

Determinación del Carácter Electromagnético de Transiciones
Gamma en ^{75}Br

Claudia Patricia Barrera Patiño

Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Tunja
2005

Determinación del carácter Electromagnético de Transiciones gamma en ^{75}Br

Trabajo de grado para optar el título de Física

Claudia Patricia Barrera Patiño
Código: 16-1103657

Director
Dr. Fernando Cristancho Mejía

Director Ad-Hoc
Prof. Martha Ferrer Pacheco

Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Tunja
2005

Dr. Fernando Cristancho Mejía
Director

Prof. Martha Ferrer Pacheco
Director Ad-hoc

Prof. Hernán Olaya Davila
Jurado

Prof. Simón Bolívar Cely
Jurado

Dr. William Pacheco
Director Escuela de Física
Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia

*There are men who fight one day and are good.
There are men who fight one year and are better.
There are some who fight many years and they are better still.
But there are some that fight there whole lives,
these are the ones that are indispensable.*

Berthold Brecht

Agradecimientos

Quiero agradecer en estas líneas a todas las personas que han hecho este trabajo posible.

Primero sinceramente agradezco al profesor Fernando Cristancho Mejía por brindarme la invaluable oportunidad de hacer parte del grupo de física nuclear de la Universidad Nacional de Colombia, por tener el honor de trabajar con él en este trabajo, y ante todo por mostrarme lo encantador del tema que desarrolle en física nuclear, y compartir conmigo su conocimiento y su tiempo, ha sido un placer trabajar y aprender de una persona tan extraordinaria como lo es él.

Quiero expresar mi gratitud a todo el grupo de física nuclear de la Universidad Nacional de Colombia, en particular a Edana y Eduardo, quienes desde el primer momento me brindaron su apoyo y me hicieron sentir en casa, por sus valiosos aportes e ideas.

A mis amigos de la Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia, Javier, Elixir, Jackson, por que con ellos compartí gran parte de mi tiempo y me dieron la oportunidad de conocerlos como amigos, además de conformar un equipo en la emisora de la U.P.T.C., gracias por su apoyo, comprensión y aportes.

Debo mis gracias más profundas a mi familia, mis padres Lisandro Barrera y María Patiño, mis hermanos Jorge y Edwin por su esfuerzo, dedicación, comprensión, confianza y amor, en los buenos y malos momentos. Realmente les debo todos mis logros.

A mis profesores y compañeros por sus enseñanzas y tiempo.

A todas las personas que de una u otra forma contribuyeron para que este sueño se hiciera realidad.

A todos sinceramente muchas gracias.

Resumen

La polarización de los núcleo residuales ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se fue medida usando datos del sistema de aceleración Tandem-LINAC de la *Florida State University*. La reacción de fusión-evaporación $^{30}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$ forma el núcleo compuesto de ^{78}Kr , el cual puede decaer por emisión de partículas α , protones y neutrones, quedando el núcleo residual en estado excitado, el cual emite rayos γ . La polarización de rayos γ requiere la determinación de la asimetría, la cual se halla experimentalmente para transiciones γ en estos núcleos. Con el conocimiento de la asimetría se puede inferir el carácter electromagnético de la transición.

Índice general

1. Polarización de rayos γ	1
1.1. Polarización de la luz	1
1.2. Polarización de rayos γ	5
2. Método Experimental	9
2.1. Detectores	9
2.2. Reacción de fusión-evaporación	12
2.3. Estados orientados	15
3. Análisis de datos	17
3.1. Matrices de coincidencia γ - γ	17
3.2. Colección estadística	18
3.3. pace2	18
3.4. ^{75}Br	21
3.5. ^{74}Se	24
3.6. ^{75}Se	27
3.7. Medida de la intensidad de los rayos γ	29
4. Resultados	35
4.1. Normalización del espectro	35
4.2. Correlaciones direccionales de estados orientados (DCO)	37
4.3. Asimetría A	38
4.4. Resultados	38

Índice de figuras

1.1. Representación de una onda electromagnética, el vector de campo eléctrico y el vector de campo magnético son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda	1
1.2. Luz polarizada linealmente E_x y E_y están en fase, dado que $\phi = 0 \pm 2\pi$	4
1.3. Luz polarizada elípticamente $E_x \neq E_y$, la diferencia de fase de $\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \dots$	4
1.4. Luz polarizada circularmente $E_x = E_y$, la diferencia de fase es de $\frac{\pi}{2} + n\pi$ con ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)	5
1.5. (a) Ilustración del principio de medida de polarización lineal. (b) Distribución angular azimutal de los rayos gamma dispersados por efecto Compton en $\theta = 90^\circ$, los rayos gamma son absorbidos por un detector de GeHP (clover) [2].	6
1.6. Representación gráfica de la sección eficaz de Klein-Nishina (Ec. 1.14)	7
2.1. Sistema de aceleración Tandem-LINAC de la <i>Florida State University</i> utilizado en el experimento.	10
2.2. Arreglo de diez detectores de Ge utilizado en el experimento, ubicados a $35^\circ, 90^\circ, 135^\circ$. Detectores en arreglo clover.	11
2.3. Esquema de la reacción de fusión-evaporación $^{48}\text{Ti}(^{30}\text{Si}, p2n)^{75}\text{Br}$ llevada a cabo en el experimento a 85 MeV para poblar los estados de alto espín en ^{75}Br	13
2.4. Tabla de núclidos, se indica la ubicación del ^{75}Br en la región de $A=80$, es un núcleo altamente deformado como característica de estar alejado de los números mágicos 28 y 50, se indican también los números mágicos, los círculos denotan las regiones en donde es de esperar núcleos deformados, igualmente se indican los diferentes caminos de decaimiento nuclear.	14
2.5. Orientación ideal de los momentos angulares (flechas) en un experimento de fusión-evaporación. La dirección del haz es z , las flechas están sobre el plano xy	15
3.1. Representación de la matriz coincidencia γ - γ para las transiciones de 88, 132, 563 keV en ^{75}Br	17

3.2. Sección Eficaz para diferentes energías de los núcleos formados en la reacción, resultado del programa pace2 (Projection - Angular momentum - Coupled - Evaporation)	19
3.3. Núcleos que poseen una mayor probabilidad de ser creados en la reacción $^{30}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$ a 85 MeV. El núcleo de ^{75}Br se produce luego de la emisión de 1p y 2n (p2n) . . .	20
3.4. Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{75}Br , se muestran las bandas A, F y G en las que ocurren las transiciones de 88 keV, 119 keV, 132 keV, 563 keV, 642 keV, 654 keV, 742 keV las cuales son consideradas en las Figuras 3.5 a 3.8. Tomado de [5].	21
3.5. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br	22
3.6. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br	22
3.7. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br	23
3.8. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br	23
3.9. Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{74}Se , se muestran la banda B en la que ocurren las transiciones de 635, 728, 868 keV las cuales son consideradas en las figuras 3.10 a 3.13. Tomado de [6].	24
3.10. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se	25
3.11. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se	25
3.12. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se	26
3.13. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se	26
3.14. Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{75}Se , se muestran la banda A en la que ocurren las transiciones de 801, 976, 1108 keV las cuales son consideradas en las figuras 3.15 a 3.17. Tomado de [7].	27
3.15. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se	28
3.16. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se	28
3.17. Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se	29
3.18. Segmentos del detector clover donde se observa la convención para coincidencias perpendiculares (\perp) (1-2) y horizontales (\parallel) (1-3).	29

3.19. Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de baja energía en ^{75}Br , se indica el carácter electromagnético para las transiciones de 88 keV (Banda A), 119 keV (Banda F), 132 keV (Banda A).	31
3.20. Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de alta energía en ^{75}Br , se indica el carácter electromagnético de las transiciones de 563 keV (Banda A), 632 keV (Banda G), 654 keV y 742 keV (Banda F).	32
3.21. Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de alta energía en ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , se indica el carácter electromagnético de las transiciones de 801 keV (Banda A) en ^{75}Se , 830 keV (Banda A) y 840 keV (Banda F) en ^{75}Br , y 868 en (Banda B) ^{74}Se . (Figuras. 3.4, 3.9, y 3.14)	33
4.1. Dependencia de $a(E_{\gamma})$ con la energía.	36
4.2. Representación de la asimetría A , y de la razón DCO (Correlaciones Direccionales de estados Orientados) para algunas de las transiciones de los núcleos ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , se indican las transiciones E2, E1/M2, M1/E2.	38

Índice de cuadros

4.1. Coeficientes de normalización $a(E_\gamma)$ determinados para algunas energías de rayos γ de ^{152}Eu	36
4.2. Energías para algunos estados excitados de ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , valores de la razón R_{DCO} para ^{75}Br tomados de [5], R_{DCO} para ^{74}Se tomados de [9], R_{DCO} para ^{75}Se tomados de [10], valores de Asimetría con los errores en parentesis , carácter multipolar, espín y paridad de los estados inicial y final para cada transición	39

Capítulo 1

Polarización de rayos γ

1.1. Polarización de la luz

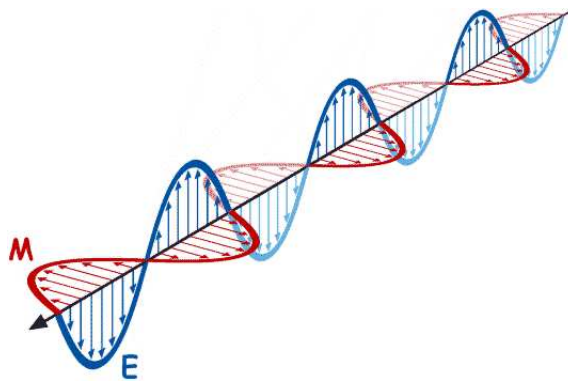


Figura 1.1: Representación de una onda electromagnética, el vector de campo eléctrico y el vector de campo magnético son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda

Ecuaciones de Maxwell

- Ley de Gauss

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

Las cargas eléctricas producen campos eléctricos.

- Ley de Faraday

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

Integral de línea alrededor de un lazo = $-\frac{\partial}{\partial t}$ Flujo de \vec{B} a través del lazo.

- Ley de Gauss para \vec{B}

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

Flujo de \vec{B} a través de una superficie cerrada = 0

- Ley de Ampère

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

Integral de \vec{B} alrededor de un lazo = corriente a través del lazo + $\frac{\partial}{\partial t}$ Flujo de \vec{E} a través del lazo.

donde ρ es la carga total y \vec{J} corresponde a la densidad de corriente total, μ_0 y ϵ_0 son las constantes de permeabilidad y permitividad en el vacío.

Un rasgo básico de las ecuaciones de Maxwell para los campos electromagnético es la existencia de soluciones para ondas viajeras, lo que representa el transporte de energía de un lugar a otro. En el espacio libre, lejos de las fuentes, los campos satisfacen las ecuaciones de onda de Maxwell:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

donde z son los puntos de coordenadas sobre el eje z en el tiempo t .

Asumiendo que los campos eléctrico y magnético se obtienen tomando la parte real de las cantidades complejas las soluciones a las ecuaciones de onda son:

$$\vec{E}(\hat{z}, t) = \vec{i} E_0 \cos(k \cdot z - \omega t) \quad (1.7)$$

$$\vec{B}(\hat{z}, t) = \vec{j} B_0 \cos(k \cdot z - \omega t) \quad (1.8)$$

donde \vec{i} y \vec{j} son los vectores unitarios, no necesariamente en los ejes x e y , E_0 y B_0 son las amplitudes, las cuales son constantes en el espacio y tiempo, k es la magnitud del vector de onda \vec{k} en la dirección de propagación de la onda y ω es la frecuencia angular. \vec{k} y ω están relacionadas por $k = \frac{\omega}{v} = \sqrt{\mu \epsilon} \frac{\omega}{c}$, donde μ ϵ son los parámetros de permitividad y permeabilidad respectivamente, caracterizando el medio, v y c son las velocidades de la onda en el medio y en el vacío, respectivamente.

Los campos magnético \vec{B} y eléctrico \vec{E} son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda, característica definida de la solución de las ecuaciones de Maxwell. Estas ondas son ondas transversales (ver Fig. 1.1), es decir, el vector de campo eléctrico y el vector de campo magnético son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda, como es el caso de la onda electromagnética plana.

Una onda electromagnética plana tiene las siguientes propiedades:

- Hay una única dirección de propagación la cual tomamos a lo largo del eje \hat{z} .
- Ninguna de las componentes de \vec{B} o \vec{E} dependen de las coordenadas transversales x e y .

Las características físicas de una onda electromagnética dependen del vector eléctrico \vec{E} . Por lo tanto, la dirección de polarización se define por la dirección de \vec{E} . La onda electromagnética plana tiene siempre su vector de campo eléctrico en la dirección \hat{i} . Tal onda se dice estar polarizada con el vector \vec{i} [1].

Para describir un estado general de polarización se necesitan dos ondas polarizadas linealmente, las cuales son independientes una de la otra. Las ondas están en fase si la diferencia de fase relativa entre las ondas es cero o un múltiplo entero de $\pm 2\pi$. Sumando los vectores de campo eléctrico de las dos ondas polarizadas linealmente en fase se obtiene una onda polarizada linealmente. Por tanto, una onda polarizada linealmente se puede dividir en dos componentes perpendiculares.

Para una onda armónica la amplitud del vector eléctrico varía sinusoidalmente con el tiempo en una dirección perpendicular a la dirección de propagación, en nuestro caso en el eje \hat{z} :

$$\vec{E}_x(z, t) = \vec{i}E_{0x}e^{i\phi} \quad (1.9)$$

donde $\phi = (\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)$

Así los vectores constitutivos del campo eléctrico se pueden escribir:

$$\vec{E}_x(z, t) = E_{0x}e^{i(kz - \omega t)}\hat{i} \quad (1.10)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = E_{0y}e^{i(kz - \omega t + \phi)}\hat{j} \quad (1.11)$$

donde \vec{i} y \vec{j} son vectores unitarios, E_{0x} y E_{0y} son las amplitudes, las cuales son constantes en el espacio y tiempo, ϕ es la diferencia de fase entre las dos ondas. La onda $E_x(\hat{z}, t)$ está en el plano $x - z$ y $E_y(\hat{z}, t)$ está en el plano $y - z$.

De la suma de esta dos ondas se puede obtener una onda eléctrica polarizada linealmente:

$$\vec{E}(\hat{z}, t) = \vec{E}_x(\hat{z}, t) + \vec{E}_y(\hat{z}, t) \quad (1.12)$$

Para luz polarizada linealmente las dos componentes ortogonales \vec{E} y \vec{B} están en fase y tienen igual amplitud. La magnitud de las dos componentes son siempre iguales, y la dirección del vector eléctrico describe una línea en el plano (ver Fig. 1.2). La ecuación (1.12) queda así:

$$\vec{E}(\hat{z}, t) = (\vec{i}E_{0x} + \vec{j}E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (1.13)$$

Para luz polarizada elípticamente $E_x \neq E_y$, la dirección del vector de campo eléctrico \vec{E} resultante cambia con el tiempo, girando en un plano perpendicular a la dirección de propagación (ver Fig. 1.3).

Para luz polarizada circularmente la diferencia de fase es de $\frac{\pi}{2} + n\pi$ con $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ y $E_x = E_y$ y el vector de campo eléctrico \vec{E} tiene amplitud constante. Se distinguen la polarización circular derecha y la polarización circular izquierda según el sentido de rotación del campo (ver Fig. 1.4).

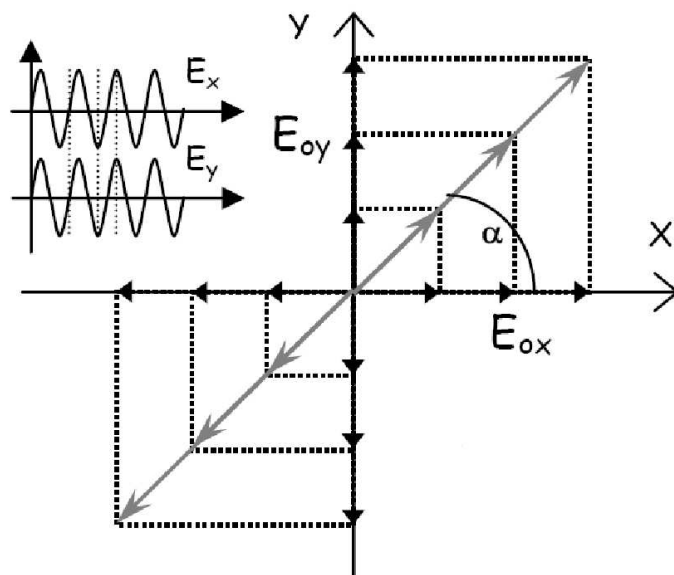


Figura 1.2: Luz polarizada linealmente E_x y E_y están en fase, dado que $\phi = 0 \pm 2\pi$.

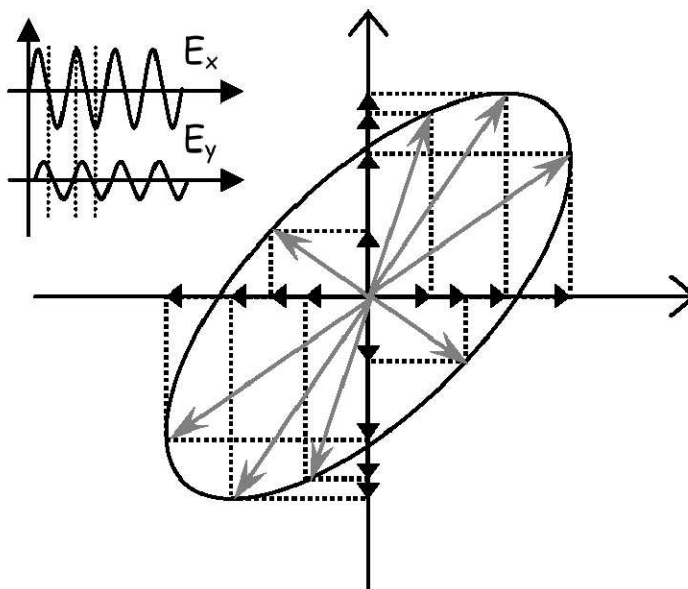


Figura 1.3: Luz polarizada elípticamente $E_x \neq E_y$, la diferencia de fase de $\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \dots$

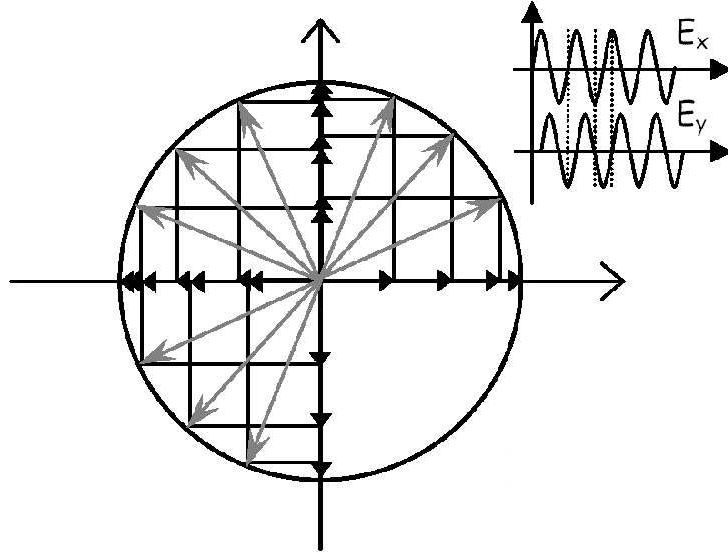


Figura 1.4: Luz polarizada circularmente $E_x = E_y$, la diferencia de fase es de $\frac{\pi}{2} + n\pi$ con $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$

1.2. Polarización de rayos γ

La sección eficaz de dispersión Compton es sensible al estado de polarización del rayo γ incidente. La dirección más probable de dispersión es perpendicular al plano definido por la dirección de incidencia y la del vector del campo eléctrico del fotón incidente. Considerando un fotón dispersado en un ángulo θ de 90° , su intensidad varía con $\sin^2 \phi$, donde ϕ es el ángulo azimutal con respecto al plano de polarización (ver Fig. 1.5). El conocimiento del estado de polarización permite inferir la naturaleza electromagnética de la transición [2].

La fórmula de sección eficaz de Klein-Nishina para fotones linealmente polarizados es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (1.14)$$

donde

$$\frac{E'}{E_0} = \frac{E_0}{1 + (\gamma)(1 - \cos \theta)} \quad (1.15)$$

$r_e = 2,818$ fm, radio clásico del electrón.

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.16)$$

La representación gráfica de la sección eficaz de Klein-Nishina se muestra en Fig. 1.6.

La polarización lineal es proporcional a la asimetría experimental. La asimetría experimental A se define mediante la fórmula:

$$A = \frac{a(E_\gamma) \cdot N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma) \cdot N_\perp + N_\parallel} \quad (1.17)$$

donde $a(E_\gamma)$ es la sensibilidad a la polarización, N_\perp es el número de cuentas perpendiculares y N_\parallel es el número de cuentas horizontales.

La sensibilidad a la polarización $a(E_\gamma)$ se define por :

$$a(E_\gamma) = \frac{N_\perp}{N_\parallel} \quad (1.18)$$

donde N_\perp y N_\parallel son las cuentas en $\phi = 0^\circ$ y $\phi = 90^\circ$ respectivamente.

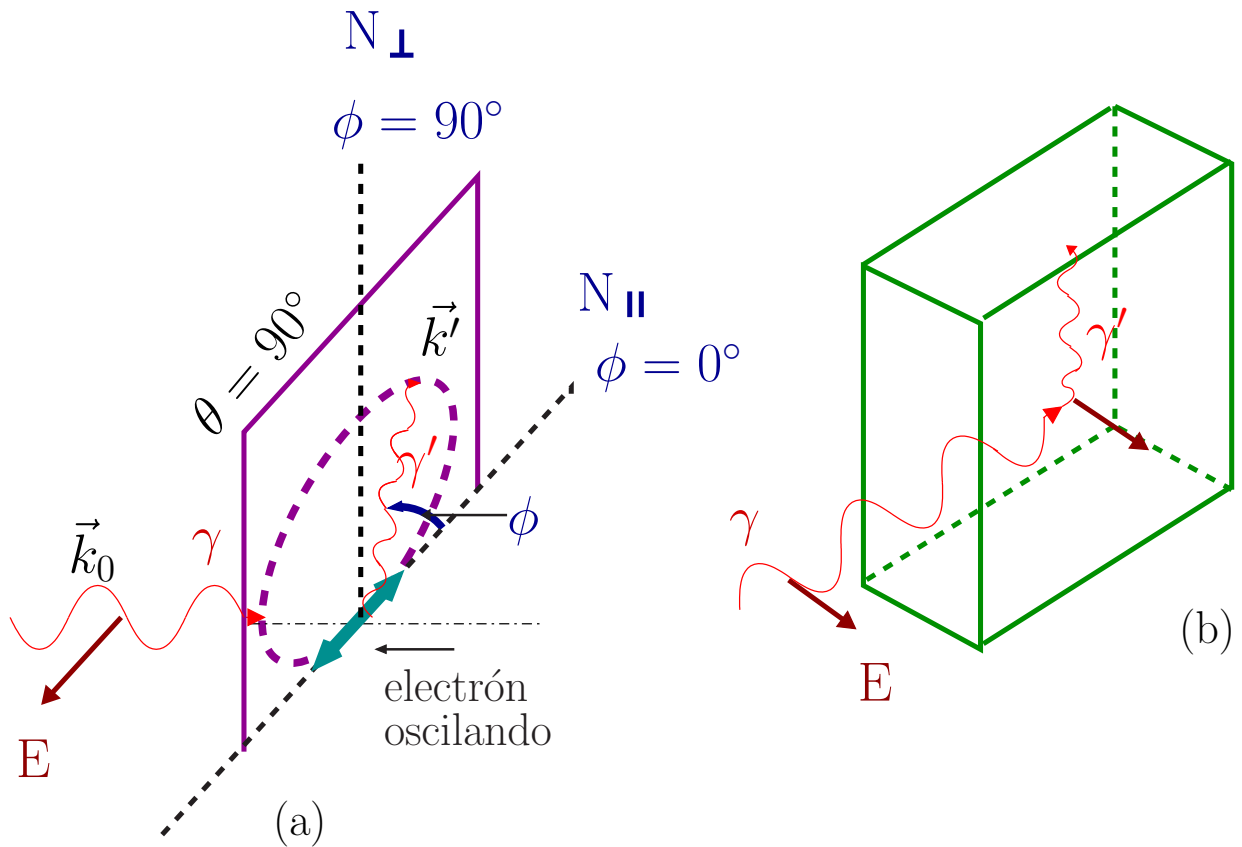


Figura 1.5: (a) Ilustración del principio de medida de polarización lineal. (b) Distribución angular azimutal de los rayos gamma dispersados por efecto Compton en $\theta = 90^\circ$, los rayos gamma son absorbidos por un detector de GeHP (clover) [2].

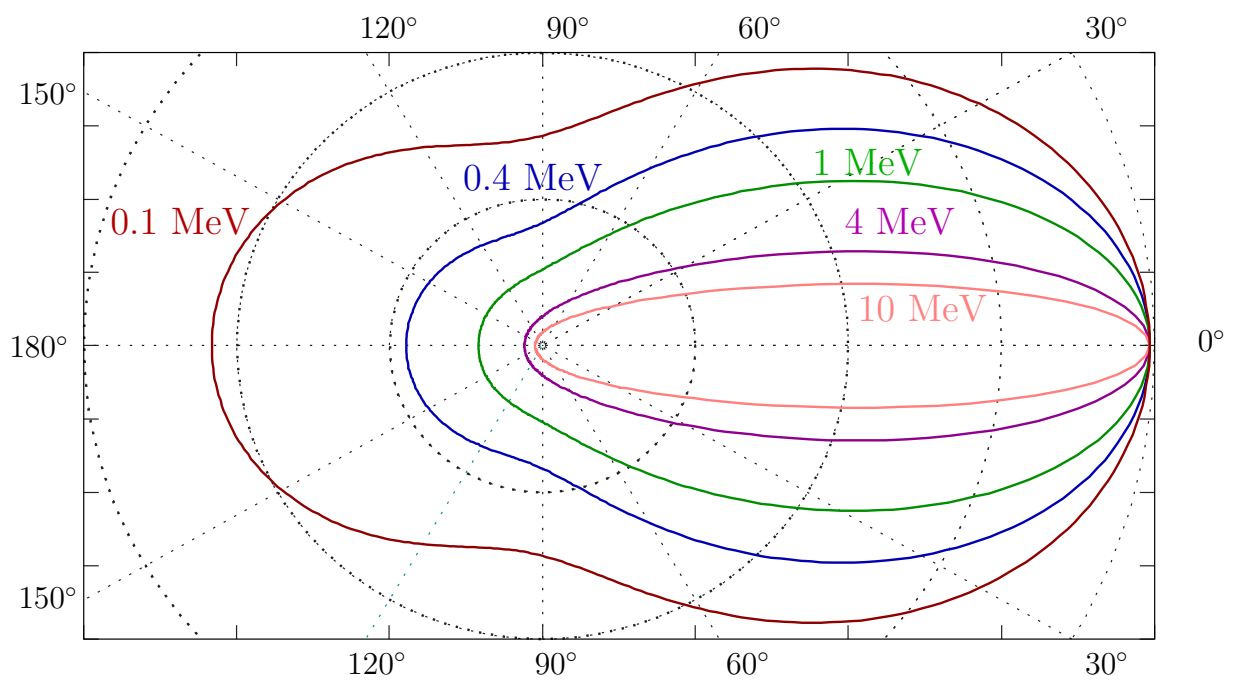


Figura 1.6: Representación gráfica de la sección eficaz de Klein-Nishina (Ec. 1.14)

Capítulo 2

Método Experimental

El experimento usó el sistema de aceleración Tandem-LINAC de la *Florida State University* (ver Fig. 2.1), donde se realizó la reacción de fusión-evaporación $^{48}\text{Ti}(^{30}\text{Si},\text{p}2\text{n})^{75}\text{Br}$ a 85 MeV para poblar los estados de alto espín en ^{75}Br .

2.1. Detectores

La medición del estado de polarización del rayo gamma incidente requiere de un arreglo de varios detectores que permitan comparar intensidades de dispersión en direcciones mutuamente perpendiculares. Esto fue posible usando dos detectores en arreglo clover (4 detectores de Germanio colocados lado a lado con un vértice común) (ver Fig. 2.2).

En los detectores de estado sólido, como es el caso de los detectores de GeHP (Germanio Hiper-Puro) utilizados en el experimento, los electrones y huecos son formados como resultado de la interacción de los rayos γ con el material del detector. La amplitud de la señal de salida es proporcional al número de electrones y huecos formados por la radiación, y depende de la energía del rayo γ . Dado que la conductividad se incrementa con la temperatura, los detectores de Germanio operan a bajas temperaturas para evitar la excitación térmica.

Para el experimento se utilizó un sistema de diez detectores de Germanio Hiperpuro distribuidos así: 3 detectores a 145° , 2 a 35° , 5 a 90° dos de los cuales son clover (ver Fig. 2.2). Los clover se pueden utilizar como detectores de polarización γ , debido el efecto Compton que se presenta en sus segmentos.

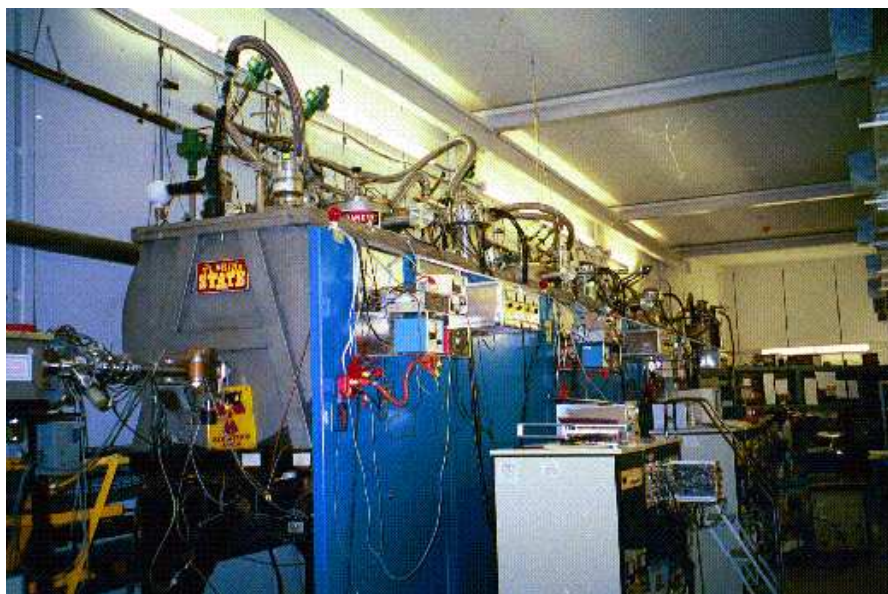
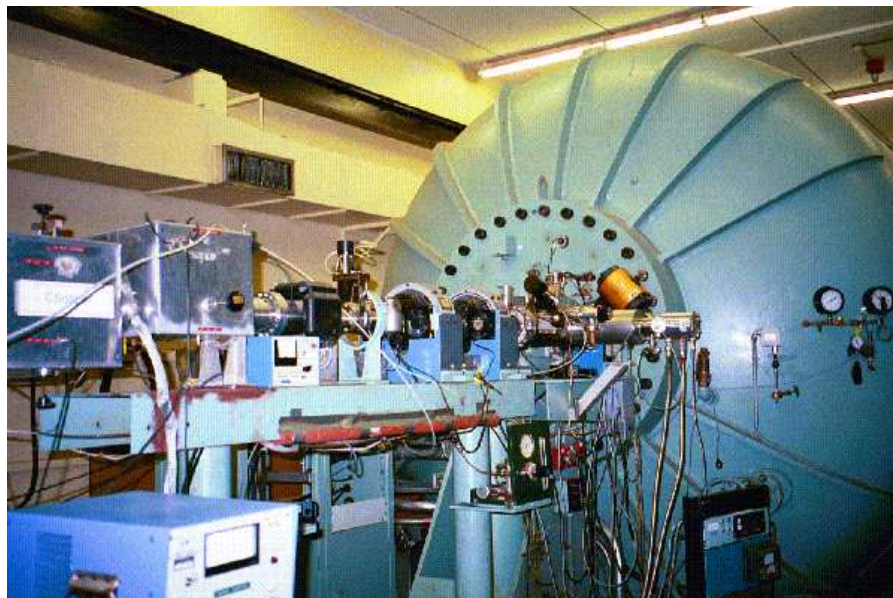


Figura 2.1: Sistema de aceleración Tandem-LINAC de la *Florida State University* utilizado en el experimento.

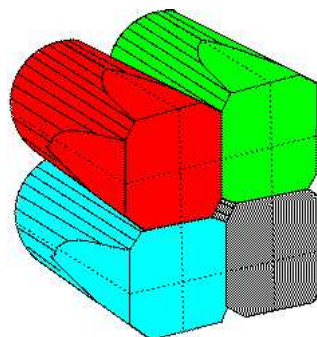
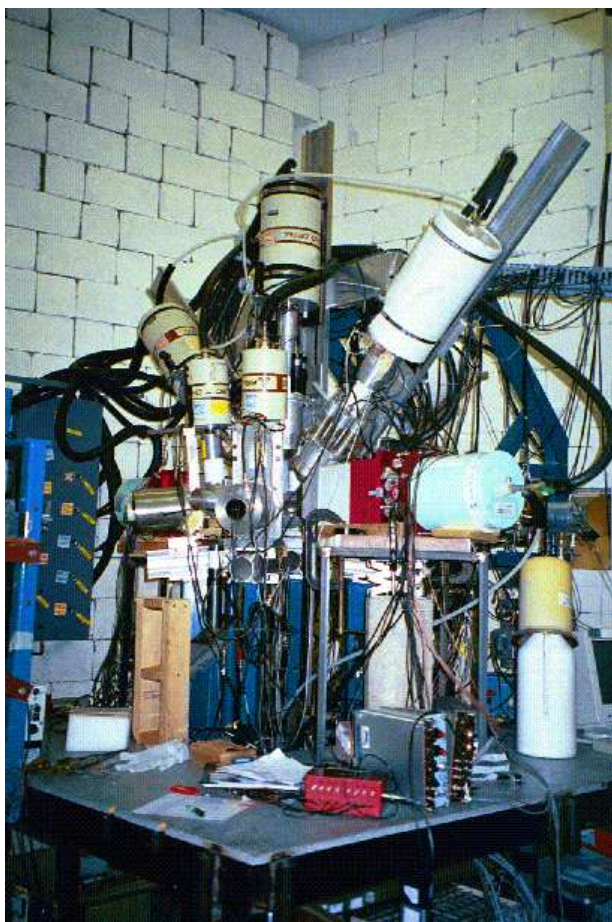


Figura 2.2: Arreglo de diez detectores de Ge utilizado en el experimento, ubicados a 35° , 90° , 135° . Detectores en arreglo clover.

2.2. Reacción de fusión- evaporación

El proceso que conduce a la formación del núcleo compuesto de ^{75}Br por medio de la colisión del proyectil ^{30}Si con el núcleo blanco de ^{48}Ti se llama *fusión*. Cuando los núcleos entran en contacto forman un sistema en el cual los nucleones interactúan fuertemente, el núcleo compuesto ^{78}Kr está muy excitado y puede decaer mediante la emisión de partículas α , protones o neutrones, proceso que se denomina *evaporación* (ver Fig. 2.3). El proceso de desexcitación puede ocurrir por diferentes caminos dependiendo de la combinación de las partículas evaporadas (ver Fig. 3.3). Después del proceso de evaporación, cuando la emisión de partículas no es energéticamente posible, el núcleo residual pierde su energía por la emisión de rayos γ , proceso que ofrece la oportunidad de realizar espectroscopía en su estudio.

El núcleo residual ^{75}Br se ubica en la región de $A=80$ a causa de estar alejado de los números mágicos 28 y 50 (ver Fig. 2.4).

En la reacción fusión- evaporación se conserva energía, momento angular, momento lineal.

- *Conservación de la energía.*

- Para una energía de excitación E^* se tiene:

$$m_i c^2 + T_i = m_f c^2 + T_f + E^* \quad (2.1)$$

donde m_i y m_f son las masas inicial y final del sistema, T_i y T_f son las energías cinética inicial y final. La energía de excitación E^* está dada por:

$$E^* = T_i - T_f + Q \quad Q = (m_f - m_i)c^2 \quad (2.2)$$

- *Conservación del momento angular total*

- El momento angular del sistema está dado por:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (2.3)$$

$$L = m_p v_p b \quad (2.4)$$

donde m_p es la masa del proyectil, v_p es la velocidad del proyectil y b es el parámetro de impacto (ver Fig. 2.3). si se supone un potencial tipo pozo cuadrado para la interacción nuclear, en el que cada núcleo tiene forma esférica perfecta, el máximo parámetro de impacto esá dado por:

$$0 < b < b_{roz} = R_p + R_t$$

Se puede deducir que los valores máximos y mínimos para el momento angular son:

$$L_{min} = 0, \quad L_{max} = m_p v_p b_{roz} = L_{roz}$$

donde b_{roz} es el punto de 'rozamiento', es el máximo parámetro de impacto posible en este modelo.

■ *Conservación del momento lineal*

- En el sistema de laboratorio para m_p la masa del proyectil y m_C la masa del núcleo compuesto:

$$m_p \cdot v_p = m_C \cdot v_C \quad (2.5)$$

La velocidad del núcleo compuesto es :

$$\frac{m_p}{m_C} v_p = \frac{A_p}{A_p + A_t} v_p \quad (2.6)$$

donde A_p y A_t son el número de nucleones del proyectil y blanco respectivamente.

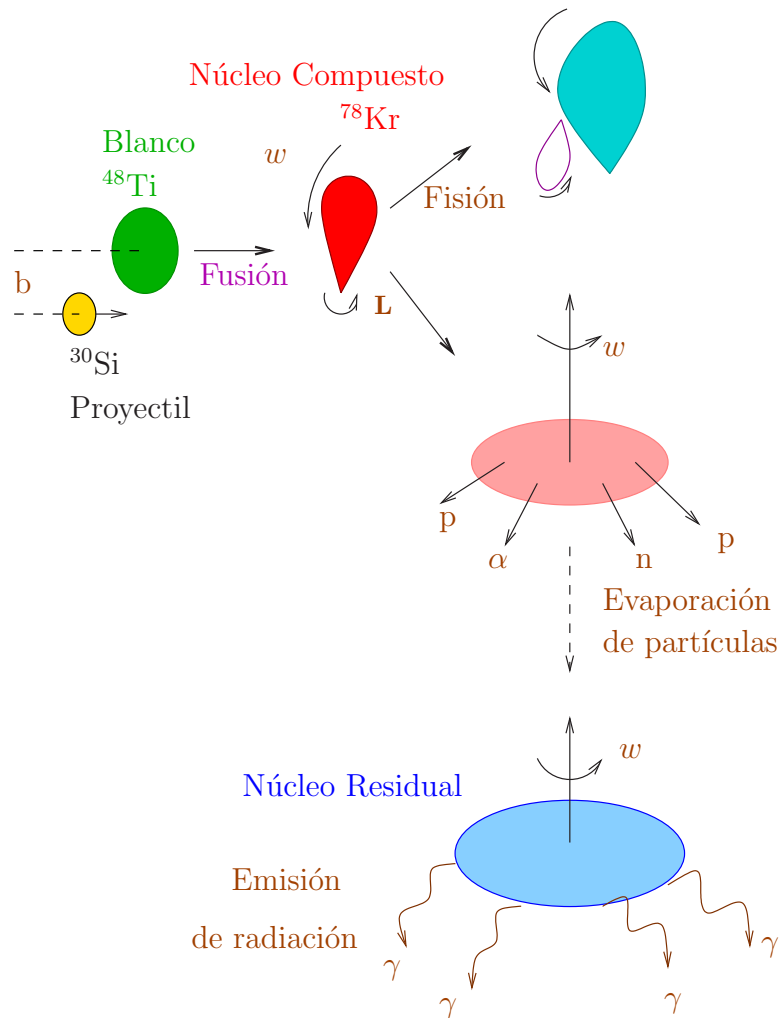


Figura 2.3: Esquema de la reacción de fusión-evaporación $^{48}\text{Ti}(^{30}\text{Si}, p2n)^{75}\text{Br}$ llevada a cabo en el experimento a 85 MeV para poblar los estados de alto espín en ^{75}Br .

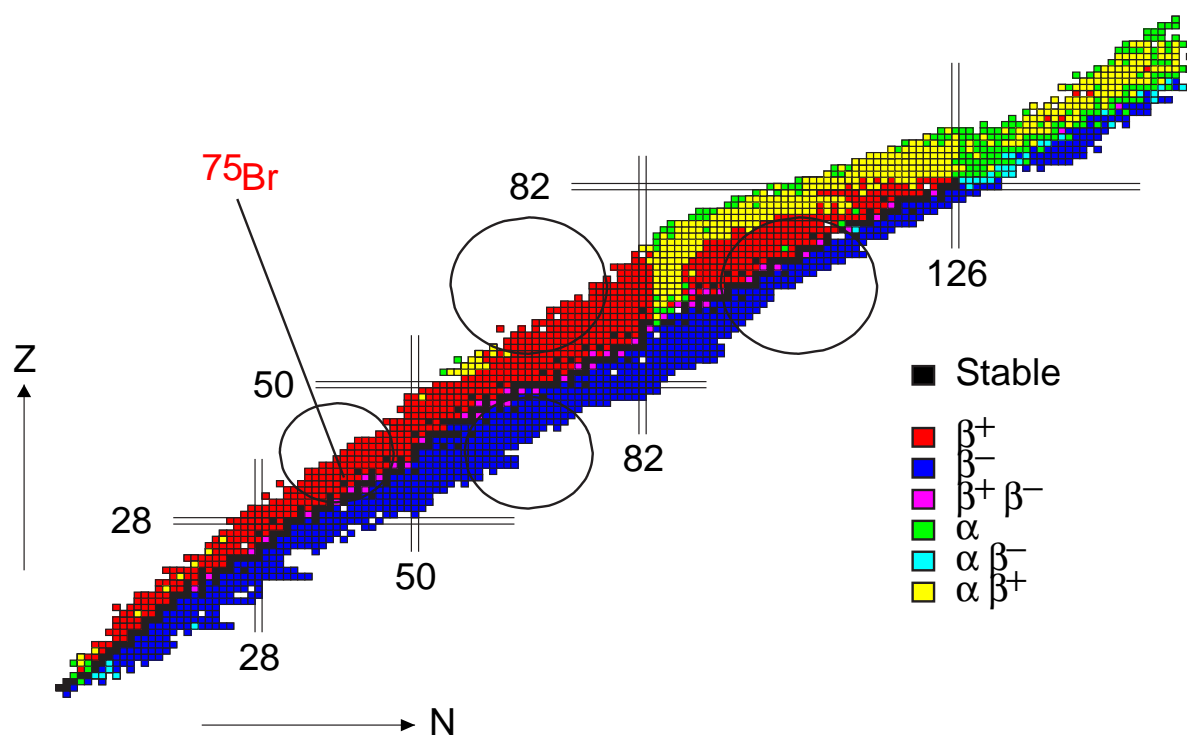


Figura 2.4: Tabla de núclidos, se indica la ubicación del ^{75}Br en la región de $A=80$, es un núcleo altamente deformado como característica de estar alejado de los números mágicos 28 y 50, se indican también los números mágicos, los círculos denotan las regiones en donde es de esperar núcleos deformados, igualmente se indican los diferentes caminos de decaimiento nuclear.

2.3. Estados orientados

La condición previa para la observación de eventuales distribuciones angulares de la radiación emitida por un multipolo es la existencia de algún eje z con propiedades físicas diferenciadas. Un ejemplo es la dirección de un campo magnético externo orientando los dipolos magnéticos de alguna muestra. Una muestra con distribuciones aleatorias de sus espines no da origen a una distribución angular anisotrópica de la radiación. [3]

Las reacciones nucleares de fusión- evaporación tienen un eje z definido naturalmente, Sin importar el ángulo azimutal ϕ de impacto, el momento angular del núcleo compuesto siempre va a ser perpendicular al eje z (ver Fig. 2.5).

El hecho de que los estados nucleares de momento angular están orientados permitirá la determinación de la polarización.

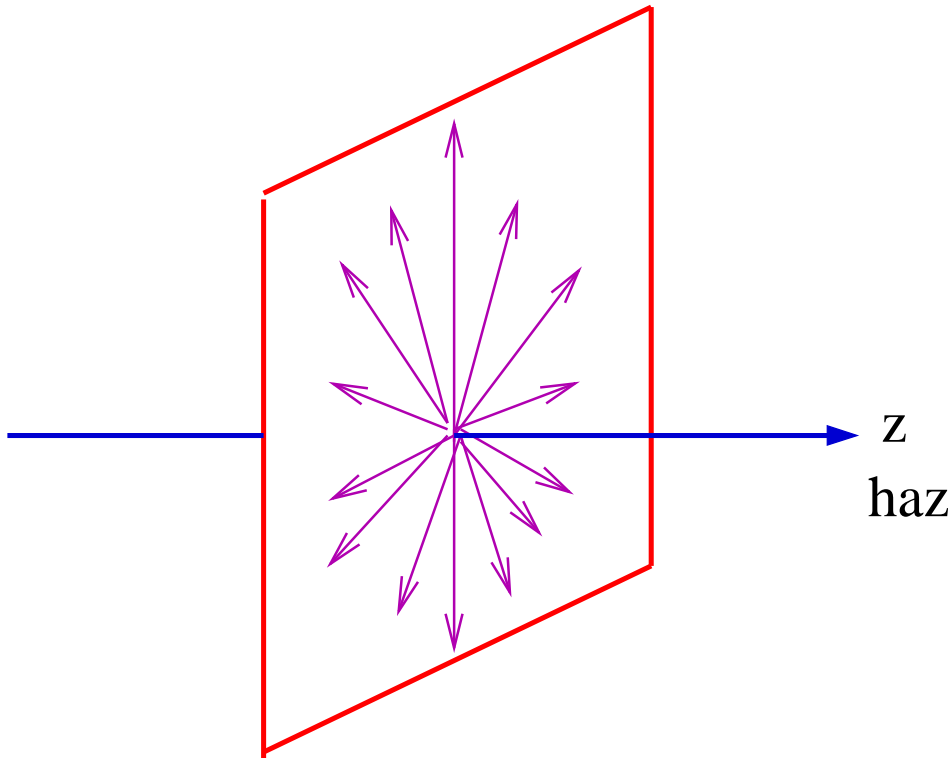


Figura 2.5: Orientación ideal de los momentos angulares (flechas) en un experimento de fusión- evaporación. La dirección del haz es z , las flechas están sobre el plano xy .

Capítulo 3

Análisis de datos

3.1. Matrices de coincidencia γ - γ

Cuando en la combinación perpendicular (N_{\perp}) u horizontal (N_{\parallel}) de los segmentos del clover (ver Fig. 2.2) se registran dos rayos γ que llegan en el mismo instante de tiempo, intervalo de tiempo no mayor de $\sim 10^{-8}$ s, se genera un punto de coordenadas (x,y) con los respectivos valores de energía $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$, este punto es representado en la matriz de coincidencia perpendicular u horizontal dependiendo de la combinación de clover que escogemos para el análisis.

Por ejemplo, rayos γ con energías de 88, 132 y 563 keV de la banda 'A' en ^{75}Br (Fig. 3.5) son detectados simultáneamente. La energía de transición de 88 keV está en coincidencia con las transiciones de 132 y 563 keV. La matriz de coincidencia γ - γ puede organizar estas transiciones de la manera sugerida en la Fig. 3.1.

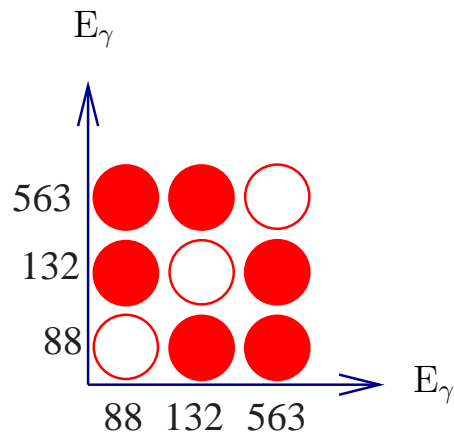


Figura 3.1: Representación de la matriz coincidencia γ - γ para las transiciones de 88, 132, 563 keV en ^{75}Br .

En la columna de la transición de 88 keV los dos círculos rojos son colocados en las filas de las transiciones de 132 y 563 keV, y en la fila de la transición de 88 keV los dos círculos rojos son

colocados en las columnas de las transiciones de 132 y 563 keV. La transición de 88 keV no puede estar en coincidencia consigo misma, lo que se representa con un círculo vacío. Lo mismo ocurre para las transiciones de 132 y 563 keV.

Una matriz de coincidencias γ - γ ayuda a organizar las transiciones y observar cuáles de ellas están en coincidencia y cuáles no. Este conocimiento acerca de las transiciones en coincidencia se puede usar para determinar el diagrama de energía del núcleo.

En la matriz de coincidencias γ - γ al proyectar los eventos que están en coincidencia con una de las transiciones γ sobre uno de los ejes se obtiene el espectro γ para la transición que estamos analizando, este proceso se denomina 'gate'.

3.2. Colección estadística

Para medir la polarización en un núcleo específico se examina su espectro, el cual se compara sólo con las transiciones de este núcleo, las cuales se encuentran en el esquema de niveles. Para determinar el espectro del núcleo se deben realizar *gates* en los picos que corresponden a las transiciones de mayor intensidad para luego sumar estos espectros y obtener uno total al cual se le realiza el análisis. Al ejecutar un *gates* en el pico de la transición correspondiente ubicado en la matriz de coincidencia se observan las transiciones que coinciden con ella, las cuáles están en la misma banda y arriba de la transición en la que se realizó el *gate*, por este motivo se hacen *gates* en varios picos para aumentar la estadística.

3.3. pace2

Para determinar la sección eficaz a diferentes energías para núcleos formados en la reacción $^{30}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$, se utilizó el programa *pace2* (Projection - Angular momentum - Coupled - Evaporation) [4], donde se introducen el Z y N del proyectil y el blanco, además la energía de excitación, el resultado de este programa se representan en la Fig. 3.2.

Al analizar la Figura 3.2 encontramos que los núcleos de ^{75}Br , ^{74}Se , y ^{75}Se , poseen mayor sección eficaz a la energía de 85 MeV, por tanto, consideramos estos núcleos en el desarrollo del trabajo, ya que se encuentran ubicados en la región de $A = 80$ (ver Fig. 2.4), la cual estamos interesados en estudiar.

En la Fig. 3.3 se muestra el segmento de la tabla de núclidos donde se localizan el núcleo compuesto ^{78}Kr y los núcleos que se forman después del proceso de *evaporación* de partículas por parte del ^{78}Kr , estos núcleos tienen mayor probabilidad de ser creados en la reacción $^{30}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$ a 85 MeV.

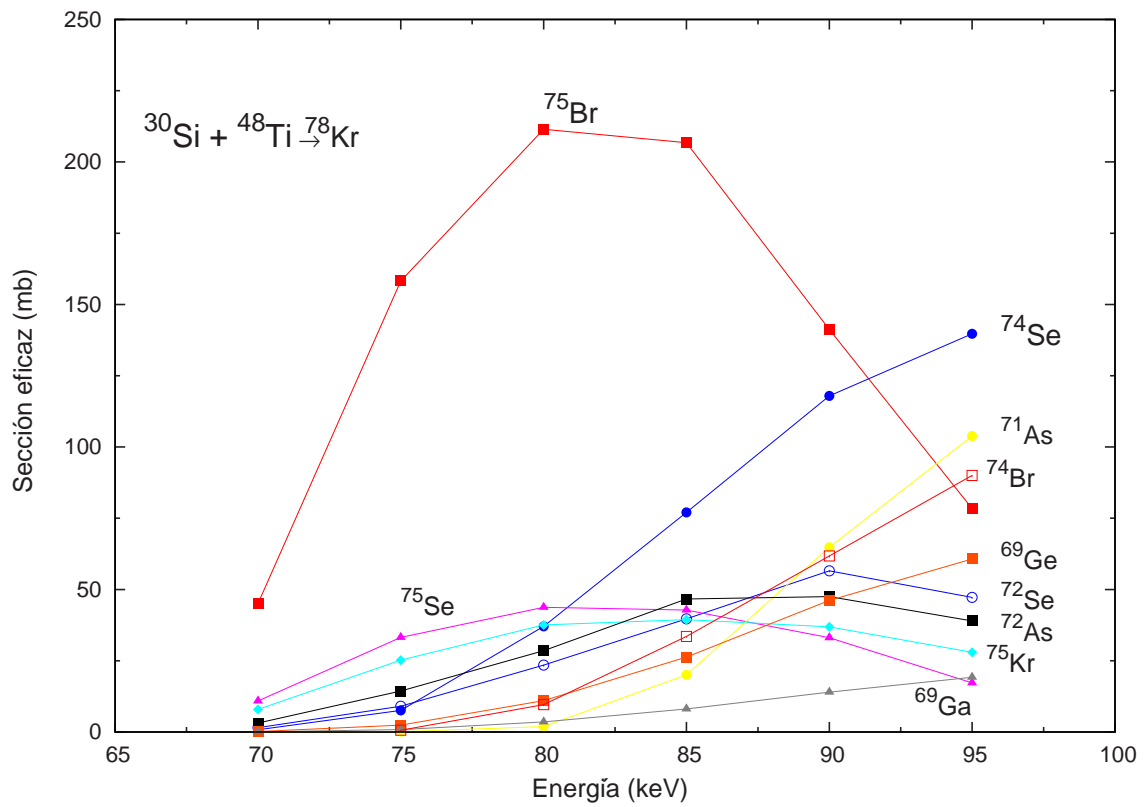


Figura 3.2: Sección Eficaz para diferentes energías de los núcleos formados en la reacción, resultado del programa pace2 (Projection - Angular momentum - Coupled - Evaporation)

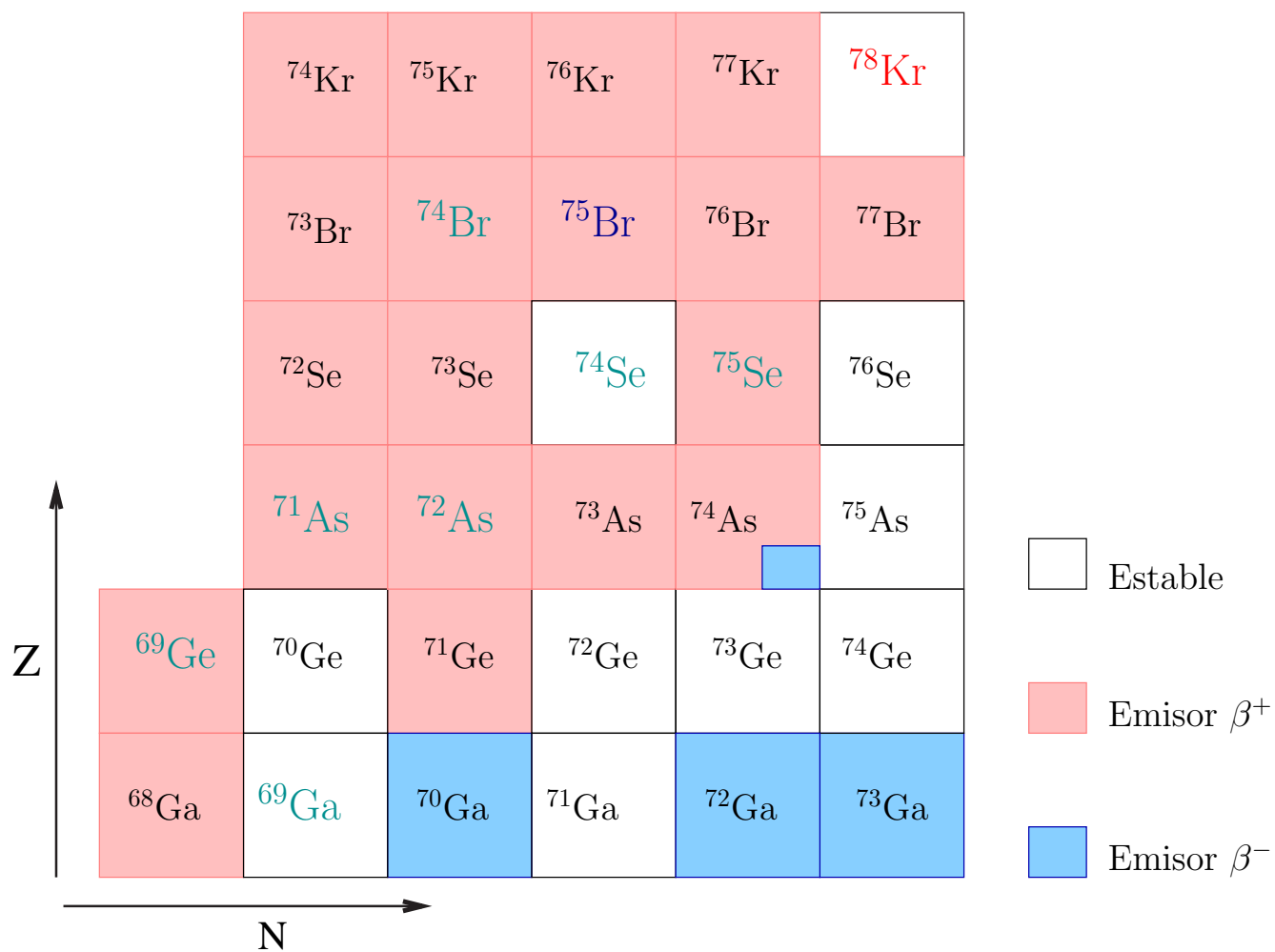


Figura 3.3: Núcleos que poseen una mayor probabilidad de ser creados en la reacción $^{30}\text{Si} + ^{48}\text{Ti}$ a 85 MeV. El núcleo de ^{75}Br se produce luego de la emisión de 1p y 2n (p2n)

3.4. ^{75}Br

Para medir la polarización en el núcleo ^{75}Br se examina el espectro que resulta de la suma de los *gates* y se compara con el esquema parcial de niveles de ^{75}Br para identificar las transiciones (ver Fig. 3.4). Por ejemplo si se hace un *gate* en el pico de la transición de 88 keV se observan en coincidencia con esta transición los picos de 132, 563, 830, 1046, 1211 keV, energías que corresponden a la banda 'A' por la cual puede decaer el núcleo excitado de ^{75}Br , cada una de estas transiciones está en coincidencia una con la otra. Todas estas transiciones para ^{75}Br se observan en las figuras 3.5 a 3.8.

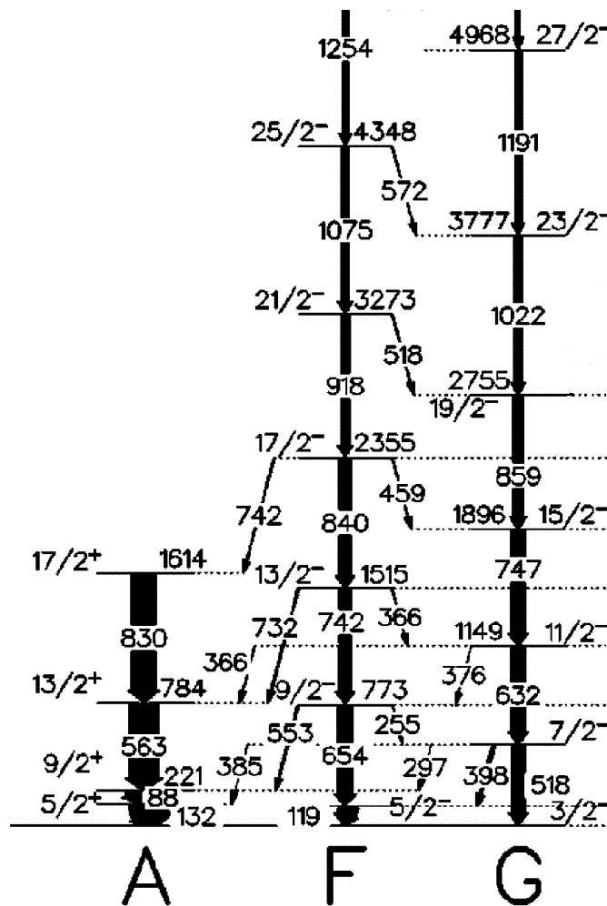


Figura 3.4: Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{75}Br , se muestran las bandas A, F y G en las que ocurren las transiciones de 88 keV, 119 keV, 132 keV, 563 keV, 642 keV, 654 keV, 742 keV las cuales son consideradas en las Figuras 3.5 a 3.8. Tomado de [5].

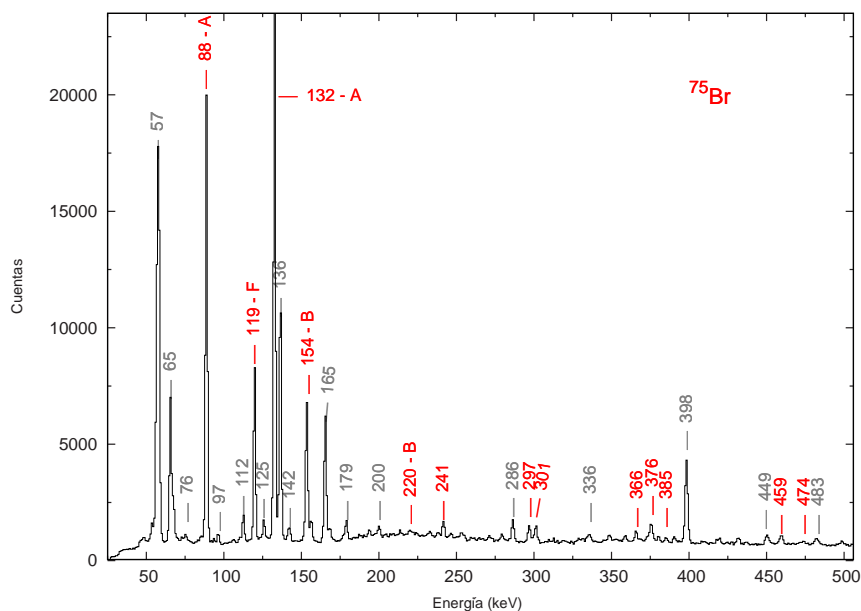


Figura 3.5: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br .

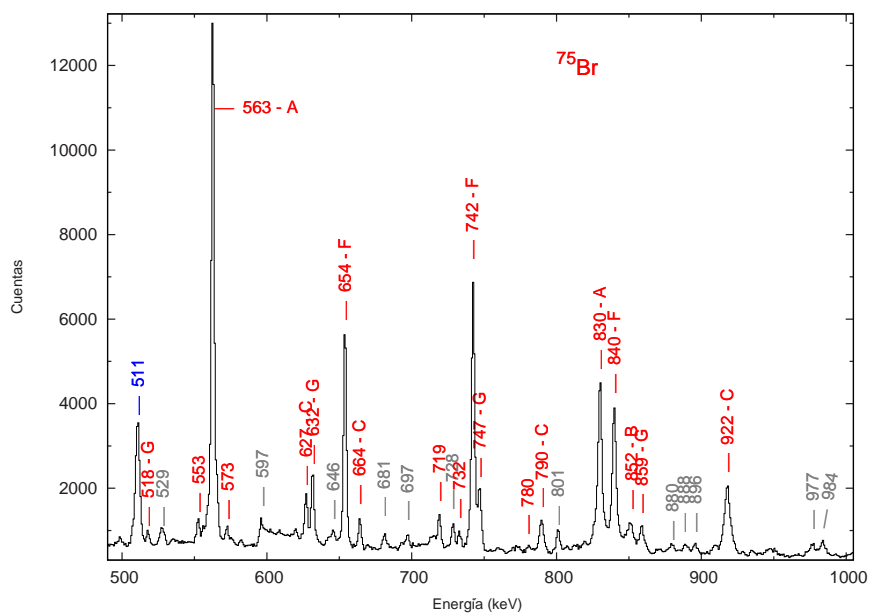


Figura 3.6: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br .

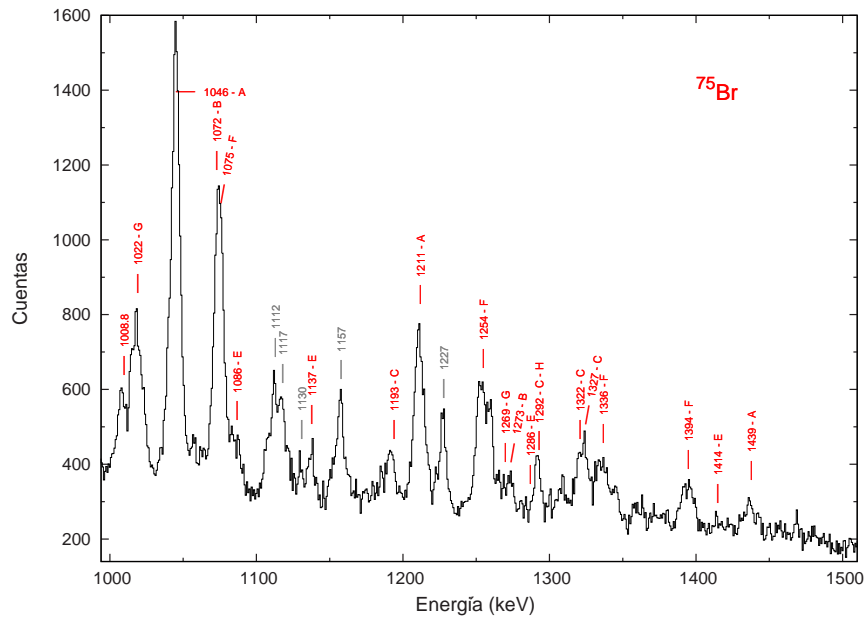


Figura 3.7: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br .

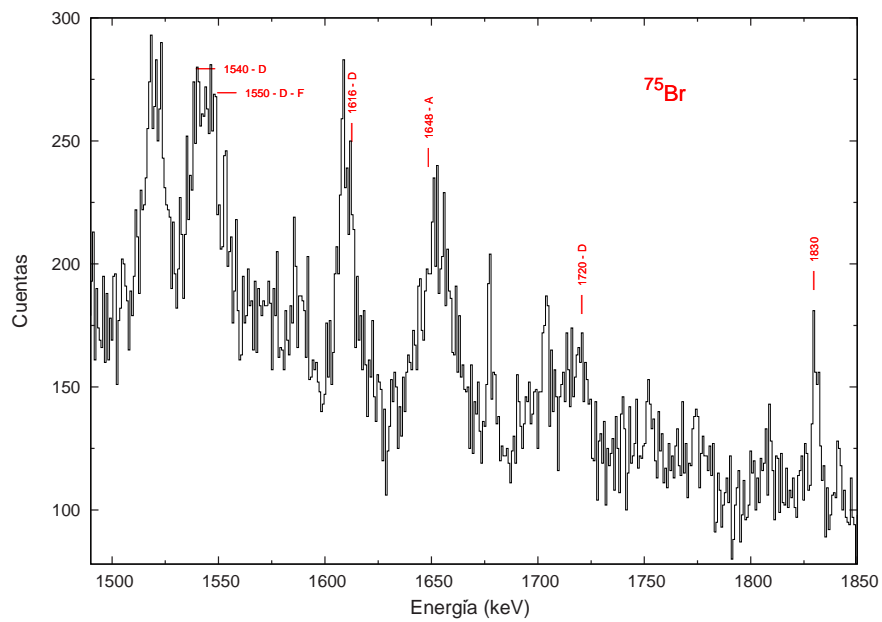


Figura 3.8: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 88 keV, 132 keV (Banda A), 119 keV, 654 keV (Banda F) para el núcleo de ^{75}Br .

3.5. ^{74}Se

Para medir la polarización en el núcleo ^{74}Se se realizan *gates* en los picos de la matriz que se identifican pertenecientes a las transiciones mas intensas de ^{74}Se (ver fig 3.9), luego se realiza la suma de estos espectros dando como resultado la identificación de las transiciones que se observan en el esquema parcial de niveles. El espectro que se obtiene de la suma de los *gates* realizados en los picos que corresponden a las transiciones de 635, 728, 868 keV de la banda 2 se se muestran en la figuras 3.10 a 3.13.

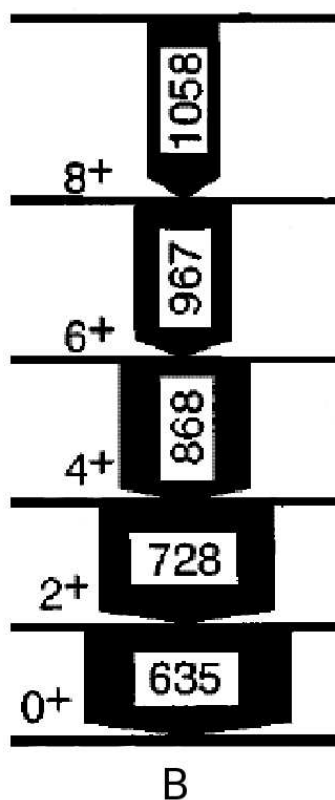


Figura 3.9: Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{74}Se , se muestran la banda B en la que ocurren las transiciones de 635, 728, 868 keV las cuales son consideradas en las figuras 3.10 a 3.13.

Tomado de [6].

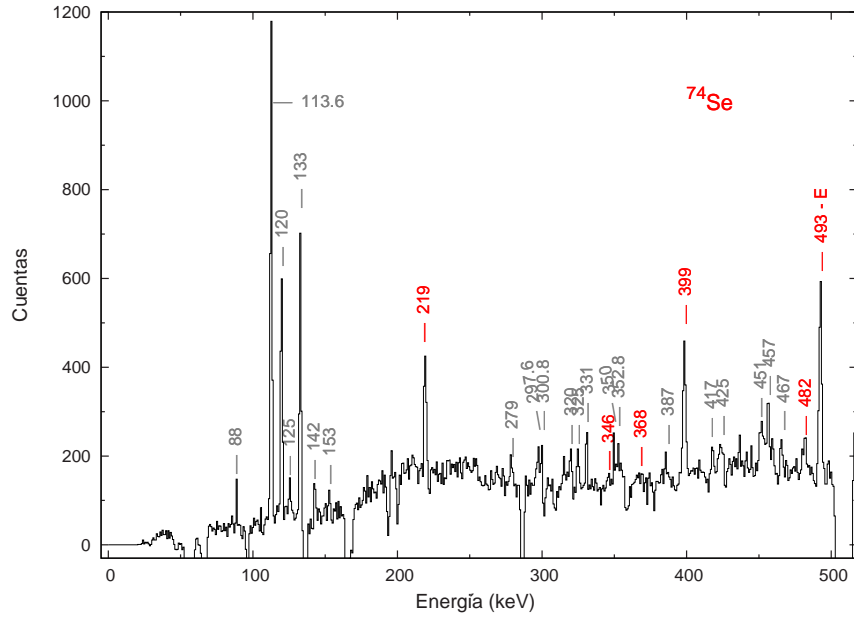


Figura 3.10: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se .

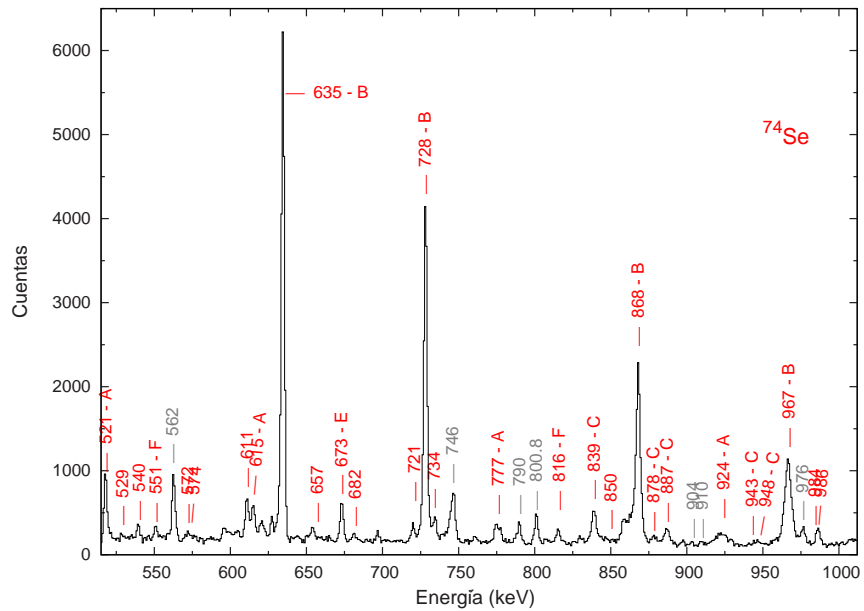


Figura 3.11: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se .

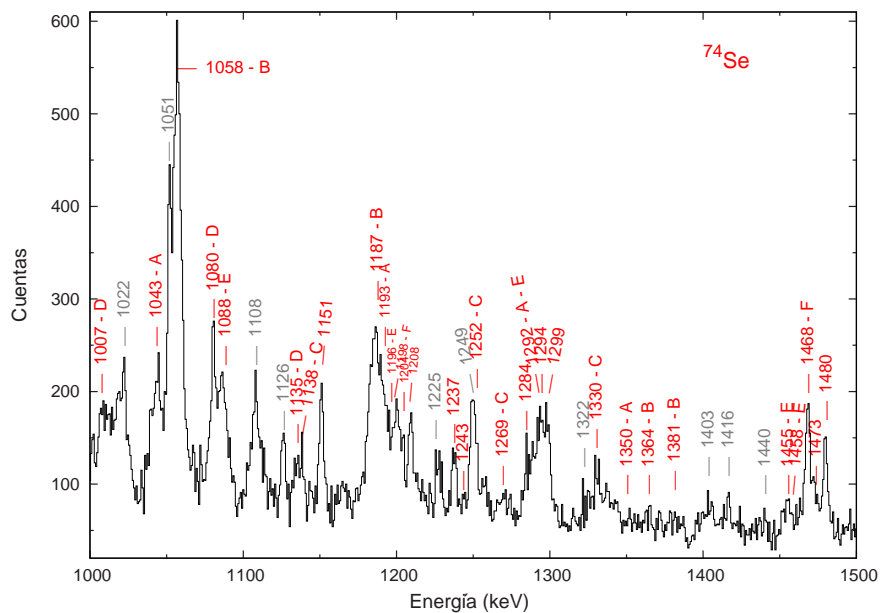


Figura 3.12: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se .

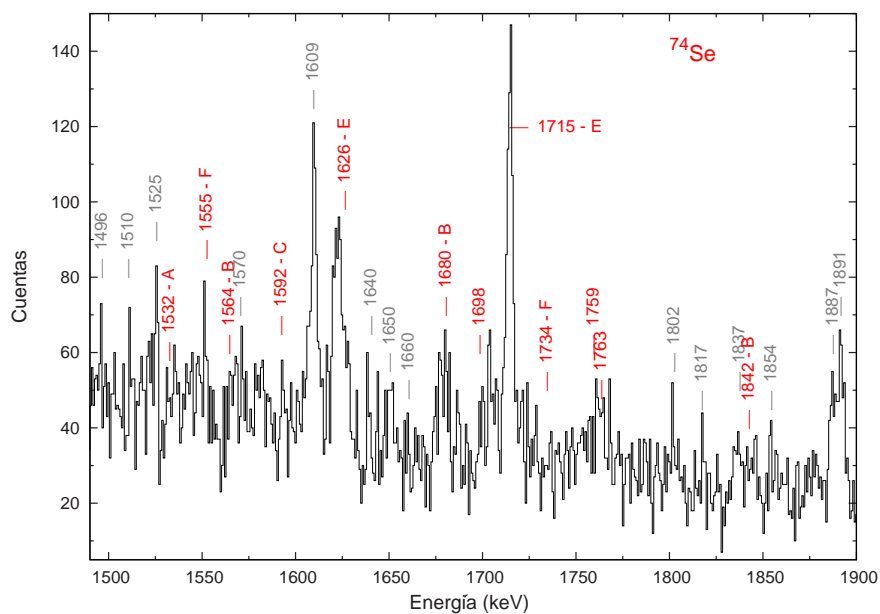


Figura 3.13: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 635 keV, 728 keV, 868 keV para el núcleo de ^{74}Se .

3.6. ^{75}Se

Para medir la polarización del núcleo ^{75}Se se realiza el proceso de suma de espectros de los *gate* realizados en los picos de las transiciones 801, 976, 1108 keV de la banda 1 (ver fig. 3.14), identificando las transiciones que están en coincidencia con aquella en la que se realiza el *gate*. Las transiciones de 801, 976, 1108 keV para ^{75}Se y las transiciones en coincidencia con ellas se muestran en la figura 3.15 a 3.17.

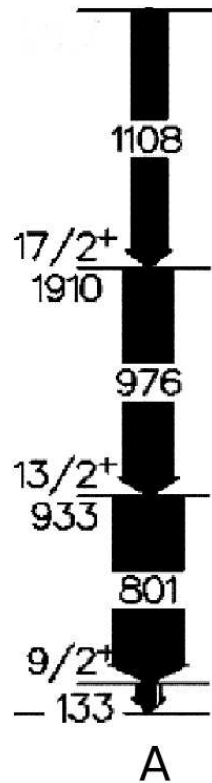


Figura 3.14: Esquema parcial de niveles para estados de baja energía de ^{75}Se , se muestran la banda A en la que ocurren las transiciones de 801, 976, 1108 keV las cuales son consideradas en las figuras 3.15 a 3.17. Tomado de [7].

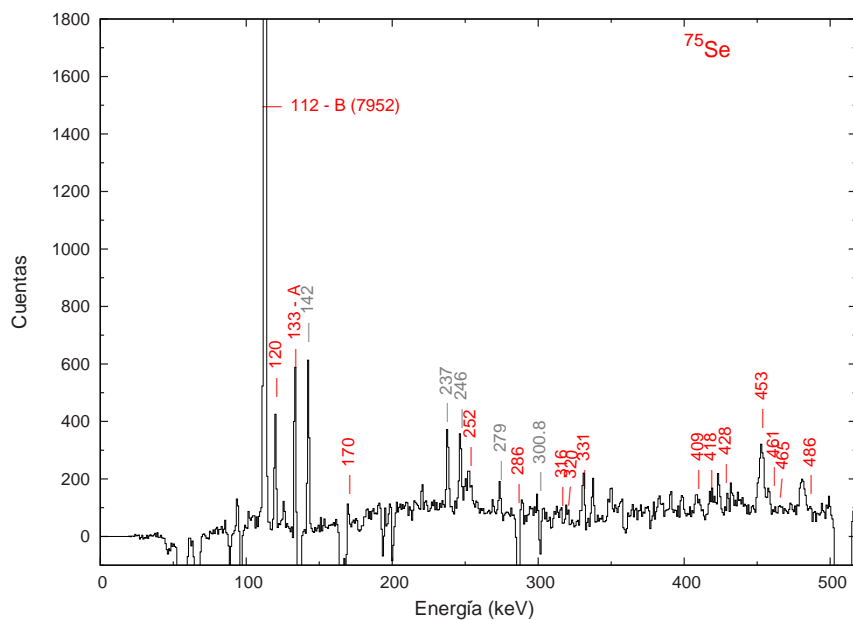


Figura 3.15: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se .

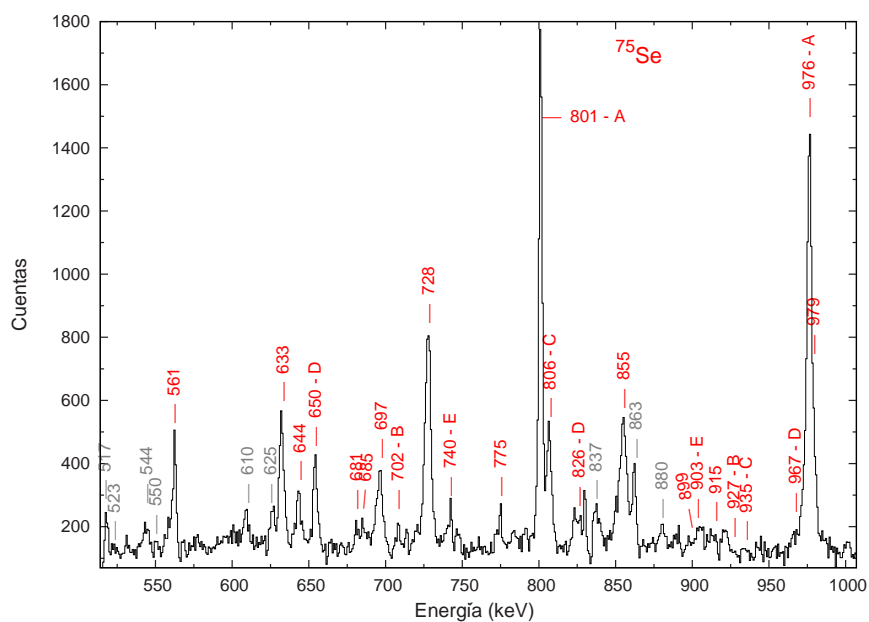


Figura 3.16: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se .

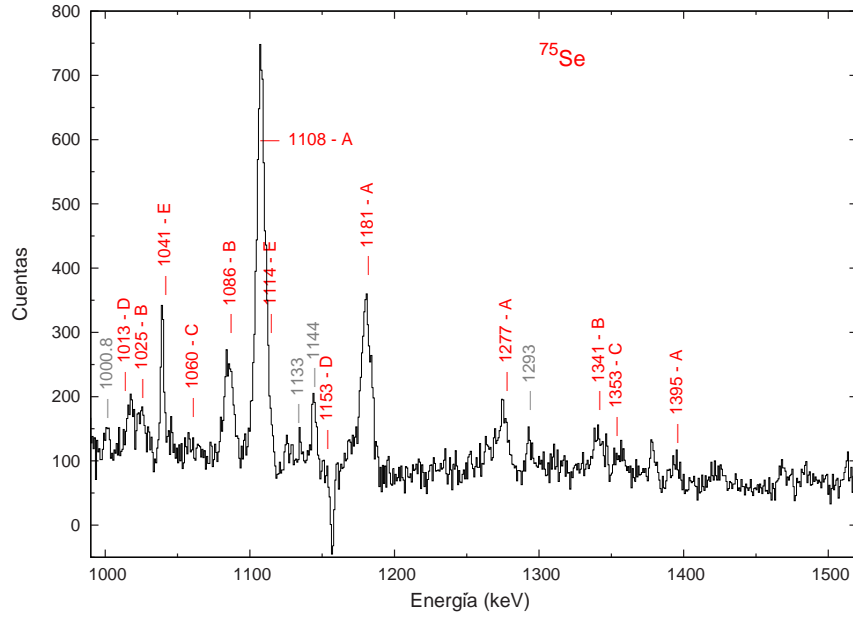


Figura 3.17: Espectro resultado de la suma de los gates realizados en 801 keV, 976 keV, 1108 keV para el núcleo de ^{75}Se .

3.7. Medida de la intensidad de los rayos γ

La polarización de rayos γ es la diferencia entre las intensidades de la radiación la cual presenta el vector de campo eléctrico perpendicular o paralelo al plano de la reacción (ver Fig. 1.5). Para medir la polarización se debe determinar la asimetría experimental A , para tal propósito se considera la colección estadística de los eventos de dispersión perpendiculares (\perp) (1-2) y horizontales (\parallel) (1-3) en los segmentos del detector clover (ver Fig. 3.18).

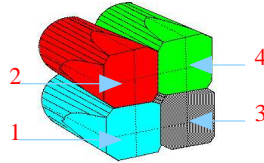


Figura 3.18: Segmentos del detector clover donde se observa la convención para coincidencias perpendiculares (\perp) (1-2) y horizontales (\parallel) (1-3).

La sensibilidad a la polarización $a(E_\gamma)$ se define por :

$$a(E_\gamma) = \frac{N_\perp}{N_\parallel} \quad (3.1)$$

donde N_\perp y N_\parallel son las cuentas en $\phi = 0^\circ$ y $\phi = 90^\circ$ respectivamente (ver Fig. 1.5).

La asimetría A experimental se define por:

$$A = \frac{a(E_\gamma)N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma)N_\perp + N_\parallel} \quad (3.2)$$

Determinando el número de cuentas perpendiculares (\perp) y horizontales (\parallel) se puede hallar la asimetría A de acuerdo con (3.1) y (3.2).

La estadística de los eventos de dispersión perpendiculares (\perp) (1-2) y horizontales (\parallel) (1-3) en los segmentos del detector clover son colocados en la matriz coincidencia γ - γ perpendicular u horizontal respectivamente. Ambas matrices contienen la estadística de todos los núcleos formados en la reacción de fusión-evaporación. Haciendo *gates* en los picos más fuertes en ambas matrices se obtiene dos espectros, perpendicular y horizontal. Después, sumando la colección estadística de los *gates* se obtiene el espectro para el núcleo de ^{75}Br , igualmente para ^{74}Se y ^{75}Se . Entonces se determina la intensidad de cada transición fuerte por medio del área del correspondiente pico en ambos espectros, perpendicular y horizontal. La transición puede presentar carácter eléctrico si el valor de la asimetría es positivo y carácter magnético si la asimetría es negativa (ver Figuras. 3.19, 3.20, 3.21, 4.2, y cuadro 4.2). La figura 3.19 muestra para el ^{75}Br el espectro de la suma de los *gates* en transiciones de 742, 840, 563, 830 keV desde las matrices 'perpendicular' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul). La transición 88 keV de ^{75}Br tiene carácter eléctrico E2, lo mismo ocurre en las transiciones en las que el pico 'perpendicular' N_{\perp} (rojo) es mayor que el pico 'horizontal' N_{\parallel} (azul). En el caso de la transición de 119 keV el pico 'horizontal' N_{\parallel} (azul) es mayor que el pico 'perpendicular' N_{\perp} (rojo) es una mezcla de M1 y E2.

El análisis de las matrices de coincidencia se realizó con el programa **Gnscope** [8], en el cual se realiza la proyección de los *gates* de las transiciones, la suma de espectros y la determinación de la intensidad de los picos en las matrices de coincidencia γ - γ , 'perpendicular' y 'horizontal'.

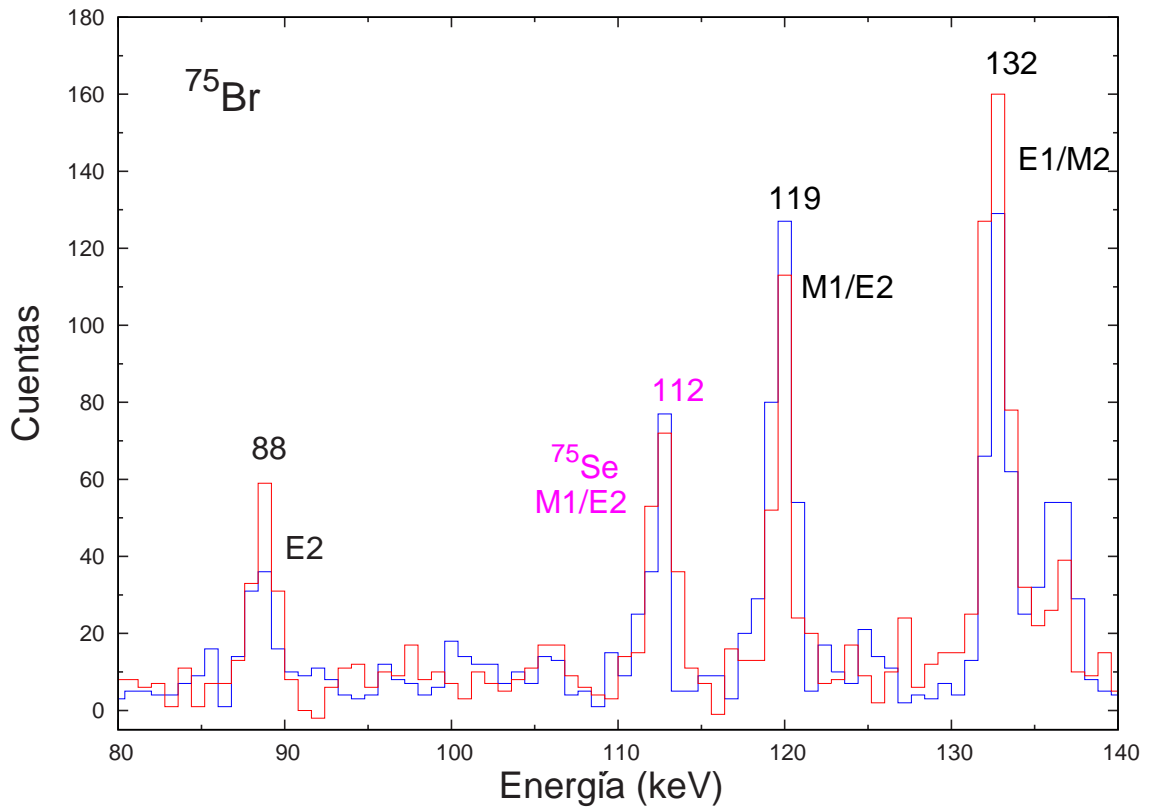


Figura 3.19: Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de baja energía en ^{75}Br , se indica el carácter electromagnético para las transiciones de 88 keV (Banda A), 119 keV (Banda F), 132 keV (Banda A).

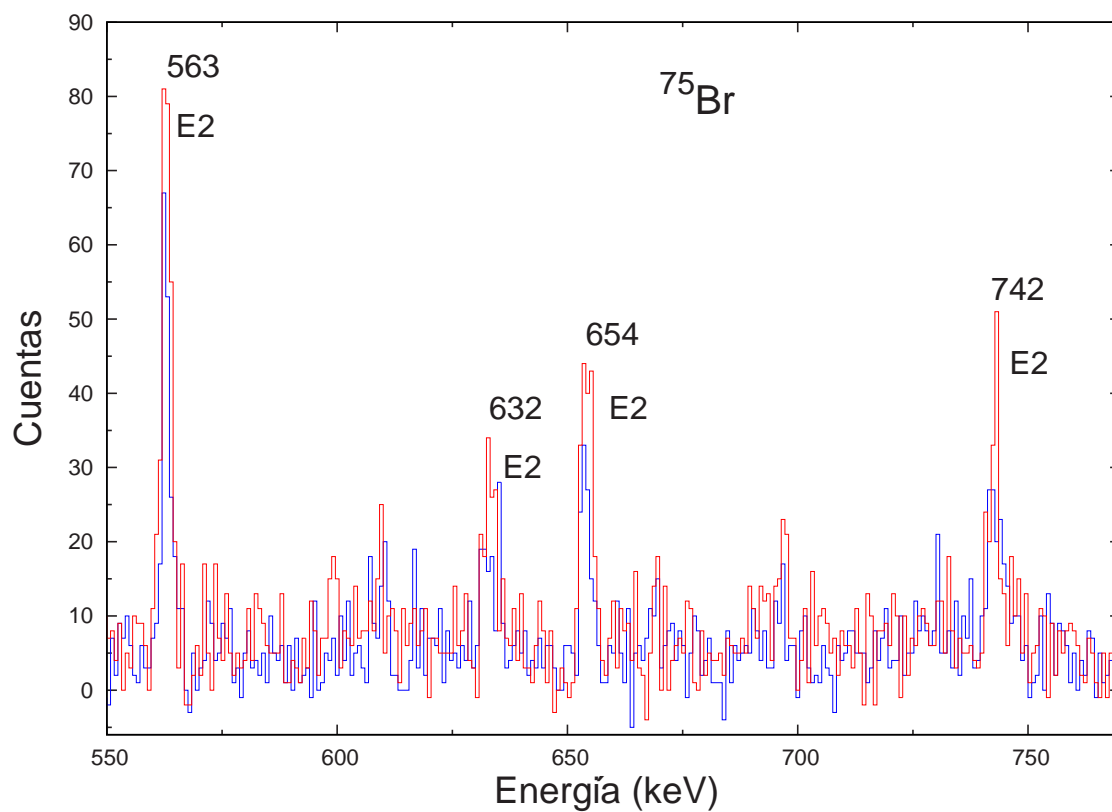


Figura 3.20: Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de alta energía en ^{75}Br , se indica el carácter electromagnético de las transiciones de 563 keV (Banda A), 632 keV (Banda G), 654 keV y 742 keV (Banda F).

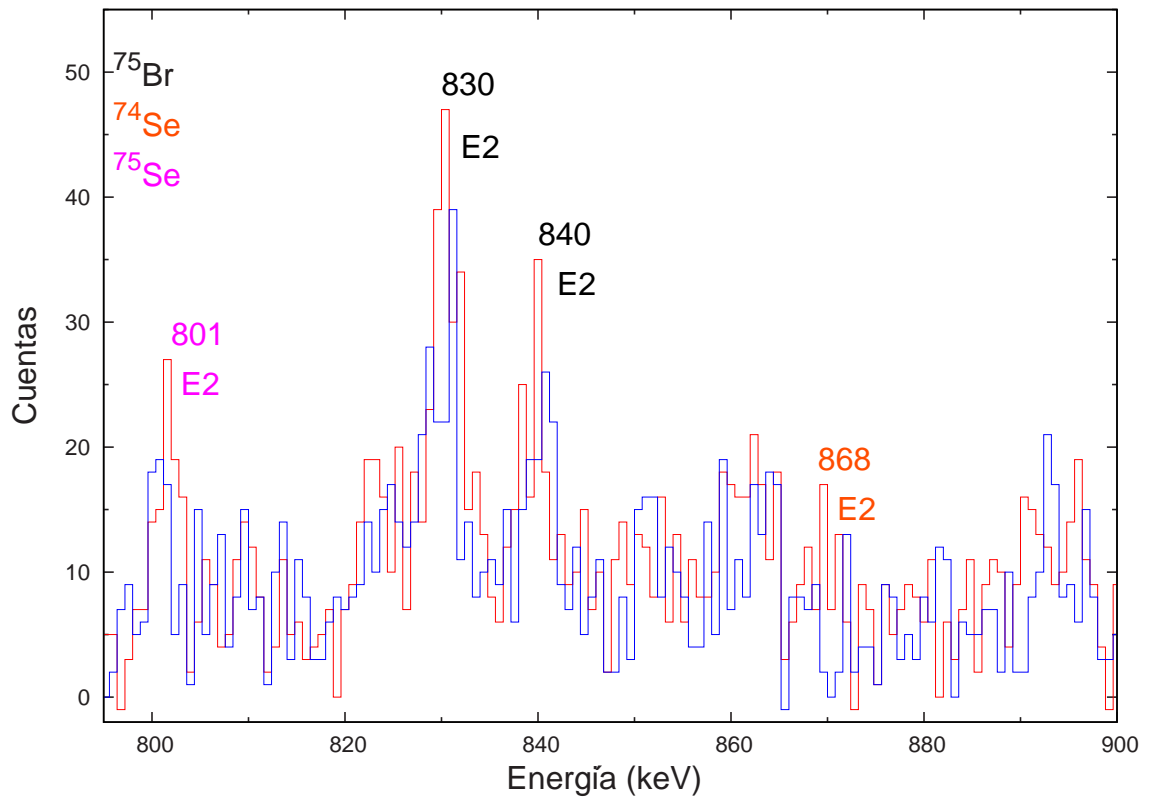


Figura 3.21: Espectro desde las matrices vertical' N_{\perp} (rojo) y 'horizontal' N_{\parallel} (azul) para estados de alta energía en ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , se indica el carácter electromagnético de las transiciones de 801 keV (Banda A) en ^{75}Se , 830 keV (Banda A) y 840 keV (Banda F) en ^{75}Br , y 868 en (Banda B) ^{74}Se . (Figuras. 3.4, 3.9, y 3.14)

Capítulo 4

Resultados

4.1. Normalización del espectro

La eficiencia en la detección de todas las posibles combinaciones 'perpendicular' y 'horizontal' de los detectores clover usados en el experimento no son necesariamente idénticas. Por lo tanto, se realiza la calibración para asegurar que el número de cuentas 'perpendicular', N_{\perp} , iguale el número de cuentas 'horizontal' N_{\parallel} para radiación γ no polarizada de energía E_{γ} . Esta normalización puede hacerse mirando la radiación isotrópica de una fuente de calibración, en este caso, ^{152}Eu , y con este proceso hallar los coeficientes de normalización $a(E_{\gamma}) = \frac{N_{\perp}}{N_{\parallel}}$. Los valores de la energía y de $a(E_{\gamma})$ se muestran en el cuadro 4.1 y se representan en la Fig. 4.4.

Las incertidumbres, $\Delta a(E_{\gamma})$, se han derivado de análisis del error de estándar, mediante la fórmula:

$$\Delta a(E_{\gamma}) = a(E_{\gamma}) \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\perp}}{N_{\perp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\parallel}}{N_{\parallel}}\right)^2} \quad (4.1)$$

con

$$\Delta N_{\perp} = \sqrt{N_{\perp}} \quad \Delta N_{\parallel} = \sqrt{N_{\parallel}} \quad (4.2)$$

Posteriormente, en la regresión lineal se incluyen las incertidumbres de cada dato obteniendo la expresión: $a(E_{\gamma}) = m \cdot (E_{\gamma}) + b$

$$a(E_{\gamma}) = -4.5073 \cdot 10^{-5}(E_{\gamma}) + 1.0662 \quad (4.3)$$

Los datos de $a(E_{\gamma})$ hallados mediante la calibración con ^{152}Eu se muestran en la cuadro 4.1, y se representan gráficamente junto con la indeterminación en $a(E_{\gamma})$ hallada con la Eq. (4.1) en la Fig. 4.1.

Energía [keV]	$a(E_\gamma)$
121.78	1.09(1)
244.7	1.04(2)
344.28	1.04(1)
444	1.05(3)
778.9	1.02(2)
867.38	1.01(4)
964.1	1.02(2)
1085.84	1.03(3)
1112.07	1.02(2)
1408.01	1.01(2)

Cuadro 4.1: Coeficientes de normalización $a(E_\gamma)$ determinados para algunas energías de rayos γ de ^{152}Eu

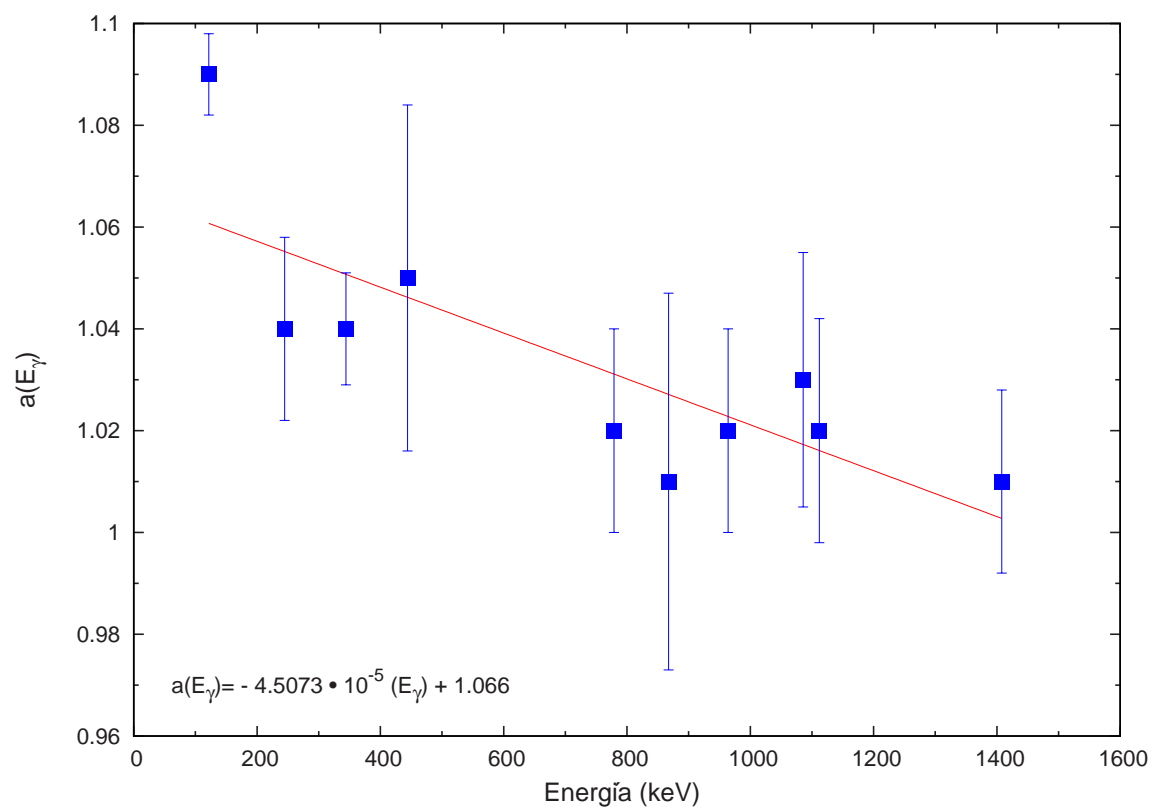


Figura 4.1: Dependencia de $a(E_\gamma)$ con la energía.

Luego de hallar $a(E_\gamma)$ se determina la asimetría A mediante la fórmula:

$$A = \frac{a \cdot N_\perp - N_\parallel}{a \cdot N_\perp + N_\parallel} \quad (4.4)$$

Las incertidumbres ΔA se hallan mediante la fórmula:

$$\Delta A = \left(\frac{\partial A}{\partial a} \Delta a \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_\perp} \Delta N_\perp \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_\parallel} \Delta N_\parallel \right)^2 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial A}{\partial a} = \frac{2 \cdot N_\perp \cdot N_\parallel}{(a \cdot N_\perp + N_\parallel)^2} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial A}{\partial p} = \frac{2 \cdot a \cdot N_\parallel}{(a \cdot N_\perp + N_\parallel)^2} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial A}{\partial h} = -\frac{2 \cdot a \cdot N_\perp}{(a \cdot N_\perp + N_\parallel)^2} \quad (4.8)$$

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{4 \cdot N_\perp^2 \cdot N_\parallel^2 \cdot (\Delta a)^2 + 4 \cdot a^2 \cdot N_\perp \cdot N_\parallel \cdot (N_\parallel + N_\perp)}{(a \cdot N_\perp + N_\parallel)^4} \right)} \quad (4.9)$$

4.2. Correlaciones direccionales de estados orientados (DCO)

Este tema está basado en el uso de las técnicas de coincidencia γ para el examen de las distribuciones angulares. Considerando dos detectores en posiciones a ciertos ángulos con respecto al haz θ_1 y θ_2 . Supongamos cierta cascada gamma que contenga las transiciones γ_1 y γ_2 . Se define la razón DCO, como la razón entre las intensidades de las coincidencias [3]; de la siguiente manera

$$R_{DCO}(\theta_1, \theta_2; \gamma_1, \gamma_2) = \frac{I(\gamma_1 \text{ observada en } \theta_1; \text{ en coincidencia con } \gamma_2 \text{ en } \theta_2)}{I(\gamma_1 \text{ observada en } \theta_2; \text{ en coincidencia con } \gamma_2 \text{ en } \theta_1)} \quad (4.10)$$

En el caso de los valores de la razón R_{DCO} para ^{75}Br tomados de [5] los detectores ubicados a 35° y 145° son simétricos con respecto a los detectores ubicados a 90° , el arreglo fue construido con los datos a 90° sobre un eje y los datos a 35° y 145° sobre el otro. Los *gates* en este arreglo son usados para determinar la multipolaridad de las transiciones gamma calculando la razón R_{DCO} , correlaciones direccionales de estados orientados (DCO), de acuerdo a :

$$R_{DCO} = \frac{I(\gamma_1 \text{ observada en } 35^\circ, 145^\circ; \text{ en coincidencia con } \gamma_2 \text{ en } \theta_2)}{I(\gamma_1 \text{ observada en } \theta_2; \text{ en coincidencia con } \gamma_2 \text{ en } \theta_1)} \quad (4.11)$$

4.3. Asimetría A

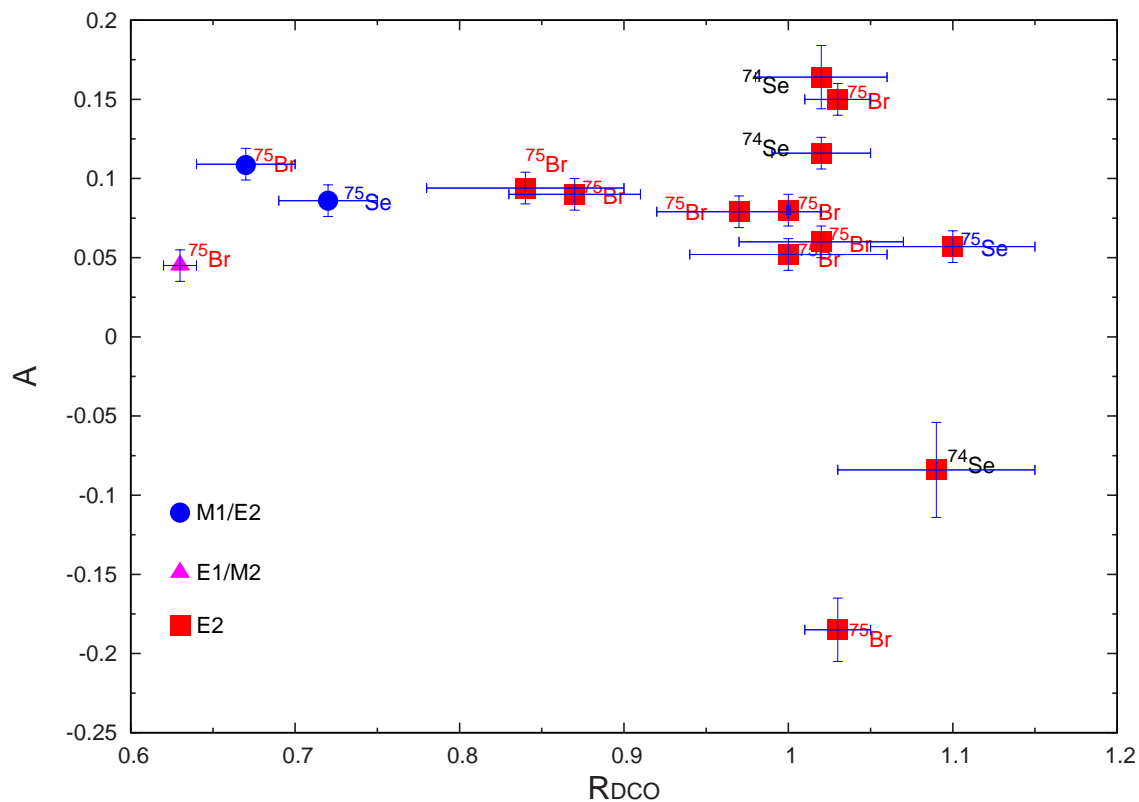


Figura 4.2: Representación de la asimetría A , y de la razón DCO (Correlaciones Direccionales de estados Orientados) para algunas de las transiciones de los núcleos ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , se indican las transiciones E2, E1/M2, M1/E2.

4.4. Resultados

La medida de la polarización lineal para los núcleos de ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , se compila en la siguiente tabla, los valores de asimetría A hallados en el trabajo y los valores de la razón R_{DCO} tomados de las referencias [5, 9, 10] se representan graficamente en (Fig. 4.2) junto con sus incertidumbres.

Energía [keV]	R_{DCO}	A	$X\ell$	I_i	I_f
^{75}Br					
119	0.67(3)	0.11 (1)	M1/E2	5/2-	3/2-
154	0.63(1)	0.05 (1)	E1/M2	3/2+	3/2-
563	0.97(5)	0.08 (1)	E2	13/2+	9/2+
632	0.84(6)	0.09 (1)	E2	11/2-	7/2-
654	0.87(4)	0.09 (1)	E2	9/2-	5/2-
664	1.04	0.11 (2)	E2	13/2+	9/2+
742	1.00	0.09 (1)	E2	13/2-	9/2-
747	0.97	0.09 (1)	E2	15/2-	11/2-
830	1.06	0.08 (1)	E2	17/2+	13/2+
840	1.00	0.28 (1)	E2	17/2-	13/2-
918	1.03(2)	0.15 (1)	E2	21/2-	17/2-
1022	1.00(6)	0.05 (1)	E2	23/2-	19/2-
1046	1.00(01)	0.08 (1)	E2	21/2+	17/2+
1075	1.02(5)	0.06 (1)	E2	25/2-	21/2-
1122	1.10	0.07 (2)	E2	27/2-	23/2-
1191	1.03(2)	-0.19 (2)	E2	27/2+	23/2+
^{74}Se					
728	1.02(3)	0.12 (1)	E2	4+	2+
868	1.02(4)	0.16 (2)	E2	6+	4+
1058	1.09(6)	-0.08 (3)	E2	10+	8+
^{75}Se					
112	0.72(3)	0.09 (1)	M1/E2	7/2+	5/2+
801	0.98	0.07 (1)	E2	13/2+	9/2+
976	1.10(5)	0.06 (1)	E2	17/2+	13/2+

Cuadro 4.2: Energías para algunos estados excitados de ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , valores de la razón R_{DCO} para ^{75}Br tomados de [5], R_{DCO} para ^{74}Se tomados de [9], R_{DCO} para ^{75}Se tomados de [10], valores de Asimetría con los errores en parentesis , carácter multipolar, espín y paridad de los estados inicial y final para cada transición

Discusión y conclusiones

Recapitulando, el desarrollo del trabajo está enfocado a la medida de la polarización lineal de los núcleos residuales ^{75}Br , ^{74}Se , ^{75}Se , para los cuales sus estados de alto espín son poblados mediante la reacción de fusión-evaporación $^{48}\text{Ti}(^{30}\text{Si}, p2n)^{75}\text{Br}$ a 85 MeV. Estos núcleos se ubican en la región de masa $A = 80$. Son estudiados por que son los que en los datos experimentales se ven con mejor estadística, el programa `pace2` (Projection - Angular momentum - Coupled - Evaporation) [4] solamente se usó como guía respecto a qué núcleos se pueden encontrar en la reacción.

Para determinar la polarización se debe determinar la asimetría A . La transición puede presentar carácter eléctrico si el valor de la asimetría es positivo y carácter magnético si la asimetría es negativa [2] en el caso de núcleos orientados de la manera indicada en la Fig. 2.5.

Las Figuras 3.19, 3.20 y 3.21 muestran que las transiciones de 88, 563, 632, 654, 742, 830, 840 keV en ^{75}Br , y las transiciones de 801 keV en ^{74}Se y 868 en ^{75}Se , tienen carácter eléctrico E, ya que la intensidad 'perpendicular' N_{\perp} (rojo) es mayor que la intensidad 'horizontal' N_{\parallel} (azul), lo cual concuerda con los resultados expuestos en el cuadro 4.2, donde se ve el valor de la asimetría A es positivo, además en la Fig. 4.2 se muestra como el carácter multipolar depende del valor de la razón R_{DCO} , para cuadrupolo puro $R_{DCO} \sim 1,0$ como es el caso de estas transiciones (cuadro 4.2).

Para la transición de 132 keV en ^{75}Br presenta una mezcla de multipolos E1/M2, en la Figura 3.19 se muestra que para esta energía la intensidad perpendicular es mayor que la horizontal, lo que nos indica que E1 tiene mayor intensidad que M2 en este caso.

La transición de 119 keV en ^{75}Br y 112 en ^{75}Se presentan mezcla de multipolos M1/E2 como podemos apreciar en el cuadro 4.2, en la Figura 3.19 vemos que la intensidad horizontal es mayor que la intensidad perpendicular, de la Fig. 4.2 deducimos que la intensidad E2 es mucho más grande que M1.

Bibliografía

- [1] Jackson, J.D., Second edition. Wiley. Classical Electrodynamics
- [2] Morinaga, H., Yamazaki, T., 1976 NHPC. In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy.
- [3] Cristancho, F., Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá 1999. La espectroscopia gamma, el discreto y el continuo nuclear.
- [4] A. Gavron in Computational Nuclear Physics Vol. 2: Nuclear Reactions, Ch. 6: Statistical-Model Calculations with Angular-Momentum Coupling, Springer-Verlag (1993). Eds: K. Langanke and J. A. Maruhn and S. E. Koonin.
- [5] G. Z. Solomon, G. D. Johns, R. A. Kaye, and Sam Tabor., PRC 59, 1339 (1999). Shape competition and shape coexistence in ^{75}Br .
- [6] J. Döring, G. D. Johns, M. A. Riley, S. L. Tabor, Y. Sun., PRC 57, 2912 (1998). Band structures and alignment properties in ^{74}Se .
- [7] G. Z. Solomon, G. D. Johns, R. A. Kaye, and Sam Tabor., PRC 59, 1175 (1999). Intruder structures in ^{75}Se .
- [8] Pavan, John., Gnuscope. <http://nucalf.physics.fsu.edu/~pavan/gnuscopehelp.html>
- [9] P. D. Cottle, J. W. Holcomb, T. D. Johnson, K. A. Stuckey, S. L. Tabor, and P. C. Womble., PRC 42, 1254 (1990). Shape coexistence and octupole vibrations in ^{74}Se .
- [10] T. D. Johnson, T. Glasmacher, J. W. Holcomb, P.C. Womble, and S. L. Tabor., PRC 46, 516 (1992). Rotational band structure in ^{75}Se .