

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN
ESPECTROMETRO MOSSBAUER

INSTITUTO DE FISICA



BIBLIOTECA
JUAN B. DE OYARZABAL

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

p r e s e n t a

ANGEL ARTURO NOGUEIRA JIMENEZ

México, D. F.

1973



Universidad Nacional
Autónoma de México



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 esta 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.

A mi madre

A mis hermanos

A la memoria de mi padre

Con cariño a Alejandra

Mi agradecimiento al M. en C.
Raúl Gómez González por su
dirección, ayuda y estímulo en la
elaboración de la presente tesis

Agradezco gustosamente a
M. en C. Gertrudis Kurz de Delara,
Dr. Guillermo Aguilar Sahagún,
Fis. Justino Guzmán López,
Dr. Eduardo Muñoz Piccone
por sus constructivas sugerencias

Agradezco a mi estimado amigo
Roberto Toca Lazcano por su
colaboración y comentarios útiles

Indice

| | Pag. |
|--|------|
| Introducción | 1 |
| Capítulo 1 FENOMENO BASICO | 3 |
| Absorción resonante. Emisión de gammas por núcleos excitados. Conclusiones. | |
| Capítulo 2 EL EFECTO MOSSBAUER | 16 |
| Atomos fijos en una red cristalina. Absorción nuclear resonante. Deteccion de la absorción resonante. | |
| Capítulo 3 INSTRUMENTACION | 23 |
| Arreglos experimentales para observar la absorción resonante de rayos gamma. Preparación de las fuentes. Detección y amplificación. Analizador monocanal. Analizador multicanal. Tecnicas de modulación | |
| Capítulo 4 GENERADOR DE DESPLAZAMIENTOS CON ACELERACION CONSTANTE | 34 |
| Sistemas de control. Retroalimentación. Servomecanismos. Amplificadores con retroalimentación. Amplificadores operacionales. Consideraciones para diseño. Análisis del circuito. El sensor de <u>velocidad</u> . | |
| Capítulo 5 VERIFICACION Y CALIBRACION DE LA VELOCIDAD | 51 |
| Verificacion electrónica. Verificación óptica. Verificación de la velocidad máxima como función de | |

| | |
|---|------|
| la señal de entrada. Calibración de la velocidad. | Pag. |
| Capítulo 6 RESULTADOS Y CONCLUSIONES | 60 |
| Resultados. Conclusiones. | |
| Referencias | 68 |
| Bibliografía | 69 |

INTRODUCCION

Al estar estudiando la absorción nuclear por el procedimiento de Malfors, R. L. Mossbauer observó, en 1957, un efecto anómalo en la dependencia con la temperatura de la radiación correspondiente a la transición de 129 Kev del Ir 191. Su propósito era determinar el ruido de fondo del aparato, en ausencia de dispersión resonante, y para ello enfrió con aire líquido tanto al emisor como al absorbedor. Dado que al disminuir la temperatura los espectros de emisión y de absorción deberían separarse, se esperaba un aumento en la transmitividad del absorbedor; lo que Mossbauer obtuvo fué precisamente lo contrario; el conteo disminuyó en relación al conteo de los sistemas no enfriados.

La interpretación de este efecto, que Mossbauer publicó en 1958 y 1959, le valía mas tarde el Premio Nobel.

Con estas publicaciones se inicia la investigación de la absorción nuclear resonante de rayos gamma, o efecto Mossbauer. En ellas se hace ver que al producirse la emisión o la absorción de rayos gamma por los núcleos de átomos que se encuentran en una malla cristalina, estos no necesariamente retroceden, ya que no siempre la energía de retroceso es suficientemente alta como para excitar un modo vibracional (fonón) en la red cristalina de la cual forma parte.

Al no producirse un retroceso en el núcleo emisor (y absorbedor), el ancho de la línea de emisión (o de absorción) queda determinado solamente por la vida media del nivel excitado. Este hecho proporciona una herramienta poderosa para

el análisis de modelos nucleares, ya que toda interacción del núcleo con campos externos que altere el diagrama de los niveles energéticos en cantidades del orden del ancho natural de la línea, será detectable en experimentos que utilicen este principio.

El propósito de este trabajo es el de integrar un sistema de detección nuclear adecuado para la observación del efecto Mossbauer.

Capítulo 1

FENOMENO BASICO

1.1 Absorción Resonante

En ciertas condiciones es posible observar una absorción parcial de la radiación electromagnética que incide sobre un sólido, un líquido o un gas, la cual es inmediatamente reirradiada. Un caso especial de este fenómeno es la fluorescencia resonante, en el cual la radiación absorbida y reemitida son de la misma frecuencia (dispersión de Raleigh). El ejemplo más conocido de esta fluorescencia es la radiación emitida por vapores de sodio que se iluminan con la luz amarilla de la línea D correspondiente a la transición de los átomos de sodio, de un estado excitado con energía E_e a el estado base caracterizado por la energía E_b ; los cuantos de luz emitidos en la transición $E_e \rightarrow E_b$ (cuya frecuencia es $\nu = (E_b - E_e)/h = E_o/h$), pueden utilizarse para excitar a los átomos del gas en la transición inversa $E_b \rightarrow E_e$. (fig. 1.1)

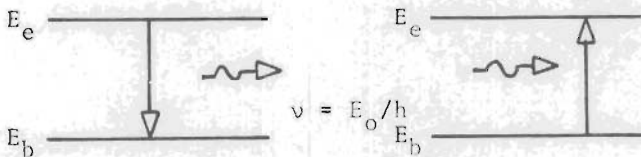


Fig.1.1 Absorción resonante.

El proceso de absorción resonante ocurre cuando el fo-

tón incidente tiene justamente la energía necesaria para llevar a cabo la transición del estado base E_b a un estado excitado E_e . Una vez en el estado excitado y al cabo de un tiempo τ (llamado vida media del nivel excitado, que en este caso es de 10^{-8} s.), estos átomos retornan al estado base E_b con la emisión de luz fluorescente.

En 1929, Kuhn sugirió que el análogo nuclear de la absorción resonante óptica, sería la absorción resonante de los rayos gamma emitidos por los núcleos de una muestra radiactiva. La radiación de la fuente causaría una transición inversa en el absorbedor a aquella correspondiente a la transición en los núcleos del mismo tipo del emisor; sin embargo, todos los esfuerzos hechos en las siguientes dos décadas para observarla fueron infructuosos.

El proceso de emisión de gammas por núcleos excitados es tratado desde puntos de vista distintos, en los cuales el núcleo puede estar ligado a una estructura cristalina, o puede estar libre (como en el caso de un gas).

1.2 Emisión de Gammas por Núcleos Excitados

1.2.1 Emisión de gammas por núcleos fijos.- Consideremos un núcleo excitado con energía E_e , que decae al estado base con energía E_b , emitiendo un fotón cuya frecuencia es

$$\nu = \frac{E_e - E_b}{h} = \frac{E_o}{h}$$

Consideremos ahora otro sistema que puede absorber al fotón emitido por el primer sistema, haciendo que este último pase del estado base E'_b , a un estado excitado E'_e ; la condición para que se produzca la absorción resonante es:

$$E_o = E_e - E_b = E'_e - E'_b.$$

En un sistema que consiste de un gran número de subsistemas cuánticos idénticos, excitados con la misma energía E_c y estrictamente fijos en el espacio, el espectro de emisión será como el mostrado en la fig.1.2.

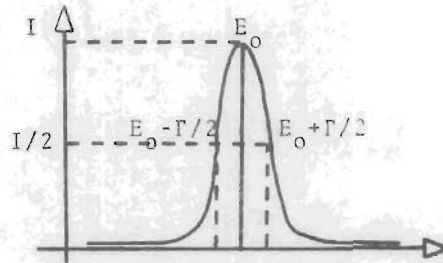


Fig.1.2 Espectro de emisión para núcleos fijos.

La energía promedio de los fotones emitidos será $E_0 = E_c - E_b$; sin embargo, debido al principio de incertidumbre, existe una dispersión de la energía en torno a E_0 , ya que la vida media τ del nivel excitado es finita, lo que ocasiona una incertidumbre ΔE en la energía del nivel excitado (fig. 1.3); esto es,

$$\Delta t \cdot \Delta E \leq \hbar$$

Ahora bien, para el estado base

$$\Delta t = \infty \Rightarrow \Delta E = 0$$

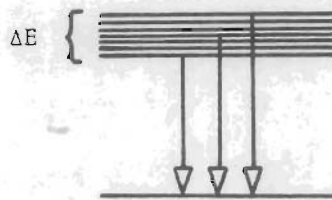


Fig.1.3 Incertidumbre en la energía del nivel excitado.

y para el estado excitado

$$\Delta t = \tau = \text{finito} \Rightarrow \Delta E \text{ sea finita}$$

de donde

$$\tau \cdot \Delta E = \hbar$$

asi que

$$\Gamma = \Delta E = \hbar/\tau$$

De acuerdo con la mecánica cuántica, la probabilidad relativa de emisión $P_{em}(E)$ de un cuanto de energía E , está dado por la relación ¹

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

que es una distribución de Lorentz en torno a E_0 *. Para que

$$P_{em}(E) = \frac{1}{2} P_{em}(E_0)$$

es necesario que

$$E = E_0 \pm \Gamma/2$$

en donde Γ se conoce con el nombre de ancho natural de la línea de emisión y es igual al ancho de la línea de emisión a media altura.

* Este resultado se obtiene tambien de consideraciones semiclásicas, tomando la radiación de una carga oscilante $I(\nu) = \text{Cte}/\{(\nu-\nu_0)^2 + \gamma^2/4\}$, donde γ es la constante de amortiguamiento. El ancho natural de la línea es el ancho completo a media altura y es precisamente γ .

Su valor queda determinado, como ya vimos, por el principio de incertidumbre de Heisenberg

$$\Gamma = \hbar/\tau$$

y es proporcional a la probabilidad total de transición del sistema de un estado E_e a un estado E_b

La probabilidad relativa de absorción P_{abs} de un cuanto de energía E , o contorno de la línea de absorción, queda descrito también mediante la ecuación

$$P_{\text{abs}}(E) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.0)$$

Por lo tanto, cualquier estado excitado queda caracterizado no solo por la magnitud de la energía de excitación resonante, sino que también por el ancho intrínseco de la línea Γ .

La razón de este ancho a la energía de transición resonante Γ/E_0 , se define como la precisión de entonamiento, necesaria para que ocurra la resonancia.

1.2.2.- Emisión de gammas por núcleos libres.- Supongamos que un núcleo libre, que se mueve con una velocidad \underline{v} , sufre una transición entre E_e y E_b , tal que $E_0 = E_e - E_b$ (fig.1.4)

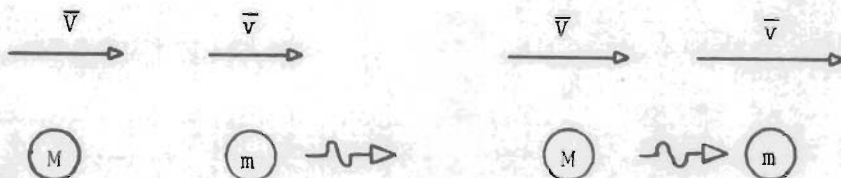


Fig.1.4 Emisión y absorción de un fotón por núcleos libres.

Entonces, por la conservación de ímpetu,

$$M\underline{V} = m\underline{v} + E'_0/c$$

y por conservación de masa

$$M\underline{V}^2/2 + E_0 = m\underline{v}^2/2 + E'_0$$

Donde M , m , \underline{V} y \underline{v} son las masas y velocidades del átomo antes y después de la emisión respectivamente. Substituyendo tenemos

$$E'_0 = E_0 - \frac{(E'_0)^2}{2Mc^2} + \underline{V}(E'_0/c) - \frac{\underline{v}^2}{2c^2} \frac{m}{M} E'_0 \quad (1.1)$$

donde E_0 es la energía total de transición del estado excitado al estado base (esto es, $E_0 = (M-m)c^2 = E_e - E_e$)

Como puede verse, la energía del cuanto emitido no corresponde en magnitud a la energía total de transición E_0 del átomo, como ocurre en el caso con átomos fijos.

En el proceso de absorción resonante se tiene una situación similar, en donde las magnitudes de las energías no coinciden y la expresión para la energía del cuanto mediante la cual es posible observar la absorción resonante es:

$$E''_0 = E_0 + \frac{(E''_0)^2}{2Mc^2} + \underline{V}(E''_0/c) - \frac{\underline{v}^2}{2c^2} \frac{m}{M} E''_0. \quad (1.2)$$

donde \underline{V} es la velocidad del movimiento de los átomos hasta el momento en que se produce la absorción; el segundo término de las expresiones (1.1) y (1.2), es la energía transmitida al emisor y absorbedor en el retroceso; el tercer término corresponde al efecto Doppler, que es lineal con la veloci-

dad y es debida al movimiento de la fuente y el absorbedor; el cuarto término es un efecto Doppler de segundo orden, que en general puede despreciarse cuando la energía del fotón emitido es mucho mayor que las energías cinéticas de la fuente y el absorbedor.

Como primera aproximación, también podemos considerar que E'_0 y E''_0 son aproximadamente iguales a E_0 ; y $M=m$; entonces,

$$E'_0 = E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2} + \frac{v}{c} (E_0/c) \quad (1.3)$$

y

$$E''_0 = E_0 + \frac{E_0^2}{2Mc^2} + \frac{v}{c} (E_0/c) \quad (1.4)$$

Puede verse que la condición de absorción resonante $E'_0 = E''_0$, no se cumple en forma general, ya que las energías de las bandas de emisión y absorción difieren en dos veces la energía de retroceso (fig.1.5)

$$\Delta E = R = \frac{E_0^2}{2Mc^2}$$

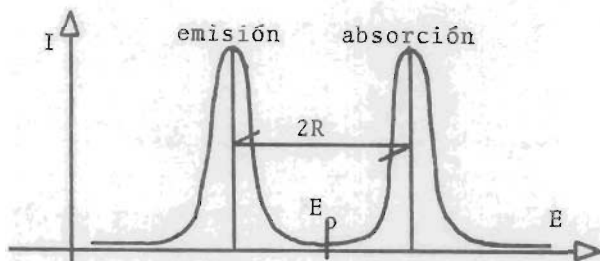


Fig.1.5 Espectro de emisión y absorción para núcleos libres.

1.3 Conclusiones

De los resultados recién establecidos, es claro que la

energía del cuanto emitido no coincide con la energía correspondiente a la transición. Por una parte, existe un corrimiento (hacia las bajas energías) en la región del cuanto emitido por una cantidad igual a $E_0^2/2mc^2$; adicionalmente, existe un ensanchamiento de la línea de emisión, dado por el término $V(E_0/c)$, debido al movimiento azaroso de los núcleos emisores. Para el absorbedor, la situación es análoga, excepto por el hecho de que el corrimiento es hacia las altas energías. Consecuentemente, el máximo de las líneas de emisión y de absorción quedan separadas por un intervalo $2R$, y si esta cantidad es mucho mayor que el ancho natural Γ , más el ensanchamiento Doppler, la absorción resonante no puede ocurrir.

La energía de retroceso es proporcional al cuadrado de la energía de resonancia y ésta última aumenta considerablemente al pasar de la región óptica a la región del espectro gamma. Consecuentemente, la situación es completamente diferente para el caso atómico que para el caso nuclear, ya que en el primero Γ es mucho mayor que R , en tanto que en el último Γ es mucho menor que R . Así, las líneas de emisión y de absorción atómicas se superponen y resulta un efecto observable, en tanto que en el caso nuclear estas líneas están generalmente separadas y no es posible observar la absorción resonante.

A modo de ejemplo, considerese la Tabla 1.1, donde se comparan los diversos parámetros de la línea D del Na, con la radiación de 23.8 Kev. de la transición nuclear del ^{119}Sn .

Hasta ahora hemos considerado que las bandas de absorción y emisión tienen un ancho natural Γ ; sin embargo también es necesario tomar en cuenta la dispersión en el término $V(E_0/c)$, que resulta de la distribución estadística del número de átomos conforme a sus velocidades. Las expresiones (1.3) y (1.4) pueden escribirse como:

| Parámetro | | Unidades | Transición atómica | Transición nuclear |
|-----------------------------------|-----------------|----------|---------------------------|--|
| Energía de transición | E_0 | ev | 2.1 | 23.8×10^3 |
| Ancho natural del estado excitado | Γ | ev | 4.4×10^{-8} | 2.4×10^{-8} |
| Longitud de onda de resonancia | $2\pi\lambda_0$ | cm | 5.89×10^{-5} | 5.3×10^{-9} |
| Máxima sección transversal | σ_0 | cm | 1.1×10^{-9} | 8.8×10^{-18} |
| Ancho Doppler (temp. amb.) | D | ev | 3.3×10^{-6} | 1.6×10^{-2} |
| Energía de retroceso por átomo | R | ev | 1.0×10^{-10} | 2.5×10^{-3} |
| Agudeza de sintonía | Γ/E_0 | su | 2.1×10^{-8} | 1.0×10^{-12} |
| Perfil de línea de absorción | $\eta(2R)$ | su | $\eta_{\max} = h\sigma/2$ | 2.5×10^{-11} η_{\max}^* |

Tabla 1.1 Diversos parámetros comparados de la línea D del Sodio y la radiación de 23.8 Kev. de la transición nuclear del ^{119}Sn .

$$E'_0 = E_0 - R + V_x E_0 / c$$

$$E''_0 = E_0 + R + V_x E_0 / c$$
(1.5)

Donde V_x es la proyección de las velocidades del emisor y del absorbedor en la dirección del fotón. En este caso, el contorno de la línea de emisión puede escribirse en la forma

$$\langle P_{em}(E) \rangle_{max} = \int_{-\infty}^{\infty} P_{em}(E, X) \rho(V_x) dV_x$$
(1.6)

en donde

$$P_{em}(E, V_x) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E'_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

es el contorno de la línea de emisión para un valor dado de V_x . La probabilidad de que V_x se encuentre entre V_x y $V_x + dV_x$ es precisamente $\rho(V_x)$ y está dada por la expresión

$$\rho(V_x) = \left\{ \frac{m}{2\pi kT} \right\}^{1/2} \exp(-mV_x^2/2kT) dV_x$$

en donde T es la temperatura del gas.

En general la expresión (1.6) no puede resolverse por cuadraturas; sin embargo, en las vecindades de la resonancia $|E-E_0| \ll RkT/\Gamma$ y con la condición de que $\Gamma/(4RkT)^{1/2} \ll 1$, se obtiene

$$\langle P_{em}(E) \rangle_{max} = 1/2 \sqrt{\pi} \frac{\Gamma}{D_{em}} \exp\{-(E-E_0+R)^2/D_{em}^2\}$$

Donde $D_{em} = 2(RkT_{em})^{1/2}$ y T_{em} es la temperatura de la fuente

emisora; Análogamente, para el contorno de la línea de absorción

$$\langle P_{\text{abs}}(E) \rangle_{\text{max}} = 1/2 \frac{\Gamma}{D_{\text{abs}}} \sqrt{\pi} \exp\{-(E-E_0-R)^2/D_{\text{abs}}^2\}$$

donde $D_{\text{abs}} = 2(RkT_{\text{abs}})^{1/2}$ y T_{abs} es la temperatura del absorbedor.

Las cantidades D_{em} y D_{abs} describen los ensanchamientos Doppler de las líneas de emisión y absorción cuando la distribución de velocidades de los átomos emisores y absorbedores es Maxweliana. A temperatura ambiente, es usual que estas cantidades sean mucho mayores que el ancho natural Γ (tanto en el caso óptico como en el de radiación gamma). Nótese que el ensanchamiento Doppler no implica que el área bajo la curva de las líneas cambie.

$$\int_0^{\infty} \langle P_{\text{em}}(E) \rangle_{\text{max}} dE = 2 \int_0^{\infty} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} dE = \Gamma \pi/2$$

Sin embargo, la amplitud de las líneas disminuye en $\sqrt{\pi} \Gamma/2D_{\text{em}}$ y $\sqrt{\pi} \Gamma/2D_{\text{abs}}$; los máximos en las líneas de emisión y absorción se encuentran en $E_0 - R$ y $E_0 + R$ respectivamente, por efecto del retroceso, en tanto que los anchos de las líneas quedan definidos por $D_{\text{em}} = 2(RkT_{\text{em}})^{1/2}$ y $D_{\text{abs}} = 2(RkT_{\text{abs}})^{1/2}$.

Tomando en cuenta el hecho de que la probabilidad de la absorción resonante está determinada por la cantidad $\sigma_0 \langle P_{\text{abs}}(E) \rangle$, podemos obtener el valor esperado para el efecto de absorción resonante para líneas que se han desplazado por efecto del retroceso y que se han ensanchado por el efecto Doppler (la fuente emisora está en reposo como un todo, respecto al absorbedor).

$$\begin{aligned} \eta(0) &= \int_0^{\infty} \frac{2}{\pi\Gamma} \langle P_{em}(E) \rangle_{\max} \eta \sigma_0 \langle P_{abs}(E) \rangle_{\max} dE \\ &= \frac{\sigma \sqrt{\pi} \eta}{2} \frac{\Gamma}{(D_{em}^2 + D_{abs}^2)^{1/2}} \exp \{-4R^2 / (D_{em}^2 + D_{abs}^2)\} \end{aligned}$$

en donde

$$2/\pi\Gamma \langle P_{em}(E) \rangle_{\max} = 1/D_{em} \sqrt{\pi} \exp \{-((E-E_0+R)^2/D_{em}^2)\}$$

Ahora bien, si suponemos que $T_{em} = T_{abs} = T$ y que, consecuentemente $D_{em} = D_{abs} = D$, podemos escribir

$$\eta(0) = \frac{\eta \sigma_0 \sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma}{D\sqrt{2}} \exp \{-(2R^2/D^2)\}$$

Se sigue que la magnitud de la absorción resonante, que es proporcional a la región de superposición de los espectros de emisión y absorción, queda ahora determinada por las cantidades Γ/D y R/D y no por la cantidad R/Γ , que ocurría solo cuando se consideraba el retroceso.

En el caso óptico, D es mucho mayor que R y consecuentemente existe una superposición casi completa de las líneas de emisión y absorción. Más aún, D es aproximadamente un orden de magnitud mayor que los anchos intrínsecos Γ de los niveles atómicos. Por lo tanto, el ensanchamiento Doppler resulta en una disminución del efecto en aproximadamente un orden de magnitud con respecto al caso de los átomos (núcleos) fijos. En cambio, en el caso nuclear, las cantidades R y D resultan aproximadamente del mismo orden de magnitud y ambas son muchas veces mayores que el ancho natural Γ .

Así, cuando las líneas de absorción y emisión son sepa-

radas por efecto del retroceso, el ensanchamiento Doppler contribuye a aumentar la zona de traslape, incrementando el efecto de absorción resonante.

La importancia de la emisión de gammas sin retroceso, es la de que el fotón resultante tiene la energía igual a la de la transición nuclear. La incertidumbre en la energía depende solo del tiempo de vida τ del estado nuclear excitado. Resulta fácil encontrar núcleos para los cuales la fracción de incertidumbre en la energía de rayos gamma es tan pequeña como una parte en 10^{12} ó 10^{13} .

Las energías (por lo tanto las frecuencias) de estos rayos gamma, están definidos más precisamente en varios ordenes de magnitud que la radiación emitida por un maser, que era el patrón de frecuencia más preciso de que se disponía.

Afortunadamente el proceso inverso, absorción libre sin retroceso, también es observable; entonces es posible tener un detector igualmente selectivo para estos rayos altamente monocromáticos.

La combinación de los dos procesos, constituye lo que ahora se llama absorción nuclear resonante o el Efecto Mossbauer (después de descubrirlo R. L. Mossbauer).

Muchas de sus aplicaciones usan la extrema selectividad del efecto, lo que permite la detección de cambios muy pequeños en la energía de los rayos gamma, debidos a procesos como el corrimiento gravitacional hacia el rojo, o los desdoblamientos nucleares de la estructura hiperfina.

Capítulo 2

EL EFECTO MOSSBAUER

2.1 Átomos Fijos en Una Red Cristalina

En el modelo cuántico de un sólido, todos los movimientos internos de la red cristalina pueden describirse en términos de una superposición de un gran número de vibraciones características, llamadas modos normales de vibración, con niveles de energía cuantizados. Un cuanto de energía de vibración de cada uno de estos modos recibe el nombre de fonón. El estado dinámico de un cristal está determinado cuando se describen todos sus modos normales y cuando se dan los llamados números de ocupación, que corresponden al número de fonones existentes en cada estado.

La energía de retroceso recibida por el núcleo de un átomo ligado a una red cristalina en un proceso de emisión o absorción gamma, es transferida a la red por dos mecanismos básicos. El primero solo incrementa la energía cinética del cristal como un todo, siendo este incremento despreciable, dada la enorme masa del cristal en comparación con la masa del núcleo. El segundo mecanismo transforma la energía cinética en energía interna de vibración por medio de un cambio en los números de ocupación de los modos normales.

Debido a la cuantización de los niveles de cada modo, el cristal solo puede absorber cantidades determinadas y fi-

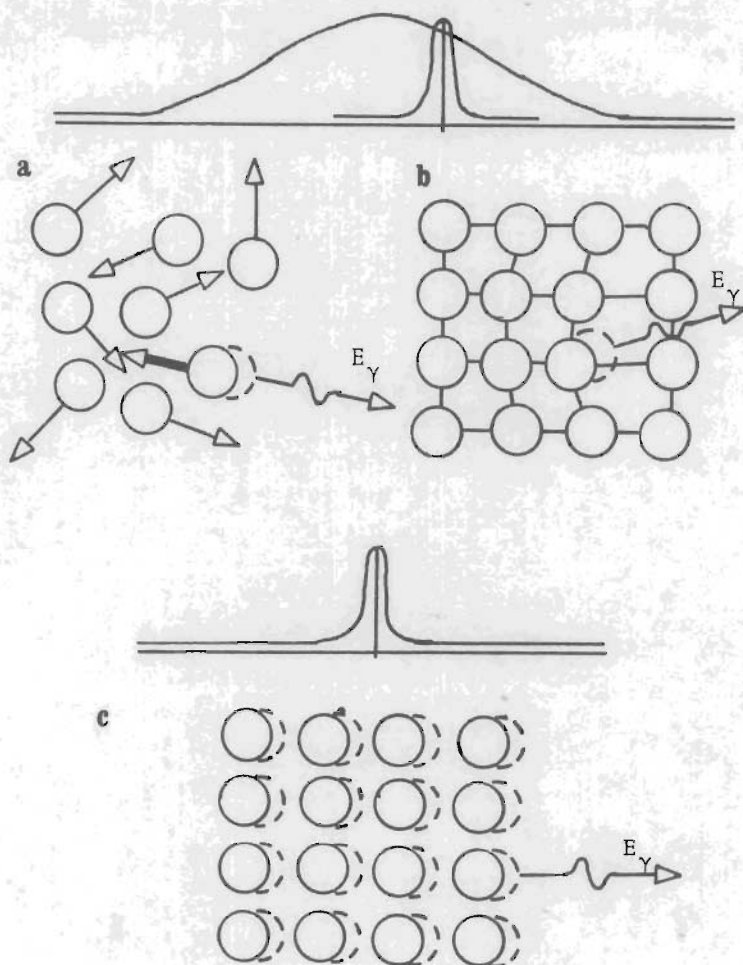


Fig.2.1 Emisión de fotones de alta energía. En los casos a) y b) se muestra el corrimiento del máximo en la línea de emisión, debido al retroceso del núcleo, así como el ensanchamiento Doppler debido al movimiento de los átomos en el gas, o al producido por los fonones en el sólido. En la figura c) se muestra una emisión sin excitación fonónica, que no produce corrimiento en el máximo de la línea de emisión y tampoco tiene ensanchamiento Doppler.

nitias de energía y por lo tanto, existe la posibilidad de que se efectúe un proceso de emisión gamma sin variación de ningún número de ocupación. En un proceso de este tipo, la energía del fotón emitido corresponde a la energía de la transición y no hay corrimiento de energía ΔE en la línea de emisión. Este proceso y el análogo en la absorción son el fundamento del efecto Mossbauer, el cual puede ser definido como la dispersión resonante de rayos gamma emitidos y absorbidos sin corrimiento de energía causados por los retrocesos de los núcleos.

En forma general, la probabilidad de que ocurra un proceso del tipo Mossbauer (fonón cero) viene dada por el factor de Debye-Waller ²

$$f = \exp \left\{ - \frac{3E_r}{2k\theta_D} \left(1 + \frac{2\pi^2 T^2}{3\theta_D^2} \right) \right\}$$

donde $E_r = E_0^2/2mc^2 = \Delta E$, T es la temperatura absoluta del sistema y θ_D es la temperatura de Einstein del sistema y que es la máxima temperatura a la cual la energía de retroceso E_r no crea un fonón.

2.2 Absorción Nuclear Resonante

Consideremos un núcleo que absorbe radiación de energía E_0 y el cual tiene en el nivel excitado una energía E con un ancho Γ ; la probabilidad de absorción (o sección transversal $\sigma(E)$ de este proceso) es la misma que en la emisión, esto es

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= \text{Cte} \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \\ &= \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{1}{2} \frac{2I_e + 1}{2I_b + 1} \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{(4E)^2 + \Gamma^2/4} \end{aligned}$$

donde I_e e I_b son los espines nucleares de los estados excitados y base respectivamente ³

Cuando $E_r = E$, esto es, cuando existe resonancia, se tiene

$$\sigma_0 = \sigma(E_r) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{2I_e + 1}{2I_b + 1} \frac{1}{1 + \alpha}$$

El coeficiente $1/(1+\alpha) = \Gamma_Y/\Gamma$, describe la probabilidad de que la transición del estado excitado al estado base tenga lugar como resultado de la emisión de un gamma, y no como la transformación por medio de conversión interna en la que la energía de excitación es transmitida directamente del núcleo a las capas electrónicas y disipada en la emisión de electrones atómicos.

En términos de Γ_0 , $\Gamma(E)$ queda expresado como

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

de aquí obtenemos

$$\sigma(\Delta E) + \sigma(\{\Gamma/2\}^2) = \sigma_0(\{\Gamma/2\}^2)$$

$$\sigma\sigma_0(\{\Gamma/2\}^2) = -\sigma(\{\Delta E\}^2)$$

$$\sigma(1 - \{\Delta E\}^2) = \sigma_0(\Gamma^2/4)$$

$$\sigma = \sigma_0(\{\Gamma^2/4\}\{1 + (\Delta E)^2\}^{-1})$$

$$\sigma = \sigma_0(\{1 + (\Delta E)^2/\Gamma^2\}^{-1})$$

$$\sigma(E) = \sigma_0(\{1 + 4 \left(\frac{E-E_0}{\Gamma}\right)^2\}^{-1})$$

donde Γ es el ancho del nivel excitado en el absorbedor.

Ahora, si la radiación incidente no tiene una energía definida y presenta una distribución lorenciana como la descrita en la ecuación anterior, la sección de absorción efectiva σ_{efect} , se obtiene promediando sobre las energías

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{efect}} &= \int P(E)\sigma(E)dE \\ &= \int \left(1 + 4 \left\{ \frac{E-E_0}{\Gamma_{\text{em}}} \right\}^2\right)^{-1} \sigma_0 \left(1 + 4 \left\{ \frac{E-E_0}{\Gamma_{\text{abs}}} \right\}^2\right)^{-1} \\ &= \sigma_0 \left(1 + 4 \left\{ \frac{E-E_0}{\Gamma_{\text{em}} - \Gamma_{\text{abs}}} \right\}^2\right)^{-1}\end{aligned}$$

Se ve que los anchos de línea de la fuente y del absorbedor son aditivos y que la sección transversal efectiva disminuye en tanto que el ancho de la curva de la sección transversal contra la energía aumenta.

Ahora bien, si la energía E_0 ó E'_0 cambia por efecto de alguna interacción interna, la resonancia puede desaparecer.

2.3 Detección de la Absorción Resonante

En la práctica, el problema de la detección de la absorción resonante consiste en poder distinguir una situación en donde exista la absorción resonante de otra en la que no exista. Entonces, supongamos que podemos variar de una forma controlada la energía del fotón emitido E_0 en una cantidad X , y que $E_0 = E$; en este caso, el contorno de la banda de emisión queda descrito por

$$P_{\text{em}}(E, X) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0+X)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

mientras que el de la línea de absorción continúa siendo el de la ecuación (1.0); en el experimento de absorción resonante no se miden los contornos de las líneas de absorción y emisión, sino las curvas de absorción $\eta(X)$, esto es, lo que se mide realmente es la dependencia de la probabilidad de absorción de un fotón con el corrimiento de energía X .

En términos del parámetro X , la probabilidad de absorción resonante $\eta(X)$ del cuanto emitido es

$$\eta(X) = \frac{\int P_{em}(E, X) \{1 - e^{-\sigma(E)n}\} dE}{\int P_{em}(E, X) dE}$$

donde n es el número de átomos o núcleos que absorben de manera resonante por centímetro cuadrado de absorbedor. Para un absorbedor "delgado", esto es, para un absorbedor tal que $n\sigma(E)$ sea mucho menor que uno, la expresión se reduce a

$$\begin{aligned} \eta(X) &\approx \frac{\int P_{em}(E, X) \sigma(E) n dE}{\int P_{em}(E, X) dE} \\ &\approx n\sigma_0 \frac{\int P_{em}(E, X) P_{abs}(E) dE}{\int P_{em}(E, X) dE} \\ &\approx n\sigma_0 \frac{1}{2\{1 + (X/\Gamma)^2\}} \end{aligned}$$

Es inmediato que el máximo en la probabilidad de absorción resonante

$$\eta(X)_{\max} = \eta(0) = \frac{n\sigma(E_0)}{2}$$

se alcanza cuando las bandas de emisión y absorción se superponen completamente, esto es, cuando $X=0$.

Esta probabilidad disminuye por un factor de dos cuando el centro de la banda de emisión se desplaza en $X_{1/2}=\Gamma$, en la dirección en que aumenta o disminuye E_0 .

El parámetro X , es la velocidad (energía Doppler) que se le proporciona a la muestra radiactiva (o al absorbedor), mediante un servosistema que permita la variación controlada de la que hemos hablado.

Capítulo 3

INSTRUMENTACION

Una forma muy simple de verificar si efectivamente se está llevando a cabo la absorción resonante, es mediante una disposición como la mostrada en la figura 3.1.

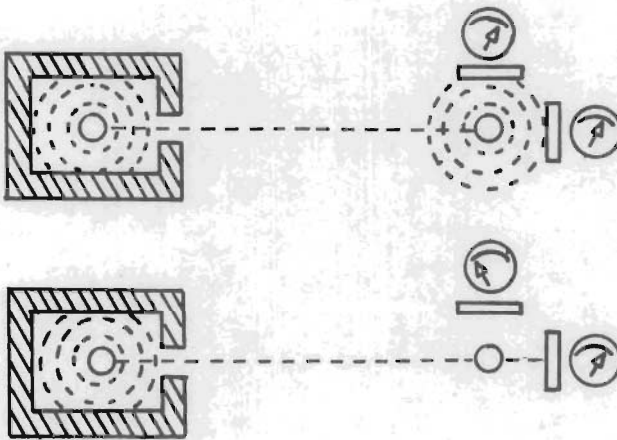


Fig.3.1 Detección simplificada de absorción resonante.

La resonancia se manifiesta al dirigir un haz de rayos gamma del núcleo excitado a un núcleo que sirve de blanco. Los detectores (rectángulos) que están sobre la misma línea del haz, miden la transmisión y aquellos que están a un ángulo recto del haz, miden la dispersión. Las agujas de los me-

didores representan esquemáticamente el valor de la transmisión y dispersión en resonancia (arriba) y fuera de resonancia (abajo).

3.1 Arreglos Experimentales para Observar la Absorción Resonante de Rayos Gamma

El equipo requerido para la observación del efecto Mossbauer es, fundamentalmente, el mismo que se utiliza en espectroscopía de rayos gamma. Muchos experimentos se realizan con la disposición de absorción y dispersión resonante, tal como se muestra en la fig.3.2, donde los diferentes dispositivos son, respectivamente:

- a.- Fuente de gammas, que se mueve con velocidad relativa v al absorbedor en reposo.
- b.- Colimador de la fuente.
- c.- Absorbedor bajo investigación.
- d.- Colimador del detector.
- e.- Detector de radiación.
- f.- Dispositivo de almacenamiento de datos.

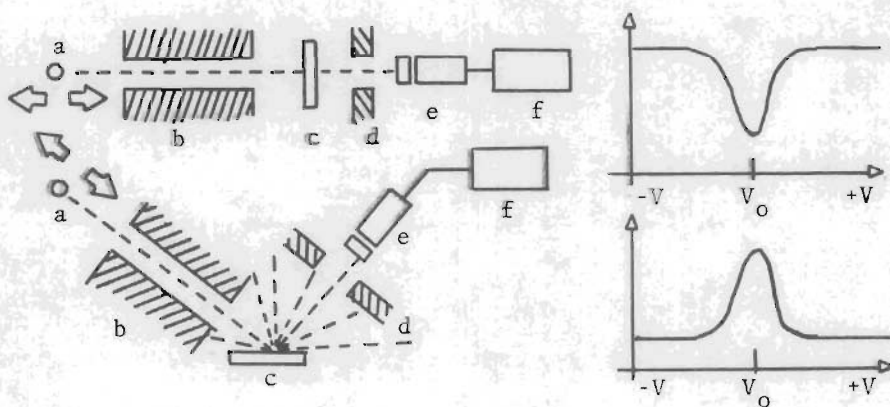


Fig.3.2 Arreglos experimentales para observar la absorción y dispersión resonante de rayos gamma.

En la misma figura se muestran los espectros de absor-

ción y dispersión, respectivamente.

Cuando los núcleos del absorbedor capturan un cuanto, estos pasan del estado base de energía a un estado excitado y después de un tiempo τ , se emite un cuanto a un ángulo arbitrario relativo a la dirección del cuanto absorbido; esto es, el absorbedor actúa como un dispersor, lo que permite utilizar al sistema tanto en experimentos de transmisión como de dispersión. En el primer caso, el máximo de absorción resonante corresponde a un conteo mínimo de los cuantos que han pasado a través del absorbedor, mientras que en el segundo caso, corresponde a un conteo máximo de los cuantos dispersados.

Se hace un énfasis especial en la preparación cuidadosa de la fuente, ya que las propiedades físicas y químicas de los alrededores del núcleo son factores esenciales en el experimento.

3.2 Preparación de las Fuentes

Una fuente ideal para el estudio de espectros de absorción debe tener las siguientes propiedades:

- 1.- Una línea de emisión única con ancho cercano al ancho natural caracterizado por la vida media del nivel.
- 2.- No debe contener isótopos capaces de presentar efecto Mossbauer, para evitar así la autoabsorción.
- 3.- Que no existan rayos X cercanos a la línea de emisión.
- 4.- Que tenga una alta temperatura de Debye.
- 5.- Que sea mecánicamente rígida para poder manipularla.
- 6.- Que la fuente radiactiva sea delgada, para evitar el ensanchamiento de la línea por autoabsorción.
- 7.- Que no haya desdoblamiento cuadrupolar eléctrico.

Para esto la matriz debe tener simetría cúbica.

- 8.- Que no haya desdoblamiento dipolar magnético; la matriz debe ser paramagnética.
- 9.- Que haya una rápida reacomodación de los electrones después de la captura electrónica, para que cuando el núcleo emita la radiación Mossbauer, encuentre al átomo en su estado normal. Por esto, es conveniente que la matriz sea metálica.

En la práctica se procura que estas fuentes tengan todos los requisitos mencionados, para lo cual existen técnicas especiales de preparación y se llevan a cabo de las siguientes formas:

- 1.- Depositando la substancia activa sobre un soporte metálico y luego difundiéndola por calentamiento.
- 2.- Irradiando un compuesto y luego, si existen daños en la estructura cristalina, recociendo la fuente.
- 3.- Haciendo la fuente con material activo.

Dado que la fracción Mossbauer aumenta al disminuir la temperatura, es conveniente que los materiales de las fuentes radiactivas soporten bajas temperaturas; por ejemplo, las matrices comunes utilizadas en la fabricación de fuentes de Co^{57} son: Pd, Cr, Cu, Au, Pt, y acero inoxidable. De estas matrices, las que presentan el menor ancho en la línea de emisión son las de Pt y Pd, aunque la primera también emite rayos X en las vecindades de los 14 Kev.; el Cr tiene el inconveniente de ser magnético; el Cu y el acero presentan líneas ensanchadas y el Au, rayos X intensos.

3.3 Detección y Amplificación

En el campo de la instrumentación nuclear, se define a un detector como un dispositivo que convierte la energía de la radiación nuclear o de una partícula, en una señal eléc-

trica.

Supuestamente, un detector ideal puede diferenciar entre varios tipos de radiación y partículas y debe suministrar una señal proporcional a la energía de estas. En realidad, no existe un detector universal, pero sí un gran número de ellos que funcionan adecuadamente en distintas regiones del espectro de energía. Se clasifican principalmente en tres grupos que son: los detectores gaseosos, los de centelleo y los de estado sólido.

Para la espectroscopía Mossbauer se utilizan generalmente tres tipos específicos de detectores que son:

- 1.- Contadores de centelleo, usados para energías mayores a 10 ó 15 Kev; consisten de un cristal de centelleo montado sobre un fotomultiplicador; su resolución aumenta con la energía. El fotomultiplicador forma aproximadamente un par electrónico con 200 ev, o sea que por cada gamma de 14 Kev obtenemos 70 electrones. Sin embargo, su resolución es inferior a la del contador proporcional.
- 2.- Contador proporcional, utilizado para bajas energías; su uso es probablemente el más difundido, ya que si bien es cierto que su eficiencia no es tan buena como la de los de centelleo, la resolución es mucho mayor y la relación de señal a ruido es grande. Están compuestos generalmente por una mezcla de un gas raro (por ejemplo Xenon) con metano o CO_2 a una atmósfera de presión y en una proporción de 90% del primero y 10% del segundo. Dentro del tubo se forma un par electrónico cada 30 ó 35 ev, o sea que para el gamma de 14 Kev, aparecen unos 400 electrones.
- 3.- Estado sólido. En estos detectores, el gamma produce electrones y agujeros que migran debido a una di

ferencia de potencial aplicada en sus extremos. Se crea un par con 3 ev., o sea que el gamma de 14 kev. produce 4000 electrones. La resolución es muy buena, pero tiene el problema de que no hay métodos para amplificar en el mismo semiconductor, como en los casos anteriores, por lo que se necesita de una buena electrónica.

En los tres casos, los electrones son colectados en un tiempo menor que 10^{-6} seg., generando una carga a disposición de la electrónica para su amplificación.

La salida del detector es un pequeño pulso de carga; para que esta señal sea útil, es necesario conformarla y amplificarla. Generalmente se conecta inmediatamente después del detector un preamplificador y a continuación se conecta este a un amplificador utilizado para proporcionar al monocal una señal del tamaño requerido y con las impedancias igualadas.

3.4 Analizador Monocal

Debido a que la fuente emisora presenta diferentes energías en su radiación, se hace necesario seleccionar aquella radiación que da lugar al efecto Mossbauer. Esta selección puede hacerse una vez amplificados los pulsos provenientes del detector. El instrumento utilizado para esta selección es un analizador monocal y proporciona las siguientes ventajas: permite el conteo nuclear limitándolo solo a las energías de interés, excluyendo todas las demás señales; además permite una reducción de la entrada de datos al sistema de procesamiento, incrementando así la eficiencia de la electrónica.

Un analizador monocal genera un pulso cuando la amplitud de la señal de entrada es mayor que la posición de la

línea base, pero menor que la altura de la ventana, las cuales se pueden cambiar a voluntad. Generalmente se utiliza una técnica de coincidencias para fijar la posición de la línea base y de la ventana (fig. 3.3)

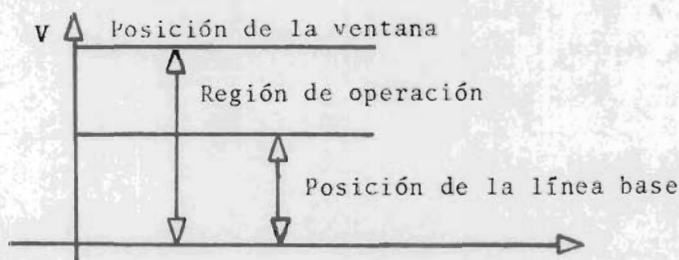


Fig.3.3 Operación del monocanal.

3.5 Analizador Multicanal

El analizador multicanal es un dispositivo estadístico que procesa información eléctrica, generalmente pulsada. En este trabajo se utilizó un analizador marca Hewlett Packard modelo 5401B, cuyo funcionamiento se describe a continuación

3.5.1 Análisis de altura de pulsos.- En el cual el espectro resultante muestra el número de pulsos almacenados como función de la amplitud de los mismos. La transferencia de amplitudes de pulsos a un canal de memoria se muestra en la fig. 3.4.

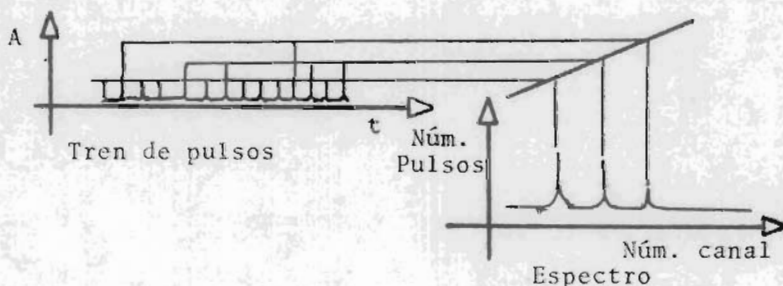


Fig.3.4 Ejemplo de análisis de altura de pulsos.

En esta función, el tren de pulsos se proyecta en la línea de conversión de ganancia, de tal forma que a cada amplitud corresponde una dirección específica en la memoria. Cada canal recuerda el número de pulsos que han sido proyectados en él durante el análisis.

El tren de pulsos se conecta al convertidor analógico-digital, donde la amplitud de cada pulso del tren se convierte en un número proporcional a su amplitud. Este número es la dirección del canal de la memoria usado por el instrumento de control.

El instrumento de control hace que el número almacenado en el canal de la memoria, identificado por la conversión analógica-digital, se incremente en uno. En cada canal de la memoria puede ser almacenado un número entre cero y un millón.

Esta modalidad de conteo es la que se utiliza para fijar la posición de la ventana del analizador monocanal.

3.5.2 Multiescalación.- En especial la función del multicanal en la operación de multiescalación, es el que permite utilizar al analizador para espectroscopía Mossbauer. En este modo, el analizador direcciona secuencialmente cada canal de una porción seleccionada de la memoria, y el contenido de cada dirección o canal puede incrementarse por un tren de pulsos durante un tiempo T , en el que está abierto el canal; después de este tiempo, la entrada del canal se inhibe y se activa el siguiente canal durante el mismo período T ; este proceso se repite para los canales seleccionados hasta recorrerlos todos.

La cantidad de pulsos de cada canal se convierte en un voltaje proporcional a esta y el eje Y de la pantalla del osciloscopio muestra un punto cuya altura sobre la línea ba-

se es proporcional a la cantidad de pulsos en el canal.

La dirección secuencial de los canales se convierte en un voltaje analógico, que se utiliza para dirigir el servosistema de aceleración constante, que forma parte importante del espectrómetro Mossbauer.

3.6 Técnicas de Modulación

La técnica más conveniente para la modulación de la energía de la fuente emisora está basada en el efecto Doppler. El principio fué introducido por Mossbauer y ha tenido una aceptación casi universal, aún cuando los mecanismos actuales difieren de los utilizados originalmente.

El elemento esencial en la técnica de modulación, es un movimiento mecánico cuya velocidad este controlada de manera precisa (el énfasis debe hacerse en la velocidad y no en el desplazamiento, ya que el corrimiento de energía es lineal con la velocidad). Los sistemas de movimiento mecánico basados en levas, balancines y ruedas excéntricas han tenido un éxito limitado, ya que requieren de un acabado con poca tolerancia y, además resulta muy difícil eliminar las vibraciones de los engranajes.

Estos métodos fueron substituídos ventajosamente por sistemas electromecánicos en donde la velocidad se controla mediante una retroalimentación. Uno de tales sistemas fué el que se diseñó y acopló a la instrumentación descrita anteriormente para formar el espectrómetro Mossbauer automático.

Las características que se deben de exigir a un dispositivo de este tipo son:

- a.- Que el espectro resultante sea horizontal en ausencia de absorción resonante.

b.- Que el eje horizontal sea lineal en la energía.

Una manera de conseguir estas características es contando en intervalos de tiempo fijos e iguales, que correspondan a valores igualmente espaciados de la velocidad. Esto se puede lograr sincronizando el barrido de los canales con un movimiento parabólico repetitivo (de aceleración constante) en el servomecanismo.

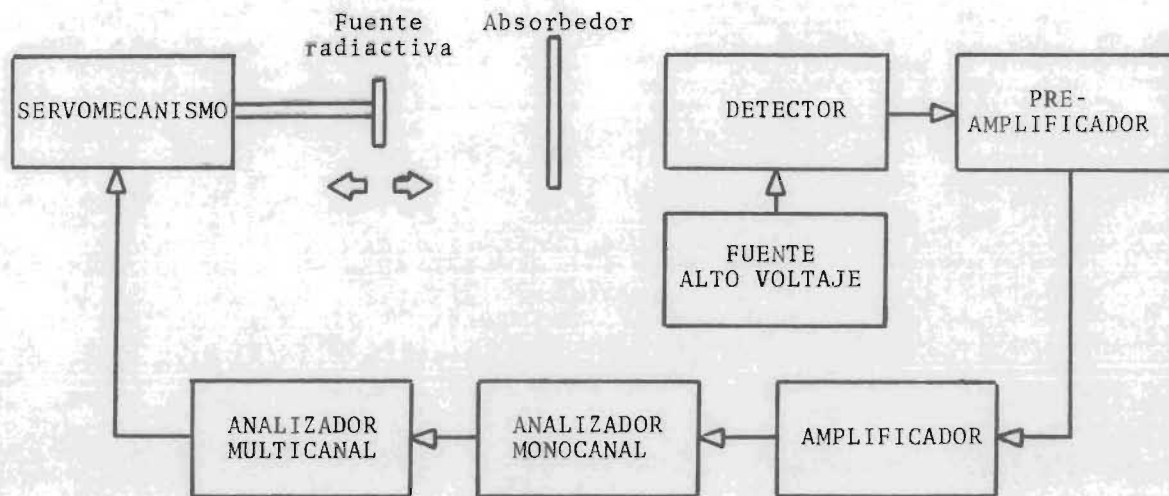


Fig.3.5 Arreglo experimental del espectrómetro Mossbauer.

Capítulo 4

GENERADOR DE DESPLAZAMIENTOS CON ACELERACION CONSTANTE

Para el diseño del servomecanismo que genere un desplazamiento con aceleración constante, es necesario tomar en cuenta consideraciones electrónicas que permitan llegar al circuito adecuado.

4.1 Sistemas de Control

Un sistema de control es un arreglo de componentes físicos conectados de tal manera que el arreglo pueda comandar, dirigir o regular a si mismo o a otro sistema.

Los sistemas de control se clasifican en dos grandes categorías, a saber: sistemas de lazo abierto y de lazo cerrado. La distinción determina la acción de control, que es la cantidad que activa el sistema para producir la salida.

Un sistema de control de lazo abierto es aquel en el cual la acción de control es independiente de la salida.

Un sistema de control de lazo cerrado es aquel en el cual la acción de control es, en cierto modo, dependiente de la salida.

Los sistemas de control de lazo abierto tienen dos rasgos sobresalientes y son:

- 1.- La habilidad que estos tienen para ejecutar una acción con exactitud está determinada por su calibración.

Calibrar significa establecer o reestablecer una relación entre la entrada y la salida, con el fin de obtener del sistema la exactitud deseada.

- 2.- Estos sistemas no tienen problemas de estabilidad.

Los sistemas de control de lazo cerrado se llaman comúnmente sistemas de control por retroalimentación.

Para clasificar un sistema de control como de lazo abierto o cerrado, se deben distinguir claramente los componentes del sistema de los componentes que interactúan con él, pero no forman parte del mismo; por ejemplo, un operador humano puede ser o no un componente del sistema.

4.2 Retroalimentación

La retroalimentación es la característica de los sistemas de control de lazo cerrado que los distingue de los de lazo abierto.

Definición 4.1.- La retroalimentación es la propiedad de un sistema de lazo cerrado que permite que la salida (o cualquier otra variable controlada del sistema) sea comparada con la entrada del sistema (o con una entrada a cualquier componente interno del sistema o con un subsistema de éste), de tal manera que pueda establecer la acción de control apropiada como función de la entrada y la salida.

Más generalmente, se dice que existe retroalimentación en un sistema cuando existe una secuencia cerrada de relaciones de causa y efecto entre las variables del sistema.

Los rasgos más importantes que la presencia de retroalimentación imparte a un sistema son:

- 1.- Aumento de exactitud; por ejemplo, la habilidad de reproducir la entrada fielmente.
- 2.- Sensibilidad reducida de la razón de la salida a la entrada, en las variaciones características del sistema.
- 3.- Efectos reducidos de la no linealidad y de la distorsión.
- 4.- Aumento del ancho de banda. El ancho de banda de un sistema es ese intervalo de frecuencias (de la entrada), en el cual el sistema responde satisfactoriamente.
- 5.- Tendencia a la oscilación o a la inestabilidad.

4.3 Servomecanismos

Para este trabajo se utiliza el sistema de control por retroalimentación llamado servomecanismo y es el que puede ofrecernos el movimiento preciso requerido para la construcción del espectrómetro.

Definición 4.2.- Un servomecanismo es un sistema de control por retroalimentación con amplificación de potencia en el cual la variable controlada c , es una posición mecánica o una derivada de posición con respecto al tiempo, tal como la velocidad o la aceleración.

Definición 4.3.- Un regulador o sistema regulador es un sistema de control por retroalimentación en el cual la entrada de referencia u orden es constante para largos períodos de tiempo, a menudo para el intervalo de tiempo completo durante el cual el sistema está

en operación.

Un regulador se diferencia de un servomecanismo en que la función primordial de un regulador es generalmente mantener constante una salida, que es controlada, mientras que la función de un servomecanismo consiste muy a menudo en hacer que la salida del sistema siga una entrada variable.

4.4 Amplificadores con Retroalimentación

Un circuito amplificador que regresa una porción de la señal de salida a la entrada, puede ser analizado por técnicas convencionales. Es favorable aislar la porción de retroalimentación del circuito y tratarlo como parte separada para su análisis.

Considerese el amplificador con retroalimentación de la fig.4.1, que comprende un amplificador con ganancia a y una red de retroalimentación indicada por la caja marcada con β . De acuerdo con este circuito, a la señal de entrada v_i se suma un voltaje βv_o , de tal forma que la señal total de entrada al amplificador es igual a

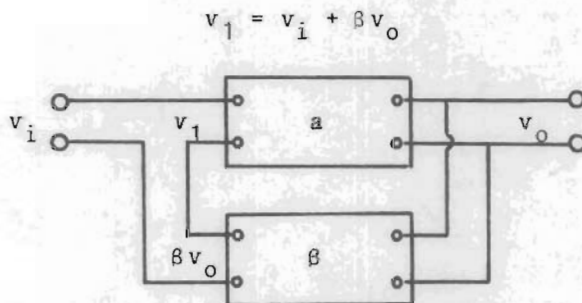


Fig.4.1 Diagrama de bloques de un amplificador retroalimentado.

introduciendo el factor $v_o = av_1$, se tiene

$$v_o = av_i + a^3v_o$$

tal que

$$v_o = \frac{1}{1 - 3a} v_i$$

de acuerdo con esta ecuación, la ganancia resultante del amplificador con retroalimentación es

$$a' = a/(1 - 3a) \quad (4.1)$$

que puede ser mayor o menor que la del amplificador sin retroalimentación, dependiendo del signo algebraico de $3a$.

La condición de interés es la de retroalimentación negativa. En este caso, la ecuación (4.1) muestra que la ganancia resultante se reduce, puesto que, en efecto, el voltaje de retroalimentación cancela una porción de la señal de entrada.

Si la ganancia del amplificador es muy grande, $a \gg 1$, la ganancia resultante se reduce a

$$a' = 1/3 \quad (4.2)$$

y muestra que la ganancia solo depende de las propiedades del circuito de retroalimentación.

Comunmente la red de retroalimentación es una simple combinación de resistencias y condensadores, por lo tanto, la ganancia es independiente de las variaciones de los parámetros de los transistores del amplificador.

Además de esta mejoría en estabilidad, la ganancia puede calcularse considerando solamente los valores de la red de retroalimentación; por lo tanto, no es necesario conocer

los parámetros h de todos los transistores en el circuito.

La retroalimentación negativa es también eficiente en la reducción de la distorsión de las formas de onda en los amplificadores. La distorsión de la forma de onda resulta de las características de transferencia no lineales, que pueden interpretarse como una menor ganancia donde la pendiente de transferencia es menor y como una mayor ganancia donde la pendiente es mayor.

De acuerdo a la ecuación (4.2), la ganancia del amplificador es esencialmente independiente de las variaciones causadas por alinealidades en las características de los elementos del amplificador, por lo tanto, las características de transferencia se linealizan y la distorsión se reduce.

Una medida cuantitativa de la reducción de la distorsión lograda con retroalimentación, se obtiene suponiendo que la señal de distorsión puede representarse por un generador de voltaje v_d en el amplificador de la fig.4.2

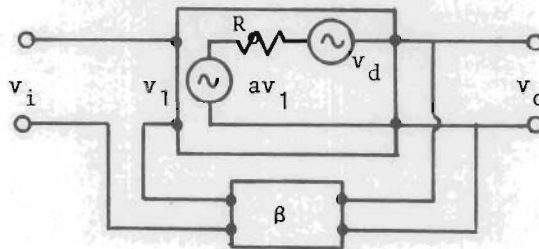


Fig.4.2 Amplificador con distorsión.

donde av_1 es la señal amplificada con poca distorsión; R_o representa la impedancia interna del circuito visto desde las terminales de salida del amplificador. En estas condiciones, el voltaje de salida es

$$v_o = av_1 + v_d \quad (4.3)$$

que incluye al voltaje de distorsión v_d . Tanto la señal amplificada como el voltaje de distorsión son retroalimentados de tal forma que la entrada al amplificador es

$$v_1 = v_i + \beta(v_o + v_d)$$

substituyendo una ecuación en la otra, la señal de salida es

$$v_o = \frac{1}{1 - a\beta} v_i + \frac{1 + a\beta}{1 - a\beta} v_d \quad (4.4)$$

La razón de señal de salida sin distorsión al voltaje de distorsión en el caso de no tener retroalimentación (esto es, $v_1 = v_i$) es, de la ecuación (4.3)

$$(S/D)_a = \frac{av_i}{v_d}$$

Incluyendo la retroalimentación, esta razón es, de la ecuación (4.4)

$$(S/D)_r = \frac{1}{1 + a\beta} \frac{v_i}{v_d}$$

comparando las dos últimas ecuaciones tenemos

$$(S/D)_r = \frac{1}{1 + a\beta} (S/D)_a$$

De acuerdo con esta ecuación, la retroalimentación reduce la importancia relativa de las señales de distorsión a la salida por un factor $(1+a\beta)$; ya que $a\beta$ es un número grande, esta mejora es significativa. En efecto, la retroalimentación resulta en una señal de distorsión amplificada que cancela al voltaje de distorsión original en su mayor parte.

Este resultado es particularmente útil en dispositivos de potencia, donde los elementos son usados sobre el rango completo de sus características.

4.5 Amplificadores Operacionales

Un amplificador operacional es un amplificador electrónico con muy alta ganancia de voltaje, alta impedancia de entrada y muy baja de salida; además, introduce un corrimiento de fase de 180° entre la entrada y la salida. El circuito de la figura 4.3 ilustra uno de estos amplificadores.

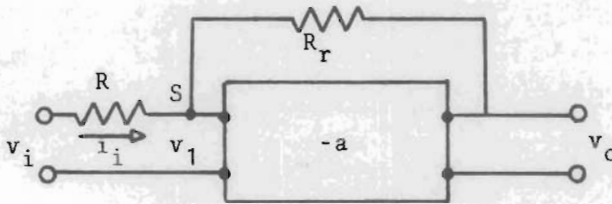


Fig.4.3 Diagrama de bloques de un amplificador operacional.

La resistencia R_r conectada entre la salida y la entrada introduce una retroalimentación negativa debida a la inversión de fase del amplificador. A esta retroalimentación se le llama retroalimentación operacional. Su análisis resulta sencillo, aplicando las reglas de las corrientes de Kirchhoff en el punto S.

Como la impedancia de entrada es grande, la corriente hacia el amplificador es muy pequeña (prácticamente cero), de tal forma que la corriente a través de R es igual a la corriente a través de R_r , esto es

$$\frac{v_i - v_1}{R} = \frac{v_1 - v_o}{R_r}$$

como $v_1 = -v_o/a$, se tiene

$$v_o(1 + 1/a + R_r/aR) = - \frac{R_r}{R} v_i$$

si la ganancia es muy grande

$$V_o = - \frac{R_r}{R} v_i$$

El punto S tiene un significado especial en el amplificador operacional, ya que permite determinar la impedancia efectiva entre S y tierra, esto es

$$Z_S = \frac{V_1}{i_i} = \frac{v_1 R_r}{v_1 - v_o} = \frac{R_r}{1 - v_o/v_1} = \frac{R_r}{1 + a}$$

Como puede verse, Z_S es pequeña si a es muy grande y resulta de la retroalimentación negativa; ocasiona que el punto S se amarre a tierra (cero volts), por esta razón, S es definido como una tierra virtual, por lo tanto, prácticamente no fluye corriente a tierra.

4.6 Consideraciones para Diseño

Para lograr un diseño adecuado del servosistema que nos ocupa, debemos considerar que ningún sistema físico es completamente lineal. Sin embargo, si se limita el intervalo de operación, muchos sistemas funcionan dentro de un dominio lineal. A pesar de esto, pueden existir una serie de factores adicionales, tales como la masa del sistema, las fuerzas internas o externas, las resonancias mecánicas, etc., que hacen que la respuesta de un transductor que trabaja en el dominio lineal, no sea lineal. Como ya vimos, la introducción de una señal de retroalimentación cancela en su mayor parte a la distorsión provocada por la alinealidad; por lo tanto,

la retroalimentación es el factor más importante en el diseño del servosistema.

El transductor electromecánico utilizado en este trabajo es un vibrador comercial con dos campos magnéticos independientes. En uno de ellos está la primera bobina a la que se le suministra la señal eléctrica, provocando un desplazamiento aproximadamente proporcional a esta. En el otro campo se encuentra la segunda bobina que, unida mecánicamente a la primera a través de un eje metálico rígido, se utiliza como sensor de la velocidad.

4.7 Análisis del Circuito

Consideremos el sistema de control de la figura 4.4

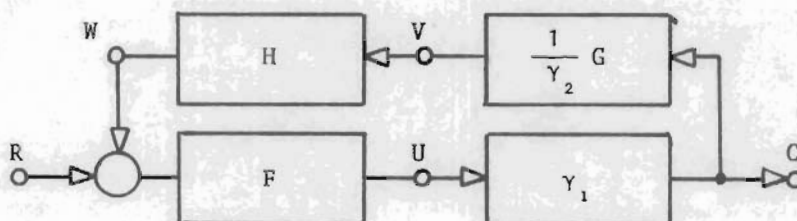


Fig.4.4 Diagrama de bloques de un sistema de control.

La salida C está dada por

$$C = EFY_1 \quad (4.5)$$

que es la respuesta del sistema en circuito abierto. Si ahora ponemos la condición de retroalimentación

$$E = R + W = R + \frac{1}{Y_2} \cdot HGC$$

obtenemos, de la ecuación (4.5)

$$\frac{c}{F\gamma_1} = R + \frac{1}{\gamma_2} \cdot HGC$$

entonces

$$c = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_2 - \gamma_1 FGH} R$$

que es la respuesta total del sistema. Consecuentemente, la función de transferencia total es

$$E(s) = \frac{C}{R} = \frac{\gamma_1 \gamma_2 F}{\gamma_2 - \gamma_1 FGH} = \frac{\gamma_2}{\frac{\gamma_2}{\gamma_1} - GH} \quad (4.6)$$

Consideremos ahora al transductor electromecánico representado por γ_1 en la figura 4.5, al que se le suministra una señal eléctrica U en la entrada y cuya salida es un desplazamiento C , que depende de la entrada U ; esto es, la gamma tiene dimensiones de cm/volt.



Fig.4.5 Representación simplificada del transductor electromecánico y del sensor de velocidad.

En estas condiciones, sabemos que C no es estrictamente proporcional a U , debido a alinealidades en la respuesta del transductor causadas por las razones citadas en la sección

anterior.

Si consideramos ahora al sensor de velocidad como un segundo transductor sujeto rígidamente al eje del primer transductor, de tal forma que a la salida suministre una señal eléctrica V , cuya intensidad sea proporcional a la velocidad de dicho eje (esto es, $V=(1/\gamma_2)(dC/dt)$), por lo tanto $G(s)=s$ y si F y H son amplificadores de los voltajes E y V respectivamente, de tal forma que la amplificación F sea muy grande ($f \gg 1$), tendremos por substitución directa en la ecuación (4.6)

$$\lim_{F \rightarrow \infty} E(s) = \lim_{F \rightarrow \infty} \frac{\gamma_2}{\frac{\gamma_2}{\gamma_1 F} - Hs} = - \frac{\gamma_2}{Hs}$$

esto es

$$C = - \frac{\gamma_2}{H} \frac{R}{s}$$

por lo tanto

$$C(t) = - \frac{\gamma_2}{H} \int_0^t R dt \quad (4.7)$$

además, de la figura 4.4

$$V = \frac{1}{\gamma_2} GC$$

entonces

$$V(t) = \frac{1}{\gamma_2} \frac{d}{dt} C(t)$$

substituyendo la ecuación (4.7), obtenemos

$$V(t) = - \frac{1}{H} R(t) \quad (4.8)$$

análogamente

$$W(t) = - R(t) \quad (4.9)$$

Debe notarse que en la ecuación (4.7) no se especifica la forma de la onda de la señal R , ni la frecuencia de operación para producir el desplazamiento C . Esto permite controlar de manera precisa movimientos de velocidad constante, o de aceleración constante, o cualquier otra variación eléctrica, con solo introducir la derivada de la señal a la entrada del servomecanismo. En nuestro caso, solo debemos cuidar la fase del movimiento para que los puntos de velocidad cero sean precisamente los correspondientes al canal central del multiescalador.

En la figura 4.6 se muestra el diagrama del circuito electrónico diseñado para producir el movimiento con aceleración constante. Para evitar las oscilaciones de alta frecuencia del sistema, se le incorporó al amplificador A01 de la misma figura, un filtro de frecuencias compuesto por el condensador C1 y un estabilizador dado por las resistencias R2 y R3 y el condensador C2. Es necesario adicionar a la salida del A01 un amplificador de corriente, compuesto por R5, R6, T1 y T2, con el fin de proporcionar a la primera bobina del transductor, la cantidad suficiente de corriente que requiere debido a su baja impedancia de entrada.

El barrido del eje X del multiescalador genera una señal triangular positiva, por lo que es necesario añadir con P2 y R4 un voltaje constante negativo, para que la suma de las dos señales sea un voltaje que oscile alrededor del cero. La señal V de retroalimentación es amplificada con A02 en una proporción que depende de la razón de las resistencias

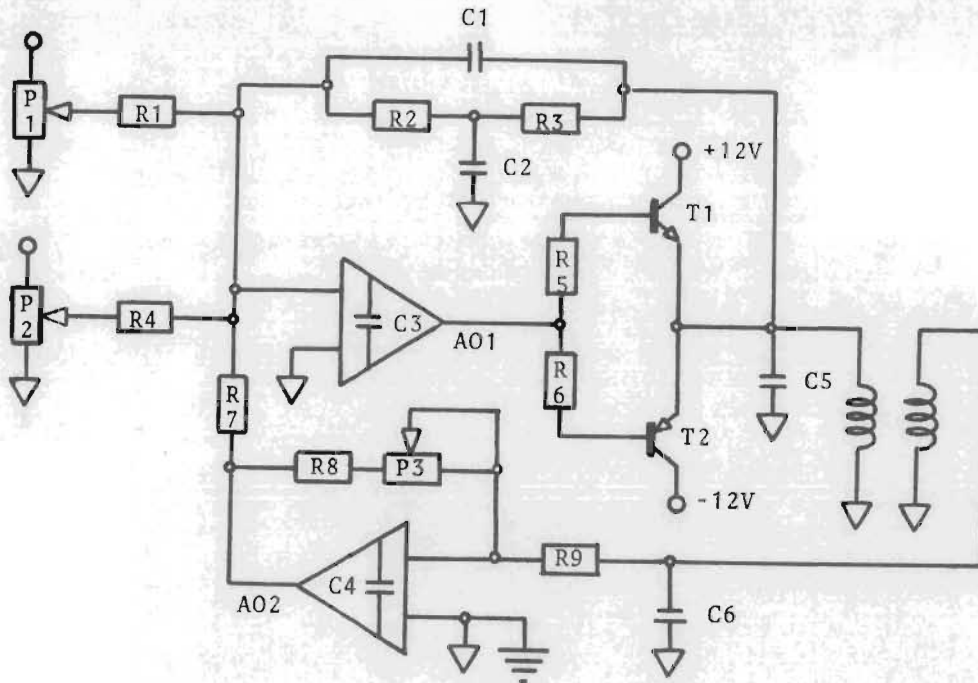


Fig.4.6 Circuito electrónico del servomecanismo.- P1 = potenciómetro lineal 1 k Ω , 10 vueltas; P2 = potenciómetro lineal 10 k Ω ; P3 potenciómetro lineal 100 k Ω ; R1 = R4 = R7 = 10 k Ω ; R2 = R3 = 2 M Ω ; R5 = R6 = 330 Ω ; R8 = 220 k Ω ; R9 = 3.3 k Ω ; C1 = 100 pf; C2 = 1 μ f; C3 = C4 = 6.8 pf; C5 = C6 = 1000 pf; AO1 = AO2 = μ A748; T1 = 2N3055; T2 = 2N3789.

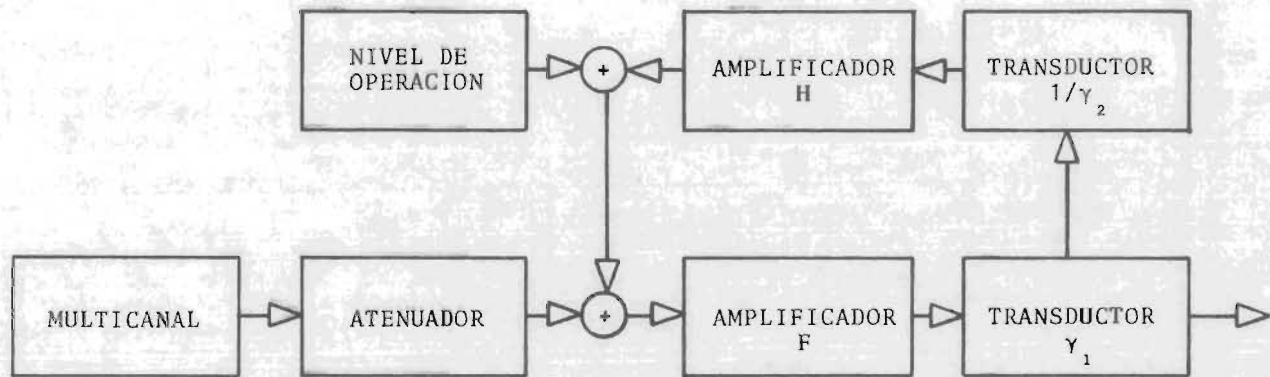


Fig.4.7 Diagrama de bloques del servomecanismo .

P3 y R8 entre R9, lo que permite calibrar la velocidad máxima, misma que puede variarse con P1 que funciona como divisor de voltaje de R. Si esta variación es lineal con el ángulo de giro del potenciómetro P1 que es de 10 vueltas, tendremos la posibilidad de cambiar continuamente todo el rango de velocidades máximas que en este caso se calibró para operar de 0 a 20 mm/s. Los condensadores C5 y C6 se incluyen para eliminar los posibles transitorios en el voltaje, así como la mayor cantidad de ruido debido a radiofrecuencia y pulsos esporádicos del ambiente. El diagrama de bloques del sistema completo está representado en la figura 4.7.

4.8 El Sensor de Velocidad

La principal restricción en el diseño del servomecanismo para el espectrómetro, radica en la condición de que el sensor de velocidad trabaje en una región estrictamente lineal, pues el voltaje proporcionado por este es el que realmente integra la señal de entrada R de el multicanal. Además, el voltaje del sensor se utiliza para una verificación electrónica del movimiento, de tal forma que cualquier alinealidad en él, tiene como consecuencia un incremento de velocidad alineal.

Sabemos que el voltaje inducido en el sensor, que en este caso es una segunda bobina unida mecánicamente a la primera, es proporcional a la derivada del desplazamiento respecto al tiempo, ya que

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \frac{d\phi_B}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{A} \cdot \vec{B}) = B \frac{dA}{dt} \\ &= 2\pi r n B \frac{dx}{dt}\end{aligned}$$

donde $2\pi r n dx$ es el área barrida por la bobina en el despla

miento dx y por lo tanto, proporcional a la velocidad.

Para evitar distorsiones en la respuesta del sensor, la segunda bobina se colocó en otro campo magnético totalmente independiente de la primera bobina. Con esto se evitan efectos de inducción mutua y distorsiones producidas en el campo de la segunda bobina debidas a la presencia del campo generado por la primera.

Una precaución adicional es la de asegurar que el campo magnético en el cual se desplaza la segunda bobina sea uniforme; esto se logra reduciendo el espacio D entre las caras polares (ver figura 4.8) y procurando limitar los extremos del movimiento de tal forma que la bobina nunca se acerque a las orillas del campo, en donde este deja de ser uniforme.

Las dimensiones del sensor son: $D=1.5$ mm, $A=10$ mm y es el ancho de las caras polares. $E=2.5$ mm; el desplazamiento máximo del sistema es de ± 3 mm.

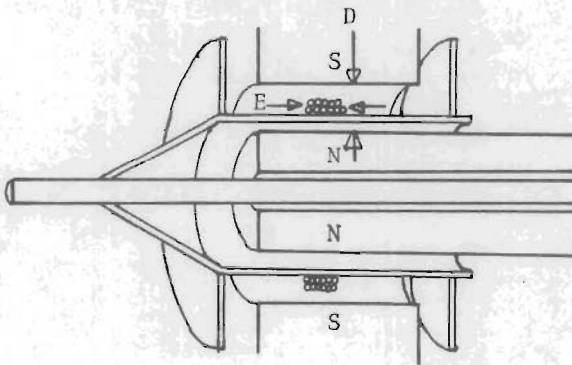


Fig. 4.8 Diagrama del sensor de velocidad.

Capítulo 5

VERIFICACION Y CALIBRACION DE LA VELOCIDAD

En el capítulo anterior indicamos que la precisión del movimiento del servomecanismo, y por lo tanto, la precisión de los espectros obtenidos con el sistema, depende fundamentalmente de la linealidad de la respuesta del sensor de movimiento. Por ello, resulta altamente conveniente verificar esta linealidad.

5.1 Verificación electrónica

El voltaje U suministrado a la primera bobina del servo sistema es la integral con respecto del tiempo de la señal triangular R proveniente del multicanal. Consecuentemente, la variación con respecto del tiempo del desplazamiento es parabólica. Por otra parte, la bobina sensora genera un voltaje V proporcional a la velocidad del movimiento, de tal forma que, entonces, este voltaje resulta triangular y está desfasado 180° con respecto a R .

Como primera verificación del movimiento se hace una comparación del voltaje triangular R y el voltaje triangular V proveniente de la bobina sensora. Cuando las amplitudes de estos voltajes son iguales, al compararlos en un osciloscopio diferencial resulta una traza horizontal en la pantalla. Esto es una primera indicación de la linealidad de la variación de velocidad.

5.2 Verificación Óptica

Dadas las características de funcionamiento del multicañal, se sugiere un método interferométrico para medir directamente la velocidad del movimiento. En la figura 5.1 se ilustra la disposición utilizada en este trabajo.

El haz luminoso es emitido por un laser de Helio-Neón, cuya longitud de onda es de 6328 \AA ; mediante un divisor de haz se hace que una parte del rayo se dirija hacia un espejo fijo y la otra parte del rayo se dirija hacia el espejo montado en el eje del servomecanismo, de tal forma que este último funciona como el espejo móvil de un interferómetro de Michelson. Como consecuencia del movimiento, se generan franjas de interferencia que son detectadas mediante un fotodiodo (diodo PIN) acoplado a un amplificador operacional.

Sabemos que, para una luz monocromática en un interferómetro de Michelson, la cantidad de franjas que aparecen al recombinarse el haz, es proporcional al desplazamiento x del espejo móvil, e inversamente proporcional a la longitud de onda

$$n = \frac{2x}{\lambda}$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{2}{\lambda} \frac{dx}{dt}$$

donde n es el número de franjas de interferencia y λ es la longitud de onda del haz; o sea que, la velocidad de aparición de las franjas es proporcional a la velocidad del espejo móvil. Si en vez de tomar la derivada, consideramos un pequeño incremento de tiempo Δt , tendremos

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{2}{\lambda} \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

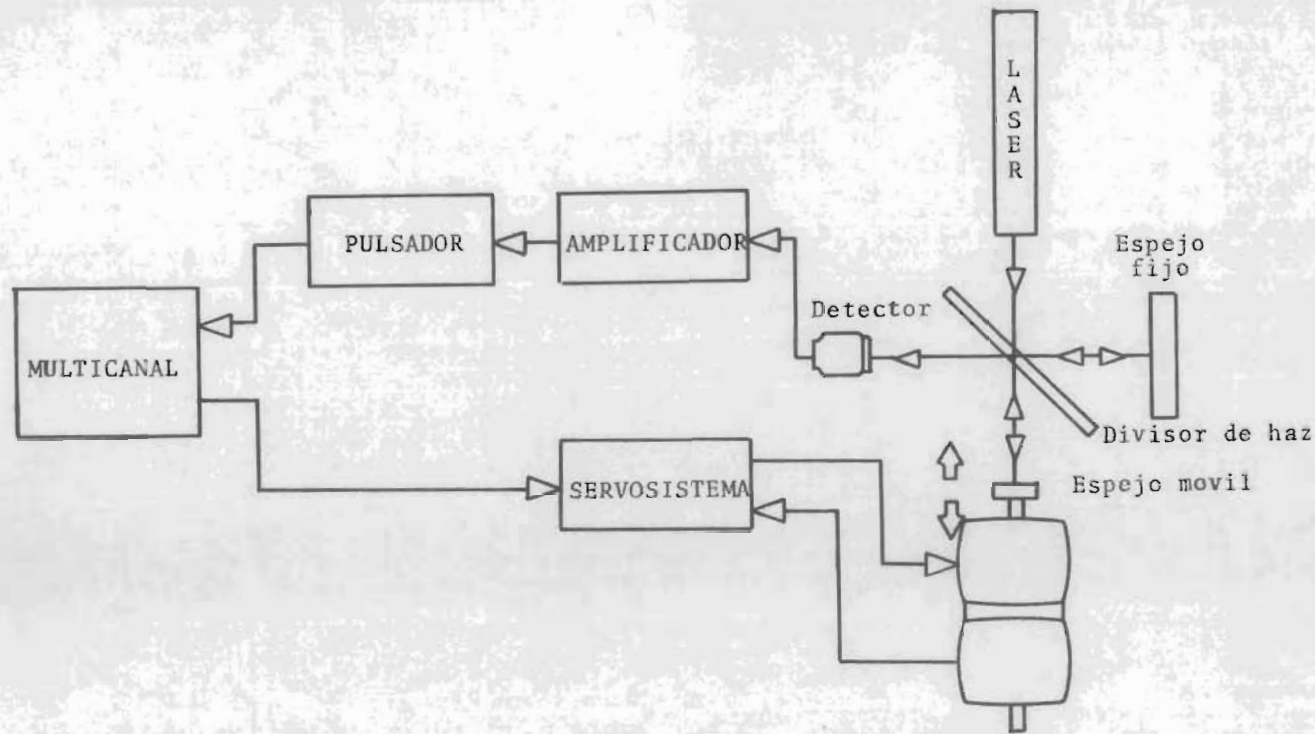


Fig.5.1 Arreglo experimental para verificar el movimiento.

que es el número de franjas que se detectan en el intervalo Δt . Como el movimiento está en sincronía con el barrido de los canales del multicanal, es posible obtener una gráfica que asocia a cada canal una velocidad promedio en el intervalo Δt , que es el tiempo que permanece abierto cada canal.

Dado que el multicanal es básicamente un aparato digital, la información que acepta debe ser digital; esto es, en forma de pulsos cuya duración sea menor a un microsegundo y cuyos tiempos de transición sean menores a una décima de microsegundo. Como la variación de las franjas es uniforme (aproximadamente senoidal) es necesario pasar la señal del amplificador operacional a un generador de pulsos, para que este proporcione el pulso requerido cuando una franja pasa de luminosa a oscura. Estos pulsos entran al multiescalador y se almacenan. Consecuentemente, la altura de cada canal en la pantalla es proporcional a la velocidad promedio asociada con Δt .

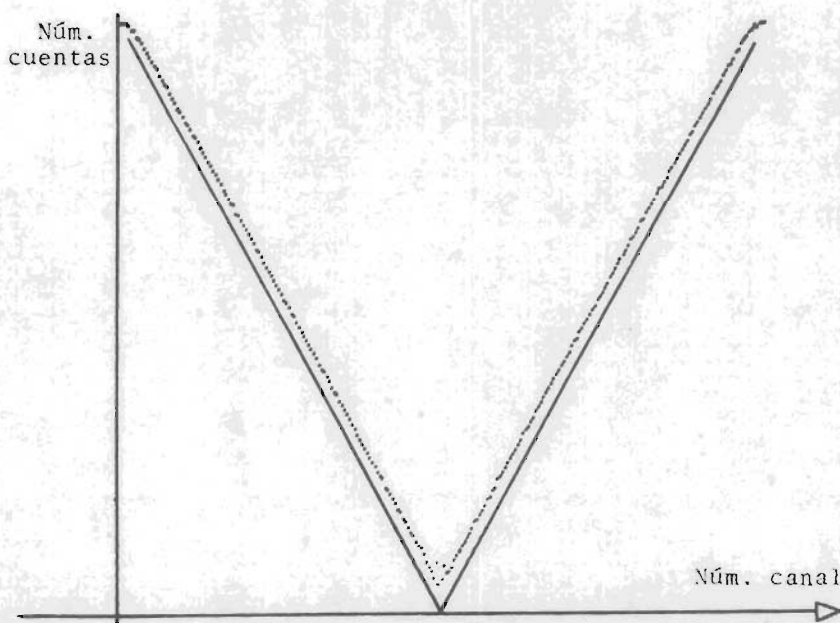


Fig.5.2 Espectro de velocidades.

Este espectro de velocidades no permite la determinación de la velocidad máxima, sino que solo indica que la variación de la velocidad es efectivamente lineal y está en fase con todos los canales. La gráfica de la figura 5.2 tiene la misma forma independientemente de la velocidad máxima alcanzada; por lo tanto, verificamos que, en cualquier caso, la velocidad varía linealmente.

El multicanal tiene salidas para dar digitalmente los valores de cada canal, pero debido a la carencia de un sistema directo de acoplamiento con una computadora, no es posible efectuar el ajuste de las rectas con precisión. Si ajustamos dos rectas a los puntos graficados, no existen desviaciones observables con respecto a estas rectas.

5.3 Verificación de la Velocidad Máxima como Función de la Señal de Entrada

Variando el voltaje R , se puede variar la máxima velocidad V_m del movimiento de la fuente. Esto es necesario para que los espectros obtenidos abarquen la mayor parte de la pantalla, con el fin de aumentar la resolución. Entonces, conviene determinar cual es la velocidad máxima V_m en términos de la señal de entrada R .

La forma más sencilla de hacer esta determinación consiste en variar la magnitud de R y, con ayuda del sistema de interferometría de la figura 5.3, podemos observar en un osciloscopio cual es el período mínimo T_{\min} en el que ocurren dos interferencias constructivas o destructivas consecutivamente; con este valor se puede determinar la velocidad máxima del sistema, ya que

$$1/T_{\min} \sim V_m$$

De los resultados experimentales se obtiene que la dependen-

cia de V_m como función del voltaje pico a pico de R, resulta lineal.

Debido a que en la determinación del período se utiliza un osciloscopio, los datos no son muy exactos, pues dependen de la calibración de este y de la resolución de la pantalla.

Para determinar con más precisión esta dependencia, es necesario utilizar un contador universal sincronizado con el barrido del multicanal; esto es, con R.

El contador universal se hace funcionar de tal forma que determine la razón de cuentas A/B de las transiciones en el canal A, a las transiciones en el B. En el canal A se introducen los pulsos del detector óptico, en tanto que al B se introduce un pulso al principio de cada ciclo de barrido del multicanal. Así, el contador muestra en cada lectura el número de semilongitudes de onda comprendidas en el recorrido total. Ahora bien, en un movimiento parabólico

$$V_m = \frac{g}{T} x_m$$

Donde T es el período de un recorrido total y x_m es el desplazamiento máximo. Por lo tanto, la velocidad máxima V_m es proporcional al desplazamiento máximo x_m . Como R se mide con un voltímetro digital de cuatro cifras, las lecturas de n y de R son muy precisas, además de que eliminan, en gran parte, las mediciones estadísticas. La determinación de V_m como función del voltaje pico a pico de R, está dada por los valores listados en la Tabla 5.1, para un período fijo.

Es de notar que la velocidad máxima solo depende del voltaje de pico a pico de R, y de ninguna manera del período de barrido T de los canales, y fué determinado también con el procedimiento anterior; esto es, al variar el período,

| R (VPP) volts | n | x_m mm | V_m mm/s |
|------------------|------|-------------|---------------|
| 0.50 | 280 | 0.044 | 3.54 |
| 1.00 | 558 | 0.088 | 7.06 |
| 1.50 | 837 | 0.132 | 10.59 |
| 2.00 | 1123 | 0.177 | 14.22 |
| 2.50 | 1395 | 0.221 | 17.66 |
| 3.00 | 1682 | 0.266 | 21.29 |
| 3.50 | 1955 | 0.309 | 24.74 |
| 4.00 | 2241 | 0.355 | 28.36 |
| 4.50 | 2525 | 0.400 | 31.96 |
| 5.00 | 2812 | 0.445 | 35.59 |

Tabla 5.1 Listado de número de franjas de interferencia en función de R, para un ciclo cuyo período $T=1/10$ s. La velocidad V_m es función lineal de la magnitud de R ($V_m = 7.1128R - 0.063$; el coeficiente de correlación lineal $r^2 = 0.994$).

solamente cambia el valor de x_m , sin cambiar el valor de V_m .

Sin embargo, debe tomarse en cuenta que existe un corrimiento de fase en la integración que depende de la frecuencia de operación del sistema; por lo tanto, es necesario determinar T de tal forma que los puntos de velocidad cero correspondan precisamente al canal central del multiescalador en los dos sentidos del recorrido de los canales.

El procedimiento para encontrar el valor de T, es el de variar este continuamente hasta lograr que la señal del detector de franjas indique la coincidencia en el tiempo de la velocidad cero con el canal central del multiescalador, y fué logrado con ayuda de un osciloscopio de doble haz.

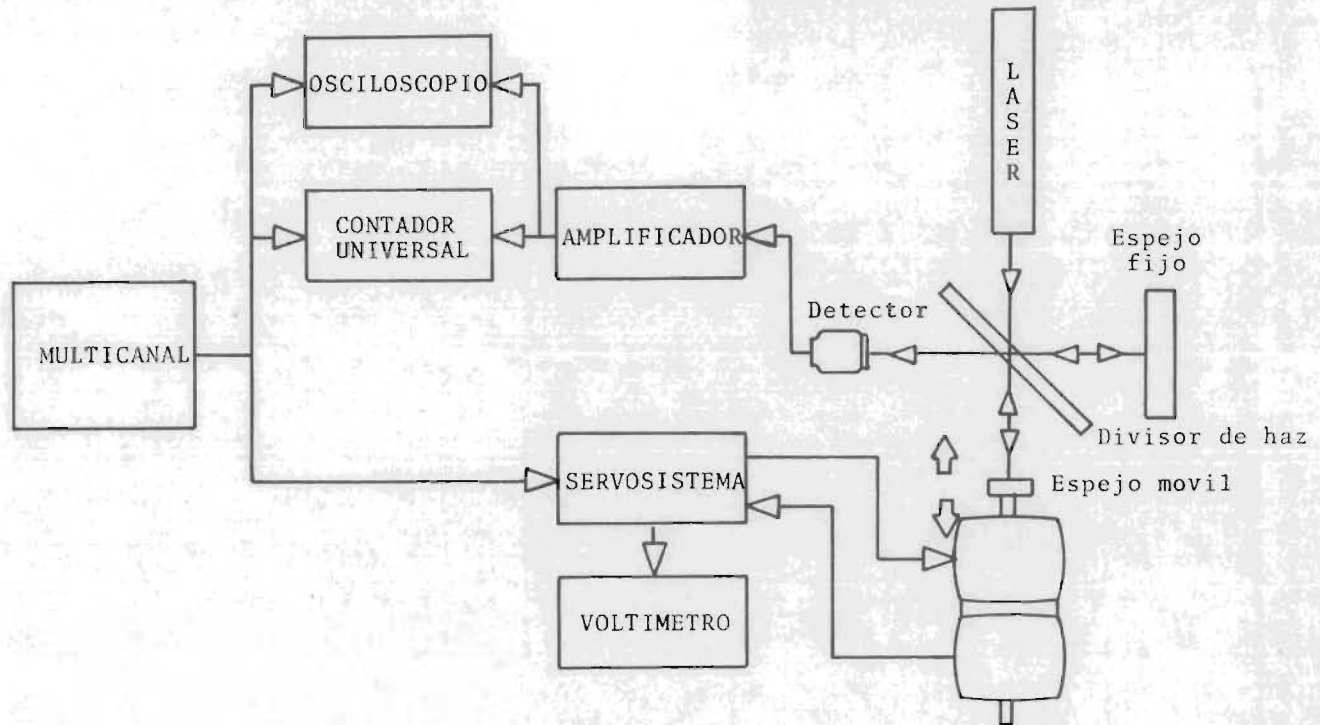


Fig.5.4 Arreglo experimental para calibrar velocidad máxima.

5.4 Calibración de la Velocidad

En la sección anterior se comprobó que la velocidad máxima V_m solo depende del voltaje pico a pico de R. Si variamos la señal del barrido del multicanal por medio de un potenciómetro lineal muy preciso, de tal forma que R varíe desde cero hasta un valor máximo (que para este caso es de 5 VPP), podremos variar V_m en función del ángulo de giro del potenciómetro. Lo que resta finalmente es hacer corresponder al máximo valor pico a pico de R una velocidad máxima.

Esta calibración se efectuó variando el valor de la retroalimentación H en el circuito electrónico, esto es, el potenciómetro P3 de la figura 4.6, ajusta la amplificación de la retroalimentación, hasta que la velocidad máxima V_m en estas condiciones es de 20 mm/s, que es una velocidad adecuada para la mayoría de los experimentos.

Capítulo 6

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

6.1 Resultados

A continuación se muestran algunos espectros obtenidos con el sistema en operación. Se incluyen gráficas que muestran la verificación electrónica de la linealidad del movimiento, así como una gráfica de calibración absoluta del espectrómetro.

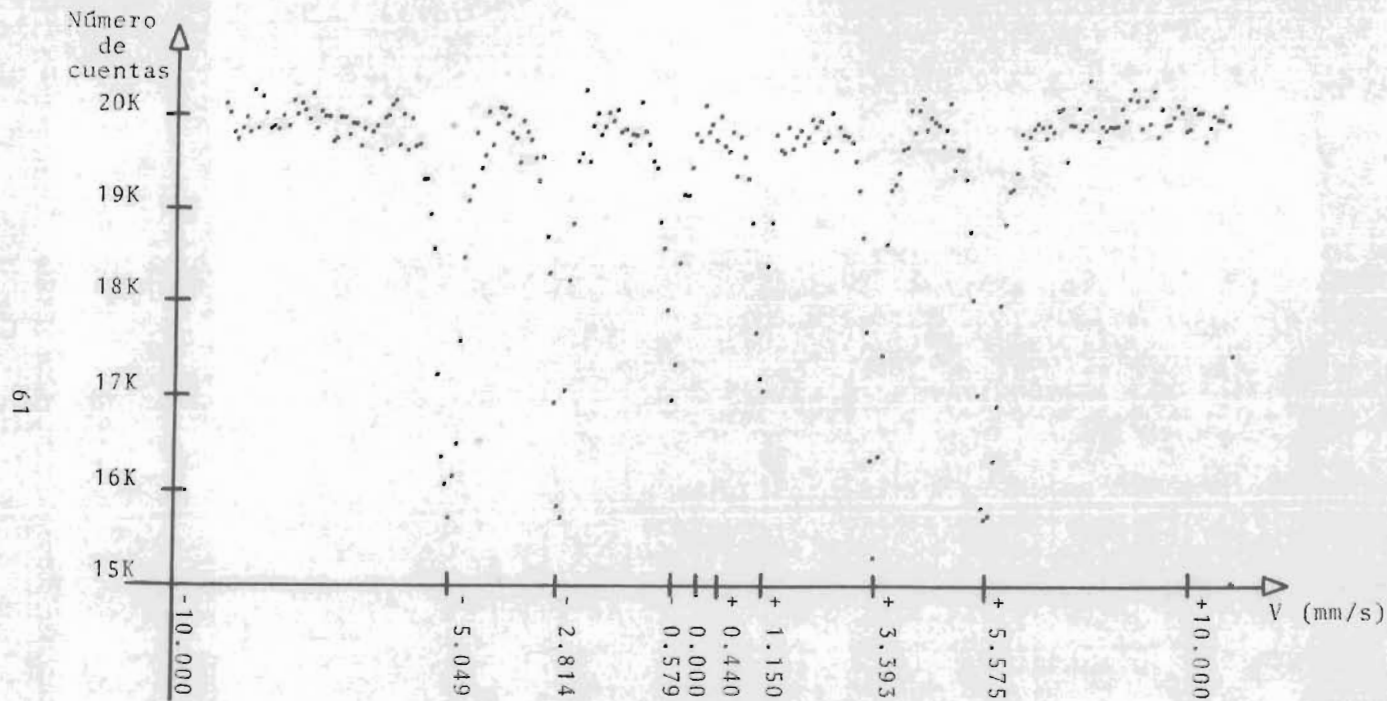


Fig.6.1 Espectro de una lámina de hierro de 0.001" de espesor con fuente de Co^{57} , en Paladio.

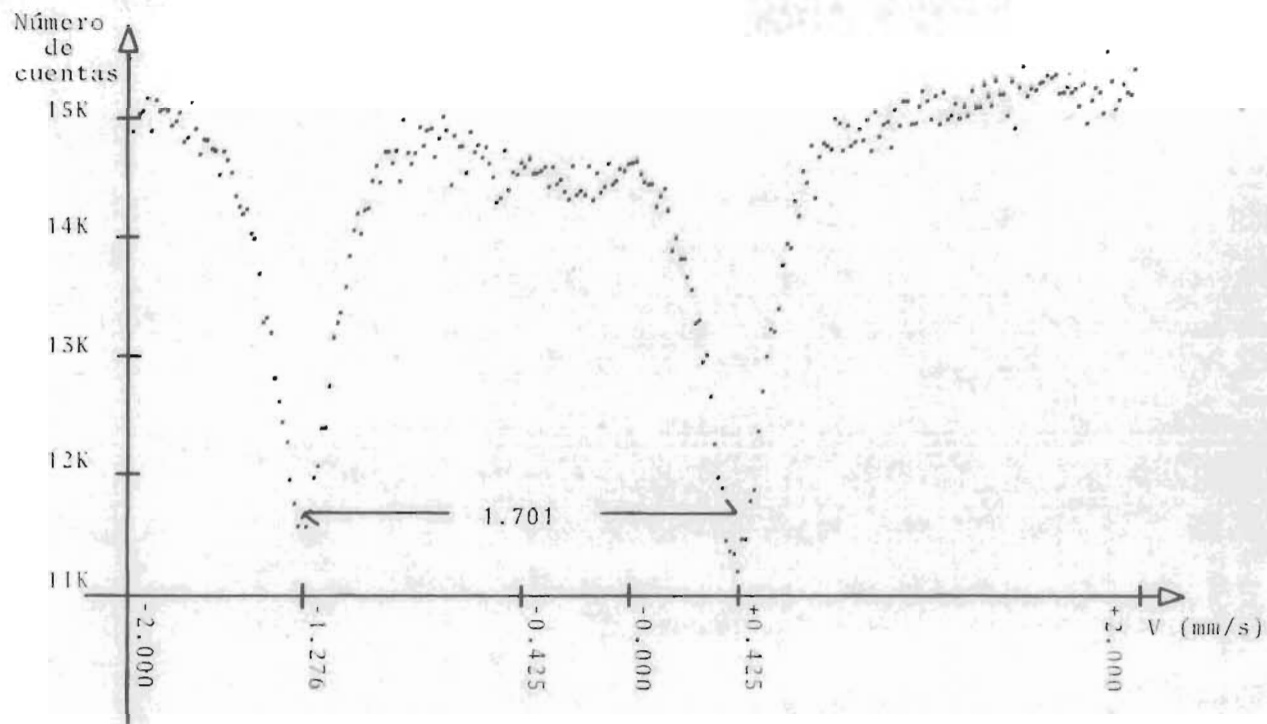


Fig.6.2 Espectro de Nitroferrocianuro de Sodio con fuente de Co^{57} , en Paladio.

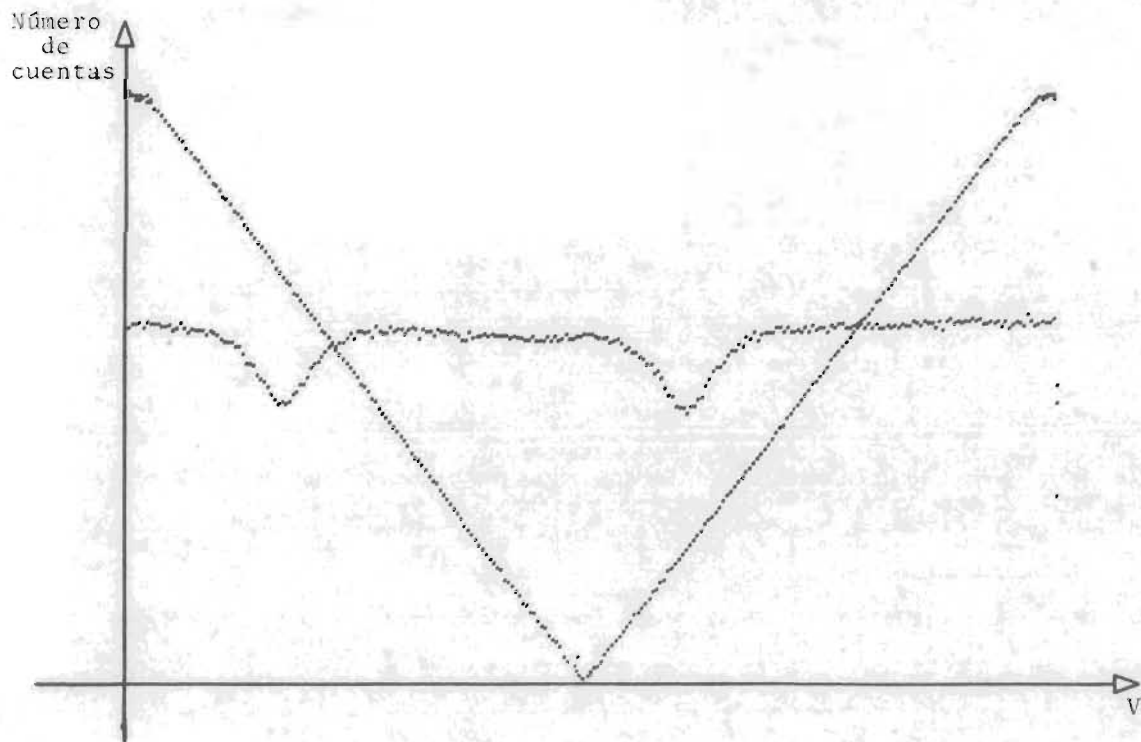


Fig.6.3 Espectro de Nitroferrocianuro de Sodio con fuente de Co^{57} , en Paladio y espectro de calibración absoluta.

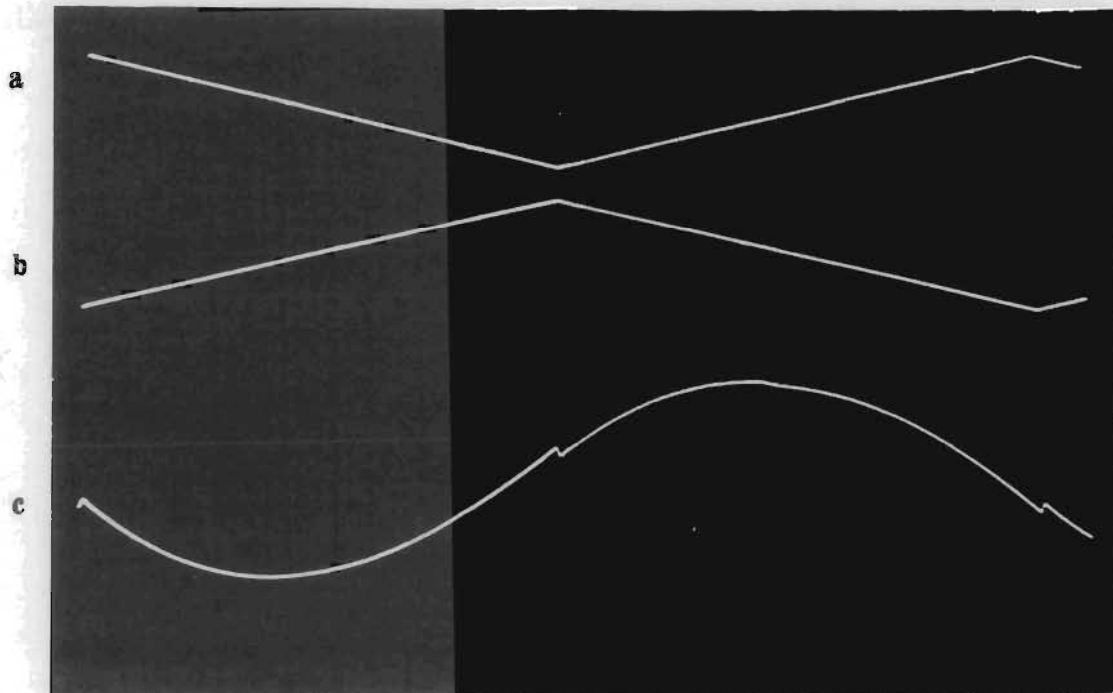


Fig.6.4 Verificación electrónica de la variación de la velocidad.
a) señal del multicanal; b) señal de salida del detector de
velocidad; c) señal de entrada al transductor de movimiento.

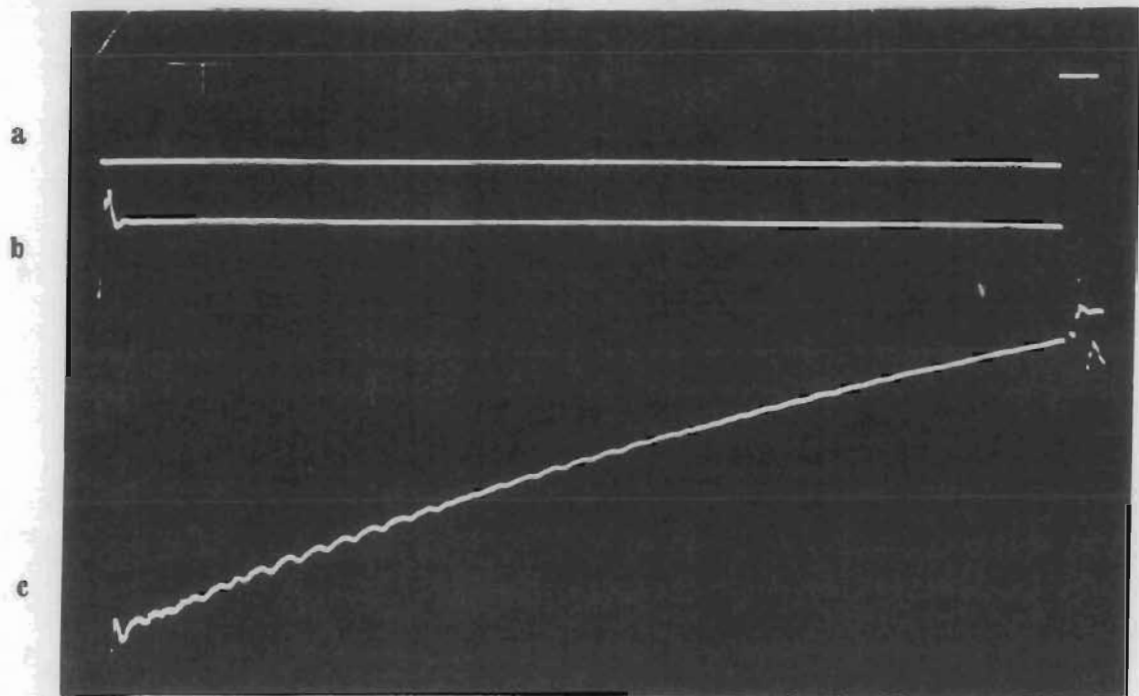


Fig.6.5 Verificación de la integración electromecánica de la señal eléctrica. a) señal de entrada; b) señal del detector de velocidad; c) señal de entrada al transductor de movimiento.

Los valores numéricos obtenidos en la figura 6.1, se calcularon utilizando el valor dado por la National Beaureau of Standard mostrado en la Tabla 6.1 para el corrimiento isomérico de la línea de emisión de una fuente de Co^{57} en Pd. No se utilizó el valor de este mismo corrimiento, obtenido del espectro de la figura 6.2, debido a que este espectro se tomó con una muestra en polvo de Nitroferrocianuro de Sodio en epoxy, en tanto que el valor dado por la NBS se obtiene utilizando la absorción en un cristal de Nitroferrocianuro de Sodio orientado en la dirección $[1,0,0]$. Como se ve, la discrepancia entre los corrimientos isoméricos es del 3%. También cabe mencionar que las posiciones de los picos de absorción no se ajustaron con computadora, sino que se hizo un ajuste visual. Sin embargo, utilizando el espectro de hierro común, resulta que la discrepancia de valores con respecto a los de la NBS no puede diferir en más de 0.1%

| Pico número | Posición (mm/s) |
|-------------|-----------------|
| 1 | - 5.0494 |
| 2 | - 2.8167 |
| 3 | - 0.5800 |
| 4 | + 1.1007 |
| 5 | + 3.3376 |
| 6 | + 5.5754 |

Corrimiento isomérico de una fuente de Fe^{57} en Pd, con respecto de una fuente de Nitroferrocianuro de Sodio. 0.437 ± 0.002 mm/s

Separación cuadrupolar del Nitroferrocianuro de Sodio. 1.7015 ± 0.0002 mm/s

Tabla 6.1 Calibración y corrimiento isomérico (NBS).

6.2 Conclusiones

Como ya se mencionó, las limitaciones del servosistema las introducen la posible variación con la temperatura del campo magnético del sensor de velocidad, así como el máximo desplazamiento que permite el sistema mecánico.

El servomecanismo desarrollado permite controlar adecuadamente el movimiento para realizar los experimentos con el efecto Mossbauer. Sin embargo, no es esta la única aplicación posible, ya que permite también controlar otros tipos de movimiento (en particular un movimiento de velocidad constante), debido a las características de integración electro-mecánica.

Por otra parte, el sistema de calibración absoluta desarrollado en este trabajo permite verificar muchos resultados experimentales anteriores, así como asegurar los valores de los nuevos espectros obtenidos. Cabe comentar que aunque este sistema se desarrolló en forma original, actualmente se puede conseguir un sistema semejante en el mercado.*

* Ranger Electronics Corporation.

Referencias

- ¹ GOLDANSKII, V. I., HERBER, R. H., "Chemical applications of Mossbauer spectroscopy", Academic Press, New York, 1968.
- ² WERTHEIM, G. K., "The Mossbauer effect", *Nucleonics*, 19 (A1). 1961, 53.
- ³ WERTHEIM, G. K., "Mossbauer effect: Principles and applications". Academic Press, New York, 1964.
- ⁴ DANON, J., "Mossbauer effect and its applications", Escuela Latinoamericana de Física, 1965, D19-D25.

Bibliografía.

- ARRIOLA, H., Revista Mexicana de Física, 19, 1970, FA144.
- BAIRD, D. C., "Experimentation: an introduction to measurement theory and experiment design", Prentice-Hall, Inc. 1962
- BRADDICK, H. J. J., "The physics of experimental methods", Science Paperbacks and Chapman and Hall Ltd., 1967.
- BROPHY, J. J., "Basic electronics for scientists", International Student Edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1966.
- BROWN, F. C., "Física de los sólidos", Editorial Reverte, S. A., Barcelona, 1970.
- CASTRO, P., Tesis profesional, Facultad de Ciencias, México, D. F., 1960.
- COHEN, R. L., McMULLIN, P. G., and WERTHEIM, G. K., "High velocity drive for Mossbauer experiments", The Review of Scientific Instrument, 34, 1963, 671-673.
- DE BENEDETTI, S., "The Mossbauer effect", Scientific American, 4, 1960, 73-80.
- DISTEFFANO, J. J., "Retroalimentación y sistemas de control" Serie de Compendios Schaum, Libros McGraw-Hill de México, S. A. de C. V., Colombia, 1972.

- ESTEVEZ, M., Tesis profesional, Facultad de Ciencias, México D. F., 1972
- FRAUNFELDER, H., "The Mossbauer effect", Editorial W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963.
- JENKINS, F. A., "Fundamentals of optics", McGraw-Hill Book, Co., New York, 1969.
- KANKELEIT, E., "Velocity spectrometer for Mossbauer experiments", The Review of Scientific Instruments, 35, 1964, 194-197.
- LOWENBERG, E. C., "Electronic Circuits", Schaum's Outline Series, McGraw-Hill Book Co., New York, 1967.
- MALMSTADT & ENKE, "Digital electronics for scientists", W. A. Benjamin, Inc., New York, 1969.
- MALMSTADT, ENKE & TOREN, "Electronics for scientists", W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963.
- MICHELSON, A. A., "Studies in optics", Phoenix Books, Chicago, 1953.
- NOGUEIRA, A., GOMEZ, R., "Generador de desplazamientos con aceleración constante para efecto Mossbauer", Revista Mexicana de Física, 21, 1972, FA105-FA109.
- RODRIGUEZ, M., QUINTANA, J., AGUILAR, G., "Efecto Mossbauer", (basado en el curso dictado por el Dr. R. Cohen), Primer Simposio Latinoamericano en Física del Estado Sólido, I. V. I. C., Caracas, 1969.
- ROSSI, B., "Optics", McGraw-Hill Book, Co., Inc, New York, 1969.

RUBIN, D., "Constant acceleration transducer employing negative feedback for use in Mossbauer experiments", The Review of Scientific Instruments, 33, 1962, 1358-1360.

VALI, V., & NYBAKKEN, T. W., "Low velocity drive for Mossbauer experiments", The Review of Scientific Instruments, 35, 1964, 1085-1087.

"Application manual computing amplifiers". Philbrick/Nexus Research, a Teledyne Co., Dedham, Massachusetts, 1968.

"Beck interferometer", R. & J. Beck Limited, Watford.

"Detector amplifier combinations", United Detector Technology, Inc., Sta. Monica, California.

"Fairchild semiconductor integrated circuits, data catalog", Fairchild Semiconductor, Mountain View, California, 1972.

"Fairchild semiconductor transistor and diode, data catalog", Fairchild Semiconductor, Mountain View, California, 1971.

"Laboratory manual, 800 serie", "Semiconductor detector preamplifier", "DDL amplifier", "Single channel analyser", "Pulser", Canberra Industries, Midletown, Connecticut.

"Operating manual, 5401A/B, Multichannel analyser system", Hewlett-Packard Co., Palo Alto, California.

"Type 1217-C, unit pulse generator", General Radio Co., West Concord, Massachusetts. 1966.