

# Medición de los tiempos de vida de las bandas de paridad positiva del núcleo $^{83}\text{Y}$

Delvis Leonor Pérez Saltarén  
Código 835009

Trabajo de grado para optar por el título de Magister en  
Ciencias Física

Dirigido por: Luis Fernando Cristancho Mejía

UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
Bogotá, agosto de 2007

**Resumen:** Una de las cantidades experimentales más importantes, cuando se investiga la estructura nuclear, es el momento cuadrupolar eléctrico, el cual puede ser obtenido mediante la medición del tiempo de vida del estado.

El arreglo de detectores GAMMASPHERE junto con el arreglo de distintos detectores MICROBALL fueron usados para registrar los decaimientos gamma del  $^{83}\text{Y}$  producto de la reacción de fusión-evaporación de iones pesados  $^{58}\text{Ni}(^{32}\text{S},3p\alpha)$  a una energía de 134 MeV. Después de ser producidos en una lámina delgada, los núcleos de retroceso son frenados en un sustrato grueso de  $^{181}\text{Ta}$  (Método de atenuación por corrimiento Doppler). Se determinaron los tiempos de vida de las bandas yrast de paridad positiva mediante el uso de la técnica de Gate Por Encima GFA la cual anula los efectos de alimentación lateral y por lo tanto provee una medida más confiable de los tiempos de vida de los estados. El análisis de la misma transición mediante un Gate Por Abajo (GFB) provee una medida independiente del tiempo de alimentación lateral.

Encontrándose tiempos de alimentación lateral comparables, y en algunos casos mayores, que los tiempos de vida; disminución del momento cuadrupolar de transición promedio con el aumento del spin; y deformaciones cuadrupolares en promedio superiores a 0.2, para las bandas de paridad positiva del  $^{83}\text{Y}$ .

**Abstract:** When investigating nuclear structure, one of the most important experimental quantities is the electric quadrupole moment, which is obtained via the measurement of the state lifetime.

The GAMMASPHERE detector array and the charged-particle multidetector array MICROBALL were used to analyze the gamma decay of  $^{83}\text{Y}$  after the heavy ion fusion-evaporation reaction  $^{32}\text{S}(^{58}\text{Ni},3p\alpha)^{83}\text{Y}$  at 135 MeV beam energy. After production in a thin  $^{58}\text{Ni}$  foil ( $415 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), the recoil nuclei slowed down in a thick  $^{181}\text{Ta}$  backing (Doppler Shift Attenuation Method). We report on the lifetimes in the positive parity yrast bands by means of the Gate From Above technique which switches off side-feeding effects and therefore provides a more reliable measurement of the state lifetimes. Analyzing the same transition in a Gate From Below (GFB) provides an independent measurement of the side-feeding time.

Found side-feeding times comparable and in some cases bigger than lifetimes; decrease of the quadrupolar moments, in mean, with the spin increase and quadrupolar deformations bigger than 0.2 in the  $^{83}\text{Y}$  positive parity bands.

**Palabras Claves:** Reacciones de fusión-evaporación, Bandas rotacionales, Método de atenuación del corrimiento por efecto Doppler, Gates por arriba y por abajo, Momento cuadrupolar de deformación.

**Word Keys:** Fusion-evaporation reactions, rotational bands, Doppler shift attenuation method, Gates from above and below, Deformation quadrupolar moment.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Reacciones y Efecto Doppler . . . . .	1
1.2. El núcleo $^{83}\text{Y}$ . . . . .	4
<b>2. Arreglo experimental</b>	<b>9</b>
2.1. Construcción de matrices . . . . .	9
<b>3. AhKin</b>	<b>13</b>
3.1. El método de atenuación del corrimiento por efecto Doppler . . . . .	13
3.2. Aspectos que afectan un espectro DSA . . . . .	14
3.3. Errores relevantes . . . . .	17
3.4. La medición de la vida media . . . . .	18
3.5. Tiempo de vida y estructura nuclear . . . . .	19
<b>4. Medición de los Tiempos de Vida</b>	<b>21</b>
4.1. Método para seleccionar gates . . . . .	21
4.2. Ajuste de líneas. Programa AhKin . . . . .	21
4.3. Gates permitidos . . . . .	22
4.4. Intensidades y patrón de decaimiento . . . . .	26
4.5. Tiempos de vida . . . . .	26
4.5.1. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=+$ ) . . . . .	26
4.5.2. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=-$ ) . . . . .	41
4.6. Tiempos de alimentación lateral . . . . .	47
4.6.1. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=+$ ) . . . . .	47
4.6.2. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=-$ ) . . . . .	52
4.6.3. Tiempos de alimentación lateral encontrados . . . . .	52
<b>5. Resultados</b>	<b>55</b>
5.1. Tiempos de vida . . . . .	55
5.2. Tiempos de alimentación lateral . . . . .	56
5.3. Momentos y deformaciones cuadrupolares . . . . .	59
<b>6. Análisis y conclusiones</b>	<b>65</b>



# Índice de figuras

- 1.1. Tabla de los núclidos mostrando la ubicación aproximada del  $^{83}_{39}\text{Y}_{44}$ . Los números indicados son los números atómicos y de masa.
- 1.2. Esquematación del proceso de fusión-evaporación. Horizontalmente se esquematiza el proceso de fusión y verticalmente el de evaporación.
- 1.3. Esquematación del proceso de fusión al incidir  $^{32}\text{S}$  contra  $^{58}\text{Ni}$  y general  $^{90}\text{Ru}$ . El  $^{90}\text{Ru}$  es un núcleo hipotético.
- 1.4. Diagrama parcial de niveles de energía del  $^{83}\text{Y}$  [2]. Energías en keV y espines en  $\hbar$ . Nótese la presencia de niveles de espín  $0^+$  y  $2^+$ .
- 1.5. Diagramas de energías para neutrones como función de la deformación cuadrupolar  $\beta_2$ .
- 2.1. Esquematación de la colisión del  $^{32}\text{S}$  contra el blanco  $^{58}\text{Ni}$ . En ésta colisión se producen los núclidos  $^{83}\text{Y}$  y  $^{84}\text{Zr}$ .
- 2.2. Esquema del arreglo experimental GAMMASPHERE. Sistema de 110 detectores de radiación gamma.
- 2.3. Eficiencia relativa conjunta de los detectores de GAMMASPHERE. . 12
- 3.1. Esquema de: (a) La emisión de los rayos  $\gamma$  en diferentes lugares del frenador, (b) Variación de la intensidad de los rayos  $\gamma$  con el ángulo de detección.
- 3.2. Influencia del tamaño finito del detector. Dos rayos  $\gamma$  registrados por el detector formando un ángulo  $\theta$ .
- 3.3. Diferencia entre hacer un gate por abajo, GFB, y uno por arriba, GFA. Al hacer el gate por abajo se incluye la radiación de fondo.
- 4.1. Cálculo del tiempo efectivo  $\tau_0$  del estado A tomando gates por abajo. 22
- 4.2. Cálculo del tiempo  $\tau_0$  del estado A y del tiempo de alimentación lateral  $\tau_1$  correlacionados.
- 4.3. Cálculo del tiempo de vida  $\tau_0$  del estado A tomando gates por arriba. Se suponen conocidos los tiempos  $\tau_0$  y  $\tau_1$ .
- 4.4. Cálculo del tiempo de alimentación lateral  $\tau_0$  del estado A tomando gates por abajo. Se suponen conocidos los tiempos  $\tau_0$  y  $\tau_1$ .
- 4.5. Distribución de las poblaciones iniciales para la banda (+,+) [6] . 30
- 4.6. Distribución de las poblaciones iniciales para la banda (+, -) utilizadas en los ajustes.
- 4.7. Espectros experimentales de la línea de 1966 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante.
- 4.8. Cálculo de  $\chi_r^2$  para el ajuste producido por el programa AhKin para las líneas espectrales de 1966 keV.
- 4.9. Espectros experimentales de la línea de 1754 keV para los 4 ángulos de detección. La línea de 1754 keV es la línea de interés.
- 4.10. Cálculo de  $\chi_r^2$  para el ajuste producido por el programa AhKin para las líneas espectrales de 1754 keV.
- 4.11. Espectros experimentales de la línea de 1606 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante.
- 4.12. Espectros experimentales de la línea de 1486 keV para los 3 ángulos de detección. La línea de 1486 keV es la línea de interés.
- 4.13. Espectros experimentales de la línea de 1340 keV para los 2 ángulos de detección de 34° y 52.8°.
- 4.14. Espectros experimentales de la línea de 1193 keV para los 4 ángulos de detección al hacer el gate por arriba.
- 4.15. Espectros experimentales de la línea de 1080 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante.
- 4.16. Espectros experimentales de la línea de 1534 keV para los 4 ángulos de detección. La línea de 1534 keV es la línea de interés.
- 4.17. Espectros experimentales de la línea de 1431 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante.
- 4.18. Espectros experimentales de la línea de 1260 keV para los ángulos de detección de 52.8° y 127°.
- 4.19. Espectros experimentales de la línea de 1092 keV para los ángulos de detección de 127° y 152°.
- 4.20. Espectros experimentales de la línea de 966 keV para los 4 ángulos de detección. La línea de 966 keV es la línea de interés.

- 4.21. Espectros experimentales de la línea de 1606 keV para los 4 ángulos de detección hacia adelante
- 4.22. Espectros experimentales de la línea de 1486 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante
- 4.23. Espectros experimentales de la línea de 1340 keV para los 4 ángulos de detección. La línea conti
- 4.24. Espectros experimentales de la línea de 1260 keV para los ángulos  $52.81^\circ$  y  $127.19^\circ$ . La línea con
  
- 5.1. Tiempo de vida,  $\tau$ , y de alimentación lateral,  $\tau_F$ , en función de del spin total,  $I_i$ , para la banda
- 5.2. Tiempo de vida,  $\tau$ , y de alimentación lateral,  $\tau_F$ , en función de del spin total,  $I_i$ , para la banda
- 5.3. Comparación entre los momentos cuadrupolares de transición encontrados en el presente trabajo
- 5.4. Comparación entre los momentos cuadrupolares de transición encontrados en el presente trabajo
  
- 6.1. Proyección del spin a lo largo de eje de rotación  $I_x$ , momentos de inercia cinemático  $\mathcal{J}^{(1)}$ , dinám
- 6.2. Proyección del spin a lo largo de eje de rotación  $I_x$ , momentos de inercia cinemático  $\mathcal{J}^{(1)}$ , dinám

# Índice de tablas

2.1. Ubicación y número de detectores utilizados para la detección de los rayos $\gamma$ .	11
4.1. Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con el espectro de las transiciones	
4.2. Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (-)	
4.3. Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (-)	
4.4. Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (-)	
4.5. Intensidades medidas para las transición de la banda (+, -) haciendo gate en 794 keV	
4.6. Intensidades medidas para las transición de la banda (+, +) haciendo gate en 897 keV	
4.7. Promedio ponderado sobre el número de detectores de las intensidades para las transiciones	
4.8. Gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida	
4.9. Gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida	
4.10. Gates empleados para calcular los tiempos de alimentación lateral para la banda (+, +)	
4.11. Tiempos de alimentación lateral ( $\tau_F$ ) de las bandas 1 y 2. $E_x$ es la energía del estado, $I$	
5.1. Energía y tiempos de vida de los estados de la banda (+, +) o banda del estado base del $^{83}\text{Y}$	
5.2. Energía y tiempos de vida de los estados de la banda (+, -) del $^{83}\text{Y}$ . $\tau_{\text{ace}}$ es obtenido con	
5.3. . . . . .	57
5.4. . . . . .	58
5.5. Energías de excitación, spins iniciales, energías de transición, probabilidad de transición	
5.6. Igual a la tabla 5.5 para la banda (+, +), suponiendo $\gamma = 0$ y $K = 5/2$ . Sólo se utilizó	





# Capítulo 1

## Introducción

La figura 1.1 muestra el mapa general de los núcleos. Los números corresponden a núcleos particularmente estables (números mágicos) no deformados (esféricamente simétricos) que forman capas cerradas y cuyos espectros provienen en líneas generales de excitaciones de partícula aislada o excitaciones colectivas vibracionales. En círculos se muestran las regiones en las cuales se encuentran los núcleos deformados y cuyos espectros pueden provenir de excitaciones colectivas rotacionales.

### 1.1. Reacciones de fusión-evaporación y Corrimiento por Efecto Doppler

Si se envía un haz de iones (proyectiles) sobre una película que contiene los núcleos blanco, el proyectil se fusiona con el blanco y forma un núcleo compuesto con una energía de excitación y spin altos, el cual puede fisionarse (este modo de decaimiento no nos interesa), o decaer por emisión de nucleones o núcleos ligeros (evaporación) hasta un núcleo residual cuyo decaimiento posterior sucede a través de emisión de rayos gamma. Continuamente los estados nucleares son poblados mediante la reacción (población del continuo al discreto) y mediante el decaimiento gamma desde otros estados nucleares (población del discreto al discreto). En la parte horizontal de la figura 1.2 se esquematiza el proceso de fusión y en la vertical el proceso de evaporación de nucleones o núcleos ligeros que experimenta el núcleo rotante (con momento angular  $I_x$ ) producto de la colisión, convirtiéndose así en un núcleo residual que mediante la emisión  $\gamma$  llega a su estado base.

La reacción utilizada para obtener el  $^{83}\text{Y}$  se esquematiza en la figura 1.3. En la reacción de fusión de  $^{32}\text{S}$  con  $^{58}\text{Ni}$  se forma  $^{90}\text{Ru}$ , que al evaporar una partícula  $\alpha$  y 3 protones genera el  $^{83}\text{Y}$ . La evaporación se puede dar de muchas formas, siendo los principales contaminantes los núcleos de  $^{86}\text{Zr}$ ,  $^{84}\text{Zr}$  y  $^{80}\text{Sr}$ .

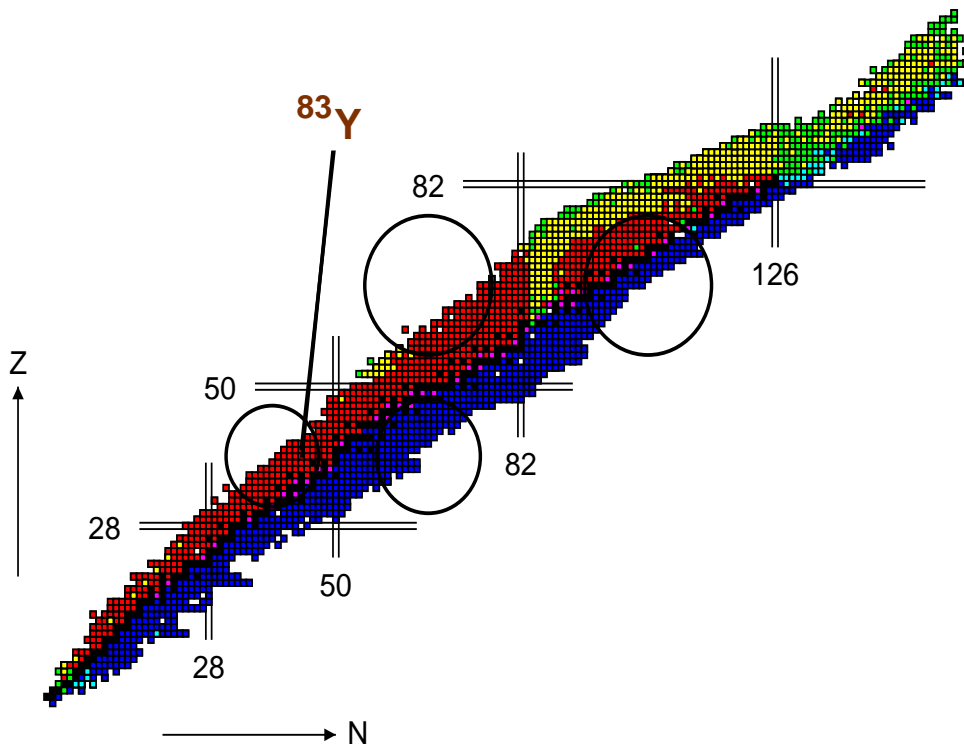


Figura 1.1: Tabla de los núclidos mostrando la ubicación aproximada del  ${}^{83}_{39}\text{Y}_{44}$ . Los números indican la posición de los números mágicos. Los círculos denotan las regiones en donde es de esperar núcleos deformados con espectros rotacionales.

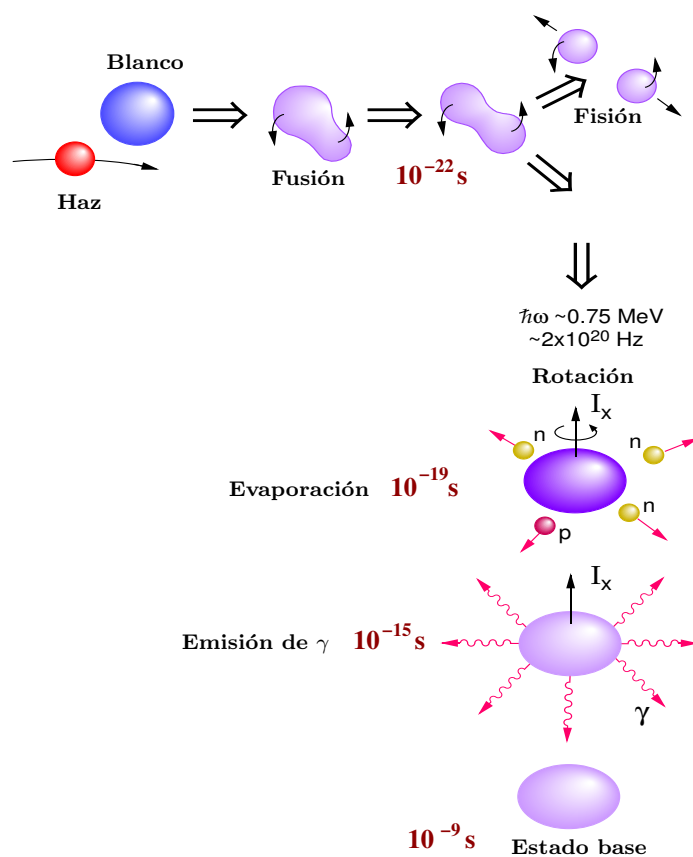


Figura 1.2: Esquemización del proceso de fusión-evaporación. Horizontalmente se esquematiza el proceso de fusión y verticalmente el de evaporación. Son dados los tiempos en los que en promedio cada proceso se genera a partir de la colisión.

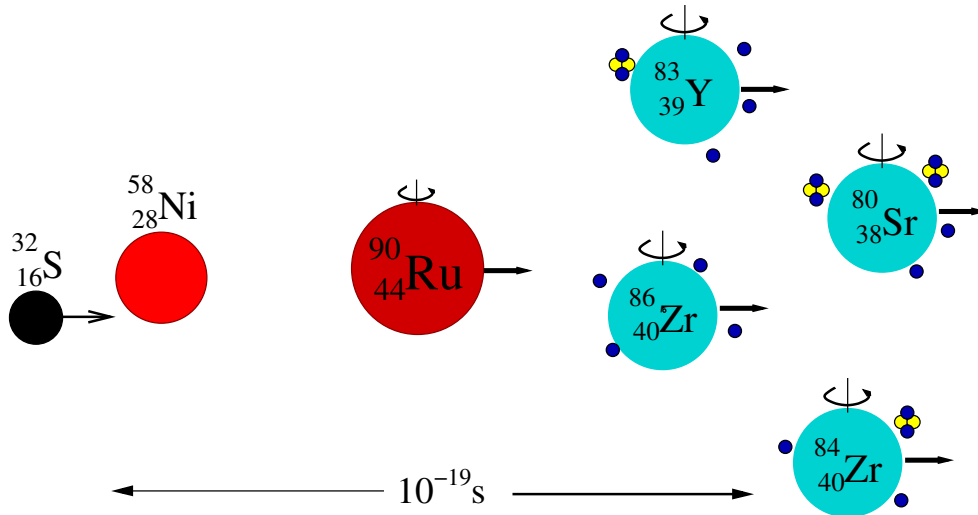


Figura 1.3: Esquemización del proceso de fusión al incidir  $^{32}\text{S}$  contra  $^{58}\text{Ni}$  y genera  $^{90}\text{Ru}$ . El  $^{90}\text{Ru}$  evapora distintas partículas, generando distintos núcleos residuales.

Por el hecho de haber una velocidad relativa entre la fuente de los rayos gamma (los núcleos residuales) y el observador (los detectores, fijos al sistema de laboratorio), los  $\gamma$  son detectados con un corrimiento en su energía por efecto Doppler. El método de atenuación del corrimiento por efecto Doppler (Doppler Shift Attenuation Method, DSAM) es útil para medir vidas medias de estados nucleares de fracciones o del orden de los picosegundos [1], siendo por ello útil para medir los tiempos de vida de los núcleos residuales de la reacción de fusión evaporación.

## 1.2. El núcleo $^{83}\text{Y}$

El diagrama de niveles de energía experimental para el  $^{83}\text{Y}$  [2] se indica en la figura 1.4. Cada banda está caracterizada por la paridad y por la signatura, o factor de fase que permite escribir las funciones de onda simetrizadas necesarias para establecer la invarianza del hamiltoniano para rotaciones de  $180^\circ$  alrededor de un eje perpendicular al eje de simetría en núcleos axialmente simétricos. El número cuántico de signatura, definido mediante  $\alpha = \frac{1}{2}(A \bmod 2)$ , separa las banda de rotación en dos secuencias, siendo los estados en cada banda caracterizados por el spin total  $I$ . Para núcleos impares,  $I = 1/2, 5/2, 9/2, \dots$  en la banda para  $\alpha = +1/2$ , y  $I = 3/2, 7/2, 11/2, \dots$  para  $\alpha = -1/2$ , designadas como bandas de paridad positiva y signatura positiva y negativa, respectivamente.

La figura 1.5 [3] muestra los niveles de energía según el modelo de Nilsson calcu-

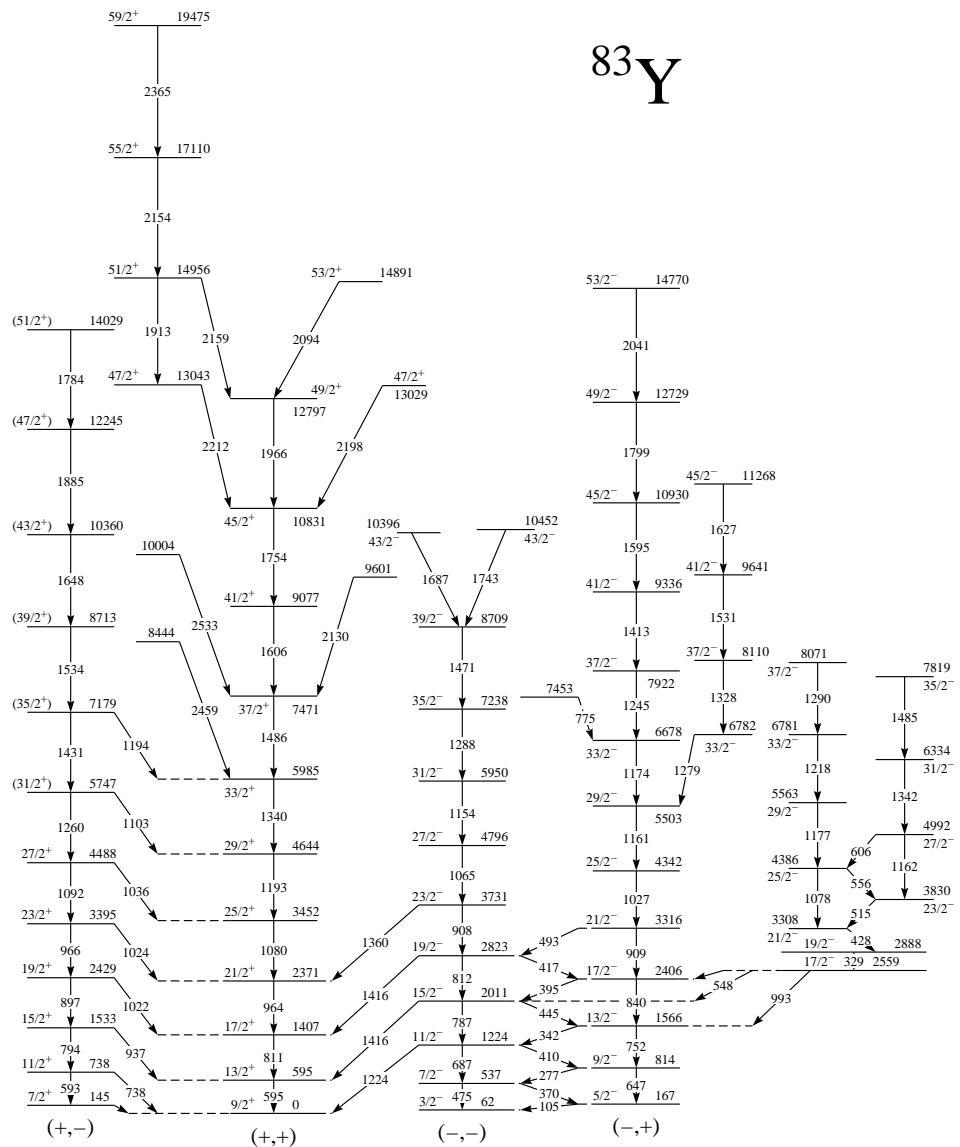


Figura 1.4: Diagrama parcial de niveles de energía del  $^{83}\text{Y}$  [2]. Energías en keV y espines en  $\hbar$ . Nótese en la parte inferior de las bandas la identificación por paridad y signatura. El primer signo entre paréntesis indica la paridad, el segundo la signatura. Así, (+, -) está asignado a una banda de paridad  $\pi = +1$  y signatura  $\alpha = -1/2$ .

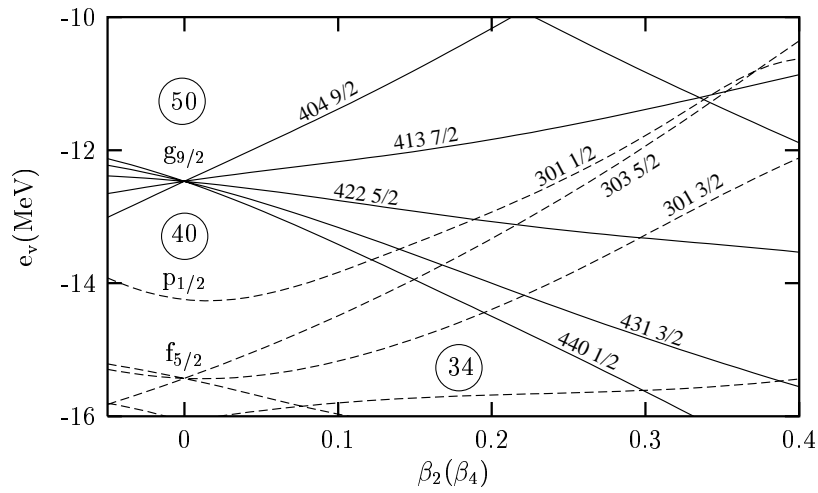


Figura 1.5: Diagramas de energías para neutrones como función de la deformación cuadrupolar  $\beta_2$  calculados usando el potencial de Woods-Saxon [3]. Aunque las funciones de onda están fuertemente mezcladas en muchos casos, se muestran los números cuánticos asintóticos  $[Nn_z\Lambda\Omega]$  para simplificar la identificación de los niveles. También se dan los números cuánticos esféricos, puesto que ellos son los más apropiados para pequeñas deformaciones [4].

lados usando el potencial de Woods-Saxon, el diagrama para protones es similar. El  $^{83}\text{Y}$  con 39 protones y 44 neutrones, en su estado base y según el modelo de capas, los 11 protones por encima del número mágico 28 ocupan los orbitales  $3p_{3/2}$ ,  $3f_{5/2}$  y  $3p_{1/2}$ , mientras que los 16 neutrones por encima del número mágico 28 ocupan los orbitales  $3p_{3/2}$ ,  $3f_{5/2}$ ,  $3p_{1/2}$  y  $4g_{9/2}$ . Los orbitales  $g_{9/2}$  tienen paridad opuesta a los otros tres y juegan un papel importante.

Uno de los principales objetivos del estudio de la estructura nuclear es el estudio de la forma del núcleo, la cual está estrechamente relacionada con la deformación colectiva para el caso de los núcleos rotacionales. Se pueden tener evidencias experimentales de la deformación en varias cantidades medibles: niveles de energía, momentos de inercia o probabilidades de transición cuadrupolar; éstas últimas permiten deducir los momentos cuadrupolares eléctricos, siendo éstos los que mejor reflejan cuantitativamente la deformación. Sin embargo, la medición de los tiempos de vida necesarios para determinarlos, demanda mejor estadística que la necesaria para encontrar, por ejemplo, los niveles de energía. En la actualidad gracias a la disponibilidad de grandes sistemas de detección tanto para partículas como para gammas, se han podido hacer estudios a alto momentum angular para analizar las causas de la variación de la colectividad con la frecuencia rotacional.

En trabajos previos [2, 5] se midieron tiempos de vida entre  $21/2^+$  y  $49/2^+$  para la banda principal y entre  $23/2^+$  y  $35/2^+$  en la segunda banda. Encontrándose también para el  $^{83}\text{Y}$  una deformación  $\beta_2=0.33$  para la banda principal (banda de paridad y signatura positivas en la figura 1.4) [5] y de  $\beta_2=0.22$  para la segunda banda (banda de paridad positiva y signatura negativa en la figura 1.4) [2]. Concluyéndose adicionalmente que para ambas bandas se presenta un descenso gradual del momento cuadrupolar para incrementos en spin.

La importancia anteriormente mencionada acerca de la medición de los momentos cuadrupolares eléctricos, hace muy interesante la investigación de los estados de alto spin de un núcleo como  $^{83}\text{Y}$ . En el presente trabajo se cuenta con una mejor estadística que en trabajos previos lo cual presupone una determinación más acertada de los tiempos de vida ya que se puede utilizar la técnica de hacer gates por encima (detección en coincidencia con una transición superior a la transición bajo estudio dentro de la cascada de decaimientos) suprimiendo así, en muchos casos, los inconvenientes de la determinación de los tiempos de vida de la alimentación lateral. Similarmente, con la técnica de hacer gates por abajo (detección en coincidencia con una transición inferior a la transición bajo estudio dentro de la cascada de decaimientos) y gracias a la estadística, es posible determinar tiempos de vida de estados con más alto spin que en trabajos previos.

Resumiendo, el presente trabajo usa el método DSA para determinar los tiempos de vida media de estados excitados del  $^{83}\text{Y}$ , siguiendo el procedimiento de código AhKin [6]. Los datos experimentales fueron obtenidos en un experimento

de fusión-evaporación realizado en el Berkeley National Laboratory por la colaboración científica entre el Grupo de Física Nuclear de Florida State University, el Grupo de Estructura Nuclear de Berkeley y el Grupo de Física Nuclear de la Universidad Nacional de Colombia.



## Capítulo 2

# Arreglo experimental

Usando la reacción de fusión-evaporación  $^{58}\text{Ni}(^{32}\text{S},\alpha 3\text{p})^{83}\text{Y}$  a  $135\pm 1$  MeV y utilizando el ciclotrón de 88 pulgadas del Lawrence Berkeley National Laboratory con una corriente de haz de 3.5 partícula nA se poblaron estados de alto spin de  $^{83}\text{Y}$ . La velocidad de retroceso de los productos de la reacción (en nuestro caso el  $^{83}\text{Y}$ ) fue  $\beta = v/c \approx 0.034$ . Se utilizó un blanco de  $^{58}\text{Ni}$  de  $415 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de espesor, evaporado sobre una capa de  $^{181}\text{Ta}$  de  $10.3 \text{mg}/\text{cm}^2$  de espesor, usada para frenar los núcleos de retroceso.

En la reacción de fusión de  $^{32}\text{S}$  con  $^{58}\text{Ni}$  se forma  $^{90}\text{Ru}$ , el  $^{83}\text{Y}$  se genera al evaporar una partícula  $\alpha$  y 3 protones, ver figura 2.1. Los principales contaminantes son los núcleos de  $^{86}\text{Zr}$ ,  $^{84}\text{Zr}$  y  $^{80}\text{Sr}$ , los cuales se generan a partir de la evaporación de 4 protones; dos protones y una partícula  $\alpha$ ; 2 protones y 2 partículas  $\alpha$ , respectivamente.

Fue usado el arreglo completo GAMMASPHERE [7] (ver figura 2.2) con 95 detectores de Ge hiperpuro de alta eficiencia para registrar los eventos de múltiples coincidencias de rayos  $\gamma$ . Los detectores de Ge están rodeados por los de BGO con el fin de minimizar el background producido por el efecto Compton. Las partículas cargadas evaporadas fueron detectadas con el arreglo MICROBALL [8]. Este arreglo consiste de 96 centelleadores de CsI(Tl) cubriendo el 97% de una esfera completa alrededor del blanco.

### 2.1. Construcción de matrices

Con el fin de maximizar la selección de la radiación  $\gamma$  proveniente del decaimiento del  $^{83}\text{Y}$ , sólo se almacenaron los eventos que tuvieran 4 coincidencias de rayos  $\gamma$  junto con dos o tres protones y una partícula  $\alpha$  detectada en MICROBALL. Los eventos asociados con rayos  $\gamma$  fueron almacenados en matrices cuadradas de  $3000 \times 3000$  canales, donde en el eje  $y$  se almacenó la información correspondiente a los rayos  $\gamma$  registrados por cualquiera de los detectores y en el eje  $x$  los rayos  $\gamma$  registrados por detectores colocados en un par de anillos (conjunto de detectores que forman un mismo ángulo  $\theta$  con la dirección del haz) cercanos para obtener un

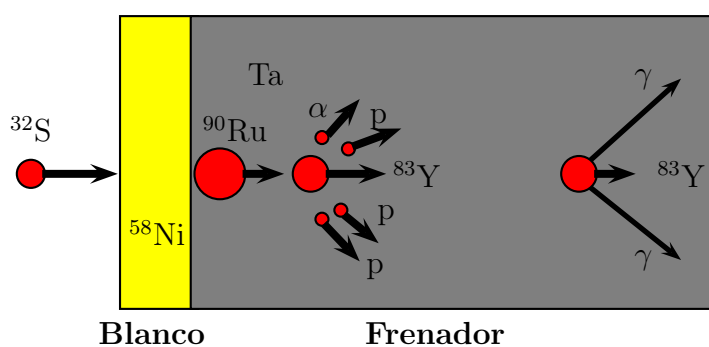
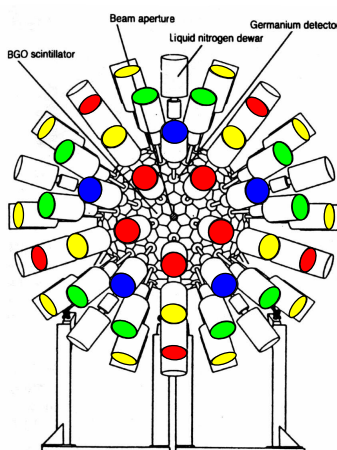


Figura 2.1: Esquemización de la colisión del  $^{32}\text{S}$  contra el blanco  $^{58}\text{Ni}$ . En esta colisión se producen núcleos de  $^{90}\text{Ru}$ , los cuales al evaporar una partícula  $\alpha$  y 3 protones se transforman en  $^{83}\text{Y}$ . El  $^{83}\text{Y}$  es frenado al viajar por el sustrato de  $^{181}\text{Ta}$ .



## GAMMASPHERE

Figura 2.2: Esquema del arreglo experimental GAMMASPHERE. Sistema de 110 detectores de radiación  $\gamma$ . El haz viene perpendicular al plano del papel por el centro de la figura. Los diferentes tonos en la superficie posterior de los criostatos indican los diferentes “anillos” (conjunto de detectores que forman un mismo ángulo  $\theta$  con la dirección del haz).

Ángulo $\theta$	Número de detectores	$\theta$ ponderado
31.7°	3	35.0°
37.4°	4	
50.1°	10	52.8°
58.3°	5	
121.7°	5	127.2°
129.9°	10	
142.6°	5	145.5°
148.7°	5	

Tabla 2.1: Ubicación y número de detectores utilizados para la detección de los rayos  $\gamma$ .

ángulo promedio ponderado, respecto a la dirección del haz, según la tabla 2.1. Para visualizar las proyecciones de estas matrices sobre el eje  $y$  o el  $x$ , y poder delimitar así el rango de energías de los gates y el fondo, se utiliza el programa GNUSCOPE [9].

De acuerdo con los cálculos entregados por PACE [10], el canal más intenso para esta reacción corresponde a  $^{86}\text{Y}$  con una sección eficaz de 197 mb, le sigue el  $^{80}\text{Sr}$  con una sección eficaz de 103 mb y por último está el  $^{84}\text{Zr}$  con una sección eficaz de 47 mb. En ciertas ocasiones el sistema de detección puede registrar dos protones como una partícula  $\alpha$ , dado que para MICROBALL la eficiencia en la detección de protones y  $\alpha$ 's es casi igual (aprox. 84 %) y si esto viene acompañado de la detección de dos protones más entonces el espectro estará contaminado por el  $^{86}\text{Zr}$ . En el caso en que se registren sólo dos protones y una partícula  $\alpha$  el contaminante será del  $^{84}\text{Zr}$ , por último, el  $^{80}\text{Sr}$  tiene menos posibilidades de contaminar debido a que es más fácil detectar la segunda partícula  $\alpha$  evaporada al generarse este núcleo.

La idea de tomar un par de anillos es trabajar con un mayor número de eventos y de esta manera aumentar la estadística. Igualmente se ha tomado información proveniente de ángulos complementarios, lo cual permite examinar la consistencia de los datos obtenidos.

La eficiencia relativa con la energía para los detectores de Ge se muestra en la figura 2.3, la cual fue obtenida mediante la utilización de fuentes de calibración de  $^{152}\text{Eu}$ .

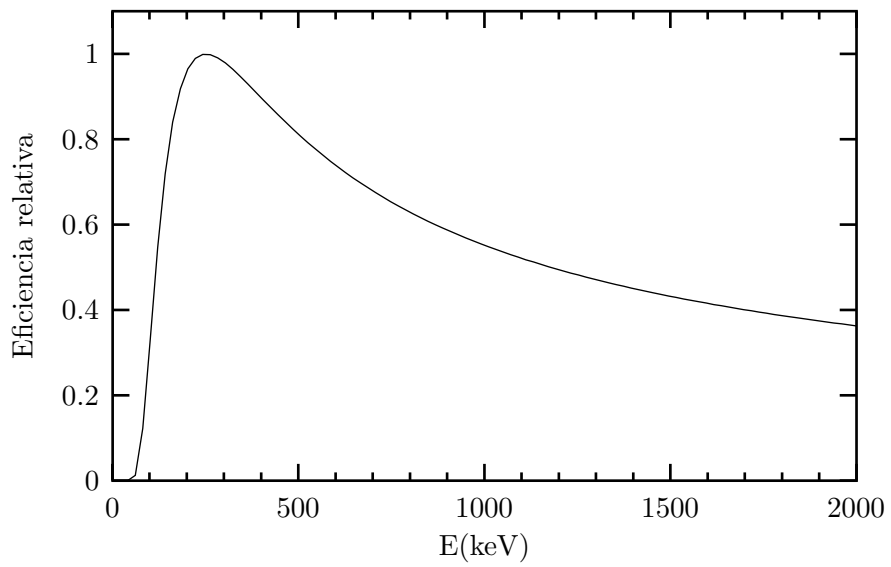


Figura 2.3: Eficiencia relativa conjunta de los detectores de GAMMASPHERE.

## Capítulo 3

# AhKin: programa para calcular los Tiempos de Vida

Para calcular los tiempos de vida se usará el programa **AhKin** desarrollado por A. Garzón [6]. Al programa se le debe dar un patrón de poblamiento inicial y un tiempo de vida para el estado. El patrón de poblamiento inicial es determinado experimentalmente a través de la correlación entre las intensidades de las transiciones involucradas. Luego, el programa predice la forma de línea que se obtendría y la compara con el espectro obtenido experimentalmente. El tiempo de vida del estado es aquel valor para el cual se obtiene la mejor correspondencia entre la línea simulada y la experimental.

En el trabajo de A. Garzón, para hacer énfasis en el punto de vista probabilístico, se postula la ley de decaimiento exponencial y se deduce de ella la ecuación de Bateman, la cual establece la evolución de la población cuando el tiempo se mide desde la creación del núcleo.

La vida media,  $\tau$ , de los estados tratados en este trabajo es tan corta, entre centésimas y unidades de picosegundos, que no hay dispositivos electrónicos capaces de resolver dos eventos que ocurran con una diferencia temporal de ese orden. En el método de atenuación del corrimiento por efecto Doppler, esta dificultad se elude debido a que el corrimiento en la energía del fotón,  $\Delta E$ , emitido en el momento del decaimiento del estado está relacionado con  $\tau$ . Este hecho se discute a continuación.

### 3.1. El método de atenuación del corrimiento por efecto Doppler

Por el hecho de haber una velocidad relativa entre la fuente de los rayos gamma (los núcleos residuales) y el observador (los detectores, fijos al sistema de laboratorio), los  $\gamma$  son detectados con un corrimiento en su energía  $\Delta E$  por efecto

Doppler, dado a primer orden en  $v/c$  por:

$$\Delta E = E_\gamma \frac{v}{c} \cos \theta \quad (3.1)$$

donde  $E_\gamma$  es la energía de la transición,  $v$  la velocidad del núcleo en el instante de la emisión,  $c$  la velocidad de la luz, y  $\theta$  el ángulo entre las direcciones de la velocidad del núcleo y el momento lineal del fotón (figura 3.1). La energía detectada  $E$  se relaciona con el corrimiento mediante

$$E = E_\gamma + \Delta E. \quad (3.2)$$

Así, el espectro de energías detectadas de una transición, llamado también *forma de línea*, no es una gaussiana, como en el caso de emisión de  $\gamma$  estando el núcleo en reposo (stop peak), sino que presenta formas como la mostrada en la parte (c) de la figura 3.1.

Según la ecuación 3.1,  $\Delta E$  es función de  $v$ , la cual a su vez es función del tiempo de vida, luego  $\Delta E$  es también función del tiempo de vida. La forma de línea de la transición es la densidad de probabilidad del corrimiento,  $f(\Delta E)$ , trasladada sobre el rango de energías de modo que el cero de corrimiento coincide con la energía de la transición  $E_\gamma$ . Por la naturaleza del proceso de frenado de los núcleos, para un valor dado de la vida media, estos no presentan exactamente la misma velocidad, sino que ésta se distribuye de acuerdo con cierta densidad de probabilidad que evoluciona con el tiempo. Por otra parte, dado que el detector abarca un ángulo sólido finito, la dirección de los fotones detectados no es única, en cambio, se distribuye según cierta densidad de probabilidad.

En los experimentos de DSA típicamente se usan detectores de Germanio, cuyas funciones respuesta a impulsos presentan un fotopico alto y estrecho precedido por una distribución Compton continua relativamente pequeña. Más aun, el predominio del fotopico sobre la distribución compton puede acentuarse con el uso de un sistema de supresión de efecto Compton, como lo es el arreglo MICROBALL [8]. En consecuencia, es posible aproximar la función respuesta por una gaussiana. Esta consideración fue tenida en cuenta en el programa **AhKin**, donde el ancho del fotopico a la mitad de la altura máxima, FWHM, en función de la energía del haces monoenergéticos se tomó como un polinomio de grado 2, cuyos coeficientes son hallados experimentalmente.

La forma de línea depende estrechamente de la relación entre el tiempo de frenado del núcleo en el frenador y el tiempo de vida del estado, así como de otros factores que ya fueron descritos y/o se describirán en la siguiente sección.

### 3.2. Aspectos que afectan un espectro DSA

En resumen, los aspectos considerados en el programa **AhKin**, son los siguientes:

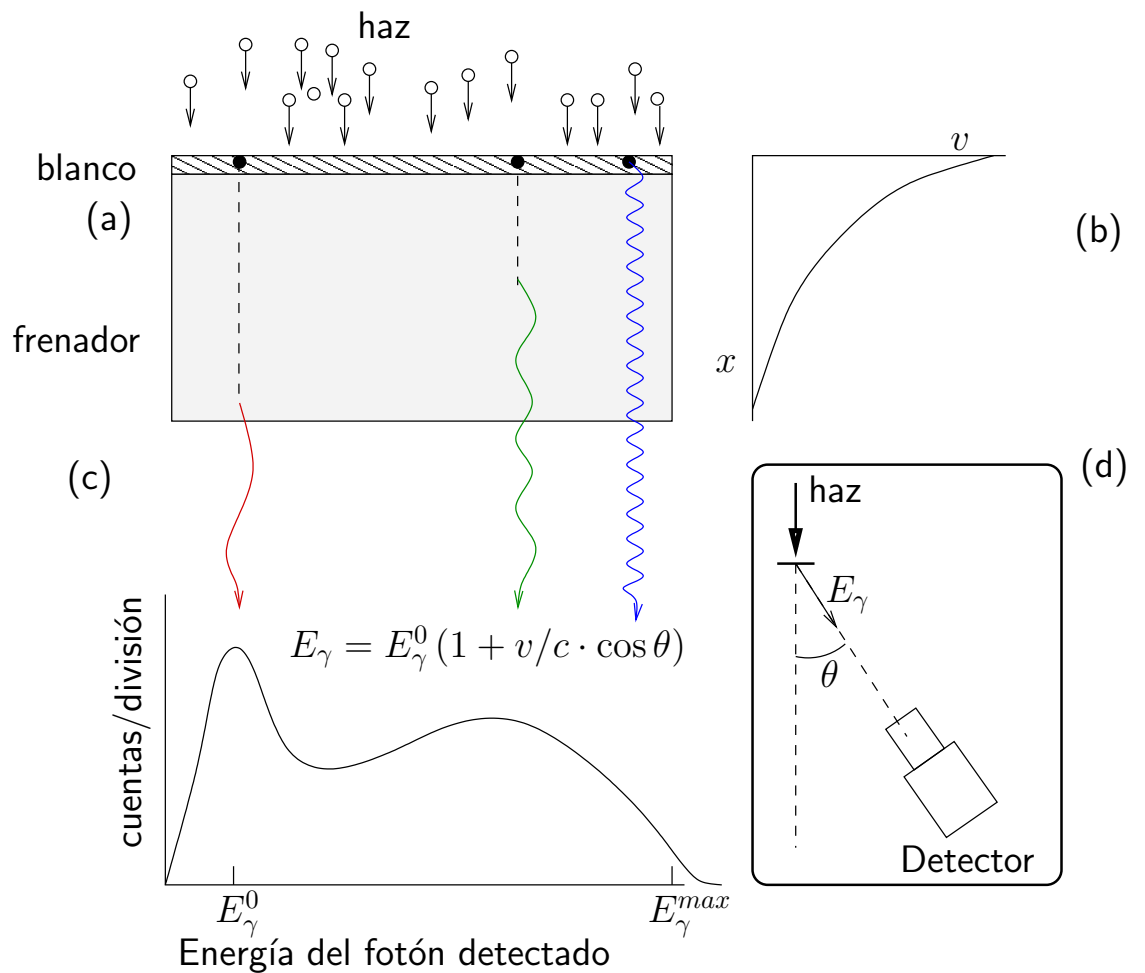


Figura 3.1: Esquema de: (a) La emisión de los rayos  $\gamma$  en diferentes lugares del frenador, (b) Variación de la velocidad del núcleo con la posición, (c) Forma de línea de una transición en el espectro de energías de los rayos  $\gamma$  emitidos, cuando el detector que los registra forma un ángulo  $\theta < 90^\circ$  con el haz (corrimiento Doppler hacia adelante), (d) Disposición del detector [11].

1. **Sección eficaz de formación del núcleo compuesto como función de la energía del proyectil**

A medida que el proyectil penetra en el blanco, su velocidad va disminuyendo, y la probabilidad de formación del núcleo compuesto cambia. Esto sumado a la dispersión de energías del proyectil debido a variaciones propias dentro del acelerador conlleva a que las velocidades del núcleo compuesto van a tener cierta distribución alrededor del promedio, lo cual afecta directamente el corrimiento Doppler y en consecuencia la forma de las líneas espectrales.

2. **Tamaño finito del detector**

Al detector pueden llegar rayos  $\gamma$  que forman ángulos diferentes con respecto a la dirección de movimiento del emisor, presentando en consecuencia corrimientos Doppler diferentes (ver figura 3.2). Además de esto, la longitud recorrida por los rayos  $\gamma$  dentro del detector depende del ángulo  $\theta$ , lo cual a su vez hace que varíe la probabilidad de detección.

3. **Patrones de poblamiento. Problema de la alimentación lateral (side-feeding)**

La variación de la población de un estado como función del tiempo depende no sólo del tiempo de vida del estado, sino de la alimentación que éste recibe de otros estados cuando éstos decaen. Estos otros estados pueden pertenecer a la misma banda o no, en cuyo caso se denomina alimentación lateral.

4. **Gates por arriba y gates por abajo**

Hacer un gate en determinada transición es imponer al sistema de detección registrar únicamente las energías en coincidencia temporal con la energía de la transición elegida. La figura 3.3 ilustra la diferencia entre hacer un gate por abajo, GFB (Gate For Below), y uno por arriba, GFA (Gate For Above). Al hacer el gate por abajo (parte izquierda de la figura), la alimentación lateral  $\alpha$  al estado de interés (marcado con A) influye sobre el patrón de poblamiento y se debe tener en cuenta para hacer el cálculo del tiempo de vida del estado. El problema principal consiste en que el tiempo de vida de alimentación lateral no sólo es complicado de calcular teóricamente pues no proviene de un estado único sino de muchos estados que forman un cuasicontinuo, sino que además su tiempo de vida efectivo no se conoce experimentalmente. Además ese tiempo de vida depende del patrón inicial de poblamiento de los estados y por lo tanto de la reacción. Por otro lado al hacer un gate desde arriba (parte derecha de la figura), el gate no captura ese poblamiento lateral y se eliminan los problemas anteriormente mencionados, pudiéndose de esta forma calcular de una manera mucho más confiable y precisa los tiempos de vida de los estados. Los principales problemas para hacer gates desde arriba en los estados de alto spin son: (i) usualmente las líneas son de muy baja intensidad y la baja estadística puede no ser



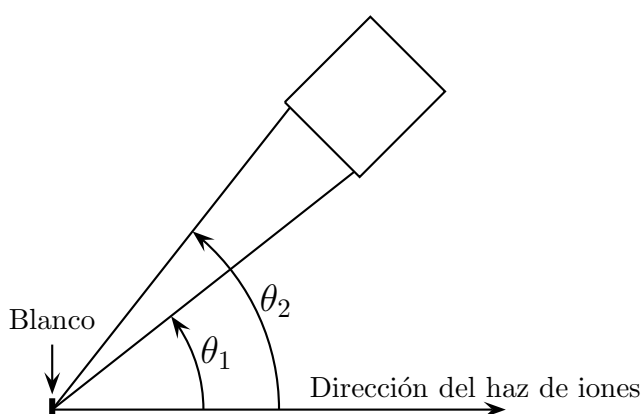


Figura 3.2: Influencia del tamaño finito del detector. Dos rayos  $\gamma$  registrados por el detector formando ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  con la velocidad del emisor presentan corrimientos Doppler diferentes.

suficiente para obtener resultados confiables y (ii) debido al ensanchamiento Doppler, las líneas son muy anchas y existe la posibilidad de que dentro de la región en donde se hace el gate existan líneas bien sea provenientes de otras bandas del mismo núcleo o de otros núcleos, obteniéndose de esta manera contaminaciones indeseables que alteran la forma de los espectros que se quieren analizar.

### 3.3. Errores debido a las aproximaciones más relevantes

El error cometido en el cálculo de la velocidad al usar la ecuación clásica para la energía cinética resultó ser  $\Delta\beta = 4.3 \times 10^{-4}\beta$ , siendo  $\beta = \frac{v}{c}$ .

El error cometido en el cálculo de  $E_\gamma$  al despreciar la energía cinética de retroceso del núcleo es  $\Delta E_\gamma = 1.3 \times 10^{-5}E_\gamma$ .

La diferencia en la medida de  $\tau$  en el marco de referencia del núcleo y en el marco de referencia del laboratorio por la dilatación del tiempo resultó ser de  $7 \times 10^{-5}$  ps, siendo más pequeño que las vidas medias a las que es aplicable el método DSA, de 0.01 ps.

El error máximo cometido en el cálculo del corrimiento  $\Delta E$  al tomar términos hasta el orden 1 en la expansión en serie de potencias de la ecuación exacta del efecto Doppler es del orden de 4%, lo cual indica que la aproximación a primer orden es apropiada para el ajuste.

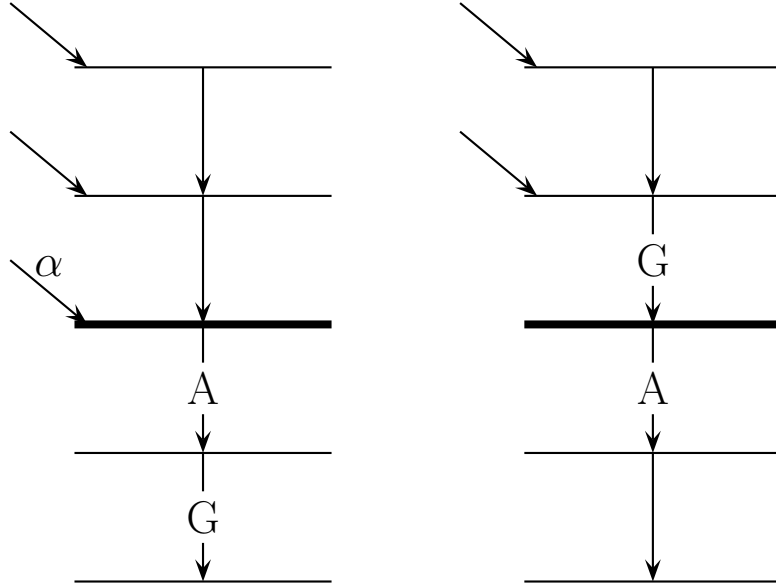


Figura 3.3: Diferencia entre hacer un gate por abajo, GFB, y uno por arriba, GFA. Al hacer el gate por abajo (izquierda) no se elimina el efecto de la alimentación lateral  $\alpha$ , caso contrario al hacer el gate por arriba (derecha). La transición del estado de interés está rotulada con A.

### 3.4. La medición de la vida media

La forma de línea teórica presenta mayor similitud con la forma de línea experimental cuanto menor sea la cantidad  $\chi_r^2$  (chi cuadrado reducido), la cual es por definición el cociente entre  $\chi^2$  y el número de grados de libertad  $n$ ,

$$\chi_r^2(\tau) = \frac{1}{n} \sum_i \frac{(y_i - Ch_i(\tau))^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.3)$$

donde  $y_i$  es el número de cuentas en el canal  $i$ -ésimo de la forma de línea experimental,  $h_i$  es el área bajo la forma de línea teórica en el rango de energías abarcado por el canal  $i$ -ésimo,  $\sigma_i$  es la desviación estándar de la distribución de probabilidades de  $y_i$ ,  $n$  es el número de canales de la forma de línea experimental y  $C$  es una constante de normalización.

El valor dado a la constante  $C$  es aquel que minimiza  $\chi_r^2$  para un  $\tau$  fijo. Al minimizar 3.3 considerando a  $C$  como único parámetro variable, esto es, derivar 3.3 respecto a  $C$ , igualar la derivada a cero y luego despejar  $C$ , se llega a

$$C = \frac{\sum_i y_i h_i(\tau)}{\sum_i h_i^2(\tau)}. \quad (3.4)$$

El número de cuentas en un canal,  $y_i$ , presenta una distribución de Poisson, luego  $\sigma_i = \sqrt{y_i}$ . Esto se debe a que el número de veces que se repite el experimento,

$N$ , es grande y la probabilidad de que el experimento sea exitoso,  $p$ , es pequeña.  $N$  es el número total de proyectiles lanzados al blanco, el cual para un tiempo típico de 5 días es del orden de  $10^{14}$  proyectiles. El experimento es exitoso si el proyectil se fusiona con un núcleo blanco, el núcleo compuesto decae a un núcleo residual que emite un fotón cuya energía detectada está en el rango de un canal determinado; en nuestro caso  $p < 2.3 \times 10^{-6}$  [6].

El valor para la vida media buscado,  $\tau_0$ , es aquel para el cual  $\chi_r^2$  toma el valor mínimo posible  $\chi_{min}^2$ . Los extremos del intervalo de incertidumbre son los valores  $\tau_a < \tau_0$  y  $\tau_b > \tau_0$  tales que

$$\chi_r^2(\tau_a) = \chi_r^2(\tau_b) = \chi_{min}^2 + 1. \quad (3.5)$$

La justificación de este criterio para la determinación del intervalo de incertidumbre se encuentra en las referencias [12, 13].

### 3.5. La medición de la vida media de los estados como método de prueba de los modelos sobre la estructura nuclear

La *ley de decaimiento exponencial* puede ser predicha mediante la solución aproximada de la ecuación de Schrödinger en un modelo en el cual el sistema puede hacer una transición desde un estado inicial discreto hasta un conjunto de estados finales en un continuo [14]. En este desarrollo el sistema a estudiar lo constituye el núcleo y el campo electromagnético, siendo la idea original de la explicación del decaimiento exponencial con base en la ecuación de Schrödinger de V. F. Weisskopf y E. Wigner [15].

En la referencia [14] se demuestra que la probabilidad de encontrar el sistema en el estado inicial discreto  $P_i(t)$  varía de acuerdo con

$$P_i(t) = e^{-\Gamma t} \quad (3.6)$$

donde

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \int d\beta |\langle \beta, E = E_i | H_{int} | \varphi_i \rangle|^2 \rho(\beta, E = E_i). \quad (3.7)$$

Siendo  $E$  es la energía del estado y  $\beta$  es el vector conformado por todos los números cuánticos del estado final del sistema distintos a la energía (entre ellos están los dos ángulos que indican la dirección de número de onda del fotón emitido para pasar del estado inicial  $|\varphi_i\rangle$  al estado final  $|\beta, E\rangle$ );  $H_{int}$  es el hamiltoniano de interacción del campo electromagnético con el núcleo y  $\rho(\beta, E)$  es la densidad de estados.

Cuando  $\Gamma t \ll 1$ , la ecuación 3.6 puede aproximarse por su expansión en serie de potencias de  $\Gamma t$ , resultando que la probabilidad de que el núcleo se encuentre en el estado final,  $P_f(t)$ , es proporcional al tiempo con constante de proporcionalidad igual a  $\Gamma$ , razón por la cual a  $\Gamma$  se le llama *probabilidad de transición por unidad*

*de tiempo.*

Al comparar la *ley de decaimiento exponencial* con la ecuación 3.6, descontando las diferencias en notación, se concluye que

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (3.8)$$

Al medir experimentalmente la vida media  $\tau$ , mediante la ecuación 3.8 se puede calcular la constante de decaimiento  $\Gamma$ . Por otra parte, al proponerse un modelo para la estructura del núcleo estudiado puede remplazarse en 3.7 y con base en ellos se puede hacer un cálculo de la constante de decaimiento. De esta manera, la medida de la vida media provee un método de prueba de los modelos sobre la estructura nuclear.

## Capítulo 4

# Medición de los Tiempos de Vida

### 4.1. Método para seleccionar gates

Las transiciones de muy alto spin dentro de una banda rotacional tienen un corrimiento Doppler pronunciado (debido a su corto tiempo de vida) y en el proceso de construcción de las matrices al ser registradas en el eje  $y$  por todos los detectores quedan considerablemente ensanchadas. El máximo corrimiento en energía a partir del stop peak (energía detectada cuando los núcleos emiten en reposo) es registrada por los detectores colocados en los anillos con ángulos de  $34.55^\circ$  o de  $145.45^\circ$ , respecto a la dirección del haz. Luego aunque en un anillo se registre en un rango de energías distinto de otro anillo cualquiera, ningún anillo registra en un rango superior al máximo. Así, al hacer gate, sobre el eje  $y$  se elige el máximo intervalo de energía centrado en el stop peak y se proyecta sobre el eje  $x$ , o sea, se selecciona la energía registrada por un anillo en particular cuando todos los demás anillos registran eventos en el máximo rango de energías.

### 4.2. Ajuste de líneas. Programa AhKin

Al hacer gate por abajo es posible sumar los espectros obtenidos con varios gates con el objeto de incrementar la estadística, pero al hacer gate por arriba es imposible hacerlo pues los patrones de poblamiento son distintos. Ya sea con espectros sumados o individuales, se obtienen las formas de línea con su correspondiente ensanchamiento Doppler, a partir de las cuales se puede calcular el tiempo de vida.

El procedimiento general consiste en tomar una aproximación de primer orden al tomar un solo nivel de alimentación, como se muestra en la figura 4.1. El tiempo encontrado de esta forma lo denominaremos tiempo efectivo debido a que es un tiempo conjunto entre el tiempo de vida del estado más energético que

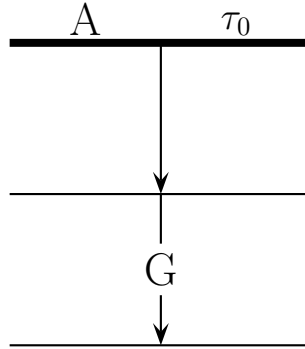


Figura 4.1: Cálculo del tiempo efectivo  $\tau_0$  del estado A tomando gates por abajo.

podamos analizar al hacer gate por abajo y el tiempo de todos los estados que los alimentan directa o indirectamente. Se continúa recorriendo la banda desde los estados más energéticos hasta los menos energéticos teniendo en cuenta más niveles de alimentación por estados discretos y poblamiento lateral, como en la figura 4.2. En estos casos se reporta el tiempo de vida y el tiempo de alimentación lateral, en conjunto, para los cuales se obtiene el mejor ajuste con los datos experimentales. En todos estos casos se está averiguando el tiempo de vida del estado A y para encontrarlo es necesario los otros tiempos de vida pertinentes ( $\tau_1, \tau_2, \dots$ ) al igual que las intensidades de cada una de las ramas o poblaciones iniciales. En el momento en sea posible medir el tiempo de vida de un estado utilizando gates por arriba, como en la figura 4.3 y si se conoce la intensidad relativa de la alimentación lateral comparada con la intensidad a lo largo de la banda, ahora es posible encontrar los tiempos de alimentación lateral haciendo gate por abajo, como se muestra en la figura 4.4. En este caso se mantienen fijos los tiempos de vida y se varía el tiempo de alimentación lateral hasta que se obtenga el mejor ajuste con los datos experimentales.

### 4.3. Gates permitidos

Para escoger los gates con los cuales se puede hacer el cálculo del tiempo de vida de un estado en particular, es necesario determinar si hay estados en otras bandas, o en la misma banda o en los núcleos contaminantes, cuya energías estén en el rango de energías del gate y si es así si hay estados con energías próximas a la energía del estado bajo estudio. Estas transiciones “contaminantes” provienen de los otros núcleos generados en la reacción de fusión-evaporación o del propio  $^{83}\text{Y}$ , y por estar presentes en ciertos gates hace imposible en muchos casos la utilización del mismo en el análisis de datos para la determinación de los tiempos de vida. La utilización del gate en el análisis depende de la presencia de estas transiciones contaminantes, de su nivel de interferencia y de su intensidad. En las tablas 4.1 y 4.2 se reportan las energías en keV de las transiciones cuyo espectro interfiere con el espectro de las transiciones en la Banda (+,+) al hacer

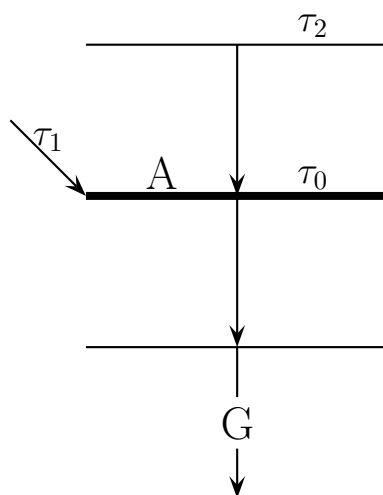


Figura 4.2: Cálculo del tiempo  $\tau_0$  del estado A y del tiempo de alimentación lateral  $\tau_1$  correlacionados al tomar gates por abajo. Es necesario conocer previamente el tiempo  $\tau_2$ .

gates por abajo y por arriba, respectivamente, así como los núcleos de los cuales provienen. Las respectivas interferencias para la Banda (+, -) son reportadas en las tablas 4.3 y 4.4. De estas tablas es posible deducir cuáles gates se pueden utilizar para la medición de los tiempos.

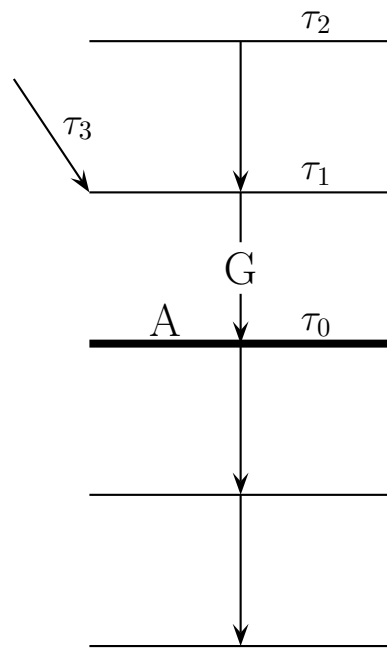


Figura 4.3: Cálculo del tiempo de vida  $\tau_0$  del estado A tomando gates por arriba. Se suponen conocidos los tiempos de vida  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  y  $\tau_3$ .

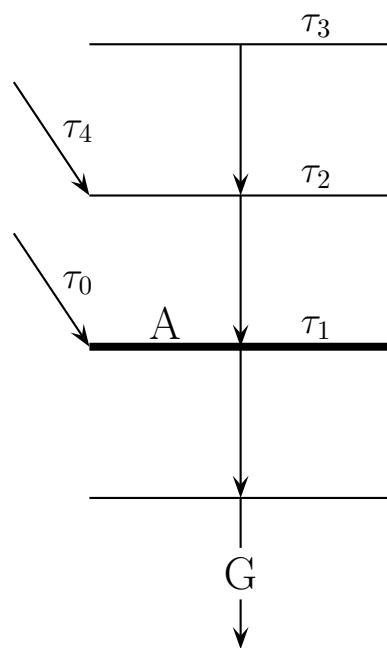


Figura 4.4: Cálculo del tiempo de alimentación lateral  $\tau_0$  del estado A tomando gates por abajo. Se suponen conocidos los tiempos de vida  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  y el tiempo de alimentación lateral  $\tau_4$ .



BANDA (+,+) - GATES POR ABAJO									
$E_\gamma$ (keV)	INTERFERENCIAS DE OTRAS TRANSICIONES								
	Gates en:								
	1754	1606	1486	1340	1193	1080	964	811	595
<b>1966</b>	1913Y A ✓	1913Y 1995 <sup>84</sup> Zr	1913Y 1917 <sup>86</sup> Zr A ✓	1913Y A ✓	1913Y	1913Y 1917 <sup>86</sup> Zr 1995 <sup>84</sup> Zr	1913Y 1917 <sup>86</sup> Zr 1995 <sup>84</sup> Zr	1913Y 1917 <sup>86</sup> Zr	1913Y A ✓
<b>1754</b>		1739Sr 1784Y 1799Y	1739Sr 1743Y Ad ✓ A ✓	1739Sr Ad ✓ A ✓	1739Sr 1784Y 1799Y	1739Sr 1743Y 1784Y	1784Y Ad ✓ A ✓	1743Y 1784Y	1739Sr 1784Y
<b>1606</b>			1578Sr Ad ✓	1578Sr 1627Y	1578Sr 1595Y 1648Y	1578Sr 1645 <sup>84</sup> Zr 1648Y	1648Sr 1648Y Ad ✓	Ad ✓ A ✓	1578Sr 1648Y Ad ✓ A ✓
<b>1486</b>				1474Sr 1485Y Ad ✓ A ✓	1474Sr A ✓	1474Sr 1471Y	1441Sr Ad ✓	1471Y 1509 <sup>86</sup> Zr A ✓	1474Sr
<b>1340</b>					1324Sr Ad ✓ A ✓	1324Sr 1328 <sup>84</sup> Zr Ad ✓ A ✓	1358Sr Ad ✓ A ✓	1352 <sup>86</sup> Zr Ad ✓ A ✓	1324Sr Ad ✓ A ✓
<b>1193</b>						1194Y	1194Y	1194Y	1194Y
<b>1080</b>							1092Y	1092Y	1092Y

Tabla 4.1: Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con el espectro de las transiciones en la Banda (+,+) al hacer gates por abajo. Son tabuladas las energías de interferencia en keV y el núcleo del que provienen. Donde aparece Ad ✓ significa que fue posible hacer el gate hacia adelante, es decir para ángulos menores que 90° y A ✓ es hacia atrás, o sea ángulos mayores que 90°.

## 4.4. Intensidades y patrón de decaimiento

En un trabajo previo [6] fueron calculadas las poblaciones iniciales de los estados de la banda (+,+). Esta distribución de poblaciones iniciales se muestra en la figura 4.5 y será utilizada en el presente trabajo como patrón de decaimiento.

Las intensidades de las transiciones entre estados de la banda (+, -) se muestran en la tabla 4.5 al hacer gate en 794 keV y en la tabla 4.6 al hacer gate en 897 keV. No se escogió el gate en 593 keV debido a que esta energía es muy cercana a 595 keV de la banda (+,+) y los gates por encima de 897 keV fueron descartados debido a su baja intensidad, pero como en cualquier gate escogido siempre se presentarán líneas que no pueden ser analizadas por la interferencia de otras energías y por ello algunos espacios en blanco en la tabla. Las intensidades obtenidas al hacer gate en 897 keV se han renormalizado a las intensidades del gate en 794 keV. Para esta renormalización se utilizaron las intensidades obtenidas de 593 keV al hacer gate en 794 keV y en 897 keV para los 4 ángulos de detección. Se ha asignado el valor de 100 % a la intensidad de la transición de 966 keV.

Las intensidades se midieron eligiendo cualitativamente el fondo (background) sobre el cual sobresale la forma de línea y el rango de energías (canal inicial y canal final) abarcado por ésta. La elección fue especialmente difícil en las formas de línea de las transiciones más altas en la cascada por su baja intensidad. Se sumaron las cuentas desde el canal inicial hasta el final y a este valor se restó el fondo multiplicado por el número de canales sumados. El valor resultante dividido entre la eficiencia relativa conjunta de los detectores GAMMASPHERE es la intensidad de la transición. Para el ajuste se utilizaron las intensidades promedio al hacer un promedio ponderado sobre el número de detectores en cada ángulo de detección, y se reportan en la tabla 4.7. Las transiciones interbanda (+, -)  $\rightarrow$  (+,+) reportadas en la referencia [2], en unos casos no se observaron y en otros se observaron con intensidades muy bajas por lo cual no fue necesario tenerlas en cuenta en el patrón de poblamiento de los estados de la banda (+, -).

Las poblaciones iniciales de los estados deducidas en el ajuste se muestran en la figura 4.6. Las intensidades de poblamiento lateral son la diferencia de las intensidades de las transiciones que pueblan y despueblan un estado.

## 4.5. Tiempos de vida

### 4.5.1. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=+$ )

#### Gates empleados para seleccionar ciertas líneas

La tabla 4.8 muestra los gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida de algunos estados de la banda (+,+) o banda del estado base.

BANDA (+,+) - GATES POR ARRIBA						
$E_\gamma$ (keV)	INTERFERENCIAS DE OTRAS TRANSICIONES					
	Gates en:					
	1966	1754	1606	1486	1340	1193
1606	1645 <sup>84</sup> Zr Ad ✓ <sup>A</sup>	1595Y 1578Sr 1648Y 1563 <sup>B</sup> Ad ✓				
1486	1493 <sup>86</sup> Zr	1474Sr Ad ✓ <sup>A</sup> ✓ <sup>C</sup>	1474Sr 1477 <sup>84</sup> Zr			
1340	Ad ✓ <sup>A</sup> ✓ <sup>D</sup>	1324Sr Ad ✓ <sup>A</sup> ✓ <sup>E</sup>	1324Sr 1328 <sup>84</sup> Zr Ad ✓ <sup>F</sup>	1324Sr 1328 <sup>84</sup> Zr 1342Y 1352 <sup>86</sup> Zr		
1193	1196 <sup>84</sup> Zr	1174Y 1186Sr 1194Y	1174Y 1186Sr 1194Y 1196 <sup>84</sup> Zr	1186Sr 1197 <sup>84</sup> Zr Ad ✓ <sup>A</sup> ✓	1162Y 1186Sr 1197 <sup>84</sup> Zr Ad ✓ <sup>A</sup> ✓	
1080	1067 <sup>84</sup> Zr 1070 <sup>86</sup> Zr 1075 <sup>86</sup> Zr	1065Sr 1092Y	1065Sr 1067 <sup>84</sup> Zr 1087 <sup>84</sup> Zr 1092Y	1065Sr 1065Y 1075 <sup>86</sup> Zr 1087 <sup>84</sup> Zr	1065Sr 1087Sr 1087 <sup>84</sup> Zr Ad ✓	1065Sr 1078Y 1092Y

Tabla 4.2: Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (+,+) al hacer gates por arriba. En <sup>A</sup> no se utiliza el gate pues es estadísticamente despreciable. En <sup>B</sup> se presenta una transición de 1563 keV, cuyo origen es desconocido, lo cual hace imposible el ajuste hacia atrás (ángulos mayores que 90°) del espectro. En <sup>C</sup> no fue posible hacer el ajuste para el ángulo de 127° por razones desconocidas. En <sup>D</sup> el gate es estadísticamente despreciable. En <sup>E</sup> solo se puede ajustar para 35°. En <sup>F</sup> sólo se puede ajustar a adelante en 35° debido a la forma de línea de 1324<sup>84</sup>Zr cuyo tiempo de vida es de 0.2 ps [16].

BANDA (+, -) - GATES POR ABAJO							
$E_\gamma$ (keV)	INTERFERENCIAS DE OTRAS TRANSICIONES						
	Gates en:						
	593	794	897	966	1092	1260	1431
1534	1530 <sup>A</sup>	1508 <sup>B</sup> Ad ✓	1508 <sup>86</sup> Zr 1562 <sup>84</sup> Zr 1530 <sup>A</sup>	1508 <sup>86</sup> Zr 1555 <sup>84</sup> Zr	1562 <sup>84</sup> Zr A ✓	1562 <sup>84</sup> Zr 1493 <sup>86</sup> Zr 1530 <sup>A</sup>	1508 <sup>86</sup> Zr 1530 <sup>A</sup>
1431	1416Y 1416Y <sup>C</sup>	1416Y <sup>C</sup> A ✓	1416Y 1416Y <sup>C</sup>	1432 <sup>84</sup> Zr	1416Y 1432 <sup>84</sup> Zr	1416Y 1432 <sup>84</sup> Zr	
1260	Ad ✓ A ✓	1254 <sup>86</sup> Zr	Ad ✓ A ✓	1246 <sup>84</sup> Zr 1254 <sup>86</sup> Zr	1254 <sup>86</sup> Zr		
1092	1065Sr 1080Y	1105 <sup>86</sup> Zr A ✓	1067 <sup>84</sup> Zr A ✓	1065Sr 1080Y			
966	964Y	Ad ✓ A ✓	978 <sup>84</sup> Zr A ✓				

Tabla 4.3: Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (+, -) al hacer gates por abajo. En <sup>A</sup> y <sup>B</sup> se presentan transiciones de 1530 y 1508 keV de origen desconocido. En <sup>C</sup> se presenta una transición de 1416 keV poco intensa y con un tiempo de vida corto, diferente a la transición de 1416 keV no rotulada.

BANDA (+, -) - GATES POR ARRIBA					
$E_\gamma$ (keV)	INTERFERENCIAS DE OTRAS TRANSICIONES				
	Gates en:				
	1648	1534	1431	1260	1092
1534	1562 <sup>84</sup> Zr 1508 <sup>86</sup> Zr				
1431	1416Y 1432 <sup>84</sup> Zr	1416Y			
1260	1246 <sup>84</sup> Zr	Ad ✓ A ✓	1246 <sup>84</sup> Zr		
1092	1067 <sup>84</sup> Zr 1080Y	1067 <sup>84</sup> Zr 1080Y	1067 <sup>84</sup> Zr 1065Sr 1080Y	1067 <sup>84</sup> Zr 1080Y	
966	964Y	964Y	964Y	964Y	964Y

Tabla 4.4: Tabulación de las transiciones cuyo espectro interfiere con las transiciones en la Banda (+, -) al hacer gates por arriba.

$E_\gamma$	$\theta_m(^{\circ})$			
	34.55	52.81	127.19	145.45
1648			24	30
1534	23	15		
1431			43	44
1260				
1092			59	61
966	100	100	100	100

Tabla 4.5: Intensidades medidas para las transición de la banda (+, -) haciendo gate en 794 keV y teniendo en cuenta la eficiencia con la energía. Se ha asignado el valor de 100 % a la intensidad de la transición de 966 keV.

$E_\gamma$	$\theta_m(^{\circ})$			
	34.55	52.81	127.19	145.45
1260	60	46	36	44
1092			58	59
966	100 <sup>a</sup>	100 <sup>a</sup>	100	100

<sup>a</sup> Las intensidades no se pudieron obtener mediante el gate, fueron calculadas mediante una renormalización a las intensidades al hacer gate en 794 keV.

Tabla 4.6: Intensidades medidas para las transición de la banda (+, +) haciendo gate en 897 keV y teniendo en cuenta la eficiencia con la energía. Se ha asignado el valor de 100 % a la intensidad de la transición de 966 keV. <sup>a</sup> Intensidades obtenidas mediante una renormalización en 794 keV y así poder utilizar las intensidades encontradas para transiciones superiores en la cascada.

$E_\gamma$	Promedio
1648	26(3)
1534	17(4)
1431	43(1)
1260	44(8)
1092	59(1)
966	100

Tabla 4.7: Promedio ponderado sobre el número de detectores de las intensidades para las transiciones en la banda (+, -).

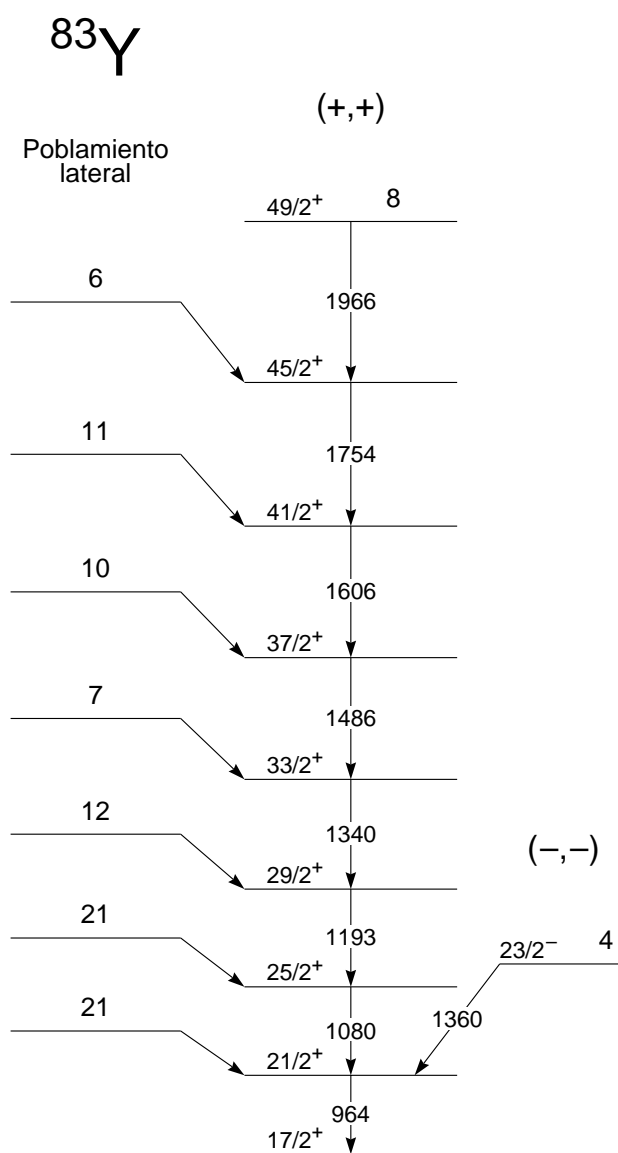


Figura 4.5: Distribución de las poblaciones iniciales para la banda  $(+,+)$  [6]

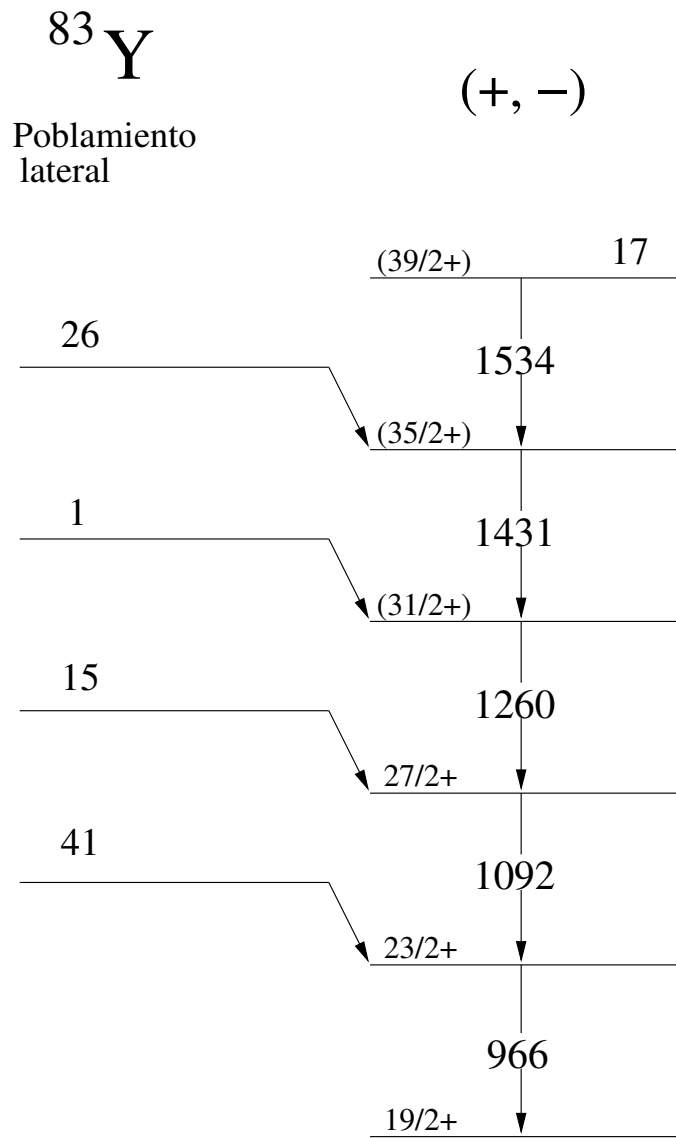


Figura 4.6: Distribución de las poblaciones iniciales para la banda (+, -) utilizadas en los ajustes.

$I_i^\pi$	$E_\gamma(\text{keV})$	Gates empleados	Posición gates
49/2 <sup>+</sup>	1966	1754-1486-1340-811-595	Abajo
45/2 <sup>+</sup>	1754	1486-1340-964	Abajo
41/2 <sup>+</sup>	1606	1754	Arriba
37/2 <sup>+</sup>	1486	1754	Arriba
33/2 <sup>+</sup>	1340	1754-1606	Arriba
29/2 <sup>+</sup>	1193	1486-1340	Arriba
25/2 <sup>+</sup>	1080	1340	Arriba

Tabla 4.8: Gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida de algunos estados de la Banda (+,+).

#### Estado 49/2<sup>+</sup>. Línea 1966 keV

La figura 4.7 ilustra los espectros experimentales tomados para los 2 ángulos de detección hacia atrás junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 5 gates por abajo, como muestra la tabla 4.8, y se sumaron los correspondientes espectros con el fin de aumentar la estadística. Sólo es posible calcular el tiempo efectivo, es decir sin considerar poblamiento lateral, y el patrón de poblamiento se reduce al mostrado en la figura 4.1. La figura 4.8 muestra los correspondientes  $\chi^2$ . Para calcular el error en los tiempos de vida en cada uno de los ángulos se toma el criterio de  $\chi_{min}^2 + 1$ . Por último se toma un promedio ponderado para cada ángulo de detección, resultando  $\tau = 0.08(2)$  ps (en la notación usada en la figura sería  $\tau = 0.08_{-0.02}^{+0.02}$  ps)

#### Estado 45/2<sup>+</sup>. Línea 1754 keV

La figura 4.9 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 3 gates por abajo, como muestra la tabla 4.8, y se sumaron los correspondientes espectros con el fin de aumentar la estadística. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.2. La figura 4.10 muestra los correspondientes  $\chi^2$  para los cuatro ángulos de detección, junto con los correspondientes  $\tau$  y  $\tau_{SF}$  en picosegundos. Tomando un promedio ponderado para cada ángulo de detección se obtiene  $\tau = 0.08(2)$  ps y  $\tau_{SF} = 0.026(3)$  ps.

#### Estado 41/2<sup>+</sup>. Línea 1606 keV

La figura 4.11 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección



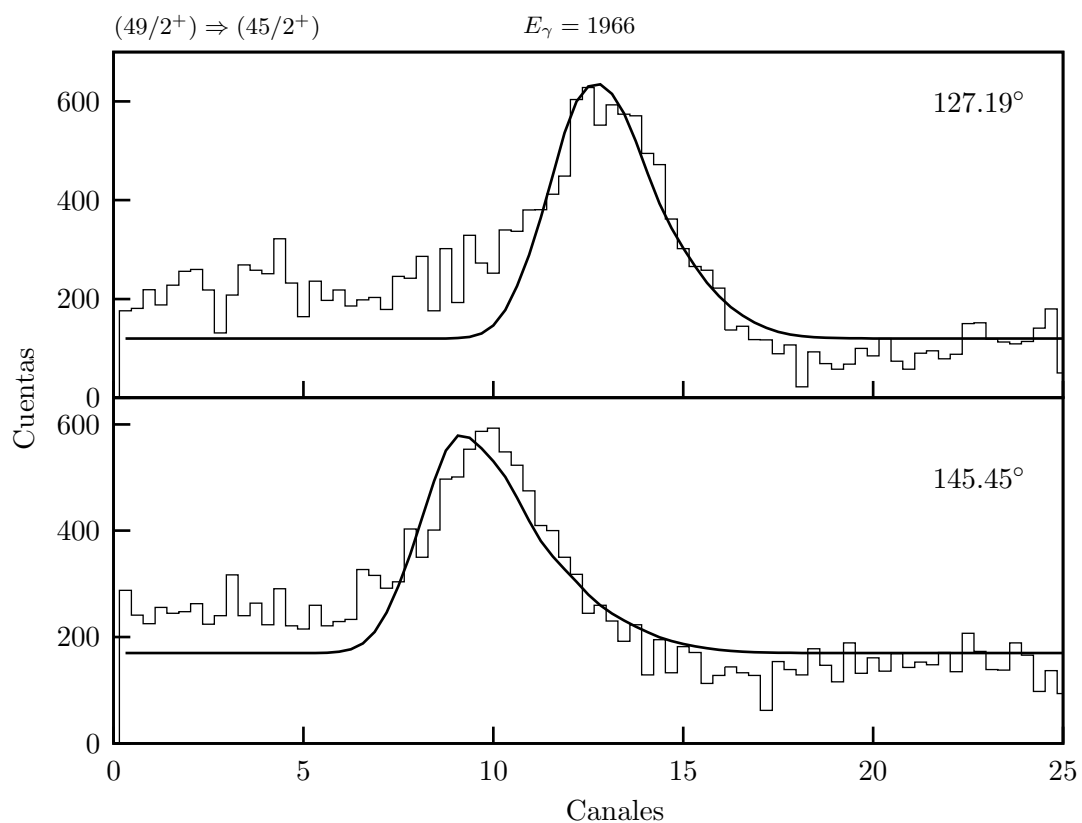


Figura 4.7: Espectros experimentales de la línea de 1966 keV para los 2 ángulos de detección hacia atrás. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.1. Calibración: 1.33 keV/canal.

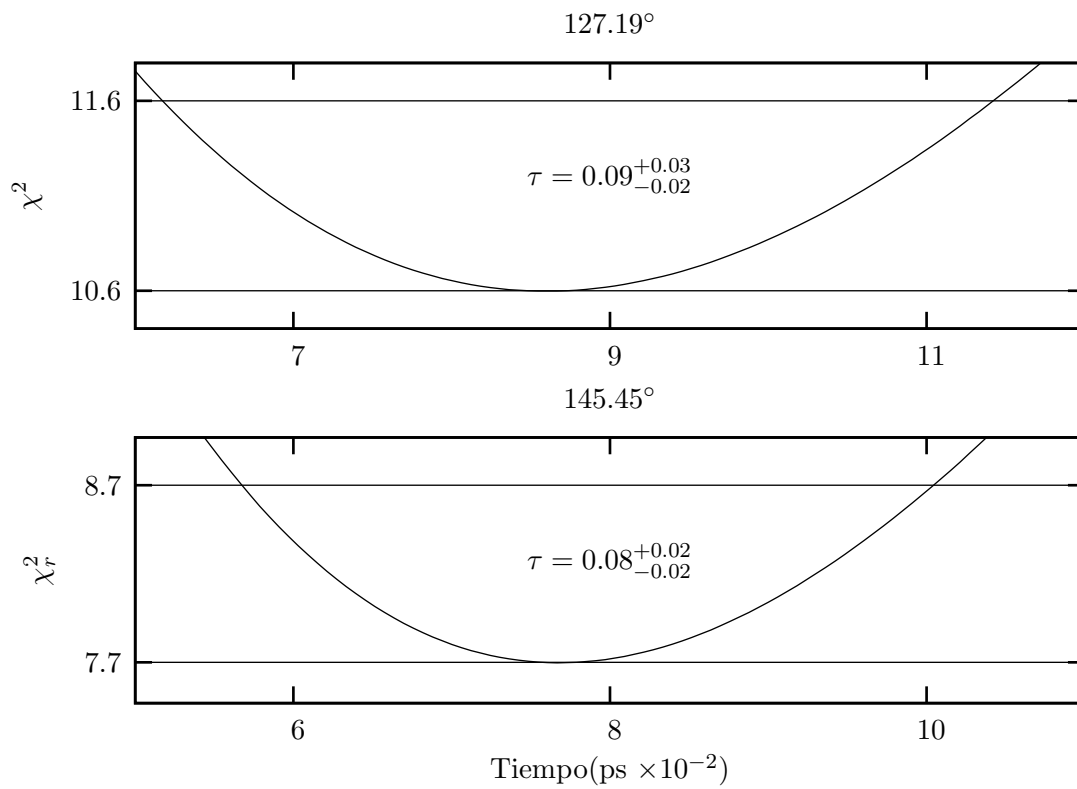


Figura 4.8: Cálculo de  $\chi_r^2$  para el ajuste producido por el programa AhKin para las líneas espectrales de la figura 4.7 suponiendo el patrón de poblamiento mostrado en la figura 4.1. Los tiempos mostrados están en picosegundos.

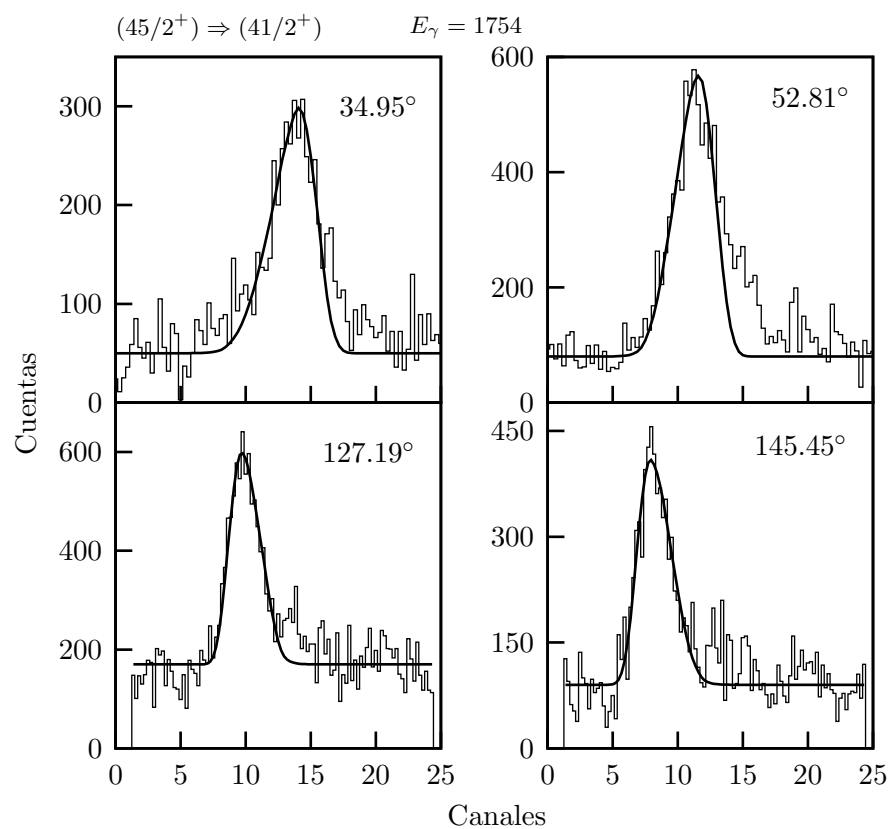


Figura 4.9: Espectros experimentales de la línea de 1754 keV para los 4 ángulos de detección. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.2.

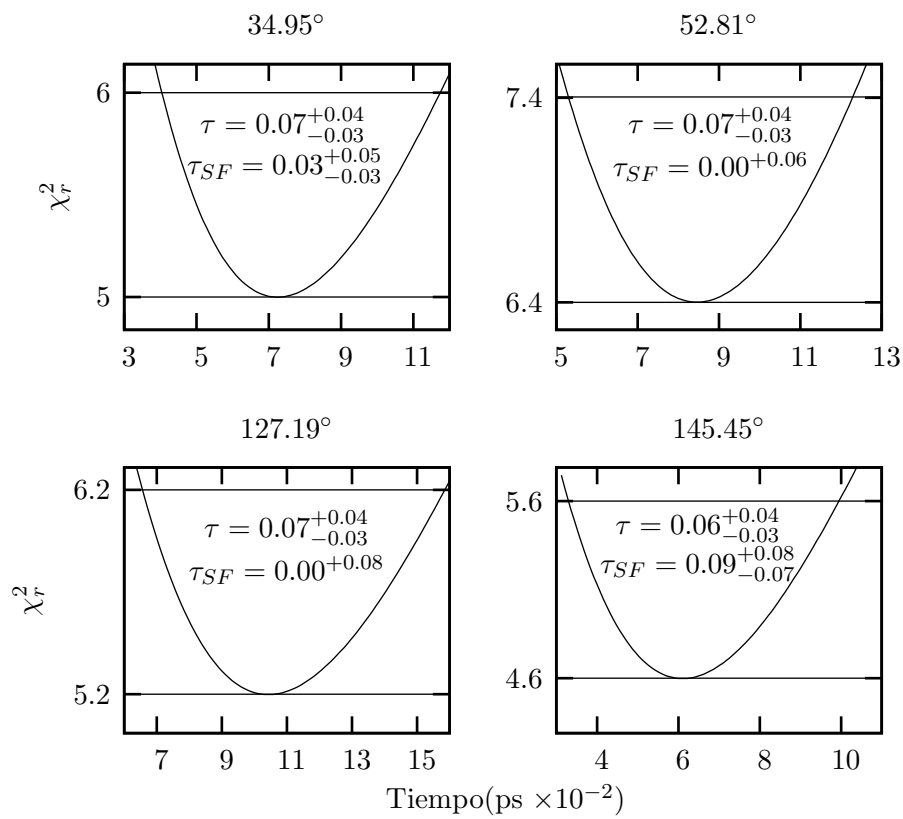


Figura 4.10: Cálculo de  $\chi_r^2$  para el ajuste producido por el programa AhKin para las líneas espectrales de la figura 4.9 suponiendo el patrón de poblamiento mostrado en la figura 4.2. Los tiempos escritos en cada gráfica están en picosegundos.

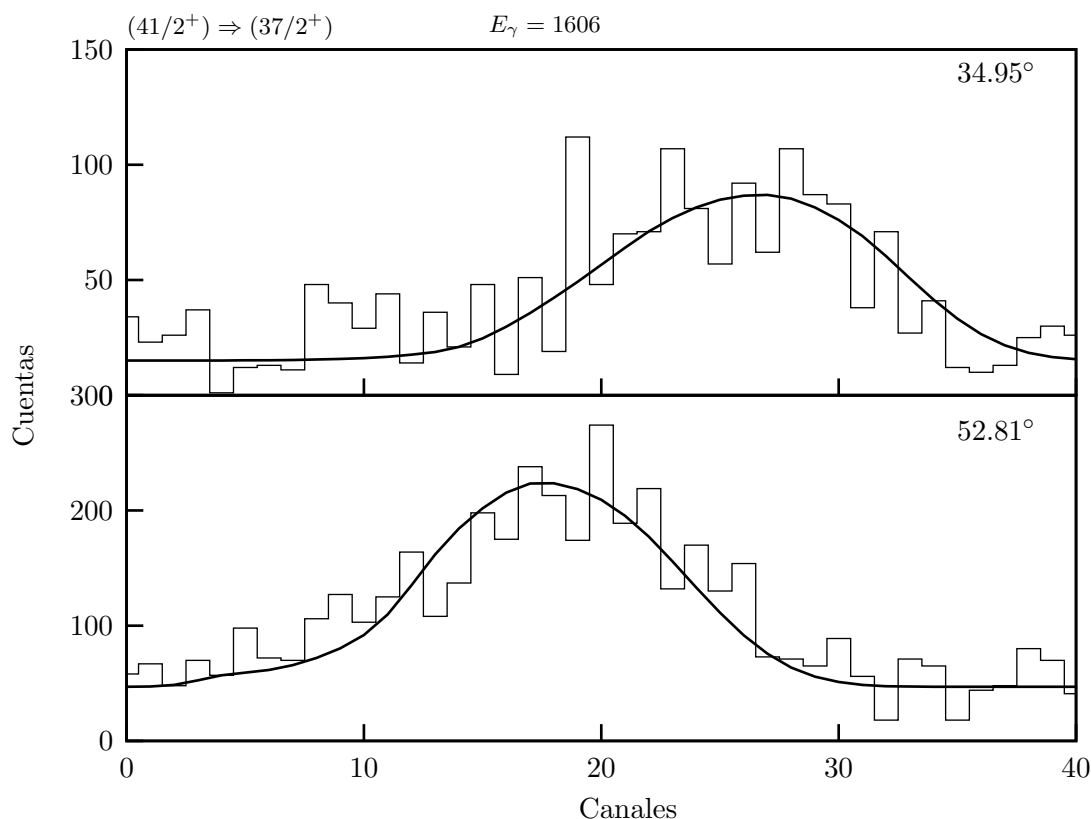


Figura 4.11: Espectros experimentales de la línea de 1606 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3.

hacia adelante junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomó un gate por arriba en 1754 keV, como muestra la tabla 4.8. Suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3 se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral del estado.

### Estado $37/2^+$ . Línea 1486 keV

La figura 4.12 ilustra los espectros experimentales para los 3 ángulos de detección (no fue posible hacer gate para  $127^\circ$ , por razones desconocidas) junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomó un gate por arriba en 1754 keV, como muestra la tabla 4.8. Suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3 (estando el estado considerado justo debajo del marcado con **A** en la figura) se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral del estado cuya transición es de 1606 keV y del tiempo de alimentación lateral del estado.

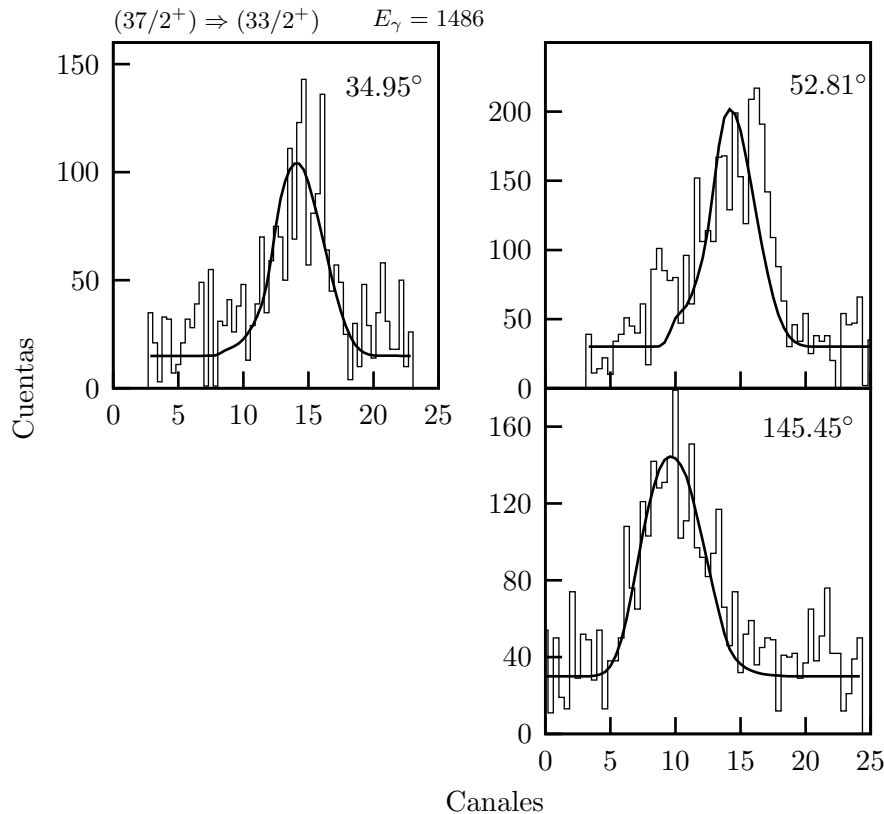


Figura 4.12: Espectros experimentales de la línea de 1486 keV para los 3 ángulos de detección. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3, estando el estado considerado justo debajo del marcado con **A** en la figura.

### Estado $33/2^+$ . Línea 1340 keV

La figura 4.13 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección hacia adelante en  $34.95^\circ$  junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 2 gates por arriba, como muestra la tabla 4.8. Al hacer gate por arriba en 1754 keV y suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3, pero con el estado considerado dos estados por debajo del marcado con **A** en la figura, se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral de los estados cuyas transiciones son de 1606 y 1486 keV y del tiempo de alimentación lateral del propio estado considerado. Al hacer gate por arriba en 1606 keV se elimina la alimentación lateral del estado cuya transición es de 1486 keV y la alimentación lateral del estado.

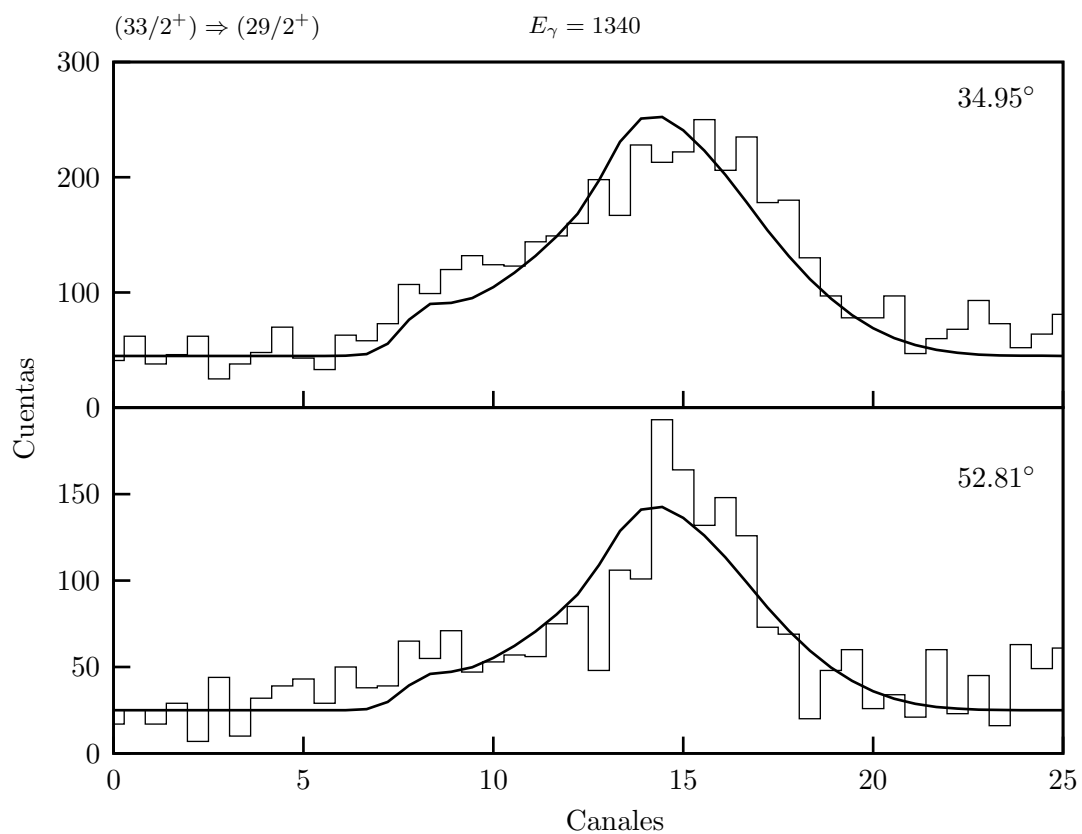


Figura 4.13: Espectros experimentales de la línea de 1340 keV para los 2 ángulos de detección de  $34.95^\circ$  haciendo gates arriba en 1754 y 1606 keV. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3.

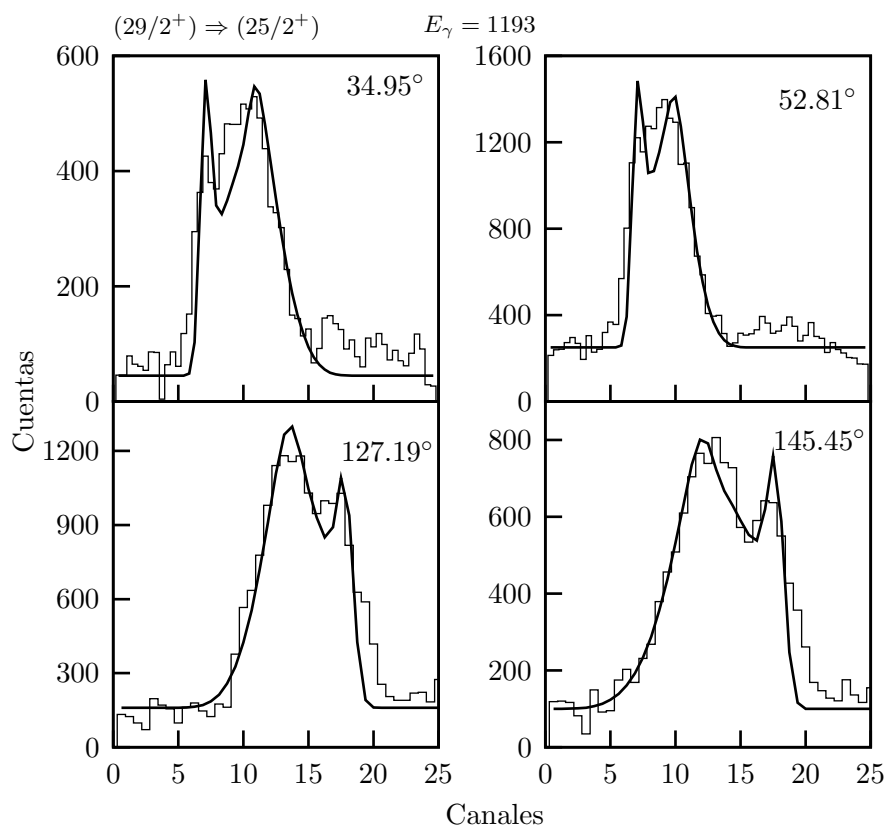


Figura 4.14: Espectros experimentales de la línea de 1193 keV para los 4 ángulos de detección al hacer gate arriba en 1340 keV. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3.

### Estado $29/2^+$ . Línea 1193 keV

La figura 4.14 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección al hacer gate arriba en 1340 keV junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Aunque no se muestre, también fue posible hacer el ajuste para los 4 ángulos de detección al hacer gate arriba en 1486 keV, como muestra la tabla 4.8. Al hacer gate en 1486 keV se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral del estado de 1340 keV y del tiempo de alimentación lateral del estado considerado. Al hacer gate en 1340 keV se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral.

### Estado $25/2^+$ . Línea 1080 keV

La figura 4.15 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detec-



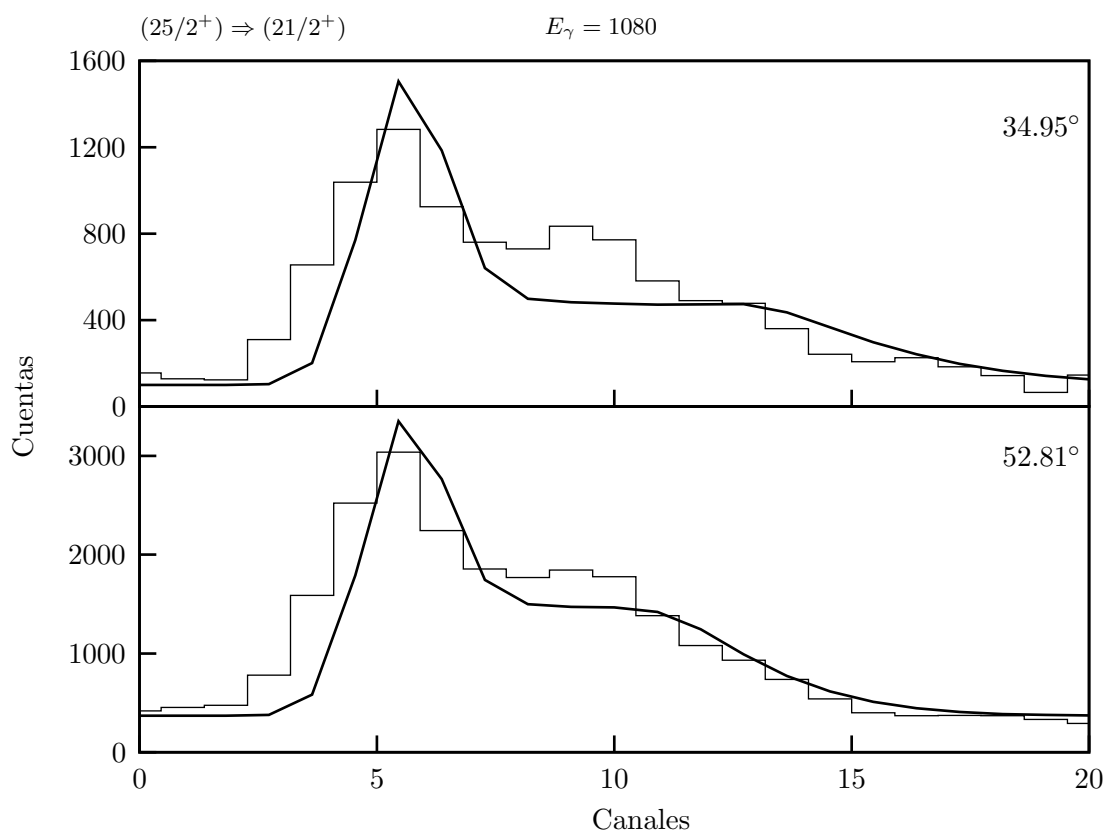


Figura 4.15: Espectros experimentales de la línea de 1080 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante al hacer gate arriba en 1340 keV. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3.

ción hacia adelante al hacer gate arriba en 1340 keV junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Al hacer gate en 1340 keV, como muestra la tabla 4.8, se determinó el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral del estado cuya transición es de 1193 keV y del tiempo de alimentación lateral del estado.

#### 4.5.2. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=-$ )

##### Gates empleados para seleccionar ciertas líneas

La tabla 4.9 muestra los gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida de algunos estados de la banda (+, -).

$I_i^\pi$	$E_\gamma(\text{keV})$	Gates empleados	Posición gates
(39/2 <sup>+</sup> )	1534	1092-794	Abajo
(35/2 <sup>+</sup> )	1431	794	Abajo
(31/2 <sup>+</sup> )	1260	1534	Arriba
27/2 <sup>+</sup>	1092	897-794	Abajo
23/2 <sup>+</sup>	966	897-794	Abajo

Tabla 4.9: Gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de vida de algunos estados de la Banda (+, -).

#### Estado (39/2<sup>+</sup>). Línea 1534 keV

La figura 4.16 ilustra los espectros experimentales tomados para los 4 ángulos de detección junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 2 gates por abajo, como muestra la tabla 4.9, y se sumaron los correspondientes espectros con el fin de aumentar la estadística. Solo es posible calcular el tiempo efectivo, es decir sin considerar poblamiento lateral, y el patrón de poblamiento se reduce al mostrado en la figura 4.1. Se tomó un promedio ponderado para cada ángulo de detección, resultando  $\tau = 0.30(7)$  ps.

#### Estado (35/2<sup>+</sup>). Línea 1431 keV

La figura 4.17 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección hacia atrás junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomó un gate por abajo, como muestra la tabla 4.9. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.2.

#### Estado 31/2<sup>+</sup>. Línea 1260 keV

La figura 4.18 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomó un gate por arriba en 1534 keV, como muestra la tabla 4.8. Suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.3, pero con el gate en la transición inmediatamente superior que la marcada en la figura con **G**, se encuentra el tiempo de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral del estado cuya transición es de 1431 keV y del tiempo de alimentación lateral del estado, pero se consigue mediante el ajuste que genera el mínimo  $\chi^2$  junto con el tiempo de vida de la transición inmediatamente superior de 1431 keV. Luego, con el tiempo de vida del estado y haciendo gate por abajo se determina el tiempo de alimentación lateral. Se mantiene fijo el tiempo de vida y

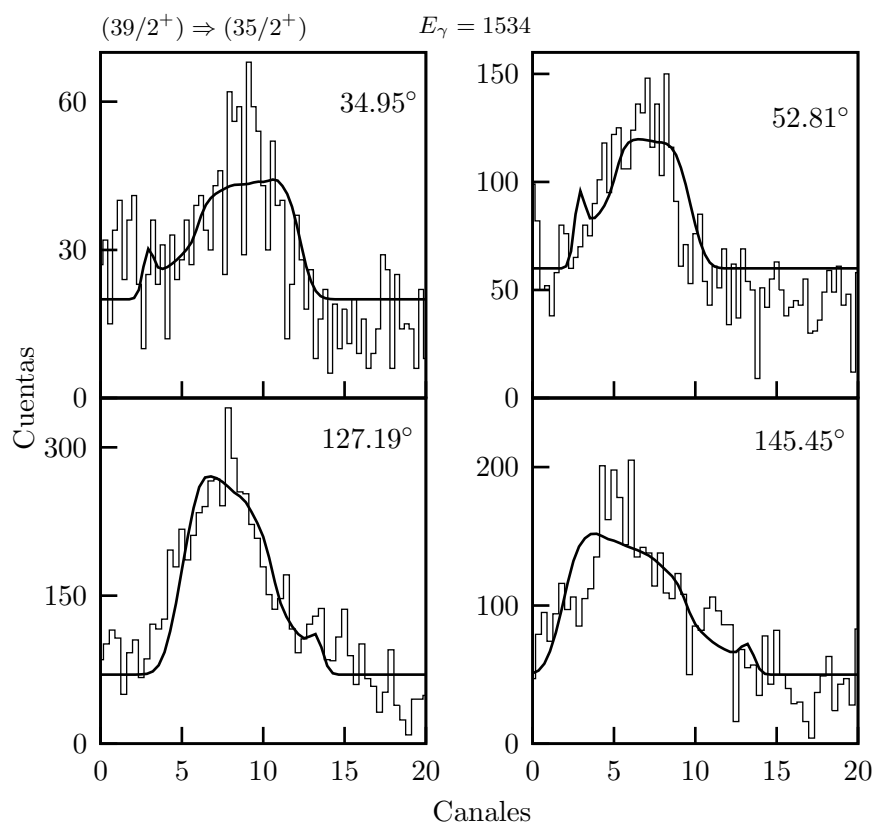


Figura 4.16: Espectros experimentales de la línea de 1534 keV para los 4 ángulos de detección. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.1. Calibración: 1.33 keV/canal.

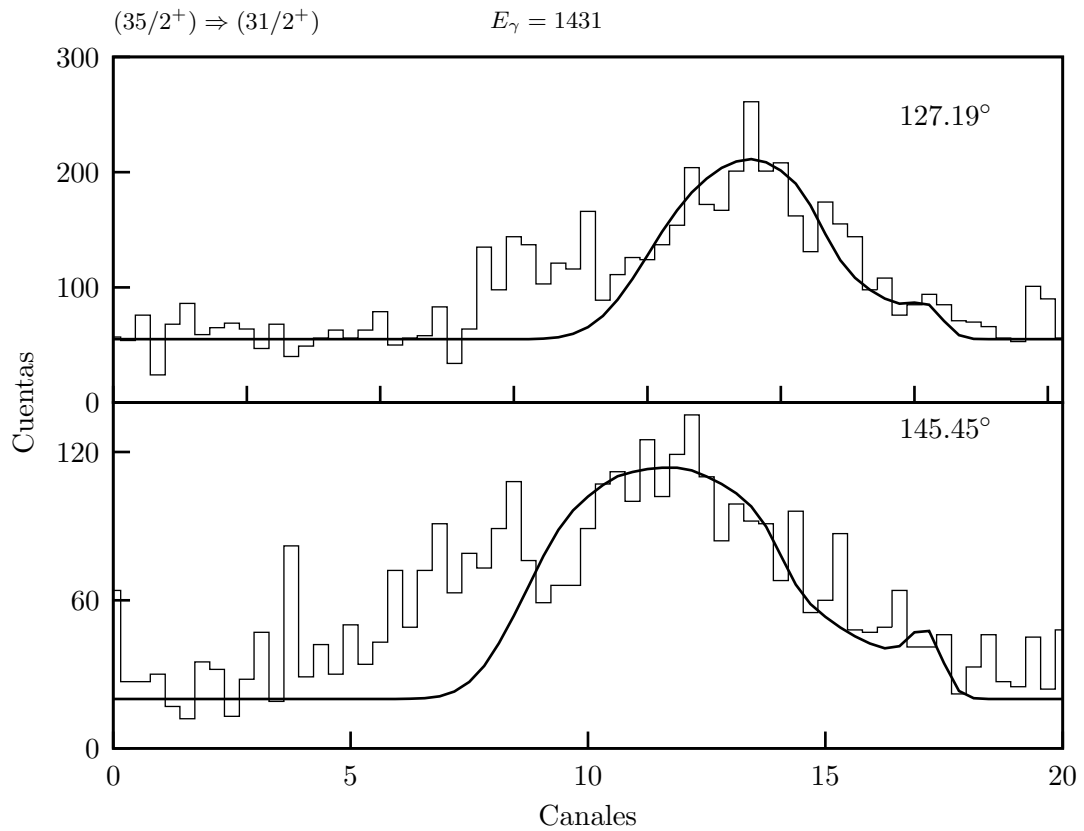


Figura 4.17: Espectros experimentales de la línea de 1431 keV para los 2 ángulos de detección hacia atrás. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.2.

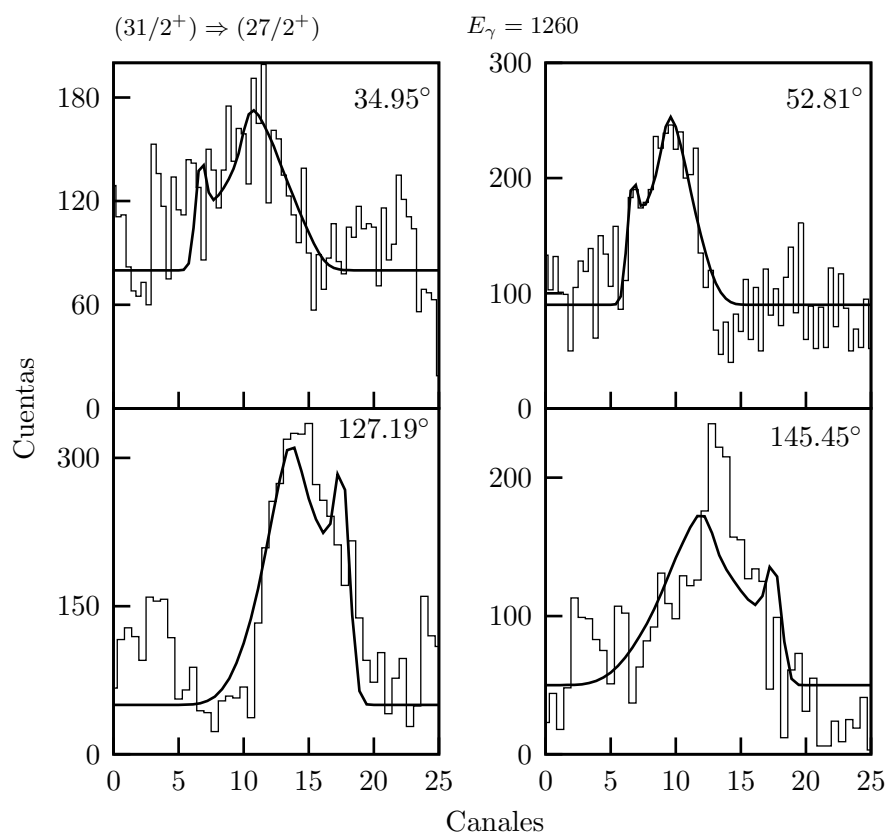


Figura 4.18: Espectros experimentales de la línea de 1260 keV para los ángulos de detección de  $52.81^\circ$  y  $127.19^\circ$ . La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4 (con el gate en la transición inmediatamente superior)

se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4.

### Estado $27/2^+$ . Línea 1092 keV

La figura 4.19 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección hacia atrás junto con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 2 gates por abajo, como muestra la tabla 4.8, y se sumaron los correspondientes espectros. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo un patrón de poblamiento similar al de la figura 4.4 pero con el gate en transiciones inferiores a la indicada en la figura con **G**.

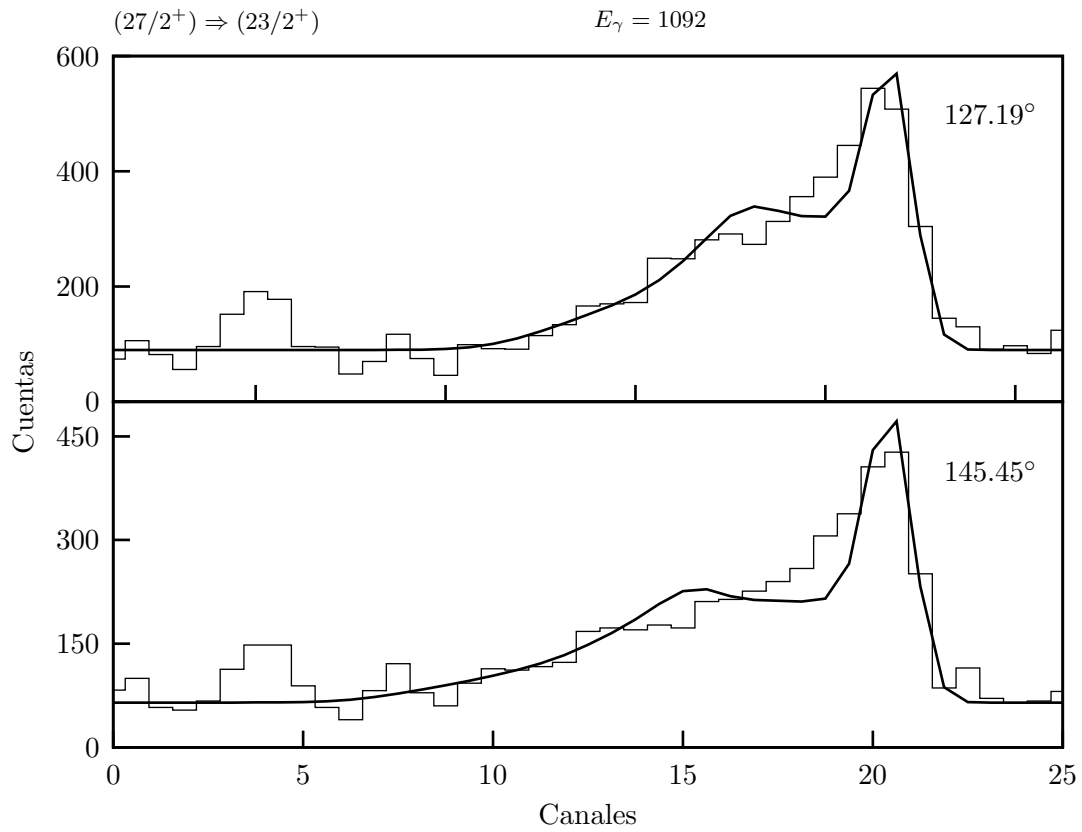


Figura 4.19: Espectros experimentales de la línea de 1092 keV para los ángulos de detección de  $127.19^\circ$  y  $145.45^\circ$ . La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4 (con el gate en transiciones inferiores a las indicadas con **G**).

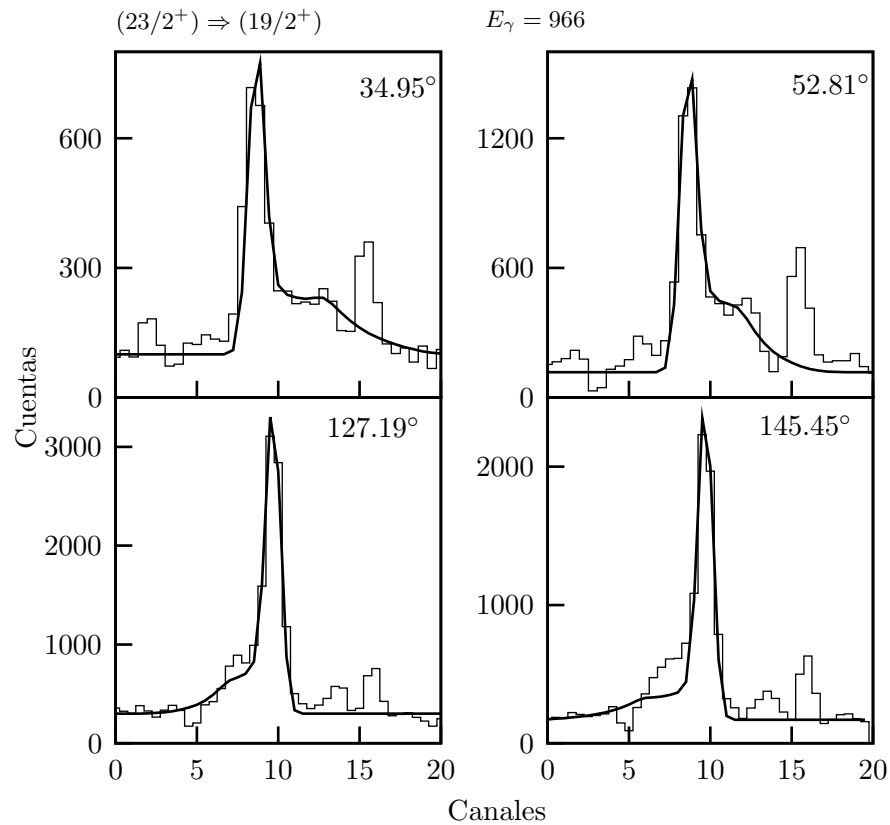


Figura 4.20: Espectros experimentales de la línea de 966 keV para los 4 ángulos de detección. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4 (con el gate en transiciones inferiores a la indicada con **G**).

### Estado $23/2^+$ . Línea 966 keV

La figura 4.20 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 2 gates por abajo, como muestra la tabla 4.8. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo un patrón de poblamiento similar al de la figura 4.4 pero con el gate en transiciones inferiores a la indicada en la figura con **G**.

## 4.6. Tiempos de alimentación lateral

### 4.6.1. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=+$ )

La tabla 4.10 muestra los gates empleados para generar los espectros con los cuales se calculan los tiempos de alimentación lateral de algunos estados de la banda

$I_i^\pi$	$E_\gamma(\text{keV})$	Gates empleados	Posición gates
41/2 <sup>+</sup>	1606	1486-1340-964-811-595	Abajo
37/2 <sup>+</sup>	1486	1340-1193-964-811	Abajo
33/2 <sup>+</sup>	1340	1193-1080-964-811-595	Abajo

Tabla 4.10: Gates empleados para calcular los tiempos de alimentación lateral para la banda (+, +).

(+,+) o principal.

### Estado 41/2<sup>+</sup>. Línea 1606 keV

La figura 4.21 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 5 gates por abajo, como muestra la tabla 4.10. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4.

### Estado 37/2<sup>+</sup>. Línea 1486 keV

La figura 4.22 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección hacia adelante con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 4 gates por abajo, como muestra la tabla 4.10. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo un patrón de poblamiento similar al de la figura 4.4 pero con el estado y el gate, marcados con **A** y **G** en la figura, una posición abajo de donde se encuentran en la figura y con un tiempo de alimentación lateral adicional.

### Estado 33/2<sup>+</sup>. Línea 1340 keV

La figura 4.23 ilustra los espectros experimentales para los 4 ángulos de detección con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 5 gates por abajo, como muestra la tabla 4.10. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo un patrón de poblamiento similar al de la figura 4.4 con dos estados poblados lateralmente más, por encima del estado considerado marcado con **A** en la figura.



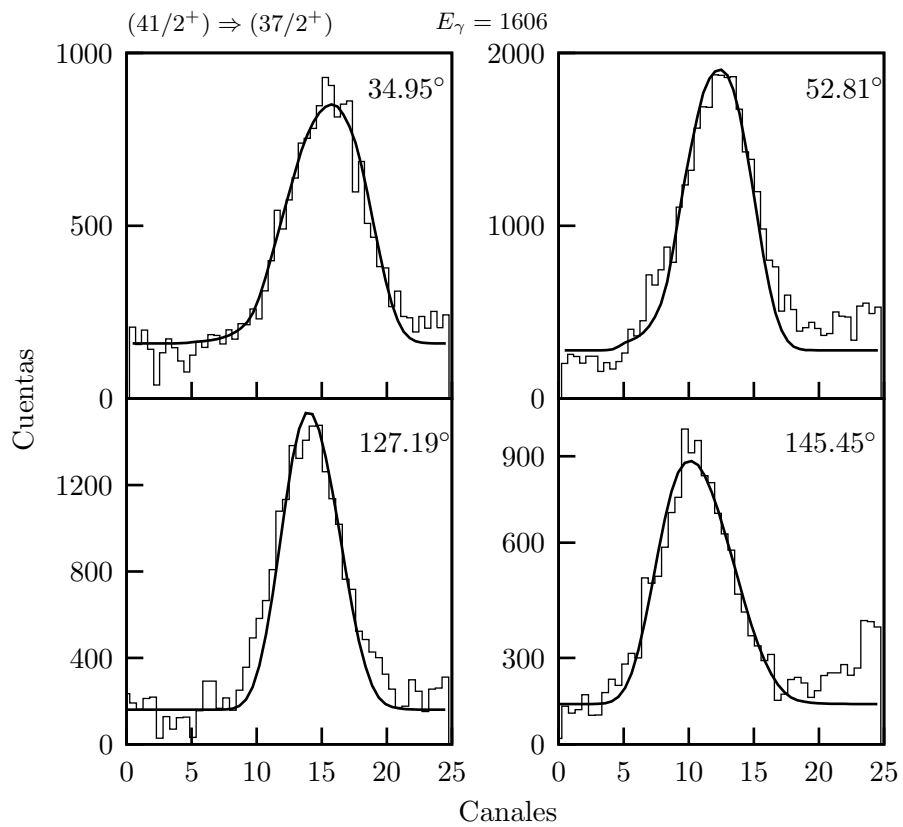


Figura 4.21: Espectros experimentales de la línea de 1606 keV para los 4 ángulos de detección hacia adelante. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4.

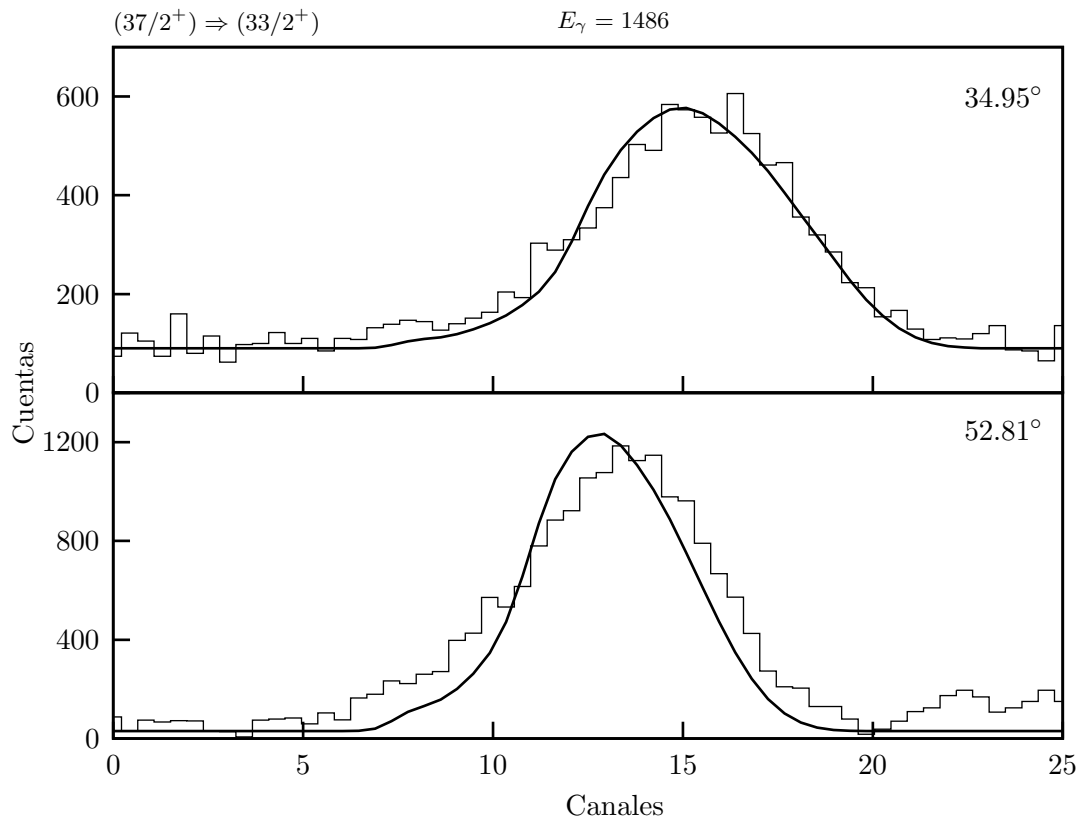


Figura 4.22: Espectros experimentales de la línea de 1486 keV para los 2 ángulos de detección hacia adelante. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4 (con **A** y **G** una posición abajo de donde se encuentran en la figura y con un tiempo de alimentación lateral adicional).

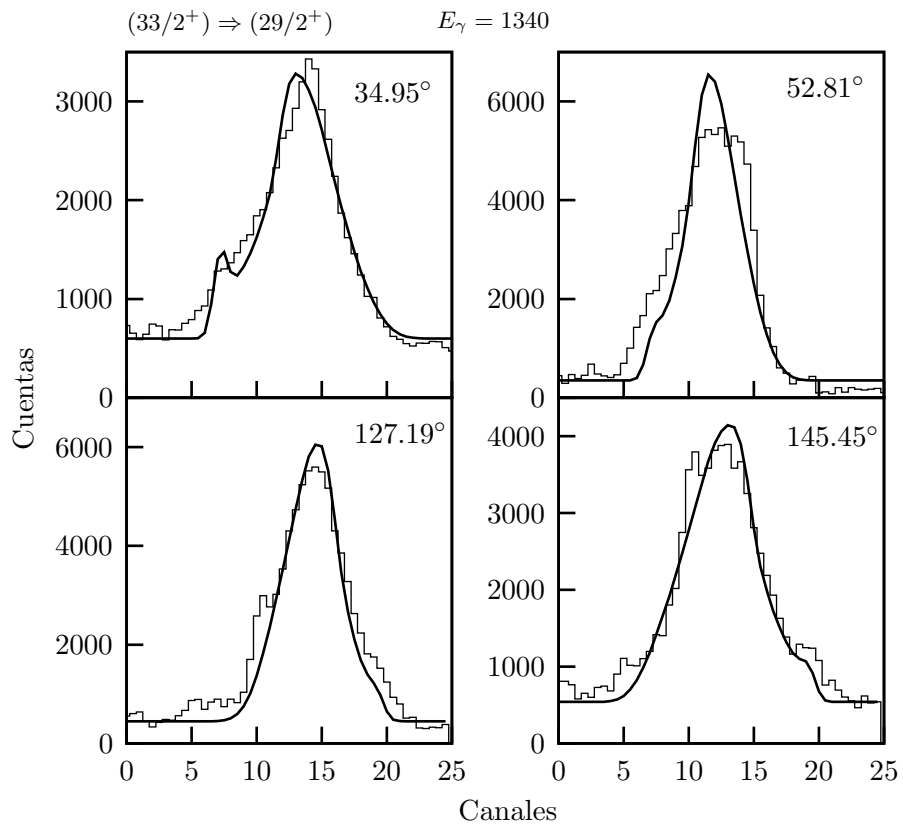


Figura 4.23: Espectros experimentales de la línea de 1340 keV para los 4 ángulos de detección. La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4 (con dos estados poblados lateralmente más, por encima de **A**).

### 4.6.2. Banda ( $\pi=+$ , $\alpha=-$ )

En la banda (+, -) solo se pudo utilizar la técnica de hacer gates por arriba en la transición de 1260 keV. Fue posible hacer gate por arriba en 1534 keV para los cuatro ángulos de detección y por abajo en 593 keV y en 897 keV para los ángulos de  $52.81^\circ$  y  $127.19^\circ$ , debido a la interferencia de una transición de aproximadamente 1260 keV desconocida que no alcanza a afectar las intensidades detectadas a ángulos cercanos a  $90^\circ$ , debido a su corrimiento Doppler menos pronunciado, y afecta sobre todo a los otros dos ángulos de  $34.55^\circ$  y  $145.45^\circ$ . En la figura 4.18 y 4.24 se pueden observar los ajustes a la línea de 1260 keV experimental tomando gate por arriba y por abajo respectivamente.

### Estado ( $31/2^+$ ). Línea 1260 keV

La figura 4.24 ilustra los espectros experimentales para los 2 ángulos de detección de  $52.81^\circ$  y  $127.19^\circ$  con el mejor ajuste dado por el programa AhKin para estos espectros. Para construir estos espectros se tomaron 2 gates por abajo, los cuales se suman con el fin de aumentar la estadística. Se mantiene fijo el tiempo de vida y se varía el tiempo de alimentación hasta encontrar el menor  $\chi^2$  suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4.

### 4.6.3. Tiempos de alimentación lateral encontrados

En la tabla 4.11 se muestran los tiempos de alimentación lateral ( $\tau_F$ ) encontrados para los diferentes estados estudiados en las bandas de paridad positiva del  $^{83}\text{Y}$ .

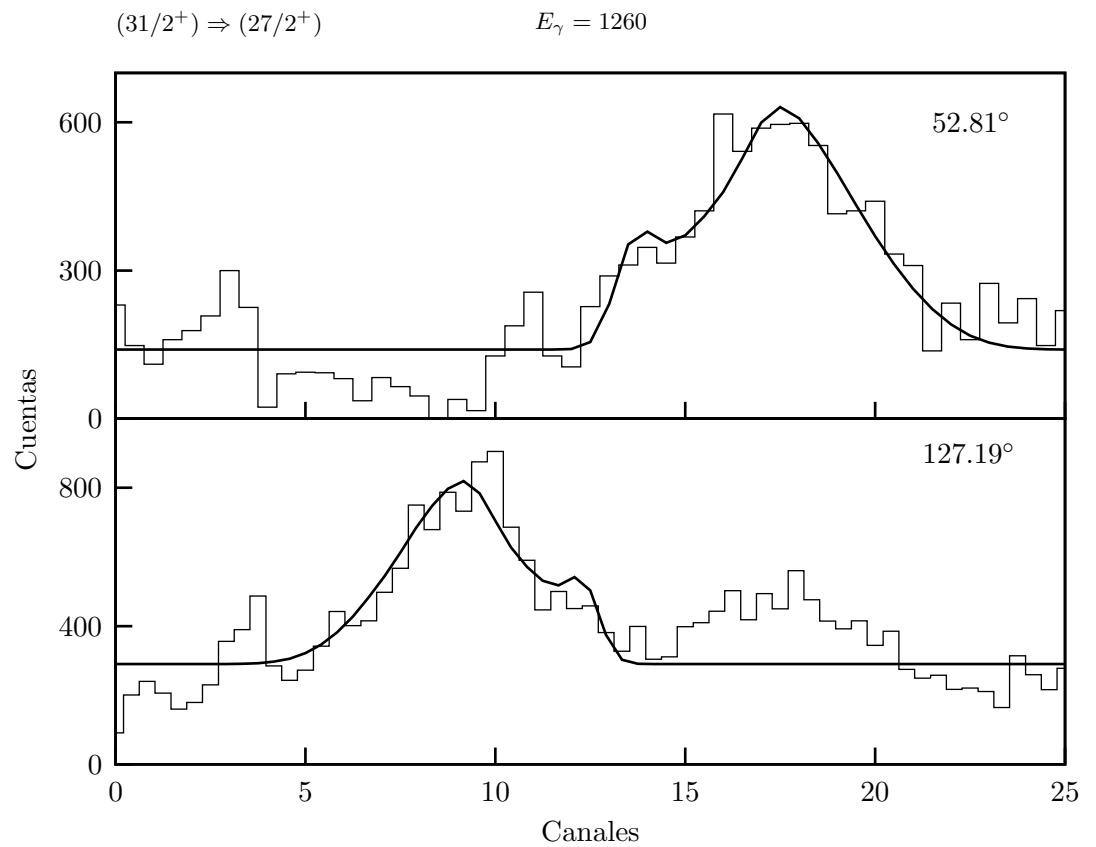


Figura 4.24: Espectros experimentales de la línea de 1260 keV para los ángulos  $52.81^\circ$  y  $127.19^\circ$ . La línea continua corresponde al mejor ajuste dado por AhKin suponiendo el patrón de poblamiento de la figura 4.4.

$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$\tau_F$ (ps)
<b>BANDA (+,+)</b>			
10831	(45/2 <sup>+</sup> )	1754	0.026(3) <sup>a</sup>
9077	41/2 <sup>+</sup>	1606	0.06(6)
7471	37/2 <sup>+</sup>	1486	0.06(2)
5985	33/2 <sup>+</sup>	1340	0.29(21)
<b>BANDA (+,-)</b>			
7179	(35/2 <sup>+</sup> )	1431	0.25(3)
5747	(31/2 <sup>+</sup> )	1260	0.27(2)
4488	27/2 <sup>+</sup>	1092	0.08(35) <sup>b</sup>
3395	23/2 <sup>+</sup>	966	0.42(12) <sup>c</sup>

<sup>a b c</sup> Los tiempos de alimentación lateral fueron calculados utilizando únicamente gates por abajo.

<sup>b</sup> El error para este tiempo de alimentación lateral no es simétrico, es decir  $\tau_{SF} = 0.08_{0.08}^{+0.35}$

Tabla 4.11: Tiempos de alimentación lateral ( $\tau_F$ ) de las bandas 1 y 2.  $E_x$  es la energía del estado,  $I_i^\pi$  su correspondiente spin,  $E_\gamma$  la energía de la transición y  $\tau_F$  el tiempo de alimentación lateral.

## Capítulo 5

# Resultados

### 5.1. Tiempos de vida

En las tablas 5.1 y 5.2 se muestran los tiempos de vida obtenidos para los diferentes estados estudiados en las bandas de paridad positiva del  $^{83}\text{Y}$ . Para cada ángulo se reportan los tiempos de vida obtenidos, así como los tiempos aceptados, los cuales son un promedio ponderado de los tiempos individuales. En los casos en los que no fue posible obtener formas de líneas confiables a un ángulo en particular se dejó en blanco el espacio en la tabla.

Para la banda  $(+,+)$ , el tiempo de vida reportado para el estado  $(49/2^+)$  es un tiempo efectivo, o sea sin considerar la alimentación lateral. Para el estado  $(49/2^+)$  se estimó el tiempo de vida haciendo gate por abajo y para los otros estados se obtuvieron los tiempos de vida independientemente del tiempo de alimentación lateral pues fue posible hacer gates por arriba.

Para la banda  $(+,-)$ , el tiempo de vida reportado para el estado  $(39/2^+)$  es un tiempo efectivo y solamente fue posible utilizar la técnica de hacer gates por arriba en la determinación del tiempo de vida del estado  $(31/2^+)$ .

En la tabla 5.3 se comparan los tiempos de vida y de alimentación lateral obtenidos en el presente trabajo y en las referencias [2, 5, 6] para la banda  $(+,+)$  o del estado base. En general existe un acuerdo entre los tiempos de vida reportados en el presente trabajo y los reportados previamente en la referencia [6], excepto por el tiempo de vida del estado  $I = 41/2^+$ , el cual es más pequeño en cerca de un 38 % que en la referencia [6], el tiempo de vida del estado  $I = 37/2^+$  el cual es más grande en cerca del 40 % que en la referencia [6] y el tiempo de vida del estado  $I = 33/2^+$  el cual es más pequeño en cerca de un 52 % que en la referencia [6] y también más pequeño en cerca del 70 % que en la referencia [2]. El tiempo de vida del estado  $I = 25/2^+$  es más grande en cerca de un 27 % que en la referencia [6] y más grande en cerca de un 37 % que en la referencia [5]. Se presenta un muy buen acuerdo entre el tiempo de vida del estado  $I = 29/2^+$  reportado en este trabajo y todas las referencias [2, 5, 6]. Para los estados con

BANDA (+, +)							
$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$\tau$ (ps)				$\tau_{ace}$ (ps)
			34.95°	52.81°	127.19°	145.45°	
12797	(49/2 <sup>+</sup> )	1966			0.09 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.02</sub>	0.08 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>	0.08(2)
10831	(45/2 <sup>+</sup> )	1754	0.07 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>	0.08 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>	0.1 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.04</sub>	0.06 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>	0.08(2)
9077	41/2 <sup>+</sup>	1606	0.08 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>	0.18 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>			0.10(7)
7471	37/2 <sup>+</sup>	1486	0.12 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.05</sub>	0.2 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.02</sub>		0.01 <sup>+0.05</sup>	0.17(2)
5985	33/2 <sup>+</sup>	1340	0.10 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.05</sub>				0.10(5)
4644	29/2 <sup>+</sup>	1193	0.25 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.03</sub>	0.28 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.03</sub>	0.25 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>	0.25 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>	0.26(5)
3452	25/2 <sup>+</sup>	1080	0.64 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.05</sub>	0.59 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.04</sub>			0.60(3)

Tabla 5.1: Energía y tiempos de vida de los estados de la banda (+, +) o banda del estado base del <sup>83</sup>Y.  $\tau_{ace}$  es obtenido como un promedio ponderado de los tiempos de vida para los diferentes ángulos, donde para cada ángulo también se han promediado los tiempos para diferentes gates por arriba.

$I \geq 37/2^+$  los tiempos de vida reportados en este trabajo son en general más grande que los reportados en la referencia [2] en cerca de un 70 %.

En la tabla 5.4 se comparan los tiempos de vida y de alimentación lateral obtenidos en el presente trabajo y en las referencias [2, 5, 21, 19] para la banda (+, -). En el presente trabajo se pudo medir por primera vez el tiempo de vida efectivo para el estado  $I = (39/2^+)$ . Para el estado  $I = (35/2^+)$  se determinó el tiempo de vida, el cual está dentro del rango reportado en las referencias [2, 21]. En el presente trabajo se un obtuvo un tiempo de vida para el estado  $I = (31/2^+)$  en cerca de un 38 % más pequeño y un tiempo de vida para el estado  $I = 27/2^+$  en cerca de un 30 % más grande que los reportados en la referencia [2]. Se presenta un muy buen acuerdo entre el tiempo de vida obtenido en este trabajo para el estado  $I = 23/2^+$  y el reportado en la referencia [2].

## 5.2. Tiempos de alimentación lateral

En la tabla 5.3 se puede observar que el tiempo de alimentación lateral del estado  $I = 33/2^+$  es más grande que el tiempo de vida, lo mismo se observa en la tabla 5.4 para los estados  $I = (35/2^+)$  y  $I = (31/2^+)$  en la banda (+, -).

En las figuras 5.1 y 5.2 están graficados los tiempos de vida y de alimentación lateral en función del spin total, para la banda (+, +) y (+, -), respectivamente. Una vez más se observa que en contra de la creencia difundida hasta hace un tiempo, que afirmaba que  $\tau_F \ll \tau$ , los tiempos de alimentación lateral son del mismo orden que los tiempos de los estados, o incluso, pueden ser más grandes.



BANDA (+, -)							
$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$\tau$ (ps)				$\tau_{ace}$ (ps)
			34.95°	52.81°	127.19°	145.45°	
8713	(39/2 <sup>+</sup> )	1534	0.4 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.2</sub>	0.4 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.2</sub>	0.28 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.08</sub>	0.28 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.9</sub>	0.30(7)
7179	(35/2 <sup>+</sup> )	1431	0.02 <sup>+0.08</sup>	0.05 <sup>+0.08</sup>	0.14 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.07</sub>	0.16 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.02</sub>	0.09(4)
5747	(31/2 <sup>+</sup> )	1260	0.2 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.1</sub>	0.2 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.1</sub>	0.22 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>	0.1 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.1</sub>	0.18(5)
4488	27/2 <sup>+</sup>	1092			0.4 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.1</sub>	0.45 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.09</sub>	0.43(7)
3395	23/2 <sup>+</sup>	966	0.6 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.1</sub>	0.52 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.09</sub>	0.9 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.2</sub>	1.4 <sup>+0.4</sup> <sub>-0.2</sub>	0.63(8)

Tabla 5.2: Energía y tiempos de vida de los estados de la banda (+, -) del <sup>83</sup>Y.  $\tau_{ace}$  es obtenido como un promedio ponderado de los tiempos de vida para los diferentes ángulos.

$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$\tau^a$ (ps)	$\tau^b$ (ps)	$\tau_F^b$ (ps)	$\tau^c$ (ps)	$\tau_F^c$ (ps)	$\tau^d$ (ps)	$\tau_F^d$ (ps)
12797	(49/2 <sup>+</sup> )	1966	0.01( <sup>5</sup> <sub>1</sub> )			0.11(2)		0.08(2)	
10831	(45/2 <sup>+</sup> )	1754	0.02( <sup>8</sup> <sub>1</sub> )			0.08(2)	0.023	0.08(2)	0.026(3)
9077	41/2 <sup>+</sup>	1606	0.02( <sup>8</sup> <sub>1</sub> )			0.16(2)	0.035	0.10(3)	0.06(6)
7471	37/2 <sup>+</sup>	1486	0.07( <sup>4</sup> <sub>3</sub> )			0.10(2)	0.07	0.17(2)	0.06(2)
5985	33/2 <sup>+</sup>	1340	0.32( <sup>13</sup> <sub>10</sub> )	<0.39		0.21(2)	0.12	0.10(5)	0.29(21)
4644	29/2 <sup>+</sup>	1193	0.28( <sup>5</sup> <sub>4</sub> )	0.29(7)	0.35(10)	0.29(2)	0.26	0.26(5)	
3452	25/2 <sup>+</sup>	1080		0.38(8)	0.42(10)	0.44(5)	0.43	0.60(3)	
2371	21/2 <sup>+</sup>	964		0.62(10)	0.6(2)	0.71(7)	0.77		
1407	17/2 <sup>+</sup>	811		1.39(15)	0.65(25)				
595	13/2 <sup>+</sup>	595		7.8(7)					

<sup>a</sup> <sup>58</sup>Ni(<sup>28</sup>Si,3p)  $E_{lab} = 110$  MeV. Ref [2].

<sup>b</sup> <sup>54</sup>Fe(<sup>33</sup>S,3p)  $E_{lab} = 103 - 107$  MeV. Ref [5].

<sup>c</sup> <sup>58</sup>Ni(<sup>32</sup>S,3p)  $E_{lab} = 135$  MeV. Ref [6].

<sup>d</sup> <sup>58</sup>Ni(<sup>32</sup>S,3p)  $E_{lab} = 135$  MeV. Trabajo presente.

Tabla 5.3: Resumen de los tiempos de vida y los tiempos de alimentación lateral para las banda rotacional (+,+) del <sup>83</sup>Y según varios autores. En el presente trabajo se determinaron independientemente los tiempos de vida y los de alimentación lateral usando la técnica de GFA en todas las transiciones excepto las dos primeras.

$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$\tau^a$ (ps)	$\tau^b$ (ps)	$\tau^c$ (ps)	$\tau^d$ (ps)	$\tau^e$ (ps)	$\tau_F^e$ (ps)
8713	(39/2 <sup>+</sup> )	1534					0.30(7)	
7179	(35/2 <sup>+</sup> )	1431		<0.24	<0.34		0.09(4)	0.25(3)
5747	(31/2 <sup>+</sup> )	1260			0.29( $\frac{11}{10}$ )		0.18(5)	0.27(2)
4488	27/2 <sup>+</sup>	1092			0.29( $\frac{9}{11}$ )		0.43(7)	0.08(35)
3395	23/2 <sup>+</sup>	966			0.62( $\frac{16}{13}$ )		0.63(8)	0.42(12)
2429	19/2 <sup>+</sup>	897	1.1(2)			1.3(4)		
1533	15/2 <sup>+</sup>	794	1.9(4)			1.8(5)		
738	11/2 <sup>+</sup>	592	6.9(14)			8.3(14)		

<sup>a</sup>  $^{54}\text{Fe}(^{33}\text{S},3\text{p})$   $E_{\text{lab}} = 103 - 107$  MeV. Ref [5].

<sup>b</sup>  $^{28}\text{Si}(^{58}\text{Ni},3\text{p})$   $E_{\text{lab}} = 195$  MeV. Ref [21].

<sup>c</sup>  $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si},3\text{p})$   $E_{\text{lab}} = 110$  MeV. Ref [2].

<sup>d</sup>  $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si},3\text{p})$   $E_{\text{lab}} = 100$  MeV. Ref [19].

<sup>e</sup>  $^{58}\text{Ni}(^{32}\text{S},3\text{p})$   $E_{\text{lab}} = 135$  MeV. Trabajo presente.

Tabla 5.4: Resumen de los tiempos de vida y los tiempos de alimentación lateral para la banda rotacional (+, -) del  $^{83}\text{Y}$  según varios autores. En el presente trabajo se determinaron independientemente los tiempos de vida y los de alimentación lateral usando la técnica de GFA en las transiciones de 1431 y 1260 keV, debido a que fue posible hacer gate por arriba en la transición de 1260 keV.

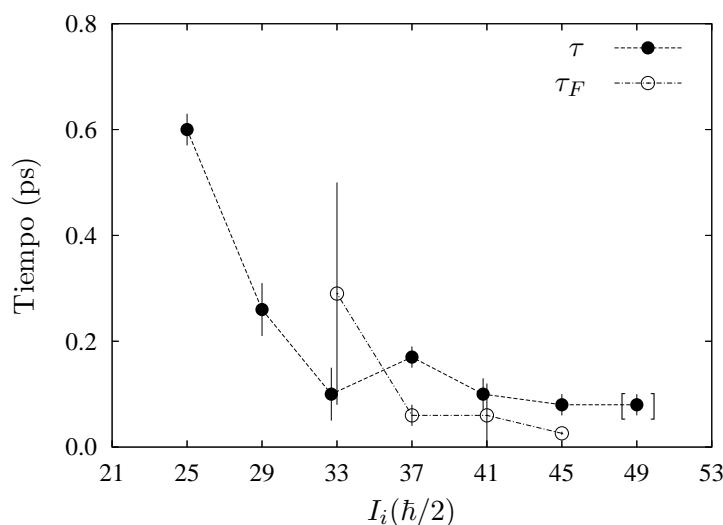


Figura 5.1: Tiempo de vida,  $\tau$ , y de alimentación lateral,  $\tau_F$ , en función de del spin total,  $I_i$ , para la banda (+,+). Los tiempos están en picosegundos y el spin en unidades de  $\hbar/2$ .

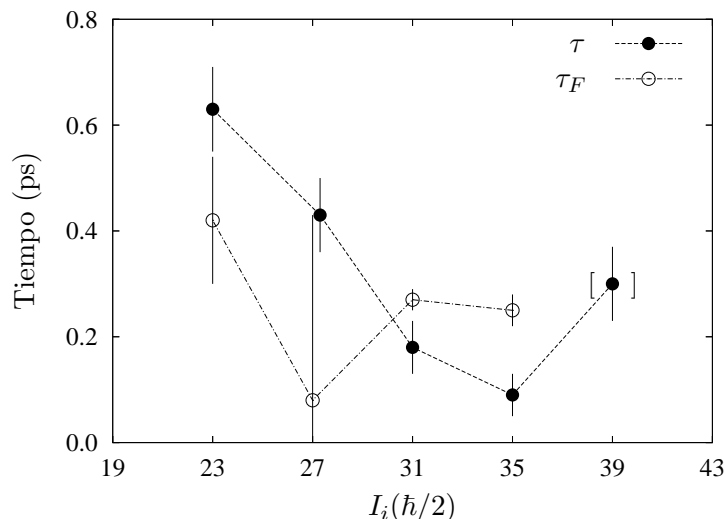


Figura 5.2: Tiempo de vida,  $\tau$ , y de alimentación lateral,  $\tau_F$ , en función de del spin total,  $I_i$ , para la banda (+, -). Los tiempos están en picosegundos y el spin en unidades de  $\hbar/2$ .

### 5.3. Momentos y deformaciones cuadrupolares eléctricas

De la teoría de las transiciones electromagnéticas, la probabilidad de transición reducida  $B(E2)$  para transiciones cuadrupolares eléctricas está relacionada con el tiempo de vida del estado [17](pag. 504):

$$B(E2) = \frac{815.6}{E_\gamma^5 \tau}, \quad (5.1)$$

en donde la energía  $E_\gamma$  está dada en MeV, el tiempo  $\tau$  en picosegundos y  $B(E2)$  en  $e^2 fm^4$ .

Si se supone un núcleo con simetría axial, el modelo rotacional en el límite de acoplamiento fuerte o acoplamiento con la deformación para núcleos con número de masa impar proporciona una relación simple entre el momento cuadrupolar y las fortalezas de transición dadas por la ecuación [18]

$$B(E2, I + 2 \rightarrow I) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_t^2 \times \frac{(I + 1 - K)(I + 1 + K)(I + 2 - K)(I + 2 + K)}{(I + 1)(2I + 3)(I + 2)(2I + 5)} \quad (5.2)$$

Donde  $Q_t$  es denominado el momento cuadrupolar transicional intrínscico pues está definido sobre los ejes fijos al núcleo.  $K$  es la proyección del spin total sobre los ejes fijos o intrínscicos al núcleo.

El momento cuadrupolar transicional está relacionado con la deformación cua-

drupolar  $\beta_2$ , suponiendo la triaxialidad igual a cero y tomando aproximación a primer orden en la deformación, por [18]

$$Q_t = \frac{3ZA^{2/3}}{(5\pi)^{1/2}} R_0^2 \beta_2 \quad (5.3)$$

en donde  $Z$  es el número de protones,  $A$  el número de masa y  $R_0 = 1.2$  fm.

En las tablas 5.5 y 5.6 se muestran las cantidades  $B(E2)$ , los momentos cuadrupolares transicionales  $|Q_t|$  y la deformación  $\beta_2$  obtenidas en el presente trabajo.

BANDA (+,+)					
$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$B(E2)^a$ (W.u.)	$ Q_t $ (eb)	$\beta_2$
12797	(49/2 <sup>+</sup> )	1966	16 ( $\frac{5}{3}$ ) <sup>b</sup>	1.00 ( $\frac{15}{11}$ ) <sup>b</sup>	0.12 ( $\frac{2}{1}$ ) <sup>b</sup>
10831	(45/2 <sup>+</sup> )	1754	28 ( $\frac{9}{6}$ ) <sup>c</sup>	1.33 ( $\frac{21}{14}$ ) <sup>c</sup>	0.16 ( $\frac{3}{2}$ ) <sup>c</sup>
9077	41/2 <sup>+</sup>	1606	35 ( $\frac{15}{8}$ )	1.49 ( $\frac{29}{18}$ )	0.18 ( $\frac{4}{2}$ )
7471	37/2 <sup>+</sup>	1486	30 ( $\frac{4}{3}$ )	1.40 ( $\frac{9}{8}$ )	0.17 ( $\frac{1}{1}$ )
5985	33/2 <sup>+</sup>	1340	86 ( $\frac{86}{29}$ )	2.38 ( $\frac{99}{44}$ )	0.29 ( $\frac{12}{5}$ )
4644	29/2 <sup>+</sup>	1193	59 ( $\frac{14}{10}$ )	2.00 ( $\frac{22}{17}$ )	0.25 ( $\frac{3}{2}$ )
3452	25/2 <sup>+</sup>	1080	42 ( $\frac{2}{2}$ )	1.72 ( $\frac{4}{4}$ )	0.21 ( $\frac{1}{1}$ )

<sup>a</sup> 1 W.u. = 21.9 e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup>.

<sup>b</sup> Valor extraído del tiempo de vida efectivo.

<sup>c</sup> Tiempo de vida determinado a partir de GFB.

Tabla 5.5: Energías de excitación, spines iniciales, energías de transición, probabilidad de transición reducida, momentos cuadrupolares y deformaciones cuadrupolares, suponiendo  $\gamma = 0$  (simetría axial) y  $K = 5/2$ , para estados en la banda (+,+). Cada transición es cuadrupolar con  $\Delta I = 2$ , y por eso sólo se muestra el spin inicial. Se analizaron todas las transiciones excepto las dos más altas usando la técnica de GFA.

En las figuras 5.3 y 5.4 son graficados los momentos cuadrupolares de transición para la banda (+,+) y (+,-), respectivamente. Los momentos cuadrupolares graficados para las otras referencias son calculados mediante las aproximaciones

BANDA (+, -)					
$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$B(E2)^a$ (W.u.)	$ Q_t $ (eb)	$\beta_2$
8713	(39/2 <sup>+</sup> )	1534	15 ( $\frac{4}{3}$ ) <sup>b</sup>	0.97 ( $\frac{14}{10}$ ) <sup>b</sup>	0.12 ( $\frac{2}{1}$ ) <sup>b</sup>
7179	(35/2 <sup>+</sup> )	1431	69 ( $\frac{55}{21}$ )	2.12 ( $\frac{72}{36}$ )	0.26 ( $\frac{9}{4}$ )
5747	(31/2 <sup>+</sup> )	1260	65 ( $\frac{25}{14}$ )	2.08 ( $\frac{37}{24}$ )	0.26 ( $\frac{5}{3}$ )
4488	27/2 <sup>+</sup>	1092	56 ( $\frac{11}{8}$ )	1.95 ( $\frac{18}{14}$ )	0.24 ( $\frac{2}{2}$ )
3395	23/2 <sup>+</sup>	966	70 ( $\frac{10}{8}$ )	2.24 ( $\frac{16}{13}$ )	0.28 ( $\frac{2}{2}$ )

<sup>a</sup> 1 W.u. = 21.9 e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup>.

<sup>b</sup> Valor extraído del tiempo de vida efectivo.

Tabla 5.6: Igual a la tabla 5.5 para la banda (+, +), suponiendo  $\gamma = 0$  y  $K = 5/2$ . Sólo se utilizó la técnica de GFA en la transición de 1260 keV.

seguidas en el presente trabajo, es decir, sólo fueron utilizados los tiempos de vida reportados en las referencias, y así poder comparar los valores obtenidos en el presente trabajo con los reportados previamente y al mismo tiempo muestra también los valores para aquellos spines no medidos en el presente trabajo. Es claro que las diferencias en los tiempos de vida lleva a conclusiones diferentes acerca de la estructura del <sup>83</sup>Y. Se observa de nuestros resultados que para la banda (+,+) hay un leve aumento de  $|Q_t|$  hasta el spin 33/2 y luego un leve descenso. Para la banda (+, -) se observa de nuestros resultados una aparente constancia de  $|Q_t|$ . La razón de estas diferencias parece ser el tratamiento diferente del tiempo de alimentación lateral, tal como se discutió en la sección 5.1.

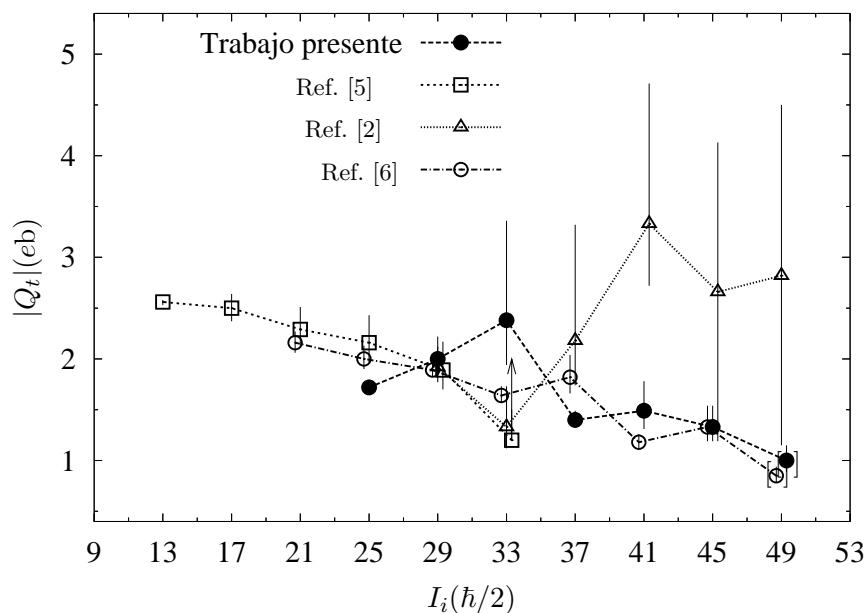


Figura 5.3: Comparación entre los momentos cuadrupolares de transición encontrados en el presente trabajo y los calculados mediante los tiempos de vida reportados previamente para la banda (+,+) en las referencias [2, 5, 6]. Los valores encerrados en paréntesis cuadrado se han extraído de un tiempo de vida efectivo y en consecuencia significan un límite inferior. Algunos de los valores han sido corridos levemente hacia adelante o hacia atrás del correspondiente valor de spin con el objeto de apreciar sus errores relativos. Todos los tiempos de vida fueron obtenidos mediante DSAM.

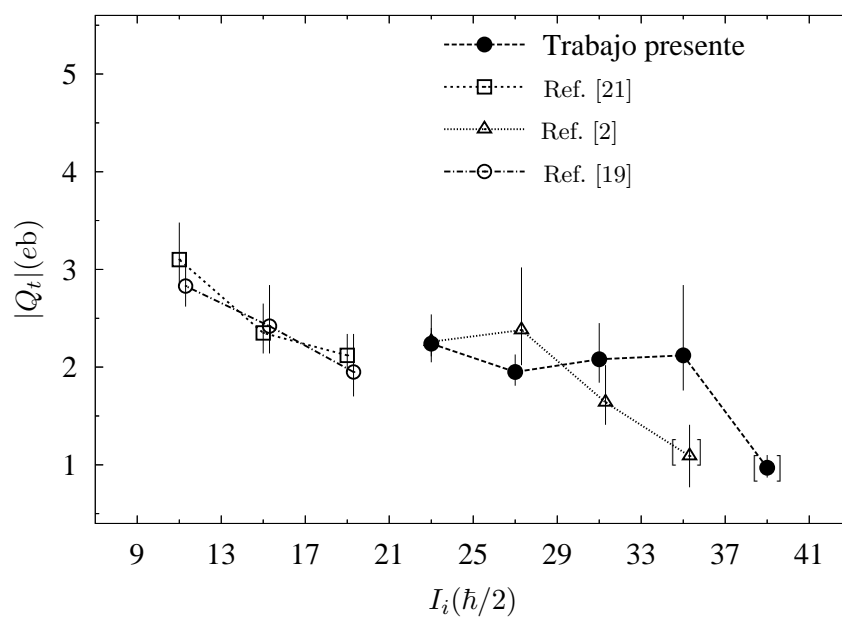


Figura 5.4: Comparación entre los momentos cuadrupolares de transición encontrados en el presente trabajo y los calculados mediante los tiempos de vida reportados previamente para la banda (+, -) en las referencias [2, 21, 19]. Los valores encerrados en paréntesis cuadrado se han extraído de un tiempo de vida efectivo y en consecuencia significan un límite inferior. Algunos de los valores han sido corridos levemente hacia adelante o hacia atrás del correspondiente valor de spin con el objeto de apreciar sus errores relativos. Los tiempos de vida reportados en la referencia [19] se obtuvieron empleando el Recoil Distance Method. Todos los otros empleando DSAM.





## Capítulo 6

# Análisis y conclusiones

El comportamiento del núcleo atómico a alto momento angular es una de las áreas más activas de investigación en la actualidad. El alto momento angular se puede conseguir básicamente de dos formas, por excitaciones colectivas rotacionales o por excitación de partícula aislada, siendo el estudio de la deformación del núcleo un tema estrechamente relacionado con las excitaciones colectivas rotacionales. Es posible obtener evidencias experimentales de la deformación al medir cantidades como los niveles de energía, los momentos de inercia o probabilidades de transición cuadrupolar. Ésta última permite deducir los momentos cuadrupolares eléctricos, que son los que mejores reflejan cuantitativamente la deformación.

En los núcleos rotacionales el cambio más frecuente de configuración es el rompimiento de un par, lo cual en primera aproximación implica: *i*) que dos nucleones ya no participan más en el movimiento colectivo, y *ii*) además de contribuir a la forma del núcleo entero a través de la posición geométrica de los orbitales, los nuevos nucleones de valencia pueden ejercer fuerzas polarizadoras sobre el core resultante. Ambos efectos pueden causar cambios colectivos y en consecuencia  $|Q_t|$  puede cambiar en alguna magnitud. Aunque, el mecanismo microscópico exacto depende de los detalles de la configuración, la aparición de estos efectos se puede detectar examinando cantidades tales como los momentos cinético y dinámicos de inercia al igual que el momento cuadrupolar. En este capítulo se hace un análisis de los valores encontrados para estas cantidades en las bandas de paridad positiva del  $^{83}\text{Y}$ .

Los momentos de inercia cinemático  $\mathcal{J}^{(1)}$  y dinámico  $\mathcal{J}^{(2)}$  están dados por [19]:

$$\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2 = \frac{I_x}{\hbar\omega(I)}; \quad (6.1)$$

y

$$\mathcal{J}^{(2)}/\hbar^2 = \frac{dI_x}{d(\hbar\omega(I))}, \quad (6.2)$$

donde  $I_x(I) = \sqrt{I(I+1) - \Omega^2}$  es la proyección del spin a lo largo del eje de rotación y la energía del núcleo en rotación,  $\hbar\omega(I)$ , se toma como  $E_\gamma/2$ , como es

usual [11].

Considerando el núcleo como un rotor rígido deformado con simetría axial se tiene que el momento de inercia  $\mathcal{J}_{rig}$  está relacionado con la deformación cuadrupolar  $\beta_2$ , en primera aproximación, por [11]:

$$\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2 \approx 0.01380A^{5/3} \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{16\pi}}\beta_2 \right), \quad (6.3)$$

donde  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2$  está en  $\text{MeV}^{-1}$ .

Para la banda (+,+) se tiene como valor promedio del momento cuadrupolar de transición,  $|Q_t| = 1.40(8)$  eb y  $|Q_t| = 1.73(4)$  eb, para spines superiores o igual e inferiores a  $37/2$ , respectivamente, correspondiente a una deformación  $\beta_2 = 0.17(1)$  y  $\beta_2 = 0.21(1)$ . Tomando éstos valores de deformación y utilizando la ecuación 6.3, se tiene que  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2 = 23.0 \text{ MeV}^{-1}$  y  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2 = 23.2 \text{ MeV}^{-1}$ .

Para la banda (+, -)  $|Q_t| = 2.11(11)$  eb, correspondiente a una deformación  $\beta_2 = 0.26(1)$  y  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2 = 23.6 \text{ MeV}^{-1}$ .

En el presente trabajo son obtenidos momentos cuadrupolares de transición en promedio más pequeños que en trabajos previos (para las dos bandas de paridad positiva fue obtenido  $|Q_t|=2.48(7)$  eb y  $|Q_t|=2.45(14)$  eb en las referencias [5, 19], respectivamente) debido a que en nuestro caso se cuenta con valor de  $Q_t$  para más altos spin. En un trabajo más reciente [22] se obtuvo experimentalmente  $|Q_t|=1.75$  eb, obtenido de la medición de cuatro tiempos de vida en la banda (+,+) para más alto spin que las referencias [5, 19]. Luego, se puede decir que en promedio el momento cuadrupolar de transición va disminuyendo con el aumento del spin.

En las figuras 6.1 y 6.2 están graficados  $I_x(I)$ ,  $\mathcal{J}^{(1)}$  y  $\mathcal{J}^{(2)}$ , junto con el momento cuadrupolar eléctrico de transición para las bandas de paridad positiva del  $^{83}\text{Y}$  en función de la energía de rotación  $\hbar\omega$ . De las gráficas y de los anteriores calculos se observa lo siguiente:

- Para la banda (+,+)  $\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2$  empieza a 78 % del valor de  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2$ . El momento de inercia dinámico, el cual es proporcional a la pendiente del momento de inercia cinético, presenta un máximo pronunciado en  $\hbar\omega \approx 0.55 \text{ MeV}$  y en  $0.75 \text{ MeV}$ , lo cual es frecuentemente asociado, en la region  $A = 80$ , con el alineamiento de protones o neutrones  $g_{9/2}$  con energía de excitación cercana [19], en nuestro caso correspondería al alineamiento de neutrones. El momento de transición cuadrupolar aumenta levemente desde  $\hbar\omega = 0.54 \text{ MeV}$  hasta  $0.67 \text{ MeV}$  y luego disminuye abruptamente, permaneciendo prácticamente constante a partir de  $\hbar\omega = 0.74 \text{ MeV}$  hasta el estado más energético, lo cual indica que el estado más alto todavía tiene un caracter colectivo, aunque sólo se tiene un límite inferior para  $Q_t$  y por lo tanto es difícil de comparar.

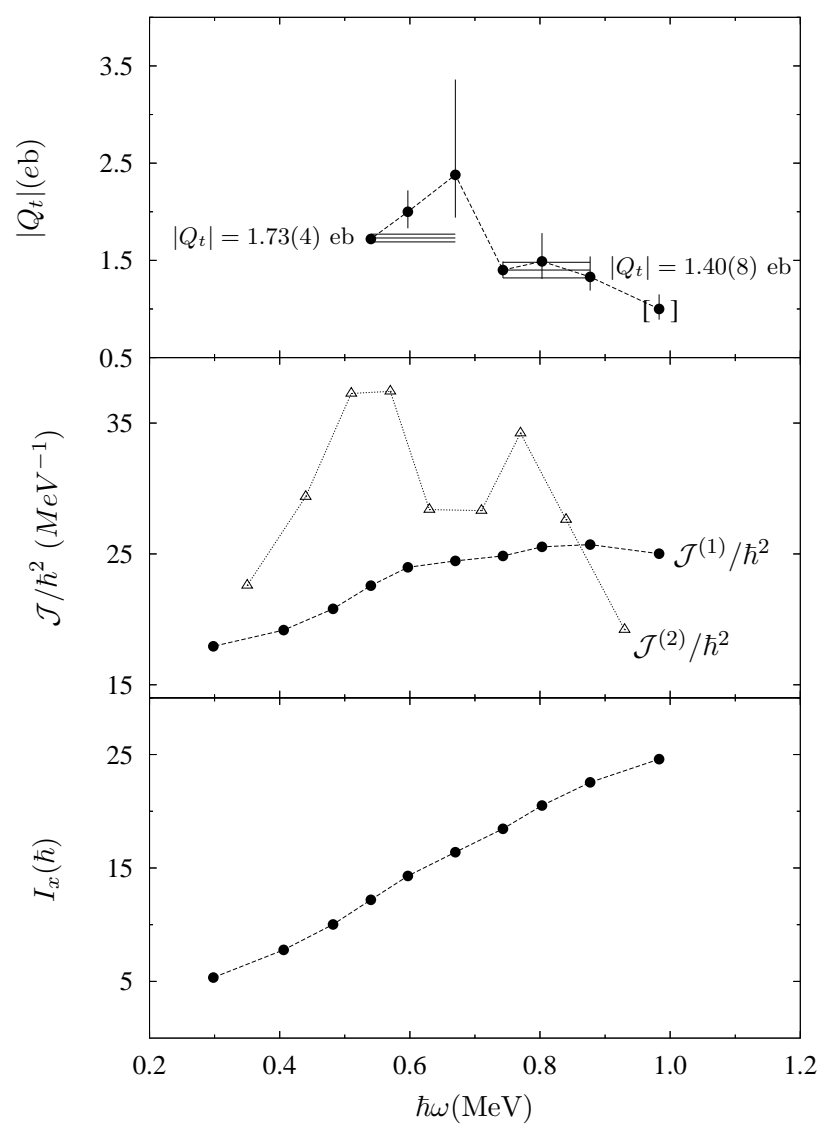


Figura 6.1: Proyección del spin a lo largo de eje de rotación  $I_x$ , momentos de inercia cinemático  $\mathcal{J}^{(1)}$ , dinámico  $\mathcal{J}^{(2)}$  y momentos cuadrupolares de transición  $|Q_t|$  para la banda (+,+) del  $^{83}\text{Y}$ .

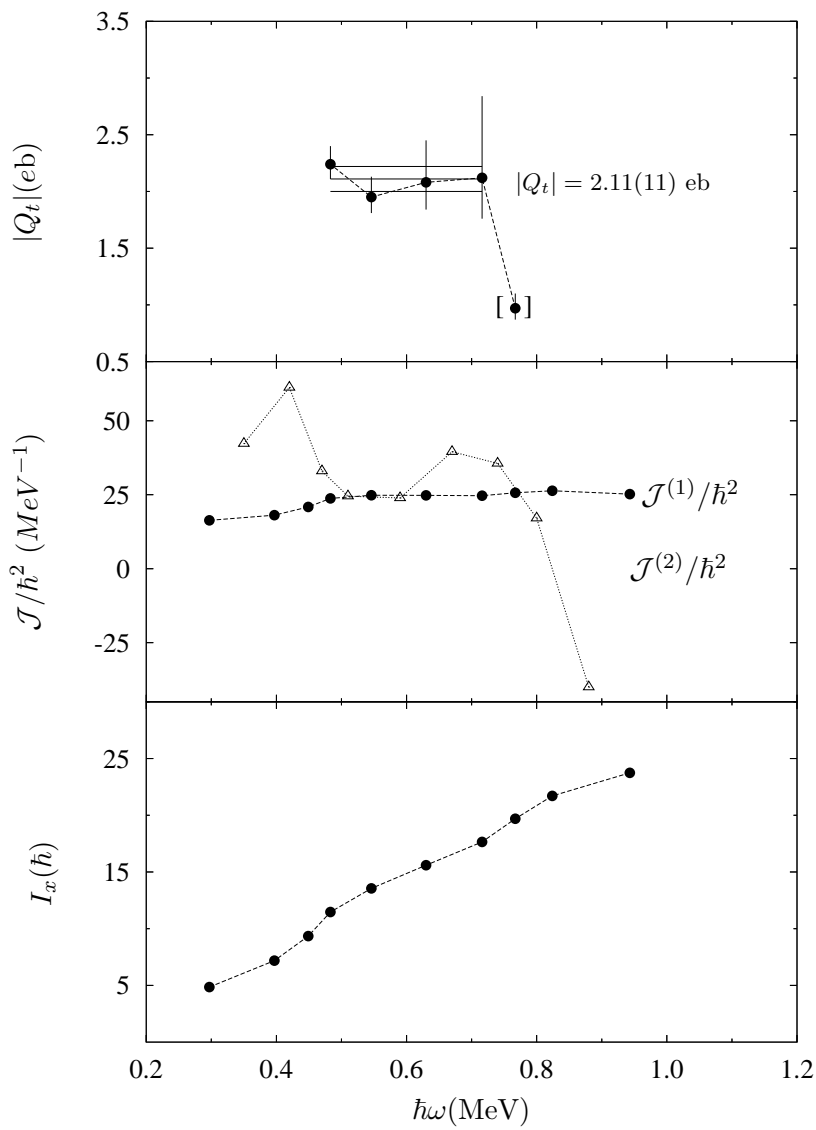


Figura 6.2: Proyección del spin a lo largo de eje de rotación  $I_x$ , momentos de inercia cinemático  $\mathcal{J}^{(1)}$ , dinámico  $\mathcal{J}^{(2)}$  y momentos cuadrupolares de transición  $|Q_t|$  para la banda (+, -) del  $^{83}\text{Y}$ .

- Para la banda  $(+, -)$   $\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2$  empieza a 69 % del valor de  $\mathcal{J}_{rig}/\hbar^2$ . El momento de inercia dinámico presenta máximos en aproximadamente  $\hbar\omega = 0.4$  MeV y 0.7 MeV, y el momento de transición cuadrupolar permanece constante.

## Conclusiones

1. Se determinaron independientemente los tiempos de vida y los tiempos de alimentación lateral usando la técnica de GFA en todas las transiciones de la banda  $(+, +)$  excepto en las dos primeras transiciones ( $49/2^+ \rightarrow 45/2^+$  y  $45/2^+ \rightarrow 41/2^+$ ). En la banda  $(+, -)$  se pudo utilizar la técnica de GFA en la transición  $(31/2^+) \rightarrow 27/2^+$ , además, se extendió la medición de los tiempos de vida a los estados  $(39/2^+)$  y  $(35/2^+)$  utilizando la técnica de GFB.
2. Se obtuvieron tiempos de alimentación lateral comparables, y en algunos casos mayores, que los tiempos de vida, desacreditando la creencia que por mucho tiempo se ha tenido de que los tiempos de alimentación lateral son pequeños.
3. En la banda  $(+, +)$  el momento cuadrupolar tiene una disminución brusca alrededor de  $\hbar\omega \approx 0.7$  MeV. Este cambio puede estar relacionado con una disminución de colectividad al ir de la configuración de 1 quasi-partícula ( $\hbar\omega < 0.7$  MeV) a la configuración 3qp ( $\hbar\omega > 0.3$  MeV). Una explicación provendría de la comparación con resultados de modelos nucleares. Sin embargo, tal estudio se sale de los marcos del presente trabajo.
4. Se obtuvieron deformaciones cuadrupolares en promedio  $\beta_2 = 0.17(1)$  para estados superiores o igual a  $37/2^+$  y  $\beta_2 = 0.21(1)$  para estados inferiores en la banda  $(+, +)$ . En la banda  $(+, -)$  se obtuvo una deformación cuadrupolar en promedio  $\beta_2 = 0.26(1)$ .



# Bibliografía

- [1] D. N. Poenaru, W. Greiner, *Experimental Techniques in Nuclear Physics*. Walter de Gruyter ed. (1997).
- [2] T. D. Johnson *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 1108 (1997).
- [3] W. Nazarewicz *et al.*, Nucl. Phys. **A435**, 353 (1988).
- [4] R. Cardona, Tesis de Doctorado en Física. Universidad Nacional de Colombia (2003).
- [5] F. Cristancho *et al.*, Nucl. Phys. **A501**, 118 (1989).
- [6] A. Garzón
- [7] I. Y. Lee, Nucl. Phys. **A520**, 641c (1990).
- [8] D. Sarantites *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A381**, 418 (1996).
- [9] J. Pavan *et al.*, Ph.D. dissertation. Florida State University (2004).
- [10] A. Gavron, Phys. Rev., C **21**, 230 (2000).
- [11] F. Cristancho, Notas de clases "Física de núcleos altamente rotantes". Curso ofrecido por el Departamento de Física de la Universidad Nacional de Colombia (2005).
- [12] Lyons, L., *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press (1986).
- [13] Bevington, P. R., *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, McGraw-Hill (1969).
- [14] C. Cohen-Tannoudji *et al.*, *Quantum Mechanics*, vol. II, John Wiley & Sons (1977).
- [15] V. F. Weisskopf y E. Wigner, Z. Physik, **67**, 54 (1930).
- [16] R. Cardona *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 024303 (2003).

- [17] H. Ejiri, M.J.A. de Voigt, *Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*. Clarendon Press (1989).
- [18] H. Morinaga, T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company (1976).
- [19] C. J. Lister *et al.*, *Z. Phys. A - Atomic Nuclei* **329**, 413 (1988).
- [20] W. Nazarewicz, *High Spin Physics and Gamma Soft Nuclei*. World Scientific, Singapore, 406 (1991).
- [21] F. Cristancho *et al.*, *Nucl. Phys.* **A540**, 307 (1992).
- [22] T. D. Johnson, F. Cristancho *et al.*, *Z. Phys. A* **347**, 285-286 (1994).