



Grupo de Física Nuclear
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad Complutense de Madrid
<http://nuclear.fis.ucm.es>

Estudio de núcleos de Fe ricos en neutrones poblados en la desintegración β^- de Mn con método de coincidencias ultra-rápidas

Autor: Bruno Olaizola Mampaso
Director: Luis Mario Fraile Prieto

Madrid, 3 de Octubre de 2011

Autor: Bruno Olaizola Mampaso
Correo: olaizola@nuclear.fis.ucm.es

Director: Luis Mario Fraile Prieto
Correo: fraile@nuc2.fis.ucm.es

Título: Estudio de núcleos de Fe ricos en neutrones poblados en la desintegración β^- de Mn con método de coincidencias ultra-rápidas

Title: Fast-timing study of n-rich Fe nuclei populated in the β -decay of Mn

Palabras clave: Estructura nuclear, espectroscopía, coincidencias ultra-rápidas, vidas medias de estados excitados, desintegración beta, ISOLDE-CERN, $^{63,65}\text{Fe}$

Key word: Nuclear structure, spectroscopy, fast timing, half lives of excited states, beta-decay, ISOLDE-CERN, $^{63,65}\text{Fe}$

Índice de capítulos:

1. Introducción general
2. La técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$
3. La región por debajo del ^{68}Ni
4. Experimento
5. Resultados experimentales: ^{63}Fe
6. Resultados experimentales: ^{65}Fe
7. Discusión de los resultados
8. Apéndice

Abstract

During the last years nuclei with large N/Z have been object of extensive studies. The expectation is that the change of shell structure may lead to the disappearance of the stable magic numbers and the appearance of new ones. The region below ^{68}Ni is one of such areas, where the competition of several effects affects the $N = 40$ gap. The $g_{9/2}$ neutron orbital plays a crucial role in the evolution of these isotopes since it governs the relative position of the negative parity $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}$ and positive-parity $g_{9/2}$ orbitals. The filling of neutrons in these orbitals gives rise to states with opposite parity and high difference in J quantum number, leading to forbidden electromagnetic transitions and the presence of long-lived nuclear states. The ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ technique gives access to lifetimes of such states in the nanosecond and sub-nanosecond regime and allows to obtain dynamic moments in Fe isotopes and their daughters in order to characterize the role of particle-hole excitation across the $N=40$ sub-shell closure and the development of collectivity. The experimental information obtained will be a very valuable input to effective interactions in the region.

With this aim we have performed a fast-timing ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ experiment at the ISOLDE facility at CERN. We have investigated Fe neutron rich nuclides below ^{68}Ni populated the β -decay of Mn isotopes in order to measure half lives of excited states. A compact setup employing a fast beta plastic scintillator, 2 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ crystals and 2 HPGe detectors. The ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ consists in coincidences between the β -detector as a starter of the TAC, a HPGe in order to select a specific branch of decay and scintillator crystal for its rapid time response as a stop of the TAC. We will report on the analysis of level lifetimes (down to picoseconds) in ^{63}Fe and ^{65}Fe nuclei, as well as the level schemes of those nuclei.

Resumen

Durante los últimos años núcleos ricos en neutrones han sido objeto de múltiples estudios. Se espera que el cambio en la estructura de capas pueda llevar a la desaparición de números mágicos estables y a la aparición de nuevos. La región por debajo del ^{68}Ni es una de esas áreas, donde la competencia de varios efectos afectan al salto en $N = 40$. El orbital $\nu g_{9/2}$ juega un papel crucial en la evolución de estos isótopos, ya que gobierna la posición relativa de los orbitales de paridad negativa $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}$ y el de paridad positiva $g_{9/2}$. Según los neutrones van llenando estos orbitales dan lugar a estados de paridad opuesta y gran diferencia de J , lo que lleva a transiciones prohibidas y la presencia de vidas medias larga. La técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ da acceso a esos niveles en el rango de los pico y nanosegundos y permite los momentos dinámicos en los isótopos del Fe y sus hijos para poder caracterizar el papel que juega la excitación partícula/agujero a lo largo del cierre de sub-capas $N = 40$ y el desarrollo de la colectividad. La información experimental obtenida será muy valiosa para las interacciones efectivas en la región.

Con este objetivo hemos realizado un experimento de coincidencias ultra-rápidas ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ en ISOLDE, CERN. Hemos investigado núcleos de Fe ricos en neutrones por debajo del ^{68}Ni poblados por la desintegración β de Mn para poder medir vidas medias de estados excitados. El montaje experimental empleaba un centellador plásticos rápido, 2 cristales $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y 2 HPGe. ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ consiste en coincidencia entre el detector β como inicio del TAC, un HPGe para poder seleccionar una rama de desintegración específica y un cristal de gran resolución temporal para parar el TAC. Presentamos un análisis de las vidas medias en los núcleos de ^{63}Fe y ^{65}Fe , así como los esquemas de niveles de estos isótopos.

El/la abajo firmante, matriculado/a en el Máster Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: *Estudio de núcleos de Fe ricos en neutrones poblados en la desintegración β^- de Mn con método de coincidencias ultra-rápidas*, realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo la dirección de Luis Mario Fraile Prieto en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

Ninguno

Un año

Fdo:

El/la abajo firmante, director de un Trabajo Fin de Master presentado en el Máster Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: *Estudio de núcleos de Ferricos en neutrones poblados en la desintegración β^- de Mn con método de coincidencias ultra-rápidas*, realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo mi dirección en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

Ninguno

Un año

Fdo:

Índice general

1. Introducción general	1
1.1. Desintegración β	1
1.1.1. Balance energético	1
1.1.2. Teoría de Fermi de la Desintegración β	3
1.1.3. Reglas de selección en la desintegración β	6
1.1.4. Log ft	8
1.2. Desexcitación γ	8
1.2.1. Vidas medias de estados excitados	9
1.2.2. Probabilidad reducida de transición	9
1.2.3. Estimadores de Weisskopf	10
2. La técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$	13
2.1. Montaje experimental	13
2.1.1. Selección de detectores	13
2.1.2. Disposición de los detectores	14
2.2. Técnicas de evaluación de datos	15
2.2.1. Método de desplazamiento del centroide	15
2.2.2. Técnica de convolución	17
3. La región por debajo del ^{68}Ni	21
3.1. Estructura de capas en la región $N = 40$	21
3.2. Motivación del experimento	23
4. Experimento	25
4.1. ISOLDE	25
4.1.1. PS Booster	25
4.1.2. Diseño de la instalación	26
4.1.3. Protección y manejo de la radiación	26
4.1.4. El separador de uso general (GPS)	27
4.1.5. El separador de alta resolución (HRS)	27
4.2. El montaje experimental	27
4.2.1. Detectores	27
4.2.2. Eficiencia de los detectores HPGe	28
4.2.3. Electrónica	29
4.2.4. Sistema de toma de datos digital	30
4.3. Tratamiento de datos	33

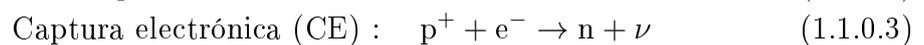
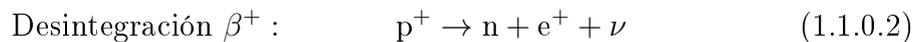
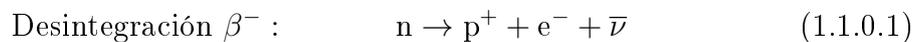
5. Resultados experimentales: ^{63}Fe	35
5.1. Identificación de picos	35
5.1.1. Coincidencias $\gamma\gamma$	35
5.2. Población β e intensidades	35
5.3. Vidas medias	38
5.4. Esquema de niveles	39
6. Resultados experimentales: ^{65}Fe	43
6.1. Identificación de picos	43
6.1.1. Coincidencias $\gamma\gamma$	43
6.2. Población β e intensidades	47
6.3. Curva β -walk	47
6.4. Vidas medias	48
6.5. Esquema de niveles	49
7. Discusión de los resultados	53
7.1. Estructura del ^{63}Fe	53
7.2. Estructura del ^{65}Fe	54
7.3. Conclusiones y perspectivas de futuro	54
A. Isómeros en el ^{65}Fe	55

Capítulo 1

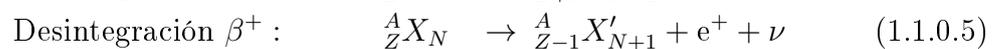
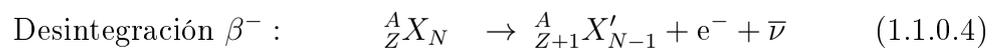
Introducción general

1.1. Desintegración β

Los núcleos atómicos están formados por nucleones de dos tipos, protones y neutrones, ambos fermiones de espín $1/2$. Al proceso nuclear mediante el cual un nucleón pasa de un tipo a otro se conoce como desintegración β . Así, en la desintegración β^- un neutrón se transformará en un protón mediante la emisión de un electrón y un antineutrino. Para la transformación contraria se conocen dos procesos distintos; en la desintegración β^+ un protón se transformará en un neutrón mediante la emisión de un positrón y un neutrino; y en la captura electrónica, en la que un protón captura un electrón del átomo y se transforma en un neutrón emitiendo un neutrino. Las siguientes ecuaciones muestran de manera esquemática los procesos anteriormente descritos:



Puesto que estos procesos generalmente ocurren cuando los nucleones se encuentran ligados en el interior del núcleo de un átomo Z protones, N neutrones y número másico A , las ecuaciones se pueden escribir como:



En estos tres procesos varían los número Z y N , con lo que se cambia de especie nuclear, pero el número másico A permanece constante, por lo que se conocen como procesos isobáricos de desintegración.

1.1.1. Balance energético

Para que una reacción nuclear ocurra de manera espontánea, el balance energético debe ser positivo. En el caso de las desintegraciones descritas, la energía liberada viene dada por la diferencia másica entre los núcleos inicial y final y las masas de las partículas

emitidas. A este balance se le denomina valor Q , y puede calcularse para cada uno de los procesos de la siguiente manera:

$$Q_{\beta^-} = M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - M\left(\frac{A}{Z+1}X'_{N-1}\right)c^2 \quad (1.1.1.1)$$

$$Q_{\beta^+} = M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - M\left(\frac{A}{Z-1}X''_{N+1}\right)c^2 - 2M_e c^2 \quad (1.1.1.2)$$

$$Q_{CE} = M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - M\left(\frac{A}{Z-1}X''_{N+1}\right)c^2 - B_n \quad (1.1.1.3)$$

donde M son las masas atómicas.

En la expresión 1.1.1.3, B_n es la energía que liga el electrón capturado por el protón al átomo en la capa n . El electrón capturado deja una vacante electrónica, habitualmente en las capas más internas, que será ocupado por un electrón de las capas más externas. Esta transición electrónica vendrá acompañada de emisión de rayos X o incluso de electrones Auger si la energía es suficiente como para desligarlo del átomo.

La diferencia de masa entre el número másico A de un núcleo y su masa real ($\Delta M = M\left(\frac{A}{Z}X_N\right) - A$) es conocida como *Exceso de Masa* o *Energía de Ligadura*. El balance energético de las desintegraciones β puede reescribirse en función de ΔM , ya que A es igual en el núcleo inicial y final:

$$Q_{\beta^-} = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - \Delta M\left(\frac{A}{Z+1}X'_{N-1}\right)c^2 \quad (1.1.1.4)$$

$$Q_{\beta^+} = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - \Delta M\left(\frac{A}{Z-1}X''_{N+1}\right)c^2 - 2M_e c^2 \quad (1.1.1.5)$$

$$Q_{CE} = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X_N\right)c^2 - \Delta M\left(\frac{A}{Z-1}X''_{N+1}\right)c^2 - B_n \quad (1.1.1.6)$$

Como ya se mencionó al comienzo de la sección, para que la desintegración β ocurra espontáneamente, Q debe ser positiva, lo que significa que se pasa de un núcleo inicial a otro final con mayor energía de ligadura y por lo tanto más estable. En el caso de β^+ , esta diferencia debe ser mayor que el doble de la masa del electrón, aproximadamente 1022 keV, y en la captura electrónica, debe ser mayor que la energía de ligadura del electrón absorbido.

En la figura 1.1 se pueden ver representados casi todos los núcleos conocidos en función de su número de neutrones (eje X) y su número de protones (eje Y) y una escala de colores que representa su vida media, desde el color negro para los núcleos estables hasta el rosa para los de vida media más corta (por debajo de los femtosegundos). La zona central con núcleos estables se conoce como el Valle de Estabilidad, y reúne a los núcleos más fuertemente ligados. Los núcleos por debajo del valle se desintegran por β^- aproximándose hacia él, mientras que los que están por encima lo hacen mediante β^+ , también convergiendo en la región más estable. Algunos de los núcleos más pesados se mueven hacia zonas más estables mediante desintegraciones α , pero no se cubrirán en este trabajo.

Por último, la desintegración β tiene la característica de ser una desintegración a tres cuerpos. Por ello, la energía disponible Q se repartirá entre la energía cinética del electrón/positrón y el antineutrino/neutrino:

$$Q_{\beta^-} = T_{e^-} + E_{\bar{\nu}} \quad (1.1.1.7)$$

$$Q_{\beta^+} = T_{e^+} + E_{\nu} \quad (1.1.1.8)$$

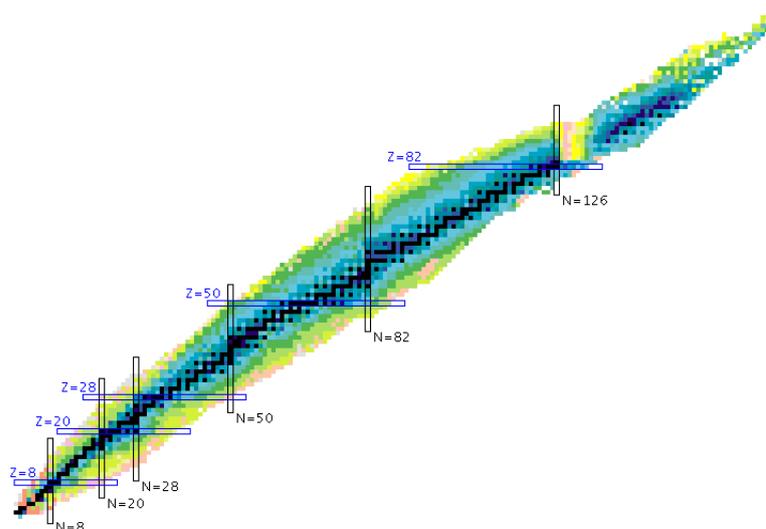


Figura 1.1: Carta de los nucleidos, donde se representan los distintos núcleos atómicos en función de Z frente a N . La escala de colores indica la vida media, con el color negro representando los núcleos estables, esa región se conoce como el Valle de Estabilidad. Es a esta región donde confluyen todas las cadenas de desintegración [NNDC].

Es por este motivo que la desintegración β , en vez de presentar un espectro con picos bien definidos, presenta una distribución continua, como puede verse en la figura 1.2, que en este caso es para una desintegración β^+ , donde se aprecia que la energía cinética de la partícula β tiene un mínimo (caso en el que el neutrino se lleva toda la energía Q), un máximo que equivale con Q y una energía más probable o intensa. La diferencia entre el espectro de una desintegración β^- y una β^+ es que la energía cinética de la primera no puede ser nula, debido a la atracción coulombiana de los protones del núcleo, que no le permitirían escaparse, mientras que en el caso del positrón, esta fuerza es repulsiva, y por lo tanto si puede ser nula.

Durante toda la disertación anterior se ha supuesto que la desintegración se producía del padre en el estado fundamental al hijo en el estado fundamental. En general esto no será así (es frecuente que la desintegración β pueble estado excitados del hijo), y debe ser tenido en cuenta a la hora de calcular el balance energético. Si la desintegración se produce desde un estado excitado (habitualmente un isómero) se dispondrá de una energía E^* mayor, pero si se puebla un estado excitado habrá que restar a Q una cierta E'^* .

1.1.2. Teoría de Fermi de la Desintegración β

Para el tratamiento teórico de la desintegración β se deben tener en cuenta tres aspectos fundamentales en el cálculo de probabilidades de desintegración β :

- El electrón y el neutrino no existen antes de la desintegración y por lo tanto su formación debe tenerse en cuenta en la formulación de la teoría
- Electrón y neutrino deben ser tratados de forma relativista
- Los cálculos deben reproducir el espectro de energía continuo de los electrones. Esto llevó a la suposición de una tercera partícula con la cual repartir la energía: el neutrino

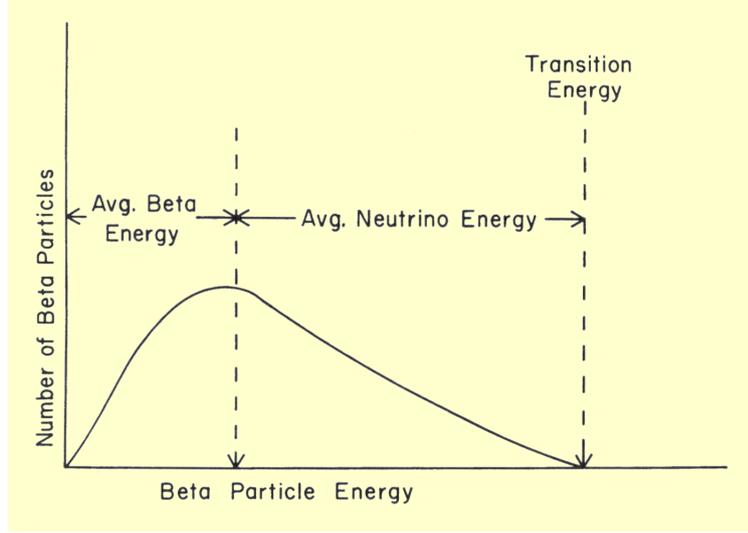


Figura 1.2: típico espectro de desintegración β^- , donde se representa la energía cinética de la partícula frente a la intensidad o número de partículas que se emitieron con dicha intensidad. Puede apreciarse como ninguna partícula tiene energía nula, ya que entonces no podría atravesar la barrera Coulombiana del núcleo positivo. La energía máxima corresponde que la Q de la desintegración β^- [SPR].

En 1934 Fermi formuló la teoría de la desintegración β basada en la hipótesis del neutrino de Pauli. El resultado de este cálculo, tratando como una perturbación a la desintegración, es conocido como la Regla de Oro de Fermi, la cual expresa la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo como:

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (1.1.2.1)$$

Donde $\rho(E_f)$ es la densidad de estados finales y V_{fi} es la integral de la interacción V entre el estado inicial y final:

$$V_{fi} = \int \psi_f^* V \psi_i dv \quad (1.1.2.2)$$

La función de onda del estado final deberá incluir además las contribuciones del electrón y el neutrino quedando la expresión anterior como:

$$V_{fi} = g \int [\psi_f^* \varphi_e^* \varphi_\nu^*] O_X \psi_i dv \quad (1.1.2.3)$$

Donde O_X es el operador en el que el subíndice expresa el carácter vectorial (V) o de axial (A) y g es la constante que da idea de la fortaleza de la interacción.

Para calcular la densidad de estados finales, la cual determina la forma del espectro energético β , denotamos por \mathbf{p} al momento del electrón y \mathbf{q} al momento del neutrino. La densidad de estados para electrones (dn_e) y neutrinos (dn_ν) para un valor fijo del momento y en un intervalo entre p y dp (o q y dq) considerando un volumen de espacio de fases V , es:

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \quad (1.1.2.4)$$

$$dn_\nu = \frac{4\pi q^2 dq V}{h^3} \quad (1.1.2.5)$$

y por tanto la densidad de estados finales que tienen simultáneamente un electrón y un neutrino con un momento determinado es:

$$dn^2 = dn_\nu dn_e = \frac{(4\pi)^2 q^2 dq p^2 dp V^2}{h^6} \quad (1.1.2.6)$$

Las funciones de onda del electrón y el neutrino se pueden expresar como las de una partícula libre en un volumen V:

$$\varphi_e(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (1.1.2.7)$$

$$\varphi_\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (1.1.2.8)$$

Si tomamos como ejemplo un electrón a 1 MeV de energía, el cociente $\mathbf{p}/\hbar = 0,007 \text{ fm}^{-1} \ll 1$, lo que conduce a la conclusión de que en el desarrollo de la exponencial se pueden despreciar los términos de orden superior y quedarnos solamente con el primero, a esta aproximación se le conoce con el nombre de *aproximación permitida*:

$$e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1 \quad (1.1.2.9)$$

$$e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1 \quad (1.1.2.10)$$

Con esta aproximación por tanto la única dependencia en la energía está en la densidad de estados.

Para obtener la distribución de energía y momento del electrón y del neutrino consideramos la tasa parcial de desintegración para el caso de los electrones y de los neutrinos como:

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{fi}|^2 (4\pi)^2 \frac{p^2 dp q^2}{h^6} \frac{dq}{dE_f} \quad (1.1.2.11)$$

Donde M_{fi} es el elemento de matriz nuclear:

$$M_{fi} = \int \psi_f^* O_X \psi_i dv \quad (1.1.2.12)$$

La energía final E_f es igual a $E_e + E_\nu = E_e + qc$ y por tanto para una energía dada $dq/dE_f = 1$. Si se agrupan todos los términos de la ecuación 1.1.2.11 que no tienen dependencia del momento en una constante C obtendremos la distribución del número de electrones con momento entre p y $p + dp$:

$$N(p)dp = Cp^2 q^2 dp \quad (1.1.2.13)$$

Denotando por Q la energía disponible en la desintegración, e ignorando el retroceso del núcleo hijo, el momento \mathbf{q} queda:

$$q = \frac{Q - T_e}{c} = \frac{Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2}{c} \quad (1.1.2.14)$$

y al sustituir esta ecuación en la ecuación 1.1.2.13 obtendremos la forma del espectro β :

$$N(p) = \frac{C}{c^2} p^2 [Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2]^2 \quad (1.1.2.15)$$

que expresada en términos de la energía cinética del electrón queda:

$$N(T_e) = \frac{C}{c^5} (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2), \quad (1.1.2.16)$$

funciones que a pesar de presentar algunas características típicas del espectro real de una desintegración β como anularse en los puntos $p = 0$ y en $T_e = Q$ presentan diferencias sistemáticas con los mismos. Estas diferencias se justifican porque no se ha tenido en cuenta en la teoría la atracción-repulsión Coulombiana del $e^-(\beta^-)$ y $e^+(\beta^+)$ con el núcleo hijo. Para ello se introduce en la ecuación el término conocido como *Factor de Fermi* $F(Z', p)$ (o $F(Z', T_e)$) donde Z' es la carga nuclear del núcleo hijo de la desintegración β .

Teniendo en cuenta esta dependencia, además de una posible influencia del elemento de matriz nuclear en el momento del electrón y del neutrino ($S(p, q)$) y del factor estadístico $p^2(Q - T_e)^2$ debido al número de estados finales accesibles, la expresión se aproxima a:

$$N(p) \propto p^2 (Q - T_e)^2 F(Z', p) |M_{fi}^2|^2 S(p, q) \quad (1.1.2.17)$$

que contiene todos los posibles efectos sobre el espectro que le confieren su forma y propiedades.

Despejando la parte energética y teniendo en cuenta para transiciones permitidas que $S(p, q) = 1$, se obtiene:

$$(Q - T_e)^2 \propto \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p)}} \quad (1.1.2.18)$$

Y para el caso de las transiciones prohibidas:

$$(Q - T_e)^2 \propto \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p) S(p, q)}} \quad (1.1.2.19)$$

Las anteriores ecuaciones permiten confirmar que la teoría reproduce los datos experimentales ya que ambas son rectas que cortan al eje de momentos cuando la energía es igual al valor de Q .

1.1.3. Reglas de selección en la desintegración β

De la conservación del momento angular y de la teoría de Fermi se deducen una reglas para las posibles transiciones β . La conservación del momento angular y de la paridad entre los estado final e inicial debe cumplirse:

$$I_i = I_f + L_e + L_\nu + S_e + S_\nu \quad (1.1.3.1)$$

$$\pi_i = \pi_f \cdot (-1)^{L_e + L_\nu + S_e + S_\nu} \quad (1.1.3.2)$$

Siendo I_i y I_f el momento angular total del núcleo antes y después de producirse la desintegración, L_e y L_ν los momentos angulares del electrón y antineutrino y S_e y S_ν los espines del electrón y antineutrino. Debido a su equivalencia, denotamos por e

	Transición Fermi	Transición Gamow-Teller
ΔJ	0	0, ± 1 (excepto $0 \rightarrow 0$)
$\Delta\pi$	0	0
ΔT	0	0, ± 1 (excepto $0 \rightarrow 0$)
ΔT_Z	± 1	± 1

Cuadro 1.1: Reglas de selección para el momento angular, la paridad, el isospín (T) y su tercera componente (T_Z) para transiciones permitidas en la desintegración β .

indistintamente a electrones y positrones y por ν a neutrinos y antineutrinos, según se trate de desintegración β^- o β^+ . En cualquier caso se puede simplificar las ecuaciones anteriores reescribiendo los momentos y espines como sumas, $L_\beta = L_e + L_\nu$ y $S_\beta = S_e + S_\nu$:

$$I_i = I_f + L_\beta + S_\beta \quad (1.1.3.3)$$

$$\pi_i = \pi_f \cdot (-1)^{L_\beta} \quad (1.1.3.4)$$

Todas las partículas implicadas en la desintegración son fermiones, por lo que poseen espín $1/2$. Esto da lugar a dos configuraciones posibles para la pareja electrón (positrón) y antineutrino (neutrino). Que los espines sean antiparalelos ($S_\beta=0$) en cuyo caso es conocida como desintegración tipo Fermi o paralelos ($S_\beta=1$) en donde se conoce como desintegración tipo Gamow-Teller. Ambos tipos de transiciones pueden ser posibles simultáneamente, dando lugar a transiciones mixtas, pero las de tipo Fermi siempre serán más probables, por lo que serán las más intensas.

Se conocen como **transiciones permitidas** aquellas en las que el momento angular orbital total que se llevan el electrón y el antineutrino es nulo: $L_\beta = 0$. Son las transiciones más probables y, por tanto, las más intensas. Por ello, la mayoría de las transiciones que detectaremos en nuestro estudio serán de este tipo. Existen ciertas restricciones para los posibles valores que puede tomar el momento angular y la paridad del estado final de este tipo de transición que llamamos reglas de selección y aparecen descritas en la tabla 1.1.

También existen las **transiciones prohibidas** que son menos probables y que son las únicas posibles cuando eventualmente ninguna transición permitida es posible. Son aquellas transiciones en que el momento angular L_β del electrón y antineutrino es superior a 0. así tendremos *transiciones primeras prohibidas* cuando $L_\beta = 1$, *transiciones segundas prohibidas* cuando $L_\beta = 2$, y así sucesivamente. Al igual que para las transiciones permitidas aparecerán las transiciones tipo Fermi (cuando los espines de las dos partículas emitidas, e^- (e^+) y $\bar{\nu}$ (ν) son antiparalelos y $S_\beta=0$) y Gamow-Teller (cuando ambos espines son paralelos y $S_\beta=1$) y las correspondientes reglas de selección, pero no serán descritas para no extenderse demasiado y puesto que no las estudiaremos en el desarrollo de nuestro trabajo.

Es gracias a estas reglas de selección que estudiando como puebla los distintos niveles una desintegración β , podremos asignar el espín-paridad de los estados, aunque esta asignación será tan fiable como el conocimiento que tengamos del espín-paridad del estado desde el que se produjo la desintegración β .

1.1.4. Log ft

La probabilidad de transición para una desintegración β se expresa en términos del valor- ft , que es el producto de la integral de Fermi, $f(Z, E_0)$, y de su periodo de semi-desintegración, $t_{1/2}$. La integral de Fermi describe la dependencia de la probabilidad de transición con el número másico Z del producto de desintegración y la energía máxima E_0 del electrón/positrón emitidos. Puesto que el valor- ft suele variar muchos órdenes de magnitud, es más práctico emplear $\log ft$, del cual se han compilado numerosas tablas en función de la energía β disponible. Si se conoce como puebla el nivel de una desintegración β , la energía Q_β y la vida media del estado original, podemos encontrar el valor $\log ft$ en dichas tablas.

Tras varias aproximaciones, se puede llegar a una expresión muy simplificada para calcular $\log ft$ según se trate de una desintegración β^+ o β^- :

$$\log f_{\beta^-} = 4,0 \log E_0 + 0,78 + 0,02Z - 0,005(Z - 1) \log E_0 \quad (1.1.4.1)$$

$$\log f_{\beta^+} = 4,0 \log E_0 + 0,79 + 0,007Z - 0,009(Z + 1) \left(\log \frac{E_0}{3}\right)^2 \quad (1.1.4.2)$$

1.2. Desexcitación γ

En la mayoría de los casos, un núcleo quedara en un estado excitado tras una desintegración β . Mediante la emisión de uno o más fotones (cascada), el núcleo quedará en el estado fundamental. La probabilidad de transición entre estos estados excitados está gobernada por la llamada **Regla de Oro de Fermi**, que dice que la velocidad a la que ocurrirán estas transiciones es proporcional al cuadrado del elemento de la matriz de transición, $\langle J_f M_f | H_{int} | J_i M_i \rangle$, donde el subíndice i denota el estado inicial y el subíndice f denota el estado final, J es el número cuántico del momento angular de espín total, M es la proyección de dicho número cuántico y H_{int} es el Hamiltoniano de interacción entre ambos.

Si se desprecia una posible estructura interna de los nucleones (esto es, protones y neutrones puntuales) y se asume la aproximación de longitud de onda larga (longitud de onda de los fotones mayor que el radio nuclear, válida para las energías habituales de desexcitación nuclear), dichos fotones se pueden explicar como una composición de multipolos eléctricos ($E\lambda$) y magnéticos ($M\lambda$), donde λ es el orden de multipolaridad.

Si se tiene en cuenta que las diferentes propiedades de paridad para radiación eléctrica y magnética y la conservación del momento angular, se obtienen las siguientes reglas de selección:

$$|J_f - J_i| \leq \lambda \leq J_f + J_i, \text{ con } J_f = J_i = 0 \text{ no permitido} \quad (1.2.0.3)$$

$$\Delta\pi = \begin{cases} (-1)^\lambda & \text{para transiciones } E\lambda \\ (-1)^{\lambda+1} & \text{para transiciones } M\lambda \end{cases} \quad (1.2.0.4)$$

Los fotones, como bosones que son, tienen siempre un espín entero de 1, por lo que las transiciones que impliquen dos estados con $J=0$ están prohibidas, aunque dicha transición puede llegar a ocurrir mediante conversión interna de electrones. Este es un proceso de intercambio de energía en forma de fotones entre el núcleo y los electrones atómicos

internos. Toda desintegración γ compite con la emisión de electrones de conversión, y esta caracterizada por el factor α (cociente entre la probabilidad de emisión γ y la de electrones de conversión), factor que aumenta con el número atómico Z , disminuye con la energía del rayo γ y aumenta con la multipolaridad del mismo. La intensidad total de una transición viene dada como $I_{tot} = I_{\gamma}(1 + \alpha)$, donde I_{γ} es la intensidad γ de la transición.

En cuanto a transiciones puramente γ , suelen estar dominadas por las multipolaridades más bajas y las eléctricas sobre las magnéticas. Así, E2 puede competir favorablemente con M1. El *multipole mixing ratio*, δ , se define como el cociente entre los elementos de matriz de los multipolos que compiten por la desexcitación.

1.2.1. Vidas medias de estados excitados

En la mayoría de los casos un estado excitado puede desexcitarse a distintos niveles de menor energía, emitiendo fotones de diferente energía y multipolaridad, con una probabilidad de desintegración distinta en cada caso. Al tener cada una de las transiciones una constante de desintegración propia, la técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ (o cualquier otra técnica que haga selección de una sola transición) medirá una vida media distinta según la línea seleccionada.

A la constante de desintegración de cada transición individual de un mismo nivel se la conoce como constante de desintegración parcial. Se relaciona con la constante de desintegración total del nivel por el porcentaje de veces que el núcleo se desexcita mediante esa rama en vez de las otras posibles. La constante de desintegración y el semiperiodo están relacionadas mediante la expresión:

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad (1.2.1.1)$$

De esta manera, si conocemos las intensidades relativas de desintegración de un nivel, podemos expresar la vida media para cada rama de desexcitación i como:

$$\tau_i = \frac{\tau}{I_i} \quad (1.2.1.2)$$

Donde I_i se define como:

$$I_i = \frac{I_{tot}}{\sum_j I_j(1 + \alpha_j)} \quad (1.2.1.3)$$

Siendo el sumatorio en j sobre todas las posibles transiciones que desexciten el nivel.

1.2.2. Probabilidad reducida de transición

La **fuerza fuerte** es la interacción dominante entre nucleones y gobierna el comportamiento de los núcleos. Los operadores de la interacción electromagnética tienen una estructura bien conocida y apenas perturban la interacción nuclear fuerte. Aun así es posible comparar los resultados experimentales de las probabilidades de transición de los rayos- γ con los resultados teóricos de los distintos modelos nucleares. Esta es una de las herramientas más sensibles de las que disponemos para estudiar los núcleos.

Las probabilidades reducidas de transición vienen dadas por la siguiente expresión:

$$B\left(\frac{M}{E}\lambda; I_i \rightarrow I_f\right) = (2I_i + 1)^{-1} |\langle \psi_f || M\left(\frac{M}{E}\lambda\right) || \psi_i \rangle|^2 \quad (1.2.2.1)$$

Donde $M \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)$ es el operador del multipolo eléctrico (E) o magnético (M) y $\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda$ se refiere al caso de una transición eléctrica o magnética y su multipolaridad λ . I_i e I_f son el espín de los estados iniciales y finales. La probabilidad reducida transición de $B \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)$ están definidas por transiciones γ con una cierta multipolaridad:

$$B \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda; I_i \rightarrow I_f \right) = \frac{L [(2L+1)!!]^2 \hbar}{8\pi (L+1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^{2L+1} P_\gamma \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda; I_i \rightarrow I_f \right) \quad (1.2.2.2)$$

donde E_γ esta en MeV y P_γ en s^{-1} .

$P_\gamma \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)$ es la probabilidad parcial de transición de un rayo- γ para un nivel dado, como se expresa en la ecuación 1.2.1.3. Algunos valores numéricos para probabilidades de transición reducida serían:

$$B(E_1; I_i \rightarrow I_f) = 6,288 \cdot 10^{-16} \cdot E_\gamma^{-3} \cdot P_\gamma(E_1; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.2.2.3)$$

$$B(E_2; I_i \rightarrow I_f) = 8,161 \cdot 10^{-10} \cdot E_\gamma^{-5} \cdot P_\gamma(E_2; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.2.2.4)$$

$$B(M_1; I_i \rightarrow I_f) = 5,687 \cdot 10^{-14} \cdot E_\gamma^{-3} \cdot P_\gamma(M_1; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.2.2.5)$$

$$B(M_2; I_i \rightarrow I_f) = 7,381 \cdot 10^{-8} \cdot E_\gamma^{-5} \cdot P_\gamma(M_2; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.2.2.6)$$

donde E_γ esta en MeV y P_γ en s^{-1} .

Para la comparación de estos valores numéricos con los resultados experimentales, se suele emplear los factores de reducción (*hindrance factor*) F, definidos como:

$$F_W = \frac{B \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)_W}{B \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)_{exp}} = \frac{T_{1/2}^\gamma \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)_{exp}}{T_{1/2}^\gamma \left(\begin{smallmatrix} M \\ E \end{smallmatrix} \lambda \right)_W} \quad (1.2.2.7)$$

donde F_W denota el factor de reducción relativo al estimador de Weisskopf para una sola partícula, como se explica en la sección 1.2.3. Estos factores resultan útiles ya que nos proporcionan un marco de referencia con el que comparar distintas transiciones γ , eliminando la dependencia con la energía de una única partícula y dándonos una indicación de cualquier efecto de colectividad que puede influir en la vida media del estado nuclear.

1.2.3. Estimadores de Weisskopf

Los estimadores de Weisskopf dan una idea estimada sobre la probabilidad de transición en la aproximación de partícula independiente. Se calculan asumiendo un función de onda radial constante, un radio nuclear proporcional a la raíz cúbica de su número másico y que la transición está causada por un único nucleón que se desexcita desde una órbita a otra sin afectar al resto de nucleones del núcleo. Con estas premisas, las probabilidades de transición se pueden expresar como:

$$B_w(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1,2)^{2\lambda} A^{\frac{2\lambda}{3}} e^2 fm^{2\lambda} \quad (1.2.3.1)$$

$$B_w(M\lambda) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1,2)^{2\lambda-2} A^{\frac{2\lambda-2}{3}} \mu_N^2 fm^{2\lambda-2} \quad (1.2.3.2)$$

Las unidades Weisskopf, comúnmente abreviadas por W.u. nos dan una unidad de referencia para comparar los resultados teóricos y experimentales sin dependencia en A.

Si en una transición se obtiene un estimador de Weisskopf de al menos un orden superior al predicho, podemos presuponer que varios nucleones deben estar actuando colectivamente. De esta manera las unidades Weisskopf dan una idea de la colectividad de una transición, o dicho de otro modo, de lo mucho que se aleja del modelo de partícula independiente.

Capítulo 2

La técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$

Conocer la vida media de los estados nucleares excitados es fundamental para conocer su estructura. Las vidas medias en el rango de los micro y nanosegundos pueden medirse empleando técnicas de coincidencias retardadas empleando detectores germanio hiperpuros (HPGe). En el rango de los pico y los femtosegundos existen diversas técnicas para los isótopos estables y ricos en protones. Uno de los métodos más potentes que existen para medir la vida media de niveles de isótopos ricos en neutrones en el rango de los picosegundos es la técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ que hace uso simultáneo de detectores de HPGe por su resolución en energía y de cristales centelladores por su excelente resolución temporal.

La técnica se basa en la triple coincidencia de un detector β (como inicio), un detector HPGe para seleccionar en energía la rama o cascada de desintegración y un detector de centelleo para medir la vida media del estado excitado seleccionado. Un TAC (*Time to Amplitude Converter*) medirá la diferencia de tiempos entre el evento en el detector β y en el cristal centellador, lo cual, empleando las técnicas descritas en la sección 2.2, nos permitirá medir la vida media de dicho nivel.

Lo expuesto a continuación se basa en los trabajos [MOS89, MAC89, MAC91], artículos donde se desarrolló la técnica por primera vez.

2.1. Montaje experimental

Esta técnica hace uso de un montaje estándar que puede ser empleado para la medida de las vidas medias de muy diversos niveles y un gran rango de isótopos.

El montaje experimental busca maximizar las ventajas de esta técnica mediante el uso de cristales centelladores medios (para maximizar su resolución temporal), colocarlos lo más cercano posible a los iones medidos (para aumentar la eficiencia) y proporcionarles un buen blindaje (para evitar gammas Compton dispersados por los demás detectores).

La eficiencia del sistema fue diseñada para permitir mediciones de fuentes de hasta 50.000 Bq (el sistema recoge unos 15 - 20 kBq de dicha fuente) durante un periodo de hasta diez días. Esto asegura recolectar una cantidad suficiente de eventos para que la estadística permita obtener resultados satisfactorios.

2.1.1. Selección de detectores

El detector β empleado generalmente es un NE111A acoplado a un fotomultiplicador, asegurándose siempre que es lo suficientemente fino para que las energías β del experimento den una respuesta homogénea, habitualmente unos 3 mm. Esto asegura que la energía

depositada por las partículas β será prácticamente independiente de la energía incidente, asegurando así una respuesta temporal constante. Con un diámetro de aproximadamente 1.3 cm colocado a una distancia de unos 5 mm de la fuente, asegura un ángulo sólido del 20-25 % de 4π , manteniendo un volumen lo suficientemente pequeño para que la sensibilidad γ sea despreciable. Para blindarlo de los electrones de conversión de hasta unos 500 keV se emplea una lámina de aluminio entre la fuente y el detector.

Para los detectores rápidos, se suelen emplear LaBr_3 acoplados a un fotomultiplicador. Con forma de cono truncado de 1,5", cubren un ángulo sólido de, aproximadamente, un 7 % de 4π . Como ya se ha mencionado anteriormente, se escogen cristales de tamaño medio, no solo por su mejor resolución temporal, si no también para facilitar su disposición cercana a la fuente y un mejor blindaje. Dicho blindaje suele consistir de varias capas de plomo para evitar la retrodispersión de fotones entre distintos detectores.

Por su resolución en energía se emplean detectores de Ge colocados a unos 5 cm de la fuente. Suelen tener excelente eficiencia y una gran ratio pico-fondo. Para esa gran resolución en energía es necesario una *shaping-time* de unos 2 μs . Esto limita la intensidad de la fuente, para evitar un apilamiento de señales de rayos gamma demasiado alto, lo que distorsionaría los resultados.

2.1.2. Disposición de los detectores

La técnica tiene dos configuraciones básicas: el haz saturado y la cinta transportadora.

Haz saturado En esta configuración un haz de isóbaros de la masa seleccionada se deposita continuamente creando una fuente radiactiva saturada. La cámara experimental donde se depositan los iones es un tubo de aluminio de unos 2 cm de diámetro, paredes laterales de 1.5 mm de grosor y una punta con una fina pared de unos 0.3 mm de espesor. El tamaño de la fuente radiactiva viene limitado por la calidad del haz (que en el caso de la tecnología ISOL son haces muy compactos). El diámetro (de unos 5 mm) del colimador es ligeramente menor que el del haz de partículas, para minimizar los cambios en la posición de la fuente, aún a costa de parte de la intensidad del haz. El tamaño y la correcta posición del haz son fundamentales en los estudios de coincidencias ultra-rápidas, ya que una desviación de un milímetro significa un retraso de más de 3 picosegundos (tiempo que tarda la luz en recorrer esa distancia), muy cerca de la precisión de la técnica.

El detector β ve la fuente a través de la fina pared del final del tubo de aluminio. Se deja una pequeña separación entre el tubo y el detector plástico para protegerlo de posibles accidentes y para poder colocar fuentes de calibración en el punto más próximo posible a donde se deposita el haz.

Los cristales centelladores se colocan encima y debajo del detector β y tan cerca como sea posible de la fuente radiactiva. Las emisiones γ se coliman al centro de los cristales por una apertura en el blindaje de plomo de los mismo. Este blindaje se emplea para minimizar los efectos Compton, que son más probables en las paredes del cristal. Una lámina de aluminio para los rayos β emitidos por la fuente o desviados por otros detectores, sin llegar a frenar los fotones.

Cinta transportadora Si la cadena de desintegración de la masa estudiada o algún posible contaminante presenta algún isótopo de vida media muy larga (algunas horas, habitualmente), puede acumularse en la cámara experimental y alcanzar una actividad tan alta que sature el sistema. Para evitarlo, el haz se deposita en una cinta de Mylar con

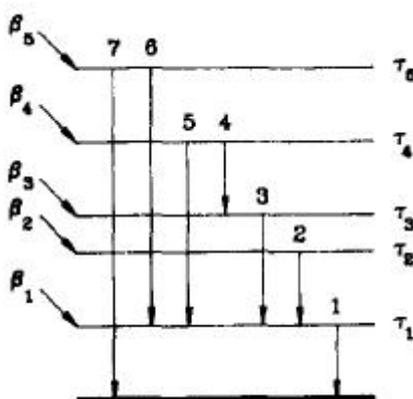


Figura 2.1: Ejemplo de esquema de niveles donde un núcleo se ha desintegrado emitiendo una partícula β y puebla distintos niveles excitados del núcleo hijo. β_i representa las distintas desintegraciones posibles que cada una puebla un nivel distinto, τ_i será la vida media de cada uno de esos niveles y cada número independiente son las posibles desexcitaciones gamma del núcleo hijo, que en el texto se denotan como γ_i [MAC89]

aluminio, a una distancia de unos 50 cm de los detectores. Tras un tiempo de recolección suficiente, la cinta se desplaza para colocar los isótopos en los detectores, con un periodo calculado para maximizar la actividad del núcleo a estudiar.

La estación donde se encuentran los detectores es básicamente igual a la descrita en la configuración de haz saturado, con la diferencia de que tan solo hay espacio para emplear un detector HPGe. El uso de una cinta transportadora produce grandes fluctuaciones en la intensidad de eventos, lo que se traduce en grandes y periódicas oscilaciones de la electrónica.

2.2. Técnicas de evaluación de datos

Los núcleos ricos en neutrones se caracterizan por tener Q_β grandes, desde 3 MeV hasta 11 MeV y por poblar principalmente los niveles excitados en el rango de los 2 - 3 MeV. En una desintegración β típica, se pueblan algunos niveles que se desexcitan hasta el estado fundamental a través de una serie de cascadas que implican un número no muy elevado de transiciones γ . Es en estos casos cuando la técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ resulta más útil. La única excepción es que alguno de los estados poblados sea un isómero cuya vida medias sea mayor que unos 50 nanosegundos, ya que en ese caso no sería posible emplear la técnica para las transiciones que se encuentren en cascada con ese nivel.

2.2.1. Método de desplazamiento del centroide

En el caso de vidas medias inferiores a unos 60 picosegundos y hasta un límite de unos 5 a 10 picosegundos (dependiendo de la estadística disponible y de las condiciones del experimento) se calcularán mediante el "Método de desplazamiento del centroide".

Este método requiere de precisas calibraciones de la respuesta temporal de los detectores para eventos β , Compton y fotoeléctricos (ya que cada tipo de evento producirá un respuesta temporal distinta en los detectores). Asumiendo que la distribución temporal instantánea (por debajo de la sensibilidad del sistema, un picosegundo, aproximadamente)

sigue una distribución gaussiana (lo cual es cierto hasta unos tres órdenes de magnitud), la posición de su centroide vendrá dada tan solo por su energía (para unas condiciones experimentales dadas). Si la posición de dicho centroide está desplazado respecto de nuestra curva de calibración (esquema de la figura 2.2) indicará la presencia de una vida media.

A continuación se detallan los distintos casos donde se aplica este método:

Transiciones secuenciales Se tienen dos transiciones γ consecutivas, γ_1 y γ_2 del esquema mostrado en la figura 2.1. Si se selecciona γ_1 en el detector de HPGe y γ_2 en el cristal centellador, el detector β habrá detectado una desintegración β_2 al nivel 2, ya que no hay otra manera de poblar dicho nivel. De esta manera, el retraso t_1 que se registrará entre el detector β y el cristal centellador será:

$$t_1 = \tau_0^2 + \tau_2 \quad (2.2.1.1)$$

Donde τ_2 es la vida media del nivel 2 y τ_0^2 es el retraso introducido por una transición instantánea o *prompt*. Este retraso depende de la energía del fotón medido en cristal centellador (γ_2 en este caso) y cada cristal debe calibrarse para obtener su curva *prompt* característica. La posible vida media del nivel 1 no quedará reflejado, ya que el TAC de tiempos tan solo registra el retraso entre el evento en el detector β y el cristal centellador, y en este caso el evento detectado en el HPGe es necesariamente posterior.

Sin embargo, si realizamos la selección a la inversa, γ_2 en el detector de HPGe y γ_1 en el cristal centellador, TAC recogerá las vidas medias de los niveles 1 y 2, midiendo un retraso t_2 :

$$t_2 = \tau_0^1 + \tau_1 + \tau_2 \quad (2.2.1.2)$$

La diferencia entre estos dos tiempos nos da la vida media del nivel 1:

$$\tau_1 = \tau_0^2 - \tau_0^1 + t_2 - t_1 \quad (2.2.1.3)$$

Que en el caso de energías γ_1 y γ_2 muy similares, puede aproximarse a:

$$\tau_1 = t_2 - t_1 \quad (2.2.1.4)$$

Este tipo de análisis puede, en principio, aplicarse a cascadas largas, no tan solo limitadas a dos transiciones. Pero al aumentar el número de gammas implicados, aumenta la complejidad del análisis y la probabilidad de que se solapen los picos de energía en el espectro del cristal centellador, imposibilitando su separación.

Transiciones paralelas Para medir la vida media de una transición que no se halle en una cascada directa como en el caso anterior, podemos recurrir a transiciones paralelas. Si en el esquema de la figura 2.1 seleccionamos γ_4 en el HPGe y γ_1 en el cristal centellador, la coincidencia en el detector plástico será necesariamente β_4 , y el tiempo medido t_4 entre β_4 y γ_1 será:

$$t_4 = \tau_0^1 + \tau_1 + \tau_3 + \tau_4 \quad (2.2.1.5)$$

Si esta vez seleccionamos la transición paralela a γ_4 , γ_5 , en el detector HPGe, el tiempo recogido por el TAC será:

$$t_5 = \tau_0^1 + \tau_1 + \tau_4 \quad (2.2.1.6)$$

Nuevamente, la diferencia entre estos dos tiempo dará la vida media del nivel 3 en este caso:

$$\tau_3 = t_4 - t_5 \quad (2.2.1.7)$$

Este método es más preciso que el de las transiciones secuenciales, ya que al haber seleccionado el mismo γ en el centellador, τ_0 será el mismo y no será necesario emplear la curva de calibración *prompt*, causando menos imprecisiones y complicaciones durante el análisis.

Técnica de comparación absoluta En la técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ τ_0 , la curva de calibración *prompt*, se puede calcular de hasta tres maneras independientes, permitiendo el cálculo de vidas medias de niveles que no encajen con las otras dos técnicas descritas anteriormente. Además de emplear transiciones con vidas medias previamente conocidas, las transiciones con una vida media larga ($t_{1/2} > 60ps$) presentarán una pendiente pronunciada en sus distribuciones temporales, que puede ser ajustada para obtener directamente dicha vida media. Esta técnica de convolución se desarrolla más detalladamente en la sección 2.2.2.

El tercer método se basa en considerar que la respuesta del detector beta es independiente de la energía depositada por la partícula β , e independiente de su energía cinética o el núcleo emisor de la misma. En los núcleos habitualmente estudiados por esta técnica (los impar-impar), las transiciones γ suelen poblar los niveles más inferiores del núcleo, que luego se desexcitan al nivel fundamental. Si seleccionamos esta transición de los niveles más energéticos en el detector HPGe, en el cristal centellador se observara la transición que puebla el nivel fundamental. Además, serán varios los niveles de altas energías que pueblen un mismo nivel bajo.

Estos niveles de altas energías suelen tener vidas medias de femtosegundos, rango muy por debajo de la sensibilidad de picosegundos de la técnica aquí descrita, por lo que se pueden considerar transiciones instantáneas. Si tenemos varias niveles que se desexcitan exclusivamente por transiciones de $E_\gamma > 2$ MeV, es muy poco probable que presenten vidas medias por encima de los picosegundos o, en el improbable caso de que lo hagan, tengan el mismo valor.

De esta manera tenemos varias maneras independientes de medir las vidas medias de esos estados de bajas energías, ya que al haber seleccionado una transición instantánea en el detector de Ge, la posición del centroide de la distribución de tiempos nos dará la vida media del estado de baja energía. Para el empleo de esta técnica es fundamental un detallado conocimiento del esquema de niveles, motivo por el cual se incluyen los detectores de HPGe en el montaje experimental.

2.2.2. Técnica de convolución

Cuando la vida media del nivel medido es lo suficientemente larga como para presentar una pendiente en la parte retardada de la distribución temporal (figura 2.3), entonces dicha vida media puede calcularse directamente ajustando la pendiente mediante la técnica de convolución. Esta técnica de ajuste por mínimos cuadrados consiste en un método iterativo donde la curva de desintegración y la distribución instantánea de tiempo se desdoblan desde el espectro temporal obtenido durante el experimento.

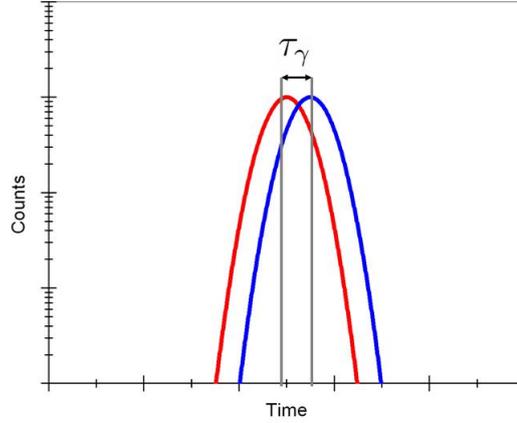


Figura 2.2: Tanto el análisis de transiciones paralelas, secuenciales o absolutas se engloban en el método conocido como "desplazamiento del centroide", que consiste en medir el desplazamiento de una distribución temporal (azul) respecto de una curva de calibración (roja).

El espectro temporal retardado puede expresarse como:

$$F(t_j) = N \int_0^{+\infty} P(t_j - t) e^{-\lambda t} dt \quad (2.2.2.1)$$

donde el número de cuentas observadas en el tiempo t_j se deben a los eventos del tiempo t , que se han desplazado debido a las oscilaciones aleatorias de la señal temporal para una señal dada. N es el número total de cuentas en el espectro temporal, $P(t_j)$ es el espectro temporal instantáneo y λ es la constante de desintegración que caracteriza la desexcitación del nivel.

Aunque $P(t_j)$ es la expresión experimental para la distribución instantánea que debería emplearse, funciones analíticas han demostrado ofrecer sustitutos adecuados. Si aproximamos dicha transición a una función Gaussiana, la expresión anterior puede reescribirse como:

$$F(t_j) = \gamma \int_A^{+\infty} e^{-\delta(t_j-t)} e^{-\lambda(t-A)} dt \quad (2.2.2.2)$$

donde γ es una constante de normalización, δ es la anchura de la Gaussiana de la distribución temporal y A es el centroide de dicha Gaussiana.

Este método funciona con vidas medias de más de 60 picosegundos y con buena estadística, pero para distribuciones con escasas cuentas o vidas medias por encima de algunos nanosegundos, un ajuste basado en el χ^2 subestima la vida media, y el ajuste debería realizarse empleando la estadística de Poisson. Este problema puede solucionarse si sumamos varios espectros temporales (cuando sea posible) para tener una mayor estadística o comprimir el espectro, teniéndose menos puntos pero con más cuentas por canal.

Un efecto secundario que suele darse en los espectros de distribución temporal son pequeñas colas unos tres órdenes de magnitud menores que la distribución principal. Estas pequeñas distribuciones secundarias, que pueden aparecer tanto a la izquierda como

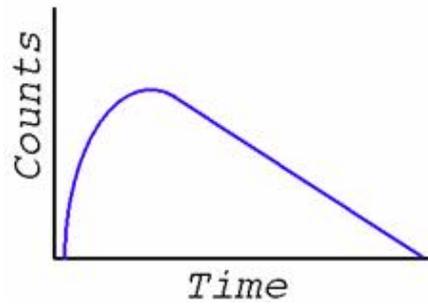


Figura 2.3: Ejemplo esquemático de una distribución temporal en la que se puede apreciar claramente un pendiente en el lado derecho, que correspondería a la vida media del nivel.

a la derecha de la principal, se deben al apilamiento de eventos, y dichas regiones son excluidas en el cálculo de centroides o en los ajustes por convolución, aunque su efecto, de incluirlas, sería marginal, aunque se puede estimar e incluir su efecto en el error.

Capítulo 3

La región por debajo del ^{68}Ni

Uno de los modelos más exitosos en explicar el comportamiento de los núcleos atómicos es conocido como *Shell Model* (Modelo de Capas), propuesto por primera vez por Maria Goeppert Mayer y Johannes H. D. Jensen en 1949, de manera independiente. El modelo se basa en presuponer que cada nucleón se mueve en un potencial generado por su interacción con los demás nucleones del núcleo. De este potencial se deduce que los niveles cuánticos de un núcleo se agrupan formando capas en las que los nucleones del mismo pueden residir. Este modelo de campo medio de protones y neutrones explica varios fenómenos nucleares: la existencia de niveles *mágicos* particularmente estables cuando las capas se encuentran totalmente ocupadas por nucleones, las propiedades de los niveles más bajos de los núcleos como su energía o espín, y su respuesta colectiva a la absorción de fotones y otras excitaciones.

Los números mágicos se asocian a saltos de energía en el campo medio esférico, por lo que promover partículas cruzando este salto requiere mucha energía. En ocasiones la pérdida de energía de configuraciones intrusas, por encima del salto, se ve compensada por la enorme ganancia de energía debido a correlaciones, con lo que éstas configuraciones se convierten en las más favorables. Existen varios ejemplos de este fenómeno en la carta de nucleidos [SOR08], como la región conocida como Isla de Inversión alrededor del ^{31}Na . Otra de dichas regiones se encuentra al rededor de $Z = 28$ y $N = 40$ (la región mostrada en la figura 3.1), donde, según algunos autores [LJU10, LEN10], podría llegar a darse otra Isla de Inversión. En esta región, lejos del valle de estabilidad y con una gran proporción N/Z , fallan las predicciones del modelo de capas y se requieren nuevas medidas experimentales y modelos teóricos para su correcta comprensión.

3.1. Estructura de capas en la región $N = 40$

La región de núcleos ricos en neutrones comprendida entre $Z = 20$ y $Z = 28$ es de especial interés para comprender la evolución de la estructura de capas en núcleos con un gran exceso de neutrones. Al añadirse protones al orbital $0f_{7/2}$ se cambian las energías relativas de los neutrones en los orbitales $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$ y $0f_{5/2}$ (ver esquema de la figura 3.2) debido a la fuerte interacción atractiva neutrón-protón [OTS05]. Según se van llenando la capa fp , las excitaciones al orbital intruso $0g_{9/2}$ van cobrando mayor importancia. Pequeños efectos en el salto de energía entre las capas fp y $0g_{9/2}$ dan lugar a una fuerte colectividad en los núcleos con $N \approx 40$.

El ^{68}Ni presenta muchas de las características de un núcleo doblemente mágico, con una alta energía de excitación para el primer estado 2^+ [BRO95] y un valor pequeño para

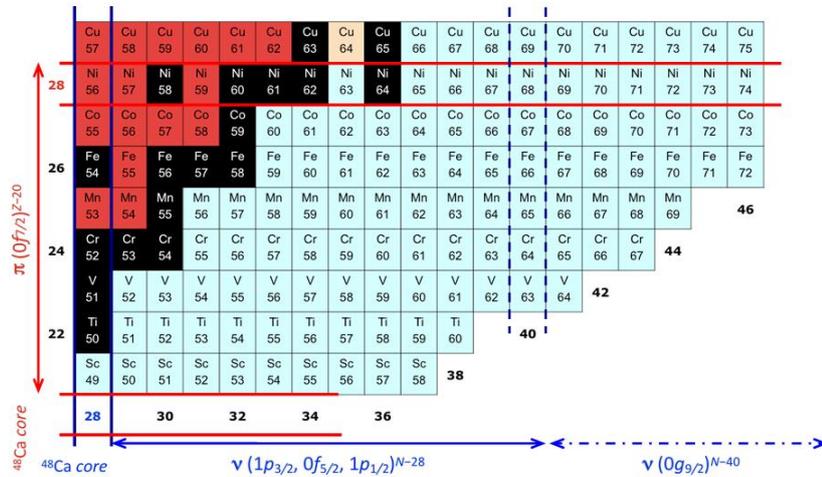


Figura 3.1: La región estudiada en el experimento IS474, donde se han resaltado el cierre de capas $Z = 28$ y el cierre de sub-capa $N = 40$, que convergen en el ^{68}Ni . En este experimento se poblaron los núcleos $^{59-66}\text{Mn}$ justo por debajo de esta región [FRA08].

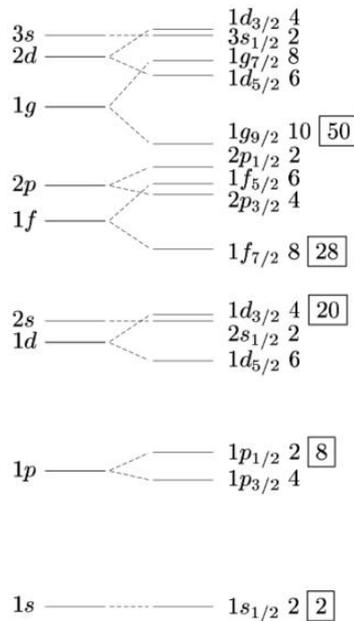


Figura 3.2: Esquema del ordenamiento de orbitales en el modelo de capas para un núcleo esférico. Vemos que por debajo de $N = 40$ estamos en la capa pf , de paridad negativa. [KRA88].

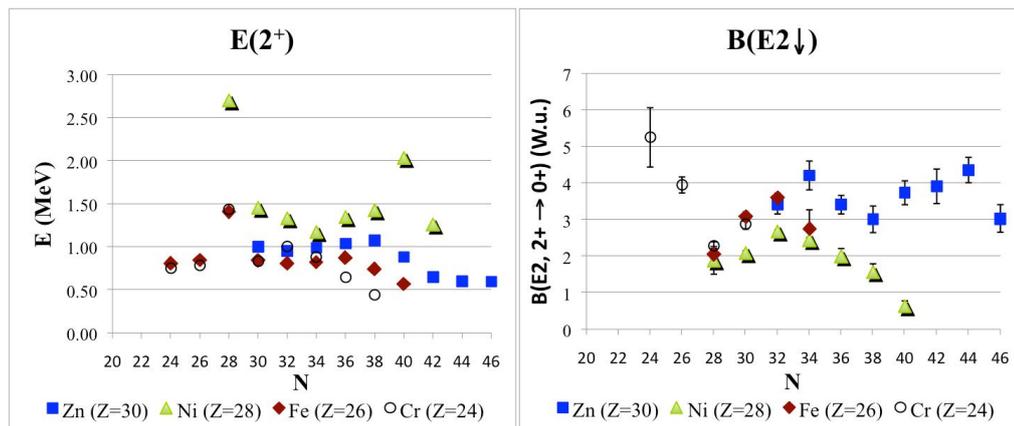


Figura 3.3: Sistemática de la región. A la izquierda las energías de los primeros estados 2^+ de los núcleos pares de la región. Puede apreciarse claramente el incremento en el caso del ^{68}Ni . A la izquierda los valores $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ de esas mismos niveles [FRA08].

$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [SOR02] (ver figura 3.3). Sin embargo, medidas de masa muestran que el salto en $N = 40$ es débil en el caso del ^{68}Ni [GUE07] y argumenta que el pequeño valor del $B(E2)$ no indica un salto en la capa $N = 40$, si no que refleja que el primer estado 2^+ es predominantemente la excitación de un neutrón.

Para núcleos por encima del Ni, como el Zn, hay una disminución en energía de los niveles 2^+ y un incremento de los valores $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$. Tenemos la situación contraria por debajo del Ni, donde este valor en principio disminuye para los primeros isótopos de Fe, pero aumenta según añadimos neutrones a la capa $0g_{9/2}$ [LJU10].

Por encima de $N = 40$ se observa un incremento de $B(E2)$, lo que implica una fuerte polarización de los protones del núcleo. Que el incremento sea tan pronunciado se explica por las interacciones residuales entre los neutrones del orbital $\nu g_{9/2}$ y los protones de los orbitales $\pi f_{7/2}$ y $\pi f_{5/2}$. Al ir rellenando el orbital $\nu g_{9/2}$, la interacción tensorial eleva el orbital $\pi f_{7/2}$ y disminuye el $\pi f_{5/2}$. Como resultado, el salto de capa $Z = 28$ se reduce y la polarización de los protones interiores se incrementa. Este efecto también debilita el salto de sub-capa $N = 40$, lo que se refleja en la deformación cuadrupolar de los primeros estados del orbital $g_{9/2}$.

3.2. Motivación del experimento

Apenas se dispone de información experimental sobre los núcleos impares de la región, puesto que hasta la fecha no se habían realizado estudios intensivos en este área. En la desintegración β del $^{63,65}\text{Mn}$, los estados del $^{63,65}\text{Fe}$ son poblados de una manera muy selectiva y sus esquemas de niveles y sus respectivas vidas medias nos revelarán importante información sobre su estructura nuclear. Consecuentemente son una buena área de pruebas para dilucidar la posibilidad del carácter doblemente mágico del ^{68}Ni y su deformación.

Cálculos de modelo de capas a gran escala realizados por S.M. Lenzi *et al.* [?], que empelan como espacio de configuración la capa pf para los protones y para los neutrones las subcapas $0f_{5/2}$ $1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$ $0g_{9/2}$ y también la $1d_{5/2}$ revelan una nueva zona de deformación centrada en ^{64}Cr ($N=40, Z=24$), donde la inversión de configuraciones ocurre de forma muy rápida al ir quitando protones del ^{68}Ni . En esta situación el núcleo ^{66}Fe estaría plenamente contenido en esta zona de deformación y el estudio sistemático de los isótopos

^{65}Fe y ^{63}Fe con uno y tres neutrones menos respectivamente nos puede revelar el papel que juegan las configuraciones de la capa pf frente a la capa $0g_{9/2}$.

La técnica $\text{ATD}\beta\gamma\gamma(t)$ está especialmente indicada para la medición de las vidas medias de niveles en el rango comprendido desde los picosegundos hasta los nanosegundos. Se ha comprobado que la técnica es especialmente adecuada para el caso de los núcleos impares, como los estudiados en este trabajo.

Capítulo 4

Experimento

Este trabajo analiza algunos de los datos obtenidos durante el experimento IS474 en el que se produjeron isótopos ricos en neutrones de Mn en un rango de masas desde $A=59$ hasta $A=66$. Concretamente se presenta el análisis de los datos relativos al ^{63}Fe y el ^{65}Fe , cuya estructura excitada se pobló mediante desintegración β^- de sus predecesores, el ^{63}Mn y el ^{65}Mn .

La colaboración del experimento la formaban las siguientes persona: B. Olaizola, L.M. Fraile, H. Mach, J.A. Briz, J. Cal-Gonzalez, D. Ghita, W. Kurcewicz, S. Lesher, D. Pauwels, E. Picado, D. Radulov y J.M. Udias.

4.1. ISOLDE

El experimento en el que se obtuvieron los datos con los que se realizó este trabajo fue realizado en las instalaciones ISOLDE (www.cern.ch/isolde), que son parte del CERN, Suiza. El nombre ISOLDE es un acrónimo de las siglas en inglés *isotope separation on-line* (ISOL). Este método hace uso de reacciones de espalación, fisión y fragmentación en blancos gruesos que son bombardeados con partículas de alta energía de aceleradores o reactores nucleares. Los productos de reacción se paran en el interior del blanco, se difunden térmicamente al exterior, se ionizan y se aceleran para formar un haz de iones. De este modo es posible crear unos 1000 isótopos de entre más de 70 elementos distintos, con vidas medias de hasta unos poco milisegundos.

Lo descrito a continuación está extraído en su mayor parte del artículo “The ISOLDE Facility” por Erich Kugler [KUG00].

4.1.1. PS Booster

El Proton Synchrotron Booster (PSB por sus siglas en inglés) está formado por cuatro pequeños sincrotrones donde los protones provenientes de un *linac* son acelerados a energías de un máximo de 1.4 GeV antes de ser inyectados al Sincrotrón de Protones (PS) del CERN de 27 GeV. El PSB emite pulsos cortos de alta intensidad, habitualmente $3 \cdot 10^{13}$ protones por pulso, separados entre sí por 1.2 segundos. Los pulsos del PSB se agrupaban en superciclos típicamente de 12 o 14 pulsos, aunque en la actualidad debido al denso programa de física del CERN, incluyendo el incipiente LHC, los superciclos son muchos más largos, de unos 40 ciclos. Entre el 30 % y el 50 % de los ciclos están disponibles para la producción de isótopos en ISOLDE. Esto es equivalente a una corriente media de protones de unos $2 \mu\text{A}$. Estos pulsos cortos ayudan a la difusión de la radiación producida en el

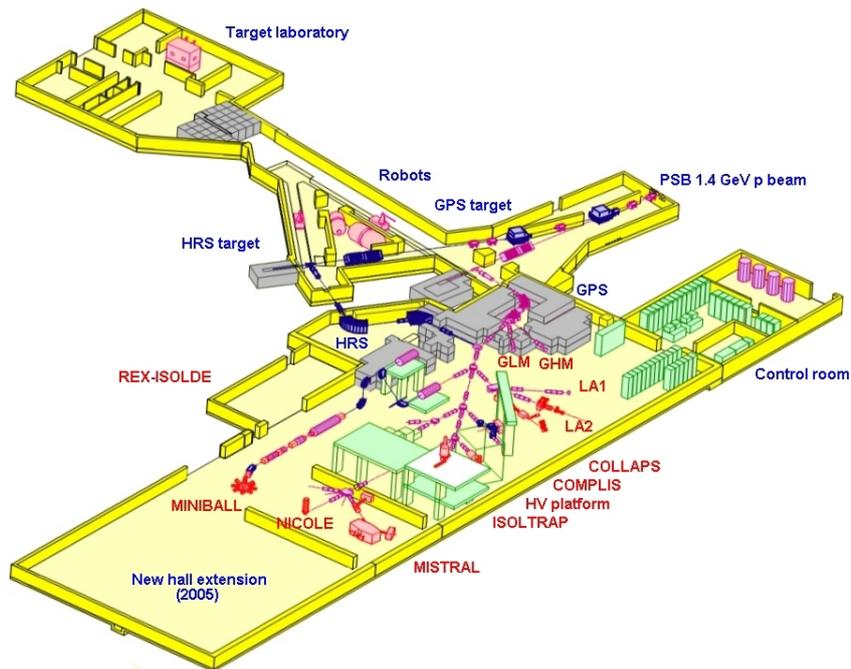


Figura 4.1: Los protones bombardean uno de los blancos (GPS o HRS). Ambos separadores de isótopos se encuentran apantallados tras los muros de protección, y mandan los haces, una vez separados en masa, a través de una línea central a los diferentes experimentos [ISO].

blanco hacia el exterior lo que incrementa la producción de isótopos de vidas cortas. La contrapartida es que esa enorme potencia casi instantánea hace que el blanco sufra unas tensiones mecánicas tremendas.

4.1.2. Diseño de la instalación

Los protones del PSB son enviados a dos blancos distintos a través de una línea subterránea de transmisión de unos 100 metros de largo. Una estación está situada en una línea recta, mientras que la otra tiene una ligera curvatura de 400 miliradianes.

Existen multitud de combinaciones de blancos y fuentes de iones que pueden acoplarse a los separadores para la producción de los aproximadamente 1000 isótopos. Tras la ionización, extracción del blanco y aceleración a 60 keV, los iones son enviados al separador magnético de masas. Aquí se emplean dos sistemas distintos. El *General Purpose Separator* (GPS) y el *High Resolution Separator* (HRS). Los dos separadores están diseñados de forma que un haz de cualquiera de los dos puede llegar a un distribuidor común de iones, al que están conectados la práctica totalidad de los dispositivos experimentales del hall.

4.1.3. Protección y manejo de la radiación

El área donde se encuentra el blanco para la creación de iones presenta alta radiación durante su funcionamiento, y en ella se almacenan también los blancos usados. Por ello, el blanco de ISOLDE está construida a ocho metros bajo tierra y dispone de grandes medidas de seguridad, como aislamiento de acero y hormigón. Toda la actividad en el interior de la cámara del blanco la llevan a cabo robots industriales, que son los encargados de mover,

cambiar y almacenar los blancos. Los robots se mueven entre las dos cámaras para los blancos a través de raíles, y han sido construidos sin que contengan ninguna pieza sensible a la radiación, como podrían ser superconductores.

4.1.4. El separador de uso general (GPS)

El más pequeño de los dos separadores está concebido para ser sencillo de manejar, una máquina flexible. Su elemento principal es una imán focalizador doble de 70° con un radio medio de curvatura de 1.5 m que le permiten seleccionar tres haces de iones en un rango de masa de $\pm 15\%$ desde la masa central y dirigir estos tres haces simultáneamente a tres puntos experimentales distintos. Parejas de placas electrostáticas cilíndricas son las encargadas de seleccionar la masa mediante el movimiento de una placa deflectora paralela al plano focal.

4.1.5. El separador de alta resolución (HRS)

El separador comprende un análisis magnético en dos pasos, lentes cuadrupolares electrostáticas y un cierto número de elementos magnéticos y electrostáticos para la corrección de aberraciones de imagen de orden superior. Está diseñado para alcanzar una resolución de $\Delta M/M = 15000$, pero en la actualidad la resolución máxima es del orden de 5000.

4.2. El montaje experimental

El montaje experimental es el habitual empleado con la técnica *Advance Time Delayed Coincidences* $\beta\gamma\gamma(t)$ en su configuración de Haz Saturado. Se emplearon dos detectores de germanio de alta pureza (HPGe), dos centelladores rápidos (LaBr₃) y un detector plástico para las partículas β^- , así como un montaje electrónico estándar para experimentos de *fast timing*.

4.2.1. Detectores

El detector β , imprescindible para la realización de las coincidencias, se colocó en al final de la línea del haz, separado apenas unos milímetros de la ventana de aluminio para una máxima eficiencia. En este experimento se empleó un plástico NE111A de 3 mm de grosor de respuesta temporal rápida acoplado a un fotomultiplicador ZP2020 de Photonis. El uso de este tipo de detector ΔE delgado asegura que tan solo una pequeña fracción de los fotones serán registrados, y que, en el caso de las partículas β^- , la absorción de energía será prácticamente constante. La independencia de energía depositada respecto a la energía incidente asegura una respuesta temporal prácticamente uniforme, fundamental en las técnicas de *fast timing*. Más adelante se puede realizar una corrección curva β -walk para seleccionar su parte uniforme, y de esta manera asegurar del todo la respuesta uniforme del centellador plástico.

La técnica ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ requiere de una precisa identificación de los picos de energía de las transiciones estudiadas, para lo cual se emplearon dos detectores de germanio de alta pureza y de gran resolución en energía. Gracias a esta alta resolución de los detectores las coincidencias siempre se realizaron empleando uno de los HPGe, ya que permiten separar una única rama de desintegración del resto de desexcitaciones. Dichos detectores se colocaron aproximadamente perpendiculares al haz incidente, paralelos al plano del

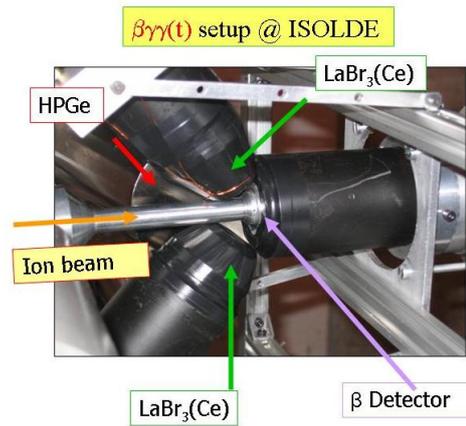


Figura 4.2: Disposición de los detectores durante el experimento IS474. Uno de los detectores HPGe se retiró para poder apreciar la geometría y disposición de los restantes detectores.

suelo, como puede apreciarse en la figura 4.2. Los dos detectores pertenecían al laboratorio de LPSC y tenían una resolución cercana a 2 keV para el ^{60}Co .

Para la medida de vidas medias de niveles, se requiere una respuesta temporal rápida. Por ello los detectores gamma empleados para la medida de tiempos en las coincidencias rápidas fueron dos cristales de centelleo LaBr_3 , con forma de cono truncado, con una base inferior de 1.5", una base superior de 1", por una altura de 1.5". Este tipo de detectores presenta una componente rápida que permite obtener una gran resolución temporal, mientras que se mantiene un eficiencia de detección aceptable. Si bien su resolución en energía no es tan alta (cercana al 3-4% para el ^{60}Co), para ello se emplean las coincidencias con los detectores de germanio que si la tienen. Ambos detectores iban acoplados a sendos fotomultiplicadores XP20D0 de la casa Photonis, optimizados para una respuesta temporal rápida, a costa de una menor ganancia. Estos PMT se protegían de campos magnéticos mediante un blindaje de μ -metal, ya que dichos campos harían perder ganancia y linealidad en los detectores. Los centelladores estaban colocados en el plano perpendicular a los detectores de HPGe, como ilustra la figura 4.2.

4.2.2. Eficiencia de los detectores HPGe

Para completar el esquema de niveles y poder calcular las vidas medias correctas de los niveles excitados, es fundamental conocer las intensidades de las transiciones gamma y qué niveles pueblan las desintegraciones beta. Para ello la eficiencia de los de los detectores HPGe debe ser calibrada adecuadamente. En el experimento IS474 se emplearon diversas fuentes de calibración para cubrir todo un amplio rango de energías. En concreto se emplearon muestras radiactivas de ^{152}Eu , ^{140}Ba y ^{24}Na .

Las transiciones de estos tres isótopos han sido estudiadas y compiladas múltiples veces, por lo que tanto sus energías como sus intensidades han sido bien establecidas [ENSDF]. Conociendo la intensidad de una transición dada, el área bajo el pico de esa transición en nuestro espectro (tras restar el fondo), dividida entre su intensidad nos dará una eficiencia relativa en función de la energía.

Puesto que tan solo son necesarias eficiencias relativas y no las absolutas, se incluyó en un mismo ajuste las intensidades de los tres isótopos, tras normalizarlos a una intensidad relativa común. El error sistemático en el área se estimo que era de un 2% y del 5% para

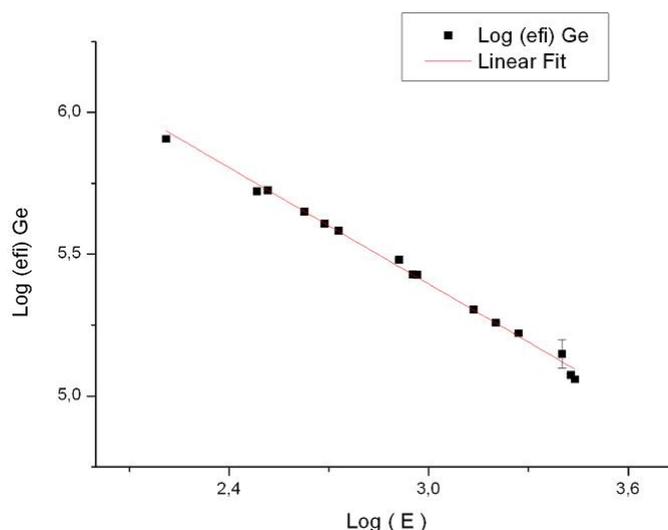


Figura 4.3: Ajuste lineal del logaritmo de la eficiencia frente al logaritmo de la energía. Los datos se tomaron con muestras de calibración durante el experimento y son los que se emplearon para construir el esquema de niveles final.

la eficiencia.

La figura 4.3 muestra los resultados de calibrar la eficiencia del sistema formado por los dos detectores de HPGe. Se ajustó el logaritmo de la eficiencia frente al logaritmo de la energía a una función lineal, que en el rango de 120 keV a 2,7 MeV resultó ser satisfactorio. Por encima de estas energías no se disponían de fuentes para realizar la calibración.

4.2.3. Electrónica

El sistema electrónico se emplearon estándares NIM (*Nuclear Instrument Module*), que es un sistema modular formado por *bins* y los *crates* donde se alojan. Cada módulo o *bin* tiene un función específica y unas dimensiones predefinidas para que encajen en las ranuras del *crate*. El *crate* es el que proporciona un voltaje fijo para cada módulo que están conectados entre si por cables en su parte posterior. Debajo de cada estante del *crate* hay una ranura adicional para colocar una bandeja de ventiladores y cada módulo dispone de orificios para que el aire lo atravesase. De esta manera es sencillo crear una corriente de aire desde la parte inferior del *crate* hasta la superior que refrigere toda la electrónica e impida que se queme.

La electrónica consta de dos partes, una sección de tiempos y otra de energías. Para la sección de tiempos se emplean señales rápidas (tiempo de ascenso muy corto, en el orden de los ns) con peor forma y la sección de energías se emplean pulsos mucho más lentos (tiempo de ascenso de cientos de ns) pero con formas mejor definidas.

La figura 4.4 muestra simplificada la electrónica empleada en el experimento, aunque por simplicidad tan solo se han mostrado las conexiones de un detector HPGe y otro LaBr₃, en vez de los dos que se emplearon realmente en el experimento.

El detector β posee dos señales de salida. Una es pre-amplificada y luego amplificada para luego llegar a una de las tarjetas de PIXIE4, que es la energía depositada por la partícula β . La otra señal va a un CFD (*Constant Fraction Discriminator*), al que se

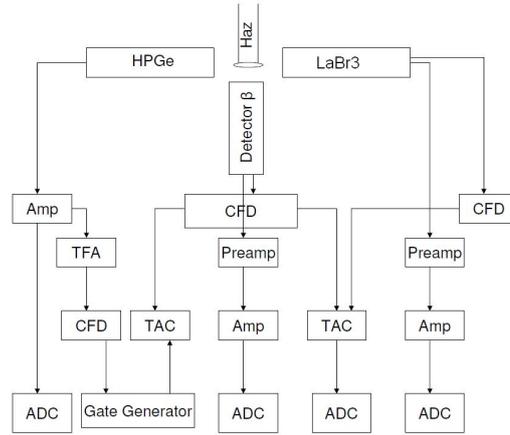


Figura 4.4: Esquema simplificado de la electrónica del sistema analógico. Aunque en el experimento se realizó con dos HPGe y dos LaBr₃, en el esquema solo se representa la electrónica concerniente a uno de cada tipo, para no hacer innecesariamente confusa la figura. Los detectores restantes disponían de una electrónica idéntica a la mostrada. Los ADCs serían, en este caso, los canales de entrada de las tarjetas XIA del sistema de adquisición de datos PIXIE4.

conectan los distintos TACs empleados en el experimento. Esta segunda señal es la que se emplea como comienzo de las coincidencias, y la distribución temporal será la diferencia de tiempos entre esta señal y la detectada por uno de los dos LaBr₃.

La señal de los HPGe no necesita ser pre-amplificada, por lo que tras pasar por un amplificador, una parte de la señal va directamente a los canales de las tarjetas XIA con la información de la energía detectada. La otra parte de la señal pasa por un TFA (*Time Filter Amplifier*) y un CFD, llega a un *Octal Gate*, donde hace de puerta lógica para las coincidencias (un evento en el HPGe no es necesariamente la parada de las coincidencias, tan solo una combinación HPGe-LaBr₃, LaBr₃-HPGe o HPGe-HPGe).

La señal de los detectores LaBr₃, similar a la del detector β , se divide en dos. Una parte se pre-amplifica y luego se amplifica para llegar directamente a al sistema DAQ como energía depositada en los cristales. La otra parte va a un CFD y luego al TAC del detector β , cuya señal de tiempo es la diferencia entre la señal del β y la del cristal LaBr₃.

4.2.4. Sistema de toma de datos digital

En el experimento, el sistema de adquisición digital empleado es el **Digital Gamma Finder (DGF) PIXIE-4** de XIA LLC. Se trata de un sistema digital que está especialmente diseñado para espectroscopía gamma de alta resolución con detectores HPGe. Pero este sistema también es compatible con detectores de centelleo y, por supuesto, con otro tipo de detectores de semiconductor.

La señal de entrada más adecuada para este sistema es directamente la señal de salida de un pre-amplificador de integración de carga sin realizar ningún tratamiento adicional sobre esta señal. Este sistema permite la medida de la amplitud de la señal entrante a la vez que puede hacerse un análisis de la forma del pulso para cada canal de entrada.

Un esquema de los componentes electrónicos que están integrados en este sistema de adquisición aparece reflejado en la figura 4.5. En él podemos apreciar todos los componentes del sistema de adquisición DGF Pixie-4 de XIA-LLC. Cada tarjeta dispone de 4 canales de información y en el experimento se disponían de 4 de estas tarjetas.

- Tarjeta 1
 - Canal 0: Pulsos de protones del PSBooster
 - Canal 1: Energía detector HPGe-1
 - Canal 2: Energía detector HPGe-2
- Tarjeta 2
 - Canal 0: Energía LaBr₃-1
 - Canal 1: TAC LaBr₃-1
 - Canal 2: Energía LaBr₃-2
 - Canal 3: TAC LaBr₃-2
- Tarjeta 3
 - Esta tarjeta no funcionaba, pero debía introducirse en el módulo para que el sistema realizase las lecturas de manera correcta.
- Tarjeta 4
 - Canal 0: Energía detector β
 - Canal 1: Slow-TAC HPGe-1
 - Canal 2: Slow-TAC HPGe-2

El canal 0 de la tarjeta 1 lo empleamos para tomar la señal que proporciona la instalación de ISOLDE cada vez que incide un pulso de protones sobre el blanco de uranio. Esta señal es interesante para medir vidas medias ya que se puede utilizar como una referencia temporal para cada pulso de haz que recibimos en nuestra línea experimental o, como realizamos en este caso, para descartar contaminantes de vida media larga mediante ventanas temporales tomando como referencia dicho pulso.

Para este experimento se disponía de canales y electrónica suficiente para instalar un TAC entre el detector de plástico y los HPGe, que nos darían el tiempo transcurrido entre la detección de la partícula β y un gamma de desexcitación detectada por un germanio. Estos detectores tiene una gran eficiencia pero mala resolución temporal, por lo que esta información tan solo resultaría útil (frente a la que pueden proporcionar los TAC conectados a los LaBr₃) en el caso de una vida media larga (centenares de nanosegundos), ya que en esta circunstancia se dispondría de una mayor estadística. En el presente análisis no se ha dado el caso.

Acondicionamiento analógico de la señal Cada canal de datos de entrada llega al primer componente, el que aparece en la figura como *analog gain and offset*, su función principal es adaptar las señales de entrada con el rango de voltaje del convertidor analógico-digital (ADC) que tiene una amplitud máxima de 2V. Para ello ajusta la ganancia para que las señales entren dentro del rango de voltaje del ADC y fija así el rango dinámico.

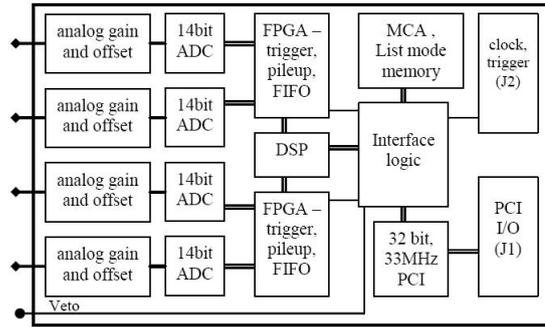


Figura 4.5: Esquema de una tarjeta del sistema PIXIE-4 de XIA. Estas tarjetas permiten cuatro entradas cada una y realizan tanto la adquisición de datos como el procesamiento de las señales [XIA].

Convertor analógico-digital (ADC) El siguiente componente es el convertor analógico-digital, el cual, simplemente, transforma la señal analógica de entrada a un valor digital. Tienen 16 bits, por lo que tienen $2^{16}=65536$ valores entre el máximo (2 V) y el mínimo (0 V). Entonces, la amplitud (en voltaje) de la señal de entrada la traduce en el valor que le corresponda de entre esos 65536 valores posibles.

Unidades de procesamiento en tiempo real (FPGA) Las unidades de procesamiento en tiempo real son los módulos etiquetados en la figura 4.5 como “FPGA”.

En primer lugar aplica un filtro para moldear la señal transformándola en una señal trapezoidal haciendo la medida de la altura del pulso menos sensible a las variaciones en la forma de la señal.

A continuación actúa un identificador de apilamiento de señales (*pile-up inspector*), cuya misión es identificar cuando un segundo pulso llega demasiado próximo al anterior que distorsionaría la medida de la altura del primer pulso. En ese caso ambos pulsos son descartados. Es un método efectivo con la condición de que la separación temporal entre ambas señales sea superior al tiempo de subida de la señal de entrada.

Cuando una señal es detectada y pasa el análisis de apilamiento correctamente, se genera una señal de disparo y se comunica al módulo DSP que tenemos datos disponibles para su almacenamiento.

A continuación tenemos una memoria tipo FIFO, la cual se rellena continuamente con la información de la forma del pulso desde el ADC y sólo se detiene para evitar que se sobrescriba información de sucesos válidos.

Procesador de la señal digital (DSP) Este componente recibe la información desde el módulo anterior, reconstruye la altura real del pulso, le asigna un valor temporal, prepara los datos para la salida hacia un ordenador e incrementa los espectros que están en memoria con los valores que le correspondan según la señal de entrada.

Posteriormente toda esta información (información completa del suceso y los espectros almacenados en memoria) se transmite hacia el ordenador mediante un interfaz PCI.

Con este sistema de adquisición obtuvimos espectros en modo histograma de 32768 canales y modo lista (*list-mode*). En este modo se almacenaba un tiempo para cada suceso y luego, dentro del mismo, obtenemos un valor de tiempo (más preciso que el anterior) y un valor de energía (proveniente del ADC) para cada partícula detectada dentro del suceso.

4.3. Tratamiento de datos

La técnica $ATD\beta\gamma\gamma(t)$ requiere de un extenso tratamiento de los datos para obtener las vidas medias. Para permitir dicho tratamiento, los datos deben reordenarse para permitir una fácil imposición de restricciones, ya sea en coincidencias, energías o tiempos. Por ello ha sido necesario desarrollar toda una serie de herramientas informáticas, programadas en FORTRAN77.

PIXIE4 escribe los datos a disco en formato binario cada vez que se llenan los 32 *buffers* de los que dispone cada tarjeta (cada vez que se llene una sola de las 4 escribe los *buffers* de todas ellas). El sistema cierra el archivo de datos y abre uno nuevo cada vez que ha escrito en él 744 *buffers*. Además el sistema estaba configurado para que escribiese los eventos independientemente de que los detectores se encontrasen en coincidencia o no.

Para permitir su análisis los datos se ordenan por detectores y a cada evento se le asigna un tiempo del reloj del sistema. Después, un algoritmo de búsqueda comprueba todos los eventos y se realizan las coincidencias de los sucesos que se encontraban dentro de la ventana temporal de aproximadamente 1.2 microsegundos (se probaron diversas ventanas temporales para comprobar cual minimizaba las coincidencias aleatorias sin perder datos reales). El código escribía los eventos en coincidencias en distintos archivos según la combinación de detectores.

En un segundo nivel de ordenamiento, otro código nos permitía imponer nuevas condiciones para realizar proyecciones dentro de una energía o tiempo determinada. De esta manera podíamos visualizar fácilmente cuales eran las transiciones en coincidencia con una gamma determinada (generalmente si la coincidencia se produce entre dos HP-Ge) o si se imponía condiciones en energía de un HPGe y un LaBr₃ se puede proyectar sobre su TAC asociado para medir la vida media.

Otros códigos permitían sumar, comprimir o representar los espectros o realizar las calibraciones necesarias para el análisis completo de los datos de este experimento.

Todos estos códigos se han reescrito en base a los ya utilizados por Henryk Mach.

Capítulo 5

Resultados experimentales: ^{63}Fe

5.1. Identificación de picos

El esquema de niveles definitivo del ^{63}Fe se construyó a partir de las coincidencias entre los dos detectores de HPGe, ya que son los únicos con resolución en energía suficiente como para poder separar los picos más próximos en energía. Gracias a disponer de un canal donde almacenábamos el tiempo de impacto de los protones en el blanco disponíamos de un marco de referencia temporal desde la creación de los isótopos. De esta manera, seleccionando un rango temporal de entre 10 y 600 milisegundos, conseguimos maximizar la intensidad de los picos del ^{63}Fe frente a las transiciones del ^{63}Mn (la vida media del ^{63}Mn es de 290(20) ms [SOR99] frente a los 6.1(6) segundos del ^{63}Fe [RUN85]) y limpiar aun más el espectro de posibles contaminantes y eventos aleatorios. La figura 5.1 muestra los espectros de energía obtenidos en los detectores HPGe con las energías asociadas a los picos del ^{63}Fe .

5.1.1. Coincidencias $\gamma\gamma$

En la técnica $\text{ATD}\beta\gamma\gamma(t)$, para minimizar el número de coincidencias aleatorias, al imponer una ventana de energía, se sustrae otra de igual rango de energía (mismo número de canales) del fondo Compton cercano. De esta manera, estadísticamente, se suprimen las coincidencias aleatorias, aunque puede dar lugar a pequeñas regiones de sucesos negativos, ya que este es un proceso estadístico y ni el ruido ni las coincidencias aleatorias en ambos detectores tienen por que ser idénticos.

La figura 5.2 muestra las coincidencias HPGe-HPGe de las dos transiciones con más estadística del espectro del ^{63}Mn . Algunos de los picos más representativos han sido identificados. Es a partir de estas coincidencias que se construye el esquema de niveles. Dos transiciones que aparezcan una en el espectro de coincidencia de la otra y vice-versa implicará que son transiciones secuenciales, mientras que si no apareciesen, serían transiciones paralelas.

5.2. Población β e intensidades

Gracias a la calibración descrita en la sección 4.2.2 podemos conocer la intensidad para cada una de las transiciones. Tomando la transición más intensa del núcleo, 357.4 (3) keV, como una intensidad del 100 % podemos calcular la intensidad relativa del resto de las transiciones.

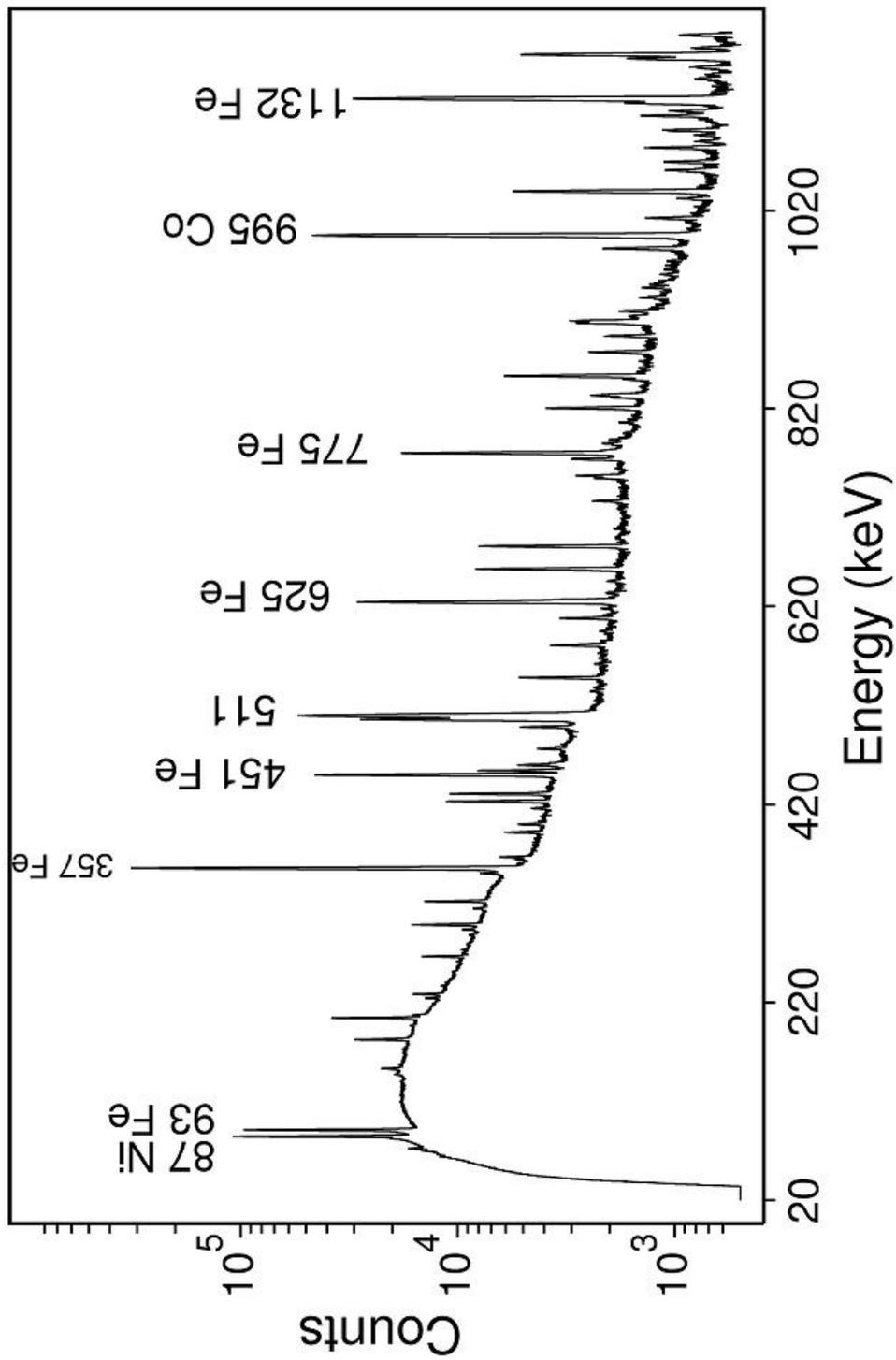


Figura 5.1: Espectro de energía de los detectores HPGe sumados. Corresponden a los datos del sistema digital al que se les impuso una ventana temporal de 10-600 ms tras el impacto de los protones en el blanco, para maximizar las desintegraciones β del ^{63}Mn al ^{63}Fe respecto a los demás elementos presentes. Los picos más intensos tienen asignado el núcleo al que pertenecen.

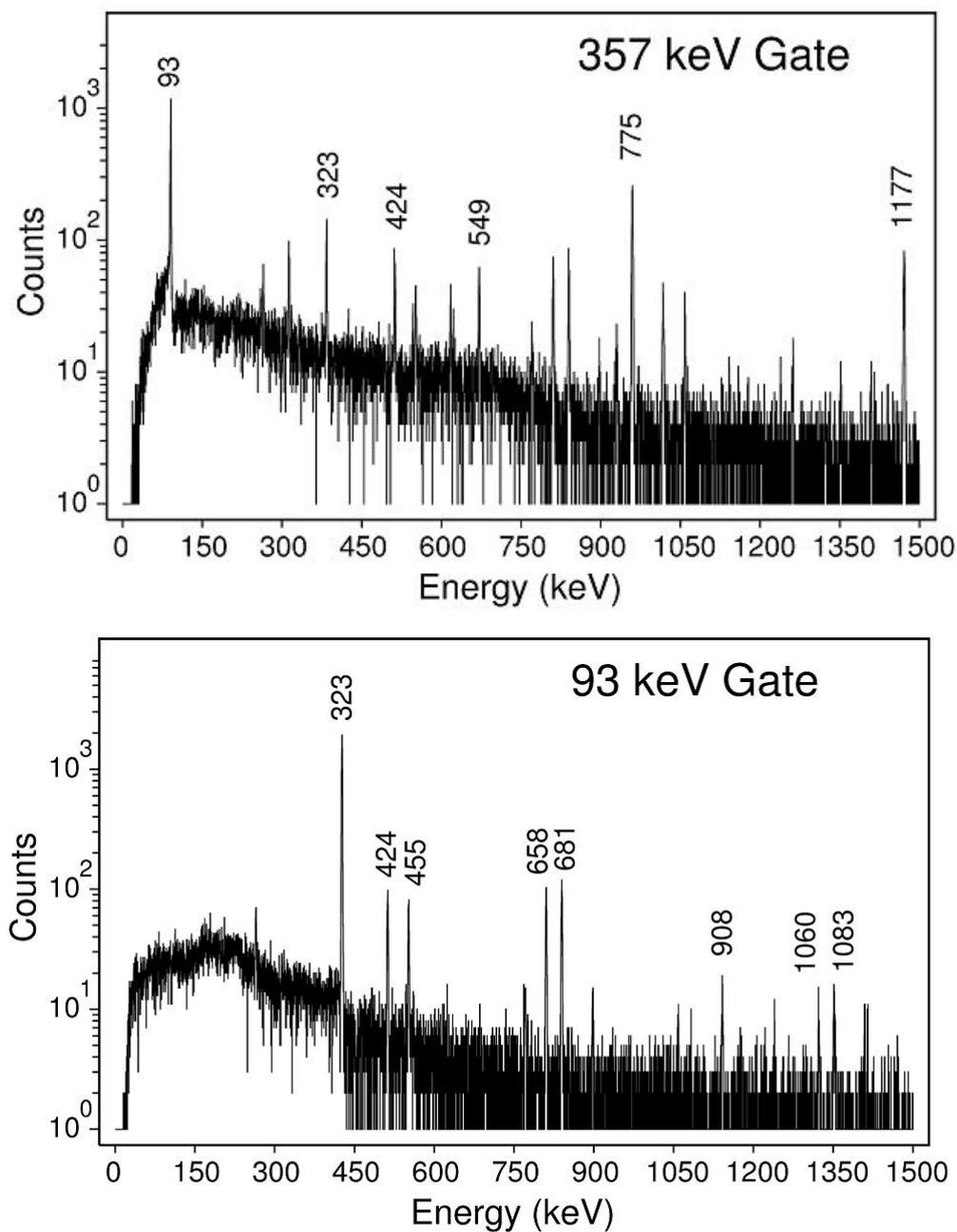


Figura 5.2: Coincidencias en energía HPGe-HPGe de las transiciones 357 y 93 keV d del ^{65}Fe . Cada gráfica corresponde a una ventana de energía y las coincidencias con esa transición dentro del ^{65}Fe

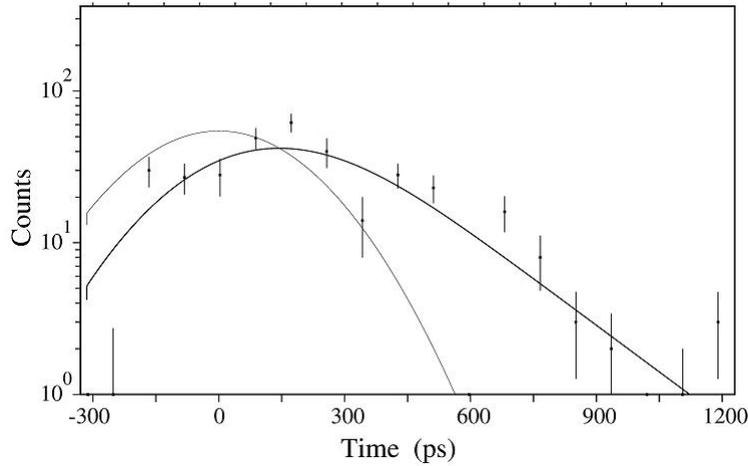


Figura 5.3: Distribución temporal en el cristal $\text{LaBr}_3\text{-1}$ resultado de imponer una gate alrededor del pico 268.5 en el HPGe y una en el 357.4 (3) en el LaBr_3 . La pendiente a la derecha de la distribución resultó en una vida media de $T_{1/2} = 100(30)$ ps.

Una vez conocidas cada intensidad, se puede calcular que porcentaje de las desintegraciones β pueblan un nivel dado. Para ello sumamos la intensidad de todas las transiciones que desexcitan un nivel y le restamos la intensidad de todas las que lo pueblan. Esta diferencia nos dice que porcentaje de desintegraciones β del total emitidas pueblan dicho nivel. Una fuente de error de este método es la posibilidad de que exista una transición muy intensa de alta energía que no se detecte o se detecte con muy poca estadística. Sin embargo, en estos núcleos, esto es poco probable.

Conociendo estos valores podemos calcular el valor $\log(ft)$, que nos ayuda a estudiar la sistemática de la zona así como a asignar posibles configuraciones de espín-paridad a los niveles.

5.3. Vidas medias

Con los datos y calibraciones antes expuestos, se logró medir la vida media de los dos primeros estados excitados del ^{63}Fe , 357.4 keV y 451.1 keV. Ambas vidas medias eran largas y presentaban abundante estadística, por lo que se aplicó el método de convolución para calcularlas.

Para el primer estado excitado se impuso una ventana en la transición 268.5 en el HPGe y una en el 357.4 en el LaBr_3 para luego proyectar sobre el TAC. Se espera que el nivel 625.7 keV presente una vida media muy corta (incluso por debajo de la precisión de la técnica) por lo que la distribución temporal tan solo muestra la vida media del nivel 357.4 (ver figura 5.3).

Para el segundo estado excitado se impuso una ventana en la transición 357.4 en el HPGe y una en el 93.8 en el LaBr_3 para luego proyectar sobre el TAC. Puesto que el TAC siempre da el tiempo transcurrido entre la detección del β y el LaBr_3 la distribución temporal mostrará la vida media del nivel 451.2 y no la del 357.4 (ver figura 5.4), pues este se desexcita después.

La tabla 5.1 muestra un resumen de las vidas medias calculadas para este núcleo. El valor presentado es la media ponderada del resultado obtenido en ambos detectores, ya que se consideran sistemas independientes. También se han calculado las $B(\text{XL})$ para

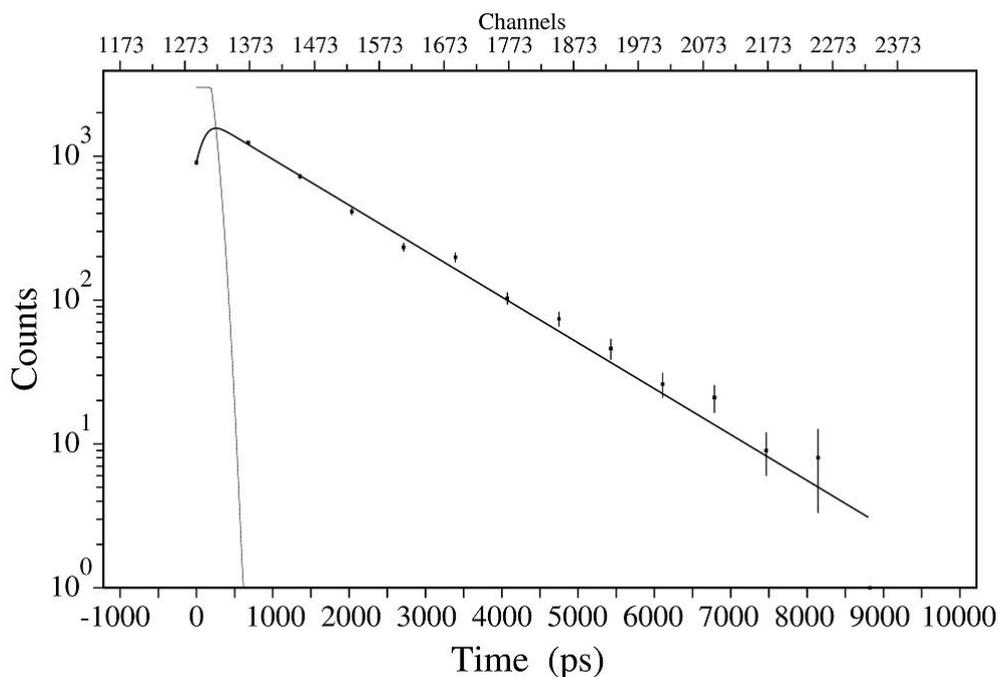


Figura 5.4: Distribución temporal en el cristal LaBr₃-2 resultado de imponer una gate en el pico 357.4 (3) en el HPGe y una en el 93.8 (3) en el LaBr₃. Se ve claramente una pendiente que da una vida media de $T_{1/2} = 950(80)$ ps.

Level (keV)	$T_{1/2}$ (ps) - LaBr ₃	B(M1) W.u.	B(E2) W.u.
357	100 (30)	$4.8 \cdot 10^{-3}$	66
93	950 (80)	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^3$
451	950 (80)	$1.2 \cdot 10^{-4}$	1.0

Cuadro 5.1: Tabla que resume las vidas medias de los primeros estados excitados del ⁶³Mn, así como la fuerza de las transiciones de polaridad más probables.

las polaridades más probables. No se han considerado cambios de paridad (consideramos todos los estados de paridad negativa) ni multipolaridades más altas, ya que no encajarían con la sistemática de la zona.

No descartamos que niveles a energías superiores también presentes vidas medias dentro de la precisión del método de desplazamiento de centroides. Para ello requerimos de una cuidadosa calibración de la respuesta temporal de los detectores así como de múltiples correcciones antes de poder medirlas.

5.4. Esquema de niveles

Este es el esquema de niveles que presentamos para el ⁶³Fe. La transición 357.4 fue observada por primera vez por Bosch *et al.* [BOS85], aunque con peor precisión. En 2009, durante un test para la posterior realización de este experimento, H. Mach *et al.* [MAC09] observó la mayoría de las líneas del esquema con sus respectivos niveles, pero no colocó el doblete 451.2 keV que desexcita el nivel 1132.7, la transición 1060.3 keV ni su nivel 1511.6 keV, así como ninguno de los niveles, con sus respectivas transiciones, por encima de 1.5

Level (keV)	Transition (keV)	Intensity	Beta feeding (%)	Log (ft)
357.4 (3)	357.4 (3)	100	43(4)	4.94(5)
451.2 (1)	93.8 (3)	14.0 (8)	7 (1)	5.70 (7)
	451.2 (1)	16 (1)		
625.7 (4)	268.5 (1)	1.0 (1)	3.4 (5)	5.98 (7)
	625.7 (4)	13 (1)		
681.7 (2)	230.2 (3)	0.7 (1)	1.0 (7)	6.50 (3)
	324.0 (3)	1.7 (1)		
	681.7 (2)	3.3 (2)		
875.8 (1)	424.6 (3)	2.5 (1)	~ 0	N/A
906.8 (5)	455.5 (1)	1.6 (1)	1.8 (1)	6.18 (4)
	549.4 (3)	1.2 (1)		
1132.7 (2)	451.2 (1)	1.0 (9)	33 (1)	4.87 (3)
	507.2 (1)	7.5 (5)		
	681.7 (2)	1.8 (1)		
	775.5 (1)	10.3 (6)		
	1132.7 (2)	29 (2)		
1178.4 (4)	820.9 (1)	1.5 (1)	1.0 (1)	6.37 (6)
1511.6 (1)	1060.3 (1)	0.2 (1)	0.33 (3)	6.99 (4)
1534.4 (1)	401.7 (2)	0.29 (2)	8.5 (3)	5.35 (4)
	658.8 (3)	3.6 (2)		
	853.3 (3)	3.2 (2)		
	1083.2 (1)	0.55 (4)		
	1177.0 (2)	4.5 (3)		
1542.3 (3)	1542.3 (3)	0.50 (4)	0.3 (1)	6.80 (4)
1783.9 (3)	1332.6 (3)	0.26 (2)	0.2 (1)	6.91 (4)
1809.1 (5)	1357.7 (2)	0.39 (3)	0.7 (1)	6.36 (4)
	1451.7 (3)	0.62 (4)		
2034.9 (4)	1667.5 (2)	0.31 (3)	0.2 (1)	6.4 (5)
2260.4 (2)	1809.2 (2)	1.0 (1)	0.6 (1)	6.30 (4)

Cuadro 5.2: Tabla que resume los resultados obtenidos durante el análisis de los espectros de energía del ^{63}Fe .

MeV, que se presentan por primera vez en este trabajo.

La tabla 5.2 resume todos los resultados obtenidos en las coincidencias HPGe-HPGe. La figura 5.5 muestra el esquema de niveles de la desintegración β del ^{63}Mn al ^{63}Fe .

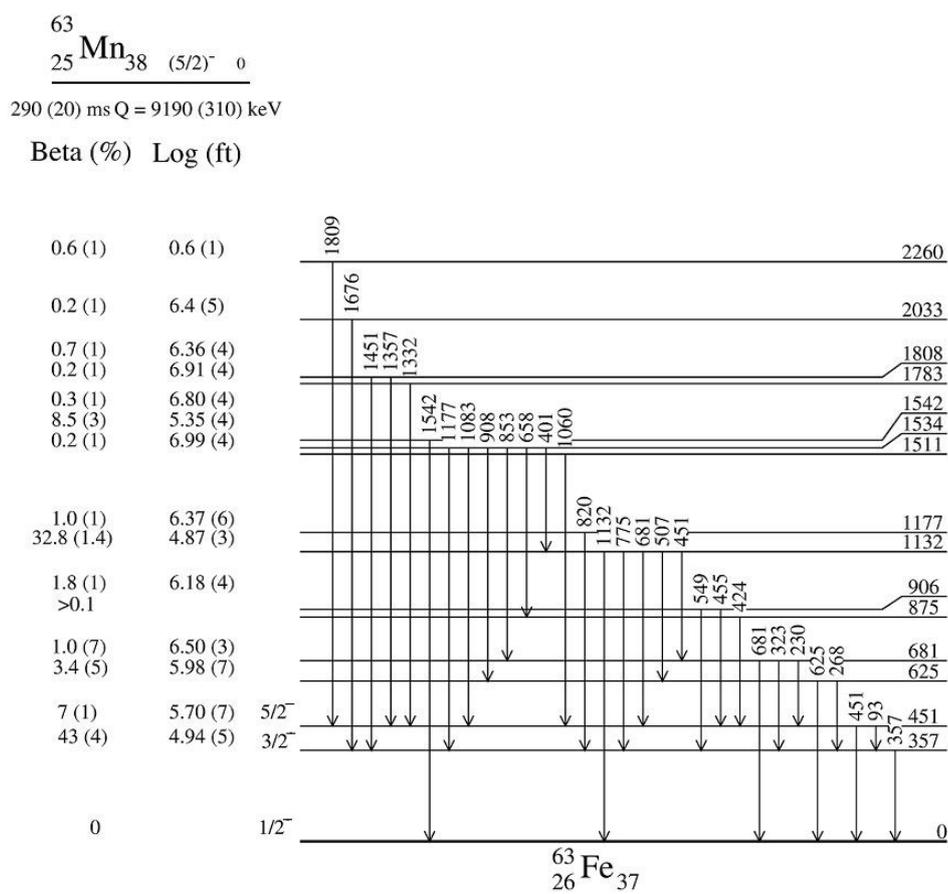


Figura 5.5: Esquema de niveles del ^{63}Fe , incluyendo los niveles y transiciones ya conocidos en anteriores publicaciones así como los nuevos propuestos.

Capítulo 6

Resultados experimentales: ^{65}Fe

Tanto el ^{63}Fe como el ^{65}Fe son núcleos impares que presentan una estructura muy similar, ya que ambos están dominados por la configuración del neutrón desapareado de su orbital más externo, por ello tanto el análisis como los resultados son muy similares.

6.1. Identificación de picos

Las vidas medias en la cadena de desintegración β del ^{65}Mn son muy distintas, con $T_{1/2}=88$ (4) ms para el ^{65}Mn [HAN99] y $T_{1/2}=1.3$ (2) s para el ^{65}Fe [LEE99]. Puesto que disponemos de un reloj desde la creación de los isótopos gracias al tiempo de impacto de los protones en el blanco, imponiendo distintas ventanas temporales podemos maximizar la intensidad de cada isótopo respecto de los demás. Esto cumple dos funciones, ya que facilita asignación de transiciones y nos permite limpiar el espectro para estudiar un isótopo de la cadena en concreto.

En el caso del ^{65}Fe se restringió el estudio hasta 350 ms tras el impacto de los protones, lo que aseguraba unas tres vidas medias (aproximadamente un 87.5% del total de isótopos de ^{65}Mn creados se habrán desintegrado) mientras que los subsiguientes productos de la cadena apenas habrán tenido tiempo de desintegrarse. Las imágenes muestran los espectros de energía tomados para la masa $M = 65$ por un detector de HPGe (figura 6.1) y un detector de LaBr₃ (ver figura 6.2).

Hay que mencionar el último paso de la cadena de desintegración del ^{65}Mn . El ^{65}Ni se desintegra al ^{65}Cu (que es estable) con una vida media de $T_{1/2}=2.5172$ (3) horas [JUD87]. Puesto que los protones impactaban con una frecuencia múltiplo de 1.2 segundos (nunca superior a 7.2 segundos, y tiempos tan altos tan solo en raras ocasiones) este isótopo se encontraba en saturación. Por ello se interpuso papel de aluminio entre el *stopper* y el haz y tras la medición de esta masa se retiró, para evitar que el ^{65}Ni contaminase el resto del experimento.

6.1.1. Coincidencias $\gamma\gamma$

De igual manera que se hizo para el ^{63}Fe en la sección 5.1.1, se ha realizado un estudio de coincidencias HPGe-HPGe para completar el esquema de niveles. La figura 6.3 muestra las coincidencias HPGe-HPGe de dos de las transiciones con más estadística del espectro del ^{65}Mn , con algunos de sus picos identificados.

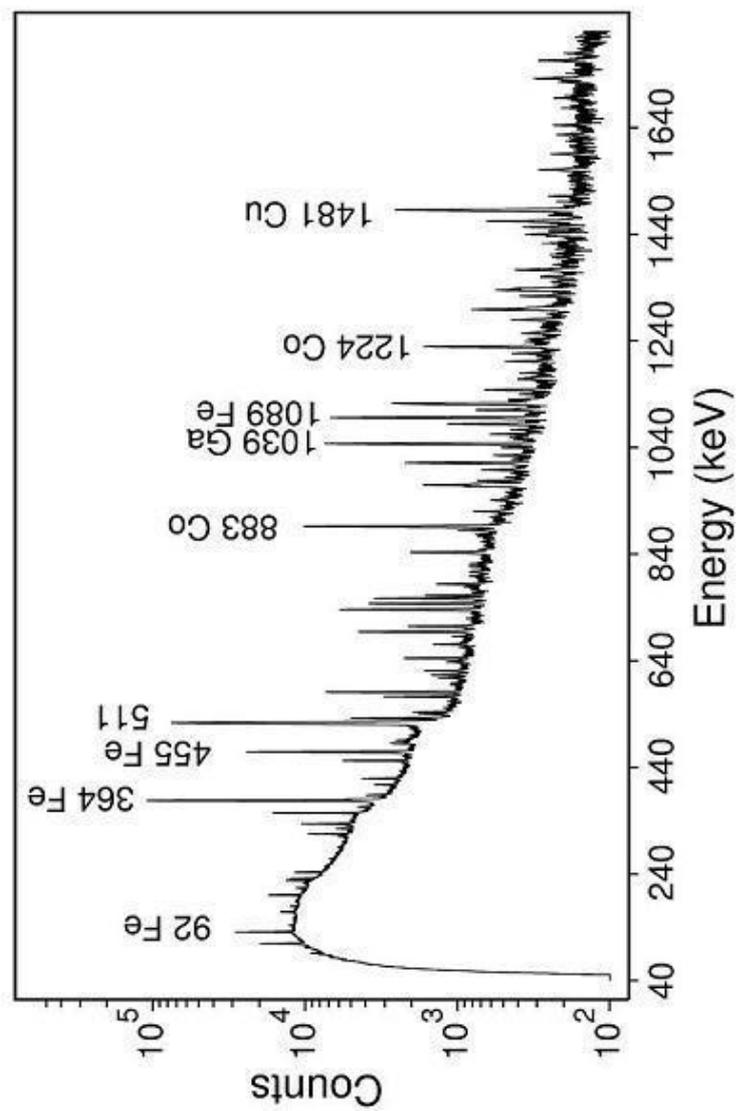


Figura 6.1: Espectro de energía de un HPGe con los principales picos de cada desintegración de la cadena del ^{65}Mn identificados.

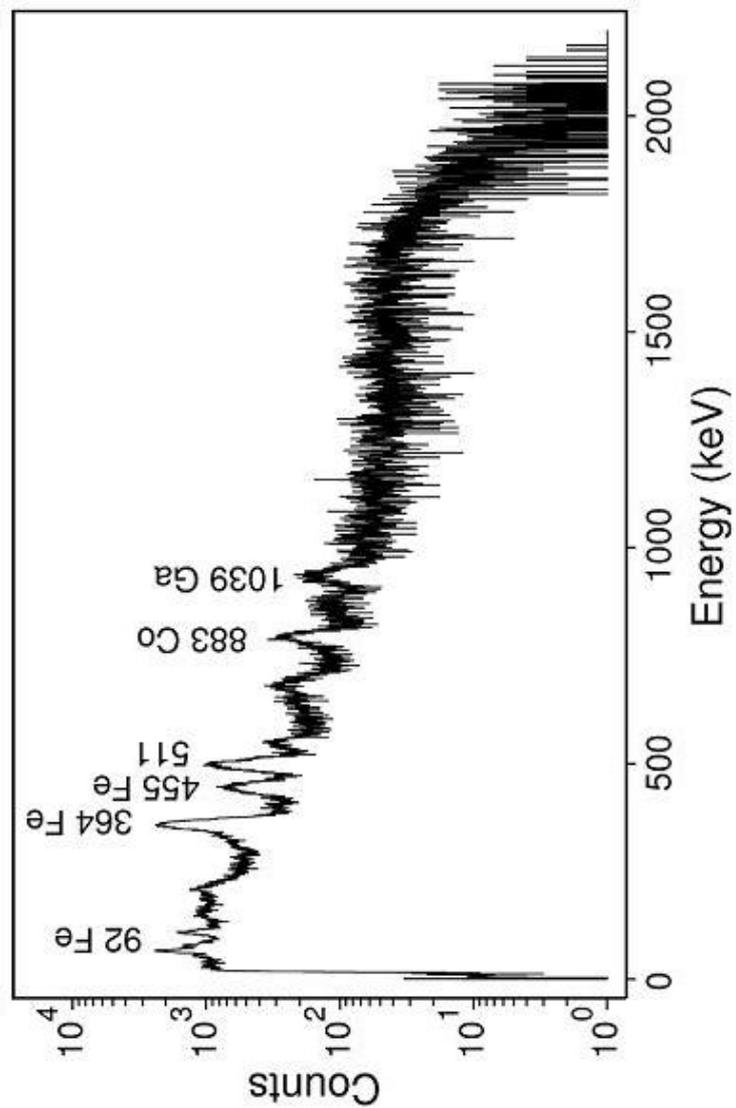


Figura 6.2: Espectro de energía recogido por un detector LaBr_3 , donde se aprecia que tiene una resolución en energía suficiente como para separar algunos de los picos, aunque claramente no tantos como el detector de HPGc (ver figura 6.1).

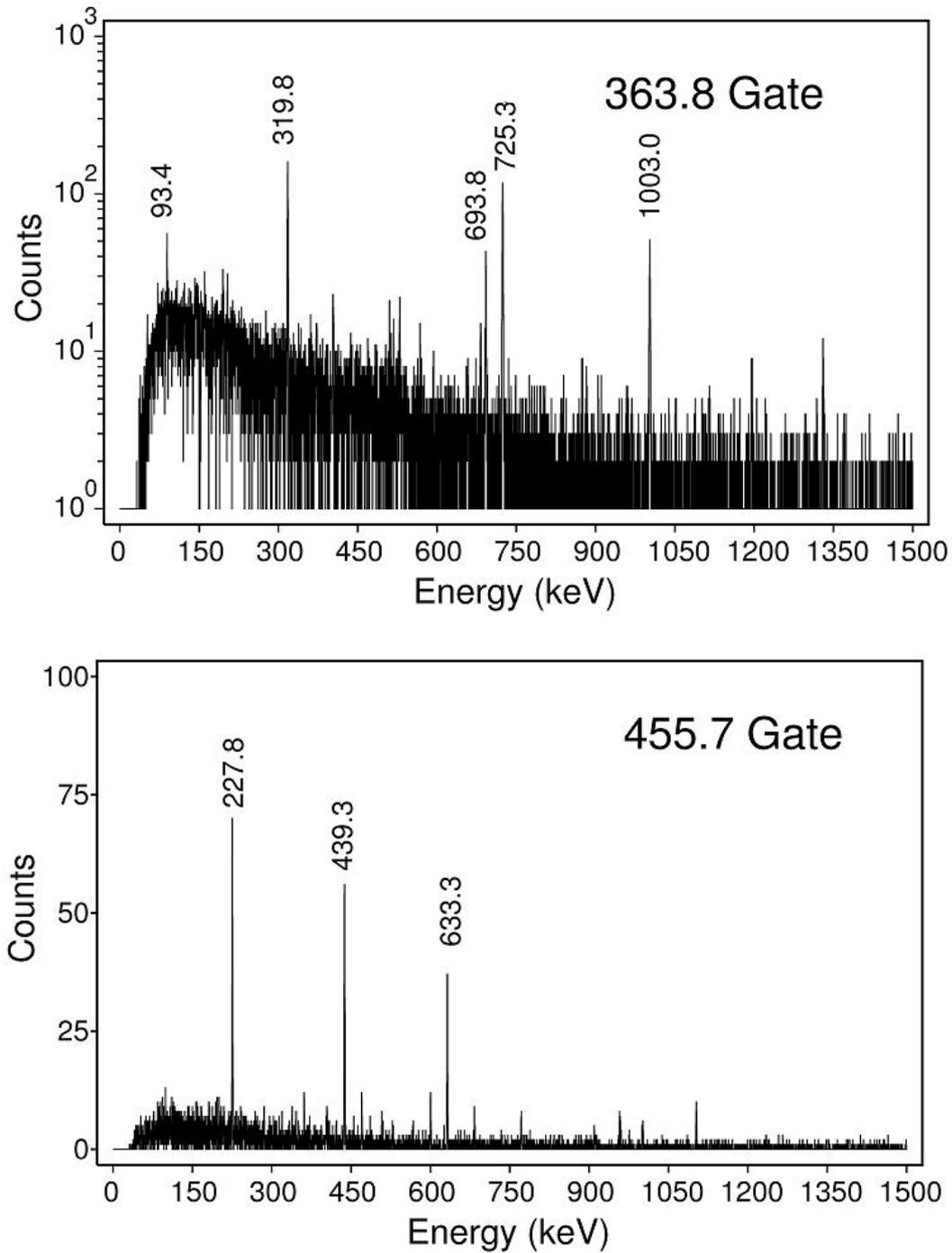


Figura 6.3: Coincidencias en energía HPGe-HPGe de las transiciones 363 y 455 keV del ^{65}Fe . Cada gráfica corresponde a una ventana de energía y las coincidencias con esa transición dentro del ^{65}Fe

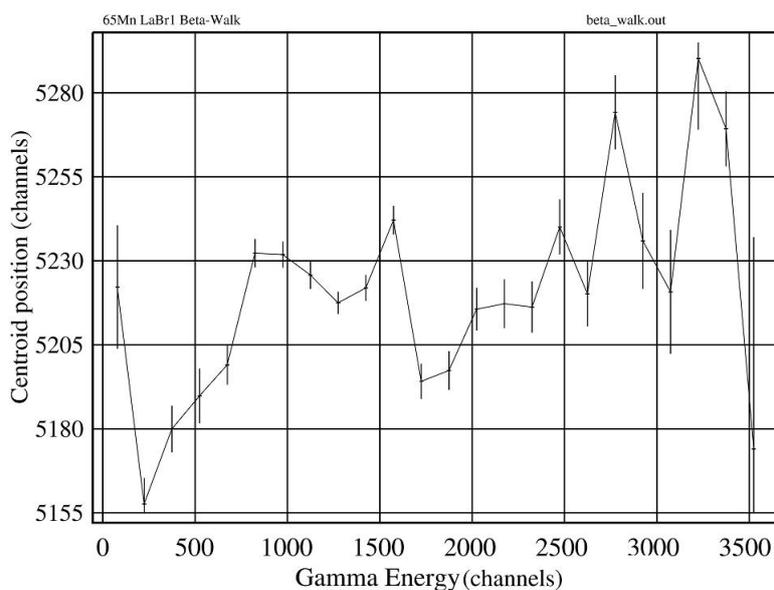


Figura 6.4: Curva β -walk para el ^{65}Fe , que muestra la respuesta temporal del detector plástico de centelleo ΔE en función de la energía (en canales en la gráfica, ya que no se dispone de calibración para este detector) depositada por la partícula β .

6.2. Población β e intensidades

Para calcular las intensidades de las transiciones, se empleó la calibración de la eficiencia del sistema de los detectores de HPGe descrita en la sección 4.2.2. Esta vez se tomó como intensidad del 100 % la desexcitación del primer estado excitado al fundamental, 363.8 keV, por ser la más intensa y se normalizó el resto de las transiciones respecto de esa.

El ^{65}Mn no se desintegra exclusivamente por β^- , si no que también tiene un rama de desintegración de neutrones retardados, pero parece haber controversia en cuanto a que porcentaje ocurre esto. L. Gaudefroy *et al.* lo sitúan por debajo del 10 % [GAU05], F. Ameil *et al.* cifran esta desintegración en un 6.92 % [AME98], pero un reciente experimento de la Universidad de Leuven lo elevan hasta un 21 % [RAD11].

En este trabajo, por tratarse del experimento más reciente, se han normalizado la desintegración β^- del ^{65}Mn al ^{65}Fe al 79 %.

6.3. Curva β -walk

Se escogió un detector plástico rápido delgado ΔE para que la respuesta temporal del mismo fuese independiente de la energía de la partícula β . Sin embargo, esto no es del todo cierto, como puede apreciarse en la figura 6.4, la respuesta temporal no es uniforme a lo largo de toda la energía depositada por la partícula β .

Aunque este es un efecto de segundo orden que suele tener un efecto muy por debajo del error de la medición, se puede llevar a cabo una calibración para minimizarlo. Esta calibración es distinta para cada desintegración β , por lo que debe realizarse de manera independiente para cada núcleo. Seleccionamos un pico intenso de energía en el detector de HPGe y limitamos las energías del LaBr_3 a aquellas en las que no se esperen transiciones

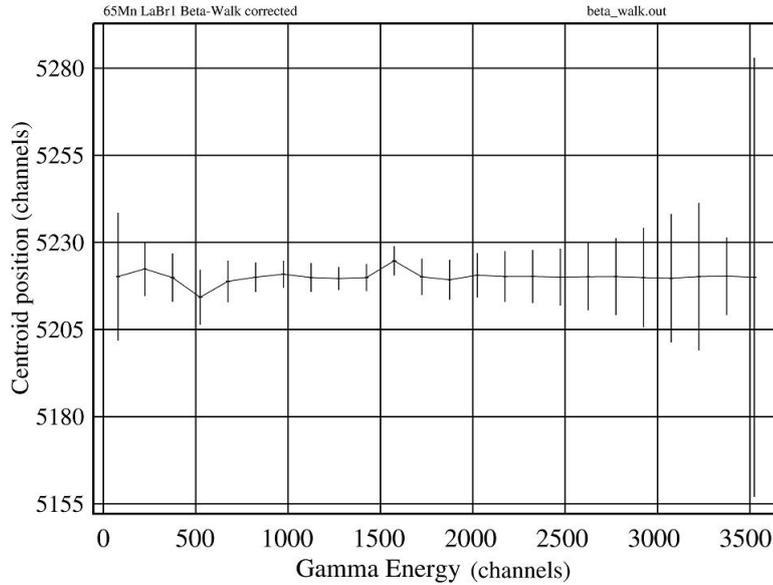


Figura 6.5: Curva β -walk para el ^{65}Fe corregida la contribución de la respuesta temporal del detector plástico.

con vidas medias apreciables (es decir, por encima de unos 1.5 MeV). Luego establecemos ventanas en la energía de la partícula β a lo largo de todo su espectro de energía y proyectamos sobre el TAC, para obtener la curva β -walk que se muestra en la figura 6.4.

Cualquier fluctuación se debe a la respuesta del detector plástico, pues hemos descartado cualquier posible contribución de las gammas con las condiciones impuestas a las energías de los otros detectores. Por lo tanto, podemos introducir un desplazamiento a las distribuciones temporales en función de la energía detectada por el detector β , y de esta manera restar su influencia. La figura 6.5 muestra otra vez la curva β -walk una vez corregida la respuesta temporal del detector plástico, que ahora se ve prácticamente constante.

6.4. Vidas medias

Nuevamente los dos primeros estados excitados del ^{65}Fe eran los únicos que presentaban una vida media lo suficientemente larga así como abundante estadística para permitir su estudio mediante el método de convolución. No descartamos, al igual que en el caso del ^{63}Fe , que niveles a más altas energías presenten vidas medias dentro de la precisión del método de desplazamiento de centroides.

En el caso del segundo estado excitado 455.7 keV, se impuso una ventana directamente en la transición 455.7 keV que lo desexcita al estado fundamental. Puesto que no se espera que este estado se pueble desde otros estados con vidas medias significativas, la única contribución a la distribución temporal será la de este estado. La figura 6.6 muestra claramente una pendiente en la cola derecha de la distribución, por lo que se ajustó mediante el método de convolución para obtener la vida media.

Una vez conocida la vida media del segundo estado excitado, se pueden imponer ventanas de energía en la transición 93.4 y 363.8 para medir la vida media del primer estado excitado. Puesto que esta vez tenemos la contribución de dos estados excitados con vida media apreciable, la distribución temporal mostrará dos pendientes, una por cada vida

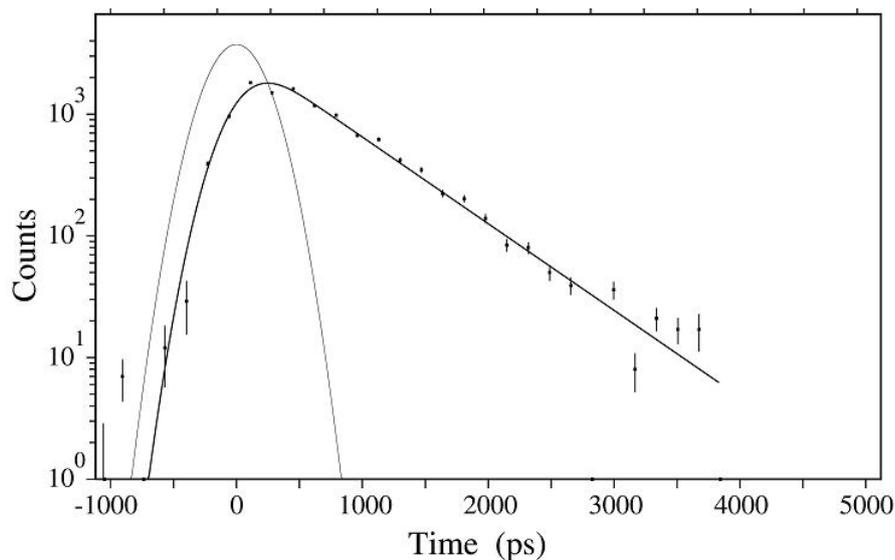


Figura 6.6: Distribución temporal en el cristal LaBr₃-1 resultado de imponer una ventana en el pico 455.7 en ese mismo cristal. Se ve claramente una pendiente que da una vida media de $T_{1/2} = 410(20)$ ps .

Level (keV)	$T_{1/2}$ (ps) - LaBr ₃	B(M1) W.u.	B(E2) W.u.
363.6	110 (20)	$4.1 \cdot 10^{-3}$	52
93.4	410 (20)	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^2$
455.7	410 (20)	$5.5 \cdot 10^{-4}$	4.4

Cuadro 6.1: Tabla que resume las vidas medias de los primeros estados excitados del ⁶⁵Mn, así como la fuerza de las transiciones de polaridad más probables.

media, como muestra la figura 6.7. Puesto que conocemos la de la transición 93.4, podemos fijarla y ajustar la pendiente del 363.8.

R. Grzywacz *et al.* ya midieron la vida media de este nivel, pero le asignan una vida media ordenes de magnitud demasiado larga, $T_{1/2} = 0,43(13)$ μ s [GRZ98]. El núcleo presenta un isómero que puebla dicho nivel, y quizás no tuvieron en cuenta su contribución (ver apéndice A).

La tabla 6.1 muestra un resumen de las vidas medias calculadas para este núcleo. También se han calculado las B(XL) para las polaridades más probables. No se han considerado cambios de paridad (consideramos todos los estados de paridad negativa) ni multipolaridades más altas ya que no encajarían con la sistemática de la zona.

6.5. Esquema de niveles

El nivel 363.8 ya fue observado con una menor precisión [GRZ98] y la transición 725.3 keV había sido observada con cierto error [BLO08], pero no colocada en el esquema. En el reciente experimento ya citado el grupo de la Universidad Católica de Leuven lograron un esquema mucho más completo que el presente [RAD11]. Su sistema, optimizado para la detección de gammas en vez de para la medida de vidas medias, fue capaz de completar con muchos más niveles y transiciones el esquema. El presente trabajo confirma la presencia de la mayoría de dichas transiciones y no ha encontrado ninguna discrepancia relevante

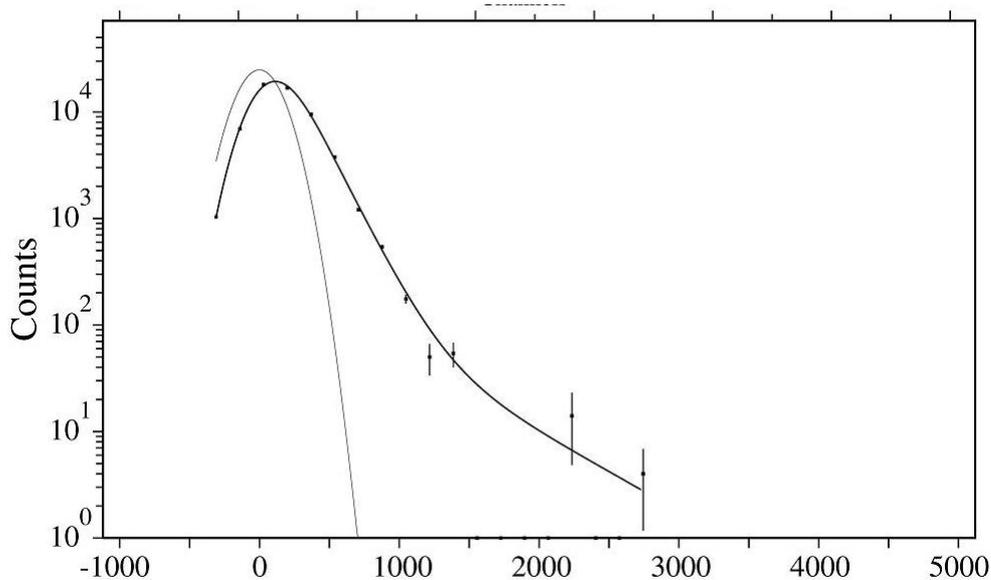


Figura 6.7: Distribución temporal en el cristal $\text{LaBr}_3\text{-2}$ resultado de imponer una ventana en el pico 93.4 en el HPGe y otra en la transición 363.8 en el cristal LaBr_3 . Se pueden apreciar claramente la contribución de cada vida media, pero puesto que se conoce la del segundo estado excitado, podemos fijarla y ajustar la del primero, obteniendo $T_{1/2} = 110(20)$ ps .

en energía o intensidades más allá de la desviación del error.

La tabla 6.2 resume todos los resultados obtenidos en las coincidencias HPGe-HPGe. La figura 6.8 muestra el esquema de niveles parcial de la desintegración β del ^{65}Mn al ^{65}Fe .

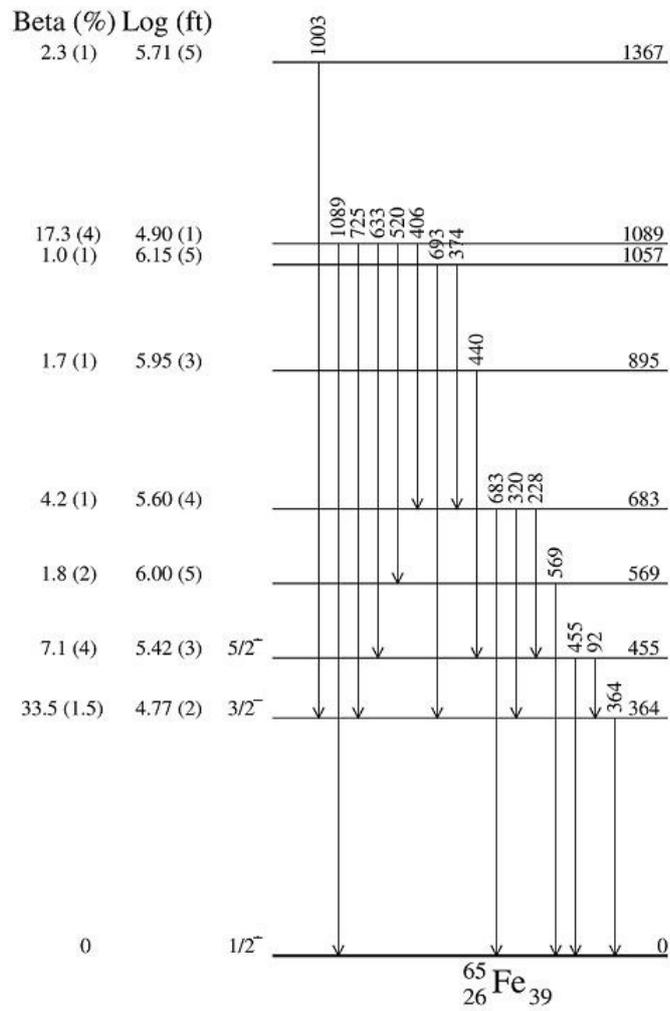
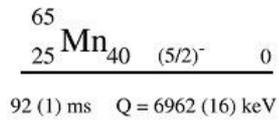


Figura 6.8: Esquema de niveles parcial del ${}^{65}\text{Fe}$.

Level (keV)	Transition (keV)	Intensity	Beta feeding (%)	Log (ft)
363.8 (1)	363.8 (1)	100	33.5(1.5)	4.77(2)
455.7 (1)	93.4 (3)	3.2 (1)	7.1 (4)	5.42 (3)
	455.7 (1)	26 (1)		
569.2 (1)	569.2 (1)	9.0 (3)	1.8 (2)	6.00 (5)
683.4 (4)	227.8 (1)	2.5 (1)	4.2 (1)	5.60 (1)
	319.8 (2)	4.5 (2)		
	683.4 (4)	6.0 (2)		
895.0 (2)	439.3 (3)	3.9 (1)	1.7 (1)	5.95 (3)
1057.6 (2)	693.8 (3)	2.3 (1)	1.0 (1)	6.15 (5)
	374.0 (3)	1.0 (1)		
1088.8 (4)	405.7 (1)	2.0 (1)	17.3 (4)	4.90 (1)
	519.9 (2)	4.6 (2)		
	633.4 (4)	6.0 (2)		
	725.3 (2)	9.2 (3)		
	1088.8 (4)	19.3 (7)		
1366.8 (6)	1003.0 (5)	5.4 (1)	2.3 (4)	5.71 (5)

Cuadro 6.2: Tabla que resume los resultados obtenidos durante el análisis de los espectros de energía del ^{65}Fe . La población β se ha normalizado teniendo en cuenta un Pn del 21 %.

Capítulo 7

Discusión de los resultados

En este trabajo se ha conseguido caracterizar los núcleos de ^{63}Fe y ^{65}Fe , reconstruyendo su esquema de niveles y algunas de las vidas medias de estos estados excitados. Gracias a ello podemos asignar la estructura de espín-paridad para los niveles más bajos.

Para ello necesitaríamos conocer la estructura de los núcleos padre $^{63,65}\text{Mn}$, que no se han medido directamente, aunque si se conoce el espín-paridad de algunos núcleos impares de Mn de menor masa. Sin embargo, es de esperar que la estructura de estos núcleo esté gobernada por la configuración del protón desapareado de su última órbita, que siguiendo la sistemática del resto de los núcleos de la zona sería un $5/2^-$, como tienen isótopos de menor masa. Autores como J.J. Valiente-Dobón [VAL08] o la evaluación NUBASE [AUD03] confirman la sistemática de la zona y la asignación de está J_π para el estado fundamental de ambos núcleos.

7.1. Estructura del ^{63}Fe

La sistemática de la zona sugiere que la desexcitación del segundo estado excitado al primero tiene polaridad M1 (una E2 tendría un valor B(XL) demasiado grande, ver tabla 5.1), mientras que la γ que lo desexcita al estado fundamental sería una E2 (el valor de la M1 sería demasiado pequeño). La desexcitación del primer estado excitado al fundamental, siguiendo la sistemática, sería otra M1. Tan solo estamos considerando estados de paridad negativa (estamos en la capa pf) y con un solo neutrón desapareado, y las transiciones más probables indican $\Delta J = \pm 1$ del estado fundamental al primer estado excitado (desexcitación de multipolaridad M1) y $\Delta J = \pm 2$ al segundo (desexcitación de multipolaridad E2). Esto nos deja con dos posibilidades, que la estructura sea $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ o a la inversa $5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$.

Si la premisa de que el estado fundamental del ^{63}Mn es un $5/2^-$, vemos que la desintegración β no puebla (o apenas lo hace) el estado fundamental del ^{63}Fe . Si el estado fundamental de dicho núcleo fuese $1/2^-$, tendríamos una transición con $\Delta J = 2$ y $\pi_i \cdot \pi_f = +1$, lo que daría lugar a una transición prohibida de segundo orden, lo que explicaría que no se pueble dicho nivel y si los dos primeros excitados (que serían transiciones permitidas). Los valores de $\log(ft)$ calculados apoyarían esta hipótesis.

Así pues la estructura que proponemos para el ^{63}Fe sería:

- Estado fundamental $1/2^-$
- 357.4 keV $3/2^-$

- 451.2 keV $5/2^-$

S. Lunardi sugiere que el estado fundamental es un $3/2^-$ [LUN07], medido en reacciones nucleares. Los cálculos de campo medio de P. Mitra dan un $5/2^-$ [MIT03]. Un experimento distinto llevado a cabo por E. Runte *et al.* sugiere también una configuración $5/2^-$ [RUN83].

7.2. Estructura del ^{65}Fe

La situación del ^{65}Fe es prácticamente idéntica a la del ^{63}Fe . La tabla 6.1 y la sistemática de la zona sugieren nuevamente una desexcitación E2 del segundo estado excitado al fundamental y dos desexcitaciones M1 desde los dos primeros estado excitados, lo que nos deja con dos posibles configuraciones: $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ o $5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$.

Si, como se ha sugerido antes, el estado fundamental del ^{65}Mn es un $5/2^-$ y vemos que el estado fundamental del ^{65}Fe nuevamente no se puebla, siguiendo el razonamiento del caso anterior no lleva a concluir que la desintegración β entre estado fundamentales sería una prohibida de segundo orden.

Así pues la estructura que proponemos para el ^{65}Fe sería:

- Estado fundamental $1/2^-$
- 363.8 keV $3/2^-$
- 455.7 keV $5/2^-$

No se han encontrado artículos que discrepen en el caso del ^{65}Fe , y si dos referencias [RAD11] y [PAU09] que siguen la misma estructura para este núcleo.

7.3. Conclusiones y perspectivas de futuro

Hemos podido comprobar que el ^{63}Fe y el ^{65}Fe , con 1 y 3 neutrones menos que el ^{66}Fe (núcleo fuertemente deformado con $N = 40$), presentan estructuras prácticamente idénticas a bajas energías. Ambos tienen una secuencia $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, que claramente se identifica con la excitación de partícula independiente, el último neutrón de la capa pf en los orbitales de paridad negativa $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ y $f_{5/2}$.

Una vez se calibre la respuesta temporal de los detectores y se corrija la respuesta a eventos Compton y β , podremos buscar vidas medias más cortas que las presentadas en este trabajo en niveles de energía más alta y con menor estadística. Esta información nos ayudará a profundizar en la configuración de estos núcleos, en especial para poder estudiar que papel juega el orbital $g_{9/2}$.

Durante el experimento se estudio un amplio rango de masas $^{59-66}\text{Mn}$, por lo que aun se dispone de abundantes datos sobre los productos de desintegración del ^{63}Fe y el ^{65}Fe , así como de las cadenas de las demás masas. Con el análisis de estos datos adicionales confiamos en poder caracterizar y profundizar en el conocimiento de la región.

Apéndice A

Isómeros en el ^{65}Fe

Los núcleos impares de la región por debajo del ^{68}Ni presentan isómeros de vidas medias de hasta varios segundos. Si bien no se ha medido ninguno aun para el ^{63}Fe , si se han detectado al menos dos en el ^{65}Fe .

El primero fue descubierto por R. Grzywacz *et al.* y midieron una vida media de $T_{1/2}=0.43(13) \mu\text{s}$ [GRZ98], aunque erróneamente le atribuyeron la energía de la transición 363.8 keV al estado fundamental, cuando en realidad dicho isómero se encuentra en 397.0 keV [RAD11] y se le asignó paridad $5/2^+$.

Recientemente se descubrió un segundo isómero por R. Ferrer *et al.*, a una energía de 402 keV y una vida media de $T_{1/2}=1.12(15) \text{ s}$, con paridad $9/2^+$ [FER10]. En dicho artículo también se apunta a la posibilidad de un isómero $9/2^+$ en el ^{63}Fe , pero no se dan mayores detalles sobre el mismo. En el presente trabajo no se ha encontrado rastro significativo de ninguno de estos dos isómeros.

En el caso del isómero $9/2^+$ esto se debe, probablemente, a que su vida media es mucho más larga que la ventana de coincidencias impuesta por nosotros. De esta manera, se produciría una desintegración β a este isómero, pero la ventana de coincidencias se cerraría mucho antes de detectar la gamma que desexcitaría dicho isómero y por lo tanto el sistema no grabaría el evento. Es más, algunos autores [FER10, BLO08], sugieren que se trata de una cadena de isómeros $9/2^+$, en los que el isómero del núcleo padre se desintegraría mediante β directamente al isómero del hijo, y así sucesivamente a lo largo de la cadena. Al no implicar ninguna emisión γ , no se producirían coincidencias y el sistema no grabaría nada.

El isómero $5/2^+$ si tiene una vida media lo suficientemente corta como para permitir su detección dentro de nuestra ventana de coincidencias. Según [RAD11], dicho isómero presenta dos desexcitaciones, una de 33.5 keV con una intensidad de 9.9(4) al primer estado excitado y otra de 397.0 keV con una intensidad de 0.15(3) directamente al estado fundamental. El corte de energía de los CFDs de nuestros HPGe se encuentra alrededor de los 45 keV, lo que haría que no dispongamos de eficiencia suficiente como para detectar de manera significativa la transición 33.5 keV. La transición de 397.0 keV simplemente no es lo suficientemente intensa como para que podamos llegar a separarla del fondo Compton del espectro.

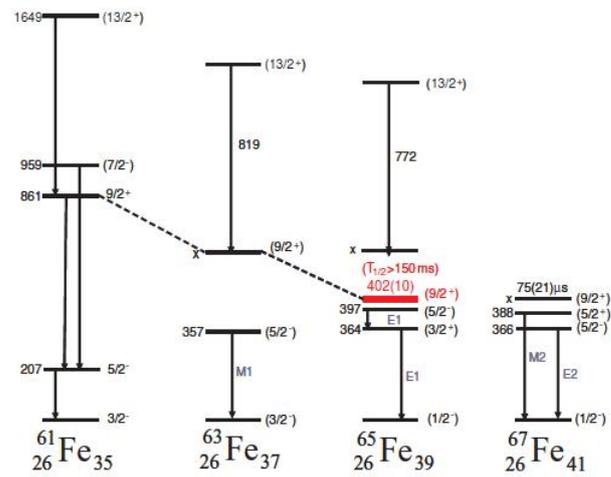


Figura A.1: Esquema de los los isómeros de la región, resaltado en rojo el segundo isómero descubierto en el ^{65}Fe . La figura está tomada del artículo [FER10].

Bibliografía

- [AUD03] G. Audi *et al.*, Nuclear Physics A 729 3-128
- [AME98] F. Ameil *et al.*, Eur. Phys. J. A 1, 275-283 (1998)
- [BLO08] M Block *et al.*, Phys. Rev. Letters 100, 132501
- [BRO95] R. Broda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 868 (1995).
- [BOS85] U. Bosch *et al.*, Phys. Letters B 164, 1-3
- [ENSDF] International Atomic Energy Agency - Nuclear Data Section
- [FER10] R. Ferrer *et al.*, Phys. Rev. C 81, 044318 (2010)
- [FRA08] L.M. Fraile *et al.* CERN-INTC-2008-020 / INTC-P-243
- [GAU05] L. Gaudefroy1 *et al.* Eur. Phys. J. A 23, 41-48 (2005)
- [GUE07] C. Guénaut *et al.*, Phys. Rev. C 75, 044303 (2007)
- [GRZ98] R. Grzywacz *et al.* Phys. Rev. Letters 81, 4 (1998)
- [HAN99] M. Hannawald *et al.*, Phys. Rev. Letters 82, 7
- [ISO] The ISOLDE facility <http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>
- [JUD87] S.M.Judge *et al.*, Appl.Radiat.Isot. 38, 907 (1987)
- [KRA88] K. S. Krane (1988) Introductory Nuclear Physics. Editorial John Wiley and Sons.
- [KUG00] E. Kugler, Hyperfine Interactions 129 23-42 (2000)
- [LEE99] S. Leenhardt *et al.*, Nucl. Phys. A 654, 683c-586c
- [LEN10] S. M. Lenzi *et al.*, Physical Review C 82, 054301
- [LJU10] J. Ljungvall *et al.*, Physical Review C 81, 061301 (2010)
- [LUN07] S. Lunardi PHYSICAL REVIEW C 76, 034303 (2007)
- [MAC89] H. Mach, R.L. Gill and M. Moszynski, Nucl. Instr. and Meth. A280, 49 (1989)
- [MAC91] H. Mach *et al.*, Nucl. Phys. A253, 197-227 (1991)
- [MAC09] H. Mach *et al.*, ACTA PHYSICA POLONICA B Vol. 40, No 3

- [MIT03] Parna Mitra and G. Gangopadhyay, PHYSICAL REVIEW C 68, 044319 (2003)
- [MOS89] M. Moszynski and H. Mach Nucl. Instrum. Methods A 277 (1989), p. 407
- [NNDC] National Nuclear Data Center <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [OTS05] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 232502 (2005).
- [PAU09] D. Pauwels *et al.*, Physical Review C 79, 044309 (2009)
- [RAD11] D. Radulov *et al.*, ARIS2011 Conference contribution
- [RUN83] E. Runte *et al.*, Nuclear Physics A, 399 163-180
- [RUN85] E. Runte *et al.*, Nuclear Physics A, 441 2
- [SPR] Perry Sprawls, Physics and Technology of Medical Imaging
- [SOR99] O. Sorlin *et al.*, Nuclear Physics A, 660 3
- [SOR02] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 88, 092501 (2002).
- [SOR08] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602 (2008).
- [VAL08] J. J. Valiente-Dobón *et al.*, Physical Review C 78 024302 (2008)
- [XIA] User's Manual Digital Gamma Finder (DGF) Pixie-4 Version 2.01, August 2009