

37
29



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN SERVO SISTEMA
PARA UN ESPECTROMETRO MOSSBAUER**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C O

P R E S E N T A

ALEJANDRO ULISES RODRIGUEZ PADILLA

MEXICO, D. F.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

1990



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

RESUMEN

En el capítulo I de esta tesis se explica el efecto Mössbauer, de cómo se evita el retroceso de un núcleo cuando emite un fotón, y cual es la forma de la línea de emisión.

En el capítulo II se define la fracción Mössbauer y las aproximaciones que existen para calcularla si el cristal se describe por la aproximación de Einstein, el modelo de oscilador armónico y el modelo de Debye.

En el siguiente capítulo se discuten las interacciones hiperfinas (eléctricas y magnéticas), las cuales rompen la degeneración de los estados nucleares como consecuencia de campos eléctricos y magnéticos generados en el seno de un material.

En el capítulo IV se describen los elementos de un espectrómetro Mössbauer.

En el capítulo V se desarrolla el servomecanismo de control. Precisamente es dicho servomecanismo la parte instrumental de esta tesis, el cual consiste en la construcción de un control electrónico retroalimentado para mover un motor en el cual está montada una fuente radiactiva (driver).

En el capítulo VI se da un manual de operación y calibración del espectrómetro Mössbauer.

INDICE

1. -	Introducción	(1).
2. -	Capítulo I:	
	Efecto Mössbauer.....	(4).
3. -	Capítulo II:	
	La Fracción Mössbauer.....	(12).
	Aproximación de Einstein.....	(13).
	Modelo de Debye.....	(14).
4. -	Capítulo III:	
	Interacciones Hiperfinas.....	(16).
	Desdoblamiento Cuadripolar.....	(21).
	Corrimiento Isomérico.....	(25).
	Las Interacciones Magnéticas.....	(29).
	Interacciones Combinadas.....	(32).
5. -	Capítulo IV:	
	Espectrómetro Mössbauer.....	(35).
	Fuente Mössbauer.....	(37).
	Colimador, Detector y Muestra.....	(40).
	Preamplificador, Amplificador y Monocanal..	(42).
	Multicanal.....	(44).
6. -	Capítulo V:	
	Servomecanismo.....	(50).
	Driver.....	(54).
7. -	Capítulo VI.	
	Manual de Operación y Calibración.....	(68).
8. -	Conclusiones.....	(81).

INTRODUCCION

La espectroscopia Mössbauer es una técnica que está basada en el efecto Mössbauer, el cual no es mas que la absorción resonante nuclear emitida por otro núcleo, en condiciones tales que durante los eventos de absorción y emisión los núcleos involucrados no reculan. Como se verá mas adelante, este efecto es muy selectivo, por lo que da a esta espectroscopia un gran potencial para medir pequeños cambios en la energía de los sistemas estudiados.

Esta técnica tiene aplicaciones en diversos campos, como son la relatividad, la física general, la física nuclear y el estado sólido.

En el Laboratorio de Física Atómica y Molecular de la Facultad de Ciencias se han estudiado, utilizando espectroscopia Mössbauer, diversos materiales, como cerámicas precolombinas, ferritas y superconductores cerámicos de alta temperatura de transición. Actualmente el laboratorio requiere del mayor número posible de espectrómetros, por lo que esta tesis consiste en el diseño y construcción de un servomecanismo para mover con aceleración constante una fuente radiactiva, así como la puesta en operación de un espectrómetro Mössbauer.

En el capítulo I de esta tesis se explica el efecto Mössbauer, de cómo se evita el retroceso de un núcleo cuando emite un fotón, y cual es la forma de la línea de emisión.

En el capítulo II se define la fracción Mössbauer y las aproximaciones que existen para calcularla si el cristal se describe por la aproximación de Einstein, el modelo de oscilador armónico y el modelo de Debye.

En el siguiente capítulo se discuten las interacciones hiperfinas (eléctricas y magnéticas), las cuales rompen la degeneración de los estados nucleares como consecuencia de campos eléctricos y magnéticos generados en el seno de un material.

En el capítulo IV se describen los elementos de un espectrómetro Mössbauer.

En el capítulo V se desarrolla el servomecanismo de control. Precisamente es dicho servomecanismo la parte instrumental de esta tesis, el cual consiste en la construcción de un control electrónico retroalimentado para mover un motor en el cual está montada una fuente radiactiva (driver).

En el capítulo VI se da un manual de operación y calibración del espectrómetro Mössbauer.

CAPITULO 1
EFFECTO MOSESBAUER

EFEECTO MOSSBAUER

Como se menciona en la introducción, el efecto Mössbauer consiste en la absorción nuclear resonante de la radiación emitida por otro núcleo, en condiciones tales que durante los eventos de emisión y absorción, los núcleos involucrados no reculan (Fig. 1.1a).

La energía involucrada en el proceso de emisión o absorción, está determinada por la diferencia energética entre la energía E_e del estado excitado y la energía E_b del estado básico (o de otro estado excitado de menor energía) del núcleo. Cuando no existe recule del núcleo, la energía E_0 de la radiación es igual a $E_e - E_b$. Cuando el núcleo recula, una parte de la energía $E_e - E_b$ se va en dicho movimiento. El valor de esta pérdida energética es

$$E_R = \frac{E_0^2}{2 M C^2} \quad (1.1)$$

donde E_R es la energía cinética del núcleo debida al recule, M es la masa del núcleo y c es la velocidad de la luz.

Debido a la energía que se lleva el núcleo cuando recula, ya no se puede producir la absorción resonante. En realidad, en el proceso completo de emisión y absorción resonante la pérdida total de energía por retroceso es de $2E_R$. En la Figura 1.1a se muestra cómo cambia la línea de emisión y absorción por el efecto del recule. En ésta Figura, E_0 corresponde a la energía de absorción y emisión

cuando no existe retroceso del núcleo; E_e es la energía emitida cuando ocurre el retroceso, y tiene el valor de $E_0 - E_R$; E_R ; E_R es la energía necesaria para que ocurra la resonancia cuando el absorbedor recula, y tiene que ser igual a $E_0 + E_R$. Es también importante ver que el ancho de línea de emisión es menor que la energía del retroceso en el caso de transiciones nucleares, con lo cual la absorción resonante no se puede producir.

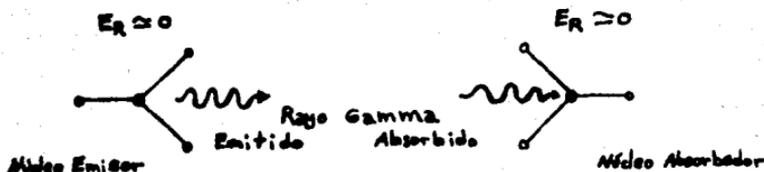


Figura (1.1a) Absorción resonante; la energía de retroceso es prácticamente igual a cero, pues tanto el núcleo emisor como el absorbedor se encuentran anclados en una estructura cristalina.

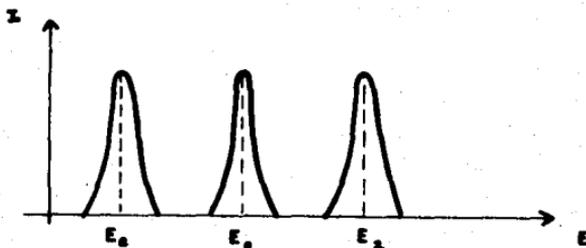


Figura (1.1b) Cambios en la energía de emisión o absorción debidos al recule del núcleo.

Para evitar el retroceso de los núcleos emisor y absorbedor, estos se anclan en una estructura cristalina, y es la masa del cristal la que retrocede como un todo, y $E_R \approx 0$ (Ec. 1.1).

Sin embargo, existe un evento más que no se ha considerado, y es la pérdida de energía por excitación fonónica de la red; ésta pérdida sucede cuando la energía de retroceso del núcleo es del valor adecuado para que ocurra dicha excitación. En resumen, cuando no existe excitación fonónica, la línea de emisión ó absorción no sufre corrimiento.

Considerando el caso en el que un sistema cuántico emite un fotón como consecuencia de la transición de un estado excitado E_e a un estado E_b , y suponiendo que el fotón sea absorbido resonantemente por otro sistema, de tal manera que este último sufra una transición entre el estado E'_b y el estado E'_e , entonces la condición de absorción resonante está dada por

$$E_e - E_b = E'_e - E'_b \quad (1.2)$$

y las energías de absorción y emisión resonante están dadas por

$$E_0 = E_e - E_b = h\nu \quad (1.3)$$

$$E'_0 = E'_e - E'_e = h\nu' \quad (1.4)$$

Si se observa un gran número de sistemas cuánticos fijos en un mismo sistema de referencia, los cuales están excitados en un estado E_e , el espectro de emisión de tales sistemas tendrá una forma como la mostrada en la Figura 1.2. En esta Figura, la energía promedio del fotón emitido es $E_0 = E_e - E_b$; sin embargo se observa una dispersión de la energía en torno a éste valor.

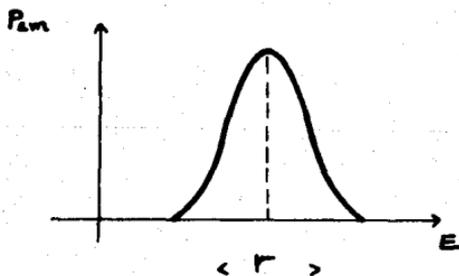


Figura (1.2). Forma de la línea emitida por el núcleo.

La forma de la línea de emisión, que no es mas que la probabilidad relativa de emisión P_{em} de un cuanto de energía queda determinada por

$$P_{em}(E) \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.5)$$

Esta Ecuación corresponde a una distribución de Lorentz¹. Cuando $E=E_0+\Gamma/2$, $P_{em}(E)=\frac{1}{2}P_{em}(E_0)$. Consecuentemente, a Γ se le llama ancho de línea de emisión a media altura (FWHM), o ancho natural de la línea de emisión.

La razón por la cual la línea de emisión tiene este ensanchamiento está relacionada con el hecho de que el nivel excitado que interviene en la transición tiene una vida media finita τ . De acuerdo con la relación de indeterminación de Heisenberg, esto implica que la energía del nivel excitado tiene una indeterminación $\Delta E \tau \sim \hbar$, de tal forma que $\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau}$. Es claro que Γ debe ser proporcional a la probabilidad de transición total del sistema del estado E_a al E_b .

La forma de la línea de absorción también corresponde a una distribución de Lorentz. De esta forma, cualquier estado excitado queda caracterizado no solo por la magnitud de la energía de la excitación resonante, sino también por el ancho intrínseco de la línea, por lo cual la probabilidad de absorción resonante depende de la relación entre Γ y E .

Los valores típicos de la vida promedio de los estados excitados atómicos y nucleares son del orden de 10^{-7} a 10^{-8}

segundos, los cuales corresponden a anchos de línea del orden de 10^{-6} a 10^{-7} eV. Sin embargo, las energías de las transiciones atómicas son del orden de eV, en tanto que las nucleares de 10^4 a 10^5 eV. Entonces se sigue que Γ/E_0 atómico es 10^{-7} a 10^{-6} , en tanto que Γ/E_0 nuclear es 10^{-12} a 10^{-13} . De aquí se infiere que la absorción resonante nuclear es mucho más selectiva que la atómica.

El movimiento térmico produce, por efecto Doppler², un ensanchamiento de la línea del fotón, dado por

$$\Delta_T = 2(E_R kT)^{1/2} \quad (1.6)$$

En dicha Ecuación, E_R es la energía de retroceso, k la constante de Boltzman y T es la temperatura del material donde se encuentre el núcleo emisor o absorbedor.

Claramente se ve que el ensanchamiento térmico aumenta la posibilidad de que ocurra la absorción resonante.

En la Figura 1.3a y 1.3b se muestran gráficas de las líneas de emisión atómicas y nucleares respectivamente, con los efectos de retroceso y del ensanchamiento térmico, y como todo esto afecta la probabilidad de resonancia. Por otro lado, el ensanchamiento por efecto térmico establece un límite al poder de resolución de la espectroscopía Mössbauer.

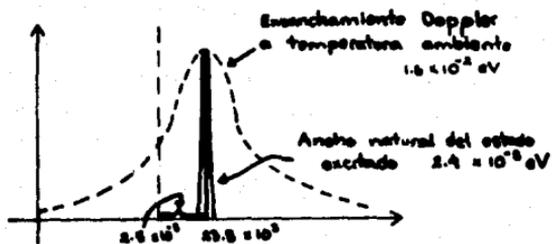
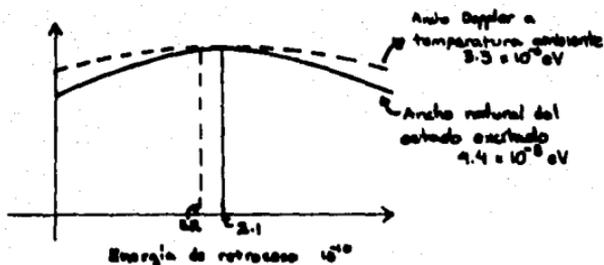


Figura (1,3). Comparación de la resonancia de la línea amarilla del sodio (a), y la radiación de $2.36 \cdot 10^4 \text{ eV}$. de la transición nuclear del ^{119}Sn (b).

CAPITULO 11

FRACCION MOSSBAUER

FRACCION MÖSSBAUER

La fracción Mössbauer es la probabilidad de que se emita o absorba radiación sin excitación fonónica por núcleos que se encuentran en una estructura cristalina. Existen muchos modelos para describir un cristal, por lo que el valor de la fracción Mössbauer depende del modelo que se utilice. A continuación se describe brevemente algunos de los modelos:

En el modelo del oscilador armónico se supone que las vibraciones del sistema son como las de un oscilador armónico. En este modelo, el valor de la fracción Mössbauer está dado por

$$f = \exp\left\{-k_0^2 \langle x^2 \rangle\right\} \quad (2.1)$$

en donde $\langle x^2 \rangle$ es el cuadrado del valor promedio de la componente x de la amplitud de vibración del núcleo emisor en la dirección del fotón y k es el vector de onda del fotón con $k = P/h = E/hc$. La ecuación 2.1 se puede escribir como

$$f = \exp\left\{-\frac{E_\gamma \langle x^2 \rangle}{h^2 c^2}\right\} \quad (2.2)$$

en donde f es la fracción Mössbauer, E_γ es la energía del fotón, h es la constante de Planck y c la velocidad de la luz. En esta última Ecuación se puede ver que el valor de la fracción Mössbauer decrece exponencialmente con el cuadrado

de la energía del fotón, lo cual establece un límite superior para las energías que se pueden utilizar. Estas energías límite son del orden de 165 KeV. En la Ecuación también se observa que la fracción Mössbauer aumenta exponencialmente cuando la vibración de la red disminuye, es decir, depende de las características de los enlaces y de la temperatura. Un aspecto importante que se puede ver en esta Ecuación es el hecho de que la vibración del núcleo debe ser pequeña comparada con la longitud de onda de la radiación. Es por esto que el efecto Mössbauer no se presenta en sistemas gaseosos o en líquidos no viscosos. Por otro lado, en un cristal que no es cúbico, la vibración de los átomos depende de la forma en que los ejes del cristal estén orientados con respecto a la dirección en la que viaja el fotón, por lo cual el valor de la fracción Mössbauer depende de la dirección de emisión o absorción de la radiación.

Aproximación de Einstein

La aproximación de Einstein se utiliza en la espectroscopia Mössbauer cuando las vibraciones del cristal quedan determinadas por las propiedades de una sola molécula. Se considera que cada átomo o molécula de la red se comporta como un oscilador armónico y que la vibración de todos los átomos o moléculas tienen la misma frecuencia angular ω . Las vibraciones están caracterizadas por $3n$ modos vibracionales, donde n es el número de átomos del

sistema. La emisión o absorción de energía está cuantizada por múltiplos de ω , es decir, $0, \pm \hbar\omega, \pm 2\hbar\omega, \pm \dots$

En este modelo, la fracción Mössbauer está dada por

$$f_E = \exp \left\{ -\frac{E_R}{\hbar\omega} \coth \frac{\hbar\omega}{kT} \right\} \quad (2.3)$$

cuyos límites a bajas y altas temperaturas son

$$\lim_{T \rightarrow 0} f_E = \exp \left\{ -\frac{E_R}{k\Theta_E} \right\}, \quad \Theta_E \gg T \quad (2.4)$$

y

$$\lim_{T \rightarrow \infty} f_E = \exp \left\{ -\frac{2E_R T}{k\Theta_E} \right\} \quad (2.5)$$

donde Θ_E es la llamada temperatura de Einstein, dada por

$$\Theta_E = \frac{\hbar\omega}{k} \quad (2.6)$$

De la Ecuación 2.5 es claro que la fracción Mössbauer disminuye conforme aumenta la temperatura.

Modelo de Debye

El modelo de Debye se aproxima más a la realidad que el modelo de Einstein. En este modelo se elimina la idea de una sola frecuencia de vibración de las moléculas o átomos, y se utiliza un intervalo de frecuencias, que va desde cero hasta

una frecuencia de corte ω_0 , la cual define la temperatura de Debye Θ_0 del cristal; esta temperatura está dada por

$$\Theta_0 = \frac{\hbar \omega_0}{k} \quad (2.7)$$

En el modelo se supone que el número n de fonones de frecuencia ω es proporcional a ω^3 . En este modelo el cálculo de la fracción Mössbauer resulta

$$f_D = \exp \left\{ -\frac{6E_R}{k\Theta_0} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\Theta_0} \right)^2 \int_0^{\Theta_0/T} \frac{x}{e^x - 1} dx \right] \right\} \quad (2.8)$$

En donde $x = \hbar \omega / kT$

En las siguientes ecuaciones 2.9 y 2.10 se dan los valores de la fracción Mössbauer para bajas y altas temperaturas respectivamente.

$$T \rightarrow 0 \quad f_D = \exp \left\{ -\frac{3E_R}{2k\Theta_0} \right\} \quad (2.9)$$

$$T \rightarrow \infty \quad f_D = \exp \left\{ -\frac{6E_R T}{k\Theta_0^2} \right\} \quad (2.10)$$

Estas expresiones son muy parecidas a las obtenidas por la aproximación de Einstein (ecuaciones 2.4 y 2.5), y las diferencias solo son factores constantes.

Si el sólido no se puede describir con estos modelos, entonces se tiene que modificar o sustituir por otro modelo. Existen límites en los cuales el efecto Mössbauer no se puede observar, ya que la fracción Mössbauer es grande

cuando se tiene que el valor de la energía de retroceso y de la temperatura es tal que

$$E_R \leq k \bar{\omega} \quad (2.11)$$

y

$$T < E_R/k \quad (2.12)$$

donde $\bar{\omega}$ es la frecuencia promedio de la vibración del cristal y k la constante de Boltzman. Por ejemplo, para un valor de la energía de retroceso de 0.5 eV, la fracción Mössbauer es pequeña, aun para valores de ω grandes, del orden de 0.2 eV. De la Ecuación 1.1 se obtiene que para valores del número atómico $A = 100$ (donde A es el número de protones y neutrones que existen en el núcleo) y transiciones de 300 KeV, la energía de retroceso es del orden de 0.5 eV, por otro lado, para núcleos ligeros, la energía de retroceso crece y la absorción resonante disminuye. Con todo esto se obtiene un intervalo entre 10 KeV y 150 KeV, en el cual se puede observar el efecto Mössbauer.

CAPITULO III

INTERACCIONES HIPERFINAS, ELECTROSTATICAS Y MAGNETICAS

INTERACCIONES HIPERFINAS, ELECTROSTATICAS Y MAGNETICAS

Cuando se tiene un núcleo en una malla cristalina, éste no está aislado, pues están actuando una serie de interacciones eléctricas causadas por los iones vecinos y la distribución electrónica en torno al núcleo emisor. Esto produce un potencial $\mu(x_1, x_2, x_3)$ en la posición de la carga nuclear, la cual tiene una densidad de carga $\rho(x_1, x_2, x_3)$. La energía de interacción entre la carga nuclear y el potencial queda determinada por

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x_1, x_2, x_3) \mu(x_1, x_2, x_3) dV \quad (3.1)$$

Considerando que el sistema de referencia se encuentra en el centro de carga del núcleo y suponiendo que las dimensiones nucleares son más pequeñas que las distancias donde se encuentran las cargas que generan las interacciones, entonces el potencial se puede desarrollar en una serie de Taylor, la cual corresponde a un desarrollo multipolar del potencial dada por

$$\begin{aligned} \mu(x_1, x_2, x_3) = & \mu(0, 0, 0) + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \mu}{\partial x_i} \right)_0 X_i + \frac{1}{2} \sum_{i, k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 X_i X_k + \\ & + \frac{1}{3!} \sum_{i, k, h=1}^3 \left(\frac{\partial^3 \mu}{\partial x_i \partial x_k \partial x_h} \right)_0 X_i X_k X_h + \dots \quad (3.2) \end{aligned}$$

Debido al hecho de que las derivadas parciales están evaluadas en el origen, pueden salir fuera del integrando, y

la Ecuación 3.1 toma la forma, al sustituir la Ecuación 3.2, siguiente

$$\begin{aligned}
 E = & \int P(\vec{r}) \mu_0 dV + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \mu}{\partial x_i} \right)_0 \int P(\vec{r}) X_i dV + \\
 & + \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \int P(\vec{r}) X_i X_k dV + \\
 & + \frac{1}{3!} \sum_{i,k,h} \left(\frac{\partial^3 \mu}{\partial x_i \partial x_k \partial x_h} \right)_0 \int P(\vec{r}) X_i X_k X_h dV + \dots
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

donde $\mu(0,0,0) = \mu_0$ y $\vec{r} = (x_1, x_2, x_3)$.

Si se definen

$$\int P(\vec{r}) X_i dV \equiv Q_i \quad \text{Momento dipolar eléctrico (3.5)}$$

$$\int P(\vec{r}) X_i X_k dV \equiv Q_{ik} \quad \text{Momento cuadrupolar eléctrico (3.6)}$$

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial x_i} \right)_0 \equiv V_i \quad \text{Campo (3.7)}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \equiv V_{ik} \quad \text{Tensor gradiente de campo eléctrico (3.8)}$$

entonces la Ecuación 3.4 se puede escribir como

$$E = \mu_0 z e + \sum_{i=1}^3 V_i Q_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 V_{ik} Q_{ik} + \dots \tag{3.9}$$

en donde z es el número atómico del núcleo (ya que $Ze = \int P(\vec{r}) dV$). El primer término $\mu_0 z e$ corresponde a la energía electrostática de interacción entre el núcleo puntual y el

potencial constante μ_0 , y por tanto es independiente del tamaño o de la forma del núcleo; su efecto será desplazar todos los niveles una cantidad $V_0 Ze$. Debido a que lo que se mide con espectroscopia Mössbauer son diferencias de energía, este término se anula. El segundo término de la Ecuación 3.9, $\sum_{i=1}^{M_0} V_i Q_i$, corresponde a la energía producida por un dipolo eléctrico en un campo electrostático, pero por razones de simetría, el momento dipolar eléctrico nuclear es cero³, por lo que este término se anula y, consecuentemente, no contribuye a la energía total. El tercer término

$$E_Q = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^{M_0} V_{ik} Q_{ik} \quad (3.10)$$

corresponde a la interacción cuadrupolar eléctrica, el primer tensor V_{ik} de esta última Ecuación depende solo del potencial exterior, y el segundo, Q_{ik} , de las posiciones de los nucleones con respecto al centro de carga del núcleo y de la densidad de carga de éste. Expresando estos dos tensores de la siguiente forma⁴

$$V_{ik} = V_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \nabla^2 V + \frac{1}{3} \delta_{ik} \nabla^2 V \quad (3.11)$$

$$Q_{ik} = Q_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) + \frac{1}{3} \delta_{ik} (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) \quad (3.12)$$

y sustituyendo en la Ecuación 3.10, se puede llegar a lo siguiente:

$$E_n = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left\{ \left[V_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \nabla^2 V \right] \left[3Q_{ik} - \delta_{ik} (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) \right] \right\} + \frac{1}{3} \delta_{ik} (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) \quad (3.13)$$

Estos dos últimos términos son de una importancia fundamental en la espectroscopia Mössbauer. A continuación se analizan estos términos por separado.

Desdoblamiento Cuadrupolar

El primer término de la Ecuación 3.13 es el llamado efecto cuadrupolar

$$E_q = \frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(V_{i,k=1} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \nabla^2 V \right) \left(3Q_{ik} - \delta_{ik} (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) \right) \quad (3.14)$$

En un sistema de ejes principales, en el cual el tensor gradiente de campo eléctrico es diagonal, es decir,

$$V_{i,k} = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 = 0 \quad (3.15)$$

se puede obtener de la Ecuación 3.14, que la energía asociada con la interacción cuadrupolar⁵ E_q es

$$E_q = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 V_{ii} \int P(\mathcal{F}) (3x_i^2 - r^2) dv \quad (3.16)$$

En el problema electrostático general el potencial satisface la Ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_0} = V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = \sum_{i=1}^3 V_{ii} \quad (3.17)$$

en donde $\rho(\vec{r}) = ze|\psi(\vec{r})|^2$ y ϵ_0 es la permitividad del espacio libre. Además $e|\psi(\vec{r})|^2$ es la densidad de carga electrónica. Se sabe que $|\psi(\vec{r})|^2$ es diferente de cero solo para los electrones s y p, y, puesto que estos tienen simetría esférica, dan lugar a un potencial esféricamente simétrico; esto es $V_{xx} = V_{yy} = V_{zz}$, y

$$\begin{aligned} E_q &= \frac{1}{2} \sum_i V_{ii} Q_{ij} \\ &= \frac{1}{2} V_{xx} \int \rho(\vec{r}) \{ (3x^2 - r^2) + (3y^2 - r^2) + (3z^2 - r^2) \} dV = 0 \end{aligned}$$

y por lo tanto estos electrones no contribuyen⁶ a la interacción cuadrupolar.

Para los demás electrones, como $\rho(\vec{r})$, de la Ecuación de Laplace se obtiene que

$$V_{11} + V_{22} + V_{33} = 0 \quad (3.18)$$

Para que el sistema de ejes principales en el que se trabaje sea único, se escogen las coordenadas de tal manera que $|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|$, y se define el gradiente de campo eléctrico $eq = V_{zz}$, y el parámetro de asimetría η

$$\eta = \frac{V_{11} - V_{22}}{V_{33}} \quad (3.19)$$

con $0 \leq \eta \leq 1$.

Para saber cualitativamente cuál es el efecto de la interacción cuadrípolar en el sistema, se tiene que utilizar el Hamiltoniano de esta interacción. Para el caso de simetría axial, ($Q_{11} = Q_{22} \neq Q_{33}$ y entonces $\eta = 0$), se tiene que el Hamiltoniano se puede escribir como⁷

$$\mathcal{H} = \frac{eQ}{4I(2I-1)} V_{zz} \left\{ 3I_z^2 - I^2 \right\} \quad (3.20)$$

en donde I_z es la componente z del operador de espín, I es el espín nuclear y Q es el momento cuadrípolar del núcleo. De la siguiente Ecuación de eigenvalores

$$\mathcal{H} \Psi_I^{m_I} = E \Psi_I^{m_I} \quad (3.21)$$

los valores de la energía para el sistema quedan dados por

$$E = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[3m_I^2 - I(I+1) \right] \quad (3.22)$$

m_I puede tomar los valores $m_I = I, I-1, \dots, -I$. En este caso no se rompe totalmente la degeneración del sistema, pues permanecen degenerados los estados con una m_I que solo difiere en el signo. Por ejemplo, para el caso del Fe^{57} , el

espín del estado excitado es 3/2, por lo que la energía que se obtiene de la Ecuación 3.22 es

$$E = \frac{e^2 q Q}{4} = \frac{e Q V_{zz}}{4} \quad \text{si } m_l = \pm 3/2 \quad (3.23)$$

$$E = \frac{e^2 q Q}{4} = \frac{e Q V_{zz}}{4} \quad \text{si } m_l = \pm 1/2 \quad (3.24)$$

A la diferencia energética entre estos dos niveles desdoblados E_1 y E_2 se le llama desdoblamiento cuadripolar. Para el caso del estado básico $l = 1$ se obtiene, de la Ecuación 3.22, que no hay desdoblamiento cuadripolar. En la Figura 3.1 se muestran tres casos para el desdoblamiento de los niveles de Fe ($V_{zz} < 0$, $V_{zz} = 0$ y $V_{zz} > 0$).

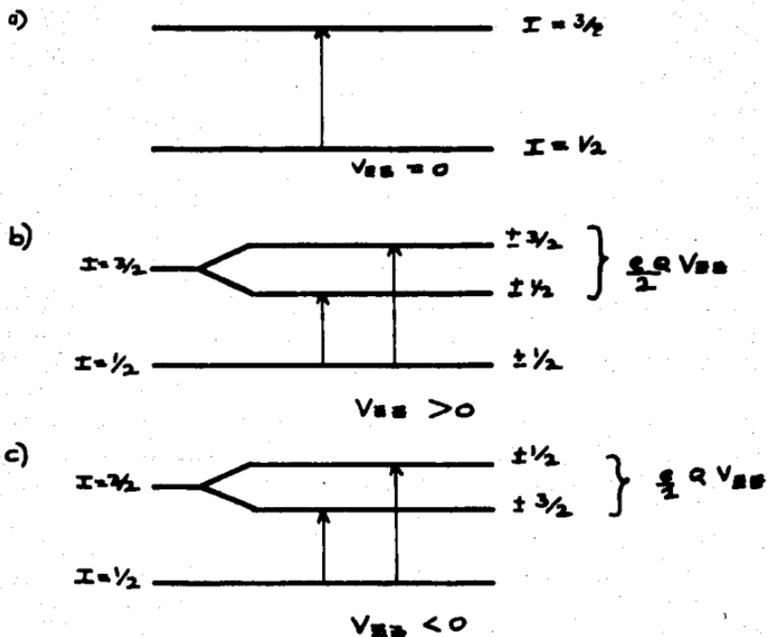


Figura (3.1). Desdoblamiento cuadrupolar eléctrico de los niveles del ^{57}Fe para los casos $V_{zz}=0$, $V_{zz}>0$, $V_{zz}<0$.

Corrimiento isomérico

El segundo término de la Ecuación 3.13 es al que se le denomina corrimiento isomérico E_I

$$E_I = \frac{1}{6} \nabla^2 V (Q_{11} + Q_{22} + Q_{33}) \quad (3.25)$$

y representa el efecto debido al tamaño del núcleo.

Se ha visto que el momento cuadrupolar está expresado por

$$Q_{ik} = \int \rho_n(\vec{r}) X_i X_k dV \quad \text{con } i, k = 1, 2, 3 \quad (3.6)$$

entonces la Ecuación 3.25 se transforma en

$$E_I = \frac{1}{6} \nabla^2 V \int \rho_n(\vec{r}) (X_1^2 + X_2^2 + X_3^2) dV \quad (3.26)$$

Como $r = (X_1^2 + X_2^2 + X_3^2)^{1/2}$ y utilizando la Ecuación de Poisson, la Ecuación 3.26 se transforma en

$$E_I = - \frac{\rho(0)}{6 \epsilon_0} \int \rho_n(\vec{r}) r^2 dV \quad (3.27)$$

Ahora bien,

$$\int \rho_n(\vec{r}) r^2 dV \quad (3.28)$$

es proporcional al promedio del cuadrado del radio nuclear ya que

$$\langle r^2 \rangle = \int \psi^* r^2 \psi dV \quad (3.29)$$

Donde $\psi(r_1, r_2, \dots, r_n)$ es la función de onda que define un estado en el núcleo, entonces la densidad de carga nuclear es

$$\rho_n(\vec{r}) = ze \psi^*(r_1, \dots, r_n) \psi(r_1, \dots, r_n) \quad (3.30)$$

por lo que

$$\int \rho_n(\vec{r}) r^2 dv = ze \langle r_n^2 \rangle \quad (3.31)$$

Sustituyendo la Ecuación 3.31 en 3.27 se obtiene que

$$E = - \frac{P(0)}{6 E_0} ze \langle r_n^2 \rangle \quad (3.32)$$

Esta Ecuación sólo depende del tamaño geométrico de la carga nuclear. Como se cumple que

$$P(0) = -e \psi^*(0) \psi(0) = -e |\psi(0)|^2 \quad (3.33)$$

se obtiene finalmente la Ecuación para la energía

$$E_I = \frac{1}{6 E_0} ze^2 \langle r_n^2 \rangle |\psi(0)|^2 \quad (3.34)$$

Cuando ocurre una transición nuclear, el promedio del cuadrado del radio nuclear varía, y por tanto, éste término será el responsable de un cambio en la energía de transición entre los dos estados nucleares en los que ocurre ésta.

Entonces la energía $E_{\gamma f}$ del fotón emitido por una fuente radiactiva está dada por

$$E_{\gamma f} = (E_e - E_{I_e}) - (E_b - E_{I_b})$$

$$= E_0 - \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi(o)|_f^2 (\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_b) \quad (3.35)$$

donde $\langle r^2 \rangle_e$ y $\langle r^2 \rangle_b$ es el promedio del cuadrado del radio nuclear en los estados excitados y básico respectivamente. De manera análoga, la energía $E_{\gamma a}$ necesaria para que el fotón sea absorbido está determinado por

$$E_{\gamma a} = E_0 + \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi(o)|_a^2 (\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_b) \quad (3.36)$$

De la diferencia de estas dos últimas ecuaciones se obtiene lo que se denomina el corrimiento isomérico δ

$$\delta = E_{\gamma a} - E_{\gamma f}$$

$$= \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} [\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_b] [|\psi(o)|_a^2 - |\psi(o)|_f^2] \quad (3.37)$$

donde los subíndices a y f indican absorbedor y fuente respectivamente.

En la Figura 3.2 se muestra esquemáticamente cómo es el cambio de la energía del fotón debido al corrimiento isomérico. En otras palabras, el efecto del corrimiento isomérico es cambiar los valores de la energía para los cuales ocurre emisión o absorción resonante de un fotón.

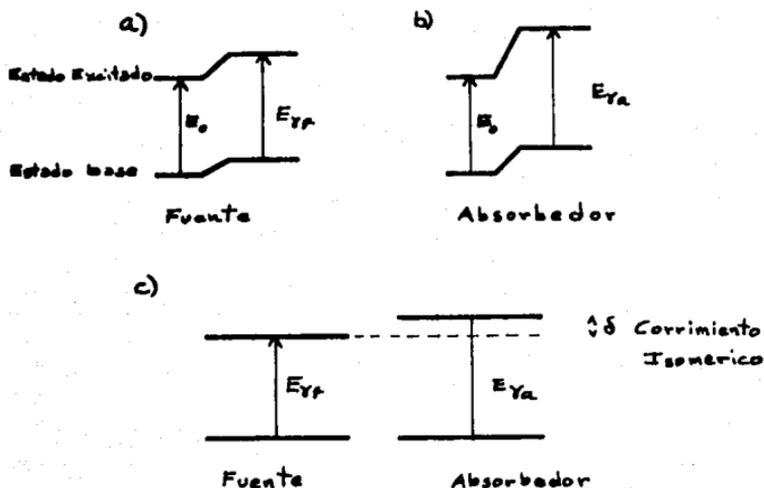


Figura (3.2). En a) y b) se muestra el cambio en la energía en una transición nuclear para una fuente y un absorbador respectivamente, debido a la variación de las dimensiones nucleares. En c) se muestra el corrimiento isomérico.

Las Interacciones Magnéticas

Además de que existen cambios en la energía de un estado nuclear debidos a interacciones eléctricas, también existen cambios producidos por interacciones magnéticas. A continuación se analiza cómo se produce dicho cambio.

Si hay un campo magnético B en el núcleo, y si éste último tiene un momento magnético μ , el Hamiltoniano correspondiente $\mathcal{H} = -\mu \cdot B = -g \mu_N I \cdot B$

en donde $\mu_N = e\hbar/2mc$ es el magnetón nuclear de Bohr, I es el espín nuclear, y $g = \mu/\mu_N$ es el factor de Landé.

Los eigenvalores de este Hamiltoniano, los cuales dan el valor del cambio de la energía en E_μ del estado nuclear, están dados por

$$E_\mu = - \frac{\mu \mathcal{D} m_z}{I} = g \mu_N \mathcal{D} m_z \quad (3.38)$$

donde m_z es el número cuántico magnético. La presencia de un campo magnético rompe totalmente la degeneración y, por lo tanto, el número total de líneas observadas quedará determinado por el número total de subniveles del estado básico $2I_b + 1$ y del estado excitado $2I_e + 1$, y por las reglas de selección para el cambio en m_z . Estas reglas son en el caso de transiciones dipolares magnéticas, $\Delta m_z = 0, \pm 1$. Por ejemplo, en el núcleo del ^{57}Fe solo pueden ocurrir 6 de 8 transiciones posibles que manifiestan una estructura fina de naturaleza magnética (efecto Zeeman nuclear) (Fig. 3.3).

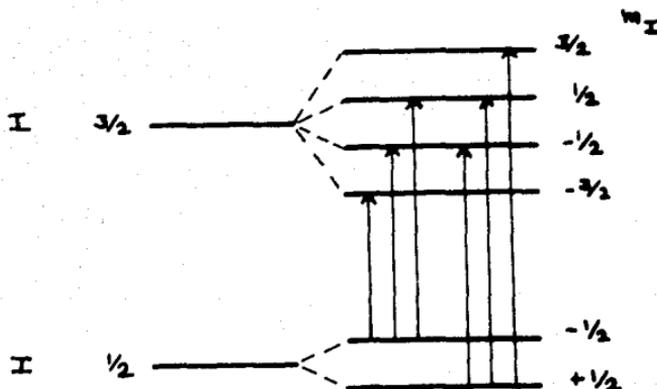


Figura (3.3). Transiciones posibles para un núcleo de ^{57}Fe debidas a el campo magnético.

Como los niveles nucleares excitados tienen una vida finita τ , las líneas de absorción o de emisión tendrán un ancho Γ . La diferencia en las energías de los subniveles nucleares desdoblados por efectos magnéticos se manifiesta solo cuando $\Delta E_{m} = \frac{\mu_B B}{I} > \Gamma$. Por ejemplo, en el ^{119}Sn y en el ^{57}Fe , los subniveles magnéticos estarán lo suficientemente separados solo si $B \geq 30 \text{ KGaus}$.

En la Figura 3.4 se muestra un espectro Mössbauer del ^{57}Fe . Los seis picos que aparecen en dicho espectro corresponden al desdoblamiento magnético.

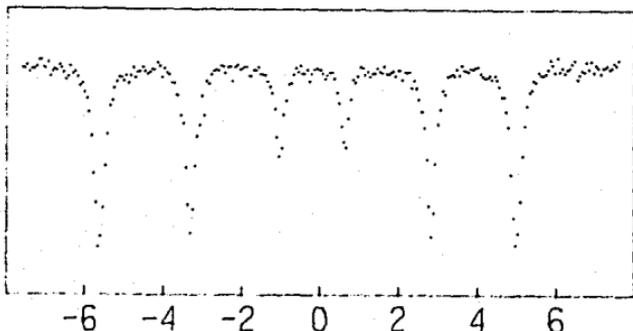


Figura (3.4). espectro Mössbauer para el ^{57}Fe .

Interacciones Combinadas

Si un núcleo se encuentra en presencia de un campo eléctrico E inhomogeneo y de un campo magnético B , la posición de los subniveles de la estructura hiperfina dependerá de la relación entre las energías de las interacciones eléctrica y magnética, de la simetría del tensor gradiente de campo eléctrico y del ángulo entre el eje principal de este y la dirección de B .

Si el tensor gradiente de campo eléctrico tiene simetría axil y su eje principal forma un ángulo θ con la dirección del campo magnético B , y se cumple que $e^2 q Q \ll \mu_N B$ entonces la energía $E_{\mu q}$ de las interacciones hiperfinas, eléctricas y magnéticas está dada por

$$E_{\mu q} = -g \mu_N B m_z + (-1)^{|m_z| + \frac{1}{2}} \frac{e^2 q Q}{4} \left(\frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right) \quad (3.39)$$

En la Figura 3.5 se muestra el esquema de los niveles nucleares para el caso en el que $I_e = 3/2$ e $I_b = 1/2$. En este caso, el ángulo θ no se puede determinar del espectro. Si el ángulo θ es igual a 0 o a π , la energía $E_{\mu q}$ está dada por

$$E_{\mu q} = -g\mu_N B m_I + (-1)^{|m_I|+1} \frac{e^2 q Q}{4} \quad (3.40)$$

En el caso de que $\cos\theta = \frac{1}{\sqrt{3}}$ se obtiene que

$$E_{\mu q} = -g\mu_N B m_I \quad (3.41)$$

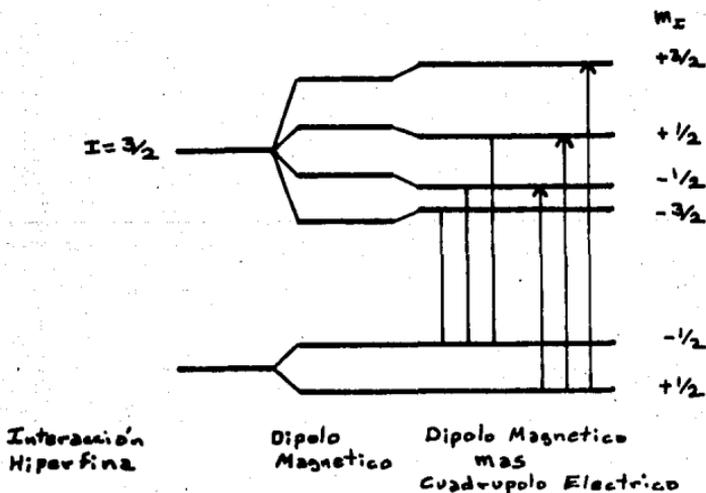


Figura (3.5). Desdoblamiento producido por una interacción combinada eléctrica y magnética.

CAPITULO IV
ESPECTROMETRO ROSSBAUER

ESPECTROMETRO MÖSSBAUER

El espectrómetro Mössbauer está formado por los siguientes elementos:

- a) Fuente Mössbauer**
- b) Colimador**
- c) Absorbedor**
- d) Detector**
- e) Preamplificador**
- f) Amplificador**
- g) Monocanal**
- h) Multicanal**
- j) Servomecanismo (Driver + Motor)**
- k) Generador de Funciones**
- l) Computadora**

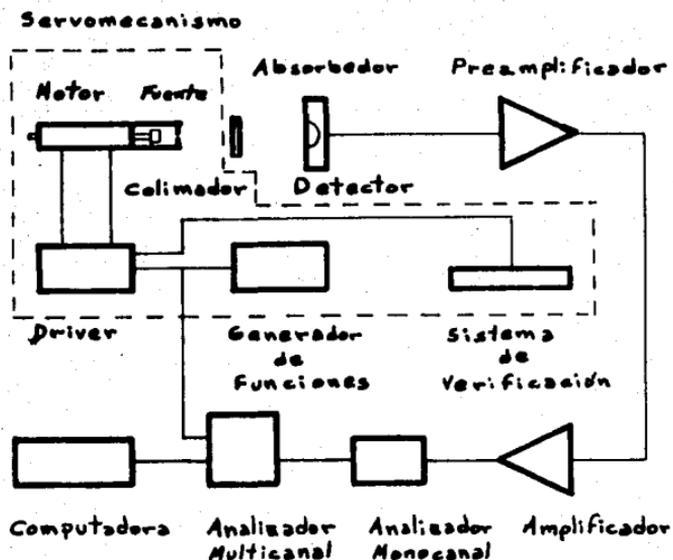


Figura (4.1). Diagrama en bloques del espectrómetro Mössbauer.

En la Figura 4.1 se muestra el diagrama en bloques de un espectrómetro Mössbauer. A continuación se describen las características y algunos puntos importantes del funcionamiento de los elementos del espectrómetro.

Puente Mössbauer

Las características que debe tener una fuente Mössbauer para no ser perturbada por los alrededores son las siguientes:

- a) La matriz (el cristal al cual pertenecen los átomos Mössbauer) tiene que tener simetría cúbica para que no presente desdoblamiento cuadripolar.
- b) La matriz tiene que ser paramagnética para que no se rompa la degeneración por interacciones magnéticas.
- c) Es importante que la línea de emisión que se requiera no se superponga con otras líneas de emisión.
- d) Es conveniente que tenga una temperatura de Debye alta para que la fracción Mössbauer sea grande a temperaturas alcanzables.
- e) Es importante que la matriz sea metálica para que cuando un núcleo emita, el átomo tenga una alta posibilidad de encontrarse en su estado básico, además de que con esto se puede enfriar o calentar rápidamente.
- f) Tiene que ser rígida ante vibraciones mecánicas y poder soportar bajas temperaturas.

La actividad de la fuente Mössbauer requerida depende de los detectores de los que se disponga y de la capacidad de conteo del multicanal. La actividad de la fuente se puede estimar con la siguiente Ecuación⁶

$$S = 4\pi d^2 a N/A$$

(4.1)

en donde μ es la atenuación producida por la ventana del detector y del absorbedor (en el caso de este dispositivo es del orden de 5), N es el número de eventos por segundo que puede contar el multicanal y es del orden de 10^3 , A es el área del detector y los valores típicos son de 5 a 10 cm^2 , d es la distancia entre la fuente y el detector y, por lo general, está dentro de un intervalo de 10 a 20 cm. El valor estimado de la actividad de la fuente para estos valores es entre $5 \times 10^6 \text{ c/s}$ y $6 \times 10^5 \text{ c/s}$ o de 0.2 mc a 0.03 mc. La fuente disponible en el laboratorio es de ^{57}Co montada en una matriz de Paladio. En la Figura 4.2 se muestra esquemáticamente la desintegración del ^{57}Co . La línea de emisión que generalmente se utiliza es la de 14.4 KeV. También se pueden utilizar las demás líneas, y en particular, los electrones de conversión interna de 9.3 KeV de la capa K, útiles para el estudio de superficies⁹. En éste caso no son necesarias muestras delgadas, todo esto gracias a que la radiación incidente no tiene que atravesar la muestra, pues es su la superficie donde se generan los electrones de conversión interna. Estos electrones se producen cuando ocurre la transición de 14.4 KeV, ver tabla 4.1. En esta tabla también aparecen rayos X de 6.3 KeV, con los cuales también se realiza espectroscopia Mössbauer.

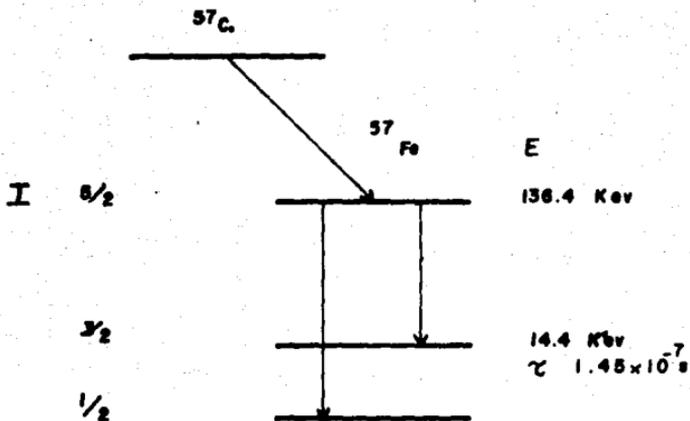


Figura (4.2). Esquema de la desintegración radioactiva del ^{57}Co .

^{57}Fe .	Energia ev.	Probabilidad %
fotones		
K rayos X	6.3	27
K electrones de conversión	7.3	81
L electrones de conversión	13.6	9
M electrones de conversión	14.3	1
KLL electrones Auger	5.4	63
LMN electrones Auger	0.53	

Tabla (4.1). Transición del ^{57}Fe del estado excitado $3/2$ al estado base $1/2$.

Colimador

El colimador es parte del cilindro de plomo de protección de la fuente Mössbauer, y es suficiente que tenga un orificio con una anchura de 1 cm por 1.6 cm de diámetro. Con esto, los rayos gamma quedan razonablemente paralelos. Para muestras pequeñas es necesario un colimador de menor diámetro.

Absorbedor & Muestra

El absorbedor es el material que se desea estudiar. Para poderlo estudiar debe de tener isótopos idénticos a los que produce la radiación en la fuente, por ejemplo, para poder estudiar el superconductor cerámico Y-Ba-Cu-O, se sustituye una fracción de cobre por hierro, y se bombardea la muestra con un fotón producido por el isótopo ^{87}Sr .

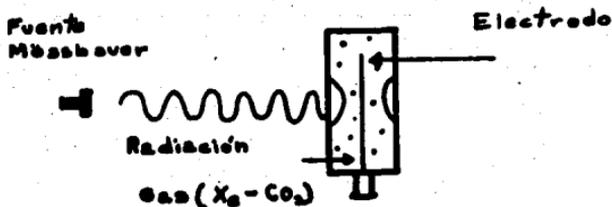
El absorbedor tiene que ser delgado, y debe estar montado en materiales que no presenten absorción resonante, y que no reaccionen químicamente con el absorbedor; por ejemplo, los materiales que se pueden utilizar son polietileno, celofán mylar, epoxi, aluminio, etc.

Detectores

Los detectores son dispositivos electrónicos que convierten la radiación incidente en pulsos eléctricos. Existen varios tipos de detectores y la diferencia entre ellos es la manera como realizan la conversión, que a su vez determina las características de la detección.

Entre los detectores más utilizados se encuentra el detector de centelleo, el detector proporcional y el detector de estado sólido. El contador de centelleo tiene alta eficiencia y baja resolución, mientras que el detector de estado sólido tiene alta resolución y baja eficiencia. El contador proporcional tiene una eficiencia y una resolución intermedia.

El intervalo de la detección de la radiación para estos detectores tiene que ser entre 10 KeV y 150 KeV. El detector que se utiliza en este espectrómetro es un detector proporcional hecho a base de un gas compuesto de Xe y CO_2 a una presión de 152 cm de Hg. En la Figura 4.3 se esquematiza el contador. La radiación que entra por la ventana ioniza la mezcla gaseosa, estos iones son atraídos por un electrodo que se encuentra a alto voltaje, dando lugar con esto a pulsos de corriente y, por consiguiente, a pulsos de voltaje. El voltaje de operación es entre 1600 V y 3000 V como máximo.



Figura(4.3). Esquema del contador proporcional.

Preamplificador

El preamplificador requerido tiene que ser de bajo ruido, pues la señal obtenida en el detector es pequeña con respecto al ruido.

Amplificador

El amplificado que se tiene que utilizar debe ser rápido, esto con el fin de darle a los pulsos que vienen del preamplificador un nivel y forma adecuada.

Monocanal

Hasta esta etapa se han amplificado todos los pulsos correspondientes a la radiación recibida por el detector, se debe eliminar todos aquellos que no correspondan a la radiación de interés. Para realizar esto se utiliza un analizador monocanal, en el que mediante una técnica de coincidencias, elimina todos aquellos pulsos que no corresponden a la radiación Mössbauer. Con esto se logra que el sistema de almacenamiento de datos solo llegue la información pertinente al proceso.

El analizador monocanal (dicho monocanal es parte del multicanal) opera como analizador de altura de pulsos. En la Figura 4.4 se muestra un esquema de como opera el analizador monocanal. Los pulsos provenientes del detector pasan a través de un convertidor analógico, el cual lo refiere según la amplitud de cada pulso a un canal particular de la memoria del monocanal. La información así obtenida se muestra en un gráfica de intensidad contra energía, la cual

es generada en el cinescopio. En la Figura 4.5 se muestra la gráfica de altura de pulsos correspondiente a una fuente de ^{57}Co .

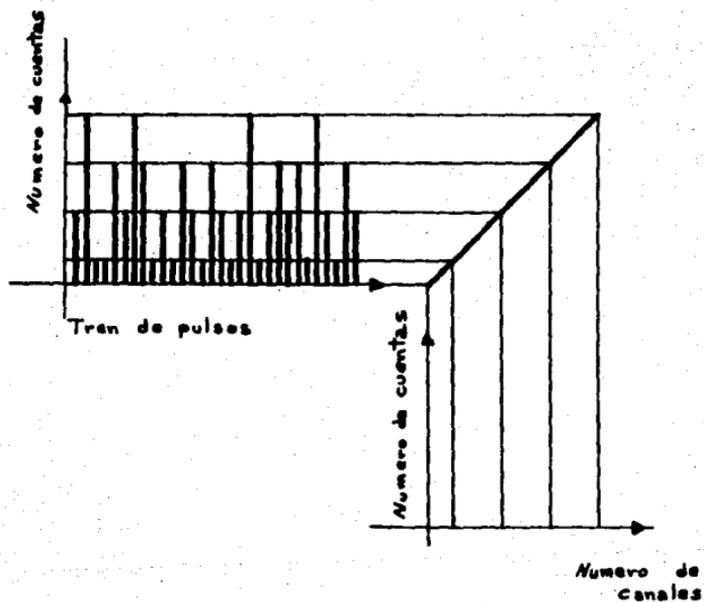


Figura (4.4). Representación esquemática del proceso de acumulación.

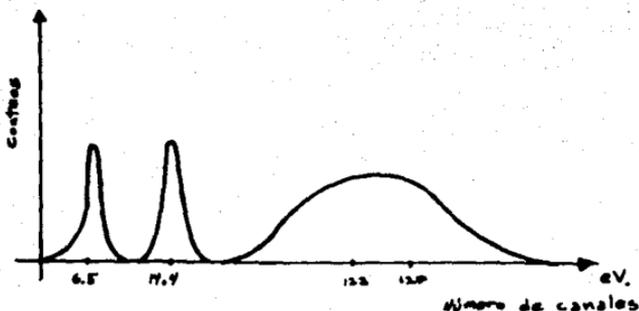


Figura (4.5). Gráfica de altura de pulsos correspondiente a una fuente de ^{57}Co .

Para obtener la radiación M6ssbauer que se desee, el multicanal debe de tener una entrada de coincidencias que permite, mediante la variaci6n de los niveles de voltage del analizador monocanal, seleccionar la posici6n de la ventana.

Multicanal

Para este espectr6metro se cuenta con un multicanal que trabaja como analizador de altura de pulsos y como multiescalador.

Una vez fija la ventana del analizador monocanal, el multicanal se opera como multiescalador de ida. En esta funci6n cada uno de los canales permanece abierto durante un intervalo fijo de tiempo, en el cual registra y almacena todos los pulsos provenientes del analizador monocanal. a continuaci6n se cierra este canal y se abre el siguiente durante el mismo intervalo de tiempo y realizando la misma funci6n. El proceso continua secuencialmente hasta recorrer todos los canales en orden ascendente, al llegar al 6ltimo

canal, la secuencia se reinicia en el primer canal. Durante este segundo proceso no se borra la información ya acumulada. El registro de conteos en cada canal aparece en una gráfica de número de conteos contra canales y es generada en el cinescopio del multicanal (Figura 4.6).

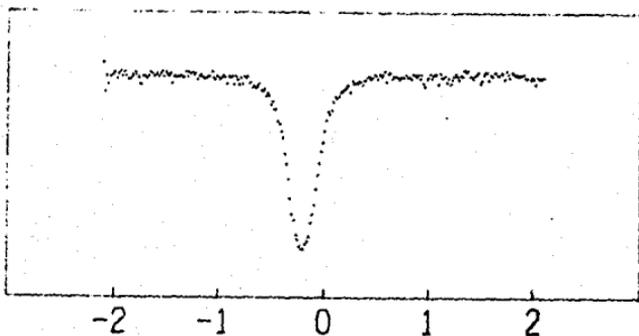


Figura (4.6). Espectro del acero inoxidable.

El barrido secuencial de los canales se produce con una señal externa de forma triangular, la cual es producida en el generador de funciones. Esta señal a su vez alimenta al servomecanismo de tal manera que el barrido de los canales está en sincronía con el movimiento del motor. En la Figura 4.7 se esquematiza mediante gráficas dicha sincronía. Gracias a la sincronía existente, la gráfica obtenida en el multicanal es un espectro donde los picos corresponden a una reducción de los conteos, debido a que existe absorción resonante para determinadas velocidades del motor. En la

Figura 4.6 se muestra el espectro obtenido de una muestra de ^{57}Fe .

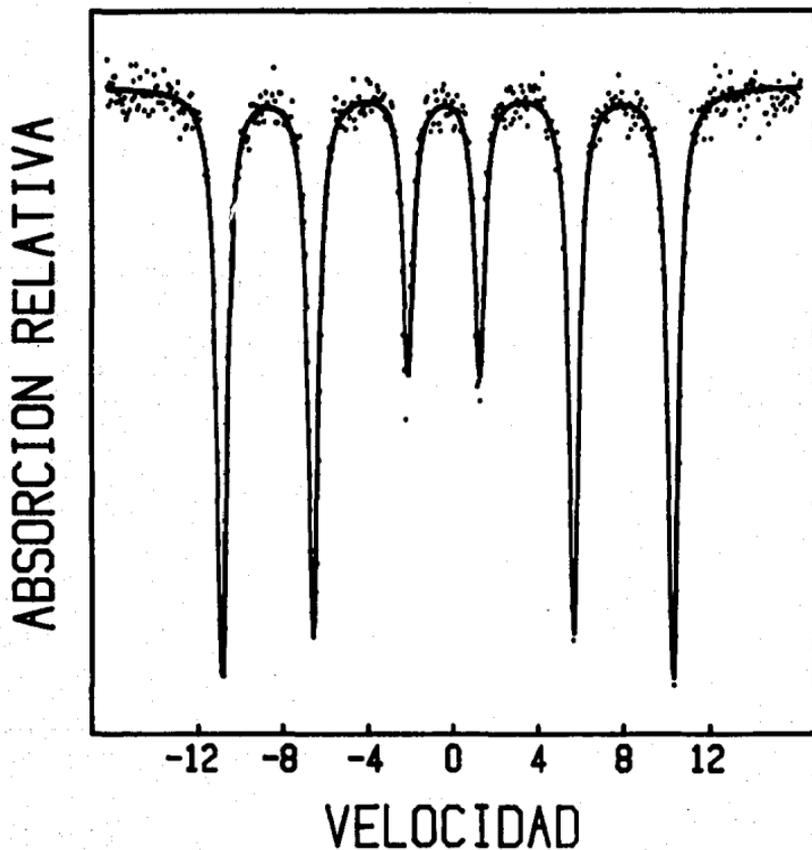


Figura (4.6 b). Espectro del Fe^{57} .

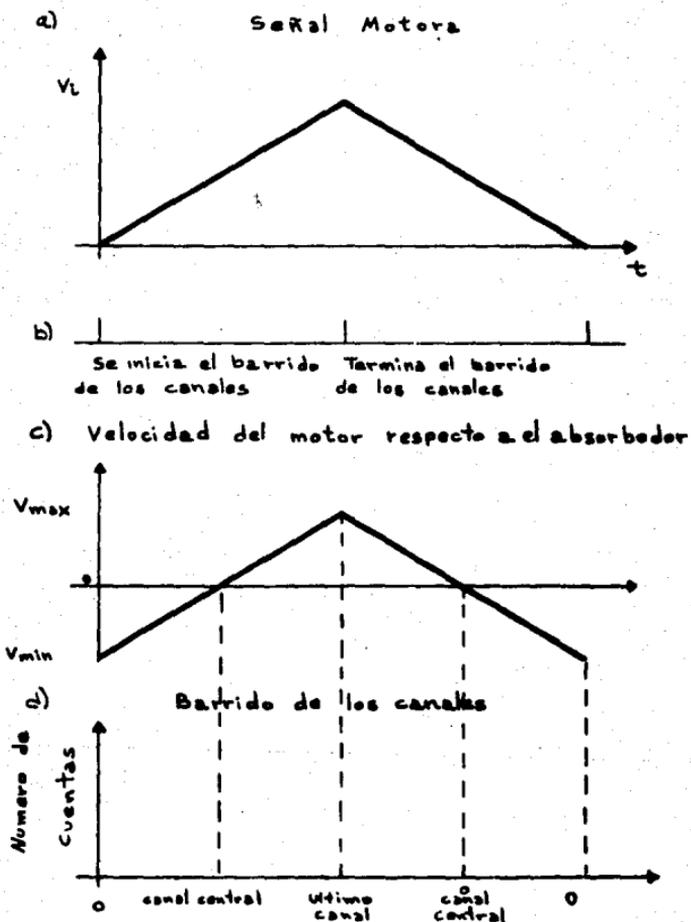


Figura (4.7). Gráficas de la sincronía del movimiento del motor con el barrido de los canales.

En realidad en cada canal está guardada la información para un determinado incremento de la velocidad del motor, lo cual se puede ver como un cambio de energía de la radiación.

CAPITULO V
SERVOMECANISMO

SERVOMECANISMO

El servomecanismo es el dispositivo con el cual se produce el adecuado movimiento del motor en sincronía con el barrido del multicanal, dicho servomecanismo es un sistema de control por retroalimentación. En la Figura 5.1 se muestra un esquema del servomecanismo. El motor (1) se tiene que mover con aceleración constante. En la Figura 5.2 se muestra esquemáticamente el motor. Este tiene una bobina motora montada en el extremo del eje libre del motor, la cual está en un campo magnético uniforme B producido por un imán permanente. Cuando se aplica una señal eléctrica a la bobina motora, el movimiento del eje del motor será proporcional a cambios de la diferencia de potencial $V(t)$ aplicada

$$x(t) \sim V(t) \quad (5.1)$$

Como el movimiento es con aceleración constante entonces

$$a(t) = a \quad (5.2)$$

por lo que la velocidad v será

$$v(t) = at \quad (5.3)$$

y

$$x(t) = \frac{1}{2} at^2 \quad (5.4)$$

De este grupo de ecuaciones se obtiene que

$$X(t) \sim V(t) = \frac{1}{2} a t^2 \quad (5.5)$$

esto quiere decir que para mover a un motor ideal se le tiene que aplicar una señal eléctrica parabólica. Sin embargo, en un motor real se tienen que superar inercias del sistema, inhomogeneidades del campo magnético así como movimientos perturbativos producidos por la fricción. Para conseguir esto se requiere de un driver que compare el movimiento del motor con la señal de entrada. Para éste fin el motor cuenta en el otro extremo del eje con una bobina sensora, es decir, con ésta se puede registrar el movimiento del motor. En ella la diferencia de potencial como función del tiempo es proporcional al cambio en el flujo magnético ϕ

$$V(t) \sim N d\phi/dt \quad (5.6)$$

donde N es el número de espiras, a su vez, el número de espiras dentro del campo magnético es proporcional al desplazamiento $X(t)$, por lo que

$$X(t) \sim N \phi(t) \quad (5.7)$$

como el movimiento tiene que ser parabólico, entonces

$$N\phi(t) \sim X(t) = \frac{1}{2} a t^2 \quad (5.8)$$

y

$$V(t) = \frac{d(\frac{1}{2} a t^2)}{dt} = kt \quad (5.9)$$

Evidentemente, para que el motor se mueva con aceleración constante, en la bobina sensora se tiene que obtener una señal eléctrica lineal (señal triangular), Figura 5.3.

La señal obtenida en la bobina sensora se utiliza como señal de error, o de retroalimentación.

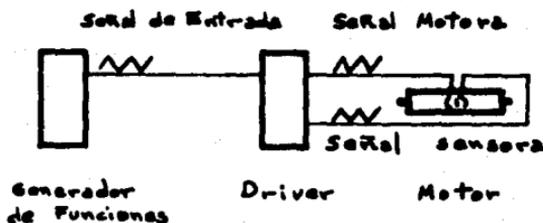


Figura (5.1). Esquema en bloques del servomecanismo.

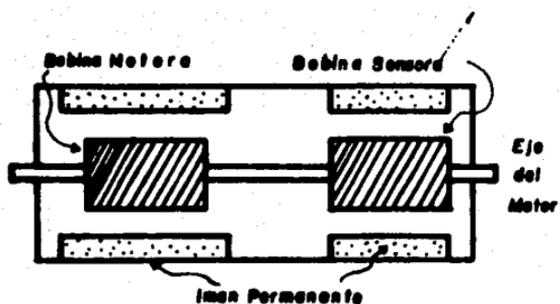


Figura (5.2). Esquema del motor.

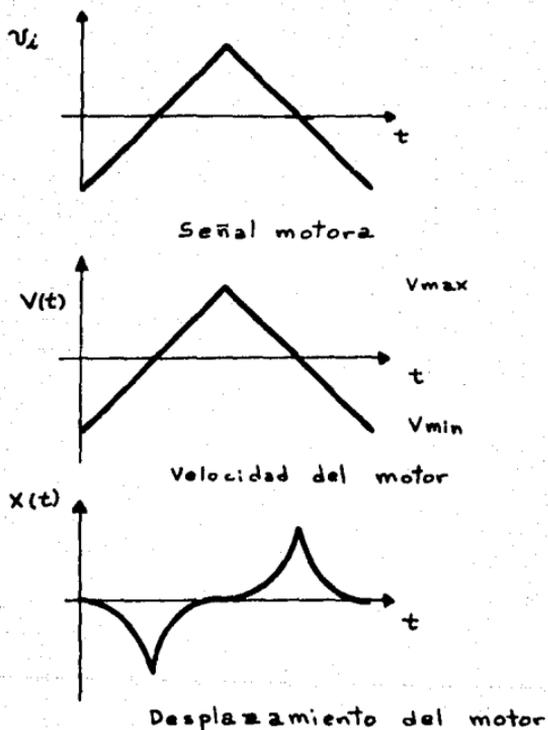


Figura (5.3). Gráficas del movimiento del motor.

Driver

Como ya se dijo, el driver es un circuito electrónico con el cual se logra el control del sistema. Para éste fin, en el driver se compara y se corrige la señal de entrada con

respecto a la señal de la bobina sensora (como ya se vió, es la que indica cómo se está realizando el movimiento del motor). En la Figura 5.4 se muestra un esquema en bloques de este sistema de control. Este circuito trabaja con retroalimentación negativa, es decir, la señal de error después de ser amplificada por el amplificador de retroalimentación β queda desfasada π radianes con respecto a la señal de entrada V_i . La señal V_i de entrada se suma en el amplificador α a la señal que viene del amplificador de retroalimentación; esta última tiene un valor de βV_o , donde β es la ganancia del amplificador β y V_o es la señal obtenida en la bobina sensora (señal de salida). Esta suma es en realidad una resta, pues las señales están desfasadas π radianes, por lo que la señal neta de entrada al amplificador estará dada por

$$V_T = V_i - \beta V_o \quad (5.10)$$

donde V_T es la señal total de entrada. Por otro lado, el valor de la señal obtenida en la bobina sensora está dada por

$$V_o = \alpha \tau V_T \quad (5.11)$$

donde α es la ganancia del amplificador α , y τ es el factor de acoplamiento de la señal inducida en la bobina sensora.

Si $\sigma = \alpha \lambda$, entonces la Ecuación 5.11 se transforma en

$$V_o = \sigma V_T \quad (5.12)$$

donde σ es la ganancia neta que se obtiene finalmente en la bobina sensora. De las ecuaciones 5.10 y 5.12 se obtiene

$$V_o = \frac{\sigma V_i}{(1 + \sigma \beta)} \quad (5.13)$$

$$\text{con } \lambda = \frac{\sigma}{1 + \sigma \beta}$$

donde λ corresponde a la ganancia total con retroalimentación en la bobina sensora. Esta ganancia λ se reduce conforme se aumenta la ganancia del amplificador de retroalimentación. Además si el factor de amplificación σ es muy grande, λ resulta ser igual a $\frac{1}{\beta}$, y en este caso solo depende del circuito de retroalimentación. Para el caso de la señal motora V_M se tiene que

$$V_M = \alpha V_T \quad (5.14)$$

Utilizando las ecuaciones 5.12, 5.13 y 5.14 se llega a que el valor de la señal motora con retroalimentación está dada por

$$V_M = \left(\frac{\alpha}{1 + \alpha \beta \lambda} \right) V_i = K V_i, \text{ con } K = \frac{\alpha}{(1 + \alpha \beta \lambda)} \quad (5.15)$$

donde K corresponde a la ganancia con retroalimentación en la bobina motora. Cuando se aumenta la amplificación de retroalimentación la señal motora se reduce, y esto es una

consecuencia de la retroalimentación negativa. Si se cumple que $\alpha \beta \tau > 1$ se tiene que $K = \frac{1}{\beta \tau}$ y en este caso, la ganancia solo depende de la ganancia del amplificador de retroalimentación y del acoplamiento τ de la señal motora que se induce a la bobina sensora. La consecuencia de esto es que se obtiene una mejor estabilidad en el sistema, pues cambios en la ganancia del amplificador α no repercuten en la señal motora, sin embargo, el hecho de tener una dependencia con el factor de acoplamiento τ produce inestabilidades en el sistema, pues τ cambia dependiendo de como esté centrado el motor, en otras palabras, τ depende mucho de la homogeneidad del campo magnético a que está sometida la bobina sensora.

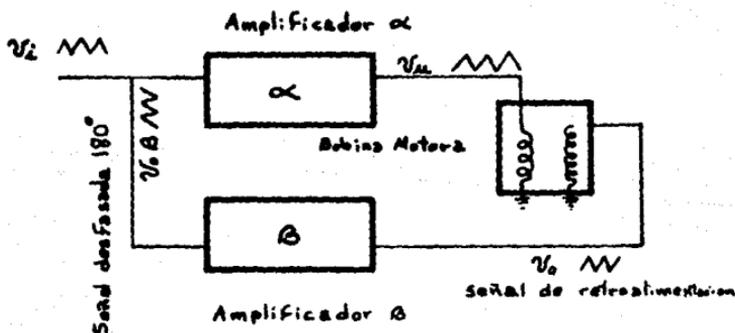


Figura (5.4). Diagrama en bloques del driver.

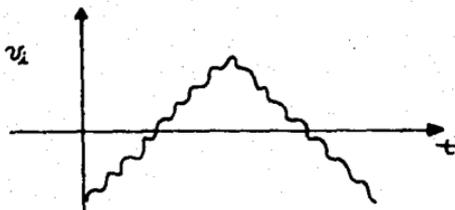


Figura (5.5). Señal de alta frecuencia montada en la señal triangular.

El principal problema de estabilidad que se presenta en este servomecanismo es el que se describe en la Figura 5.5. La inestabilidad consiste en una señal de alta frecuencia montada en la señal triangular. Dicha señal se elimina escogiendo los valores adecuados de las ganancias α y β de los amplificadores, (α debe ser grande) y obteniendo un correcto centrado del motor. Dicho centrado se obtiene con un nivel de CD que se suma a la señal de entrada V_i . Cuando la amplificación de retroalimentación β es excesiva, la señal de alta frecuencia aumenta su amplitud.

En la Figura 5.6a se muestra como opera la retroalimentación negativa para corregir la señal de

entrada. En la Figura 5.6b se muestra la señal obtenida en la bobina sensora, en la cual en el tiempo t_0 se produce una perturbación, la cual es generada por una perturbación mecánica que está produciendo un cambio en la uniformidad de la aceleración. En la Figura 5.6c se muestra para el tiempo t_1 la señal que se obtiene en la salida del amplificador de retroalimentación. El incremento $\Delta t = t_1 - t_0$ se obtiene de que la información en los circuitos electrónicos viaja a la velocidad de las ondas electromagnéticas, es decir, 2.99×10^8 m/s, y considerando que el largo del cable que une al motor con el amplificador de retroalimentación tiene una longitud de aproximadamente 2 m, se obtiene que el tiempo en que viaja la información es de 6.6×10^{-9} s. Este tiempo comparado a la señal, considerando que la frecuencia típica de la señal es de 50 cps (esto quiere decir que un ciclo se produce en 2×10^{-2} s), implica el tiempo en el que se transmite la información es el $3.3 \times 10^{-5} \%$ del ciclo de la señal, por lo que dado lo infimo de este porcentaje se puede considerar que la información se transmite instantáneamente. En la Figura 5.6d se muestra la señal motora, la cual es la suma de la señal de retroalimentación $A V_1$, mas la señal de entrada V_2 , en este caso, debido al desfase de π radianes que tiene la señal, la perturbación aparece invertida, y dado que los eventos son prácticamente instantáneos, en dicha suma se corrige la perturbación, pues en el fondo lo que se está haciendo con la perturbación invertida es aplicar una fuerza generada por una interacción

electromagnética en contra de la fuerza que está produciendo la perturbación mecánica. El resultado de todo esto es que instantáneamente se obtiene una corrección del movimiento del motor, y con esto la señal que aparece en la bobina sensora es como la que se muestra en la Figura 5.6e. Es claro que la perturbación que aparece en las gráficas 5.6a, 5.6b y 5.6d no se pueden ver en el osciloscopio, pues son eventos prácticamente instantáneos.

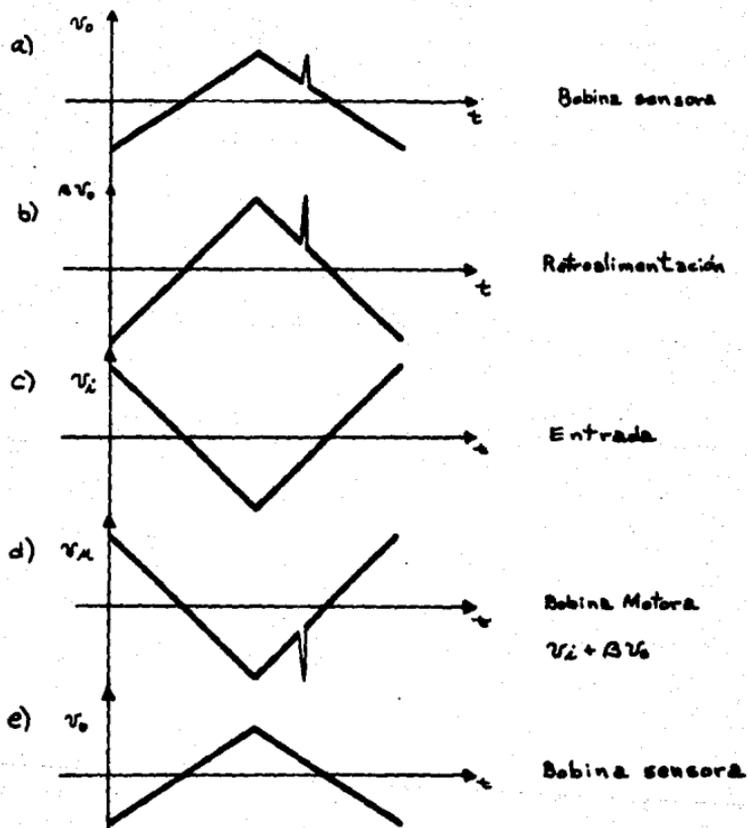


Figura (5.5). Operación de la retroalimentación negativa.

El driver que se utiliza es un modelo FAR-1990 que fue fabricado en el Laboratorio de Física Atómica y Molecular, y

fue dicha fabricación uno de los objetivos principales de esta tesis. El driver y sus conexiones se muestran en la Figura 5.7, mientras que el circuito electrónico está en la Figura 5.8.

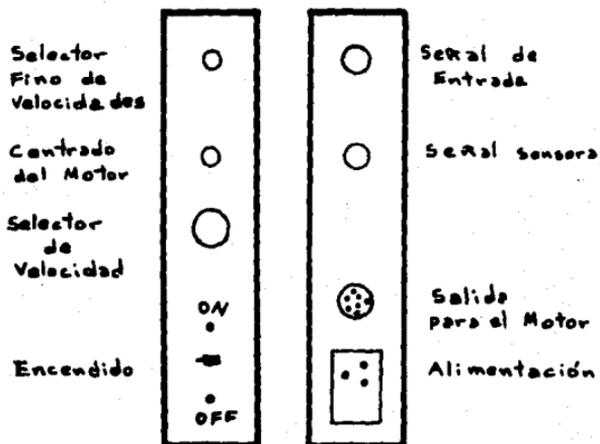


Figura (5.7) Conexiones del driver.

El driver cuenta con un selector fino de velocidades, el funcionamiento de este selector es simple: la aceleración del motor se incrementa proporcionalmente a la amplitud de la señal de entrada V_1 , entonces el selector no es mas que un simple divisor de alto voltaje formado con ríostato variable con el cual se regula la amplitud de la señal de entrada.

Cuenta también con un selector de altas y bajas velocidades, y el funcionamiento es análogo al otro selector, solo en este caso el divisor solo tiene dos valores, pues consiste en un conmutador de dos resistencias.

El control de centrado del motor funciona proporcionando a la señal motora V_2 un nivel de CD, esto se consigue con un divisor de voltaje, el cual no es mas que un ríostato variable cuyos extremos están conectados a la fuente de alimentación de 112 V y el central se conecta via una resistencia en serie a la entrada del amplificador.

La conexión que corresponde a la señal de entrada V_3 se conecta directamente a la salida del generador de funciones.

La terminal correspondiente a la señal sensora toma información de esta señal en la salida del primer amplificador de retroalimentación. La terminal sensora se conecta a la entrada de un osciloscopio, en donde se está corroborando continuamente dicha señal. Como ya se dijo anteriormente, dicha señal tiene que ser triangular. Una prueba crucial consiste en restar en el osciloscopio la señal de entrada V_3 con la señal de retroalimentación (con

los ajustes de amplitud del osciloscopio se da la misma amplitud a ambas señales), si la resta da cero, quiere decir que el movimiento del motor es parabólico (con aceleración constante). Mientras más lejos esté esta resta de cero, mayor error se tendrá en el movimiento del motor.

El amplificador de retroalimentación está constituido por dos etapas de amplificación, las cuales utilizan amplificadores operacionales 741. El amplificador es un amplificador operacional modelo 748.

El amplificador de potencia es un arreglo de emisión común, y utiliza los transistores de potencia 2955 y 3055.

El driver cumple bien su función. Incluso se le comparó con un driver fabricado en Alemania, marca WISSEL, y se probó que es tan bueno como este último. La única gran diferencia que existe entre los dos drivers consiste en que el driver alemán cuesta 4000 u.s., mientras que el driver PAN-1990 tiene un costo de 400.

Motor

El motor requerido debe contar con una bobina sensora la cual debe de estar dentro de un campo magnético independiente del campo en donde se encuentre la bobina motora. Con esto se evita efectos de inducción mutua y distorsiones producidas en el campo donde se encuentra la bobina sensora debidas a la presencia del campo donde se

encuentra la bobina motora. Además debe de poder trabajar en el intervalo de velocidades que requiere la espectroscopia Mössbauer.

CAPITULO VI
MANUAL DE OPERACION Y CALIBRACION

MANUAL DE OPERACION Y CALIBRACION

Para poder tomar un espectro Mössbauer se tienen que seguir los siguientes pasos:

- a) Se enciende el detector y el preamplificador.
- b) El multicanal se opera como analizador de altura de pulsos (PHA). Se quita el absorbedor y se comienza a almacenar información en el multicanal. En la Figura (5.1) se muestra la gráfica de altura de pulso correspondiente a una fuente de Fe. En esta se observan varios picos de los cuales se tiene que seleccionar el de 14.4 KeV, para esto se pone un filtro de aluminio, el cual absorbe el pico de 6.4 KeV inmediato anterior al de 14.4 KeV, por lo cual, cuando se vuelve a almacenar información, dicho pico sale más pequeño. Posteriormente, con las ventanas de discriminación, se quitan todos los picos, excepto el de 14.4 KeV .
- c) Una vez seleccionado el pico, se monta la muestra que se deseé estudiar y nuevamente se verifica que se esté obteniendo el pico deseado, ya que el absorbedor puede correrlo ligeramente.
- d) A continuación se cambia la función de ADC al modo de multiescalación MCS en la forma de UPUF y se seleccionan los canales deseados. El multicanal va a pedir si se utiliza el Remote, y se dice que no. Ahora el selector de funciones se coloca en Status y aquí se coloca el mismo intervalo de memoria que se colocó en el modo anterior. Seguidamente, el selector se coloca en Preset.

Primeramente va a aparecer en la pantalla ADC = 1, se dice que no, y aparece PresetSweep = 1, entonces se cambia a PresetSweep = 0. Después aparece el DwellTime y se selecciona el modo externo (EXT). El DwellTime se pone DwellTime = 1. Con esto, el multicanal está listo para trabajar con barrido externo.

- e) Se enciende el generador de funciones y el driver, seguidamente se conecta el interruptor de los pulsos de barrido que dan inicio al funcionamiento de todo el sistema.
- f) Dependiendo de la rapidez con la que esté saliendo el espectro, se cambia o no dicha velocidad y se vuelve a correr el espectro.
- g) Los espectros obtenidos en el multicanal se mandan al sistema de cómputo mediante los puertos adecuados y aquí es donde se llevan a cabo los ajustes y estudios de los espectros.

Es importante mantener el equipo siempre limpio, así como limpiar periódicamente el ventilador y el cinescopio. De lo contrario, el multicanal se apaga y se puede perder información de varios días. Cuando se va la luz, generalmente se limpian los modos de operación y las memorias del multicanal, por lo cual es importante estar guardando información en la computadora.

Calibración

Para calibrar el espectrómetro se obtuvieron y ajustaron espectros tomados de muestras de ^{57}Fe , acero inoxidable, y nitroferrocianuro de sodio (SNP). Estas muestras se escogieron por el hecho de que sus parámetros Mössbauer son ampliamente conocidos (desdoblamiento cuadrupolar, corrimiento isomérico, campo magnético).

Los datos obtenidos en el espectrómetro de las muestras antes citadas, se introducen en un archivo de datos mediante un programa de cómputo denominado (Alisamiento de datos)¹⁰. Con este programa también se obtuvieron las gráficas (6.1), (6.2), y (6.3) las cuales corresponden a los espectros de ^{57}Fe , acero inoxidable, y SNP, respectivamente.

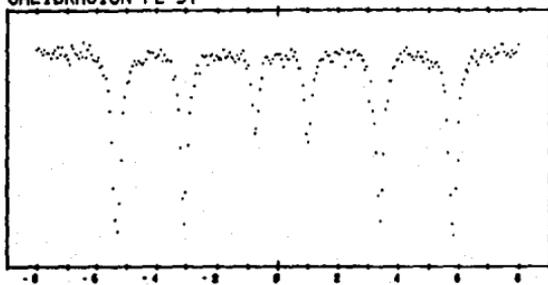
Para ajustar los espectros se utiliza un programa de cómputo llamado "MM/Sirius V 2.9"¹¹. La idea básica usada en el programa, es que casi todas las constricciones que se encuentran en la evaluación del espectro Mössbauer pueden ser descritas en términos de una transformación lineal inhomogénea de los parámetros Mössbauer independientes. Esta transformación es la llamada "T-matriz", el orden de dicha matriz es de $3n+1$ donde n es el número de parámetros independientes. Con dichas matrices se calculan aproximadamente los eigenvalores del Hamiltoniano correspondiente a las interacciones hiperfinas, con cada matriz se puede ajustar un espectro determinado. La manera como se obtienen los valores de la energía es la siguiente: se introducen en la matriz una serie de parámetros

(velocidad por canal, línea base, amplitud de los picos, corrimiento isomérico, desdoblamiento cuadripolar, campo magnético, ancho de línea); con estos datos el programa hace una simulación del espectro, y enseguida hace un ajuste por mínimos cuadrados entre la simulación y el espectro experimental. Con los datos obtenidos del ajuste se vuelve a hacer la simulación y nuevamente se realiza el ajuste, esto se realiza recurrentemente hasta que el ajuste converge, y la estadística es la adecuada. Los valores obtenidos de los parámetros Mössbauer (corrimiento isomérico, desdoblamiento cuadripolar y campo magnético) son valores de energía que corresponden a las interacciones hiperfinas.

La selección de la matriz depende de las características del espectro; por ejemplo, si se tienen seis picos en un espectro se utiliza una matriz para campo magnético; si se trata de un doblete se utiliza una matriz para el desdoblamiento cuadripolar. Existen también matrices para interacciones combinadas, en las cuales se puede tener campo magnético débil y desdoblamiento cuadripolar grande, o también, campo magnético grande y desdoblamiento cuadripolar chico; existen así una serie de matrices para casos particulares.

En las gráficas (6.4), (6.5) y (6.6) se dan los ajustes correspondientes al ^{57}Fe , acero inoxidable y NPS respectivamente. En las tablas (6.1), (6.2) y (6.3) se dan los parámetros Mössbauer obtenidos de los respectivos ajustes.

CALIBRACION FE 57

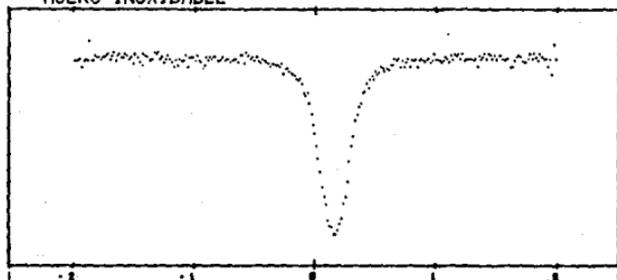


Calibracion Fe 57

55000	55126	54897	54789	54987	54876	54879	54571	54842	55024	54598
55247	54795	55221	54668	54737	54476	54219	55300	55116	54845	54757
54567	54892	54646	55478	54571	55016	55306	54762	54514	54412	54418
54612	54027	54151	53576	53427	52643	51468	49721	47075	45198	44515
46147	48629	51423	52301	53143	53177	53777	54158	54423	54210	54409
54294	54226	54343	54498	54909	54854	54803	54820	54610	54661	54724
54999	54419	54786	54404	54497	54414	54366	53286	53507	52422	51575
49284	46389	45004	46785	49533	51361	52289	52986	53650	54112	53687
54642	54599	54638	54122	54671	54717	54371	54663	54614	54475	54508
54981	54548	54640	54824	54543	54508	54336	54637	54468	54789	54891
54350	53965	54135	52987	51880	50219	50532	51447	52750	53385	54187
54574	54581	54409	54185	54517	54673	54724	54797	54712	54475	54025
54706	54473	54511	54981	54559	54805	54413	53921	53895	52910	52088
50161	49665	50750	52398	53340	53711	54030	54403	54461	54491	54878
54647	54693	54336	54330	54882	54885	54755	54751	55004	54891	54021
54868	54862	54499	54886	54978	54667	54736	54663	54425	53882	54018
52030	53172	51489	50808	49091	46563	45154	46834	48977	51571	52038
53191	53249	53952	53987	54410	54500	54760	54271	54912	55118	54710
54741	54528	54418	54587	54835	54607	54576	54258	54810	54383	53937
54343	54023	54234	54262	53998	53625	52905	52603	50960	49072	46624
44956	44335	46930	48634	50852	52231	53033	53335	53884	53733	54253
54557	54441	54918	54318	54144	54538	54760	54953	54639	54724	54600
54319	55118	54778	54861	55252	55257	54854	54704	54731	54571	54977
54776	54817	55304								

Figura (6.1) Datos del Fe⁵⁷.

ACERO INOXIDABLE

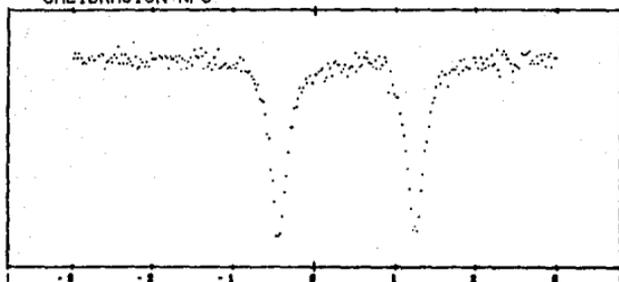


Acero inoxidable

32554	32564	32587	32654	32159	32544	32654	32541	33847	32627	32622
32878	32822	32847	32726	32826	32837	32910	32983	32645	32859	33084
32584	32928	32991	32805	32834	32993	32955	32731	32822	32420	32976
32998	32846	32444	32265	33034	32880	32750	32556	32723	32686	33089
32990	33127	32678	32796	32503	32704	32908	32741	32504	32204	32598
32314	32717	32625	32586	32912	32159	32816	32828	32816	32605	32908
32624	32532	32028	32243	32841	32564	32836	32671	32794	32835	32543
32621	32678	32843	32616	32673	32654	32495	32631	32671	32743	32531
32935	32855	32333	33069	32878	32743	32821	32550	32754	32785	32593
32532	32678	32624	32450	32399	32134	32331	32355	32284	32251	32192
32392	31599	32073	32086	31903	31739	31678	31573	31343	31197	31363
30979	30405	30144	30347	29692	28969	28217	27625	26819	26017	25093
24030	23398	22818	21855	21546	21379	21026	20979	21200	21633	21944
22971	23349	24458	25751	26792	27451	28510	28949	29468	29628	30437
30470	31007	30751	31347	31557	31342	31860	31662	31774	32159	32018
31899	32023	31922	32276	32237	32654	32548	32654	32159	32587	32156
32458	32658	32145	32698	32587	32654	32159	32587	32698	32587	32456
32598	32698	32456	32587	32987	32654	32654	32598	32456	32598	32784
32658	32475	32856	32748	32965	32874	32985	32654	32987	32587	32659
32654	32658	32654	32589	32658	32159	32875	32698	32784	32968	32654
32987	32854	32659	32865	32741	32659	32854	32915	32691	32548	32654
32695	32147	32159	32587	32764	32948	32764	32569	32486	32458	32654
32958	32654	32987	32847	32548	32964	32784	32695	32654	32158	32687
31658	33598	32654								

Figura (6.2) Datos del Acero inoxidable

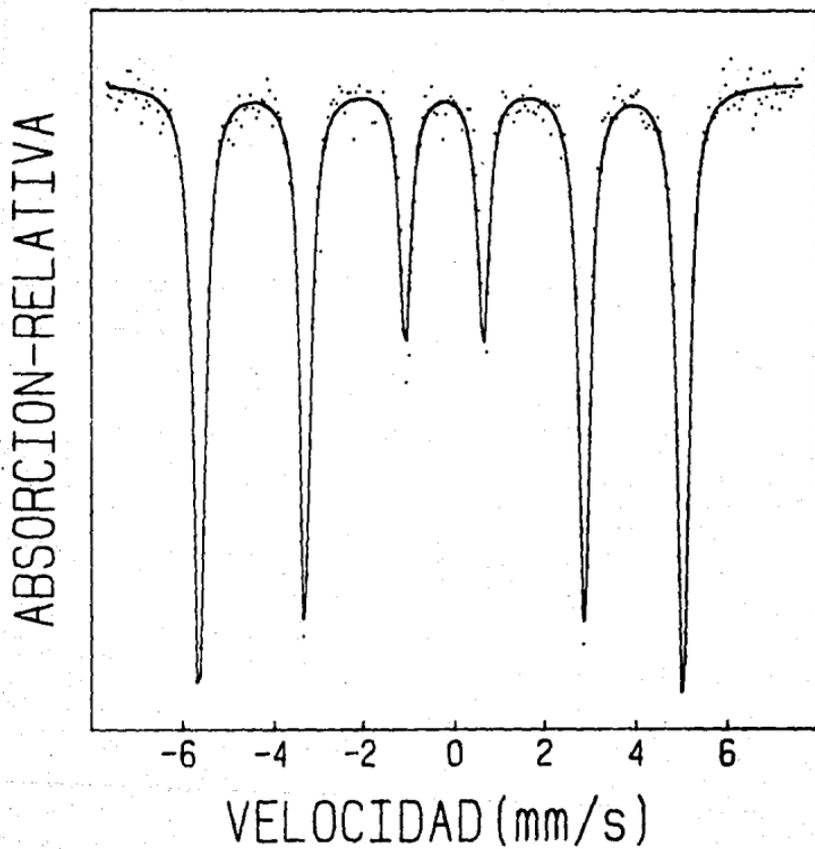
CALIBRACION NPS



Calibracion NPS

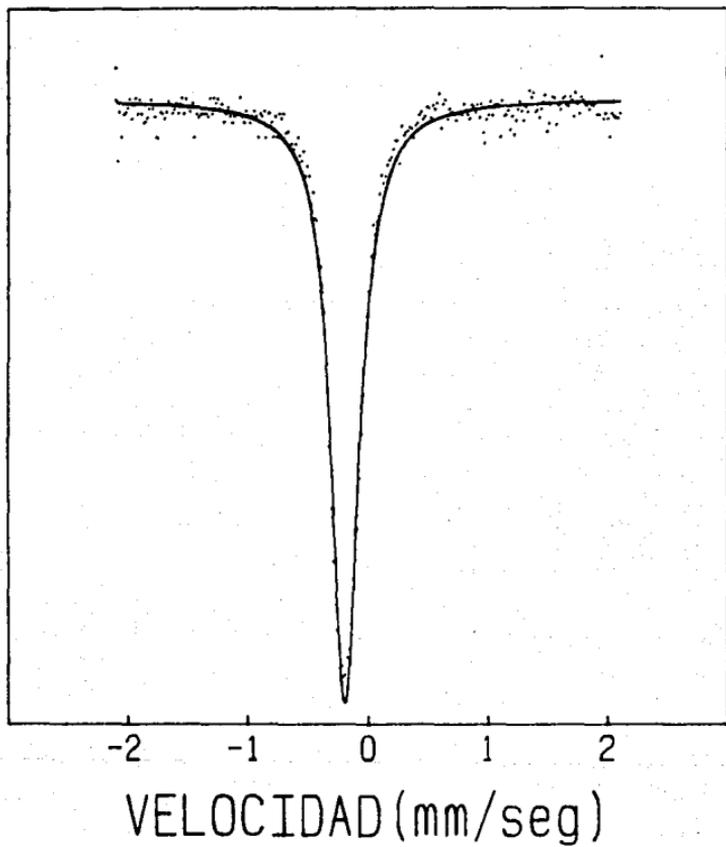
59654	59874	59683	59874	59632	59340	59430	59385	59678	59523	59699
59514	59490	59699	59747	59854	59802	59139	59470	59520	59690	59445
59791	59668	60124	59396	59792	59378	59817	59340	59561	59475	59331
60366	59720	59155	59242	59607	59480	59259	59454	59250	59876	59567
59614	59588	59739	59659	59595	59725	59678	59146	59742	59620	59601
59717	59436	59736	59078	59611	59487	59164	59466	59632	59308	60008
59698	59637	60070	59713	59180	59899	59249	59345	59086	59661	59334
59991	59187	59260	59319	59406	59142	59253	59185	59333	59132	59361
59676	59003	59540	59043	58954	59000	58840	58687	58473	58154	58353
57736	57694	57597	57040	56160	55971	54535	54035	53170	51657	51678
51763	52512	53602	54286	55332	56443	56449	57328	57374	57758	58244
58031	58233	58700	58449	58774	58527	58424	58876	58898	58993	59097
59141	58598	58720	59349	59132	58822	59381	59420	59319	59325	59020
59185	59313	58834	59171	59233	59242	59895	59046	59643	59218	59290
59691	59859	59607	59429	59364	59236	59487	59196	59735	59197	59305
59679	59441	58004	59047	58372	57935	57849	57852	57074	56636	56128
55421	54606	53704	52857	51960	52048	51902	52526	53647	54353	55396
55827	56544	57196	57591	57815	58312	58791	58430	59004	58862	58894
58332	58985	59094	59101	59059	59254	58896	59519	59113	59573	59238
59151	59166	59658	59665	59433	59197	59647	59077	59350	59172	59617
59299	59781	59288	59391	60013	59102	58842	59810	59919	59789	59605
59608	59363	59047	59294	59211	59128	59872	59770	59777	59853	59949
59391	59536	59358	59719	59391	59818	59487	59816	59243	59699	59873
59241	59684	59687								

Figura (6.3) Datos del NPS



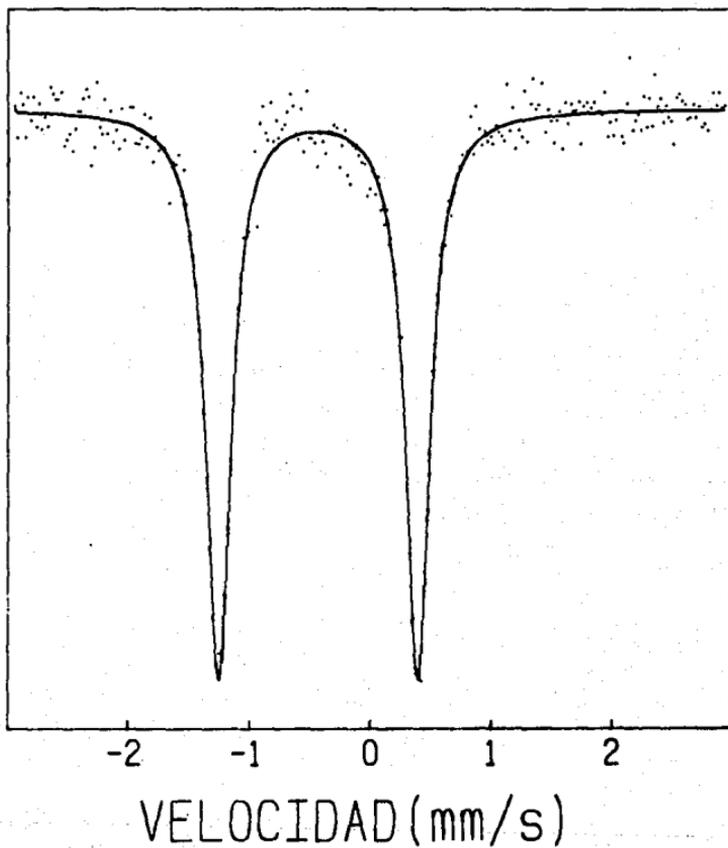
Gráfica (6.4). Ajuste del Fe^{57} .

ABSORCION-RELATIVA



Gráfica (6.5). Ajuste del Acero inoxidable.

ABSORCION-RELATIVA



Gráfica (6.6). Ajuste del NPS.

T-matrix: sex1-3.mat
1 SEXTET (EQUAL WIDTHS+QUADR.)

Parameter	Value	Error
BASE LINE	55046.45000	24.22722
AMPLITUDE (1-6):	11007.03000	97.31075
AMPLITUDE (2-5):	9574.12500	95.35002
AMPLITUDE (3-4):	4592.37900	90.22523
ISOMER SHIFT:	-0.23705	0.00114
G. S. :	-0.07825	0.00228
MAGN. FIELD (KG):	330.33300	0.08721
COMMON WIDTH:	0.30128	0.00394

VELOCITY: 7.646 mm/s

Tabla (6.1) Parámetros Mössbauer correspondientes al Fe⁵⁷.

T-matrix: tiiii.mat

1 SINGLET

Parameter	Value
BASE LINE:	32949.29000
AMPLITUDE:	12525.63000
ISOMER SHIFT:	-0.16930
LINE WIDTH:	0.28433

VELOCITY: 2.10 mm/s

Tabla (6.2) Parámetros Mössbauer
correspondientes al acero inoxidable

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

T-matrix: t21211.mat

1 SYMMETRICAL QUADUPOLE DOUBLET

Parameter	Value
BASE LINE:	59843.97000
AMPLITUDE:	7930.22700
ISOMER SHIFT:	-0.41805
Q. SPLITTING:	1.65365
LINE WIDTH:	0.23948

VELOCITY: 2.944 mm/s

Tabla (6.3) Parámetros Mössbauer
correspondientes al NPS.

CONCLUSIONES

En este trabajo se ha diseñado y construido un servosistema para controlar el movimiento de un motor en el cual se monta una fuente radioactiva. Este dispositivo es el "corazón" de un espectrómetro Mössbauer y su buen funcionamiento es sinónimo de un buen espectrómetro.

A pesar de que el diseño es muy simple y de que se emplearon circuitos operacionales comunes, el funcionamiento del driver es comparable al de los sistemas comerciales. No es necesario recalcar que el costo de este sistema es mucho menor que el de los drivers comerciales (aproximadamente 4000 U. S. dols). Desde luego el sistema se puede complicar añadiéndole exhibidores (displays) digitales u otros sistemas de control "ocultos", pero el propósito de esto sólo sería aumentar el precio sin mejorar el funcionamiento.

B I B L I O G R A F I A

- 1) Green Wood and Gibb, Mössbauer Spectroscopy. Chapman and Hall Ltd. London, 1971.
- 2) Dickson and Bery, Mossbauer Spectroscopy. Cambridge University Press. 1966.
- 3) Stevens and Shenoy, Mössbauer Spectroscopy and Its Chemical Applications. American Chemical Society. 1961.
- 4) A. Vértes, L. Korecz and K. Burger, Mössbauer Spectroscopy. El Sevier Scientific Publishing Company. 1979.
- 5) Janot C. , L'effet Mössbauer et ses Aplications. Masson et Cie. Editeurs. Paris, 1972.
- 6) Werthein G. , The Mossbauer Effect. Academic Press. Nw York, 1964.
- 7) Travis C. J. , The Electric Field Gradient Tensor in an Introduction to Mössbauer Spectroscopy. Edited by May L. Plenum Press. New York, 1971.

REFERENCIAS

- 1) Gunther K. Wertheim, Mössbauer Effect, Principles and Applications. Academic Press, 1971.
- 2) Gunther K. Wertheim, Mössbauer Effect, Principles and Applications. Academic Press, 1971.
- 3) R. Gómez G. , M. Jimenez J. , M. L. Marquina F. y V. Marquina F. , Introducción a la Espectroscopia Mössbauer. Laboratorio de Física Atomica y Molecular UNAM. , 1976.
- 4) M. L. Marquina F. , V. Marquina F. y Raul Gómez G. , Interaccion Cuadripolar Electrica; Espectroscopia Mössbauer. Laboratorio de Física Atomica y Molecular UNAM. , 1976.
- 5) Vivianne Marquina F. , Tesis Profesional, Tensor Gradiente de Campo Electrico en Compuestos de Hierro. Facultad de Ciencias UNAM. , 1976.
- 6) M. L. Marquina F. , V. Marquina F. y Raul Gómez G. , Interaccion Cuadripolar Electrica; Espectroscopia Mössbauer. Laboratorio de Física Atomica y Molecular UNAM. , 1976.
- 7) M. L. Marquina F. , V. Marquina F. y Raul Gómez G. , Interaccion Cuadripolar Electrica; Espectroscopia Mössbauer. Laboratorio de Física Atomica y Molecular UNAM. , 1976.
- 8) R. Gómez G. , M. Jimenez J. , M. L. Marquina F. y V. Marquina F. , Introducción a la Espectroscopia Mössbauer. Laboratorio de Física Atomica y Molecular UNAM. , 1976.
- 9) Stevens and Shenoy, Mössbauer Spectroscopy and Its Chemical Applications. American Chemical Society. 1981.
- 10) Ricardo Gómez Aiza, Programa de Alisamiento de Datos. Laboratorio de Física Atómica y Molecular UNAM.
- 11) L. Bottyan, Gy. Fodor, K. Kulcsar and D.I. Nagy. MM/Sirius Mössbauer Data Handling and Least Squares Fit Program. Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary, 1980.