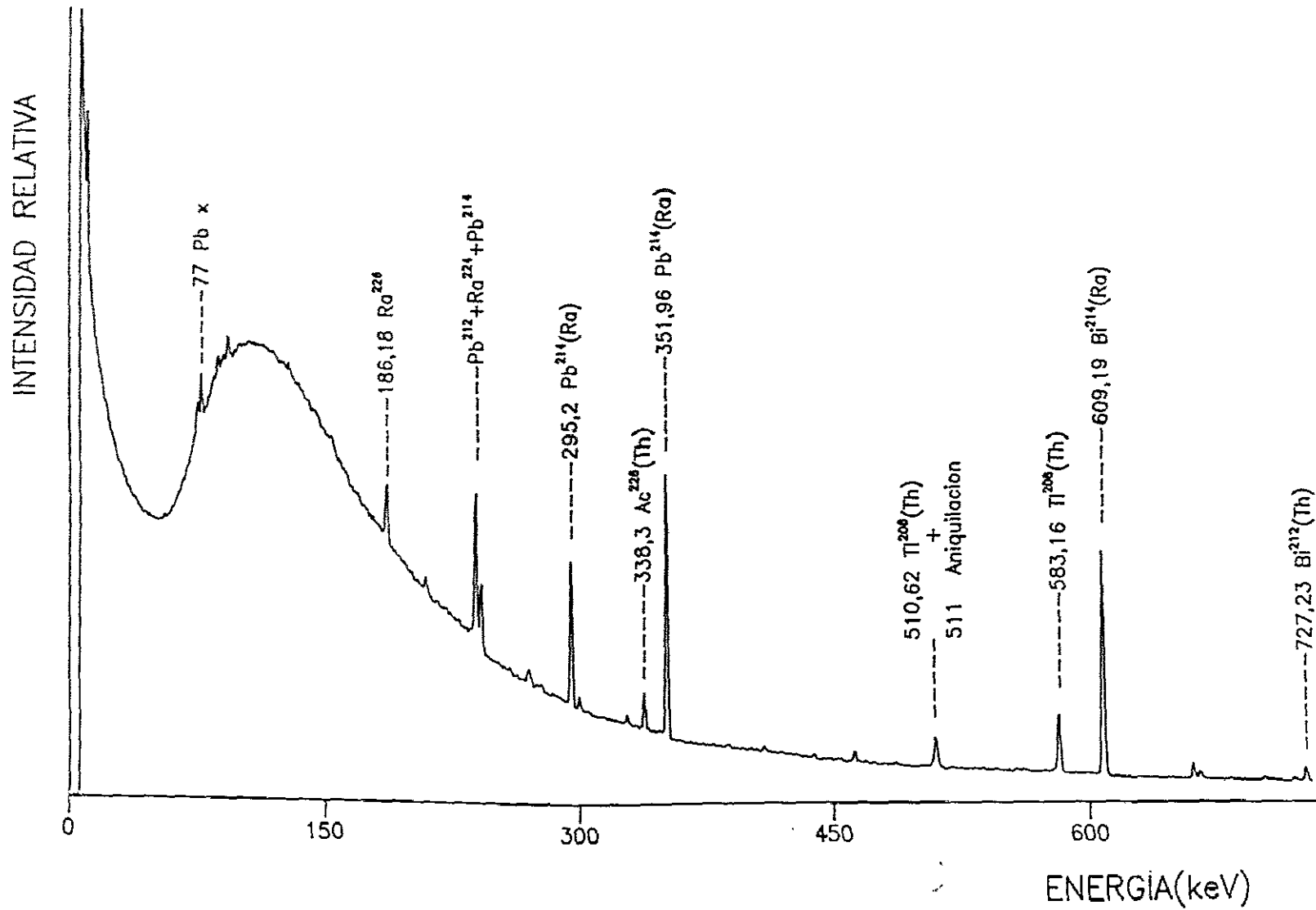
Todos estos elementos son los que nos podemos encontrar en el espectro de fondo.

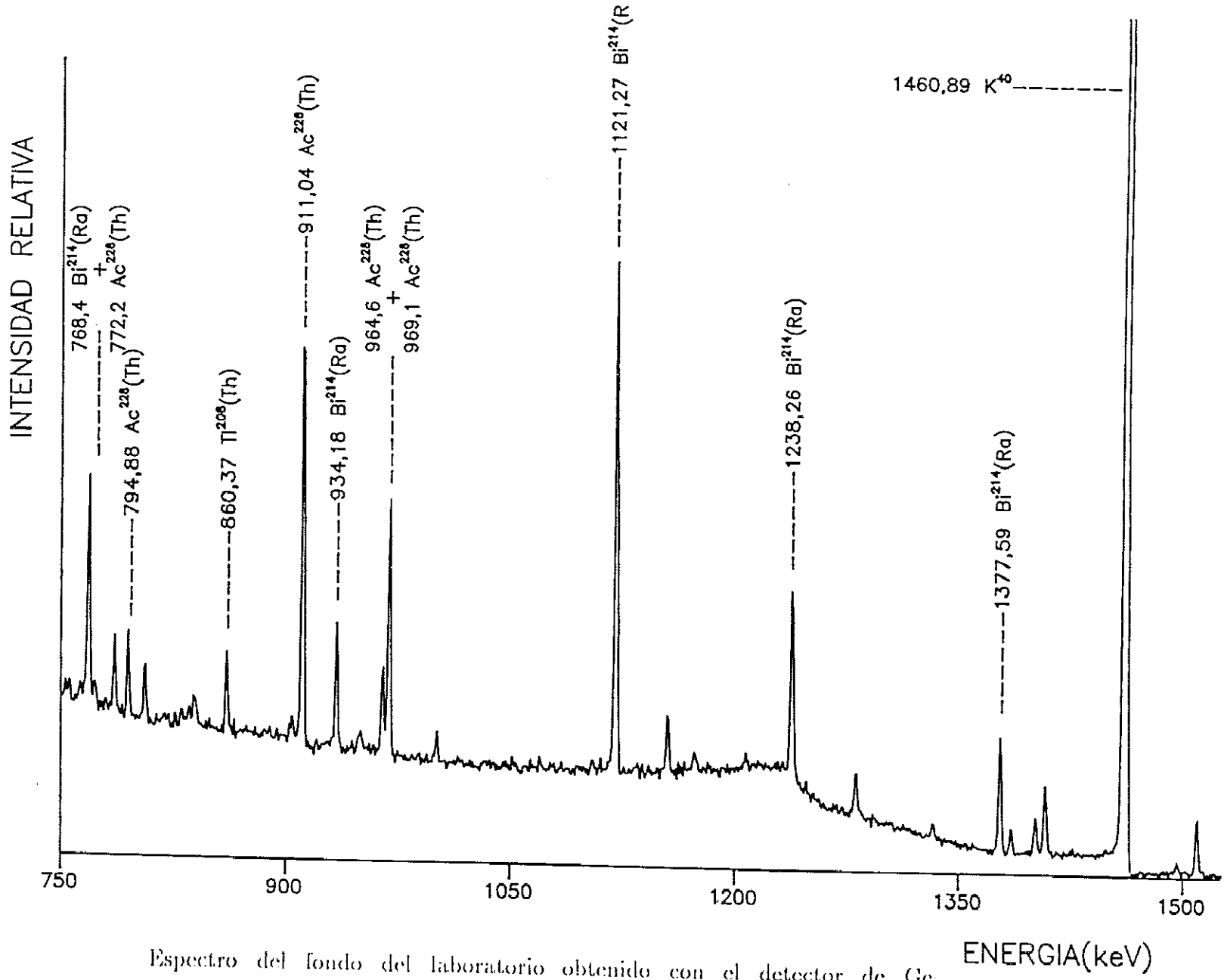
Tabla (1.1). Intensidades de las líneas de fondo del laboratorio

LINEAS DE FONDO		
EMISOR	ENERGIA(keV)	I(%)
Pb x	77	7,48
Pb x	87	1,56
Th ²³⁴	92,8	3,02
Ra ²²⁶	186,18	9
Ac ²²⁸ (Th)	209,34	3,34
Pb ²¹² (Th)	238,6	} 47,33
Ra ²²⁴ (Th)	241,0	
Pb ²¹⁴ (Ra)	241,9	
Ac ²²⁸ (Th)	270,19	3,10
Bi ²¹² (Th)	285	1,45
Pb ²¹⁴ (Ra)	295,2	18,88
Pb ²¹² (Th)	300,11	1,38
Ac ²²⁸ (Th)	327,93	1,23
Ac ²²⁸ (Th)	338,3	8,15
Pb ²¹⁴ (Ra)	351,96	26,18
Ac ²²⁸ (Th)	409,73	0,81
K ⁴⁰ escape	438,8	0,77
Ac ²²⁸ (Th)	462,95	2,89
Th ²³⁰ (Th)	510,62	13,32
Ac ²²⁸ (Th)	562,3	0,47
Th ²³⁰ (Th)	583,16	17,28
Bi ²¹⁴ (Ra)	609,19	16,00
Ce ¹³⁷	661,7	} 2,41
Bi ²¹⁴	665,5	
Bi ²¹² (Th)	727,23	3,76

LINEAS DE FONDO (continuación)		
EMISOR	ENERGIA(keV)	I(%)
Ac ²²⁸ (Th)	755,2	0,32
Bi ²¹⁴ (Ra)	768,4	} 3, 68
Ac ²²⁸ (Th)	772,2	
Pb ²¹⁴ (Ra)	785,9	1, 11
Ac ²²⁸ (Th)	794,88	2, 13
Bi ²¹⁴ (Ra)	806,07	0,85
Ac ²²⁸ (Th)	835,5	} 1,34
Ac ²²⁸ (Th)	840,0	
Tl ²⁰⁸ (Th)	860,37	2,04
Ac ²²⁸ (Th)	911,04	13,05
Bi ²¹⁴ (Ra)	934,18	2,21
K ⁴⁰ escape	949,8	1,135
Ac ²²⁸ (Th)	964,6	} 9,47
Ac ²²⁸ (Th)	969,1	
Pa ²³⁴ (U)	1001,0	0,41
Bi ²¹⁴ (Ra)	1121,27	10,25
Bi ²¹⁴ (Ra)	1155,19	1,35
Bi ²¹⁴ (Ra)	1238,26	3,97
Bi ²¹⁴ (Ra)	1281,1	0,81
Bi ²¹⁴ (Ra)	1377,59	2,68
Bi ²¹⁴ (Ra)	1385,3	0,47
Bi ²¹⁴ (Ra)	1402,3	0,45
Bi ²¹⁴ (Ra)	1408,9	1,41
K ⁴⁰	1460,89	100
Ac ²²⁸ (Th)	1498	0,32
Bi ²¹⁴ (Ra)	1504	0,23

Figura (1.2): Espectro del tonco del laboratorio obtenido con el detector de Ge





Espectro del fondo del laboratorio obtenido con el detector de Ge
(continuación)

ENERGIA(keV)

1.5 Medida de la eficiencia

La eficiencia de un detector respecto a la energía, recordando lo que aparece en la página 18, se puede definir como:

$$\epsilon(E) = \frac{n(E)}{A(E)} \quad (1.7)$$

siendo $n(E)$ el ritmo de contaje, es decir el número de cuentas para una energía dada dividido entre el tiempo de medida y $A(E)$ el ritmo al que los fotones son emitidos por la fuente, para una energía determinada.

La eficiencia para un determinado pico de energía dada depende de la energía del fotón y por tanto de cómo interacciona dicho fotón con el detector. Para energías bajas el efecto fotoeléctrico es más importante, por lo que la dependencia de ϵ con la energía se puede calcular como el producto de la probabilidad de que el fotón llegue al detector por la probabilidad de que sea absorbido. Para un fotón que incide en dirección perpendicular a la superficie del cristal del detector la eficiencia intrínseca hasta 30 keV en Si(Li) y hasta 70 keV en Ge vendrá dada por:

$$\epsilon_{in} = 1 - e^{-\mu l} \quad (1.8)$$

siendo μ el coeficiente de atenuación lineal para Si o Ge y l el espesor del detector. Se supone que el fotón atraviesa el detector sin interacción o que todo suceso que se produzca contribuye al pico. Si existen capas donde el fotón puede atenuarse, como en la ventana, la capa de contacto o la zona libre de carga, deben introducirse en la expresión (1.8) a través de los correspondientes coeficientes de atenuación y los espesores de cada una de ellas.

Para energías más altas^e, el efecto Compton y la producción de pares contribuyen al área de la línea y la expresión (1.8) deja de ser válida. La forma del espectro puede calcularse teóricamente [1.6] pero la dificultad radica en conocer con precisión todos los parámetros del detector con suficiente exactitud. De un lado es necesario conocer los espesores de todos los materiales que intervienen y las dimensiones del cristal con suficiente precisión mediante expresiones semiempíricas que relacionan la eficiencia ϵ con las secciones eficaces de cada proceso : efecto fotoeléctrico, Compton y producción de pares. También existen modelos que permiten determinar la respuesta del detector mediante métodos de Monte Carlo [1.6], que permiten obtener la forma del espectro.

En este trabajo el método utilizado para determinar la eficiencia se basa en emplear fuentes puntuales calibradas, con un espectro conocido para determinar los puntos correspondientes a ciertas transiciones y emplear una función de ajuste de los puntos experimentales para determinar la respuesta en toda la zona de energías estudiada.

Una vez obtenidos estos valores para ciertas energías, la curva de calibración que permite obtener la eficiencia del detector para cualquier energía intermedia se obtiene mediante el ajuste de estos datos experimentales. Para determinar estos valores se utilizan diferentes funciones de ajuste [1.6]. Algunas se basan en expresiones semiempíricas y otras en funciones analíticas [1.10] [1.11], que reproducen la variación esperada de la eficiencia con la energía.

En este trabajo se han estudiado transiciones de núclidos con energías desde pocos keV hasta los 2 MeV. Aunque los procedimientos utilizados para la calibración son muy parecidos, hay consideraciones particulares que deben ser tenidas en cuenta según la región en que se trabaje. Por ello la discusión del método de determinación de la eficiencia para detectores utilizados en este trabajo se sub-

divide en el rango de energías desde 3 a 60 keV y desde los 60 keV a los 2 MeV.

1.5.1 Determinación de la eficiencia en el rango 3-60 keV

El detector utilizado ha sido uno de Si(Li) cuyas características principales aparecen en la página 28.

En este trabajo se ha efectuado la calibración por debajo de los 60 keV mediante la utilización de una fuente puntual de Am²⁴¹. Este núclido tiene una serie de líneas gamma y de rayos X comprendidas entre 10 y 60 keV, por lo que resulta muy apropiado para calibrar detectores en esta zona, ya que las intensidades relativas de las líneas, el rendimiento de fluorescencia y las razones de ramificación se conocen con gran precisión.

El Am²⁴¹ tiene una vida media de $(432,4 \pm 0,4)$ años, desexcitándose por emisión de partículas α con energías entre 5280 y 5544 keV, [1.7], a niveles del Np²³⁷. En la desexcitación de los niveles del Np²³⁷ se emiten rayos γ , rayos X, así como electrones de conversión y electrones Auger, lo que da lugar a un espectro de emisión bastante complejo.

Los rayos X del Np²³⁷ se pueden clasificar en cuatro grupos : M, L _{α} , L _{β} y L _{γ} , que componen un total de 20 líneas comprendidas entre los 3 y 25 keV. Estas líneas junto con las transiciones gamma de 26,3; 33,1; 43,5 y 59,5 keV hacen que el Am²⁴¹ sea una fuente muy indicada para la calibración en este rango de energías. En la figura (1.3) se presenta el espectro del Am²⁴¹ obtenido en la zona de bajas energías con el detector de Si(Li) empleado en este trabajo.

La obtención de la eficiencia mediante una fuente de Am²⁴¹, requiere conocer adecuadamente las intensidades relativas de las líneas del espectro, el rendimiento

de fluorescencia y las razones de ramificación, [1.7] [1.3] [1.5] [1.1] [1.4]. La actividad de la fuente de Am^{241} utilizada ha sido de $0,991 \mu\text{Ci}$, por lo que la eficiencia viene dada por

$$\epsilon = \frac{\text{Area}/t}{A(\text{c/s})} \quad (1.9)$$

siendo Area/t el área de cada pico dividida por el tiempo de acumulación y $A(\text{c/s})$ la actividad de la muestra en el momento de la medida

$$A(\text{c/s}) = A_o f \exp\left(-\frac{t \ln 2}{T}\right) \quad (1.10)$$

con A_o la actividad inicial, f la fracción de rayos γ emitidos (razón de ramificación) y T el periodo de semidesintegración de la fuente.

Cuando no es posible separar los picos por corresponder a transiciones muy cercanas en energías, se toma una energía media para el conjunto de líneas y una razón de ramificación promediada. Este método, descrito por D.D. Cohen [1.5], permite identificar las líneas M del Am^{241} , considerando un grupo de transiciones como una sola línea. En la tabla (1.2) se presentan los valores de las razones de ramificación y las áreas de las líneas que se han utilizado para determinar la eficiencia del detector. También se ha utilizado, en zonas de mayor resolución, un detector de germanio de alta pureza cuyas características aparecen en la página 27.

La curva de eficiencia tiene una forma típica en este tipo de detectores, presentando una subida al principio, y decayendo rápidamente después de los 30 keV. Los presentes valores experimentales han sido ajustados por mínimos cuadrados, en este caso a una expresión de cuarto orden de la forma

$$\ln \epsilon = a_o + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2 + a_3 (\ln E)^3 + a_4 (\ln E)^4 \quad (1.11)$$

siendo ϵ la eficiencia y E la energía correspondiente a la emisión gamma o de

rayos X, expresada en MeV.

Para realizar el ajuste por mínimos cuadrados se empleó un programa de ajuste de polinomios, 2MIC, desarrollado por nosotros especialmente para este trabajo. El listado de este programa aparece en el apéndice.

Los valores obtenidos han sido:

$$a_0 = -14,753685$$

$$a_1 = 6,075067$$

$$a_2 = -2,165388$$

$$a_3 = 0,454773$$

$$a_4 = -0,052780$$

En la figura (1.4) aparece la representación gráfica de la eficiencia, los puntos experimentales junto a la curva ajustada.

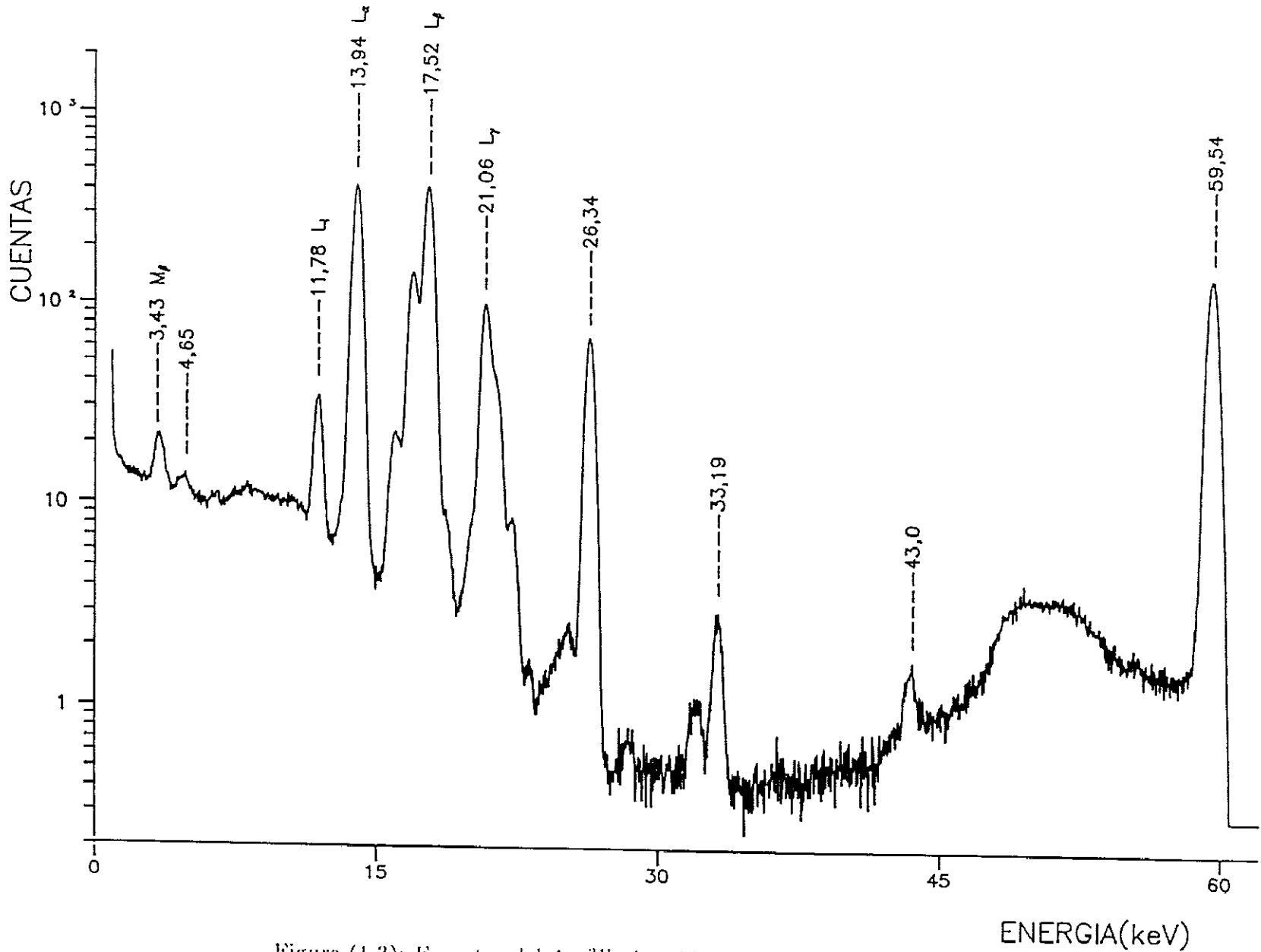


Figura (1.3): Espectro del Am²⁴¹ obtenido con el detector de Si(Li)

Tabla (1.2): Eficiencia del detector de Si(Li)

E(keV)	Razón de ramificación, f	Actividad(c/s)	Area/t (s^{-1})	Eficiencia, ϵ
3,43 M_{β}	0,372	13142	0,721	$5,49 \times 10^{-5}$
4,65	0,0287	1014	0,099	$9,76 \times 10^{-5}$
11,87 L_{I}	0,064	2261	0,727	$3,22 \times 10^{-4}$
13,94 L_{α}	1,0	35328	12,02	$3,40 \times 10^{-4}$
17,52 L_{β}	1,44	50872	17,73	$3,48 \times 10^{-4}$
21,06 L_{γ}	0,378	13354	4,305	$3,22 \times 10^{-4}$
26,34	0,189	6677	1,794	$2,69 \times 10^{-4}$
33,19	0,0099	350	0,067	$1,91 \times 10^{-4}$
43,0	0,0043	152	0,025	$1,64 \times 10^{-4}$
59,54	2,69	95032	5,050	$5,31 \times 10^{-5}$

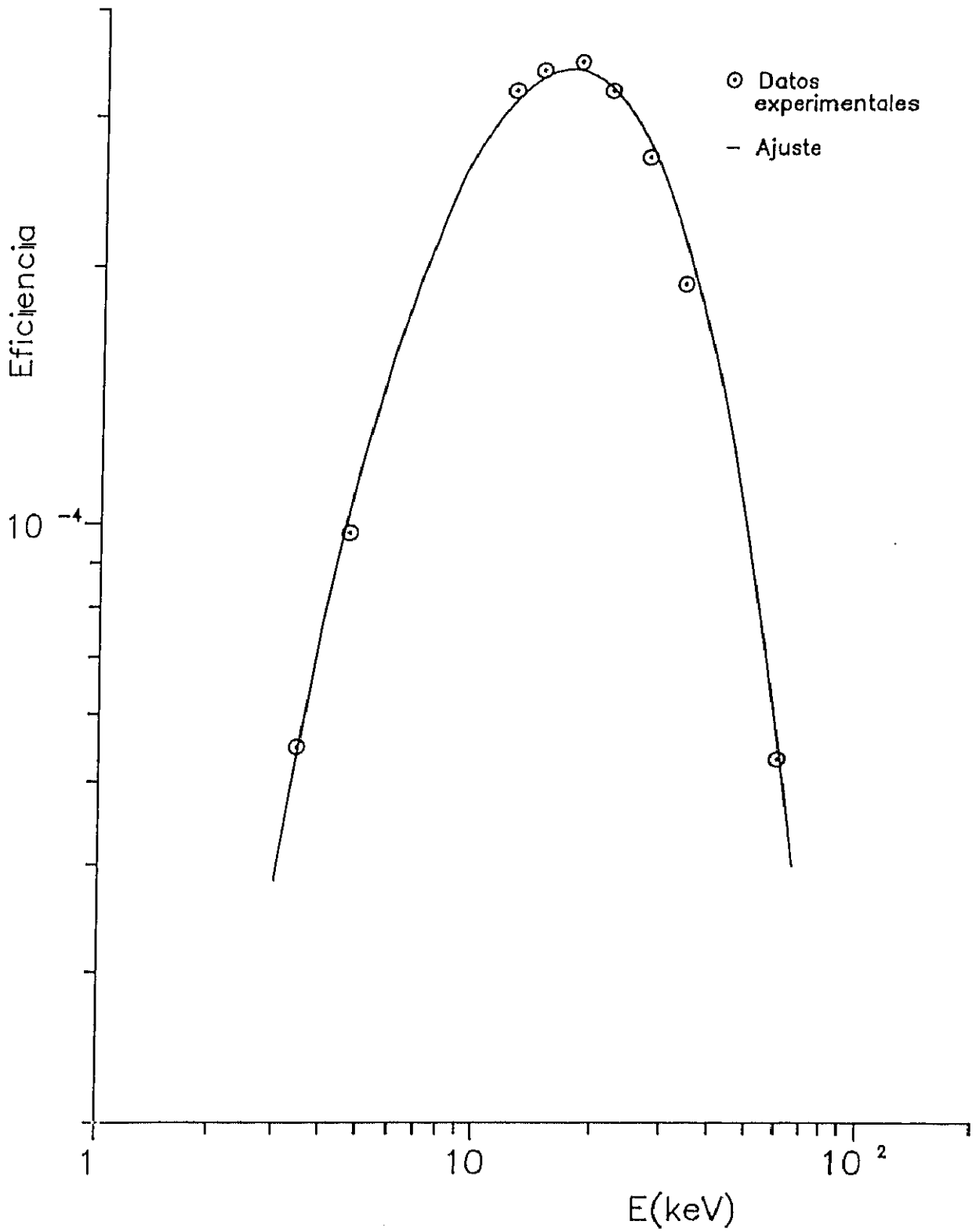


Figura (1.4): Curva de eficiencia del detector de Si(Li)

1.5.2 Determinación de la eficiencia en rango de 60 keV a 3 MeV

El método utilizado en este trabajo para obtener la eficiencia en esta zona de energías se basa en determinar los espectros de una serie de fuentes con actividad, periodo y tasa de emisión de rayos γ bien conocidos. El cálculo de ϵ se realiza de manera análoga a la descrita en el apartado anterior. El espectro de cada fuente se ha recogido durante el mismo tiempo de acumulación determinándose el área de cada línea y obteniéndose la actividad de las fuentes en el momento de la medida a partir de la actividad inicial.

El detector utilizado es de Ge, cuyas características aparecen en la página 26.

Las fuentes utilizadas han sido : Am²⁴¹, Ba¹³³, Cs¹³⁷, Co⁶⁰, Y⁸⁸, Na²², Mn⁵⁴, Hg²⁰³ y Co⁵⁷. Los valores de las energías, la razón de ramificación f y el periodo de semidesintegración T se han tomado de las tablas de Lagoutine et al. [1.8].

Los valores de la actividad, periodo, razón de ramificación y las obtenidas para cada línea, junto con el valor de la eficiencia se muestran en la tabla (1.3) y la representación gráfica de la energía en función de la eficiencia se presenta en la figura (1.5), tanto los puntos experimentales como los ajustes efectuados.

Los valores experimentales obtenidos para la energía de las diferentes líneas gamma fueron ajustados, primero, con una expresión similar a la utilizada en el apartado anterior (1.11), pero en este caso con una función de quinto orden.

$$\ln \epsilon = a_0 + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2 + a_3 (\ln E)^3 + a_4 (\ln E)^4 + a_5 (\ln E)^5 \quad (1.12)$$

siendo ϵ la eficiencia y E la energía del pico correspondiente, expresada en MeV.

Se realizó el ajuste por mínimos cuadrados y se empleó para ello el programa de ajuste de polinomios, 2MIC, desarrollado para este trabajo, como se ha comentado anteriormente. Se han obtenido los siguientes valores para los parámetros:

$$a_0 = -538,95$$

$$a_1 = 439,976$$

$$a_2 = -143,25$$

$$a_3 = 23,1734$$

$$a_4 = -1,8667$$

$$a_5 = 0,0599043$$

También se realizó el ajuste por mínimos cuadrados, mediante el programa MINUIT, a la expresión analítica propuesta por McNelles et al. [1.9] para los mismos puntos experimentales

$$\epsilon = \left(\frac{a_1}{E}\right)^{a_2} + a_3 \exp(-a_4 E) + a_5 \exp(-a_6 E) \quad (1.13)$$

siendo, en este caso, ϵ la eficiencia relativa ($\epsilon \times 100$) y E la energía del fotón gamma correspondiente, expresada en MeV. Los valores obtenidos en este caso para los parámetros son:

$$a_1 = 0,62192 \times 10^3$$

$$a_2 = 0,98964$$

$$a_3 = -0,77805 \times 10^2$$

$$a_4 = 0,27734 \times 10^{-1}$$

$$a_5 = 0,19621 \times 10^2$$

$$a_6 = 0,18482 \times 10^{-1}$$

Estos autores [1.9] utilizan una expresión que incluye un término adicional, a_7 , de orden superior. Sin embargo se ha comprobado [1.6] que en la zona de energías en la que se ha trabajado este término no modifica el ajuste de los puntos experimentales y puede emplearse la expresión (1.13).

La diferencia media entre los dos ajustes es del orden del 0,2%.

EFICIENCIA DEL DETECTOR DE GERMANIO							
	E_γ (keV)	f	T (días)	A_0 (c/s)	Actividad corregida (c/s)	Area del pico (c/s)	Eficiencia ϵ (%)
Am^{241}	59,54	0,359	157753	39156	$1,41 \times 10^4$	258,9	1,84
Ba^{131}	53,56	0,0219	3832,5	36001	$7,05 \times 10^2$	6,5	0,94
	79,62	0,0245			$7,88 \times 10^2$	406,6	3,47
	160,61	0,00653			$2,10 \times 10^2$	8,3	4,19
	223,39	0,00451			$1,41 \times 10^2$	4,1	2,77
	276,39	0,0717			$2,31 \times 10^3$	52,9	2,31
	302,85	0,1832			$5,89 \times 10^3$	125,5	2,08
	356,02	0,621			$2,00 \times 10^4$	354,0	1,77
	385,85	0,0894			$2,88 \times 10^3$	49,2	1,71
Cs^{137}	661,66	0,851	10950	39886	$3,26 \times 10^4$	313,1	0,96
Co^{60}	1173,0	0,99	1923,6	40552	$3,24 \times 10^4$	177,3	0,55
	1332,50	1,0			$3,24 \times 10^4$	155,8	0,48
Y^{86}	898,04	0,94	106,61	40330	$6,67 \times 10^2$	4,7	0,71
Na^{22}	1274,54	0,999	949,7	40256	$2,56 \times 10^4$	117,0	0,46
Mn^{54}	834,84	0,999	312,14	42402	$1,07 \times 10^4$	80,1	0,75
Co^{57}	122,06	0,856	271,1	48026	$8,40 \times 10^3$	375,9	4,48
	136,47	0,1058			$1,04 \times 10^3$	45,36	4,36

Tabla (1.3): Eficiencia del detector de Ge

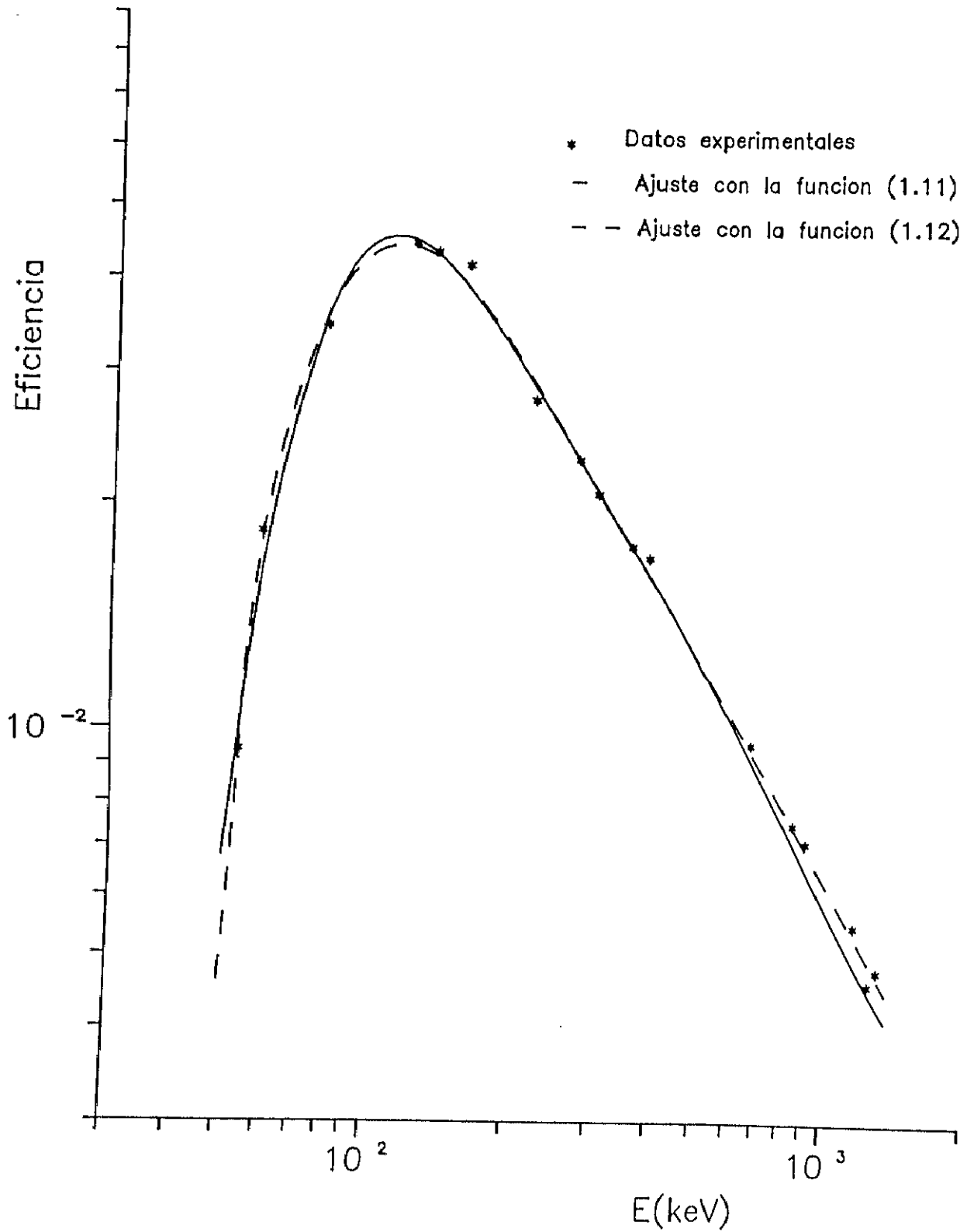


Figura (1.5): Curvas de eficiencia del detector de Ge

1.6 Calibración en energías

La energía, E , de un pico es función lineal del canal donde aparece, x

$$E(x) = a_1 + a_2x \quad (1.14)$$

donde a_1 , a_2 son los parámetros que hay que determinar. Estos dos parámetros se pueden determinar con dos picos de energías bien conocidas E_1 , E_2 que corresponden a los canales x_1 , x_2 de forma que

$$E(x) = E_1 + \frac{(E_2 - E_1)}{(x_2 - x_1)}(x - x_1) \quad (1.15)$$

La diferencia entre $E(x)$ y la energía verdadera depende de las desviaciones en la linealidad del sistema formado por el amplificador y el analizador.

El método empleado [1.6] en este trabajo para determinar la relación entre la energía y el canal, ha consistido en utilizar varias fuentes con líneas gamma de energía conocida y ajustar la expresión (1.15) por mínimos cuadrados.

1.7 Resolución

Para obtener la resolución se utilizan fuentes emisoras gamma en la zona de energía adecuada. Debe evitarse un ritmo de contaje superior a las 1000 cuentas por segundo para evitar problemas de apilamiento que darían lugar a un ensanchamiento del pico correspondiente. La resolución depende de la constante de tiempo del amplificador utilizado, por lo que se han hecho con distintos valores de dicha constante determinándose el valor que proporciona la mejor resolución.

En la tabla (1.4) se presentan los resultados obtenidos para la resolución de cada uno de los detectores empleados en este trabajo, junto con las fuentes radiactivas utilizadas y los picos de energía correspondientes. Además aparece el factor de fano calculado, F , comprobándose que sale inferior a 1 en todos los casos excepto en el detector de Si(Li) a bajas energías, esto es debido a que esas energías se obtiene un resolución muy alta.

El factor de fano se obtiene despejándolo de la expresión (1.1) y sustituyendo el valor de la resolución experimental obtenida.

Tabla (1.4): Resolución de los detectores utilizados

RESOLUCION					
	Isótopo	Energía (keV)	Resolución (FWHM)	Resolución (%)	Factor de de Fano, F
Detector de Ge	Co ⁵⁷	122,1	0,92 keV	0,75	0,42
	Co ⁶⁰	1173,2	1,90 keV	0,16	0,18
	Co ⁶⁰	1332,5	1,85 keV	0,14	0,16
Detector de Ge (bajas energías)	Fe ⁵⁵	5,9	195 eV	3,30	0,39
	Am ²⁴¹	59,5	270 eV	0,45	0,07
	Co ⁵⁷	122,1	494 eV	0,40	0,12
Detector de Si(Li)	Fe ⁵⁵	5,9	436 eV	7,40	1,53
	Am ²⁴¹	59,5	560 eV	0,94	0,25
	Co ⁵⁷	122,1	1000 eV	0,82	0,39

Capítulo 2

Programa informático para el estudio de los espectros gamma

El estudio de los espectros de radiación gamma se lleva a cabo mediante el análisis de las líneas correspondientes a las diversas transiciones, midiendo sus intensidades relativas.

Para eso se miden sus áreas, teniendo en cuenta la sustracción del fondo y de todas las señales ajenas a la línea que se mide. A menudo se presenta el problema de medir líneas que están muy próximas y que interfieren unas con otras. Para ambos casos, determinación de las áreas de las líneas y separación de los dobletes, se ha realizado un programa informático que se detalla en este capítulo.

El programa puede realizar las siguientes funciones:

1. Lectura de espectros guardados en ficheros de distintos formatos:

(.mul) fichero en el que son guardados los datos acumulados en el multi-canal.

(.lst) fichero en el que son guardados los datos acumulados por la tarjeta

de adquisición de datos

(.dat) fichero con el formato de trabajo para el programa.

Los ficheros (.mul) y (.lst) después de ser leídos se pueden grabar en formato (.dat)

2. Dibujo de los espectros leídos. El programa permite ampliar zonas del dibujo, cambiar de escala y quitar fondo en el espectro dibujado en pantalla.

3. Calibrar en energías los espectros leídos ó incorporar al espectro una calibración previamente efectuada, comprobar dicha calibración y grabar los espectros en un fichero donde aparecen las energías en lugar de los canales.

La calibración se puede hacer con dos puntos, utilizando dos picos, o con cuatro puntos, utilizando cuatro picos.

Con cuatro picos se consigue una notable mejora en la calibración. Ajustando por mínimos cuadrados la expresión (1.14) que aparece en el capítulo 1, obtenemos los valores de a_1 y a_2 . Este método distribuye las desviaciones de manera más uniforme y reduce la sensibilidad de los resultados a la elección de los picos utilizados para calibrar y su posición en el espectro.

4. Anchura a semialtura de las líneas y cálculo de su área.

A continuación se detalla cómo se realiza con el programa la medida del área de las líneas.

2.1 Medida del área de las líneas

Además de la medida del área de las líneas el programa permite estimar la anchura a semialtura del pico. Para ello a las cuentas del canal donde está el

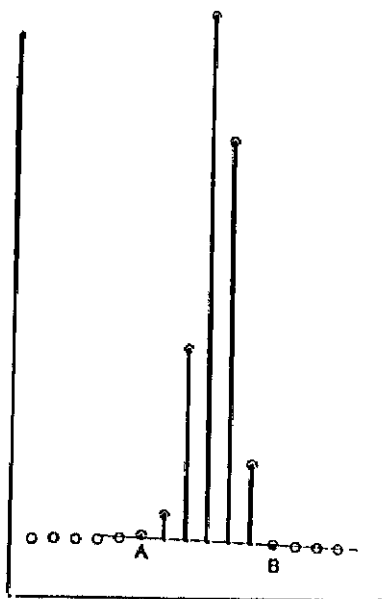
máximo (aparente) X se le resta el fondo, esto se divide a la mitad y lo que se obtiene se le suma al fondo, en la altura conseguida de esta manera se ve que canal en el pico le corresponde por la derecha y por la izquierda, se restan estos valores y esto es lo que se considera la anchura a semialtura (FWHM) estimada del pico. Multiplicando este valor por la relación entre canal-energía (obtenida en la calibración) se tiene la resolución en energías del espectro para la energía del pico.

La medida del área de las líneas nos va a determinar la intensidad de la transición estudiada. El programa realizado lo puede hacer por dos procedimientos: Cálculo del área por sumación y cálculo del área por ajuste del perfil de la línea.

2.1.1 Cálculo del área por sumación

Los métodos de cálculo de áreas por sumación han sido discutidos y recopilados en Reviews como los de Hertogen et al. [2.3] y Kokta [2.5].

Para calcular el área de la línea por sumación se coloca el cursor sobre el máximo (aparente) del pico, después se coloca el cursor al comienzo y luego al final del pico.



El programa calcula la línea recta que que pasa por los puntos del comienzo **A** y el final **B** del pico, cuyas coordenadas serán $(x_1, d(x_1))$ y $(x_2, d(x_2))$, respectivamente, siendo x_1 y x_2 los canales de comienzo y final, y $d(x_1)$ y $d(x_2)$ el número de cuentas acumuladas en esos canales.

La pendiente de la recta que vamos buscando es

$$\xi = \frac{d(x_2) - d(x_1)}{x_2 - x_1},$$

el valor de la recta en cada canal x , es

$$F(x) = d(x_1) + \xi(x - x_1).$$

El valor del número de cuentas en cada canal, sin tener en cuenta el fondo, por lo tanto es

$$c(x) = d(x) - F(x).$$

El área total del pico se halla sumando el valor de $c(x)$ para todos los canales correspondientes

$$\text{Área} = \sum_{x=x_1}^{x_2} c(x).$$

En resumen: Se colocan dos marcadores en el espectro delimitando al pico. La rutina añade las cuentas que hay en cada canal entre los marcadores y le resta el fondo que es equivalente a lo que hay debajo de una línea recta entre los canales marcados.

2.1.2 Cálculo del área después de un ajuste analítico

Para calcular el área por este método primero es necesario ajustar el perfil del pico a una función analítica.

Esta función analítica tendrá en cuenta lo siguiente:

- a) Forma del fondo espectral.
- b) Forma del pico.

Forma del fondo espectral

Cuando se estudia una línea de radiación γ de una determinada energía en un espectro se debe definir el fondo como el espectro que se observaría si todas las radiaciones excepto la radiación gamma de interés estuvieran presentes. Esto incluye el efecto de las gammas de mayor energía que la estudiada así como el fondo del laboratorio.

En resumen se tendrá en cuenta todo lo que no es pico. El espectro es mayor (más intenso) en la parte menos energética del pico que en la parte más energética. Esto se debe a sucesos que tendrían que ser acumulados en el pico de máxima energía, pero se acumulan por debajo por el escape de electrones primarios o secundarios del volumen sensible del detector. Se tiene en cuenta este incremento tipo escalón como parte del fondo más que del pico.

Para representar este fondo aparecen en la bibliografía un gran número de funciones, como las propuestas por Gunik [2.1], Kern [2.4], Robinson [2.8], Sanders y Holm [2.9], Sasamoto et al. [2.10], Teoh [2.11] y Wätzig [2.12].

Nosotros hemos utilizado la función complementaria de error f_{cer} ; cuya definición es la siguiente

$$f_{cer}(x) = 1 - f_{er}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-u^2) du,$$

donde $f_{er}(x)$ es la función error centrada en x .

En esta caso la función complementaria de error estará centrada en el máximo del pico estudiado X y con una amplitud D

$$f_e(x) = f_{cer}[(x - X)/\sqrt{2}\sigma]$$

donde x es el número de canal y σ es el parámetro de anchura gaussiana, que está relacionado con la anchura a semialtura del pico

$$\text{FWHM} = w = \sqrt{8 \ln 2} \sigma.$$

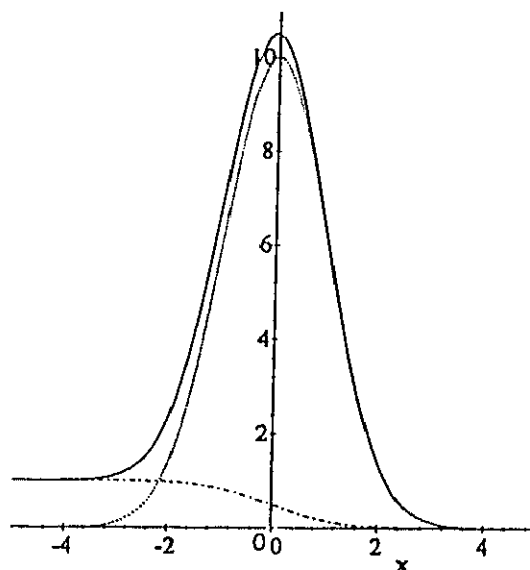
Esta función fue propuesta por primera vez por Phillips y Marlow [2.7].

Se podría haber usado la función escalón

$$\begin{cases} 1 & \text{para } x < X \\ 0 & \text{para } x > X \end{cases}, \quad (2.1)$$

pero la discontinuidad en X es muy abrupta, lo que no se corresponde con la realidad. Esta discontinuidad aparece ensanchada y suavizada de la misma manera que la línea del γ monoenergético lo es, por lo que la función escalón (2.1) debe estar convolucionada con una gaussiana cuya anchura (σ) sea la de la gaussiana que define al pico, como veremos más adelante.

En la figura siguiente aparece la suma de la función complementaria de error y la gaussiana del pico para un caso ideal de un pico centrado en el canal 0.



Para la contribución que originan los fotones de mayor energía que el estudiado y está por debajo de toda la zona del pico se propone en la bibliografía un polinomio de orden bajo. Las expresiones van desde una constante a un polinomio de tercer orden, Hertogen et al. [2.3], Kokta [2.5] y Laitano et al. [2.6]. Hemos escogido un función cuadrática

$$f_p(x) = a + bx + cx^2,$$

donde x es el número de canal.

Hemos escogido un polinomio de segundo orden ya que los términos cúbicos pueden hacer que la función de fondo siga fluctuaciones aleatorias en los picos. Esto es evidente, si el número de canales en la zona de fondo es pequeño, como es nuestro caso.

Forma del pico

Idealmente un pico puede representarse con una función gaussiana

$$f_g(x) = Y \exp[-(x - X)^2 / 2\sigma^2], \quad (2.2)$$

donde Y es la amplitud, X es el centroide o punto donde está el máximo de la gaussiana, σ es el parámetro de la gaussiana, definido anteriormente.

La expresión (2.2) puede escribirse

$$f_g(x) = \frac{N}{w\sqrt{\pi/(4 \ln 2)}} \exp[-(x - X)^2/2\sigma^2], \quad (2.3)$$

donde N es el área del pico.

Hemos considerado que la representación del pico era buena con una única gaussiana. En algunos casos, Helmer y Lee [2.2], a la gaussiana se le añaden términos en alta y bajas energías. En nuestro caso, con las condiciones pico/fondo que tenemos, no se consideran esos términos.

Método de ajuste

La función que habría que ajustar es la suma de la contribución de fondo "tipo escalón" $f_e(x)$, del fondo debido a contribuciones de otros fotones $f_p(x)$ y a la forma del pico $f_g(x)$

$$F(x) = f_e(x) + f_p(x) + f_g(x),$$

$$F(x) = a + bx + cx^2 + Df_{cer}[(x - X)^2/(\sqrt{2}\sigma)] + Y \exp[-(x - X)^2/2\sigma^2]. \quad (2.4)$$

La f_{cer} no se puede programar directamente por lo que se hace su desarrollo en serie

$$f_{cer}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(x - \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{10} - \frac{x^7}{42} \right)$$

poniendo en lugar de x su valor, que en este caso que $(x - X)^2/(\sqrt{2}\sigma)$. Sustituyendo el valor de f_{cer} por este desarrollo en la expresión (2.4).

Como se ve es una función con 7 parámetros para ajustar a , b , c , D , Y y los parámetros X , σ . Lo que convierte el problema en un ajuste no-lineal. Además muchas veces los picos que se estudian no tienen muchos puntos por lo que no tiene sentido 7 parámetros.

Por ello se ha intentado simplificar el problema, transformando el ajuste no-lineal en un ajuste lineal más una iteración.

Primero se ajustan los coeficientes de las funciones a , b , c , D e Y , lo que se puede hacer por un ajuste lineal por mínimos cuadrados. Los datos de X y σ que se introducen son los más aproximados. Se mide la anchura a semialtura (w) del pico como se ha explicado antes.

X es el canal correspondiente al máximo aparente (sobre el espectro dibujado con los datos experimentales) que no tiene que coincidir con el X real (sobre la gaussiana que representa el pico).

Para recalcular X y σ se utilizan tres puntos alrededor del máximo aparente

$$f_g(x) = Y \exp[-(x - X)^2/2\sigma^2] = F(x) - f_e(x) - f_p(x),$$

tomando logaritmos en la expresión anterior,

$$\ln f_g(x) = \ln Y - \frac{(x - X)^2}{2\sigma^2},$$

agrupando términos, queda

$$\ln f_g(x) = \underbrace{\left[\ln Y - \frac{X^2}{2\sigma^2}\right]}_{a'} + \underbrace{\frac{X}{\sigma^2}}_{b'} x - \underbrace{\frac{1}{2\sigma^2}}_{c'} x^2,$$

$$\ln f_g(x) = a' + b'x + c'x^2, \quad (2.5)$$

como conocemos el valor del pico para tres canales, centrados en X

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= X - 1 \\ x_2 &= X \\ x_3 &= X + 1 \end{aligned} \right\}$$

Sustituyendo cada uno de los valores anteriores en (2.5) obtenemos un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas (a', b', c'), de las que se obtiene $X(i)$ y $\sigma(i)$, valores que se buscan en cada iteración.

Con estos valores se vuelve al principio y se obtiene de nuevo a, b, c, Y y D .

Después se obtienen otros $X(i + 1)$ y $\sigma(i + 1)$, así sucesivamente hasta que

$$|X(i) - X(i + 1)| \leq 0,1.$$

Como aparece en la expresión (2.3) el área del pico será

$$N = Y \cdot w \sqrt{\frac{\pi}{(4 \ln 2)}}.$$

En la figura (2.1) aparece un esquema de la subrutina utilizada en el programa para el ajuste del pico.

Como ejemplo se presentan los resultados hallados para tres picos del fondo del laboratorio con el detector de Ge(Li), que aparece en el capítulo 1. Son los picos de Bi^{214} (351,96 keV), Pb^{214} (609,19 keV) y K^{40} (1460,89 keV).

Con la calibración realizada las energías de las líneas son 351,59 keV, 609,25 keV y 1461,44 keV respectivamente. La intensidad obtenida con el área ajustada para el Bi^{214} es de 16,00 con respecto al pico del K^{40} , que se toma como máximo. Para el Pb^{214} es de 26,18. Los errores en el ajuste del pico son:

$$\varepsilon = 3,15 \text{ para el pico de } \text{Bi}^{214}.$$

$$\varepsilon = 1,37 \text{ para el pico de } \text{Pb}^{214}.$$

$$\varepsilon = 5,51 \text{ para el pico de } \text{K}^{40}.$$

En las figuras (2.2), (2.3) y (2.4) se pueden ver los picos ajustados.

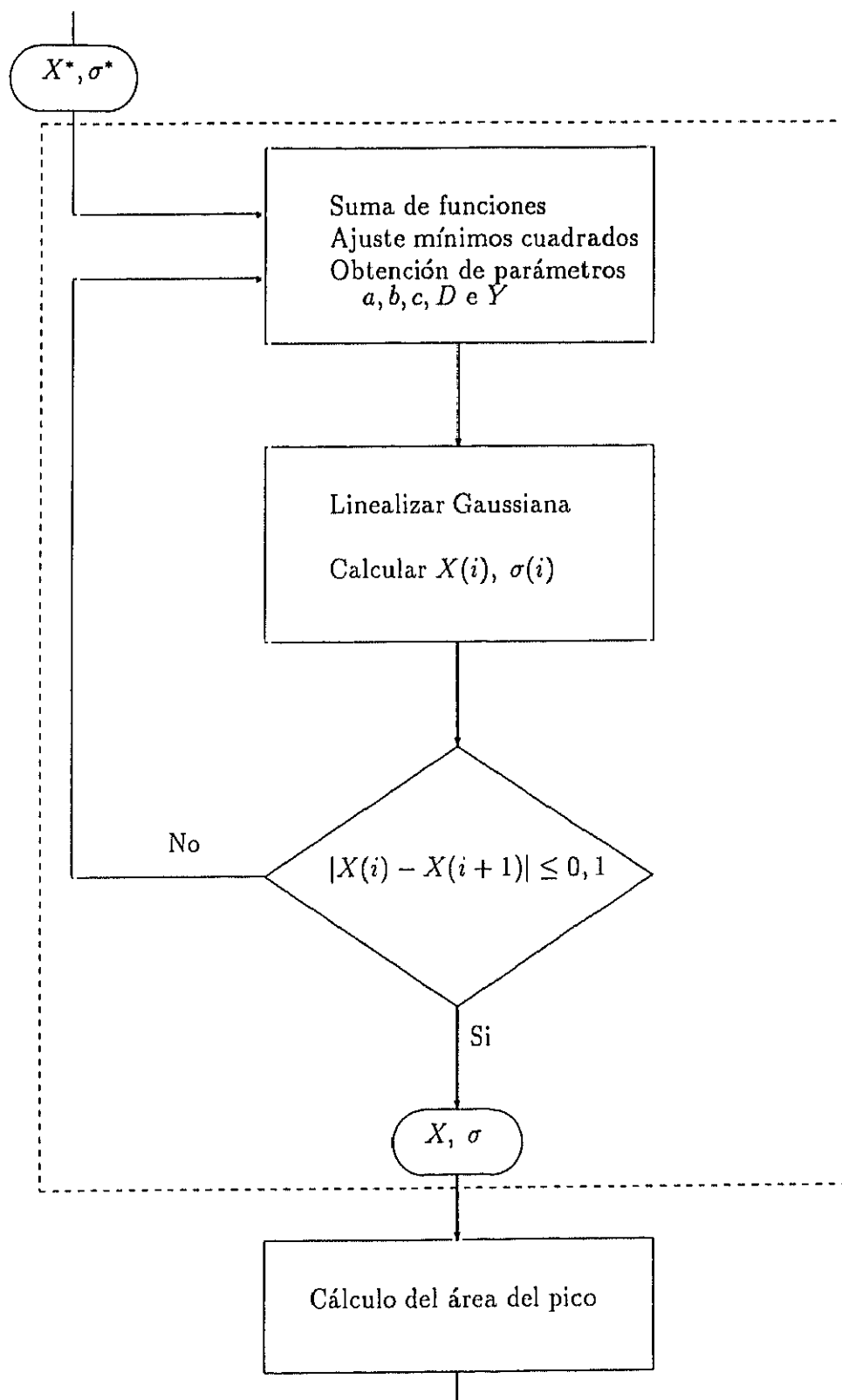


Figura (2.1): Subrutina para el cálculo del área del pico

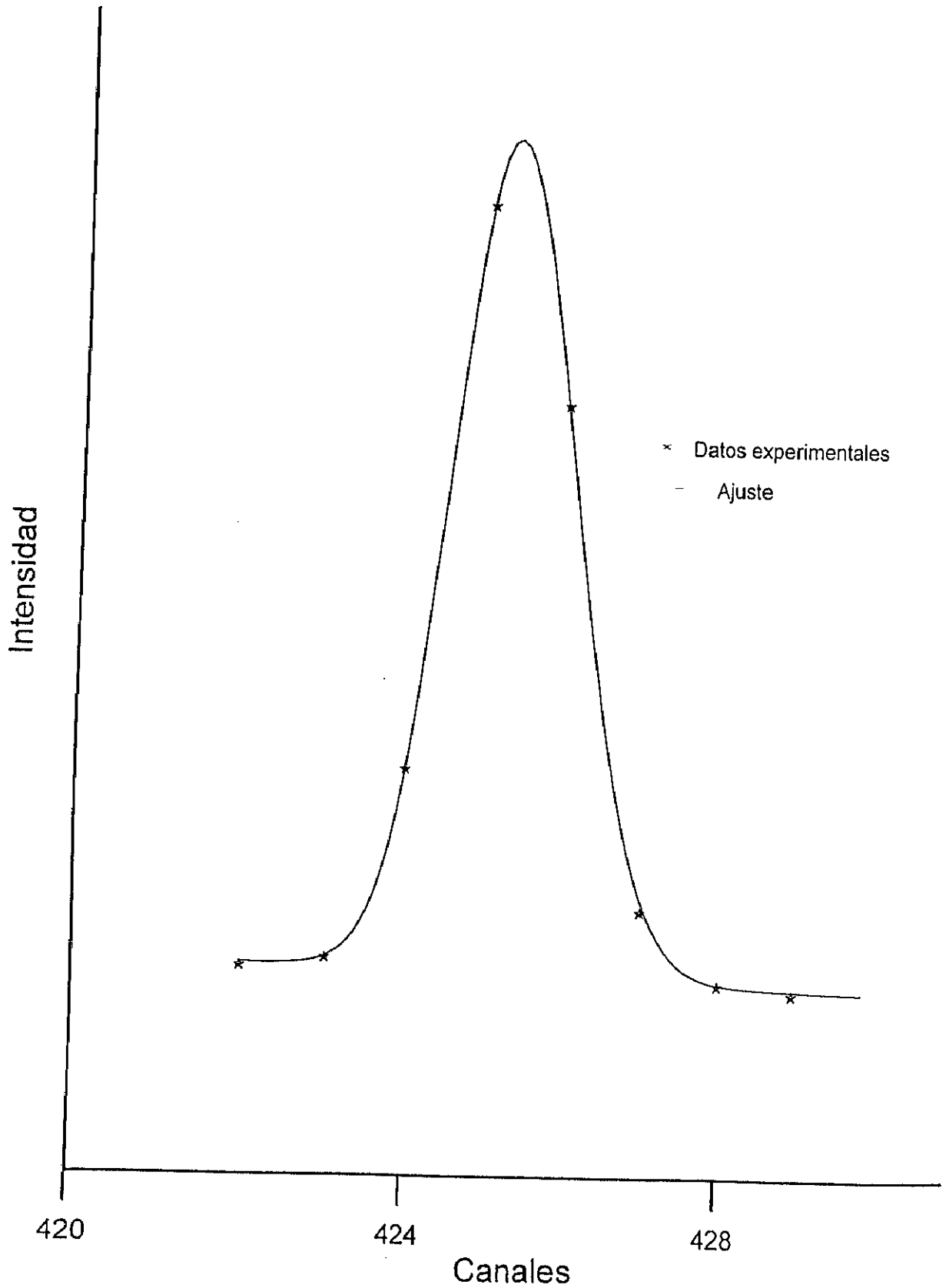


Figura (2.2): Línea de 351,96 keV del Bi^{214}

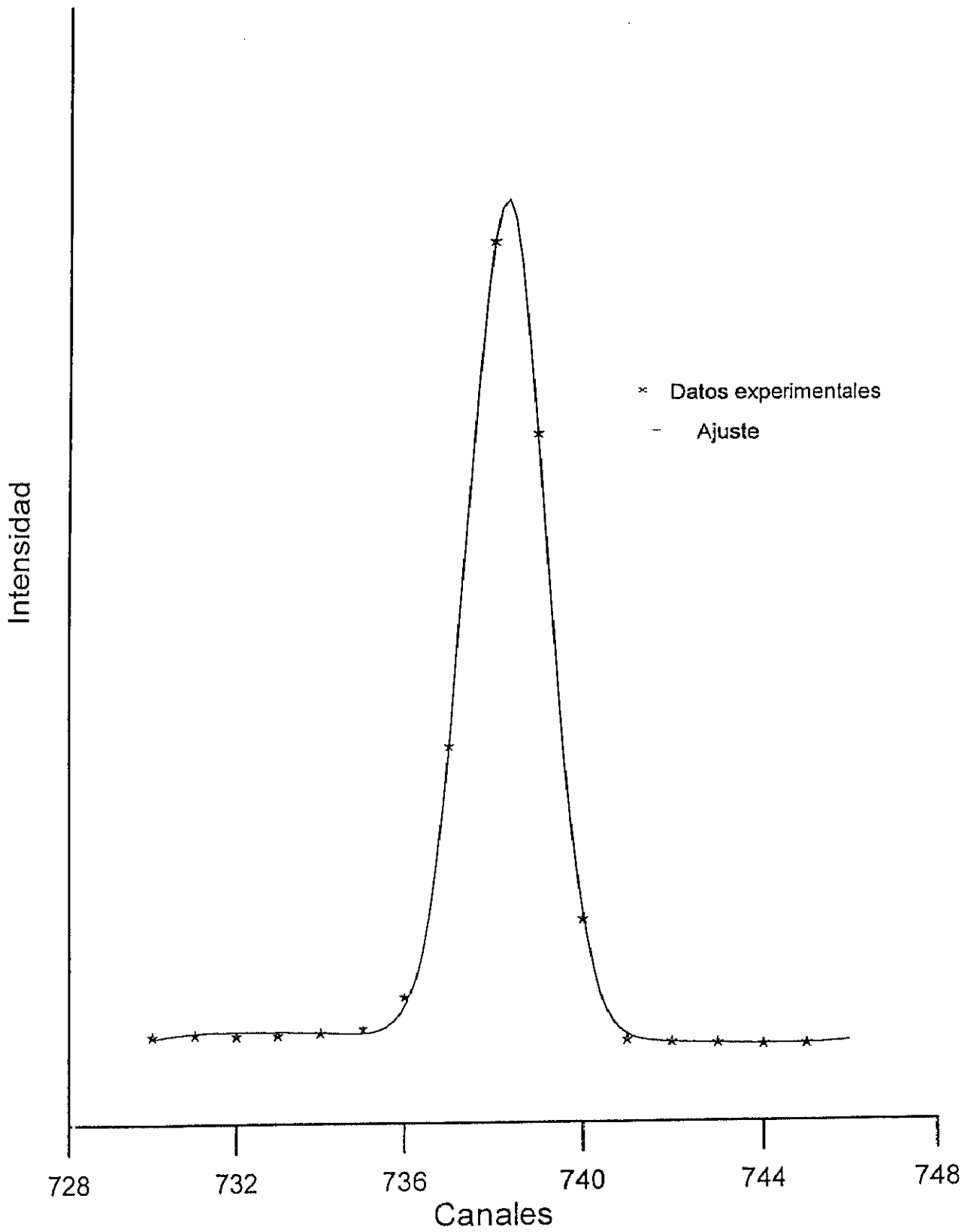


Figura (2.3): Línea de 609,19 keV del Pb^{214}

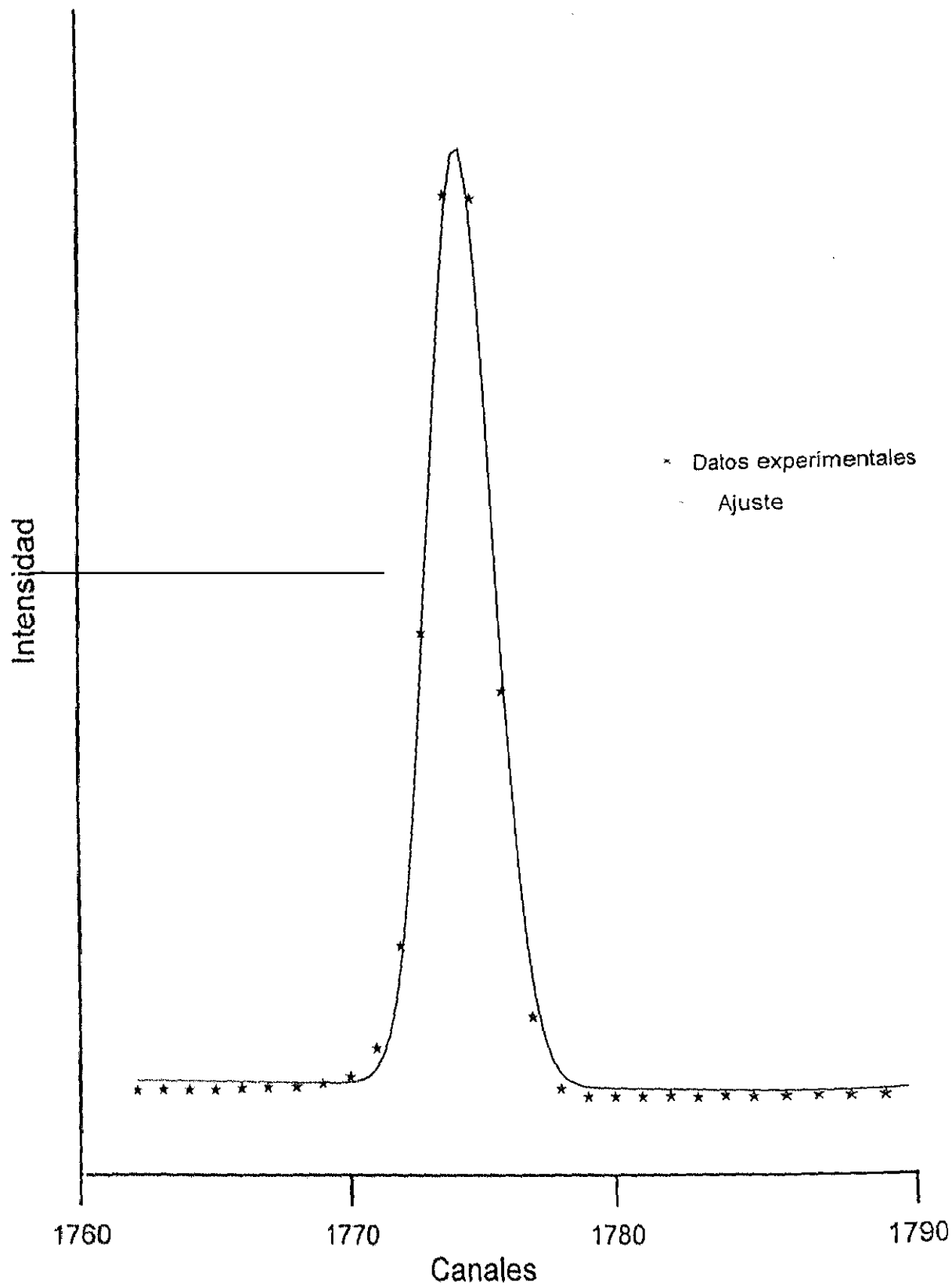


Figura (2.4): Línea de 1460,89 keV del K^{40}

2.2 Análisis de dobletes

En el caso de dobletes (2 picos muy próximos) la función de ajuste es la suma de dos funciones gaussianas con la misma amplitud, σ ; porque la anchura a semialtura w es función del canal y por tanto para canales muy próximos, como es el caso de los dobletes, podemos considerarla constante.

$$f_g(x) = Y_1 \exp[-(x - X_1)^2/2\sigma^2] + Y_2 \exp[-(x - X_2)^2/2\sigma^2].$$

Donde Y_1 es la amplitud de la primera gaussiana, Y_2 es la amplitud de la segunda, X_1 es el canal del máximo de la primera gaussiana y X_2 el de la segunda.

Las función de fondo $f_p(x)$ es igual a la utilizada en el caso anterior. En cuanto a la función complementaria de error $f_e(x)$ se desdobra en en dos contribuciones, cada una de ellas debido a cada uno de los picos, se trata de la suma de dos funciones cada una de ellas centrada en el máximo de cada gaussiana

$$f_e(x) = D_1 f_{cer}[(x - X_1)^2/(\sqrt{2}\sigma)] + D_2 f_{cer}[(x - X_2)^2/(\sqrt{2}\sigma)]$$

El método de ajuste es similar al empleado en el caso anterior, en donde se ajustan por mínimos cuadrados a , b , c , D_1 , D_2 , Y_1 e Y_2 .

Luego linealizamos la primera gaussiana con tres puntos alrededor de X_1 , y se calcula otra vez a , b , c , D_1 , D_2 , Y_1 e Y_2 . Con los nuevos valores se linealiza la segunda gaussiana con X_2 y se calcula a , b , c , D_1 , D_2 , Y_1 y Y_2 . Así sucesivamente hasta obtener

$$|X_1(i) - X_1(i + 1)| \leq 0,5$$

$$|X_2(i) - X_2(i + 1)| \leq 0,5$$

En la figura (2.5) aparece un esquema de la subrutina para ajustar y separar dobletes.

Como ejemplos de la separación de dobletes se ha puesto primero un doblete de uno de los espectros gamma observados en la desintegración del Gd^{149} al Eu^{149} . El doblete está formado por los picos de energías 662,77 y 666,28 keV, respectivamente.

Con la calibración realizada las energías correspondientes son 662,98 y 666,46 keV.

Con el método de sumación se obtiene un área total de 6745 cuentas lo que le corresponde una intensidad total de 2,5, referido al pico más intenso del espectro que es el de 149,72 keV con intensidad de 100. Con este método no se puede obtener la intensidad de las componentes del doblete por separado.

En cambio ajustando el pico a una suma de funciones obtenemos las áreas de las componentes del doblete, para la primera componente (662,77 keV) el área es de 1758 cuentas, una intensidad de 0,63. Para la segunda (666,28 keV), una intensidad de 1,82.

En la figura (2.6) se muestra el espectro experimental junto al ajuste con la suma de funciones y las componentes separadas.

El segundo ejemplo corresponde a uno de los espectros gamma de la desintegración del Tb^{153} al Gd^{153} . En este caso el doblete está formado por los picos de energías 865,48 y 869,00 keV, respectivamente.

Con la calibración realizada las energías obtenidas son 865,29 y 868,43 keV.

Con el método de sumación la suma del área total es 33590 cuentas, que le corresponde una intensidad de 5,82, referida a la del pico más intenso que es el de 212,04 keV que es de 1000.

El área de cada una de las componentes del doblete es de 27348 cuentas para el pico de 865,48 keV, lo que corresponde a una intensidad de 4,74, y de 5875 cuentas para el pico de 869,00 keV, correspondiente a una intensidad de 1,02.

En la figura (2.7) se muestra el ajuste de los picos y el doblete desdoblado. A la izquierda del pico se pueden observar una serie de puntos experimentales que corresponden a otro pico que se encontraba en las proximidades.

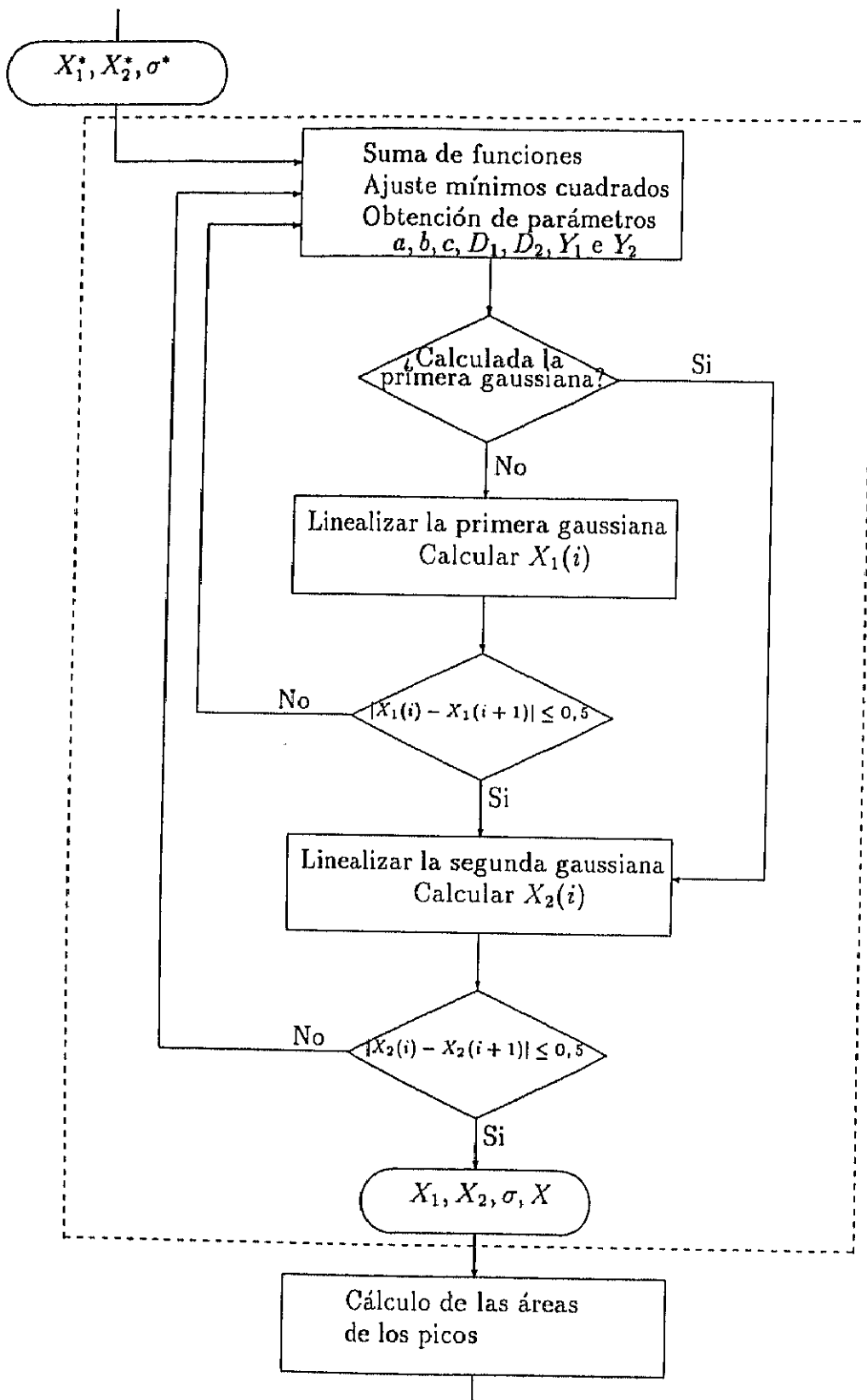


Figura (2.5): Subrutina para calcular el área de los dobletes

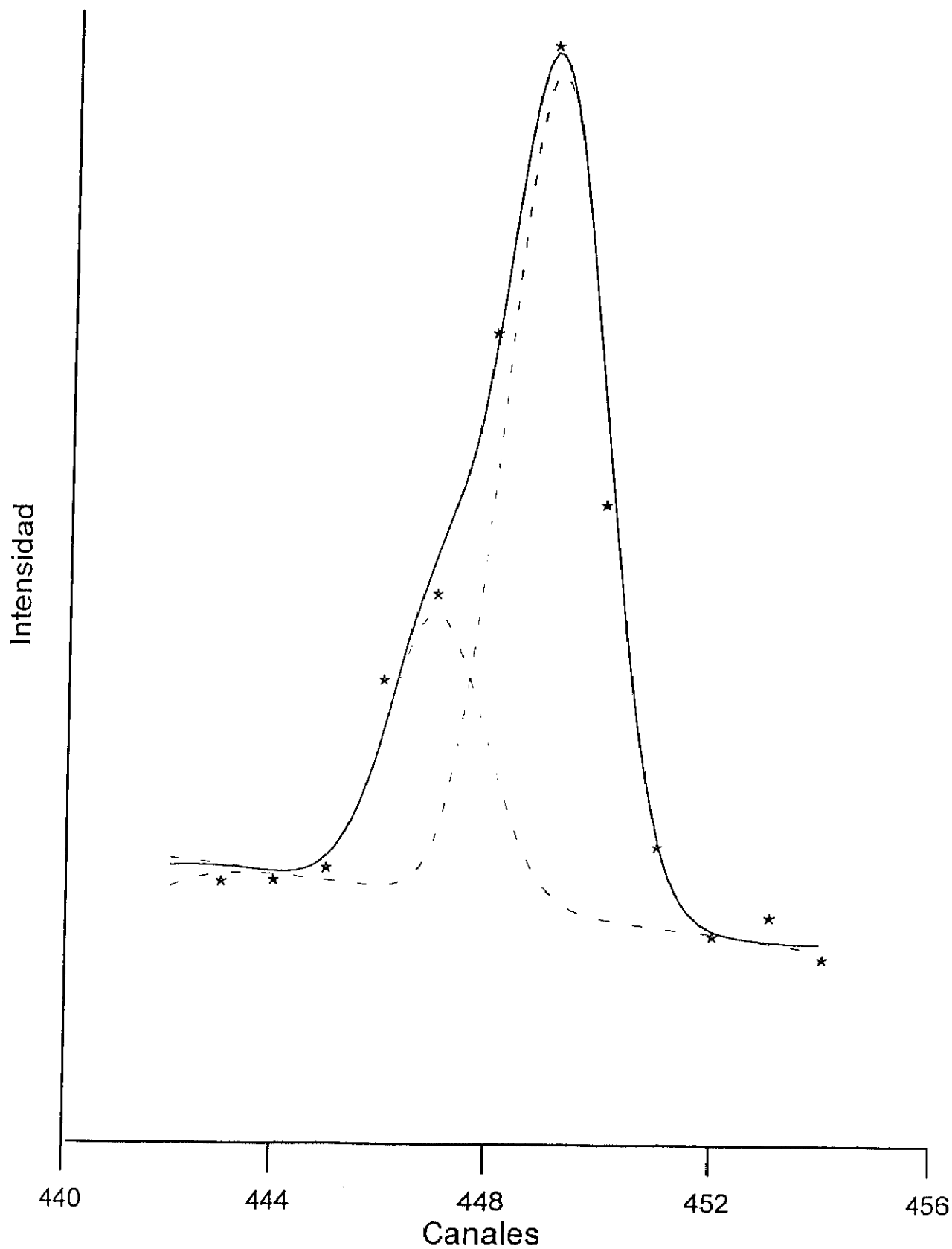


Figura (2.6): Doblete del espectro del Gd^{149}

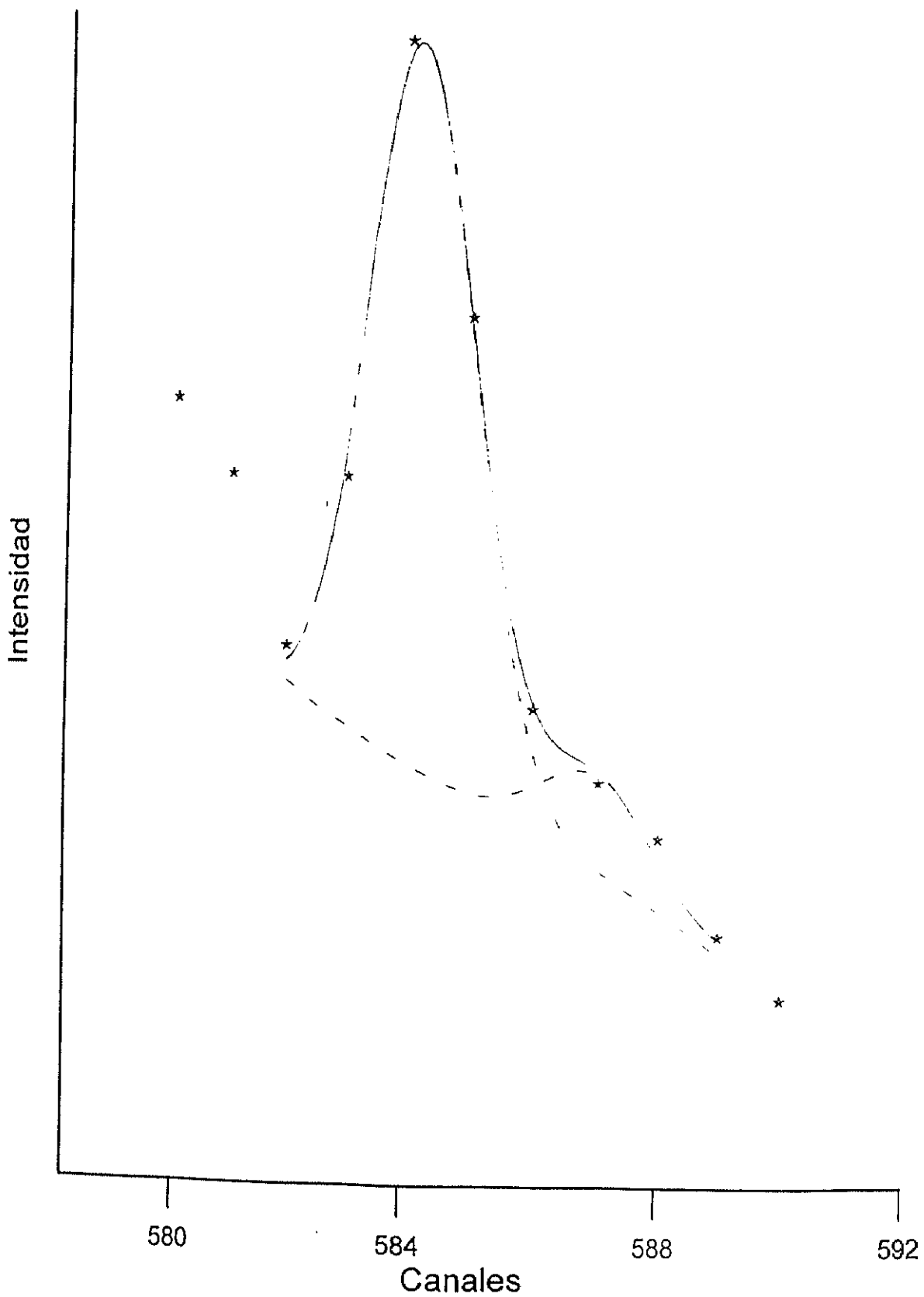


Figura (2.7): Doblete del espectro del Tb^{153}

Capítulo 3

Espectrometría de partículas cargadas

3.1 Espectrómetro β -magnético

3.1.1 Características generales de los espectrómetros magnéticos

La espectrometría de electrones consiste en la determinación del espectro de energías, o de momentos, que corresponde a los electrones emitidos por una fuente. Para ello se utilizan una serie de espectrómetros cuyo principio básico de funcionamiento es el enfoque de los electrones emitidos por la fuente radiactiva, para una determinada energía.

Se puede hacer una clasificación de los espectrómetros en función de la naturaleza del campo utilizado para enfocar los electrones, por eso habrá espectrómetros magnéticos y electrostáticos. Para cada uno de ellos habrá también distintos diseños que variarán en la simetría del campo utilizado y la disposición de la fuente y el detector. El objetivo es recoger la mayor parte de la emisión producida y analizarla con la mejor resolución posible (máxima transmisión T y

máximo poder de resolución R).

Las dos maneras básicas de enfoque, en el caso de un campo magnético, que se obtienen utilizando un campo homogéneo son: si el campo es perpendicular a los rayos, los electrones describirán trayectorias circulares y si el campo no es perpendicular a los rayos, los electrones describirán trayectorias helicoidales.

Los espectrómetros electrostáticos seleccionan la intensidad de los electrones según sea su energía cinética. Son muy empleados en la región de bajas energías donde permiten alcanzar valores de resolución y transmisión elevados. Para el estudio de la emisión de electrones de conversión (parte importante de este trabajo) los espectrómetros electrostáticos presentan la dificultad de cómo conseguir la diferencia de potencial necesaria para seleccionar electrones que tienen energías cinéticas muy elevadas, esto implicaría la utilización de campos eléctricos elevados y por tanto limitaciones en la distancia entre los electrodos. Debido a esta dificultad los espectrómetros que mayor aplicación han tenido en el estudio de los fenómenos nucleares, como la desintegración β , han sido los espectrómetros magnéticos. Un electrón de velocidades relativistas tendría una trayectoria con el mismo radio de curvatura en un campo magnético de 1000 gauss que en un campo electrostático de 300000 V/cm. Los espectrómetros electrostáticos se suelen utilizar para estudiar los electrones de energía muy baja (0-50 keV).

Los espectrómetros magnéticos se basan en el cambio de trayectoria que experimenta una partícula cargada al atravesar un campo magnético. Esta desviación depende del momento del electrón y de la intensidad del campo magnético empleado que hace que el electrón describa una órbita circular.

Un electrón (con carga e y velocidad \bar{v}) que se mueve en un campo magnético homogéneo B en un plano perpendicular a las líneas de fuerza describe una trayec-

toria circular con un radio de curvatura ρ que vendrá dado por

$$Bev = \frac{mv^2}{\rho},$$

donde

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

El momento será

$$p = mv = eB\rho. \quad (3.1)$$

En la espectrometría de electrones es conveniente expresar el momento del electrón en unidades $B\rho$ (rigidez magnética), así se puede saber qué intensidad de campo magnético y qué dimensiones debe tener el aparato para analizar los electrones de una determinada energía en un experimento dado.

El uso de coordenadas de momento en vez de energía en la espectroscopía de electrones se debe a que es el momento el que es proporcional al campo magnético del espectrómetro (a la intensidad de corriente que se utiliza para crear el campo) y no la energía.

Si se desea conocer la distribución de electrones en un espectrómetro magnético se deberá que utilizar la distribución de momentos $N(p)dp$. Pero si lo que se desea dibujar es el espectro como una distribución en energías $n(E)dE$, está claro que las anchuras dE y dp son diferentes, lo que influirá en la forma del espectro. Como $E = p^2/2m$ tenemos que $dE = (p/m)dp$.

Si usamos E en vez de p en el eje de abscisas las correspondientes intensidades en la distribución de momentos se deben multiplicar por m/p .

La ecuación relativista para la energía cinética del electrón es

$$T = mc^2 - m_0c^2,$$

recordando que

$$mc^2 = \sqrt{(m_0c^2)^2 + p^2c^2},$$

utilizando la ecuación (3.1), se tiene

$$T = m_0c^2 \left\{ \sqrt{\left(\frac{e}{m_0c^2}\right)^2 (B\rho)^2 + 1} - 1 \right\}. \quad (3.2)$$

Los valores de las constantes fundamentales publicados [3.6] son:

$$m_0c^2 = (510,976 \pm 0,007) \text{ keV},$$

$$\frac{e}{m_0} = (1,75890 \pm 0,00002) \times 10^7 \text{ emu.g}^{-1},$$

$$c = (2,997930 \pm 0,000003) \text{ cm.s}^{-1}.$$

Con la expresión (3.2) y sustituyendo los valores de las constantes fundamentales, se puede conocer el valor de la energía cinética de los electrones enfocados para un determinado valor de la rigidez magnética. Tenemos la siguiente relación

$$T = (510,976 \pm 0,007) \{ [(3442,2 \pm 0,1) \times 10^{-10} (B\rho)^2 + 1]^{\frac{1}{2}} - 1 \}$$

que expresa la energía cinética en keV a partir del valor de $B\rho$ en $\text{G} \times \text{cm}$.

El producto $B\rho$ es una magnitud que se encuentra tabulada en función de la energía.

Algunas magnitudes básicas

Un espectrómetro magnético está formado por una rendija de entrada que selecciona espacialmente la emisión de la fuente y un dispositivo que permite que sólo los electrones con una cierta energía lleguen a la rendija de salida, donde estará situado el detector.

Angulo sólido (Ω) - Sólo una parte de los electrones emitidos por la fuente pasarán a través de las rendijas del espectrómetro. Se define el ángulo sólido del espectrómetro como la fracción de los electrones emitidos que pasan a través de la rendija. Se expresa en % de 4π rad. Algunos espectrómetros tienen un ángulo sólido del orden del 20% o incluso mayor.

Luminosidad (Λ) - Es el producto del área de la fuente $\sigma(\text{cm}^2)$ por el ángulo sólido,

$$\Lambda = \sigma \cdot \Omega.$$

Transmisión (T) - No todos los electrones que pasan a través de la rendija del espectrómetro llegan al detector, ya que puede suceder que el detector esté ajustado para aceptar sólo una cierta fracción de los electrones monoenergéticos. La transmisión es la fracción de electrones monoenergéticos, de todos los emitidos por la fuente, que llegan al detector.

Luminosidad total (L) - Es el producto de la transmisión por el área de la fuente,

$$L = T \cdot \sigma.$$

Factor de aceptación (F) - La intensidad de electrones que atraviesan la rendija depende del tamaño de esta rendija. Si el tamaño de la rendija del detector fuese igual al tamaño de la imagen de la fuente el factor de aceptación sería igual a 1. Como el tamaño de la rendija se reduce, la F queda reducida y el valor de la transmisión se reduce en el mismo valor. F toma valores, generalmente, entre 0,75 y 1.

Resolución (R) - Para conocer el perfil de la línea se da el valor de la anchura a semialtura (FWHM) o la anchura en la base (generalmente la primera suele ser la mitad de la segunda). La resolución o poder de resolución de un espectrómetro será la FWHM de una línea electrónica dividida por el

valor de la energía o el momento en la línea (dependiendo si el espectro es de energías o de momentos),

$$\frac{\text{FWHM}}{E} = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}.$$

La anchura relativa $\Delta(B\rho)/B\rho$ es un valor constante para cada espectrómetro de geometría determinada y se expresa, normalmente, en tantos por ciento. Por lo que las líneas espectrales se irán ensanchando a medida que aumenta B . Por ello cuando se dibuja el espectro es necesario dividir el número de cuentas obtenido para cada valor del campo por el valor de dicho campo.

En ciertos casos se utiliza la anchura en la base de la línea,

$$\Delta^\circ(B\rho) \approx 2\Delta(B\rho).$$

Las líneas electrónicas tienen una determinada anchura debido a que existen aberraciones esféricas en el sistema, no hay enfoque perfecto. Esta anchura corresponde a una cierta dispersión en el momento de los electrones.

También podemos obtener la relación entre la resolución expresada en términos de energía y la resolución expresada en términos de rigidez magnética.

Hacemos $\mu = m_0c^2$,

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(1 + \frac{\mu}{\mu + E}\right) \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}. \quad (3.3)$$

Calidad electro-óptica - Se representa por la razón de la transmisión al poder de resolución T/R . Si se tiene en cuenta la extensión de la fuente será L/R .

Dispersión (ν) - Se trata del cambio de posición de la imagen óptica del electrón por unidad de variación de ρ ,

$$\nu = B \frac{dx}{d(B\rho)}.$$

La dispersión es inversamente proporcional a la resolución.

3.1.2 Ejemplos de espectrómetros magnéticos

Como se ha visto los espectrómetros magnéticos son instrumentos básicos en espectroscopía nuclear. El principal objetivo será disponer de un aparato que recolecte en la mayor medida posible la radiación nuclear y conseguir un máximo de resolución en energía que permita identificar adecuadamente las transiciones. Otros factores como son la anchura de la fuente emisora, el tipo de detector empleado y su apantallamiento para obtener bajo fondo, las dificultades prácticas para crear un cierto campo magnético y su medida, etc., influirán en la respuesta del sistema.

Los espectrómetros magnéticos se pueden clasificar en planos, en los que las líneas de fuerza del campo magnético están principalmente en la dirección perpendicular a las trayectorias de los electrones y helicoidales o "lentes", en los que las líneas de fuerza están principalmente en la dirección de las trayectorias de los electrones.

Un campo magnético homogéneo transversal enfoca los electrones en un solo plano, mientras que un campo longitudinal posee enfoque espacial. Bajo este punto de vista los dos sistemas de enfoque magnético corresponderían en óptica a las lentes cilíndricas y esféricas, respectivamente. Si se crea un campo magnético transversal que varíe como $1/\sqrt{\rho}$, siendo ρ la distancia al eje de simetría, un campo transversal enfoca también espacialmente, denominado espectrómetro de doble enfoque.

De entre la gran variedad de espectrómetros magnéticos, uno que ha sido empleado con los mejores resultados en un largo periodo de tiempo es el es-

pectrómetro semicircular. Los primeros trabajos con este tipo de espectrómetros fueron llevados a cabo durante los años posteriores a 1910, [3.6], [3.18], [3.19].

Es un espectrómetro muy versátil. Se ha utilizado para el estudio de espectros de electrones de conversión de alta y baja energía, espectros beta y de electrones Auger.

El primer espectrómetro magnético plano con propiedades de enfoque se basa en una idea de J. Danysz, quien en 1912 sugirió el principio de "enfoque semicircular".

Espectrómetro de enfoque semicircular

La base del principio de enfoque del espectrómetro semicircular es que un electrón de una energía determinada tendrá una trayectoria circular en un campo magnético homogéneo. El radio de esta trayectoria circular es proporcional al valor del momento del electrón.

Consideremos una fuente puntual que está emitiendo electrones monoenergéticos en todas las direcciones. Consideremos la trayectoria de los electrones en un plano perpendicular al campo magnético aplicado.

Una rendija selecciona una parte del haz de los electrones, todos con el mismo radio de curvatura ρ . Después de recorrer 180° el haz tendrá una cierta anchura Δx , ya que el enfoque no es perfecto por existir una cierta aberración esférica. De acuerdo con la figura (3.1), se puede expresar

$$\Delta x = 2\rho - 2\rho \cos \psi,$$

siendo 2ψ el ángulo de apertura.

Si la fuente tiene una cierta anchura s , la anchura de la imagen será

$$\Delta x = s + 2\rho(1 - \cos \psi).$$

Para ψ pequeños y haciendo el desarrollo en serie $\cos \psi = 1 - \psi^2/2$

$$\Delta x = s + \rho\psi^2$$

De esta expresión se deduce la anchura relativa de la línea, es decir el poder de resolución en la base de la línea, considerando $\Delta x = \Delta 2\rho$ y que

$$\frac{\Delta 2\rho}{2\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho},$$

se tiene que

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{s}{2\rho} + \frac{\psi^2}{2}$$

y podemos considerar que

$$\frac{\Delta^\circ B\rho}{B\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho}$$

por lo que

$$R^\circ = \frac{\Delta^\circ B\rho}{B\rho} = \frac{s}{2\rho} + \frac{\psi^2}{2}.$$

Como se ve el poder de resolución consta de dos términos, el primero muestra la dependencia entre la anchura de la fuente y el radio de curvatura y el segundo la dependencia con la apertura angular.

En las condiciones óptimas los dos términos contribuirán en la misma proporción al poder de resolución, lo que lleva a la condición

$$\psi = \sqrt{\frac{s}{\rho}}.$$

Esta relación entre ψ , s y ρ se cumple en teoría pero en la práctica, para resoluciones pequeñas, aparecen inhomogeneidades en el campo magnético que hacen que la resolución tenga un mínimo cuando disminuye s ó ψ . No se puede alcanzar una resolución mejor que ese valor.

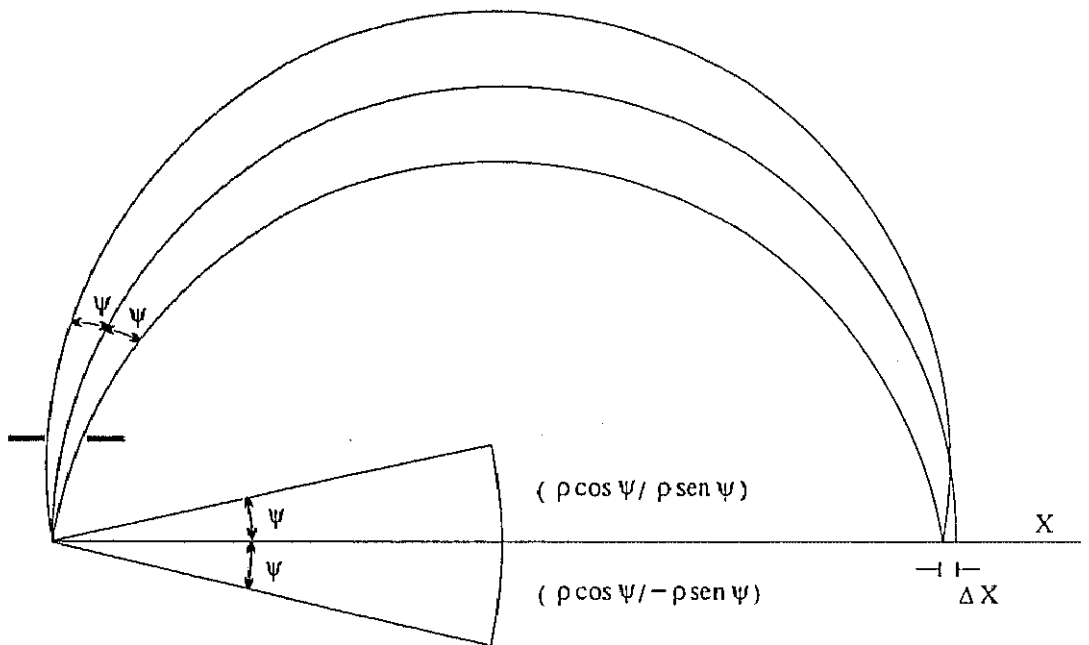


Figura (3.1): Principio de enfoque semicircular

3.1.3 Espectrómetro magnético de doble enfoque

La principal desventaja del principio de enfoque semicircular es la ausencia de enfoque espacial, lo que provoca mayor número de aberraciones. Esto se soluciona con los espectrómetros de doble enfoque. Estos espectrómetros son relativamente sencillos de construir, pueden llegar a tener una alta resolución con alto poder para recolectar la radiación y con ellos es fácil resolver los problemas derivados de las dimensiones de la fuente y la detección, lo que hace que sean muy utilizados.

Si consideramos un campo magnético, simétrico respecto a un eje dado y a un plano perpendicular a ese eje, la expresión general para ese campo en el plano medio ($Z = 0$) es, considerando coordenadas cilíndricas,

$$B(\rho) = B(\rho_0) \left\{ 1 + \alpha \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \right\}. \quad (3.4)$$

Siegbahn y Svartholm demostraron que se pueden escoger los parámetros α y β de manera que se produzca enfoque en las direcciones radial y axial [3.21], [3.22].

Un campo magnético con simetría rotacional y con un gradiente de campo provoca que los electrones oscilen en las direcciones radial y azimutal cuando su dirección inicial no es perpendicular a esas direcciones.

Si definimos un eje óptico del dispositivo de enfoque como un círculo en el plano de simetría del campo magnético, los electrones que salgan de un punto de este eje óptico con los ángulos ϕ_Z y ϕ_ρ , respecto a las coordenadas ρ y Z , volverán al eje después de recorrer ciertos ángulos de enfoque ψ_Z y ψ_ρ (estos ángulos son sobre el eje Z). Para pequeños valores de ϕ_Z y ϕ_ρ , los ángulos de

enfoque tendrán que cumplir las siguientes condiciones

$$\psi_{\rho} = \pi \left[1 + \frac{\rho_0 B'(\rho_0)}{B(\rho_0)} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

y

$$\psi_Z = \pi \left[-\rho_0 \frac{B'(\rho_0)}{B(\rho_0)} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.6)$$

donde

$$B'(\rho_0) = \left[\frac{dB(\rho)}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_0}$$

Los ángulos de enfoque se relacionan mediante la siguiente expresión

$$\frac{1}{\psi_{\rho}^2} + \frac{1}{\psi_Z^2} = \frac{1}{\pi^2}, \quad (3.7)$$

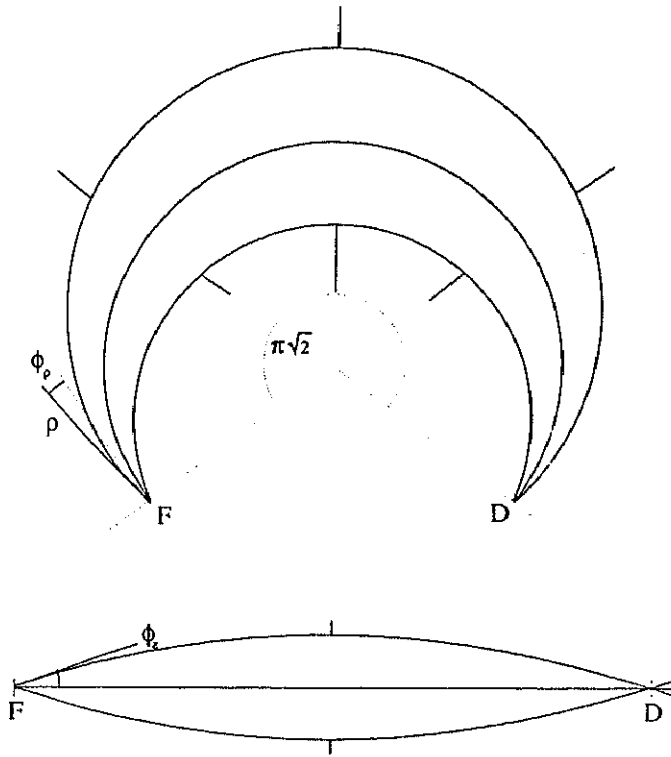


Figura (3.2): Principio de doble enfoque

La solución más simple a la ecuación (3.7) se obtiene cuando $\psi_Z = \psi_\rho = \psi = \sqrt{2}\pi$ rad ($254,56^\circ$), lo que sería un caso de enfoque no-astigmático. Esto quiere decir que el doble enfoque tendrá lugar después de que los electrones hayan recorrido la trayectoria de $\approx 254^\circ$ en lugar de 180° como en el caso homogéneo (enfoque semicircular).

Se puede llegar a la misma solución [3.12] teniendo en cuenta que el campo magnético en la región de la órbita de equilibrio de un betatrón decrece radialmente según la siguiente relación:

$$B(\rho) = B(\rho_0) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^n, \quad (3.8)$$

donde n es un número positivo menor que 1. Las frecuencias ω_r y ω_z de las

oscilaciones radial y axial, alrededor de la órbita de equilibrio de radio ρ_0 , se pueden escribir

$$\omega_r = \omega_0(1 - n)^{\frac{1}{2}},$$

$$\omega_z = \omega_0 n^{\frac{1}{2}},$$

donde ω_0 es la frecuencia con que los electrones circulan en la órbita de equilibrio,

$$\omega_0 = \frac{eB(\rho_0)}{m}.$$

El doble enfoque se producirá, claramente, para el valor $n = \frac{1}{2}$; en ese caso

$$\omega_z = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{2}}\omega_0,$$

y los dos ángulos de enfoque, tanto radial como axial, coincidirán

$$\psi_z = \psi_\rho = \psi = \sqrt{2}\pi \text{ rad } (254,56^\circ).$$

Para ese valor de n , la expresión (3.8) se puede desarrollar en serie dando lugar a una ecuación igual a la (3.4), con $\alpha = -\frac{1}{2}$ y $\beta = \frac{3}{8}$.

Igualando las ecuaciones (3.5) y (3.6), está claro que la condición que tiene que cumplir el campo magnético, para que se de el doble enfoque es la siguiente ecuación diferencial

$$B'(\rho) = -\frac{1}{2\rho}B(\rho).$$

Una buena elección de campo magnético que cumple las condiciones anteriores es el que disminuye como $1/\sqrt{\rho}$ en la vecindad de $\rho = \rho_0$ (la trayectoria central), aunque se pueden usar campos con otra formas diferentes.

Para el enfoque de trayectorias alejadas del centro, la forma general del campo magnético es un desarrollo en serie de $B_z(\rho, 0)$ en ρ_0 donde aparecen unas constantes, α y β . Estas constantes se determinan haciendo mínima la aberración.

El desarrollo coincide con la expresión (3.4). Para conseguir doble enfoque con $\alpha = -\frac{1}{2}$, β puede tener diferentes valores que afectarán a la aberración.

Si consideramos una partícula que abandona la fuente en un punto η_o, τ_o (en coordenadas radiales), figura (3.3),

$$\eta_o = \frac{\partial \rho}{\rho_o},$$

$$\tau_o = \frac{\partial Z}{Z},$$

y en la dirección ϕ_Z y ϕ_ρ con el círculo óptico, la partícula después de recorrer un ángulo $\psi = \sqrt{2\pi}$ radianes incidirá en un punto del plano imagen caracterizado por las siguientes coordenadas:

$$\eta^* = -\eta_o + \frac{1}{3}(2 - 4\beta)\eta_o^2 + \frac{1}{3}(4\beta - 3)\tau_o^2 + \frac{1}{3}(2 - 16\beta)\phi_\rho^2 + \frac{1}{3}(16\beta - 6)\phi_Z^2,$$

$$\tau^* = -\tau_o + \frac{8}{3}\beta\eta_o\tau_o + \frac{1}{3}(32\beta - 12)\phi_Z\phi_\rho,$$

η y τ son las coordenadas radial y axial de la partícula. η_o y τ_o son las coordenadas en la fuente y η^* y τ^* en el plano imagen.

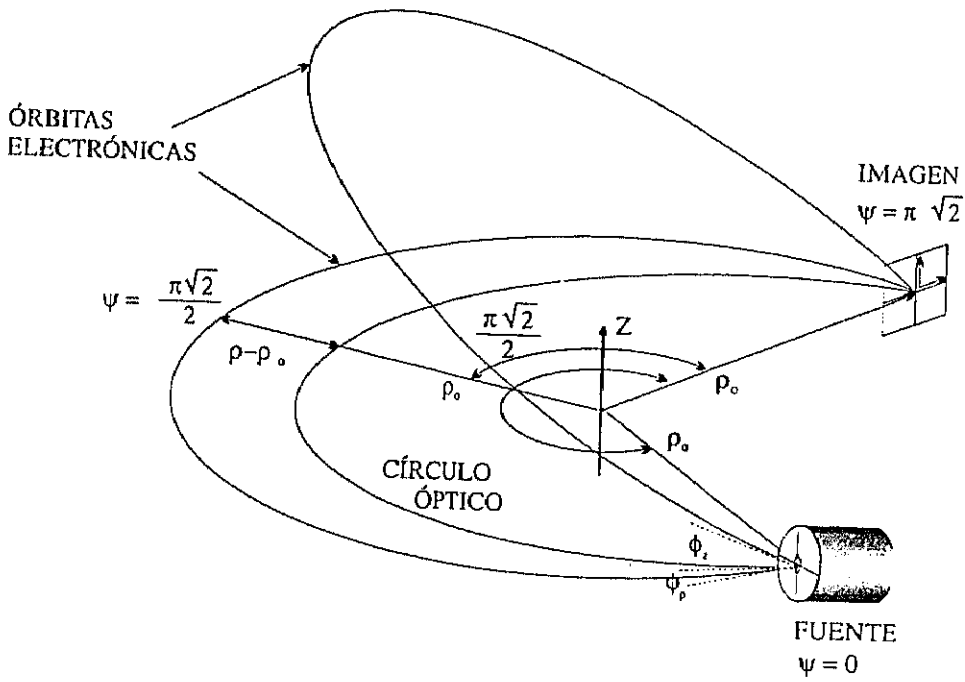


Figura (3.3): Coordenadas de un espectrómetro de doble enfoque

Para la resolución en la base de la línea obtenemos

$$R^o = \frac{s}{4\rho_o} + \frac{w}{4\rho_o} + \left| \frac{4\beta - 3}{48\rho_o^2} \right| h^2 + \left| \frac{2 - 16\beta}{12} \right| \phi_\rho^2 + \left| \frac{16\beta - 6}{12} \right| \phi_Z^2, \quad (3.9)$$

donde s es la anchura de la fuente, h su altura, w la anchura del detector y ϕ_ρ y ϕ_Z son los ángulos de apertura.

El desarrollo completo aparece en la Tesis Doctoral de J.C. Gómez del Campo [3.8].

El valor de β en un doble enfoque puede escogerse con un cierto grado de libertad. Los valores usados en la mayoría de los casos son $\beta = \frac{3}{8}$ y $\beta = \frac{1}{8}$. Para $\beta = \frac{3}{8}$ el último término de la expresión (3.9) se hace 0, con lo que la resolución es independiente de ϕ_Z . Si $\beta = \frac{1}{8}$ la resolución es entonces independiente de ϕ_ρ . En ambos casos la aberración, que viene dada por el valor de β en la expresión (3.9), se reduce disminuyendo la apertura en las dimensiones radial y axial. También el valor $\beta = \frac{1}{4}$ se puede utilizar por que la forma del campo se puede obtener de manera sencilla usando piezas polares de hierro. En este caso

$$B(\rho) = B_o \frac{2\rho_o}{\rho + \rho_o}.$$

Con una apertura circular y un valor de $\beta = \frac{1}{4}$ la resolución es la mitad del valor correspondiente a $\beta = \frac{1}{8}$ ó $\beta = \frac{3}{8}$ y limitando la apertura axial y radial se disminuye la aberración.

Suponiendo infinita permeabilidad del hierro, esta forma de campo se consigue con piezas polares cónicas [3.23]. Este será el parámetro utilizado en este trabajo.

La resolución que se consigue en este tipo de espectrómetros es alta debido a la alta dispersión (dos veces mayor que en los espectrómetros semicirculares).

La resolución es del orden de 0,05-0,3%, dependiendo de la energía.

La transmisión está limitada por la pequeña apertura axial. Este tipo de espectrómetros trabaja con transmisiones inferiores al 1%.

Resolución en función de la anchura del detector

La anchura a la semialtura será la mitad de R^o y de la expresión (3.9) se tiene

$$\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{1}{2} \left(\frac{s}{4\rho_o} + \frac{w}{4\rho_o} + \left| \frac{4\beta - 3}{48\rho_o^2} \right| h^2 + \left| \frac{2 - 16\beta}{12} \right| \phi_p^2 + \left| \frac{16\beta - 6}{12} \right| \phi_z^2 \right),$$

para $\beta = \frac{1}{4}$ (que como se verá más adelante es el parámetro escogido en este trabajo), obtenemos

$$\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{s}{8\rho_o} + \frac{w}{8\rho_o} + \frac{h^2}{48\rho_o^2} + \frac{1}{12}(\phi_p^2 + \phi_z^2),$$

despreciando el término en h^2 y considerando que el sistema es no-astigmático ($\phi_p = \phi_z$)

$$\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \underbrace{\frac{s}{8\rho_o}}_{R_s} + \underbrace{\frac{w}{8\rho_o}}_{R_w} + \underbrace{\frac{1}{6}\phi_z^2}_{R_\phi},$$

podemos considerar que $R_s = R_w = R_\phi$, por lo que la resolución valdrá

$$\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{3 w}{8 \rho_o}.$$

La resolución en energías se obtiene sustituyendo el valor de la resolución en rigidez magnética en la expresión (3.3)

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(1 + \frac{\mu}{\mu + E} \right) \left(\frac{3 w}{8 \rho_o} \right). \quad (3.10)$$

Si se sustituye unos valores de ejemplo como $E = 1,276$ MeV y teniendo en cuenta que $\rho_o = 18,5$ cm y $w = 25$ mm se obtiene un valor de resolución para esa energía del 0,77%.

3.1.4 Descripción del espectrómetro β -magnético de doble enfoque utilizado en este trabajo

El espectrómetro magnético de doble enfoque fue cedido a la Cátedra de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid por el CERN como parte de una colaboración concertada por ambas partes y la Unidad de Física Atómica y Láseres del Instituto de Investigación Básica del CIEMAT; se realizó a través del proyecto ISO1-6, [3.10], "Test of off-line beta ray spectrometer using radioactive sources produced at Isolde". Fue diseñado en la Universidad de Uppsala (Suecia). Dentro de esta colaboración figura también la obtención de los núcleos que se han estudiado y que fueron producidos en el separador de isótopos ISOLDE del CERN.

La primera dificultad que surgió fue el transporte y posterior ubicación en el laboratorio, ya que el espectrómetro, junto con el equipo electrónico de creación del campo magnético, tiene un peso aproximado de una tonelada.

Diseño del espectrómetro

El espectrómetro magnético utilizado en este trabajo permite estudiar los electrones con energías hasta 5 MeV. Para esta energía el producto $B\rho$ debe ser del orden de 20000 G.cm. La resolución más elevada se consigue cuando la distribución de campo corresponda al valor de parámetro $\beta = \frac{1}{4}$ (página 89) lo que se consigue con piezas polares cónicas. La distancia polar $2z$ se puede expresar [3.23], en función de ρ , como

$$2z = z_0 \frac{\rho + \rho_0}{\rho_0},$$

donde $2z_0$ es la distancia polar en el radio $\rho = \rho_0$.

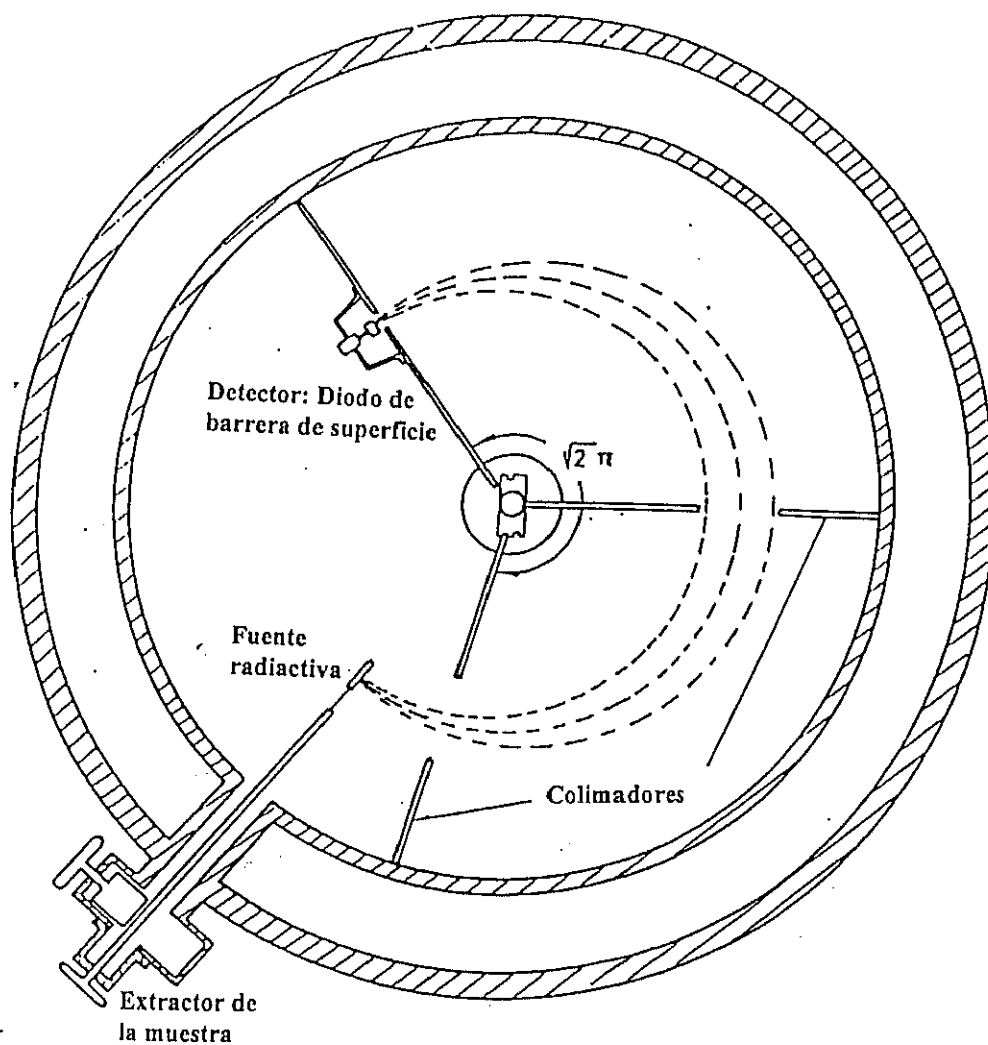
La resolución de un espectrómetro es función de las dimensiones de los imanes creadores de campo, de manera que cuanto mayor sea el radio medio ρ_0 mayor será la resolución. En nuestro caso para tener unas dimensiones razonables de los imanes se tomó un radio medio de $\rho_0 = 18,5$ cm. Con este valor de ρ_0 fijo y una distancia polar media $2z_0 = 20$ cm, el espacio entre las piezas polares nos permite el uso de un ángulo sólido máximo del 6% de la esfera total.

Los imanes constan de tres partes, que se representan en la figura (3.4).

Dos piezas polares con superficies cónicas colocadas simétricamente, de hierro magnéticamente blando, y un conjunto de bobinas refrigeradas por agua colocadas alrededor del cilindro. Las bobinas rodean la cámara del espectrómetro y con el objeto de hacer el interior accesible, las bobinas están dispuestas en dos partes, con una distancia de 6 cm entre ellas. Cada parte consta de dos bobinas de cobre de 0,35 mm de grosor, aisladas con una cinta de fibra de vidrio de 0,1 mm. Las bobinas están conectadas en serie y tienen una resistencia total de $1,52 \Omega$. La ventaja más importante de este diseño cerrado respecto a diseños basados en núcleo de hierro [3.1] es que la distribución de campo y por tanto las propiedades de enfoque son prácticamente independientes de la intensidad de campo, reduciéndose los efectos en el borde, de modo que casi la totalidad del espacio entre las piezas polares y hasta las bobinas puede usarse para enfocar los electrones.

En la figura (3.4) aparece un esquema del espectrómetro magnético de doble enfoque.

Corte transversal



Corte longitudinal

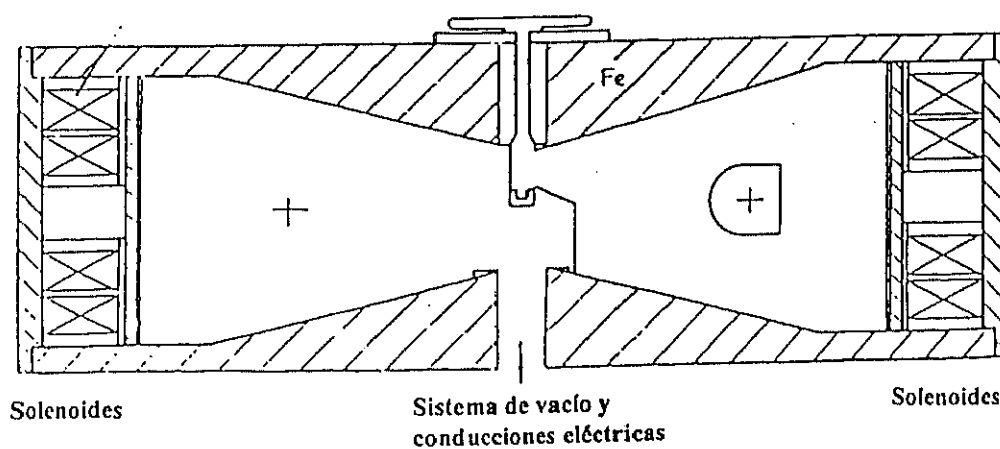


Figura (3.4): Espectrómetro magnético de doble enfoque

Un inconveniente es la relativa inaccesibilidad al interior del espectrómetro, no teniendo más remedio que recurrir a un sistema elevador de poleas, que se engancha en tres soportes situados en la parte exterior de la pieza polar del espectrómetro.

El diámetro exterior del cilindro, de 2 cm de espesor, es de 82 cm y la distancia polar varía entre 10 y 23 cm, en el centro y la superficie respectivamente.

Las dos piezas polares y un cilindro de bronce de 9,5 mm de espesor, situado dentro de las bobinas, constituyen las paredes de la cámara de vacío. El diámetro interior del cilindro de bronce es de 6,25 cm. La zona deflectante de la cámara del espectrómetro está formada por una capa de plástico de 1,5 mm de espesor para reducir la dispersión de las paredes.

La cámara contiene dos ventanas colimadoras de aluminio fijas para limitar el haz de electrones situados a 25° y 230° de la fuente, de manera que sus aperturas permiten un máximo de transmisión del 1%, valor que se ha determinado con una fuente de Cs^{137} de actividad conocida y midiendo el número de electrones correspondientes a la transición de 661,6 keV del Ba^{137} que son recogidos por el detector con una rendija de 4 mm [3.8]. También existe un tercer diafragma que puede desplazarse desde el exterior alrededor del eje de simetría del espectrómetro, cuya posición se puede leer en una escala situada en la parte superior de la pieza polar y que permite cambiar la apertura del espectrómetro. De la posición de este último depende el ángulo de apertura y la resolución del sistema. La figura (3.5) muestra cómo varía el ángulo sólido $\Omega(\%)$ en función de la posición de esta tercera ventana.

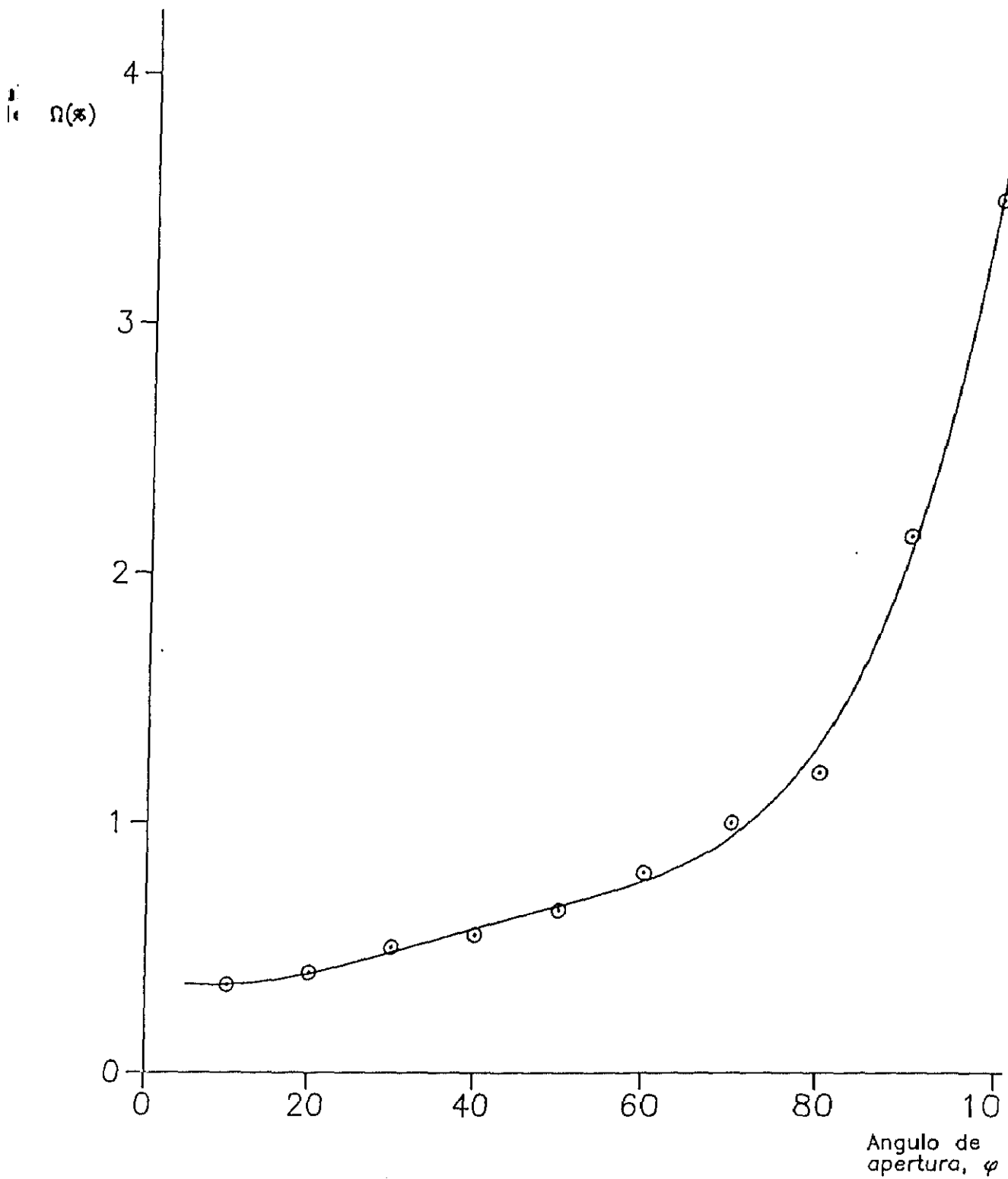


Figura (3.5): Variación del ángulo sólido con la posición de la ventana

La muestra se coloca en su posición dentro del espectrómetro introduciéndose en la cámara de vacío a través de dos de las bobinas creadoras de campo, mediante un dispositivo lateral que permite conservar el vacío en la cámara durante la operación.

El vacío de la cámara se efectúa mediante una rotatoria que realiza un vacío previo por la parte superior lateral del espectrómetro, más una bomba difusora, que actúa a través de un orificio situado en el centro de la pieza polar inferior, lográndose presiones finales inferiores a 10^{-4} torr, el tiempo para alcanzar una presión de 10^{-4} torr desde la presión atmosférica es de 20 minutos. El cierre hermético, para el vacío de la cámara, se consigue con un anillo de goma de caucho que se coloca en una ranura dispuesta en el borde del cilindro de bronce que determina las paredes internas del espectrómetro.

La muestra se coloca en su posición dentro del espectrómetro introduciéndola a través de las bobinas creadoras del campo, mediante un dispositivo lateral que permite conservar el vacío en la cámara durante la colocación de la muestra, figura (3.4).

Según la teoría sobre las propiedades de enfoque de campos magnéticos de simetría cilíndrica en espectroscopía de electrones, la componente radial de dicho campo viene dada por $B\rho$, en función de la distancia al eje de simetría para valores de ρ próximos al radio medio de la trayectoria de los electrones, $\rho_0 = 18,5$ cm.

De esta manera, partículas cargadas, emergiendo desde un punto objeto en el círculo $\rho = \rho_0$, en simetría plana, son enfocadas dando una imagen, después de recorrer un ángulo $\sqrt{2}\pi$ rad, y las partículas que son emitidas en órbitas que forman ángulos finitos con el círculo $\rho = \rho_0$, $z = 0$, son enfocadas con un

ángulo $< \sqrt{2}\pi$, produciendo el sistema de enfoque una aberración determinada por el parámetro β . El valor del parámetro β del espectrómetro es $\frac{1}{4}$, lo que permite optimizar la resolución para eficiencia elevada. Dicha resolución en la determinación de momentos, aumenta al reducirse la dimensión horizontal de la fuente y la correspondiente del detector y el ángulo de apertura del haz de electrones (como aparece en la expresión (3.9)). En este trabajo la resolución ha sido del 1% pudiendo ser optimizada al 0,5% con fuentes suficientemente estrechas y una adecuada limitación del ángulo sólido dentro del que se emiten las partículas de la fuente. En la figura (3.4) se puede ver la trayectoria de los electrones emitidos por la fuente hasta que consiguen alcanzar el detector.

Dispositivo para crear el campo magnético

El campo magnético se crea mediante el paso de una corriente eléctrica por las bobinas cilíndricas. Dicha corriente se suministra por un generador de corriente continua controlado electrónicamente y que puede regularse entre 0 y 50 A. El campo magnético es proporcional a dicha corriente y se determina midiendo con un multímetro digital la caída de tensión en una resistencia calibrada de 0,05 Ω , mantenida a temperatura constante. Una caída de tensión de 1 V corresponde a una intensidad nominal de 5, 20 ó 50 A, siendo la intensidad de corriente que pasa por las bobinas la correspondiente parte proporcional consiguiendo un rango de corriente de 0-5 A, 0-20 A y 0-50 A respectivamente, que equivale a un rango de energías de 0-0,35 MeV, 0-2 MeV y 0-5,5 MeV. De esta manera se puede convertir la caída de tensión en las resistencias calibradas, en intensidad de corriente, mediante el factor correspondiente. Para que se reproduzca la relación entre la corriente medida y el campo, el espectrómetro debe desmagnetizarse después de cada medida. Para ello, dos condensadores que se cargan a igual voltaje pero con polaridades opuestas, se descargan alternativamente a través de

una resistencia de referencia R_1 , mediante un relé. Esto da lugar a una corriente de onda cuadrada de amplitud decreciente a través del espectrómetro, con una constante de tiempo aproximadamente de 45 s. La frecuencia ha sido ajustada experimentalmente para conseguir una mayor efectividad en la desmagnetización. Por medio de un potenciómetro P , la corriente se puede variar continuamente y seleccionar una determinada para el comienzo de los barridos espectrales, la magnitud de esta corriente se determina a través de la resistencia R .

Para efectuar barridos automáticos con el espectrómetro, la corriente de las bobinas puede variarse en intervalos regulares variando un potenciómetro de referencia de 10 vueltas, particularmente pensado para el estudio de las líneas de conversión interna, accionado por un pequeño motor paso a paso, el cual es a su vez controlado por un reloj. En la figura (3.6) se ve la variación de la tensión con la posición del potenciómetro.

La dependencia experimental de la energía de enfoque de los electrones con la intensidad de corriente, y por tanto del campo magnético, sigue la relación relativista entre la energía del electrón y su momento cinético,

$$T = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2,$$

siendo p proporcional a B , ecuación (3.2), y a su vez B proporcional a I , intensidad de corriente. La constante de proporcionalidad entre dicho campo y la intensidad de corriente, se ha obtenido midiendo las energías de las líneas de conversión del Bi^{207} , figura (3.7).

Estas líneas provienen de la desintegración por captura electrónica a estados excitados del Pb^{207} . La desexcitación electromagnética de este descendiente produce gammas de 596,6, 1063,6, 1442,2 y 1770,2 keV y los correspondientes electrones de conversión interna de las capas K y L.

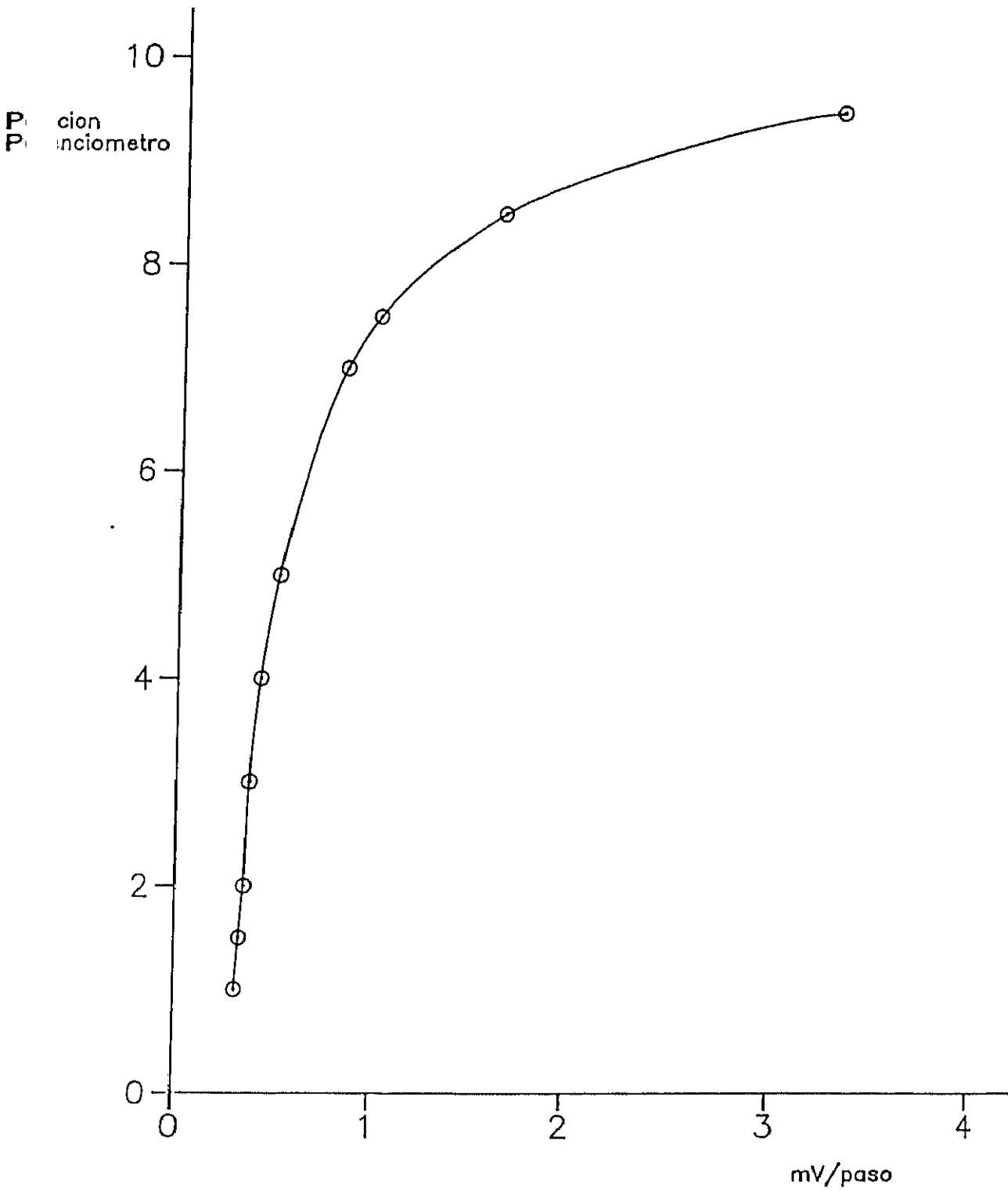


Figura (3.6): Variación de la tensión con la posición del potenciómetro

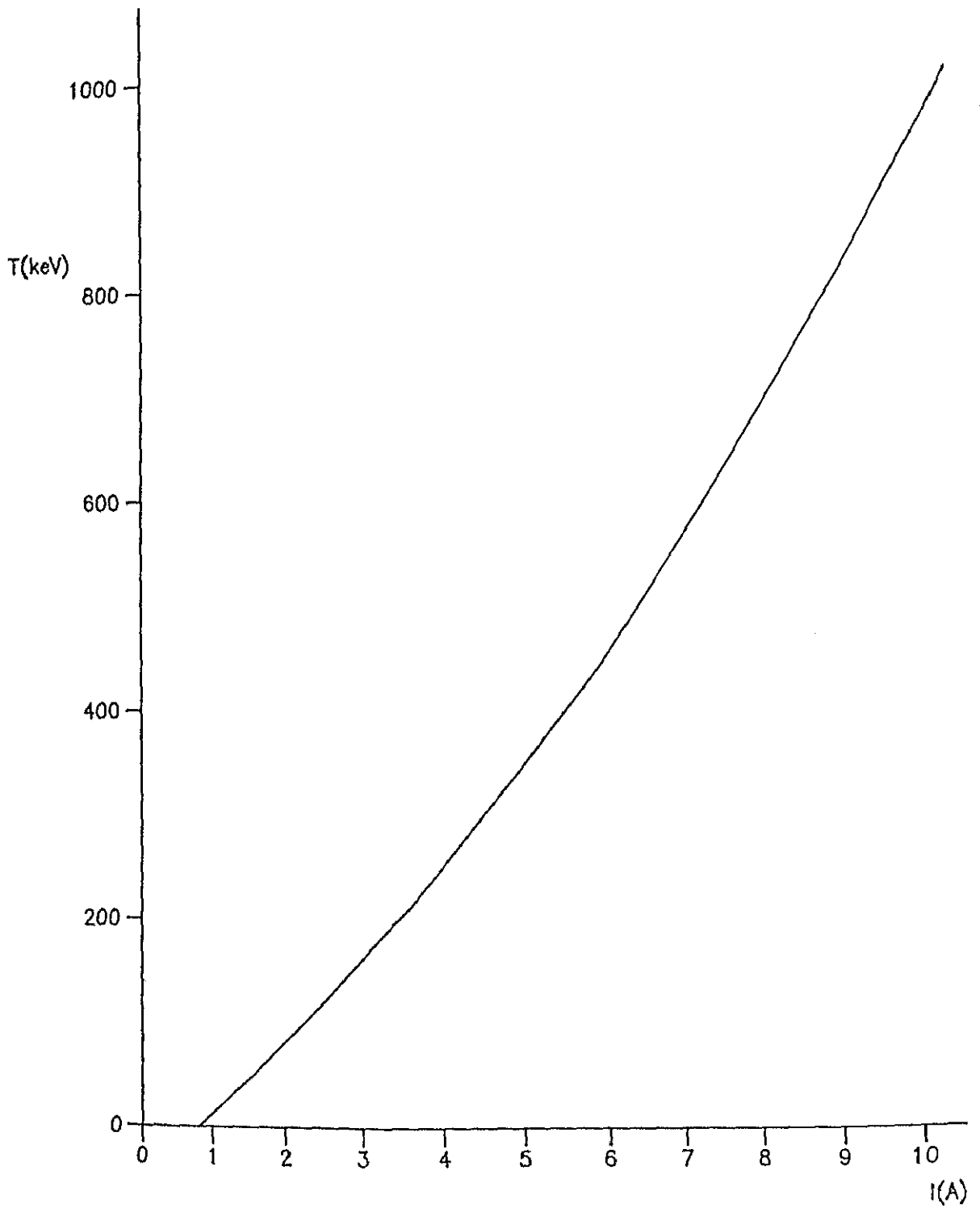


Figura (3.7): Relación entre la energía cinética del electrón y la intensidad de corriente

Sistema de detección

El detector utilizado en el espectrómetro, que está alimentado con una tensión de polarización de 100 V, es un diodo de barrera de superficie (en un capítulo posterior se desarrollarán más profundamente este tipo de detectores) formado por un cristal de silicio recubierto de una capa de oro de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor. La zona activa tiene una superficie de 25 mm y un espesor de 100 μm . La unión metal–semiconductor está inversamente polarizada, de manera que cada electrón que llega al diodo atraviesa la fina capa metálica creando una serie de pares electrón-hueco en la zona parcialmente agotada de carga y da lugar a un impulso de corriente. El reducido espesor de la capa metálica hace que el detector sea sensible a electrones de muy baja energía. Del mismo modo, y por el pequeño espesor de la zona activa, el detector resulta prácticamente insensible a la radiación gamma de fondo existente y, lo que es más importante, a la procedente de la propia muestra. Esto proporciona al sistema una elevada sensibilidad que permite utilizar muestras de actividad menor que $0,1 \mu\text{Ci}$.

Justo delante del detector va colocada una plancha metálica con cinco rendijas separadas entre si 20 mm y de anchura 0,5, 1, 2, 4 y 8 mm. Todo este sistema va acoplado a un vástago móvil desplazable desde el exterior del cilindro de bronce que constituye parte de las paredes del espectrómetro, como se ve en la figura (3.4).

El equipo electrónico de recuento, figura (3.8), que lleva acoplada una fuente de baja tensión, comprende un preamplificador sensible a carga situado en el interior del espectrómetro (mV/MeV) seguido de amplificador y formador de impulsos, la señal va a un discriminador de amplitudes convenientemente ajus-

tado para eliminar el ruido electrónico, un inversor de señal y finalmente a un analizador multicanal de 2048 canales operando en multiescala.

Cuando un analizador multicanal trabaja en multiescala está acumulando datos (que le llegan como impulsos) durante un tiempo fijo en un canal determinado, cuando transcurre este tiempo empieza a acumular en el canal contiguo durante el mismo tiempo que el anterior, y así sucesivamente.

El otro modo de acumulación de un analizador multicanal consiste en la acumulación simultánea en todos los canales, este modo es el que se utiliza cuando se trabaja con detectores de fotones, ya que se produce la emisión simultánea en un amplio rango de energías que puede ser recogida por todos los canales.

Al trabajar con un espectrómetro magnético (o cualquier sistema de enfoque en función de la energía) es necesario operar con el analizador multicanal en multiescala. Sabemos que los electrones son enfocados, en función de su energía, mediante un campo magnético variable que se va incrementando un valor fijo después de un tiempo determinado (cuando se trabaja con barridos automáticos). Al ajustar los valores del tiempo de barrido del espectrómetro y el tiempo de acumulación en un canal, en éste se almacenará el número de impulsos dados por el detector para cada valor del campo magnético, así se puede obtener el espectro en energías de la emisión de la muestra.

En este sistema de adquisición de datos, los ficheros obtenidos en el analizador multicanal se podían transferir a un ordenador, donde mediante un programa de traducción se pasaban a ficheros del tipo requerido para el programa de estudio de espectros utilizado (del que se hablará luego en este trabajo).

Posteriormente, se adquirió una tarjeta de adquisición de datos MCArd (Aptec), que se instaló en un ordenador 386. Para poder acumular los datos con esta

tarjeta era necesario un convertidor analógico digital (ADC) externo, ya que el analizador multicanal antes nombrado tiene un ADC interno. La tarjeta MCard (Aptec) se acompaña de un software (PCMCA/WIN) [3.15], que trabaja bajo el entorno Windows, este software permite controlar la tarjeta y trabajar con los ficheros obtenidos así como traducirlos a otros tipos de ficheros para su estudio con otros programas distintos.

En la figura (3.8) se muestra como queda el equipo de recuento cuando se utiliza la tarjeta de adquisición de datos, como alternativa al analizador multicanal.

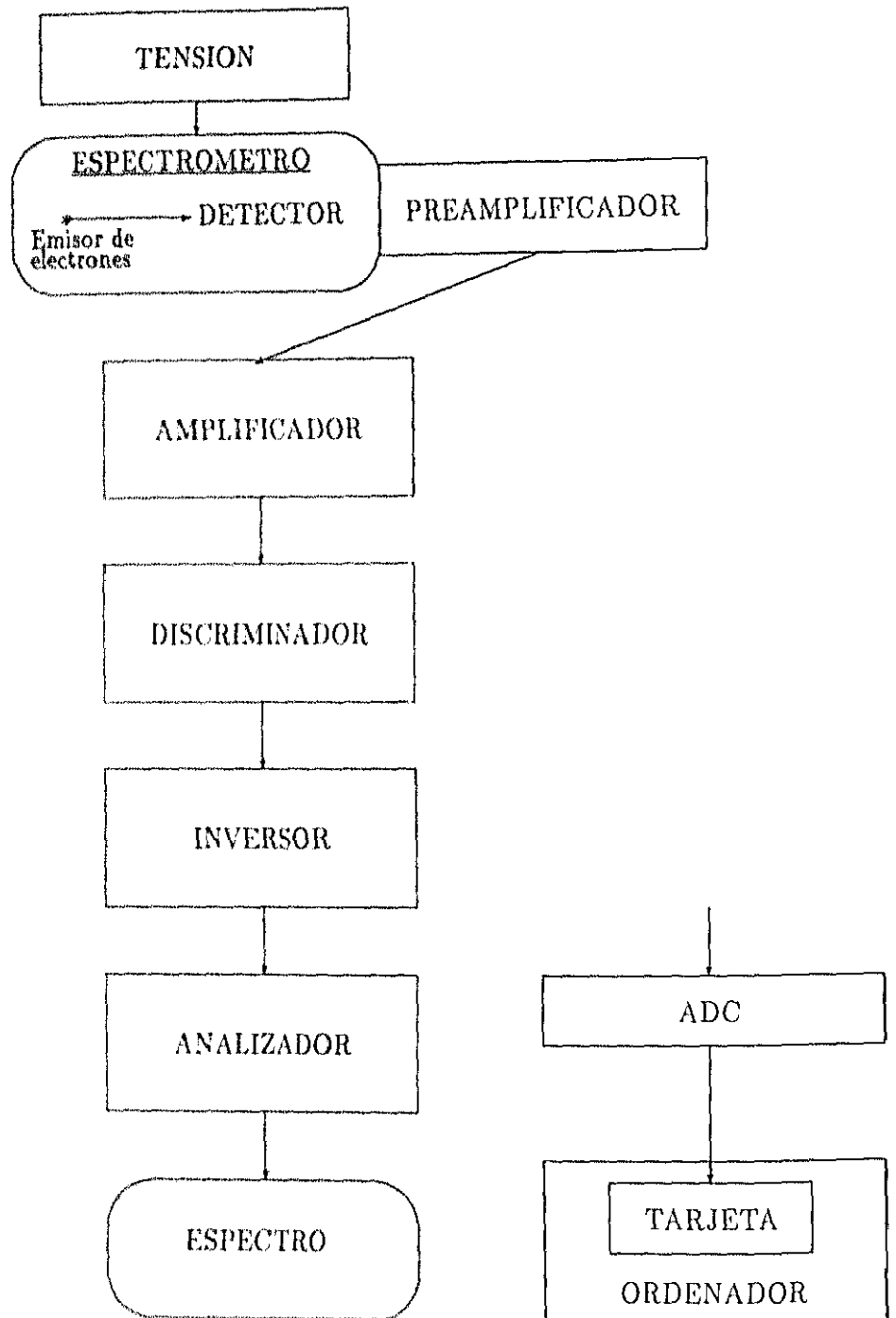


Figura (3.8): Diagrama de bloques del sistema electrónico de medida

3.1.5 Puesta a punto del espectrómetro. Medidas preliminares.

Calibración del espectrómetro

La calibración del espectrómetro, tiene por objeto determinar la variación de la eficiencia con respecto a la energía de los electrones. Para este cometido se han empleado dos métodos distintos dependiendo del rango de energías de los electrones.

Para energías mayores que 200 keV se ha considerado como método más directo y de mayor fiabilidad la representación en un diagrama de Kurie del espectro beta continuo obtenido de un núclido con energía máxima bien conocida [3.13]. Este diagrama, [3.4], [3.5], [3.24], consiste en la representación de la distribución de momentos obtenida experimentalmente en función de la energía cinética del electrón, T . El valor

$$\frac{N(p)}{p^2 \mathcal{F} D}$$

se representa en función de la energía T , donde $N(p)$ es el número de electrones detectados por unidad de intervalo de momento, \mathcal{F} es la función de Fermi, que es una cantidad tabulada [3.24], que tiene en cuenta la influencia de la carga nuclear del núcleo analizado y D es el factor de forma para la transición que corresponde a la línea en cuestión. En el caso de transiciones beta permitidas, el factor de forma vale 1 y el diagrama de Kurie es una línea recta que corta al eje de energías en un punto que corresponde a la energía máxima de la transición beta. Para transiciones beta prohibidas, el factor de forma dependerá del orden y tipo de la transición beta correspondiente.

En nuestro caso, para la calibración del espectrómetro se han empleado Cl^{36} y Cs^{137} .

El Cl^{36} decae con una vida media de $4,4 \times 10^5$ años, a Ar^{36} mediante una transición β^- . El nivel fundamental del Cl^{36} tiene espín 2 y el Ar^{36} , que es un núcleo impar-impar, tiene espín 0 en el estado fundamental. Se trata de una transición beta prohibida de segundo orden no única (según las reglas de selección, con energía máxima de 714 keV [3.7] [3.11] [3.25] [3.26]). El factor de forma es [3.13],

$$D_1 = q^2 + (1,68 \pm 0,10) p^2,$$

donde q es el momento del neutrino y p el momento del electrón. El diagrama de Kurie correspondiente aparece en la figura (3.9).

El Cs^{137} decae con una vida media de 26 años, a Ba^{137} . El nivel fundamental del Cs^{137} tiene espín $\frac{7}{2}$. El espectro beta que se produce cuando se desintegra al Ba^{137} tiene dos componentes [3.9] [3.17] [3.27]. La primera es la transición al primer nivel excitado, $\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{11}{2}^-$, con una energía de 510 keV. La segunda es la transición, $\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$, que corresponde a una energía de 1170 keV. La transición de mayor energía es prohibida de segundo orden no única, con un factor de forma

$$D_2 = q + (0,004 \pm 0,002) p^2,$$

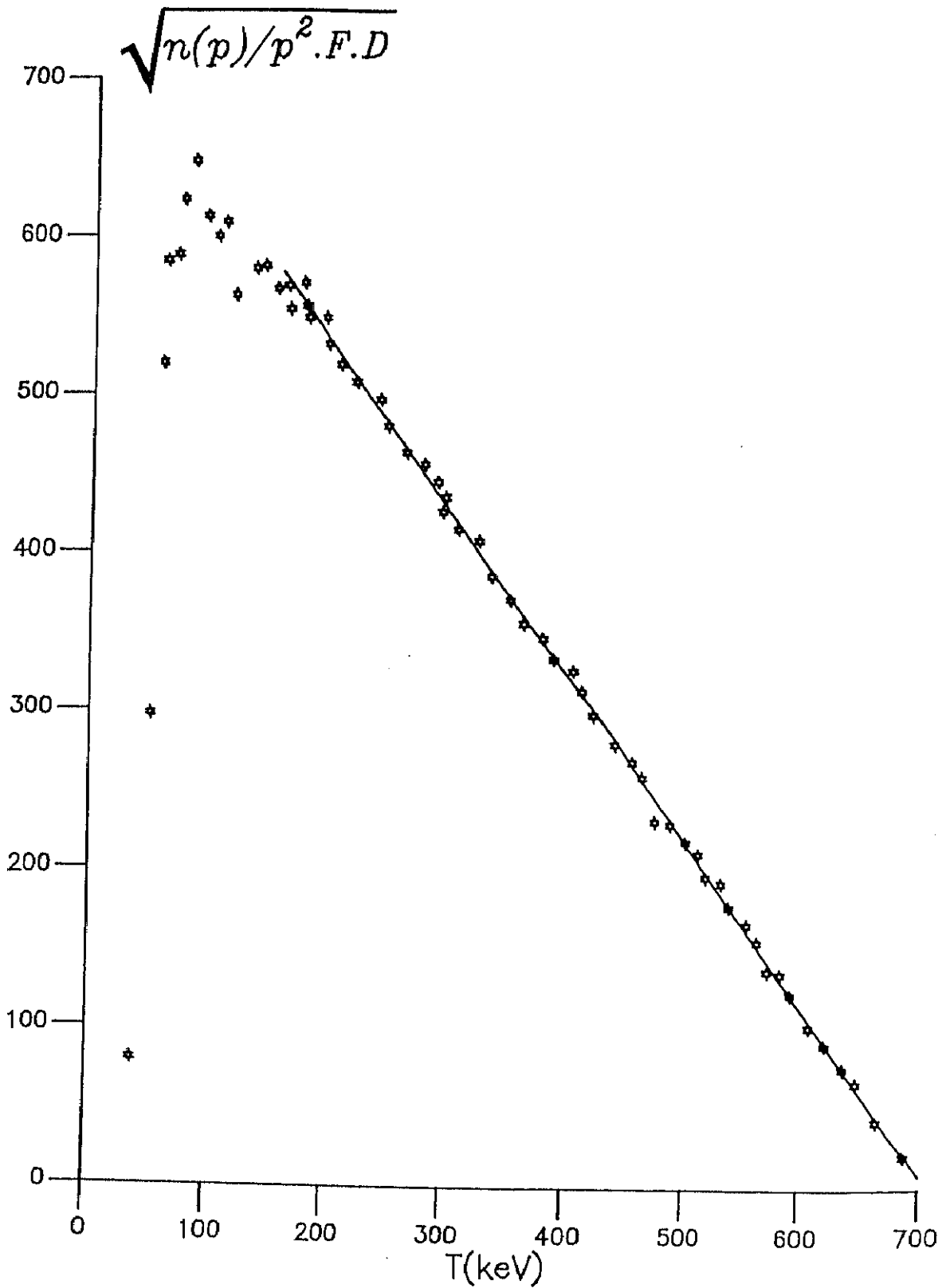
que permite ajustar a una línea recta los valores experimentales entre 680 y 1170 keV. La desintegración al primer nivel excitado del Ba^{137} es única prohibida de primer orden. El diagrama de Kurie aparece en la figura (3.10).

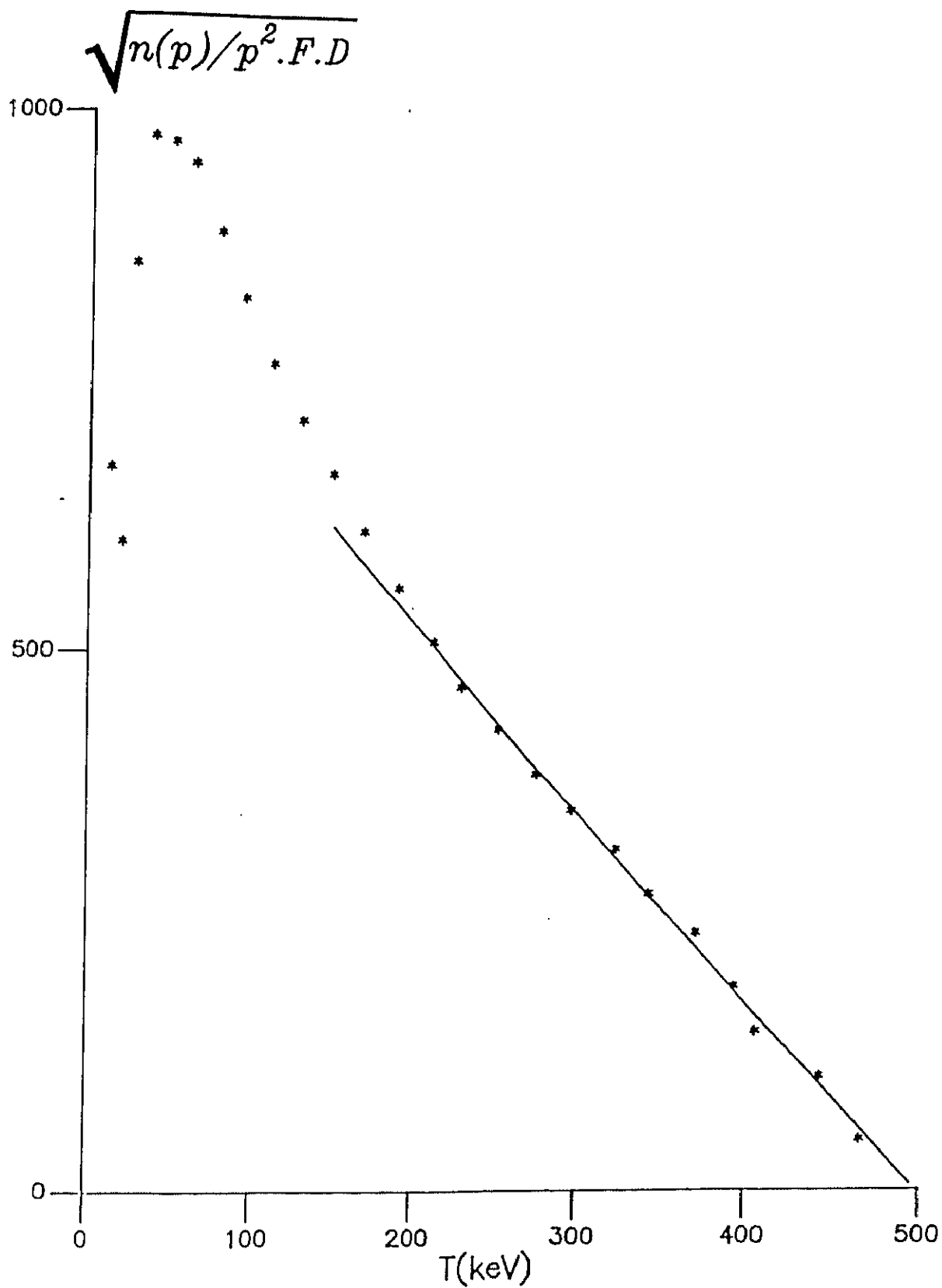
En los diagramas se ha representado:

$$\sqrt{\frac{n(p)}{p^2 \mathcal{F} D}}$$

en función de la energía cinética del electrón T , donde $n(p)$ es el número de electrones detectados por unidad de momento, \mathcal{F} es el factor de Fermi-Coulomb [3.18] D el factor de forma correspondiente a cada transición, [3.4].

Como se puede observar en estos gráficos de Kurie, figuras (3.9) y (3.10), los puntos experimentales se ajustan a una línea recta para energías superiores a los 200 keV; esto indica que la eficiencia del espectrómetro es constante por encima de dicha energía. A energías inferiores a 200 keV los puntos se separan de la recta, debido en parte a la disminución de la eficiencia del espectrómetro y también a posibles efectos de autoabsorción en la muestra. Por lo que la eficiencia a bajas energías no está bien determinada con este método.

Figura (3.9): Diagrama de Kurie obtenido para el Cl^{36}

Figura (3.10): Diagrama de Kurie obtenido para el Cs^{137}

Para determinar la eficiencia en la zona de bajas energías menores que 200 keV, se han comparado las intensidades de algunas líneas del espectro de electrones observadas experimentalmente, con los valores teóricos bien conocidos. Se han usado para este fin las líneas Auger KLL y KLM del Xe¹²⁹, las líneas de conversión L, M y N correspondientes a la transición de 39,6 keV y las líneas K, L y M de la transición de 93,3 keV de este mismo núcleo.

Se ha elegido este núcleo ya que los estudios publicados por otros autores proporcionan datos que pueden ser considerados suficientemente fiables.

La intensidad medida para una línea de conversión interna I_e , respecto a una línea de referencia I_{eR} , vendrá dada por

$$I_e = \frac{\alpha}{\alpha_R} \frac{I_\gamma}{I_{\gamma R}} I_{eR}, \quad (3.11)$$

siendo α , α_R los coeficientes de conversión interna de la línea desconocida y la línea de referencia, respectivamente, y I_γ , $I_{\gamma R}$ las correspondientes intensidades de las líneas gamma para esas transiciones.

Como línea de referencia se ha tomado la línea K de la transición de 411 keV, que tiene una multipolaridad de carácter M1 puro, según se deduce de los valores K/L obtenidos que aparecen en [3.8]. Para esta línea sin mezcla de multipolaridades, el coeficiente de conversión se conoce con gran exactitud, tanto teórica como experimentalmente; por tanto para esta transición se puede calcular con precisión su coeficiente de conversión interna [3.20], [3.16].

Las líneas utilizadas en la calibración corresponden a dos transiciones electromagnéticas al nivel fundamental, una 39,6 de keV que es de tipo M1 con una mezcla 0,07% de E2 y otra de 93,3 keV que es de carácter M1 con 0,9% de E2,

[3.14]. Los correspondientes coeficientes han sido tomados de las tablas de Röseler et al. [3.16].

Las intensidades relativas I_γ y $I_{\gamma R}$ han sido medidas en los espectros gamma obtenidos, de la muestra de Xe^{129} [3.8].

Comparando las intensidades medidas con las calculadas por este método (ecuación (3.11)), se obtiene la eficiencia del espectrómetro en la zona de bajas energías hasta los 34 keV.

Para determinar la eficiencia relativa a energías inferiores se han empleado las líneas de electrones Auger KLL y KLM del Xe^{129} . Estas líneas tienen su origen en vacantes de la capa K que se producen debido a dos procesos distintos. Por una parte la desintegración por captura K del Cs^{129} y por otra la emisión de electrones de conversión interna de esta capa K. El número de vacantes K por cada desintegración del Cs^{129} se obtiene a partir del esquema de desintegración [3.14], y resulta ser 22000. La intensidad total de electrones Auger se ha obtenido a partir del rendimiento de fluorescencia de la capa K del Xe^{129} que es de $\omega_K = 0,889$ [3.3], de manera que la producción de electrones Auger,

$$a_K = 1 - \omega_K,$$

resulta ser 0,111.

Las intensidades de las líneas Auger KLL y KLM han sido calculadas suponiendo despreciable la intensidad de todas las líneas Auger excepto KLL y KLM, lo que se justifica por la débil contribución de dichas líneas. Esto se puede comprobar por las relaciones KLX/KLL y KLM/KLL para un Z determinado, y sabiendo que la relación de intensidades es $I_{\text{KLM}}/I_{\text{KLL}} = 0,393$ [3.2]. Esta hipótesis ha sido comprobada experimentalmente ya que no se han detectado otras líneas Auger a pesar de que su energía es superior y por tanto el espectrómetro es más eficiente

para ellas.

Comparando las intensidades medidas de las líneas Auger con las calculadas, se ha obtenido la curva de eficiencia del espectrómetro para energías menores de 34 keV, obteniéndose la curva de calibración que aparece en la figura (3.11). Se observa una rápida disminución de la eficiencia para electrones de energías inferiores a 40 keV. De todos modos el espectrómetro tiene la suficiente sensibilidad para poder detectar líneas con energía inferior a los 10 keV como se ha comprobado con el estudio del ^{129}Xe [3.8], pudiéndose determinar la intensidad de líneas en esta zona.

Esta curva se ha ajustado, con el programa 2MIC, a una expresión del tipo

$$\epsilon = a \log E + b,$$

obteniéndose para los parámetros los siguientes valores

$$\begin{aligned} a &= 0,634557 \\ b &= -2,12062 \end{aligned}$$

Con un coeficiente de correlación $r = 0,971197$.

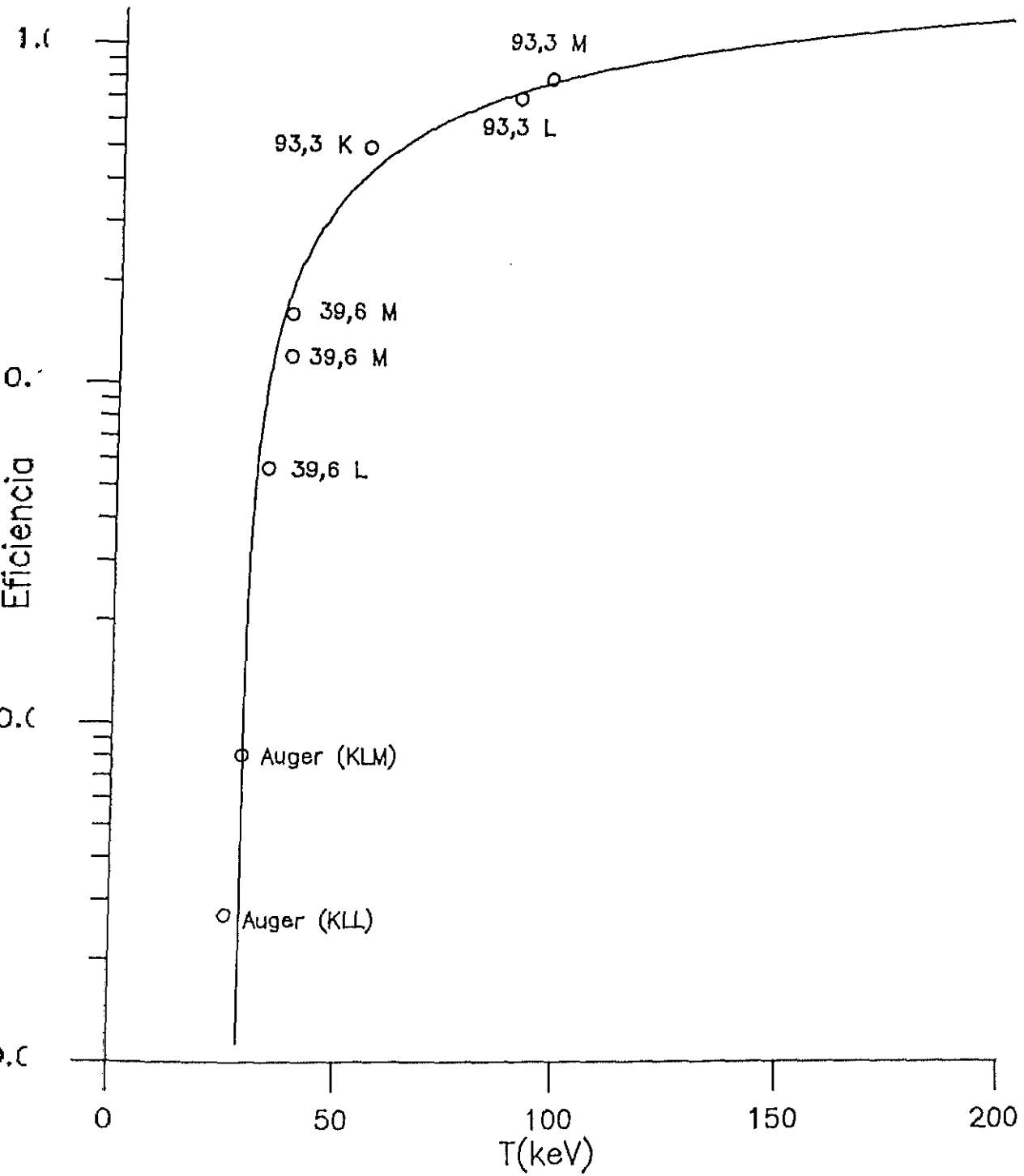


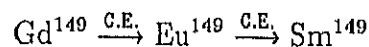
Figura (3.11): Eficiencia del espectrómetro magnético a bajas energías

Resultados obtenidos con el espectrómetro magnético anteriores a las medidas realizadas en esta trabajo.

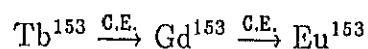
Con este sistema de medidas se han realizado distintos trabajos. De ellos son de destacar:

- Estudio de la desintegración del Br^{77} , con la medida de las intensidades de emisión de los electrones de conversión interna del Se^{77} .
- Estudio de la desintegración de la Ag^{105} , con la medida de las intensidades de emisión de los electrones de conversión interna del Pd^{105} .
- Estudio de la desintegración del Cs^{129} , con la medida de las intensidades de emisión de los electrones de conversión interna del Xe^{129} y de las líneas Auger usadas en la calibración (como aparece en la página 111).
- Estudio de la desintegración del Ba^{131} , con la medida de las intensidades de emisión de los electrones de conversión interna del Cs^{131} .

En este trabajo y siguiendo con la línea de medidas anteriores, se han estudiado las siguientes cadenas radiactivas:



donde se han medido las líneas de electrones de conversión del Eu^{149} y del Sm^{149} .



donde se han medido las líneas de electrones de conversión del Gd^{153} y del Eu^{153} .

Obtención y análisis de los espectros de electrones estudiados

Los espectros de electrones emitidos por las fuentes que se han estudiado fueron obtenidos con el espectrómetro magnético y el sistema de detección descrito anteriormente. Sin embargo estos espectros no pueden ser analizados directamente para obtener el valor de la intensidad de las líneas sino que deben ser corregidos. El sistema experimental proporciona el número de cuentas detectado durante un cierto intervalo de tiempo en función del número de canal, este número de canal corresponde al paso de una cierta intensidad de corriente por las bobinas y por tanto a un cierto valor del campo magnético. La intensidad de corriente se expresa en función de la energía cinética del electrón a través de la constante de proporcionalidad existente entre ambas y que se ha obtenido en la figura (3.7). La relación entre la energía cinética y el campo se obtiene por la relación entre el momento del electrón y la rigidez magnética. De esta forma se puede representar el espectro experimental en función de la energía de los electrones. El número de cuentas que proporciona el sistema por cada línea se obtiene en función del campo aplicado por lo que la anchura de la línea es proporcional al momento cinético del electrón, de manera que para obtener el área que determina el valor de la intensidad hay que normalizar el número de cuentas detectado teniendo en cuenta el valor del momento y de la rigidez magnética.

Finalmente para comparar las intensidades de las distintas líneas emitidas por la fuente habrá que corregir por el valor de la eficiencia del sistema según el intervalo de energías de que se trate.

Se ha tenido en cuenta el decaimiento de las muestras analizadas durante el tiempo empleado en obtener los espectros, ya que fue necesario realizar barridos de hasta 24 horas para poder medir líneas de baja actividad. Esto implica que cuando se analiza una muestra radiactiva cuyo periodo sea comparable con el

tiempo que se tarda en obtener el espectro, la actividad haya disminuido considerablemente durante la medida.

Los resultados obtenidos han permitido medir con precisión la energía y la intensidad de las líneas de conversión ya que el sistema presenta una óptima resolución espectral. Esto permite medir las distintas líneas de electrones que aparecen asociadas a una misma transición por la conversión en las distintas capas K, LI, LII, ..., M, N que aparecen muy próximas en el espectro y que pueden solaparse con las líneas de otras transiciones de energías cercanas. Además el sistema tiene una buena relación señal-ruido ya que el detector permite eliminar el fondo de radiación gamma y por tanto determinar el valor de la intensidad para líneas muy débiles y fuentes poco intensas.

Capítulo 4

Cálculo de los coeficientes de conversión interna

4.1 Introducción

Cuando un núcleo se encuentra en un estado nuclear excitado, éste se desexcita mediante transiciones a estados de energía más bajos.

Estas transiciones pueden ocurrir mediante distintos procesos competitivos. Estos procesos pueden ser radiativos o noradiativos. La emisión de un cuanto de radiación electromagnética (emisión gamma) es el modo más común para la desexcitación radiativa. El canal noradiativo para la desexcitación consiste en la conversión interna (emisión de un electrón de la corteza atómica). Sin embargo las transiciones entre los estados 0^+ , con $J = 0$ y $\Pi = +1$, sólo pueden darse del modo noradiativo, con emisión de electrones como se verá más adelante.

Las emisiones gamma están caracterizadas por su energía, probabilidad de transición y multipolaridad. Estas propiedades dependen de las funciones de onda de los estados nucleares entre los que se produce la transición y de los operadores que describen la transición electromagnética [4.1] [4.3] [4.7] .

Cada uno de los estados asociados a la transición gamma tendrá un momento angular de espín y una cierta paridad. El gamma se emitirá con un espín y un momento angular L de manera que en la transición se conserve la paridad. Si el estado inicial tiene un espín J_i y paridad Π_i , la transición a un estado final de espín J_f y paridad Π_f se debe verificar que

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_i &= \vec{J}_f + \vec{L} \\ \Pi_i &= \Pi_f * \Pi \\ |J_f - J_i| &\leq L \leq J_f + J_i \end{aligned} \right\}$$

siendo Π la paridad del operador correspondiente a la transición. Si un estado tiene $J = 0$ el gamma emitido tendrá un momento angular igual al J del otro estado. Cuando $J_i = J_f = 0$ no existe transición gamma ya que el fotón debe tener al menos una unidad de momento angular

La probabilidad de transición electromagnética se calcula mediante un desarrollo en términos multipolares, cada uno de los cuales corresponde a un cierto tipo de radiación [4.1] [4.3] [4.7]. La contribución de los términos multipolares de orden más bajo compatibles con las reglas de selección son los que dominan la transición. Los diferentes términos del desarrollo se distinguen por el carácter eléctrico E o magnético M, de la transición, según sea la distribución de cargas y corrientes que originen el campo de la radiación emitida, y por el momento angular de la multipolaridad emitida. Cuando $L = 1$ la transición será dipolar E1 ó M1, si $L = 2$ cuadrupolar E2 ó M2 y así sucesivamente. Las transiciones eléctricas impares, E1 E3..., y magnéticas pares, M2 M4..., corresponden a cambio de paridad; por el contrario las eléctricas pares, E2 E4..., y magnéticas impares, M1 M3..., corresponden a transiciones que ocurren sin cambio de paridad.

Se pueden obtener expresiones analíticas sencillas [4.1] para las probabilidades de transición por emisión gamma, para el caso de núcleos considerando potenciales con simetría esférica en función del número másico, el orden multipolar de la transición y la energía del gamma emitido.

4.2 Coeficientes de conversión interna

4.2.1 Electrones de conversión

Como se ha comentado anteriormente, las transiciones electromagnéticas ocurrirán a través de dos procesos: la emisión de fotones gamma y la emisión de un electrón de la corteza atómica a través de la conversión interna. Este segundo proceso ocurre como resultado de la interacción electromagnética entre el campo del núcleo y los electrones atómicos, convirtiéndose la energía de excitación nuclear en energía cinética de los electrones. La descripción cuántica del proceso de conversión establece que no se trata de la emisión de un gamma por el núcleo que luego es reabsorbido por los electrones, como en un proceso de tipo fotoeléctrico, sino que es un proceso independiente que causa la desexcitación directa del nivel del que se trate.

La interacción del campo electromagnético, existente en las proximidades del núcleo, con la corteza del átomo hace que los electrones atómicos puedan adquirir energía suficiente para escapar de la capa que ocupan, se emite un electrón de forma que la energía de la excitación nuclear, E_γ , se convierte internamente en la energía cinética del electrón emitido de manera que

$$T = E_\gamma - E_i$$

donde E_i es la energía de ligadura del electrón de la capa correspondiente ($i = K, L_{I,II,III}, M_{I,\dots,V}, \dots$). Por lo tanto en el espectro de electrones para cada transición gamma, aparecerá una línea que corresponderá a las diferentes energías de enlace del electrón en cada orbital atómico. Las líneas electrónicas del espectro de conversión se suelen designar por la energía de la transición E_γ , y la letra K, $L_{I,II,III}, M_{I,\dots,V}$ que indica la correspondiente capa o subcapa. Su emisión está acompañada de emisión de rayos X y/o electrones Auger; el efecto Auger consiste

en la emisión de electrones de baja energía, como una alternativa a la emisión de rayos X, tras la creación de una nueva vacante en una de las capas atómicas. El proceso Auger se describe en ocasiones como una conversión interna de los rayos X, aunque estrictamente es un proceso alternativo para la liberación de energía del átomo.

La conversión interna de la energía de excitación del núcleo en energía cinética de un electrón orbital da lugar a la aparición en el espectro de líneas de electrones que corresponden a valores de energía bien definidos.

La probabilidad de transición electromagnética viene dada por

$$P_t = P_\gamma + \sum P_{ei} \quad (4.1)$$

es decir, como la suma de la probabilidad de emisión de un fotón gamma más la probabilidad de emisión de un electrón de la capa i . Como ambos procesos son independientes, la vida media de un estado nuclear excitado se verá afectada por la presencia de electrones atómicos en las cercanías del núcleo. Según el caso la conversión interna será más importante que la emisión gamma en la desexcitación del nivel o la emisión de electrones será despreciable frente a la emisión de rayos gamma.

La desexcitación de un nivel nuclear por emisión gamma o por conversión interna dependerá de la naturaleza del estado nuclear excitado, del esquema de niveles nucleares y de la energía relativa de estos niveles. El análisis de la emisión gamma y del espectro de electrones de conversión proporciona información sobre las propiedades de los estados nucleares que intervengan en el proceso como su energía, espín ó paridad, así como sobre el carácter eléctrico o magnético y el orden de la multipolaridad de la transición correspondiente. El proceso de conversión interna depende de las propiedades del núcleo emisor, como sucede en el caso de la emisión gamma, pero también depende de la densidad de elec-

trones atómicos existente cerca del núcleo, por lo que las propiedades atómicas también influyen en el proceso. La investigación de los espectros de electrones de conversión permite además de deducir características de la transición nuclear, obtener información sobre la energía del electrón en la capa o subcapa a la que pertenece, conocer la densidad de electrones cerca del núcleo y la influencia de los distintos estados físicos o químicos del átomo en el que se desarrolla el proceso de conversión.

Los electrones de conversión proporcionan información complementaria a la de los fotones gamma sobre las transiciones. Como caso particular las transiciones E0 con $J = 0$ y $\Pi = +1$ están permitidas para la emisión de electrones aunque sean prohibidas para la emisión gamma.

4.2.2 Coeficientes de conversión

El coeficiente de conversión α , es la relación entre la probabilidad de emisión electrónica P_e y la probabilidad de emisión gamma P_γ

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma}.$$

Análogamente a este coeficiente de conversión interna total se pueden definir coeficientes de conversión parciales para cada una de las capas o subcapas atómicas de la siguiente forma, recordando la expresión (4.1),

$$\begin{aligned} P_t &= P_\gamma + P_{eK} + P_{eL} + P_{eM} + \dots = \\ &= P_\gamma (1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots), \end{aligned}$$

por lo que

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Las características del proceso de conversión interna se deducen teniendo en cuenta que la probabilidad de transición se calcula como el producto de una

parte de interacción electromagnética y una parte de estructura nuclear. Dentro de una buena aproximación el coeficiente de conversión interna no depende de la estructura del núcleo. Esta aproximación, válida en la mayoría de los casos, es la base de la importancia que tiene la determinación de los coeficientes de conversión en la espectroscopía nuclear. El coeficiente de conversión, en esta aproximación y en el caso no relativista, se obtiene, [4.1] [4.8], a partir de la probabilidad de transición por unidad de tiempo P , que en unidades relativistas se calcula a partir de la "regla de oro" de la mecánica cuántica

$$P = 2\pi |\langle \Psi_f | H_{\text{int}} | \Psi_i \rangle|^2 \rho(E),$$

donde Ψ_i es la función de onda del estado inicial, Ψ_f es la del estado final, $\rho(E)$ es la densidad de estados finales y H_{int} es el hamiltoniano que corresponde al campo existente en la región cercana al núcleo, que representa la interacción coulombiana.

Para el caso de las transiciones multipolares eléctricas este campo electromagnético será el campo coulombiano instantáneo debido al núcleo y en el caso de transiciones multipolares magnéticas el campo será el creado por la distribución de corriente nuclear expresado por la ley de Ampere. El hamiltoniano H_{int} vendrá dado por la expansión multipolar que corresponda a cada caso dependiendo de la multipolaridad de la transición en cuestión. En el caso de la conversión interna el campo multipolar no produce la emisión de un fotón sino que interacciona con los electrones atómicos y se emite un electrón de la corteza.

El estado inicial Ψ_i será $\Phi_{iN}\Psi_{ie}$, es decir el producto de la función de onda que representa el estado nuclear excitado por la función de onda del electrón ligado a un átomo con Z electrones. El estado final Ψ_f será $\Phi_{fN}\Psi_{fe}$, el producto de la función de onda correspondiente a un estado nuclear de energía más baja que el inicial por la función que representa a un estado de $Z - 1$ electrones y

un electrón que escapa del átomo con una cierta energía cinética y que se puede representar con una onda plana. El operador multipolar es el mismo para el caso de la emisión gamma y de electrones de conversión por lo que la parte nuclear del elemento de matriz coincide y el coeficiente de conversión, que es el cociente entre ambas probabilidades, no depende de los detalles de la estructura nuclear.

En la región cercana al núcleo la energía de ligadura del electrón en la capa K es muy pequeña frente a la energía de la transición y puede despreciarse por lo que el cálculo [4.5] [4.8] del elemento de matriz de la transición conduce a que los coeficientes de conversión para transiciones eléctricas (EL) y magnéticas (ML) toman la forma

$$\alpha(\text{EL}) = \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \frac{L}{L+1} \left[\frac{2m_e c^2}{\Delta E} \right]^{L+\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

$$\alpha(\text{ML}) = \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left[\frac{2m_e c^2}{\Delta E} \right]^{L+\frac{3}{2}} \quad (4.3)$$

siendo Z el número atómico del núcleo en el que se desarrolla el proceso de conversión, n el número cuántico principal del electrón ligado, ΔE la energía de la transición y L su multipolaridad.

A partir de las expresiones aproximadas (4.2) y (4.3) se pueden deducir las siguientes propiedades generales de los coeficientes de conversión. El coeficiente de conversión interna depende de cuatro parámetros, que son los siguientes

1. El número atómico del núcleo que se desintegra, Z . Crece con Z , de manera que la conversión interna es más importante para el caso de núcleos pesados que ligeros.
2. Energía de la transición nuclear. Decece al aumentar E_γ , por lo que para energías altas el valor del coeficiente de conversión para los casos de transiciones eléctricas y magnéticas es muy parecido..

3. La capa o subcapa atómica de la que procede el electrón. Decece con el radio de la capa. Dececen como $1/n^3$, para $n > 1$, luego para una misma transición se tendrá la relación $\alpha_K/\alpha_L \cong 8$.
4. La multipolaridad y paridad de la transición nuclear. Crece con la multipolaridad. Para valores altos de L la emisión de un electrón de conversión será más probable que la emisión de un rayo gamma.

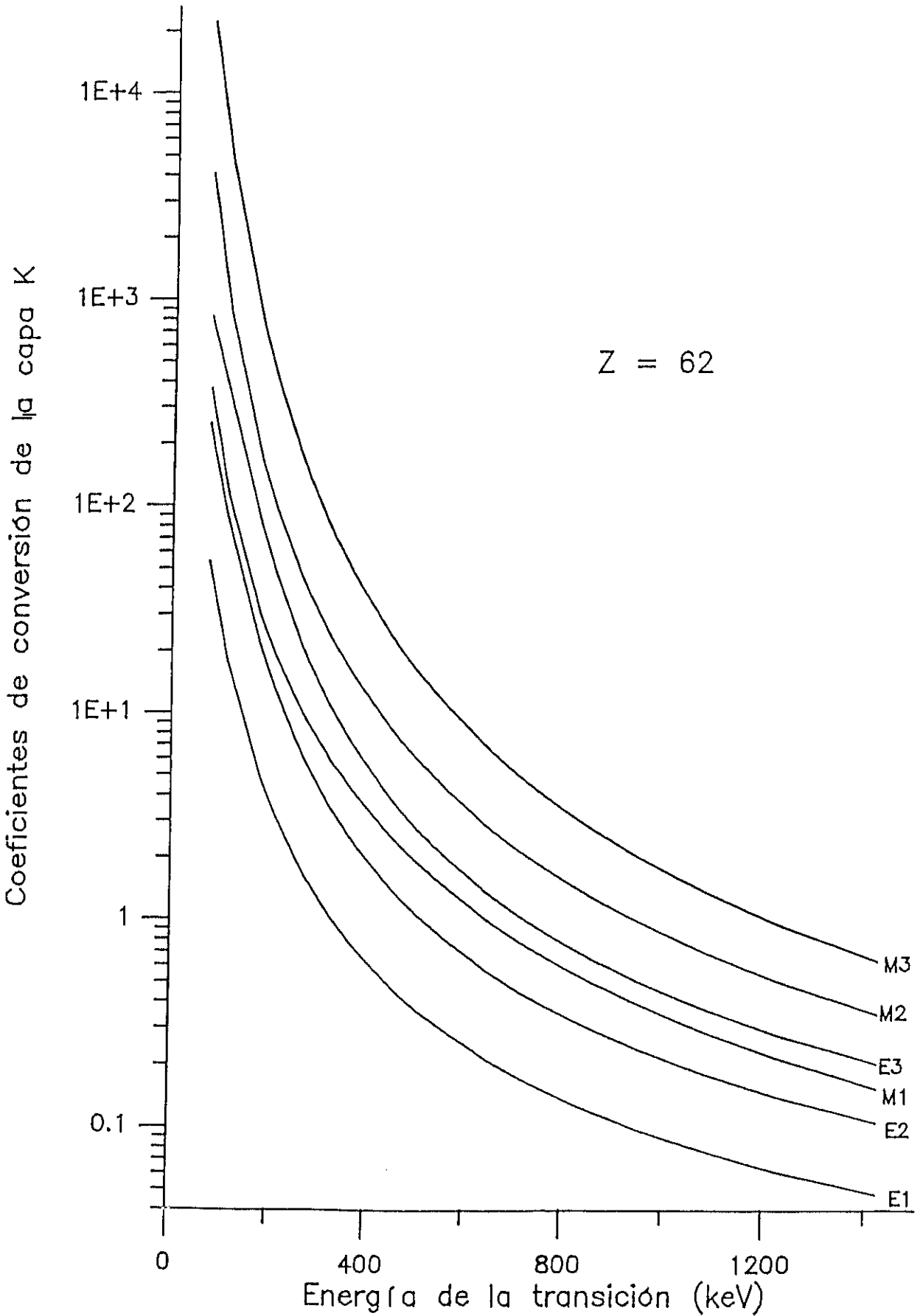
Las expresiones obtenidas para los coeficientes de conversión son aproximadas ya que el electrón debe ser tratado como una partícula relativista. Además se ha considerado el núcleo puntual y para el caso de emisión de electrones de capas superiores a la capa K hay que tener en cuenta el apantallamiento del potencial de Coulomb por los electrones de las capas inferiores.

El conocimiento de los coeficientes es una de las herramientas más importantes para la determinación de la paridad y la multipolaridad de las transiciones electromagnéticas y la construcción de esquemas de desintegración.

En las figuras (4.1), (4.2) y (4.3) se puede observar la variación del valor del coeficiente de conversión para un electrón de la capa K para las distintas multipolaridades posibles de una transición en función de la energía. Corresponden a los núcleos con números atómicos $Z = 62, 63$ y 64 , que son los que se han estudiado en este trabajo. Se observa que el coeficiente de conversión tiene valores muy diferentes según el carácter multipolar y el orden de la transición de que se trate, por lo que su medida permite determinar el espín y el cambio de paridad que se produce en la transición, y por lo tanto la multipolaridad.

La determinación experimental de la relación existente entre las intensidades de las líneas de conversión $K/L_{I, II, III}$, L_I/L_{II} , L/M ó de los coeficientes de conversión permitirá obtener información sobre el carácter eléctrico o magnético de

la transición y el orden de multipolaridad. Para ello será necesario disponer de cálculos teóricos que proporcionen los coeficientes de conversión para las diferentes multipolaridades posibles en un amplio rango de energías, de manera que sea posible la comparación con los valores experimentales.

Figura (4.1): Coeficientes de conversión interna para $Z = 62$

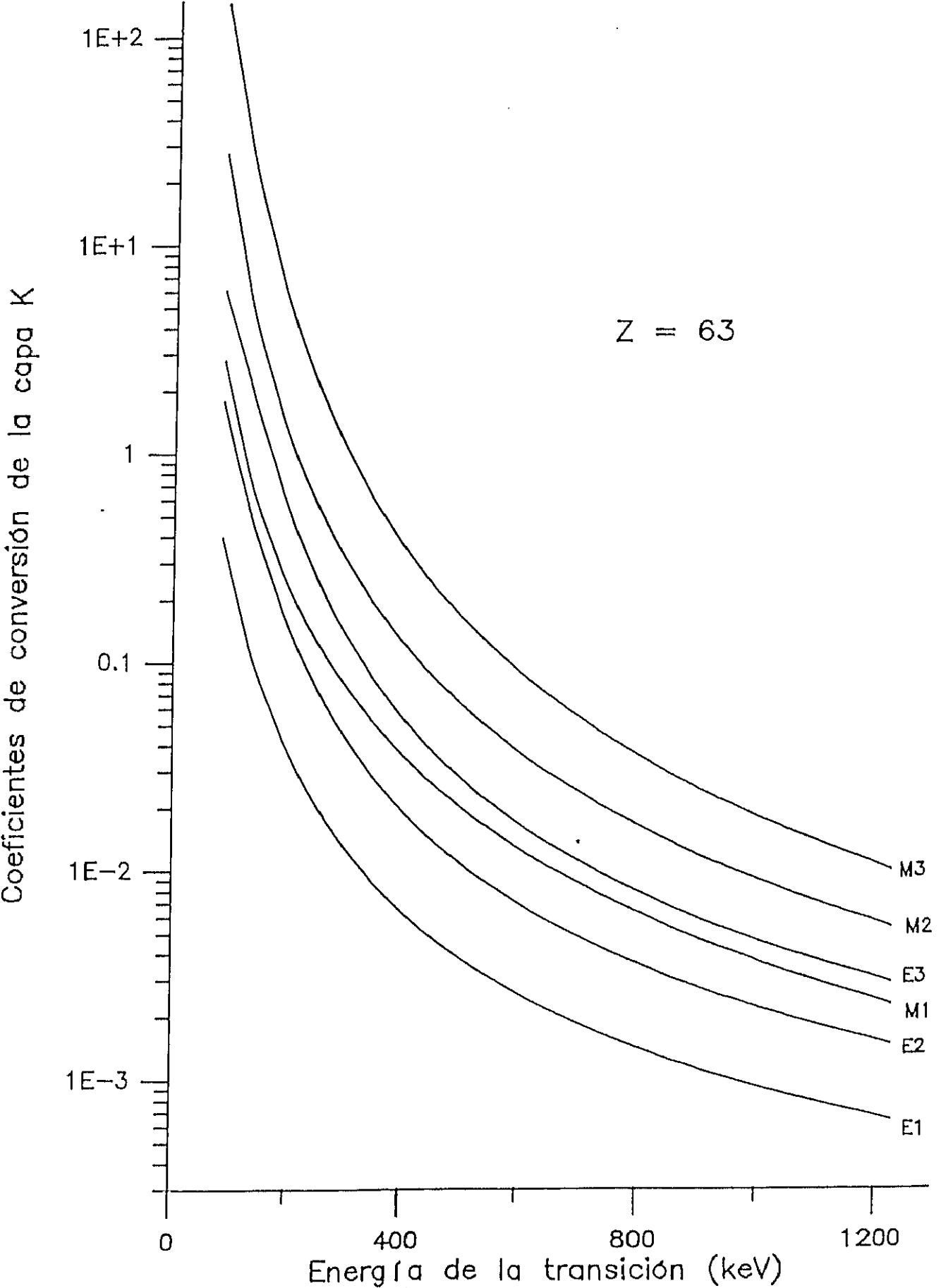
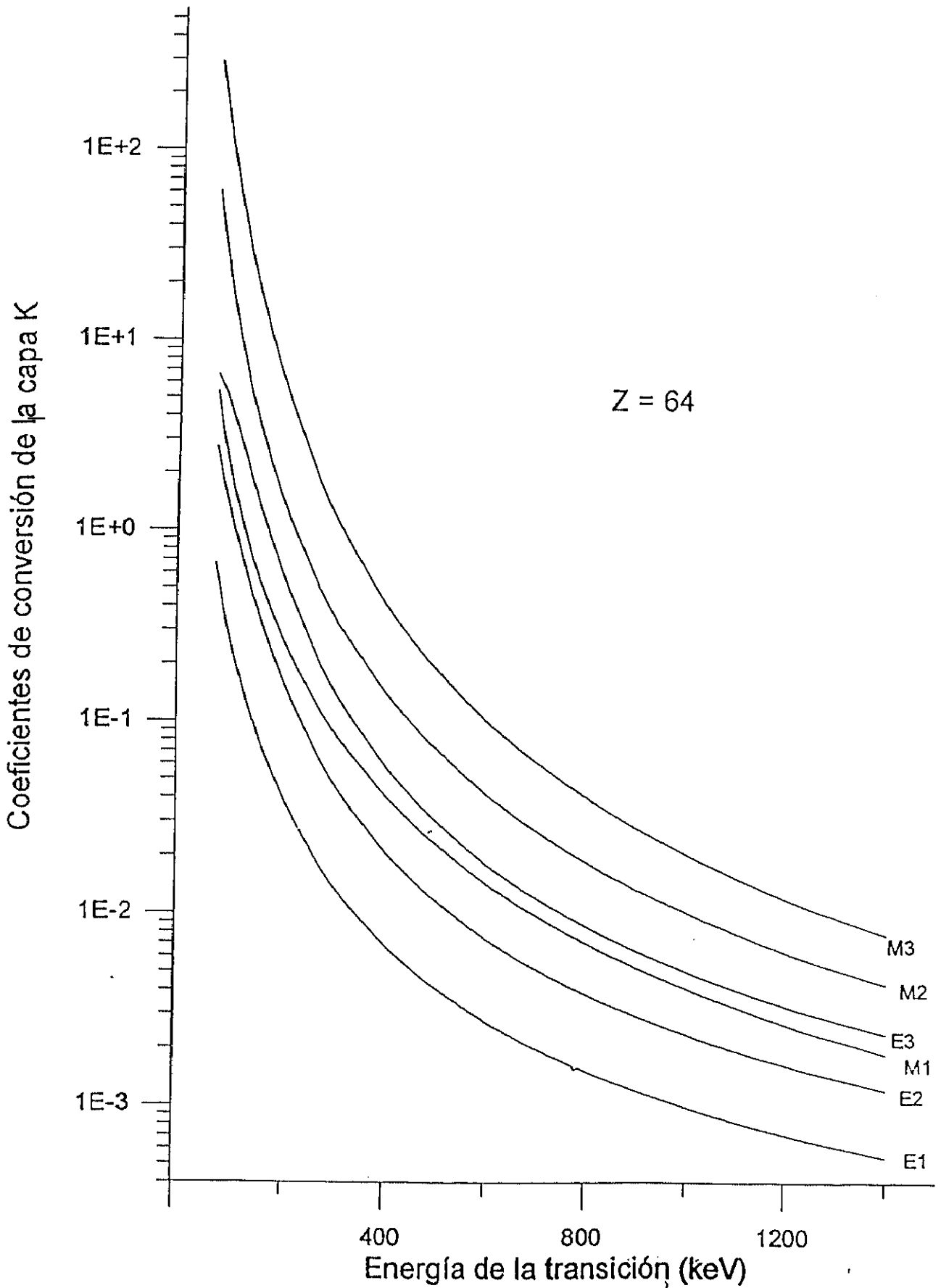


Figura (4.2): Coeficientes de conversión interna para $Z = 63$

Figura (4.3): Coeficientes de conversión interna para $Z = 64$

4.3 Cálculo de los coeficientes de conversión

La importancia de la determinación experimental de los coeficientes de conversión interna, radica en la información que pueden proporcionar respecto a la multipolaridad y al cambio de paridad que se produce en las transiciones nucleares.

Los diferentes métodos empleados para determinar experimentalmente los coeficientes de conversión interna se basan en medir dos de las tres cantidades siguientes: la probabilidad de emisión de rayos gamma P_γ , la probabilidad de emisión de electrones de conversión P_e y la probabilidad total de la transición $P_\gamma + P_e$.

Las expresiones (4.2) y (4.3) aunque permiten deducir las propiedades más importantes de los coeficientes de conversión, son sólo aproximadas. En primer lugar como el electrón es una partícula relativista, hay que utilizar la ecuación de Dirac para obtener las funciones de onda [4.3] [4.6] [4.10] [4.8]. Además las funciones de onda del electrón en estado ligado de la capa que ocupe y en el continuo de estados finales, dependerán del potencial en que se están moviendo los electrones que no será coulombiano, sino que estará modificado por el apantallamiento que experimenta la carga nuclear por los restantes electrones atómicos, efecto que será más importante para la conversión de las capas más altas [4.3] [4.6] [4.10] [4.8].

Para el estudio de los datos experimentales de transiciones electromagnéticas es necesario disponer de cálculos teóricos fiables de coeficientes de conversión para las distintas multipolaridades y tipo, eléctrico o magnético, de la transición.

Los primeros estudios teóricos sobre los coeficientes de conversión fueron realizados poco después de su descubrimiento experimental y permitían obtener los valores para los coeficientes de las capas K y L en un intervalo limitado de energías. Estos cálculos empleaban para el electrón funciones de onda que eran soluciones de la ecuación de Dirac con un potencial que correspondía al campo coulombiano creado por un núcleo puntual. Lejos de la región donde actúan las corrientes y cargas nucleares la forma del campo electromagnético sólo depende de la energía, del momento angular L y de la paridad Π de la transición, y no tiene en cuenta la distribución de cargas y corrientes en el núcleo.

A finales de los años cuarenta adquiere gran importancia. El diseño de nuevos espectrómetros magnéticos y el desarrollo de los sistemas de detección permite disponer de datos experimentales fiables para un gran número de núclidos y compararlos con los resultados obtenidos en base a los diferentes modelos nucleares para determinar su validez. M.E. Rose [4.11] inició en 1947, junto con G.H. Goertzel y B.I. Spinrad, un programa sistemático para el cálculo de coeficientes de conversión utilizando el computador Mark I de la Universidad de Harvard, lo que supuso un gran esfuerzo computacional para su tiempo y, probablemente, la primera aplicación no militar a gran escala de los primeros ordenadores [4.6].

Las primeras tablas de coeficientes de conversión para electrones de las capas K, L y M fueron publicadas hacia 1958 por Rose [4.11] y Sliv y Band [4.9]. Ambos autores tienen en cuenta el apantallamiento del campo nuclear y los efectos del tamaño finito del núcleo aunque con un modelo físico diferente. Rose [4.11] lo considera como un efecto estático en el que la distribución de carga nuclear afecta sólo a las funciones de onda relativistas de los electrones en el estado ligado y en el continuo, mientras en la teoría de Sliv y Band [4.9] la distribución de carga nuclear se tiene en cuenta en base a un modelo de corriente en la superficie. Los resultados [4.6] de ambos cálculos difieren en menos de un 5%, aunque aparecen

diferencias periódicas mayores debidas a los errores de interpolación numéricos en las tablas de Rose.

Church y Wesener [4.2] demostraron que la distribución finita de carga del núcleo afecta al valor del coeficiente de conversión de dos formas. Efectos estáticos producidos por la modificación de las funciones de onda electrónicas a través del núcleo finito y efectos dinámicos como resultado de que los electrones penetran en el núcleo e interaccionan con las cargas y las corrientes nucleares. Estos efectos dinámicos dan lugar a elementos adicionales en el cálculo de la matriz de transición que difieren de los elementos de matriz de las transiciones gamma. De esta forma a través de los elementos de matriz de penetración el proceso de conversión interna depende de la estructura del núcleo.

El efecto de penetración más importante [4.6] es la existencia de transiciones de conversión interna monopolares eléctricas $E0$, que se producen a través de la emisión de un electrón con momento angular cero y que no pueden ocurrir mediante una transición gamma. La transferencia de energía se produce por el solapamiento de las funciones de onda de los electrones atómicos y los estados nucleares, es decir debido a la probabilidad no nula de que el electrón esté dentro del volumen nuclear. La primera observación [4.13] de una transición no radiativa entre dos estados 0^+ fue realizada por Ellis y Aston en 1930.

Los cálculos teóricos más completos de los coeficientes de conversión han sido los realizados por Rösler et al. [4.12] y fueron publicados en 1978. Estas tablas proporcionan los coeficientes de conversión de los átomos con número atómico Z entre 30 y 104 correspondientes a las transiciones con energías desde 2 keV hasta 5 MeV para las diferentes multipolaridades de tipo $E1, \dots, E4$ y $M1, \dots, M4$ en cada una de las capas y subcapas K, L, M, N y O.

El manejo de los valores teóricos de los coeficientes de conversión que figuran

en las diferentes tablas existentes, requiere utilizar métodos de interpolación o de representación gráfica que permitan obtener el valor buscado para la energía de la transición de que se trate. En la mayoría de los casos esto supone un proceso laborioso y sobre todo la posible introducción de errores adicionales respecto a los resultados exactos. Para evitar estos problemas y facilitar el manejo de las tablas, Kantele [4.4] ha desarrollado un método basado en la regularidad en el comportamiento de los coeficientes de conversión interna de la capa K con la energía y el número atómico, mediante el ajuste numérico con un polinomio. Este autor [4.4] proporciona los parámetros de ajuste para los valores de las tablas de Rösel et al. [6.30] según el intervalo de energías al que pertenezca la transición. En base a dichos parámetros se ha desarrollado un sencillo programa de cálculo que permite obtener el valor teórico del coeficiente de conversión de la capa K para la transición y el núcleo de interés con un error menor del 3% respecto a los datos que figuran en las tablas.

Se han utilizado en este trabajo las tablas de Rösel et al. [4.12], ya que incluyen átomos con cargas nucleares entre $Z = 30$ y $Z = 104$ y multipolaridades de los cuatro órdenes más bajos, tanto eléctricas como magnéticas. Los coeficientes de conversión tabulados por estos autores corresponden al margen de energías entre 2 keV – 5 MeV para la capa K y entre 2 y 1,5 MeV para las demás capas.

El modelo escogido por Rösel para sus tablas es el más sencillo posible. Consiste en:

1. Aplicación consistente de la teoría de perturbaciones de segundo orden de la electrodinámica cuántica.
2. Inclusión del tamaño finito del núcleo pero exclusión de los términos de penetración.

3. Utilización de un potencial electrónico autoconsistente, donde se tiene en cuenta el apantallamiento, para el átomo neutro.
4. Utilización del mismo potencial para estados ligados y el continuo.

4.3.1 Cálculo de coeficientes de conversión interna de la capa K para transiciones de tipo E1, E2, E3, M1, M2 y M3 de los núcleos estudiados

Como se ha comentado anteriormente, los valores teóricos de los coeficientes de conversión utilizados en este trabajo han sido obtenidos a partir de los valores teóricos calculados por Rösel et al. [4.12].

Mediante un ajuste polinómico de los valores de las tablas se han podido deducir los coeficientes de conversión para los núcleos estudiados en las correspondientes energías de las transiciones observadas. Este ajuste polinómico se basa en la dependencia de estos coeficientes con la energía y el número atómico.

Sólo se consideran las multipolaridades E1, E2, E3, M1, M2 y M3, ya que son las que más a menudo aparecen.

La dependencia de los coeficientes de conversión interna con la energía para los números atómicos $Z = 30, 40, \dots, 90$ se describe con logaritmos de ambas cantidades y los valores que aparecen en las tablas para cada caso se pueden ajustar mediante polinomios.

La dependencia de las multipolaridades con la energía son bastante diferentes, tienen inflexiones suaves ($E > 200$ keV) y zonas totalmente curvas ($E < 200$ keV). Para energías entre 220 keV y 5 MeV para cada valor de Z y cada multipolaridad considerada, la función de ajuste es un polinomio de cuarto orden (

cinco parámetros).

Cuando la energía es parecida a la energía de enlace de la capa K la curvatura de la función es bastante pronunciada, sobre todo para los coeficientes E2, E3 y M3 por lo que en la zona de bajas energías el ajuste polinómico no es muy exacto. Pero variando los parámetros de la función de ajuste se pueden obtener en las zonas de baja energía valores de los coeficientes α_K con un error no mayor del 3%.

Así cada una de las curvas de los α_K para $Z = 30, 40, \dots, 90$ se describen por dos polinomios de cuarto orden que equivale a diez parámetros de coeficientes polinómicos.

La expresión con la que se obtienen los coeficientes de conversión para cada valor de $Z = 30, 40, \dots, 90$ será del tipo [4.4]

$$\ln \alpha_K = c_1 + c_2 (\ln E) + c_3 (\ln E)^2 + c_4 (\ln E)^3 + c_5 (\ln E)^4$$

donde c_i son los coeficientes tabulados [4.12] y la energía de la transición E viene en keV.

Para otros valores de Z que se encuentren entre 25 y 95, se pueden obtener los α_K correspondientes con un método de interpolación/extrapolación. La interpolación lineal con logaritmos no puede dar resultados lo suficientemente fiables en el caso de las transiciones E2 y E3 para energías inferiores a 220 keV. Con una interpolación cuadrática de los α_K en función de Z se encuentra un ajuste mejor que el 3% para E2 y E3.

Se ha realizado un programa en FORTRAN que desarrolla el método descrito anteriormente.

En el programa se introduce un parámetro P para definir el punto de cambio

en los métodos de interpolación con respecto a Z . Si la energía de la transición es $E > 220$ keV, $P = 5$, si $E < 220$ keV, $P = 0$.

Para energías menores que la energía de la capa se excluye el cálculo de α_K . Para ello se calcula la energía de ligadura E_i de forma aproximada.

En el intervalo adecuado para el Z de interés se calculan los logaritmos de los coeficientes de conversión para dos valores cercanos a Z que sean múltiplos de 10. Luego se realiza la interpolación final con respecto a Z .

Los coeficientes teóricos c_i [4.12] se han introducido en un archivo de datos con el orden correspondiente.

- El listado del programa utilizado aparece en el apéndice.

En las tablas (4.1), (4.2), (4.3) y (4.4) se presentan los resultados obtenidos con este programa para los coeficientes de conversión interna, de la capa K, de los siguientes núclidos Sm_{62}^{145} , Sm_{62}^{149} , Eu_{63}^{149} y Gd_{64}^{153} .

Tabla (4.1): Coeficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$)
correspondientes a transiciones en Sm_{62}^{145}

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
111,0	17,49	86,49	348,71	109,61	875,10	4744,03
191,24	4,06	17,19	63,27	24,02	129,14	568,30
212,92	3,05	12,32	43,51	17,91	89,57	371,19
314,13	1,12	3,78	11,58	6,34	25,06	83,67
338,33	0,930	3,06	9,10	5,22	19,79	63,57
365,37	0,772	2,46	7,12	4,27	15,54	47,99
373,59	0,731	2,31	6,64	4,03	14,50	44,28
434,41	0,513	1,54	4,18	2,73	9,12	25,85
468,76	0,430	1,26	3,33	2,25	7,24	19,82
474,84	0,418	1,22	3,21	2,18	6,97	18,95
526,0	0,332	0,938	2,39	1,68	5,14	13,35
542,56	0,310	0,868	2,19	1,55	4,70	12,02
653,51	0,208	0,552	1,31	0,976	2,74	6,49
713,55	0,174	0,450	1,04	0,786	2,14	4,89
764,77	0,151	0,384	0,868	0,664	1,77	3,93
838,64	0,125	0,312	0,688	0,531	1,37	2,95
873,75	0,116	0,285	0,621	0,481	1,23	2,60
877,71	0,115	0,283	0,614	0,476	1,21	2,57
893,74	0,111	0,272	0,587	0,455	1,16	2,43
910,55	0,107	0,261	0,561	0,436	1,10	2,29
949,53	0,0988	0,239	0,507	0,394	0,984	2,02
1078,91	0,0777	0,182	0,375	0,291	0,704	1,39
1239,57	0,0605	0,138	0,273	0,211	0,493	0,930
1423,19	0,0475	0,105	0,202	0,153	0,349	0,633

Tabla (4.2): Coeficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$)
correspondientes a transiciones en Sm_{62}^{149}

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
72,98	53,67	248,78	819,81	367,20	4049,99	22070,51
178,58	4,88	21,25	80,11	29,00	163,49	745,58
208,28	3,24	13,19	46,99	19,02	96,52	405,08
251,51	1,97	7,34	24,54	11,41	51,61	194,54
254,57	1,91	7,07	23,54	11,05	49,60	185,70
277,09	1,53	5,47	17,60	8,82	37,57	134,20
281,29	1,48	5,24	16,73	8,48	35,78	126,78
327,53	1,01	3,36	10,11	5,68	21,94	71,66
350,02	0,856	2,78	8,16	4,78	17,79	56,13
381,7	0,695	2,18	6,21	3,81	13,57	40,97
506,09	0,362	1,03	2,67	1,85	5,76	15,22
528,59	0,329	0,927	2,35	1,66	5,07	13,13
535,90	0,319	0,895	2,26	1,60	4,87	12,53
558,37	0,292	0,808	2,02	1,45	4,32	10,91

Tabla (4.3): Coeficientes de conversión α_K para $Z = 63$ ($\times 10^2$)
correspondientes a transiciones en Eu_{63}^{149}

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
82,5	39,72	181,22	611,54	281,49	2781,36	14763,45
126,00	12,83	60,31	236,77	83,92	603,25	3083,32
128,70	12,12	56,78	222,90	79,05	559,45	2842,99
132,02	11,32	52,78	207,04	73,58	511,08	2578,23
138,00	10,05	46,42	181,52	64,97	436,87	2173,61
149,72	8,07	36,52	141,15	51,72	327,76	1584,42
184,5	4,62	19,42	71,02	28,97	158,31	698,18
189,7	4,29	17,84	64,62	26,83	143,85	625,61
214,29	3,11	12,26	42,53	19,21	94,83	386,23
229,0	2,61	9,98	34,22	15,98	76,45	299,39
252,26	2,03	7,42	24,48	12,34	55,44	205,69
260,73	1,86	6,71	21,87	11,30	49,73	181,18
264,5	1,79	6,43	20,83	10,88	47,44	171,49
272,37	1,66	5,89	18,87	10,07	43,10	153,34
278,20	1,58	5,53	17,58	9,52	40,22	141,48
298,64	1,32	4,49	13,90	7,89	31,97	108,28
341,60	0,945	3,06	9,01	5,54	20,82	65,77
346,69	0,912	2,94	8,60	5,33	19,87	62,31
384,7	0,711	2,21	6,22	4,07	14,36	42,73
398,9	0,652	2,00	5,57	3,70	12,83	37,53
404,31	0,632	1,93	5,34	3,58	12,31	35,77
415,7	0,592	1,79	4,91	3,33	11,31	32,41
431,40	0,543	1,62	4,40	3,02	10,10	28,44
436,60	0,529	1,57	4,24	2,93	9,73	27,27
459,87	0,469	1,37	3,64	2,57	8,32	22,74
478,77	0,428	1,23	3,24	2,32	7,37	19,78
482,83	0,428	1,21	3,16	2,27	7,19	19,22

Coeficientes de conversión α_K para $Z=63$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Eu^{149} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
496,41	0,395	1,13	2,92	2,11	6,62	17,47
516,57	0,361	1,02	2,61	1,91	5,88	15,25
534,31	0,336	0,939	2,37	1,75	5,32	13,60
552,72	0,312	0,864	2,16	1,61	4,82	12,14
599,2	0,262	0,710	1,73	1,31	3,81	9,28
600,92	0,260	0,705	1,71	1,30	3,78	9,19
645,39	0,224	0,595	1,41	1,09	3,08	7,27
662,77	0,212	0,559	1,32	1,02	2,86	6,67
666,28	0,209	0,552	1,30	1,01	2,82	6,56
726,36	0,175	0,452	1,04	0,816	2,21	4,97
734,97	0,171	0,440	1,01	0,793	2,14	4,79
748,65	0,165	0,422	0,961	0,758	2,03	4,52
788,88	0,148	0,376	0,841	0,666	1,76	3,84
794,70	0,146	0,369	0,826	0,655	1,72	3,75
798,0	0,145	0,366	0,818	0,648	1,70	3,70
812,68	0,140	0,352	0,781	0,620	1,62	3,50
862,97	0,124	0,308	0,673	0,536	1,38	2,91
875,95	0,121	0,298	0,649	0,517	1,32	2,78
933,25	0,107	0,261	0,557	0,444	1,11	2,29
938,64	0,106	0,257	0,549	0,438	1,10	2,25
947,94	0,104	0,252	0,536	0,428	1,07	2,19
956,4	0,102	0,247	0,525	0,419	1,04	2,13
992,2	0,0953	0,229	0,481	0,384	0,948	1,91
1012,6	0,0917	0,219	0,459	0,365	0,899	1,80
1082,0	0,0811	0,191	0,393	0,312	0,756	1,48
1231,0	0,0642	0,148	0,293	0,231	0,542	1,02

Tabla (4.4): Coeficientes de conversión α_K para $Z = 64$ ($\times 10^2$)
correspondientes a transiciones en Gd_{64}^{153}

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
68,2	66,93	259,57	660,77	535,37	6046,37	29308,68
82,83	40,23	173,86	550,31	304,02	2952,02	15036,95
87,63	34,68	152,93	506,69	258,35	2403,79	12323,30
88,30	33,99	150,24	500,58	252,74	2338,11	11993,94
102,26	23,03	104,97	380,31	165,84	1375,15	7059,51
109,78	19,06	87,34	324,44	135,46	1066,00	5435,91
126,09	13,17	59,96	228,08	91,48	650,62	3235,89
129,19	12,34	56,01	213,31	85,42	596,93	2951,40
132,53	11,53	52,12	198,53	79,50	545,34	2678,49
139,86	9,98	44,68	169,83	68,34	450,91	2180,60
141,95	9,60	42,81	162,50	65,55	427,95	2060,00
151,79	8,02	35,06	132,48	54,35	338,12	1591,13
166,76	6,24	26,63	98,27	41,82	243,37	1104,19
170,50	5,88	24,92	91,42	39,32	225,28	1012,60
174,44	5,54	23,26	84,83	36,91	208,08	926,05
178,18	5,23	21,82	79,09	34,80	193,32	852,21
183,51	4,84	19,96	71,72	32,08	174,56	759,13
186,88	4,61	18,89	67,49	30,51	163,92	706,73
193,84	4,19	16,90	59,69	27,58	144,50	612,98
195,22	4,11	16,54	58,28	27,05	141,01	595,11
208,11	3,47	13,61	46,95	22,68	113,24	462,34
212,04	3,30	12,86	44,06	21,55	106,22	429,37
223,65	2,88	10,91	37,27	18,56	89,66	350,54
233,84	2,56	9,52	31,95	16,47	77,25	294,62
238,40	2,43	8,97	2,99	15,63	72,43	273,33
239,20	2,41	8,88	29,56	15,50	71,63	269,81

Coefficientes de conversión α_K para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{153} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
249,51	2,16	7,82	25,60	13,84	62,28	229,22
258,70	1,97	70,17	22,66	12,57	55,28	199,50
262,00	1,91	67,57	21,72	12,15	53,02	190,06
267,06	1,81	6,38	20,37	11,55	49,80	176,68
273,70	1,70	5,94	18,78	10,82	45,95	161,92
275,22	1,68	5,84	18,44	10,66	45,13	157,58
278,50	1,63	5,64	17,73	10,33	43,42	150,66
278,65	1,63	5,63	17,70	10,31	43,35	150,35
291,60	1,45	4,94	15,25	9,14	37,41	126,68
299,57	1,36	4,57	13,97	8,52	34,29	114,50
303,52	1,31	4,40	13,39	8,22	32,87	109,03
315,24	1,20	3,95	11,86	7,44	29,11	94,69
316,08	1,18	3,92	11,76	7,39	28,86	93,76
319,30	1,16	3,81	11,38	7,20	27,94	90,30
319,95	1,15	3,78	11,31	7,16	27,76	98,62
325,50	1,11	3,60	10,71	6,84	26,28	84,10
327,20	1,09	3,55	10,53	6,75	25,85	82,50
332,70	1,05	3,39	9,99	6,46	24,52	77,59
340,53	0,990	3,18	9,29	6,07	22,78	71,24
346,31	0,951	3,03	8,81	5,81	21,60	67,00
348,58	0,936	2,98	8,64	5,72	21,16	65,41
354,40	0,899	2,85	8,20	5,47	20,08	61,58
354,90	0,896	2,83	8,17	5,45	19,99	61,27
361,30	0,859	2,70	7,73	5,21	18,91	57,42
368,48	0,819	2,56	7,28	4,94	17,78	53,47
382,50	0,750	2,31	6,49	4,49	15,83	46,74

Coeficientes de conversión α_K para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{153} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
393,22	0,702	2,15	5,97	4,18	14,53	42,34
400,52	0,673	2,04	5,65	3,98	13,72	39,65
404,70	0,656	1,99	5,48	3,88	13,29	38,21
406,72	0,649	1,96	5,39	3,83	13,09	37,54
410,36	0,634	1,92	5,25	3,74	12,74	36,38
417,27	0,612	1,83	5,00	3,58	12,10	34,29
420,63	0,600	1,79	4,88	3,51	11,81	33,33
436,33	0,552	1,63	4,38	3,19	10,56	29,30
442,17	0,535	1,58	4,21	3,08	10,14	27,97
448,67	0,517	1,52	4,04	2,97	9,70	26,58
455,38	0,500	1,46	3,87	2,86	9,28	25,24
467,25	0,472	1,37	3,59	2,68	8,58	23,08
482,06	0,440	1,26	3,28	2,47	7,82	20,73
484,06	0,436	1,25	3,24	2,44	7,72	20,44
488,82	0,426	1,23	3,15	2,38	7,50	19,76
496,52	0,412	1,17	3,02	2,29	7,16	18,73
507,13	0,393	1,11	2,84	2,17	6,72	17,43
508,87	0,390	1,10	2,82	2,15	6,65	17,22
515,95	0,378	1,06	2,71	2,08	6,39	16,43
525,67	0,363	1,02	2,57	1,98	6,04	15,43
530,45	0,356	0,994	2,51	1,94	5,88	14,96
533,14	0,352	0,982	2,47	1,91	5,80	14,71
541,35	0,340	0,946	2,37	1,84	5,54	13,97
548,40	0,331	0,916	2,29	1,78	5,33	13,38
550,30	0,328	0,908	2,27	1,77	5,28	13,22
552,98	0,325	0,898	2,23	1,74	5,21	13,01

Coefficientes de conversión α_K para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{153} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
555,60	0,322	0,888	2,21	1,72	5,14	12,80
557,26	0,320	0,881	2,19	1,71	5,09	12,68
565,00	0,310	0,852	2,11	1,65	4,89	12,11
571,28	0,303	0,830	2,04	1,61	4,74	11,67
579,88	0,293	0,800	1,96	1,55	4,54	11,10
586,20	0,287	0,780	1,91	1,51	4,40	10,71
591,20	0,281	0,764	1,86	1,47	4,29	10,41
594,60	0,278	0,754	1,83	1,45	4,22	10,22
598,15	0,274	0,743	1,81	1,43	4,15	10,02
605,45	0,268	0,722	1,75	1,39	4,00	9,63
616,20	0,258	0,692	1,67	1,33	3,81	9,09
629,70	0,246	0,658	1,57	1,26	3,58	8,46
636,32	0,241	0,642	1,53	1,22	3,47	8,18
638,31	0,239	0,637	1,52	1,22	3,44	8,10
646,80	0,233	0,618	1,47	1,18	3,31	7,76
653,20	0,228	0,604	1,43	1,15	3,22	7,51
665,34	0,220	0,578	1,36	1,10	3,06	7,08
673,80	0,214	0,562	1,32	1,06	2,95	6,80
678,60	0,211	0,553	1,29	1,04	2,89	6,64
682,10	0,208	0,546	1,28	1,03	2,85	6,53
689,99	0,204	0,532	1,24	1,00	2,76	6,30
696,30	0,200	0,521	1,21	0,980	2,69	6,12
706,16	0,194	0,504	1,17	0,947	2,59	5,85
711,43	0,191	0,496	1,14	0,929	2,53	5,71
718,62	0,187	0,485	1,11	0,907	2,46	5,53
721,44	0,185	0,481	1,10	0,898	2,44	5,46

Coeficientes de conversión α_x para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{153} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
727,82	0,183	0,471	1,08	0,879	2,38	5,31
733,00	0,181	0,464	1,06	0,863	2,33	5,19
736,42	0,178	0,458	1,05	0,854	2,30	5,12
739,68	0,177	0,454	1,04	0,844	2,27	5,05
748,00	0,173	0,443	1,01	0,821	2,20	4,87
755,84	0,169	0,433	0,982	0,801	2,14	4,71
761,81	0,167	0,425	0,962	0,785	2,09	4,60
771,40	0,162	0,413	0,932	0,762	2,03	4,42
774,40	0,161	0,410	0,923	0,754	2,00	4,37
779,51	0,159	0,404	0,908	0,742	1,96	4,28
785,50	0,157	0,397	0,891	0,729	1,92	4,18
785,65	0,157	0,397	0,891	0,728	1,92	4,18
788,80	0,155	0,394	0,882	0,721	1,90	4,12
795,20	0,153	0,387	0,864	0,707	1,86	4,02
796,80	0,152	0,385	0,861	0,703	1,85	3,99
798,96	0,151	0,383	0,854	0,699	1,84	3,96
812,20	0,147	0,369	0,820	0,671	1,75	3,77
816,00	0,145	0,365	0,811	0,664	1,73	3,71
821,50	0,143	0,360	0,797	0,653	1,70	3,64
826,00	0,142	0,356	0,787	0,644	1,68	3,57
827,69	0,141	0,354	0,783	0,641	1,67	3,55
835,42	0,139	0,347	0,765	0,627	1,62	3,45
845,65	0,135	0,338	0,743	0,609	1,57	3,32
851,96	0,133	0,332	0,729	0,598	1,54	3,25
857,58	0,132	0,328	0,718	0,588	1,51	3,19
860,88	0,131	0,325	0,711	0,583	1,50	3,15

Coeficientes de conversión α_K para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{133} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
865,48	0,129	0,321	0,702	0,575	1,48	3,10
869,00	0,128	0,319	0,695	0,569	1,46	3,06
871,20	0,128	0,317	0,691	0,566	1,45	3,04
880,60	0,125	0,310	0,673	0,552	1,41	2,94
882,20	0,125	0,308	0,670	0,549	1,40	2,92
890,80	0,122	0,302	0,654	0,537	1,37	2,84
895,99	0,121	0,298	0,645	0,529	1,34	2,79
903,60	0,192	0,293	0,632	0,518	1,31	2,72
903,90	0,119	0,293	0,632	0,518	1,31	2,71
905,89	0,118	0,291	0,628	0,515	1,30	2,69
917,90	0,116	0,283	0,609	0,499	1,26	2,59
925,51	0,113	0,278	0,597	0,489	1,23	2,52
937,41	0,111	0,271	0,579	0,474	1,19	2,43
945,23	0,109	0,266	0,567	0,465	1,16	2,37
955,30	0,107	0,260	0,554	0,453	1,13	2,30
956,70	0,107	0,260	0,552	0,452	1,13	2,29
964,40	0,105	0,255	0,541	0,443	1,10	2,23
972,53	0,104	0,251	0,531	0,434	1,08	2,18
979,33	0,102	0,247	0,522	0,427	1,06	2,13
991,78	0,0999	0,241	0,507	0,414	1,03	2,05
997,42	0,0988	0,238	0,500	0,409	1,01	2,02
1012,03	0,0961	0,231	0,483	0,395	0,973	1,93
1015,09	0,0956	0,230	0,480	0,392	0,965	1,92
1022,06	0,0944	0,226	0,473	0,386	0,948	1,88
1036,75	0,0919	0,220	0,457	0,373	0,913	1,80
1051,43	0,0896	0,213	0,442	0,360	0,880	1,73

Coeficientes de conversión α_K para $Z=64$ ($\times 10^2$) correspondientes a transiciones en Gd^{153} (continuación)

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
1060,13	0,0882	0,210	0,434	0,353	0,861	1,69
1066,60	0,0873	0,207	0,428	0,348	0,847	1,66
1068,70	0,0869	0,206	0,426	0,346	0,843	1,65
1070,50	0,0867	0,206	0,425	0,345	0,840	1,64
1078,23	0,0855	0,203	0,418	0,340	0,824	1,61
1085,60	0,0845	0,200	0,411	0,334	0,809	1,57
1090,03	0,0838	0,198	0,407	0,331	0,801	1,56
1101,59	0,0822	0,194	0,398	0,323	0,779	1,51
1106,00	0,0816	0,193	0,394	0,320	0,771	1,49
1118,54	0,0799	0,188	0,384	0,311	0,749	1,44
1138,80	0,0774	0,181	0,369	0,298	0,715	1,37
1153,25	0,0757	0,177	0,358	0,289	0,692	1,32
1179,20	0,0727	0,169	0,341	0,275	0,654	1,24
1199,09	0,0705	0,164	0,328	0,264	0,626	1,18
1218,38	0,0686	0,159	0,317	0,255	0,601	1,13
1231,06	0,0673	0,156	0,310	0,248	0,586	1,08
1272,60	0,0634	0,146	0,288	0,230	0,538	0,999
1294,53	0,0616	0,141	0,277	0,221	0,515	0,953
1322,90	0,0593	0,135	0,264	0,210	0,488	0,897
1359,74	0,0565	0,128	0,249	0,197	0,456	0,831
1401,60	0,0536	0,121	0,233	0,184	0,423	0,764

Capítulo 5

Puesta a punto de un detector de silicio sensible a posición

5.1 Introducción

En este trabajo hemos estudiado la resolución, tanto en energía como en posición, de un detector de silicio sensible a posición (PSD), de ORTEC (modelo p-030-0810-100).

La principal característica de los PSD's es que pueden proporcionar información simultánea de la posición en la que ha incidido una partícula y de la energía con lo que lo ha hecho.

La utilidad de los PSD's se pone de manifiesto en múltiples aplicaciones: sustituir al detector imagen de un espectrómetro magnético o electrostático, determinar las propiedades direccionales de las reacciones nucleares, medir el flujo o distribución de partículas en la magnetosfera, realizar estudios de materia condensada, conseguir nuevos sistemas de imagen médica y biológica, etc.

5.1.1 Sustitución del detector imagen en un espectrómetro magnético

Nuestro trabajo tiene como fin el estudio y puesta a punto del PSD, para así conocer sus características de funcionamiento óptimas y posteriormente sustituir el detector imagen del espectrómetro β -magnético descrito en el capítulo anterior. Ahora está colocado un SSB (silicio de barrera de superficie) convencional, como se ha visto en el capítulo anterior .

La sustitución en los espectrómetros beta de los detectores imagen por PSD's ha servido para la optimización de los sistemas, como por ejemplo se ha comprobado en el trabajo realizado por Abdurakov et al. [5.1].

Como se ha comentado previamente, el sistema de recuento del espectrómetro magnético trabaja en régimen de multiescala, lo que quiere decir que acumula los electrones que le llegan al SSB durante un cierto tiempo en un canal determinado. El tiempo de acumulación está sincronizado con el incremento de la rigidez magnética ($B \times \rho$) que es lo que determina las energías de los electrones que son enfocados en el círculo óptico y recogidos por el detector. Con este método se asegura que en el canal que está abierto todos los electrones que son registrados tienen la misma energía. Haciendo un barrido en todos los canales se obtiene el espectro en energías de la muestra.

Cuando se sustituya el SSB colocado anteriormente en la imagen del espectrómetro por el PSD, este trabajará en posición y el sistema de recuento en multicanal, con todos los canales abiertos.

Como el campo magnético depende de la coordenada r , para un plano Z determinado, los electrones de distintas energías describirán órbitas distintas y por lo tanto incidirán en el detector colocado en la imagen del espectrómetro

en puntos distintos, lo que quiere decir que la posición de incidencia será un indicativo de la energía de los electrones detectados. Con el PSD trabajando en posición obtendremos el espectro en energías.

Al trabajar en estas condiciones se conseguirá que el sistema mejore tanto en resolución como en eficiencia, sobre un amplio rango de energías.

En la figura (5.1) se indican las órbitas que recorrerían los electrones y cómo incidirán en el PSD.

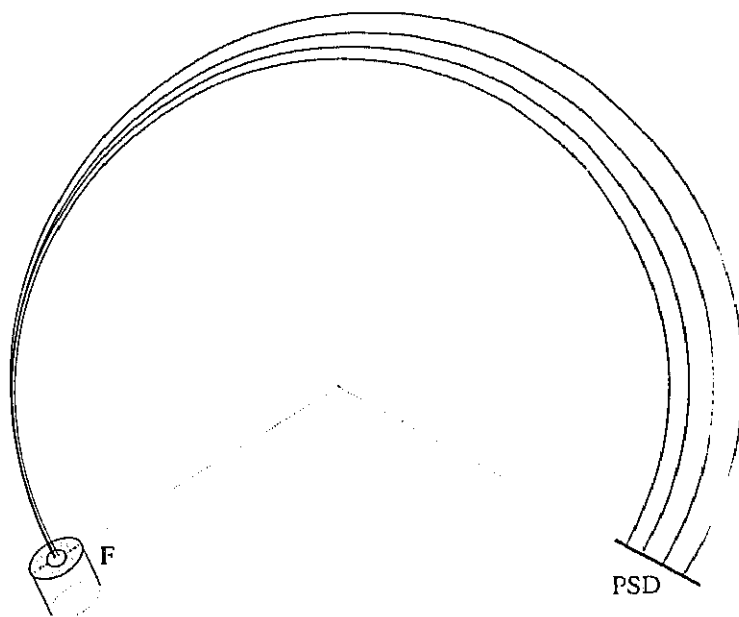


Figura (5.1): Espectrómetro magnético con PSD

5.2 Descripción del detector sensible a posición

5.2.1 Detectores de diodo de silicio

Para la detección de partículas cargadas el silicio es el material semiconductor más usado. Tiene la ventaja de que se puede trabajar con él a temperatura ambiente, pero tiene el inconveniente de su tamaño relativamente pequeño, generalmente de unos pocos cm^2 . Los diodos de silicio se pueden fabricar de distintas maneras con lo que se obtendrán distintos tipos de detectores, como son: diodos de silicio dopado con litio (Si(Li), comentados en el capítulo 1°), diodos de unión difusa (Diffused Junction), detectores de barrera de superficie (SSB) y diodos de iones implantados.

De todos éstos los más usados para detectar partículas cargadas son los SSB's. Estos detectores se basan en la unión formada entre un semiconductor y ciertos metales, generalmente silicio tipo n con oro y silicio tipo p con aluminio. Los niveles de Fermi de estos materiales son distintos, por lo que cuando se ponen en contacto, la banda de niveles del semiconductor baja. Esta situación es similar a la unión p-n, por lo que una zona de carga espacial se extiende por entero en el semiconductor. Estas uniones se conocen también con el nombre de barreras de Schottky y poseen muchas de las características de las uniones p-n.

La profundidad de la zona de carga espacial se puede calcular usando la siguiente ecuación

$$d = \left(\frac{2\epsilon V_o}{eN_D} \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde ϵ es la constante dieléctrica del medio, V_o es la tensión de polarización

aplicada y N_D es el número de donantes. Se pueden obtener profundidades de hasta 5 mm.

Los SSB's tienen buena resolución en energías y baja sensibilidad a la radiación fotónica de fondo y a los neutrones.

Los detectores de iones implantados son también muy utilizados para detectar partículas cargadas. Se forman bombardeando el cristal semiconductor con un haz de iones desde un acelerador que los produce. Este método se conoce como implantación iónica y se puede usar para formar capas n^+ y p^+ acelerando fósforo o boro, respectivamente. Ajustando la energía del haz hasta un cierto rango se puede controlar la concentración de impurezas y la profundidad de la capa.

5.2.2 Detector sensible a posición

Para que un diodo de silicio sea sensible a la posición de incidencia de la partícula (sea un PSD) el electrodo de una de las caras del detector debe tener una resistencia uniforme y el de la otra debe ser de baja resistencia

El detector con el que hemos trabajado es un silicio tipo n donde se han implantado iones de boro. El boro implantado sirve de capa resistiva y crea la zona de unión p-n. Al final de la capa de boro hay dos contactos de oro evaporado y en la otra cara del detector hay una capa de aluminio (baja resistencia).

La implantación iónica en la cara frontal del PSD crea un detector muy robusto comparándolo con los detectores SSB's convencionales.

La zona de carga espacial del PSD vendrá determinada por la resistividad de la capa externa y el voltaje de polarización aplicado.

La capa de iones implantados es muy homogénea y su resistividad es continua por lo que resulta una resistencia uniforme a lo largo de toda la capa, esta es la característica que hace que se pueda obtener la información precisa de la posición de incidencia de la partícula.

Las características físicas del PSD son, [5.10]:

(10,0 ± 1,0) mm de longitud y (8,0 ± 0,5) mm de anchura, área sensible 80 mm².

Presión de trabajo de 10⁻² mbar.

5.2. Descripción del detector sensible a posición

153

Tensión aplicada 100 V.

Profundidad de la zona de carga espacial 100 μm

Resistividad 7,7 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$

Capacidad 85 pF

No-linealidad en la posición $\leq \pm 1,0\%$

En la figura (5.2) aparece un diagrama esquemático de PSD y su circuito equivalente.

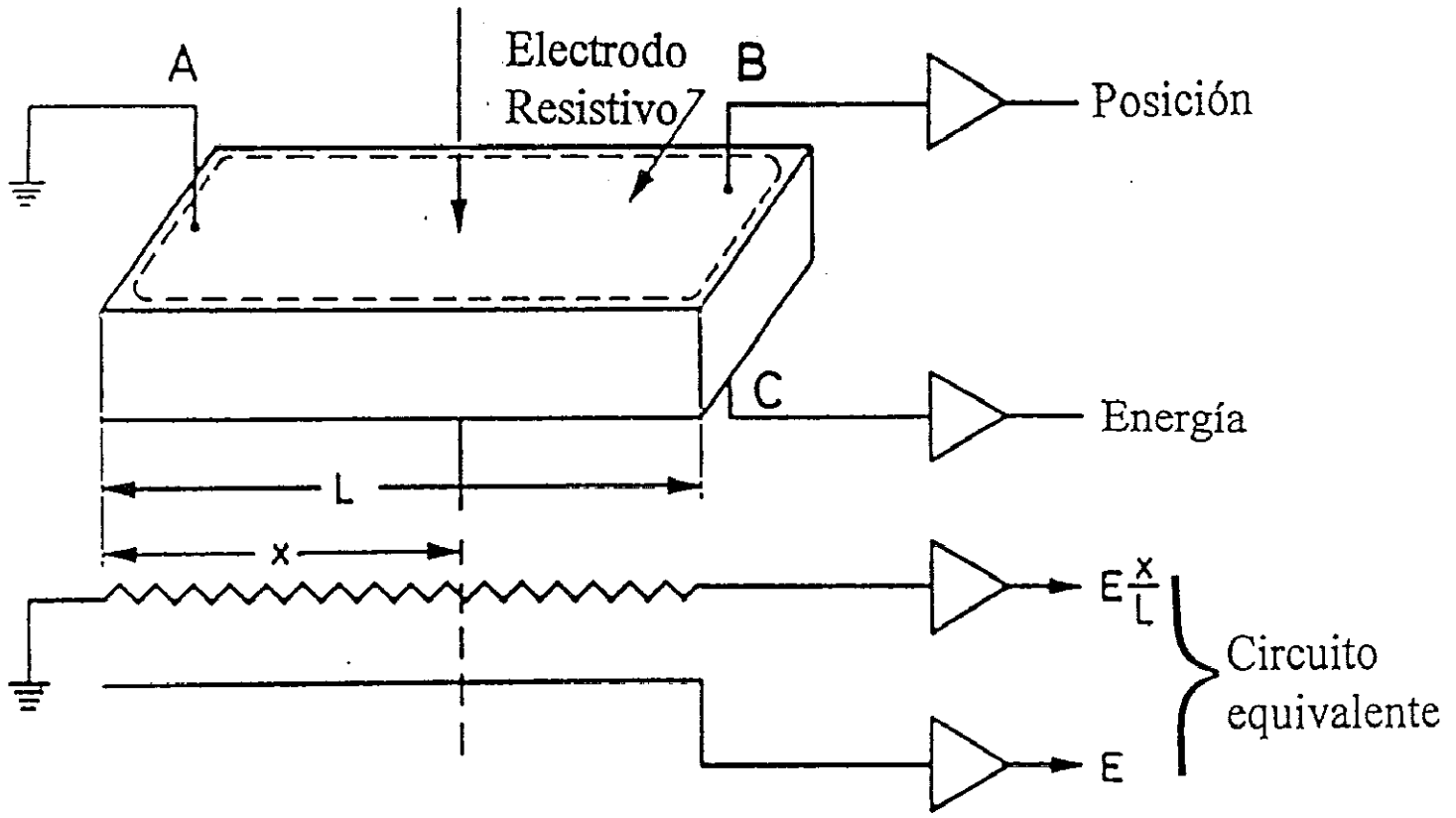


Figura (5.2): Esquema del detector utilizado

5.3 Método de división de carga

Cuando una partícula cargada pierde su energía en la zona de carga espacial se producen pares electrón-hueco que son recogidos en los electrodos debido al fuerte campo eléctrico que hay en la zona de carga espacial, ya que existe un potencial de polarización inverso aplicado entre los electrodos del detector.

La carga recogida en el electrodo de la capa resistiva fluye hasta el contacto, B. Si la resistencia de esta cara es homogénea y de baja impedancia, la carga que se recoge es estrictamente proporcional a la distancia entre el punto de incidencia y el otro contacto, A,

$$q_{xB} = q_o \frac{x}{L},$$

donde q_o es la carga total recogida durante todo el proceso.

En los detectores de estado sólido, como es el de nuestro caso, la carga total q_o es proporcional a la energía depositada por la partícula incidente en la zona de carga espacial. Esa señal se puede obtener fácilmente en el contacto C, en el electrodo de la cara trasera.

Diferentes autores [5.2] [5.3] [5.4] [5.5] [5.6] [5.7] [5.8] [5.9] [5.11], han realizado un análisis detallado del proceso de división de carga en PSD's.

Para realizar los cálculos de una manera más sencilla se supone que el PSD se puede representar como una línea RC unidimensional, como aparece en la figura (5.2); esto se puede justificar siempre que la longitud del detector exceda varias veces su profundidad [5.5].

El electrodo resistivo del PSD se puede representar por un resistor (capa de alta resistencia) de resistencia R_D , además el detector tendrá una capacidad asociada C_D . Su producto es un parámetro del PSD que es la constante de tiempo característica del sistema, τ_D .

Una carga producida instantáneamente a una distancia x del contacto A del electrodo frontal produce una señal dependiente del tiempo

$$q_{xB}(x,t) = q_o \left[\frac{x}{L} - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{sen } n\pi(1-x/L)}{n} \times \exp\left(\frac{-n^2\pi^2 t}{\tau_D}\right) \right], \quad (5.1)$$

donde L es la longitud del detector, entre los contactos A y B, y t es el tiempo.

En el electrodo trasero la carga recogida en el contacto C será

$$q_E(x,t) = -q_o \left[1 - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{sen } n\pi(1-x/L)}{n} \times \cos(1 - \cos n\pi) \times \exp\left(\frac{-n^2\pi^2 t}{\tau_D}\right) \right]. \quad (5.2)$$

Para grandes intervalos de tiempo en comparación con la constante de tiempo, tanto la señal en energía como la señal en posición se aproximan a los siguientes valores, que se obtienen de las ecuaciones (5.1) y (5.2)

$$q_{xB}(x, t \rightarrow \infty) = q_o \frac{x}{L}$$

$$q_E(x, t \rightarrow \infty) = -q_o$$

y estas ecuaciones muestran que, como se afirmó antes, la señal en posición es estrictamente función lineal de la posición y la señal en energía es independiente del punto de incidencia de la partícula.

Es evidente que si se divide q_{xB} entre q_E se obtiene una señal proporcional a la posición,

$$x = L \frac{q_{xB}}{q_E}.$$

En la figura (5.3) se puede ver un diagrama de bloques del sistema de medida utilizado con el PSD. Cuando una partícula incide en el detector se generan simultáneamente 2 señales en los canales de salida 2 y 3. Cada señal tiene que ser preamplificada para ajustar las impedancias del detector y la línea de transmisión de la señal, posteriormente son amplificadas para obtener una señal lo suficientemente grande para que se pueda trabajar con ella. Después de pasar por los amplificadores, ambas señales pasan al analizador, donde se realiza una normalización analógica de la señal de posición entre la señal de energía. De allí pasan al multicanal u ordenador previo paso por el convertidor analógico-digital, para su tratamiento posterior.

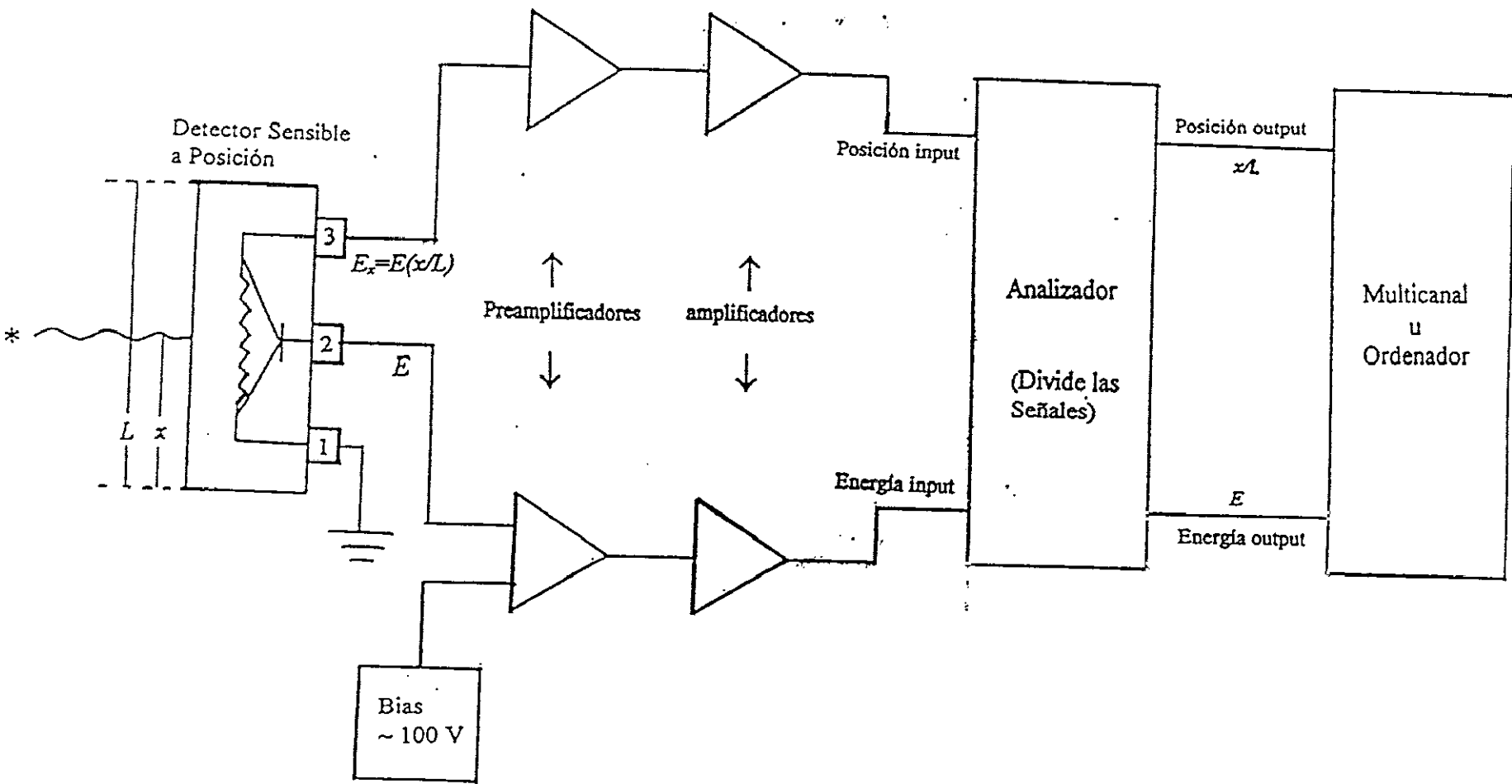


Figura (5.3): Diagrama del sistema de medida

5.4 Resultados obtenidos en energía: resolución en energía

Para comprobar el correcto funcionamiento del detector trabajando en energía, es decir con la señal de energía, se han obtenido diversos espectros, tanto de radiación beta como de partículas alfa.

En la figura (5.4) aparecen dos espectros obtenidos con el detector. El primero es el espectro de una muestra de Cs^{137} , donde se aprecia el continuo beta y dos picos debidos a los electrones de conversión interna de las capas K y L. El segundo es el espectro de una muestra de Sr^{90} , se puede ver la contribución de los dos continuos beta. Con estos dos espectros se comprueba que el detector tiene muy buena sensibilidad para los electrones.

Para obtener la resolución en energías del PSD se ha utilizado en este trabajo [5.12] una muestra que contenía tres emisores α ($\text{Pu}^{239} + \text{Am}^{241} + \text{Cm}^{244}$). Se midió la anchura a semialtura (FWHM) en el pico de 5,485 MeV del Am^{241} , obteniéndose un valor de 23,5 keV ($R = 0,4\%$). En la figura (5.5) se ve un espectro de esta muestra triple. Este espectro obtenido con el PSD, se ha comparado con los que se sacan con la misma muestra con un SSB convencional, se observa que la resolución en energías es comparable.

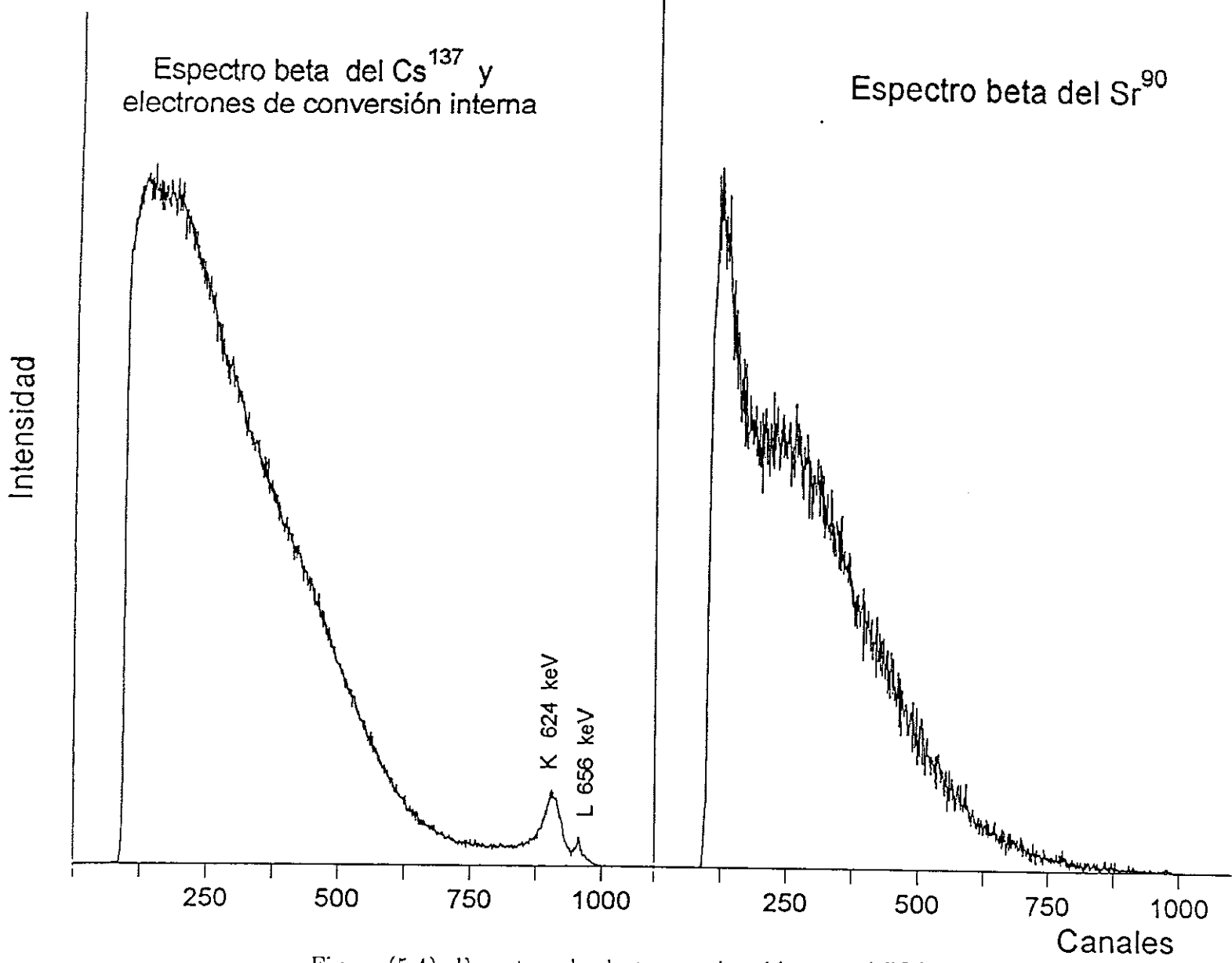


Figura (5.4): Espectros de electrones obtenidos con el PSD

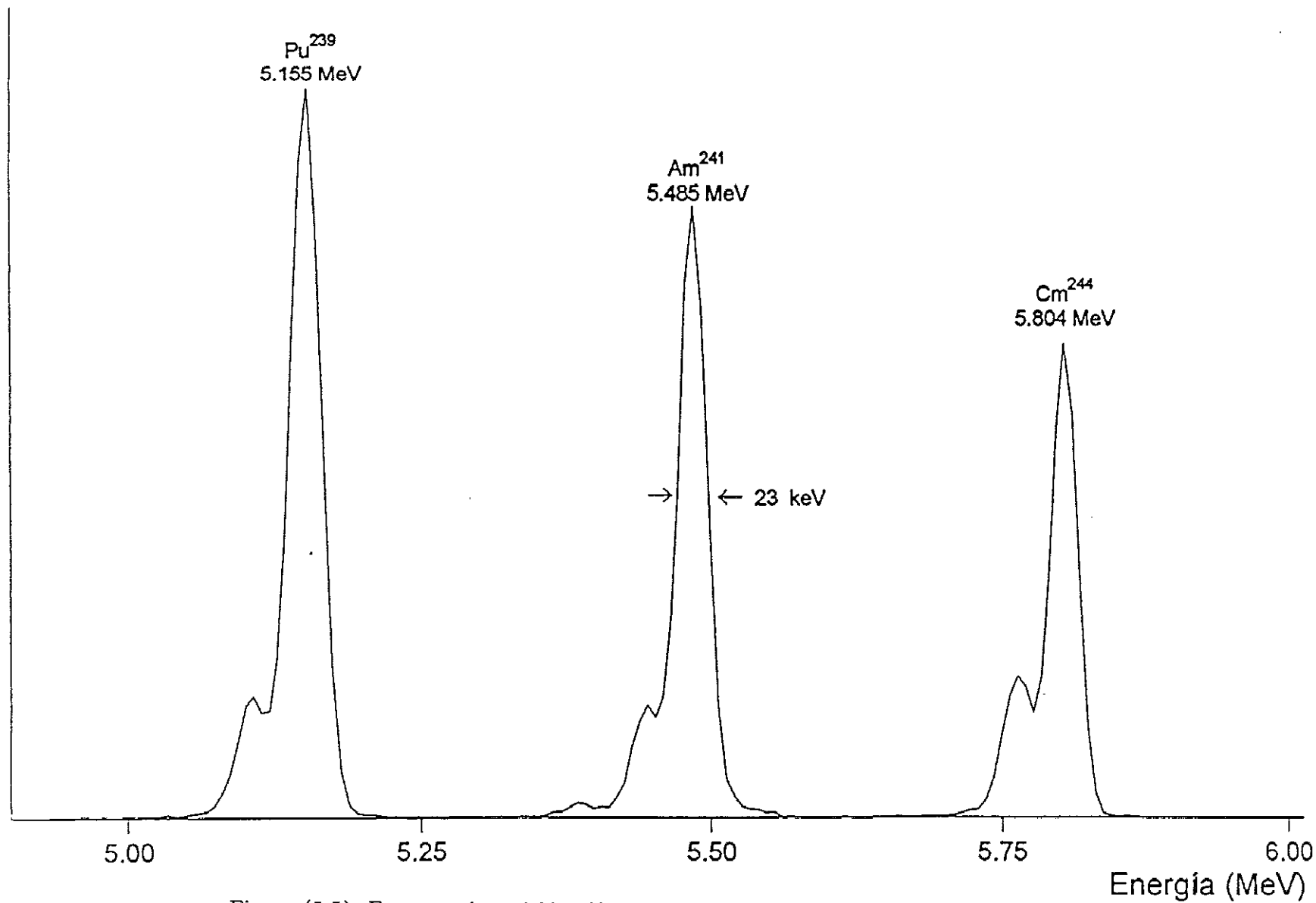


Figura (5.5): Espectro de emisión alfa obtenido con el PSD

5.5 Resultados obtenidos en posición: resolución en posición

Cuando se trabaja en posición, el canal que aparece en el espectro es proporcional a la posición de incidencia de la partícula. Suponiendo que hay una relación lineal entre la señal y la posición y teniendo en cuenta que como se ha visto las no-linealidades están por debajo del 1%, se puede establecer la relación lineal entre los canales y la posición.

El espectro de cualquier muestra, tanto alfa como beta cuando se está midiendo en posición, si no se ha hecho pasar por ninguna rendija, será un continuo de pendiente cero entre dos canales determinados. Lo que quiere decir que están llegando partículas a todo el detector. Este resultado es independiente de la energía

Para la medida de la resolución en posición se han utilizado dos métodos diferentes:

Método de la rendija variable.

Método de las tres rendijas.

Con los dos métodos se ha obtenido la relación entre mm/canal y la resolución en posición, obteniéndose resultados comparables.

Conociendo la resolución en posición y relacionándola con la dispersión del espectrómetro magnético, se obtiene la resolución que tendrá el espectrómetro

cuando se coloque el PSD en la imagen, cálculo que se ha desarrollado en la página 167.

5.5.1 Método de la rendija variable

Se hace incidir un flujo de partículas β procedente de una muestra de Sr^{90} , convenientemente colimado, sobre una rendija de apertura variable. El espectro obtenido con cada una de las aperturas presenta una determinada anchura en canales, que va disminuyendo a medida que se reduce la apertura de la rendija, comprobándose que esta relación es lineal. Se obtiene así la relación entre el número de canal del espectro y el punto de incidencia de la partícula en el detector.

La recta de ajuste es la siguiente

$$Y(\text{canal}) = X(\text{mm}) \times 59,09 + 38,83.$$

La ordenada en el origen tendría que ser cero, el hecho de que sea distinta de cero indica que hay un fondo de partículas que atraviesan la placa y además que la colimación no es perfecta. La pendiente de esta recta proporciona la relación canal/mm y se obtiene un valor de 0,017 mm/canal.

A partir de una determinada apertura de la rendija, la anchura en canales del espectro no disminuye aunque se siga reduciendo la apertura de la rendija. Se alcanza así el valor de la resolución en la posición. El valor obtenido con este método es de 0,20 mm.

Este método se ha desarrollado para este trabajo [5.12] partiendo de una idea original que tiene en cuenta las condiciones del PSD utilizado.

En la figura (5.6) aparece la recta de ajuste nº canales/anchura de la rendija.

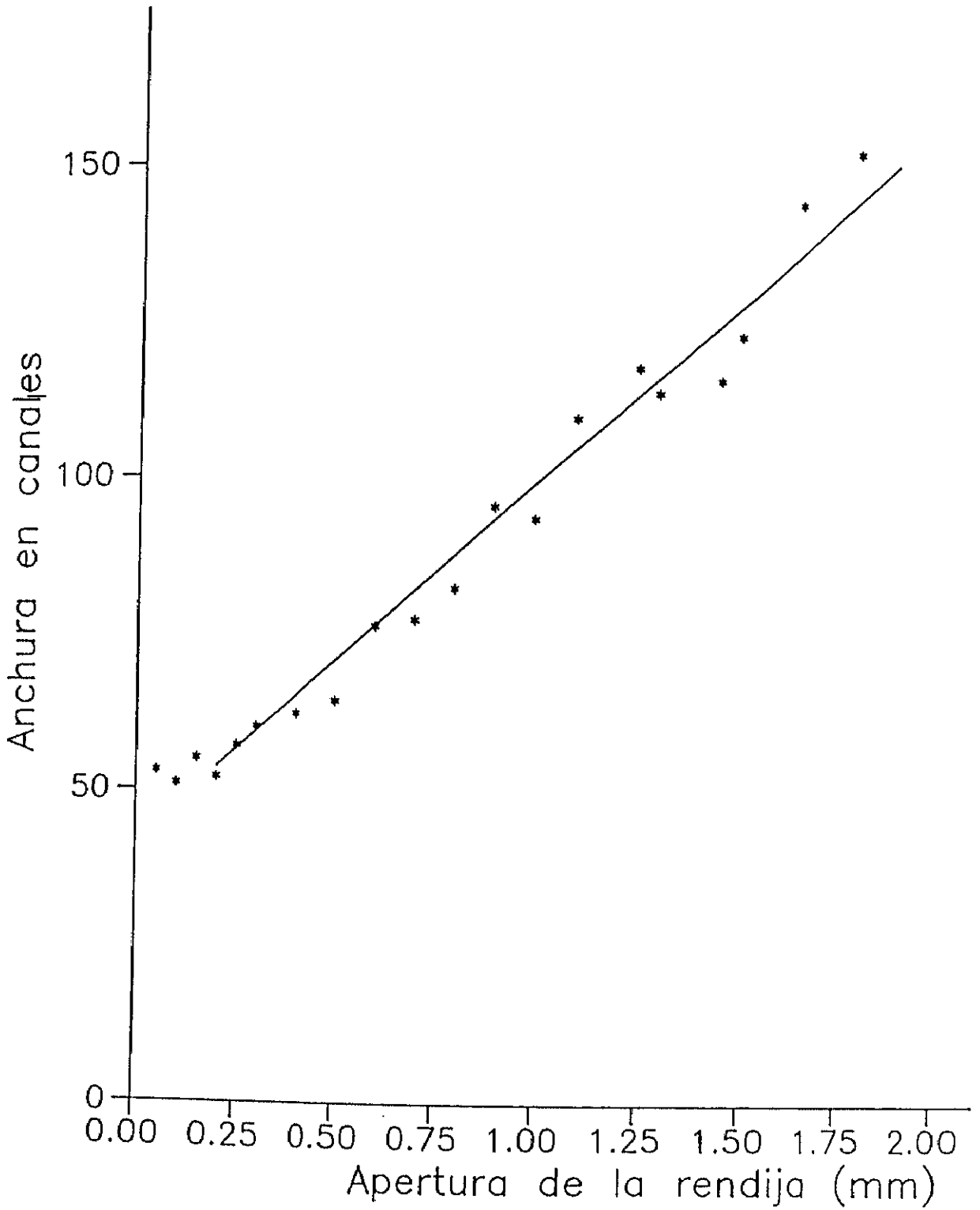


Figura (5.6): Método de la rendija variable

5.5.2 Método de las tres rendijas

En este método [5.8], se obtienen espectros con varias rendijas equidistantes.

El mismo flujo utilizado en el método anterior se hace ahora incidir sobre una placa que contiene 3 rendijas de 0,3 mm de apertura cada una y separadas 3 mm una de otra. Del espectro obtenido de esta manera, que contiene tres picos, se deduce directamente la relación entre los canales y la posición, como la relación entre la distancia entre las rendijas y el número de canales entre los máximos de los picos. La distancia pico-pico entre el 1º y el 2º es de 174 canales y entre el 2º y el 3º es de 176, por lo que teniendo en cuenta que eso equivale a 3 mm la relación canal/mm es de 0,017 mm/canal, que como se ve es igual a la que se obtuvo con el método anterior.

Para calcular la resolución en posición se mide la anchura a semialtura de los picos y se traduce a mm. La anchura a semialtura es 10 canales por lo que la resolución obtenida con este método es de 0,17 mm.

En la figura (5.7) se ve el espectro obtenido de esta manera.

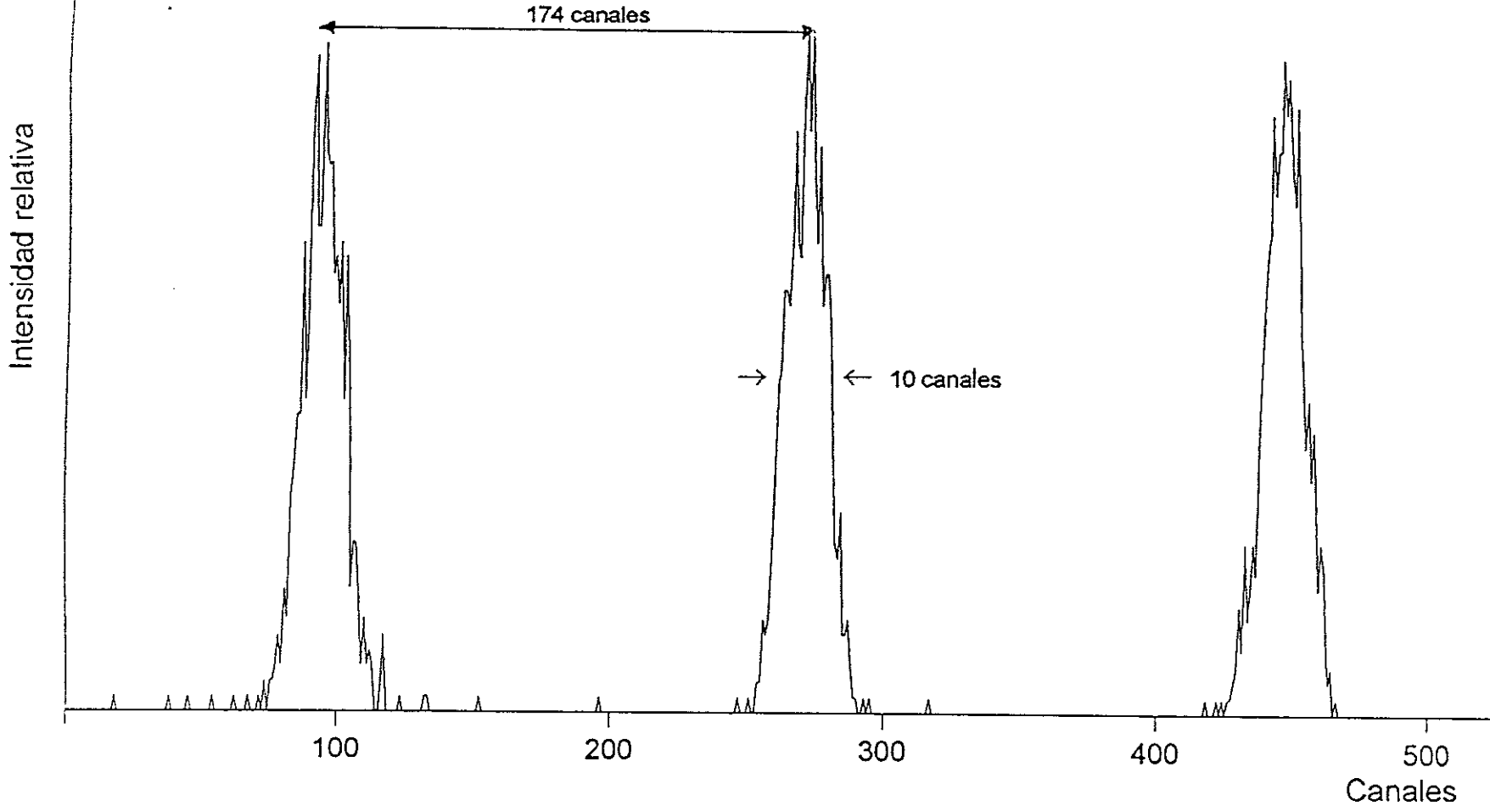


Figura (5.7): Método de varias rendijas

5.6 Cálculo de la resolución en energía de un espectrómetro magnético con un detector sensible a posición

Partiendo de la resolución en posición sensible a posición se puede calcular la resolución en energía que tendrá un espectrómetro magnético con un PSD en la imagen del sistema.

Recordando conceptos que aparecieron en el capítulo 3

$$\Delta x = 2\Delta\rho,$$

donde ρ es la coordenada radial de enfoque de los electrones,

$$\Delta x = 2\Delta\rho = 2 \left(\frac{d\rho}{dp} \right) \Delta p, \quad (5.3)$$

como

$$p = eB\rho \Rightarrow \frac{dp}{d\rho} = e \left(\frac{d(B\rho)}{d\rho} \right)$$

por lo que la expresión (5.3) queda

$$\Delta x = \frac{2}{e} \left(\frac{1}{\frac{d(B\rho)}{d\rho}} \right) \Delta p. \quad (5.4)$$

Recordando que, en primera aproximación el valor del campo magnético B en función del radio ρ es

$$B = B_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \right) = \frac{p}{e} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \right),$$

multiplicando toda la expresión por ρ y posteriormente derivándola con respecto a ρ quedará la siguiente expresión

$$\frac{d(B\rho)}{d\rho} = \frac{p}{2e} \frac{1}{\rho_0},$$

sustituyendo en (5.4) se obtiene

$$\Delta x = \frac{4\rho_o}{p} \Delta p, \text{ por lo que}$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta x}{4\rho_o}.$$

Teniendo en cuenta que

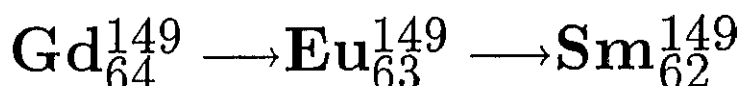
$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{\Delta p}{p} \text{ se obtiene que}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta x}{2\rho_o}. \tag{5.5}$$

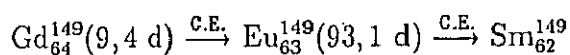
Si sustituimos en (5.5) los valores que se tienen en el caso de este trabajo, $\rho_o = 18,5$ cm y $\Delta x = 0,20$ mm se obtiene que la resolución en energías del espectrómetro beta con un PSD en la imagen es del 0,05%.

Capítulo 6

Estudio de la cadena de desintegración:



El Gd^{149} decae por captura electrónica a niveles excitados del Eu^{149} y éste a su vez al Sm^{149} formando la cadena

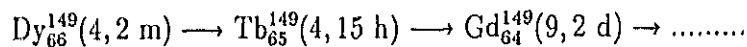


Además han aparecido líneas pertenecientes a la desexcitación de niveles del Sm^{145} y del Pm^{145} .

Estos radionucleidos se han originado por la desintegración por captura electrónica del Eu^{145} . La aparición del Eu^{145} en la fuente se debe a que el Gd^{149} fue producido a partir del Tb^{149} que además de la desintegración por captura electrónica que da origen a la cadena objeto de estudio, se desintegra por emisión α al Eu^{145} .

6.1 Obtención de la muestra.

La fuente de Gd^{149} que se ha utilizado en este trabajo fue obtenida en el separador de isótopos ISOLDE del laboratorio europeo del CERN (Ginebra) a partir de la siguiente cadena de desintegración



que se origina a partir de las reacciones de desprendimiento producidas al bombardear con un haz de protones (de $1 \mu A$ de intensidad y energía de 600 MeV procedente del SC sincrociclotrón) a una lámina de tántalo de 122 g/cm^2 de espesor. Los productos de las reacciones se hacen pasar mediante una línea de transferencia a una fuente de ionización. La fuente está formada por un anillo de wolframio de 3 mm de diámetro que forma un estrechamiento al final de la línea y se mantiene a $2400 \text{ }^\circ\text{C}$ de temperatura para evitar la absorción de las paredes. Los iones producidos se aceleran mediante una diferencia de potencial de 60 keV y se separan en masa mediante un campo magnético.

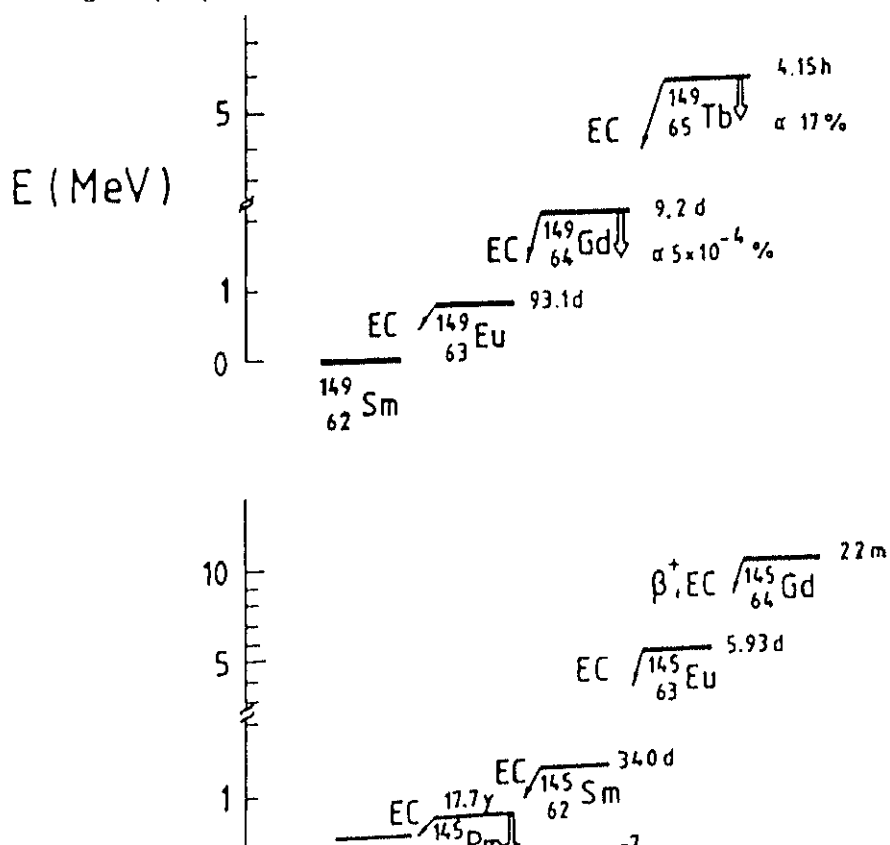
Seleccionando con el separador la masa de 149, se recogió el haz sobre una lámina de aluminio durante 75 min, obteniéndose una fuente de 10^9 Bq de $Dy^{149}(4,2 \text{ m})$ que se desexcita al Tb^{149} . Esta fuente fue enviada a Madrid por vía aérea, empezándose las medidas transcurridos tres días desde su producción, siendo entonces la actividad de $2 \times 10^6 \text{ Bq}$ debida al $Gd^{149}(9,3 \text{ d})$ que se produce por la desexcitación por captura electrónica del $Tb^{149}(4,14 \text{ h})$. La cadena de desintegración aparece en la figura (6.1).

En algunos de los espectros gamma analizados en este trabajo se ha observado la presencia de líneas que han sido identificadas, con la ayuda de las correspon-

dientes intensidades relativas y a la evolución de la intensidad en el tiempo con transiciones producidas en Sm^{145} . El Sm^{145} se origina a partir del Tb^{149} ya que como se observa en el esquema parcial de la figura (6.1), este radionúclido además de desintegrarse por captura electrónica lo hace por emisión alfa. Esta rama de desintegración alfa da lugar al Eu^{145} . El radionúclido Eu^{145} se desintegra por captura electrónica con una vida media de 5,93 días y da origen a Sm^{145} que tiene una vida media de 340 días. La contribución de estas impurezas han sido tenidas en cuenta cuando ha sido necesario para determinar las intensidades de las líneas gamma en estudio.

La presencia de líneas identificadas como del Sm^{148} es debido a que al seleccionar en el separador de masas la masa 149 también se han separado nucleidos de masa 148, porque la resolución de la pureza isotópica del separador no es exactamente de una unidad de masa. El Sm^{148} procede del Eu^{148} que se desintegra por captura electrónica con un periodo de 54,5 días. Estas líneas se han tratado como impurezas y se tienen en cuenta al estudiar los espectros analizados, restando su contribución cuando fuera necesario.

Figura (6.1): Esquema de desintegración de la cadena del Tb^{149}



6.2 Estudios sobre Gd^{149} y Eu^{149}

La desintegración del Gd^{149} fue observada por primera vez por Hoff et al. [6.18] en 1951 al bombardear óxido de samario con partículas alfa. Este radionúclido tiene una vida media [6.28] [6.33] de 9,4 días y se desintegra por captura electrónica al Eu^{149} con una rama de desintegración alfa muy pequeña. Las primeras investigaciones [6.4] [6.27] [6.33], sobre su espectro gamma y de electrones de conversión fueron realizados utilizando detectores de centelleo y espectrómetros magnéticos. Los resultados, que incluyen el análisis de coincidencias, permitieron establecer un esquema de niveles preliminar. Alrededor de 1966 se realizaron nuevos estudios [6.5] [?] [6.21] [6.22] [6.40] de la desintegración del Gd^{149} mediante detectores que permiten alcanzar mayor resolución, consiguiéndose determinar con mayor exactitud las energías de las transiciones e identificar nuevas líneas gamma y líneas de electrones de conversión. Adam et al. [6.1] combinan los resultados de las intensidades de los electrones de conversión y de líneas gamma obtenidos por otros autores para deducir los coeficientes de conversión interna para la capa K y la multipolaridad de varias transiciones. Eppley et al. [6.13] realizaron una nueva determinación de las intensidades de transiciones gamma y utilizando las intensidades de líneas de electrones de otros autores obtuvieron el valor de los coeficientes de conversión y las multipolaridades. Los resultados de los trabajos sobre este radionúclido publicados antes de 1970 están recogidos en la compilación de datos nucleares de Holland [6.19].

En los años siguientes se realizaron nuevos experimentos con fuentes más adecuadas y detectores de mayor volumen y mejor resolución. Aleksandrov et al. [6.2] determinan nuevas intensidades de transiciones gamma y de electrones de conversión deduciendo los coeficientes de conversión y las multipolaridades de las transiciones. Sen et al. [6.32] resuelven algunas de las discrepancias exis-

tentes entre los resultados de los trabajos anteriores observando líneas gamma adicionales y proponiendo la existencia de tres nuevos niveles de energía en el esquema del Eu^{149} . Los resultados de estos estudios experimentales están recogidos en la última compilación de datos nucleares [6.35] para este núclido publicada en 1985, junto que el esquema de niveles adoptado para la desintegración del Gd^{149} . Posteriormente un trabajo publicado en 1986 [6.37] recoge los resultados de la determinación de mezcla de multipolaridades en las transiciones del Eu^{149} a partir del análisis de anisotropías en la emisión gamma.

Las primeras determinaciones de las probabilidades de emisión de transiciones gamma y de electrones de conversión observadas en la desintegración por captura electrónica del Eu^{149} al Sm^{149} , que tiene una vida media de 93,1 días, han sido publicadas en las siguientes referencias: [6.1] [6.4] [?] [6.12] [6.22] [6.27] [6.39] y [6.40]. Adam et al. [6.1], obtienen resultados para las intensidades de líneas gamma y de electrones de conversión en buen acuerdo con los valores publicados anteriormente. Estos autores [6.1] proporcionan los valores medios para las probabilidades relativas de emisión gamma y los coeficientes de conversión para la capa K para varias transiciones. El trabajo de Antman et al. [6.3] completa estos resultados con un estudio de alta resolución de las líneas de conversión interna de la transición de 22,5 keV obteniendo las probabilidades de emisión para las subcapas L y M.

Los resultados obtenidos mediante el análisis de correlaciones angulares [6.14] permitieron identificar la energía de los niveles, la asignación de espín y establecer el esquema de desintegración. Finalmente en un estudio de 1982 [6.23] se determinaron con precisión las líneas gamma de baja intensidad y los electrones de conversión, lo que, junto con los resultados anteriores existentes, permiten establecer el esquema de desintegración [6.35] del Eu^{149} .

6.3 Resultados obtenidos para el Eu^{149}

6.3.1 Intensidades de líneas gamma del Eu^{149}

En este trabajo [6.9] se han medido las intensidades relativas de las líneas gamma del Eu^{149} procedentes de la captura electrónica del Gd^{149} y se han comparado con los valores de los autores más recientes, Aleksandrov et al. [6.2], Sen et al. [6.32] y Szücs et al. [6.35]. Todas las energías medidas están en buen acuerdo con los datos que aparecen en la recopilación de Szücs et al. [6.35]. Las líneas de 348,92 y 478,29 keV incluidas en dicha recopilación sólo se observaron como débiles líneas de conversión por Aleksandrov et al., [6.2], en nuestro trabajo no fueron detectadas así como tampoco lo fueron por Sen et al., [6.32]. Aleksandrov et al. [6.2] observan una transición de 121,1 keV que no se confirma en el presente trabajo [6.9]; estos autores también observan líneas gamma de 189,70 y 552,72 keV que asignan al Eu^{149} . Sin embargo los rayos gamma de 189,70, 550,28 y 552,72 han sido identificados en la desintegración por captura electrónica del Eu^{148} , Singh et al. [6.34] y Peker et al. [6.26], lo que impide la asignación inequívoca de las transiciones correspondientes a 189,70 y 552,72 keV al Gd^{149} , al detectarse en los espectros líneas del Eu^{148} .

De las restantes líneas gamma asignadas al Eu^{149} por Aleksandrov et al. [6.2], se confirman en este trabajo [6.9] las líneas de 264,5, 341,60, 398,9, 436,60, 482,83 y 794,70 keV. Así mismo se han identificado las líneas 384,7, 798,0, 956,4 y 992,2 keV detectadas por Sen et al. [6.32]. En la recopilación de Szücs et al. [6.35] se incluyen dos líneas gamma de 599,2 y 600,92 keV cuyas intensidades fueron medidas también por Aleksandrov et al. [6.2] y Sen et al. [6.32]. En este trabajo [6.9] sólo una de estas transiciones ha sido detectada en esta región, confirmando los valores de energía y probabilidad de transición que se han obtenido en los

trabajos más recientes [6.32].

Las intensidades de las transiciones gamma obtenidas en este trabajo [6.9] están en buen acuerdo con las medidas más recientes [6.2] [6.32] y [6.35], teniendo en cuenta los errores experimentales. Las probabilidades de emisión obtenidas por Szücs et al. [6.35], son promedios ponderados de los valores de las referencias [6.2], [6.32] y Eppley et al. [6.13]. La detección en este trabajo de las líneas de 1012,6 y 1082,0 keV permite confirmar la existencia de los correspondientes niveles nucleares en el esquema de desintegración del Eu^{149} [6.32].

En la figuras (6.2) aparece un espectro obtenido en este trabajo [6.9].

En la tabla (6.1) figuran las intensidades gamma obtenidas en este trabajo [6.9] para el Eu^{149} , junto con las obtenidas por Aleksandrov et al. [6.2], Sen et al. [6.32] y Szücs et al. [6.35].

Las intensidades relativas de las líneas gamma de este trabajo corresponden al valor medio deducido del análisis de una serie de espectros como el que se presenta en la figura (6.2), que corresponden a diferentes tiempos de acumulación y distinta resolución. Los errores corresponden a la desviación cuadrática media respecto al valor medio y al error de calibración de la zona en cuestión, oscilando entre un 1% y un 10%, salvo en líneas con una intensidad inferior a 1% cuyo error máximo se estima en un 30%.

Figura (6.2): Espectro de emisión gamma del Eu^{149}

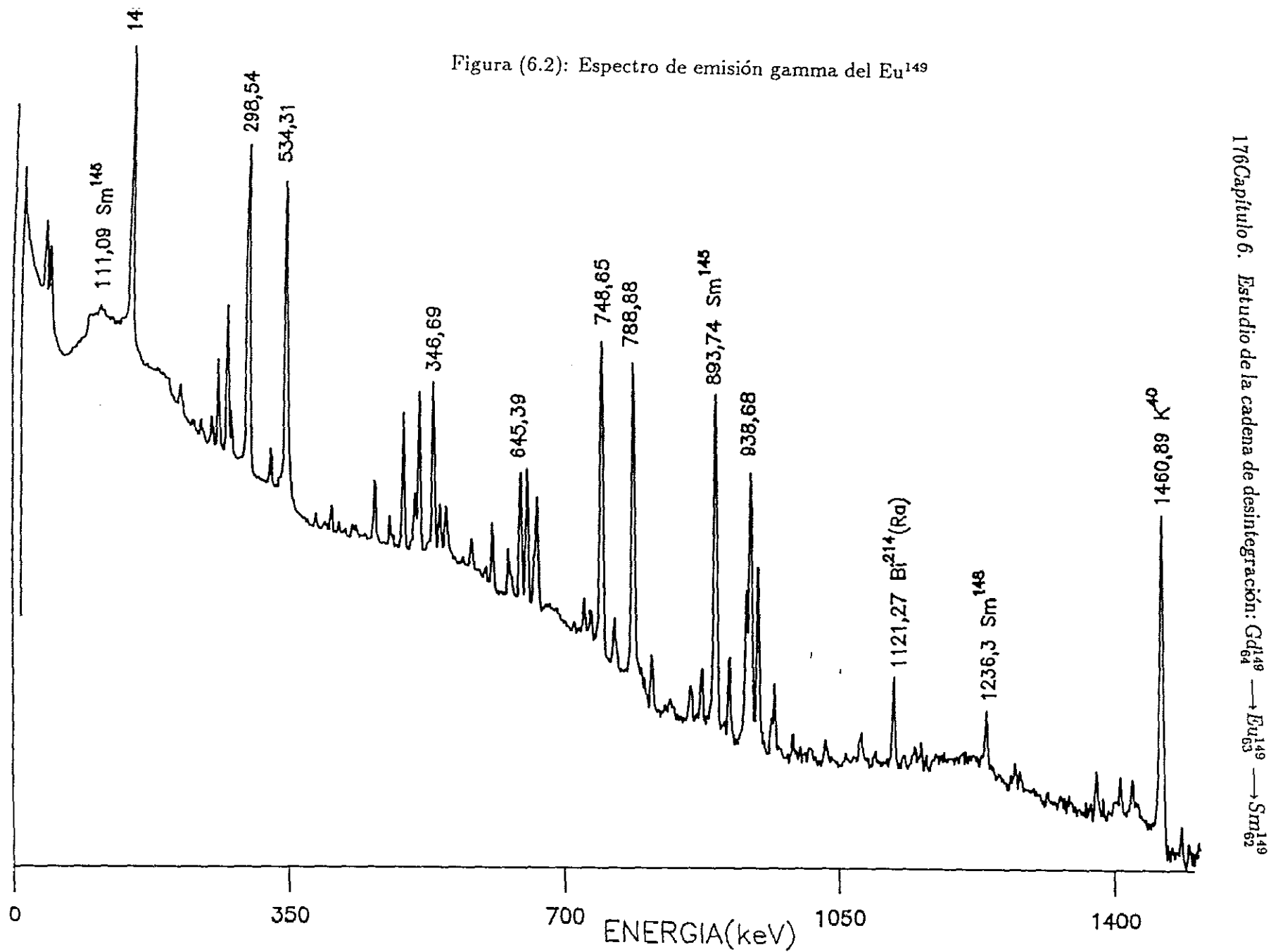


Tabla (6.1): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Eu^{149}

E(keV)	Aleksandrov et al. [6.2]	Sen et al. [6.32]	Szücs et al. [6.35]	Este Trabajo [6.9]
82,5	0,06 (2)		0,06 (2)	0,07 (2)
126,0	0,30 (5)		0,30 (5)	0,28 (4)
128,7	0,09 (5)		0,09 (5)	0,12 (3)
132,02	0,15 (2)	0,14 (3)	0,15 (2)	0,14 (2)
138,0	0,19 (6)		0,18 (5)	0,22 (5)
149,72	100	100	100	100
184,5	0,13 (4)	0,13 (3)	0,12 (2)	0,12 (3)
214,29	0,47 (4)	0,45 (4)	0,43 (3)	0,41 (3)
252,26	0,64 (6)	0,61 (5)	0,61 (3)	0,63 (5)
260,73	2,87 (6)	3,0 (2)	2,84 (8)	2,80 (4)
264,5	0,06 (3)		0,06 (3)	0,08 (3)
272,37	5,70 (11)	7,65 (35)	5,85 (25)	6,80 (4)
278,20	0,17 (6)	0,22 (4)	0,21 (3)	0,28 (4)
298,64	58,4 (9)	66,2 (3)	59,0 (18)	64,4 (5)
341,60	0,06 (4)		0,06 (4)	0,051(3)
346,69	46,3 (13)	56,0 (28)	47,8 (28)	51,5 (3)
384,7		0,19 (25)	0,19 (25)	0,17 (5)
398,9	0,07 (4)		0,07 (4)	0,08 (4)
404,31	0,26 (4)	0,46 (4)	0,35 (10)	0,36 (3)
415,7	0,04 (1)	0,06 (3)	0,05 (2)	0,07 (2)
431,40	0,15 (2)	0,16 (1)	0,15 (1)	0,15 (1)
436,60	0,11 (2)		0,11 (2)	0,10 (2)
459,87	1,11 (4)	1,29 (9)	1,15 (9)	1,24 (9)
478,77	0,45 (4)	0,46 (4)	0,45 (3)	0,44 (3)
482,83	0,11 (2)		0,11 (2)	0,12 (2)
496,41	3,32 (6)	3,81 (3)	3,31 (8)	4,5 (2)
516,57	6,28 (6)	6,14 (5)	5,8 (5)	5,8 (4)
534,31	6,24 (6)	6,94 (5)	6,2 (2)	6,8 (4)
599,2		0,09 (7)	0,10 (8)	}0,12 (6)
600,92	0,36 (11)		0,36 (11)	
645,39	2,83 (37)	3,35 (24)	3,18 (18)	3,23 (21)

Líneas gamma del Eu^{149} (continuación)

E(keV)	Aleksandrov et al. [6.2]	Sen et al. [6.32]	Szücs et al. [6.35]	Este Trabajo [6.9]
662,77	0,62 (4)	0,67 (5)	0,62 (4)	0,66 (5)
666,28	1,91 (4)	1,76 (14)	1,89 (3)	1,88 (11)
726,36	0,21 (4)	0,25 (2)	0,24 (2)	0,29 (3)
734,97	0,26 (4)	0,23 (2)	0,24 (15)	0,23 (4)
748,65	15,29 (7)	19,20 (14)	15,3 (1)	18,3 (6)
788,88	14,2 (16)	7,1 (10)	14,2 (3)	15,6 (4)
794,70	0,06 (2)		0,06 (2)	0,07 (2)
798,0		0,99 (19)	0,099(19)	0,085(12)
812,68	0,32 (2)	0,32 (2)	0,32 (1)	0,32 (4)
862,97	0,19 (2)	0,15 (1)	0,16 (1)	0,14 (2)
875,95	0,30 (2)	0,38 (3)	0,33 (3)	0,30 (3)
933,25	1,27 (4)	1,52 (17)	1,28 (6)	1,40 (11)
938,68	4,24 (3)	5,9 (4)	4,27 (14)	5,3 (2)
947,94	2,0 (4)	2,36 (17)	2,01 (7)	1,95 (11)
956,4		0,035(2)	0,04 (2)	0,03 (3)
992,2		0,099(13)	0,099(13)	0,08 (3)
1012,6	0,04 (1)	0,09 (1)	0,06 (2)	0,09 (1)
1082,0	0,04 (1)	0,05 (2)	0,04 (1)	0,06 (1)

6.3.2 Intensidades de líneas de electrones de conversión del Eu^{149}

Un ejemplo de los espectros de electrones de conversión correspondientes al Eu^{149} que han sido analizados en este trabajo [6.9] se presenta en la figura (6.3). Las probabilidades relativas de emisión de electrones de conversión obtenidas se presentan en la tabla (6.2) junto con los valores de otros autores, Adam et al. [6.1] y Aleksandrov et al. [6.2], para su comparación. El valor determinado para la intensidad de la línea de conversión correspondiente a la transición de 184,5 keV por Aleksandrov et al. [6.2], es inferior al que se ha obtenido en este trabajo, que está en mejor acuerdo con el resultado de Adam et al. [6.1] y con un valor anterior de 0,08 (12) que corresponde al estudio realizado por Harmatz y Handley [?].

6.3.3 Coeficientes de conversión interna y multipolaridades del Eu^{149}

En la tabla (6.3) se presentan los coeficientes de conversión de la capa K y las multipolaridades obtenidas en este trabajo [6.9] para dieciseis transiciones del Eu^{149} . Los valores han sido obtenidos normalizando el cociente de las intensidades relativas de emisión gamma y de electrones de conversión respecto al valor experimental obtenido por Adam et al. [6.1] del coeficiente $\alpha_K = 0,192$ para la transición de 346,6 keV. Sen et al. [6.32] deducen los valores de los coeficientes α_K a partir de sus datos para las intensidades gamma y de las probabilidades de emisión de electrones determinados por Adam et al. [6.1]. Los resultados de Szücs et al. [6.35] han sido obtenidos normalizando los valores relativos a un valor de 0,50 para el coeficiente α_K de la transición de 149,7 keV. Los coeficientes de conversión obtenidos en este trabajo [6.9] están en buen acuerdo con los resul-

tados experimentales de Aleksandrov et al. [6.2] y Sen et al. [6.32], existentes. La discrepancia entre los valores anteriores y el obtenido en este trabajo para la transición de 126,0 keV se atribuye al distinto valor de la probabilidad de emisión de electrones obtenido en cada caso.

Las multipolaridades se han deducido a partir del resultado experimental obtenido para los coeficientes α_K y su comparación con los valores de interpolación de los cálculos teóricos de Rösel et al. [6.30]. Los valores obtenidos son compatibles con los resultados de Szücs et al. [6.35] y de Van den Berg et al [6.37] más recientes de la bibliografía. Así por ejemplo Van den Berg et al. [6.37] deducen a partir de la anisotropía de líneas gamma una función δ para las transiciones de 298,6, 346,7 y 748,6 keV que corresponde a una multipolaridad de 10% E2, 7% E3 y 3% M2, respectivamente, valores que son compatibles con los resultados de este trabajo [6.9] obtenidos por un método experimental diferente.

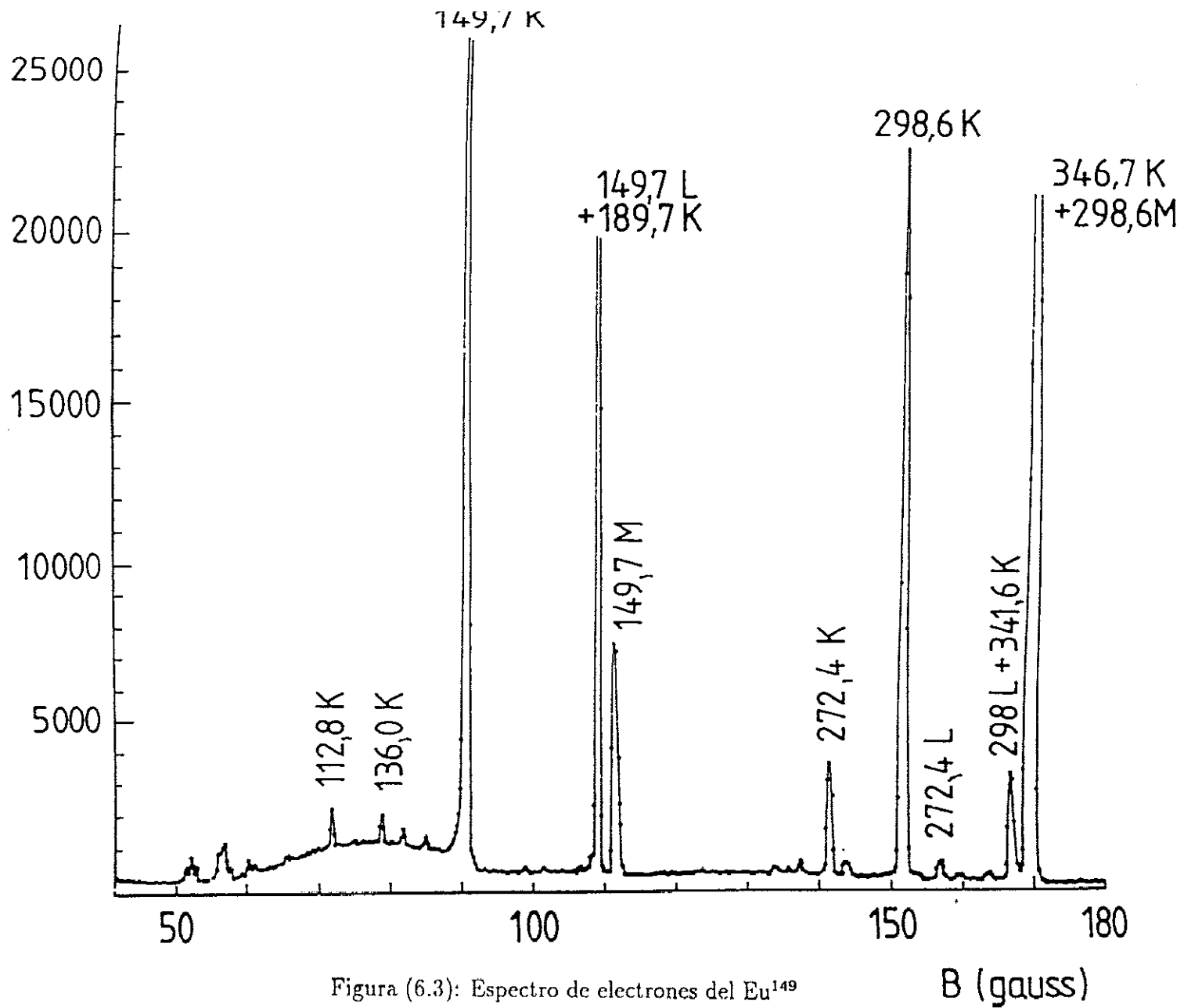


Figura (6.3): Espectro de electrones del Eu^{149}

Tabla (6.2): Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{149}Eu

E(keV)	Adam et al. [6.1]	Aleksandrov et al. [6.2]	Este trabajo [6.9]
126,0	0,59	0,32 (6)	0,48 (2)
132,02	0,31	0,21 (4)	0,29 (3)
138,0	0,20	0,086 (20)	0,17 (7)
149,72	100	100	100
184,5	0,080	0,027 (8)	0,092 (9)
252,26	0,083 (28)	0,098 (15)	0,090 (7)
260,73	0,082 (35)	0,105 (10)	0,096 (6)
272,37	1,38 (2)	1,40 (10)	1,28 (4)
298,64	8,2 (4)	9,4 (4)	8,5 (3)
346,69	17,1 (10)	20,1 (7)	20,4 (7)
459,87	0,064 (5)	0,059 (7)	0,060 (4)
496,41	0,18 (4)	0,19 (1)	0,19 (5)
516,57	0,158 (13)	0,180 (3)	0,170 (6)
534,31	0,20 (3)	0,23 (1)	0,25 (2)
748,65	0,057	0,059 (20)	0,044 (10)
788,88	0,101 (19)	0,105 (10)	0,110 (8)

Tabla (6.3): Coeficientes de conversión interna de la capa K ($\times 100$) del ^{149}Eu y sus multipolaridades deducidas

E(keV)	Aleksandrov	Sen et al.	Sücks et al.	Este trabajo [6.9]	
	et al. [6.2]	[6.32]	[6.34]	α_K	multipolaridad
126,0	52,3 (18)		48 (5)	81,6 (20)	E2
132,02	66,7 (40)		95 (17)	99,4 (20)	M1
138,0	21,4 (14)		35 (13)	37,1 (10)	95%E1
149,72	48,0 (20) *	62,8 (70)	50 (10) *	48,0 *	25%E2
184,5	9,7 (6)	39,6 (20)	14 (4)	36,8 (10)	M1
252,26	7,2 (8)	8,5 (20)	8,2 (7)	6,9 (5)	E2
260,73	1,8 (3)	1,7 (4)	1,9 (2)	1,6 (3)	E1
272,37	11,8 (17)	11,3 (7)	11,9 (8)	9 (8)	75%M1
298,64	7,7 (4)	7,8 (4)	7,4 (4)	6,3 (5)	50%M1
346,69	20,8 (15)	19,2 *	20,4 (13)	19 (10)	M2
459,87	2,55(25)	3,1 (4)	2,7 (3)	2,3 (5)	75%M1
496,41	2,77(18)	3,1 (3)	2,89(15)	2 (3)	E3
516,57	1,37(9)	1,6 (3)	1,48(16)	1,4 (3)	55%E2
534,31	1,75(14)	1,8 (1)	1,73(9)	1,8 (3)	M1
748,65	0,18(6)	0,19(3)	0,19(2)	0,14(4)	E1
788,88	0,36(7)	0,37(6)	0,36(3)	0,34(4)	E2

* Valores de normalización

6.4 Resultados obtenidos para el Sm^{149}

6.4.1 Intensidades de líneas gamma del Sm^{149}

Las intensidades relativas de las líneas gamma del Sm^{149} , procedentes de la captura electrónica del Eu^{149} se dan en la tabla (6.4) junto con los datos más recientes publicados Holland [6.19], Garret et al. [6.14] y Meyer et al. [6.23]. Se han incluido solamente las emisiones gamma con una intensidad relativa superior al 0,05%. La detección del rayo gamma de 381,7 keV apoya la existencia de un nivel nuclear en 658,6 keV propuesto por Meyer et Al. [6.23], ya que la única manera de explicar esa línea gamma es con una transición entre los niveles 658,6 y 277,0 keV. Los errores se han calculado de la misma manera que se ha comentado previamente en la página 175, van del 0,5% al 5% y en el caso de líneas con intensidad menor que el 1% el error máximo es del orden del 15%.

Un ejemplo de los espectros gamma que se han analizado en el presente trabajo [6.9] se presenta en la figura (6.4). Además en la figura (6.5) aparecen juntos, para su comparación, dos espectros de la misma zona de energías (entre 200 keV y 400 keV) obtenidos en distintos tiempos, el primero el 19 de septiembre y el segundo el 2 de noviembre. Se puede observar como han evolucionado las intensidades de las líneas del Eu^{149} que son más intensas en el primer espectro y las del Sm^{149} , más intensas en el segundo.

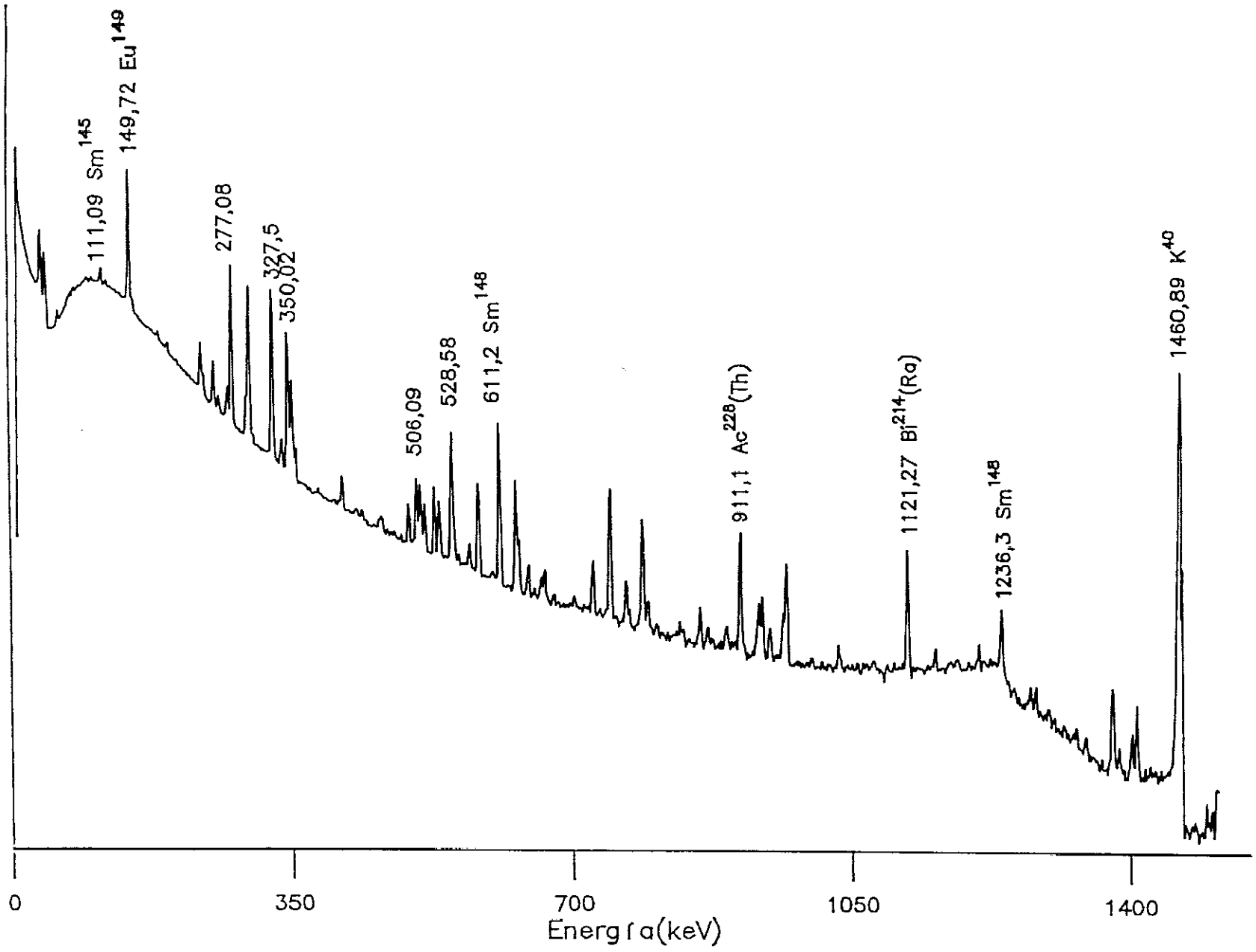


Figura (6.4): Espectro de gammas del Sm^{149}

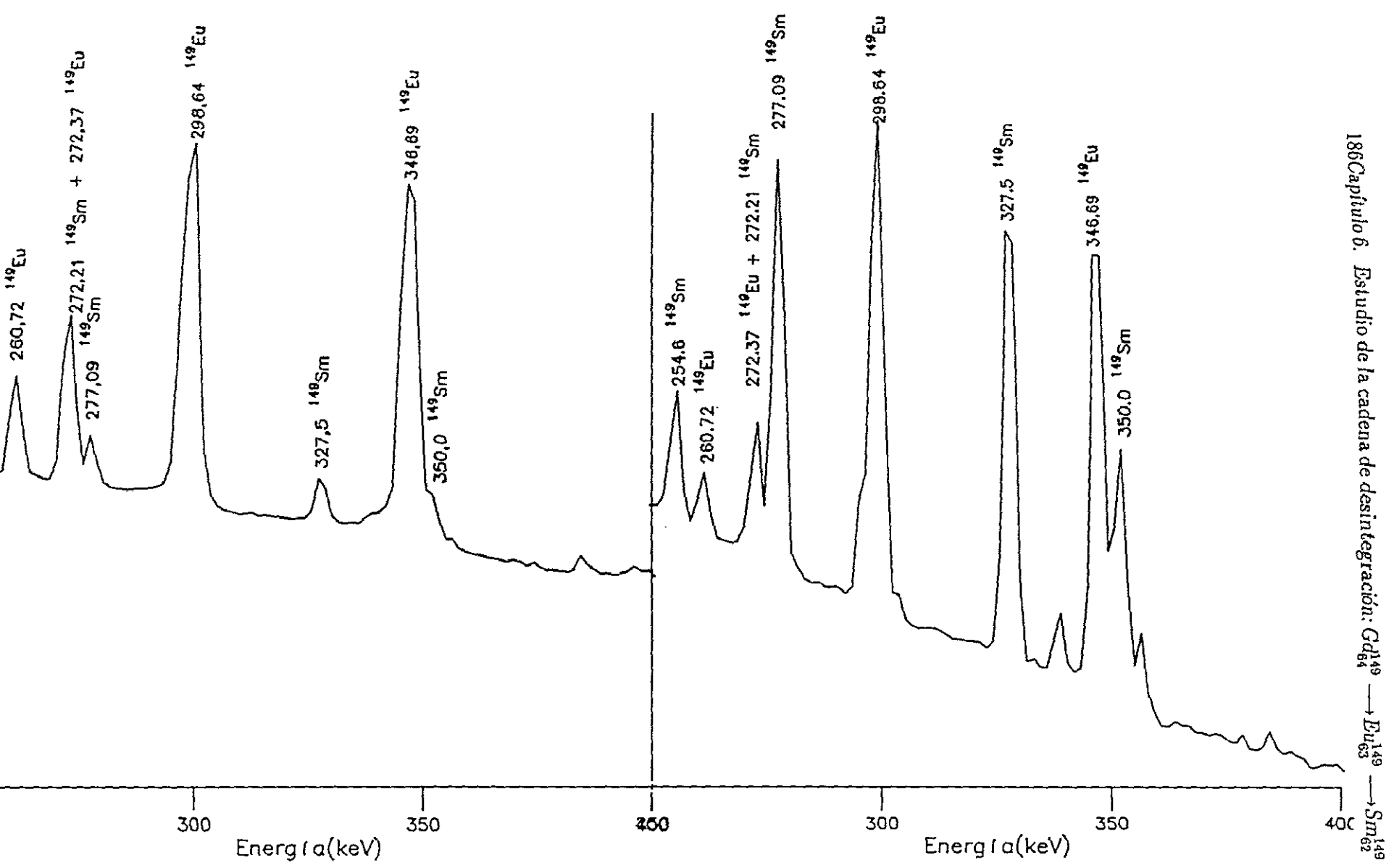


Figura (6.5): Espectros de gammas del Eu^{149} y del Sm^{149}

Tabla (6.4): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Sm^{149}

E(keV)	Holland [6.19]	Garret et al. [6.14]	Meyer et al. [6.23]	Este Trabajo [6.9]
22,52		56,8 (40)	59,25 (25)	55,5 (20)
72,98	0,20(10)		0,34 (2)	0,38 (4)
178,58	0,43(20)	0,45(1)	0,57 (3)	0,52 (5)
208,28	0,15(20)		0,32 (3)	0,28 (3)
251,51	0,36(17)		0,27 (3)	0,26 (5)
254,57	15,1 (5)	15,8 (2)	15,7 (2)	15,8 (2)
277,09	84,2 (5)	88,2 (3)	88,1 (9)	88,4 (4)
281,29	0,48(8)		0,57 (2)	0,53 (3)
327,53	100	100	100	100
350,02	8,7 (8)	9,6 (2)	8,9 (1)	8,7 (3)
381,7			0,074(25)	0,094(20)
506,09	14,1 (10)	14,5 (2)	13,45 (12)	13,60 (8)
528,59	13,5 (13)	13,0 (2)	12,73 (22)	12,10 (4)
535,90	1,17(3)	1,1 (1)	1,12 (2)	1,35 (4)
558,37	1,58(3)	1,3 (1)	1,46 (3)	1,20 (3)

6.4.2 Intensidades de líneas de electrones de conversión del Sm^{149}

En la tabla (6.5) se recogen los valores obtenidos en este trabajo [6.9] para las intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión de las capas K y L observadas en el Sm^{149} . Los resultados están de acuerdo con otros datos publicados por Harmatz y Handley [7.9], Mc Isaac y Helmer [6.22] y Meyer et al. [6.23] y permiten confirmar la existencia de la línea de 281,29 keV que sólo había sido observada anteriormente por Meyer et al. [6.23].

6.4.3 Coeficientes de conversión interna del Sm^{149}

Los resultados experimentales obtenidos para las intensidades relativas de las líneas gamma y de electrones de conversión, permiten deducir los coeficientes de conversión y las multipolaridades que se presentan en la tabla (6.6). Los valores absolutos se han obtenido normalizando los datos relativos mediante el valor del coeficiente de conversión teórico de Rösel et al. [6.30], para la transición de 327,5 keV. Las multipolaridades se han deducido comparando los coeficientes experimentales con los coeficientes de conversión teóricos [6.30]. El resultado de multipolaridad M1 para la transición de 327,52 keV está de acuerdo con los resultados de M1 y <10% E2 obtenidos por Meyer et al. [6.23].

Tabla (6.5): Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{149}Sm

E(keV)	capa	Isaac y Helmer [6.22]	Meyer et al. [6.23]	Este trabajo [6.9]
254,56	K	31,5	27,9 (10)	27,4 (2)
277,08	K	143,2	136,6 (30)	133,2 (20)
	L		19,0 (6)	19,6 (2)
281,29	K		0,98(8)	0,88(7)
327,52	K	100	100	100
	L		15,0 (6)	14,8 (7)

Tabla (6.6): Coeficientes de conversión interna¹⁾ del Sm^{149} y sus multipolaridades deducidas

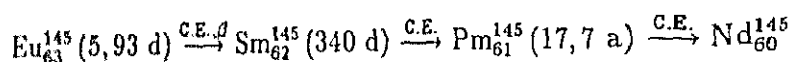
E(keV)	capa	Adam et al. [6.1]	Meyer et al. [6.23]	Sücks et al. [6.35]	Este trabajo [6.9] α	multipolaridad
254,56	K	10,3 (15)	10,1 (10)	10,1	8,6 (10)	40%M1
277,08	K	8,24(8)	8,22(9)	8,5	7,7 (7)	30%E2
	L		1,2 (1)	1,2	1,1 (1)	
281,29	K		9,5 (10)	8,2	8,5 (10)	M1
327,52	K	4,9 (5)	5,3 (6)	5,6	5,4 (5)*	90%M1
	L		0,79(8)	0,84	0,71(7)	

1) x 100

* valor de normalización

6.5 Estudio de la cadena de desintegración del Eu^{145}

Se trata de la cadena



Los espectros gamma medidos contienen transiciones que provienen de la captura electrónica del Eu^{145} (5,93 d), que procede de la desintegración alfa del Tb^{149} (con probabilidad del 17%), como ya se ha comentado previamente.

El Eu^{145} se desintegra a estados excitados del Sm^{145} ; los rayos gamma más intensos aparecen en el trabajo de Grover [6.16], quien obtuvo el Eu^{145} bombardeando óxido de samario con iones de helio. El esquema de desintegración lo dedujeron Antoneva et al. [6.4] y luego aparece en la recopilación de Chiao et al. [6.10]. Medidas adicionales de las probabilidades de emisión gamma y su comparación con los datos de electrones de conversión proporcionaron los valores citados por Adam et al. [6.1], para los rayos gamma y los coeficientes de conversión de la capa K. En investigaciones posteriores con detectores de gran volumen, Newman et al. [6.24] y Deryuga et al. [6.11] subrayan la parte de altas energías del espectro y que darán lugar a las probabilidades de transición y al esquema recopilados por Peker [6.25].

La desintegración radiactiva del Sm^{145} se observó por primera vez en 1947 por Inghram et al. [6.20] que realizó un estudio con un espectrógrafo de masas de samario activado por neutrones. Butement [6.8] midió la vida media del Sm^{145} (410 d) y calculó la vida media del hijo Pm^{145} que se producía en la desintegración. Los electrones de conversión y las relaciones entre las intensidades de las líneas de las capas K y L de la transición de 63,1 keV fueron determinados por Rutledge et al. [6.31] posteriormente Brossi et al. [6.7] observaron nuevas transiciones gamma

de baja probabilidad en la desintegración del Sm^{145} y también resolvieron dos desintegraciones de este tipo para el Pm^{145} .

Un nuevo estudio realizado por Roller-Ivanovic et al. [6.29], sobre el Sm^{145} contradice un resultado anterior obtenido por Bérenyi et al. [6.6], en el que la línea gamma de 121 keV se asignaba a un nivel nuclear de igual energía en el Pm^{145} . Roller-Ivanovic et al. [6.29], introducen también una transición gamma adicional de 429,5 keV que fue confirmada posteriormente por Voth et al. [6.38], por los resultados de otros estudios experimentales.

Los parámetros característicos de la desintegración del Pm^{145} , cuya vida media es de 17,7 años, están bien establecidos por Peker [6.25] en base a la cuidadosa determinación de las energías de las líneas gamma y de sus correspondientes probabilidades de emisión relativas efectuadas por Gehrke y Lokken [6.15] y Tolea et al. [6.36]. Este radionúclido se desintegra por captura electrónica al nivel fundamental y a los niveles de 67 y 72 keV del Nd^{145} .

6.5.1 Resultados obtenidos para el Sm^{145} , el Pm^{145} y Nd^{145}

Las probabilidades relativas de emisión gamma del Sm^{145} , Pm^{145} y Nd^{145} se presentan en las tablas siguientes junto con los resultados experimentales más recientes. Los valores obtenidos en este trabajo [6.9] están en buen acuerdo con los resultados de otros autores.

En la tabla (6.7) se presenta las intensidades gamma observadas en la desintegración del Eu^{145} al Sm^{145} obtenidas en este trabajo junto a las de Adam et al. [6.1], Newman et al. [6.24] y Peker [6.25]. Los valores obtenidos para la desintegración del Sm^{145} al Pm^{145} se recogen en la tabla (6.8), con las de los autores Roller-Ivanovic et al. [6.29], Voth et al. [6.38] y Peker [6.25]. Por último, en la

192 *Capítulo 6. Estudio de la cadena de desintegración: $Gd_{64}^{149} \longrightarrow Eu_{63}^{149} \longrightarrow Sm_{62}^{149}$*

tabla (6.9) se presentan las intensidades de las dos únicas transiciones gamma que han sido observadas en la desintegración del Pm^{145} al Nd^{145} y la de los autores Gehrke y Lokken [6.15] y Tolea et al. [6.36].

Tabla (6.7): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Sm^{145}

E(keV)	Adam et al. [6.1]	Newman et al. [6.24]	Peker [6.26]	Este Trabajo [6.9]
111,0	2,4 (3)	2,40 (3)	2,94 (9)	2,75 (2)
191,24	0,88(15)	0,86 (8)	0,78 (2)	0,95 (4)
314,13			0,079(6)	0,09 (3)
338,33			0,107(7)	0,10 (5)
365,37			0,092(8)	0,11 (3)
373,59			0,077(7)	0,08 (1)
434,41			0,28 (2)	0,33 (3)
468,76			0,17 (9)	0,21 (3)
474,84			0,17 (11)	0,14 (10)
526,0		0,29 (6)	0,161(8)	0,17 (6)
542,56	7,0 (15)	6,40 (4)	7,0 (5)	6,3 (5)
653,51	22,8 (25)	23,16 (2)	24,0 (5)	21,4 (5)
713,55		0,40 (1)	0,36 (1)	0,36 (1)
764,77	2,6 (2)	2,53 (21)	2,59 (5)	2,38 (10)
838,64	0,22(10)	0,21 (6)	0,167(8)	0,15 (5)
893,74	100	100	100	100
910,55		0,11 (2)	0,124(5)	0,14 (5)
949,53		0,084(2)	0,125(9)	0,16 (5)
1078,91	0,78(20)	0,67 (8)	0,645(24)	0,66 (9)
1239,57		0,17 (8)	0,128(18)	0,21 (4)
1423,19	0,58(10)	0,72 (8)	0,56 (2)	0,65 (3)

Tabla (6.8): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Pm^{145}

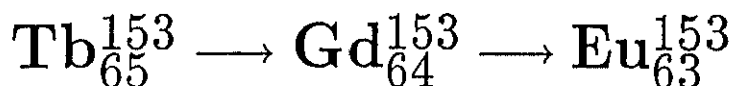
E(keV)	Roller et al. [6.29]	Voth et al. [6.37]	Peker [6.25]	Este Trabajo [6.9]
61,62	100	100	100	100
431,4	0,00052(3)	< 0,0006(2)	0,0004	< 0,00010
492,55	0,032 (2)	0,027 (1)	0,21 (1)	0,030 (3)

Tabla (6.9): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Nd^{145}

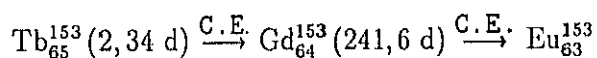
E(keV)	Gehrke y Lokken [6.15]	Tolea et al. [6.35]	Este Trabajo [6.9]
672	31,70 (s)	29,9 (s)	31,3 (s)
72,4	100	100	100

Capítulo 7

Estudio de la cadena de desintegración:



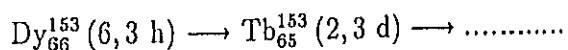
El Tb^{153} decae por captura electrónica (tiene una rama de desintegración del 0,04% de β^+), a niveles excitados del Gd^{153} y éste a su vez al Eu^{153} . Se forma la siguiente cadena de desintegración:



El Tb^{153} se produce a partir de la desintegración por captura electrónica del Dy^{153} .

7.1 Obtención de la fuente

La fuente que se ha utilizado en esta parte del trabajo fue obtenida en el separador de isótopos ISOLDE del laboratorio europeo del CERN (Ginebra) a partir de la siguiente cadena de desintegración



196Capítulo 7. Estudio de la cadena de desintegración: $Tb^{153} \rightarrow Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$

originada mediante el bombardeo con un haz de protones de 600 MeV y 1 μA procedente del sincrociclotrón SC, de una lámina de tántalo de 122 g/cm² de espesor. Los productos de las reacciones de desprendimiento (spallation) que se desarrollan en el blanco, se hacen pasar por un gradiente de presión a una fuente de ionización de superficie formada por un cilindro de wolframio de 3 mm de diámetro que se mantiene a 2400 °C de temperatura. Los iones se aceleran a un potencial de 60 keV y se separan en masa por un campo magnético. Seleccionando la masa 153 se recogió el haz durante 60 minutos sobre una lámina de aluminio, obteniéndose una fuente de 10⁹ Bq de actividad, debida principalmente a los siguientes isóbaros: Er¹⁵³ (37 s), Ho¹⁵³ (9,3 m) y Dy¹⁵³ (6,3 h). Pasados tres días la actividad de la fuente era de 5×10⁶ Bq correspondiente en un 98% al Tb¹⁵³ producido por la desintegración por captura electrónica del Dy¹⁵³ que fue enviada a Madrid para su análisis en el laboratorio.

En la figura (7.1) se presenta el esquema de desintegración.

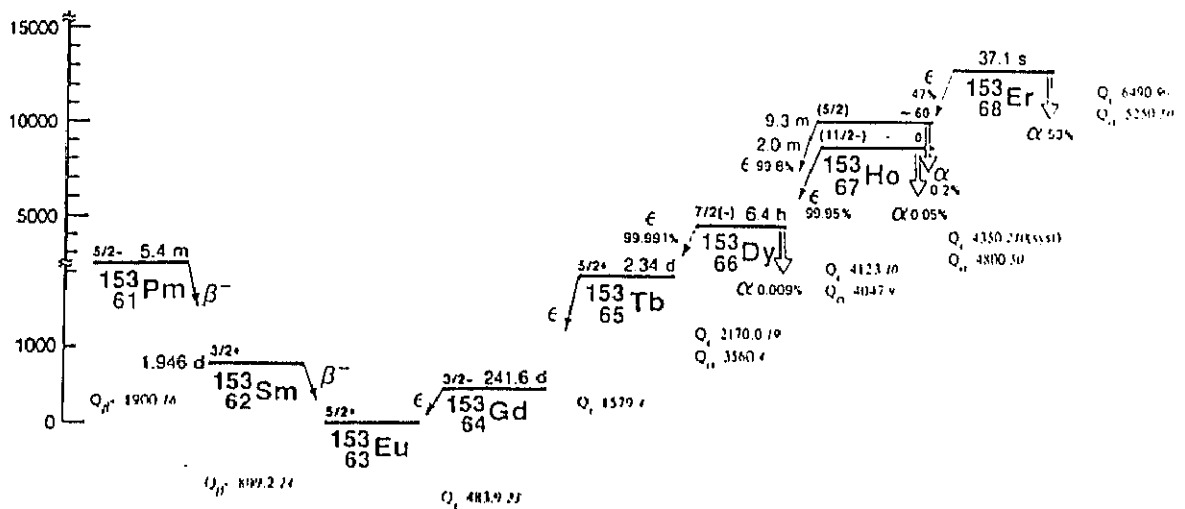


Figura (7.1): Esquema de desintegración de la cadena del Tb¹⁵³

7.2 Estudios sobre el Tb^{153} y el Gd^{153}

El núcleo de Gd_{64}^{153} , de 89 neutrones, ha tenido siempre un gran interés tanto teórico como experimental debido a su posición en la región de transición entre los núcleos esféricos y los permanentemente deformados.

Los estudios de la desintegración del Tb^{153} (99% por captura electrónica y 0,04% por emisión β^+) han permitido establecer la estructura de niveles del núcleo de Gd^{153} . Mediante la desintegración del Tb^{153} se estudian los estados de bajo espín del Gd^{153} , pero debido a la gran complejidad del espectro gamma se han encontrado siempre grandes dificultades. Hay una gran densidad de estados por debajo de 1,5 MeV, más de 45 estados.

El esquema de desintegración del Gd^{153} procedente de la desintegración del Tb^{153} se propuso por primera vez por Harmatz et al. [7.9] midiendo con contadores de centelleo. Posteriormente Nielsen y Wilsky [7.15] usando detectores de Ge(Li) y técnicas de coincidencias aumentaron el esquema de desintegración. Más tarde los trabajos de Tuurnala et al. [7.21] y de Vylov et al. [7.22] ocupan un lugar importante en el estudio del Gd^{153} . Como resultado de la medida precisa de espectros de rayos gamma y de espectros de electrones de conversión Vylov et al. [7.22] detectaron alrededor de 300 transiciones gamma que asignaron al núcleo de Gd^{153} . Tuurnala et al. [7.21] además del espectro normal obtuvieron espectros en dos dimensiones, $\gamma - \gamma$ y $\gamma - e^-$, en coincidencias. En el rango de energías entre 500 y 800 keV Vylov et al. [7.22] introdujeron una serie de niveles que no aparecen en las medidas de Tuurnala et al. [7.21]; posteriores investigaciones realizadas por Katajanheimo y Hammaren [7.10] llegaron a la conclusión de que

estas no estaban bien asignadas. Con nuevas medidas realizadas por Alikov et al. [7.1] mediante coincidencias $\gamma-e^-$, correlaciones angulares $\gamma-\gamma$ y coincidencias e^-e^- , se obtuvo un esquema de desintegración más completo. Como se ha comentado anteriormente, la complejidad del espectro lleva a diferentes interpretaciones de las medidas. Gromov et al. [7.7] examinan con precisión el espectro γ , obtenido con detectores de Ge(Li) y espectros de coincidencias $\beta-\gamma$. Estos autores obtuvieron unas 300 transiciones gamma en el Gd^{153} con las que fue posible revisar las energías y las intensidades de las transiciones de manera sustancial; se calcularon los coeficientes de conversión interna basándose en que la multipolaridad de la transición de 212,0 keV es E1 (calculada por Hager y Seltzer [7.8]) y teniendo en cuenta las intensidades de los electrones de conversión dadas por Vylov et al. [7.22].

El espectro obtenido en la desintegración por captura electrónica del Gd^{153} al Eu^{153} se ha estudiado bastante más que el anterior debido a que es mucho más sencillo al tener el Eu^{153} menos niveles que el Gd^{153} . Las propiedades de los estados excitados del Eu^{153} son también de particular interés debido a la localización de este núcleo en el borde de la región de los núcleos fuertemente deformados. Los estados excitados del Eu^{153} se pueden alcanzar por la desintegración β^- del Sm^{153} (46,8 h) y por la desintegración por captura electrónica del Gd^{153} . El primer estudio realizado en profundidad fue hecho por Cork et al. [7.4] que encontró que la captura electrónica del Gd^{153} lleva al nivel excitado del Eu^{153} de 102 keV, que da como resultado una emisión de un rayo γ de 102 keV. McCutchen [7.14] propuso el esquema de niveles del Eu^{153} , midiendo el espectro gamma con un contador proporcional lleno de xenon. Medidas de coincidencias realizadas por Sund et al. [7.20] confirmaron el esquema propuesto por McCutchen. Blok et al. [7.2] midieron el espectro gamma con detectores de INa y contadores proporcionales llenos de gases nobles. Posteriormente Ewan y Tavendale [7.6] realizaron un estudio de alta resolución del espectro gamma usando detectores de Ge(Li).

7.3 Resultados obtenidos para el Gd^{153}

7.3.1 Intensidades de líneas gamma del Gd^{153}

Los resultados de los trabajos experimentales sobre la emisión gamma emitida en la desintegración por captura electrónica del Tb^{153} a Gd^{153} anteriores a 1970, fueron recopilados y evaluados por Kroger y Reich [7.11].

El núcleo Gd_{64}^{153} ha sido objeto recientemente de varios estudios teóricos y experimentales, debido al gran interés que presenta como ya se ha comentado anteriormente. En este trabajo [7.3] se han medido las intensidades de las líneas gamma del Gd^{153} procedentes de la captura electrónica del Tb^{153} y se han comparado con los valores de los autores más recientes, Tuurnala et al. [7.21], Vylov et al. [7.22] y Gromov et al. [7.7]. La última recopilación de datos nucleares sobre este núcleo fue publicada en 1990 por Lee [7.13]; estos datos son en esencia los valores del trabajo de Vylov et al. [7.22] junto a los dobletes resueltos por Alikov et al. [7.1]; en ella se recoge la observación de un total de 342 líneas gamma con energías comprendidas entre 16,4 y 1421,9 keV.

Todas las medidas obtenidas en este trabajo [7.3] están en buen acuerdo con los datos que aparecen en el trabajo de Vylov et al. [7.22], y en menor medida con los resultados del trabajo posterior de Gromov et al. [7.7].

De las líneas gamma asignadas al Gd^{153} por Vylov et al. se confirman en este trabajo [7.3] las líneas de 238,4, 555,6, 693,3, 788,8, 796,8, 1068,7 y 1153,25 keV. Así mismo se ha identificado la línea de 616,2 keV detectada por Tuurnala et al. [7.21].

En la figura (7.2) aparece uno de los espectros de gammas del Gd^{153} obtenido en este trabajo.

En la tabla (7.1) se presentan las probabilidades de transición obtenidas en este trabajo [7.3] correspondientes a la emisión de líneas gamma, junto con las obtenidas por Tuurnala et al. [7.21], Vylov et al. [7.22] y Gromov et al. [7.7]. Las líneas que aparecen en la tabla son las que tienen una intensidad relativa superior al 0,1^o/00 respecto a la línea de 212,0 keV. Los errores se han calculado como se ha comentado en el capítulo anterior, página 175, y se obtienen errores del 1% al 10% y para líneas cuya intensidad sea menor que el 1^o/00 un error máximo del 20%.

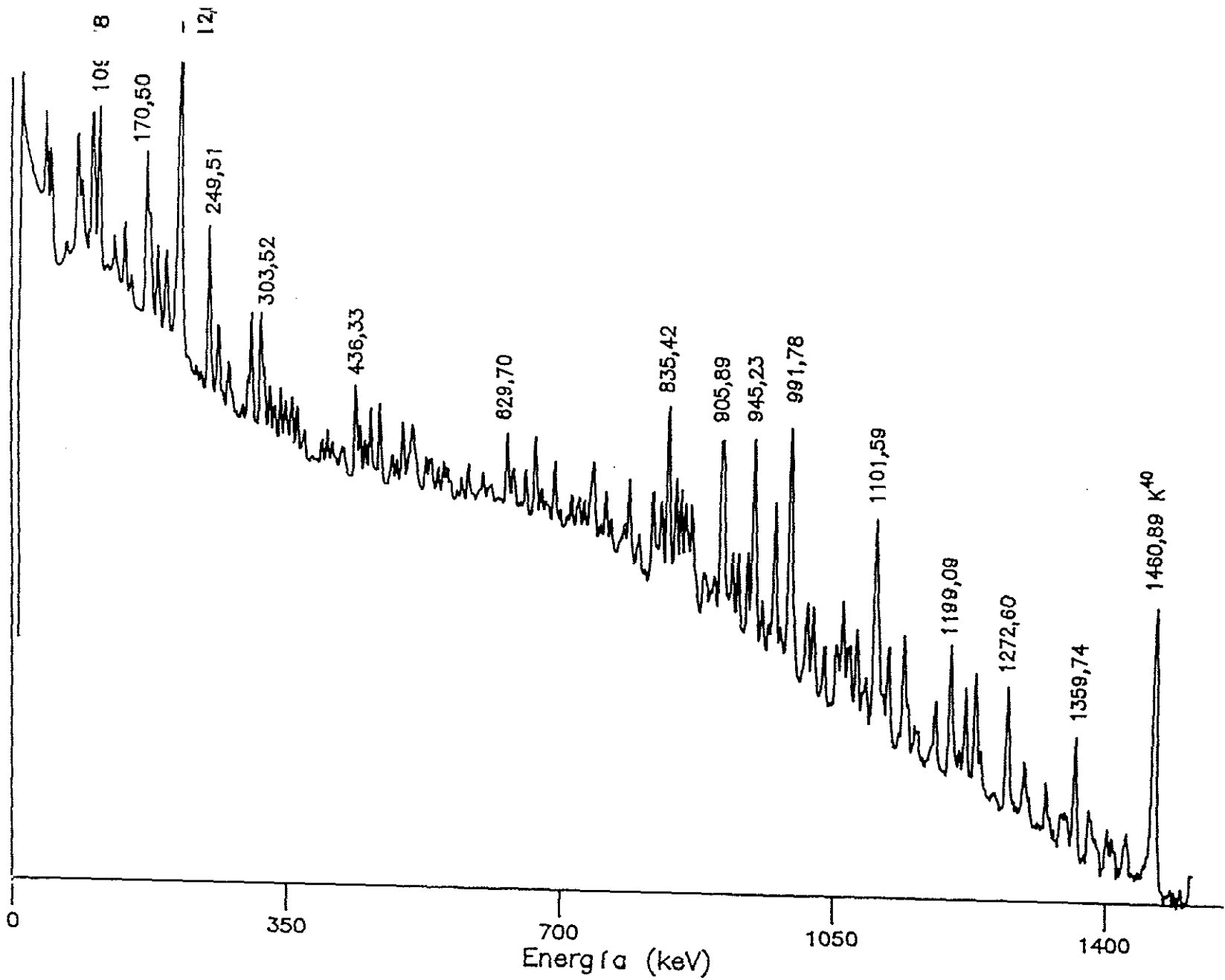


Figura (7.2): Espectro de gammas del Gd^{153}

Tabla (7.1): Intensidades relativas de rayos gamma observadas en Gd^{153}

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
68,20	16	11,8 (6)	13,0 (4)	12,62 (46)
82,83	192	167 (9)	212 (5)	165 (4)
87,63	62	42,5 (25)	51,5 (15)	59 (4)
88,30		12,8 (8)	14,8 (6)	13,51 (49)
102,26	198	192 (10)	219 (5)	178 (24)
109,78	211	208 (11)	230 (5)	197 (11)
126,09	5,8	4,0 (3)	3,6 (3)	2,14 (10)
129,19	20,6	17,8 (9)	19,3 (6)	18,06 (88)
132,53	7,1	5,6 (4)	4,9 (2)	4,30 (21)
139,86	7,6	4,3 (3)	4,5 (2)	5,34 (26)
141,95	37	34,9 (19)	34,5 (7)	33,81 (94)
151,79	4	2,5 (5)	3,3 (2)	3,00 (9)
152,48		1,5 (5)	1,0 (2)	2,07 (20)
166,76	6	2,0 (5)	1,5 (2)	1,84 (17)
170,50	220	219 (12)	190 (4)	198 (7)
174,44	47	50,7 (27)	44,5 (15)	47 (2)
178,18	5,5	4,0 (5)	3,0 (2)	3,91 (34)
183,51	34	32,7 (18)	28,0 (6)	30 (1)
186,08		0,8 (4)	1,1 (2)	}6,60 (26)
186,88		4,9 (5)	4,6 (2)	
193,84	13	10,8 (6)	10,9 (3)	13,42 (52)
195,22	27	25,6 (14)	26,2 (8)	25,49 (99)
208,11	35	19,3 (14)	19,0 (7)	19,56 (65)
212,04	1000	1000	1000	1000
223,65	1,7	2,2 (4)	1,6 (2)	1,77 (88)
233,84	2,8	2,8 (7)	2,7 (2)	1,94 (6)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
238,4		1,10 (30)		1,09 (17)
239,2	1,8	0,7 (4)	2,1 (3)	1,23 (19)
249,51	75	76 (4)	75 (2)	74,90 (88)
258,7	3,0	1,3	2,8 (2)	1,79 (28)
262,00	20	18,0 (16)	20 (1)	17,84 (92)
267,06	2,8	2,0 (5)	1,9 (3)	1,85 (53)
273,7	2,0	1,7 (5)	1,9 (3)	1,18 (34)
275,22	4,4	7,8 (16)	8,8 (3)	7,80 (27)
278,5		1,5*	}3,0 (2)	}2,77 (9)
278,65		1,2*		
291,6		1,8 (6)	2,2 (1)	1,57 (7)
299,57	3,9	4,3 (5)	5,0 (2)	5,07 (79)
303,52	30,0	28,2 (20)	31,8 (2)	28 (2)
315,24	19	15,1 (15)	19,0 (5)	15,77 (90)
316,08	13	13,2 (13)	17,4 (3)	12,33 (72)
319,3	3,4	}9,3 (8)	}12,5 (10)	}9,90 (6)
319,95	8,4			
325,50	2,3	1,4 (5)	1,6 (2)	1,20 (7)
327,20	7,3	6,2 (13)	9,2 (4)	6,07 (36)
332,70	3,8	4,7 (8)	5,7 (3)	3,24 (53)
340,53	8,1	7,6 (8)	9,5 (4)	7,11 (45)
346,31	3,0	1,9 (3)	2,2 (1)	3,58 (59)
348,58	2,6	1,5 (3)	2,3 (1)	3,64 (60)
354,4	}9,2	}6,0 (7)*	}8,3 (4)	}5,76 (32)
354,9				
361,30	7,8	5,1 (12)	7,6 (4)	4,95 (40)
368,48	1,5	1,5 (5)	1,7 (1)	1,03 (8)
371,14	4,0	3,1 (4)	3,3 (2)	3,15 (30)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
382,5		0,6 (3)	0,4 (1)	0,40 (4)
393,22	≈ 2	4,0 (10)	3,2 (2)	2,37 (11)
400,52	4,5	5,4 (10)	5,3 (2)	3,86 (6)
404,7		0,8 (3)	1,1 (3)	1,16 (63)
406,72	3,4	2,5 (5)	3,2 (2)	1,65 (14)
410,36		1,10(20)	1,3 (2)	0,73 (1)
417,27	1	1,1 (7)	2,1 (2)	1,28 (11)
420,63	3	1,7 (6)	2,1 (1)	2,79 (23)
436,33	14,7	12,4 (6)	20 (3)	14,51 (36)
442,17	7,5	5,2 (5)	7,0 (5)	5,28 (32)
448,67	5,5	3,0 (16)	5,5 (5)	3,24 (26)
455,38	10,4	0,5 (5)	11,4 (4)	8,03 (25)
467,25	12,6	10,0 (6)	14,2 (1)	11,05 (45)
482,06	2,2	1,9 (20)	2,6 (2)	2,89 (38)
484,06	2,4	1,5 (16)	2,5 (2)	1,27 (17)
488,82	3,0	2,4 (5)	3,2 (2)	2,04 (16)
496,52	8,5	6,8 (5)	9,0 (5)	8,41 (42)
507,13	4	3,6 (5)	5,1 (2)	3,96 (51)
508,87	7	5,6 (8)	12,0 (3)	9,91 (49)
515,95		0,95(20)	1,7 (3)	1,08 (5)
525,67	5,0	4,0 (4)	4,4 (2)	3,96 (51)
530,45	4,5	3,3 (4)	3,9 (2)	3,58 (59)
533,14	3,5	2,8 (3)	3,5 (2)	3,35 (57)
541,35	5,0	2,9 (6)	3,5 (1)	2,95 (30)
548,40	5,1	4,0 (4)	2,5 (7)	3,46 (43)
550,3		0,6 (4)	0,9 (2)	1,22 (15)
552,98	3,8	3,6 (20)	4,2 (2)	3,64 (18)
555,6		0,5 (30)		0,69 (16)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
557,26	3,3	1,9 (15)	2,0 (1)	1,80 (43)
565,0		0,9 (30)	1,1 (1)	0,81 (13)
571,28	3,7	2,0 (4)	3,1 (2)	2,25 (16)
579,88	5,8	4,1 (30)	4,6 (2)	4,65 (25)
586,2		0,70(30)	0,9 (4)	0,71 (11)
591,2		0,8 (4)	1,0 (1)	1,33 (12)
594,6		1,0 (4)	1,3 (2)	1,25 (11)
598,15	2,4	2,0 (4)	4,0 (2)	2,48 (21)
605,45	2,3	0,8 (4)	1,8 (1)	0,98 (21)
616,2	0,60			0,95 (20)
629,70	14,6	11,6 (5)	13 (1)	11,87 (48)
636,32		2,7 (6)	2,8 (2)	3,55 (24)
638,31	8,8	3,2 (7)	3,6 (2)	4,41 (30)
646,8		0,8 (30)	0,4 (1)	0,48 (11)
653,20	7,0	4,78(24)	5,1 (2)	5,18 (22)
665,34	16,4	9,0 (24)*	12,5 (10)	12,50 (73)
673,0	}4,5	1,0*	}3,5 (10)	}2,62 (23)
673,8		2,1*		
678,6	≈ 0,5	1,9 (30)	1,7 (1)	1,53 (13)
682,1	≈ 0,5	1,5 (30)	1,3 (1)	0,97 (5)
689,99	10,9	8,1 (4)	8,2 (6)	8,57 (36)
696,3		0,7 (4)		0,70 (24)
706,16	0,6	1,23(21)	1,0 (2)	1,00 (28)
711,43	3,6	3,46(24)	3,6 (2)	3,11 (10)
718,62	1,5	1,50(15)	1,5 (2)	1,19 (6)
721,44	3,5	2,9 (40)	3,0 (1)	2,84 (39)
727,82	4,2	2,8 (3)(*)	1,8 (3)	2,66 (21)
733,0		1,1 (4)	1,1 (1)	1,40 (11)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
736,42	5,6	4,2 (4)	4,4 (2)	4,73 (65)
739,68	12,3	9,8 (9)*	10,0 (2)	10,09 (7)
748,0		0,8 (4)	0,4 (1)	0,75 (8)
755,84	8,5	3,9 (5)	4,9 (3)	5,02 (53)
761,81	4,2	2,6 (3)	2,9 (4)	2,20 (18)
771,4		0,8 (3)	0,5 (1)	0,62 (24)
774,4		1,4 (3)	0,5 (1)	1,31 (17)
779,51	2,9	3,2 (3)	1,5 (3)	1,58 (21)
785,5	}10,1	2,0*	}9 (1)	}9,11 (52)
785,65		6,9 (4)*		
788,8		0,8 (3)		1,08 (26)
795,2	2,1	0,96 (25)	1,3 (1)	0,94 (1)
796,8		0,70 (25)		0,79 (19)
798,96	2,7	2,25 (25)	2,5 (1)	2,81 (34)
812,2		0,62*	0,4 (2)	0,43 (5)
816,00	10,2	6,9 (7)* 1,8*	9 (1)	7,56 (43)
821,50		1,1 (4)	1,3 (3)	1,12 (9)
826,0	3	2,0 (5)		1,28 (10)
827,69	4,5	4,0 (7)	7 (3)	5,48 (43)
835,42	37	33,0 (14)	35 (2)	36 (1)
845,65	12,3	11,5 (6)	11 (2)	10,52 (56)
851,96	9,8	8,6 (6)	9,0 (6)	8,09 (15)
857,58	5,9	5,9 (5)	6,5 (5)	5,64 (45)
860,88	2,6	1,9 (3)	2,6 (3)	1,36 (28)
865,48	7,5	6,8 (4)	6,5 (5)	5,07 (35)
869,0		1,0 (3)*	0,8 (2)	1,00 (7)
871,2		0,9 (3)	0,9 (2)	1,11 (8)
880,6	2,5	1,5 (4)	1,5 (1)	0,91 (18)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
882,2		1,3 (4)	1,5 (1)	1,71 (34)
890,8	≈ 1	0,5 (4)	1,3 (1)	0,78 (35)
895,99	1,2	1,16(13)	0,7 (1)	1,43 (37)
903,60 903,9	}22	18,3 (12)* 1,3*	}20,7 (8)	}21 (1)
905,89	14	14,6 (9)	14,5 (7)	15,67 (96)
917,90	4,4	2,8 (5)*	3,3 (3)	2,88 (12)
925,51	5,1	3,86(20)	3,8 (2)	3,36 (16)
937,41	5,2	4,1 (3)	4,1 (3)	4,10 (24)
945,23	33	27,8 (11)	27,5 (15)	30 (2)
955,3	≈ 1	0,80(3)	0,7 (1)	1,18 (7)
956,7	≈ 1	1,3 (4)	1,3 (2)	1,32 (34)
964,4	0,6	0,96(20)	1,0 (1)	0,93 (5)
972,53	11,8	11,1 (7)	10,6 (3)	11,53 (67)
979,33	0,9	1,14(20)	0,9 (1)	0,83 (7)
991,78	37	33,7 (17)	35 (2)	38,76 (61)
997,42	1,5	0,89(20)	1,0 (1)	1,39 (8)
1012,03		0,82(15)	1,0 (1)	0,91 (5)
1015,09	2,8	2,39(17)	2,5 (1)	2,84 (16)
1022,06	2,7	2,53(20)	3,1 (1)	2,59 (14)
1036,75	1,5	1,3 (4)	1,6 (2)	1,32 (17)
1051,43	1,6	1,64(20)	1,1 (2)	1,09 (11)
1060,13	3,5	4,4 (4)	3,5 (10)	3,32 (24)
1066,60	1,4	1,55(30)	1,3 (2)	1,09 (14)
1068,7		1,2 (4)		0,73 (9)
1070,5		0,8 (4)	0,6 (1)	0,60 (8)
1078,23	2,1	1,98(30)	1,7 (5)	2,20 (7)
1085,60	0,5	0,62(12)	0,6 (2)	0,37 (5)

Líneas gamma del Gd^{153} (continuación)

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Gromov et al. [7.7]	Este Trabajo [7.3]
1090,03	0,7	0,75 (15)	0,4 (1)	0,67 (4)
1101,59	12,4	10,9 (5)	10,3 (2)	13,67 (63)
1106,00	2,1	1,71 (17)	2,0 (2)	2,26 (18)
1118,54	2,2	1,64 (12)	1,1 (2)	2,11 (17)
1138,80	2,5	2,25 (14)	1,8 (3)	2,17 (14)
1153,25		0,23 (4)		0,45 (3)
1179,2		0,56 (8)*	0,7 (2)	0,77 (6)
1199,09	}24	1,92*	}2,2 (1)	}2,36 (21)
1199,2		0,4*		
1218,38	1,4	1,16 (8)	0,9 (3)	1,21 (11)
1231,06	1,6	1,3 (2)	1,5 (1)	1,48 (10)
1272,60	1,7	1,53 (8)	1,3 (2)	1,71 (12)
1294,53	0,5	0,48 (5)	0,4 (1)	0,47 (5)
1322,90	0,3	0,34 (7)	0,5 (1)	0,32 (8)
1359,74	0,9	0,82 (7)	0,8 (1)	0,86 (8)
1401,6	0,2	0,12 (3)	0,12(5)	0,17 (6)

* Resueltos por Alikov (1982), aparecen junto a los resultados de Vylov en la recopilación de Lee (1990)

7.3.2 Intensidades de líneas de electrones de conversión.

En la figura (7.3) aparece un ejemplo de los espectros de electrones de conversión correspondientes al Gd^{153} que han sido analizados en este trabajo [7.3].

La tabla (7.2) presenta los resultados que se han obtenido para las probabilidades de emisión de electrones de conversión del Gd^{153} , junto con los datos más recientes publicados por otros autores, Tuurnala et al. [7.21] y Vylov et al. [7.22] para su comparación. Se confirman la mayoría de los valores obtenidos por Vylov et al. [7.22]. El valor determinado para la intensidad de la línea de conversión correspondiente a la transición de 102,3 keV por Tuurnala et al. [7.21], es inferior al que se ha obtenido en este trabajo, que está en mejor acuerdo con el resultado de Vylov et al. [7.22]. En este trabajo [7.3] hemos obtenido también el valor para la intensidad de la línea de conversión de la capa L correspondiente a la transición de 170,5 keV, que no aparece en trabajos anteriores.

7.3.3 Coeficientes de conversión interna y Multipolaridades del Gd^{153}

En la tabla (7.3) se presentan los coeficientes de conversión de la capa K y las multipolaridades obtenidas para veintiuna transiciones del Gd^{153} . Aparecen junto a los valores obtenidos por Tuurnala et al. [7.21] y los de Vylov et al. [7.22].

Con los valores de las intensidades gamma medidos en este estudio se han deducido los coeficientes de conversión de la capa K para las transiciones que figuran en la tabla (7.2). Para normalizar los valores relativos se ha utilizado el valor $\alpha_K = 0,033$ para la transición de 212,0 keV, ya que se ha probado por Nielsen y Wilsky [7.15] y Hartmatz et al. [7.9], que se trata de una transición El pura. También se han obtenido las multipolaridades de estas transiciones

comparando los coeficientes experimentales con la interpolación de los coeficientes de conversión teóricos calculados por Rösler et al. [7.17]. Los resultados de este trabajo están en buen acuerdo con los valores de la bibliografía, especialmente con los valores publicados más recientes.

Tuurnala et al. [7.21] han obtenido sus coeficientes de conversión interna tomando como valor de normalización, también, el del coeficiente para la transición de 212,0 keV, $\alpha_K = 0,035$. Para deducir las multipolaridades de la transición han comparado los coeficientes de conversión interna experimentales con los teóricos calculados por Hager y Seltzer [7.8].

Vylov et al. [7.22] también han normalizado al valor del coeficiente de la transición de 212,0 keV, siendo en este caso $\alpha_K = 0,034$.

Las multipolaridades que hemos obtenido en este trabajo están en buen acuerdo con las de Vylov et al. [7.22], pero presentan algunas discrepancias con las de Tuurnala et al. [7.21]. Para la transición de 208,1 keV Tuurnala et al. dan una multipolaridad E2 ó mezcla de configuraciones M1+E2; nosotros obtenemos una multipolaridad M1 pura coincidiendo con Vylov et al.. A la transición de 327,2 keV Tuurnala et al. le asignan una multipolaridad E1 ó E2, nosotros junto a Vylov et al. le asignamos M1. A la de 455,4 keV Vylov et al. y nosotros deducimos que se trata de una transición M1 pura y Tuurnala et al. dan una mezcla de multipolaridades M1+E2. Por último a la transición de 467,3 keV le asignamos una mezcla M1+E2, como también hace Vylov et al., pero Tuurnala et al. le asigna una multipolaridad E2 pura.

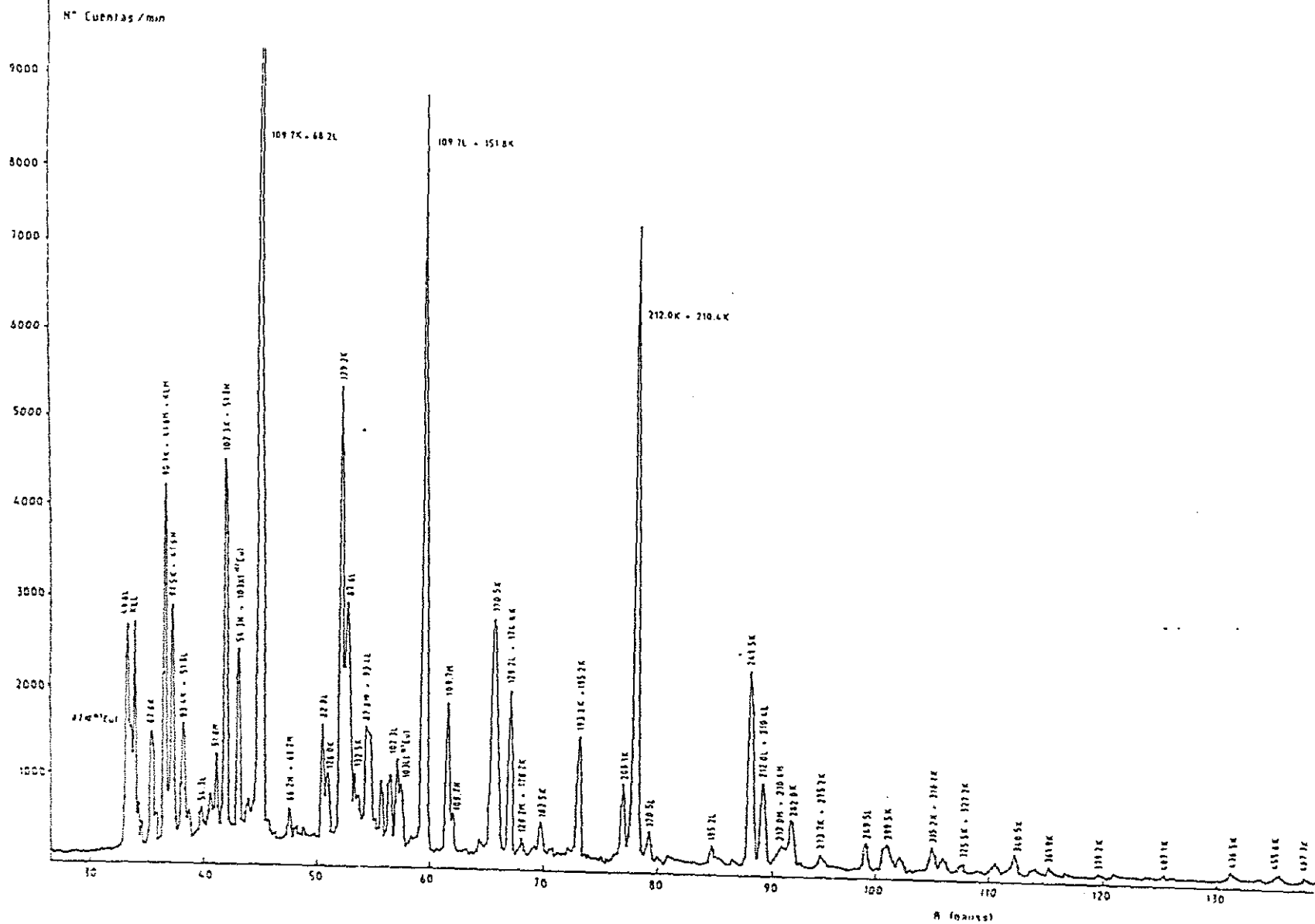


Figura (7.3): Espectro de electrones de conversión del Gd¹⁵³

Tabla (7.2): Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión interna del ^{153}Gd

E(keV)	capa	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Este trabajo [7.3]
41,5	L		8111 (1000)	8046 (900)
	M		1984 (330)	1740 (200)
	N		476 (80)	415 (60)
51,8	L		378 (63)	350 (45)
	M		92,5(16)	90,1(15)
68,2	L		≅317	273 (70)
82,8	L	88,2	109,5(13)	95,0(20)
87,6	K	588	825 (160)	990 (200)
91,5	K		77 (8)	70 (5)
93,5	K		51,6(5)	38,0(5)
102,3	K	≤294	476 (63)	490 (50)
109,8	K	1623	2333 (200)	2070 (300)
	L	311,8	243,6(27)	263 (30)
	M		55,5(8)	60,0(10)
	N		15,9(3)	11,5(5)
126,1	K	35,5	24,6(24)	29,3(3)
129,2	K	182,3	114,3(12)	123 (20)
	L		11,9(20)	12,8(6)
	M		3,2(4)	3,5(4)
139,9	K	11,8	27,8(40)	29,7(10)
	L		3,9(6)	4,2(5)
141,9	K	11,8	39,7(40)	26,7(10)
151,8	K		7,9(16)	7,0(6)

Líneas de electrones de conversión del ^{153}Gd (continuación)

E(keV)	capa	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Este trabajo [7.3]
166,8	K	8,2	4,0 (6)	7,1 (10)
170,5	K	100	100	100
	L			8,7 (6)
174,4	K		65,9 (80)	60 (5)
178,1	K		2,4 (15)	3,3 (6)
183,5	K		12,7 (15)	11,6 (15)
193,8	K	4,7	3,2 (8)	4,0 (8)
195,2	K	44,1	39,7 (40)	38,9 (30)
	L		6,3 (8)	6,2 (5)
208,1	K	26,4	34,9 (40)	29,3 (20)
210,4	K	$\cong 5,9$	9,5 (23)	6,2 (15)
	L		1,7 (5)	1,5 (5)
212,0	K	205,9	269,8 (30)	238,4 (15)
	L		32,8 (5)	29,3 (4)
249,5	K	58,8	77,8 (80)	67,6 (30)
	L	10,0	10,7 (15)	9,6 (10)
303,5	K	2,2	3,2 (3)	3,9 (2)
315,5	K	7,6	9,9 (10)	8,3 (7)
316,0	K		1,6 (20)	1,3 (10)
319,9	K	4,1	6,3 (8)	5,6 (5)
327,2	K	2,3	4,8 (6)	2,2 (2)
340,5	K	2,9	2,7 (6)	3,2 (3)
348,5	K	0,59	0,62(20)	0,70(6)

Líneas de electrones de conversión del ^{153}Gd (continuación)

E(keV)	capa	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Este trabajo [7.3]
354,9	K	2,7	3,2 (4)	3,5 (3)
361,3	K	1,9	3,2 (4)	2,8 (2)
368,5	K		0,70(20)	0,80(10)
386,5	K		≤0,80	0,70(3)
436,3	K	2,7	3,0 (5)	3,1 (35)
455,4	K	1,3	2,4 (4)	1,7 (2)
467,3	K	1,6	1,6 (3)	1,4 (2)

Tabla (7.3): Coeficientes de conversión interna de la capa K del ^{153}Gd y sus multipolaridades deducidas

E(keV)	Tuurnala et al. [7.21]	Vylov et al. [7.22]	Este trabajo [7.3]	
			α_K	multipolaridad
87,6		2,45 (60)	2,16 (15)	M1
102,3	$\leq 0,25$	0,31 (6)	0,35 (3)	E1
109,8	1,3 (2)	1,41 (20)	1,34 (10)	M1
126,1	1,0 (3)	0,78 (12)	1,50 (6)	M1
129,2	1,5 (5)	0,81 (13)	0,88 (7)	M1
141,9	0,05 (4)	0,143 (22)	0,101 (10)	E1
170,5	0,08 (2)	0,058 (9)	0,067 (5)	E1
195,2	0,28 (4)	0,20 (3)	0,18 (3)	M1
208,1	0,13 (6)	0,23 (4)	0,20 (2)	M1
212,0	0,035	0,034	0,033	E1
249,5	0,13 (2)	0,130 (20)	0,116 (9)	M1
303,5	0,013 (4)	0,014 (2)	0,016 (3)	E1
316,1		0,015 (4)	0,013 (3)	E1
319,9	0,07 (3)	0,086 (18)	0,073 (6)	M1
327,2	$\leq 0,06$	0,097 (25)	0,050 (10)	M1
354,9	0,05 (2)	0,058 (13)	0,073 (6)	M1
361,3	0,04 (2)	0,078 (28)	0,065 (5)	M1
368,5		0,060 (33)	0,096 (9)	M1
436,3	0,031 (4)	0,031 (4)	0,028 (2)	M1
455,4	0,021 (5)	0,035 (8)	0,030 (3)	M1
467,3	0,013 (4)	0,020 (5)	0,016 (4)	M1(E2)

7.4 Resultados obtenidos para el Eu^{153}

7.4.1 Intensidades gamma y de rayos X del Eu^{153}

El Eu^{153} es un isótopo estable que se produce en la desintegración por captura electrónica del Gd^{153} . Los espectros de líneas gamma han sido estudiados por diversos autores y los resultados pueden encontrarse en las siguientes evaluaciones de Rösel et al. (1978) [7.17], de Lee (1982) [7.12] y la última de Lee (1990) [7.13]. Los últimos datos recogen la observación experimental de 16 líneas gamma con energías comprendidas entre 14,1 y 172,9 keV.

En la figura (7.4) aparece uno de los espectros de gammas obtenidos en este trabajo, donde se ha ampliado la zona de mayor interés.

La tabla (7.4) presenta las intensidades gamma y de rayos X obtenidas en este trabajo [7.3] dando la intensidad relativa respecto a la de 97,4 keV, junto con los valores más recientes de la bibliografía, de Singh et al. [7.19], Rao et al. [7.16] y Chechev y Egorov [7.5], para su comparación. Los errores son inferiores al 10%, excepto en la línea de 14,07 keV que tiene un error relativo del 40%, esta línea es muy poco intensa.

También se ha obtenido la relación entre las intensidades relativas de las componentes K X comparándose con la evaluación de estos datos publicada en 1988 por Rao et al. [7.16] y los resultados de los cálculos Hartree-Fock realizados por Scofield [7.18]. Estos resultados aparecen en la tabla (7.5). Se puede observar que estas relaciones, obtenidas en este trabajo [7.3], tienen un valor muy aproximado a los valores teóricos de Scofield [7.18], lo que indica la precisión de estos.

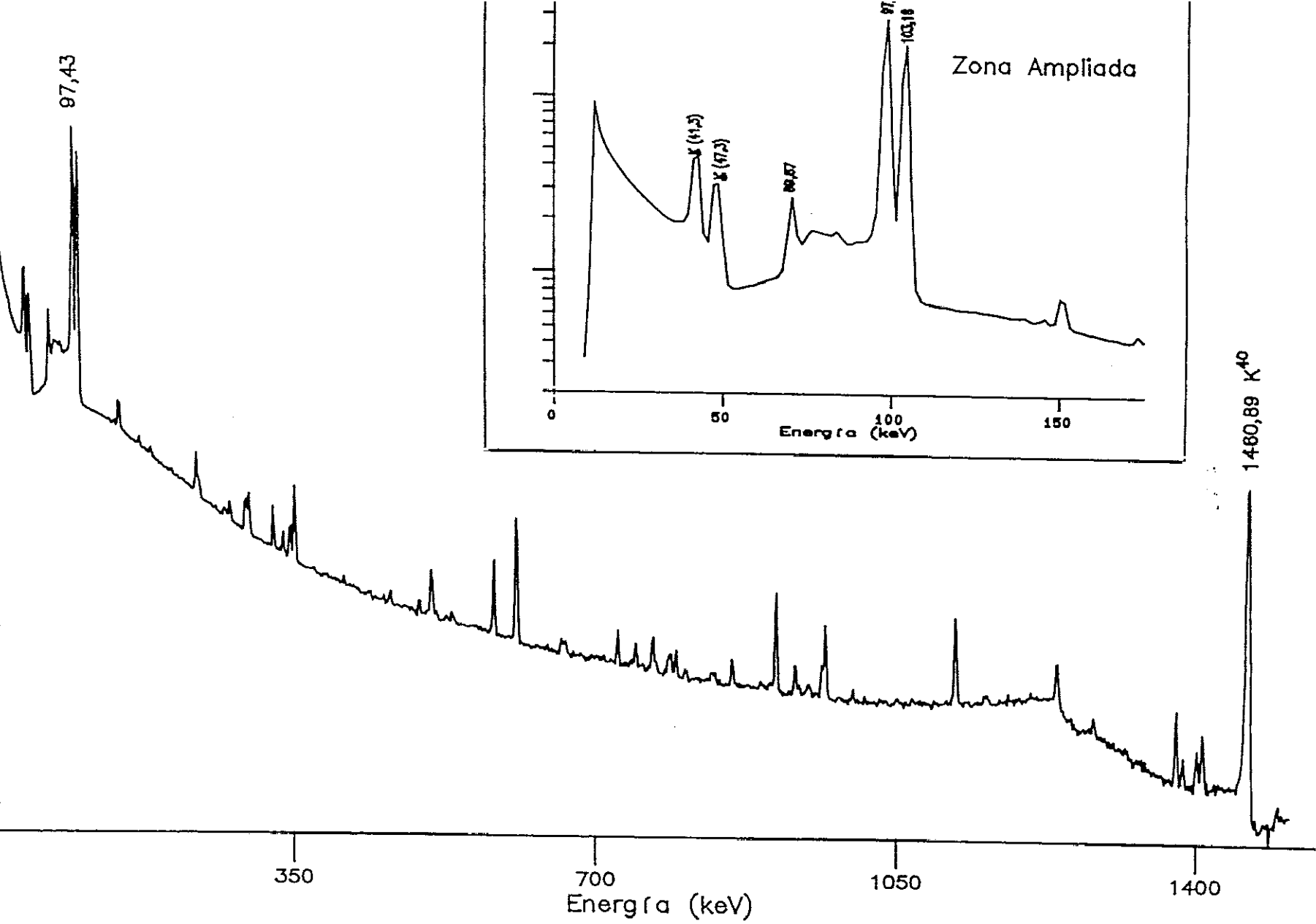


Figura (7.4): Espectro de gammas del Eu^{153}

Tabla (7.4): Intensidades gamma y de rayos X observadas en la desintegración del Gd^{153} al Eu^{153}

E(keV)	Singh et al. [7.19]	Rao et al. [7.16]	Chechev y Egorov [7.5]	Este Trabajo [7.3]
K_{α} (41,3)	150,2 (35)	340,5 (38)		328,5 (30)
K_{β} (47,3)	32,9 (5)	84,9 (84)		83,5 (70)
14,07	0,054(9)	0,146(15)	0,06 (3)	0,07 (3)
69,67	8,35 (32)	8,60 (15)	8,4 (2)	8,1 (2)
75,42	0,26 (8)	0,278(31)	0,28 (3)	0,25 (3)
83,37	0,69 (7)	0,673(42)	0,70 (4)	0,63 (4)
89,49	0,23 (6)	0,218(26)	0,24 (3)	0,26 (2)
97,43	100	100	100	100
103,18	71,1 (15)	74,8 (6)	73,7 (6)	72,4 (4)
172,85	0,28 (9)	0,144(26)	0,140(14)	0,162(15)

Tabla (7.5): Relaciones entre las intensidades de rayos X en la desintegración del Gd^{153} al Eu^{153}

	Valores Teóricos		Valores Experimentales	
	Scofield [7.18]	Rao et al. [7.16]	Este Trabajo [7.3]	
L/K		0,183 (10)	0,167 (10)	
$K_{\alpha_2}/K_{\alpha_1}$	0,554	0,546 (5)	0,550 (6)	
K_{β_2}/K_{β_1}	0,258	0,281 (4)	0,263 (5)	
K_{β}/K_{α}	0,255	0,242 (4)	0,254 (5)	
K_{β_1}/K_{α_1}	0,315	0,308 (6)	0,312 (7)	
K_{β_2}/K_{α_1}	0,081	0,080 (2)	0,082 (3)	

220 *Capítulo 7. Estudio de la cadena de desintegración:* $\text{Tb}_{65}^{153} \longrightarrow \text{Gd}_{64}^{153} \longrightarrow \text{Eu}_{63}^{153}$

Conclusiones

– Para el estudio de los espectros gamma y de rayos X:

1. Se han montado distintos sistemas de detección gamma y de rayos X, utilizando detectores de Ge y Si(Li). Se ha obtenido el fondo de radiación gamma del laboratorio y se han determinado las intensidades relativas de dicho fondo. Se ha determinado la curva de eficiencia de un detector de Si(Li) en el rango 3-60 keV, así como se ha determinado la curva de eficiencia de un detector de Ge intrínseco en un rango 60 keV-3 MeV, se ha ajustado la curva con dos funciones diferentes. Para realizar los ajustes se ha desarrollado un programa de ajuste de polinomios, 2MIC.for. También se ha obtenido la resolución de cada uno de los detectores utilizados y su correspondiente factor de Fano.
2. Se ha desarrollado un programa informático para el tratamiento de espectros gamma, ESPECTRO.bas, que realiza las siguientes funciones:
 - (a) Calibración de los espectros con líneas conocidas.
 - (b) Estimación de las anchuras a semialtura de las líneas.
 - (c) Cálculo del área de las líneas por el método de sumación.
 - (d) Ajuste analítico de la forma de los picos. Cálculo del área del ajuste.
 - (e) Análisis y separación de dobletes.

– Para el estudio de los electrones de conversión interna:

3. Se ha puesto a punto un espectrómetro β -magnético de doble enfoque. Se ha determinado la eficiencia del espectrómetro para energías mayores de 200 keV, encontrándose que es constante y se ha realizado el ajuste de la curva de eficiencia para energías menores de 200 keV. Se ha calculado la resolución del espectrómetro en función de la anchura del detector colocado en la imagen.

– Para la determinación de los coeficientes de conversión interna:

4. Se han obtenido las curvas de variación del valor de los coeficientes de conversión interna para un electrón de la capa K para diferentes multipolaridades posibles de una transición en función de la energía para $Z = 62, 63$ y 64 . Se ha realizado un programa en fortran, CCI.for, que mediante ajustes polinómicos puede deducir los coeficientes de conversión interna para transiciones E1, E2, E3, M1, M2 y M3. Se han calculado los coeficientes de conversión interna teóricos para Sm_{62}^{145} , Sm_{62}^{149} , Eu_{63}^{149} y Gd_{64}^{153} .

– Para futuras medidas con el espectrómetro magnético:

5. Se ha montado un detector de silicio sensible a posición (PSD). Se ha medido su resolución en energías, y su resolución en posición mediante dos métodos, método de la rendija variable y método de varias rendijas. Se ha calculado la resolución en energías de un espectrómetro magnético de doble enfoque con un PSD en la imagen.

– Como resultados obtenidos con estos sistemas se citan los siguientes:

6. Se han medido las intensidades relativas de 48 líneas gamma y 16 líneas de electrones de conversión interna del Eu^{149} con lo que se han obtenido los coeficientes de conversión interna y se han deducido las multipolaridades para el Eu^{149} .

La detección en este trabajo de las líneas de 1012,6 y 1082,0 keV permite confirmar la existencia de los correspondientes niveles nucleares en el esquema de desintegración del Eu^{149} .

7. Se han medido las intensidades relativas de 15 líneas gamma y 6 líneas de electrones de conversión interna del Sm^{149} con lo que se han obtenido los coeficientes de conversión interna y se han deducido las multipolaridades para el Sm^{149} .

La detección del rayo gamma de 381,7 keV confirma experimentalmente la existencia de un nivel nuclear en 658,6 keV propuesto por Meyer et al. [6.23]. También se confirma la existencia de la línea de 281,29 keV que sólo había sido observada anteriormente por Meyer et al. [6.23]

8. Se ha estudiado la cadena de desintegración del Eu^{145} , obteniéndose la intensidad relativa de las 25 líneas gamma más intensas del Sm^{145} , de las 3 líneas gamma más intensas del Pm^{145} y de las 2 líneas gamma más intensas del Nd^{145} .

9. Se han medido las intensidades relativas de 174 líneas gamma y 53 líneas de electrones de conversión interna del Gd^{153} con lo que se han obtenido los coeficientes de conversión interna y se han deducido las multipolaridades para el Gd^{153} .

Se confirman en este trabajo las líneas de 238,4, 555,6, 693,3, 788,8, 1068,7 y 1153,25 keV asignadas por Vylov et al. [7.22] y también se ha identificado la línea de 616,2 keV detectada por Tuurnala et al. [7.21].

Se ha obtenido el valor de la intensidad de la línea de conversión para la capa L correspondiente a la transición de 170,5 keV, que no aparece en trabajos anteriores.

224 *Capítulo 7. Estudio de la cadena de desintegración: $Tb_{65}^{153} \longrightarrow Gd_{64}^{153} \longrightarrow Eu_{63}^{153}$*

10. Se han medido las intensidades relativas de las 10 líneas más intensas de rayos X y gamma del Eu^{153} . Se han obtenido las relaciones entre las intensidades relativas de rayos X ($L/K, K_{\alpha}/K_{\beta}, \dots$), obteniéndose valores muy aproximados a los valores teóricos de Scofield [7.18].

Apéndice A

Listados de los programas realizados

A.1 Programa de ajuste de polinomios

2MIC.FOR

```

*****
* Programa para ajustar a nd datos experimentales polinomios de *
* cualquier grado por el m,todo de m;nimos cuadrados. *
*****
* nd = número de datos *
* x( )= valores de x *
* y( )= " de y *
* d( )= " de la desviación típica en y *
* md= grado del polinomio *
* f( , )= valores de los monomios para cada x( ) *
* a( )= coeficientes del polinomio *
* s( )= desviación típica de los coeficientes *
*****
*
dimension x(200),y(200),d(200),m(21,21),w(21,21),f(21,200),s(21)
dimension h(21),a(21),eq(21,1),gri(1,21),sm(20,20)
real*8 x,y,d,m,w,f,s,h,r,a,th,eq,gri,sm
write (*,*) 'Con este programa puedes ajustar a nd datos ,hasta'
write (*,*) '200, un polinomio de grado md,hasta 20'
write (*,*) 'grado del polinomio'
read (*,*) md
write (*,*) 'número de datos'
read (*,*) nd
write (*,*) 'datos por teclado=1,datos por fichero=2'
read (*,*) da
if(da.eq.2) goto 15
write (*,*) 'dame la x,y,d de cada punto'
do 25 i=1,nd
write (*,*) 'x,y,d',i
read (*,*) x(i),y(i),d(i)
25 continue
goto 16
15 write (*,*) 'nombre del fichero de datos'
write (*,*) ' '
open (3,file=' ',status='old')
do 4 i=1,nd
read (3,*) x(i),y(i),d(i)
4 continue
close (3)
16 do 2 k=1,md+1
do 3 i=1,nd
f(i,k)=x(i)**(k-1)

```

```

3  continue
2  continue
*****
* C lculo del vector Y *****
*****
  do 37 k=1,md+1
  h(k)=0
  do 26 i=1,nd
  h(k)=h(k)+f(k,i)*y(i)/d(i)**2
26  continue
37  continue
*****
* C lculo de los elementos de matriz M *****
*****
  do 27 k=1,md+1
  do 28 j=1,md+1
  m(k,j)=0
  do 29 i=1,nd
  m(k,j)=m(k,j)+f(k,i)*f(j,i)/d(i)**2
29  continue
28  continue
27  continue
*****
* C lculo del inverso de la matriz m por el *****
* m,todo de orlado *****
*****
  if (md.eq.0) then
  w(1,1)=-1/m(1,1)
  endif
  det=m(1,1)*m(2,2)-m(1,2)*m(2,1)
  if (det.eq.0) then
  write (*,*) 'Determinante nulo. Revisa los datos'
  endif
  w(1,1)=m(2,2)/det
  w(1,2)=-m(1,2)/det
  w(2,1)=-m(2,1)/det
  w(2,2)=m(1,1)/det
  if (md.ne.1) goto 102
102 do 73 ms=2,md
  do 78 i=1,ms
  eq(i,1)=0
  gri(1,i)=0
  do 79 k=1,ms
  eq(i,1)=eq(i,1)+w(i,k)*m(k,ms+1)
  gri(1,i)=gri(1,i)+m(ms+1,k)*w(k,i)

```

```

79  continue
78  continue
    th=m(ms+1,ms+1)
    do 75 k=1,ms
    th=th-gri(1,k)*m(k,ms+1)
75  continue
    do 74 j=1,ms
    do 77 l=1,ms
    sm(j,l)=eq(j,1)*gri(1,l)
    w(j,l)=w(j,l)+sm(j,l)/th
77  continue
74  continue
    do 89 i=1,ms
    w(i,ms+1)=-eq(i,1)/th
    w(ms+1,i)=-gri(1,i)/th
    w(ms+1,ms+1)=1/th
89  continue
73  continue
*****
* C lculo de los par metros a(k) *****
*****
    do 10 k=1,md+1
    a(k)=0
    do 11 i=1,md+1
    a(k)=a(k)+w(k,i)*h(i)
11  continue
10  continue
*****
* C lculo de las desviaciones tpicas de los *****
* par metros *****
*****
    do 71 k=1,md+1
    s(k)=sqrt(abs(w(k,k)))
71  continue
*****
* RESULTADOS *****
*****
    write (*,*) 'los resultados se meten en un fichero'
    write (*,*) 'escribe el nombre'
    open (5,file=' ',status='new')
    write (*,*) 'resultados por impresora,unit 6=prn'
    write (6,*) '      k      a(k)      s(k)'
    write (*,*) '      k      a(k)      s(k)'
    do 103 k=1,md+1
    write (6,*) k,a(k),s(k)

```

```
    write (*,*) k,a(k),s(k)
    write (5,*) k,    a(k),  s(k)
103  continue
    close (5)
*****
    stop
    end
```

A.2 Programa de cálculo de los coeficientes de conversión interna

CCI.FOR

```

INTEGER p,m
DOUBLE PRECISION BOR,T(7,61),A(7,50),C(50),E,G,B,Z,u
OPEN (1,FILE = 'C_CONV.DAT',STATUS = 'OLD')
OPEN (2,FILE = 'RESUL.DAT',STATUS = 'OLD')
DO 20 K = 1,7
DO 10 L = 1,61
READ (1,*) BOR
T(K,L)=BOR
10 CONTINUE
20 CONTINUE
CLOSE (1)
25 WRITE (*,*) 'Energia de la transicion, E(keV)?; <=5.000 keV '
READ (*,*) E
IF(E.GE.220.0) THEN
P = 5
ELSE
P = 0
END IF
G = DLOG(E)
WRITE(*,*) 'Numero atomico Z(25 <= Z <= 95) '
READ(*,*) Z
IF(Z.GT.50.0) THEN
B = -14.46+0.6471*Z+0.001029*Z**2+0.0000575*Z**3+2.384D-07*Z**4
ELSE
B = 0.032-0.0068033*Z+0.0084825*Z**2+9.9149D-05*Z**3
B = B - 6.6564D-07*Z**4
END IF
IF(E.LT.B) THEN
WRITE(*,*) 'La conversion K no es posible energeticamente'
GOTO 25
ELSE
GOTO 50
END IF
50 IF(Z.GT.90.0) THEN
GOTO 80
ELSE
GOTO 60
END IF
60 DO 70 J = 1,6
IF(T(J+1,1)-Z.GE.0.0) THEN
GOTO 90
ELSE

```

```

70 CONTINUE
   GOTO 90
80 J = 6
90 DO 110 I = J,J+1
   DO 100 N = 0,50,10
   A(I,N)=T(I,2+P+N)+T(I,3+P+N)*G+T(I,4+P+N)*G**2+T(I,5+P+N)*G**3
   A(I,N)= A(I,N) + T(I,6+P+N)*G**4
100 CONTINUE
110 CONTINUE
   DO 120 N = 0,50,10
   C(N)=(A(J+1,N)-A(J,N))*(DLOG(Z)-DLOG(T(J,1)))
   C(N)=C(N)/(DLOG(T(J+1,1))-DLOG(T(J,1)))+A(J,N)
   C(N)=DEXP(C(N))
120 CONTINUE
   IF(P.EQ.5) THEN
   GOTO 130
   ELSE
   GOTO 160
   END IF
130 DO 140 N = 10,20,10
   C(N) = (DEXP(A(J+1,N))-DEXP(A(J,N)))*(Z**2-(T(J,1))**2)
   C(N) = C(N)/((T(J+1,1))**2-(T(J,1))**2)
   C(N) = C(N)+DEXP(A(J,N))
140 CONTINUE
   GOTO 160
160 WRITE(*,*)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;E1) =',C(0)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;E2) =',C(10)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;E3) =',C(20)
   WRITE(*,*)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;M1) =',C(30)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;M2) =',C(40)
   WRITE(*,*)'ALPHA(K;M3) =',C(50)
   WRITE(*,*)
   WRITE(2,*)' Z=',Z
   WRITE(2,*)'E(keV)='E
   WRITE(2,*)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;E1) =',c(0)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;E2) =',c(10)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;E3) =',c(20)
   WRITE(2,*)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;M1) =',c(30)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;M2) =',c(40)
   WRITE(2,*)'ALPHA(K;M3) =',c(50)
   IF((Z.LT.60.0).AND.(E.LT.70.0)) THEN

```

```
GOTO 190
ELSE
GOTO 170
END IF
170 IF((Z.GE.60.0).AND.(E.LT.150.0)) THEN
GOTO 180
ELSE
GOTO 205
END IF
180 IF((E.LT.70.0 + 2.0*(Z-60.0))) THEN
GOTO 190
ELSE
GOTO 200
END IF
190 WRITE(*,*)'La precisión para E2,E3,M3 es peor que el 3 por cien'
GOTO 205
200 tt=70.0+4.0*(Z-60.0)
IF(E.LT.tt) then
WRITE(*,*)'Precisión,E3 es peor 3 %'
end if
205 WRITE(*,*)'QUIERE CONTINUAR? SI(1),No(2) '
READ(*,*) M
IF(M.EQ.1) goto 25
stop
end
```


A.3 Programa para el estudio de espectros gamma

ESPECTRO.BAS

```

REM inicializa graficos *****
KEY OFF: CLS : SCREEN 9: WINDOW (0, 0)-(639, 199)
LINE (0, 33)-(0, 198), 14: DIM b(400): GET (0, 33)-(0, 198), b: CLS
DIM c(400): LINE (320, 97)-(320, 103), 12: LINE (325, 100)-(315, 100), 12
GET (325, 95)-(315, 105), c: CLS
DIM A(400): LINE (0, 33)-(639, 33), 14: GET (0, 33)-(639, 33), A: CLS : SCREEN 0
REM numero de canales = wc
INPUT "Numero de canales="; wc
REM dimensionar matrices*****
DIM d(wc + 2), CC(wc + 2): FON = 0: FON1 = 0: kk = 0: kv = 0: PRI = 0: CONTI = 0
DIM R(wc + 2), S(wc + 2), F(wc + 2), H(wc + 2), T(wc + 2)
DIM S1(wc + 2): DIM F1(wc + 2): DIM A1(6, 13)
DEF fnerror (x) = 1 - (1.128 * (x - (x ^ 3) / 3 + (x ^ 5) / 10 - (x ^ 7) / 42))
REM D(i) valor de los canales; Ca() ,cb() correccion para cada canal ;
cc() correccion de campo
120 REM menus *****
SCREEN 0: CLS : PRINT "menu principal:"
PRINT " 1=leer datos desde multicanal (.mul)"
PRINT " 2=leer datos de tarjeta (.lst)"
PRINT " 3=leer datos de fichero (.dat)"
PRINT " 4=grabar datos (.dat)"
PRINT " 5=dibujar"
PRINT " 6=CALIBRACION"
PRINT " 7=Area de las líneas"
PRINT " 8=Salir": INPUT EL1
CLS
IF EL1 = 1 THEN GOSUB 550
IF EL1 = 2 THEN GOSUB 3980
IF EL1 = 3 THEN GOSUB 840
IF EL1 = 4 THEN GOSUB 1170
IF EL1 = 5 THEN GOSUB 1300
IF EL1 = 6 THEN 320

```

```

GOTO 120
320 SCREEN 0
PRINT "OPCIONES:"
PRINT " 1=Calibracion canal-energia"
PRINT " 2=Coger la calibracion de otro espectro"
PRINT " 3=Comprobar la calibracion"
PRINT " 4=Guardar fichero con energias (e.dat)"
PRINT " 5=menu principal": INPUT eI3
IF eI3 = 1 THEN GOSUB 3380
IF eI3 = 2 THEN GOSUB 1200
IF eI3 = 3 THEN GOSUB 3910
IF eI3 = 4 THEN GOSUB 2800
IF eI3 = 5 THEN 120
GOTO 320
321 SCREEN 0
PRINT "OPCIONES:"
PRINT "1=Area de las lineas"
PRINT "2=Calculo de las componentes de un doblete"
PRINT "3=Anchura a semialtura (aprox.)"
PRINT "4=Menu principal": INPUT eI5
IF eI5 = 1 THEN GOSUB 2120
IF eI5 = 2 THEN GOSUB 2200
IF eI5 = 3 THEN GOSUB 450
IF eI5 = 4 THEN 120
GOTO 321
450 REM*****
REM rutina para calcular la resolucion del sistema*****
REM *****
480 GOSUB 1300: REM pinta
490 GOSUB 1850: GOSUB 950: REM elige vert, elige horiz.
GOSUB 2440: REM calcula anchura a 1/2 altura
PRINT "Anchura a semialtura="; asal; " cans. =" ; ca * asal; n$
INPUT "Ver otra linea de ,sta pantalla? (s/n)"; A$: IF A$ = "s" GOTO 490
CLS : INPUT "Ver lineas en otra zona? (s/n)"; b$: IF b$ = "s" GOTO 480
RETURN

```

```

550 REM *****
    REM **** SUBROUTINA PARA LEER DESDE EL MULTICANAL *****
    REM *****
    NP = wc / (8 * 57): NP = INT(NP): QL = wc - NP * (8 * 57): QL = QL / 8
    INPUT "NOMBRE DEL FICHERO DE DATOS"; nom$
    OPEN "i", #1, nom$
    FOR j = 0 TO (NP - 1)
    MULTI = 0
630 INPUT #1, A$: IF A$ <> "" THEN MULTI = MULTI + 1
    IF MULTI < 3 THEN GOTO 630
    FOR i = 0 TO 56
    INPUT #1, kk
    INPUT #1, d(i * 8 + j * 456 + 1), d(i * 8 + j * 456 + 2), d(i * 8 + j * 456 + 3),
    d(i * 8 + j * 456 + 4), d(i * 8 + j * 456 + 5), d(i * 8 + j * 456 + 6),
    d(i * 8 + j * 456 + 7), d(i * 8 + j * 456 + 8)
    NEXT i
    NEXT j
    FOR i = 1 TO 5: INPUT #1, A$: NEXT i
    FOR i = 0 TO (QL - 1)
    INPUT #1, kk
    INPUT #1, d(i * 8 + 456 * NP + 1), d(i * 8 + 456 * NP + 2), d(i * 8 + 456 * NP + 3),
    d(i * 8 + 456 * NP + 4), d(i * 8 + 456 * NP + 5), d(i * 8 + 456 * NP + 6),
    d(i * 8 + 456 * NP + 7), d(i * 8 + 456 * NP + 8)
    NEXT i
    MAXIMO = 0: LTIME = d(1): TTIME = d(2)
    FOR i = 1 TO wc
    d(i) = d(i + 2)
    IF d(i) > MAXIMO THEN MAXIMO = d(i)
    NEXT i
    FOR i = 1 TO wc: d(i) = d(i) / MAXIMO * 1000: NEXT i
    H = 1000
    CLOSE #1
RETURN

```

```

840 REM *****
    REM **** SUBROUTINA PARA LEER DESDE FICHERO *****
    REM *****
870 INPUT ""nombre del fichero de datos"; nom$
    IF nom$ = "" THEN FILES: GOTO 870
    OPEN "i", #1, nom$
    FOR i = 1 TO wc: INPUT #1, d(i): NEXT i
    INPUT #1, H, ca, cb, n$
    PRINT "Datos leídos desde el fichero "; nom$
    CLOSE #1
    RETURN
950 REM *****
    REM **** SUBROUTINA PARA LA ELECCION HORIZONTAL *****
    REM *****ALH DEVUELVE LA ALTURA ELEGIDA*****
    CLS 2
    LOCATE 23: MA = 1: MB = 1
    PRINT "Altura de la base de la línea: ";
    PRINT "coloca la línea a la altura elegida y ENTER"
    kk = 80
    PUT (0, kk), A, XOR
1040 LOCATE 24, 1: PRINT "altura="; (kk - 33) / YY;
1050 A$ = INKEY$: IF A$ = "" THEN 1050
    IF ASC(A$) = 13 THEN 1150
    b$ = MID$(A$, 2, 1): IF b$ = "R" THEN MA = MA + MB * 4: MB = MB * (-1)
    GOTO 1040
    IF b$ = "H" THEN 1120
    PUT (0, kk), A, XOR: kk = kk - MA: IF kk < 33 THEN kk = 33
    PUT (0, kk), A, XOR
    GOTO 1040
1120 PUT (0, kk), A, XOR: kk = kk + MA: IF kk > 198 THEN kk = 198
    PUT (0, kk), A, XOR
    GOTO 1040
1150 alh = (kk - 33) / YY
    PUT (0, kk), A, XOR
RETURN

```

```

1170 REM *****
      REM **** SUBROUTINA PARA GRABAR LOS DATOS EN FICHERO *****
      REM *****
      INPUT "nombre del fichero donde grabar los datos"; nom$
      OPEN "o", #1, nom$
      FOR i = 1 TO wc: PRINT #1, d(i): NEXT i
      PRINT #1, H, ca, cb, n$
      PRINT #1, "ltime="; LTIME
      PRINT #1, "ttime="; TTIME
      CLOSE #1
      CLS
      PRINT "datos grabados en "; nom$
      RETURN
1200 REM *****
      REM Rutina para coger una calibracion previa *****
      REM *****
1210 INPUT "Nombre del fichero de datos calibrado"; p$
      IF p$ = "" THEN FILES: GOTO 1210
      INPUT "Cuantos canales tiene este fichero"; vc
      OPEN "i", #2, p$
      FOR i = 1 TO vc: INPUT #2, kk: NEXT i
      INPUT #2, kk, ca, cb, n$
      PRINT "Ya se ha leído la calibracion"
      CLOSE #2
      RETURN
1300 REM *****
      REM **** SUBROUTINA PARA DIBUJAR *****
      REM *****
1330 REM FON=1 ya sabe que intervalo pintar
      alh = 0
      IF FON = 1 GOTO 1370
      nc1 = 1: nc2 = wc
1370 INPUT "escala (>0)"; EK:
1390 GOSUB 3280
      DX = 639 / (nc2 - nc1): REM dx=ancho canales en pantalla

```

```

VIEW PRINT 23 TO 24: REM ventana de texto
YY = 166 * EK / H: mm = H / EK: XP1 = 0: YP1 = d(nc1) * YY + 33:
FOR i = nc1 + 1 TO nc2
IF d(i) > mm THEN yp2 = 199: GOTO 1470
yp2 = d(i) * YY + 33
1470 XP2 = XP1 + DX: LINE (XP1, YP1)-(XP2, yp2), 9: XP1 = XP2: YP1 = yp2: NEXT i
IF FON = 1 THEN RETURN
1480 LOCATE 25, 1: PRINT "F4=Dibujar otra zona, F6=Continuar "
LOCATE 24, 1: PRINT "F1=Ampliar Zona, F2=Cambio de escala, F3=Quita fondo"
A$ = ""
WHILE A$ = ""
A$ = INKEY$
WEND
CLS 2
n = ASC(MID$(A$, 2, 1))
IF n = 59 THEN GOSUB 1490: GOTO 1480
IF n = 60 THEN GOSUB 1560: GOTO 1480
IF n = 61 THEN GOSUB 1580: GOTO 1480
IF n = 62 THEN GOTO 1330
IF n = 64 THEN RETURN
GOTO 1480
1490 REM Amplia Zona
ky = 1: GOSUB 1850: REM devuelve ALV(canal seleccionado)
nc1n = alv
kv = 2: GOSUB 1850
nc2 = alv: nc1 = nc1n
GOSUB 1370
RETURN
1560 GOSUB 1370
RETURN
1580 ALH1 = alh: GOSUB 950: CLS
1640 YY = 166 * EK / H: mm = H / EK: XP1 = 0: YP1 = d(nc1) * YY + 33
alh = alh * YY + ALH1
YP1 = YP1 - alh: GOSUB 3280
FOR i = nc1 + 1 TO nc2
IF d(i) > (mm - alh) THEN yp2 = 199

```

```

yp2 = d(i) * YY + 33 - alh
IF yp2 < 33 THEN yp2 = 33
XP2 = XP1 + DX: LINE (XP1, YP1)-(XP2, yp2), 9: XP1 = XP2: YP1 = yp2: NEXT i
RETURN
1650 RETURN
1850 REM *****
REM **** SUBROUTINA PARA ELECCION VERTICAL *****
REM *****
IF PRI <> 0 THEN 1960
REM salta algunas cosas si no es la primera vez que se llama
CLS 2
LOCATE 23: MA = 1: MB = 1: REM ma=step del cursor:mb=1 velocidad lenta
IF kv = 1 THEN PRINT "extremo izquierdo: ";
IF kv = 2 THEN PRINT "extremo derecho: ";
PRINT "situar la recta y ENTER"
kv = INT((nc1 + nc2) / 2)
PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR
1960 LOCATE 24, 1: PRINT "canal="; kv; ", altura="; d(kv); " ";
IF ca <> 0 THEN LOCATE 24, 50: PRINT "Energia="; kv * ca + cb; " ";
1980 A$ = INKEY$: IF A$ = "" THEN 1980
IF ASC(A$) = 13 THEN 2100: REM "ENTER"
IF A$ = "e" THEN RETURN
IF A$ = "s" THEN RETURN
b$ = MID$(A$, 2, 1): IF b$ = "R" THEN MA = MA + MB * 17: MB = MB * (-1)
GOTO 1980
IF b$ = "H" THEN PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR: RETURN
IF b$ = "M" THEN 2080: REM derecha
IF b$ <> "K" THEN 1980: REM izquierda
PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR: kv = kv - MA: IF kv < nc1 THEN kv = nc1
PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR: GOTO 1960
2080 PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR: kv = kv + MA: IF kv > nc2 THEN kv = nc2
PUT ((kv - nc1) * DX, 33), b, XOR: GOTO 1960
2100 alv = kv
RETURN

```

```

2120 REM *****
      REM **** SUBROUTINA PARA EL CALCULO DE LA ENERGIA *****
      REM **** E INTENSIDAD DE LAS LINEAS *****
      REM *****
      PRINT "Salida por impresora=1"
      PRINT "Salida a fichero=2": INPUT EL4
      IF EL4 = 1 GOTO 2130
      INPUT " Nombre del fichero donde grabar los datos (*.int)"; nom$
      OPEN "o", #1, nom$
      PRINT #1, nom$
      PRINT #1, "Separacion entre canales="; ca; n$: PRINT #1, " "
      PRINT #1, "Canal(apa.-real)", "Energia", "Anch. Semi.", "Area recta.", "Area ajust."
      GOTO 2140
2130 LPRINT "Espectro: "; nom$: LPRINT " "
      LPRINT "separacion entre canales="; ca; n$: LPRINT " "
      LPRINT "canal(apa.- real)"; TAB(20); "Energia("; n$; ")"; TAB(35); "Anch.Semal.";
      TAB(47); "Area rect."; TAB(60); "Area ajust.": LPRINT " "
2140 GOSUB 1300
2150 CLS 2: GOSUB 2930
      IF A$ = "e" THEN FON = 1: GOTO 2140
      IF A$ = "s" THEN GOTO 2190
      E = kv * ca + cb
      GOSUB 2440: REM primero calcula asal (anch. a 1/2 alt)
      kvlin = kv: kv = 1: GOSUB 2930: ca1 = alv
      kv = 2: GOSUB 2930: ca2 = alv
      GOSUB 2610: REM calcula area rectangular de la linea
      GOSUB 4000: REM calcula el area ajustada de la linea
      E = camrf * ca + cb
2160 IF EL4 = 1 THEN LPRINT camrf; kvlin; TAB(20); E; TAB(35); asal * ca; TAB(47);
      st; TAB(60); sg:
      GOTO 2170
      PRINT #1, camrf; kvlin, E, asal * ca, st, sg
      IF kk2 = 1 THEN GOTO 2171
2170 CLS 2: INPUT "Analizar otra linea de esta misma pantalla(s/n)"; A$
      IF A$ = "s" THEN GOTO 2180
2171 CLS : INPUT "Quieres analizar lineas de otra zona (s/n)"; A$

```



```

IF A$ = "s" THEN GOTO 2140
GOTO 2190
2180 PRI = 0: GOTO 2150
REM pri <> 0 informa a la rutina 4000 que no es la primera linea que se analiza
CLS : INPUT ""Quieres analizar lineas de otra zona (s/n)?"; A$
IF A$ = "s" THEN GOTO 2140
GOTO 2190
2190 PRI = 0: FON = 0
IF EL4 = 2 THEN CLOSE #1
RETURN
2200 REM *****
REM **** SUBROUTINA PARA EL CALCULO DE LA ENERGIA *****
REM **** E INTENSIDAD DE LAS LINEAS EN UN DOBLETE *****
REM *****
PRINT "Salida por impresora=1"
PRINT "Salida a fichero=2": INPUT EL6
IF EL6 = 1 GOTO 2230
INPUT "Nombre del fichero donde grabar los datos (*.int)"; nom$
OPEN "o", #1, nom$
PRINT #1, nom$
PRINT #1, "Separacion entre canales="; ca; n$: PRINT #1, " "
PRINT #1, "Canal 1", "Energia 1", "Area 1", "Canal 2", "Energia 2", "Area 2",
"Anch.Semi.", "Area recta."
GOTO 2240
2230 LPRINT "Espectro: "; nom$: LPRINT " "
LPRINT "separacion entre canales="; ca; n$: LPRINT " "
LPRINT "Canal 1"; TAB(10); "Energia 1("; n$; ")"; TAB(20); "Area 1"; TAB(30);
"Canal 2"; TAB(40); "Energia 2("; n$; ")"; TAB(50); "Area 2";
TAB(60); "Anch.Semal."; TAB(70); "Area rect." LPRINT " "
2240 GOSUB 1300
2250 CLS 2: GOSUB 2930
IF A$ = "e" THEN FON = 1: GOTO 2240
IF A$ = "s" THEN GOTO 2290
GOSUB 2440: REM primero calcula asal (anch. a 1/2 alt)
kvlin = kv: kv = 3: GOSUB 2930: kvlin2 = alv
kv = 1: GOSUB 2930: ca1 = alv

```

```

kv = 2: GOSUB 2930: ca2 = alv
GOSUB 2610: REM calcula area rectangular de la linea (la suma)
GOSUB 4100: REM calcula el area ajustada de las lineas que componen el doblete
E1 = camrf1 * ca + cb
E2 = camrf2 * ca + cb
2260 IF EL6 = 1 THEN LPRINT camrf1; kvlin; TAB(15); E1; TAB(30); sg1; TAB(45);
camrf2; TAB(60); E2; TAB(75); sg2; TAB(90); asal * ca; TAB(105); st: GOTO 2270
PRINT #1, camrf1, E1, sg1, camrf2, E2, sg2, asal * ca, st
IF kk3 = 1 THEN GOTO 2271
2270 CLS 2: INPUT "Analizar otro doblete de esta misma pantalla(s/n)"; A$
IF A$ = "s" THEN GOTO 2280
2271 CLS : INPUT "Quieres analizar dobletes de otra zona (s/n)"; A$
IF A$ = "s" THEN GOTO 2240
GOTO 2290
2280 PRI = 0: GOTO 2250
REM pri <> 0 informa a la rutina 4100 que no es la primera linea que se analiza
CLS : INPUT ""Quieres analizar dobletes de otra zona (s/n)?" ; A$
IF A$ = "s" THEN GOTO 2240
GOTO 2290
2290 PRI = 0: FON = 0
IF EL6 = 2 THEN CLOSE #1
RETURN
2440 REM *****
REM **** SUBROUTINA PARA CALCULAR ANCHURAS A SEMIALTURAS ***
REM *****
REM dados kv,alh (canal y fondode la linea) devuelve asal (en canales)
SAL = (alh + d(kv)) / 2: BUSCA = 0
ca2 = kv: REM busqueda hacia la derecha
2500 IF ABS(ca2 - kv) > 5 THEN BUSCA = 2: GOTO 2530
REM no encontrado a derechas
IF d(ca2) > SAL THEN ca2 = ca2 + 1: GOTO 2500
ca2 = ca2 - (SAL - d(ca2)) / (d(ca2 - 1) - d(ca2))
2530 ca1 = kv
2540 IF ABS(kv - ca1) > 5 THEN BUSCA = 1: GOTO 2570
REM no encontrado a izquierdas
IF d(ca1) > SAL THEN ca1 = ca1 - 1: GOTO 2540

```

```

    ca1 = ca1 + (SAL - d(ca1)) / (d(ca1 + 1) - d(ca1))
2570 IF BUSCA = 0 THEN asal = ABS(ca2 - ca1)
    IF BUSCA = 2 THEN asal = 2 * ABS(kv - ca1)
    IF BUSCA = 1 THEN asal = 2 * ABS(kv - ca2)
RETURN
2610 REM *****
    REM **** SUBROUTINA PARA CALCULO DE LA SUPERFICIE ENCERRADA *
    REM **** POR LA LINEA POR FORMULA SUMACION *****
    REM *****
    REM dados kv,alh obtiene superficie trapezoidal
    IF ca1 < 1 OR ca2 > 2048 THEN st = 0: GOTO 2780
    S(ca1) = (ca1 - nc1) * DX: S(ca2) = (ca2 - nc1) * DX
    R(ca1) = d(ca1) * YY + 33: R(ca1) = R(ca1) - alh
    R(ca2) = d(ca2) * YY + 33: R(ca2) = R(ca2) - alh
    LINE (S(ca1), R(ca1))-(S(ca2), R(ca2)), 12
    SEN = (d(ca2) - d(ca1)) / (ca2 - ca1): st = 0
    FOR i = ca1 TO ca2: F(i) = d(ca1) + SEN * (i - ca1): SD = d(i) - F(i)
    T(i) = d(i) * YY + 33 - alh
    H(i) = (i - nc1) * DX
    F(i) = F(i) * YY + 33 - alh: LINE (H(i), F(i))-(H(i), T(i)), 12: st = st + SD: NEXT i
2780 F(kvlin) = d(ca1) + SEN * (kvlin - ca1): SDKVL = d(kvlin) - F(kvlin)
RETURN
2800 REM *****
    REM Subrutina para crear un fichero con energias *****
    REM *****
    INPUT "nombre del fichero de energias"; nom$
    OPEN "o", #1, nom$
    PRINT #1, n$
    FOR i = 1 TO wc
    E = i * ca + cb
    PRINT #1, E, d(i)
    NEXT i
    CLOSE #1
    CLS
RETURN
2930 REM *****

```

```

REM **** SUBROUTINA PARA MOVER EL CURSOR *****
REM *****
IF PRI <> 0 THEN 3070
REM salta algunas cosas si no es la primera vez que se llama
CLS 2
LOCATE 23: MA = 1: MB = 1: REM ma=step del cursor:mb=1 velocidad lenta
IF kv = 1 THEN PRINT "extremo izquierdo: ";
IF kv = 2 THEN PRINT "extremo derecho: ";
IF kv = 3 THEN PRINT "Segunda componente del doblete:";
PRINT "situar el cursor y ENTER"
kv = INT((nc1 + nc2) / 2): YKV = d(kv) * YY + 33 - alh - 5
XKV = (kv - nc1) * DX - 5: IF YKV > 188 THEN YKV = 188
IF YKV < 38 THEN YKV = 33
PUT (XKV, 100), c, XOR
PUT (XKV, 100), c, XOR: PUT (XKV, YKV), c, XOR
3070 LOCATE 24, 1: PRINT "canal="; kv; ", altura="; d(kv); " ";
IF ca <> 0 THEN LOCATE 24, 50: PRINT "Energia="; kv * ca + cb; " ";
3090 A$ = INKEY$: IF A$ = "" THEN 3090
IF ASC(A$) = 13 THEN 3260: REM "ENTER"
IF A$ = "e" THEN RETURN
IF A$ = "s" THEN RETURN
b$ = MID$(A$, 2, 1): IF b$ = "R" THEN MA = MA + MB * 17: MB = MB * (-1)
GOTO 3090
IF YKV < 38 THEN YKV = 33
IF b$ = "H" THEN PUT (XKV, 100), c, XOR: RETURN
IF b$ = "M" THEN 3220: REM derecha
IF b$ <> "K" THEN 3090: REM izquierda
PUT (XKV, YKV), c, XOR: kv = kv - MA
IF kv < nc1 + 5 / DX THEN kv = nc1 + 5 / DX
YKV = d(kv) * YY + 33 - alh: YKV = YKV - 5: XKV = (kv - nc1) * DX - 5
IF YKV > 188 THEN YKV = 180
IF YKV < 38 THEN YKV = 33
PUT (XKV, YKV), c, XOR: GOTO 3070
3220 PUT (XKV, YKV), c, XOR: kv = kv + MA
IF kv > nc2 - 5 / DX THEN kv = nc2 - 5 / DX
YKV = d(kv) * YY + 33 - alh: YKV = YKV - 5: XKV = (kv - nc1) * DX - 5

```

```

IF YKV > 188 THEN YKV = 188
IF YKV < 38 THEN YKV = 33
PUT (XKV, YKV), c, XOR: GOTO 3070
3260 alv = kv
RETURN
3280 REM*****
REM Subrutina para dibujar los ejes *****
REM *****
CLS
SCREEN 9: WINDOW (0, 0)-(639, 199)
LINE (0, 33)-(639, 33), 4: LINE (0, 33)-(0, 199), 4
LINE (100, 31)-(100, 35), 4: LINE (200, 31)-(200, 35), 4
LINE (300, 31)-(300, 35), 4: LINE (400, 31)-(400, 35), 4
LINE (500, 31)-(500, 35), 4: LINE (600, 31)-(600, 35), 4
RETURN
3380 REM *****
REM **** SUBROUTINA CALIBRACION CANAL-ENERGIA *****
REM *****
INPUT "En que unidades (MeV,keV,..)?" : n$
PRINT "Calibracion con dos puntos (2) o con cuatro puntos (4)?" : INPUT EL6
IF EL6 = 2 THEN 3460
IF EL6 = 4 THEN 3590
REM ***** Calibracion con dos puntos *****
3460 GOSUB 1300
GOSUB 1850
NL1 = alv
LOCATE 24, 50: INPUT "Energia=" : E1
GOSUB 1300
GOSUB 1850
NL2 = alv
LOCATE 24, 50: INPUT "Energia=" : E2
ca = (E2 - E1) / (NL2 - NL1): cb = E1 - ca * NL1
SCREEN 0
PRINT "CALIBRACION EFECTUADA"
RETURN
REM ***** Calibracion con cuatro puntos *****

```

```

3590 GOSUB 1300
    GOSUB 1850
    NL1 = alv
    LOCATE 24, 50: INPUT "Energia="; E1
    GOSUB 1850
    NL2 = alv
    LOCATE 24, 50: INPUT "Energia="; E2
    GOSUB 1300
    GOSUB 1850
    NL3 = alv
    LOCATE 24, 50: INPUT "Energia="; E3
    GOSUB 1850
    NL4 = alv
    LOCATE 24, 50: INPUT "Energia="; E4
    A11 = 0: A12 = 0: c1 = 0: c2 = 0
    A11 = NL1 ^ 2 + NL2 ^ 2 + NL3 ^ 2 + NL4 ^ 2
    A12 = NL1 + NL2 + NL3 + NL4
    c1 = NL1 * E1 + NL2 * E2 + NL3 * E3 + NL4 * E4
    c2 = E1 + E2 + E3 + E4
    A21 = A12: A22 = 4
    d = A11 * A22 - A12 ^ 2
    ca = (c1 * A22 - c2 * A12) / d
    cb = (c2 * A11 - c1 * A21) / d
    E1 = cb + ca * NL1
    SCREEN 0
    PRINT "Calibracion efectuada"
    EPS = 0
    EPS = (E1 - ca * NL1 - cb) ^ 2 + (E2 - ca * NL2 - cb) ^ 2 + (E3 - ca * NL3 - cb) ^ 2
    + (E4 - ca * NL4 - cb) ^ 2
    EPSI = (EPS / 4) ^ .5
    PRINT "Error de la calibracion="; EPSI
    RETURN
3910 REM *****SUBROUTINA PARA COMPROBAR CALIBRACION*****
    GOSUB 1300
    GOSUB 1850
    INPUT "QUIERES COMPROBAR OTRA ZONA (S/N)"; AS

```

```

    IF A$ = "s" GOTO 3910
RETURN
3980 REM *****
    REM Subrutina para leer de la tarjeta *****
    REM *****
    NL = wc / 5: NL = INT(NL)
    INPUT "Nombre del fichero de datos (.lst)"; nom$
    OPEN "i", #1, nom$
    MULTI = 0
3981 INPUT #1, A$: IF A$ <> "" THEN MULTI = MULTI + 1
    IF MULTI < 5 THEN GOTO 3981
    INPUT #1, kk: INPUT #1, kk: INPUT #1, kk
    INPUT #1, TTIME: INPUT #1, kk
    INPUT #1, kk: INPUT #1, kk: INPUT #1, kk
    INPUT #1, LTIME: INPUT #1, kk
    MULTI = 0
3982 INPUT #1, A$: IF A$ <> "" THEN MULTI = MULTI + 1
    IF MULTI < 21 THEN GOTO 3982
    FOR i = 0 TO NL - 1
    INPUT #1, kk: INPUT #1, kk: INPUT #1, kk
    INPUT #1, d(i * 5 + 1), d(i * 5 + 2), d(i * 5 + 3), d(i * 5 + 4), d(i * 5 + 5)
    NEXT i
    MAXIMO = 0
    FOR i = 1 TO wc
    IF d(i) > MAXIMO THEN MAXIMO = d(i)
    NEXT i
    FOR i = 1 TO wc
    d(i) = d(i) / MAXIMO * 1000
    NEXT i
    H = 1000
    CLOSE #1
RETURN
4000 REM *****
    REM Este parte ajusta los datos de un pico a una suma de funciones*****
    REM *****
    sigma = asal / 2.355: came = kvlin

```

```

kk2 = 0
REM Lee los datos necesarios, el fichero ya estara abierto
GOSUB 4010
REM Comienza la iteracion
camrf = came
4005 camri = camrf
4006 GOSUB 4020
GOSUB 4030
GOSUB 4040
GOSUB 4050
IF final = 1 THEN GOSUB 4053
IF final = 1 THEN final = 0: RETURN
GOSUB 4080
IF final = 0 THEN GOTO 4005
RETURN
4010 FOR i = ca1 TO ca2
S1(i) = SQR(d(i))
NEXT i
RETURN
4020 REM Definimos las funciones
DEF FNF1 (x) = x ^ 2
DEF FNF2 (x) = x
DEF FNF3 (x) = 1
DEF FNF4 (x) = EXP((- (x - camri) ^ 2) / (2 * sigma ^ 2))
DEF FNF5 (x) = ferror((x - camri) / (1.414 * sigma))
RETURN
4030 REM Calcula los elementos de matriz
FOR k = 1 TO 5: FOR j = 1 TO 11: A1(k, j) = 0: NEXT j: NEXT k
FOR i = ca1 TO ca2: FOR k = 1 TO 5: FOR j = 1 TO 5: GOSUB 4035
IF k = j THEN p = p ^ 2
A1(k, j) = A1(k, j) + p / S1(i) ^ 2: NEXT j: NEXT k: NEXT i
j = 6: FOR i = ca1 TO ca2: FOR k = 1 TO 5: GOSUB 4035
A1(k, j) = A1(k, j) + p * d(i) / S1(i) ^ 2
NEXT k: NEXT i
FOR k = 1 TO 5: FOR j = 7 TO 11
IF j = k + 6 THEN A1(k, j) = 1 ELSE A1(k, j) = 0

```



```

NEXT j: NEXT k: RETURN
4035 p = 1: IF k = 1 OR j = 1 THEN p = p * FNF1(i)
      IF k = 2 OR j = 2 THEN p = p * FNF2(i)
      IF k = 3 OR j = 3 THEN p = p * FNF3(i)
      IF k = 4 OR j = 4 THEN p = p * FNF4(i)
      IF k = 5 OR j = 5 THEN p = p * FNF5(i)
RETURN
4040 REM Invierte la matriz y calcula el determinante
      FOR S = 1 TO 11: IF S > 5 THEN GOTO 4048
4043 IF A1(S, S) = 0 THEN LET R = R + 1: GOSUB 4046: GOTO 4043
      FOR p = 1 TO 5: IF p <> S THEN GOSUB 4049
      NEXT p: NEXT S: GOTO 4048
4046 IF R <= 5 THEN FOR i = S TO 11: b = A1(R, i): A1(R, i) = A1(S, i): A1(S, i) = b
      NEXT i: RETURN
      PRINT "Determinante nulo: Calculo imposible"
      INPUT "Toque una tecla para continuar"; i$
      GOTO 2170
4048 S = S - 1: det = 1: FOR p = 1 TO S: b = A1(p, p): A1(p, p) = 1
      det = det * b: FOR i = S + 1 TO 11: A1(p, i) = A1(p, i) / b
      NEXT i: NEXT p: RETURN
4049 b = A1(p, S) / A1(S, S): FOR i = S TO 11
      A1(p, i) = A1(p, i) - b * A1(S, i): NEXT i: RETURN
4050 REM Se obtienen los parametros y las desviaciones tipicas
      DIM aa(6): DIM daa(6): vyy = 0: nd = ca2 - ca1
      FOR i = ca1 TO ca2: ff = 0: FOR k = 1 TO 5: aa(k) = 0
      aa(k) = A1(k, 6): j = k: GOSUB 4035
      ff = ff + aa(k) * p: NEXT k: vyy = vyy + (d(i) - ff) ^ 2
      NEXT i
      FOR k = 1 TO 5: daa(k) = (ABS(A1(k, k + 6))) ^ .5: NEXT k
RETURN
4080 REM Calcula los coeficientes para continuar la iteracion
      FOR i = came - 1 TO came + 1
      F1(i) = d(i) - (aa(1) * FNF1(i) + aa(2) * FNF2(i) + aa(3) * FNF3(i) + aa(5) * FNF5(i))
      IF F1(i) <= 0 THEN F1(i) = d(i)
      NEXT i
      F1(1) = F1(came - 1): F1(2) = F1(came): F1(3) = F1(came + 1)

```

```

c = LOG((F1(1) * F1(3)) / (F1(2) ^ 2)) / 2
IF c > 0 THEN c = -c
b = LOG(F1(2) / F1(1)) - c * (2 * came - 1)
sigma = SQR(-1 / (2 * c))
camrf = b * sigma ^ 2
IF camrf > came THEN came = came + 1: GOTO 4052
IF camrf < came THEN came = came - 1
4052 IF ABS(camrf - camri) > .1 THEN RETURN
    final = 1: RETURN
4053 REM representa los resultados
    asal = sigma * 2.355: sg = aa(4) * asal * 1.06
    PRINT "Canal maximo="; camrf: PRINT "Desviacion="; sigma
    PRINT "Anchura a semi.="; asal: PRINT "Area ajustada="; sg
    FOR k = 1 TO 5: PRINT "a"; k; "="; aa(k); "("; daa(k); "; "; : NEXT k
4054 PRINT "Quieres ver el ajuste representado(s/n)"
4055 i$ = INKEY$: IF i$ = "n" THEN GOTO 4070
    IF i$ <> "s" THEN 4055
4060 REM dibuja los resultados
    kk2 = 1
    KEY OFF: CLS : SCREEN 2
    WINDOW (-120, -50)-(540, 175)
    mix = ca1: max = ca1: miy = d(ca1): may = d(ca1)
    FOR i = ca1 TO ca2
    IF i < mix THEN mix = i
    IF i > max THEN max = i
    IF d(i) < miy THEN miy = d(i)
    IF d(i) > may THEN may = d(i)
    NEXT i
    mx = 420 / (max - mix): my = 125 / (may - miy)
    FOR i = ca1 TO ca2
    PSET ((i - mix) * mx, (d(i) - miy) * my)
    NEXT i
4065 IF INKEY$ = "" THEN GOTO 4065
    FOR i = mix TO max STEP (max - mix) / 420
    F1(i) = aa(1) * FNF1(i) + aa(2) * FNF2(i) + aa(3) * FNF3(i) + aa(4) * FNF4(i)
    + aa(5) * FNF5(i)

```

```

PSET ((i - mix) * mx, (F1(i) - miy) * my), 1
NEXT i
INPUT "Toque una tecla para continuar"; i$
4070 RETURN
4100 REM*****
REM Esta parte ajusta un doblete a una suma de picos *****
REM *****
DIM F2(3000)
kk3 = 0
came1 = kvlin: came2 = kvlin2
sigma = asal / (2 * 2.355)
GOSUB 4110
REM Comienza la iteracion
final1 = 0: final2 = 0
sigma1 = sigma: sigma2 = sigma
camrf1 = came1: camrf2 = came2
4105 camri1 = camrf1: camri2 = camrf2
sigma = (sigma1 + sigma2) / 2
final = final1 + final2
4106 GOSUB 4120
GOSUB 4130
GOSUB 4140
GOSUB 4150
IF final = 2 THEN GOSUB 4153
IF final = 2 THEN final = 0: RETURN
IF final1 = 0 THEN GOSUB 4180
IF final1 = 1 THEN GOSUB 4185
GOTO 4105
RETURN
4110 FOR i = ca1 - 5 TO ca2 + 5
S1(i) = SQR(d(i))
NEXT i
RETURN
4120 REM Definimos las funciones
DEF FNF12 (x) = x ^ 2

```

```

DEF FNF22 (x) = x
DEF FNF32 (x) = 1
DEF FNF42 (x) = EXP((- (x - camri1) ^ 2) / (2 * sigma ^ 2))
DEF FNF52 (x) = EXP((- (x - camri2) ^ 2) / (2 * sigma ^ 2))
DEF FNF62 (x) = fnerror((x - camri1) / (1.414 * sigma))
DEF FNF72 (x) = fnerror((x - camri2) / (1.414 * sigma))
RETURN
4130 REM Calcula los elementos de matriz
FOR k = 1 TO 7: FOR j = 1 TO 13: A1(k, j) = 0: NEXT j: NEXT k
FOR i = ca1 TO ca2: FOR k = 1 TO 7: FOR j = 1 TO 7: GOSUB 4135
IF k = j THEN p = p ^ 2
A1(k, j) = A1(k, j) + p / S1(i) ^ 2: NEXT j: NEXT k: NEXT i
j = 7: FOR i = ca1 TO ca2: FOR k = 1 TO 7: GOSUB 4135
A1(k, j) = A1(k, j) + p * d(i) / S1(i) ^ 2
NEXT k: NEXT i
FOR k = 1 TO 6: FOR j = 8 TO 13
IF j = k + 7 THEN A1(k, j) = 1 ELSE A1(k, j) = 0
NEXT j: NEXT k: RETURN
4135 p = 1: IF k = 1 OR j = 1 THEN p = p * FNF12(i)
IF k = 2 OR j = 2 THEN p = p * FNF22(i)
IF k = 3 OR j = 3 THEN p = p * FNF32(i)
IF k = 4 OR j = 4 THEN p = p * FNF42(i)
IF k = 5 OR j = 5 THEN p = p * FNF52(i)
IF k = 6 OR j = 6 THEN p = p * FNF62(i)
IF k = 7 OR j = 7 THEN p = p * FNF72(i)
RETURN
4140 REM Invierte la matriz y calcula el determinante
FOR S = 1 TO 13: IF S > 6 THEN GOTO 4148
4143 IF A1(S, S) = 0 THEN LET R = R + 1: GOSUB 4146: GOTO 4143
FOR p = 1 TO 6: IF p <> S THEN GOSUB 4149
NEXT p: NEXT S: GOTO 4148
4146 IF R <= 6 THEN FOR i = S TO 13: b = A1(R, i): A1(R, i) = A1(S, i): A1(S, i) = b
NEXT i: RETURN
PRINT "Determinante nulo: Calculo imposible": INPUT I: STOP
4148 S = S - 1: det = 1: FOR p = 1 TO S: b = A1(p, p): A1(p, p) = 1
det = det * b: FOR i = S + 1 TO 13: A1(p, i) = A1(p, i) / b

```

```

NEXT i: NEXT p: RETURN
4149 b = A1(p, S) / A1(S, S): FOR i = S TO 13
    A1(p, i) = A1(p, i) - b * A1(S, i): NEXT i: RETURN
4150 REM Se obtienen los parametros y las desviaciones tipicas
    vyy = 0: nd = ca2 - ca1
    FOR i = ca1 TO ca2: ff = 0: FOR k = 1 TO 7: aa(k) = 0
    aa(k) = A1(k, 7): j = k: GOSUB 4135
    ff = ff + aa(k) * p: NEXT k: vyy = vyy + (d(i) - ff) ^ 2
    NEXT i
    FOR k = 1 TO 7: daa(k) = (ABS(A1(k, k + 7))) ^ .5: NEXT k
RETURN
4180 REM Calcula los coeficientes para continuar la iteracion para la primera exponencial
    FOR i = came1 - 1 TO came1 + 1
    F1(i) = d(i) - (aa(1) * FNF12(i) + aa(2) * FNF22(i) + aa(3) * FNF32(i)
    + aa(5) * FNF52(i) + aa(6) * FNF62(i) + aa(7) * FNF72(i))
    IF F1(i) <= 0 THEN F1(i) = d(i)
    NEXT i
    F1(1) = F1(came1 - 1): F1(2) = F1(came1): F1(3) = F1(came1 + 1)
    c1 = LOG((F1(3) * F1(1)) / (F1(2) ^ 2)) / 2
    IF c1 > 0 THEN c1 = -c1
    b1 = LOG(F1(2)) - LOG(F1(1)) - c1 * (2 * came1 - 1)
    sigma1 = SQR(-1 / (2 * c1))
    camrf1 = b1 * sigma1 ^ 2
    IF camrf1 > came1 THEN came1 = came1 + 1: GOTO 4151
    IF camrf1 < came1 THEN came1 = came1 - 1
4151 IF ABS(camrf1 - camri1) > .5 THEN RETURN
    final1 = 1: RETURN
4185 REM Calcula los coeficientes para continuar la iteracion para la segunda exponencial
    FOR i = came2 - 1 TO came2 + 1
    F2(i) = d(i) - (aa(1) * FNF12(i) + aa(2) * FNF22(i) + aa(3) * FNF32(i)
    + aa(4) * FNF42(i) + aa(6) * FNF62(i) + aa(7) * FNF72(i))
    IF d(i) = 0 THEN d(i) = .1
    IF F2(i) <= 0 THEN F2(i) = d(i)
    NEXT i
    F2(1) = F2(came2 - 1): F2(2) = F2(came2): F2(3) = F2(came2 + 1)
    c2 = LOG((F2(3) * F2(1)) / (F2(2) ^ 2)) / 2

```

```

IF c2 > 0 THEN c2 = -c2
b2 = LOG(F2(2)) - LOG(F2(1)) - c2 * (2 * came2 - 1)
sigma2 = SQR(-1 / (2 * c2))
camrf2 = b2 * sigma2 ^ 2
sigma = (sigma1 + sigma2) / 2
IF camrf2 > came2 THEN came2 = came2 + 1: GOTO 4152
IF camrf2 < came2 THEN came2 = came2 - 1
4152 IF ABS(camrf2 - camri2) > .5 THEN RETURN
    final2 = 1: RETURN
4153 asal = sigma * 2.355: sg1 = aa(4) * asal * 1.06: sg2 = aa(5) * asal * 1.06
4154 PRINT "Quieres ver el ajuste representado(s/n)"
4155 i$ = INKEY$: IF i$ = "n" THEN GOTO 4170
    IF i$ <> "s" THEN 4155
4160 REM dibuja los resultados
    kk3 = 1
    KEY OFF: CLS : SCREEN 2
    WINDOW (-120, -50)-(540, 175)
    mix = ca1: max = ca1: miy = d(ca1): may = d(ca1)
    FOR i = ca1 TO ca2
    IF i < mix THEN mix = i
    IF i > max THEN max = i
    IF d(i) < miy THEN miy = d(i)
    IF d(i) > may THEN may = d(i)
    NEXT i
    mx = 420 / (max - mix): my = 125 / (may - miy)
    FOR i = ca1 TO ca2
    PSET ((i - mix) * mx, (d(i) - miy) * my)
    NEXT i
4165 IF INKEY$ = "" THEN GOTO 4165
    FOR i = mix TO max STEP (max - mix) / 420
    F(i) = aa(1) * FNF12(i) + aa(2) * FNF22(i) + aa(3) * FNF32(i) + aa(4) * FNF42(i)
    + aa(5) * FNF52(i) + aa(6) * FNF62(i) + aa(7) * FNF72(i)
    PSET ((i - mix) * mx, (F(i) - miy) * my), 1
    NEXT i
    INPUT "Toque una tecla para continuar"; i$
4170 RETURN

```


Bibliografía

Bibliografía del Capítulo primero

- [1.1] Bambynek W.: Re-evaluation of the LX- and selected gamma-ray. Emission Probabilities, in the Am^{241} decay, Ge/R/Rn/12/89, Commission of the European Community, Joint Research Centre, Geel (1989)
- [1.2] Brodsky A.: Handbook of Radiation Measurement and Protection, NCPB report nº 58, N. York (1985)
- [1.3] Campell J.L. y Mc Nelles L.A.: Nucl. Instr. Meth. 117, 519 (1974)
- [1.4] Christmas P., Nichols A.L. y Lemmel H.D.: X- and gamma-ray standards for detector Efficiency Calibration, INDC (NDS) 221, IAEA Nuclear data Section, Vienna (1989)
- [1.5] Cohen D.D.: Nucl. Instr. Meth. A267, 492 (1988)
- [1.6] Debertin K. y Helmer R.G.: Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North-Holland, Amsterdam (1988)
- [1.7] Ellis-Akovali Y.A.: Nucl. Data Sheets 49,181 (1986)
- [1.8] Lagoutine F., Coursol N. y Legrand J.: Table of Radionuclides , CEA, Saclay (1983)
- [1.9] Mc Nelles L.A. y Campbell J.L.: Nucl. Instr. Meth. 109, 241 (1973)
- [1.10] Owens A.: Nucl. Inst. Meth. A274, 297 (1989)

- [1.11] Sudarson M. y Singh R.: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 1693 (1991)

Bibliografía del Capítulo segundo

- [2.1] Gunik R.: *Computer Techniques for Analysis of Gamma-Ray Spectra*, in *Proc. Am. Nucl. Soc. Topical Conf. on Computers in Activation Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy*, Mayaguez, Puerto Rico, Conf-780421, p. 109 (1979)
- [2.2] Helmer R.G. y Lee M.A., *Nucl. Instrum. & Methods* **178**, 499 (1980)
- [2.3] Hertogen J., De Donder J. y Gijbels R. *Nucl. Instrum. & Methods* **115**, 197 (1974)
- [2.4] Kern J., *Nucl. Instrum. & Methods* **79**, 233 (1970)
- [2.5] Kotka L., *Nucl. Instrum. & Methods* **112**, 245 (1973)
- [2.6] Laitano R.E., Orsillo F. y Rotondi E., *Nucl. Instrum & Methods* **165**, 577 (1979)
- [2.7] Phillips, G.W. and Marlow, K.W., *Nucl. Instrum. & Methods* **137**, 525 (1976)
- [2.8] Robinson, D.C., *Nucl. Instrum. & Methods* **78**, 120 (1970)
- [2.9] Sanders W.M. and Holm D.M., *Report-LA-4030* (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA) (1969)
- [2.10] Sasamoto N., Koyama K. y Tanaka S., *Nucl. Instrum. & Methods* **125**, 507 (1975)
- [2.11] Teoh W., *Nucl. Instrum & Methods* **109**, (1973)
- [2.12] Wätzig W.: *A Direct Method for Background Subtraction in Gamma-Ray Spectra*, in *Proc. Am. Nucl. Soc. Topical Conf. on Computers in Activation*

Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy, Mayaguez, Puerto Rico, Conf-780421, p. 150 (1979)

Bibliografía del Capítulo tercero

- [3.1] Arbman E. y Svartholm N., Ark. Fysick **10**, 1 (1955)
- [3.2] Asaad W. N. y Burhop E. H. S.: Proc. Phys. Soc. (London) **71**, 369 (1958)
- [3.3] Bambynek W., Craseman B., Fink R. W., Freund H. V., Mark H., Swift C. D., Price R. E. y Reo P. V.: Rev. Mod. Phys. **44**, 716 (1972)
- [3.4] Behrens H. y Szybisz L., Shapes of Beta Spectra, Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation, Physics Data **6-1** NSRDS (1976)
- [3.5] Behrens y Büring W.: Electron radial Wave Functions and Nuclear Beta-Decay, Clarendon Press, Oxford (1982)
- [3.6] Cohen E.R. y Du Mond J.W.: Rev. Mod. Phys. **37**, 537 (1965)
- [3.7] Feldman L. y Wu C. S., Phys. Rev. **87**, 1091 (1952)
- [3.8] Gómez del Campo J.C., Tesis Doctoral (1992)
- [3.9] Hsue S. T., Langer L. M. y Tang S. M., Nucl. Phys. **86**, 47 (1966)
- [3.10] ISOLDE Status Report, CERN-EP-ISOLDE, Geneve (1990)
- [3.11] Johnson R.G., Johnson D.E. y Langer L.M., Phys. Rev. **102**, 1142 (1956)
- [3.12] Kerst D.W. y Serber R.: Phys. Rev. **60**, 53 (1941)
- [3.13] Kurie F. N. D., Richardson J. R. y Paxton H. C., Phys. Rev. **49**, 368 (1936)
- [3.14] Lederer C. M. y Shirley V. S., Table of Isotopes, Wiley and sons, New York (1978)

- [3.15] PCMCA/WIN, Installation & Operations Manual, Aptec, (1989)
- [3.16] Rösel F., Fries H. M., Alder K. y Pauli H. C.: *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **21**, 91 (1978)
- [3.17] Scheuwly H., Schellenberg L., Huber O. y Lindt W., *Hel. Phys. Acta* **42**, 743 (1969)
- [3.18] Siegbahn K., *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, K. Siegbahn (Ed.), Vol I, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1965)
- [3.19] Slätis H., *Ark. Fys.* **6**, 415 (1953)
- [3.20] Sliv L. A. y Band J. M.: *Tables of Internal Conversion Coefficients*, recopilada en [3.18]
- [3.21] Svartholm N. y Siegbahn K., *Ark. Mat. Astron. Fys. Ser. A* **33**, No. 21 (1946)
- [3.22] Svartholm N. y Siegbahn K., *Nature* **157**, 872 (1946)
- [3.23] Svartholm N., *Ark. Fysik* **2**, 115 (1949)
- [3.24] Wapstra A.H., Nijgh G.J. y Van Lieshout R., *Nuclear Spectroscopy Tables*, North Holland, Amsterdam (1959)
- [3.25] Wu C. S. y Feldman L., *Phys. Rev.* **76**, 693 (1949)
- [3.26] Wu C. S. y Feldman L., *Phys. Rev.* **82**, 457 (1951)
- [3.27] Yoshizawa Y., *Nucl. Phys.* **5**, 122 (1958)

Bibliografía del Capítulo cuarto

- [4.1] Blat J.M. y Weisskopf V.F.: *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley, New York (1986)
- [4.2] Church E.L. y Wesener J.: *Phys. Rev.* **104**, 1382 (1956); *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10**, 193 (1960)
- [4.3] Ejire h. y de Voigt M.J.A.: *Gamma Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*, Clarendon Press, Oxford (1989)
- [4.4] Kantele J.: *Nucl. Instr. and Meth.* **A275**, 149 (1989)
- [4.5] Krane K.S.: *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York (1987)
- [4.6] Pauli H.C., Adler K. y Steffen R.M.: *The theory of internal conversion*, en "The electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy", ed. W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1975)
- [4.7] Preston M.A.: *Physics of the Nucleus*, Addison Wesley, Reading (1963)
- [4.8] Sevier K.D.: *Low Energy Electron Spectroscopy*, Wiley, New York (1972)
- [4.9] Sliv L.A. y Band I.M.: *Tables of Internal Conversion Coefficients*, en "Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy", ed. K. Siegbhan, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1965)
- [4.10] Rose M.E.: *Theory of Internal Conversion*, en "Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy", ed. K. Siegbhan, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1965)
- [4.11] Rose M.E.: *Internal Conversion Coefficients*, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1958)

[4.12] Rösel F., Fries H.M., Alder K. y Pauli H.C.: *At. Data Nucl. Data Tables* **21**, 91 (1978)

[4.13] Rutherford E., Cadwick J. y Ellis C.D.: *Radiations from Radioactive Substances*, University Press, Cambridge (1951)

Bibliografía del Capítulo quinto

[5.1] Abdurazakov A.A., Butabaev Yu.S., Gromov K.Ya., Lebedev N.A., Niya-zov R.A., Usmanov P.N., Kholmatov A.H. y Chumin V.G.: *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.* **57**, nº 9, 1571 (1993)

[5.2] Alberi J.L. y Radeka V.: *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23* **1**, 251 (1976)

[5.3] Doering A., Kalbitzer S. y Melzaer W.: *Nucl. Instr. and Meth.* **59**, 40 (1968)

[5.4] Gigante J.R.: *Nucl. Instr. and Meth.* **111**, 345 (1973)

[5.5] Kalbitzer S. y Melzer W.: *Nucl. Instr. and Meth.* **56**, 301 (1967)

[5.6] Mathieson E.: *Nucl. Instr. and Meth.* **97**, 171 (1971)

[5.7] Mathieson E., Ewans K.D., Parkes W. y Christie P.F.: *Nucl. Instr. and Meth.* **121**, (1971)

[5.8] Melzer W. y Pühlhofer F.: *Nucl. Instr. and Meth.* **60**, 201 (1968)

[5.9] Owen R.B. y Awcock M.L.: *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15* **3**, 290 (1968)

[5.10] *Position-Sensitive Detectors Operating and Service Manual*, EG&G *ORTEC*

[5.11] Radeka V.: *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21* **1**, 51 (1974)

[5.12] Shaw M., Willliart A. y Campos J.: *Libro de Resúmenes de la XXV Reunión Bienal de la Real Sociedad de Física*, pag. 127 (1995)

Bibliografía del Capítulo sexto

- [6.1] Adam I., Toth K.S. y Roche M.F.: Nucl. Phys. **A121**, 289 (1968)
- [6.2] Aleksandrov V.S., Vylov T., Gromova I.I., Klyuchnicov A.A., Novgorodov A.F. y Feoktistov A.I.: Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **39**, 9 (1975)
- [6.3] Antman S., Petterson H., Zhelev Z. y Adam I.: Z. Phys. **237**, 285 (1970)
- [6.4] Antoneva N.M., Bashilov A.A., Dzhelepov B.S., Kaun K.G., Meyer A.F.A. y Smirmov V.B.: Sov. Phys. JEPTP **13**, 15 (1961)
- [6.5] Avotina M.P., Grigorev E.P., Zolotavin A.V., Sergeev V.O., Vrzal J., Lebedev N.A. y Urbanets Y.: Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **30**, 1362 (1967)
- [6.6] Bérenyi D., Szalay A., Varga D., Molnar F. y Uchrin J.: Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **28**, 431 (1970)
- [6.7] Brossi A.R., Ketelle B.H., Thomas H.C. y Kerr R.J.: Phys. Rev. **113**, 239 (1959)
- [6.8] Butement F.D.S.: Nature **167**, 400 (1951)
- [6.9] Cabrera J.A., Ortíz M., Shaw M., Williard A., Gómez del Campo J.C. y Campos J.: Nucl. Instr. and Meth. **A312**, 364 (1992)
- [6.10] Chiao L.W. y Martin M.H.J.: Nucl. Data **B2-1**, 81 (1967)
- [6.11] Deryuga V.A., Kratsikova T.I., Finger M., Dupak Y., Vdovin A.I. y Hamilton W.D.: Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. **46**, 860 (1982)
- [6.12] Dzhelepov B.S., Gromov K., Kudryavtseva A. Van Fu Tsin, Vizi I., Yazvit-sky Yu. y Zhelev Z.: Nucl. Phys. **30**, 110 (1962)

- [6.13] Eppley R.E., Mc Harris W.C. y Kelly W.H.: *Phys. Rev.* **C2**, 1077 (1970)
- [6.14] Garret C., Leigh J.R. y Dracoulis G.D.: *Nucl. Phys.* **A262**, 137 (1976)
- [6.15] Gehrke R.J. y Lokken R.A.: *Nucl. Instr. and Meth.* **97**, 219 (1971)
- [6.16] Grover J.R.: *Phys. Rev.* **116**, 406 (1959)
- [6.17] Harmatz B. y Handley T.H.: *Nucl. Phys.* **81**, 481 (1966)
- [6.18] Hoff R.W., Rasmussen J.O. y Thompson S.G.: *Phys. Rev.* **83**, 1068 (1951)
- [6.19] Holland G.E.: *Nucl. Data Sheets* **19**, 337 (1976)
- [6.20] Inghram M.G., Hayden R.J. y Hess D.C.: *Phys. Rev.* **71**, 643 (1947)
- [6.21] Jacklevic J.M., Funk E.G. y Mihelich J.W.: *Nucl. Phys.* **84**, 618 (1966)
- [6.22] Mc Isaac L.D. y Helmer R.G.: *Phys. Rev.* **150**, 1033 (1966)
- [6.23] Meyer R.A., Meadows J.W.T. y Macias E.S.: *J. Phys.* **G8**, 1413 (1982)
- [6.24] Newman E., Toth K.S. y Willians I.R.: *Phys. Rev.* **C7**, 290 (1973)
- [6.25] Peker L.K.: *Nucl. Data Sheets* **49**, 1 (1986)
- [6.26] Peker L.K.: *Nucl. Data Sheets* **59**, 393 (1990)
- [6.27] Prask H.J., Reidy J.J., Funk E.G. y Mihelich J.W.: *Nucl. Phys.* **36**, 441 (1962)
- [6.28] Rasmussen J.O., Thompson S.G. y Ghiorso A.: *Phys. Rev.* **89**, 33 (1953)
- [6.29] Roller-Ivanovic Z., Ljubicic A., Paar V. y Logan B.A.: *Phys. Rev.* **C16**, 2376 (1977)
- [6.30] Rösel F., Fries H.M., Alder K. y Pauli H.C.: *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **21**, 91 (1978)

- [6.31] Rutledge W.C., Cork J.M. y Burson S.B.: *Phys. Rev* **86**, 775 (1952)
- [6.32] Sen P., Bakhru H., Cue N., Wiedeman R. y Sprinkle J.: *Z. Physick* **A275**, 381 (1975)
- [6.33] Shirley V.S., Smith W.G. y Rasmussen J.O.: *Nucl. Phys.* **4**, 395 (1957)
- [6.34] Singh B., Taylor H.W. y Viggars D.A.: *Phys. Rev.* **C32**, 809 (1985)
- [6.35] Szüccs J.A., Johns M.W. y Singh B.: *Nucl. Data Sheets* **46**, 1 (1985)
- [6.36] Tolea F., Baker K.R., Schmidt-Ott W.D. y Fink R.W.: *Z. Phys.* **268**, 289 (1974)
- [6.37] Van den Berg F.G., Van Rijswijk W., Joosten W.R. y Huiskamp W.J.: *Nucl. Phys.* **A455**, 189 (1986)
- [6.38] Voth E., W.D. Schmidt-Ott y H.Behrens: *Z. Phys.* **A313**, 167 (1983)
- [6.39] Wang F., Vizi I., Gromov K., Dzheleпов B., Zhelev Z., Kudryavtseva A. y Yazvitskii Yu.: *Izvest. Akad. Nauk. USSR Ser. Fiz.* **26**, 114 (1962); *Columbia Tech. Transl.* **26**, 112 (1963)
- [6.40] Willians I.R., Toth K.S. y Handley T.H.: *Nucl. Phys.* **84**, 609 (1966)

Bibliografía del Capítulo séptimo
--

- [7.1] Alikov B.A., Khólbaev I., Lizurej H.I., Tsoy E.G. y Wawryszczuk: *Nucl. Phys.* **A383**, 333 (1982)
- [7.2] Blok L., Goedbloed W., Mastenbroek E. y Blok J.: *Physica* **28**, 993 (1962)
- [7.3] Cabrera J.A., Gómez del Campo J.C., Shaw M., Williard A. y Campos J.: *Libro de resúmenes de comunicaciones de la XXIV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física Vol II, Nu4* (1993).

- [7.4] Cork J.M., Le Blanc J.M., Nester W.M. y Stempf F.B.: *Phys Rev* **88**, 685 (1952)
- [7.5] Chechev V.P. y Egorov A.G.: *Nucl. Instr. and Meth.* **A312**, 378 (1992)
- [7.6] Ewan G.T. y Tavendale A.J.: *Canad. J. Phys.* **42**, 933 (1964)
- [7.7] Gromov K.Ya., Kuznetsov V.V., Sereeter Zh., Karakhdzahaev A.K., Saidimov Ya. A. y Omanov Sh.: *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **55**, 17 (1991)
- [7.8] Hager R.S. y Seltzer E.C.: *Nucl. Data* **A4**, 397 (1968)
- [7.9] Harmatz B., Handley T. y Mihelich J.W.: *Phys. Rev.* **128**, 3 (1962)
- [7.10] Katajanheimo R. y Hammaren E.: *Phys. Scripta* **19**, 497 (1974)
- [7.11] Kroger L.A. y Reuch C.W.: *Nucl. Data Sheets* **10**, 429 (1973)
- [7.12] Lee M.A.: *Nucl. Data Sheets* **37**, 487 (1982)
- [7.13] Lee M.A.: *Nucl. Data Sheets* **60**, 419 (1990)
- [7.14] McCutchen C.W.: *Nucl. Phys.* **5**, 187 (1958)
- [7.15] Nielsen H.L. y Wilsky K.: *Nucl. Phys.* **A115**, 377 (1968)
- [7.16] Rao S. S., Bhaskara Rao K., Seshagiri Rao V. y Pahi H.C.: *J. Phys.* **G14**,1259 (1988)
- [7.17] Rösel F., Fries H.M., Alder K. y Pauli H.C.: *At. Data and Nuclear Data Tables* **21**, 91 (1978)
- [7.18] Scofield J.H.: *Phys. Rev.* **A9**,1041 (1974)
- [7.19] Singh K., Grewal B.S. y Saota H.S.: *J. Phys.* **G11**,399 (1985)
- [7.20] Sund R.E. y Wiedenbeck M.L.: *Phys. Rev.* **120** (5), 1792 (1960)

- [7.21] Tuurnala T., Siivola A., Jartti P. y Liljavirta T.: *Z. Physik* **266**,103 (1974)
- [7.22] Vylov Ts., Gromova I.I., Gromov K.Ya., Kuznetsov V.V., Lebedev N.A., Potempa M., Fominykh M.I., Aleksandrov V.S., Khamidov A.Sh., Kholbaev I. y Iskhakov T. : *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **39**, 40 (1975)