

Tesis de Posgrado

Estudio de las transiciones beta primeras prohibidas en el Au 198, Ce 141 y Pr 144

Behar, D. Moni

1970

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Behar, D. Moni. (1970). Estudio de las transiciones beta primeras prohibidas en el Au 198, Ce 141 y Pr 144. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1368_Behar.pdf

Cita tipo Chicago:

Behar, D. Moni. "Estudio de las transiciones beta primeras prohibidas en el Au 198, Ce 141 y Pr 144". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1970. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1368_Behar.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

ESTUDIO DE LAS TRANSICIONES BETA PRIMERAS PROHIBIDAS EN EL
 Au^{198} , Ce^{141} y Pr^{144}

Tesis Doctoral
de

Mori Bahar

Dirigida por el

Dr. Horacio E. Bosch

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

1368

Buenos Aires

Noviembre de 1970

INDICE

<i>Capítulo I</i>	INTRODUCCION
<i>Capítulo II</i>	TEORIA DEL DECAIMIENTO BETA
<i>Capítulo III</i>	ESPECTROMETRO BETA MONTADO CON DETECTOR SEMICONDUCTOR
<i>Capítulo IV</i>	ESPECTROMETRO BETA MONTADO CON UN CRISTAL DE ANTRACENO
<i>Capítulo V</i>	FORMA DE ESPECTRO Y CORRELACIONES ANGULARES EN EL Au^{198}, Cs^{141} y Pr^{144}.
<i>Capítulo VI</i>	DETERMINACION DE LOS ELEMENTOS DE MATRIZ EN EL Au^{198} y Cs^{141}.

INTRODUCCION

En los últimos años, el estudio de la radioactividad beta se ha extendido notablemente. Ello se ha debido entre otras cosas a que de ello se puede extraer información sobre la estructura nuclear a través de la determinación de los elementos de matrices nucleares y también se puede determinar la presencia e influencia de las interacciones inducidas en las interacciones débiles.

Por otro lado, las técnicas experimentales de análisis electrónico de pulsos han mejorado apreciablemente en los últimos diez años, especialmente después de la introducción de los detectores semiconductores. Ello trajo aparejado la necesidad de volver a medir algunos observables de la radioactividad beta tales como formas de espectro y correlaciones angulares direccionales, encontrándose en muchos casos discrepancias con los resultados obtenidos previamente.

La determinación de los elementos de matriz nucleares en las transiciones primeras prohibidas, hasta hace relativamente poco tiempo, se realizaba usando a priori relaciones teóricas entre los mismos con el fin de reducir el número de parámetros. Ello se debía a la carencia de programas computacionales capaces de ajustar las expresiones teóricas a las experimentales, y a la falta de capacidad de las computadoras para resolver programas de ese tipo. En el presente, con la aparición de las grandes computadoras no solo se hallan los E. M. N., en forma independiente sino que se verifican las relaciones que deben existir entre ellos.

Objeto de la presente tesis fue medir la forma de espectro y correlaciones angulares de las transiciones $2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ en el Ce^{140} , $2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ en el Ce^{141} , $0^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ en el Pr^{140} y determinar los efectos inducidos en la transición $0^- \rightarrow 0^+$ en el Pr^{140} .

de matriz nucleares en las dos primeras transiciones.

El Au^{198} y el Ce^{141} fueron estudiados con un detector semiconductor de litio difundido en silicio. Este detector como todos los detectores semiconductores ofrece diversas ventajas: alta resolución, montaje sencillo, siendo posible extraer de ellos abundante información. El Pr^{144} , debido a las altas energías finales de las transiciones estudiadas fue necesario analizarlo con un cristal de antraceno, montado sobre un fototubo.

Si bien el Au^{198} ha sido extensamente estudiado, los resultados a que se arribaron en general fueron discrepantes.

En el presente trabajo, para evitar cometer errores sistemáticos y de procedimiento no solo se ha cuidado la parte experimental, (montaje de la fuente radioactiva, selección del detector utilizado, utilización de una electrónica rápida) sino que se prestó especial atención al análisis numérico de los datos. De esta manera se han obtenido resultados que conjuntamente con aquellos de polarización circular, emisión de electrones a partir de núcleos orientados y correlaciones angulares circularmente polarizadas, obtenidas en otros laboratorios, permitieron determinar los elementos de matriz nucleares de la transición.

El Ce^{141} ha sido poco estudiado previamente y los resultados obtenidos no muestran coherencia. En esta tesis no solo se repitieron las experiencias con mucha mayor información y precisión sino que por primera vez se hallaron los elementos de matriz nucleares de la transición.

Es de hacer notar que en el Au^{166} existen valores previos de los S.M. pero estos se han basado en un formalismo equivocado.

El estudio del Pr^{144} es sumamente importante dado que en las transiciones estudiadas intervienen pocos elementos de matriz y es posible por

lo tanto detectar la presencia de interacciones inducidas. En las presentes medidas surge un comportamiento de lo predicho por la simple teoría del decaimiento beta. La explicación puede estar basada tanto en las antedichas interacciones o quizás en la necesidad de tomar en cuenta la variación de las funciones de onda leptónicas en el volumen nuclear.

En el Capítulo II se hace un estudio teórico del decaimiento beta, introduciéndose las interacciones inducidas. En los Capítulos III y IV se analiza el montaje experimental con el cual han sido estudiados los nucleidos objeto de la presente tesis. En el Capítulo V exponen los resultados obtenidos y los métodos numéricos de análisis, en tanto que en el capítulo final, el VI se explica el estado de vida de los E. P. K., y se muestran los resultados obtenidos en ^{138}La y el Au^{198} .

CAPITULO II

TEORIA

II.1 Generalidades sobre decaimiento beta

EL HAMILTONIANO

Fermi ¹⁾ construyó la primer teoría de decaimiento beta suponiendo que la interacción beta era completamente análoga a la interacción electromagnética.

La densidad de interacción electromagnética entre una corriente j_μ y el campo de radiación descrito por un potencial A_μ está dada por

$$H = \sum_{\mu} e j_{\mu}^{\dagger}(\vec{r}_{\mu}) \cdot A_{\mu}(\vec{r}_{\mu}) \quad (1)$$

donde j_{μ} y A_{μ} son tetravectores relativistas.

Fermi construyó la densidad de interacción beta por analogía a (1)

$$H = \sum_{\mu} g j_{\mu}^{\dagger}(\vec{r}_{\mu}) L_{\mu}(\vec{r}_{\mu}) \quad (2)$$

donde j_{μ} es la corriente asociada a la transición neutrón-proton y L_{μ} es el "vector potencial" del campo leptónico emitido.

En la ecuación (2)

$$j_{\mu} = \bar{\psi}_p \gamma_{\mu} \psi_n \quad \gamma$$

$$L_{\mu} = \bar{\psi}_l \gamma_{\mu} \psi_{\nu}$$

Debido a que el Hamiltoniano debe ser hermítico, conjugado al Hamiltoniano

Hamiltoniano de Fermi se escribe de la siguiente manera

$$H = g \int (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n) (\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \psi_r) d\tau + h.c. \quad (3)$$

Ahora bien γ_μ es una invariante del grupo de Lorentz y se transforma como un vector polar bajo el mismo. Las otras invariantes son γ_5 (vector axial), $\gamma_5 \gamma_\mu$ (pseudovector), $\gamma_\mu \gamma_\nu$ (tensorial) y i escalar.

En base a ello Pauli propone ampliar el Hamiltoniano tomando la siguiente forma

$$H_B = \sum_{i\beta} g_\beta^i (\bar{\psi}_0 O_i \psi_n) (\bar{\psi}_2 O_i \psi_r) + h.c. \quad (4)$$

donde los O_i son γ_μ , $\gamma_\mu \gamma_5$, $\sigma_{\mu\nu}$, γ_5 e 1 y las g_β^i los correspondientes constantes de acoplamiento.

Durante más de 20 años se estudian todas las reacciones hasta conocidas en el Hamiltoniano (4) pero Lee y Young ²⁾ en 1956 observaron que de todas las mediciones hechas hasta el presente se deducía que la paridad no se conservaba y por lo tanto introducen un término que da cuenta de ese hecho quedando el Hamiltoniano de la siguiente manera

$$H_B = \sum_i (\bar{\psi}_0 O_i \psi_n) (\bar{\psi}_2 O_i [g_1 + g_2 \gamma_5] \psi_r) + h.c. \quad (5)$$

Una serie de experiencias fundamentales permiten reducir la cantidad de interacciones fenomenológicas de 5 a 2 (V-A) con la consiguiente reducción de constantes. Lee ³⁾ verifica que la paridad no se conserva. Goldhaber ⁵⁾ mostró que los neutrinos poseen helicidad negativa de donde se deduce que $g_1 = g_2$.

Las correlaciones angulares electrón-antineutrino ⁶⁾ permiten determinar que $g_1 = g_2 = 0$.

Del estudio del decaimiento de neutrones polarizados se deduce:

- 1) que se cumple la invariancia temporal y
- 2) que la fase respectiva entre g_2 y g_4 es $7.8)_{\pi}$

Las medidas de la vida media del ^{14}O ⁹⁾ y la del neutrón ¹⁰⁾ lleva a los siguientes valores

$$g_2 = g_V = (1.403 \pm 0.001) 10^{-49}$$

$$g_4 = g_A = -1.23 g_V$$

Si momentáneamente suponemos que las dos constantes son iguales se llega a que el Hamiltoniano débil se puede escribir de la siguiente manera

$$H_W = g_V [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_n \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_p] \quad (6)$$

Como se pueda ver el Hamiltoniano de Fermi difiere de este último únicamente en el factor $(1+\gamma_5)$.

La influencia de las interacciones fuertes introduce dentro del Hamiltoniano los llamados términos inducidos, que se discutirán más adelante. De cualquier manera estos términos son pequeños y agregan contribuciones difícilmente detectables.

II.2 Reglas de selección

Si nos restringimos al decaimiento beta, de acuerdo a lo discutido en la sección anterior tendremos el Hamiltoniano.

$$H_B = \int [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_n \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_p] d\tau \quad (7)$$

En la discusión de las reglas de selección, podemos suponer que el campo

coulombiano es nulo. Por lo tanto las funciones de onda del electrón y del neutrino son ondas planas, $\exp - i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}$ donde \vec{p} es el impulso del electrón y \vec{q} del antineutrino.

El desarrollo es de la misma en coordenadas cartesianas y en coordenadas esféricas es respectivamente

$$\exp[-i(\vec{p}+\vec{q}) \cdot \vec{r}] = 1 - i(\vec{p}+\vec{q}) \cdot \vec{r} + \frac{1}{2} [(\vec{p}+\vec{q}) \cdot \vec{r}]^2 \quad (8)$$

$$\exp[-i(\vec{p}+\vec{q}) \cdot \vec{r}] = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l (-i)^l j_l(p, r) Y_l^m(\theta, \phi) Y_l^{m*}(\theta, \phi) \quad (9)$$

donde j_l es la función esférica de Bessel y Y_l^m los esféricos armónicos.

Debido a que en general $(p+q) r \approx \frac{1}{10}$ para la gran mayoría de los emisores beta en unidades $\hbar = c = 1$ y los desarrollos (8) y (9) convergen rápidamente, solo el primer término de estos desarrollos es importante. Estos términos dan lugar a las llamadas transiciones permitidas que conectan estados nucleares de la misma paridad. Si los estados nucleares conectados por el decaimiento beta fueran de distinta paridad, hay que tomar el segundo término en el desarrollo (8) y el término $l=1$ en (9). Además de este término hay que considerar los operadores $\vec{\sigma}$ y γ_5 . Estos operadores tienen la misma paridad que Y_1^m y debido a que mezclan las pequeñas y grandes componentes de la función de orden nucleónica son aproximadamente del orden de $\frac{v}{c}$. Entonces, dado que

$$\langle \alpha^{\vec{r}} \rangle = \langle \gamma_5^{\vec{r}} \rangle = \frac{v}{c} \approx \frac{1}{10} \quad (10)$$

el segundo término en el desarrollo de (9) es del mismo orden que el primer término en el desarrollo de $\langle \alpha \rangle$.

Las transiciones que provienen de $l=1$ y de los términos relativos son llamadas transiciones primeras prohibidas. Los elementos de

matriz y las reglas de selección están resumidas en la tabla No. 1.

Inmediatamente se puede ver el significado de los operadores en ambas representaciones, la cartesiana y la polar esférica.

Consideremos los operadores en coordenadas cartesianas. Tomando el segundo término de (8) en el Hamiltoniano (7) este puede ser escrito como

$$x_i \sigma_j = \frac{1}{2} (x_i \sigma_j + x_j \sigma_i) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} + \frac{1}{2} (x_i \sigma_j - x_j \sigma_i) + \frac{1}{3} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \delta_{ij} \quad (11)$$

$$x_i \sigma_j = \frac{1}{2} (x_i \sigma_j + x_j \sigma_i) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} + \frac{1}{2} (x_i \sigma_j - x_j \sigma_i) + \frac{1}{3} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \delta_{ij}.$$

El primer término representa una cantidad simétrica en i y j usualmente denominada B_{ij}

$$B_{ij} = \frac{1}{2} (x_i \sigma_j + x_j \sigma_i) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \quad (12)$$

El segundo término es $\vec{\sigma} \cdot \vec{r} = \frac{1}{2} (x_i \sigma_j - x_j \sigma_i)$,

El tercer término es un pseudo escalar.

Expresiones análogas pueden encontrarse para los operadores relativistas.

Así como en (9) se buscó una representación irreducible en coordenadas cartesianas, se puede hacer lo mismo para coordenadas esféricas polares. En este caso aparecerán productos del tipo τ_{ij}^{lm} que se pueden poner en término de los operadores T_{Jg}^H (11, 12, 13)

$$\sigma_{ij}^{lm} = \sum_{Jg} \langle 1; 2m | Jg \rangle T_{Jg}^H (\vec{\sigma} \cdot \vec{r})$$

Estos productos aparecen como se hizo notar debido al acoplamiento de los operadores de la parte nuclear de (5), con el desarrollo multi-

TABLA X

Not. sensorial	Conformación	Not. Konopinsky	Interacción	Regla de selección	Orden de magnitud
L 2 2 s					r v m/c
T120	$\vec{r} \hat{r} Y_{11} J_1$	$\int \hat{r}$	/	$\Delta J = 0 \pm 1$ no 0-0	1 0
T101	$e \hat{r} Y_{00} J_0$	$\int e$	/	$\Delta J = 0 \pm 1$ no 0-0	0 1
Y5 T000	$Y_{00} \hat{r} Y_{00} J_0$	$\int Y_5$	/	$\Delta J = 0$	0 1
Y5 T011	$\sigma \hat{r} Y_{11} J_1$	$\int \sigma \hat{r}$	/	$\Delta J = 0$	1 0
Y5 T111	$\vec{\sigma} \hat{r} Y_{11} J_1$	$\int \vec{\sigma} \hat{r}$	/	$\Delta J = 0 \pm 1$ no 0-0	1 0
Y5 T211	$\vec{\sigma} \hat{r} Y_{11} J_1$	$\int B_{11} J$	A	$\Delta J = 0:1,2$ no 0-0 0-1 1/2-1/2	1 0

polar de la parte leptónica. Los elementos de matriz a su vez aparecen por intermedio de $(C_V - C_A) T_3 \tau_{J_1 J_2}^m$ donde el orden tensorial J del elemento de matriz está dado por la condición.

$$|J_i - J_f| \leq L \leq (J_i + J_f) \quad J_i \text{ y } J_f$$

son los momentos angulares del núcleo en su estado inicial y final.

II.3 Función de onda leptónica

Las funciones del electrón y del neutrino son las soluciones de la ecuación de Dirac, para el caso de una partícula de masa m , energía E sometida al potencial Coulombiano V

$$[\alpha p + \beta \bar{m} + (E - V)]\psi = 0 \quad (15)$$

si el potencial es del tipo $V = v(r)$, se puede separar la parte radial y la angular de las funciones de onda.

$$\psi_{\kappa}^{\mu} = \begin{pmatrix} -if(r) \chi_{\kappa}^{\mu} \\ g(r) \chi_{\kappa}^{\mu} \end{pmatrix} \quad (16) \quad \text{con}$$

$$\chi_{\kappa}^{\mu} = \sum_{m\sigma} C(\ell m \frac{1}{2} \sigma | \ell \frac{1}{2} j) Y_{\ell}^m \chi_{j/2}^{\sigma}$$

χ es un nuevo número cuántico definido por

$$\chi = j + 1/2 \quad \ell = j + 1/2 \text{ si } \text{sign } \kappa$$

$f_{\chi}^{(\mu)}(r)$ y $g_{\chi}^{(\mu)}(r)$ son las funciones de onda radiales de los leptones.

Para el neutrino $(E = \bar{q}, m = V = 0)$ $f_{\chi}^{(\mu)}(r)$ y $g_{\chi}^{(\mu)}(r)$ son las funciones de onda esféricas de Bessel. Para el electrón ellos dependen del potencial $V(r)$. Estas funciones fueron tabuladas por Bhaflia y Rose (14)

estando evaluadas en la superficie del núcleo y no teniendo en cuenta a las variaciones de la misma dentro del volumen nuclear.

II.4 Fórmulas utilizadas

Hasta el presente todos los que pretendieron determinar los elementos de matriz nucleares a partir de una serie de experiencias como ser la forma de espectro, la correlación angular longitudinal beta gamma, la correlación circular, circular integrada y la emisión de electrones a partir de núcleos orientados, utilizaban para la expresión teórica las fórmulas desarrolladas por Morita y Morita ⁽⁶⁾. En la presente tesis se ha utilizado el formalismo debido a Krmpotić ⁽⁷⁾. La diferencia radica en el tratamiento dado a la parte leptónica. Mientras que en Morita se utilizan las contribuciones de funciones de onda leptónica del tipo N_K , M_K y L_K en este nuevo formalismo, se toman las funciones de onda reales leptónicas en forma completa y no hasta el primer orden como se hace para obtener las N_K , L_K y M_K . De esta manera se definen nuevos coeficientes $C(JK)$ que reemplazan a los viejos b_{ij} , y en los cuales, las funciones de onda del neutrino y del electrón quedan expresados de manera tal que fácilmente se puede lograr el orden de aproximación que uno desee, sin necesidad de cambiar la estructura del formalismo.

Esta manera de manipular la parte leptónica permite asimismo escribir la fórmula final de una manera más compacta y manejable para el análisis numérico, permitiendo por otro lado incorporar fácilmente las contribuciones de las Interacciones Inducidas.

Forma de espectro:

$$= \sum_{JXX'} \frac{|C_J(x, x')|^2}{2p^2 q^2 F}$$

Polarización de electrones

$$= -\frac{W}{p} \sum_{JXX'} \frac{e_J(x, x') e_J(-x, -x')^* \sin(\delta_x - \delta_{-x})}{p^2 q^2 F}$$

Correlación angular:

$$c = \frac{B^{(2)}}{C_B} \quad (2)$$

Polarización circular:

$$A = - \frac{w}{p} \cdot \frac{B^{(1)} + B^{(3)} \left(\frac{5}{2} \cos^2 \theta - \frac{3}{2} \right)}{B^{(0)} + B^{(2)} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)}$$

El significado de cada término su relación con las C_{ij} y la definición de éstas últimas se encuentra en el Apéndice.

II.5 Análisis de las interacciones inducidas - Introducción

El Hamiltoniano planteado en la ecuación (7) es el más sencillo que se puede plantear si es que no se consideran los efectos de renormalización de las interacciones fuertes. Estos efectos son difícilmente detectables a priori pues son muy débiles. Sin embargo en ciertas transiciones tales como las $0^- + 0^+$ se han encontrado desviaciones de las previstas teóricamente. (18,19) Para justificar los resultados obtenidos, se hace necesario la introducción de los términos inducidos anteriormente.

II.6 Análisis de las interacciones inducidas

En el desarrollo que se va a realizar ahora se supone que el decaimiento beta proviene de dos corrientes J_μ y J_μ^l (21)

$$H_B = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [J_\mu^N(x) J_\mu^l(x) + J_\mu^N(x) J_\mu^l(x)] \quad (22)$$

Donde J_μ^N es la corriente nuclear y J_μ^l la leptónica: $\mu = 1, 2, 3, 4$.

La corriente nuclear se puede considerar como formada por dos partes, la vectorial polar y la vectorial axial.

$$J_\mu = J_\mu^V + J_\mu^A$$

$$\gamma J_\mu = -i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \gamma \quad (24)$$

La forma más general que se le puede dar es

$$J_\mu^V = i f_1 \gamma_\mu + i f_2 \sigma_{\mu\nu} K_\nu + i f_3 K_\mu \quad (25)$$

y con f_1 , f_2 y f_3 factores de forma dependientes de K^2 donde K es la transferencia de impulso.

$J_\mu^A = i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 + g_2 \gamma_5 K_\mu + i g_3 \sigma_{\mu\nu} K_\nu \gamma_5$ (6) donde g_1 , g_2 y g_3 son también funciones arbitrarias de K^2 .

Si se supone en el decaimiento beta que la transferencia de impulso es pequeña frente a m_N , que caracteriza a las interacciones fuertes se puede suponer que tanto las f_i como las g_i son constantes que vamos a denominar con las mismas letras f_1 , f_2 , f_3 y g_1 , g_2 , g_3 . Bajo estas circunstancias resulta que

$$H_\beta = \int d^3x \left(\bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi \right) \phi_n(n, \mathbf{x}) \quad (26)$$

y

$$H_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \gamma_5 \left[f_1 \gamma_\mu - f_2 \sigma_{\mu\nu} l_\nu - f_3 l_\mu + i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 - i g_2 l_\mu \gamma_5 + i g_3 \sigma_{\mu\nu} l_\nu \gamma_5 \right] L_n \quad (27)$$

Donde ψ se identifica con los elementos de matriz básicos que describen el decaimiento beta y ϕ_n es el operador efectivo que pertenece al mismo.

Debido a la conservación de la energía-impulso H_β

$$- \mathcal{L}_\mu = v_\mu - i \sigma_\mu \cdot$$

Para poder seguir trabajando, hay que reducir H_β a una forma no covariante de manera de poder usar funciones de onda nucleares no relativistas. Esto se puede lograr mediante la transformación de Foldy-Wouthuysen (20,21). Esta transformación permite escribir un Hamiltoniano que contiene términos pares e impares únicamente en función de los términos pares hasta un orden $\frac{1}{M}$ por medio de sucesivas transformaciones de la fórmula $\exp(-iS) H \exp(iS)$ ~~data~~ ^{donde}

$$H = \beta H + \alpha \cdot p \quad \text{y} \quad (29)$$

$$S = \frac{\beta}{2M} (\alpha \cdot p + H_{\beta}^{(\circ)})$$

donde $H_{\beta}^{(\circ)}$ es la parte impar del Hamiltoniano beta, esto es la parte que contiene todos los pequeños y grandes componentes de los espinores de Dirac. Escribiendo a H_{β} ecuación (27), de manera que quede explícitamente dividida en una β parte par y otra impar y aplicada la transformación antes mencionada resulta:

$$\begin{aligned} H_{\beta}^{(\circ)} = & \frac{g\beta}{\sqrt{2}} \left[f_1 + f_2 \frac{\vec{k} \cdot \vec{k}}{2M} - i \frac{\sigma \cdot \vec{p} \times \vec{k}}{M} - f_3 \mathcal{L}_4 + i g_1 \left(\frac{\sigma \cdot \vec{k}}{2M} - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{M} \right) \right. \\ & + g_2 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k} \times \vec{k}}{2M} - i g_3 \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \mathcal{L}_4 + (-g_1 + f_3) (\mathcal{L}_4 + \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}}{M} - \frac{\vec{k} \cdot \vec{k}}{2M}) \\ & - \frac{f_1}{2M} - i f_2 \left(i - i \frac{\mathcal{L}_4}{M} \right) \vec{\sigma} \cdot \vec{k} - f_2 \frac{\mathcal{L}_4}{M} (\vec{\sigma} \times \vec{p}) + g_2 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k} \times \vec{k}}{2M} \\ & \left. + g_3 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k} \times \vec{k}}{2M} - \frac{\sigma \cdot \mathcal{L}_p}{M} + \frac{f_1}{2M} (2\vec{p} \cdot \vec{k}) - i \frac{f_2 \mathcal{L}_4}{2M} \vec{k} - f_3 \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \right] \end{aligned} \quad (30)$$

Despreciando los términos cuadráticos en \vec{k} debido a que la transferencia de momento es pequeña y reemplazado \mathcal{L}_4 por $i E_0$ donde E_0 es la energía

Llevada por el sistema resulta

$$\begin{aligned}
 H_B^I = & \frac{G_B}{\sqrt{2}} \left[f_1 + f_2 \frac{\sigma \cdot p \times \hat{k}}{M} + f_3 E_0 + i g_1 \left(\frac{\sigma \cdot \hat{k}}{2M} - \frac{\sigma \cdot p}{M} - i g_3 \hat{\sigma} \cdot \hat{k} \right) L_k \right. \\
 & + (g_1 + g_3 (E_0 + \frac{\vec{p} \cdot \hat{k}}{M})) \sigma - \left(\frac{e f_1}{2M} - i f_2 \left(1 - \frac{E_0}{2M} \right) \right) \hat{\sigma} \times \hat{k} + i f_2 \frac{E_0}{M} \hat{\sigma} \times \vec{p} - \\
 & \left. - g_3 \frac{\sigma \cdot \hat{k}}{M} p + \frac{f_1}{2M} (2\vec{p} \cdot \hat{k}) - f_3 \hat{k} \cdot \hat{k} \right] \quad (31)
 \end{aligned}$$

Aún en esta aproximación los términos dependientes del momento y de la energía de H_B^I son pequeños frente a los términos independientes de la energía y el impulso, en consecuencia se pueden en aproximación cero desprejarse.

Al hacer esto resulta

$$H_B^I = \frac{G_B}{\sqrt{2}} [f_1 L_2(\vec{F}) - g_1 \hat{\sigma} \cdot \hat{k}] \quad (32)$$

si se identifica $f_1 G_B = g_V$ y $-g_1 G_B = g_A$ se obtiene el hamiltoniano discutido en la sección II.1.

II.7 Conservación de la corriente vectorial

En la interacción electromagnética, la constante de acoplamiento no sufre procesos de renormalización debido a las interacciones fuertes, ello proviene del hecho que la corriente electromagnética $D^{(2)}$ se conserva, es decir

$$\begin{aligned}
 D_2^{(2)} & \stackrel{(2m)}{\sim} \frac{1}{M} \psi \gamma_2 \psi = 0. \text{ Para que esto sea cierto se debe que } \psi \gamma_2 \psi \\
 & \stackrel{(2m)}{\sim} \psi \gamma_2 \psi = i \frac{1+\tau_2}{2} \psi \gamma_2 \psi + (i \tau_2 \gamma_2 \psi \psi - (D_1 \psi) \gamma_2 \psi) + \dots
 \end{aligned}$$

donde ψ es el campo piónico.

Debido a que la parte isoescalar se conserva separadamente, la componente isovectorial también se conserva.

Por analogía con el electromagnetismo la no aparente renormalización de la constante vectorial de acoplamiento es el decaimiento beta, hecho verificado al estudiar el decaimiento muónico ^{22,23} en donde se comprueba que $G_{\mu} = G_{\beta}$, lleva a pensar en la conservación de la corriente nuclear vectorial, es decir de $J_{\mu}^{(v)}$. Siguiendo el razonamiento expuesto anteriormente, se debe conservar separadamente no solo $J_{\mu}^{(v)}$ sino la componente isovectorial de $J_{\mu}^{(v)}$ lo que lo lleva a escribir por analogía con (33)

$$J_{\mu}^{(v)} = -i \bar{\psi} \tau_{\mu} \tau^{\dagger} \psi + i (\Pi \tau^{\dagger} \partial_{\mu} \Pi) - (J_{\mu} \Pi)^{\dagger} \tau^{\dagger} \Pi + \dots \quad (34)$$

donde $\tau^{\dagger} = \frac{1}{2} (\tau_X + i \tau_J)$ y

$$\tau^{\dagger} = \frac{1}{2} (\tau_X + i \tau_J).$$

IX.8 Implicancias de la teoría C.V.C.

La teoría C.V.C. tiene implicancias no solo sobre los valores de f_1 , f_2 y f_3 sino que predice una definida relación entre los elementos de matriz vectoriales.

Si se analiza un elemento de matriz del tipo

$$\langle p | J_{\mu}^{(v)} | n \rangle = \langle p | [f_1 \tau_{\mu} + i f_2 \sigma_{\mu\nu} + f_3 K_{\mu}] | n \rangle \quad (35)$$

y se impone la condición que $D_{\mu} J_{\mu} = 0$ se llega a que ²⁴ en el decaimiento beta (baja transferencia de impulso)

$$\begin{aligned} f_1 &= f \\ f_2 &= -\frac{K_p - K_n}{2M} \quad \text{con lo cual (35) se reduce a} \\ f_3 &= 0 \end{aligned}$$

$$\langle p | J_{\mu}^{(v)} | n \rangle = \langle u_p | i \gamma_{\mu} - i \frac{K_p - K_n}{2M} \sigma_{\mu\nu} K_3 | u_n \rangle \quad (36)$$

Comparando con las viejas versiones de la teoría de decaimiento beta surge un nuevo término el f_2 que es el tensorial inducido, en tanto que la teoría C.V.C. predice que el término escalar inducido debía ser nulo.

Si se analiza el Hamiltoniano del decaimiento beta después de realizada la transformación de Foldy-Wouthuysen²⁰⁾ los términos que contienen el factor f_2 lineales en \vec{L} son

$$-i f_2 \frac{\vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \vec{p})}{M} L_4 ; \quad i f_2 E_0 \frac{\vec{p} \times \vec{\sigma} \cdot \vec{L}}{M} \quad \text{y} \quad i f_2 \left(1 + \frac{E_0}{2M}\right) \vec{\sigma} \times \vec{L} \cdot \vec{L}$$

de todos ellos, el término más grande es

$$i f_2 \vec{\sigma} \times \vec{L} \cdot \vec{L} \quad \text{el cual se puede escribir como}$$

$$-i \frac{K_p - K_n}{2M} \vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \vec{L}) .$$

En este mismo orden de magnitud figura también el término

$$-i f_1 \frac{\vec{\sigma} \times \vec{L} \cdot \vec{L}}{2M} \quad \text{con } f_1 = 1. \quad \text{Al combinar los dos términos se obtiene}$$

$$H_B \text{ (magnetismo débil)} = - \frac{K_p - K_n + 1}{2M} (i \vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \vec{L})) \quad (37)$$

La presencia de este término fue detectada experimentalmente por Leo²⁵⁾ Glass y Peterson²⁶⁾ y Michel et al.²⁷⁾

En las transiciones prohibidas la teoría C.V.C. lleva a una relación entre los elementos de matriz vectoriales.

La corriente vectorial se conserva estrictamente cuando los efectos electromagnéticos se desprecian. Sin embargo en el núcleo, estos efectos son importantes y por lo tanto la ecuación de continuidad debe ser modificada en ese sentido

$$(\partial_\mu - i \lambda A_\mu) \psi_\mu = 0 \quad (38)$$

Si se considera que las principales fuentes de campo electromagnético son el campo Coulombiano y la diferencia de masa entre el ^{neutron} electrón y el protón, se puede suponer para el primer efecto

$$A_\mu = [0, 0, 0, \frac{1}{r_0} (3/2 - 1/2 \frac{r^2}{r_0^2})] \quad (39)$$

(donde se ha considerado al núcleo como una esfera cargada uniformemente) y para el segundo efecto se incluye un término tal como

$$1/2 (M_n - M_p) J_4^{(\nu)}$$

Realizando las operaciones indicadas en (38) se llega a ⁽⁴⁰⁾

$$\frac{\int \vec{K}}{\int r} \lambda_{cvc} \zeta \quad \text{donde } \zeta = \frac{\alpha Z}{2R} \quad (40)$$

con el parámetro $\lambda_{cvc} = 2.6$, otros autores llegaron a resultados parecidos.

VI.9 Conservación de la corriente axial

Desarrollando un razonamiento análogo al de las secciones II.7 y II.8 con respecto a J_μ^A se llega a la conclusión que

$$\partial_\mu^A = i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 + g_2 \gamma_\mu \gamma_5 + i g_3 \gamma_\mu \gamma_5$$

resulta

$$g_3 = 0$$

$$g_2 = \frac{2Mg_1}{K^2}$$

donde g_2 corresponde a una interacción pseudoescalar inducida cuya intensidad es

$$\frac{G_P^{(Ind.)}}{G_A} = - \frac{2M_{\mu\mu}}{K^2}$$

con $G_P^{ind} = m_e g_2 G_B$ y $G_A = -g_1 G_B$

para decaimiento beta resulta $\frac{G_P^{ind}}{G_A} = \frac{M}{mc} \sim 10^3$

No existe indicación experimental de una interacción pseudoescalar inducida de tal intensidad por lo tanto se puede deducir que la corriente axial no se conserva estrictamente ²⁸⁾.

11.10 Corriente axial parcialmente conservada (P.C.A.C.)

Algunos autores sugirieron ^{29,30)} que aunque J^A no se conserve podría conservarse parcialmente. Por conservación parcial se entiende que en algún límite la conservación absoluta debe cumplirse, esto es si

$$D_\mu J^\mu(A) = i P(A) \quad \lim_{m\pi \rightarrow 0} P(A) = 0 \quad (42)$$

entonces en algún límite los elementos de matriz Γ^A deben ser nulos. Bernstein ³¹⁾ y Chou ³²⁾ mostraron que los anteriores requerimientos se verifican cuando los elementos de matriz de Γ^A tienden a cero en el límite de alta transferencia de momento. Dada esta idea de P.C.A.C. es in-

interesante analizar cuales son las consecuencias vinculadas con los factores de forma g_1 , g_2 y g_3 introducidas en la ecuación, esto es

$$\langle p | J_{\mu}^V | n \rangle = \langle u_p | [g_1 \gamma_{\mu} \gamma_5 + g_2 K_{\mu} \gamma_5 + i g_3 \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} K_{\nu} \gamma_5] | u_n \rangle \quad (43)$$

II.11 Implicancias para $g_1(0)$

Hasta 1965 no se realizaron cálculos para estimar los efectos de renormalización debido a las interacciones fuertes. En ese año Fabiani y Furlan³³⁾ dentro del marco de P.C.A.C. calcularon el valor de $g_1(0)$, y este resultó ser

$$|g_1(0)| = 1.16$$

Valor que coincide con el valor determinado experimentalmente. Por lo tanto P.C.A.C. da una explicación bastante razonable del efecto de renormalización debido a las interacciones fuertes.

II.12 Implicancias para $g_2(K^2)$

P.C.A.C. permite también el cálculo de $g_2(K^2)$. En el decaimiento beta $K^2 = m_{\pi}^2$ y en esta aproximación se llega a que

$$G_p = \frac{2M m_{\pi}}{m_{\pi}^2 + m_p^2} G_A \quad (44)$$

$G_p = m_{\pi} g_2 G_B$ y $\int_B g_1(0) = G_A$ y m_p es la masa del pión que se intercambia. Realizando los cálculos resulta

$$G_p \approx \frac{1}{20} G_A \quad (45)$$

Entonces, en el decaimiento beta la interacción pseudoscalar inducida es muy pequeña. Por otro lado esta interacción contribuye únicamente a las transiciones primarias prohibidas con $\Delta J = 0$.

II.12 Implicancias para $g_3(K^2)$

Al discutir este factor de forma es necesario considerar las propiedades de transformación bajo la operación G de J_μ^A siendo G

$$G = \exp. i\pi \cdot T_2 \quad (46)$$

donde C es la operación cuya conjugación de carga y $\exp. i\pi T_2$ es el operador para una rotación de π alrededor del segundo eje en el espacio isoespinorial. Esta segunda operación es la llamada de simetría de carga.

Se puede mostrar que todos los términos del Hamiltoniano pueden ser agrupados en dos clases, de acuerdo a como se transforman bajo G .

Los términos del tipo S, V, A, T y P no cambian el signo y son denominados operadores de primera clase, en tanto que los del tipo S y PT que cambian el signo son los de segunda clase.

Se conoce muy bien que las interacciones fuertes son G invariantes. Si se exige lo mismo para las interacciones débiles entonces deberían ser $f_3 = 0$ y $g_3 = 0$ en tanto que $g_2 \neq 0$ y $f_2 \neq 0$.

La teoría C.V.C. lleva consigo implícitamente la invariancia G para la corriente vectorial y por lo tanto hace $f_3 = 0$, hecho que coincide con la realidad experimental.

Sin embargo, la situación no es tan clara para la corriente axial y en principio no solo no habría argumentos para hacer $g_3 = 0$ sino que existiría evidencia experimental de que g_3 es distinto de cero. (Huffaker ³⁴) y del orden de $\frac{1}{M}$ donde M es la masa nuclear.

RESUMEN

Resumiendo lo dicho anteriormente en los distintos párrafos se puede concluir que la teoría P.C.A.C. da cuenta satisfactoriamente de las magnitudes de g_1 y g_2 y que existe alguna evidencia a que $g_3 \neq 0$ implicando tal hecho que la covariancia G no se cumple para las interacciones débiles.

REFERENCIAS

- 1) E. Fermi, Z. Phys. 174 (1934) 73
- 2) T. D. Lee, Phys. Rev. 104 (1956) 254
- 3) C. S. Wu, Phys. Rev. 105 (1958) 1015
- 4) C. Alaga, Rendiconti, S. I. F., XV. Corso
- 5) M. Goldhaber, Phys. Rev. 109 (1958) 1015
- 6) J. S. Allen, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 791
- 7) V. L. Teletzch et al. Phys. Rev. 110 (1958) 1214
- 8) V. L. Teletzch et al. Phys. Rev. Letters 1 (1958) 324
- 9) J. M. Freeman et al. Physics Letters 8 (1964) 115
- 10) P. Christiansen et al. Physics Letters 26B (1967) 11
- 11) E. Konopincz y M. Rose, Theory of Nuclear beta decay, Alfa, Beta and Gamma Spectroscopy, North-Holland (1965)
- 12) E. Konopincz, The theory of beta radioactivity (1966)
- 13) H. E. Schopper, Weak Interaction and nuclear beta decay (1966)
- 14) C. P. Bhalla and M. Rose, ORNL, Report No. 3207 (1961)
- 15) W. Buhring, Nuclear Physics L10 (1962) 472
- 16) M. Morita y P. Morita, Phys. Rev. 6 (1958) 2051
- 17) F. Krapotić, H. E. Bosch, M. Behar, G. García, M. Cambiaggio y L. Szyblisz (a ser publicada)
- 18) H. Danfai, Phys. Rev. 136 (1964) B1240
- 19) H. Danfai, Nuclear Physics 76 (1966) 97
- 20) L. Foldy y S. Wouthuysen, Phys. Rev. 78 (1950) 29
- 21) M. Rose y Osborn, Phys. Rev. 93 (1954) 1315
- 22) H. A. Tolhoek, Selected topics on nuclear theory, ed. por F. Janouch, (1964)
- 23) J. M. Freeman et al. Physics Letters 8 (1964) 115
- 24) R. J. Bijn Stoye et al., Advances In physics 15 (1966) 50
- 25) V. K' Lee et al., Phys. Rev. Letters 10 (1963) 253
- 26) N. N. Gloss et al., Phys. Rev. 130 (1963) 234
- 27) F. Michel et al., Phys. Rev. 127 (1962) 545

- 28) M. J. Goldberger, Phys. Rev. 110 (1958) 1178
- 29) M. Gell-Mann *et al.*, Nuovo Cimento 16 (1960) 705
- 30) J. Bernstein *et al.*, Nuovo Cimento 17 (1960) 757
- 31) J. Bernstein *et al.*, Nuovo Cimento 16 (1960) 560
- 32) K. C. Chou, Z. h Eksperim. i teor. fis. (USSR) 12 (1961) 492
- 33) S. Falini y S. Furlan, Physics 1 (1965) 229
- 34) J. N. Huffaker *et al.*, Phys. Rev. 132 (1963) 738

CAPITULO III

INTRODUCCION

Muchos dispositivos experimentales han sido usados para el estudio de los espectros beta y la correlación angular beta-gamma. Uno de los más usados fue introducido por Gerholm ¹⁾. Más recientemente Siagbahn ²⁾ introdujo grandes mejoras logrando una resolución del 1% y una transmisión del 2%.

Ultimamente los contadores semiconductores han sido extensamente usados en la detección de electrones ^{3 y 4)}. Estos detectores poseen varias ventajas sobre los dispositivos anteriores.

Se logra una mejor resolución en nuestro caso 0,6%, valor éste que ha sido mejorado a lo largo de la experiencia, a un valor de 0,4% a 1 MeV.

Se puede obtener simultáneamente todo el espectro, con lo cual se gana información experimental.

El dispositivo experimental es mucho más sencillo, como se podrá comprobar cuando el mismo se analice, y las correcciones a realizar sobre los datos experimentales mucho más simples.

Es por todas estas razones que en el presente trabajo se ha utilizado como espectrómetro beta, un detector semiconductor, montado y puesto en marcha en este laboratorio ⁵⁾.

III. MONTAJE EXPERIMENTAL PARA DETECCION DE ELECTRONES CON DETECTORES SEMICONDUCTORES Y RADIACION GAMMA CON CENTELLADORES INORGANICOS

Se ha utilizado como espectrómetro un detector de silicio difundido en litio (Si(Li)) montado en una cámara cilíndrica conjuntamente con un transistor de efecto de campo (TEC), un preamplificador de bajo ruido y la fuente radioactiva. Ambos, detector y TEC fueron enfriados a 200 K° por medio de un dedo de bronce en contacto con una mezcla de alcohol y hielo seco. Un preamplificador de bajo ruido externo fue acoplado a la cámara a través de conectores.

Un conjunto de tres centelladores de NaI puestos a ángulos rectos entre sí fueron usados como contadores gamma. Se utilizaron centelladores pues las cascadas utilizadas están muy separadas en energía de manera que no existe una posible interferencia.

Los pulsos que salen del preamplificador de bajo ruido fueron llevados a un amplificador ORTEC (modelo 410). Su salida fue conectada a un multicanal de 512 canales y en paralelo a un discriminador COSMIC RADIATION (modelo 801). Los pulsos de salida de los amplificadores gamma se llevaron a preamplificadores y de allí a discriminadores similares a través de sendos amplificadores COSMIC RADIATION (modelo 801). Tres diferentes coincidencias electrón-gamma fueron obtenidas en una unidad múltiple donde la misma energía de rayos gamma fue seleccionada. Las tres salidas rápido-lento de coincidencias fueron enviadas a un sistema lógico que liberaba en pulso común para abrir la entrada de coincidencias en el multicanal y simultáneamente enviaba la información a tres diferentes submemorias del multicanal. En consecuencia tres diferentes espectros beta fueron obtenidos. Un diagrama en bloques del sistema puede verse en la fig. 3.1.

Este montaje experimental fue utilizado para las experimentaciones de

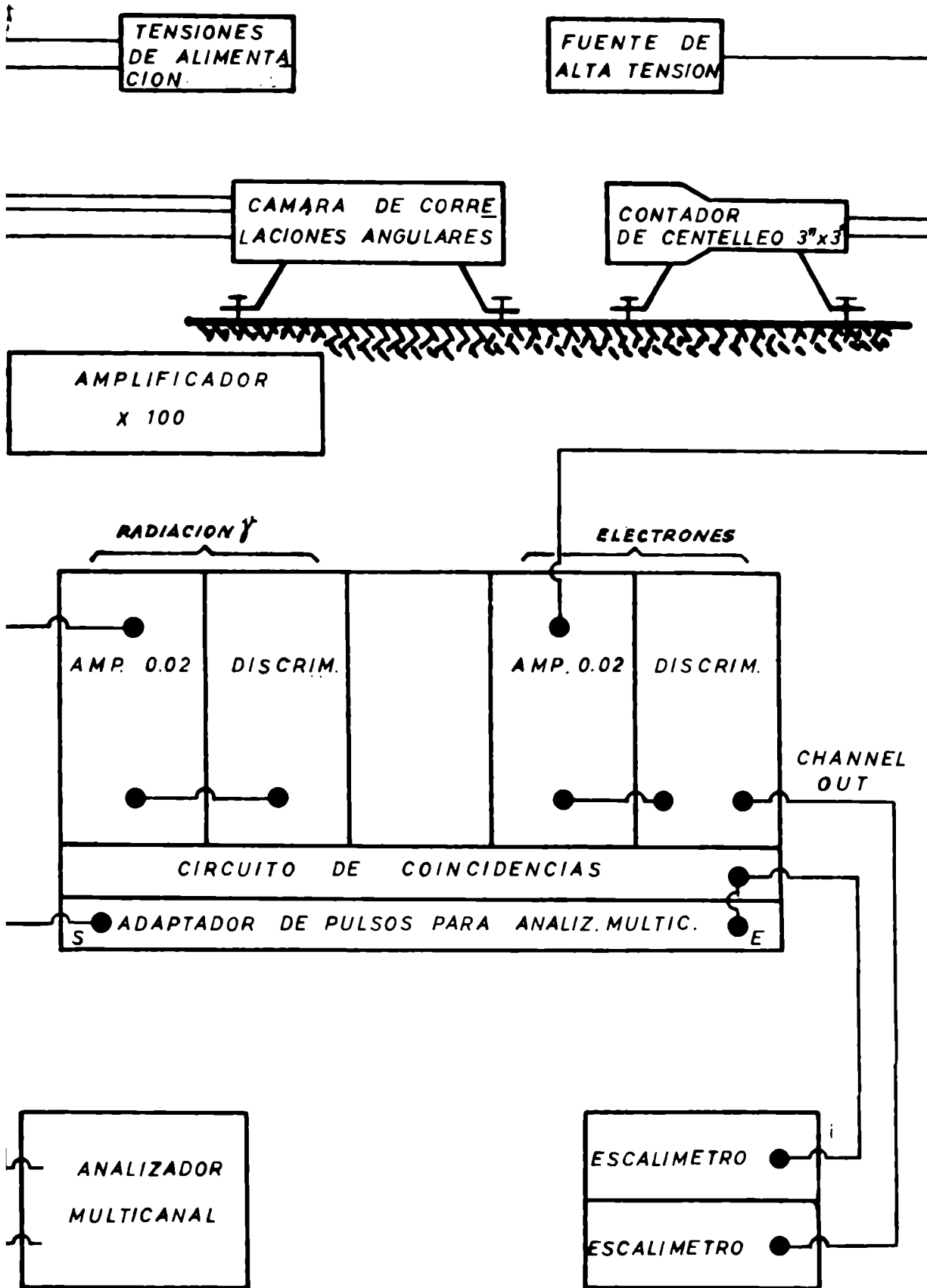


Fig. III.1 Diagrama en block del sistema utilizado para la presente experiencia.

correlación angular beta-gamma en el Au^{198} y Co^{141} y la determinación de las formas de espectro respectivas.

III.1 ESPECTROMETRO BETA

El espectrómetro beta está descrito en la fig. III.2. Se utilizó inicialmente un detector de Si(Li) marca "SINTEC" cuyas características fueron: tensión de polarización -200 V, área 75 cm^2 , profundidad de capa 3 mm^2 , sin embargo en el transcurso de la experiencia, el detector fue cambiado por otro "SINTEC" de 150 cm^2 , 3 mm de espesor y tensión de polarización -1000 V. El cambio en los espectros fue notable como se pueda observar de las formas de espectros de las figuras III.3 (a) detector de 150 cm^2 y III.3 (b) detector de 75 cm^2 , en esta última el apertamiento de la línea recta se produce a los 560 keV . Luego de haber probado los dos detectores se realizó toda la experiencia con el SINTEC de 150 cm^2 .

El circuito preamplificador interno es un circuito sensible a carga diseñado por Nakamura ¹⁶⁾, fig. III.4. Este tipo de circuito produce una salida independiente de la capacidad del detector. Existen otros tipos de preamplificadores sensibles a voltaje, más sofisticadas que producen mejor relación señal-ruido, con la cual la resolución se incrementa, pero para el caso de detección β la resolución no es fundamental.

En nuestro caso se logró una resolución de 6 keV a 1 MeV como se pueda ver en el espectro de Bi^{207} , fig. III.5.

El sistema detector-transistor se enfrió a la temperatura de 200° y para evitar el depósito de humedad sobre los componentes se introdujo en una cámara a una presión de 10^{-6} ton. Esta presión es crítica, pues si sube, debido a la alta tensión de polarización, se producen descargas eléctricas en el interior de la cámara.

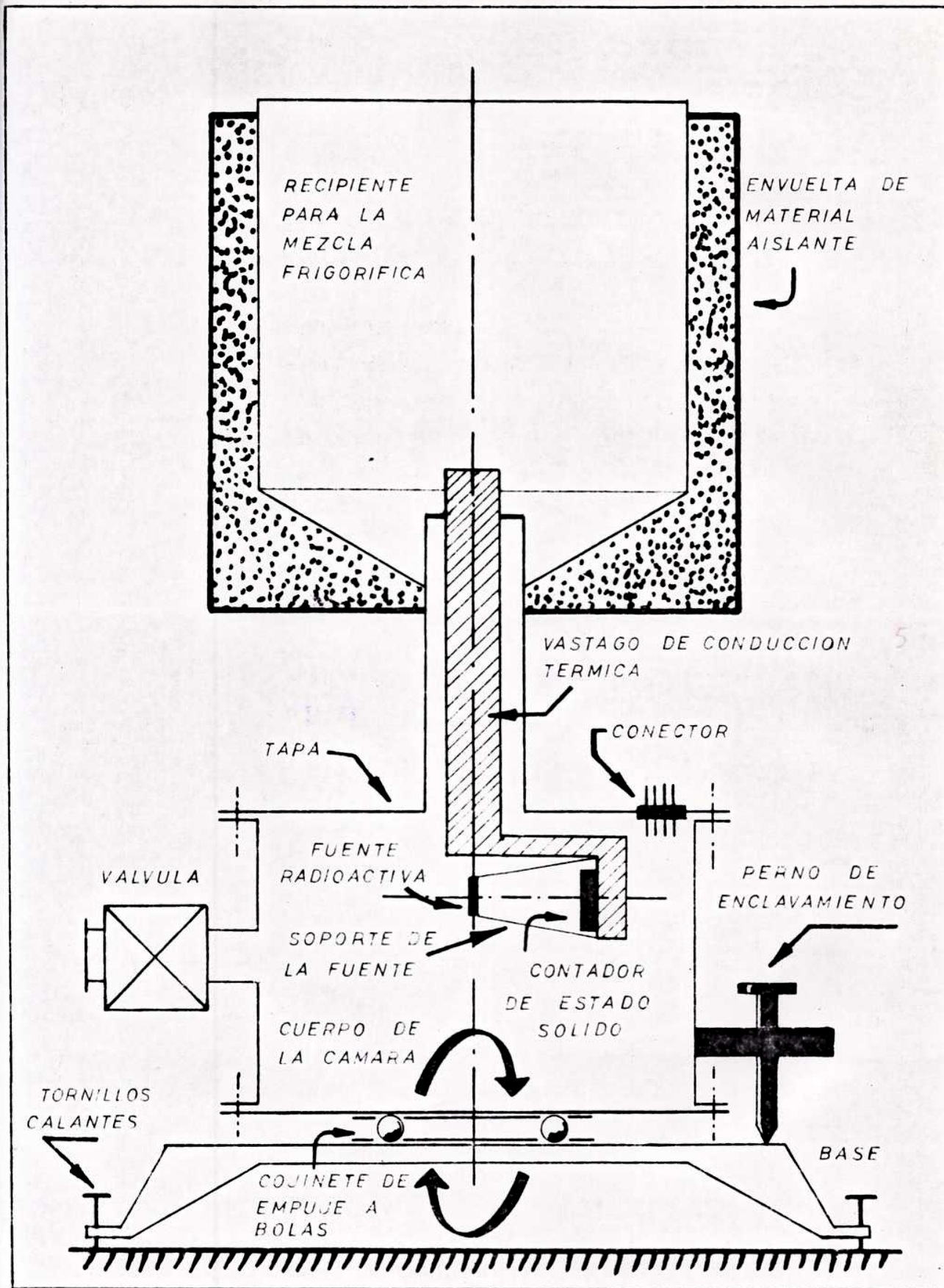


Fig. III.2 Cámara de detección de electrones.

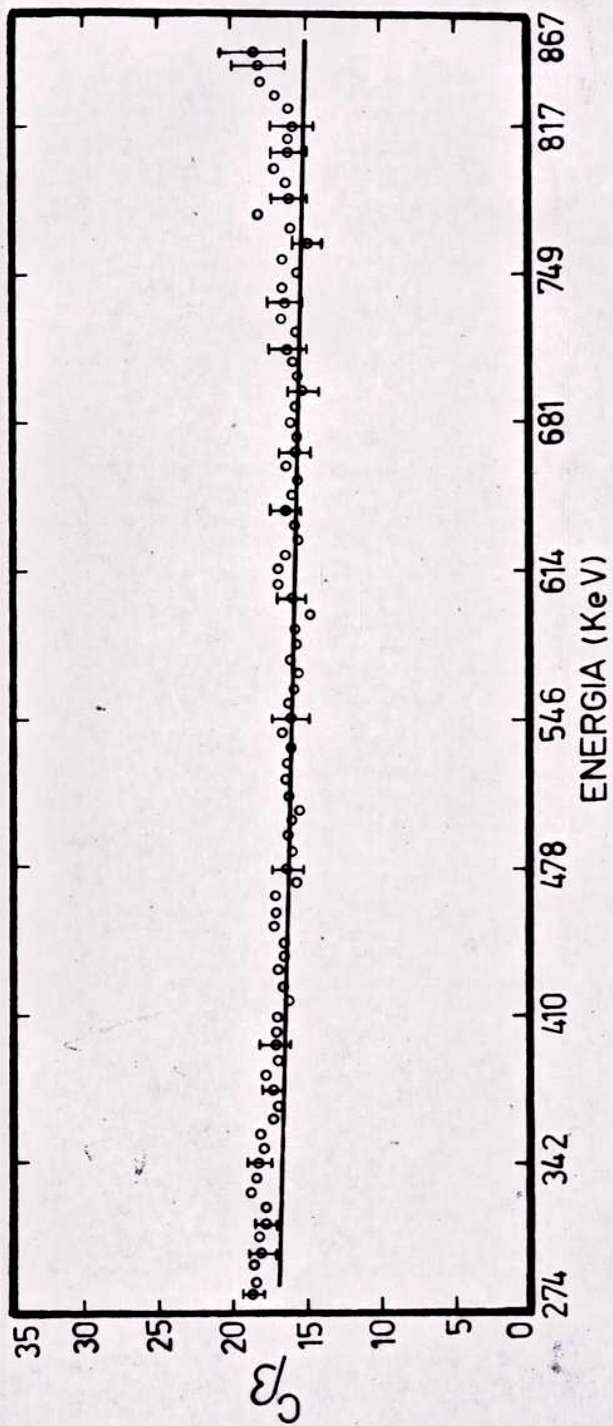


Fig. 111.3(a) Forma de espectro del Au¹⁹⁸ con un detector SIMTEC de 3 mm de espesor y 150 mm² de superficie.

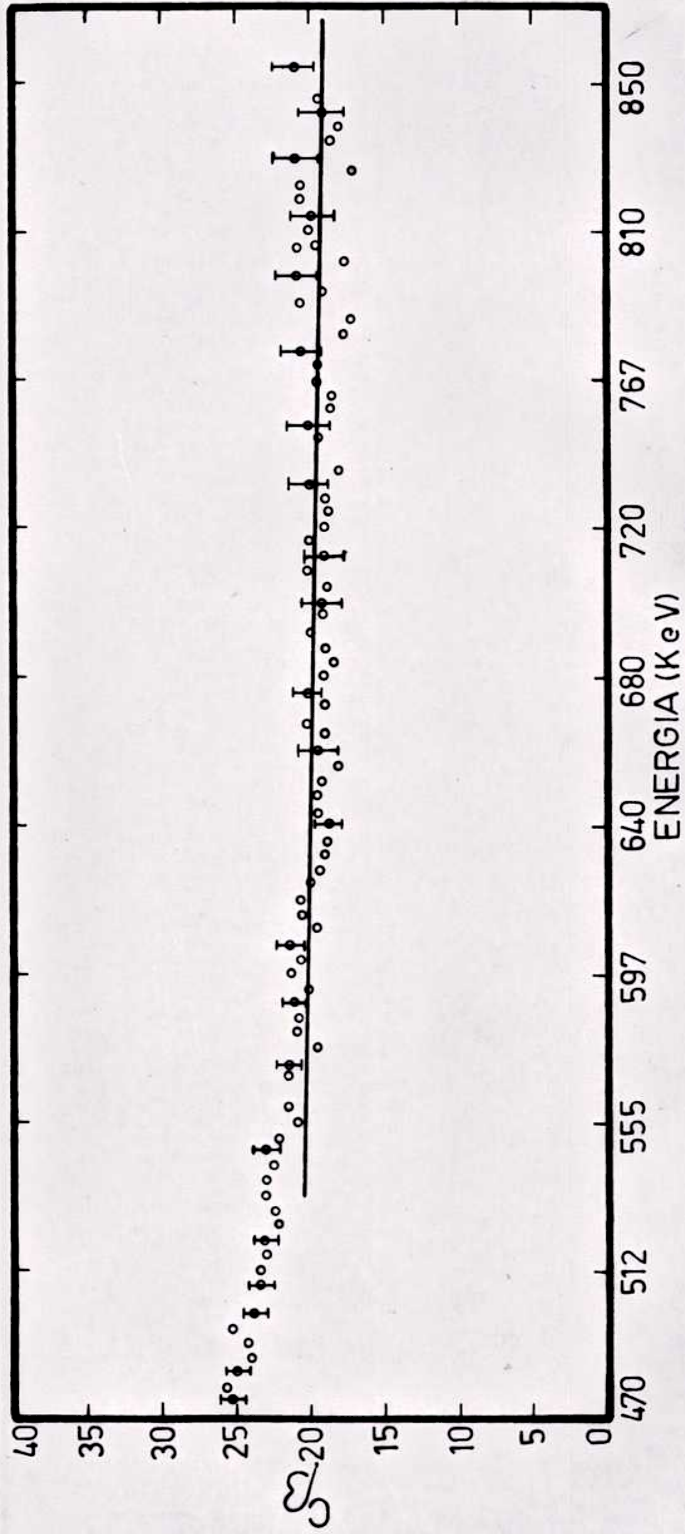


Fig. III.3 (b) Forma de espectro del Au¹⁹⁸ con un detector SIMTEC de 3 mm de espesor y 75 mm² de superficie.

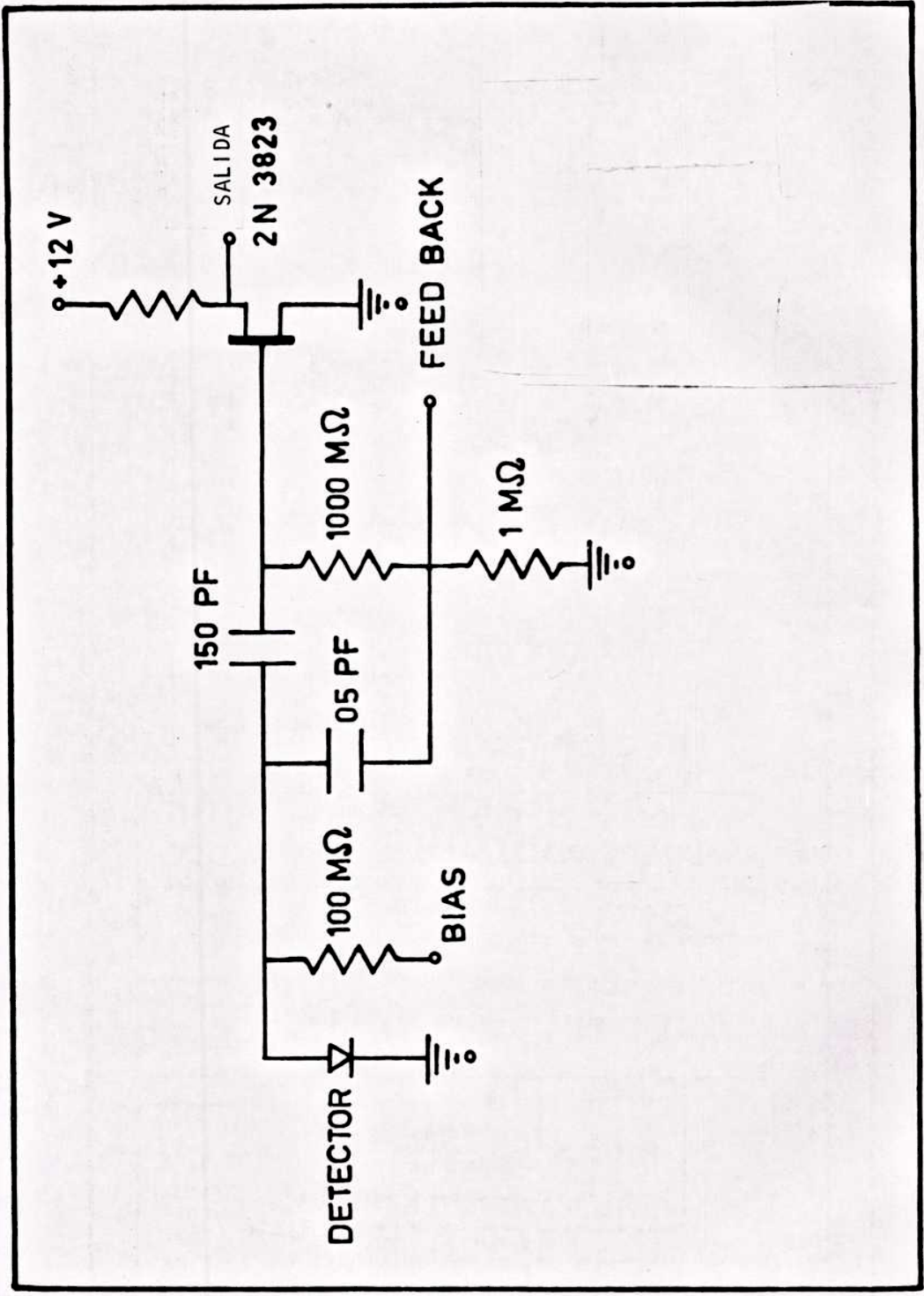


Fig. III.4 Circuito del pre-amplificador colocado en el interior de la cámara.

2

ESPECTRO DE ELECTRONES DE CONVERSION
PROVENIENTES DE LA DESINTEGRACION DEL

Bi^{207}

CONTADOR DE LITIO DIFUNDIDO EN
SILICIO: *Simtec 50-3.0-50*
POLARIZACION: 200 V
TEMPERATURA: 200°K
FUENTE RADIATIVA: *Ortec*

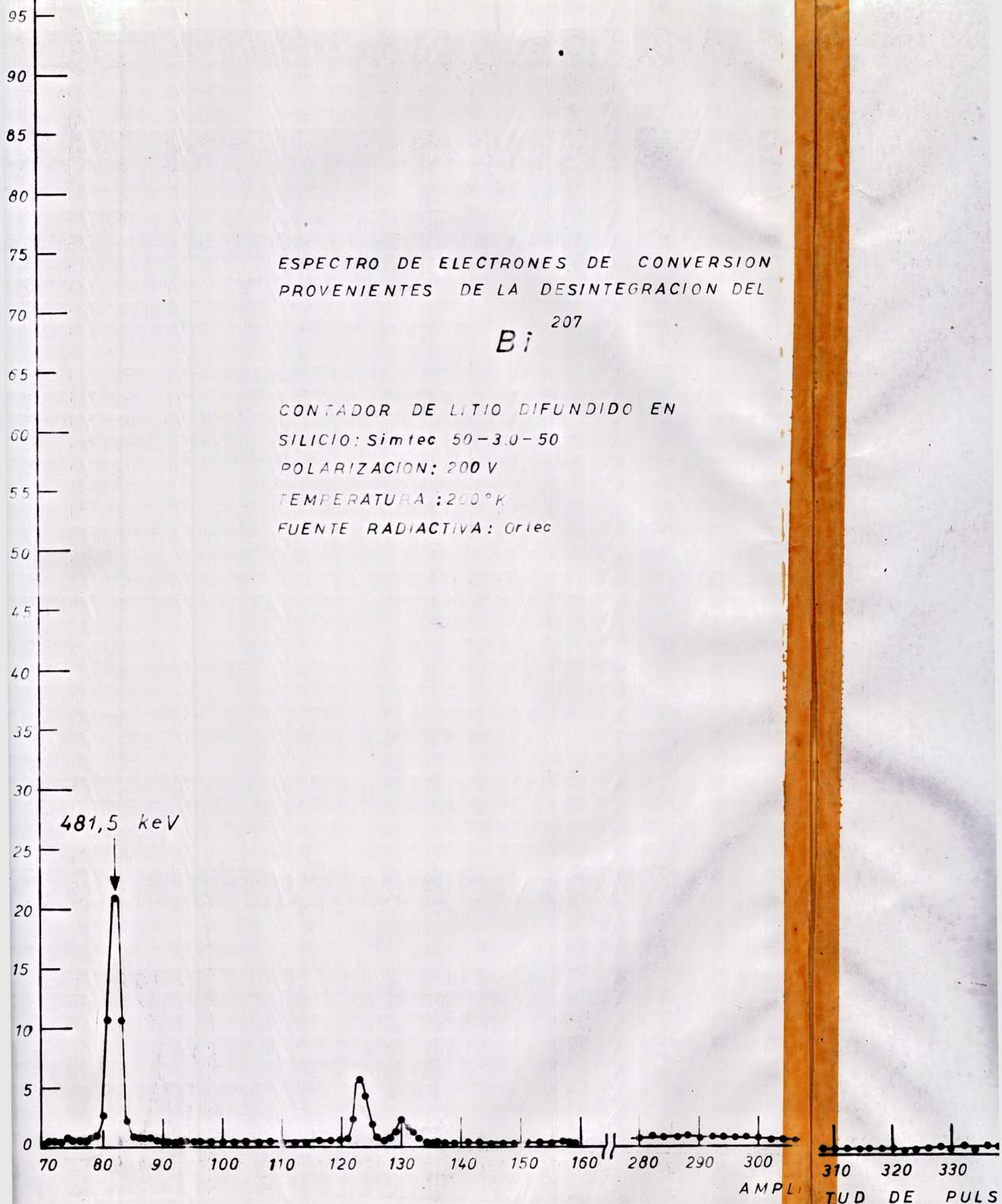
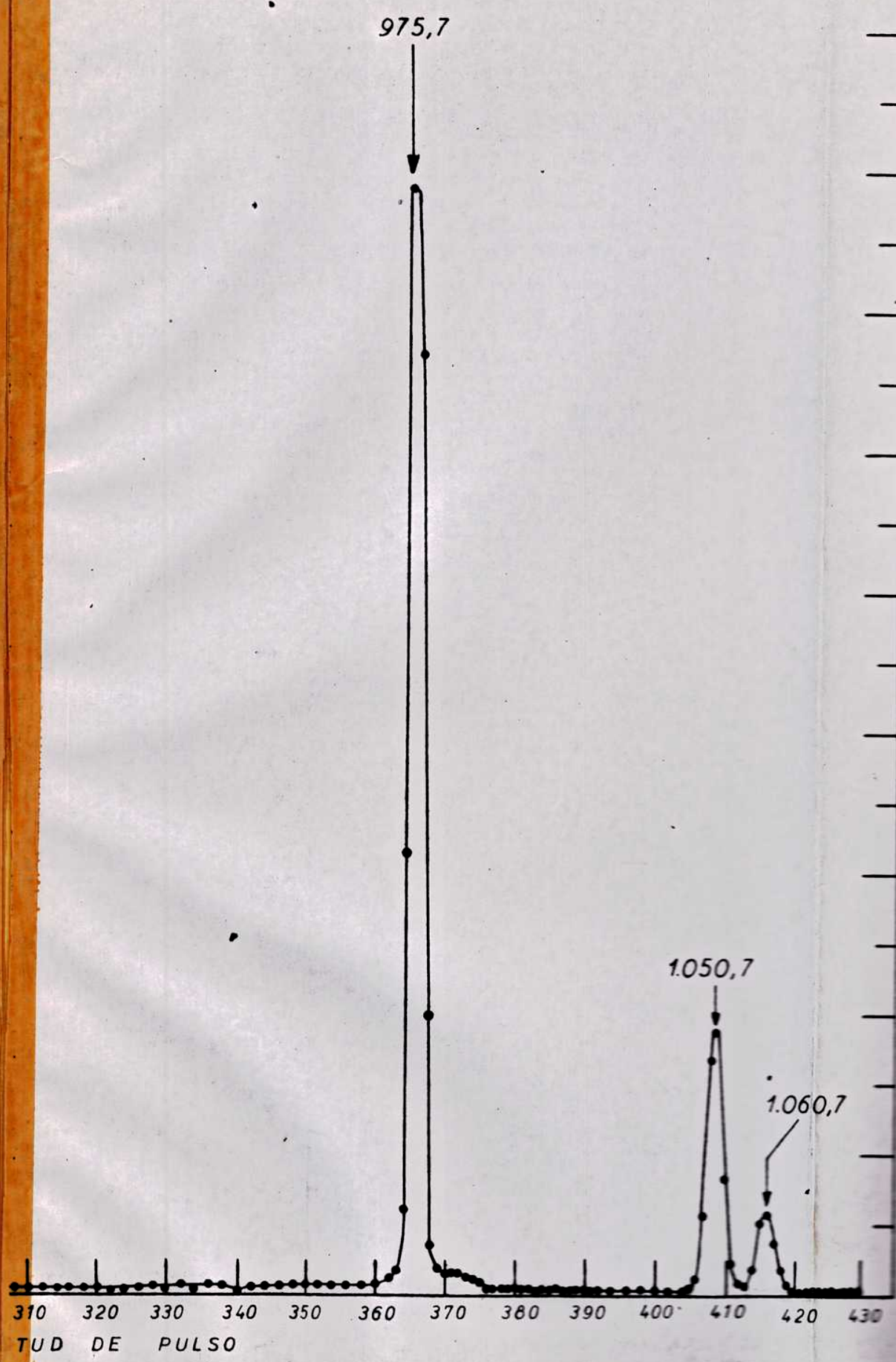


Fig. III.5 Espectro de Bi^{207} logrado con el espectrómetro



grac a con el espectrómetro beta.

La salida de esta cámara fue conectada a través de un zócalo a otro preamplificador de bajo ruido diseñado por Nakamura ⁶⁾, fig. III.6.

Es de hacer notar que existen dos alternativas para este conjunto de dos preamplificadores. Una de ellas consiste en montar toda la electrónica en el interior de la cámara. La otra en montar toda la electrónica externa a la cámara. En el primer caso, la desventaja fundamental consiste en que los transistores que integran el circuito preamplificador, a excepción del TEC, están diseñados para trabajar a temperatura normal. En el segundo, el TEC trabajaría a temperatura normal, lo cual ocasionaría notablemente la resolución. Por otro lado la longitud de las conexiones del detector al preamplificador debilitaría fuertemente la señal del contador.

Este conjunto de dos preamplificadores proporciona a la salida una relación señal-ruido de 20/1.

III.2 ELECTRONICA DE COINCIDENCIAS

III.2.1 Amplificador

La salida del preamplificador fue conectada a una unidad integradora - Diferenciadora - Amplificadora ORTEC (modelo 410). Esta unidad tal como su nombre lo indica, integra y diferencia, operación que filtra una parte fundamental del ruido. Dicho amplificador posee cuatro salidas: dos que poseen una señal doble diferenciada y otros dos que dan una señal simple diferenciada. A su vez cada salida se diferencia de la otra por su impedancia de salida. En la fig. III.7 se muestra una recta de calibración del sistema.

III.2.2 Discriminadores

Se usaron como discriminadores los modelos 801 de COSMIC RADIATION. Estos discriminadores son muy versátiles pues a la vez que discrimi-

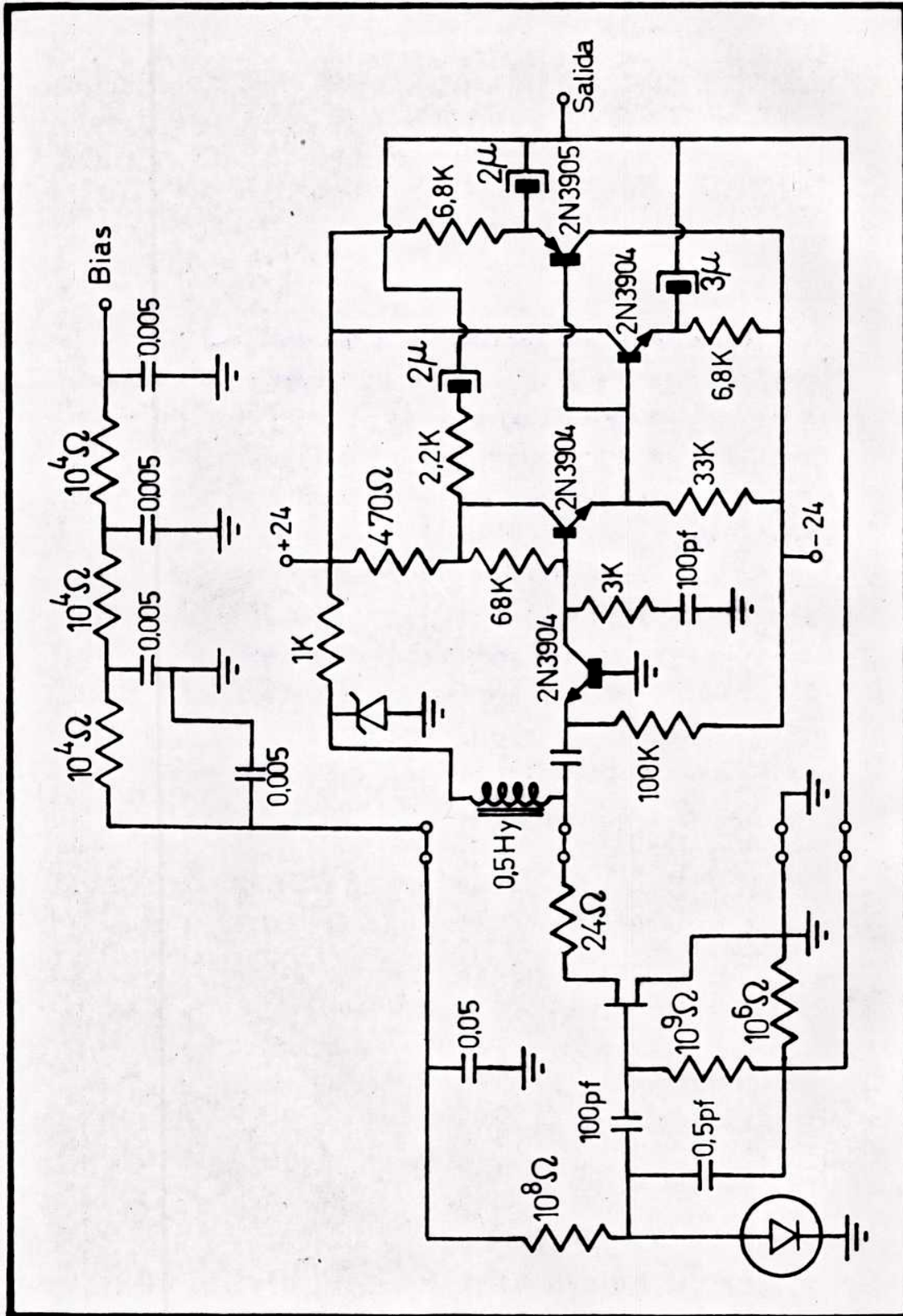


Fig. 111.6 Pre-amplificador externo.

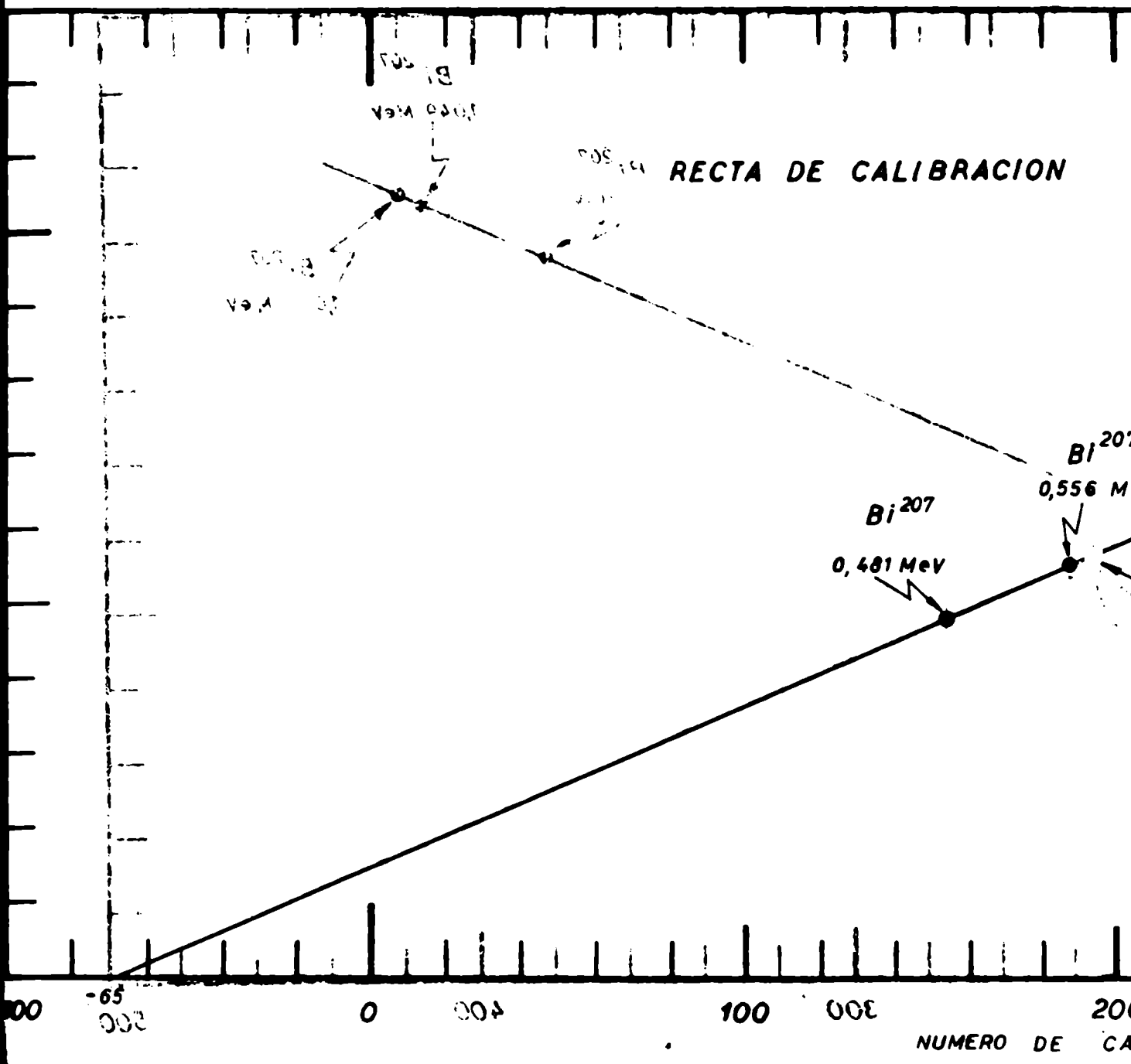
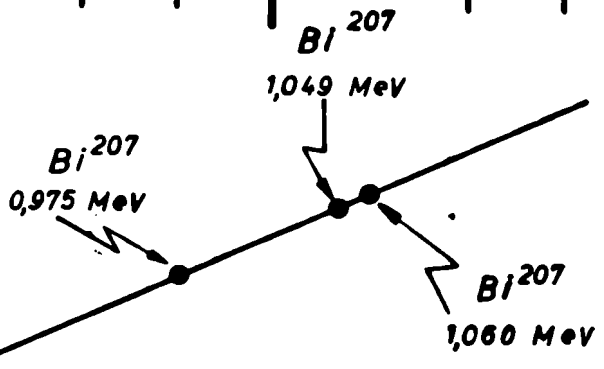


Fig. III.7 Recta de calibración de Bi-207

ON

Bi²⁰⁷
0,556 Mev

Bi²⁰⁷
56 Mev



200
DE CA

300

400

500

... de base ... entero beta.

300

minan la energía fabrican pulsos para realizar las coincidencias necesarias.

La entrada a este tipo de discriminadores deba ser realizada por pulsos doble-diferenciados. Este hecho asegura que, independientemente de la energía del pulso de entrada, los pulsos que se originan en el interior no estarán defasados en el tiempo.

El pulso de entrada es llevado simultáneamente a dos circuitos; en uno de ellos se realiza la discriminación y se conforma en pulso llamado lento, que es de 10 μ . En el otro circuito en tanto, se conforma la señal dando lugar a un pulso rápido (de ancho variable entre 0.05 μ s y 0.1 μ seg) responsables de las coincidencias, fig. III.8.

Si se desea utilizar coincidencias en las que exista discriminación en energía, se las debe hacer del tipo rápido-lentos, de manera que los pulsos de coincidencias resultantes corresponderán a los pulsos de entrada discriminados en energía.

Este discriminador también produce pulsos de anticonincidencias. Sin embargo se ha encontrado que en este modelo dichos pulsos no siempre entran en tiempo simultáneamente con los pulsos lentos producidos en el mismo discriminador y con los pulsos rápidos o rápidos-lentos producidos en otro discriminador. Para subsanar esta falla, hubo que modificar el circuito del COSMIC RADIATION, introduciendo una plaqueta adicional (fig. III.9) que no solo resuelve el problema, sino que permite operar a la unidad discriminadora en una simultánea operación de coincidencia.

Originalmente, una unidad discriminadora afectada a la operación de anticonincidencia no podía trabajar en operaciones de coincidencias, por lo tanto la modificación realizada le confiere mayor versatilidad a la unidad COSMIC RADIATION.

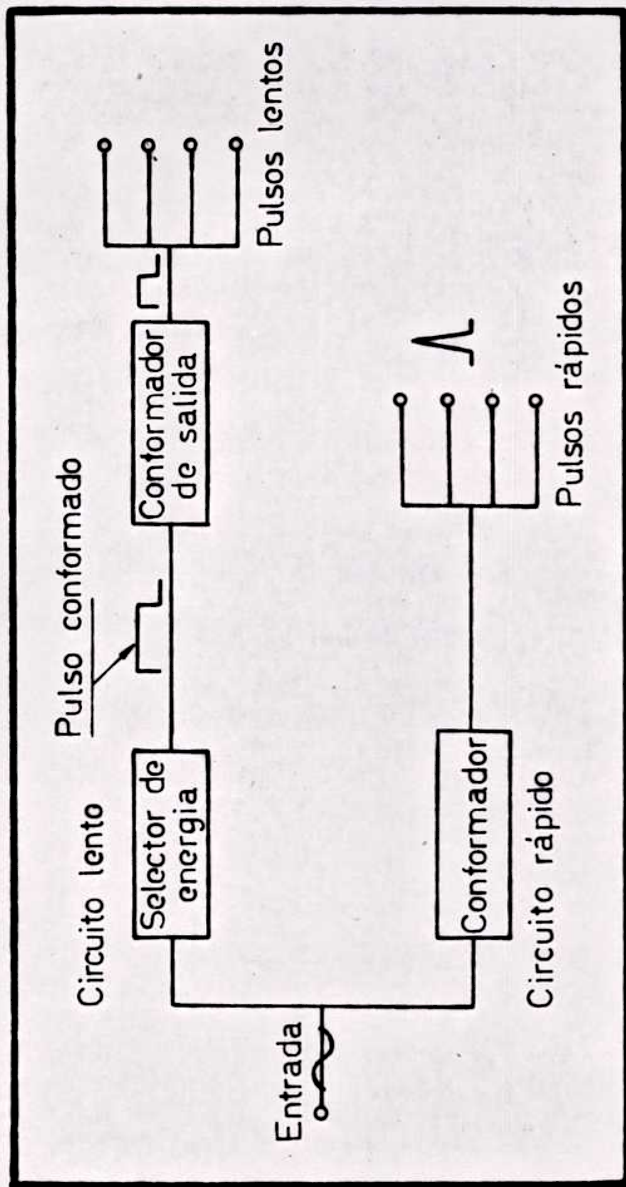


Fig. 111.8 Esquema en block del discriminador COSMIC RADIATION.

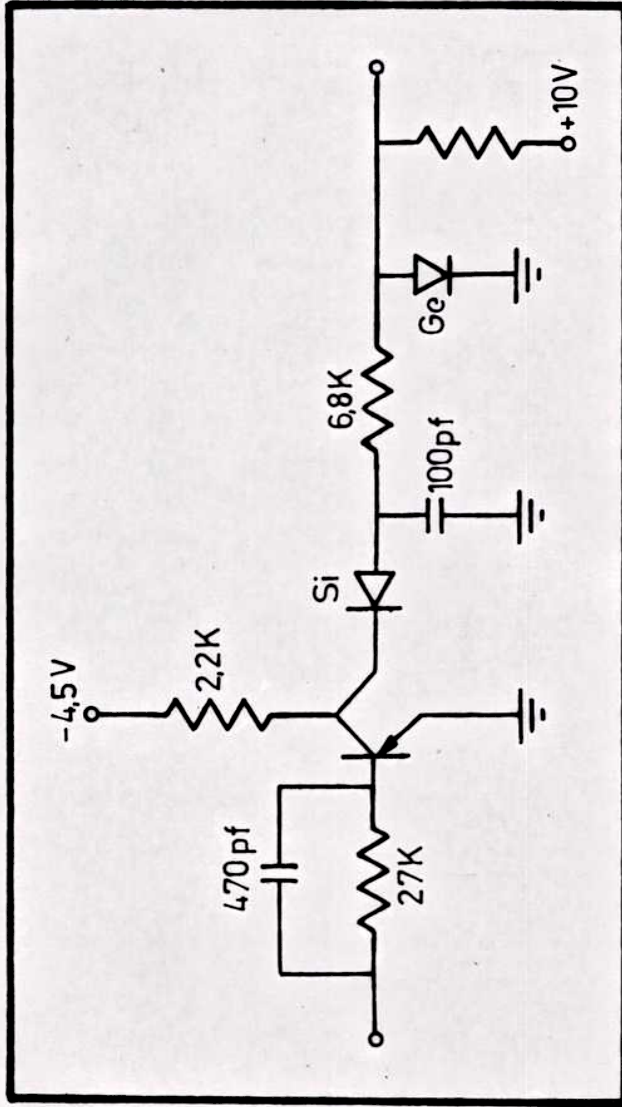


Fig. III.9 Modificación en el circuito de anticoincidencias introducida en este laboratorio.

III.3 SISTEMA DE ROUTING Y SELECTOR MULTICANAL DE PULSOS

El selector multicanal de pulsos utilizado es uno de 512 canales marca NUCLEAR DATA modelo 120. Tiene subdividida la memoria en 4 submemorias de 128 canales con acceso externo a ellos. Para poder utilizar un sistema de routing que permita almacenar cuatro espectros distintos, usando la misma entrada al multicanal hubo que diseñar un sistema lógico que transfiera las distintas señales de coincidencias en cada una de las submemorias de 128 canales, fig. III.10.

Con este fin el circuito posee cuatro entradas E_1 para los pulsos de coincidencias, los mismos son conformados y derivados a la salida común de coincidencias (SC) y simultáneamente derivados cada uno de ellos a una salida particular (S). Existe un sistema de bloqueo por medio de diodos que impide que los pulsos que hayan entrado por ejemplo por una entrada E_1 , salgan por una salida no correspondiente S_2 .

La salida común SC se conecta a la entrada de coincidencias del selector multicanal de pulsos y por otro lado cada una de las salidas S_1 se conecta a cada una de las submemorias del multicanal.

III.4 CONTADORES DE CENTELLEO

Se utilizaron como contadores de centelleo gamma 3 centelladores de INa, de distintas características, uno de ellos HARSHAW integrado con un cristal de 3" de diámetro x 3" de espesor. Otro también de marca HARSHAW integrado pero de 2" x 2", y el tercero consistió en un fotomultiplicador RCA al cual se le acopló un cristal de INa de 2" de diámetro por 2.5" de espesor. Dichos centelladores fueron conectados a través del preamplificador diseñado en el laboratorio, (fig. III.12) a amplificadores COSMIC RADIATION modelo 801. Estos amplificadores tienen la posibilidad de dar dos salidas distintas: una de simple y otra de doble diferenciación, ésta última tal como lo requiere el discriminador COSMIC RADIATION modelo 801 descrito anteriormente el cual va conectado

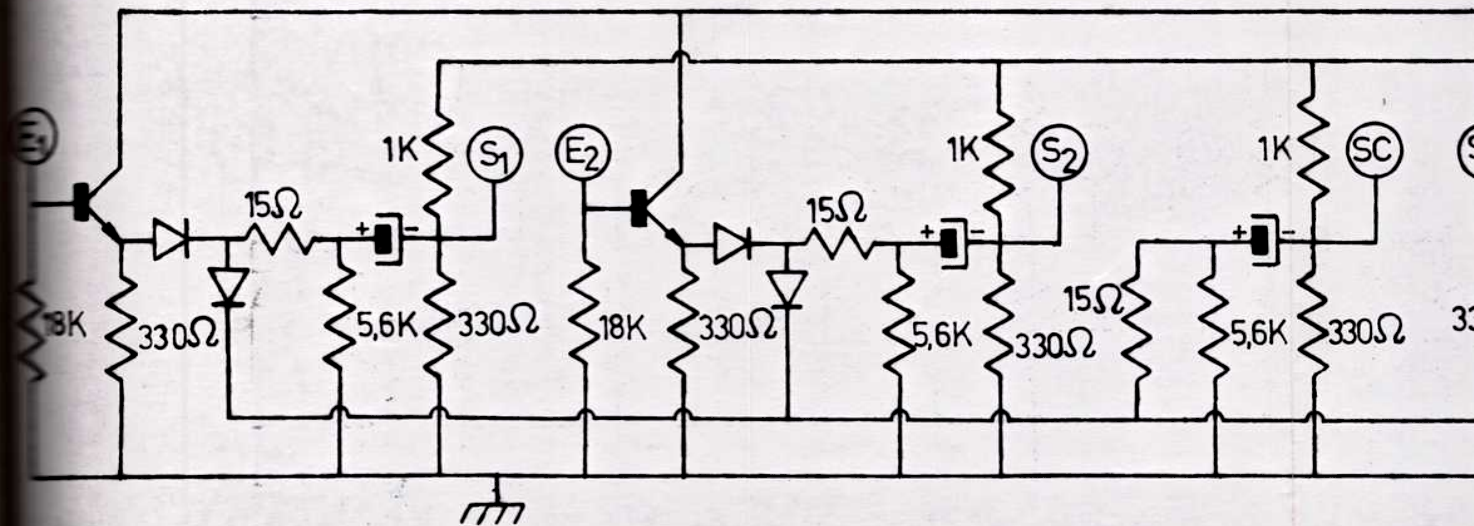
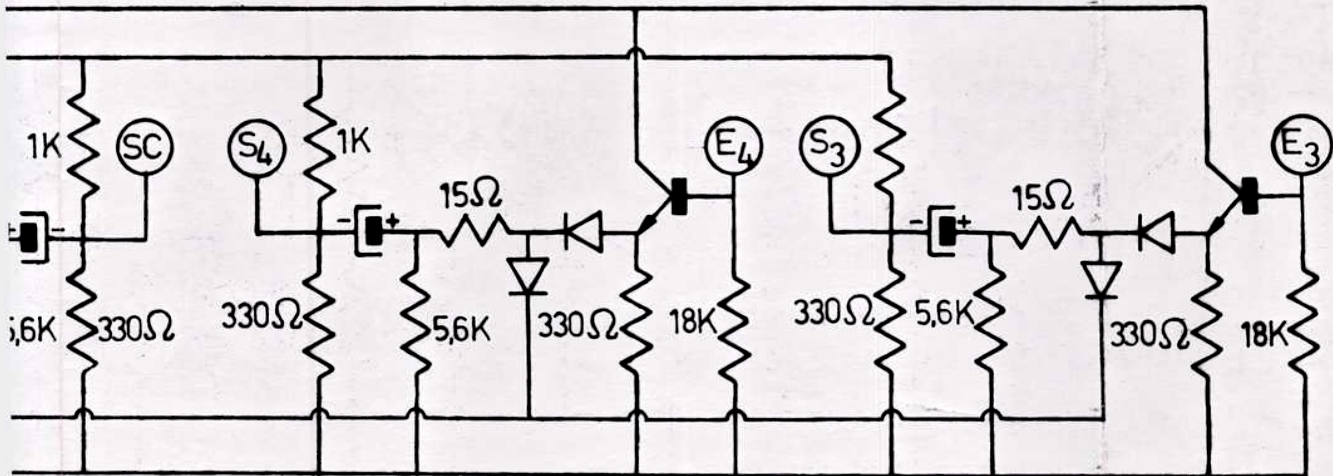


Fig. III.10 Sistem de Routing



TRANSISTORES 2N2923
 DIODOS OA9
 CAPACITORES $100\mu\text{f} \times 12\text{V}$

de Routing

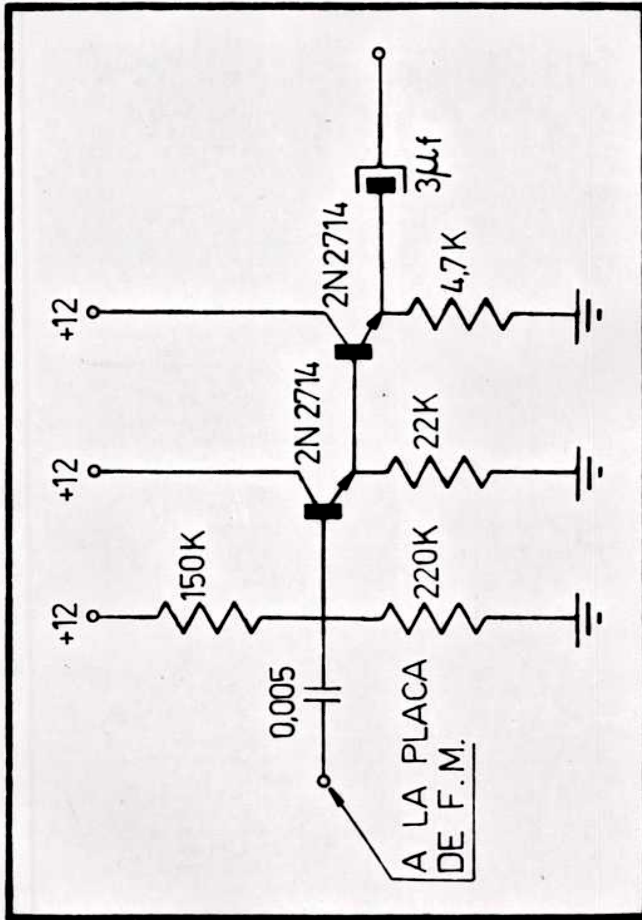


Fig. III.11 Pre-amplificador acoplado a la salida del foto-multiplicador.

-7-

la salida, realizándose la discriminación de energía y coincidencias con los pulsos provenientes de la desintegración beta.

IV. MONTAJE EXPERIMENTAL PARA DETECCIÓN DE ELECTRONES CON CENTELLADOR ORGANICO Y RADIACION GAMMA CON CENTELLADORES INORGANICOS

Para energías de electrones superiores a 1 MeV el detector semiconductor pierde eficacia en una cantidad que depende de la energía, hecho que lo hace inadecuado para este tipo de experiencias. En el montaje experimental para el estudio del Pr^{144} se utilizó como espectrómetro beta un fototubo sobre el cual se montó un cristal de antraceno de 2,5' de diámetro por 1' de espesor.

En experiencias previas se ensayó también en un cristal de las mismas dimensiones, de plástico, pero su correlación fue muy inferior a la del antraceno, por lo cual se prefirió a este último.

La determinación de la recta de calibración - fundamental para la experiencia - trae aparejadas algunas dificultades. No existen picos de conversión interna con energías mayores que 1,2 MeV, y por lo tanto hay que recurrir a cantos Compton para fijar la recta sin necesidad de realizar grandes extrapolaciones.

Con este fin se usaron las siguientes fuentes Ba^{137} , Bi^{207} , Na^{24} , Zn^{65} , γ^{60} y Na^{24} , obteniéndose la recta de la figura IV.1.

Para verificar los resultados obtenidos, se analizó el P^{32} , obteniéndose el diagrama de Fermi-Plot de la figura IV.2 que concuerda con la teoría tanto en forma como en la determinación de la energía final.

Cuando se analizó un espectro de 3 MeV de energía máxima se observó que la energía final no era la esperada, indicando la forma del diagrama Fermi una posible falta de eficiencia para los últimos 300 keV. (Fig. IV.3). Como el espesor del cristal asegure una eficiencia constante hasta 3,5 MeV, la causa de este fenómeno debe buscarse en la pérdida de eficiencia debido al distinto camino que recorren los electrones en el cristal.

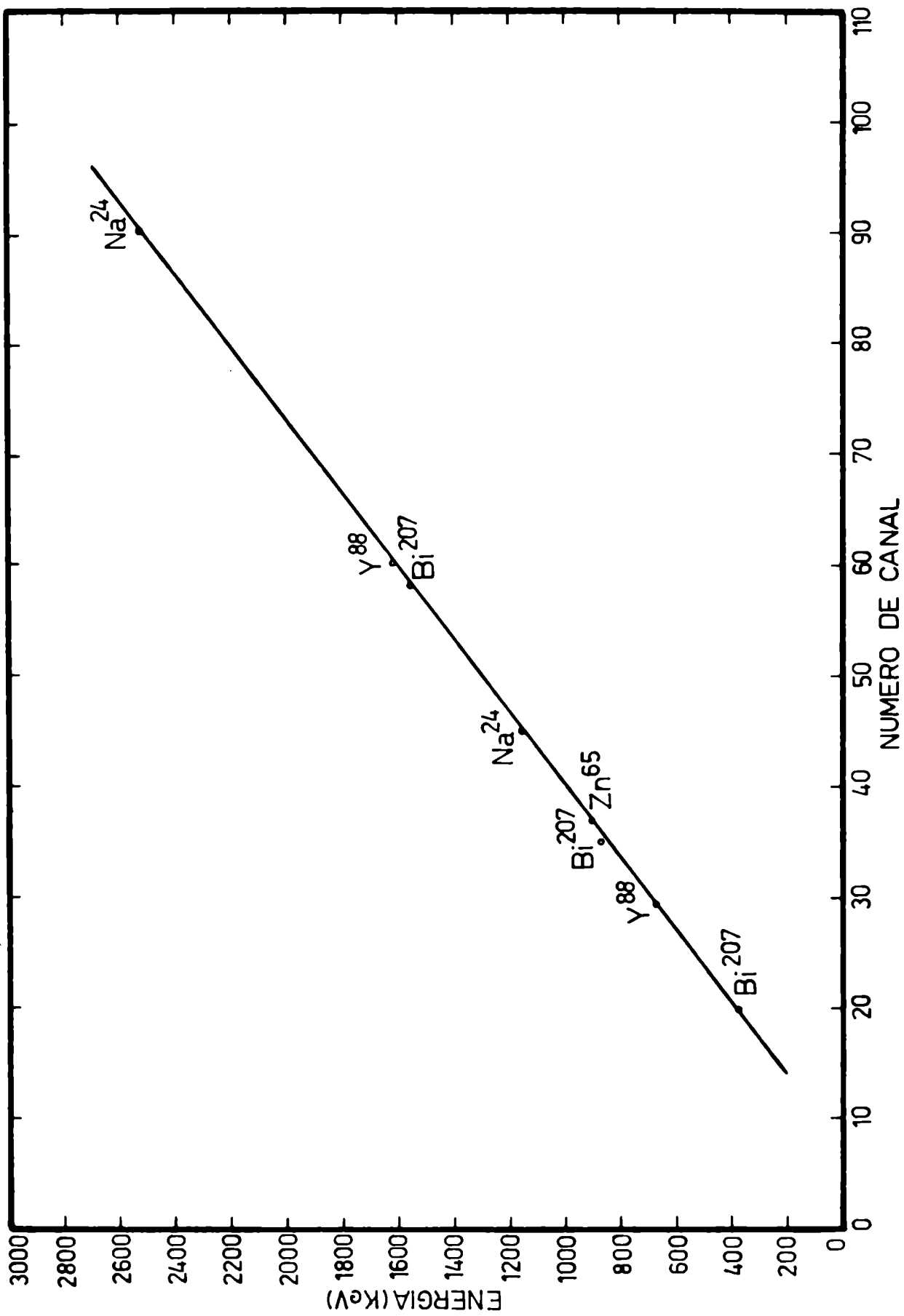


Fig. IV.1 Recta de calibración del espectrómetro beta.

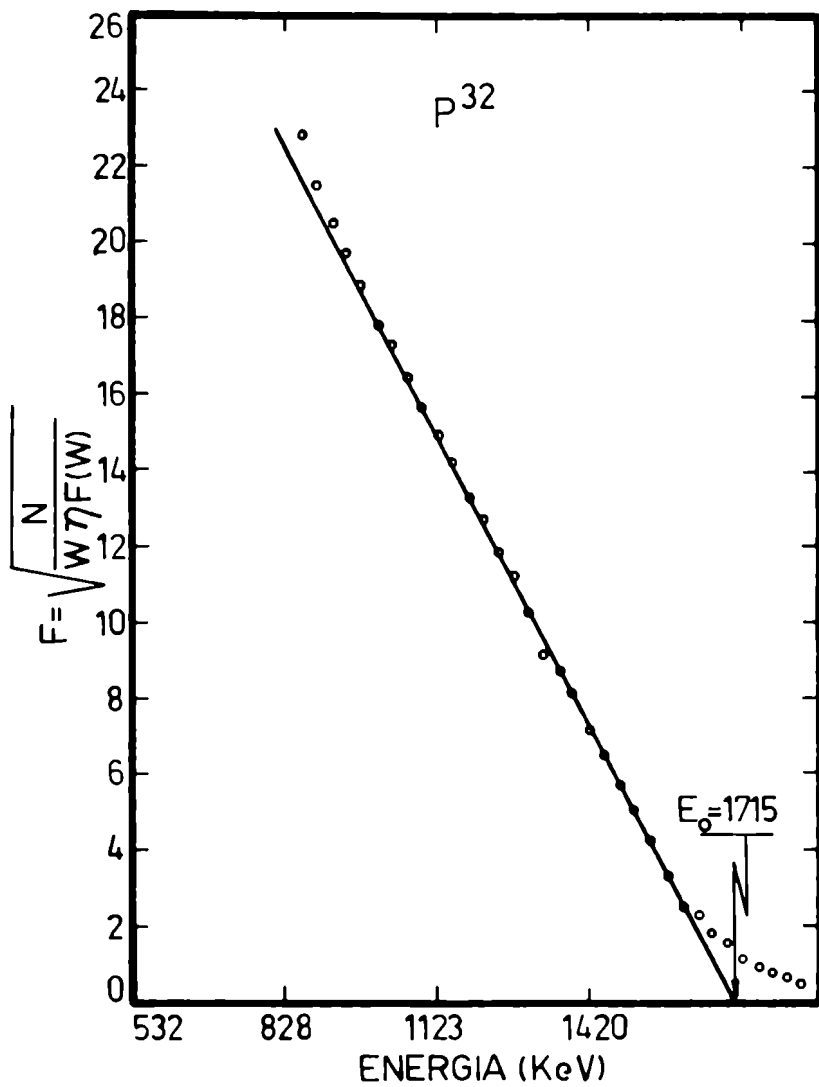


Fig. IV.2 Diagrama de Fermi del P³².

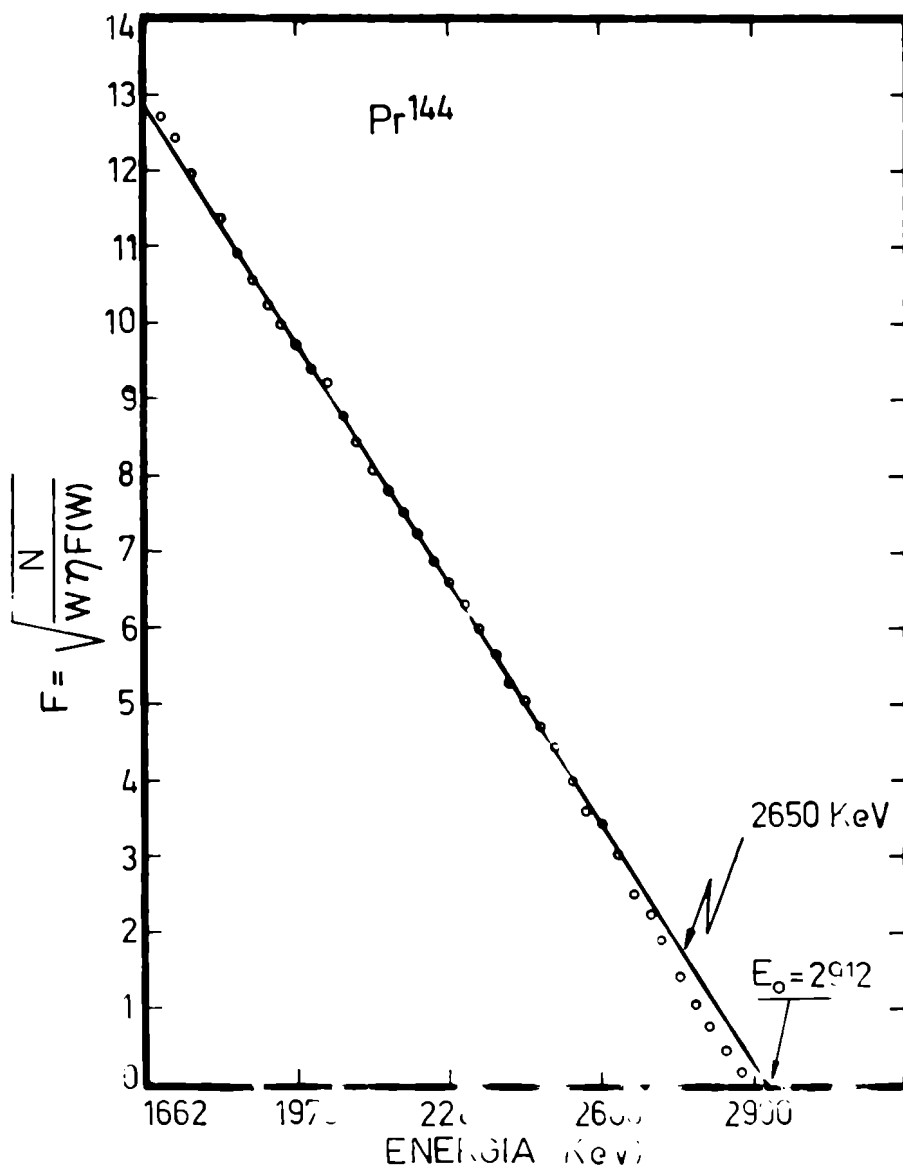


Fig. IV.3 Diagrama de Fermi del Pr^{144} en diagrama.

(fig. IV.4). Aquellos que entran a 90° con el cristal son totalmente absorbidos, mientras que los que lo hacen formando un ángulo distinto podrían no ser totalmente absorbidos.

Para verificar esta hipótesis se colocó un diafragma de aluminio entre la fuente y el detector (fig. IV.5), y se determinaron distintos diagramas de Fermi, variándose la distancia fuente-diafragma. Como se pueda observar en los gráficos IV.6 y IV.7 la eficiencia a alta energía mejora y a partir de una distancia fuente-diafragma de 5 cm la misma permanece constante, ^{cajendo} cargando todos los puntos sobre la recta y mejorando el valor de la energía final.

ESPECTROMETRO Y

Se utilizó el mismo dispositivo experimental descrito en el Capítulo III.

ELECTRONICA DE COINCIDENCIAS Y DISCRIMINACION

Se utilizaron los mismos equipos electrónicos, amplificadores, discriminadores, multicanales que en el Capítulo IV.

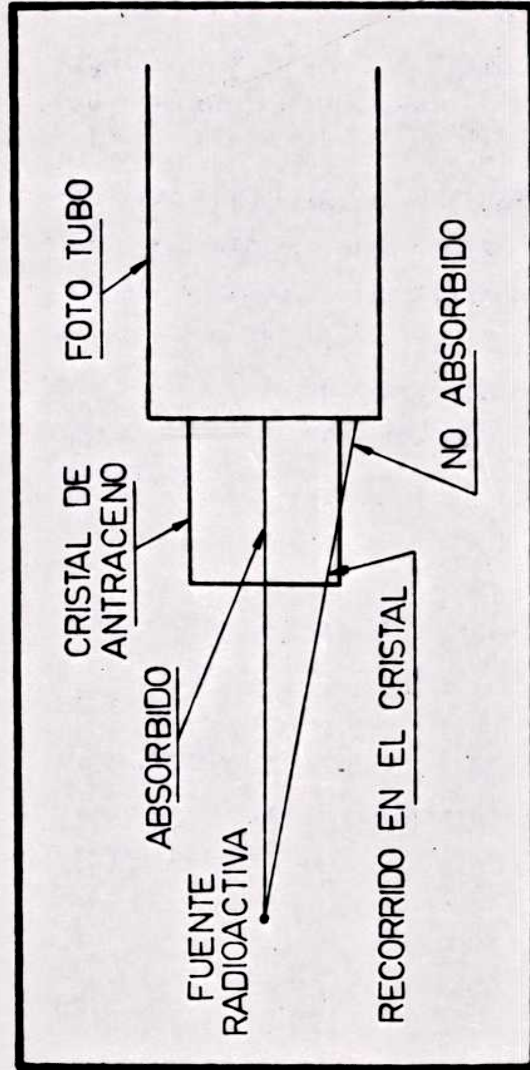


Fig. IV.4 Probable camino que recorren los electrones en el cristal.

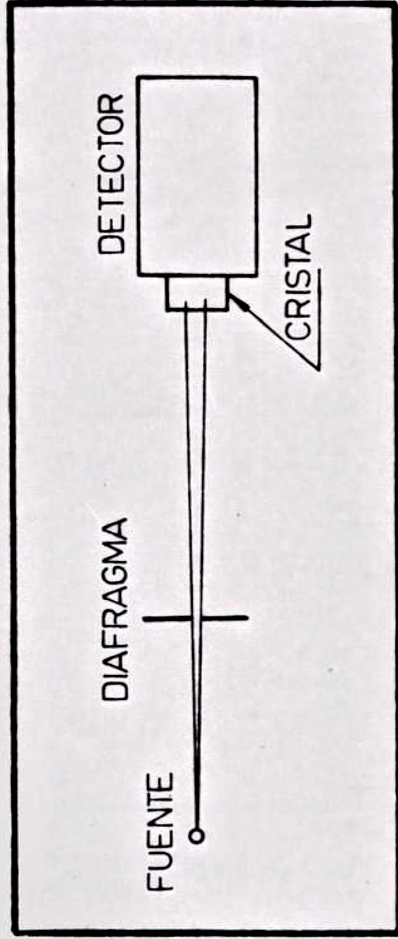


Fig. IV.5 Posición del diafragma entre la fuente y el cristal.

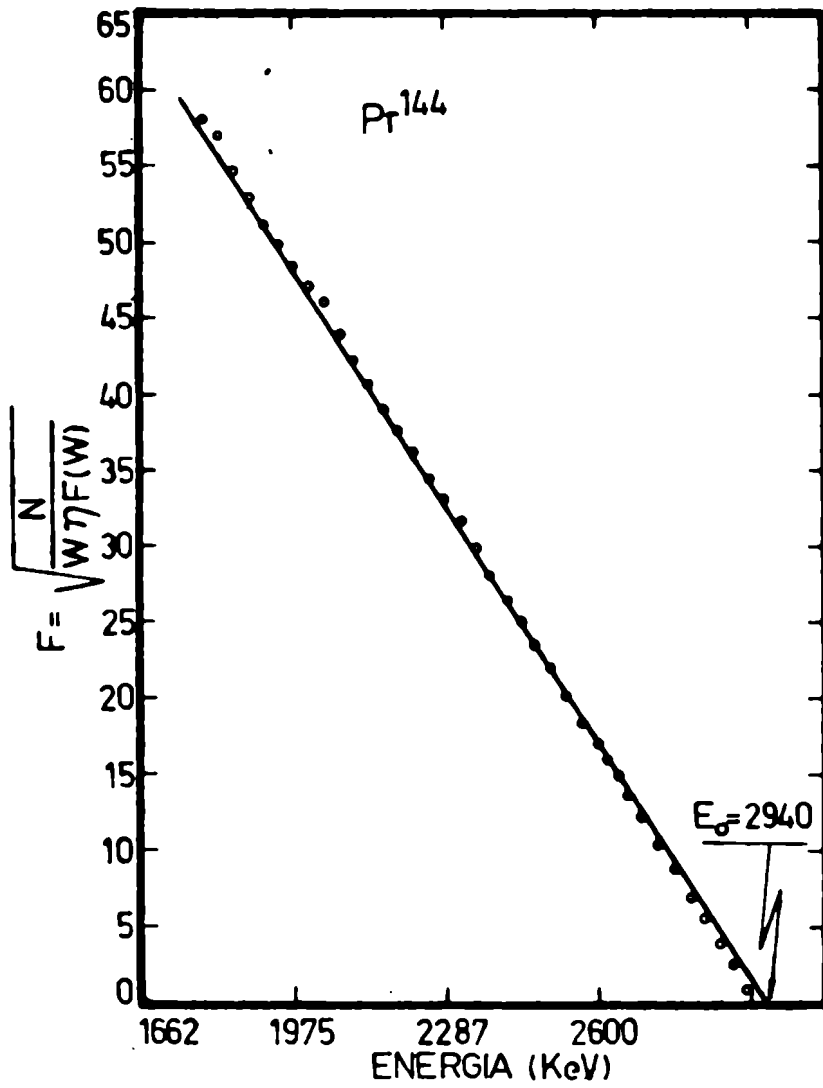


Fig. IV.6 Diagrama de Fermi con el diafragma puesto a 3 cm de la fuente.

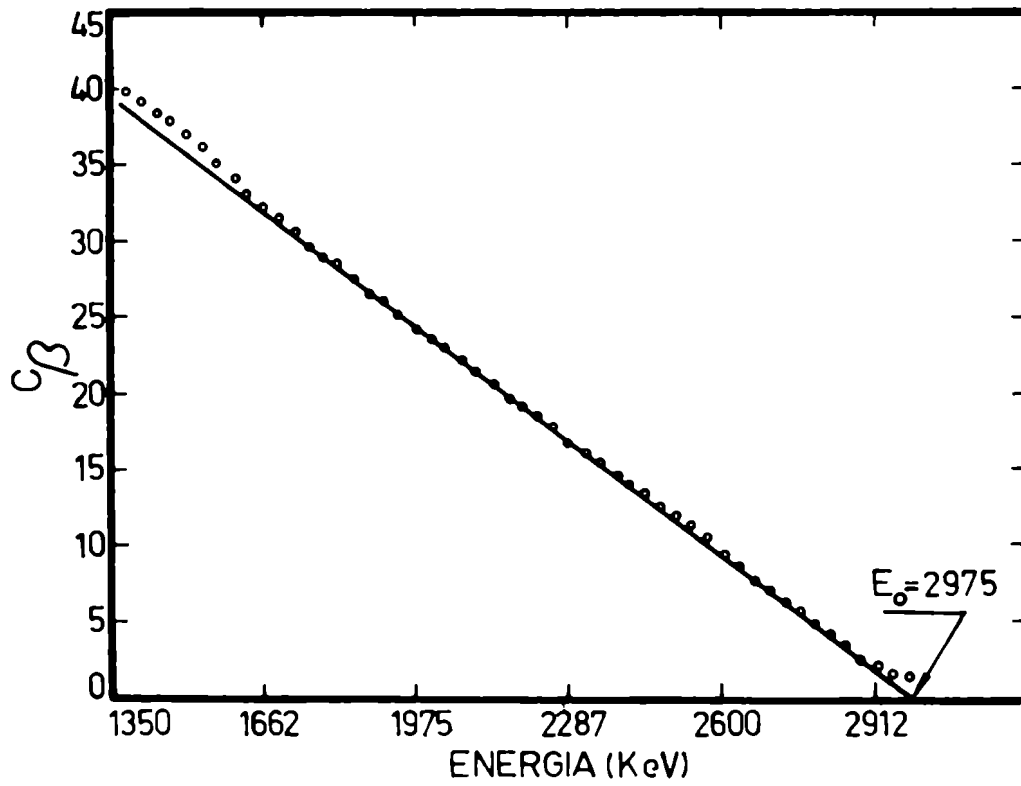


Fig. IV.7 Diagrama de Fermi con el diafragma puesto a 5 cm de la fuente.

REFERENCIAS

- 1) F. R. Gerholm, Nucl. Instr. Meth. 4 (1954) 107
- 2) K. Sieghban et al., Nucl. Instr. Meth. 32 (1965) 1
- 3) J. M. Hollander, et al., Nucl. Instr. Meth. 37 (1965) 333
- 4) H. E. Bosch et al., Nucl. Instr. Meth. 52 (1967) 289
- 5) H. E. Bosch et al., Nucl. Instr. and Meth. 42 (1966) 215

CAPITULO V

DATOS EXPERIMENTALES OBTENIDOS TRATAMIENTO DE LOS MISMOS Y CORRECCIONES EFECTUADAS

Con el aparato experimental descrito en la sección anterior se han medido las formas de los espectros y correlaciones angulares en el Au^{198} , el Ce^{141} y el Pr^{144} .

V.1 Au^{198}

En el Au^{198} se ha estudiado la transición de $2^- \rightarrow 2^+$ (fig. V.1) determinándose el Fermi-Plot la forma de espectro, la energía final ν_0 de la transición y las correlaciones angulares direccionales $\beta\text{-}\gamma$ de la transición $2^- \rightarrow 2^+ + 0^+$.

Para la determinación de la forma de espectro, se puso en coincidencia la radiación β , con la γ de 412 keV obteniéndose así la transición $2^- \rightarrow 2^+$ pura.

En el estudio de la correlación angular direccional beta $\text{-}\gamma$ se discriminó en los espectrómetros y la energía de 412 keV se la puso en coincidencia con la radiación β .

V.2 Fuente radioactiva

Las fuentes radioactivas utilizadas estaban compuestas por una solución de Acido Cloroscúrico producidas en la CHEA con un pH de 6 y una actividad promedio de 700 μc . A partir de la solución se hicieron depósitos de 1 o 2 gotas sobre una hoja de mylar de 25×10^{-5} '' de espesor, secándose la misma con una lámpara infrarroja. Con este procedimiento se obtuvieron fuentes de 2 mm de diámetro y muy delgadas.

Se estudió la influencia del espesor de la fuente sobre la forma

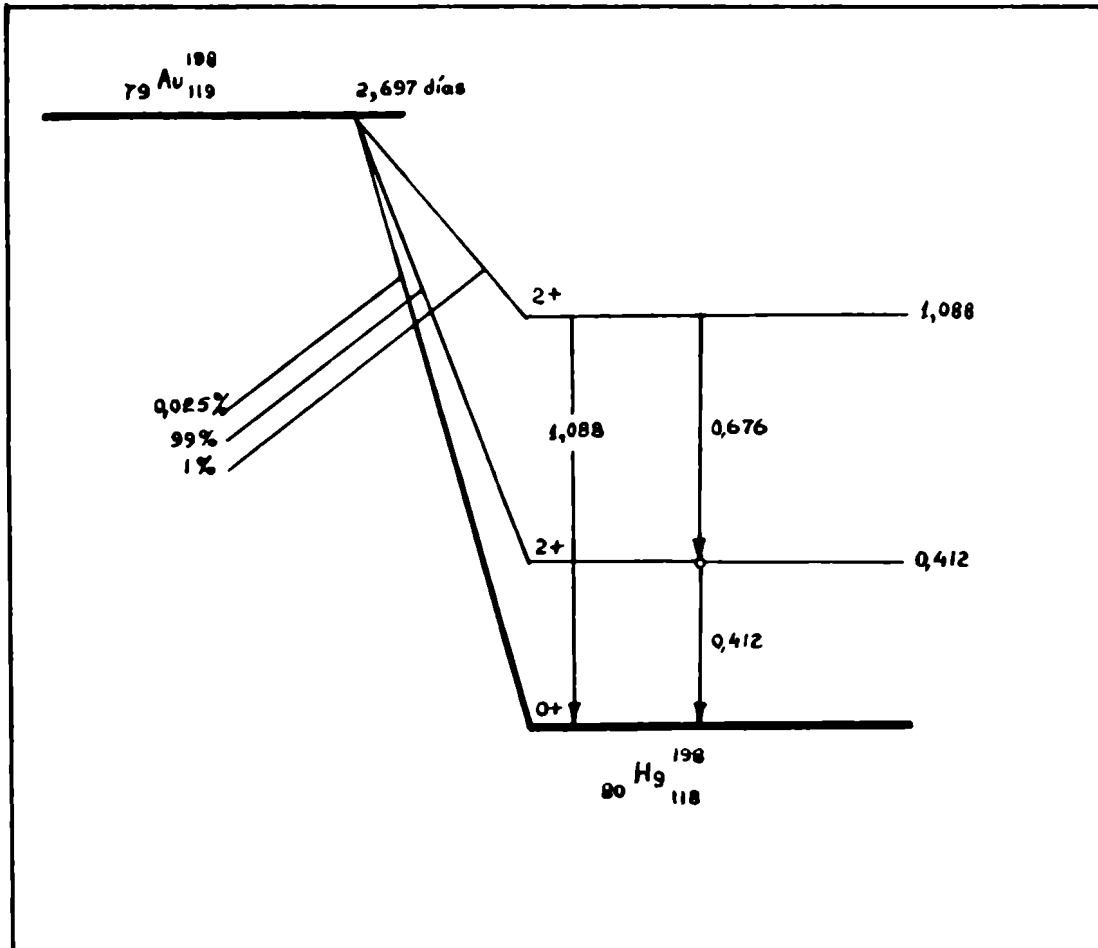


Fig. V.1 Esquema del decaimiento del $^{198}_{79}\text{Au}$.

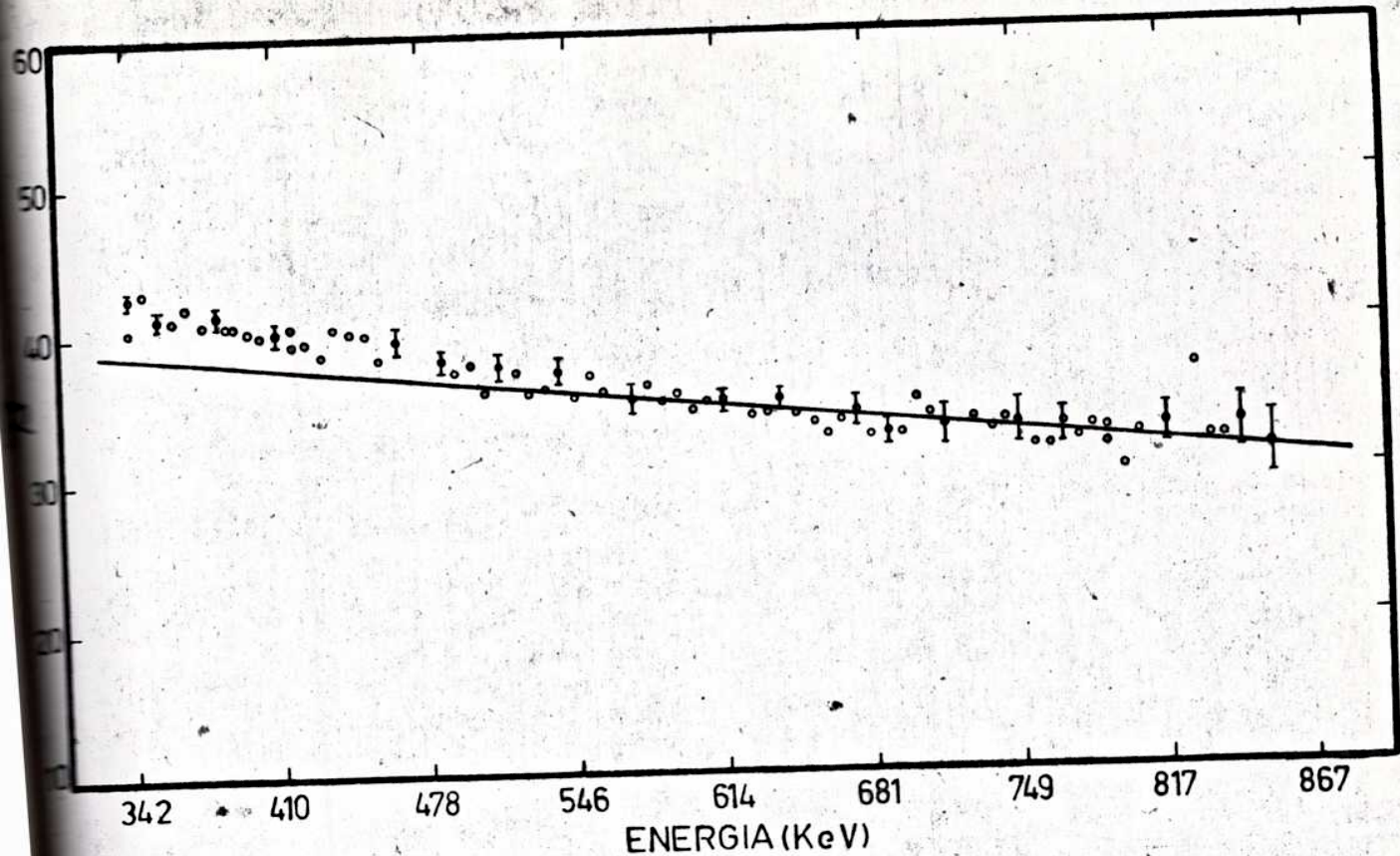


Fig. V.2 (a) Forma de espectro del Au¹⁹⁸ con una fuente gruesa.

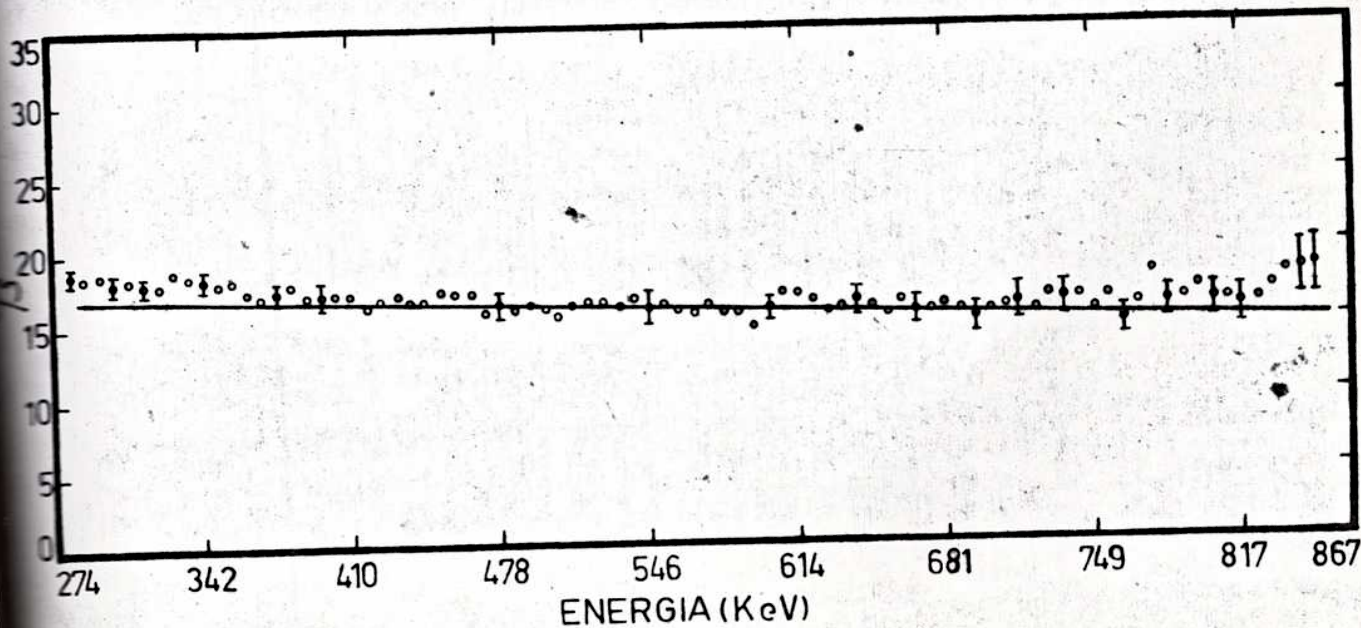


Fig. V.2 (b) Forma de espectro del Au¹⁹⁸ con una fuente fina.

de espectro encontrándose que 2 fuentes que difieren fuertemente en espesor daban lugar a formas de espectros diferentes, como se puede observar comparando las figs. V.1 (a) (fuente gruesa) y la V.2 (b) (fuente delgada). En el primer caso el apartamiento de la línea recta comienza a los 460 keV en tanto que en el segundo caso se produce a los 360 keV. Este fenómeno básicamente se debe a la autoabsorción producida en la fuente.

V.3 Análisis del Fermi-Plot y de la fase de espectro

En la aproximación de Kotani y Rose para transiciones primarias prohibidas no únicas, la forma de espectro puede expresarse

$$C(W) = K(1 + aW + \frac{b}{W} + cW^2)$$

donde los coeficientes a, b y c son función de los 6 elementos de matriz que determinan la transición.

Debido a que las medidas de correlaciones angulares realizadas previamente ^{1,2)} coincidentes con la del presente trabajo no indican desviación de la aproximación $\epsilon \ll 1$ que la forma de espectro es casi estadística se puede presumir que los coeficientes a, b y c son muy pequeños pudiendo ajustar la función C(W) por

$$C(W) = K(1 + aW) \quad (1)$$

El valor de C(W) está íntimamente ligado al de H_0 (energía final de la transición, pues C(W) se puede poner como

$$C(W) = \frac{N(W)}{W F (W - H_0)^2 \eta} \quad (2)$$

donde N(W) es el número de cuentas obtenido en el detector semiconductor, W es la energía medida en unidades $m.c^2 \eta$ es el momento medido en $m.c^2$ y F es la función de Fermi tabulada por Bhalla y Rose.

Hasta el año 1965 los distintos autores determinaban W_0 extrapolando con una línea recta la última parte del Fermi-Plot hasta la intersección con el eje de las energías. El valor de W_0 así obtenido se lo colocaba a la expresión (2) determinándose el valor de $C(W)$. Este valor de $C(W)$ se lo ajustaba con una recta cuya pendiente se determinaba, obteniéndose de esta manera a . Evidentemente este procedimiento era el primer paso de un proceso iterativo, que quedaba trunco dado que al determinar $C(W)$ de la manera descripta se suponía que $a = 0$.

Des de los primeros investigadores que han llamado la atención sobre este punto han sido Coursement 3) y Paul 4), los cuales determinaron a y W_0 como parámetros independientes en un ajuste de cuadrados mínimos de $\frac{n}{F_n}$ en función de $K(1+aW)(W-W_0)^2$. En el presente trabajo, para hallar a y W_0 se ha utilizado un programa de la biblioteca de CERN, denominado MINUIT que mediante el ajuste de $\frac{N}{WnF(W-W_0)^2}$ con $K(1+aW)$ determina dichos valores en forma independiente.

Una bondad del ajuste se determina por el cociente de $\frac{\chi^2}{(n-r)}$ siendo χ^2 la suma de los cuadrados de los residuos, n el número de puntos experimentales y r el de grados de libertad; en este caso dos.

Es de hacer notar que el cómputo de a y W_0 realizado por los dos métodos, el gráfico y el computacional de cuadrados mínimos lleva a valores distintos, notándose que a es mucho más sensible al método, que W_0 . Hecho éste que fue también destacado por Backhuys 5). Como ejemplo de lo anterior se puede ver en el gráfico V.3 un Fermi-Plot cuya energía final obtenida gráficamente es de $970 \text{ keV} \pm 5 \text{ keV}$. En la figura V.4 se observa la forma de espectro correspondiente, habiéndose hallado que la pendiente normalizada es $a = 0,05$.

Tomando el mismo espectro y ajustando la función $\frac{N}{FWn(W-W_0)^2}$ con $K(1+aW)$ con a y W_0 como parámetros independientes resultó $E_0 = 955 \text{ keV} \pm 5$

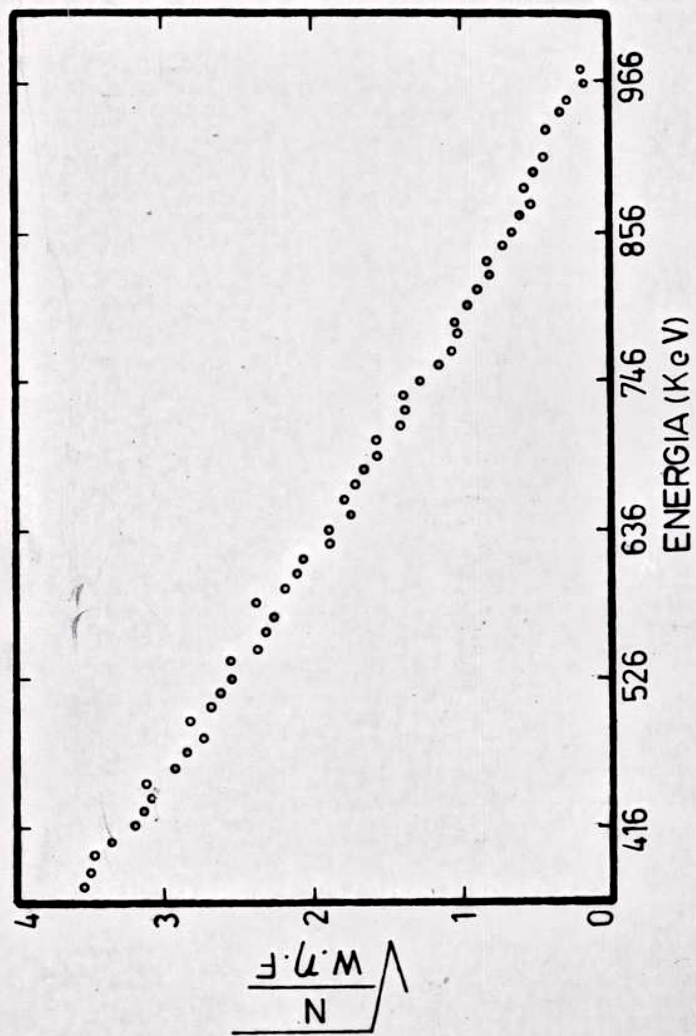


Fig. V.3 fermi-plot del Au¹⁹⁸ con una energía final de 970±5 keV.

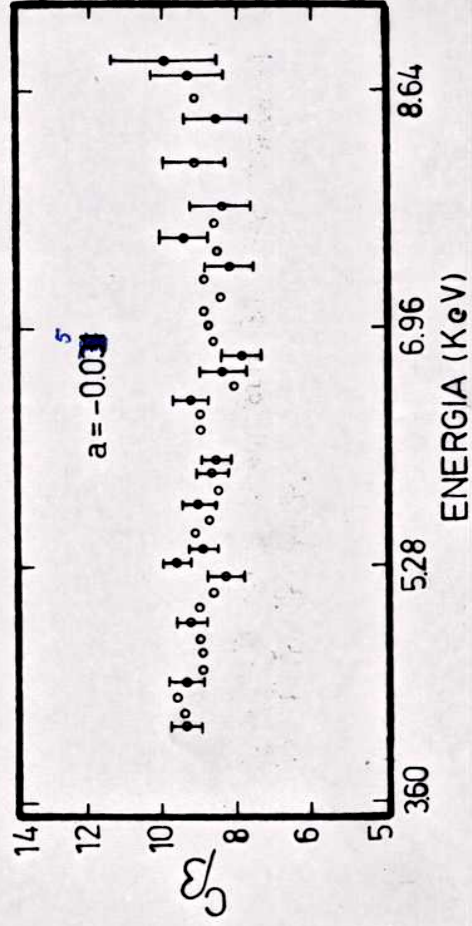


Fig. V.4 Forma de espectro correspondiente al Fermi-Plot de la figura anterior.

y $\epsilon = 0.03 \pm 0.005$. El χ^2 correspondiente a esta medida resultó ser de 1.4. En total se han realizado 5 mediciones cuyo resumen se pueda observar en el cuadro No. 1 siendo los gráficos correspondientes los de las figuras V.5, V.6, V.7, V.8 y V.9.

Los valores experimentales han sido corregidos por backscattering usando el método desarrollado por Bosch et al.,⁶⁾ y elaborado por Charoankwan⁷⁾.

Los licenciados Cambiaggio y Szybisz desarrollaron un programa computacional que permite usar la fórmula de Charoankwan en su totalidad y no en primera aproximación como figura en el trabajo original. El valor de $p = \frac{N_b}{N_{inc}}$ donde N_b es el número de electrones backscaterados y N_{inc} es el número de electrones incidentes fue determinado haciendo las correlaciones γ - γ entre los picos de 1064 y 570 keV del Bi^{207} con lo cual se obtuvo el pico de 1064 limpio y la cola de baja energía del backscattering correspondiente. El valor de p obtenido fue de 0.20 ± 0.05 en completo acuerdo con los valores obtenidos por Rainwater⁸⁾, Kulenkampff⁹⁾ y Witting¹⁰⁾ que usó el método de Montecarlo. En este trabajo y con el primitivo detector de 75 cm^2 se comprobó que la corrección por backscattering permitía ganar sólo 50 keV en las bajas energías. Con el detector de 150 cm^2 debido a su alto voltaje de polarización esta ganancia se redujo a 30 keV.

Se estudió también la influencia de las coincidencias fortuitas, especialmente la influencia del pico de conversión proveniente del gamma de 412 keV en la forma de espectro. Sin embargo, los espectros corregidos y sin corregir fueron totalmente similares. En el cálculo del Fermi-Plot se utilizaron las tablas de Shalla y Rose¹¹⁾ para las funciones radiales del electrón y para la función de Fermi.

TABLA I

Medida	No. de cuentas	Energía final	a	Rayo de energía keV	χ^2
I	2×10^3	960	$-0.03 \pm$	362 - 865	1.48
II		969	-0.030	417 - 885	1.03
III	2×10^3	967	-0.029	417 - 831	1.07
IV	5×10^3	970	-0.03	390 - 840	1.92
V	7×10^3	953	-0.030	450 - 880	1.00
Procedio		964 ± 3	-0.03 ± 0.0015	407 - 860	

TABLA 2

Autores	Año	Ref.	E_0	a
Porter	1956	12	960 ± 2	20.05
Wapstra	1958	13	966 ± 3	-0.110 ± 0.017
De Vries	1960	14	968 ± 3	-0.134 ± 0.016
Graetz	1962	15	964 ± 3	-0.081 ± 0.018
Dopozier	1967	16	962 ± 1	-0.062 ± 0.007
Hamilton	1962	17	960 ± 3	-0.072 ± 0.018
Sharma	1962	18	957 ± 5	$-0.02 \pm$
Koeler	1965	19	967 ± 1	-0.067 ± 0.005
Lawin	1965	20	962 ± 1	-0.018 ± 0.024
Pau	1965	4	961 ± 1	-0.031 ± 0.006
Baskhuis	1965	5	962 ± 2	-0.025 ± 0.01

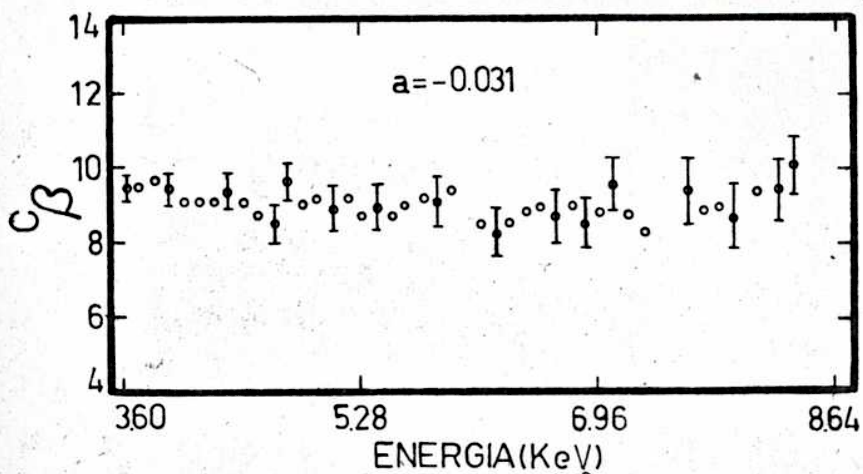


Fig. V.5 Forma de espectro del Au^{198} obtenida por ajuste simultáneo de a y W_0 .

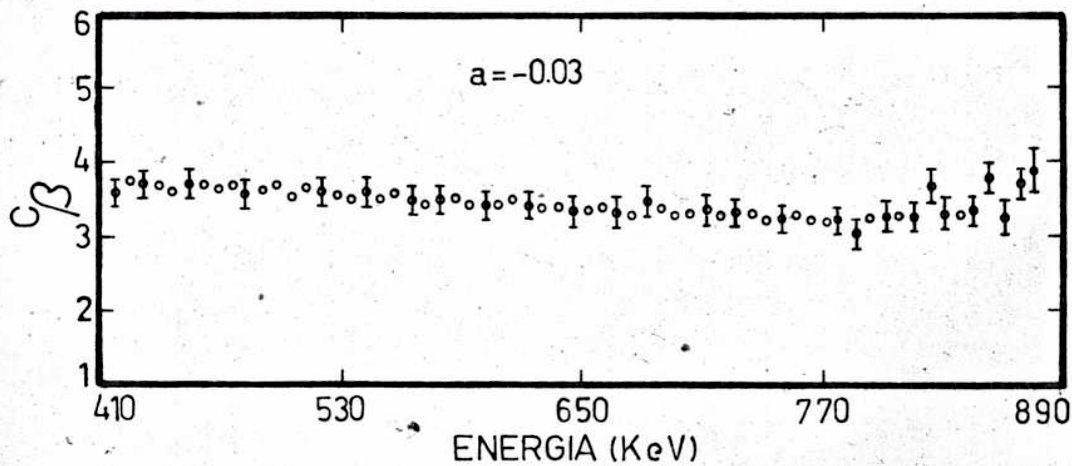


Fig. V.4 Forma de espectro del Au^{198} obtenida por ajuste simultáneo de a y W_0 .

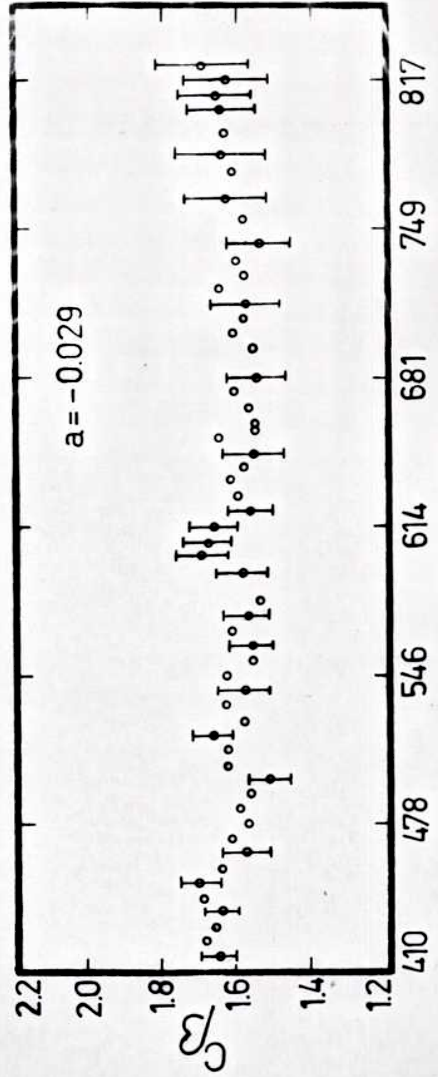


Fig. V.7 Forma de espectro del Au¹⁹⁸ obtenida por ajuste simultáneo de a y W_0 .

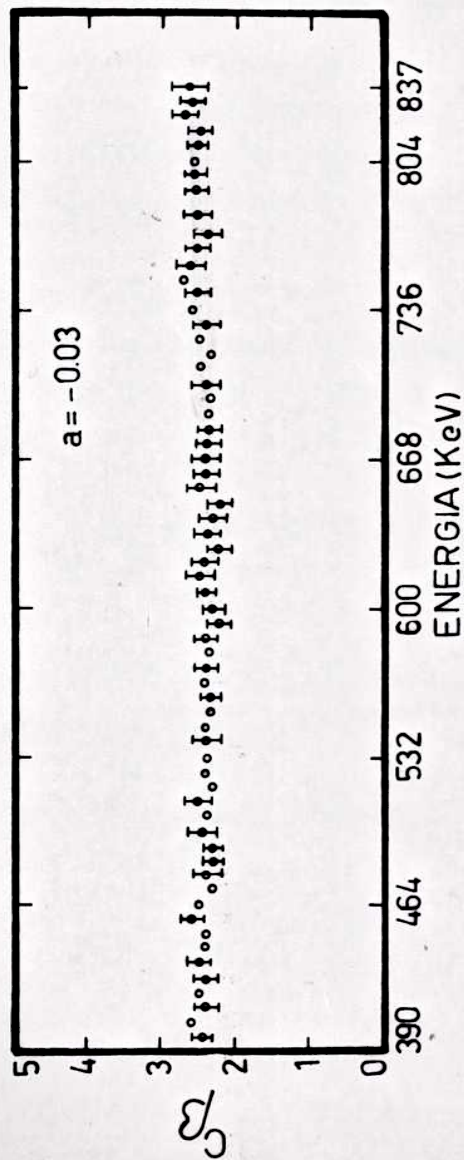


Fig. V.8 Forma de espectro del Au¹⁹⁸ obtenida por ajuste simultáneo de a y W_0 .

DISCUSION

En la tabla No. 2 se han resumido algunas de las determinaciones de a y W_0 realizadas en los últimos 15 años. Es de hacer notar la disparidad de valores entre los diez primeros autores. Este hecho probablemente se debe al método usado para hallar a y W_0 . Por otro lado se puede observar que los datos correspondientes a Beckhuys y Paul están en perfecta concordancia con los nuestros, lo cual indica la importancia no solo del método experimental sino del computacional utilizado.

V.4 Correlaciones angulares

La correlación direccional beta-gamma que envuelve una transición beta primera prohibida $i_0 \rightarrow \beta \rightarrow i_1$ seguida por una transición gamma de orden multipolar L , $i_1 \rightarrow \gamma \rightarrow i_2$ está representada por

$$W_{\beta\gamma}(\theta, W) = 1 + A_2(W)P_2 \cos \theta, \quad (3)$$

donde

$$A_2(W) = A_2^B(W) \cdot A_2^{\gamma} = A_2^B(W) F(LL' i_2 i_1) \quad (4)$$

los coeficientes $F_K(LL' i_2 i_1)$ están tabulados (21) En la aproximación ζ para transiciones no únicas el factor $A(W)$ se puede escribir como

$$A_2 \dots = \lambda_2(Z, W) \frac{K(i_0 i_1)}{C(W)} \frac{p^2}{W} \quad (5)$$

El factor $\lambda_2(Z, W)$ que contiene las correcciones de Coulomb está tabulado en la referencia (22), la cantidad $K(i_0 i_1)$ es un factor independiente de la energía. $C(W)$ es la forma de espectro que en la aproximación ζ es independiente de la energía.

Por lo tanto, dentro de la aproximación ζ la cantidad $\frac{A_2(W)}{\lambda_2 p^2 / W}$ es independiente de la energía.

V.5 Método experimental

Para la determinación de las correlaciones angulares se tomaron medidas a dos ángulos, 90° y 180° . Las medidas que a 90° fueron normalizadas con medidas a 270° , con lo cual se se aseguró la simetría circular.

Dado que las medidas precisas de correlaciones efectuadas por Steffen ¹⁾ y Pettersen ²⁾ indicaban anisotropías muy bajas del orden del 1%, un cálculo previo de errores indicó que para detectar las mismas, habría que registrar en cada medida por lo menos 100.000 coincidencias. Con este fin se hicieron 10 series de medidas, en cada una de las cuales se registraron 10^5 coincidencias. Por cada medida y para cada valor de la energía se determinó la anisotropía y el valor de λ_2 correspondiente.

De esta manera, para cada energía se obtuvieron 10 valores de anisotropía, los cuales fueron sometidos al test del χ^2 . Aquellos valores que cumplieron dicho test, se los promedió y se halló el error correspondiente. En general para cada valor de la energía ha sido eliminada una medida por no cumplir el test del χ^2 .

Los datos experimentales fueron corregidos por coincidencias fortuitas y por ángulo sólido de los centelladores. Los resultados finales están agrupados en la tabla No. 3 y graficados en la fig. V.10. De la comparación de las mismas con las de Steffen y Petterson se puede deducir que dentro de los errores experimentales los tres resultados son concordantes (fig. V.11).

APROXIMACION ζ

Si bien no es fundamental para el presente trabajo en el gráfico V.12 se ha representado $\frac{A_2}{\lambda_2 P_2 W}$ observándose que dentro de los errores experimen-

TABLA III

Energía (W)	Correlación $A_2 \cdot 10^2$	Error 10^2
1.6	9	2.5
1.65	13.5	2.5
1.72	14.7	2.5
1.8	12	2.5
1.86	18.7	3
1.93	21	3
1.98	22.5	3.5
2.06	23.5	3.5
2.11	18.7	4
2.18	23.5	4.5
2.25	23.5	4.5
2.30	25	5
2.36	26.5	6
2.44	27.5	7
2.53	27.5	8
2.6	23	9
2.67	26	11
2.73	28	17
2.79	27	27.2

TABLA IV

Medida	Cuentas	Energía final	a	Rango de energía	χ^2
I	10	441	-0.37	202 - 402	0.76
II	1.2×10^4	436	-0.38	194 - 411	0.63
III	1.6×10^4	441	-0.38	224 - 390	2.43
IV	5×10^3	444	-0.33	233 - 410	1.16
Promedio		440.2	-0.34 ± 0.03	210 - 405	

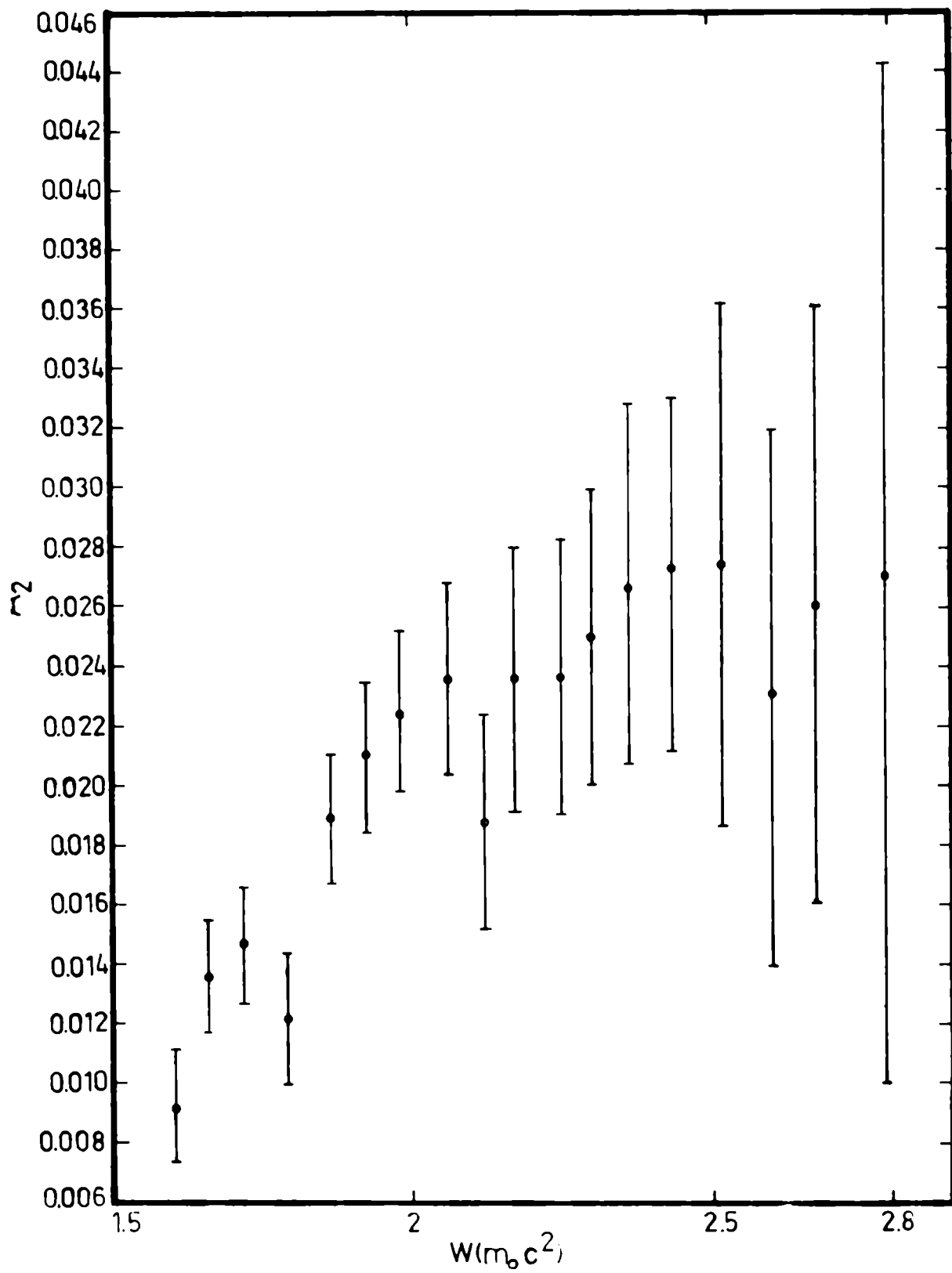


Fig. V.10 Coeficiente A_2 de correlación angular del Au^{198} en función de la energía.

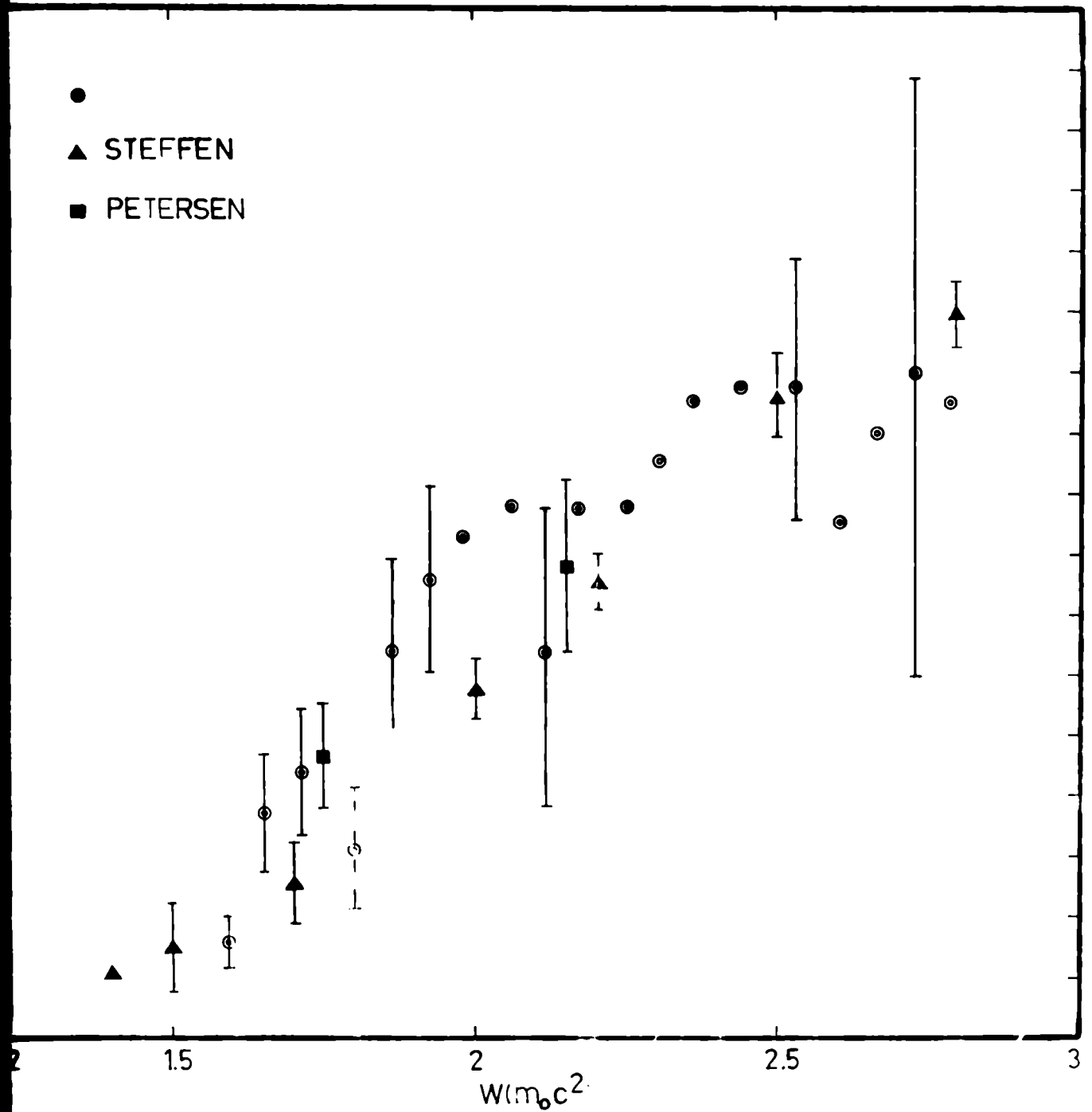


Fig. V.11 Comparación de los resultados obtenidos por Steffen y Petersen con el presente trabajo.

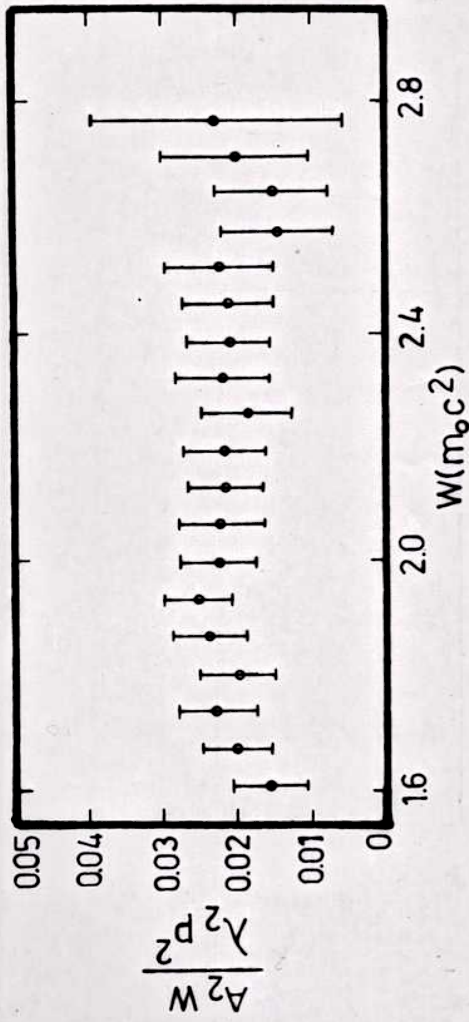


Fig. V.12 El coeficiente $\frac{A_2 W}{\lambda_2 P^2}$ es independiente de la energía y por lo tanto se verifica la aproximación ζ .

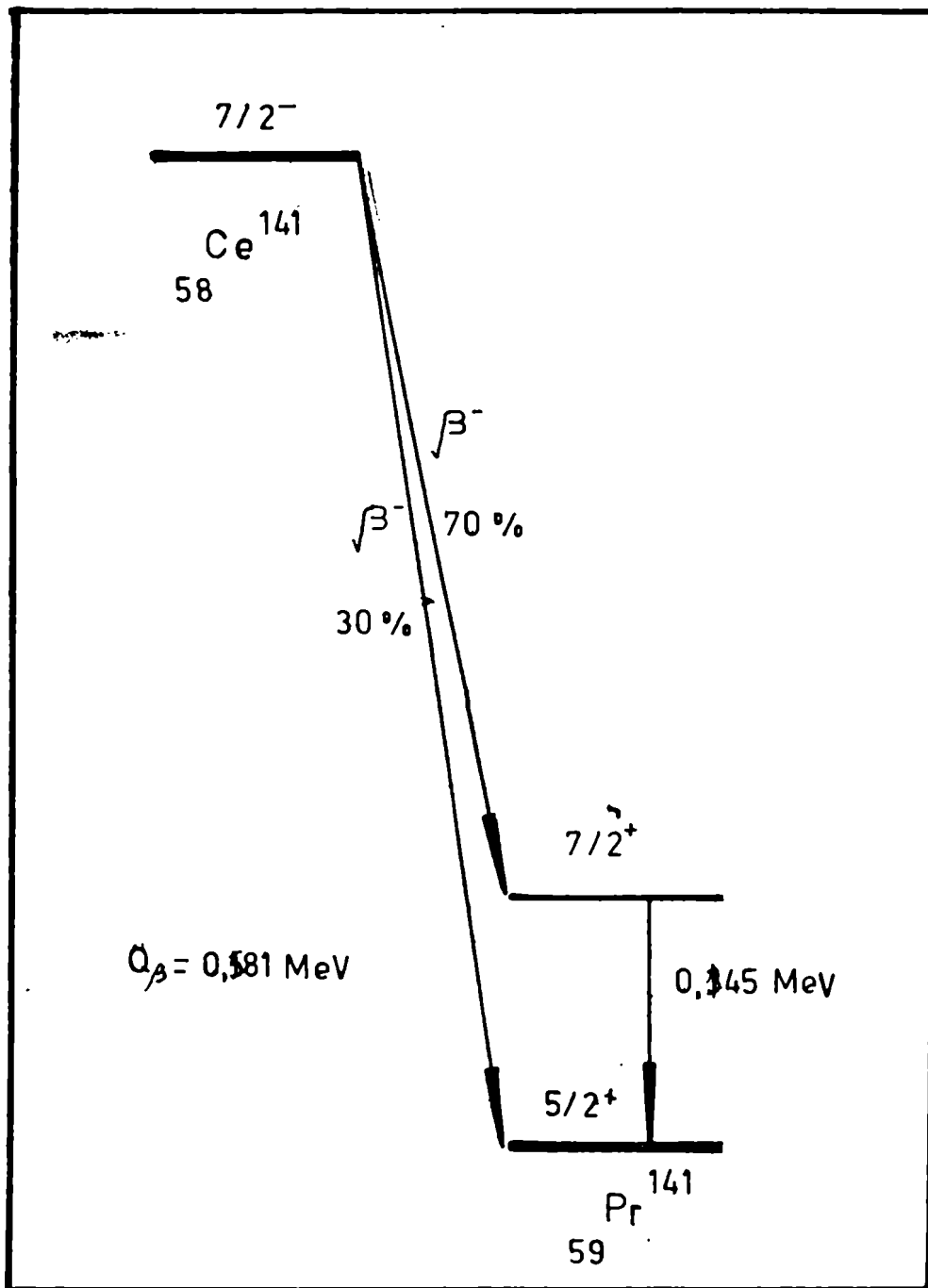


Fig. V.13 Esquema del decaimiento del 58Ce^{141}

tales la curva obtenida se puede ajustar mediante la recta paralela al eje de las energías con lo cual se pueda concluir que dentro del rango de energías analizado se cumple con la aproximación ζ .

V.6 Ce^{141}

En este nucleido se estudió la forma de espectro de la función $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ y las correlaciones angulares direccionales β - γ $7/2^- \rightarrow 7/2^+ \rightarrow 5/2^+$. Para la determinación de la forma de espectro y de las correlaciones angulares se discriminó en el espectrómetro y una energía correspondiente a 145 keV y se lo puso en coincidencia con la radiación beta. Obteniéndose así la transición beta $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ y la gamma correspondiente a la radiación $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$, fig. V.13.

Para el montaje de la experiencia del Ce^{141} se utilizó el mismo dispositivo experimental que en el Au^{198} , tanto en los detectores beta y gamma como en la electrónica periférica, circuitos amplificadores, discriminadores, circuito de coincidencias y multicanal. La fuente radioactiva consistió en una solución líquida provista por la Comisión Nacional de Energía Atómica de Francia.

El depósito se realizó con la misma técnica que en el Au^{198} obteniéndose una fuente de 1 mm de diámetro.

V.7 Forma de espectro

Las medidas previas de formas de espectro ²³⁾ y ²⁴⁾ analizadas en forma gráfica dieron valores de $a = 0 \pm 0.15$ sin embargo, medidas posteriores efectuadas por Beckhuís dieron un valor de $a = 0.25 \pm 0.04$ obtenido mediante el método de cuadrados mínimos descrito en secciones anteriores.

En el presente trabajo se han realizado cuatro determinaciones independientes habiéndose obtenido un conjunto de valores que está resumido en la tabla No. 4, siendo los gráficos correspondientes los de las fig. V.14, V.15, V.16 y V.17.

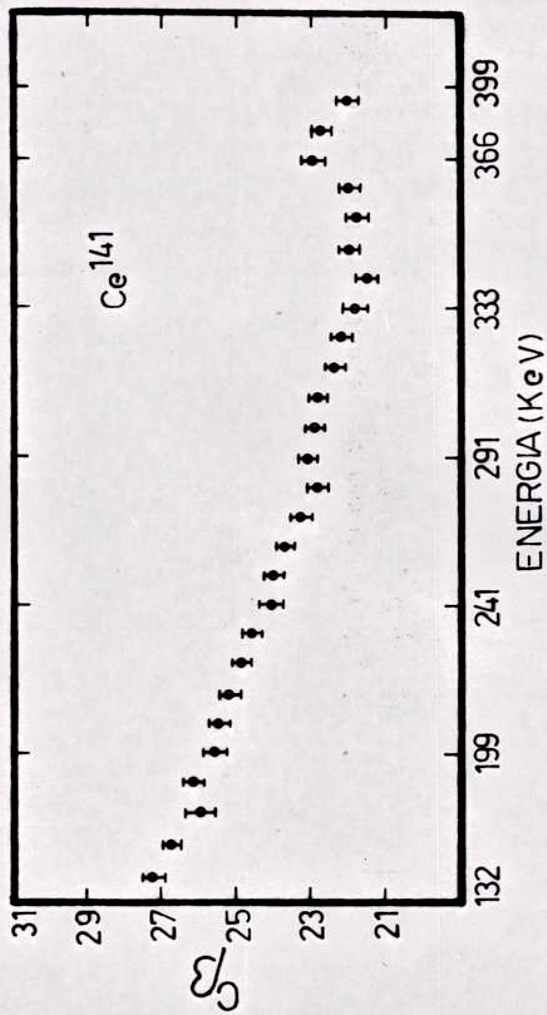


Fig. V.14 Forma de espectro del ^{141}Co obtenido por ajuste simultáneo de α y W_0 .

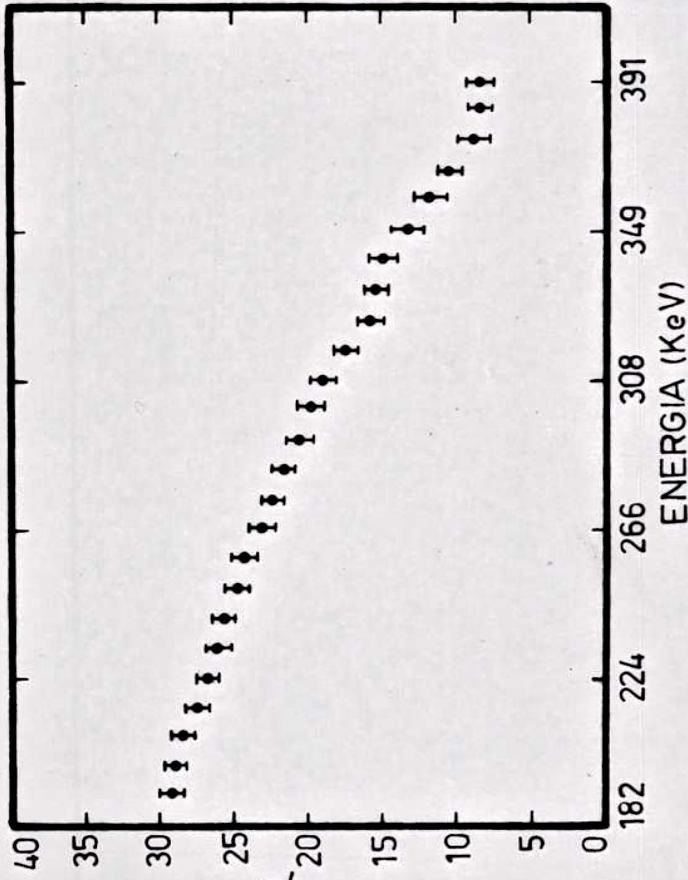


Fig. V.15 Forma de espectro del Co^{141} obtenido por ajuste simultáneo de a y W_0 .

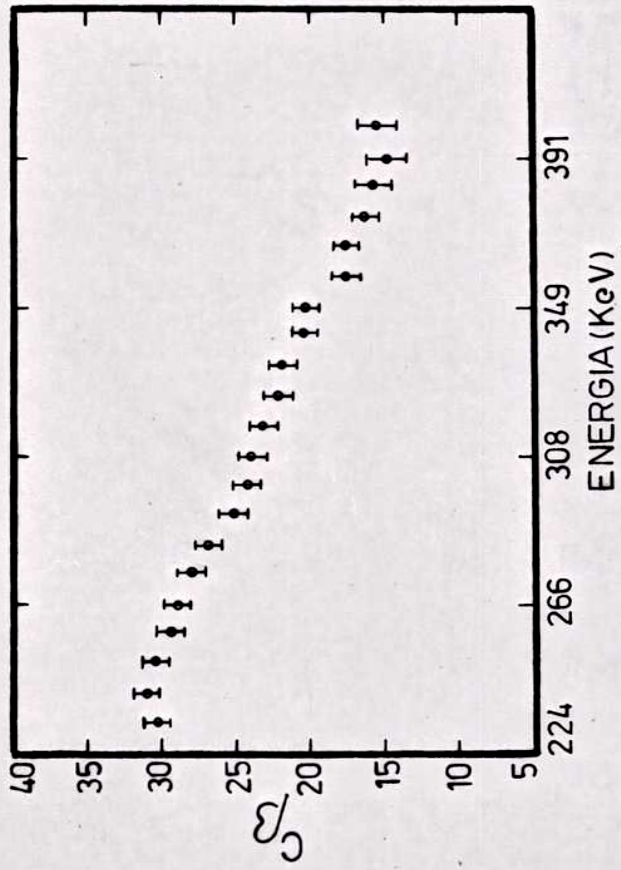


Fig. V.16 Forma de espectro del Co^{141} obtenido por ajuste simultáneo de α y W_0 .

Fig. V.16 Forma de espectro del Co^{141} obtenido por ajuste simultáneo de α y W_0 .

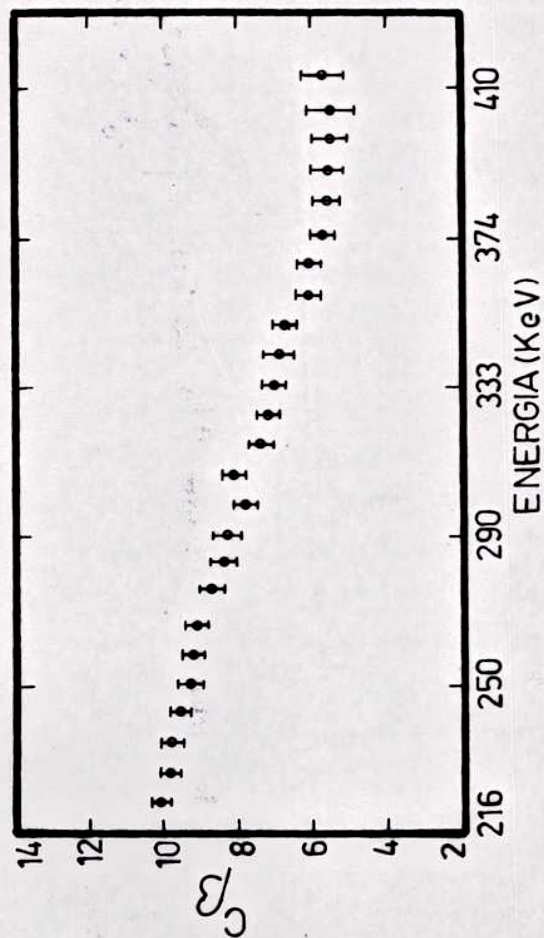


Fig. V.17 Forma de espectro del Co^{141} obtenida por ajuste simultáneo de a y W_0 .

El valor final de a resultó ser $a = -0.34 \pm 0.03$ en un rango promedio de 200 keV y la energía final $E_0 = 440 \pm 2$ keV, valores que concuerdan plenamente con los obtenidos por Beeckhuys.

Los datos experimentales han sido corregidos por coincidencias fortuitas y por backscattering al igual que en el Au¹⁹⁸.

Uno de los espectros obtenidos, el segundo de la tabla No. 4, se lo intentó ajustar con la función total que propone Kotani es decir $K(1+aW+bW^2+\frac{c \cdot W^2}{W})$. Los datos valores obtenidos son los siguientes $a = -0.11$, $b = -0.13$, $c = -0.38$, $\chi^2 = 1.2$ $E_0 = 443$ keV.

Como se puede observar comprando con la tabla No. 4, los valores de a , b y c son notablemente distintos pero tanto el valor de E_0 como el ajuste a los datos experimentales son muy similares. En la fig. V.18 se han representado simultáneamente el Fermi-Plot experimental, el teórico que surge de poner $a \neq 0$, $b = c = 0$ y aquel en que a , b y c son simultáneamente distintos de cero, las flechas señalan los puntos en que existe discrepancias. Como se puede observar las dos funciones propuestas para ajustar los datos experimentales, $K(1-0.3W)$ y $K(1-0.11W-\frac{0.13}{26}W^2-0.38W^2)$, son completamente equivalentes, tal como acota Lewin. Dado que para la determinación de los elementos de matriz interesa el valor de W_0 es indistinto usar cualquiera de las dos funciones teóricas, eligiéndose por comodidad $K(1+aW)$. Es probable que la falta de unicidad en los coeficientes se debe al rango de energía utilizado y al hecho que se ajustó una curva con cuatro parámetros.

V.8 Correlaciones angulares

Usando el mismo método que en el Au¹⁹⁸ se determinaron las correlaciones direccionales angulares beta-gamma de las transiciones $2^- \rightarrow 2^+ + 0^+$ valiéndose para las mismas las expresiones (3), (4) y (5). Medidas realizadas por Deutch⁽³⁾ dieron una anisotropía nula dentro de los errores experimentales siendo válida por lo tanto la aproximación c . En esta experiencia se han realizado cuatro mediciones independientes de A_2 para cada

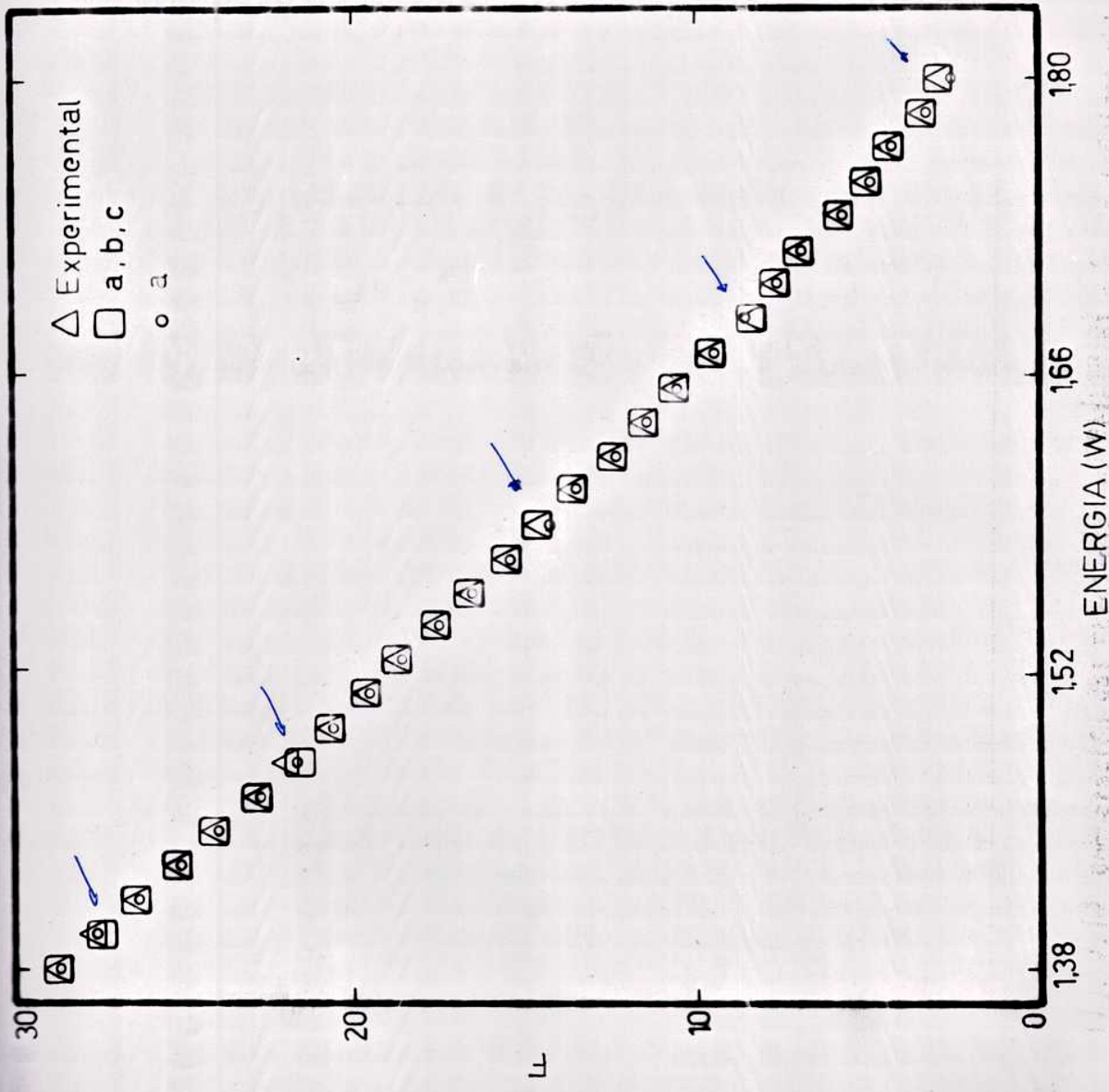


Fig. V.18 Comparación del Fermi-plot experimental con los teóricos obtenidos suponiendo que la forma de espectro es $K(1+aw)$ ó $K(1+aw + \frac{b}{w} + cw^2)$.

valor de la energía. Se determinó para cada medida treinta puntos experimentales corregidos por fortuitas y por ángulo sólido de los detectores gamma. Al igual que en el Au^{198} se promedió para cada valor de energía los A_2 correspondientes obteniéndose un conjunto de valores que están resumidos en la tabla No. 5 y graficados en la fig. V.19.

Como se puede observar, no solo existe anisotropía sino que esta es función de la energía, en contraposición a los datos de Deutsch.

En la fig. V.20 se ha graficado $\frac{A_2}{\lambda_2 \frac{p^2}{V}}$ en función de la energía. La curva también muestra una dependencia de la energía, de lo cual se puede deducir que este nucleido muestra para la transición estudiada una ligera desviación de la aproximación ζ .

En la figura V.21 se comparan los resultados experimentales de Deutsch y los nuestros. Puede observarse que el primero ha determinado solo 7 puntos experimentales con un error de 0.2, en tanto que el mismo rango de energía en la presente experiencia se han obtenido 31 puntos con un error de 0.02. Evidentemente se hace necesario una nueva medición que determine la correlación angular con un método experimental distinto y con un error pequeño, para poder decidir definitivamente si existe anisotropía o no.

V.9 Pr^{144}

En este nucleido se determinaron las formas de espectro de las transiciones $0^- \rightarrow 2^+$, de la $0^- \rightarrow 0^+$ y las correlaciones angulares direccionales $\beta\text{-}\gamma$ $0^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$, (fig. V.22).

V.10 Fuente radioactiva

La elección de la fuente radioactiva trajo aparejadas, algu-

TABLA V

	$A_2 \times 10^{-2}$	ΔA_2
1.31	2.5	1
1.33	1.5	1
1.34	2.5	1.1
1.36	1.5	1.2
1.38	2.5	1.2
1.40	1.3	1.3
1.41	2	1.3
1.43	2.5	1.4
1.44	2.5	1.4
1.46	1.5	1.4
1.47	2.5	1.5
1.49	2	1.5
1.51	4.5	1.6
1.52	1.3	1.6
1.54	1.2	1.6
1.56	3.3	1.7
1.58	3	1.7
1.59	2.7	1.7
1.60	4.5	1.8
1.62	2.9	1.8
1.64	3.5	1.4
1.65	5	2
1.67	5.5	2.1
1.69	5.5	2.1
1.70	6.3	2.2
1.72	5	2.5
1.74	9	3
1.75	13	3.5
1.77	7	4
1.79	7.3	4.5
1.81	14.5	5.5

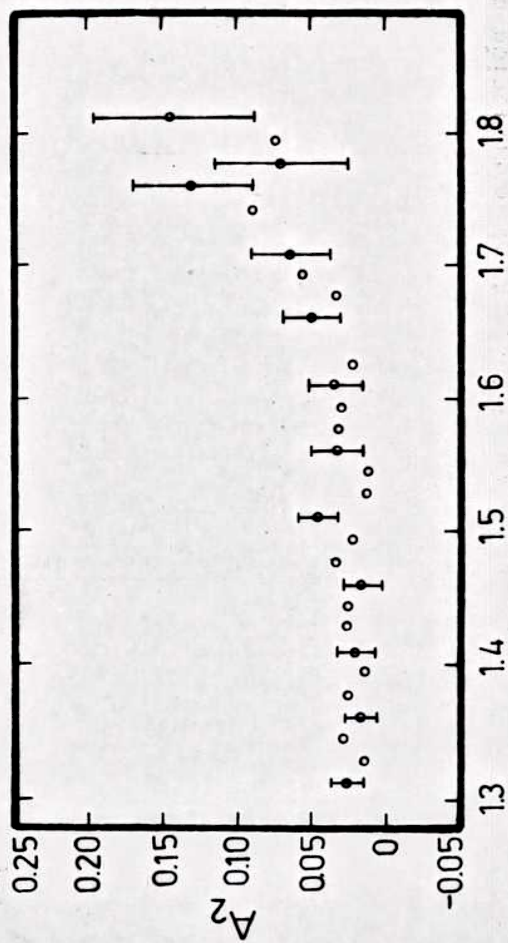


Fig. V.19 Coeficiente A_2 de correlación angular del Ce^{141} en función de la energía. Existe anisotropía y es función de la energía.

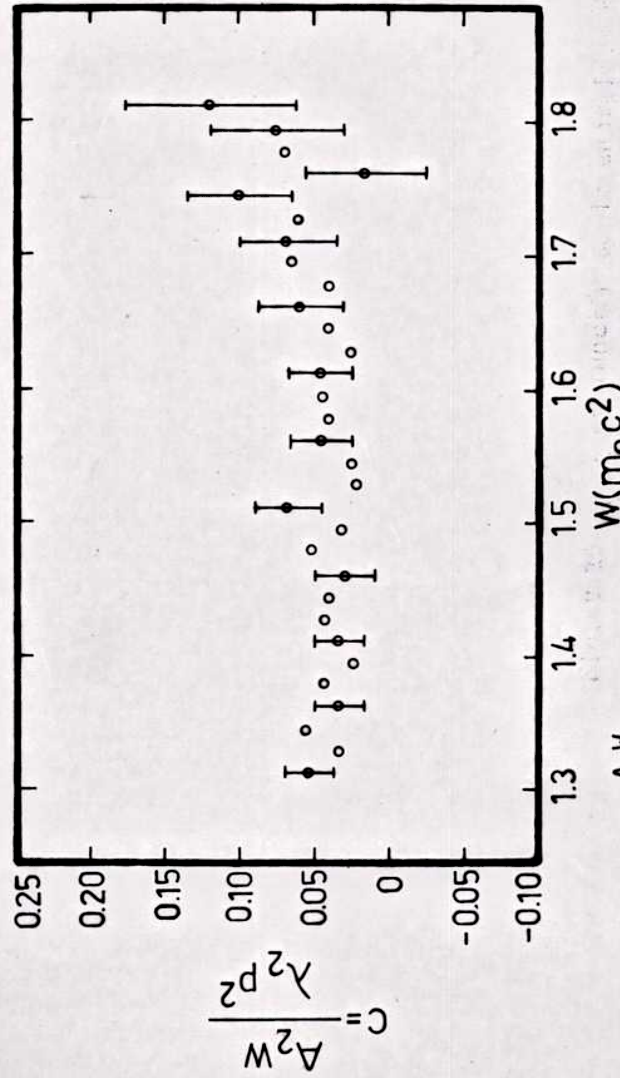


Fig. V.20 $\frac{A_2 W}{\lambda_2 p^2}$ en función de la energía. Existe un ligero apartamiento de la aproximación ζ .

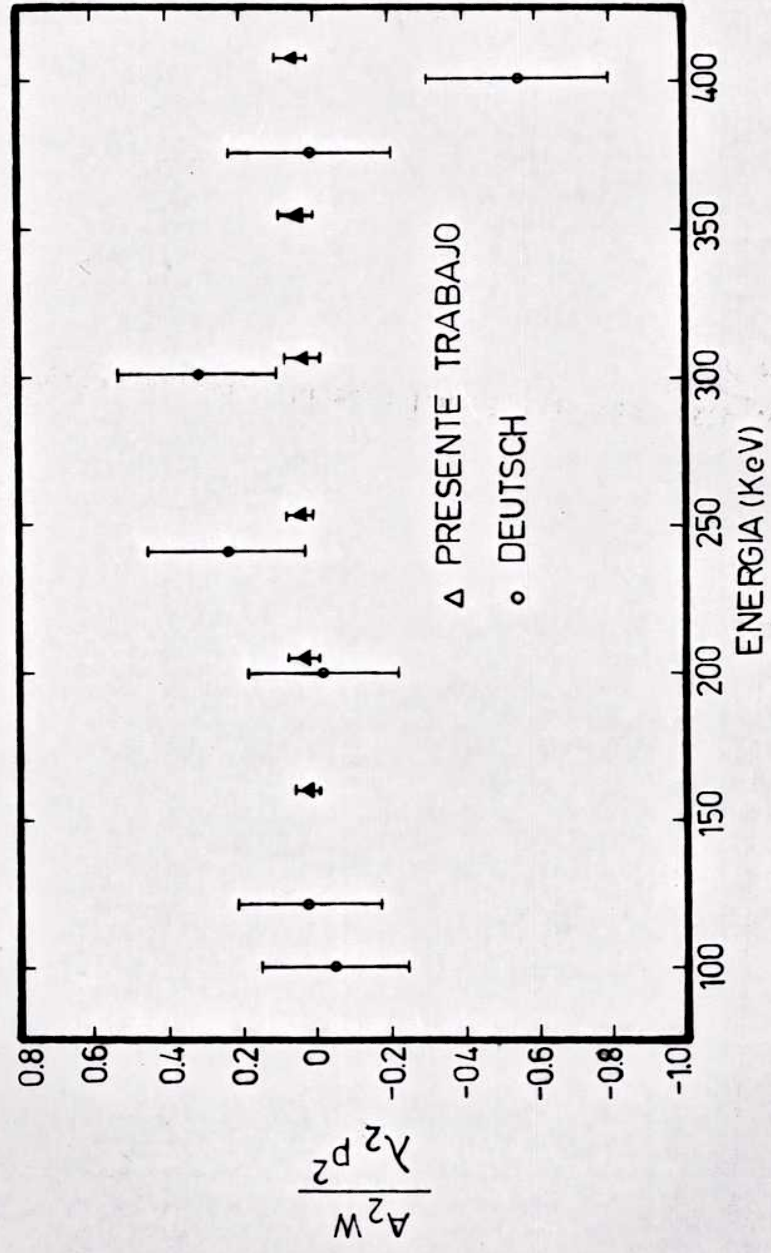


Fig. V.21 Comparación del presente trabajo frente al reportado por Deutsch.

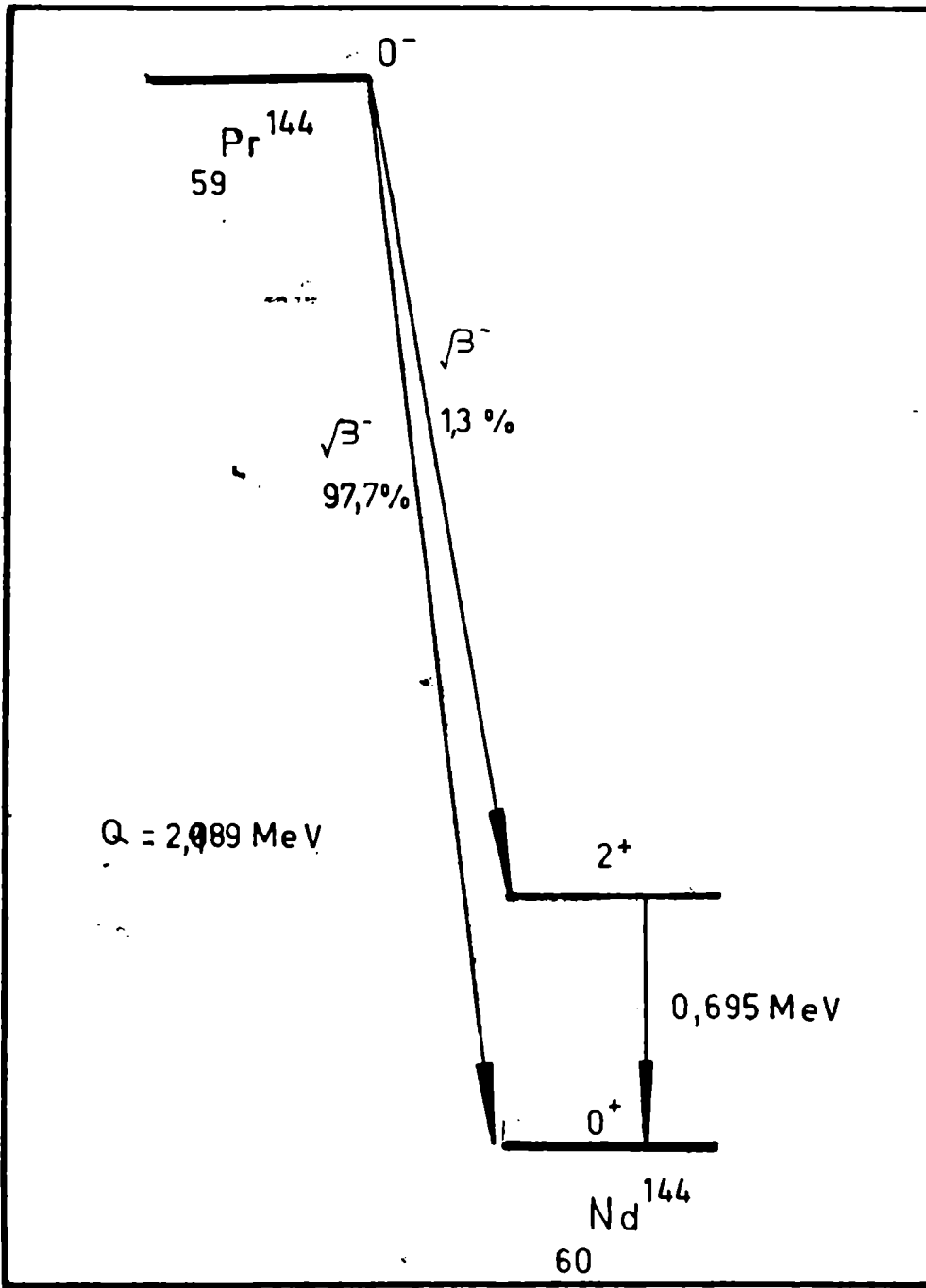


Fig. V.22 Esquema de decaimiento del $^{144}_{59}\text{Pr}$

nas dificultades.

Originalmente se trabajó con una fuente provista y montada por la Comisión de Energía Atómica de Francia. Esta fuente estaba montada sobre un soporte de luxita y además estaba rodeada por este material.

Con esta fuente se determinaron el Fermi-Plot y la forma de espectros de la transición $0^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$. Ante la posibilidad de que el soporte de la fuente introdujera un fuerte backscattering y autoabsorción, modificando las medidas observables, se repitió la experiencia en otra fuente en estado líquido la que se depositó con las técnicas empleadas en el Au^{198} y el Ce^{141} . En los Fermi-Plots no hubo diferencia, pero esta fue notable para la forma de espectro como se puede ver comparando los gráficos de las figs. V.23 y V.24.

En el primer caso, el mínimo de la curva está en $W = 4.00$ aproximadamente en tanto en el segundo caso, dicho punto corresponde a $W=5.00$. Cuando se normalizó la forma de espectro $C_n = \frac{\beta}{\rho^2 + q^2}$, en ambos casos se obtuvieron líneas rectas, pero mientras que con la fuente sólida la pendiente obtenida fue de 15%, con la líquida, la misma bajó al 9%.

V.11 Forma de espectro transición $0^- \rightarrow 2^+$

Para obtener la transición $0^- \rightarrow 2^+$ se discriminó en el espectrómetro gamma una energía de 695 keV y se lo puso en coincidencia con la radiación beta. La teoría predice que en esta transición única, la dependencia energética de la forma de espectro es

$$C_n = q^2 L_0 + 9L_1 \quad (6)$$

con lo cual se deduce que si a la forma de espectro teórica se la divide por C_n , la curva obtenida debe ser una recta independiente de la energía.

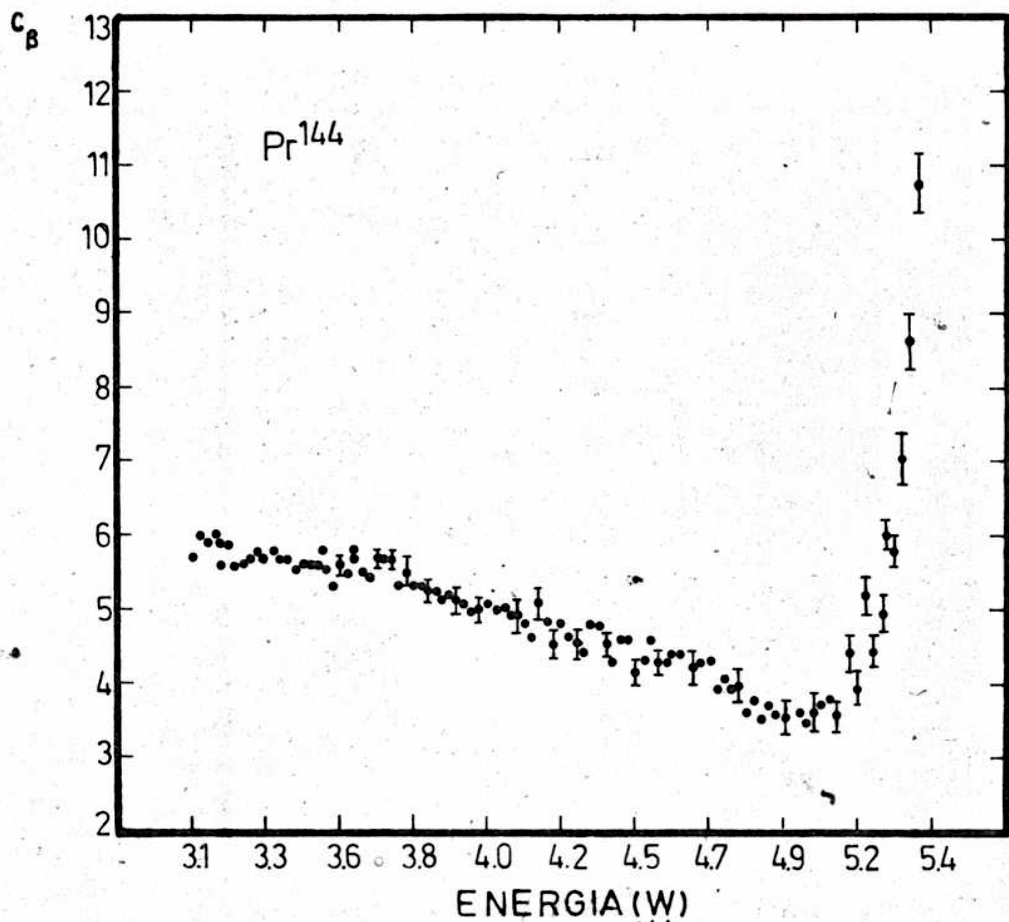


Fig. V.23 Forma de espectro del Pr¹⁴⁴ transición 0⁻ + 2⁺ obtenida desde una fuente radioactiva rodeada de Luxite.

Ep

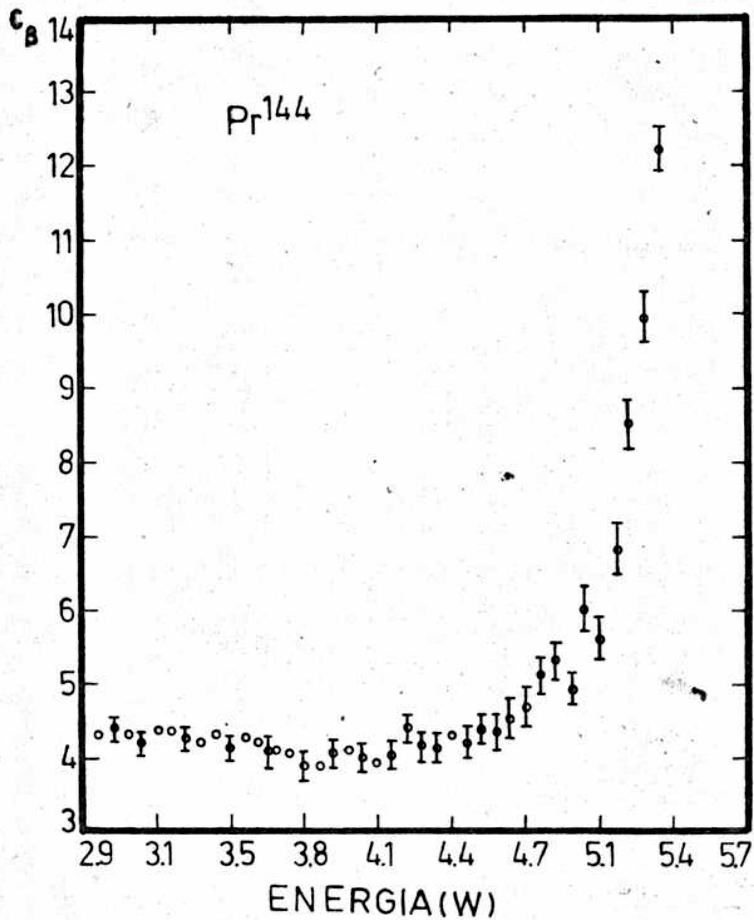


Fig. V.24 Forma de espectro del Pr¹⁴⁴ transición 0⁻ → 2⁺ obtenida de una fuente radioactiva descubierta.

Sin embargo, el grupo de Heidelberg ha encontrado discrepancias ²⁷⁾ con el comportamiento mencionado. Encontraron también que $\frac{C_{11}}{C_n} = C_1(I)$ se lo puede ajustar con una función $K(1+eW)$ al igual que las rotaciones de espectro del Au^{198} y del Ce^{141} .

Con este fin la forma de espectro se la normalizó a la expresión (6) y la gráfica de la misma se puede observar en la fig. V.25. En la fig. V.26 se ha representado la forma de espectro rectificado debido a Deutsch ²⁸⁾. Como se puede observar, los dos gráficos coinciden en el rango de energías entre $W = 2.5$ y $W = 4.5$. Cuando se realizó el ajuste computacional, los valores obtenidos en el presente trabajo y el de Deutsch resultaron ser los que figuran en la tabla No. 6. Es de notar que los resultados son similares y que además se verifica las anomalías detectadas por el grupo de Heidelberg. Estas anomalías encontradas en el Ho^{166} fueron confirmadas por Danieš ²⁹⁾, Beckhuis ³⁰⁾ y últimamente por Liud ³¹⁾. Todos ellos encontraron una forma de espectro normalizada de una pendiente entre el 9% y el 12%. Todos estos hechos parecen confirmar la hipótesis de la contribución pseudoescalar al decaimiento beta ³¹⁾.

V.12 Correlaciones angulares

Para obtener las correlaciones angulares se discriminó en el espectrómetro una energía de 695 keV correspondiente a la transición de $2^+ \rightarrow 0^+$ y se la puso en coincidencia con la radiación beta, determinándose así la correlación beta $0^- \rightarrow 2^+$ con la gamma $2^+ \rightarrow 0^+$. Las fórmulas utilizadas en este caso son las (3) y (4). En este tipo de transición única, no se cumple la aproximación ζ , no siendo válida por tanto, la fórmula 5.

La teoría empleada para la determinación de las correlaciones ha sido la misma que la utilizada en el Au^{198} y el Ce^{141} . Sin embargo las correcciones realizadas por coincidencias fortuitas han sido despreciables debido a la intensidad de la fuente.

TABLA VI

AUTORES	E_0 keV	Rango de energía	χ^2
Presente trabajo	-0.09 ± 0.01	800 - 2 MeV	0.6
Deutsch	-0.10 ± 0.01	1000 - 2.2	0.65

TABLA VII

FUENTE DESCUBIERTA	λ_2	$\Delta \lambda_2$
3.19	0.25	0.03
3.33	0.23	0.03
3.47	0.26	0.04
3.62	0.33	0.04
3.75	0.27	0.05
3.89	0.33	0.05
4.03	0.36	0.05
4.17	0.36	0.06
4.31	0.41	0.06
4.45	0.46	0.07
4.60	0.44	0.07
4.75	0.47	0.58
4.90	0.47	0.58
5.05	0.34	0.13
5.20	0.46	0.15

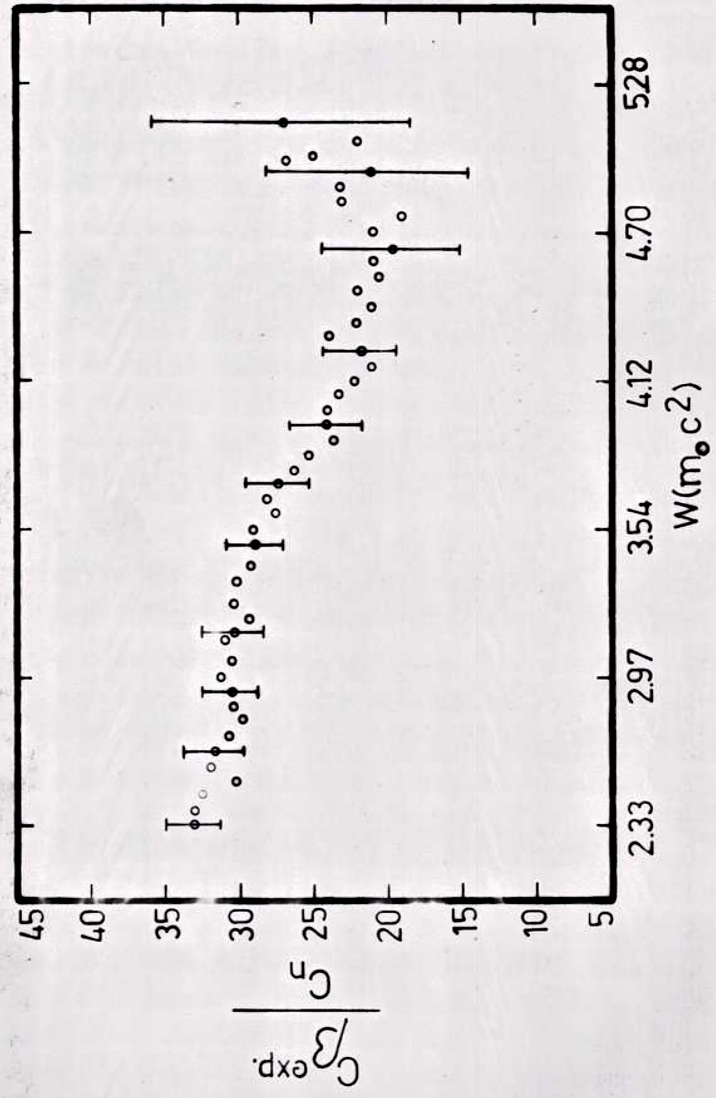


Fig. V.25 | brna de espectro rectificada del Pr¹⁴⁴ transición 0⁻ → 2⁺

Se realizaron dos determinaciones con las 2 fuentes mencionadas anteriormente. Por lo tanto las medidas no han sido promediadas. Las tablas de valores que resumen los resultados son las No. 7 y No. 8 y los gráficos correspondientes son los de las figs. V.27 y V.28. En la fig. V.29 se comparan nuestros datos experimentales con los de Deutsch ²⁸⁾. Se puede observar que los tres juegos de valores son consistentes entre sí siendo la diferencia mínima. A su vez todos estos valores ligeramente superiores a los reportados por Graham ³²⁾, pero estas discrepancias pueden ser debidas a las correcciones realizadas.

V.13 Forma de espectro de la transición $0^- \rightarrow 0^+$ del Pr^{144}

Quando se analizó la transición $0^- \rightarrow 0^+$, se lo hizo de dos maneras distintas.

En el primer caso se tomó un espectro simple de electrones y se descontó el 2% correspondiente a la rama $0^- \rightarrow 2^+$.

En el 2o. caso se utilizó el circuito de anticoincidencias que posee el discriminador COSMIC RADIATION y que fue modificado como se mencionó en el Capítulo IV. Se discriminó el rayo de 695 keV y se lo puso en anticoincidencia con todos los electrones, obteniéndose en el multicanal aquellos correspondientes a la rama $0^- \rightarrow 0^+$.

Ambas medidas dieron los mismos resultados - como se puede observar - comparando las formas de espectro de las figs. V.30 y V.31 lo cual prueba la eficacia de la modificación introducida.

Para determinar el valor de W_0 se ajustó la función $\frac{N}{W\eta F}$ con $K(1+aw + \frac{b}{W^2} + cW^2)(W-W_0)^2$ los valores obtenidos se compararon con los que se deducen de los trabajos de Porter ³³⁾ y Daniel ³⁴⁾ tomados en el mismo nivel de energía, tabla No. 9 y que son representados en la fig. V.32. De la inspección de la tabla y del gráfico surge que los resultados del presente trabajo son similares a los de Porter

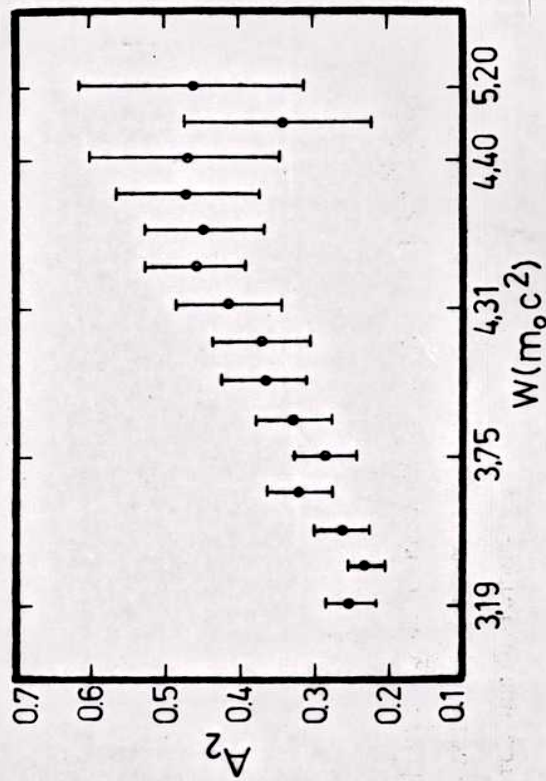


Fig. V.27 Coeficiente A_2 de correlación angular del Pr^{144} en función de la energía. Estos resultados se obtuvieron a partir de una fuente descubierta.

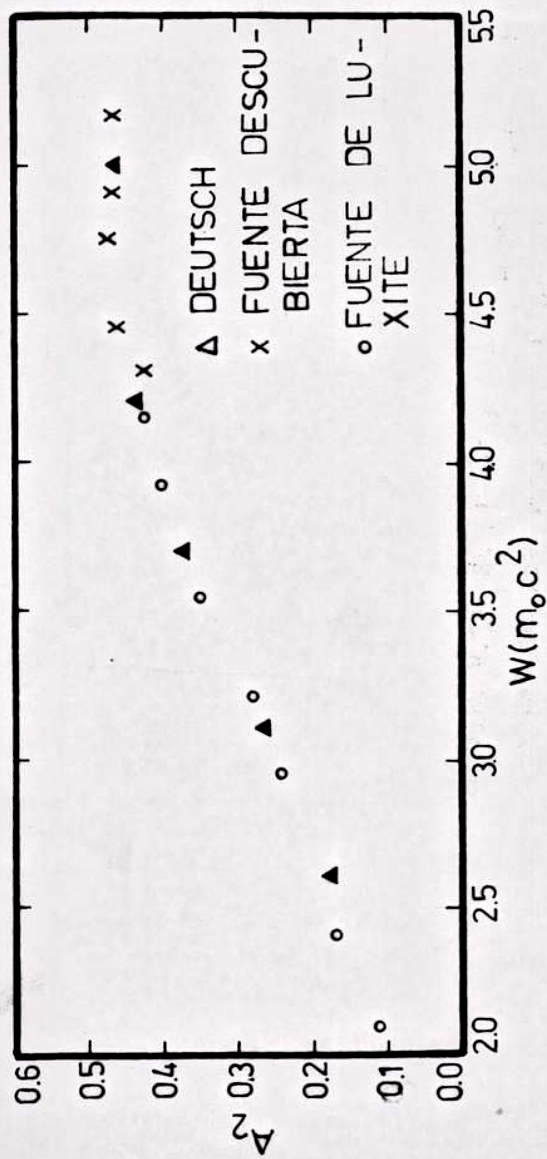


Fig. V.29 En el gráfico se comparan los resultados obtenidos por Deusch, y los dos del presente trabajo cada uno correspondiente a distinta fuente.

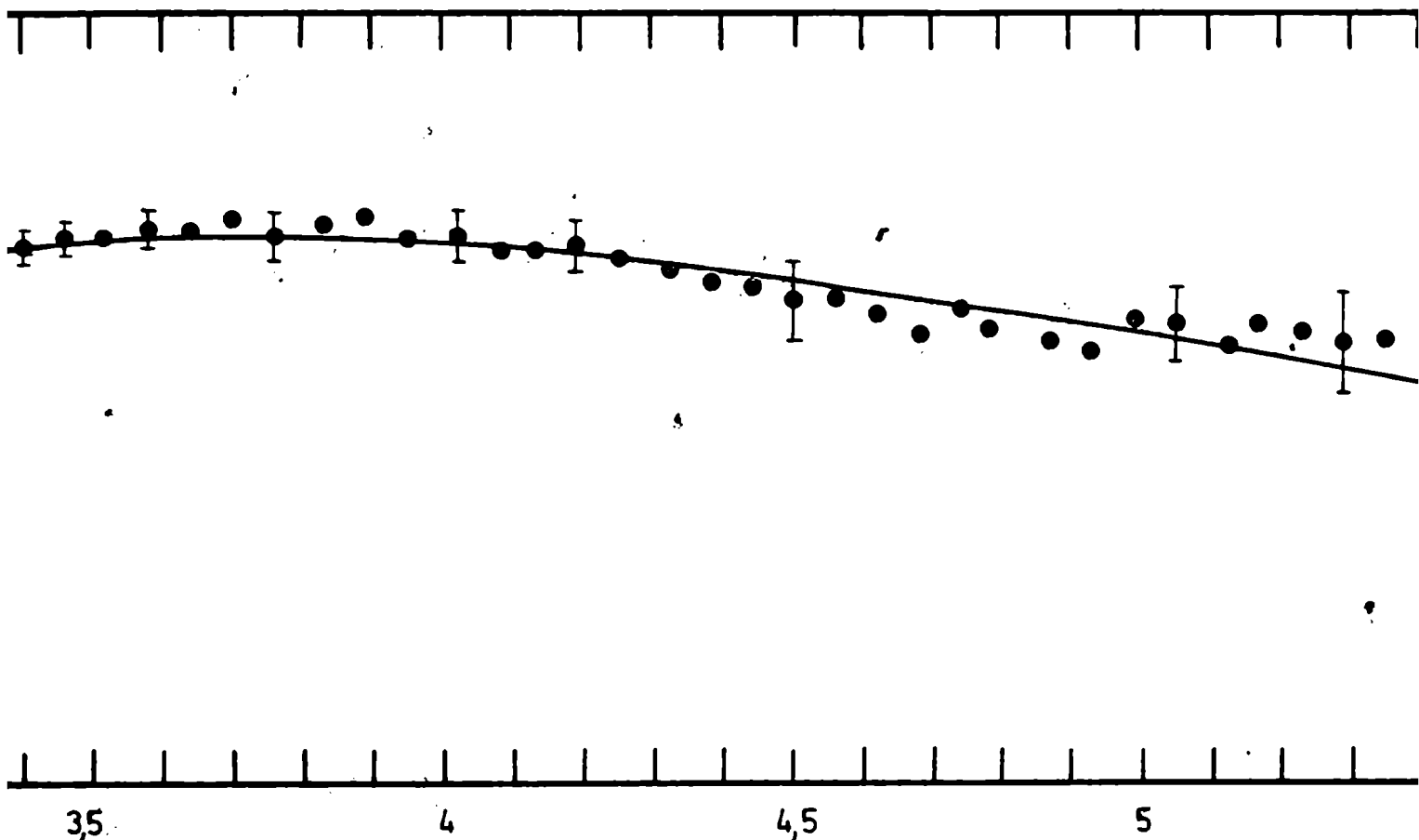
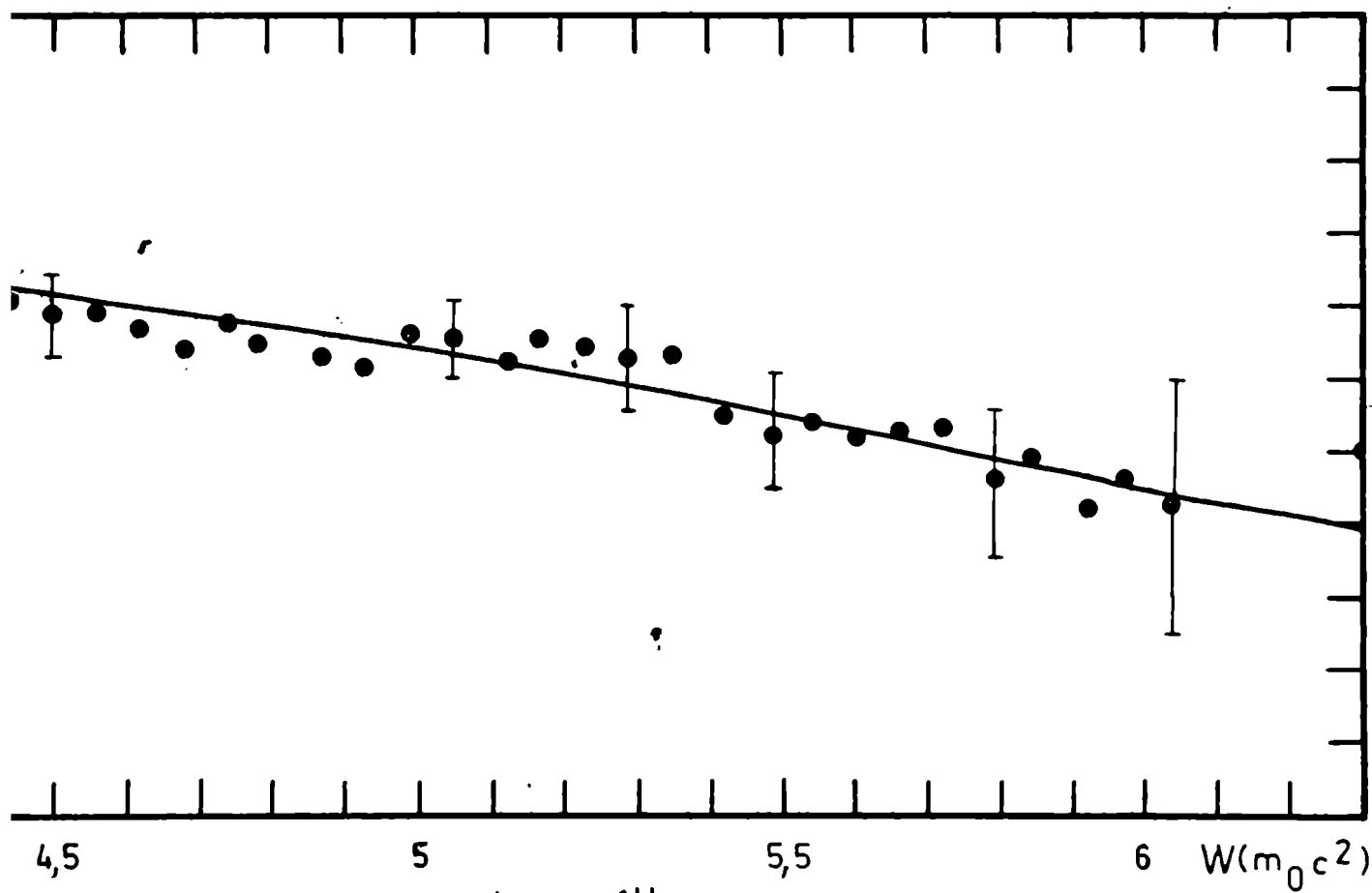
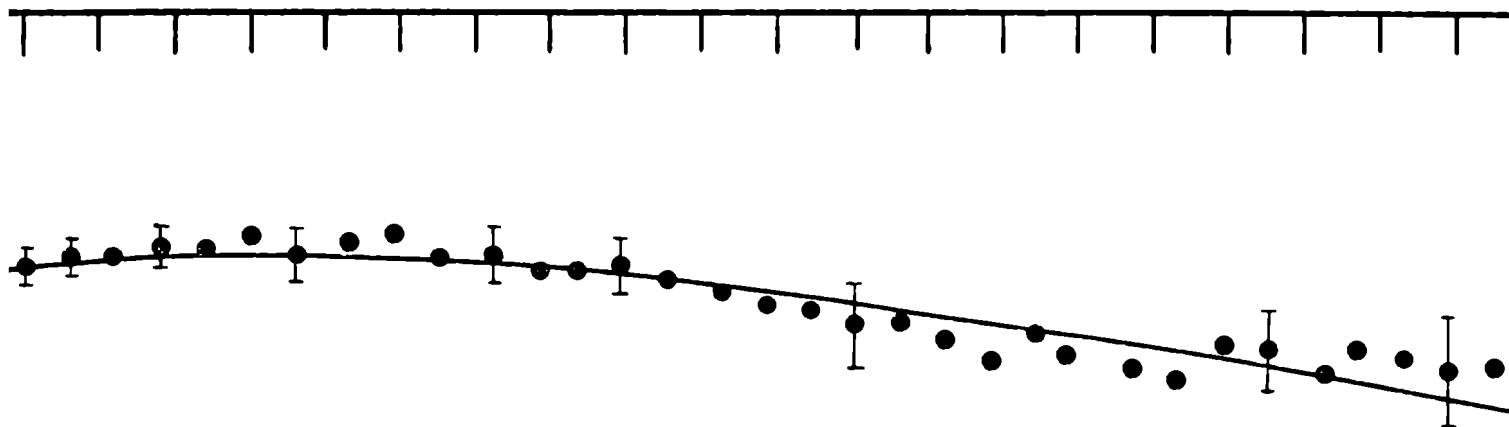


Fig. V.30 Forma de espectro correspondiente a la transición $0^- \rightarrow 0^+$ del Pr^{144} , d sistema de anticoincidencias.



ondiente a la transición $0^- \rightarrow 0^+$ del Pr^{144} , determinada mediante el



3,5

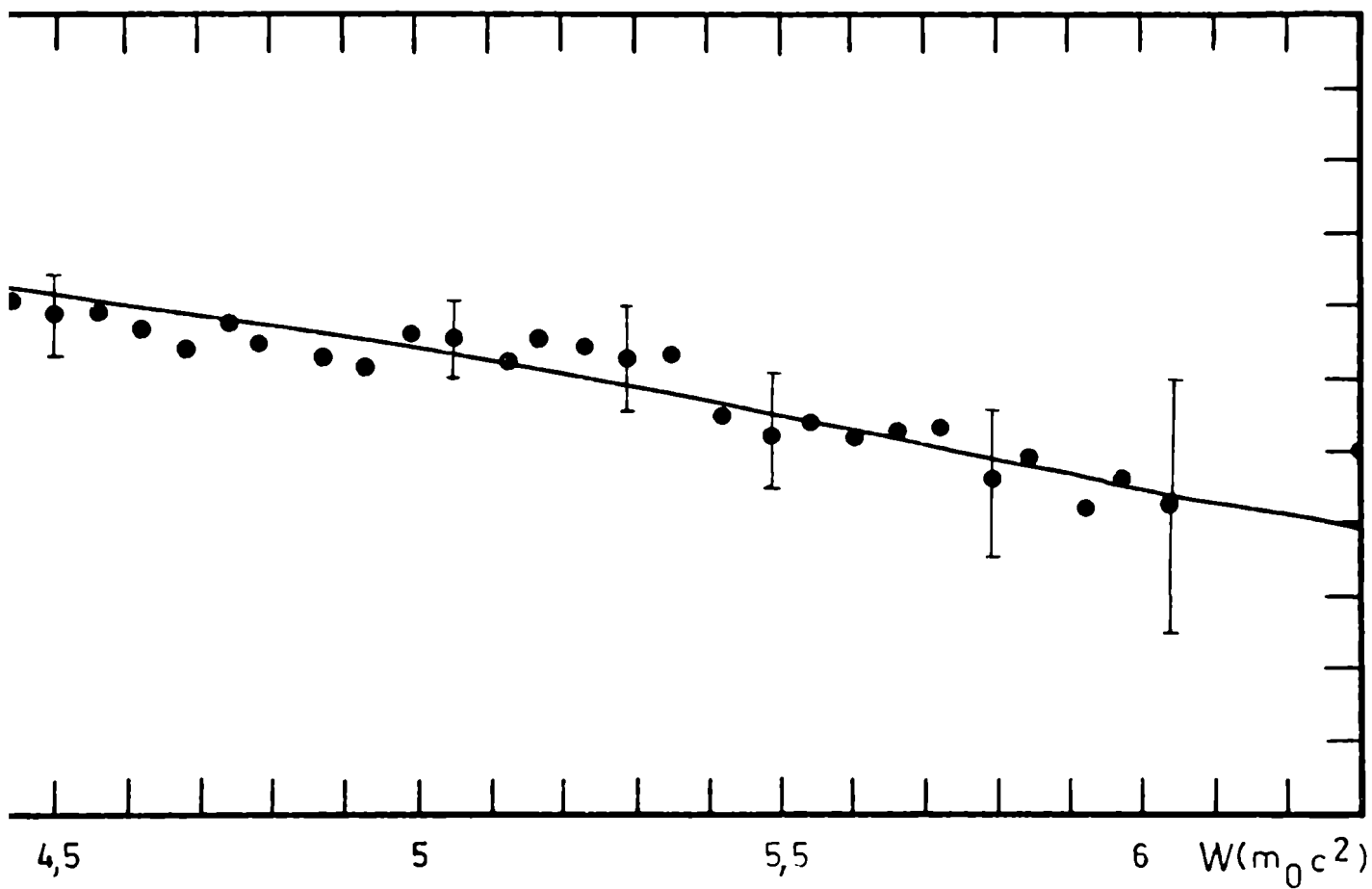
4

4,5

5

Fig V-31

Forma de espectro correspondiente a la $0^- \rightarrow 0^+$ del P_r^{144} determinado directamente



spectro correspondiente a la transición
 P_r^{144} determinado directamente.

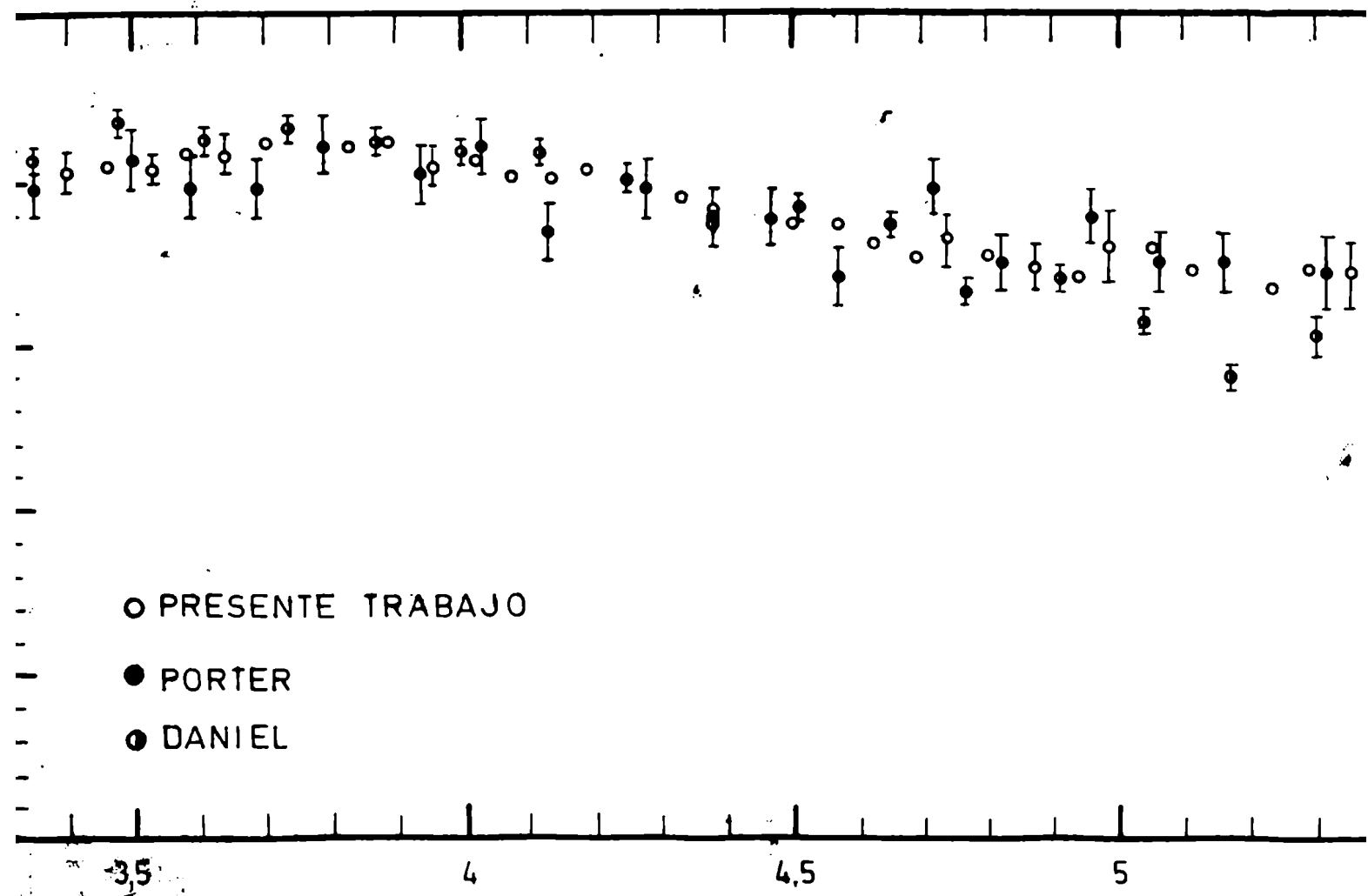
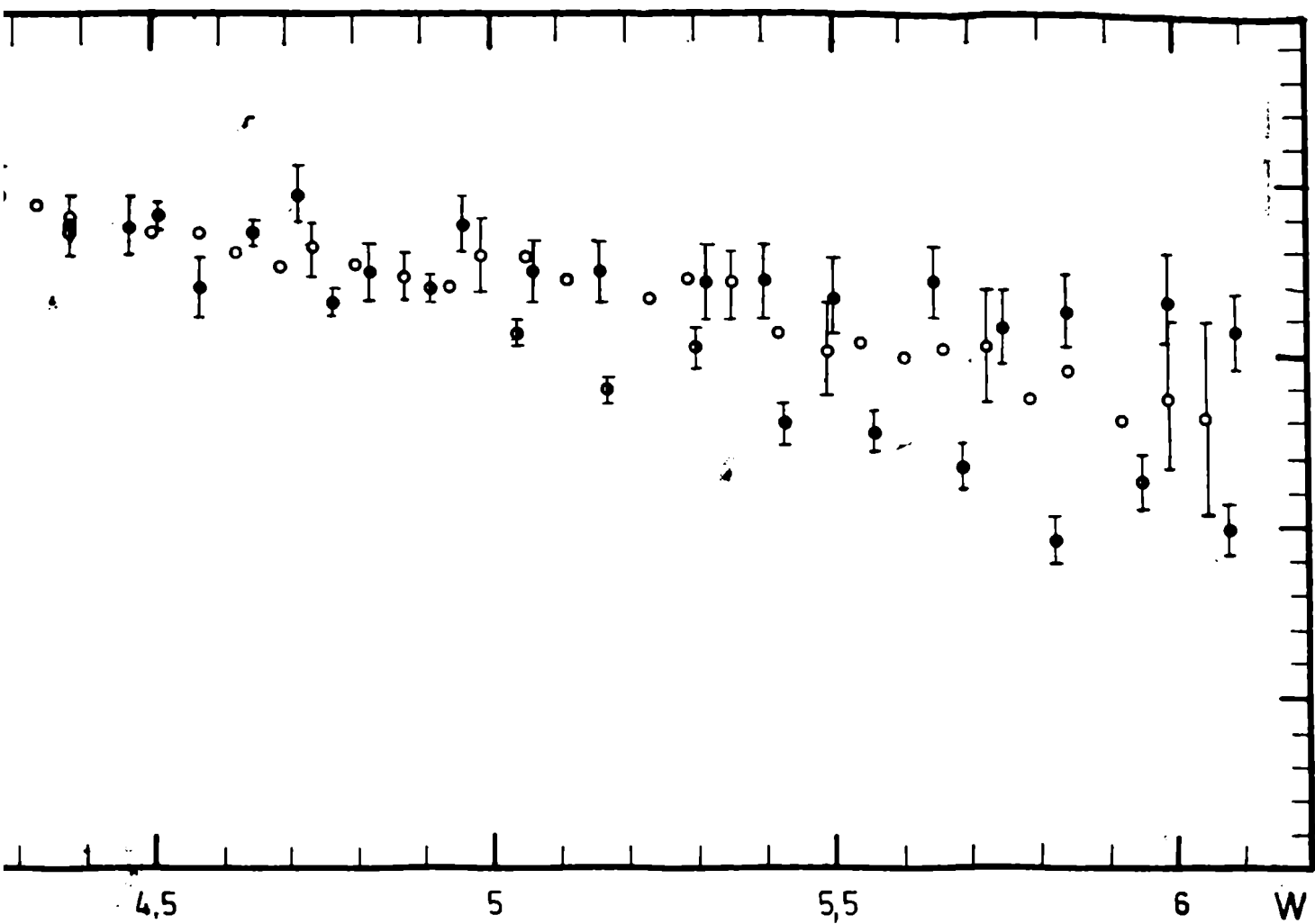


Fig. V.32 Comparación de las formas de espectros correspondientes a la transición $0^- \rightarrow 0^+$ de Daniel y el presente trabajo.



spectros correspondientes a la transición $0^- \rightarrow 0^+$ del Pr^{144} obtenidas por Porter,

TABLA VIII

W	A_2	ΔA_2
2.1	0.11	0.03
2.3	0.16	0.02
2.4	0.18	0.02
2.5	0.18	0.03
2.68	0.22	0.03
2.81	0.26	0.03
2.95	0.24	0.035
3.05	0.25	0.04
3.2	0.28	0.04
3.3	0.24	0.04
3.4	0.3	0.05
3.55	0.35	0.05
3.66	0.35	0.06
3.8	0.4	0.06
3.97	0.37	0.07
4.05	3.9	0.075
4.15	4.2	0.08
4.3	4	0.08

TABLA IX

$$C_B = K(1 + aW + \frac{b}{W} + cW^2)$$

	a	b	c	W_0	X_0^2
Daniel	0.45	0.45	-0.057	6.9265	1,4
Porter	0.28	0.37	-0.038	6.9430	2,2
Presente trabajo	0.12	0.28	-0.016	6.866	0.7

REFERENCIAS

- 1) K. H. Steffen, Phys. Rev. 118 (1960) 763
- 2) B. G. Petersen, Phys. Letters 1 (1962) 285
- 3) R. Coussement, Informe Interno, Univ. de
- 4) H. Paul, Nucl. Phys., 72 (1965) 326
- 5) H. Baekhuys et al., Nucl. Phys. 74 (1965) 459
- 6) H. E. Bosch et al., Nucl. Instr. and Meth., 24 (1963) 109
- 7) P. Choroenkwan, Nucl. Instr. and Meth., 34 (1965) 96
- 8) P. Restar et al., Nucl. Instr. and Meth., 41 (1966) 51
- 9) H. Kulenkampff et al., Z. Physik, 137 (1954) 416
- 10) S. Witting et al., Nucl. Instr. and Meth. 64 (1968) 199
- 11) G. S. Bhalla y H. Rose, Table of electronic radial function ORNL 3207
- 12) F. T. Porter et al., Phys. Rev. 103 (1956) 921
- 13) A. H. Wapstra et al., Nucl. Phys. 9 (1968) 538
- 14) C. De Vries et al., Nucl. Phys. 18 (1960) 454
- 15) R. Graham, Comunicación privada
- 16) F. Depomier et al., J. Phys. Rad., 22 (1962) 674
- 17) J. H. Hamilton et al., Nuclear Physics 36 (1962) 567
- 18) R. P. Sharma et al., Phys. Rev. 103 (1962) 2071
- 19) W. I. Kaefer et al., Nuclear Physics 61 (1965) 512
- 20) W. H. G. Lewin, et al., Nuclear Physics 45 (1963) 159
- 21) Alpha-, Beta and Gamma ray spectroscopy, ed. by K. Sieghian (North-Holland Pub. Co., Amsterdam 1965)
- 22) T. Kotani and H. Ross, Phys. Rev. A3 (1959) 622
- 23) J. P. Deutsch, J. Phys. Rad., 22 (1961) 662
- 24) P. Lipnik, Nuclear Physics 65 (1965) 21
- 25) Thesis de H. Baekhuys, Groningen, 1967
- 26) K. Lewis, Conferencia de procesos de conversión interna, 1965, Vanderbilt University, Nashville, Tennessee Academic Press.
- 27) H. Daniel et al., Phys. Rev., 136 (1964) B1240
- 28) J. P. Deutsch et al., Physics Letters, Vol. 6 No. 4 (1963)
- 29) H. Daniel et al., Nuclear Physics 76 (1966) 97

- 30) H. Beakhtuis, Physics Letters, 21
- 31) P. Liaud, Thesis presentada a la Universidad de Grenoble, 1969
- 31) F. Krmpotić et al., Phys. Rev., Vol. 128 No. 4 (1969)
- 32) R. L. Cerha et al., Canadian J. Phys. 36 (1958) 1084
- 33) F. T. Porter et al., Phys. Rev. 114 (1959) 1286
- 34) H. Daniel Et al., An. Physic 7 (1966) 33

CAPITULO VI

DETERMINACION DE LOS ELEMENTOS DE MATRICES NUCLEARES

VI.1 Método general

En el tipo de transiciones estudiadas en el presente trabajo intervienen los seis elementos de matriz mencionados en el Capítulo II:

$$g_A \int \sigma \cdot r = n\nu$$

$$\Delta J = 0$$

$$g_A \int W_S = n\nu$$

$$g_V \int \vec{r} = -n\kappa$$

$$g_A \int i \vec{\sigma} \times \vec{r} = n\mu \quad \Delta J = 1$$

$$g_V \int i \alpha^n = n\gamma$$

$$g_A \int B_{IJ} = n\alpha$$

$$\Delta J = 2$$

(Notación de Konopinsky y Uhlenbeck).

Las observables (polarización circular, forma de espectro etc) se pueden poner en posición de 5 elementos de matriz, w, v, x, u e y fijándose $z = i$ y determinando el valor de n a partir de la onda media del conocido y de la forma de espectro teórica.

Para determinar la confiabilidad de los elementos de matriz nucleares es imprescindible que el número de observables sea el mayor posible, de lo contrario no existen garantías de que el conjunto de elementos de matriz hallados sea único.

Para hallar los elementos de matriz nucleares se construyó la función χ^2 definida como

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \left[\frac{p \operatorname{th}(W_j) - p \exp(W_j)}{\Delta p \exp(W_j)} \right]^2 + \frac{1}{p} \sum_{k=1}^K \left[\frac{S \operatorname{th}(W_k) - S \exp(W_k)}{\Delta S \exp(W_k)} \right]^2$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{9} \sum_{j=1}^m \left[\frac{\tilde{A}_{th}(W_j) - \tilde{A}_{exp}(W_j)}{\Delta A(W_j)} \right]^2 + \frac{1}{r} \sum_{f=1}^r \left[\frac{\tilde{A}_{th}(\theta_j) - \tilde{A}_{exp}(\theta_j)}{\Delta A(\theta_j)} \right]^2 \\
& + \frac{1}{9} \sum_{t=1}^s \left[\frac{w_{th}(W_e, \theta_t) - w_{exp}(W_e, \theta_t)}{\Delta w(W_e, \theta_t)} \right]^2
\end{aligned}$$

donde s_{th} , F_{th} , e_{th} , $\tilde{A}_{th}(W_j)$, $A_{th}(\theta_j)$ y $w_{th}(W_e, \theta_t)$ son las expresiones teóricas de forma de espectro, polarización longitudinal, correlación angular direccional, correlación angular circularmente polarizada para un ángulo fijo, correlación angular circularmente polarizada integrada en energía y para ángulos variables y emisión de electrones por núcleos excitados. Las expresiones de S_{exp} , P_{exp} , e_{exp} , $\tilde{A}_{exp}(W_e)$, $A_{exp}(\theta_j)$ y $w_{exp}(W_e, \theta_t)$ son las correspondientes cantidades experimentales.

Con el fin de determinar los elementos de matriz nucleares (E.M.N) se minimizó la función χ^2 , por medio del programa MINUIT. Este programa varía los cinco parámetros simultáneamente dentro de ciertos límites hasta obtener el mejor ajuste de la expresión teórica a los valores experimentales. Para medir la bondad del ajuste teórico se utiliza el llamado chi cuadrado reducido χ^2_{ν} definido por

$$\chi^2_{\nu} = \frac{\chi^2}{\nu}$$

siendo ν el número de grados de libertad. Como es bien conocido, un buen ajuste se traduce en el valor de χ^2_{ν} que tiene que ser aproximadamente uno.

La subrutina de entrada a la MINUIT fue desarrollado por los IIC. R. C. Cambiaggio y I. Szybisz y los valores iniciales para el proceso de minimización fueron los dados por el modelo de capas, siendo los límites asignados en más o menos diez veces el valor inicial, aunque alguna vez este límite tuvo que ampliarse.

Los resultados obtenidos se compararon con los que predice el modelo de capas ⁽¹⁾ y por otro lado se verificó si los elementos de matriz cumplen con las relaciones predichas por la teoría del decaimiento beta. Es decir si

$$\int \frac{j_{ia}}{r} = \Lambda \epsilon = 1.182A^{1/3} \quad (1)$$

$$\int \frac{j_{i\gamma s}}{\sigma_{pr}} = -\lambda_0 \epsilon \quad (2)$$

$$-\frac{C_A}{C_V} \frac{\int i\vec{\sigma} \times \vec{r}}{\int r^2} = 1.2 \lambda_1 \quad (3)$$

La primer relación surge de la teoría de conservación de la corriente vectorial y el valor de Λ tal como se vio en el Capítulo II es independiente del modelo nuclear utilizado teniendo como valores posibles

$$2.4 \leq \Lambda \leq 2.6 \quad 2) \quad (4)$$

Las otras dos relaciones basan el resultado de λ_0 y λ_1 en el modelo nuclear elegido.

Fujita ²⁾ y Ahrens ³⁾ encuentran que

$$1 < \lambda_0 < 2 \quad (5)$$

Lipnik y Senter ⁴⁾ con un modelo de partícula independiente llegan a que

$$\lambda_1 = (J_i+1) J_i - k_i (k_i+1) - J_f (J_f+1) + k_f (k_f+1) \quad (6)$$

Por otro lado King ⁵⁾ en 1954 estimó la órdenes de magnitud de

$$|\int \sigma_{if}| = |\int r| = |\int i\vec{\sigma} \times \vec{r}| = R = 3.1 \times 10^{-3} A^{2/3} \quad (7)$$

VI.2 Transición $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ del Ce^{141}

Para la determinación de los elementos de matriz de esta transición se utilizaron las siguientes experiencias:

- 1) Forma de espectro y correlación angular direccional reportadas en el Capítulo V de la presente tesis.
- 2) Anisotrópica de electrones por núcleos orientados obtenidos por D. D. Hoppes ⁶⁾ ($\tilde{\beta}^{(1)} = -0.37 \pm 10$)
- 3) Correlación angular circularmente polarizada obtenida por Daniel ⁷⁾ ($\tilde{\omega} = -0.16 \pm 0.05$).

A partir de estos datos experimentales y con el procedimiento explicado en la sección anterior, se hicieron del orden de 50 entradas al programa. De ellas 10 convergieron al mismo χ^2 reducido total de 0.9 en tanto que los restantes fueron desechados debido a que el ajuste final fue sensiblemente inferior.

Los valores obtenidos son

$$x = -0.467 \pm 0.030 \quad w = -1.513 \pm 0.060 \quad y = -23.91 \pm 0.792$$

$$z = 0.55 \pm 0.47 \quad u = -5.80 \pm 6.10$$

$$| \langle B_{1j} \rangle | / R = 0.58 \pm 0.10 \quad \lambda_0 = 0.31 \pm 0.18 \quad \lambda_{cvc} = 3.9 \pm 4.5$$

Como se pueda observar, existen dos elementos de matriz que no han podido ser fijados unívocamente. Se hicieron múltiples variantes para detectar la causa. Aparentemente podría surgir que el número de experiencias es insuficiente. Para verificar esa posibilidad se fijó un valor a la polarización longitudinal, introduciendo de esta manera una nueva experiencia. El resultado fue negativo. Es de hacer notar que en cada ajuste final la relación entre v y w , es decir λ_0 , se mantuvo en 0.31 aproximadamente. Por otro lado se fijó w en un valor dado y se dejó a los otros cuatro que variaran libremente. El resultado final fue que v adquirió un valor final tal que λ_0 fuera nuevamente 0.31.

Aparentemente ocurren dos hechos independientes que conspiran en contra de la unicidad de v y w .

- 1) Existe un efecto de cancelación entre v y w como se puede observar de las siguientes fórmulas

$$V_A = -C_A \zeta (\lambda_0 - 1) / i \sigma \cdot r \quad \text{y} \quad \bar{V} = \zeta' v + \zeta w$$

pues si $\lambda_0 = 1$ $\bar{V} = 0$ la consecuencia resulta $\zeta' v = -\zeta w$

- 2) En las expresiones teóricas v y w estén acompañados por factores pequeños de manera tal que su variación dentro de ciertos límites, no afecta el ajuste a los valores experimentales.

El ajuste teórico que proporcionan estos elementos de matriz es excelente, tal como puede observarse en la fig. VI.1, forma de espectro, y en la VI.2, correlación angular, donde la línea llena indica la predicción teórica y la zona sombreada la cota de error. Por otro lado las predicciones para la polarización circular y emisión a partir de núcleos orientados ha sido

$$\begin{array}{ll} B_{th} = -0,3695 & \bar{w}_{th} = -0,1595 \\ B_{exp} = -0,37 \pm 0,10 & \bar{w}_{exp} = 0,16 \pm 0,05 \end{array}$$

Para comparar los resultados obtenidos con modelos nucleares, hay que hacer una estimación cruda de modelo de capas.

El núcleo padre Ce^{141} posee un neutrón fuera de capa cerrada ($N=82$) y debe estar en la capa $2f_{7/2}$ en perfecto acuerdo con el spin y paridad observados $7/2^-$, mientras que la configuración predominante de protones debe ser $(g_{7/2})^8 (d_{5/2})^0$ y/o $(g_{7/2})^6 (d_{5/2})^2$. Por otro lado la configuración más probable para el estado $7/2^-$ en el Pr^{141} debe ser $(g_{7/2})^7 (d_{5/2})^1$. De esta manera el decaimiento debe tener fundamentalmente entre los estados $2f_{7/2}$ y $1g_{7/2}$. En este caso se obtiene

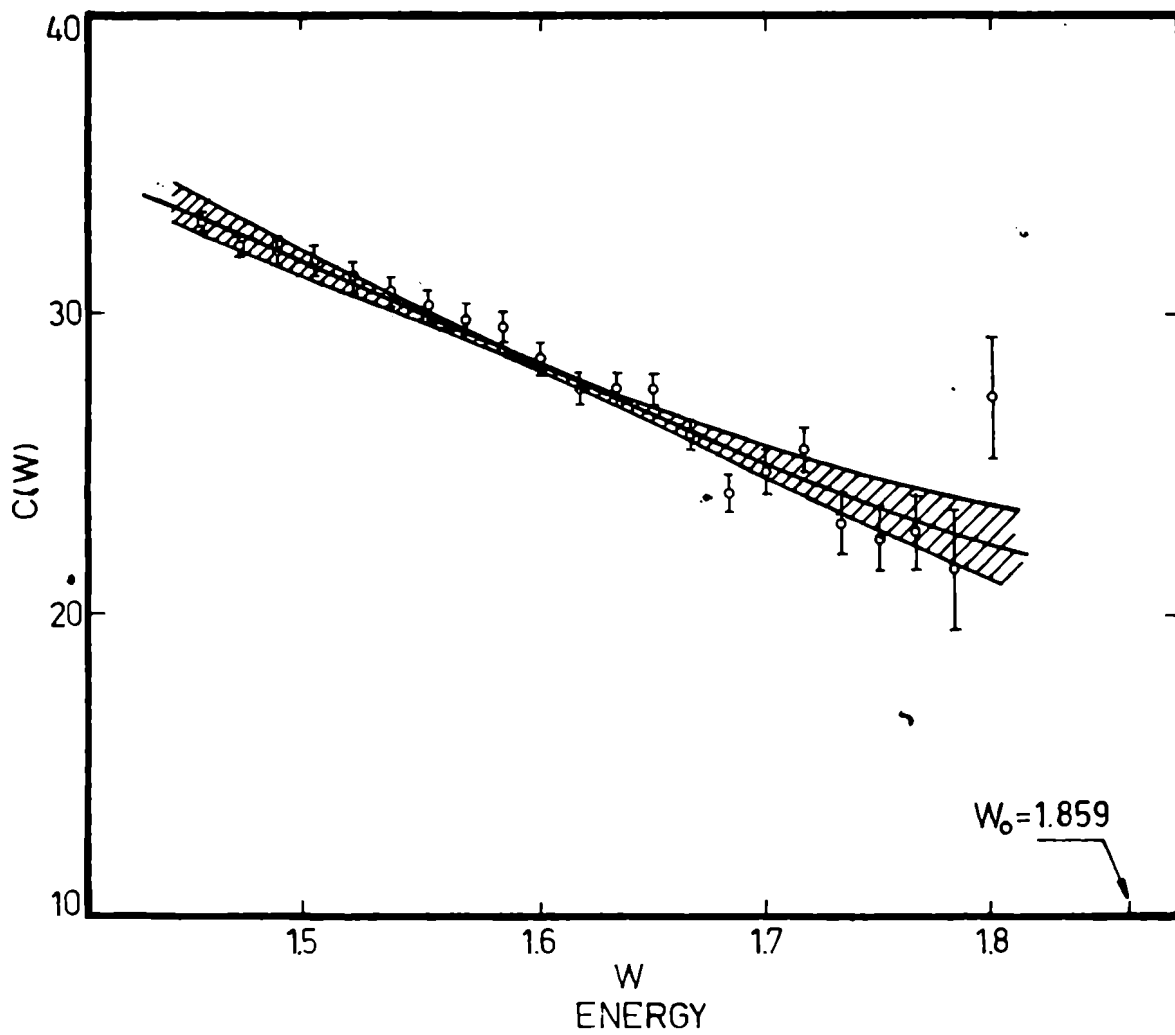


Fig. VI.1 Forma de espectro del Ce^{141} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona sombreada indica la zona de error.

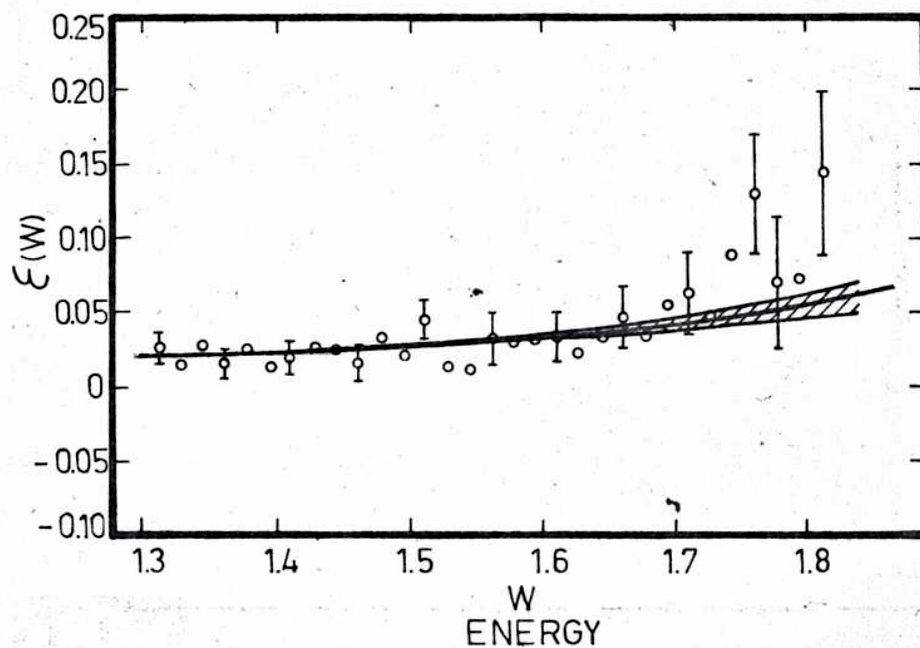


Fig. VI.2 Correlación angular del Ce^{141} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona sombreada indica la zona de error.

TABLA I

Elementos de matriz nucleares	Mejor ajuste	Estimación a partir del modelo de capas	Λ_{cvc}	Λ_0
w	0.42 ± 0.20	-1.25	}	0.95 ± 0.45
v	-5.17 ± 1.10			
x	-0.45 ± 0.20	-0.132	}	3.9 ± 1.5
y	23.8 ± 4.0			
u	-1.53 ± 0.30	-1.26		

TABLA II

Elementos de matriz nucleares	Mejor ajuste	Estimación a partir del modelo de capas	Λ_{cvc}	Λ_0
w	-3.468 ± 0.01	-1.25 -1.25	}	0.24 ± 0.17
v	46.78 ± 0.4	22.6 ± 3.2		
x	0.166 ± 0.01	-0.29	}	-4.85 ± 1.5
y	-12.22 ± 0.2	-11.6		
u	-0.947 ± 0.2	-1.41		

itudinal, VI.6, polarización circular y VI.7 polarización circular integrada. En tanto que para núcleos orientados los resultados fueron:

	Valor teórico	Valor experimental
B_2	0.790	0.795 ± 0.007
B_4	0.378	0.347 ± 0.03

Por otro lado las relaciones entre los elementos de matriz relativistas llevan a

$$\lambda_0 = 0.84 \pm 0.17 \quad \lambda_{cvc} = -4.58 \pm 1.5$$

Como puede observarse el ajuste general es bueno, excepto quizás para la correlación angular-direccional, donde la curva teórica tiene una tendencia distinta a la experimental.

Si bien λ_0 tiene el valor adecuado λ_{cvc} es completamente distinto a lo que predice la teoría. Esto es llamativo, aunque en un trabajo previo ¹¹⁾ se ha obtenido para el Au^{198} también un valor negativo.

Se han estimado a partir del modelo de capas los elementos de matriz relativistas y a partir de las relaciones teóricas entre estos y los relativistas se hallaron éstos últimos.

En el Au^{198} la transición básica del estado del neutrón puede ser de estados $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$ o $2f_{5/2}$ a un estado $2d_{3/2}$ del protón. Las dos primeras posibilidades llevan a valores radicalmente distintos a los obtenidos en el presente trabajo, en tanto que la transición $2f_{5/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ permite de los siguientes resultados

$$\chi = -0.23, \quad u = -1.41, \quad w = -1.35, \quad y = -11.6,$$

$$21.6 < v < 43.2 \quad (\text{se ha tomado } \lambda_{cvc} = 2.5 \text{ y } \lambda_0 \text{ comprendido entre 1 y 2.})$$

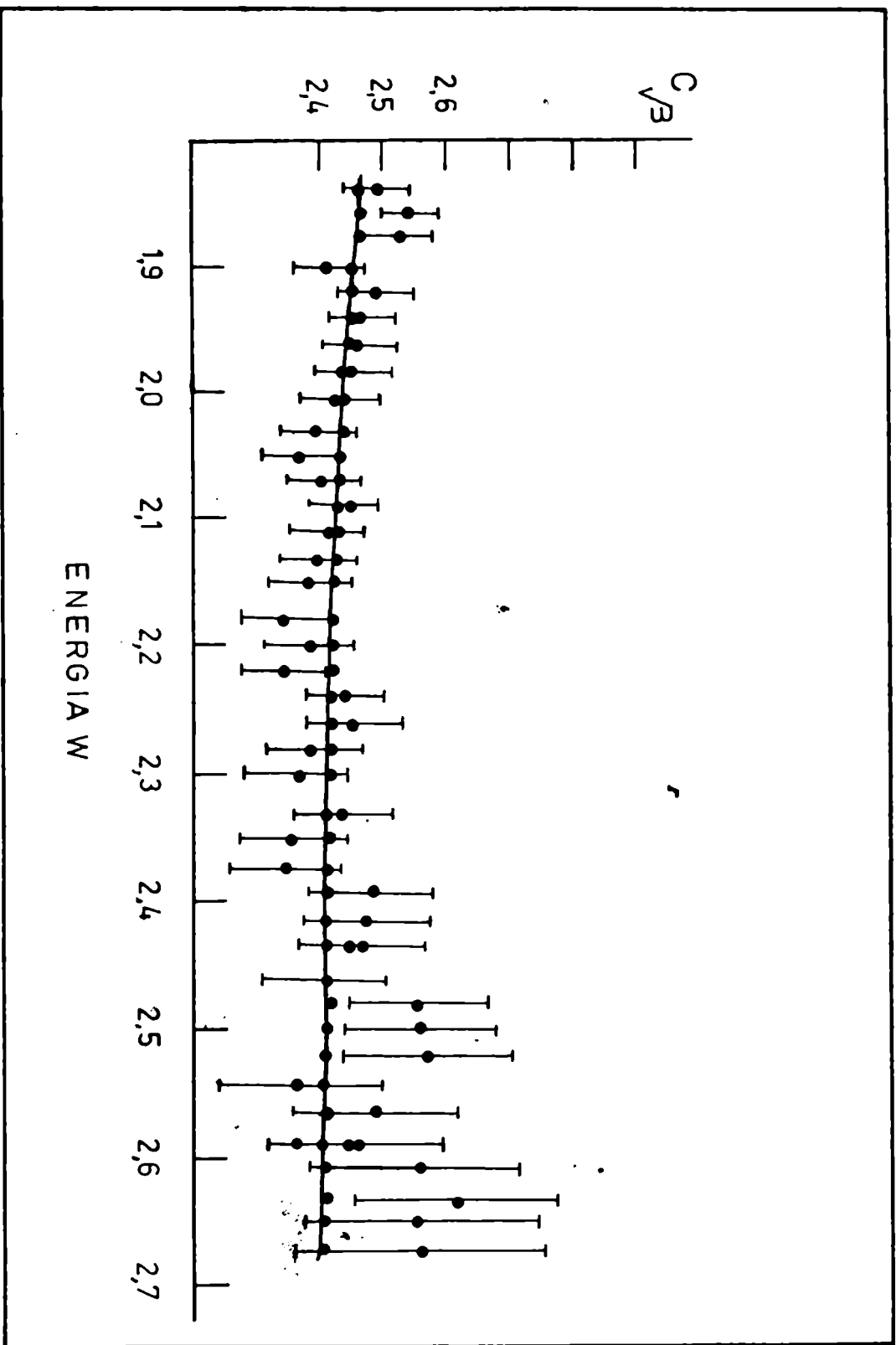


Fig. VI.3 Forma de espectro del Au¹⁹⁸. La línea llena indica la predicción teórica. La zona de error es muy pequeña y no ha sido dibujada.

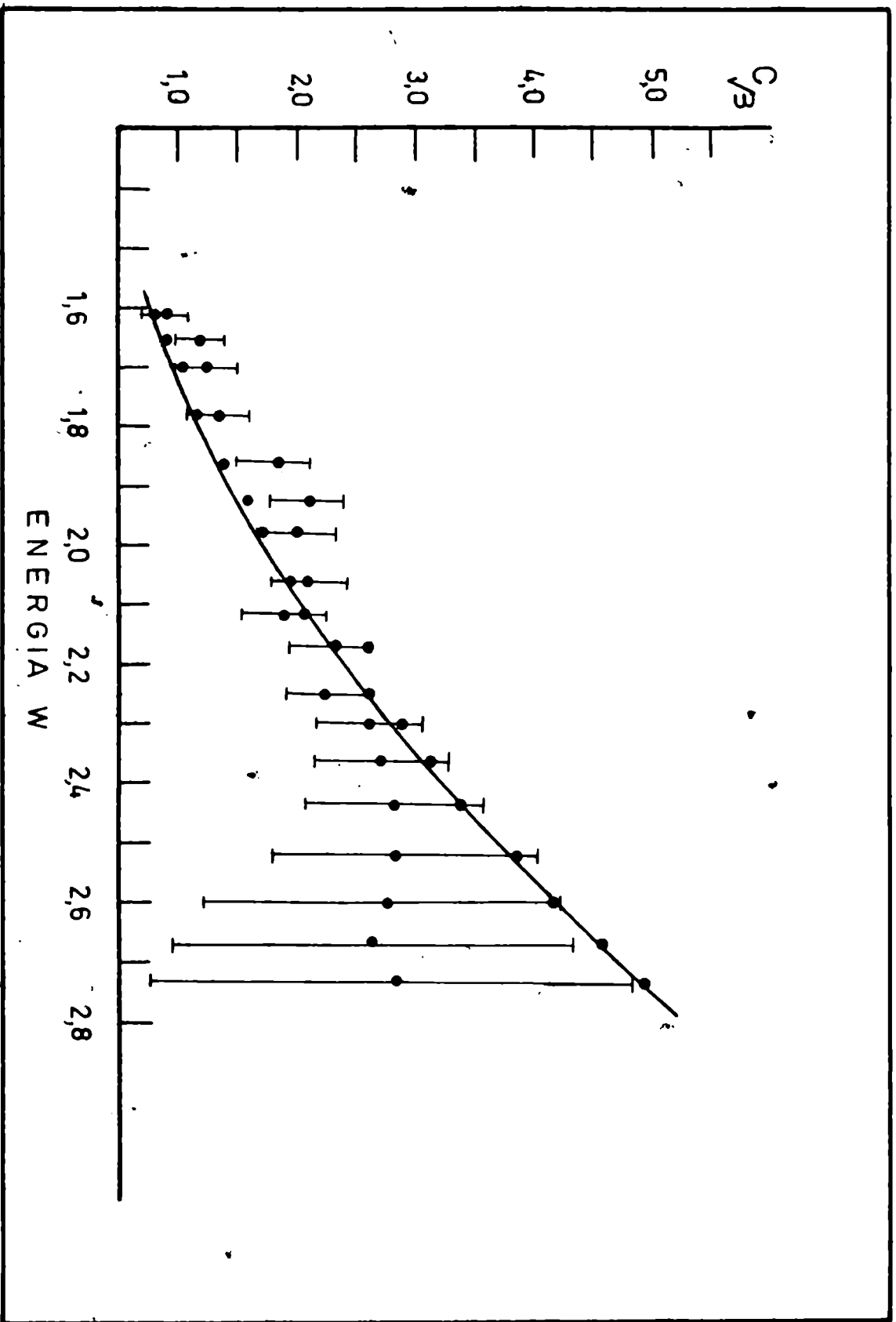


Fig. VI.4 Correlación angular del Au¹⁹⁸. La línea llena indica la predicción teórica. La zona de error es muy pequeña y no ha sido dibujada.

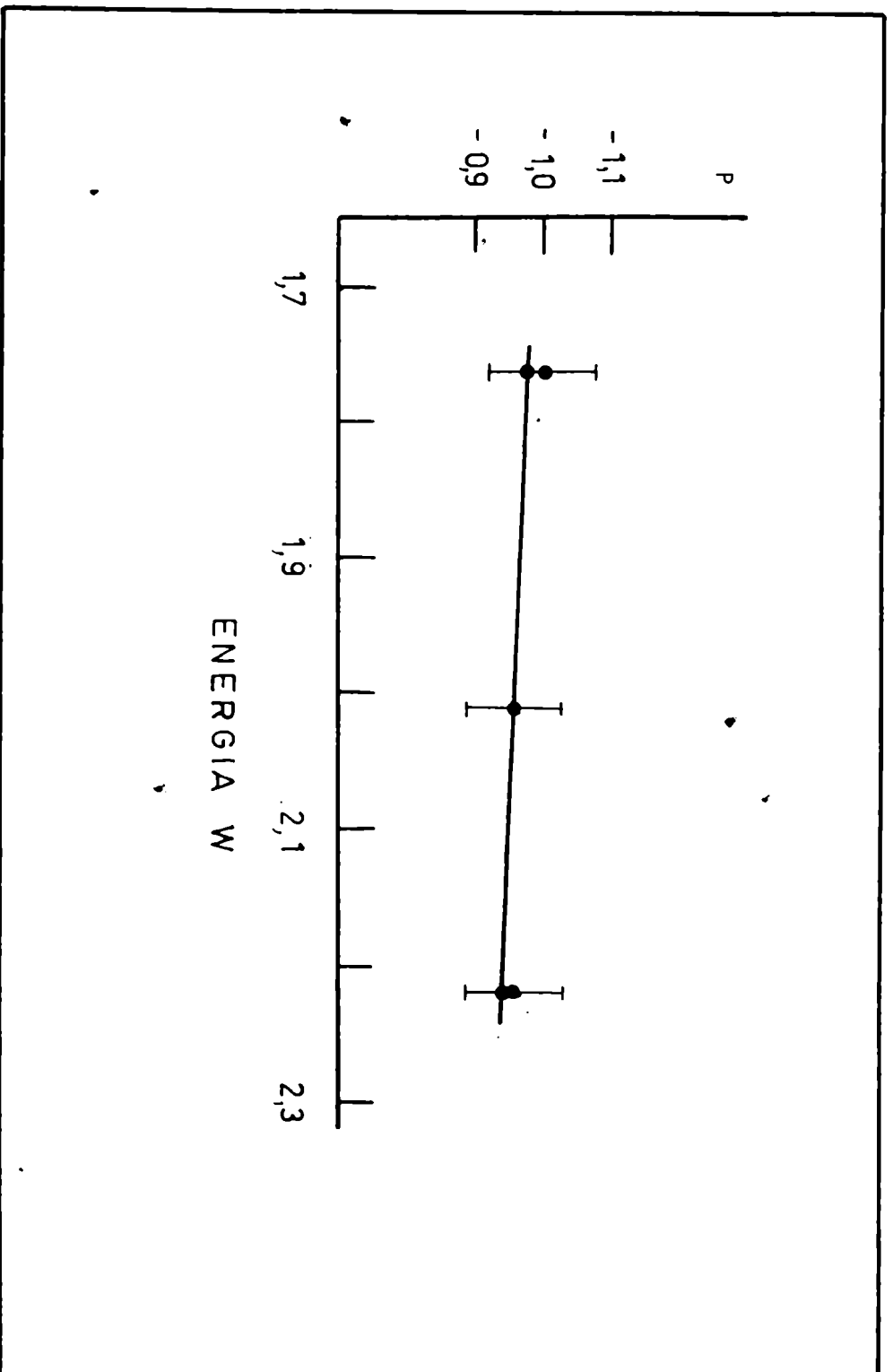


Fig. VI.5 Polarización longitudinal del Au^{198} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona de error es muy pequeña y no ha sido dibujada.

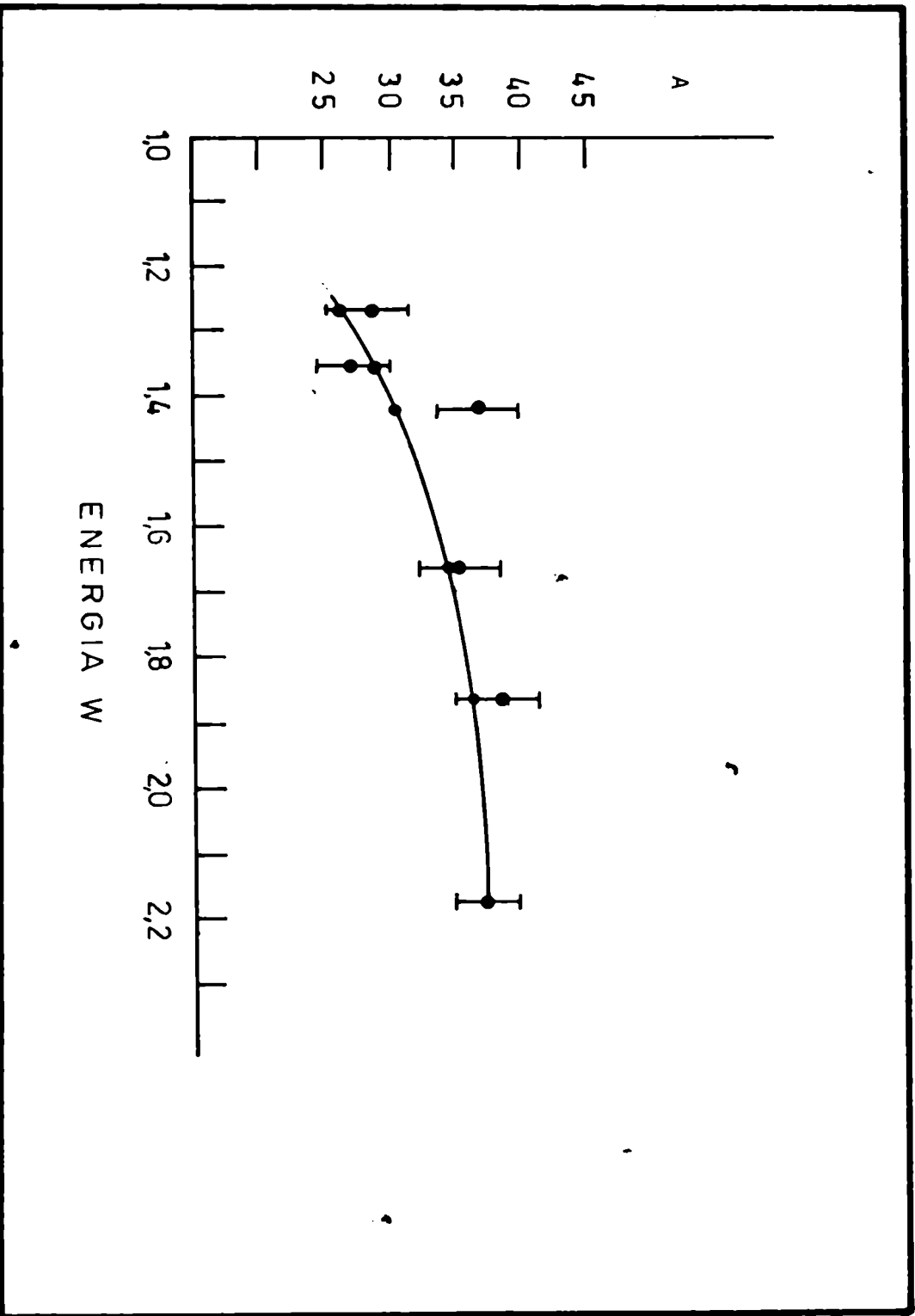


Fig. VI.6 Polarización circular del Au^{198} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona de error es muy pequeña y no ha sido dibujada.

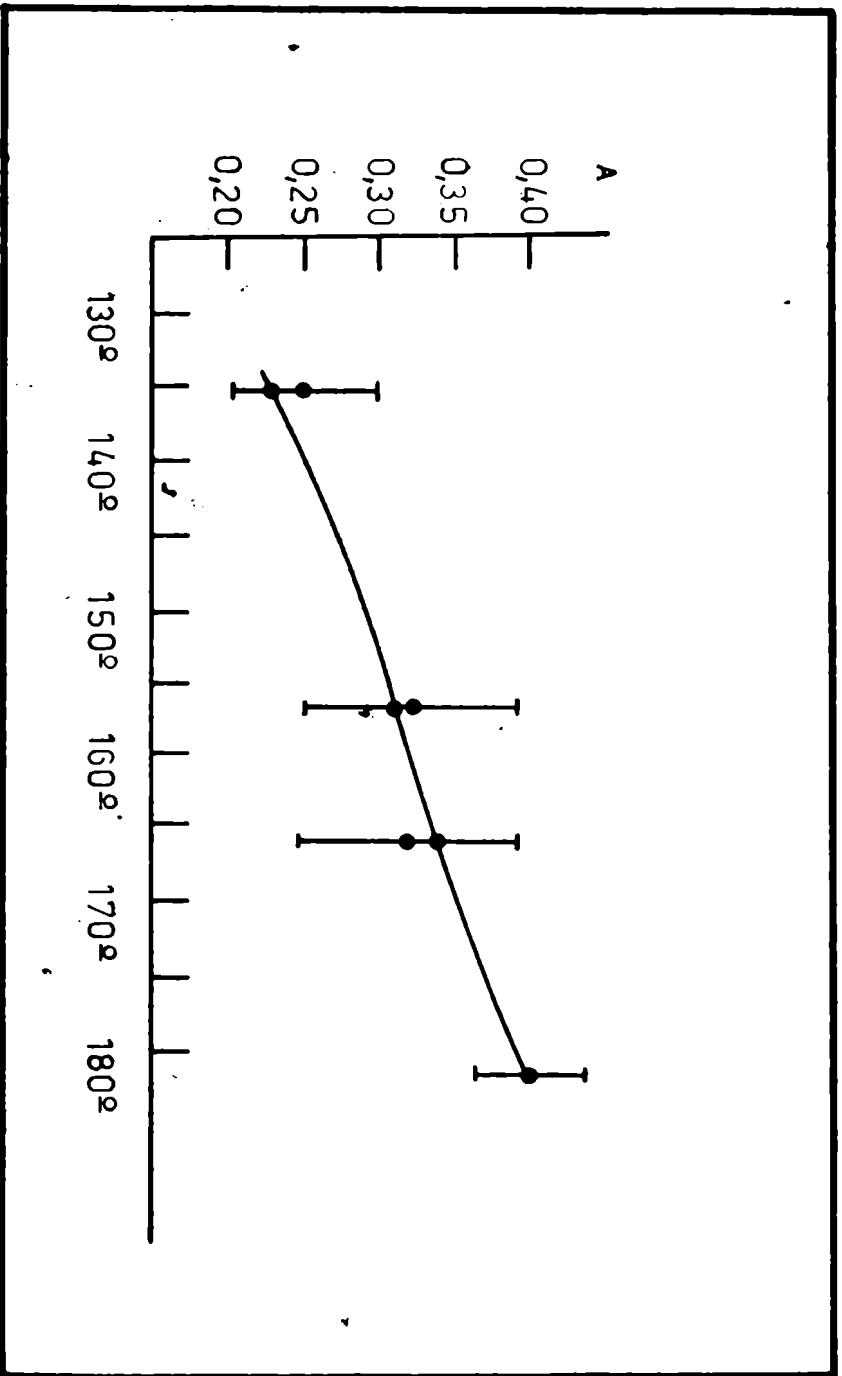


Fig. VI.7 Polarización circular Integrada del Au¹⁹⁸. La línea llana indica la predicción teórica. La zona de error es muy pequeña y no ha sido dibujada.

Como se puede observar de la tabla II el acuerdo general es bastante bueno, excepto para x , lo que indica que la configuración predominante deba ser $2f_{5/2} + 2d_{3/2}$.

$$\text{finalmente } \left| \frac{\int \sigma \cdot \vec{r}}{R} \right| = 0.94 \quad \left| \frac{\int \sigma_{ij}}{R} \right| = 0.272 \quad \text{y} \quad \left| \frac{\int r}{R} \right| = 0.05$$

lo que indica también un acuerdo relativamente bueno con las predicciones teóricas.

AGRADECIMIENTOS

Expreso mi profundo agradecimiento al director de este trabajo, profesor Dr. Horacio E. Bosch, quien me ha conducido en la ejecución del mismo a lo largo de tres años, así como también por el apoyo material y moral recibido.

Agradezco al Dr. F. Krmpotić por las ideas aportadas y las fructíferas discusiones llevadas a cabo, sin las cuales este trabajo no hubiera podido llevarse a cabo.

El trabajo de equipo llevado a cabo con los licenciados M. C. Damblaggio, L. Szybisz y G. García Bermúdez ha sido fundamental en la concreción de esta tesis. A ellos también mi profundo agradecimiento.

Quiero destacar finalmente el aporte del personal técnico del Laboratorio de Radiaciones. El desarrollo y la mantención de los equipos electrónicos debido al Ing. C. Garbasí, al Sr. C. Sabaté y al Sr. J. Oyharbide, el apoyo fundamental del grupo de Alto Vacío constituido por los Sras. C. Gambadotti y J. Ricardes y la participación empeñosa en el trabajo de dactilografía e impresión de la presente tesis de la Srta. Nireya Moyano y de la Sra. Mercedes P. M. de Orlando.

A todos muchas gracias

REFERENCIAS

- 1) P. Lipnik y J. Sunier, Nuclear Physics 65 (1965) 21
- 2) J. I. Fujita, Phys. Rev. 126 (1962) 202
- 3) T. Ahrens, y E. Feenberg, Phys. Rev. 96 (1952) 64
- 4) P. Lipnik y J. Sunier, Nuclear Physics 75 (1966) 72
- 5) R. F. King et al., Phys. Rev. 94 (1954) 1184
- 6) D. Hoppes, Proc. Vllth Int. Conf. on low temperature physics 1961
- 7) K. Daniel et al., Nuclear Physics A108 (1968) 382
- 8) I. A. Campbell et al., Proc. Royas Soc. A283 (1965) 79
- 9) R. H. Steffon, Phys. Rev. 118 (1960) 762
- 10) J. P. Deutsch y P. Lipnik, Nuclear Physics 24 (1961) 138
- 11) Hanthornetill et al., Nuclear Physics A128 (1968) 320.

A P P E N D I X

2 0 6

FORMA DE B₀

$$C_B = \frac{\sum_{j,k} |C_j(x, x')|^2}{2\rho^2 q^2 F} \quad (1)$$

POLARIZACION ANGULAR

$$P_B = -\frac{W}{\rho} \sum_{j,k} \frac{C_j(x, x') C_j(-x, -x') \sin(\delta_x - \delta_{-x})}{\rho^2 q^2 F} \quad (2)$$

CORRELACION ANGULAR

$$c = \frac{B^{(2)}}{C_B} \quad (3)$$

POLARIZACION CIRCULAR

$$P_A = \frac{W}{\rho} \frac{B^{(1)} + B^{(3)} \left(\frac{5}{2} \cos \theta - \frac{3}{2} \right)}{B^{(0)} + B^{(2)} \left(\frac{3}{2} \cos \theta - \frac{1}{2} \right)} \quad (4)$$

$$b^{(1)} = b_{01}^{(1)} r_{01}^{(1)} + b_{11}^{(1)} r_{11}^{(1)} + b_{12}^{(1)} r_{12}^{(1)} + b_{22}^{(1)} r_{22}^{(1)} \quad (5)$$

$$b^{(2)} = b_{11}^{(2)} r_{11}^{(2)} + b_{12}^{(2)} r_{12}^{(2)} + b_{22}^{(2)} r_{22}^{(2)} + b_{02}^{(2)} r_{02}^{(2)}$$

$$b^{(3)} = b_{12}^{(3)} r_{12}^{(3)} + b_{22}^{(3)} r_{22}^{(3)}$$

$$b^{(0)} = C_B \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 b_{01}^{(0)} &= 2 \{ C_0(1,1) C_1(-1,-1) + C_0(-1,-1) C_1(1,1) \} \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_1) \\
 &+ 2 \sqrt{2} C_0(1,1) C_1(2,-1) \text{Sen} (\delta_1 - \delta_2) + \\
 &C_0(-1,-1) C_1(-2,1) \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_{-2})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_{11}^{(1)} &= C_1(1,-2) C_1(-1,2) \{ \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_1) - \text{Sen} (\delta_{-2} - \delta_2) \} \\
 &+ 2 \{ C_1(1,1) C_1(2,-1) \text{Sen} (\delta_1 - \delta_2) + C_1(-1,-1) C_1(-2,1) * \\
 &* \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_{-2}) + \sqrt{2} C_1(1,1) C_1(-1,-1) \} \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_{12}^{(2)} &= 2 \sqrt{5} \{ [C_1(1,1) C_2(2,-1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_2) + \\
 &+ C_1(-1,-1) C_2(-2,1) \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_{-2})] \\
 &- \frac{1}{\sqrt{2}} [C_1(1,-2) C_2(-1,2) + C_1(-1,2) C_2(1,-2)] \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_1) \} \\
 &+ \frac{\sqrt{2}}{5} [C_1(2,-1) C_2(-2,1) + C_1(-2,1) C_2(2,-1)] \text{Sen} (\delta_{-2} - \delta_2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_{22}^{(1)} &= \sqrt{10} \{ C_2(1,-2) C_2(-1,2) \text{Sen} (\delta_{-1} - \delta_1) \\
 &+ \frac{3}{5} C_2(2,-1) C_2(-2,1) \text{Sen} (\delta_{-2} - \delta_2) \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_{11}^{(2)} &= \frac{\sqrt{2}}{5} \{ C_1(2,1) [C_1(-2,-1) + C_1(1,1) \Delta_1] + \\
 &+ C_1(2,-1) [C_1(2,1) - C_1(-1,-1) \Delta_2] \}
 \end{aligned}$$

$$b_{12}^{(2)} = -\sqrt{6} (c_2(-2,1)^* c_1(-2,1) - \frac{1}{2} c_1(1,1) \Delta_+ + \\ + c_2(2,-1)^* c_1(-2,1) - \frac{1}{2} c_1(-1,-1) \Delta_-)$$

$$b_{22}^{(2)} = -\frac{\sqrt{7}}{2} (|c_2(2,-1)|^2 + |c_2(-2,1)|^2) \quad (10)$$

$$b_{02}^{(2)} = -(|c_0(1,1)|^2 c_2(-2,1)|^2_+ + |c_0(-1,-1)|^2 c_2(2,-1)|^2_-)$$

$$b_{12}^{(3)} = -\frac{18}{\sqrt{45}} [c_1(2,-1) c_2(-2,1) + c_1(-2,1) c_2(2,-1)] \text{Sen}(\delta_{-2}-\delta_2) \quad (11)$$

$$b_{22}^{(3)} = -\frac{12}{\sqrt{10}} c_2(2,-1) c_2(-2,1) \text{Sen}(\delta_{-2}-\delta_2)$$

$$\Delta_c = \pm 2\sqrt{2} \text{Cos}(\delta_{21}-\delta_2) \quad (12)$$

$$c(1) = c_0(1,1) = \frac{u}{r_0} [u(f_1 f_{-1} - g_1 f_1) + r_0 v(-f_1 f_1 - g_1 f_{-1})]$$

$$c(2) = c_0(-1,-1) = \frac{u}{r_0} [u(f_{-1} f_1 + g_{-1} f_{-1}) + r_0 v(f_{-1} f_{-1} - g_{-1} f_1)]$$

$$c(3) = c_1(1,1) = \frac{u}{r_0} [u(g_1 g_1 - f_1 f_{-1}) + u(g_1 f_1 + f_1 f_{-1}) + r_0 v(f_1) + \frac{1}{2} g_1]$$

$$c(4) = c_1(-1,-1) = \frac{u}{r_0} [u(-g_{-1} f_{-1} - f_{-1} f_1) + u(g_{-1} f_{-1} - f_{-1} f_1) + r_0 v(-f_{-1})]$$

$$c(5) = c_1(2,-1) = \frac{u}{r_0} (2x - u) (f_2 f_1 - g_2 f_{-1})$$

FOUR

$$\begin{aligned}
 C(6) &= C_1(-2, 1) = \frac{n}{r_0^2} (2x - u) (f_{-2}F_1 + f_2F_{-1}) \\
 C(7) &= C_1(1, -2) = \frac{n}{r_0^2} (2x + u) (f_1F_{-1} + g_1F_{-2}) \\
 C(8) &= C_1(-1, 2) = \frac{n}{r_0^2} (2x + u) (g_{-1}F_{-1} - f_{-1}F_{-2}) \\
 C(11) &= C_2(1, -2) = \frac{n\sqrt{3}}{r_0^2} z (-f_1F_{-1} - \frac{1}{5}g_1F_{-2}) \\
 C(12) &= C_2(-1, 2) = \frac{n\sqrt{3}}{r_0^2} z (-g_{-1}F_{-1} + \frac{1}{5}f_{-1}F_{-2}) \\
 C(9) &= C_2(2, -1) = \frac{n\sqrt{3}}{r_0^2} z (f_2F_1 - \frac{1}{5}g_2F_{-1}) \\
 C(10) &= C_2(-2, 1) = \frac{n\sqrt{3}}{r_0^2} z (g_{-2}F_1 - \frac{1}{5}f_{-2}F_{-1})
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$F_1 = a \left(1 - \frac{(qr_0)^2}{6} + \frac{(qr_0)}{120} \right)$$

$$f_{-1} = \frac{a r_0}{3} \left(1 - \frac{(qr_0)}{10} + \frac{(qr_0)^2}{280} \right) \tag{14}$$

$$F_{-2} = \frac{a r_0}{15} \left(1 - \frac{(qr_0)}{14} \right)$$