

MEDICION DE LA VIDA MEDIA DEL PRIMER ESTADO EXCITADO DEL
 ^{19}F POR EL METODO DE COINCIDENCIAS RETARDADAS*

M. Vázquez**, C. Tagueña y V.C. de la Peña

Instituto de Física, Universidad Nacional de México

(Recibido: 15 de Abril 1963)

RESUMEN

The lifetime of the first excited state of ^{19}F has been measured by the well known method of delayed coincidences, using equipment built in our laboratory and a 2 MeV Van de Graaff machine. The prompt coincidence curve was obtained with an ^{27}Al target. The ^{19}F target was prepared by evaporation of lead fluoride on tantalum backing. A ^{10}B target was also used to test and calibrate the equipment. The lifetime of the first excited state of ^{10}B has been measured several times, these results agreeing satisfactorily. Therefore, the ^{10}B

* Trabajo parcialmente patrocinado por la Comisión Nacional de Energía Nuclear

** Asesor de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

lifetime of 1×10^{-9} sec was as a calibration standard for the time axis, the observed shift of the centroid of the delayed coincidence curve corresponds to this value. The ^{19}F targets were bombarded with 1.5 MeV protons and a shift corresponding to a lifetime of $(0.87 \pm 0.14) \times 10^{-9}$ sec was obtained. This measurement seems to be somewhat lower than previously reported values, and the present standard deviation is also smaller.

INTRODUCCION

Se reportan en este artículo los resultados del intento de medición de la vida media del 1er estado excitado del núcleo ^{19}F , que se ha hecho utilizando el método de coincidencias retardadas, con un equipo construido en el Laboratorio de Física Nuclear del Instituto de Física de la Universidad Nacional de México.

La vida de un estado excitado de un núcleo está relacionada con la probabilidad absoluta de transición por la siguiente expresión

$$T(l) = \frac{1}{\tau} \quad (1)$$

donde $T(l)$ es la probabilidad absoluta de transición para que el estado excitado mencionado decaiga en otro de menor energía, cuando éstos son estados ligados y cuando la transición es simple y el tipo de radiación involucrada está asociada a un solo operador (radiación multipolar pura). τ es la vida media.

Se ha demostrado^{1,2} que la probabilidad de transición para una radiación del tipo l polar de un estado inicial con espín j a un estado final, de menor energía con espín j' está dada por la expresión

$$T(l) = \frac{1}{\hbar} \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{E\gamma}{\hbar c} \right)^{2l+1} \sum_{m'+q=m}^{2l+1} |(jm | O_q^{(l)} | j' m')|^2 \quad (2)$$

donde $E\gamma$ es la energía del fotón emitido, l y q son el momento angular y su compo-

nente z del foton emitido, m y m' son las componentes z del spin de los estados inicial y final y $O_q^{(l)}$ son los operadores para el tipo particular de radiación involucrada en la transición.

El cálculo de la probabilidad de transición entre los estados nucleares es prácticamente imposible, porque las funciones de onda que describen los estados son desconocidas, excepto en el caso del deuterón. Sin embargo, es posible hacer estimaciones del orden de magnitud de las probabilidades de transición, si se adopta algún modelo nuclear.

Weisskopf² hizo esto usando el modelo de partículas independientes, para el caso en el que el estado bajo tuviera $l_2 = 0$, y obtuvo los siguientes resultados.

Para la radiación eléctrica, multipolo de orden l

$$T_E(l) \cong \frac{4.4(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}}\right)^{2l+1} (R \text{ en } 10^{-13} \text{ cm})^{2l} 10^{21} \text{ seg}^{-1}$$

Para la radiación magnética, multipolo de orden l

$$T_M(l) \cong \frac{1.9(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}}\right)^{2l+1} (R \text{ en } 10^{-13} \text{ cm})^{2l-2} 10^{21} \text{ seg}^{-1}$$

En estas expresiones l es el momento angular total del estado inicial, $\hbar\omega$ es la energía del foton emitido en MeV. $R = R_0 A^{1/3}$ es el radio del núcleo 10^{-13} cm.

Como establece Weisskopf, estas expresiones son una aproximación muy burda, y los valores obtenidos pueden considerarse como un mínimo de la vida media teórica del nivel que decae por emisión de rayos γ . De hecho los valores experimentales difieren de los valores teóricos a veces hasta por un factor de 10^6 y aún así estos pueden ser una estimación útil de la vida media.

Es posible generalizar la expresión (3) en el caso en que $l_2 \neq 0$ para el estado final. Para el caso general de una transición eléctrica de multipolo de orden l de un estado inicial con momento angular orbital l_1 y momento angular total J_1 a un

estado final con momento angular orbital l_2 y momento angular total J_2 , la expresión (3) debe multiplicarse por el siguiente factor:

$$(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2l + 1) [V(l_1 l_2 l; 000)]^2 [W(l_1 J_1 l_2 J_2; 1/2 l)]^2 \quad (5)$$

Suponiendo que el momento angular orbital y total son causados por una sola partícula. En (5) V es una cantidad relacionada con los coeficientes de Clebsch-Gordan y W es el coeficiente de Racah.

Para el caso del dipolo magnético M1, se dedujo por un procedimiento similar, la siguiente fórmula que es válida para el caso de $l_2 \neq 0$.

$$T_M(1) = \frac{16\pi}{9} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \delta_{l_1 l_2} (2J_2 + 1) [(-1)^{J_1} \sqrt{l_2(l_2 + 1)(2l_2 + 1)} \\ W(l_1 J_1 l_2 J_2; 1/2 l) + 2\mu (-1)^{J_2} \sqrt{\frac{3}{2}} W(1/2 J_1 1/2 J_2; l_2 l)]^2 \quad (6)$$

También en este caso se supone que el momento angular orbital y total son determinados por una sola partícula. Según esta partícula sea protón o neutrón se substituye en la fórmula (6) el momento magnético μ correspondiente. Además el término $(-1)^{J_1} \sqrt{l_2(l_2 + 1)(2l_2 + 1)} W(l_1 J_1 l_2 J_2; 1/2 l)$ solo sobrevive cuando se trata de un protón. Para un neutrón vale cero.

Con el objeto de conocer los ordenes de magnitud de las vidas medias de núcleos que pueden ser excitados con el acelerador Van de Graaff con que se cuenta en este laboratorio, se calcularon sus vidas medias usando la aproximación de Blatt y Weisskopf y los resultados se muestran en la siguiente tabla.

NOTA: La energía de bombardeo incluida en la tabla se calculó usando la fórmula III.4 de Bohr y Mottelson³, modificada:

$$E_{MeV} \geq 0.2 Z_1 (A_1/Z_1)^{1/3} (Z_2 \Delta E_{MeV})^{2/3} + 1/2 \Delta E_{MeV} \quad (7)$$

Donde Z_1 y A_1 son el número atómico y el número de masa del proyectil, Z_2 el número atómico del blanco y ΔE_{MeV} es la energía de los rayos γ emitidos.

CARACTERISTICAS DE ESTADOS EXCITADOS DE NUCLEOS LIGEROS

Estado Excitado	Energía de excitación en MeV	Energía de rayos γ en MeV	Orden Multipolar de la Radiación	Momento Angular		Paridad		Vida media en segs.	
				Base	Excitado	Base	Excitado	Valor teórico	Valor experimental ^{4, 6}
⁷ Li									
1er	0.493	0.478	M1	3/2	1/2	-1	-1	2.93×10^{-13} $28 \times 10^{-13}^*$	$(0.9 \pm 0.1) \times 10^{-13}$
¹⁰ B									
1er	0.827	0.717	E2	3	1	+1	+1	1.36×10^{-9}	$(0.96 \pm 0.06) \times 10^{-9}$
2o	1.72	1.74	M3	3	0	+1	+1	3.89×10^{-9}	
¹⁷ O									
1er.	1.166	0.871	E2	5/2	1/2	+1	+1	7.59×10^{-10}	$(2.5 \pm 1) \times 10^{-10}$
¹⁹ F									
1er	0.254	0.11	E1	1/2	1/2	+1	-1	6.5×10^{-13}	$(0.87 \pm 0.14) \times 10^{-8}$
2o	0.389	0.197	E2	1/2	5/2	+1	+1	3.67×10^{-7}	$(1.25 \pm 0.025) \times 10^{-7}$
3er	1.731	1.35	M2	1/2	5/2	+1	-1	9.02×10^{-10}	
²¹ Ne									
1er	0.636	0.350	M1	3/2	3/2	+1	+1	7.45×10^{-13}	
			M1	3/2	5/2	+1	+1		
²² Ne									
1er	1.731	1.277	E2	0	2	+1	+1	2.67×10^{-11}	
²³ Na									
1er	0.792	0.439	M1	3/2	5/2	+1	+1	3.79×10^{-13}	$(1.6 \pm 0.3) \times 10^{-12}$
²⁶ Mg									
1er	1.024	0.584	E2	5/2	1/2	+1	+1	3.33×10^{-10}	$(3.4 \pm 0.3) \times 10^{-9}$
2o	1.518	0.976	M1	5/2	3/2	+1	+1	3.46×10^{-14} $70 \times 10^{-14}^*$	$< 10^{-10}$
²⁷ Al									
1er	1.405	0.842	E2	5/2	1/2	+1	+1	4.89×10^{-10}	$(3.2 \pm 1.0) \times 10^{-11}$
2o	1.622	1.013	M1	5/2	3/2	+1	+1	3.09×10^{-14} $22 \times 10^{-14}^*$	$(2.0 \pm 0.8) \times 10^{-12}$
³³ S									
1er	1.553	0.841	M1	3/2	1/2	+1	+1	5.4×10^{-14}	
⁴³ Ca									
1er	0.951	0.3737	M1	7/2	5/2	-1	-1	6.12×10^{-13} $0.91 \times 10^{-13}^*$	
2o	1.339	0.594	E2	7/2	3/2	-1	-1	1.27×10^{-9}	

Todas las vidas medias teóricas han sido calculadas usando la aproximación de Blatt y Weisskopf y además para las transiciones de dipolo magnético se calculó otro valor marcado con * aplicando la fórmula (6) del artículo

TEORIA DEL METODO DE MEDICION

El sistema funciona con el principio llamado de coincidencia retardada que se usa ampliamente en este tipo de mediciones $6 \cdot 10^6$ y que está considerado entre los métodos electrónicos de medición de vidas medias más rápidos. El límite inferior de las vidas medias medibles por estos métodos es 10^{-11} seg.

El sistema consiste esencialmente en dos canales de detección, cada uno de los cuales proporciona una señal a un circuito de coincidencia. A la salida del circuito de coincidencia aparecerán pulsos solo cuando las señales de entrada están cerca una de otra un tiempo menor que el tiempo de resolución del dispositivo. En esta condición, cuando una fuente produce pulsos en ambos canales, si se introduce un retardo artificial en un canal entonces se puede obtener la variación del número de pulsos por unidad de tiempo a la salida del circuito de coincidencia, en función del retardo insertado. Este retardo se considera positivo si se introduce en un canal y negativo si se introduce en el otro. Cuando los eventos que producen pulsos en los canales de detección son simultáneos, la curva del número de pulsos por unidad de tiempo a la salida del circuito de coincidencia en función del retardo, se llama la curva de coincidencia sin retardo. (Figs. 1,2 y 3). Cuando los eventos que producen pulsos en los canales de detección no son simultáneos, la misma curva anterior se llama la curva de coincidencia con retardo. (Figs. 1,2 3). Del estudio de estas dos curvas se obtiene el valor de la diferencia en tiempo entre los eventos que produjeron señales en los canales de detección para los cuales se obtuvieron las curvas de coincidencia, con y sin retardo.

A partir de la expresión

$$N(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t - \tau) \omega(\tau) d\tau \quad (8)$$

que expresa la curva de coincidencia con retardo $N(t)$, en función de la curva de coincidencia sin retardo $P(t)$ y la densidad de probabilidad normalizada $\omega(\tau)$ de que τ se encuentre entre $(\tau - d\tau, \tau + d\tau)$ siendo τ la diferencia de tiempo de entrada de los eventos producidos por la fuente que se mide en los detectores respec-

Experimento de Coincidencia Retardada

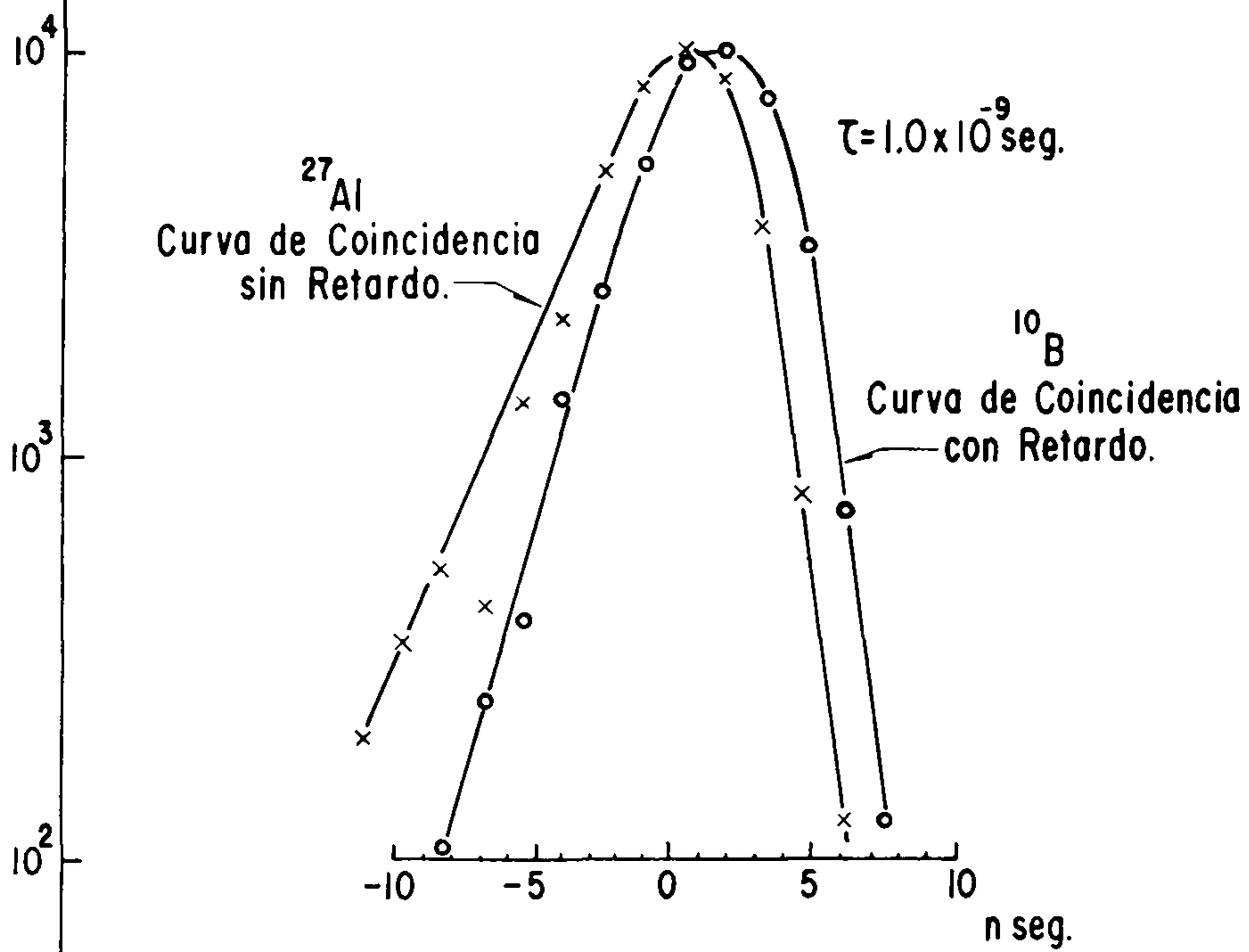


Fig. 1

Experimento de Coincidencia Retardada

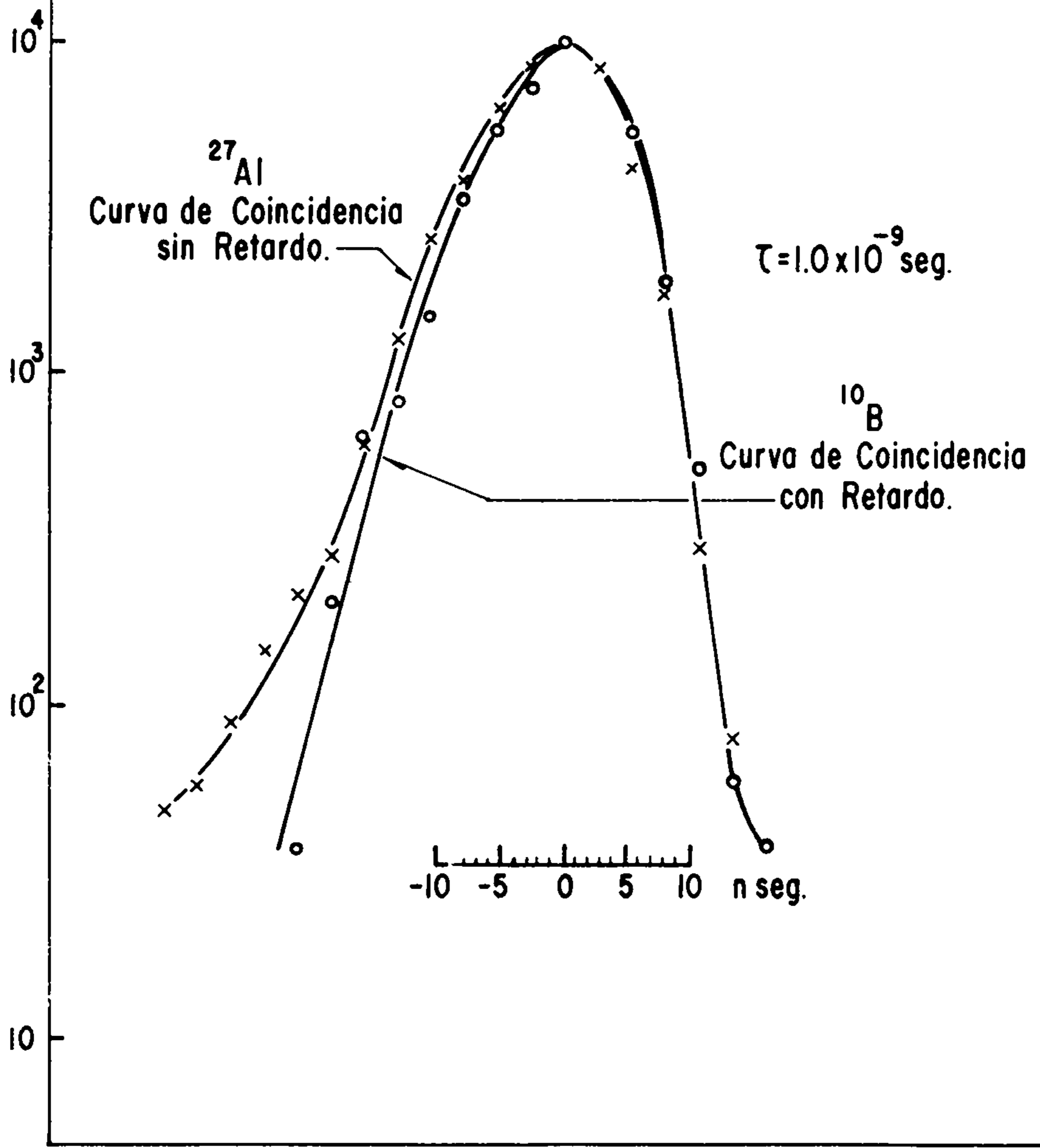


Fig. 2

Experimento de Coincidencia Retardada

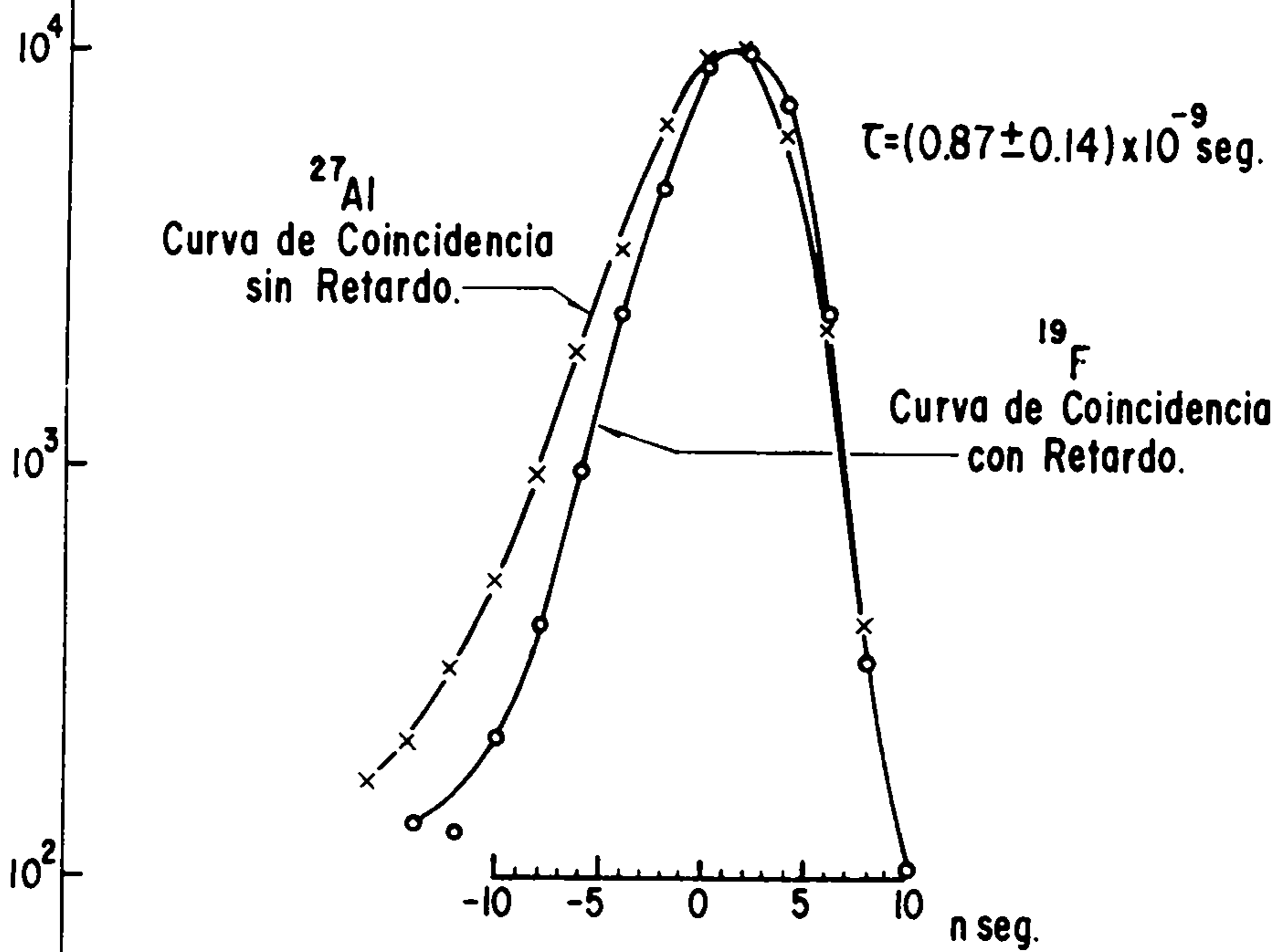


Fig. 3

tivos. Se puede demostrar que

$$\tau = \frac{M_1 [N(t)]}{I} - \frac{M_1 [P(t)]}{I} \quad (9)$$

τ es el intervalo de tiempo definido anteriormente, que para el caso se interpreta como la vida media de un estado excitado del núcleo en estudio y $M_1 [N(t)]$ y $M_1 [P(t)]$ son los primeros momentos de las funciones respectivas, I es por definición

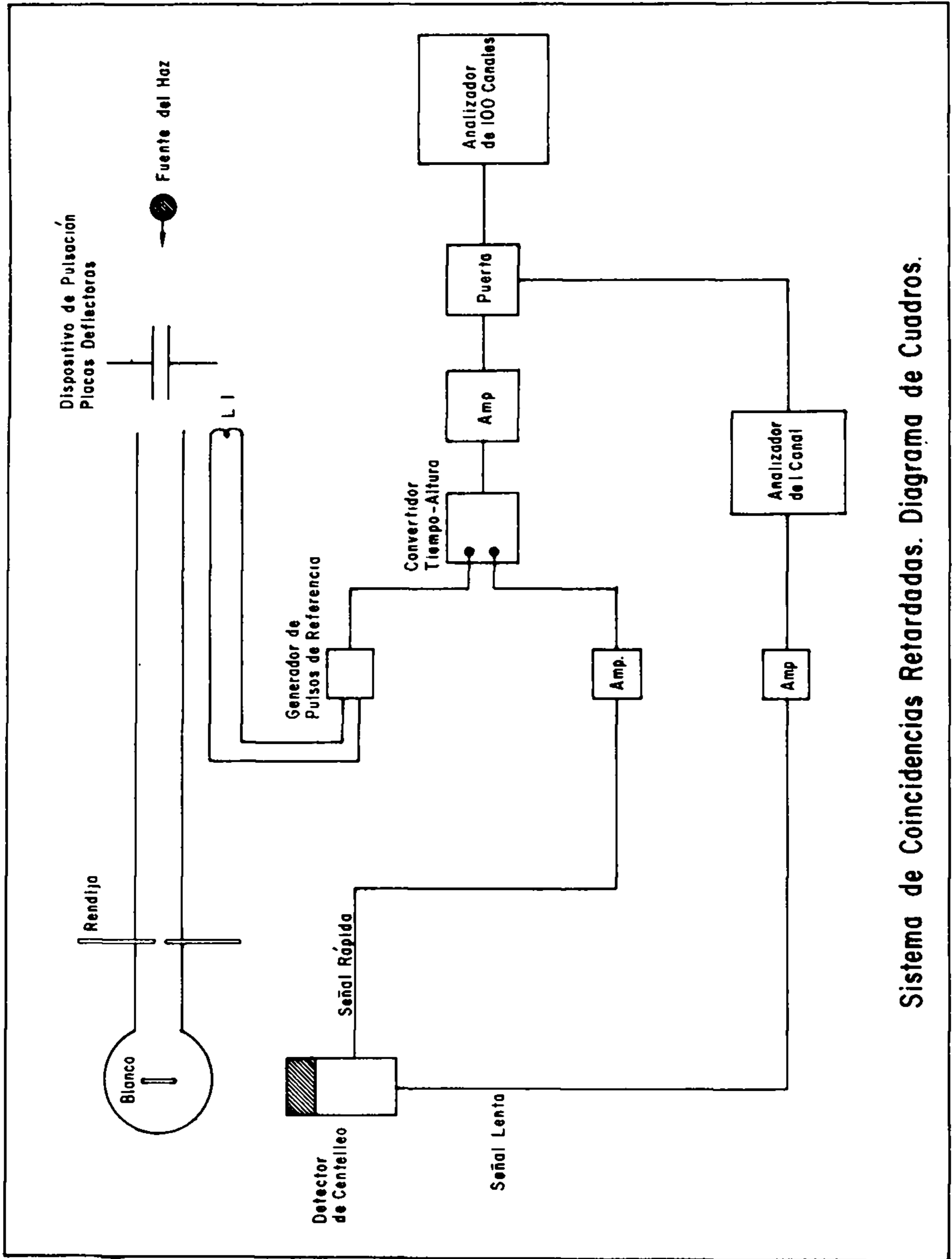
$$I = \int_{-\infty}^{\infty} N(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt \quad (10)$$

y

$$\omega(\tau) = \frac{1}{\tau} e^{-\lambda\tau} \quad (11)$$

La ecuación (9) expresa la vida media en función de la distancia entre centroides de las curvas de coincidencia con y sin retardo, Esto constituye la base del método usado en estas mediciones.

El equipo se describe en el siguiente digrama de cuadros:



Sistema de Coincidencias Retardadas. Diagrama de Cuadros.

Fig. 4

DESCRIPCION DE LOS APARATOS

Fuente del haz de partículas

Un generador electrostático tipo Van de Graaff de 2 MeV. La corriente de protones en el blanco durante el experimento fue de $0.02 \mu\text{a}$.

Dispositivo de pulsación del haz.

Se usaron 2 placas deflectoras con un potencial eléctrico alterno aplicado de 20 KV y 5 mc/seg de frecuencia y una rendija de Wolframio a 20 cm antes del blanco. El blanco está a una distancia de 5 m de las placas deflectoras. Se obtienen en el blanco pulsos de protones con una duración de 10 n/seg y una frecuencia de repetición 10 cm/seg.

Detector de centelleo

Este detector se construyó con plástico NE 102 y un fotomultiplicador RCA tipo 6810. Se asociaron circuitos para proporcionar los potenciales de operación necesarios y obtener 2 señales de salida. La primera señal (señal rápida) se obtiene de la placa y el pulso de salida tiene un tiempo de formación del orden de $0.02 \mu\text{seg}$. La segunda señal se obtiene del dinodo 11 (señal lenta) y el pulso de salida tiene un tiempo de formación del orden de $0.03 \mu\text{seg}$. La señal rápida se aplica en una de las entradas del convertidor tiempo-altura de pulsos.

Convertidor tiempo-altura de pulso

Este dispositivo es un circuito de coincidencia, cuyo pulso de salida es proporcional al tiempo de superposición de los pulsos de entrada. Esta basado en el circuito desarrollado por Green y Bell¹¹ usando un tubo tipo 6BN6, en el que el pulso de salida se forma, integrando la corriente que fluye durante la superposición de los pulsos. La relación de conversión fue de 0.5 n seg/V .

Generador de pulsos de referencia

La señal necesaria para la segunda entrada del convertidor de tiempo altura de pulsos, que permite comparar los tiempos de arribo de los pulsos provenientes

del detector de centelleo, se obtiene de un circuito generador de pulsos. Entre estos pulsos y los pulsos de partículas que llegan al blanco hay una relación de fase constante.

El circuito consiste de un tubo electrónico E80T, cuya señal de entrada es una fracción del potencial de deflexión aplicado a las placas del dispositivo de pulsación del haz. Este tubo electrónico proporciona pulsos con una frecuencia de repetición de 10 millones de pulsos/seg, los cuales, convenientemente amplificados se aplican al convertidor de tiempo-altura de pulsos. En este punto tienen una duración de 40 n seg.

Los dispositivos indicados como amplificador, analizador de 1 canal, puerta y analizador de 100 canales, son dispositivos convencionales y en particular el designado "puerta" es un dispositivo de coincidencia incorporado al analizador de 100 canales que permite el paso de los pulsos provenientes del amplificador, siempre que coincidan con los que provienen del analizador de 1 canal.

Funcionamiento del equipo

El equipo utilizado en este experimento está basado en uno similar que existe en la Universidad de Manchester y funciona de la manera siguiente:

Los núcleos blanco se bombardean por medio de un haz pulsado de protones y los rayos γ emitidos por los núcleos que se excitan se detectan con un dispositivo de centelleo. Los pulsos a la salida de este dispositivo de centelleo se aplican a una de las entradas de un circuito de conversión de tiempo de superposición entre pulsos de entrada a la altura del pulso de salida. En la otra entrada de este circuito se aplican pulsos que han sido generados en forma sincronizada con los pulsos de partículas que bombardean el blanco y sirven de referencia. Simultáneamente del dispositivo de centelleo se obtiene una segunda señal que se conecta a un analizador de pulsos de un canal con el cual se pueden seleccionar los pulsos de una sola altura que correspondan a rayos γ de una sola energía. Estos pulsos se introducen al circuito "puerta" del analizador de 100 canales dejándose pasar a este los pulsos que amplificados convenientemente provienen del convertidor de tiempo altura y que llevan la información relativa a los tiempos de coincidencia entre los pulsos de referencia y los pulsos producidos por la radiación γ proveniente del

blanco. El resultado que se obtiene en el analizador de 100 canales es una curva como la que se muestra en las figuras (1, 2 y 3) que corresponde a un núcleo cuya vida media de su primer estado excitado es más corta que el tiempo de resolución del equipo. Esta curva es la que corresponde a la llamada curva de coincidencia sin retardo. Cuando se bombardea un núcleo cuyo primer estado excitado tiene una vida media mayor que el tiempo de resolución del equipo, se obtiene la curva de coincidencia con retardo y el valor de la vida media que se busca se obtiene, como se indicó antes, midiendo la distancia entre las centroides de ambas curvas (Figs. 1, 2 y 3).

Resultados

El peso del blanco de aluminio es 458 mg/cm^2 . El ancho de la curva de coincidencia a la mitad de la altura máxima es 5 n seg. El tiempo de resoluciones 2.5 n seg.

Con objeto de comprobar la buena operación del sistema de bombardeo un blanco ^{10}B y se obtuvo un corrimiento de 0.430 canales, haciendo varias observaciones y tomando el valor promedio de todas ellas. El retardo canal propio del sistema se puede obtener utilizando un blanco de aluminio e insertando retardos por medio de líneas de comunicación calibradas. También se puede utilizar la vida media del boro que ha sido medida en otros laboratorios, como referencia para conocer el retardo por canal del sistema y en consecuencia poder medir la vida media de otro núcleo. En el experimento presente se bombardeó ^{19}F y se obtuvo un corrimiento de 0.4056 canales, también después de varias observaciones sucesivas. La comparación con el ^{10}B dá para la vida media del 1er estado excitado del ^{19}F un valor de $(0.87 \pm 0.14) \times 10^{-9}$ seg que es menor que los valores reportados a la fecha^{12,13} Se observa que el valor experimental es mucho más grande que el que se obtuvo teóricamente con la aproximación de Blatt y Weisskopf. Esto coincide con la indicación de S. Devons en el mismo sentido¹⁴

Deseamos agradecer al Dr. Marcos Moshinsky la ayuda recibida en los problemas teóricos que le fueron consultados y la colaboración de los señores Luis y Francisco Velázquez quienes se encargaron de la operación y el mantenimiento del acelerador Van de Graaff durante el experimento.

REFERENCIAS

- 1.- Elliot y Lane *Encyclopaedia of Physics*, Vol. 39 (Springer 1947) p. 241.
- 2.- Blatt y Weisskopf. *Theoretical Nuclear Physics* p. 627 (Wiley and Sons, New York, 1952).
- 3.- Bohr y Mottelson *Reviews of Modern Physics*, Vol. 28, No. 4 pp. 432-542, Octubre 1956.
- 4.- F. Ajzenberg-Selove etc. *Energy Levels of Light Nuclei VI*.
- 5.- P.M. Endt etc. *Energy Levels of Light Nuclei III z = 11 to z = 20*.
- 6.- Holland, Lynch y Hanna *The Physical Review*, Vol. 112, No. 3 pp. 903-905, Noviembre 1958.
- 7.- Kane etc. *The Physical Review* Vol. 120, p. 162, 1960.
- 8.- Ferguson etc. *Nuclear Physics* Vol. 17, pp. 1-8, 1960.
- 9.- Z. Bay *The Physical Review*, Vol. 100, No. 4, pp. 1197-1208, 1955.
- 10.- Jones, Warren *Journal of Scientific Instruments*, Vol. 33, pp. 429-431, November 1956.
- 11.- Green y Bell, *Nuclear Instruments*. Vol. 3, pp. 127-132, 1958.
- 12.- J. Thirion, C.A. Barnes etc. *Letter (The Physical Review* Vol. 94, p. 1076, 1954).
- 13.- R. Scherf etc. *Letter (The Physical Review* Vol. 94 p. 1076, 1954).
- 14.- S. Devons. *The Measurements of very short lifetimes. Nuclear Spectroscopy Part A* 1960 p. 515. Edited by Fay Ajzenberg-Selove. Academic Press.

Esta página está intencionalmente en blanco