

CAPÍTULO 3

MÉTODO EXPERIMENTAL

3-1. MEDICIÓN DE LA CORRELACIÓN ANGULAR

La introducción en una muestra de núcleos radiactivos que decaen a través de una cascada γ - γ nos permite obtener información de dicha muestra. Esto se logra ya que los núcleos actúan como sondas en el interior del compuesto y la correlación angular de la radiación emitida se verá perturbada por los campos extranucleares que actúan sobre dichos núcleos.

Para determinar la interacción entre el gradiente de campo eléctrico y el momento cuadrupolar nuclear, debemos determinar el factor de perturbación, que como hemos visto es $G(\vartheta, t)$ para el caso de monocristales. Experimentalmente esto se logra determinando el número de coincidencias γ_1 - γ_2 en función del tiempo t transcurrido entre las dos emisiones, para un cierto número de posiciones angulares. Llamaremos coincidencia $(C(\vartheta, t)^{exp})$ a la detección en coincidencia de γ_1 y de γ_2 en dos detectores separados un ángulo ϑ

$$C(\vartheta, t)^{exp} = A P_1 P_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_c W(\vartheta, t)^{exp} e^{-\lambda/t} + C^A \quad (3.1)$$

donde A es la actividad de la muestra radiactiva, P_1 es la probabilidad de emisión de γ_1 por cada desintegración del núcleo sonda y P_2 la de γ_2 respecto de la emisión de γ_1 , ε_1 y ε_2 son las eficiencias absolutas de los cristales que detectan la radiación γ_1 y γ_2 mientras que ε_c es la del circuito de coincidencias, y λ es la vida media del nivel intermedio de la cascada γ_1 - γ_2 . Las coincidencias accidentales C^A son aquellas en las que γ_1 y γ_2 provienen de distintos núcleos y son proporcionales al cuadrado de la actividad de la muestra y a la resolución temporal del equipo. La figura 3.1 muestra un espectro de coincidencias típico, en donde las cuentas a la izquierda del máximo son las accidentales, cuya sustracción del espectro permite determinar las coincidencias reales. Por último $W(\vartheta, t)^{exp}$ se obtiene a partir de

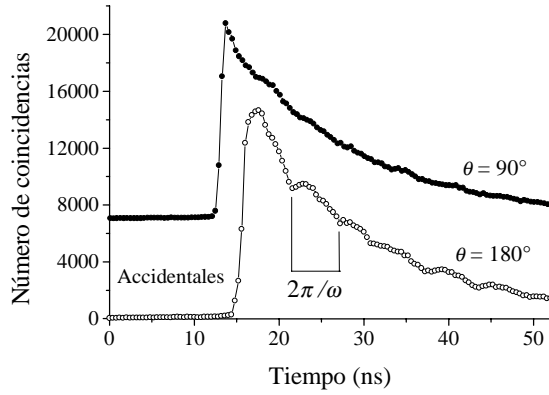


Figura 3.1: Espectros de coincidencias γ - γ para $\vartheta = 90^\circ$ y $\vartheta = 180^\circ$. Los espectros corresponden a ^{181}Ta en $\text{C-H}_2\text{O}_3$.

convolución de la función de correlación angular perturbada teórica $W(\vartheta, t)$ (ecuación 1.11), de la resolución temporal finita del sistema analizador $r(t-t')$ y el decaimiento exponencial del nivel intermedio $e^{-t/\lambda}$. Es decir que para un tiempo t la función $W(\vartheta, t)^{\text{exp}}$ contiene información de tiempos

previos y posteriores a t .

$$W(\vartheta, t)^{\text{exp}} = \frac{\int_0^\infty r(t-t')W(\vartheta, t')e^{-t'/\lambda} dt'}{\int_0^\infty r(t-t')e^{-t'/\lambda} dt'} = 1 + A_{22}^{\text{exp}} G^{\text{exp}}(\vartheta, t). \quad (3.2)$$

Dado que la dependencia temporal de $W(\vartheta, t)$ está contenida en el factor de perturbación tenemos

$$W(\vartheta, t)^{\text{exp}} = 1 + A_{22}^{\text{exp}} \frac{\int_0^\infty r(t-t')G(\vartheta, t')e^{-\frac{t'}{\lambda}} dt'}{\int_0^\infty r(t-t')e^{-\frac{t'}{\lambda}} dt'}. \quad (3.3)$$

Para determinar experimentalmente $r(t-t')$ se analiza la respuesta temporal del equipo ante una excitación impulsiva tipo “delta”. Esto se realiza detectando las coincidencias de los dos rayos γ de 511 keV que se suceden después de la aniquilación de positrones que sigue al decaimiento β^+ del ^{22}Na . En este proceso un positrón emitido por la fuente de ^{22}Na se aniquila con un electrón, y debido a la conservación del momento y la energía, se emiten en forma simultáneamente dos fotones de 511 KeV en direcciones opuestas [Leo, 1994]. En la figura 3.2 se muestra un espectro de estas coincidencias,

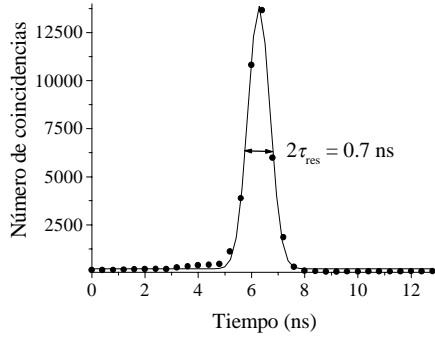


Figura 3.2: Resolución temporal de nuestro equipo experimental. La línea llena corresponde al ajuste con una función gaussiana a los puntos experimentales.

donde el tiempo de resolución del equipo experimental $2\tau_{res}$ está dado por el ancho a mitad de altura.

Para determinar $G(\vartheta, t)$ experimentalmente es suficiente medir las coincidencias en dos ángulos ϑ distintos, ya que obtenemos, como puede verse de la ecuación (3.1), un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas.

Generalmente estos ángulos son

tomados como 90° y 180° , ya que la distribución de radiación de un núcleo radiactivo presenta una mayor diferencia relativa de intensidad para estos ángulos. Podemos independizarnos de las constantes y del decaimiento exponencial construyendo la “relación de asimetría” o “espectro de precesión de espín”, al que llamaremos espectro PAC o $R(t)$

$$R(t) = 2 \frac{C(180^\circ, t) - C(90^\circ, t)}{C(180^\circ, t) + 2C(90^\circ, t)} \quad (3.4)$$

donde definimos

$$C(\vartheta, t) = C(\vartheta, t)^{exp} - C^A \quad (3.5)$$

Para el caso de muestras policristalinas los términos con $K_1 \neq K_2$ y $N_1 \neq N_2$ se anulan en la ecuación (1.9), y teniendo en cuenta que el término A_{44} es despreciable frente al A_{22} , en la función de perturbación (1.12) sólo será relevante el término G_{22} . De esta forma se obtiene para la función de correlación

$$W(\vartheta, t) = 1 + A_{22} G_{22}(t) = 1 + A_{22} \tilde{G}_{22} P_2 \cos(\vartheta) \quad (3.6)$$

Recordando la forma de $C(\vartheta, t)$ (Ver Apéndice I) tenemos que

$$R(t) = A_{22}^{exp} \tilde{G}_{22}^{exp}(t) \quad (3.7)$$

Esta relación nos permite obtener $\tilde{G}_{22}^{\text{exp}}(\vartheta, t)$, una vez que hallamos determinado A_{22}^{exp} a partir del espectro $R(t)$ medido.

Para el caso de monocristales la situación es distinta ya que en la función de perturbación $G^{\text{exp}}(\vartheta, t)$ hay que tener en cuenta todos los términos que aparecen en la ecuación (1.12), con lo que teniendo en cuenta la ecuación (1.11)

$$W(\vartheta, t) = 1 + A_{22} G(\vartheta, t)$$

vamos a obtener (Ver Apéndice II)

$$R(t) \cong A_{22}^{\text{exp}} G^{\text{exp}, \text{ef}}(t) \quad (3.8)$$

donde ahora

$$G^{\text{exp}, \text{ef}}(t) = \frac{2}{3} [G^{\text{exp}}(180, t) - G^{\text{exp}}(90, t)] \quad (3.9)$$

donde $G^{\text{exp}, \text{ef}}(t)$ es el dado por la ecuación (1.14)

$$G^{\text{exp}}(\vartheta, t) = \sum_{n=0}^3 S_{K_n}(\vartheta, t) \cos(\omega_n t) \quad (3.10)$$

3-2. TRATAMIENTO DE LOS RESULTADOS

El resultado de un experimento PAC es un conjunto de ocho espectros de coincidencia $C_{ij}(\vartheta, t)$, cuatro tomados entre detectores posicionados a 180° y cuatro a 90° . C_{ij} es el número de eventos consistentes en detectar γ_1 en el detector i y γ_2 en el detector j . Luego de realizado el descuento de las coincidencias accidentales, los espectros se combinan para obtener $C(180, t)$ y $C(90, t)$ como

$$C(180^\circ, t) = [C_{13}(t) + C_{31}(t)]^{\frac{1}{2}} [C_{24}(t) + C_{42}(t)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

$$C(90^\circ, t) = [C_{12}(t) + C_{21}(t)]^{\frac{1}{2}} [C_{34}(t) + C_{43}(t)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

donde C_{ij} y C_{ji} son equivalentes pues vienen del mismo par de detectores. Con las ecuaciones (3.11) y (3.12) reconstruimos $R(t)$ de la ecuación (3.4).

Recordando de la sección anterior la forma de $R(t)$ para el caso de muestras policristalinas y monocristalinas (Apéndices I y II respectivamente) tenemos

$$R(t) = A_{22}^{\text{exp}} \tilde{G}_{22}^{\text{exp}}(t) = A_{22}^{\text{exp}} \sum_{n=0}^3 S_{2n}(\vartheta, \eta) \cos(\omega_n t) \quad (3.13)$$

$$R(t) \cong A_{22}^{\text{exp}} G^{\text{exp,ef}}(t) = A_{22}^{\text{exp}} \sum_{n=0}^3 S_{Kn}^{\text{eff}}(\eta) \cos(\omega_n t) \quad (3.14)$$

donde de (3.9) tenemos

$$S_{Kn}^{\text{eff}}(\eta) = \frac{2}{3} [S_{Kn}(180, \eta) - S_{Kn}(90, \eta)] \quad (3.15)$$

Vemos que la ecuación (3.14) tiene la misma estructura que la (3.13) lo cual nos permite ajustar los datos del monocristal con el programa TDPAC [Ayala, 1994], en el cual se utiliza para ajustar la ecuación de policristales. Para calcular los parámetros ω_Q , η , δ y f_i , el programa realiza un ajuste por cuadrados mínimos mediante un método iterativo a partir de valores iniciales dados de los parámetros, de forma tal de minimizar la diferencia entre los espectros $R(t)$ teórico y experimental. La calidad del ajuste la verificamos por medio del test χ^2 [W. Leo, 1994], incorporado en el mismo programa. El programa TDPAC nos proporciona también la transformada de Fourier del espectro $R(t)$. Este espectro es sumamente útil para realizar una estimación a priori del contenido del espectro $R(t)$, sobre todo en los casos en que se presenta más de una interacción.

Para el caso de policristales, dado los parámetros ω_Q , η y δ solo existe una cuaterna fija de los parámetros S_{2n} . Para monocristales, el hecho de que los $S_{Kn}(\eta)$ dependan de la orientación de la muestra respecto al sistema de los detectores puede tenerse en cuenta permitiendo que el programa los deje libre, de modo que la cuaterna pueda variar hasta encontrar aquella que minimiza al χ^2 , con la condición que sumen a uno. La cuaterna de $S_{2n}(\eta)$ que ajusta el programa TDPAC son los $S_{2n}^{libr}(\eta)$, con los cuales

$$R(t) = A_{22} \sum_{n=0}^3 S_{2n}^{libr} \cos(\omega_n t) \quad (3.16)$$

la cual puede identificarse con la ecuación (3.14) para monocristales

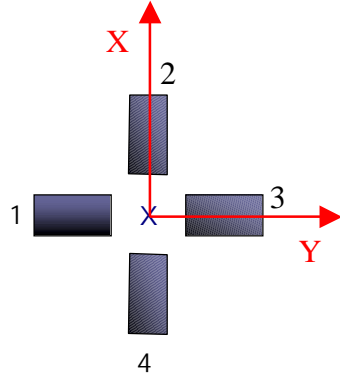
$$R(t) = A_{22} \sum_{n=0}^3 S_{Kn}^{eff}(\eta) \cos(\omega_n t) \quad (3.17)$$

Una vez determinados los $S_{2n}^{libr}(\eta)$, producto del ajuste de los datos experimentales con el programa TDPAC, se comparan éstos con los calculados por el programa SKNTA con el objeto de poder determinar la orientación relativa del GCE respecto de los detectores, y como conocemos la orientación de la muestra respecto de los detectores podemos determinar la orientación del GCE respecto de los ejes cristalinos del monocristal.

El programa SKNTA calcula los $S_{Kn}^{eff}(\eta)$ de la forma (3.15)

$$S_{Kn}^{eff}(\vartheta, \eta) = \frac{2}{3} [S_{Kn}(180, \eta) - S_{Kn}(90, \eta)] \quad (3.18)$$

siendo el $S_{Kn}(180, \eta)$ el promedio de los dos posibles configuraciones no equivalentes de los $S_{Kn}(180, \eta)$ y los $S_{Kn}(90, \eta)$ el de los $S_{Kn}(90, \eta)$, para la mesa de cuatro detectores, donde en la figura 3.3 se muestra la geometría usada.



$$S_{Kn}(180, \eta) = \frac{1}{2} [S_{Kn}(1,3) + S_{Kn}(2,4)]$$

$$S_{Kn}(90, \eta) = \frac{1}{2} [S_{Kn}(1,2) + S_{Kn}(2,1)]$$

Figura 3.3: Orientación del tensor GCE (arbitrario) respecto al sistema de 4 detectores. Las ecuaciones muestran las combinaciones no equivalentes entre las detecciones a 180° y a 90° .

donde recordando la ecuación 1.15 tenemos que

$$S_{Kn}(\vartheta, t) = S_{22}^n(\vartheta, t) + \frac{A_{24}}{A_{22}} S_{24}^n(\vartheta, t) + \frac{A_{42}}{A_{22}} S_{42}^n(\vartheta, t) + \frac{A_{44}}{A_{22}} S_{44}^n(\vartheta, t) \quad (3.20)$$

Para el caso de la sonda utilizada (^{181}Ta), los valores de las anisotropías, para el caso en que los cristales de los detectores sean de 51 mm x 51mm a 5 cm de los detectores, son [Wrede, 1986]

$$A_{22} = -0.227_3$$

$$A_{24} = -0.036$$

$$A_{42} = -0.177$$

$$A_{44} = -0.028_4$$

Donde puede verse que el término de mayor peso en la sumatoria (3.20), es A_{42}/A_{22} , el cual es el que tiene en cuenta el programa SKNTA, para calcular los coeficientes $S_{Kn}^{eff}(\eta)$ de la ecuación (3.20). Es decir el programa solo utiliza

$$S_{Kn}(\vartheta, \eta) = S_{22}^n(\vartheta, \eta) + \frac{A_{42}}{A_{22}} S_{42}^n(\vartheta, \eta) \quad (3.21)$$

Los $S_{kn}^{eff}(\eta)$ son calculados por el programa en función de la orientación relativa del GCE con respecto a los detectores (en realidad a la posición de γ_1 - γ_2 en el sistema de ejes principales. De la comparación de estos resultados con los puntos experimentales (y viendo para que posición se acercan mas) podemos determinar la orientación del GCE respecto a los ejes cristalinos del monocristal.

Este programa fue modificado para poder ser usado con la sonda Ta, ya que originalmente fue hecho para la sonda Cd, la cual posee diferentes coeficientes de anisotropía.

De esta forma podemos analizar los datos de un monocristal con un programa que utiliza una expresión de $R(t)$ para una muestra policristalina. En la figura 3.3 se muestran ejemplos de espectros $R(t)$ para el caso de una muestra policristalina, y de $I = 5/2$.

Vemos que la anisotropía A_{22} , para un dado arreglo experimental puede determinarse midiendo la correlación angular en un compuesto que presente un GCE nulo en la posición del núcleo sonda, entonces el espectro $R(t)$ se reducirá a una recta de pendiente nula, cuya ordenada al origen es el valor de A_{22} , como muestra la figura 3.3 (Izquierda) a).

En la práctica la función $\tilde{G}_{22}(t)$ habrá que modificarla para tener en cuenta los siguientes efectos:

- El tamaño de los cristales centelladores de los detectores y el de la fuente radiactiva son de tamaño finito y no puntuales como fueron supuestos para el cálculo de $W(\vartheta, t)$. De esta forma el ángulo sólido entre la fuente y los detectores no es infinitesimal, y por lo tanto los resultados experimentales se apartan de la predicción teórica. Esta diferencia se ve por la atenuación de los factores de anisotropía A_{K1K2} , es decir la función $W(\vartheta, t)$ experimental tendrá una amplitud menor que la predicha teóricamente. Para reducir estos efectos, se trata de usar las muestras lo más puntuales posibles y que el ángulo sólido sea lo menor posible. Esto último se logra aumentando la distancia entre la fuente y los detectores, pero sin olvidar que el número de eventos detectados decrece con el cuadrado de la distancia entre la fuente y los detectores.

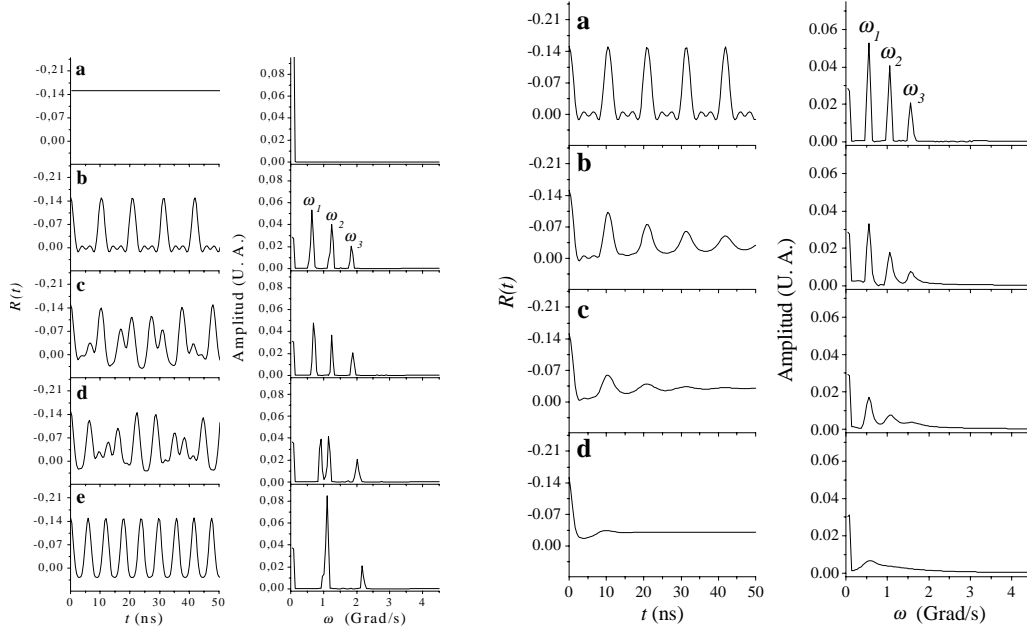


Figura 3.3: Espectros $R(t)$ (simulados) para una única interacción caracterizada por (Izquierda): a) GCE nulo; b) $\eta = 0$; c) $\eta = 0.3$; d) $\eta = 0.7$; e) $\eta = 1$. Para los casos b)-e) se consideró $\omega_Q = 100$ Mrad/s (Derecha): a) $\delta = 0$; b) $\delta = 0.05$; c) $\delta = 0.10$; d) $\delta = 0.15$. En todos los casos se consideró $\omega_Q = 100$ Mrad/s y $\eta = 0$.

- Un sólido no puede ser representado como una red cristalina perfecta, como se hizo en el desarrollo teórico, ya que una red real presenta diversos tipos de imperfecciones como ser impurezas, defectos puntuales (vacancias, átomos intersticiales, los daños por radiación, etc). Estos efectos producen una distribución finita δ de frecuencias cuadrupolares de interacción ω_n alrededor de su valor medio, que puede ser reproducida por distribuciones gaussianas o lorentzianas $P(\omega_n)$. De esta forma el factor de perturbación teórico debe ser pesado con las distribuciones $P(\omega_n)$ tal que

$$\tilde{G}_{22}(t) \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) \tilde{G}_{22}(t) d\omega. \quad (3.22)$$

En la figura 3.3 (*derecha*) puede verse como estas distribuciones dan lugar a una atenuación de las oscilaciones en el espectro $R(t)$.

- Las sondas radiactivas pueden ubicarse en sitios de la red cristalina con distintos entornos cristalográficos (sitios no equivalentes), aún para el caso de una red cristalina perfecta. De esta forma la función $\tilde{G}_{22}(t)$ más general será una combinación lineal de términos de la forma (1.14) pesados con factores f_i . Estos factores dan cuenta de la fracción relativas de sondas que experimentan una interacción hiperfina dada (caracterizada por los parámetros ω_{Q_i} y η_i), más f_0 , el cual representa la fracción de núcleos que experimentan un GCE nulo. Las fracciones deben cumplir $f_0 + \sum_i f_i = 1$
- La suposición de una respuesta temporal del equipo experimental es gaussiana y teniendo en cuenta la aproximación de la convolución de $W(\theta, t)$ con dicha respuesta temporal, nos lleva a la introducción de factores reales de la forma

$$S_{2n}^{real}(\omega_n) = S_{2n}(\eta) \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \tau_{res}^2 \cdot \omega_n^2} \quad (3.23)$$

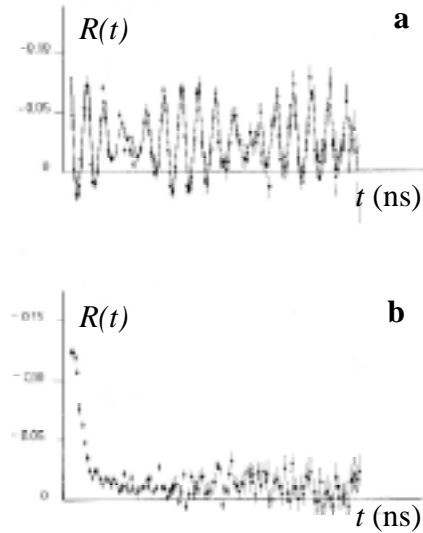


Figura 3.4: Espectros $R(t)$ de ^{181}Ta en K_2ZrF_6 tomados con equipos con diferente resolución temporal: a) CsF ($\sim 0,8$ ns); b) NaI(Tl) (~ 3 ns) [Martinez, 1981].

En la figura 3.4 se muestra como varía el espectro $R(t)$ con dos resoluciones temporales diferentes, en donde se ve que las oscilaciones del espectro desaparecen cuando la resolución temporal del equipo es menor.

Finalmente teniendo en cuenta estos factores, la función de ajuste será

$$R(t) = A_{22}^{\text{exp}} \left(f_0 + \sum_i f_i \tilde{G}_{22}^i(t) \right) \quad (3.24)$$

donde el factor de perturbación en cada sitio inequivalente i viene dado por

$$G_{22}^i(t) = \sum_{n=0}^3 S_{2n}^{real}(\eta) \cdot \cos(\omega_n t) \cdot e^{-(\omega_n \delta_{\sigma} t)^{p/p}} \quad (3.25)$$

el factor exponencial proviene de considerar una distribución de frecuencias Lorentzianas $p=1$ o gaussianas $p=2$.

3-3. EQUIPO EXPERIMENTAL

Para determinar experimentalmente $\tilde{G}_{22}(t)$ y de allí los parámetros hiperfinos que caracterizan la interacción entre la sonda y el sólido en el que ésta se encuentra es necesario

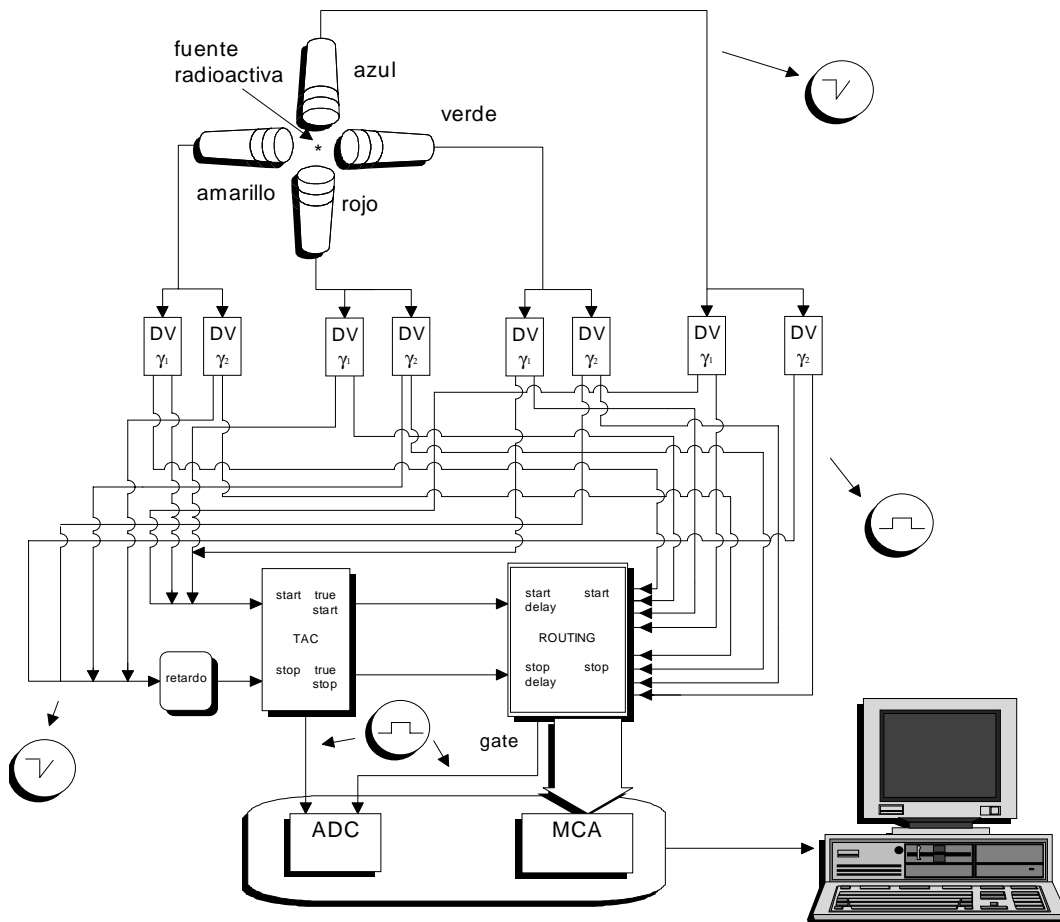


Figura 3.5: Esquema de bloques de un equipo PAC de cuatro detectores con electrónica del tipo rápida-rápida.

medir las coincidencias $C(\vartheta, t)$ para dos ángulos distintos. La precisión en la determinación de ω_Q y η depende de la precisión en la determinación de la diferencia temporal de detección de la coincidencia γ - γ y en la estadística de los espectros.

En la figura 3.5 se muestra el espectrómetro PAC utilizado, un arreglo experimental de cuatro detectores fijos con una electrónica del tipo rápida-rápida. No obstante las

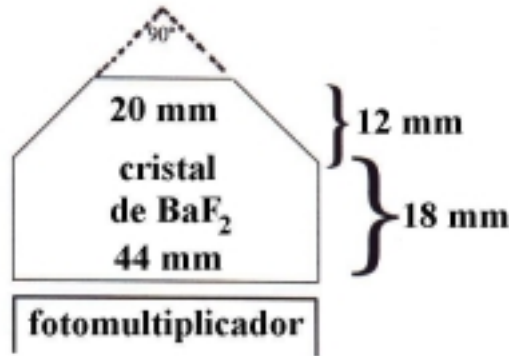


Figura 3.6: Geometría de los cristales centelladores cónicos de BaF₂ diseñados para nuestro espectrómetro PAC.

medidas PAC pueden realizarse en equipos que contengan dos, tres, cuatro, seis u ocho detectores. Los detectores están compuestos por cristales centelladores de BaF₂. Los cristales tienen forma de cono truncado con una base de 44 mm de diámetro, una altura de 30 mm, un diámetro en la zona superior de 20 mm y un ángulo cónico de 90°, como muestra la figura 3.6. La cara inferior fue ópticamente pulida para lograr una buena transmisión de

los fotones ultravioletas del cristal al tubo fotomultiplicador, mientras que las superficies restantes son opacas (lijadas con esmeril y revestidas con cinta de teflón). Con esta geometría los detectores pueden situarse a una distancia de 10 mm de la muestra y detectar en forma eficiente rayos γ con energía de hasta 1 MeV. Se ha demostrado que el uso de centelladores cónicos mejora la respuesta temporal de los detectores dado que se minimiza el tiempo de colección de luz en el cristal [Butz, 1989].

Cuando un rayo γ es detectado por uno de los detectores, éste genera dos pulsos de salida uno de dinodo y otro de ánodo. El alto del pulso de dinodo es proporcional a la energía del fotón detectado, mientras que el de ánodo es de rápido crecimiento y lleva información del tiempo de detección de este γ . En nuestro arreglo experimental trabajamos sólo con la salida de ánodo durante la experiencia (la de dinodo se usó para “ventanear”). La salida de cada detector es dividida en dos pulsos, donde cada uno de los cuales es procesado por un discriminador rápido con ventana (DV). Estos módulos permiten seleccionar los pulsos asociados a los rayos γ_1 y γ_2 de la cascada. El discriminador que

selecciona los pulsos de altura correspondiente a γ_1 lo llamaremos “start” y el correspondiente a γ_2 “stop”, ya que γ_1 provee la señal lógica de comienzo de la coincidencia y γ_2 el de finalización de la misma. Las ventanas de los 8 discriminadores son seleccionadas antes de realizar las medidas.

Cada vez que arriba un pulso γ_1 (γ_2) a un discriminador “start” (“stop”), éste genera dos salidas: una positiva, cuadrada y lenta, que va a la unidad de direccionamiento (“routing”), y una negativa rápida, los cuales pasan por un mezclador “mixer”. Este mezclador funciona básicamente como una compuerta OR, recibiendo los pulsos de los discriminadores y entregando un pulso negativo al “start” (“stop”) del TAC (“time to amplitude converted”) cada vez que arriba un pulso γ_1 (γ_2). De esta manera todas las señales “start” y “stop” rápidas convergen al TAC, pero las “stop” primero pasan por un retardo fijo, y las señales lentas convergen todas al routing. La función del retardo es correr el tiempo cero del espectro de coincidencias (hacia la derecha), para poder registrar las coincidencias accidentales en los canales situados a la izquierda del máximo. De esta forma podemos restar al espectro experimental las coincidencias accidentales y obtener así el espectro de coincidencias reales.

Los pulsos rápidos ingresan al TAC por dos entradas, “start input” y “stop input”. A la entrada “start input” llegan las señales provenientes de los discriminadores “start” y a la “stop input” las provenientes de los “stop”. La función del TAC es generar pulsos rectangulares cuya altura es proporcional a la diferencia temporal entre la llegada de los pulsos al “start input” y al “stop input”. Cada pulso “start” (“stop”) que llega al TAC produce un pulso de validación “true start” (“true stop”), el cual es enviado al routing para validar los pulsos lentos que llegan a éste, provenientes de los discriminadores. Por esto es necesario una sincronización en tiempos entre el “true start” y el “true stop” y los provenientes de los discriminadores que llegan al routing. De esta forma, cada vez que se produce una coincidencia (de las ocho posibles) el routing da un pulso de compuerta (“gate”).

Las salidas del TAC y del routing (validada por el TAC) ingresan a un analizador multicanal de altura de pulsos (MCA), el cual consiste, en nuestro equipo, en una plaqueta ISA que se halla insertada en una computadora PC-AT 486. Esta plaqueta contiene un convertidor analógico digital (ADC) y una memoria de almacenamiento de datos (RAM), y

tiene una capacidad de 8192 canales, correspondiendo 1024 canales para cada uno de los ocho espectros de coincidencias adquiridos simultáneamente.

Cuando el routing registra una coincidencia entrega un pulso de compuerta al MCA para habilitar la entrada de los pulsos provenientes del TAC, los cuales contienen información acerca de la diferencia temporal entre dos emisiones sucesivas. Los pulsos digitalizados por el ADC son enviados a la memoria RAM y almacenados en los canales (proporcionales a la altura de los pulsos) del octavo de memoria correspondiente, según el par de detectores que hayan intervenido en la coincidencia. De esta manera se almacenan en el MCA ocho espectros de coincidencias correspondientes a las ocho posibles combinaciones $\gamma_1 - \gamma_2$ que es capaz de analizar el routing. El routing de nuestro equipo procesa ocho pares de coincidencias (cuatro a 180° y cuatro a 90°) de en lugar de las doce posibles (cuatro a 180° y ocho a 90°) que pueden obtenerse con una mesa de cuatro detectores.

El resultado de una medida PAC es entonces un conjunto de ocho pares de coincidencias que, montados sobre un umbral constante de coincidencias accidentales, nos dan la curva de decaimiento exponencial (del nivel intermedio) de la sonda radiactiva con la señal de precesión $A_{22} \tilde{G}_{22}(t)$ superpuesta sobre ella.