

02.72.17

G. N. E. A. B. E. M. I. S. T. R. I. A. S.	
ARCHIVO FUERZAS ARMADAS	
NO 1	AÑO 1972

APLICACION DE DIFERENTES TECNICAS EXPERIMENTALES A LA CONSTRUCCION

DE ESQUEMAS DE NIVELES NUCLEARES

TESIS

Jaime B. A. Moragues

- 1972 -

a mis padres

APLICACION DE DIFERENTES TECNICAS EXPERIMENTALES A LA CONSTRUCCION  
DE ESQUEMAS DE NIVELES NUCLEARES

lic. Jaime Baudilio Axel Moragues\*

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor en Física  
de la  
Universidad Nacional de Cuyo

Asesor Científico: Dr. Daniel R. Bès

*Daniel Bès*

---

Dr. Daniel Bès  
Asesor Científico

*J. B. A. Moragues*

---

Lic. Jaime B.A. Moragues

## INDICE

### I. INTRODUCCION

### II. DECAIMIENTO RADIOACTIVO

#### 1. Decaimiento radiactivo de núcleos con vida media larga ( $T_{1/2} > 30$ min )

A. Producción de fuentes.

B. Decaimiento de  $^{110,110m}\text{Ag}$  a  $^{110}\text{Cd}$ .

C. Decaimiento de  $^{106m}\text{Ag}$  a  $^{106}\text{Pd}$ .

#### 2. Decaimiento radiactivo de núcleos con vida media corta ( $T_{1/2} < 30$ min )

A. Producción de fuentes.

B. Decaimiento de  $^{136}\text{I}$ ,  $^{138}\text{Cs}$  y  $^{139}\text{Xe}$  a  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{138}\text{Ba}$  y  $^{139}\text{Cs}$ .

### III. REACCIONES NUCLEARES

#### Captura de neutrones térmicos

A. Breve discusión del proceso (n, $\gamma$ ). Montaje experimental.

B. Reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$  y evidencia de captura directa.

C. Reacción  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ . Coeficientes de conversión interna de transiciones de alta energía.

### IV. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

### V. APENDICES

#### Breve descripción de sistemas de detección y análisis de radiaciones, técnicas experimentales y convenciones utilizadas

A. Espectrómetro magnéticos de doble focalización y de tipo naranja.

B. Detectores semiconductores de Ge(Li) y Si(Li).

C. El método de coincidencias; análisis cuantitativo de los datos.

D. Coeficientes de conversión interna; reglas para la determinación de multipolaridades y asignación de impulsos angulares y paridades.

E. Reglas de selección para cambio de impulso angular y paridad a partir de valores de log ft.

### AGRADECIMIENTOS

### REFERENCIAS



## I. INTRODUCCION

La información experimental que conduce al mejor conocimiento de la estructura nuclear y por ende de las fuerzas nucleares proviene principalmente del estudio de los decaimientos radiactivos y de las reacciones nucleares.

En la presente Tesis se dan los resultados del estudio espectroscópico de los rayos  $\beta$  y  $\gamma$  originados en la desexcitación de estados nucleares formados mediante ambos procesos. El análisis de esta información espectroscópica permitió determinar algunas características fundamentales de los estados nucleares involucrados.

El estudio de los estados excitados de baja energía dió lugar a la formulación de los modelos nucleares que se usan actualmente con mayor o menor éxito. La tendencia general de la espectroscopía nuclear actual es extender dichos estudios a energías mayores. Por este camino se persigue determinar los límites de aplicabilidad de los conceptos usados para describir el comportamiento nuclear a la vez que poner a prueba predicciones teóricas en este rango de energía.

Aunque las regiones de energía de excitación elevada son más accesibles mediante reacciones nucleares, es conveniente estudiar también dichos niveles a partir del decaimiento radiactivo, dado que muchos de ellos pueden no ser alimentados mediante reacciones nucleares debido a reglas de selección. Por razones similares, también conviene estudiar los niveles de baja energía mediante reacciones nucleares.

A fin de discutir algunas características del decaimiento radiactivo consideremos la fórmula de masas obtenida mediante el modelo de la gota líquida<sup>1)</sup>.

$$M(Z, A) = Z.M_{11} + (A-Z).M_n - a_v.A + a_s.A^{2/3} + a_c \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \cdot \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm \delta, \quad (I.1)$$

donde  $Z$  es el número de protones,  $A$  el número másico,  $M_{11}$  la masa del protón y  $M_n$  la masa del neutrón. Los coeficientes corresponden a:  $a_v$  al término de energía de volumen,  $a_s$  al término de energía de superficie,  $a_c$  al término de energía de Coulomb y  $a_a$  al término de energía de simetría. El parámetro  $\delta$  es la energía de apareamiento y toma los siguientes valores: +1 para  $Z$ -impar  $N$ -par, 0 para  $Z$ -impar  $N$ -impar, 0 para  $Z$ -par  $N$ -impar y -1 para  $Z$ -par  $N$ -par.

Podemos reordenar la expresión (I.1) en la forma

$$M(Z, A) = \alpha.A + \beta.Z + \gamma.Z^2 \pm \delta \quad (I.2) \quad \text{donde}$$

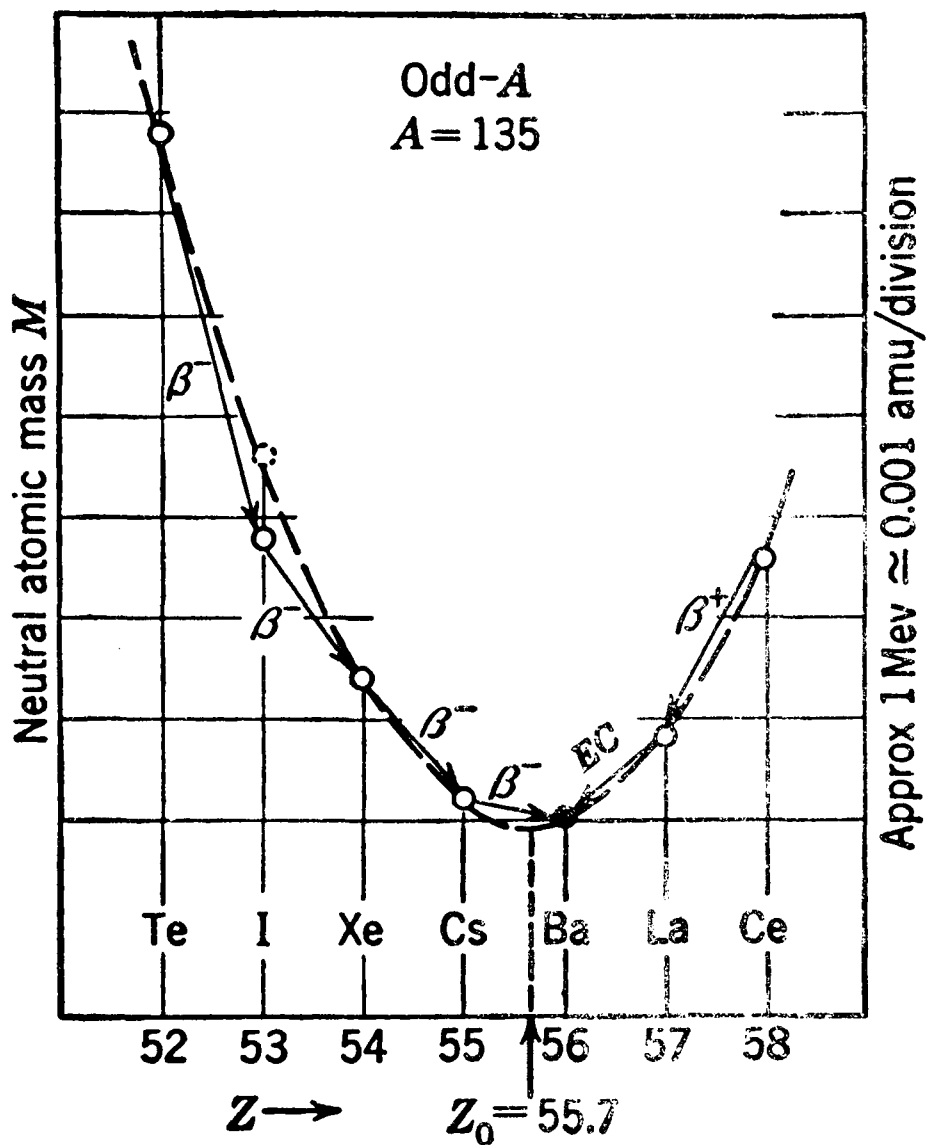


Fig.1 - Relación característica entre masa atómica  $M$  y carga nuclear  $Z$  para isóbaros de  $A$  impar. La única masa estable de la cadena es el  $^{135}_{56}\text{Ba}$ . ( Gráfico tomado de Ref. 1 pag. 288 )

$$\alpha = M_n - (a_v - a_a - \frac{a_s}{A^{1/3}}), \quad \beta = -4 \cdot a_a - (M_n - M_H), \quad \gamma = \frac{4 \cdot a_a}{A} + \frac{a_c}{A^{1/3}}$$

Para  $A$  constante, la expresión (I.2) es la ecuación de la parábola de masas. En la Fig.1 se muestra la curva para  $A=135$  y  $Z$  entre 52 y 58. La carga  $Z_0$  del isóbaro más estable resulta de la condición  $(\partial M/\partial Z) = \beta + 2 \cdot \gamma \cdot Z_0 = 0$  y vale

$$Z_0 = \frac{-\beta}{2 \cdot \gamma} \quad (I.3)$$

Por consiguiente la (I.2) puede escribirse

$$M(Z, A) = \alpha A - 2 \cdot \gamma \cdot Z_0 \cdot Z + \gamma \cdot Z^2 = \alpha A + \gamma \cdot (Z^2 - 2 \cdot Z_0 \cdot Z) \quad (I.4)$$

En los decaimientos en los cuales permaneciendo  $A$  constante se produce una variación de  $Z$  a  $Z+1$ , como ocurre en el decaimiento  $\beta^-$ , el salto de energía involucrado viene dado por (consideramos el caso de  $A$  impar)

$$Q_{\beta^-} = M(Z, A) - M(Z+1, A) = 2 \cdot \gamma \cdot (Z_0 - Z - 1/2) \quad (I.5)$$

De igual manera, el salto de energía involucrado en el decaimiento  $\beta^+$  o en la captura de electrones puede calcularse con (para  $A$  impar)

$$Q_{\beta^+} = M(Z, A) - M(Z-1, A) = 2 \cdot \gamma \cdot (Z - Z_0 - 1/2) \quad (I.6)$$

La vida media del decaimiento  $\beta$  es inversamente proporcional a la quinta potencia de la energía máxima<sup>2)</sup>

$$T_{1/2} \propto (E_{\beta \max.} + m_0 \cdot c^2)^{-5} \quad (I.7)$$

De las Ecuacs. (I.5), (I.6) y (I.7) se ve que a medida que uno se aleja de la línea de estabilidad  $\beta$  la energía total de decaimiento disponible es mayor mientras que la vida media de los isóbaros es más corta.

Como consecuencia de lo expuesto resulta que los estados excitados de alta energía alimentados en decaimientos radiactivos provienen de núcleos padres de corta vida media, lo cual entraña dificultades experimentales. Este hecho lleva a la necesidad de dividir el estudio del decaimiento radiactivo de acuerdo a las vidas medias de los núcleos padres ya que las técnicas experimentales a usar serán distintas según sea el valor de aquellas. Podemos establecer dos grandes grupos: isótopos con  $T_{1/2} > 30$  min e isótopos con  $T_{1/2} < 30$  min. Los primeros corresponden a núcleos cercanos a la línea de estabilidad presentando, como vimos, limitaciones en cuanto a las energías de los niveles que pueden ser alcanzados, dado que las energías máximas de sus decaimientos son de  $\sim 3$  MeV. Forman el grupo de núcleos estudiados por lo que se ha dado a llamar "espectroscopía clásica". Los núcleos de  $^{110}\text{Ag}$  ( $T_{1/2}=249$  d) y  $^{106}\text{Ag}$  ( $T_{1/2}=8$  d) estudiados en la pre-

sente Tesis pertenecen a esta categoría. Para el segundo grupo generalmente se plantea la conveniencia de una separación de los distintos isótopos generados en la reacción utilizada para su producción, antes de medir las radiaciones emitidas. Además, para obtener un caudal satisfactorio de información en unos pocos períodos de vida de estos núcleos, las fuentes radiactivas correspondientes deben poseer una actividad inicial sumamente elevada. Esto conduce a dos dificultades: a) realizar la separación mediante los procedimientos químicos usuales implicaría el manipuleo de actividades excesivamente grandes y b) más importante que la anterior, los fenómenos vinculados a la elevada actividad inicial no podrían ser registrados en el equipo electrónico utilizado para el análisis de las radiaciones puesto que en éste generalmente existen limitaciones insalvables para el procesamiento de contajes muy altos. Estos problemas se solucionan utilizando el procedimiento de producción de radioisótopos, de separación isobárica de éstos y de análisis de las radiaciones emitidas denominado "en línea", en el cual las tres operaciones son realizadas en forma continua. Como esto exige el funcionamiento simultáneo de varias máquinas complicadas, el requerimiento experimental es mayor que en el caso de núcleos de vida media larga. En el presente trabajo se ha aplicado esta técnica al estudio de los núcleos  $^{136}\text{I}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 48$  seg),  $^{139}\text{Xe}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 39.7$  seg) y  $^{138}\text{Cs}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 32.2$  min).

Dentro de las reacciones nucleares, la captura de neutrones térmicos permite un estudio detallado de la estructura nuclear a través del análisis del decaimiento del estado de captura al estado fundamental vía estados intermedios.

La energía de excitación del núcleo formado en la reacción  $(n, \gamma)$  está dada por la suma de la energía cinética del neutrón incidente más la energía de unión del mismo en el núcleo considerado. Esta energía de unión  $S_n$  no es más que la diferencia en masa del estado inicial y del estado final de la reacción

$$S_n = M_A + M_n - M_{A-1} \quad (I.8)$$

La energía de unión del neutrón varía a lo largo de la tabla periódica entre 2 y 11 MeV, pudiéndose tomar 7 a 8 MeV como valor típico para la zona de interés de la presente Tesis. A los fines prácticos la energía de excitación del estado de captura es igual a la energía de unión del nucleón, dado que la energía cinética de los neutrones térmicos es despreciable.

Debido a la diferencia de impulsos angulares entre el estado de captura y el estado fundamental y a las reglas de selección de las transiciones electromagnéticas, es muy raro observar alimentaciones directas del primero al segundo. Por ello, como el núcleo compuesto alcanza energías de excitación muy elevadas,

das, es posible alimentar niveles a energías de hasta 5 MeV y aún superiores. Además, en general, el núcleo se desexcita a través de varias cascadas, existiendo por lo tanto una gran probabilidad de alimentar niveles con impulsos angulares varias unidades superiores o inferiores al impulso angular del núcleo compuesto, aun en el caso extremo de que todas las transiciones sean dipolares. Esta reacción fué utilizada en el estudio de las propiedades de los niveles en  $^{139}\text{Ba}$  y para obtener información sobre el comportamiento de los coeficientes de conversión interna a energías elevadas ( $>2$  MeV) a partir de los rayos en  $^{114}\text{Cd}$ .

Para el análisis espectroscópico de las radiaciones emitidas por los núcleos estudiados se han utilizado técnicas diversas. Los espectros  $\gamma$  simples fueron obtenidos con detectores de Ge(Li). El análisis de los electrones de conversión interna (e.c.i.) se llevó a cabo mediante el empleo de un espectrómetro de doble focalización o detectores de Si(Li), según los casos estudiados. Las radiaciones  $\beta$  se analizaron mediante el espectrómetro de doble focalización.

A fin de establecer los esquemas de niveles se realizaron diversos tipos de coincidencias. Las coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ) fueron obtenidas utilizando un par de detectores Ge(Li) o una combinación de detectores Ge(Li) e INa. Se midieron coincidencias ( $\beta$ - $\gamma$ ) y coincidencias (e.c.i.- $\gamma$ ) utilizando un espectrómetro magnético tipo naranja para el análisis de los electrones y un cristal de INa para el de los rayos  $\gamma$ .

Combinando las intensidades  $\gamma$  con las de los e.c.i., se calcularon coeficientes de conversión interna mediante los cuales se asignaron multipolaridades a las transiciones.

Se calcularon valores de  $\log ft$  de las transiciones  $\beta$ , obteniéndose las intensidades de los rayos  $\beta$  en algunos casos por medición directa y en otros por balance de intensidades  $\gamma$ .

Se asignaron impulsos angulares y paridades a los niveles a partir de los datos obtenidos de los  $\log ft$  y de las multipolaridades de las transiciones, combinando éstos con datos de reacciones y correlaciones angulares realizadas por otros autores.

En el Apéndice se da una descripción somera del principio de funcionamiento y de las características principales de los distintos espectrómetros y detectores utilizados. Se describen, además, las técnicas de coincidencias y reglas de selección utilizadas en la elaboración de los esquemas de niveles y en la asignación de impulsos angulares y paridades.



## II. DECAIMIENTO RADIATIVO

### I. DECAIMIENTO RADIATIVO DE NUCLEOS CON VIDA MEDIA LARGA ( $T_{1/2} > 30$ min)

#### A. PRODUCCION DE FUENTES

Las fuentes radiactivas se producen por bombardeo con partículas aceleradas o por exposición a neutrones, generalmente de un reactor, de blancos en su mayoría enriquecidos en un isótopo dado. Generalmente se requiere una buena separación química después de la irradiación pues, aunque el blanco sea de muy alta pureza isotópica, pequeñas cantidades de isótopos con gran sección eficaz pueden producir una contaminación suficiente como para falsear los resultados. Además, cuando se produce una fuente, por ejemplo bombardeando una muestra con deuterones en un ciclotrón, puede haber varios procesos competitivos tales como (d,n) y (d,p) que van a dar distintos isótopos radiactivos a partir del mismo blanco. La ventaja de los núcleos radiactivos con vida media larga consiste precisamente en que se pueden separar los distintos isótopos producidos en la reacción mediante separaciones químicas sin que importe el tiempo que requiera este proceso. Como en muchos casos se necesitan fuentes con elevada actividad específica (Ver Sección V.A2), las separaciones químicas deben ser hechas con pequeñas cantidades de portadores. La producción de fuentes libres de portadores requiere el uso de técnicas especiales (por ejemplo columnas de intercambio iónico, etc.).

Otra manera de separar isótopos producidos en la misma reacción es a través de sus vidas medias, ya sea controlando los tiempos de irradiación o dejando transcurrir un tiempo apropiado a fin de que ciertos isótopos decaigan considerablemente.

Otro punto importante a tener en cuenta es la preparación de la muestra para realizar las mediciones. Al respecto es necesario tener en cuenta el tipo de radiación a medir ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , electrones de conversión interna) a fin de elegir el método de deposición y el soporte de fuente adecuado. Un resumen de las distintas técnicas a usar se puede encontrar en el trabajo de W.Parker y H.Slätis<sup>3)</sup>.

Los datos específicos para la preparación de la fuente de  $^{110}\text{Ag}$  y  $^{106}\text{Ag}$  se dan en las Secciones B2 y C2, respectivamente.

B. DECAIMIENTO DE  $^{110,110m}\text{Ag}$  A  $^{110}\text{Cd}$

B1. INTRODUCCION

El decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$  (249 días) ha sido estudiado por varios autores<sup>4-6)</sup>. El esquema de niveles del  $^{110}\text{Cd}$  propuesto por Funk y Wiedenbeck<sup>6)</sup> puede ser considerado como definitivo. Hay sin embargo todavía grandes imprecisiones y desacuerdos en las intensidades de los rayos  $\gamma$  y en algunas alimentaciones  $\beta$ , y persiste la inconsistencia del decaimiento del estado isomérico de  $^{110m}\text{Ag}$ . Los detectores semiconductores de rayos  $\gamma$  permiten una buena determinación de intensidades  $\gamma$ , las cuales, junto con las mediciones de las intensidades de los electrones de conversión interna, permiten una determinación exacta de los coeficientes de conversión interna.

Con estos hechos en mente, se han remedido los rayos  $\gamma$ , electrones de conversión interna y rayos  $\beta$  del decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$ .

B2. PREPARACION DE LA FUENTE

La actividad de  $^{110m}\text{Ag}$  fue producida en Amershan, Inglaterra, mediante la reacción de captura de neutrones térmicos por plata natural (48% de  $^{109}\text{Ag}$ ). La actividad específica fue del orden de 1 Ci/g. Las líneas de  $^{108m}\text{Ag}$  detectadas ( $T_{1/2} > 5$  años) mostraron que la contribución de este isótopo era despreciable.

Las fuentes para las mediciones de electrones de conversión interna y de rayos  $\beta$  fueron electroplateadas sobre un soporte de Ni de un espesor de  $0.4 \text{ mg/cm}^2$ , ó depositadas sobre una lámina de Al de un espesor de  $2 \text{ mg/cm}^2$  por medio del método de plateado molecular,<sup>7)</sup> según los casos.

Las fuentes para las mediciones de rayos  $\gamma$  fueron producidas por goteo de la actividad sobre un soporte de lucite.

B5. INSTRUMENTOS DE MEDICION

Para las mediciones de electrones de conversión interna (e.c.i.) y rayos  $\beta$ , se utilizó un espectrómetro magnético de doble focalización, con núcleo de hierro, como el descrito en la Sección V.A3.

Los espectros  $\gamma$  simples fueron medidos con dos detectores de Ge(Li), uno de  $3 \text{ cm}^2$  de superficie y 2 mm de profundidad, marca RCA, y otro de  $4 \text{ cm}^2$  de superficie y 3 mm de profundidad, marca Ortec. En ambos casos se utilizaron un preamplificador Tennelec modelo TC150, un amplificador Tennelec modelo TC200 y un multicanal RIDL de 1600 canales.

Los experimentos de coincidencias ( $e.c.i.-\gamma$ ) y ( $\beta-\gamma$ ) fueron realizados utilizando un espectrómetro magnético tipo naranja de ocho secciones, como el descrito en la Sección V.A4, para el análisis de los electrones. La resolución del espectrómetro fue de 1.8%. El discriminador de energía del detector de centelleo, usado para detectar los electrones, fue ubicado a 2/3 de la energía focalizada en el espectrómetro. Los rayos  $\gamma$  fueron detectados con un cristal de  $\text{Na(Tl)}$  de 44 mm de diámetro por 50 mm de altura, colocado a 4 cm de distancia de la fuente. El circuito de coincidencia utilizado es del tipo convencional rápido-lento. El tiempo de resolución del mismo fue de 55 ns, y la eficiencia de coincidencia para la energía de 400 keV fue de 100%.

#### B4. MEDICIONES DE ELECTRONES DE CONVERSION INTERNA

En general todas las líneas de conversión interna fueron medidas en el espectrómetro de doble focalización, con una resolución de 0.15%. Las líneas débiles con energías mayores que la línea K de la transición de 937 keV, fueron medidas utilizando una fuente más intensa y con una resolución de 0.26% (ver Fig.2). Todas las líneas conocidas fueron observadas con energías e intensidades en completo acuerdo con las publicadas en trabajos previos<sup>4-6,9-11</sup>. La línea K de la transición de 1562.06 keV y varias líneas L fueron observadas por primera vez. Para las líneas K de las posibles transiciones de 260 y 317 keV, se ha determinado un límite superior del 1% para sus intensidades relativas a la línea K de la transición de 657.72 keV. En la región de 687 keV a 764 keV, para todas aquellas transiciones no vistas, se puede dar para las intensidades de sus líneas K, un límite superior del 0.1%.

La intensidad de la línea K de la transición de 116.34 keV en  $^{110}\text{Ag}$  fue medida, relativa a la línea K de la transición de 657.72 keV, utilizando una fuente muy fina a fin de evitar autoabsorción. La resolución del espectrómetro fue de 0.18%. La ventana del contador Geiger Müller era de 0.14  $\text{mg/cm}^2$  siendo la corrección por absorción despreciable.

La línea K de la transición de 657.72 keV, la cual fue usada como patrón para calibrar las demás líneas, se calibró previamente en función de la línea K de la transición de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . A partir de la relación de  $B_{\beta}$ , obtenida por el grupo de Chalk River<sup>13)</sup> (Canadá), entre la línea del  $^{137}\text{Cs}$  y las líneas de conversión K y L de la transición<sup>12)</sup> de 411 795  $\pm$  9 eV en  $^{198}\text{Hg}$ , se dedujo un valor de 661 627  $\pm$  20 eV para la primera. La calibración de la línea K de la transición de 657.72 keV fue hecha usando una fuente que constaba de dos tiras de 1 mm de ancho cada una, sobre las cuales se había

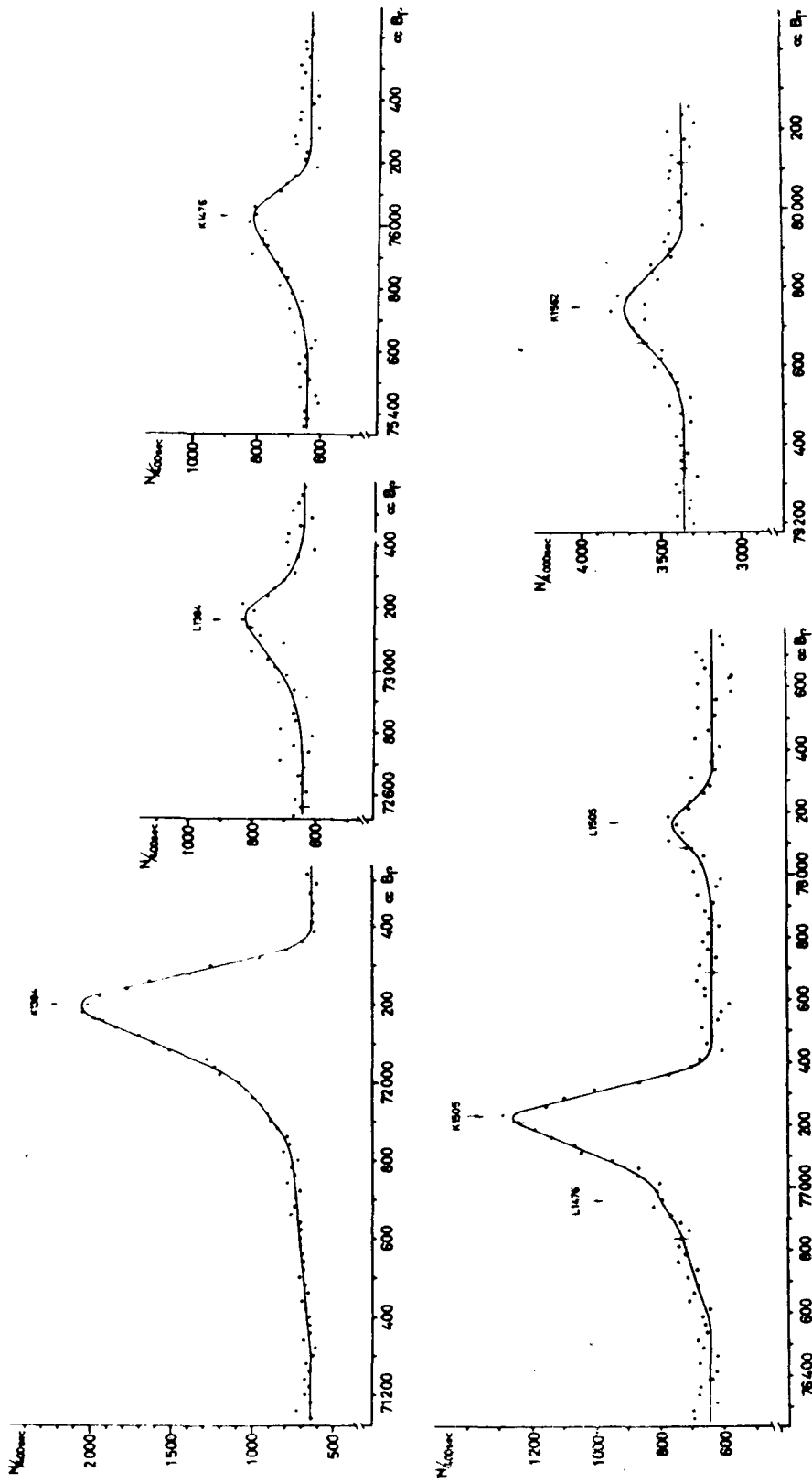


Fig.2 - Líneas de conversión interna de alta energía. La línea de conversión K de la transición de 1562 keV fue medida usando una fuente más intensa.

depositado una fuente de  $^{110m}\text{Ag}$  y de  $^{137}\text{Cs}$ . Las líneas fueron obtenidas midiendo, primero con la fuente en una posición y luego girando ésta  $180^\circ$  a fin de intercambiar la posición relativa de las tiras. Se tomó un promedio de los valores de  $B_p$  de las líneas en las dos posiciones. De ésta manera se eliminaron los errores que se pueden cometer por falta de reproductividad en la posición de las fuentes, en el caso en que se hubieran medido por separado las fuentes de Ag y Cs. La fuente de Cs fue obtenida por el método de plating molecular de Nitrato de Cs sobre una lámina de Al.

Todas las transiciones observadas fueron colocadas en el esquema de decaimiento de la Fig.8, y como veremos más adelante, hay suficientes evidencias de que estas transiciones están ubicadas correctamente. Usando los valores de energía medidos, obtuvimos los mejores valores para la energía de los niveles, y luego calculamos una energía de transición "adoptada" como diferencia entre las energías de los niveles. Una buena comprobación de la exactitud de las mediciones realizadas es el hecho de que, las energías medidas y los valores "adoptados", coinciden dentro de una fracción del error de los primeros.

#### B5. ESPECTROS $\gamma$ SIMPLES Y COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA

El espectro  $\gamma$  simple mostrado en la Fig.3 fue obtenido con el detector de Ge(Li) marca RCA. La distancia fuente - detector fue de 5 cm. Otros espectros no mostrados fueron tomados con el detector Ortec.

La calibración en eficiencia fue realizada utilizando fuentes patrones (Ver Sección V.B) calibradas en el Laboratorio de Controles Físicos del Departamento de Radioisótopos de la CNEA. Se ha incluido un error del 3% en los errores de las intensidades debido a la imprecisión de esta calibración. Las intensidades de los rayos  $\gamma$  así obtenidas están dadas en la Tabla I.

Los rayos  $\gamma$  de 677.47 keV y 686.92 keV se encuentran sobre el borde Compton del rayo  $\gamma$  de 884.59 keV. La forma de los Compton correspondiente a los rayos de 884.59 y 937.32 keV, fueron estimados cuidadosamente a partir del espectro patrón de  $^{54}\text{Mn}$ . La línea de 620.22 keV se encontró algo distorsionada por la presencia de la línea de 615 keV de la  $^{108m}\text{Ag}$ , por lo tanto, se realizó una medición posterior con una fuente producida a partir de  $^{109}\text{Ag}$  enriquecida.

En el esquema de decaimiento de la Fig.8 se dan las intensidades medidas pero normalizadas a 100 decaimientos de la  $^{110m}\text{Ag}$ .

En la Tabla I se dan también los coeficientes de conversión inter-

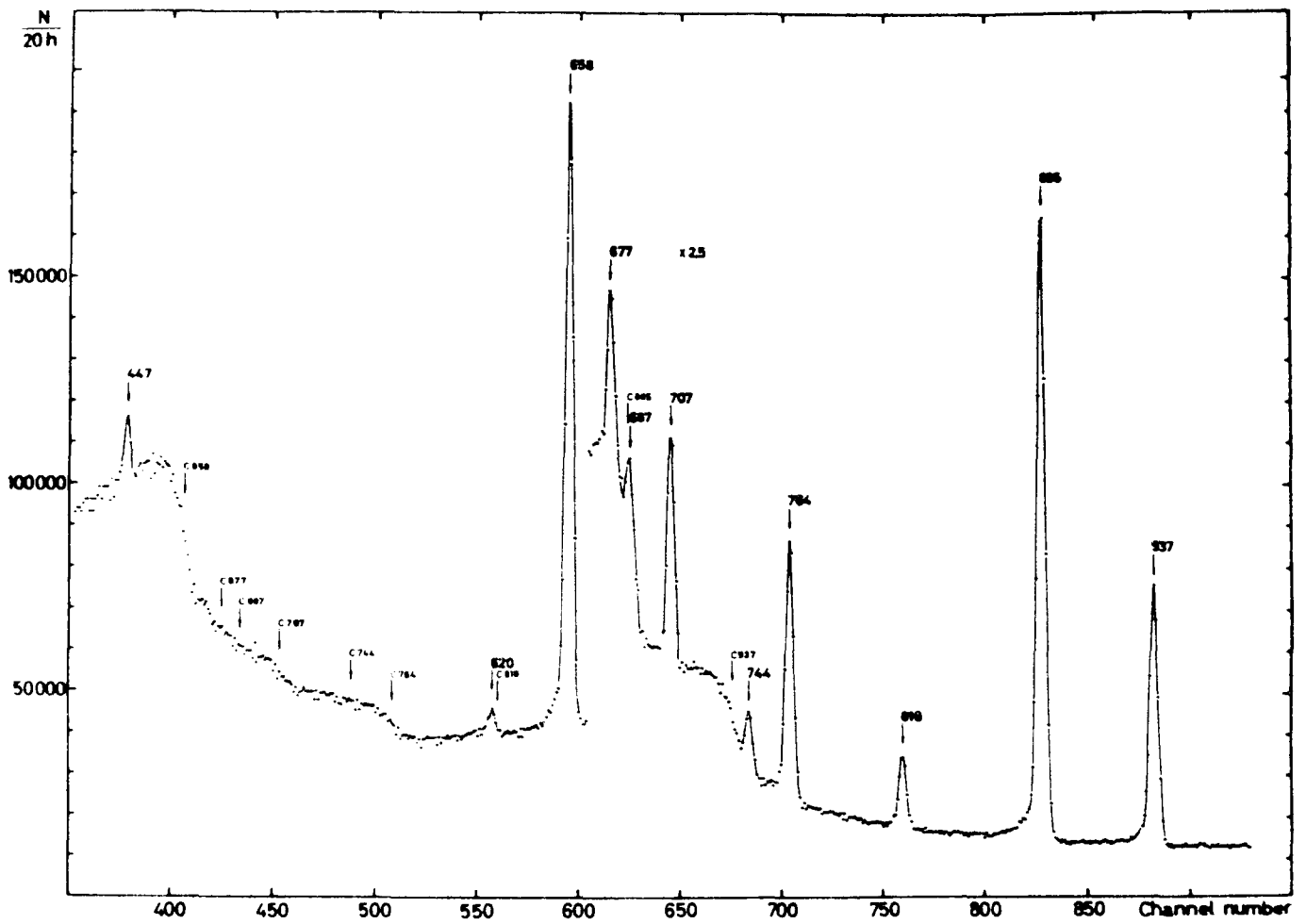


Fig.3a

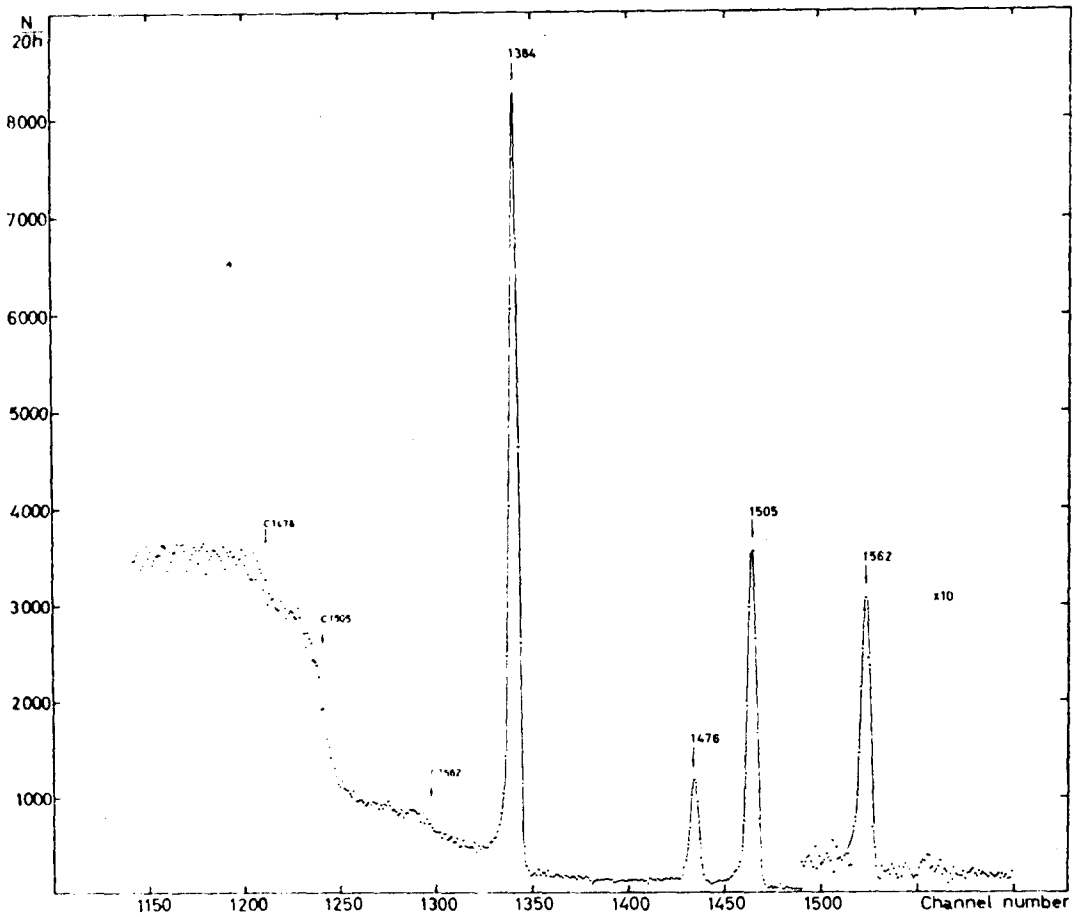


Fig.3b

Fig.3 - Espectro  $\gamma$  obtenido con un detector de Ge(Li) de 3 cm<sup>2</sup> de área por 2 mm de profundidad. La línea debil ubicada en el canal 1555 corresponde al fondo (doble escape de la línea de 2614 keV del Th C''). Las posiciones de los bordes Compton se indican con una C.

TABLA I . Energías, intensidades relativas y coeficientes de conversión

Electrones de conversión		Intensidad y relativa				$\alpha_k \times 10^3$		Multipolaridad propuesta	
Energía de transición medida adoptada	Capa de conversión	Intensidad relativa	Este trabajo, medidas (adoptadas)	Ref.16	Ref.17	Experim. <sup>d)</sup>	Teórico <sup>15)</sup>		
							M1		E2
116.34 ± 0.02 <sup>a)</sup>	K	309 ± 21							
446.79 ± 0.08 446.76 ± 0.05	K	8.9 ± 0.8	3.5 ± 0.4	7 ± 1 b)	6 ± 1 b)	7.0 ± 1.1	7.84	8.21	M1+E2
620.19 ± 0.09 620.22 ± 0.07	K	3.2 ± 0.3	2.9 ± 0.5 (2.9)	4 ± 1 b)	5 ± 1 b)	3.1 ± 0.6	3.48	3.20	M1+E2
657.72 ± 0.05 657.72 ± 0.05	K L M+N	100 ± 4 12.3 ± 0.9 2.8 ± 0.9	100 ± 4 (100)	100	100	2.75	3.03	2.75	E2
677.48 ± 0.09 677.47 ± 0.07	K L	10.9 ± 0.8 1.2 ± 0.3 <sup>c)</sup>	12.1 ± 1.8 (11.2)	10 ± 1		2.5 ± 0.4	2.83	2.54	M1+E2
686.92 ± 0.11 686.88 ± 0.07	K L M+N	6.0 ± 0.5 0.7 ± 0.2 <sup>c)</sup> 0.11 ± 0.05 <sup>c)</sup>	7.5 ± 1.5 (7.1)	7 ± 1		2.2 ± 0.5	2.74	2.45	M1+E2
706.62 ± 0.08 706.61 ± 0.07	K L M+N	16.0 ± 0.9 1.80 ± 0.15 0.33 ± 0.07	16.8 ± 1.1 (17.0)	21 ± 2	18 ± 2	2.62 ± 0.23	2.57	2.29	(M1+E2)
744.11 ± 0.11 744.13 ± 0.07	K L M+N	3.6 ± 0.3 0.3 ± 0.1 <sup>c)</sup> 0.11 ± 0.05 <sup>c)</sup>	4.7 ± 0.8 (4.5)		5 ± 2	2.1 ± 0.4	2.27	2.00	(E2)
763.89 ± 0.09 763.86 ± 0.07	K L M+N	15.7 ± 1.0 1.93 ± 0.15 0.43 ± 0.08	23.5 ± 1.5 (24.1)	24 ± 2	23 ± 2	1.84 ± 0.17	2.14	1.88	E2
817.96 ± 0.12 817.93 ± 0.08	K L	4.7 ± 0.3 0.4 ± 0.1	7.5 ± 0.7 (7.3)	10 ± 1	6 ± 1	1.72 ± 0.19	1.83	1.59	M1+E2
884.56 ± 0.09 884.59 ± 0.08	K L	37.6 ± 1.0 4.1 ± 0.4	79.1 ± 3.0 (77.2)	71 ± 5	74 ± 4	1.31 ± 0.09	1.53	1.32	E2
937.36 ± 0.11 937.32 ± 0.09	K L, M+N	15.5 ± 1.0 2.2 ± 0.2	35.7 ± 2.0 (35.5)	34 ± 3	33 ± 2	1.19 ± 0.10	1.34	1.15	E2
1384.00 ± 0.17 1384.08 ± 0.12	K L, M, N	5.6 ± 0.4 0.72 ± 0.06 <sup>c)</sup>	27.6 ± 1.1 (27.5)	20 ± 2	24 ± 1	0.55 ± 0.04	0.58	0.50	M1+E2
1475.7 ± 0.5 1475.65 ± 0.13	K	0.68 ± 0.08	4.41 ± 0.20 (4.30)	3.6 ± 1.0	4 ± 1	0.43 ± 0.06	0.50	0.44	E2
1504.72 ± 0.10 1504.81 ± 0.13	K L, M+N	2.4 ± 0.2 0.31 ± 0.08 <sup>c)</sup>	14.5 ± 0.7 (14.1)	10 ± 1	13 ± 1	0.46 ± 0.04	0.48	0.43	M1+E2
1562.1 ± 0.6 1562.06 ± 0.14	K	0.22 ± 0.03 <sup>c)</sup>	1.34 ± 0.10 (1.30)		1.2 ± 0.3	0.46 ± 0.07	0.45	0.39	(E2)

- a) Transición en  $^{110}\text{Ag}$ , Geiger <sup>26)</sup> ha obtenido un valor para la energía de 116.410 ± 0.015 keV  
 b) Puede estar influenciado por un rayo de la  $^{108}\text{mAg}$ .  
 c) No han sido comunicados valores previos por otros autores.  
 d) Los valores de  $\alpha_k$  son normalizados al valor del coeficiente de conversión E2 teórico de la transición de 658 keV.

na (c.c.i.) de las líneas K normalizados al valor teórico del c.c.i. de la transición de 657.72 keV<sup>15)</sup>, para el cual se conoce su multipolaridad. Todas las transiciones tienen un carácter E2 o M1+E2, pero los valores teóricos correspondientes a las multipolaridades E2 y M1 están muy próximos para permitir una decisión entre ellas.

Se encuentra un buen acuerdo entre los c.c.i. medidos para las transiciones de 657.72, 884.59 y 937.32 keV, y las mediciones realizadas por Newbolt y Hamilton<sup>5)</sup> por el método de conversión interna-externa. Para las otras transiciones, esos autores han usado intensidades  $\gamma$  medidas por Anton'eva et al.<sup>16)</sup> y Voinova et al.<sup>17)</sup> (conversión externa) las cuales son mucho menos precisas que las determinadas en el presente trabajo.

Es conveniente destacar que la  $^{110m}\text{Ag}$  puede considerarse como una buena fuente de calibración en energía. Además, las líneas de 884.59, 937.32, 1384.08 y 1504.81 keV se encuentran en una zona de muy bajo fondo, lo cual permite una fácil y exacta determinación de sus intensidades, haciendo de esta fuente también un buen patrón de eficiencia.

#### B6. COINCIDENCIAS ELECTRON- $\gamma$

Se obtuvieron espectros  $\gamma$  en coincidencias con 12 líneas de conversión interna. El espectro de coincidencias con la línea K de la transición de 937.32 keV se muestra en la Fig.4. En la Tabla II se dan los coeficientes de bifurcación  $b(e;\gamma)$  experimentales (los cuales se definen en la Sección V.C2). En este caso, estos coeficientes representan la fracción de la transición aceptada por el canal de electrones que está en coincidencia con la transición correspondiente al fotopico  $\gamma$ . En la columna cuatro de la Tabla II se presentan los valores de  $b(e;\gamma)$  calculados a partir del esquema de decaimiento usando las intensidades ajustadas. Cuando el espectro de coincidencia presenta un grupo de líneas no resueltas, se ha usado para el  $b(e;\gamma)$  experimental la eficiencia de detección  $\gamma$  promedio ( $\eta_m$ ) y para el coeficiente obtenido del esquema, un valor  $b(e;\gamma) = \sum_i b_i \eta_i / \eta_m$ . La Tabla II muestra que los resultados de las coincidencias sustentan el esquema de decaimiento propuesto.

#### B7. RAYOS $\beta$

Las distintas componentes de los rayos  $\beta$  fueron medidas en el espectrómetro de doble focalización con una **resolución de 0.45%**. Las energías máximas y las intensidades de las distintas ramas son dadas en la Tabla III. En la Fig.5 se muestran los Kurie plot de las ramas de alta energía. La in-

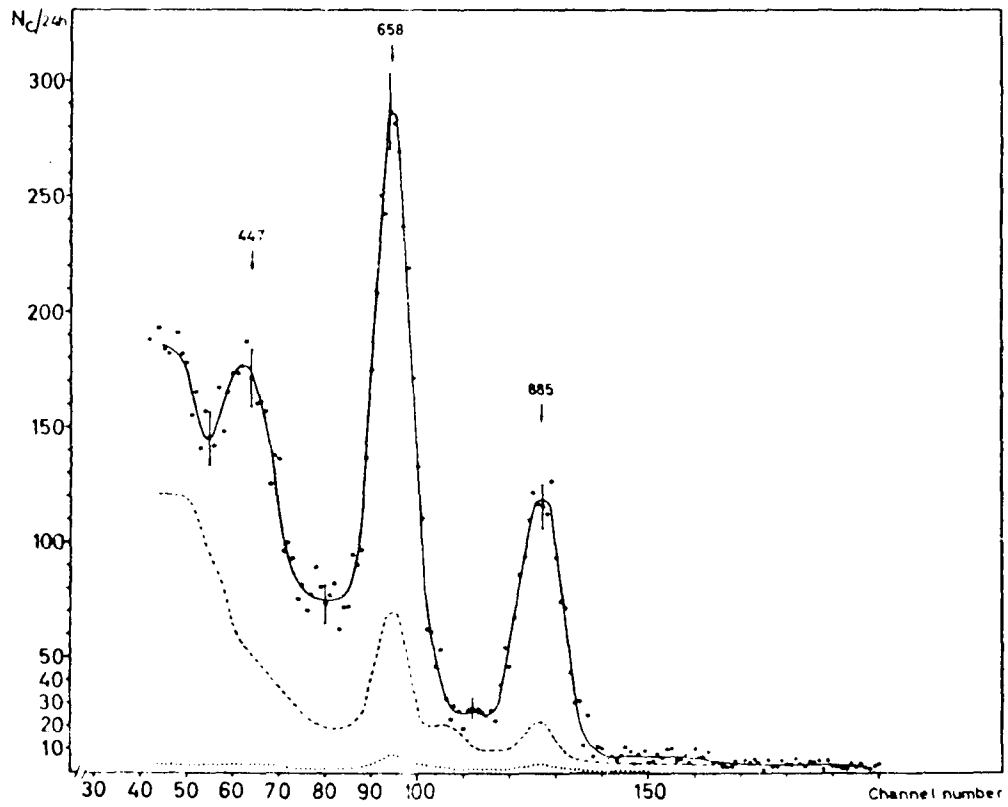


Fig.4 - Espectro  $\gamma$  en coincidencia con la línea K de la transición de 937 keV. La contribución del  $\beta$  continuo se da en línea discontinua. Las coincidencias casuales son despreciables (línea de puntos).

tensidad obtenida para el rayo  $\beta$  de 531 keV está en muy buen acuerdo con las determinaciones hechas previamente por otros autores<sup>9,14)</sup> y con la intensidad obtenida a partir de los rayos  $\gamma$ . La intensidad total que se obtiene para el rayo  $\beta$  que decae desde el nivel fundamental de la  $^{110}\text{Ag}$  es de  $1.53 \pm 0.17$  %, siendo la intensidad de la transición de 116.34 keV, deducida desde la intensidad de los electrones de conversión interna, de  $1.31 \pm 0.10$  %. Se ha encontrado un gran desacuerdo con las intensidades dadas por otros autores para los rayos  $\beta$  de 2.22 y 1.63 MeV. Se ha medido una energía mayor a la previamente publicada por otros autores para la rama de 1.63 MeV, no pudiéndose ubicar este rayo  $\beta$  en el lugar indicado en los esquemas previamente propuestos.

#### B8. COINCIDENCIAS $\beta$ - $\gamma$

Las coincidencias  $\beta$ - $\gamma$  fueron realizadas a fin de determinar el nivel alimentado por el rayo  $\beta$  de 1.63 MeV. Fueron seleccionadas regiones del espectro continuo de electrones lejanas a los picos de conversión interna. Se realizaron mediciones de 2 a 4 días de duración. En la Fig.6 se muestra un grupo de espectros  $\gamma$  en coincidencias con diferentes energías  $\beta$ . A energía  $\beta$  de 1700 keV se observa coincidencia solamente con la transición de 657.72 keV. A energía  $\beta$  más baja, el rayo  $\gamma$  de 884.59 keV aparece claramente en coincidencia, confirmando la alimentación  $\beta$  al nivel de 1542.31 keV. Se observa además coincidencia con un rayo  $\gamma$  no conocido de  $755 \pm 15$  keV. El espectro de coincidencias con rayos  $\gamma$  en la zona de energía  $\beta$  de 1300 keV (no mostrado en la Fig.6), no presenta evidencias claras de coincidencia con los rayos de 755 y 884.59 keV, pero estos rayos son claramente vistos a energía  $\beta$  de 1090 keV. Luego, los rayos  $\beta$  que dan lugar a la coincidencia con la línea de 755 keV debe alimentar un nivel debajo de 1900 keV. La intensidad de los dos rayos (884.59 y 755 keV) es muy similar a lo largo de todos los espectros de coincidencia, y son del mismo orden de magnitud que la línea de 657.72 keV. Este hecho excluye la posibilidad de que los rayos de 884.59 y 755 keV estén alimentados por rayos  $\beta$  provenientes del estado fundamental de la  $^{110}\text{Ag}$ , dado que en el decaimiento de este estado fundamental (presentado más abajo) se observa un factor mayor de 50 entre la intensidad del rayo de 657.72 keV y los demás rayos (ver Fig.7). Podemos asumir entonces que el rayo de 755 keV decae al nivel de 657.72 keV desde un nivel de 1413 keV, el cual debe estar alimentado por un rayo  $\beta$  con energía máxima de 1.7 MeV desde el decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$ . Este valor está de acuerdo con el valor medido del rayo  $\beta$  de  $1.63 \pm 0.10$  MeV. El rayo  $\beta$  que alimenta el nivel de 1542.31 keV también decae desde la  $^{110m}\text{Ag}$  con una ener-

TABLA II .Resultados de coincidencias electrón- $\gamma$

Línea de conversión K (keV)	Rayo $\gamma$ (keV)	b(e: $\gamma$ ) x 100	
		Experimental	del esquema de niveles
620	658	93 $\pm$ 30	100
	764	100 $\pm$ 40	100
	885	110 $\pm$ 40	100
658	447	5 $\pm$ 2	3.5
	620	6 $\pm$ 3	2.9
	677 to 744	35 $\pm$ 10	34.3
	764	15 $\pm$ 7	21.4
	818	7 $\pm$ 3	7.3
	885	60 $\pm$ 8	77.2
	937	24 $\pm$ 8	35.5
	1384	25 $\pm$ 3	27.5
	1505 to 1562	15 $\pm$ 2	15.8
677	658 to 707	148 $\pm$ 70	200
	885	96 $\pm$ 30	100
707	658 to 744	158 $\pm$ 60	192
	818	14 $\pm$ 5	16.4
	885	55 $\pm$ 10	66
	1467	11 $\pm$ 3	10
744	658	yes	yes
	707	yes	yes
	818	yes	yes
	1476	yes	yes
764	620 to 687	yes	yes
	818	yes	yes
	885	yes	yes
	1476 to 1505	yes	yes
818	658 to 707	yes	yes
	744 to 764	yes	yes
885	447	6 $\pm$ 2	4.5
	620 to 707	107 $\pm$ 20	140
	764	6 $\pm$ 2	4.5
	937	46 $\pm$ 5	47.4
	1384	32 $\pm$ 6	35.7
937	447	12 $\pm$ 3	9.8
	658	95 $\pm$ 15	100
	885	92 $\pm$ 10	100
1384	658	82 $\pm$ 16	100
	885	99 $\pm$ 15	100
1476	687 to 707	89 $\pm$ 30	100
	744 to 764	74 $\pm$ 25	100
1505	658	100 $\pm$ 20	100
	764	100 $\pm$ 20	100

TABLA III. Rayos  $\beta$  del decaimiento de  $^{110m}\text{Ag}$  y  $^{110}\text{Ag}$

Núcleo padre	Fuente usada : $^{110m}\text{Ag}$			Fuente usada : $^{110}\text{Ag}$	
	Ref.9 a,b)	Ref.14	Este trabajo <sup>a)</sup>	Ref.18 c)	Este trab.c)
$^{110m}\text{Ag}$	$E$ (MeV) /	0.084 61	0.087 $\pm$ 0.002 5.4		
	$\log f_I$	4.5			
	$E$ (MeV) /	0.530 $\pm$ 0.005 33	0.529 $\pm$ 0.003 36	0.531 $\pm$ 0.002 33 $\pm$ 2 8.3	
	$\log f_I$	7.1	8.2		
$^{110}\text{Ag}$	$E$ (MeV) /	1.4 $\pm$ 0.1 <sup>d)</sup> 0.10 $\pm$ 0.07 4.8	1.5 $\pm$ 0.1 0.6 11.6	1.63 $\pm$ 0.10 0.08 $\pm$ 0.04	
	$\log f_I$				
	$E$ (MeV) /				1.415 0.002 $\pm$ 0.001 <sup>e)</sup> 6.3
	$\log f_I$				
$^{110}\text{Ag}$	$E$ (MeV) /	2.18 $\pm$ 0.06 0.20 $\pm$ 0.07 5.2	2.2 $\pm$ 0.2 0.3 4.9	2.220 $\pm$ 0.040 0.10 $\pm$ 0.03 5.3	0.067 $\pm$ 0.004 <sup>f)</sup> 5.5
	$\log f_I$				
	$E$ (MeV) /	2.87 $\pm$ 0.01 1.4 $\pm$ 0.1 4.8	2.86 $\pm$ 0.02 1.4 4.7	2.891 $\pm$ 0.004 1.43 $\pm$ 0.15 4.7	1.43 4.8
	$\log f_I$				

a) Los valores absolutos de las intensidades fueron obtenidos comparando las intensidades de las ramas  $\beta$  y de las líneas de conversión K de la transición de 658 keV y relacionando las mismas a la intensidad de la fuente a través del coeficiente de conversión teórico E2 para esta transición.

b) Las intensidades están normalizadas a 100 para la rama de 0.53 MeV en las Tablas de Ref.9. Los valores presentados aquí han sido obtenidos como se describió en a) usando los datos de Ref. 9.

c) Las intensidades están normalizadas a nuestro valor para la rama de 2.89 MeV.

d) Kato et al. consideran que esta rama  $\beta$  decae del estado fundamental de  $^{110}\text{Ag}$ .

e) Las energías e intensidades se obtienen a partir de los rayos  $\gamma$ . Se considera que el nivel de 1476 keV no tiene otra alimentación  $\beta$ . Los valores de Frevert 18) están basados en la línea de 1476 keV, nuestros valores en la línea de 818 keV.

f) Intensidad obtenida a partir de los rayos  $\gamma$  y contaje  $\beta$  de los rayos  $\beta$ .

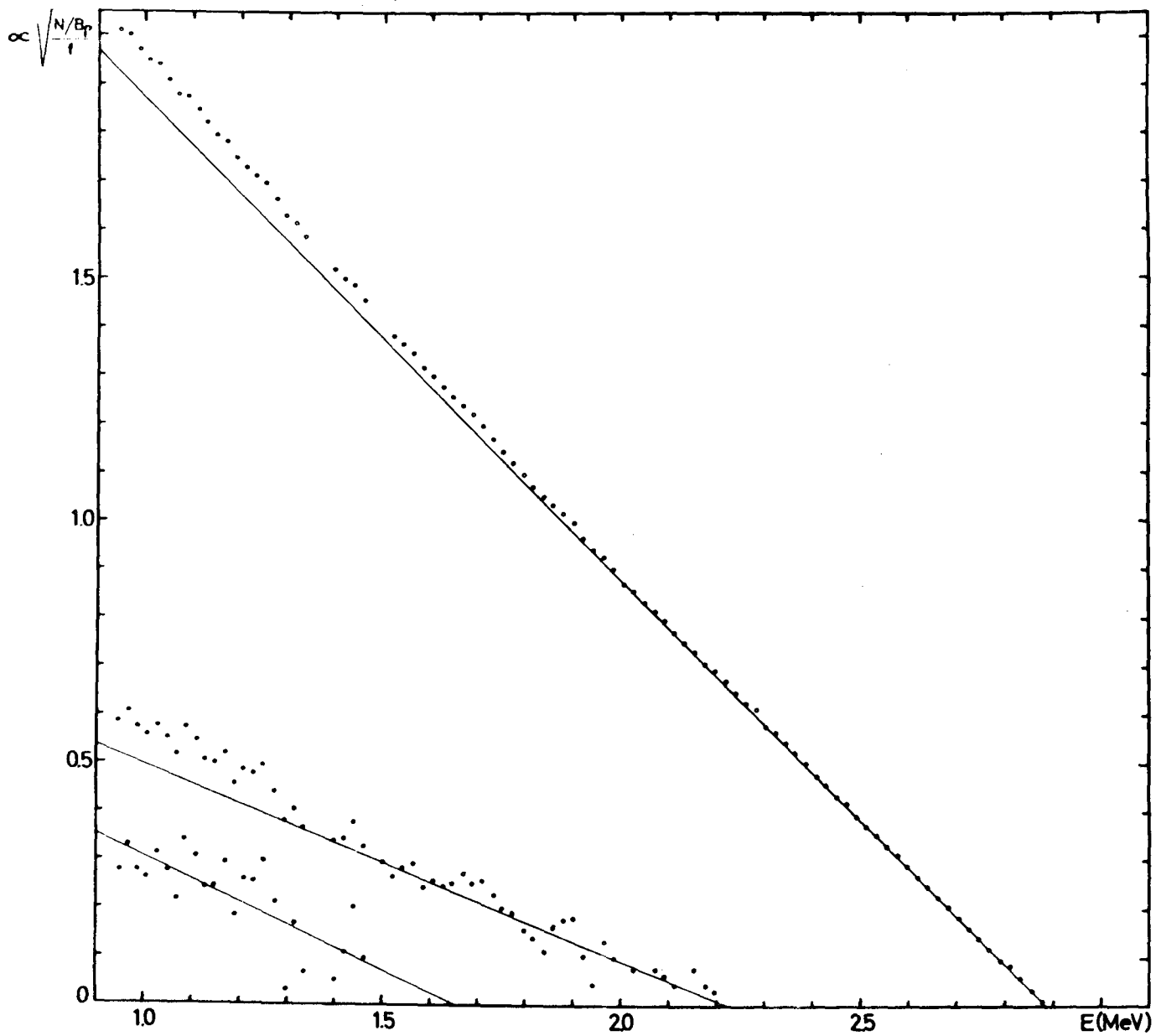


Fig.5 - Kurie plot de los rayos  $\beta$  de energía elevada. Los valores dados en la Tabla III son un promedio de tres mediciones realizadas con diferentes fuentes.

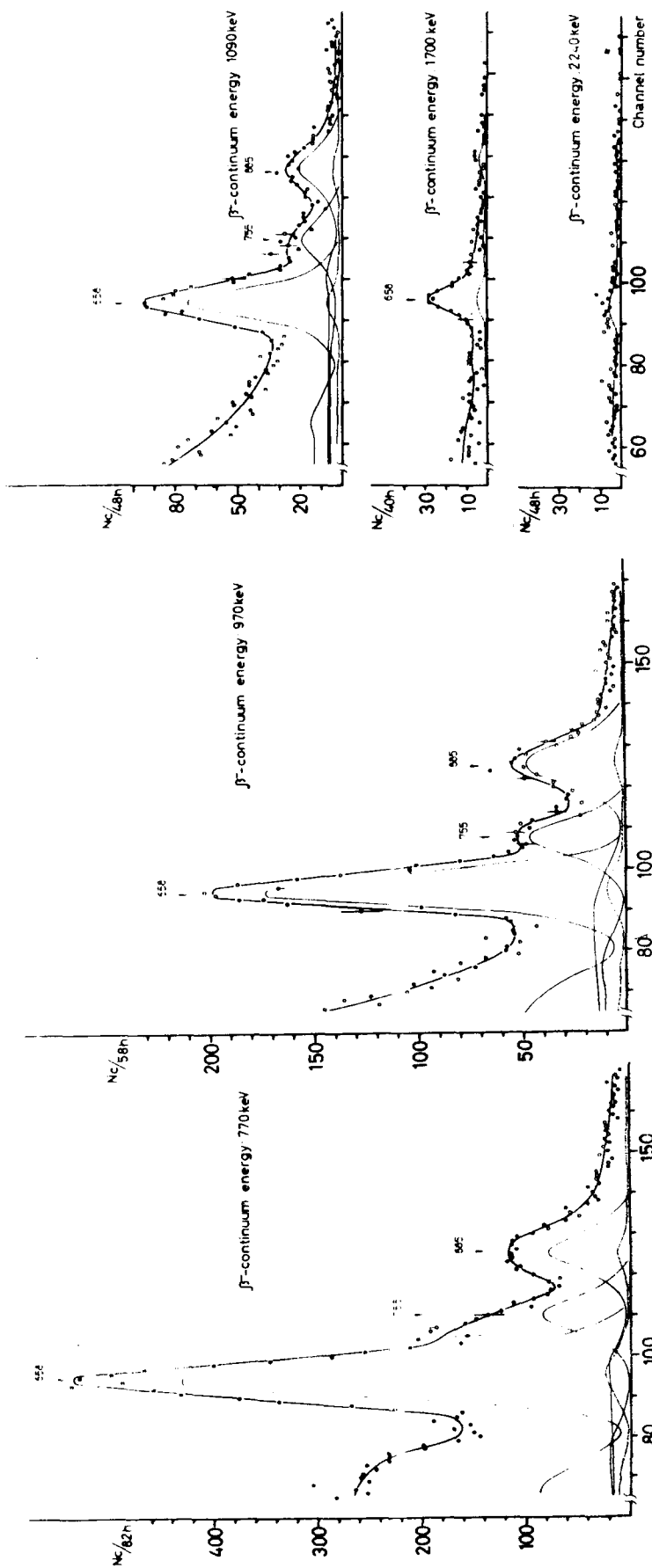


Fig.6 - Espectros  $\gamma$  en coincidencias con rayos  $\beta$ . En cada gráfico se indican las energías que se usaron para disparar las coincidencias.

gía máxima de 1468 keV. Las intensidades de las ramas  $\beta$  de 1697 y 1468 keV dadas en el esquema de decaimiento han sido evaluadas usando los datos de coincidencia y el espectro continuo.

#### B9. ESPECTRO SIMPLE DE LA $^{110}\text{Ag}$

El decaimiento de la  $^{110}\text{Ag}$  ha sido estudiado por Frevert et al.<sup>18)</sup> Estos investigadores utilizaron Ag natural para obtener sus fuentes, y el espectro  $\gamma$  mostró una línea intensa de 658 keV seguida de un fondo  $\gamma$  escalonado de intensidad decreciente, sobre el cual se veían dos líneas con energía de 1020 keV ( $^{108}\text{Ag}$ ) y 1300 keV (apilamiento?) y una línea muy débil de 1480 keV la cual fue interpretada como desexcitando el nivel de 1476 keV en  $^{110}\text{Cd}$ . El hecho de no observar la transición de 818 keV fue atribuido al alto fondo que se observaba en el espectro. Un estudio preliminar de Boley<sup>19)</sup> mostró cinco líneas de intensidades similares, una de ellas con energía de 660 keV. Una investigación de Joshi et al.<sup>20)</sup> dio por resultado sólo una línea de 967 keV.

Se ha repetido en el presente trabajo esas mediciones utilizando Ag isotópicamente enriquecida. Se usó un cristal de INa de 7.6 cm de diámetro por 7.6 cm de long, con una resolución de 7.5%. Unos pocos mg de  $^{109}\text{Ag}$  fueron irradiados en el reactor RA-2 de la CNEA durante 10 seg, con un flujo de  $10^{11}$  n/seg.cm<sup>2</sup>. Las mediciones se comenzaron 25 seg después de terminadas las irradiaciones. Fueron medidos cinco espectros a intervalos de 24 seg. En la Fig.7 se muestra un espectro, suma de dos mediciones. Se pueden ver varias líneas con intensidad del 1% o menos que la línea de 658 keV, siendo la más prominente la correspondiente a 818 keV. Basándonos en las intensidades de estas líneas hemos obtenido una alimentación del nivel de 1476 keV, relativo al nivel de 658 keV, 1.5 veces más intensa que la obtenida por Frevert et al.

Una vida media de  $25 \pm 7$  seg fue obtenida para los siguientes rayos (intensidad con  $\pm 35\%$  dada entre paréntesis): 658 keV (100), 770 keV (0.6), 818 keV (1.3), 950 keV (0.7), 1130 keV (1.0) y 1476 keV (0.7).

#### B10. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS

El esquema de niveles presentado en la Fig.8 coincide esencialmente con el propuesto por Funk y Wiedenbeck<sup>6)</sup> y confirmado por otros autores. Se propone un nuevo nivel a 1413 keV alimentado por un rayo  $\beta$  muy débil (0.04%) desde la  $^{110m}\text{Ag}$  y desexcitado solamente por el rayo de 755 keV. No se han detectado alimentación  $\gamma$  proveniente de niveles de mayor

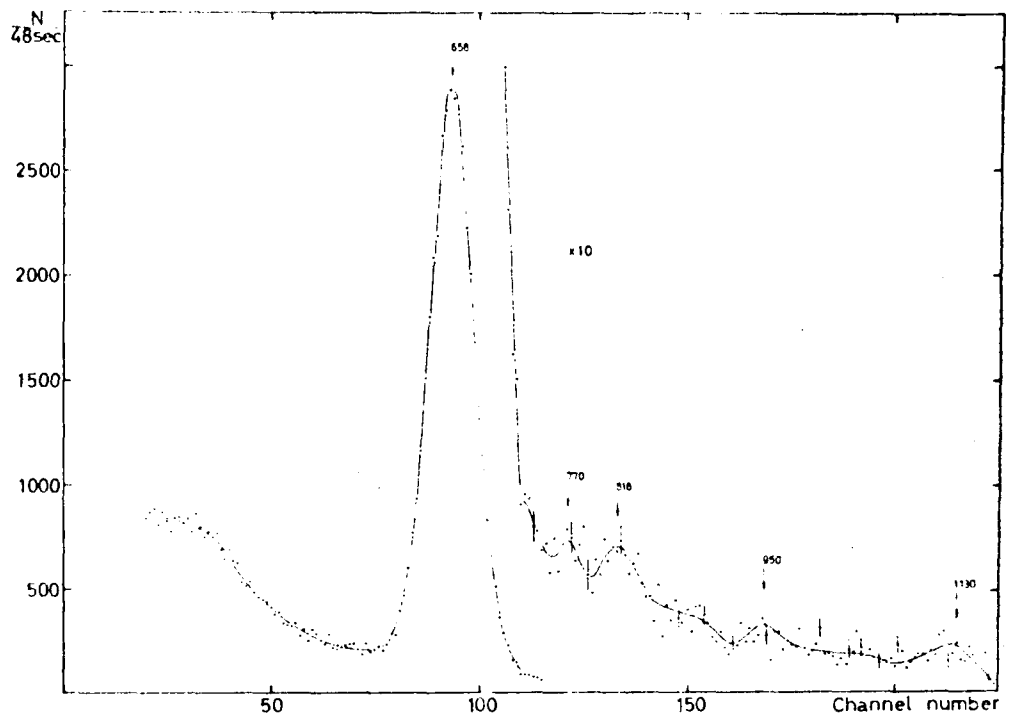


Fig.7 - Espectro  $\gamma$  de la  $^{110}\text{Ag}$  (24 seg) de 400 a 1200 keV.

energía, como cabría esperar, quedando la existencia de este nivel como un problema abierto.

Todos los otros niveles del  $^{110}\text{Cd}$ , alimentados por el decaimiento de la  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ , pueden ser considerados como muy bien establecidos y sus energías determinadas con una exactitud de  $1:10^4$ . Las energías e intensidades determinadas para las transiciones entre dichos niveles, presentan un excelente ajuste. En la discusión que sigue nos referiremos solamente a esos niveles.

Los impulsos angulares y paridades fueron discutidos en detalle por Munich et al.<sup>21)</sup> en conexión con sus mediciones de correlaciones angulares. Revisaremos rápidamente esas asignaciones. Todos los niveles tienen paridad positiva a causa de la multipolaridad E2 y/o M1 asignadas a todas las transiciones. Los impulsos angulares de los niveles con energía de 658, 1476 y 1542 keV han sido determinados por experimentos de excitación de Coulomb<sup>22,23)</sup>, siendo sus valores de 2, 2 y 4 respectivamente. Los mismos han sido confirmados por mediciones de correlación angular de la cascada 884.59-657.72 keV<sup>21)</sup>. Nuestros c.c.i. de los rayos de 657.72, 1475.65 y 884.59 keV, coinciden con esta asignación. Los impulsos angulares (entre paréntesis) de los niveles de 2162.53 (3), 2479.63 (6), y 2926.39 (5) keV fueron determinados por las correlaciones angulares de los rayos 657.72-1504.81 keV, 884.59-937.32 keV y 884.59-1384.08 keV, respectivamente. El nivel de 2219.78 keV está conectado a niveles con  $J^\pi=2^+$ ,  $4^+$  y  $5^+$  por medio de transiciones E2 y/o M1, siendo por lo tanto su impulso angular 3 ó 4. Se ha estudiado con cuidado la determinación del c.c.i. del rayo de 706.61 keV. El resultado indica que una multipolaridad E2 pura puede ser excluida, siendo por lo tanto 4 el impulso angular más probable para este nivel.

El impulso angular y la paridad del estado fundamental de la  $^{110}\text{Ag}$  se ha determinado  $1^+$  a partir de la forma permitida<sup>9)</sup> de los ra-

Los  $\beta$  que decaen al estado fundamental con  $J\pi = 0^+$  y al primer y segundo estados excitados con impulsos angulares y paridades  $2^+$  en  $^{110}\text{Cd}$ . Un impulso angular  $6$  fue determinado experimentalmente para el estado isomérico de 253 días de la  $^{110}\text{Ag}$  a partir del experimento de haz atómico<sup>24,25)</sup>. Paridad positiva fue inferida para este nivel en base a la forma permitida<sup>14)</sup> de los rayos  $\beta$  que alimentan niveles de paridad positiva en  $^{110}\text{Cd}$ .

La multipolaridad M4 asignada a la transición de 116.34 keV es una consecuencia de varias mediciones cuidadosas realizadas por Geiger<sup>16)</sup> de las relaciones  $K/L$  y  $L_I/L_{II}/L_{III}$  de las líneas de conversión interna. La existencia de una transición E1 en cascada con la transición de 116.34 keV ha sido postulada desde un nivel con impulso angular y paridad  $2^-$ . Katch y Yoshizawa<sup>9)</sup> determinaron un límite superior de 25 keV para esta transición desde la ausencia de electrones de conversión en el espectro simple. Pasternak y Nardi<sup>28)</sup> estudiaron los rayos  $\gamma$  en coincidencia con los rayos  $x$  de la línea K de la transición isomérica y redujeron el límite superior de esta transición a 5 keV, a menos que la  $T_{1/2}$  del nivel sea mayor de 2  $\mu\text{seg}$ . Hamilton et al.<sup>11)</sup>, estudiando las líneas de conversión interna de bajas energías del decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$  con un espectrómetro de doble focalización de alta precisión (sin núcleo de hierro), no encontraron ninguna línea de conversión para energías  $E \geq 4$  keV. Cabe señalar que Jaffee<sup>27)</sup> ha mencionado que en una medición del número de rayos  $x$  de las líneas K de la Ag, éste es mayor que el esperado desde la conversión interna en la capa K de la transición de 116.34 keV. Este resultado puede quizás ser explicado por el hecho de que tenía presente  $^{108m}\text{Ag}$  en su fuente, y dicho isómero no era conocido en su tiempo. Un balance de energía usando la energía  $\beta$  máxima determinada en el presente trabajo y las energías  $\gamma$ , dan un  $Q_{\beta}$  de  $3010 \pm 2$  keV para la  $^{110m}\text{Ag}$  y una energía de  $119 \pm 5$  keV para el nivel isomérico. Esto confirma los resultados previos<sup>11,28)</sup> y muestra que cualquier transición que siga al rayo de 116.34 keV debe tener energía muy baja.

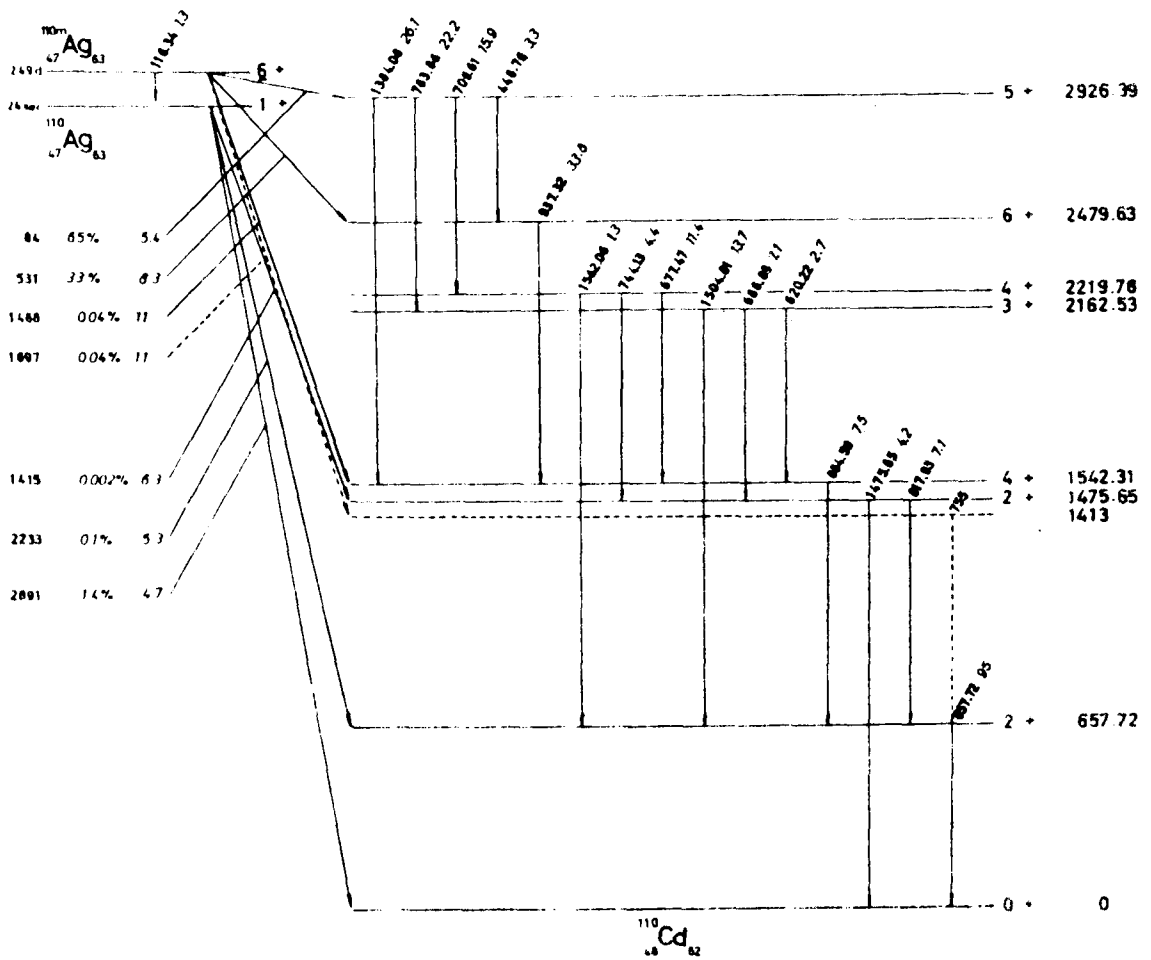


Fig.8 - Esquema de decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$ .

Con posterioridad a la terminación de este trabajo, varios autores han encontrado evidencias de esta transición. Midiendo el espectro  $\gamma$  de la reacción  $\text{Ag}^{109}(\text{n},\gamma)\text{Ag}^{110}$  Freund<sup>29)</sup> determinó la existencia de un nivel de 1.6 keV el cual es alimentado por la transición isomérica de 116.34 keV. Repitiendo esta medición, Kane y Scharff-Goldhaber<sup>30)</sup> confirmaron la existencia de este nivel con una energía de  $1.28 \pm 0.10$  keV. La paridad negativa determinada para dicho nivel proviene de la asignación de multipolaridad a partir de c.c.i. de transiciones que alimentan al nivel fundamental y al nivel mencionado.

Cabe destacar que la energía del estado isomérico determinada como 117.69 keV concuerda con el valor determinado a partir de nuestras mediciones (119 $\pm$ 5 keV).



## C. DECAIMIENTO DE $^{106m}\text{Ag}$ A $^{106}\text{Pd}$

### C1. INTRODUCCION

Los niveles del núcleo  $^{106}\text{Pd}$  son alimentados por el decaimiento de los núcleos  $^{106,106m}\text{Ag}$  y  $^{106,106m}\text{Rh}$ . Si bien este núcleo ha sido estudiado por varios investigadores<sup>4,31-35)</sup> a partir de la alimentación de ambos núcleos padres, la mayor información ha sido obtenida<sup>4,31)</sup> a partir del decaimiento de la  $^{106m}\text{Ag}$  (8 días). Sin embargo, el esquema de niveles propuesto no puede ser considerado como definitivo, y los impulsos angulares y paridades están indeterminados en muchos casos. Dado que no han sido publicadas mediciones de espectros y de gran precisión, una medición hecha con detectores de Ge(Li) puede llevar a un mejor conocimiento del esquema de niveles.

### C2. PREPARACION DE LA FUENTE

La fuente fue obtenida mediante la reacción  $^{107}\text{Ag}(n,2n)^{106}\text{Ag}$  bombardeando un blanco de Ag natural con neutrones rápidos producidos en la reacción  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  en el sincrociclotrón de la CNEA. Las mediciones comenzaron un día después de terminadas las irradiaciones. La única actividad de vida media larga observada fue la de  $^{106m}\text{Ag}$ .

### C3. INSTRUMENTOS DE MEDICION

La mayoría de las mediciones fueron realizadas con un detector de Ge(Li) de  $4\text{ cm}^2$  de área por 5 mm de profundidad marca RCA acoplado a un preamplificador Tennelec modelo TC130, un amplificador Tennelec modelo TC200 y un multicanal RIDL de 1600 canales. Algunas mediciones fueron realizadas con un detector de Ge(Li) de  $4\text{ cm}^2$  de área por 3 mm de profundidad marca Ortec.

#### CA. ESPECTROS Y SIMPLES Y COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA

En la Fig. 9 se muestra el espectro  $\gamma$  simple obtenido con el detector de Ge(Li) marca RCA. Las energías de las transiciones determinadas por Scheuer et al.<sup>31)</sup> con una precisión de aproximadamente 0.05% a partir de las mediciones de los electrones de conversión interna (e.c.i.), fueron utilizadas como calibración interna. Esta calibración fue completada haciendo uso de las líneas de  $^{110m}\text{Ag}$  cuyas energías fueron determinadas con gran precisión en el trabajo anterior (ver Sección II.1.B). La calibración en eficiencia fue realizada de la manera descrita en la Sección II.1.B5. Los resultados son dados en la Tabla IV.

Se han usado las intensidades de los rayos  $\gamma$  obtenidos en el presente trabajo y las intensidades de los e.c.i. determinadas por Scheuer et al. para calcular los coeficientes de conversión interna (c.c.i.) de las líneas  $k$  relativos al coeficiente de la transición de 512 keV para la cual se adoptó el valor E2 teórico dado por Sliv y Band<sup>15)</sup>.

#### CE. DISCUSION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS

Con la excepción de unas pocas líneas débiles comunicadas por Smith<sup>36)</sup> como resultado de sus mediciones de e.c.i., fueron observadas todas las líneas anteriormente conocidas. No fue posible confirmar si la transición de 717.1 keV es doble, como fue sugerido por Scheuer et al. En la siguiente discusión se asume que toda la intensidad  $\gamma$  observada pertenece a la transición de 717.1 keV.

Se dan valores precisos de energía para 14 transiciones las cuales, o no fueron medidas previamente en conversión interna, o no eran conocidas. De 44 transiciones, 42 fueron puestas en el esquema de decaimiento propuesto en la Fig. 10. En la Tabla IV se dan los valores ajustados de las energías de las transiciones, los cuales han sido obtenidos como diferencia de energía de niveles.

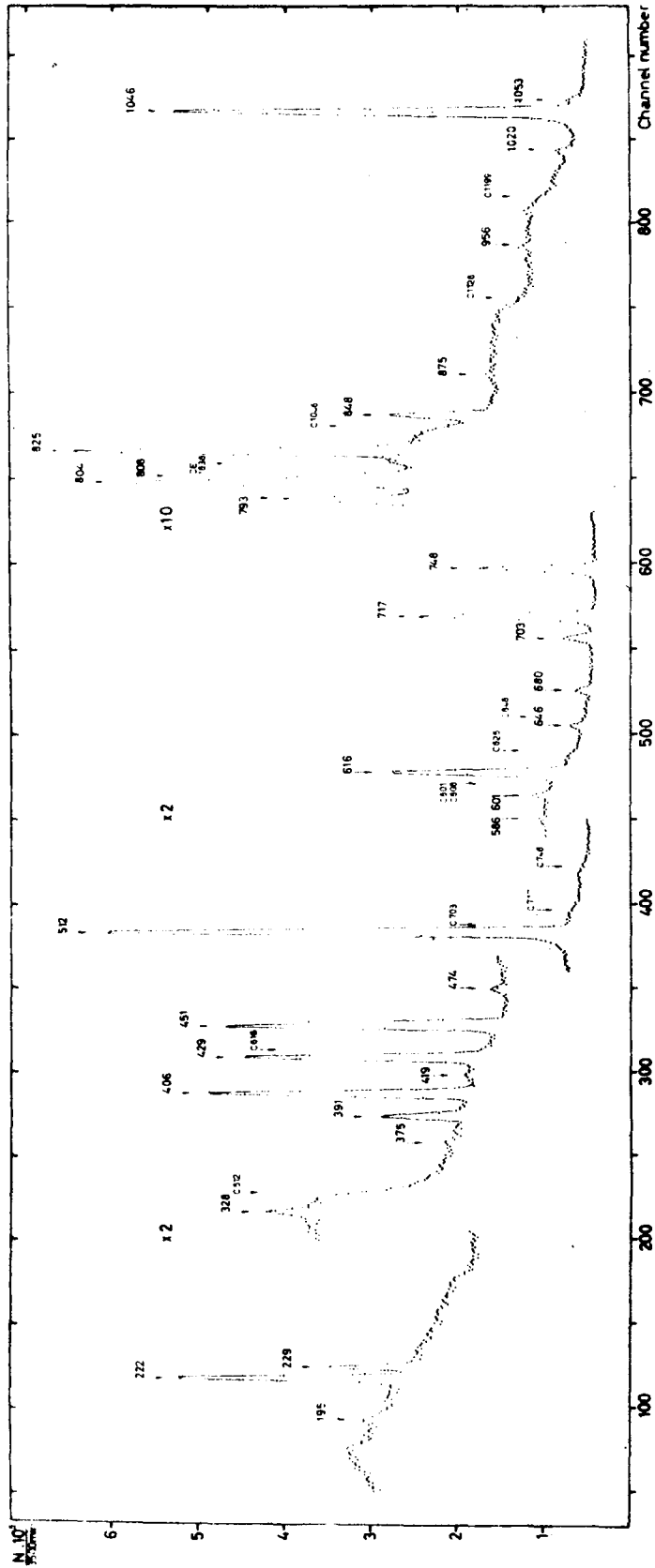


Fig.9a -

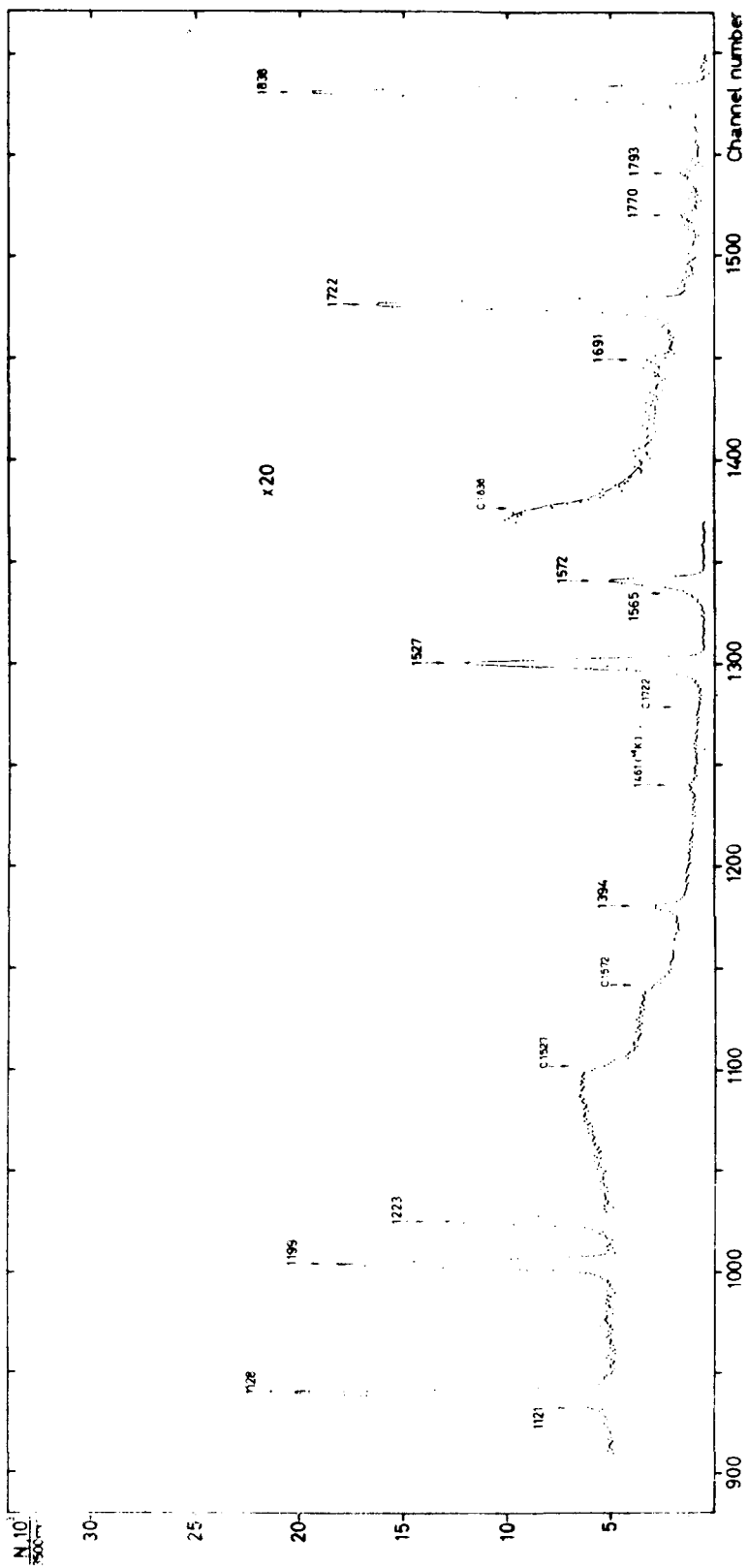


Fig.9b

Fig.9 - Espectro  $\gamma$  obtenido con un detector de Ge(Li) de 4 cm<sup>2</sup> de área por 5 mm de profundidad. Se indican con una C las posiciones de los bordes Compton.

Con la presente precisión de los valores de energía, se puede considerar que un estado puede ser definitivamente colocado en el esquema de niveles cuando es alimentado o desexcitado por cinco o más transiciones conocidas. Los niveles de 2083.8, 2282.0 y 2365.2 keV requieren evidencias adicionales dado que no cumplen con el requisito mencionado. Una segunda comprobación para el esquema de niveles es el balance de intensidades. La suma de las intensidades de las transiciones que desexcitan un nivel es igual o mayor que la suma de las transiciones que lo alimentan. Se ha encontrado que la  $^{106m}\text{Ag}$  alimenta principalmente a los dos niveles de energía más alta. No se puede dar conclusiones definitivas sobre la existencia de los niveles de 2282.0 y 2365.2 keV.

Los coeficientes de conversión interna muestran que las transiciones de 228.53, 450.80 y 748.2 keV tienen una multipolaridad E1. Todas las otras transiciones para las cuales se ha determinado el c.c.i. presentan multipolaridad M1 y/o E2. Estudios previos<sup>36)</sup> atribuyen multipolaridades M1 y/o E2 a todas las transiciones con excepción de la de 807.5 keV. El presente resultado indica impulso angular y paridad 3- y 4- para los niveles de 2083.8 y 2305.3 keV. En un estudio de excitación Coulombiana<sup>38)</sup> fue encontrado un nivel 3- a una energía de  $2086 \pm 16$  keV, lo cual está de acuerdo con lo determinado por nosotros. Todos los otros niveles tienen paridad positiva. El impulso angular 5 para el nivel de 2756.2 keV está determinado a partir de mediciones de correlaciones angulares<sup>37)</sup>. La alimentación  $\beta$  al nivel de 2951.1 keV sugiere impulso angular 5 ó 6, pero nosotros hemos elegido el primero dado que no es probable que el rayo de 645.5 keV tenga una multipolaridad M2. Hemos excluido  $J=5$  y  $6$  para los demás niveles, pues sino se debería observar una alimentación  $\beta$  intensa a los mismos. El impulso angular de los tres primeros niveles excitados son conocidos por mediciones de correlación angular y excitación de Coulomb<sup>39,40)</sup>.

TABLA IV. Energías, intensidades relativas y coeficientes de conversión

$E_{\gamma}$ (keV)		$I_{\gamma}$	$I_e^a)$	$\alpha_k \times 10^3$			
Medida	Ajust.			Exper. c)	Teórico d)		
					E1	M1	E2
194.93 ± 0.15 a)	194.9	6 ± 3	44 ± 6	36 ± 18	19.5	54	101
221.51 ± 0.10 a)	221.5	83 ± 8	630 ± 50	37 ± 5	13.1	38	70
228.53 ± 0.12 a)	228.5	29 ± 5	67 ± 8	11.3 ± 2	11.8	36	64
328.27 ± 0.25 a)	328.4	18 ± 3	32 ± 16	9 ± 5	4.6	14	18
375.1 ± 0.7 b)	374.5	3 ± 1					
390.90 ± 0.20 a)	391.0	43 ± 3	98 ± 25	11 ± 3	3.0	9.1	10.7
406.00 ± 0.15 a)	406.0	152 ± 10	300 ± 20	9.6 ± 0.7	2.7	8.2	9.5
418.6 ± 0.7 b)	418.4	7 ± 3					
429.46 ± 0.15 a)	429.5	161 ± 14	260 ± 20	7.9 ± 0.8	2.4	7.2	8.1
450.80 ± 0.20 a)	450.9	310 ± 16	160 ± 15	2.5 ± 0.3	2.1	7.4	7.0
474.2 ± 0.3 a)	474.2	12 ± 3	17 ± 5	7.2 ± 2.5	1.87	5.6	6.0
511.77 ± 0.20 a)	511.77	1000 ± 30	1000 ± 40	4.87			4.87
586.0 ± 0.8 b)	585.9	9 ± 3					
600.88 ± 0.25 a)	600.9	23 ± 7	15 ± 4	3.2 ± 1.0	1.07	3.2	3.1
616.05 ± 0.25 a)	616.05	236 ± 20	155 ± 15	3.2 ± 0.4	1.02	3.0	2.9
645.5 ± 1.0 b)	645.6	18 ± 3					
680.3 ± 0.6 a)	679.5	25 ± 8					
703.3 ± 0.5 a)	702.9	52 ± 4	30 ± 10	2.8 ± 0.3	0.76	2.2	2.0
717.1 ± 0.4 a)	717.1	320 ± 12	130 ± 10	2.0 ± 0.2	0.73	2.1	1.92
748.2 ± 0.3 a)	748.2	227 ± 10	37 ± 4	0.8 ± 0.1	0.66	1.85	1.7
792.8 ± 0.3 a)	792.9	65 ± 13	24 ± 3	1.8 ± 0.4	0.60	1.65	1.47
803.9 ± 0.3 a)	804.0	124 ± 10	40 ± 4	1.6 ± 0.2	0.59	1.60	1.43
807.5 ± 0.5 a)	807.9	42 ± 8	12 ± 3	1.4 ± 0.4	0.58	1.57	1.40
824.5 ± 0.3 a)	824.4	160 ± 14	54 ± 5	1.6 ± 0.2	0.56	1.50	1.35
847.5 ± 0.4 a)	847.8	45 ± 10	14 ± 4	1.5 ± 0.5	0.53	1.43	1.22
875 ± 2 b)	874.4	7 ± 3					
956 ± 2 b)	956.0	8 ± 3					
1019.7 ± 0.8 b)	1019.3	9 ± 5					
1045.7 ± 0.4 a)	1045.5	285 ± 25	48 ± 4	0.8 ± 0.10	0.35	0.94	0.80
1053 ± 3 b)	1053.1	11 ± 3					
1121 ± 2 b)	1121.3	9 ± 3					
1127.8 ± 0.5 a)	1127.8	106 ± 6	13 ± 3	0.60 ± 0.15	0.30	0.76	0.66
1199.1 ± 0.6 a)	1198.9	106 ± 8	13 ± 4	0.60 ± 0.20	0.27	0.66	0.58
1222.8 ± 0.6 a)	1222.4	61 ± 6	8 ± 3	0.65 ± 0.25	0.26	0.63	0.56
1394.2 ± 1.0 b)	1393.8	17 ± 6					
1527.0 ± 1.0 b)	1527.3	155 ± 5					
1565 ± 2 b)	1564.9	8 ± 4					
1572.1 ± 1.0 b)	1572.0	70 ± 5					
1691 ± 2 b)		0.5 ± 0.2					
1722.1 ± 1.2 b)	1722.2	15 ± 1					
1770 ± 2 b)	1770.2	0.6 ± 0.2					
1793 ± 2 b)	1793.5	0.6 ± 0.2					
1837.9 ± 1.2 b)	1838.4	20 ± 2					
2082 ± 2 b)		0.20 ± 0.06					

a) Energías medidas por Scheuer et al..<sup>31)</sup>

b) Este trabajo.

c) Los valores de  $\alpha_k$  están normalizados al coeficiente de conversión E2 de la transición de 512 keV.

d) Valores teóricos de Sliv y Band (Ref. 15).





## 2. DECAIMIENTO RADIOACTIVO DE NUCLEOS CON VIDA MEDIA CORTA ( $T_{1/2} < 30$ min)

### A. PRODUCCION DE FUENTES

#### A1. PLANTEO DEL PROBLEMA

Como fue discutido en la Sección I, a fin de estudiar las propiedades nucleares de los isótopos de vida media corta ( $T_{1/2} < 30$  min) se requiere que la producción y el transporte del material radiactivo hasta el lugar de medición, se realice en el menor tiempo posible. Como se mencionó en la Sección II.A, en general, las reacciones nucleares generan varios isótopos y es necesario separarlos antes de su estudio. Los métodos químicos de separación son lentos (algunas decenas de minutos en la llamada química rápida) y se hace imprescindible el uso de un separador electromagnético de isótopos. Los productos de la reacción son llevados directamente desde el lugar donde se producen a la fuente de iones del separador. En general la cantidad de material radiactivo producido por este método es pequeña y es necesario que el proceso se realice en forma continua durante un tiempo apreciable (en algunos casos varios días). El principio fue primeramente aplicado en el separador de isótopo de Copenhague en el año 1950 por Kofoed-Hansen y Nielsen<sup>42)</sup>, pero dada la complejidad de los espectros que se obtienen y los detectores disponibles en aquella época, este sistema no dio resultados concretos.

Según el tipo de reacción utilizada es posible estudiar o núcleos con exceso de protones o núcleos con exceso de neutrones. Los métodos principales para la producción de núcleos ricos en protones son las reacciones inducidas por partículas cargadas con energía media (<50 MeV) (reacciones (p,xn), (d,xn), ( $\alpha$ ,xn) ) y las reacciones inducidas por partículas de energía elevada (600 MeV) (spallation) ó iones pesados (reacciones (HI,xn) y spallation). Las reacciones con iones pesados tienen la ventaja de que pueblan niveles con impulso angular elevado.

El lado de la curva de estabilidad rica en neutrones puede ser alcanzado por fisión de elementos pesados tales como  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  y  $^{252}\text{Cf}$ . Otras posibles reacciones son (n,p) y (n, $\alpha$ ) inducidas por neutrones rápidos y (p,2p) inducidas por protones de alta energía.

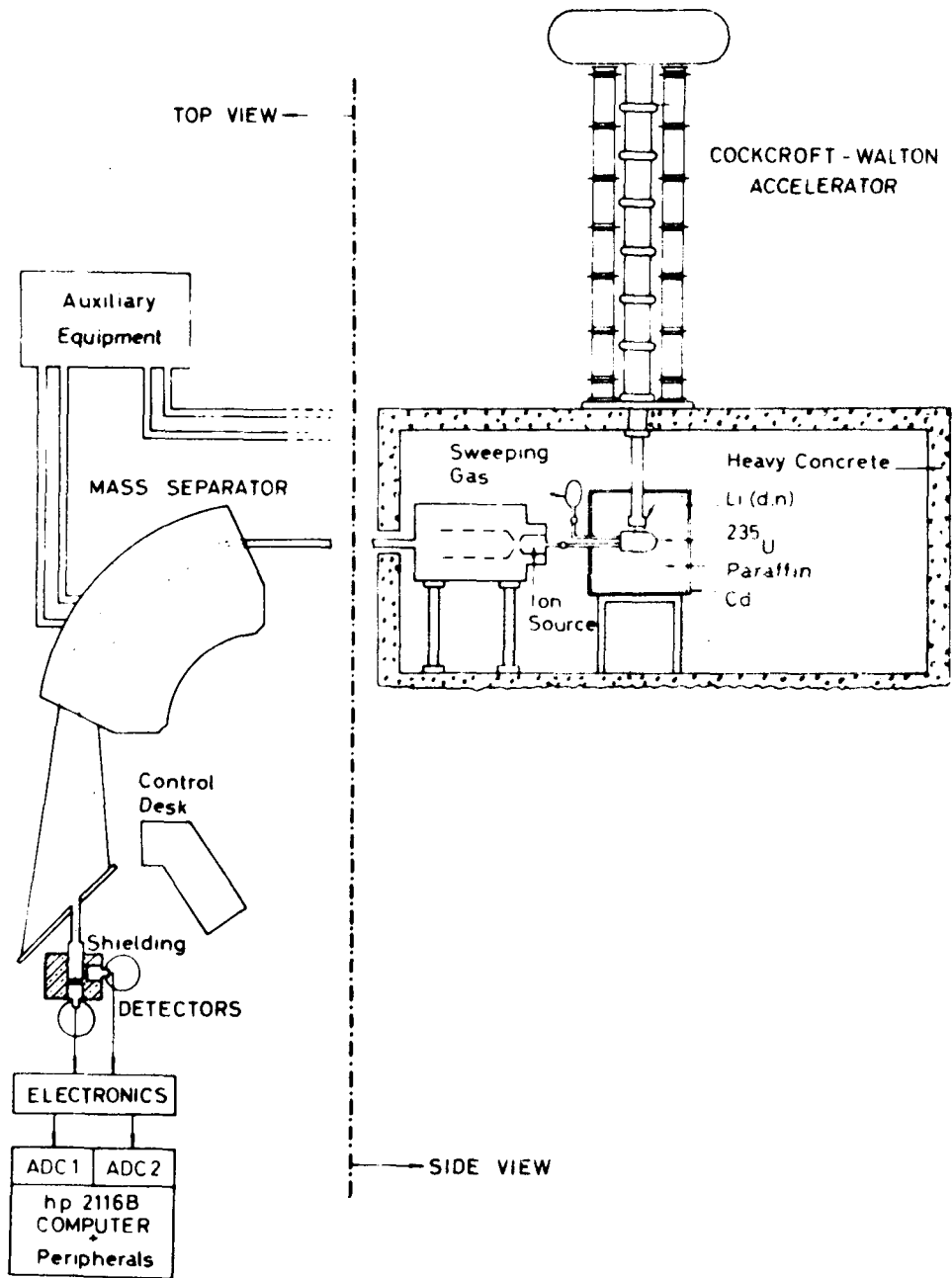


Fig.11 - Proyecto IALE. Vista en conjunto del sistema experimental.

## A2. EL PROGRAMA IALE

De las distintas combinaciones posibles para el estudio de isótopos de vida media corta, en el denominado programa IALE<sup>43,44</sup>) (Isótopos Alejados de la Línea de Estabilidad) que se lleva a cabo en los Laboratorios de Espectroscopía Nuclear de la Comisión Nacional de Energía Atómica, se ha elegido el siguiente sistema.

Mediante un acelerador en cascada se producen neutrones a través de la reacción  ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ . Estos neutrones, una vez termalizados, inciden sobre un blanco de  ${}^{235}\text{U}$ . Los productos de fisión son llevados a través de un caño a la fuente de iones del separador electromagnético de isótopos. Los isótopos son separados según sus masas y una de ellas es recogida frente a un grupo de detectores que analizan las radiaciones emitidas. Los isóbaros son a su vez separados por sus vidas medias recogiendo el material radiactivo sobre una cinta móvil y regulando la velocidad de circulación de la misma. De esta manera es posible favorecer el crecimiento de un núcleo frente a otro de la cadena de igual A.

En la Fig.11 se muestra un esquema del sistema completo y en la sección siguiente se describe con mayor detalle los distintos componentes.

## A3. DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA DE PRODUCCIÓN DE FUENTE

A3.1. La fuente de neutrones. Como mencionamos en la Sección anterior la fuente de neutrones térmicos consiste fundamentalmente en neutrones generados en la reacción  ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$  y termalizados en parafina.

Los deuterones usados en la reacción son acelerados hasta una energía de  $\approx 1$  MeV mediante un acelerador en cascada Cockroft-Walton (para una descripción del mismo ver Ref.45). El acelerador posee en la actualidad una fuente de iones del tipo de radiofrecuencia que produce hasta 10 mA de deuterones. El blanco de Li se encuentra en el centro de un cubo de parafina de 90 cm de lado.

Para las condiciones normales de operación del acelerador, 1.5 a 2 mA de deuterones acelerados a 900 kV, en el hueco central del cubo de parafina se tiene un flujo de neutrones térmicos de  $\approx 5 \times 10^8$  n/cm<sup>2</sup>seg medido con hojuelas de In. La máxima corriente alcanzada es de 2 mA. Esta corriente, aunque es menor que la que puede entregar la fuente de iones, es suficiente para las experiencias encaradas.

A3.2. El material fisionable y el separador de isótopos. Como material fisionable se utiliza  ${}^{235}\text{U}$  en forma de estearato de uranilo (16 g de U enriquecido al 90% en  ${}^{235}\text{U}$  en un volumen de 100 cm<sup>3</sup>). La muestra se encuentra encerrada en un recipiente de acero inoxidable dentro del hueco central del cubo de pa-

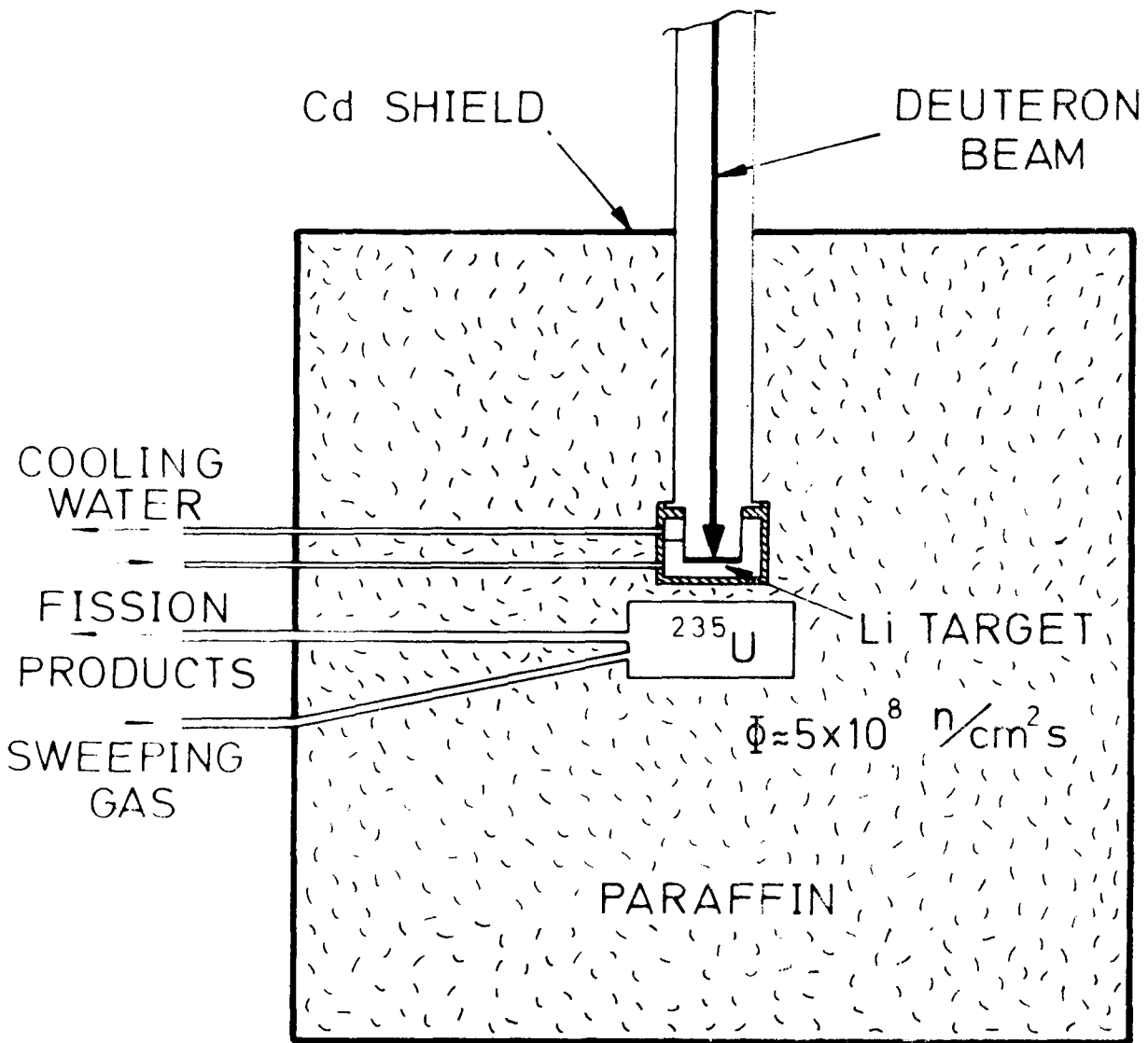


Fig.12 - En la figura se muestra la parte final del tubo acelerador, el cubo de parafina donde se produce la termalización de los neutrones y el recipiente de acero, con sus conexiones a la fuente del separador, que contiene al  $^{235}\text{U}$ .

rafina (ver Fig.12). La fuente de iones del separador está unida al recipiente que contiene el  $^{235}\text{U}$  a través de un caño de  $\approx 50$  cm de largo. Junto con los productos de fisión llega a la fuente de iones gas estable (Xe o Kr según la zona de estudio). Este gas permite condiciones estables de operación en la fuente de iones dado que la cantidad de productos de fisión es muy pequeña y no es suficiente. Este gas es usado además como referencia en el colector para ubicar la masa en estudio.

El separador fue especialmente diseñado y construido en el laboratorio de la CNIA para el proyecto IALE. Es un separador de alta eficiencia, gran dispersión y resolución pero solo es capaz de procesar cantidades pequeñas de sustancias.

La fuente de iones tiene una cámara de descarga cilíndrica de grafito y un filamento de tungsteno de 0.8 mm de diámetro. La extracción es axial. El haz de iones es acelerado hasta 80 kV. Tiene un sistema electrostático de lentes de cuatro elementos para conformar ópticamente el haz.

El imán analizador es de  $90^\circ$  de deflexión, con ángulos de entrada y salida no perpendiculares a la trayectoria central con lo que resulta de doble focalización. El radio de curvatura es de 1.5 m y el campo máximo en el entrehierro de 10 cm es de 4300 Gauss.

El separador es capaz de operar en forma estable con eficiencia del orden del 10% para gases nobles y una dispersión de 25 mm entre masas consecutivas del Xe con una imagen de 3 mm de diámetro. En la Fig.13 se muestra un esquema separador.

A3.3. Colección y separación de isóbaros por sus vidas medias. La masa en estudio se colecta sobre una lámina de Al o sobre una cinta de Mylar aluminizada. Las demás masas son detenidas a unos 80 cm delante del colector. Un blindaje adecuado impide que las radiaciones emitidas por estas masas alcancen a los detectores. Cuando se estudia una masa A, la contaminación de hidruros de la masa A-1 es del orden de  $5 \cdot 10^{-4}$  de la intensidad de la masa A-1. En la posición del colector, la cola de la distribución de intensidades de la masa A+1 tiene una altura de alrededor de  $10^{-4}$  su altura máxima.

En el caso especial del set-up descrito sólo es posible que lleguen al colector isótopos de Xe y Kr (gases nobles) ó I y Br (volátiles) pues los demás isótopos no emanan de la masa de U donde se producen. Por decaimiento de estos isótopos se tiene toda una cadena de núcleos radiactivos. Es necesario entonces introducir un elemento más de separación al ya descrito. Esta separación se realiza a través de la vida media de los núcleos radiactivos midiendo a distintos intervalos de tiempo después de la colección. De esta mane-

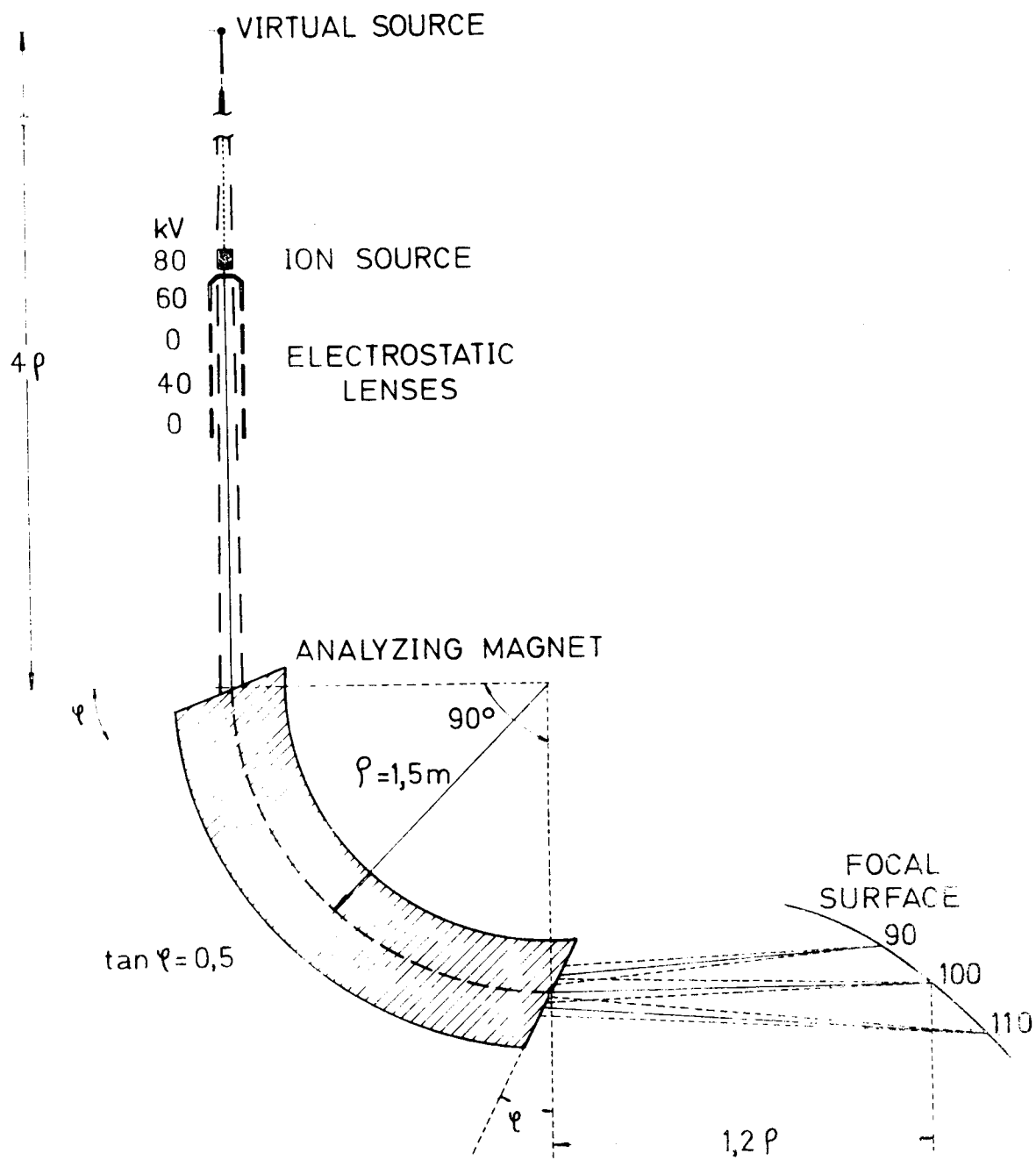


Fig.13 Vista esquemática del separador de masas, mostrando la posición de la fuente virtual.

ra se puede variar la cantidad relativa de los distintos isóbaros y se puede así, mediante el análisis de las intensidades relativas de las radiaciones emitidas, identificar a qué elemento pertenecen. Esta operación se realiza colectando los isóbaros sobre una cinta móvil y desplazando ésta a intervalos convenientes, alejando la actividad medida y recogiendo otra fresca.

El tiempo de transporte de todo el sistema es tal que permite la observación de isótopos de vida media tan cortas como la del  $^{142}\text{Xe}$  (1.2 seg) y  $^{143}\text{Xe}$  (1.0 seg).



B. DECAIMIENTOS DE  $^{136}\text{I}$ ,  $^{138}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Xe}$  A  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{Cs}$

B1. INTRODUCCION

La importancia del estudio de las propiedades de los núcleos alejados de la línea de estabilidad  $\beta$  (y por ende con vida media corta) fue expuesta repetidamente por varios autores durante los últimos años en una serie de publicaciones y, en particular, en varias conferencias internacionales<sup>46-49</sup>. Entre esas propiedades, el impulso angular y la paridad de los estados excitados son de suma importancia, siendo la correcta predicción de los mismos uno de los test más fuertes para los modelos nucleares. Como los coeficientes de conversión interna dependen fuertemente del orden de la multipolaridad y del carácter eléctrico o magnético de las transiciones, sus mediciones generalmente permiten una asignación sobre base sólida del impulso angular y la paridad de los niveles con los cuales dichas transiciones se encuentran conectadas.

En el programa IALE, descrito en la Sección II.2.A2, se inició un programa de determinación de coeficientes de conversión interna en la región de los núcleos pesados, productos de la fisión del  $^{235}\text{U}$ . En dichos núcleos, los protones ocupan la capa  $g_{7/2}$  y los neutrones, próximos a  $N=82$ , están en la capa  $d_{3/2}$  ó  $f_{7/2}$ . Como fue mencionado en la Sección II.2.A3, dadas las características del set-up usado, sólo es posible estudiar aquellos isótopos originados en el decaimiento de los gases raros y los halógenos.

En la presente Tesis se han estudiado las propiedades de los siguientes núcleos:  $^{136}\text{I}$  (48 seg),  $^{138}\text{Cs}$  ( 32.2 min) y  $^{139}\text{Xe}$  (39.7 seg).

Se han determinado 22 coeficientes de conversión interna los cuales, combinados con  $\log ft$  y algunos resultados de reacciones nucleares, han permitido asignar impulsos angulares y paridades a 13 estados excitados.

A partir del carácter E2 determinado para la multipolaridad de las transiciones de 197 keV en  $^{136}\text{Xe}$  y 463 keV y 1436 keV en  $^{138}\text{Ba}$  (para las cuales se conocen, de otros autores, la vida media del nivel) se ha podido comparar la probabilidad de transición  $\gamma$  con la estimación de Weisskopf.

Se ha estudiado además, con algún detalle, la posición de los rayos en el esquema de niveles propuesto por otros autores para el caso del  $^{138}\text{Ba}$  y  $^{139}\text{Cs}$ .

El conocimiento previo de cada núcleo se discute en las secciones correspondientes a los mismos.

Finalmente, a fin de reducir el número posible de impulsos angulares

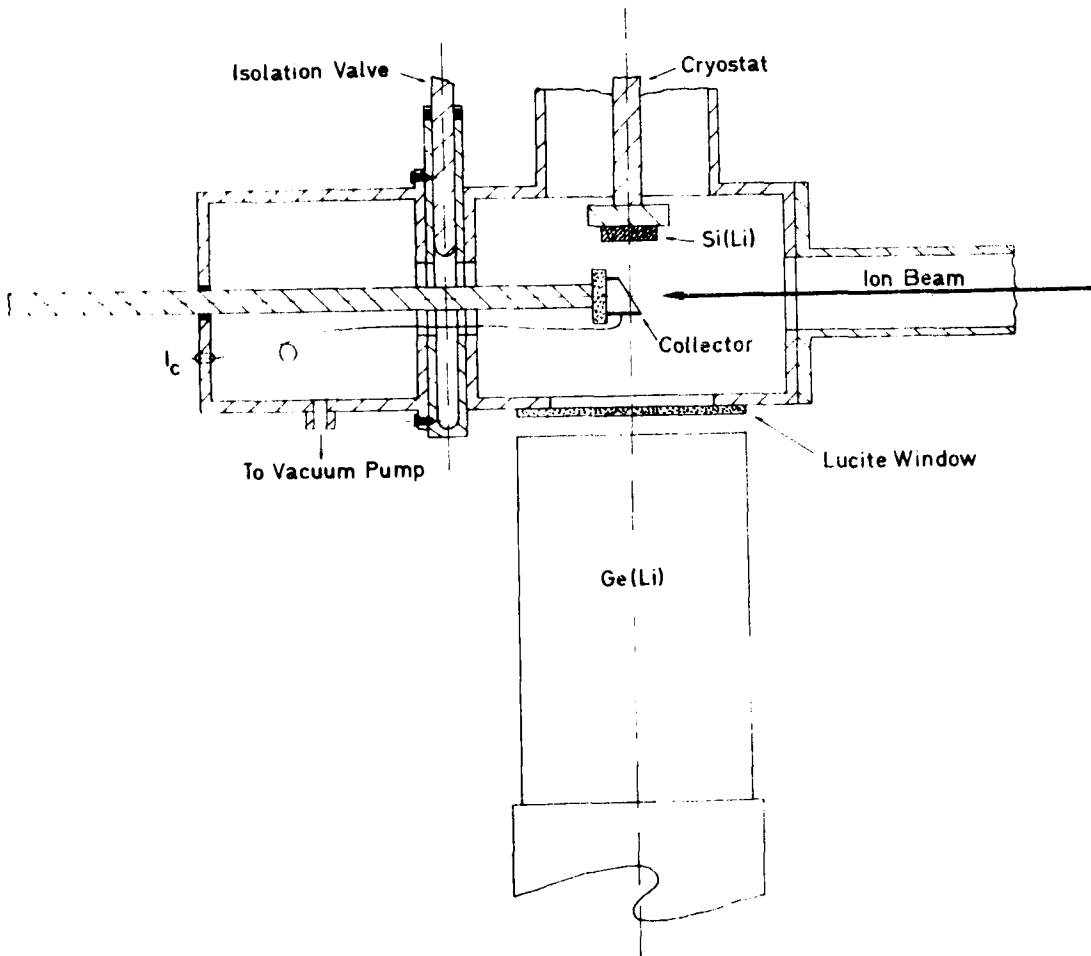


Fig.14 - Vista esquemática del sistema de colección y detección. El vacío en la camarita se realiza desde la cámara del separador. (La conexión de vacío auxiliar mostrada en la Fig. se usa sólo cuando se desea hacer vacío previo a fin de cambiar fuentes de calibración o colectores.)

y paridades asignadas experimentalmente a los núcleos, se ha hecho uso de una sistemática de valores medidos de  $J\pi$  en la región de interés.

## B2. PRODUCCION DE FUENTE

Las fuentes radiactivas usadas en el presente trabajo fueron producidas de la manera descrita en la Sección II.2.A. El haz de iones proveniente del separador, correspondiente a la masa de interés, fue recogido sobre una hoja de Al de  $5 \text{ mg cm}^{-2}$  de espesor. De esta manera se obtienen fuentes muy delgadas casi sin autoabsorción, las cuales son muy adecuadas para el estudio de electrones de conversión interna.

## B5. ARREGLO EXPERIMENTAL E INSTRUMENTOS DE MEDICION

La presente determinación experimental de coeficientes de conversión interna se basa en la medición simultánea de los electrones de conversión interna y los rayos  $\gamma$  pertenecientes a la misma transición.

La geometría del arreglo experimental usado se muestra esquemáticamente en la Fig.14. Un detector de Si(Li) es montado dentro de una pequeña cámara de vacío, conectada al tubo de salida del separador de masas a través de una serie de diafragmas convenientes. La cámara de vacío está provista con una pared de Lucite de 3 mm de espesor, en frente de la cual se coloca un detector de Ge(Li). Este se encuentra en la misma dirección que el detector de Si(Li).

El colector, así como las fuentes de calibración, están colocadas a  $45^\circ$  respecto del haz incidente y pueden ser introducidos dentro de la cámara de vacío a través de una precámara, la cual tiene una válvula para alto vacío. El colector es lo suficientemente fino como para que la absorción de los rayos  $\gamma$  a través del mismo sea despreciable. La distancia desde el colector a los detectores de Si(Li) y Ge(Li) son respectivamente de 1.4 y 5 cm. El vacío requerido es realizado desde el mismo separador. Las masas vecinas a la de interés son colectadas sobre bloques de Pb colocados a 80 cm delante del colector de Al, colocándose Pb adicional entre dichas masas y los detectores a fin de evitar que radiaciones espurias lleguen a los mismos. El fondo, debido a las reacciones  $(n,\gamma)$  en los detectores y en el material que lo circunda, fue reducido rodeando el dispositivo con parafina, ácido bórico, boral y Pb. Los tres primeros para termalizar y frenar los neutrones y el Pb para frenar los rayos gamma producidos en el boro, así como para disminuir el fondo general producido por reacciones en otros materiales lejanos al detector.

El detector de Si(Li) marca Simtec, tiene  $1 \text{ cm}^2$  de área y 3 cm de profundidad. Fue operado a temperatura de  $\text{N}_2$  líquido con un preamplificador

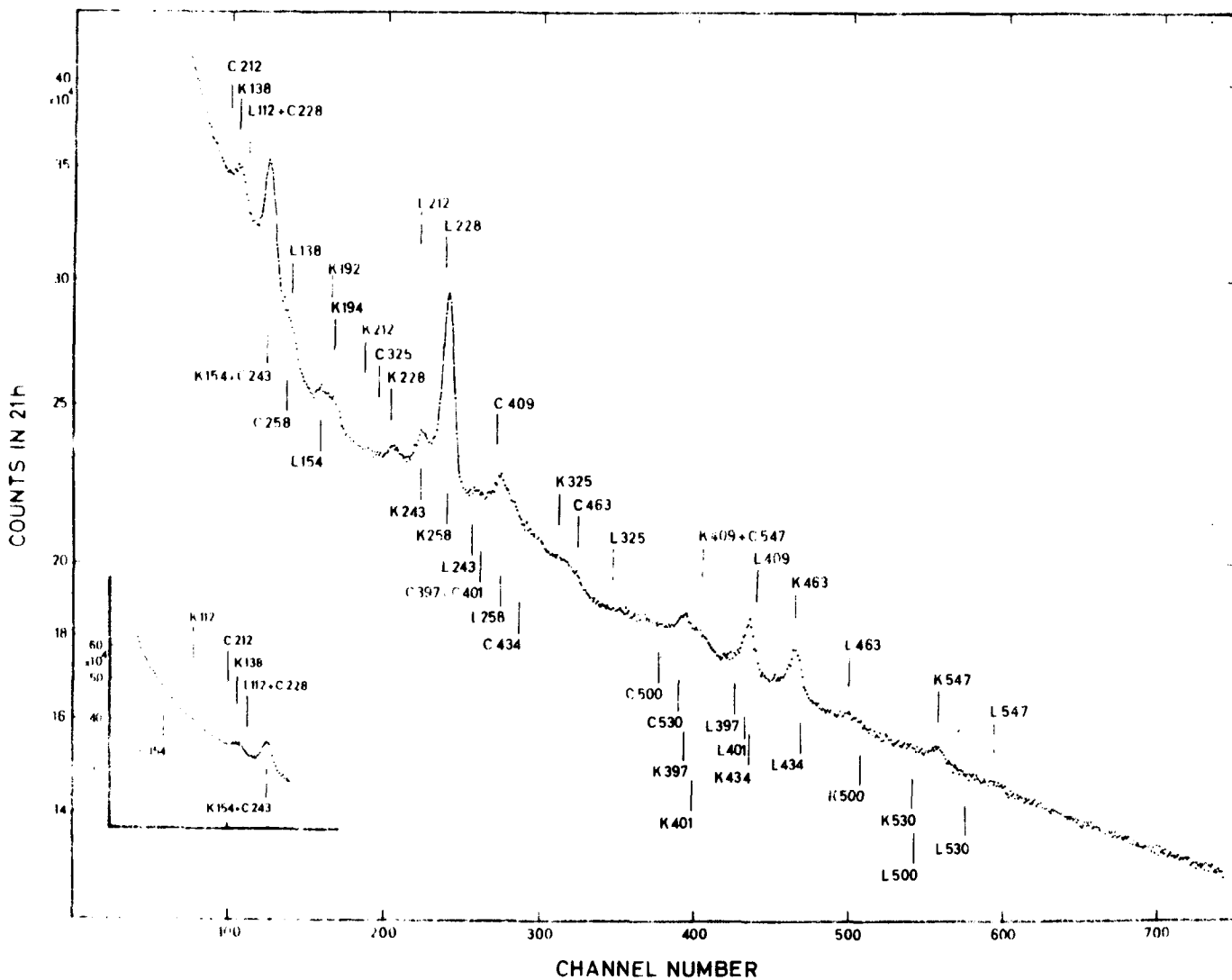


Fig. 15. Espectro parcial de electrones del decaimiento de  $^{135}\text{Xe}$  y  $^{138}\text{Cs}$ , obtenido con un detector de Si(Li) de  $1\text{ cm}^2$  de área por 3 mm de profundidad. Las líneas correspondientes al  $^{138}\text{Cs}$  y los bordes Compton son identificados en la parte superior del espectro. Los valores dados debajo del espectro corresponden a las transiciones del decaimiento del  $^{138}\text{Xe}$ .

Tennelec modelo TC130 y un amplificador Ortec modelo 410. La resolución fue de 8.0 keV para la línea de conversión K de la transición de 1063 keV del  $^{207}\text{Bi}$ . La detección de los electrones de conversión no fue afectada por el campo magnético disperso del separador. Sin embargo, debido a la presencia del haz de iones que llega continuamente a la fuente durante la medición, los espectros de electrones medidos "en-línea" presentan generalmente ruido en la zona de energía debajo de los 100 keV. A fin de disminuir este efecto, se colocó un imán permanente del lado exterior de la cámara de colección. Este imán generó un campo lo suficientemente débil como para no afectar la relación de intensidad de las líneas de conversión, pero lo suficientemente intenso como para prevenir que los electrones secundarios generados por el haz de iones sobre el colector lleguen al detector de Si(Li). De esta manera fue posible reducir el ruido observado en los espectros a un valor inferior a los 50 keV. El imán fue especialmente efectivo cuando el gas Xe usado para mantener la descarga en la fuente de iones del separador no contribuía como isótopo estable en la isóbara colectada, dado que en éste caso la corriente de colección era baja. Las Figs. 15 y 16 muestran espectros de electrones de conversión interna medidos "en-línea". El análisis del espectro de la Fig.15 es bastante difícil debido a la presencia de dos isóbaros igualmente abundantes, el  $^{138}\text{Xe}$  de 14.2 min y el  $^{138}\text{Cs}$  de 32.2 min, siendo los rayos de ambos similares en energía e intensidad. La Fig.16 muestra el espectro de electrones debido al decaimiento del  $^{136}\text{I}$  de 48 seg de vida media. La intensidad total es mucho menor que en caso anterior lo cual muestra la dificultad en la extracción de isótopos de I desde el material fisionable.

El espectro  $\gamma$  fue recogido con un detector de Ge(Li) marca Nuclear Diodo de  $35\text{ cm}^3$  de volumen activo. El detector fue acoplado a un preamplificador marca Nuclear Diodo modelo 104 con el FET enfriado y a un amplificador Tennelec modelo TC200. En las mediciones normales de 25 horas de duración, la resolución para la línea de 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$  fue de 2.5 keV. Esta resolución fue mejorada a 2.0 keV cuando el sistema fue operado por periodos cortos con una ganancia de 0.3 keV por canal. La Fig.17 muestra un espectro  $\gamma$  parcial del decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$  medido en las últimas condiciones mencionadas.

Las salidas de los amplificadores fueron recogidas simultáneamente en un sistema analizador, con 2048 canales para cada detector. El analizador, así como varios sistemas de salidas de datos y graficador, estaban bajo el control de una computadora Hewlett-Packard de 16 K posiciones de memoria.

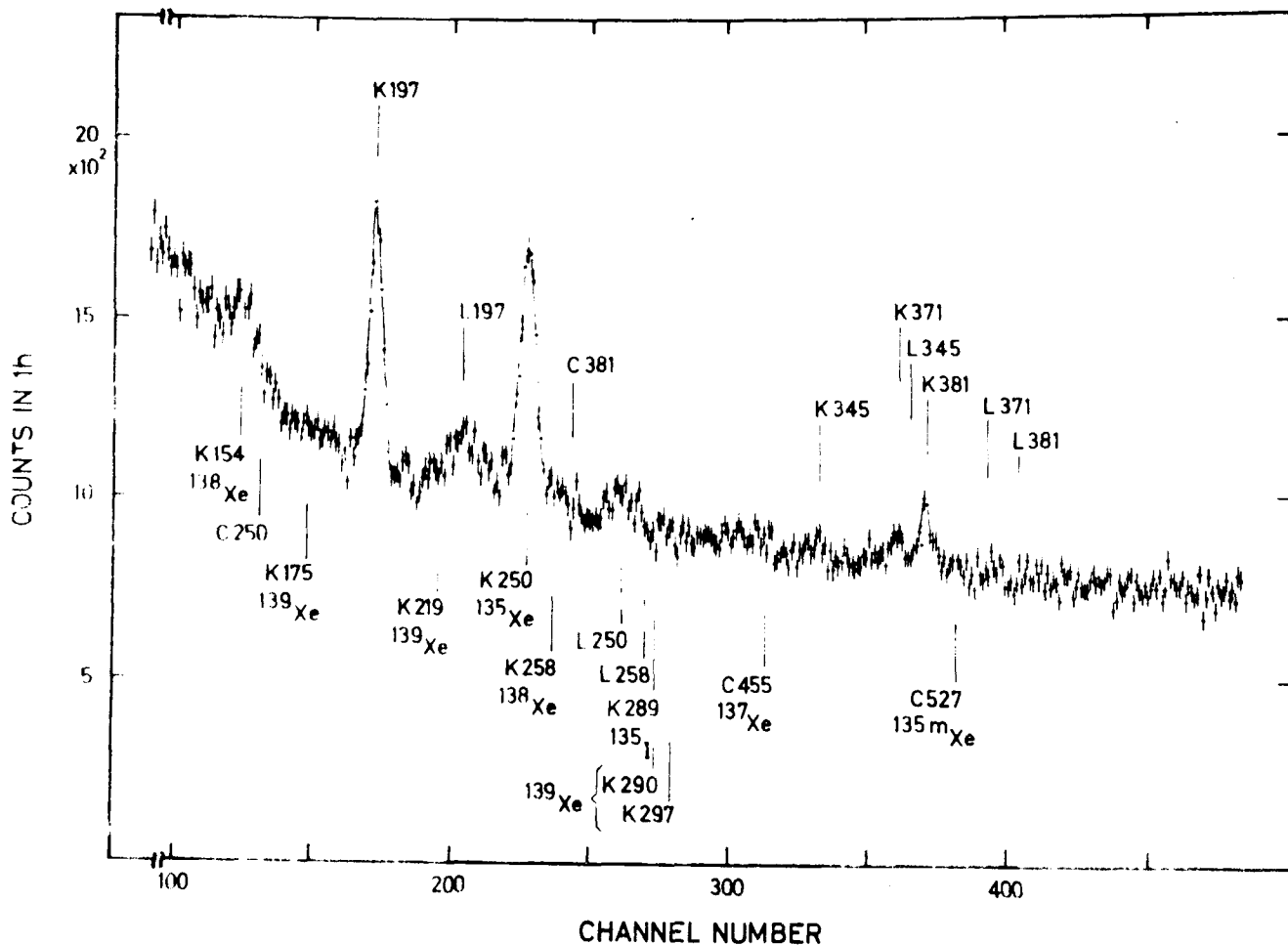


Fig. 16 Espectro parcial de electrones del decaimiento de  $^{136}\text{I}$ , obtenido con un detector de  $\text{Si}(\text{Li})$  de  $1 \text{ cm}^2$  de área y 3 mm de profundidad. Los valores dados debajo de los picos corresponden a transiciones en isótopos contenidos en las colas de los isóbaros de masa elevada. La línea  $\gamma$  de la transición de 249.7 keV del  $^{135}\text{Xe}$  ha sido superpuesta intencionalmente (ver texto), para ser usada como normalización para los  $\alpha_K$ . El tiempo de colección fue corto a fin de obtener una buena resolución.

#### B4. CALIBRACION EN EFICIENCIA Y ENERGIA

El coeficiente de conversión interna correspondiente a la línea K de cualquier transición es dado por la Ecuac.(V.D1.1).

Las áreas de los picos correspondientes a los electrones y a los rayos  $\gamma$  fueron evaluadas por método manual. El fondo fue definido como una extrapolación lineal de la distribución espectral del lado de alta energía del pico. El número de canales sumados fue determinado por la intersección de la línea de fondo con la extrapolación de las líneas rectas trazadas por los dos flancos del pico tratando de abarcar el máximo de puntos posible. Este procedimiento excluye sistemáticamente de las áreas de los picos las colas a ambos lados de los mismos las cuales son muy difíciles de determinar. Este efecto es muy importante, pues esas colas contribuyen sólo con una pequeña fracción al área total, estando sin embargo afectadas por un gran error relativo.

La eficiencia relativa  $\epsilon_{\gamma}$  del detector de Ge(Li), para la detección de los picos de energía total de los rayos  $\gamma$ , fue determinada, en el rango de 250 a 1800 keV, de acuerdo al método de las intensidades relativas<sup>50)</sup> descrito en la Sección V.B. Las fuentes standard usadas fueron las siguientes:  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{108}\text{Ag}$  y  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ . Las intensidades relativas están dadas respectivamente en los siguientes trabajos: Refs. 50,51 y Sección II.1.B5. Los puntos experimentales fueron graficados en papel doblelogarítmico y ajustados por un polinomio de segundo grado. La curva de eficiencia fue prolongada hasta 100 keV normalizando al polinomio las intensidades relativas de los rayos del  $^{75}\text{Se}$  (Ref52), en los puntos de 265, 280 y 400 keV. De esta manera la precisión de la curva obtenida fue de  $\pm 10\%$  entre 100 y 200 keV,  $\pm 7\%$  entre 200 y 300 keV, y  $\pm 5\%$  para energías mayores.

La función de normalización  $\eta$  (ver Sección V.D1) fue determinada experimentalmente a través de la Ecuac.(V.D1.1) usando varias transiciones las cuales tienen su coeficiente de conversión interna bien conocido. Las fuentes standard<sup>53)</sup> de vida media larga empleadas fueron  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{203}\text{Hg}$  y  $^{207}\text{Bi}$ , colocadas apropiadamente en la posición del colector. Transiciones standard de vida media corta tales como el rayo K de la transición de 165 keV del decaimiento del  $^{139}\text{Ba}$ , fueron producidas como se describió en la Sección II.2.B2. El  $^{139}\text{Ba}$  fue obtenido como un producto del decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$ ; el valor de  $\alpha_K$  fue tomado de Ref.53. Para la transición de 250 keV del decaimiento del  $^{135}\text{Xe}$  de 9.1 hora, fue determinado un valor experimental de  $\alpha_K = 0.061 \pm 0.004$  usando para calibrar los patrones antes mencionados. Esto muestra que la transición tiene una multipolaridad M1-E2, de acuerdo con lo propuesto previamente por Bergstrom<sup>54)</sup> y por Graham y Bell<sup>55)</sup>. Esta transición fue incluida por lo tanto como standard con un valor de  $\alpha_K$  promedio entre los valores teóricos<sup>56)</sup>

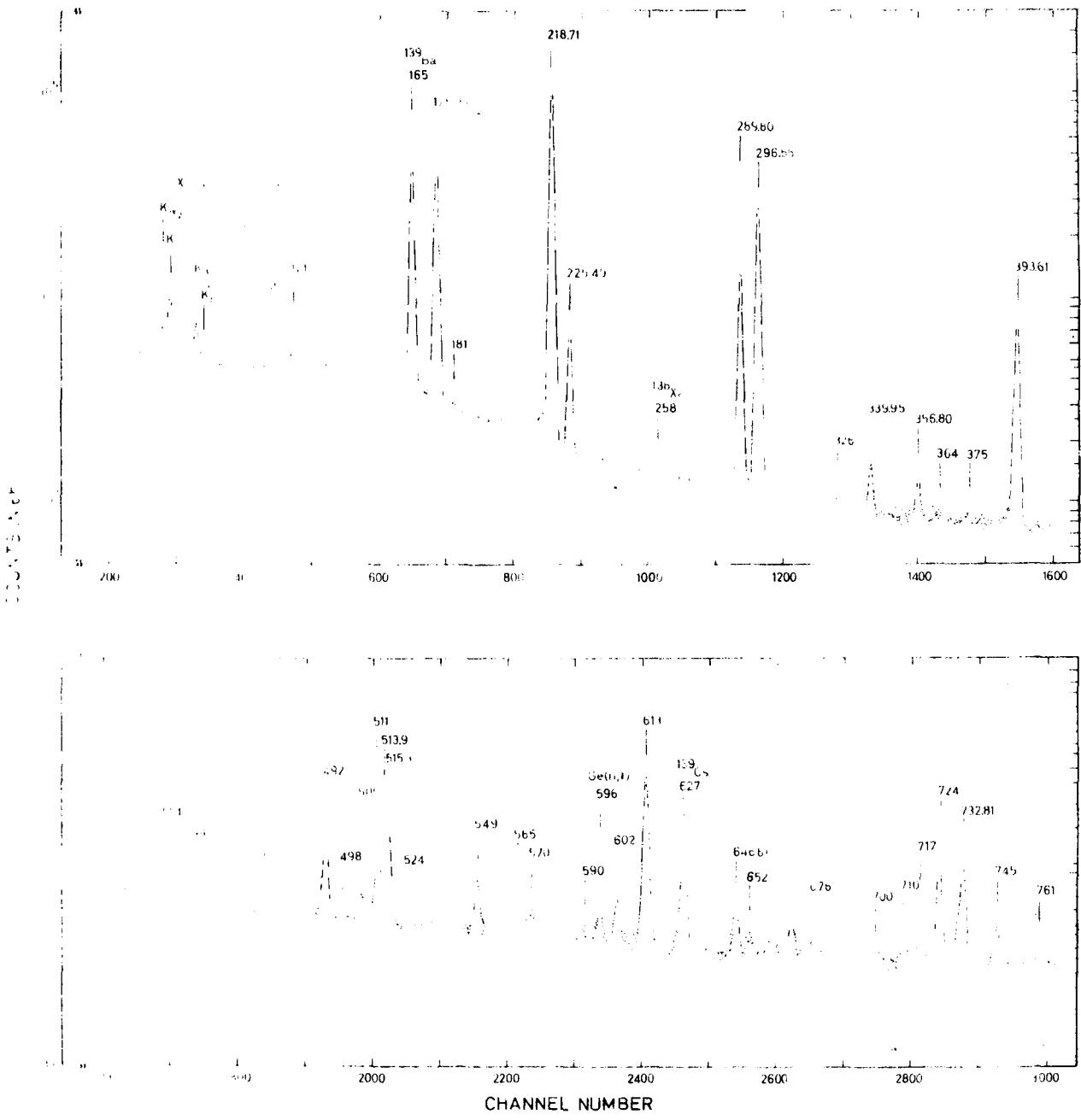


Fig. 1. Espectro parcial de los rayos  $\gamma$  del decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$ , medido durante 6 h con un detector de Ge(Li) de  $5\text{ cm}^3$ , usando una dispersión de  $0.25\text{ keV/canal}$ . Las transiciones cuyas energías están indicadas con una precisión mejor que  $1\text{ keV}$ , son las usadas en las relaciones de suma de energías de Tabla IX. La transición de  $667\text{ keV}$  no pudo ser asignada a ningún isótopo.

0.0636 para E2 y 0.0624 para M1.

Los standard mencionados arriba permiten determinar una función de normalización hasta 1MeV. A fin de extender este rango, se determinó experimentalmente el coeficiente de conversión K del rayo  $\gamma$  de 1436 keV del decaimiento del  $^{138}\text{Cs}$ . Esto fue hecho usando una extrapolación gráfica de la función  $\eta$ , hasta 1.5 MeV. El valor obtenido,  $\alpha_K=0.00062\pm 0.00015$ , determina que la multipolaridad de esta transición es del tipo E2(M1). Como ésta transición desexcita el primer estado excitado del  $^{138}\text{Ba}$  al estado fundamental  $0+$  (Ref.57), la transición de 1436 keV fue también incluida como un standard tomando el valor teórico<sup>5(6)</sup> del coeficiente de conversión para E2.

Dentro del rango de interés y de los errores envueltos, la función  $\eta$  se puede representar por una línea recta. La magnitud de la misma fue definida dentro de  $\pm 10\%$  y su pendiente del 0.8% por 100 keV. La constancia de estas características fueron comprobadas durante varias semanas y se obtuvo suficiente confianza como para usar esta función a fin de obtener valores absolutos de los coeficientes de conversión interna de la masa 136 en la cual no se tuvo ninguna transición perteneciente al mismo núcleo para normalizar.

Como fue dicho anteriormente, la eficiencia de detección de los rayos  $\gamma$  fue obtenida usando sólo fuentes standard, incluyendo también el uso de tales fuentes en la determinación de la función  $\eta$ . Como consecuencia de ello, se debe corregir el área de los picos medidos "en-línea", dado que las cuentas acumuladas en los mismos no sólo provienen de la actividad que llega al colector de Al sino también de la acumulada en los diafragmas. Para los rayos  $\gamma$  la corrección fue de  $\sim 4\%$  para energías debajo de 600 keV, cambiando lentamente a  $\sim 7\%$  a 1.7 meV. Para los electrones, la corrección fue menor,  $\sim 1\%$  para todo el rango de energía cubierto.

Se usó un procedimiento convencional para la calibración en energía de los espectros: transiciones standard fueron medidas simultáneamente con el espectro estudiado. De esta manera se obtuvieron las energías de los picos más prominentes. Estos picos fueron luego usados como calibración interna del espectro tomado sin fuentes patrón. En algunos casos se usaron picos prominentes debidos a contaminaciones existentes en el espectro y cuya energía era bien conocida. Detalle de los rayos usados se dará en la discusión de cada núcleo.

## B5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los valores de  $\alpha_K$  obtenidos en el presente trabajo son presentados en la Tabla V, junto con los valores de  $K/L+\dots$  y las correspondientes energías e intensidades  $\gamma$ . El error dado a cada  $\alpha_K$  es el resultado de combinar los

TABLA V . Resultados de mediciones de rayos  $\gamma$  y de electrones de conversión.

Núcleo padre	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ a) relativa	$\alpha_K \times 10^3$ b) $\langle K/L+\dots \rangle$	Multipolaridad
$^{136}\text{I}$ 48 sec c)	197.2 $\pm$ 0.2	72 $\pm$ 4	158 $\pm$ 25 $\langle 3.8 \pm 0.8 \rangle$	E2
	381.3 $\pm$ 0.2	100 $\pm$ 6	18 $\pm$ 4	M1,E2
$^{138}\text{Cs}$ 32.2 min d)	112.44 $\pm$ 0.10	0.26 $\pm$ 0.10	$\ll 830$	E2,M1,E1
	138.02 $\pm$ 0.10	2.05 $\pm$ 0.20	400 $\pm$ 90	E2-M1
	212.38 $\pm$ 0.10	0.14 $\pm$ 0.05	210 $\pm$ 50	E2,M1
	227.75 $\pm$ 0.10	1.86 $\pm$ 0.07	89 $\pm$ 10	M1,E2
	324.90 $\pm$ 0.12	0.32 $\pm$ 0.03	$\ll 34$	M1,E2,E1
	408.98 $\pm$ 0.08	5.41 $\pm$ 0.25	21 $\pm$ 4	M1( $\ll 45\%E2$ )
	462.82 $\pm$ 0.12	36.7 $\pm$ 1.5	10.5 $\pm$ 1.3	E2( $\ll 50\%M1$ )
	546.87 $\pm$ 0.15	12.7 $\pm$ 0.5	10.5 $\pm$ 1.4	M1( $\ll 4\%E2$ )
	871.66 $\pm$ 0.07	7.1 $\pm$ 0.5	2.8 $\pm$ 0.8	M1-E2
1009.78 $\pm$ 0.07	37.2 $\pm$ 1.5	2.2 $\pm$ 0.4	M1( $\ll 55\%E2$ )	
1435.72 $\pm$ 0.07	100 $\pm$ 3	0.743 e)	<u>E2</u>	
$^{139}\text{Xe}$ 39.7 sec d)	103.86 $\pm$ 0.10	0.72 $\pm$ 0.23	730 $\pm$ 130 f)	M1( $\ll 45\%E2$ )
	175.03 $\pm$ 0.08	34 $\pm$ 3	122 $\pm$ 15	M1(+E2)
	218.71 $\pm$ 0.08	100 $\pm$ 4	$\langle 10 \pm 4 \rangle$	E2,M1
	289.80 $\pm$ 0.10	17.9 $\pm$ 1.8	82 $\pm$ 12	$\langle 4.1 \pm 0.4 \rangle$
	296.55 $\pm$ 0.10	40 $\pm$ 3	31 $\pm$ 6	M1,E2
	338.95 $\pm$ 0.10	1.23 $\pm$ 0.10	36 $\pm$ 5	E2-M1
	356.80 $\pm$ 0.20	1.03 $\pm$ 0.10	16 $\pm$ 12	E2,E1-M1
	393.61 $\pm$ 0.08	12.8 $\pm$ 1.0	79 $\pm$ 25	M2,E3
	732.81 $\pm$ 0.25	3.77 $\pm$ 0.20	15 $\pm$ 3 $\langle 3 \pm 1 \rangle$ $\ll 4.8$	E2( $\ll 70\%M1$ ) M1,E2,E1

a) Los errores dados para las intensidades normalizadas a 100 no han sido incluidos en los errores de las restantes intensidades.

b) Valores publicados con anterioridad son dados en las secciones que tratan específicamente a cada uno de los núcleos consignados en la columna 1.

c) Ref. 58.

d) Ref. 59.

e) En este trabajo, para la transición de 1435.72 keV se obtuvo un valor experimental  $\alpha_K = 0.00062 \pm 0.00015$ . Como se explica en la sección II. B. ., el valor teórico  $\alpha_K(E2) = 0.000743$  fue utilizado como standard de calibración.

f) Para esta transición nuestras mediciones dieron un valor demasiado bajo para el cociente  $K/L+\dots$ ; atribuimos este efecto a la contribución de la línea  $\gamma$ , ya que a esta  $E_\gamma$  la eficiencia  $\gamma$  del detector de Si(Li) es apreciable.

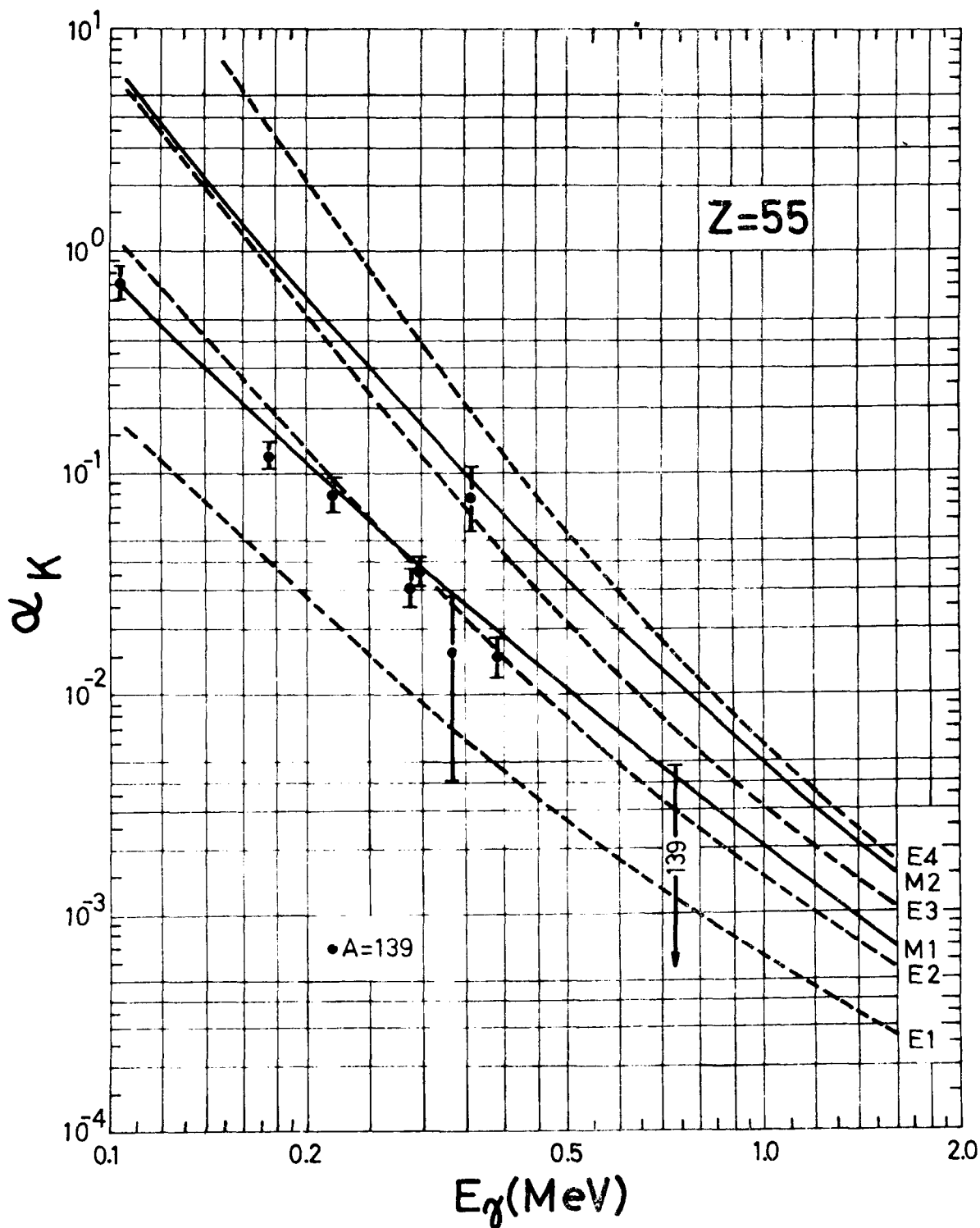


Fig.18 - Gráfico con los valores teóricos <sup>56)</sup> y experimentales de los coeficientes de conversión interna en la capa K para transiciones en <sup>139</sup>Cs.

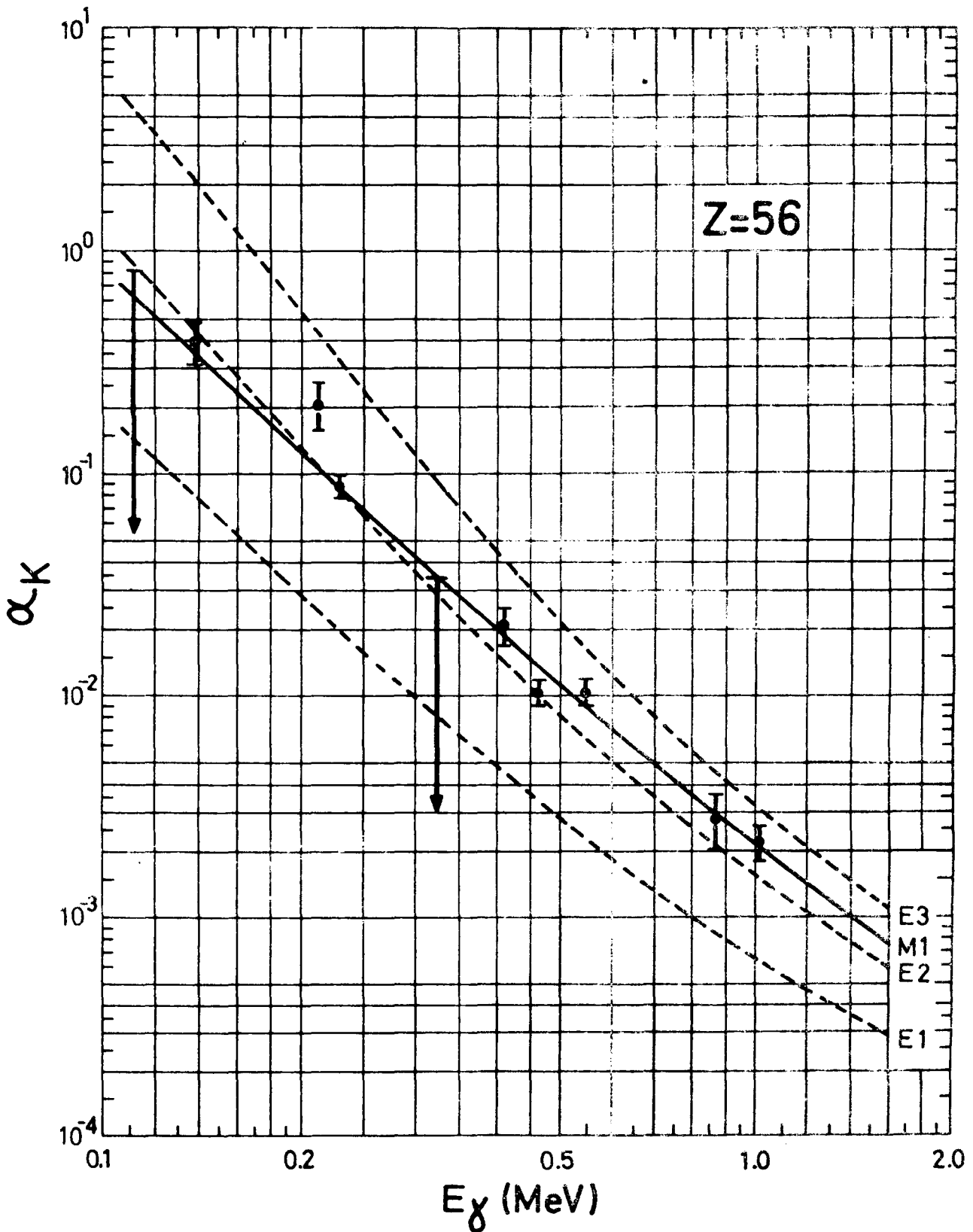


Fig.19 - Gráfico con los valores teóricos<sup>50)</sup> y experimentales de los coeficientes de conversión interna en la capa K para transiciones en <sup>138</sup>Ba.

errores de la evaluación de las áreas, las curvas de eficiencia y el procedimiento de normalización. Se dan solo unas pocas relaciones K/L+... debido principalmente a la pobre estadística y a la superposición de picos L+... con picos K del mismo núcleo, de algún otro isóbaro o de contaminaciones.

A fin de asignar la multipolaridad propuesta en la última columna de la Tabla V, se han comparado los resultados de la columna precedente con los valores de Hager y Seltzer<sup>56)</sup>. Para los coeficientes de conversión K de las transiciones en <sup>138</sup>Ba y <sup>139</sup>Cs la comparación es mostrada gráficamente en las Figs. 18 y 19. Como las transiciones E1 altamente retardadas no son muy frecuentes fuera de la región deformada y además, como desde las mediciones solo de  $\alpha_K$  y K/L+... no se puede decir nada sobre las eventuales mezclas de E1 con M2, ellas no fueron tenidas en cuenta en el presente trabajo. Las convenciones usadas para las asignaciones de las multipolaridades propuestas son las dadas en la Sección V.D2.

En las secciones siguientes se discuten los valores de  $J_{\pi}$  asignados a los niveles excitados. Los esquemas de niveles fueron tomados desde trabajos publicados previamente por otros autores verificándose los mismos por relaciones de suma de energía e intensidades de las transiciones obtenidas en el presente trabajo.

A fin de establecer impulsos angulares y paridades de estados excitados se ha combinado la información obtenida desde los coeficientes medidos, con la que se deduce a partir de los valores de log ft (algunos obtenidos en el presente trabajo) y con las informaciones publicadas de mediciones de correlaciones angulares y reacciones. Para la deducción de  $J_{\pi}$  a partir de los log ft, se siguieron los criterios descritos en la Sección V.E.

## B6. NIVELES DEL <sup>136</sup>Xe

Recientemente han sido publicados dos estudios extensos<sup>58,60)</sup> del decaimiento  $\beta$  de los estados isoméricos del <sup>136</sup>I producidos en la fisión del <sup>235</sup>U. Carraz, Blachot, Monmand y Moussa<sup>58)</sup> han realizado mediciones de espectros  $\gamma$  simples y coincidencias ( $\gamma, \gamma$ ) y ( $\beta, \gamma$ ) así como coincidencias ( $\gamma, \gamma$ ) retardadas. Lundan<sup>60)</sup> ha realizado mediciones de espectros  $\gamma$  simples y coincidencias ( $\gamma, \gamma$ ) y ha encontrado, además de los isómeros de 48 y 83 seg ya conocidos anteriormente, un tercer isómero con una vida media de 100 seg. Ninguno de los grupos mencionados han comunicado la existencia de transiciones isoméricas conectando

los distintos niveles.

Energía de niveles: Los rayos  $\gamma$  más intensos que se observan en el espectro simple obtenido en el presente trabajo son aquellos alimentados desde el isómero de 48 seg, los cuales, en el orden dados a continuación, forman una cascada desde el nivel de 2262.2 keV hasta el estado fundamental (ver Fig.20): 370.6, 197.2, 381.3 y 1313.1 keV. Con la excepción del nivel de 1313.1 keV los demás niveles no son alimentados desde los isómeros de 83 y 100 seg, ni directamente ni a través de rayos  $\gamma$  y desde estados de mayor energía en  $^{136}\text{Xe}$ . El grupo Francés<sup>58)</sup> ha establecido que el nivel de 1891.6 keV tiene una vida media de  $2.8 \pm 0.2$   $\mu\text{seg}$ . Este estado isomérico fue también detectado por un grupo<sup>61)</sup> que trabaja en el reactor de Julich, estableciéndose una vida media de  $3.10 \pm 0.25$   $\mu\text{seg}$ .

Asignación de impulsos angulares y paridades: Los impulsos angulares y paridades de los estados isoméricos del  $^{136}\text{I}$  no han sido determinados experimentalmente. El impulso angular y la paridad del estado fundamental del núcleo par-par  $^{136}\text{Xe}$  es  $0+$ . Moore, Riley, Jones, Mancusi y Foster<sup>62)</sup> han observado 36 estados excitados en un estudio de dispersión inelástica de protones desde  $^{136}\text{Xe}$ . Estos autores han asignado un  $J\pi=2+$  al nivel de 1313.1 keV, siendo este nivel el único al cual le han asignado impulso angular y paridad debajo de 3.3 MeV.

El coeficiente de conversión de la transición E2 de 1313.1 keV es un valor indicado para ser utilizado como normalización interna en la determinación de los c.c.i. de las restantes transiciones en este núcleo. Sin embargo, con los equipos disponibles no fue posible reunir estadística suficiente en un tiempo razonable a fin de utilizar este rayo como normalización. Por ello, se usó otro método alternativo para normalizar los coeficientes, a saber: se midió simultáneamente el espectro del  $^{136}\text{I}$  con el espectro del  $^{135}\text{Xe}$  de 9 h de vida media. Este último tiene un rayo prominente en 149.7 keV el cual como se discutió en la sección de calibración tiene su coeficiente de conversión bien conocido. La actividad de  $^{135}\text{Xe}$  fue colectada primero durante unos pocos minutos y luego, sobre el mismo colector, se midió "en-línea" el  $^{136}\text{I}$  durante 21 hs. Fueron realizadas algunas mediciones cortas, las cuales presentan mejor resolución. En la Fig.16 se muestra un espectro tomado durante 1 h. Además de la línea K de las transiciones de 197.2 y 381.3 keV, fueron detectados picos con energías correspondientes a la línea K de la transición débil de 370.6 keV y de una transición de 345 keV, esta última apareciendo solamente en el crecimiento<sup>58,60)</sup> de los isómeros de vida media larga. Para las dos últimas transiciones, los datos experimentales dan un coeficiente de conversión correspondiente a una multipolaridad E3(+M2). Sin embargo, como se verá en la discusión que sigue, la transición de 370.6 keV es probablemente compleja. Por otra parte el rayo  $\gamma$  de 345

keV aparece claramente complejo en todos los espectros obtenidos. Debido a esta complejidad pueden existir transiciones de esa energía con multipolaridades aún mayores que E3(+M2). Por este razón las transiciones de 345 y 370.6 keV no fueron incluidas en la Tabla V. Se ha investigado a fin de asegurar que no existen contaminaciones que puedan contribuir a la intensidad de los electrones correspondientes a esos rayos.

Para los niveles a 1694.4 y 1891.6 keV se ha establecido unívocamente paridad positiva a partir de las multipolaridades determinadas para los rayos de 381.3 y 197.2 keV.

Respecto a los impulsos angulares, las medidas realizadas de c.c.i. permiten establecer impulsos angulares 0 a 4 para el nivel de 1694.4 keV y 0 a 6 para el nivel de 1891.6 keV. Impulsos angulares menores que 3 para el nivel de 1694.6 keV y menores que 4 para el nivel de 1891.6 keV han sido eliminados en vista de la ausencia de transiciones al nivel fundamental y al primer 2+. Además, el carácter E2 puro propuesto para la transición de 197.2 keV nos lleva a preferir  $J=(5,6)$  para el nivel de 1891.6 keV.

A fin de calcular los  $\log ft$  dados en la Fig.20 se ha hecho uso de dos conclusiones obtenidas en Refs.58 y 60: (a) el isómero de 48 seg del  $^{136}\text{I}$  no alimenta ni al estado fundamental ni al nivel de 1313.1 keV en  $^{136}\text{Xe}$ , y (b) la energía de desintegración  $Q_\beta$  desde el isómero de 83 seg es de 6.3 MeV. A partir de las intensidades  $\gamma$  determinadas en el presente trabajo y los c.c.i. se ha obtenido los  $\log ft$  correspondientes a decaimientos  $\beta$  desde el isómero de 48 seg asumiendo que el  $Q_\beta$  del mismo no puede diferir del valor de 6.3 MeV en mas de 0.4 MeV.

Si se aceptan las asignaciones de  $J^\pi$  hechas anteriormente para los niveles de  $^{136}\text{Xe}$ , y se las combinan con los valores de  $\log ft$  y  $\log f^1 t=7.5$  para el nivel de 1694.4 keV, se obtiene un conjunto de valores de  $J^\pi$  posibles para el estado de 48 seg de  $(4,5)^\pm, (6,-)$ . Este resultado no está afectado por la variación del  $Q_\beta$  entre los límites anteriormente mencionados de 5.9 y 6.7 MeV. Por otra parte, ello esta de acuerdo con la ausencia de alimentación  $\beta$  al nivel 2+ de 1313.1 keV, como ya fue sugerido por Carraz et al.<sup>58)</sup>, lo cual da un  $J > 4$  para este nivel isomérico. (Sin embargo cualquier consideración basada en los valores de  $\log ft$ , esta sujeta a errores a causa de la eventual existencia de transiciones isoméricas significativamente intensas, aun no detectadas).

Como se mencionó en un párrafo anterior, el  $q_k$  de la transición de 370.6 keV corresponde a una multipolaridad E3(+M2). La vida media mas corta del nivel que dicha transición desexcita es por lo tanto de 10  $\mu\text{seg}$ , lo cual corresponde<sup>63)</sup> a una multipolaridad M2 pura. Por otra parte el grupo francés usando

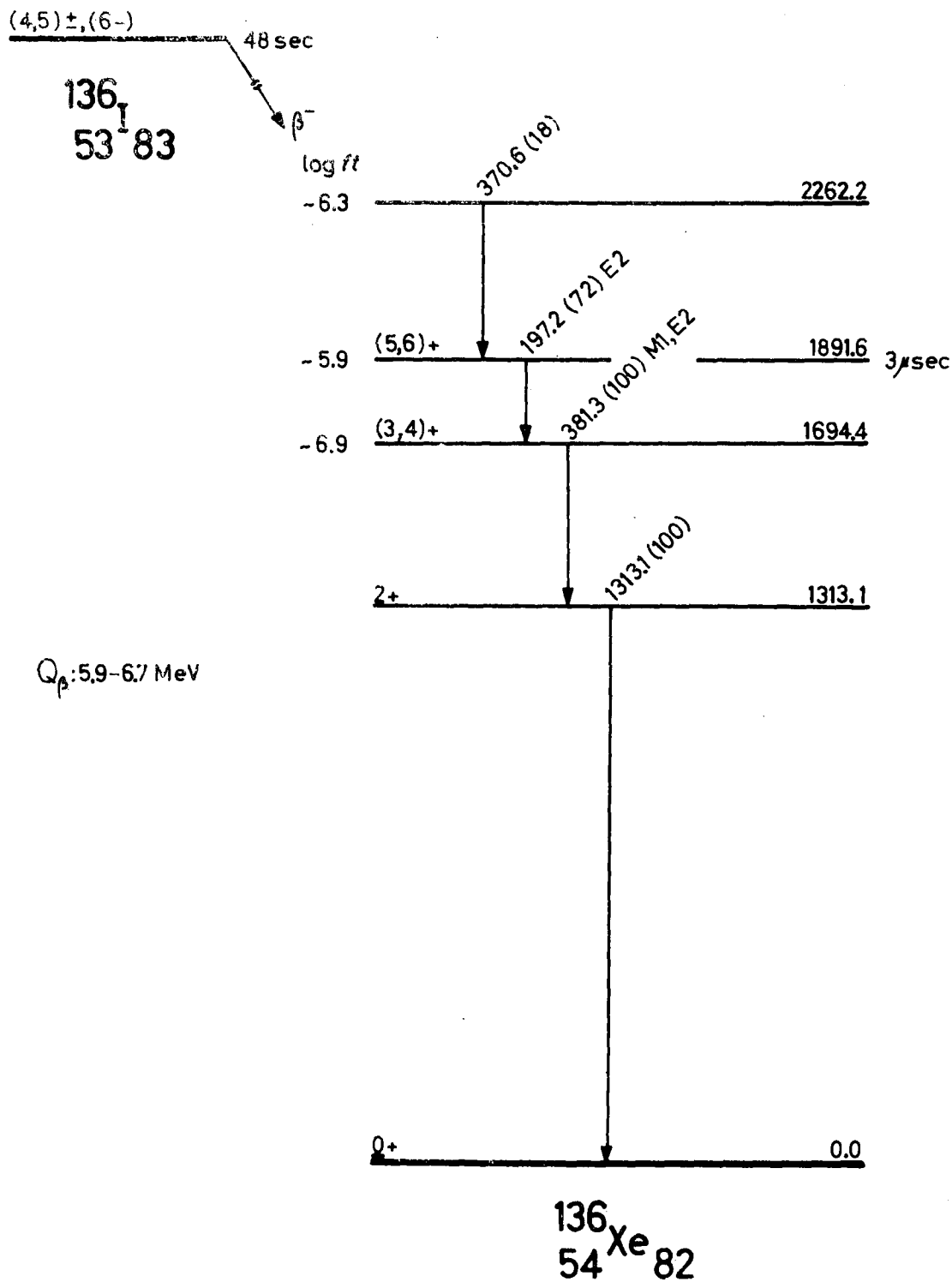


Fig.20 - Esquema de niveles del  $^{136}\text{Xe}$  alimentado por el decaimiento  $\beta$  del  $^{136}\text{I}$  de 48 seg de vida media. Las intensidades  $\gamma$  relativas son dadas entre parentesis.

un circuito de coincidencias con un  $2\tau=0.1$   $\mu$ seg, encontró que un rayo  $\gamma$  de esta energía estaba en coincidencia con un rayo  $\beta$ . Comparando sus espectros de coincidencias con los espectros  $\gamma$  simples, se llega a la conclusión de que casi toda la intensidad del rayo  $\gamma$  de 370.6 keV está en coincidencias con la alimentación  $\beta$ . Finalmente, Lundán ha establecido que la transición de 370.6 keV alimenta el estado isomérico de 3.0  $\mu$ seg en  $^{136}\text{Xe}$  a partir de coincidencias retardadas entre el rayo de 197.2 keV y la región del espectro  $\gamma$  entre 0 a 390 keV. A partir de los resultados anteriores se concluye que: (a) casi toda la intensidad del pico  $\gamma$  de 370.6 keV proviene de la transición que desexcita el nivel de 2262.2 keV en  $^{136}\text{Xe}$ , (b) esta transición tiene una multipolaridad baja (E1, M1, E2), (c) consecuentemente, existe otra transición con intensidad  $\gamma$  muy baja y energía muy próxima a 370.6 keV, la cual tiene una multipolaridad elevada (M2, E3, mayor). Esta última transición podría ser la propuesta por Lundán en coincidencia con la transición de 345 keV (ver Fig. 5 de Ref.60). Alternativamente, este rayo puede ser una transición isomérica en  $^{136}\text{I}$ .

De acuerdo con Carraz et al. y Lundán, el rayo  $\gamma$  de 345 keV no tiene componente de 48 seg. Como mencionamos anteriormente este pico es complejo y al menos una de sus componentes parece tener multipolaridad elevada. Esta componente de multipolaridad elevada no puede ser la propuesta por Lundán en coincidencia rápida con la parte del rayo de 370.6 keV. También ella podría resultar ser una transición isomérica en  $^{136}\text{I}$ .

De lo descrito anteriormente surge que los decaimientos de los estados isoméricos del  $^{136}\text{I}$  presenta aún problemas sumamente interesantes, pero de resolución difícil.

## B7. NIVELES DE $^{138}\text{Ba}$

Un esquema de niveles detallado del núcleo semimágico  $^{138}\text{Ba}$  ha sido obtenido por Mifscotti, Gelletly, Moragues y Kane<sup>63a)</sup> investigando la reacción  $^{137}\text{Ba}(n,\gamma)^{138}\text{Ba}$ . Nagahara, Miyaji, Kurihara, Miguno y Ishizuka<sup>64)</sup> han estudiado el decaimiento del  $^{138g}\text{Cs}$  a  $^{138}\text{Ba}$  y han comunicado un esquema de niveles para éste último. Finalmente, Carraz, Blachot, Monnard y Moussa<sup>63b)</sup> han comunicado la existencia de un nuevo nivel isomérico de 2.9 min en  $^{138}\text{Cs}$ , formado por la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,p)$ . Este último grupo ha estudiado extensivamente el decaimiento del isómero y del estado fundamental del  $^{138}\text{Cs}$  (el último obtenido como producto de la fisión del  $^{235}\text{U}$ ), a través de mediciones de espectros  $\gamma$  simples y de

TABLA VI. Energías e intensidades  $\gamma$  relativas en el decaimiento de  $^{138}\text{Cs}$

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (relativa)	$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (relativa)
112.44 $\pm$ 0.10	0.26 $\pm$ 0.10	1009.78 $\pm$ 0.07	37.2 $\pm$ 1.5
138.02 $\pm$ 0.10	2.05 $\pm$ 0.20	1147.06 $\pm$ 0.13	1.75 $\pm$ 0.20
191.94 $\pm$ 0.12	0.52 $\pm$ 0.03	1343.31 $\pm$ 0.15	1.52 $\pm$ 0.11
195.86 $\pm$ 0.12	0.46 $\pm$ 0.05	1415.5 $\pm$ 0.3	0.42 $\pm$ 0.03
212.38 $\pm$ 0.10	0.14 $\pm$ 0.05	1435.72 $\pm$ 0.07	100 $\pm$ 3 <sup>b)</sup>
227.75 $\pm$ 0.10	1.86 $\pm$ 0.07	1444.7 $\pm$ 0.3	1.14 $\pm$ 0.06
324.90 $\pm$ 0.12	0.32 $\pm$ 0.03	1555.0 $\pm$ 0.3	0.41 $\pm$ 0.08
364.3 $\pm$ 0.6	a)	1779.0 $\pm$ 1.0	0.18 $\pm$ 0.03
408.98 $\pm$ 0.08	5.41 $\pm$ 0.25	2217.76 $\pm$ 0.07	20.6 $\pm$ 1.5
421.72 $\pm$ 0.10	0.48 $\pm$ 0.05	2582.2 $\pm$ 0.6	0.34 $\pm$ 0.05
462.82 $\pm$ 0.12	36.7 $\pm$ 1.5	2639.37 $\pm$ 0.07	10.1 $\pm$ 1.5
516.65 $\pm$ 0.20	0.48 $\pm$ 0.17	2730.9 $\pm$ 0.5	0.20 $\pm$ 0.03
546.87 $\pm$ 0.15	12.7 $\pm$ 0.5	2807.0 $\pm$ 0.5	0.13 $\pm$ 0.03
782.3 $\pm$ 1.0	0.41 $\pm$ 0.04	3338.7 $\pm$ 0.3	0.25 $\pm$ 0.04
871.66 $\pm$ 0.07	7.1 $\pm$ 0.5	3367.09 $\pm$ 0.20	0.37 $\pm$ 0.06

a) Debido a la presencia de una contaminación no identificada, este pico aparece como complejo en los espectros medidos.

b) El error dado para la intensidad normalizada a 100 no ha sido incluido en los errores de las transiciones restantes.

coincidencias ( $\beta, \gamma$ ). Han revisado también en detalle las publicaciones previas obtenidas desde el decaimiento del  $^{138g}\text{Cs}$  de 32.2 min de vida media y desde las reacciones (d,p), (p,p'), (d,d'), ( $\alpha, d$ ) y (n, $\gamma$ ). Incluyendo toda la información preexistente el grupo francés presenta un esquema de niveles de  $^{138}\text{Ba}$  como alimentado desde  $^{138m,g}\text{Cs}$ . Calculan valores de log ft y discuten la asignación de impulsos angulares y paridades. Los valores de energía  $\gamma$  son de mayor precisión que los comunicados por Refs.63a y 64, y coinciden bastante bien con los valores listados por Heath<sup>65)</sup>. En una comunicación privada, W.L. Talbert nos ha hecho llegar sus resultados de las mediciones "en línea" sobre éste núcleo. Sus energías e intensidades de rayos  $\gamma$  están en general en buen acuerdo con los valores comunicados por Refs. 63b y 65. En un estudio reciente de transferencia de un solo protón usando la reacción  $^{139}\text{La}(d, ^3\text{He})$ , fueron propuestos impulsos angulares y paridades para el estado fundamental y el primer y segundo estados excitados del  $^{138}\text{Ba}$ . Energía de niveles: En el programa IALE se ha hecho un estudio completo del decaimiento del  $^{138}\text{Xe}$  y del  $^{138}\text{Cs}$ , obteniéndose valores de alta precisión para las energías e intensidades de los rayos  $\gamma$  de ambos isóbaros. Además se hizo, a través del estudio de sus vidas medias, una asignación precisa de los rayos a cada isóbaro. El detalle del estudio de asignación de rayos se puede ver en Ref.67. Los valores de energía e intensidades correspondientes al decaimiento del  $^{138}\text{Cs}$  se dan en Tabla VI coincidiendo los mismos muy bien con los comunicados por Talbert<sup>68)</sup>.

Los espectros obtenidos por nosotros no muestran un rayo débil de 773.3 keV el cual, aunque comunicado por Refs.63a,64 y 68, no fue incluido en los esquemas de niveles publicados. Tampoco hemos encontrado un rayo  $\gamma$  muy débil de 107.5 keV comunicado por Refs.65 y 68. Los rayos relativamente intensos de 240 keV (Refs.64, 68) y 2499 keV (Refs. 63b, 65) no pudieron ser resueltos de rayos de energía similar pertenecientes al  $^{138}\text{Xe}$  presentes en nuestros espectros. El análisis del multiplete de 193 keV da como resultados dos rayos de energías  $191.94 \pm 0.12$  y  $193.86 \pm 0.12$ . El rayo de menor energía coincide muy bien en su valor con el dado en Ref.63b y 68. El de mayor energía, por otro lado, coincide mejor con el valor dado por Talbert<sup>68)</sup>, pero difiere apreciablemente con el valor de  $193.3 \pm 0.2$  obtenido por Carraz et al.<sup>63b)</sup> aunque éste grupo ha trabajado con mejor resolución en energía que nosotros. Sin embargo, cuando usando el valor obtenido por nosotros, se suma este rayo al nivel de  $2445.45 \pm 0.07$  keV se obtiene un valor de  $2639.31 \pm 0.14$  keV para un nivel cuyo valor promedio obtenido sin usar éste rayo es de

TABLA VII. Relaciones de equisumas para niveles de  $^{138}\text{Ba}$

$E_i$ (keV)	$E_j$ (keV)	$E_{i+j}$ (keV)	$E_{\text{nivel}}$ (keV)
----- 1435.72 ± 0.07	2217.76 ± 0.07 782.3 ± 1.0	2217.76 ± 0.07 2218.0 ± 1.0	2217.76 ± 0.07
1435.72 ± 0.07 1898.54 ± 0.14	871.66 ± 0.07 408.98 ± 0.08	2307.38 ± 0.10 2307.32 ± 0.16	2307.36 ± 0.08
1898.54 ± 0.14 2090.48 ± 0.18 2202.92 ± 0.21	516.65 ± 0.20 324.90 ± 0.12 212.38 ± 0.10	2415.19 ± 0.24 2415.38 ± 0.22 2415.31 ± 0.15	2415.30 ± 0.10
1435.72 ± 0.07 1898.54 ± 0.14 2217.76 ± 0.07 2307.36 ± 0.08	1009.78 ± 0.07 546.87 ± 0.15 227.75 ± 0.10 138.02 ± 0.10	2445.50 ± 0.10 2445.41 ± 0.21 2445.51 ± 0.14 2445.38 ± 0.13	2445.45 ± 0.07
----- 1435.72 ± 0.07 2217.76 ± 0.07	2582.2 ± 0.6 1147.06 ± 0.13 364.3 ± 0.6	2582.2 ± 0.6 2582.78 ± 0.15 2582.1 ± 0.6	2582.71 ± 0.14
----- 2217.76 ± 0.07 2445.45 ± 0.07	2639.37 ± 0.07 421.72 ± 0.10 139.86 ± 0.12	2639.37 ± 0.07 2639.48 ± 0.12 2639.31 ± 0.14	2639.38 ± 0.07

2639.40 $\pm$  0.08 keV (ver Tabla VII).

Nagahara et al. han comunicado que en sus mediciones de coincidencias del decaimiento del  $^{138g}\text{Cs}$  detectaron transiciones de 834, 1040 y 1477 keV. Previamente, esos rayos  $\gamma$  solo fueron encontrados en el trabajo de  $^{137}\text{Ba}$  (n, $\gamma$ ) de Mariscotti et al. , quienes los ubicaron desexcitando niveles a energía de 3051.4 y 3921.7 keV. Nosotros no observamos transiciones de esas energías en nuestros espectros  $\gamma$  simples, lo cual da algún soporte a lo propuesto por Carraz et al. en el sentido de que estos niveles no son alimentados desde el decaimiento del  $^{138g}\text{Cs}$ .

Nagahara et al. han propuesto también, de manera tentativa, dos niveles a 2442.7 y 2681.8 keV, apoyados solamente por las dos transiciones al estado fundamental, siendo éstas de intensidades similares. Carraz et al. también comunican la existencia de un rayo de 2444 $\pm$  1 keV, con intensidad similar a la dada por Ref.64. En nuestras mediciones esos rayos no fueron observados; si existen, sus intensidades deben ser al menos 1/3 de las comunicadas por los autores mencionados anteriormente. Sin embargo, cuando se realizan mediciones de espectros  $\gamma$  simples usando una geometría en la cual se tiene un ángulo sólido grande, se observan picos a 1899 y 2445 keV. Como ellos han sido claramente identificados como suma de picos de gran intensidad (1435.72 + 462.82 y 1435.72 + 1009.78 keV), suponemos que al menos el nivel propuesto<sup>64)</sup> a 2442.7 keV está basado en una mala interpretación de efectos de suma.

Las relaciones de suma de energía mostradas en Tabla VII, son un fuerte soporte al esquema de niveles propuesto en Ref.63b. En dicho esquema, cada uno de los ocho niveles de alta energía están desexcitados por un solo rayo  $\gamma$  , no teniendo ninguno de ellos una intensidad relativa mayor del 1.5%. Sin embargo, todos esos niveles han sido también propuestos por Nagahara et al. Además de esto, tres de esos niveles son generados en la reacción  $^{137}\text{Ba}(n,\gamma)$  y otros tres en la reacción (d,p). Consecuentemente, nosotros hemos basado nuestros cálculos de log ft (Ver Fig. 21) en el esquema de niveles de Carraz et al.<sup>63b)</sup> y en nuestras intensidades relativas de rayos  $\gamma$  y coeficientes de conversión.

Asignación de impulsos angulares y paridades: El valor 3 del impulso angular del  $^{138g}\text{Cs}$  ha sido medido<sup>57)</sup>, mientras que no existe determinación experimental de la paridad. Hemos adoptado un valor negativo para la misma, desde que todas las paridades medidas para núcleos con N=83 dan negativas, de acuerdo además con predicciones muy generales del modelo de capas para la región de Z que se está considerando. Además, en conexión con la discusión que sigue,

TABLA VIII. Impulsos angulares y paridades de niveles de  $^{138}\text{Ba}$

Energía del nivel (keV). Este trabajo	Asignación de $J\pi$ a partir de			$J\pi$ propuesto
	$^{139}\text{La}(d, ^3\text{He})$ y correlación angular	log ft y log flt a)	Coefficientes de conversión b) Este trabajo	
0.00	0+ c)	----	----	<u>0+</u> d)
1435.72 ± 0.07	2+ c)	1+ a 5+ 2- a 4-	2+	2+
1898.54 ± 0.14	4+ , 6+ c)	1+ a 5+ 2- a 4-	2+ a 4+	4+
2217.76 ± 0.07	----	1+ a 5+ 2- a 4-	1+ a 5+	1+ , 2+
2307.36 ± 0.08	----	1+ a 5+ 2- a 4-	2+ a 4+	3+ , 4+
2445.45 ± 0.07	3 e)	2± a 4±	1+ a 3+	3+

- a) Los valores de log ft se obtuvieron combinando las intensidades de transición medidas en este trabajo con el  $Q_\beta = 5.04$  MeV dado por Carraz et al.<sup>63b)</sup>.
- b) Las multipolaridades de las transiciones utilizadas para las asignaciones de impulsos angulares y paridades están consignadas en la Tabla V.
- c) A partir de la reacción  $(d, ^3\text{He})$ . Ref.66.
- d) Impulso angular determinado por métodos de espectroscopía óptica.
- e) A partir de correlaciones angulares. Ref.69.

es interesante destacar que la asignación final de J para los niveles excitados de  $^{138}\text{Ba}$  no depende de la paridad del  $^{138g}\text{Cs}$ .

El estado fundamental del núcleo par-par  $^{138}\text{Ba}$  tiene impulso angular 0 el cual fue medido experimentalmente<sup>57)</sup>. Jones et al.<sup>66)</sup> han determinado paridad positiva para el estado fundamental, basándose en el momento  $\ell_p=4$  del protón transferido cuando éste núcleo es formado por la reacción  $^{139}\text{La}(d, ^3\text{He})$ .

A fin de asignar los valores de  $J^\pi$  para los niveles mostrados en la Fig.21, se ha procedido de la siguiente manera.

Como fue discutido en la Sección B4, las mediciones de coeficientes de conversión realizadas en el presente trabajo, establecen multipolaridad E2(+M1) para la transición al estado fundamental desde el nivel de 1435.72 keV, caracterizándolo unívocamente como 2+. Esta asignación está de acuerdo con el resultado de Ref.66.

Para el nivel de 2445.45 keV, la combinación del resultado de correlación angular<sup>69)</sup> y la presente medición de coeficientes de conversión determinan un valor de  $J^\pi=3+$  (ver Tabla VIII). Esta asignación está de acuerdo con la ausencia de la transición al estado fundamental. Paridad positiva fue inferida anteriormente<sup>64)</sup> sobre la base de excluir la posibilidad de que la alimentación  $\beta$  pueda ser del tipo permitida, aunque esta alternativa es compatible con el valor de  $\log ft = 6.9$  (6.7 como fue comunicada por Ref.69).

El carácter M1 de la transición de 546.87 keV permite restringir los valores posibles de impulso angular y paridad para el nivel 1898.54 keV a 2+, 3+, 4+. Además, Jones et al.<sup>66)</sup> también miden  $\ell_p=4$  para el impulso del protón transferido cuando este nivel es alimentado en la reacción  $(d, ^3\text{He})$  y asignan impulso angular y paridad 4+ y 6+. Consecuentemente impulso angular 4 y paridad positiva queda establecida experimentalmente para el nivel de 1898.54 keV. Luego, la multipolaridad de la transición de 462.8 keV resulta ser E2 pura.

Como próximo paso consideraremos el nivel de 2307,36 keV. Las multipolaridades de las transiciones de 408.98 y 871.66 keV establecen paridad positiva impulsos angulares 3,4 para este nivel. Este resultado está de acuerdo con la multipolaridad de la transición de 138.03 keV y con la ausencia de transición al estado fundamental. Aunque, basados solo en las relaciones de desexcitación del nivel, otros autores han sugerido los mismos impulsos angulares, no fueron capaces de establecer la paridad positiva determinada por nuestra medición de  $\alpha_K$ .

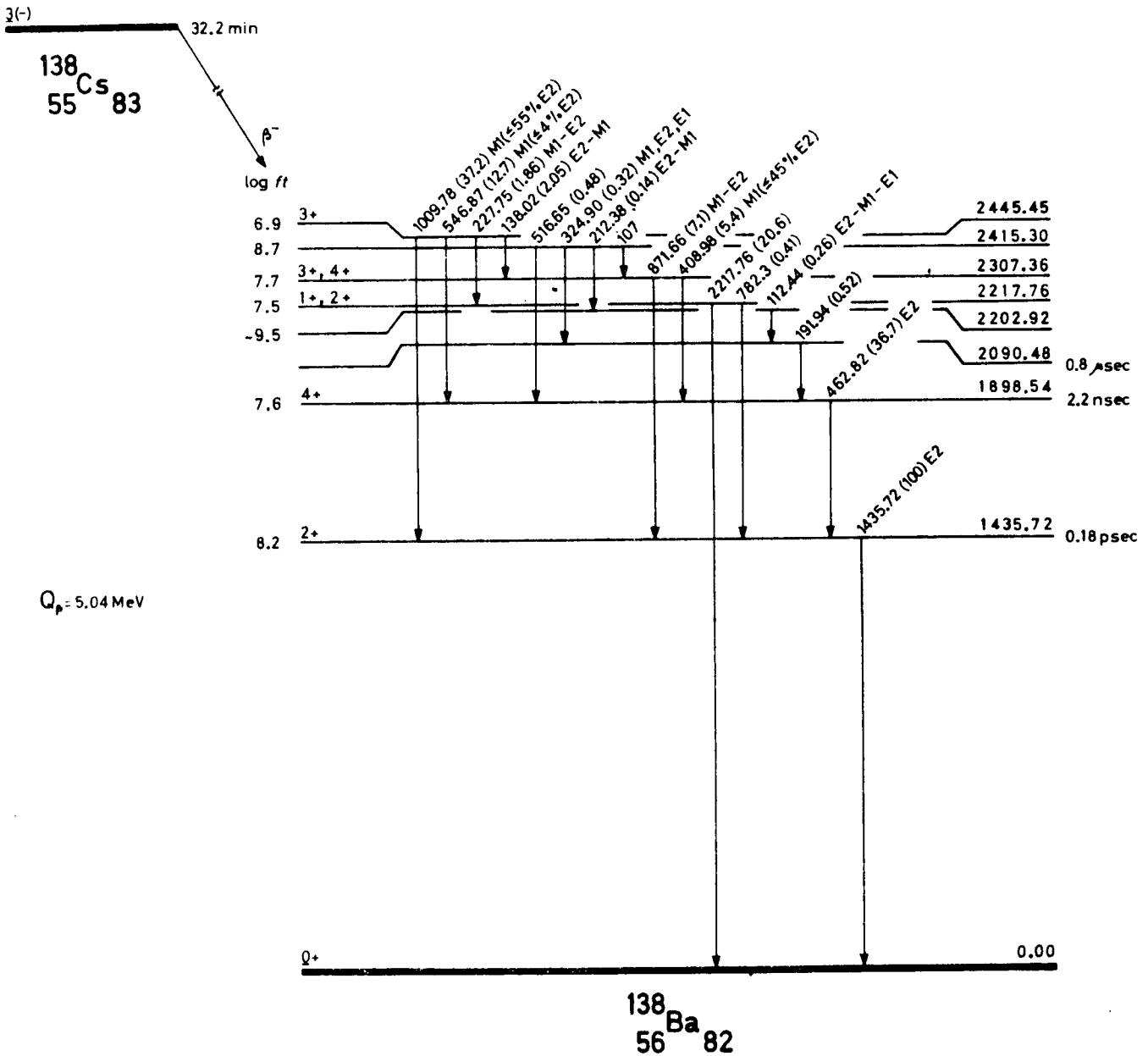


Fig.21 - Esquema de niveles del  $^{138}\text{Ba}$ , basado en Ref.63b. Se muestran las transiciones para las cuales se han determinado multipolaridades, así como otras que apoyan la ubicación de los niveles para los cuales se proponen impulsos angulares y paridades. La transición de 107 keV no fue detectada. Los valores de  $\log ft$  fueron calculados usando un  $Q_\beta = 5.04$  MeV obtenido de Ref.63b. Las intensidades y relativas son dadas entre parentesis.

Finalmente, para el nivel de 2217.76 keV solo es posible obtener un número grande de posibles valores de  $J$  a partir de la multipolaridad de la transición de 227.75 keV, quedando sin embargo la paridad establecida como positiva. La presencia del rayo intenso de 2217.76 keV al fundamental elimina los  $J \geq 3$ . Paridad positiva fue sugerida para este nivel previamente<sup>63a,64)</sup> basandose solamente en que el  $\log ft=7.5$  define la alimentación  $\beta$  como del tipo primera prohibida no única, excluyendo la posibilidad de permitida la cual también es compatible con este valor de  $\log ft$ .

Vamos a considerar ahora aquellos niveles los cuales, como fue comunicado por Carraz et al.<sup>63b)</sup> son fuertemente alimentados desde el estado isomérico de 2.90 min. del  $^{138}\text{Cs}$ . Dichos niveles están a energías de 2090.48; 2202.92 y 2415.30 keV. Como la alimentación a estos niveles desde el  $^{138m}\text{Cs}$  es comparativamente débil, y el isómero de 2.90 min no es formado significativamente en la fisión del  $^{235}\text{U}$ , ni alimentado desde el decaimiento del  $^{138}\text{Xe}$ , las intensidades de las transiciones que tienen lugar entre ellos fueron muy débiles en nuestros espectros. Debido a esto, solo pudimos obtener un valor de  $\alpha_K$  para la transición de 212.38 keV, mientras que para los rayos de 112.44 y 324.90 keV las mediciones solo dieron un límite superior de los  $\alpha_K$ . Hay dos transiciones más que están desexcitando los niveles que estamos considerando, de energías 191.94 y 516.65 keV. Sin embargo, no fue posible determinar sus multipolaridades ya que la línea K de la primera se superpone con otras líneas de conversión y la de la segunda es muy débil para ser vista en electrones. La multipolaridad E2,M1 obtenida para la transición de 212.38 keV indica que la paridad de los niveles a 2202.92 y 2415.30 keV debe ser la misma. Este resultado está en contradicción con lo sugerido por Carraz et al. quienes, basados en argumentos débiles como es la analogía con el esquema de niveles del  $^{140}\text{Ce}$ , propusieron  $J^\pi$  (5-) y (4+), respectivamente.

Es de hacer notar que estudios adicionales del decaimiento del  $^{138m}\text{Cs}$  van a ser bienvenidos, dado que el siguiente análisis de los datos de Carraz et al. muestran que sus datos no pueden ser combinados coherentemente. Como fue establecido en el párrafo anterior, la asignación tentativa de (5-) y (4+) para los niveles de 2202.92 y 2415.30 keV están solo debilmente apoyadas. El impulso angular y la paridad (6-) para el isómero  $^{138m}\text{Cs}$  que alimenta a esos niveles es propuesta solamente sobre las bases de una débil analogía con niveles de  $^{140}\text{La}$  y el probable carácter M3 de la transición isomérica. Además los valores de  $J^\pi$  propuestos no pueden combinarse satisfactoriamente con el  $J^\pi=3(-)$  del  $^{138g}\text{Cs}$  y con los valores de  $\log ft$  de 8.7 y 7.1 del correspondiente a la alimentación  $\beta$  al nivel de 2415.30 keV desde  $^{138}\text{Cs}$

y  $^{138m}\text{Cs}$  respectivamente. Este grupo de valores de  $J\pi$ , indicaría una débil alimentación primera prohibida no única desde  $^{138g}\text{Cs}$ , y una alimentación fuerte primera prohibida única desde  $^{138m}\text{Cs}$ , el carácter de la última siendo incompatible con el valor de  $\log ft$  de 7.1 ( $\log f^1 t = 7.2$ ).

Asumiendo que el  $^{138g}\text{Cs}$  y  $^{138m}\text{Cs}$  tienen respectivamente impulsos angulares y paridades  $\underline{3-}$  y  $6-$ , una asignación  $5+$  para el nivel de 2415.30 keV parece ser la única en acuerdo con los valores de  $\log ft$  de ambas alimentaciones  $\beta$ , una de ellas siendo primera prohibida no única y la otra primera prohibida única. La multipolaridad de la transición de 324.90 keV, aunque no bien definida, es compatible con esta asignación de  $J\pi$ , si para el nivel de 2090.48 keV se acepta  $J\pi=6+$ , como fue razonablemente propuesto por Carraz et al.

Para la alimentación  $\beta$  que alimenta el nivel de 2202.92 keV desde  $^{138g}\text{Cs}$ , obtenemos un  $\log ft \approx 9.5$  ( $\log f^1 t \approx 9.9$ ). A partir de las energías de los rayos  $\beta$  y de las intensidades de los rayos  $\gamma$  comunicadas por Carraz et al., el valor de  $\log ft$  para la rama  $\beta$  que alimenta el nivel mencionada más arriba desde el  $^{138m}\text{Cs}$  es  $\approx 7.4$  ( $\log f^1 t \approx 7.6$ ). Combinando esos datos con las mismas consideraciones hechas anteriormente respecto a los  $J\pi$  de  $^{138m,g}\text{Cs}$ , se obtiene una asignación de impulso angular y paridad  $4+$ ,  $5+$  para el nivel de 2202.92 keV. La paridad recibe algún soporte desde el hecho ya mencionado que la multipolaridad  $E2, M1$  de la transición de 212.38 keV requiere que esta paridad sea igual a la del nivel de 2415.30 keV. Las posibles multipolaridades de la transición de 112.44 keV no introducen restricciones adicionales. Debe tenerse en mente que la línea de razonamiento anterior esta basada en la asignación débil de impulso angular y paridad  $6-$  para  $^{138m}\text{Cs}$ .

#### B8. NIVELES DE $^{139}\text{Cs}$ .

Usando técnicas "en línea" en el separador de masa de Stockolm, Holm, Borg, Fagerquist y Kropff<sup>70)</sup> estudiaron el decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$  de 40 seg de vida media, el cual fue obtenido como producto de la fisión de  $^{235}\text{U}$ . Basados sobre sus mediciones de espectros  $\gamma$  simple y coincidencias ( $\gamma, \gamma$ ), fueron los primeros en proponer un esquema de niveles para el  $^{139}\text{Cs}$ , el cual llega hasta 1007 keV. Alväger et al.<sup>71)</sup> obtuvieron  $^{139}\text{Xe}$  a partir de la fisión espontánea del  $^{252}\text{Cf}$  y publicaron un esquema de niveles basados solamente en relación de suma de energías. Este esquema es esencialmente el mismo que el de Ref.70, aunque posee dos niveles menos y el orden de la cascada 225.49-289.80 keV está invertido. Esta inversión sin embargo es incompatible con el balance de inten-

sidades. W.L. Talbert, a través de una comunicación privada, también propone un esquema de niveles el cual, llegando hasta 2.2 MeV, concuerda con el propuesto por el grupo sueco, en la zona de baja energía. Por otra parte Talbert propone dos niveles nuevos debajo de 1 MeV, para los cuales da energías de 646.5 y 891.7 keV.

Energía de niveles: Todas las transiciones para las cuales nosotros hemos podido determinar multipolaridades están ubicadas en niveles debajo de 732.60 keV. A fin de asegurar la ubicación de estas transiciones en el esquema de niveles adoptado<sup>68,70)</sup>, se hizo un esfuerzo especial para obtener energías de muy alta precisión y, simultáneamente, resolver mejor un multiplete de alrededor de 515 keV. El espectro de rayos  $\gamma$  fue medido varias veces con una ganancia de 0.25 keV/canal y a una resolución de 2.2 keV para una energía de 515 keV. (Fig.17). La calibración en energía fue realizada como se explicó en la Sección B4, usando los valores dados por Marion<sup>72)</sup> para rayos pertenecientes al decaimiento de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{88}\text{Y}$ . Para el análisis de la región 510-515 keV, usamos una forma de pico la cual fue obtenida por interpolación desde una función que daba la variación de la forma de los picos de energía total en función de la energía de los rayos  $\gamma$ .

Nuestras relación de suma de energía de rayos  $\gamma$  (Tabla IX) e intensidades relativas confirman, hasta 732.60 keV, el esquema de niveles propuesto por Holm et al., así como el nivel adicional a 646.58 keV propuesto por Talbert.

La energía de los rayos  $\gamma$  que resulta del análisis del multiplete mencionado anteriormente, son  $513.9 \pm 0.3$  y  $515.3 \pm 0.3$  keV. Esos valores coinciden muy bien con la correspondiente diferencia de energía de los niveles entre los cuales están propuesto a saber;  $513.89 \pm 0.13$  y  $515.27 \pm 0.10$  keV, las cuales se obtienen cuando se excluyen para la obtención de la energía de los niveles, las dos transiciones mencionadas. Aunque el grupo de Stockholm<sup>70)</sup> no resuelve esos dos rayos  $\gamma$ , desde sus mediciones de coincidencias, sugieren la ubicación mostrada en el esquema para los mismos.

Los tres esquemas de niveles propuestos<sup>68,70,71)</sup> incluyen, entre los niveles de 515.28 y 393.65 keV, un rayo  $\gamma$  para el cual nosotros obtenemos una energía de  $121.37 \pm 0.10$  keV. Para la correspondiente diferencia de energía de los niveles obtenemos un valor de  $121.63 \pm 0.11$  keV, la cual difiere del valor obtenido para el rayo en 2.5 veces el error standar. Esto nos lleva a sugerir la posibilidad de que este rayo  $\gamma$  esté ubicado en alguna otra parte del esquema de niveles. Dos transiciones de 103.86 y 442.5 keV, no comunicadas por Holm et al., pero si por Talbert, fueron encontradas en el presente trabajo y ubicadas en el

TABLA IX. Relaciones de equisumas para niveles de  $^{139}\text{Cs}$

$E_i$ (keV)	$E_j$ (keV)	$E_{i+j}$ (keV)	$E_{\text{nivel}}$ (keV)
----- 218.71 ± 0.08 289.80 ± 0.10	393.61 ± 0.08 175.03 ± 0.08 103.86 ± 0.10	393.61 ± 0.08 393.74 ± 0.11 393.66 ± 0.14	393.65 ± 0.06
----- 218.71 ± 0.08 289.80 ± 0.10	515.3 ± 0.3 296.55 ± 0.10 225.49 ± 0.10	515.3 ± 0.3 515.26 ± 0.13 515.29 ± 0.14	515.28 ± 0.09
----- 218.71 ± 0.08 289.80 ± 0.10	646.61 ± 0.20 427.4 ± 0.7 356.80 ± 0.20	646.61 ± 0.20 646.1 ± 0.7 646.60 ± 0.22	646.58 ± 0.15
----- 218.71 ± 0.08 289.80 ± 0.10 393.65 ± 0.06	732.81 ± 0.25 513.9 ± 0.3 442.53 ± 0.25 338.95 ± 0.10	732.81 ± 0.25 732.6 ± 0.3 732.3 ± 0.3 732.60 ± 0.12	732.60 ± 0.10

esquema de niveles. Finalmente, desde nuestro espectro de rayos  $\gamma$  podemos establecer, como ya llamó la atención Holm et al., que el pico de 647 keV es probablemente doble.

Aunque en mediciones adicionales hemos detectado rayos  $\gamma$  del  $^{139}\text{Xe}$  hasta  $\approx 4$  MeV, esta información no fue analizada a fondo. Sin embargo, un análisis superficial fue suficiente para deducir los valores de  $\log ft$  correspondiente a las ramas  $\beta$  que alimentan los niveles de  $^{139}\text{Cs}$  por debajo de 800 keV. (ver Fig.22).

Asignación de impulsos angulares y paridades: Como los impulsos angulares y paridades de los estados fundamentales del  $^{139}\text{Xe}$  y  $^{139}\text{Cs}$  no han sido determinados experimentalmente, nos hemos basado en la sistemática nuclear de  $J^\pi$  de estados fundamentales en la región de interés para su asignación.

Aunque la sistemática de  $J^\pi$  para el estado fundamental<sup>57)</sup> para núcleos con  $N=85$  es escasa, la misma sugiere una asignación  $3/2^-$  para  $^{139}\text{Xe}$ . Por otra parte, por analogía con  $^{137}\text{Xe}$ , también es posible asignarle un impulso angular y paridad  $7/2^-$ .

Respecto al estado fundamental del  $^{139}\text{Cs}$ , la sistemática de  $J^\pi$  para  $Z=55$  y  $N$ -impar, sugiere fuertemente una asignación  $7/2^+$ , por analogía con  $^{133,135,137}\text{Cs}$ . Aunque el impulso angular y la paridad del estado fundamental y del primer estado excitado del  $^{139}\text{Ba}$  (ver Sección III. B6) son bien conocidos, el decaimiento  $\beta$  a estos niveles desde el  $^{139}\text{Cs}$  producen una información pobre dado que los valores de  $\log ft$  están solo inferidos<sup>73)</sup>. Sin embargo ellos no están en contradicción con la posible asignación de  $7/2^+$  hecha para el estado fundamental del  $^{139}\text{Cs}$ .

Por consiguiente, la asignación más probable de  $J^\pi$  para los estados fundamentales son de  $(3/2^-, 7/2^-)$  para  $^{139}\text{Xe}$  y  $(7/2^+)$  para  $^{139}\text{Cs}$ . Se obtiene información adicional a partir de los resultados de las coincidencias  $(\beta, \gamma)$  realizadas por Holm et al.<sup>70)</sup>. Estos autores han observado que el punto de máxima energía de la distribución  $\beta$  del decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$ , obtenida cuando se usa como disparo para las coincidencias el rayo  $\gamma$  de 393.61 keV, es solo 100 keV menor que el punto de energía máxima de la distribución  $\beta$  simple. De esto deducen que la alimentación  $\beta$  al estado fundamental del  $^{139}\text{Cs}$  es débil, dado que de otra manera se debería observar un corrimiento de 400 keV (ver Fig.22). Basado en este resultado, dicho grupo ha propuesto un valor de  $\log ft \geq 8$  para la alimentación  $\beta$  al fundamental, lo cual implica un  $\log f^1 t \geq 9$  caracterizando a esta transición probablemente como una primera prohibida única. De acuerdo a ello, nosotros hemos seleccionado los impulsos angulares y paridades siguientes:  $(3/2^-)$  para  $^{139}\text{Xe}$  y  $(7/2^+)$  para  $^{139}\text{Cs}$ . La energía  $Q_\beta$  de desinte-

TABLA X. Impulsos angulares y paridades de niveles de  $^{139}\text{Cs}$

Energía del nivel (keV). Este trabajo	Impulsos angulares y paridades a partir de		$J_{\pi}$ propuesto
	$\log ft$ y $\log f^1 t$ a)	Coefficientes de conversión b). Este trabajo	
0.00	----	----	$(7/2+)$ c)
$218.71 \pm 0.08$	$(1/2+ \text{ a } 5/2+)$ $(1/2- \text{ a } 7/2-)$	$(5/2+ \text{ a } 9/2+)$	$(3/2+ , 5/2+)$
$289.80 \pm 0.10$	$(1/2+ \text{ a } 5/2+)$ $(1/2- \text{ a } 7/2-)$	$(3/2+ \text{ a } 11/2+)$	$(3/2+ , 5/2+)$
$393.65 \pm 0.06$	$(1/2\pm \text{ a } 5/2\pm)$	$(3/2+ \text{ a } 7/2+)$	$(3/2+ , 5/2+)$
$515.28 \pm 0.09$	$(1/2\pm \text{ a } 5/2\pm)$	$(1/2+ \text{ a } 9/2+)$	$(3/2+ , 5/2+)$
$646.58 \pm 0.15$	$(1/2+ \text{ a } 5/2+)$ $(1/2- \text{ a } 7/2-)$	$(1/2- \text{ a } 11/2-)$	$(1/2- \text{ a } 7/2-)$
$732.60 \pm 0.10$	$(1/2+ \text{ a } 5/2+)$ $(1/2- \text{ a } 7/2-)$	$(3/2+ \text{ a } 9/2+)$ $(5/2- , 7/2-)$	$(3/2+ , 5/2\pm , 7/2-)$

a) Los valores de  $\log ft$  se obtuvieron combinando las intensidades de transición determinadas en este trabajo con el  $Q_{\beta}=5.0$  MeV dado por Holm et al.<sup>70</sup>). Para el estado fundamental del  $^{139}\text{Xe}$  se tomó  $J_{\pi}=3/2-$  (ver texto).

b) Las multipolaridades de las transiciones utilizadas para las asignaciones de impulso angular y paridad están consignadas en la Tabla V.

c) Obtenido a partir de la sistemática de  $J_{\pi}$  de estados fundamentales. (ver texto).

gración total fue medida por el grupo de Stockholm siendo su valor de 5.0 MeV.

Como mencionamos anteriormente, una evaluación preliminar de los resultados de los espectros  $\gamma$  de alta energía han sido suficiente para deducir valores de  $\log ft$  de aquellos rayos  $\beta$  que alimentan niveles para los cuales existe información desde las mediciones de coeficientes de conversión interna. Es interesante notar que hemos obtenido alimentación  $\beta$  a los dos primeros estados excitados de 5.7% y 2.6%, respectivamente, lo cual es notablemente menor que la comunicada por Holm et al..

En las columnas 2 y 3 de la Tabla X se dan las asignaciones de impulsos angulares y paridades obtenidas a partir de los valores de  $\log ft$  y de las multipolaridades. La última, para cada uno de los niveles hasta 646.58 keV, elimina una de las dos posibles paridades compatibles con los  $\log ft$ . Para el nivel de 732.60 keV, la paridad no está definida. Combinando los datos de ambas columnas, se han deducido los posibles valores de  $J\pi$  propuestos en la última columna. Impulso angular 1/2 ha sido eliminado para el nivel de 515.28 keV a causa de la transición al estado fundamental.

Razonando de una manera similar a la hecha anteriormente Holm et al. propusieron los mismos impulsos angulares y paridades para los estados fundamentales del  $^{139}\text{Xe}$  y  $^{139}\text{Cs}$ . A partir de ellos, asumiendo que todos los decaimientos  $\beta$  son transiciones primera prohibidas no únicas, establecieron paridades positivas y sugirieron impulsos angulares para los estados excitados. Sin embargo, con los nuevos valores de  $\log ft$  que nosotros hemos obtenido, no es posible eliminar las transiciones primera prohibidas únicas a los niveles de 218.71 y 289.80 keV. Es más, tampoco se puede excluir decaimientos únicos a los niveles de 646.58 y 732.60 keV.

#### B9. PROBABILIDAD DE TRANSICION $\gamma$ .

Entre las transiciones presentadas en Tabla V hay solo dos que deexcitan niveles con vidas medias conocidas y para las cuales se ha determinado carácter E2 puro a saber: 197.2 keV en  $^{136}\text{Xe}$  y 1435.72 keV en  $^{138}\text{Ba}$ . A ellas debemos agregar la transición de 462.82 keV en  $^{138}\text{Ba}$ , para la cual en la Sección B7 se mostró que es de carácter E2 puro. La vida media comparativa  $\log_{10}(\tau_{\gamma} A^{4/3} E_{\gamma}^5)$ , y el cociente de la vida media experimental  $T_{1/2}^{\gamma}$  a la calculada por Weisskopf<sup>(63)</sup>, son mostradas en la Tabla XI.

Como vamos a discutir en la Sección siguiente, la transición de 197.2 keV en  $^{136}\text{Xe}$  muy probablemente proceda entre niveles 6+ y 4+. La información obtenida por nosotros respecto a esta transición ya fue usada por otros

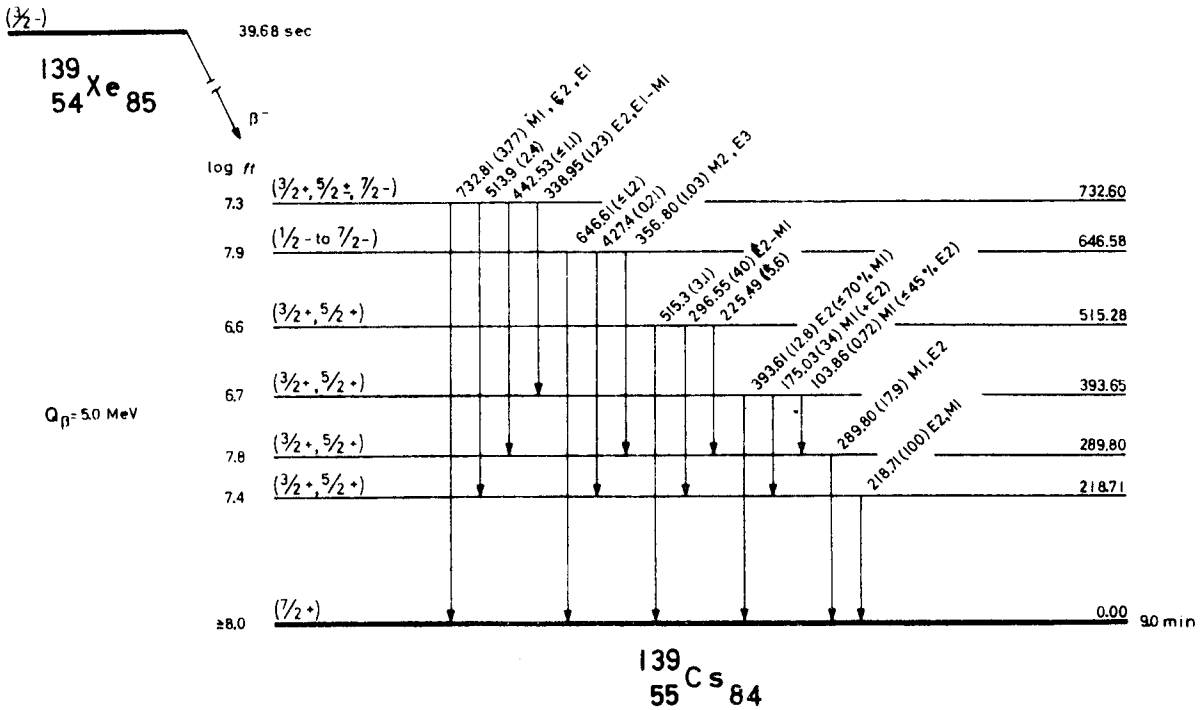


Fig.22 -Esquema parcial de niveles del  $^{139}\text{Cs}$ . Se muestran las transiciones para las cuales se han determinado multipolaridades, así como otras que apoyan la ubicación de los niveles para los cuales se proponen impulsos angulares y paridades. Se dan solo un límite superior para las intensidades de los rayos  $\gamma$  de 442.53 y 646.61 keV dado que los mismos parecen ser picos complejos.

autores<sup>74)</sup> para incluirla en una sistemática de factores de retardo para transiciones similares entre estados  $6+ \rightarrow 4+$  en núcleos con  $N=82$ , en la cual se llamó la atención sobre la existencia de transiciones E2 altamente retardadas en núcleos que tienen la subcapa de protones  $g_{7/2}$  y  $d_{5/2}$  semillena. Finalmente, el factor de aceleración 12 para la transición de 1435.72 keV en  $^{138}_{56}\text{Ba}$  es similar a aquellos de las transiciones que desexcitan el primer estado excitado  $2+$  en  $^{140}_{58}\text{Ce}$  y  $^{144}_{62}\text{Sm}$ : 16 (1597 keV)<sup>75,76)</sup> y 15 (1660 keV)<sup>77)</sup>, respectivamente.

#### B10. SISTEMATICA PARA ASIGNACIONES DE $J\pi$

Vamos hacer uso ahora de la sistemática de valores de  $J\pi$  medidos por otros grupos, a fin de reducir las asignaciones de impulsos angulares y paridades hechas en el presente trabajo a partir de los datos experimentales.

Para todos los estados fundamentales cuyos valores de  $J\pi$  no fueron medidos experimentalmente<sup>57)</sup>, hemos seguido el comportamiento sistemático<sup>57,78)</sup> de los valores correspondientes a cada elemento envuelto. Las fuentes desde donde fueron extraídos los datos experimentales para los estados excitados se dan al pie de las Figs. Para guardar uniformidad en la presentación de esos datos, hemos ido a través de los trabajos originales reevaluando las informaciones dadas. Para ello, hemos considerado que argumentos modelísticos y de sistemática son débiles para la asignación de  $J\pi$ , o para la eliminación de posibles asignaciones desde datos experimentales. Para la mayoría de los núcleos usados existen datos a energías mayores que las mostradas. Cuando existe una clara correspondencia entre niveles, los hemos unido con líneas de trazo discontinuo, mientras que, cuando la correspondencia es dudosa, los hemos unido con líneas punteadas.

Los niveles isoméricos a 1891.6 y 2090.48 keV en, respectivamente  $^{136}_{54}\text{Xe}$  y  $^{138}_{56}\text{Ba}$ , deben ser<sup>58)</sup> estados de impulso angular y paridad  $6+$ . Si esto es correcto, la transición de 197.2 keV en el primero de esos núcleos debería definir al nivel de 1694.4 keV como teniendo  $J\pi=4+$ . La Fig.23 muestra un dibujo de la relación  $E_6^1/E_2^1$  y  $E_4^1/E_2^1$  para núcleos de  $N=82$ , el cual incluye los niveles mencionados anteriormente. La tendencia general es razonable. El decrecimiento en la razón  $E_6^1/E_2^1$  para el núcleo de  $Z=58$  está probablemente relacionado al llenado de la subcapa  $g_{7/2}$ .

Para los niveles de baja energía del  $^{139}_{55}\text{Cs}$ , la información de los núcleos vecinos está bien definida pero es escasa (Fig.24). El primer estado excitado es probablemente  $(5/2+)$ , estando esta asignación apoyada por la tendencia

TABLA XI. Probabilidades de transición cuadrupolares eléctricas

Transición en	$E_{\gamma}$ (MeV)	$T_{1/2}$ (seg)	$\log_{10}(\tau_{\gamma} A^{4/3} E_{\gamma}^5)$	$\frac{(T_{1/2}^{\gamma})_{\text{exp.}}}{(T_{1/2}^{\gamma})_{\text{W.}}}$
$^{136}_{54}\text{Xe}_{82}$	0.197	$3.0 \times 10^{-6}$	$\bar{6}.0$	78
$^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$	0.463	$2.2 \times 10^{-9}$	$\bar{8}.7$	4
	1.436	$1.8 \times 10^{-13}$	$\bar{9}.1$	0.08

general de los isótopos de Cs (ver Fig.25) (debemos llamar la atención que la asignación de  $J^\pi$  para los núcleos de  $^{135,137}\text{Cs}$  fue hecha en el Programa IALE como parte del mismo trabajo del cual nos estamos ocupando aquí y los resultados han sido aceptados en Physical Review C para su publicación). La evidencia para que el segundo estado excitado sea  $(3/2^+)$  es más débil. Si esta asignación es correcta, la transición de 289.80 keV debería ser E2 pura. La aparición en la Fig.25 de estados fundamentales con valores  $1/2^+$  para  $^{127,129}\text{Cs}$  está asociada con el hecho conocido de que en esta región existen deformaciones estables (Ref.85), siendo el núcleo  $^{131}\text{Cs}$  un núcleo transicional.

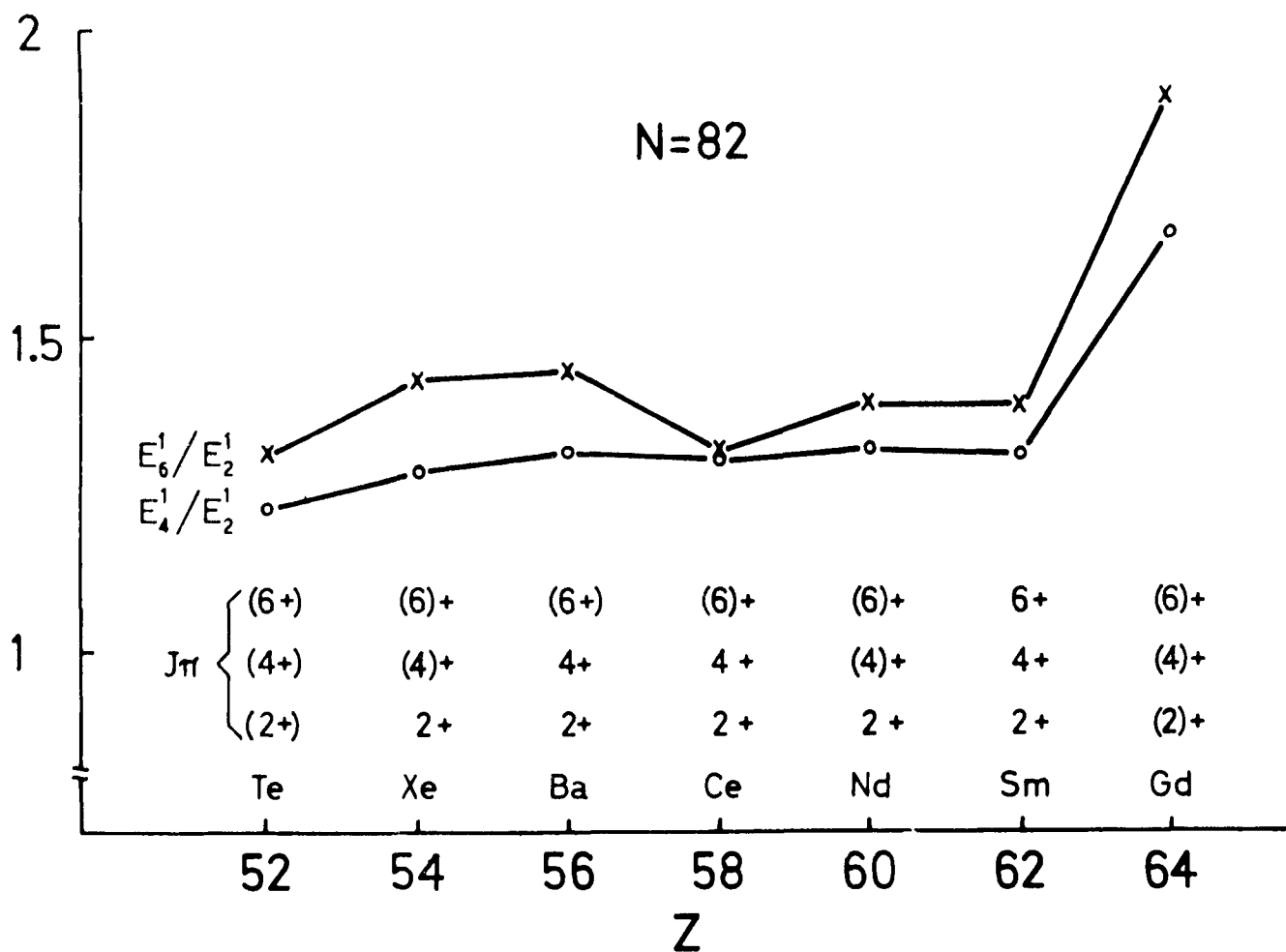


Fig.23 - Sistemática de las relaciones  $E_6^1/E_2^1$  y  $E_4^1/E_2^1$  en función del número de protones para núcleos con  $N=82$ . Los datos fueron obtenidos de las siguientes fuentes:  $^{134}\text{Te}$ , Ref. 98, 99;  $^{140}\text{Ce}$ , Refs. 75, 100;  $^{142}\text{Nd}$ , Refs. 66, 101, 102;  $^{144}\text{Sm}$ , Refs. 74, 77;  $^{146}\text{Gd}$ , Ref. 103.

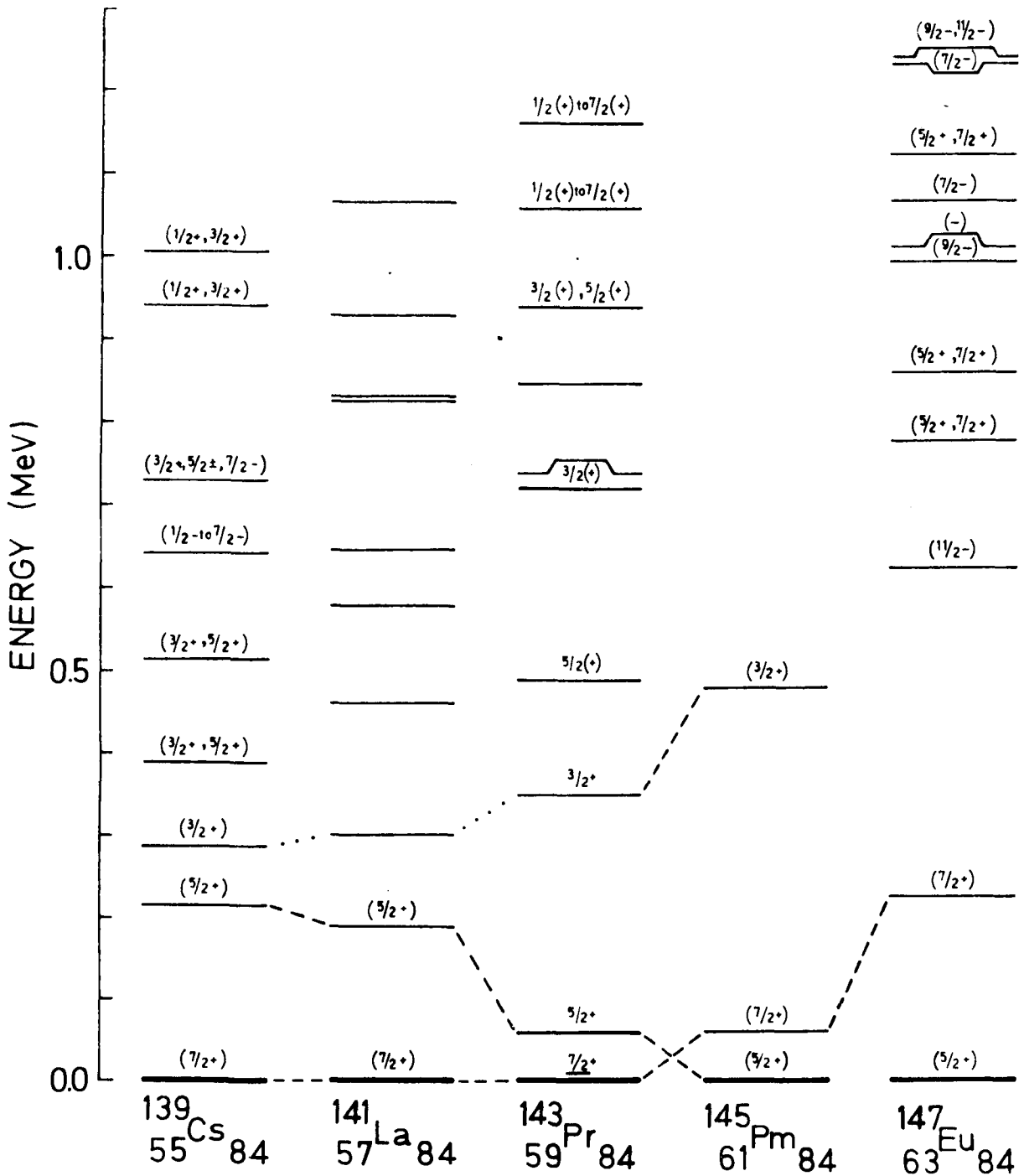


Fig.24 - Sistemática de  $J^\pi$  para núcleos con  $N=84$ . Las líneas cortadas indican una correspondencia clara, las líneas de punto indican una correspondencia dudosa. Los datos para los niveles excitados fueron obtenidos de las siguientes fuentes:  $^{139}\text{Cs}$ , Ref.70;  $^{141}\text{La}$ , Ref.79,80;  $^{143}\text{Pr}$ , Ref 81;  $^{145}\text{Pm}$ , Ref 82;  $^{147}\text{Eu}$ , Ref.83,84.

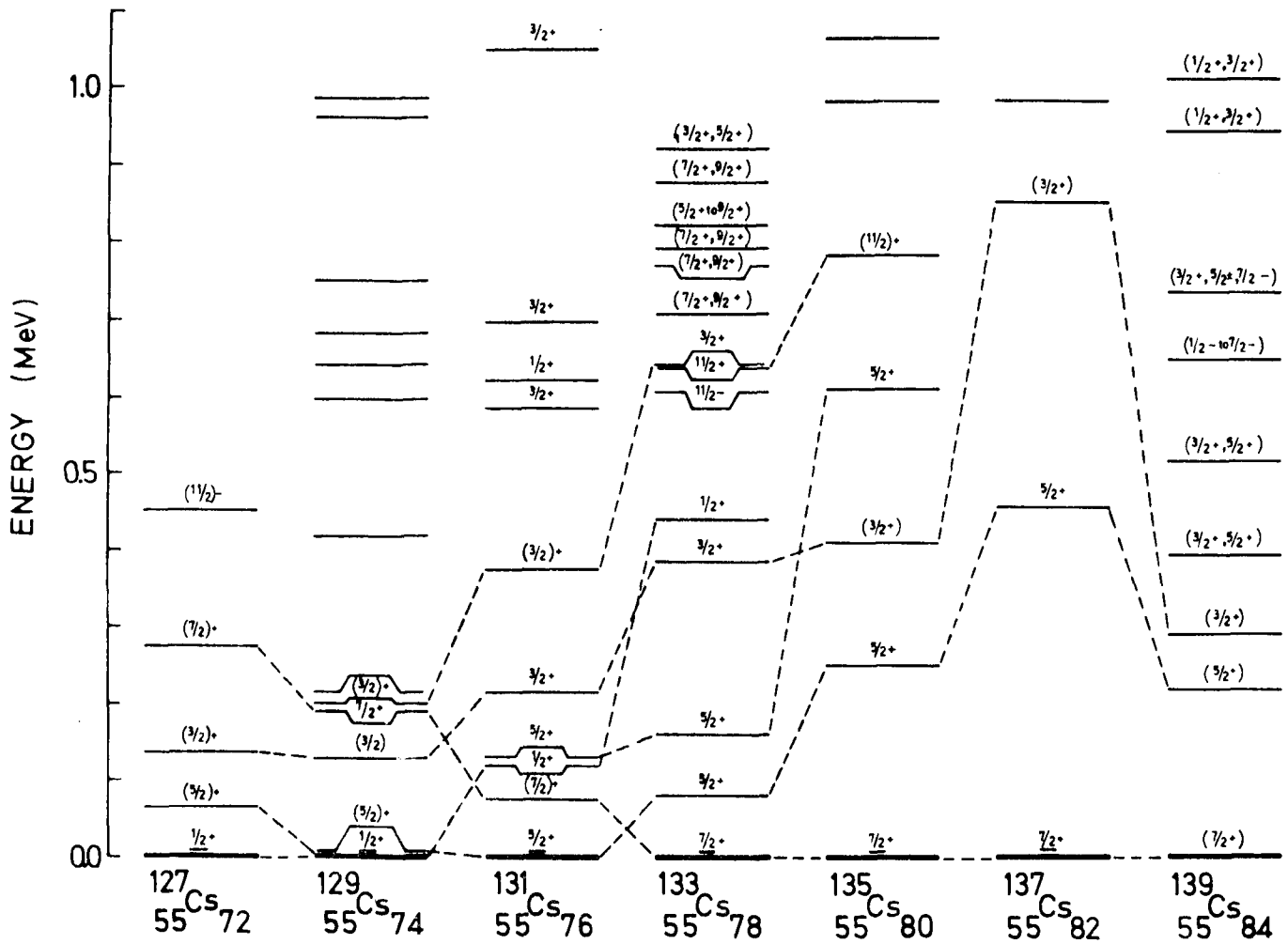


Fig.25 - Sistemática de  $J^\pi$  para núcleos de Cs. Los datos para los niveles excitados fueron obtenidos de las siguientes fuentes:  $^{127}\text{Cs}$ : Ref.85;  $^{129}\text{Cs}$ : Ref.86;  $^{131}\text{Cs}$ : Refs.87,88;  $^{133}\text{Cs}$ : Refs.89-91;  $^{135}\text{Cs}$ : Refs.92-95;  $^{137}\text{Cs}$ : Refs.96,97;  $^{139}\text{Cs}$ : Ref.70.

### III. REACCIONES NUCLEARES

#### Captura de neutrones térmicos

##### A1. BRIVE DISCUSION DEL PROCESO (n, $\gamma$ ).

Cuando se produce la captura de neutrones por parte de un núcleo, al menos para neutrones de muy baja energía, éste decae por emisión de rayos  $\gamma$  o electrones de conversión interna. La emisión de partículas cargadas tales como protones y  $\alpha$ , se encuentra solo limitada a unos pocos núcleos livianos debido a que la misma está inhibida por la barrera potencial coulombiana. La fisión, por otra parte, si bien es un proceso competitivo, está limitada a núcleos muy pesados.

El proceso de captura de neutrones y posterior emisión de radiación es muy importante dado que, por la alta energía de excitación que alcanza el núcleo resultante (hasta 11 MeV), el espectro  $\gamma$  obtenido es muy complejo y rico en información espectroscópica.

El estudio de captura radiactiva de neutrones puede ser dividido en dos grandes grupos: captura resonante y captura térmica, las cuales en general difieren en técnicas y objetivos. Nosotros nos referiremos específicamente a la captura de neutrones térmicos.

En el estado inicial, consideremos un núcleo estable conteniendo A nucleones, con impulso angular J, paridad  $\pi$  y masa  $M_A$  y un neutrón incidente de masa  $M_n$  y energía cinética  $E_n$ . Para energías del neutrón incidente del orden de eV o menor, se debe considerar solo aquellos con momento angular orbital nulo (onda s). El neutrón es capturado formando un estado altamente excitado de un núcleo con A+1 nucleones, impulso angular  $J_c = J \pm \frac{1}{2}$  y paridad  $\pi_c = \pi$ .

Si bien la formación de un núcleo compuesto es la manera más general y difundida de interpretar la reacción (n, $\gamma$ ), actualmente hay indicaciones de que la misma se produce también mediante una "captura directa" o no estadística del neutrón. Algunas de estas evidencias se presentan como parte del presente trabajo en la Sección III.B8.

En el caso de formación de un núcleo compuesto, se considera que a través de una serie de colisiones internas entre los nucleones, la energía de excitación  $S_n + E_n$  (ver Sección I) se distribuye por todo el núcleo. Eventualmente, se va a alcanzar alguna clase de equilibrio en la cual diferentes configuraciones nucleares aparecen momentáneamente y decaen en otras. En otras palabras la fun-

ción de onda nuclear va a consistir en una combinación de muchas configuraciones de ondas simples. Una vez alcanzado este equilibrio estadístico, el núcleo compuesto no va a conservar memoria de como fue originado, aparte de la conservación de impulso, momento angular y paridad del estado inicial.

Como se discutió en la Sección I la energía de excitación del estado de captura es rara vez emitida a través de una sola transición al estado fundamental, observándose en general varias transiciones en cascadas. Los rayos  $\gamma$  originados en el estado de captura se denominan primarios, y los resultantes del decaimiento de los estados excitados intermedios alimentados por ellos, rayos secundarios. En general la multipolaridad más probable para los rayos primarios es la dipolar. Los estados alimentados por las transiciones primarias dipolares tienen impulso angular entre  $|J_c - 1|$  y  $J_c + 1$  y paridad  $\pi_c$  para transiciones dipolares magnéticas y  $-\pi_c$  para dipolar eléctrica.

A fin de obtener la energía de unión  $S_n$  del neutrón a partir de la energía de los rayos  $\gamma$  emitidos, es necesario realizar una corrección por retroceso del núcleo al emitir los mismos. Esta energía de retroceso está dada por

$$E_{\text{retr.}} = E_\gamma^2 / (2 M_{A+1} c^2) = 0.5 \times 10^{-6} E_\gamma^2 / (A+1) \quad (\text{III.A1.1})$$

## A2. MONTAJE EXPERIMENTAL.

En general en un experimento de reacción  $(n, \gamma)$  el dispositivo experimental puede ser dividido en la fuente de neutrones, el blanco y el sistema de detección y de colección de datos.

Como fuente de neutrones son utilizados reactores dado el alto flujo alcanzable en los mismos. Los blancos se clasifican, según su ubicación, en blancos internos y externos. En el primer caso el blanco se coloca dentro del reactor, en la zona de máximo flujo de neutrones térmicos, obteniéndose además el máximo ángulo sólido para la irradiación con los mismos. En el caso de blanco externo <sup>se debe extraer</sup> el haz de neutrones fuera del reactor, pero dado que la muestra puede colocarse tan cerca como se quiera del detector, se obtiene el máximo ángulo sólido para la detección de las radiaciones. La elección entre estos dos dispositivos depende del tipo de experimento que se desea realizar. Por ejemplo, el blanco interno permite estudiar núcleos con muy baja sección eficaz ó casos donde solo se pueden obtener pequeñas cantidades de muestras. En el caso de blanco externo, por otra parte se puede disponer de un fondo de radiación  $\gamma$  muy bajo, por ejemplo, si se usa un haz difractado de neutrones.

En el presente trabajo, como fuente de neutrones térmicos para la reac-

ción ( $n, \gamma$ ) se usaron dos reactores existentes en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, U.S.A.: a) El reactor moderado con grafito (Brookhaven Graphite Research Reactor) que en lo sucesivo lo denominaremos BGRR y b) El reactor de alto flujo (High Flux Beam Reactor) que lo denominaremos HFBR. En ambos casos se usaron blancos externos. Los dispositivos usados en los dos casos para la obtención de los haces externos de neutrones térmicos fueron distintos. En el reactor BGRR, el haz de neutrones térmicos proveniente directamente del reactor fue colimado a la salida del mismo usando colimadores de distintos diámetros según las características de la experiencia.

En el reactor HFBR fue utilizado un sistema altamente sofisticado a fin de obtener un haz de neutrones monoenergéticos. El haz de neutrones proveniente del reactor, después de pasar a través de un colimador, incide sobre un monocromador de neutrones. Este consiste en un monocristal de Berilio que por difracción de Bragg entrega neutrones monoenergéticos, en este caso entre 0.01 y 20 eV. En la posición del cristal la densidad de flujo del haz de neutrones es de  $10^9$  n/cm<sup>2</sup> seg y el flujo de  $2 \times 10^{10}$  n/seg. Un segundo colimador fue colocado en el ángulo adecuado para la energía requerida. El blanco, los detectores, y el blindaje son automáticamente ubicados en la dirección del haz. Este dispositivo fue diseñado para estudiar aparte de la captura de neutrones térmicos, resonancias. El sistema está además provisto de un haz directo, al cual después de pasar a través del cristal, se lo hace incidir sobre un filtro de cuarzo. La densidad de flujo de neutrones en la posición del blanco, en este caso, es de  $7 \times 10^7$  n/cm<sup>2</sup> seg.

En los dos reactores los detectores de Ge(Li) y INa usados en el análisis de las radiaciones se encontraban a la altura del blanco a 45° respecto del haz de neutrones.

Detalle de los colimadores, blancos y flujo de neutrones usados para el estudio de las reacciones  $^{138}\text{Ba}(n, \gamma) ^{139}\text{Ba}$  y  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma) ^{114}\text{Cd}$  son dados en las Secciones III.B2 y III.C2 respectivamente.



B. REACCION  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$  Y EVIDENCIA DE CAPTURA DIRECTA

B1. INTRODUCCION.

El esquema de niveles del  $^{139}\text{Ba}$ , alimentado en el decaimiento del  $^{139}\text{Cs}$  (9.5 min.), ha sido estudiado por varios autores<sup>4,71,104-107</sup>. Wasson<sup>104</sup> fue el primero en comunicar la existencia de dos rayos  $\gamma$  pertenecientes a éste decaimiento, con energías de 0.63 y 1.28 MeV, los cuales fueron posteriormente confirmados por Wahlgren y Meinke<sup>105</sup>. Aksenov, Brodtkin, Bushuev y Polikarpov<sup>106</sup> publicaron además la existencia de dos rayos adicionales con energía de 1.9 y 3.4 MeV y varios rayos débiles. Zherebin, Krylov y Polikarpov<sup>107</sup> construyeron un esquema de niveles basados en sus espectros simples y en sus resultados de coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ) y ( $\beta$ - $\gamma$ ). Los resultados de estos autores están en un completo desacuerdo con los obtenidos en el presente trabajo. Alvärger, Naumann, Prety, Sidenius y Thomas<sup>71</sup>) han realizado un estudio, similar al descrito en la Sección II.2.A1, de los productos de la fisión espontánea del  $^{252}\text{Cf}$  asignado dos rayos, con energía de 626.6 y 1284.0 keV, al decaimiento del  $^{139}\text{Cs}$ .

Se han realizado varios estudios<sup>108-111</sup>) de la reacción  $^{138}\text{Ba}(d,p)^{139}\text{Ba}$  los cuales han aportado información sobre la estructura de capas de los núcleos cercanos a la capa cerrada  $N=82$ .

Información adicional sobre los niveles de energía del  $^{139}\text{Ba}$  ha sido obtenida por von Brentano, Marquardt, Wurm y Zaidi<sup>112</sup>) y por Morrison, Williams, Nolen y von Ehrenstein<sup>113</sup>) a partir de los estudios de las resonancias analógicas isobáricas observadas en la dispersión elástica e inelástica de protones por  $^{138}\text{Ba}$ .

Veeser, Ellis y Haeberli<sup>114</sup>) han realizado mediciones de la polarización de los protones dispersados por el  $^{138}\text{Ba}$  a fin de determinar el impulso angular y la paridad de los estados analógicos isobáricos en  $^{139}\text{La}$ . Han observado estados analógicos correspondientes al estado fundamental y a los estados excitados del  $^{139}\text{Ba}$  con energía de 0.627, 1.085, 1.435 y 1.705 MeV, a los cuales le han asignado impulsos angulares y paridades  $7/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $1/2^-$  y  $5/2^-$  respectivamente.

La presente investigación consiste en el estudio de las radiaciones  $\gamma$  emitidas en la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$ . Se han medido y analizado espectros  $\gamma$  simples y coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ) y, en base de los resultados obtenidos y de

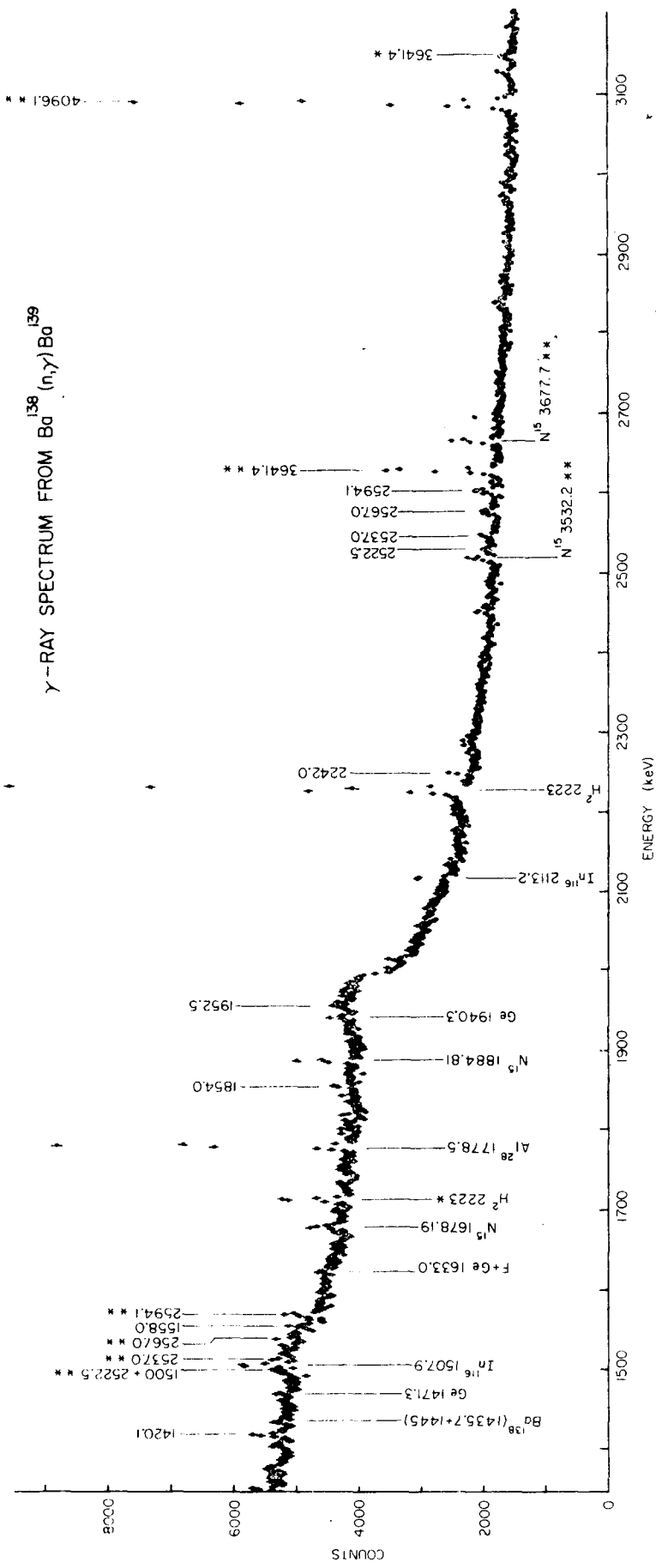


Fig.26 - Espectro de rayos  $\gamma$  en el rango de energía 1.3-3.1 MeV, obtenido a partir de la reacción  $^{138}\text{Ba}(n, \gamma) ^{139}\text{Ba}$ . Este espectro fue acumulado en  $\sim 12$  h con un detector de Ge(Li) de  $20 \text{ cm}^3$ , usando un haz difractado de neutrones térmicos en el HFBR. Las líneas asignadas al  $^{139}\text{Ba}$  se indican debajo del espectro. Asteriscos simples y dobles indican uno y dos escapes respectivamente.

las demás informaciones disponibles, se ha construido un esquema de niveles para el  $^{139}\text{Ba}$ . Se ha comparado la probabilidad de transición reducida de los rayos  $\gamma$  primarios (rayos provenientes del estado de captura) que alimentan niveles en  $^{139}\text{Ba}$  con las intensidades reducidas ( $^{110,111}$ ) de los protones provenientes de la reacción  $^{138}\text{Ba}(d,p)^{139}\text{Ba}$  y que alimentan los mismos niveles. Fue observada una fuerte correlación cuyo significado se discute.

## B2. FORMACION DE LA FUENTE.

El blanco utilizado consiste en 6.2 g de  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  enriquecido en  $^{138}\text{Ba}$  con la siguiente composición isotópica ( $^{115}$ ): 99.8%  $^{138}\text{Ba}$ , 0.2%  $^{137}\text{Ba}$ , 0.02%  $^{136}\text{Ba}$ , 0.02%  $^{135}\text{Ba}$ , 0.01%  $^{134}\text{Ba}$ , 0.01%  $^{132}\text{Ba}$  y 0.01%  $^{130}\text{Ba}$ . Para los neutrones térmicos, la contribución de los isótopos de masa 130, 135, 137 y 138 a la sección eficaz de captura es de: 0.2%, 0.2%, 2.0%, y 97.5% respectivamente. La contribución de los otros isótopos es despreciable.

La muestra fue colocada en una cápsula de Teflon e irradiada con el haz externo de neutrones térmicos del BGRR con una densidad de flujo de  $\approx 8 \times 10^6$  neutrones/ $\text{cm}^2$ seg. El haz de neutrones fue colimado a un diámetro de 10 mm, tanto en las mediciones de espectros  $\gamma$  simple como en las mediciones de coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ).

En un experimento adicional realizado en el reactor de alto flujo (HFBRR), la misma muestra, encerrada en una cápsula de Al, fue irradiada con un haz de neutrones monoenergéticos ( $E_n=0.048$  eV) con un flujo de  $10^6$  neutrones/sec.

## B3. INSTRUMENTAL DE MEDICION Y ANALISIS DE DATOS.

Los espectros  $\gamma$  simples medidos en el BGRR fueron obtenidos con un detector de Ge(Li) de  $9 \text{ cm}^3$  de volumen activo, construido en el Laboratorio de Instrumentación de B.N.L. por H. Kraner, acoplado a un pre-amplificador y a un amplificador marca Ortec. Los pulsos obtenidos fueron acumulados en 4096 canales de un Multicanal bidimensional de 16384 canales, marca TMC.

Los espectros de coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ), obtenidos en el mismo reactor, fueron obtenidos con un detector de  $\text{INa}(\text{Tl})$  y el detector de Ge(Li) de  $9 \text{ cm}^3$ , colocados a  $180^\circ$  uno respecto del otro. Los pulsos de coincidencias fueron acumulados en forma bidimensional en los 16384 canales del multicanal TMC. Se utilizó un circuito de coincidencia convencional marca Cosmic Radiation.

Las mediciones de espectros  $\gamma$  simples realizadas en el HFBR fueron he-

TABLA XII . Energías e intensidades  $\gamma$  relativas de rayos observados en la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (relativa)
295 $\pm$ 5 b)	< 1
352 $\pm$ 5 b)	< 1
454.67 $\pm$ 0.10 <sup>a)</sup>	27 $\pm$ 2
627.26 $\pm$ 0.10 <sup>a)</sup>	100 $\pm$ 5
666.5 $\pm$ 1.5	1.5 $\pm$ 0.8
1047.4 $\pm$ 1.5	3 $\pm$ 2
1076.0 $\pm$ 2.0	< 1
1105.0 $\pm$ 2.0	2 $\pm$ 1
1420.1 $\pm$ 1.0	5 $\pm$ 2
1500 $\pm$ 2 b)	< 1
1558.0 $\pm$ 1.0	2.5 $\pm$ 1.5
1854.0 $\pm$ 1.0	3 $\pm$ 2
1952.3 $\pm$ 1.0	3 $\pm$ 2
2242.0 $\pm$ 1.0	5 $\pm$ 1
2522.5 $\pm$ 1.5 c)	8.5 $\pm$ 1.5
2537.0 $\pm$ 1.5	3 $\pm$ 1
2567.0 $\pm$ 2.0	3.0 $\pm$ 1.5
2594.1 $\pm$ 1.0	8 $\pm$ 1
3432.0 $\pm$ 2.0	< 1
3641.4 $\pm$ 0.7 a)	20 $\pm$ 3
4096.1 $\pm$ 0.7 a)	60 $\pm$ 7

- a) Energías usadas para determinar la energía de unión.  
 b) Rayos  $\gamma$  dudosos. Estos rayos  $\gamma$  fueron solo observados en las coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$ . Están oscurecidos por líneas de fondo en el espectro  $\gamma$  simple.  
 c) No incluido en el esquema de niveles.

chas con un detector de Ge(Li) de  $20 \text{ cm}^3$ , construido también en el Laboratorio de Instrumentación. La electrónica utilizada es la misma descrita para el detector de  $9 \text{ cm}^3$ .

Todos los datos obtenidos fueron gravados en cinta magnética con una unidad Datamec D 2020 y analizados por medio del programa Palmud<sup>116)</sup> en una computadora CDC 6600. El programa Palmud encuentra automáticamente<sup>117)</sup> la posición de los picos y los ajusta con una gaussiana. Este programa fue también usado para el análisis de los espectros bidimensionales.

#### B4. MEDICIONES DE ENERGIA E INTENSIDADES.

Se realizaron cinco mediciones del espectro  $\gamma$  simple producido en la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$ . En total se midieron 52 h. En la Fig.26 se muestra el espectro obtenido entre 1.3 y 3.1 MeV. Este espectro fue medido durante 12 h. en el HFBR con un detector de Ge(Li) de  $20 \text{ cm}^3$ .

El problema principal encontrado en el estudio de esta reacción, es el valor relativamente pequeño de la sección eficaz de captura de neutrones térmicos del  $^{138}\text{Ba}$  (0,35 b)<sup>118)</sup>. Por ello, muchas líneas de fondo fueron observadas con intensidades iguales o mayores que las de los rayos  $\gamma$  del  $^{139}\text{Ba}$ . A fin de identificar los rayos pertenecientes al fondo, el espectro  $\gamma$  simple fue comparado con un espectro de fondo medido en las mismas condiciones de ganancia y geometría, colocando un trozo de grafito en la posición del blanco a fin de reproducir la dispersión de neutrones que se tiene en las mediciones con un blanco de  $^{138}\text{Ba}$ . Estudios realizados en las mismas condiciones de las reacciones  $^{137}\text{Ba}(n,\gamma)^{138}\text{Ba}$  y  $^{135}\text{Ba}(n,\gamma)^{136}\text{Ba}$ , ayudaron también a la identificación de los rayos medidos.

La energía de los rayos  $\gamma$  fueron obtenidas por comparación con rayos  $\gamma$  patrones de energía muy bien conocida y rayos  $\gamma$  de la reacción  $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$  producida con el N del blanco  $(\text{Ba}(\text{NO}_3)_2)$ . A fin de eliminar el desplazamiento de los picos debido a la variación de conteo, fueron medidos simultáneamente las fuentes patrones con el espectro de  $^{139}\text{Ba}$ . De esta manera se calibraron los rayos más intensos del  $^{139}\text{Ba}$ , y luego se realizó una calibración interna de los rayos más débiles observados en los espectros medidos sin fuentes patrón. En todos los casos, a intervalos fijos durante las mediciones, fue tomado otro espectro y acumulado en otro lugar de la memoria del multicanal, en el cual se colocaban a ambos lados de los picos los pulsos provenientes de un generador de pulsos de alta precisión<sup>119)</sup> para corregir las alinealidades del sistema. De esta manera se asume solamente linealidad del sistema en una región de aproximadamente 20 canales.

TABLA XIII. Relación de equisumas para rayos en  $^{139}\text{Ba}$

$E_i$ (keV)	$E_j$ (keV)	$E_i + E_j$ (keV)
$2594.1 \pm 1.0$	$1047.4 \pm 1.5$	$3641.5 \pm 1.8$
----- ---	$3641.4 \pm 0.7$	$3641.4 \pm 0.7$
$2537.0 \pm 1.5$	$1558.0 \pm 1.0$	$4095.0 \pm 1.8$
$2242.0 \pm 1.0$	$1854.0 \pm 1.0$	$4096.0 \pm 1.0$
$3641.4 \pm 0.7$	$454.67 \pm 0.10$	$4096.07 \pm 0.71$
----- ---	$4096.1 \pm 0.7$	$4096.1 \pm 0.7$

En la región de baja energía, fueron usados los rayos de  $441.795 \pm 0.009$  keV<sup>12)</sup> y  $661.627 \pm 0.020$  keV (ver sección II.1.B4 para la discusión de este valor) pertenecientes al  $^{198}\text{Au}$  y  $^{137}\text{Cs}$  respectivamente. La región de 1 a 4.5 MeV fue calibrada con los rayos del  $^{60}\text{Co}$  con energía<sup>12)</sup> de  $1173.23 \pm 0.04$  y  $1332.48 \pm 0.05$  keV y los rayos  $\gamma$  de la reacción<sup>120)</sup>  $^{14}\text{N}(n, \gamma) ^{15}\text{N}$ .

Las intensidades relativas de los rayos  $\gamma$  observados fueron determinadas mediante el uso de una curva de eficiencia del detector de Ge(Li), obtenida de acuerdo al método de las cascadas<sup>50)</sup> descrito en la Sección V.B.

En la Tabla XII se dan los valores de energía e intensidad relativa obtenida para los rayos  $\gamma$  asignados al  $^{139}\text{Ba}$ .

La Tabla XIII muestra una comparación entre la suma de la energía de las transiciones en cascadas con la energía de la correspondiente transición que va a través de los distintos niveles.

#### B5. COINCIDENCIAS ( $\gamma$ - $\gamma$ ).

Se realizaron dos mediciones separadas de coincidencias ( $\gamma$ - $\gamma$ ) en el BGRR utilizando un detector de Ge(Li) de  $9 \text{ cm}^3$  y un detector de Na(Tl) de 3x3 pulgadas. Las regiones de energía cubiertas en las dos mediciones fueron de 1.0 a 3 MeV y de 1.3 a 3.1 MeV para los rayos  $\gamma$  detectados en el detector de Ge(Li) y de 0 a 1.4 MeV y de 0 a 1.5 MeV respectivamente para los rayos  $\gamma$  detectados en el detector de INa(Tl). Los pulsos de ambos detectores fueron distribuidos bidimensionalmente en 256x64 canales.

A causa de la pequeña sección eficaz para neutrones térmicos del  $^{138}\text{Ba}$ , los espectros de coincidencias, los cuales fueron acumulados durante 5 días, contienen relativamente pocas cuentas. Consecuentemente los datos de coincidencias sirven solo para confirmar la posición asignada a los rayos  $\gamma$  en el esquema de niveles sobre la base de suma de energía. Solamente las cascadas dominantes 4096.1-627.26 y 3641.2-454.67-627.26 aparecen claramente en las mediciones de coincidencias. Los espectros de coincidencias con los rayos de 4096.1 y 3641.1 keV son mostrados en la Fig.27. Algunos resultados de coincidencia son discutidos en la sección siguiente.

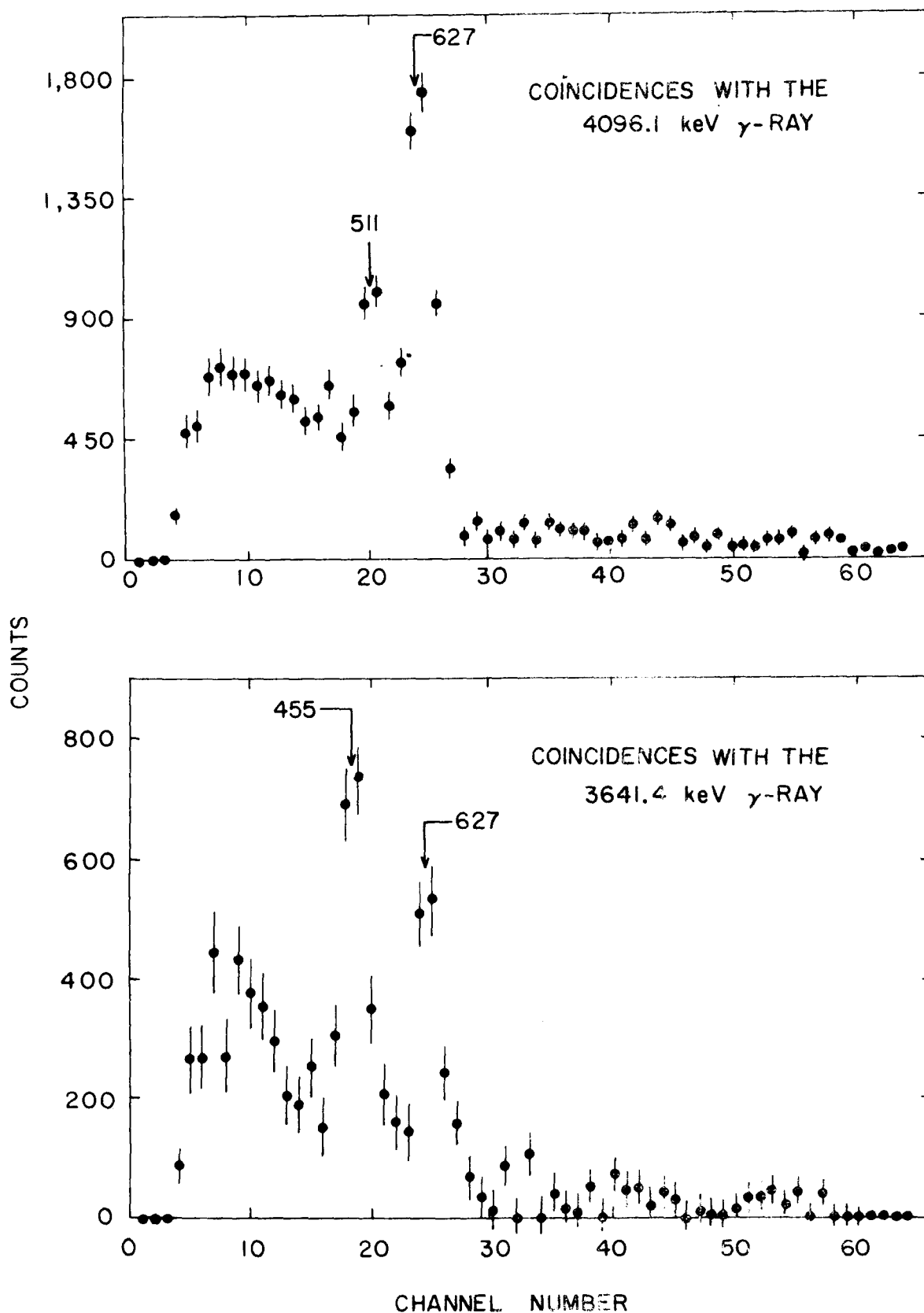


Fig.27 - Espectro de coincidencias, obtenido con un detector de INa, con los picos de doble escape de los rayos de 4096.1 y 3641.4 keV, detectados con un diodo de Ge(Li) de 9 cm<sup>3</sup>. Cada espectro fue obtenido a partir del programa Palmud, el cual suma las secciones del espectro asociadas con el rayo usado para disparar el circuito de coincidencias y sustrae un número igual de secciones de fondo. Se hace notar que las coincidencias casuales no han sido restadas.

## B6. CONSTRUCCION DE ESQUEMA DE NIVELES.

Veeser et al.<sup>114)</sup> han mostrado, a partir de las mediciones de polarización de los protones dispersados por  $^{138}\text{Ba}$ , que el estado en  $^{139}\text{La}$ , el cual es el analógico isobárico del estado fundamental del  $^{139}\text{Ba}$ , tiene impulso angular y paridad  $7/2^-$ . Sus mediciones confirman la asignación hecha previamente<sup>4)</sup> en base de la configuración esperada a partir del modelo de capas y la analogía con el  $^{141}\text{Ce}$  y  $^{143}\text{Nd}$ . Como el estado de captura tiene impulso angular y paridad  $1/2^+$ , no se espera observar una transición desde el estado de captura al estado fundamental.

Niveles en  $^{139}\text{Ba}$  con energía de 0.63 y 1.08 MeV, fueron observados<sup>108-111)</sup> en la reacción  $^{138}\text{Ba}(d,p)^{139}\text{Ba}$ . A partir del experimento de dispersión de protones, Veeser et al. asignaron impulso angular y paridad  $3/2^-$  y  $1/2^-$ , respectivamente, a los analógicos isobáricos de esos niveles. Sobre la base de esas asignaciones, se debería esperar transiciones E1 intensas, desde el estado de captura en la reacción de captura de neutrones térmicos.

En la región de energía baja del espectro, se observan dos rayos  $\gamma$  de 672.26 y 454.67 keV. La energía del primero y la suma de la energía de ambos están en un muy buen acuerdo con las energías de los niveles observados en la reacción (d,p). La energía del último rayo (454.67 keV) también coincide muy bien con la diferencia de energía (454.7 keV) de los rayos intensos de 4096.1 y 3641.4 keV vistos en el espectro de alta energía, los cuales son, por lo tanto, considerados como transiciones primarias desde el estado de captura al primer y segundo estados excitados del  $^{139}\text{Ba}$ . Las mediciones de coincidencias confirman este resultado (ver Fig.27).

A partir de estas dos cascadas (4096.1 + 627.26 y 3641.4 + 454.67) es posible obtener la energía de unión del neutrón en el  $^{139}\text{Ba}$ . El valor obtenido de  $4723.4 \pm 0.7$  keV está en buen acuerdo con la energía de unión dada por Mattauch, Thiele, y Wapstra<sup>121)</sup> de  $4717 \pm 10$  keV.

El resto del esquema de niveles fue construido considerando ciertos rayos  $\gamma$  como primarios y colocando las transiciones que salen del nivel alimentado por éste, por suma de energía. En algunos casos hay apoyo de los resultados de coincidencias. El esquema de niveles resultante para el  $^{139}\text{Ba}$  es mostrado en la Fig.28.

Los resultados de la energía de los niveles obtenidas a partir de las reacciones (n, $\gamma$ ) y (d,p) están de acuerdo si se asume un error sistemático de + 6 keV en las mediciones<sup>111)</sup> de la reacción (d,p). Si las energías medidas en la reacción (d,p) son disminuidas en esta cantidad los dos set de valores

de energías están de acuerdo dentro del error establecido ( $\pm 5$  keV) para las mediciones de (d,p).

A continuación se dan algunos comentarios sobre los niveles alimentados en el presente estudio.

B6.1. Niveles a  $627.26 \pm 0.10$  y  $1081.9 \pm 0.2$  keV. Estos niveles, el primer y segundo nivel excitado en  $^{139}\text{Ba}$ , fueron establecidos de la manera descrita anteriormente. La existencia de las transiciones intensas con energía de 4096.1 y 3641.4 keV a esos niveles, apoyan la asignación de impulso angular y paridad  $3/2^-$  y  $1/2^-$  hechas por Veaser et al..

El rayo de 627.26 keV, el más intenso observado en el espectro  $\gamma$  de la reacción de captura de neutrones, fue previamente observado en los estudios del decaimiento radiactivo del  $^{139}\text{Cs}$ . El rayo  $\gamma$  de 454.67 keV fue observado por Aksenov et al.<sup>(106)</sup>. De acuerdo a lo esperado por el impulso angular y la paridad asignada al nivel de 1081.0 keV, no se observa la transición de 1082 keV al nivel fundamental.

B6.2. Nivel a  $1292.6 \pm 1.5$  keV. Un nivel con energía de 1292.6 keV es sugerido por la observación, en el presente estudio, de una transición débil de 3432 keV considerada como transición primaria y una transición de 666.5 keV supuesta en cascada con la primera, y decayendo al primer estado excitado. No fue posible determinar si existen las posibles transiciones de 893.8 y 836.7 keV provenientes de los niveles de 2186.4 y 2129.3 keV a causa de la presencia, en el espectro de fondo, de líneas de la misma energía. Para ambos rayos se puede dar un límite de intensidad del 1% respecto del rayo de 627.2 keV. Fue también imposible detectar la presencia de un posible rayo de 1292.6 keV al nivel fundamental debido a que, en el fondo, existe un rayo intenso de 1293.4 keV perteneciente<sup>(122)</sup> al  $^{116}\text{In}$ . La observación de la transición primaria desde el estado de captura, el cual tiene impulso angular y paridad  $1/2^+$ , y la transición de 666.5 keV al nivel de 627.26 keV con  $J= 3/2$ , sugieren  $J= 1/2$  y  $3/2$  para este nivel.

Wiedner, Heusler, Solf y Wurm<sup>(111)</sup> han comunicado la existencia de un nivel a 1292 keV el cual es excitado en sus estudios de la reacción  $^{138}\text{Ba}(d,p)$ . Estos autores asignan arbitrariamente  $\ell_n=1$  e impulso angular  $3/2$  a este nivel, lo cual podría ser consistente con nuestros resultados. Sin embargo ellos hacen notar que la distribución angular de protones muestra más estructura que la esperada para ángulos hacia atrás, lo cual debería ser consistente con  $\ell_n=3$ . Al mismo tiempo el cálculo de la aproximación de onda distorsionada de Born (DWBA) para impulso angular  $1/2$  y  $3/2$  no reproduce esta estructura.

Estas inconsistencias pueden resolverse a partir del hecho de que el rayo  $\gamma$  más intenso observado en el decaimiento radiactivo del  $^{139}\text{Cs}$ , tiene una energía de  $1284.0 \pm 2.0 \text{ keV}^{71)}$ . Esta transición se considera que va al nivel fundamental desde un nivel de 1284 keV. Este nivel es claramente diferente del observado en el presente experimento. Como dos niveles con energía tan próximas como los de 1284 y 1292.6 keV no pueden ser resueltos en el estudio de la reacción (d,p), la distribución angular de protones resultante podría ser compleja. La existencia de ambos niveles podría así explicar la inconsistencia en las mediciones de la reacción (d,p).

B6.3. Niveles a  $1420.1 \pm 1.0$  y  $1952.3 \pm 1.0$  keV. En el espectro de rayos  $\gamma$  fueron observados dos rayos con energía de 1420.1 y 1952.3 keV. La energía de esos rayos coinciden dentro de  $\pm 5$  keV con la energía ajustada (ver lo discutido anteriormente) de los niveles de 1430 y 1956 keV, los cuales fueron establecidos a partir de la reacción (d,p)<sup>108-111)</sup>. Luego estos rayos  $\gamma$  pueden ser considerados como las transiciones al nivel fundamental desde los niveles de 1420.1 y 1952.3 keV. No han sido observadas las transiciones primarias desde el estado de captura aunque el pico de doble escape de la posible transición primaria de 2771.1 keV al nivel de 1952.3 keV puede estar enmascarado por una línea de fondo perteneciente al  $^{116}\text{In}$ .

El resultado de los estudios de partículas cargadas indican que el impulso angular y la paridad del nivel de 1420.1 keV es  $5/2^-$ . La ausencia de transición primaria desde el estado de captura con impulso angular y paridad  $1/2^+$  y la existencia de la transición al estado fundamental, el cual tiene impulso angular y paridad  $7/2^-$ , son consistentes con la asignación anteriormente dada.

El impulso angular y la paridad del nivel de 1952.3 keV no han sido establecidos.

B6.4. Nivel a  $2129.3 \pm 1.2$  keV. Este nivel está alimentado por la transición de 2594.1 keV. Una transición de 1047.4 keV ajusta muy bien con la diferencia de energía entre este nivel y el segundo estado excitado. Una transición débil de 1500 keV puede también ser puesta entre este nivel y el primer estado excitado. Sin embargo la determinación de la intensidad del rayo  $\gamma$  de 1500 keV es complicada por la superposición del pico de energía total con el pico de doble escape del rayo de 2522.5 keV. La existencia de esta transición es deducida desde el hecho de que la relación de intensidad entre el pico de doble escape y el pico de energía total, para el rayo de 2522.5 keV, es mayor que la espera-

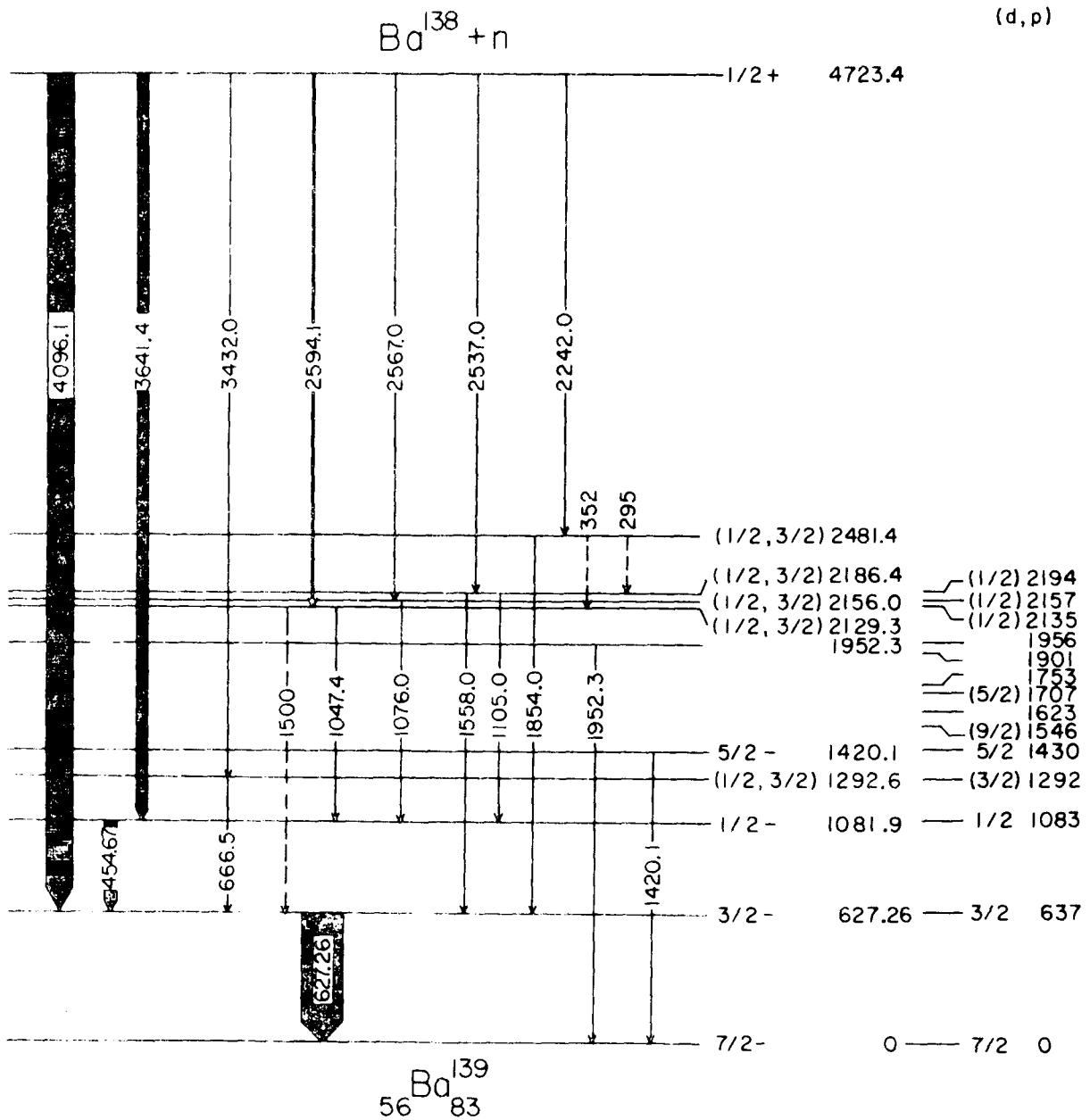


Fig.28 - Esquema de niveles del  $^{139}Ba$  obtenido de la reacción  $^{138}Ba(n,\gamma)$ . Las líneas discontinuas representan transiciones sobre las cuales hay alguna duda. Los rayos  $\gamma$  de 295 y 352 keV han sido colocados solamente sobre la base de los datos de coincidencias. El rayo de 1500 keV está enmascarado por la presencia del doble escape del rayo de 2522.5 keV. Su existencia es inferida a partir de las relaciones conocidas de intensidad de pico de doble escape a pico de energía total. Los niveles indicados por líneas cortas, a la derecha del esquema, son los observados en el estudio de la reacción (d,p) por Wiedner et al.<sup>111)</sup>.

da a partir de las razones conocidas para el detector usado. La ubicación de esta transición es apoyada por las relaciones de intensidades observadas en las coincidencias de los rayos de 627.26, 454.76 y 1047.4 keV con el rayo de 2594.1 keV.

No fue observada la transición al nivel fundamental.

Este nivel puede ser identificado con el nivel de 2135 keV observado en el estudio de partículas cargadas ( $^{110,111}$ ). La observación de la transición primaria desde el estado de captura sugiere impulso angular  $1/2$  ó  $3/2$  para este nivel. Impulso angular  $1/2$  fue asignado por Wiedner et al. en base del estudio de la reacción (d,p).

B6.5. Nivel a  $2156 \pm 2$  keV. Este nivel es alimentado desde el estado de captura por la transición de 2567 keV. Decae al nivel de 1081.9 keV con  $J\pi=1/2^-$  a través del rayo de 1076 keV. Es de hacer notar que las transiciones mencionadas fueron observadas solamente en el espectro de rayos  $\gamma$  de alta calidad obtenido en el HFBR con el haz de neutrones difractado. En los espectros tomados en el BGRR la transición de 1076 keV podría ser vista sobre el fondo y la transición de 2567 keV estaba oscurecida por una impureza debida al  $^{24}\text{Na}$ . La última estaba también parcialmente oscurecida por una línea de fondo no identificada en el espectro tomado en el HFBR.

Este nivel puede identificarse con el nivel de 2157 keV debilmente excitado en la reacción (d,p) ( $^{110,111}$ ). Como en el caso del nivel de 2129 keV, un impulso angular  $1/2$  ó  $3/2$  es sugerido por la observación de la transición desde el estado de captura. Esta asignación es consistente con el impulso angular  $1/2$  asignado por Wiedner et al. ( $^{111}$ ) a partir de la reacción (d,p).

B6.6. Nivel a  $2186.4 \pm 1.9$  keV. Este nivel es alimentado por la transición primaria de 2537.0 keV y decae por las transiciones de 1558.0 y 1105 keV al primer y segundo estados excitados.

Puede ser identificado con el nivel de 2194 keV observado en el estudio de la reacción (d,p) ( $^{110,111}$ ). Como en los casos anteriores, un impulso angular  $1/2$  ó  $3/2$  es consistente con la existencia de la transición primaria y el resultado del estudio de la reacción (d,p).

B6.7. Nivel a  $2481.4 \pm 1.2$  keV. La energía obtenida como suma de los rayos de 2242.0, 1854.0 y 627.26 keV, es igual a la energía de separación del neutrón en  $^{139}\text{Ba}$ . Esto implica la existencia de un nivel alimentado o por la transición de 2242 keV o por la transición de 1854 keV. El rayo de 2242.0 keV fué obser-

vado en coincidencias con dos rayos de energía alrededor de 300 y 350 keV. Parece probable que esas dos transiciones procedan desde un nivel a 2481.4 keV y alimenten los niveles de 2129.3 y 2186.4 keV, respectivamente. Rayos con energía de 352 y 295 keV fueron observados en el espectro  $\gamma$  simple de la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)$ . Sin embargo dos líneas con la misma energía y comparable intensidad también aparecen en el espectro de fondo.

Este nivel puede ser identificado con el nivel de 2.49 MeV observado en la reacción  $(d,p)^{108-110}$ . La observación de la transición primaria favorece el impulso angular  $1/2$  ó  $3/2$  inferido por Bingham y Sampson<sup>109)</sup> y Rapaport y Buechner<sup>110)</sup> a partir del  $\ell_n=1$  obtenida de sus mediciones de  $(d,p)$ , en lugar de la asignación de  $\ell_n=3$  hecha por Fulmer, McCarthy y Cohen<sup>108)</sup>.

#### B7. DISCUSION DEL ESQUEMA DE NIVELES.

El esquema de niveles del  $^{139}\text{Ba}$ , mostrado en la Fig.28, presenta un aspecto simple y razonable. El estado fundamental y el primer y segundo estados excitados corresponden a los encontrados como estados analógicos isobáricos en los experimentos de dispersión elástica e inelástica de protones por  $^{138}\text{Ba}$ . Como se espera desde los impulsos angulares y paridades asignadas a estos niveles, el estado de captura decae predominantemente al primer y segundo estados excitados en vez de ir al fundamental.

Una comprobación de lo completo y consistente que es este esquema de niveles es dada por el balance de intensidades entre las transiciones que salen del estado de captura y aquellas que van al estado fundamental. Esas intensidades concuerdan dentro del 8%.

Todos los niveles observados en la reacción de captura de neutrones térmicos y comunicados en el presente trabajo, pueden ser identificados con niveles previamente vistos en la reacción  $(d,p)^{108-111}$ .

El rayo de 2522.5 keV, al cual lo identificamos como perteneciente al  $^{139}\text{Ba}$ , no pudo ser puesto en el esquema de niveles. Si se asume que este rayo es un rayo primario, no se encuentran rayos que lo desexciten a niveles conocidos.

#### B8. CORRELACION ENTRE LAS REACCIONES $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)$ y $^{138}\text{Ba}(d,p)$ .

Cuando en la captura de neutrones tiene lugar la formación de un núcleo compuesto, el espectro de rayos  $\gamma$  primarios, para los cuales se supone multipolaridad  $E1$ , tienen la forma

$$E_\gamma^3 \rho(E_\ell) \quad (\text{III.B8.1})$$

donde  $E_\gamma$  es la energía del fotón que alimenta al nivel de energía  $E_\rho$ , y  $\rho$  da la densidad de niveles en la zona considerada.

Groshev, Demidov, Lutsenko y Pelekhov<sup>123)</sup> y otros autores<sup>124)</sup> han hecho una puesta al día de los espectros conocidos de los rayos  $\gamma$  emitidos inmediatamente después de la captura de neutrones. En el caso de núcleos con  $Z$  y  $N$  cercanos a los números mágicos, estos autores han encontrado que la contribución de las radiaciones de energía elevada al espectro total, aumenta considerablemente. Este corrimiento "del centro de gravedad" del espectro hacia energías elevadas se encuentra particularmente marcado en núcleos cercanos al núcleo doblemente mágico con  $Z=82$  y  $N=126$ . Este hecho no se puede explicar suponiendo solamente una variación razonable en la velocidad con que aumenta la densidad de niveles en función de la energía. Se espera que estados con una predominante configuración de capa-p sean fuertemente alimentados por captura de neutrones de onda-s y posterior emisión de radiación  $E1$ . Por lo tanto la distribución espectral anómala ha sido interpretada<sup>125)</sup> considerando que la densidad de niveles "efectiva"  $\rho(E_\rho)$  en la Ecuac.(III.B8.1) es modificada por la presencia de estados  $p$  cerca del estado fundamental del núcleo residual, como ocurre en la región del Pb y de núcleos livianos.

Como la cantidad de mezcla de configuración de capa  $p$  puede ser inferida desde los resultados de las reacciones  $(d,p)$ , Groshev et al.<sup>123)</sup> analizaron los datos existentes para núcleos livianos ( $A < 60$ ) donde fueron realizados estudios de reacciones  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$ . En su análisis, estos autores han comparado la "intensidad" (strength) con la cual un dado estado final es alimentado en las reacciones  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$ .

En los casos de núcleos par-impar (blancos par-par) este análisis revela que existe una fuerte correlación entre esas "intensidades" cuando el resultado de  $(d,p)$  indica que el estado final tiene un  $\ell_n = 1$ .

Se obtienen evidencias adicionales de la influencia del estado  $p$  sobre las intensidades de los rayos  $\gamma$  primarios al estudiar los niveles fuertemente alimentados en la captura de neutrones en los núcleos  $^{29}_{14}\text{Si}_{15}$ ,  $^{33}_{16}\text{S}_{17}$ ,  $^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$ ,  $^{49}_{22}\text{Ti}_{27}$ ,  $^{53}_{24}\text{Cr}_{29}$ ,  $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$ ,  $^{59}_{28}\text{Ni}_{31}$ . Se observa que a medida que se van llenando las órbitas y el estado fundamental de los núcleos se aproxima a la capa  $p$ , decrece la energía de estos niveles.

Estos hallazgos apoyan fuertemente la suposición hecha de que en los núcleos livianos, como en los núcleos de la región del Pb, la influencia de los estados  $p$  es muy importante. Además, la fuerte correlación observada con los resultados de las reacciones  $(d,p)$  sugieren un mecanismo de reacción el cual no es consistente con la consideración usual de que el proceso de captura de

TABLA XIV. Comparación de "intensidades" de los rayos  $\gamma$  primarios y del grupo de protones provenientes de las reacciones  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$

Energía del nivel (keV)	(n, $\gamma$ )		(d, p)				Relación c)	
	$G_{n\gamma} \propto \frac{I_\gamma}{E_\gamma^3}$	$\frac{I_\gamma}{E_\gamma^3}$	$G_{dp} = (2J_f + 1) \cdot S$		S	$\ell_n$	$\frac{G_{n\gamma}}{G_{dp}}$	
			a)	b)				
0			6.2	6.1	0.76	3		
627.26	$100 \pm 10$		1.8	1.96	0.49	1	$53 \pm 11$	
1081.9	$48 \pm 7$		0.79	0.82	0.41	1	$59 \pm 14$	
1284				} 0.32	} 0.08	1	...d	
1292.6	$3 \pm 2$					3		
1420.1			1.6	1.4	0.24	5		
1546				6.0	0.60	3		
1707				1.4	0.24	1		
2129.3	$53 \pm 13$		0.58	0.42	0.21	1	$106 \pm 47$	
2156	$20 \pm 10$		0.26	0.12	0.06	1	$108 \pm 80$	
2186.4	$22 \pm 7$		0.43	0.26	0.13	1	$64 \pm 40$	
2481.4	$51 \pm 10$		0.60			1	$85 \pm 33$	

a) Ref. 110

b) Ref. 111

c) Para calcular esta relación se usó un promedio de los valores de  $G_{dp}$  tomados de Refs. 110 y 111. Hemos asignado errores de 10, 20 y 50 % a estas cantidades para los niveles a 627 y 1081, a 2129 y 2481, y a 2157 y 2186 keV, respectivamente.

d) Ver sección III.B6.2.

neutrones ocurre a través de la formación de un núcleo compuesto.

El núcleo de  $^{139}\text{Ba}$  se encuentra en una región intermedia entre los núcleos livianos ( $A < 60$ ) y los pesados ( $A \approx 208$ ) y es por lo tanto interesante comparar los resultados de las reacciones  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$  en este caso.

En la Tabla XIV se muestran las "intensidades"  $G_n$  y  $G_{dp}$  con las cuales son excitados los niveles en  $^{139}\text{Ba}$  en las reacciones  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$ . Esos valores son dados en las columnas 2, 3 y 4. En el primer caso hemos usado

$$G_{n\gamma} \propto (I_\gamma / E_\gamma^3) \quad (\text{III.B8.2})$$

donde  $I_\gamma$  es la intensidad de los rayos  $\gamma$  obtenida en Tabla XII. En el segundo caso, la cantidad  $G_{dp}$  fue obtenida desde Refs.110 y 111 como se indica en columnas 3 y 4 de la Tabla XIV. Si  $S$  es el factor espectroscópico<sup>(26)</sup> y  $J_f$  el impulso angular del estado final, será

$$G_{dp} = (2J_f + 1) S \quad (\text{III.B8.3})$$

En la columna 5 se muestran los factores espectroscópicos  $S$  para aquellos casos donde, como se conoce  $J_f$ , es posible calcularlo a partir de la Ecu. (III.B8.3). La columna 6 da los valores de  $\ell_n$  deducidos a partir de las distribuciones angulares de los protones emergentes de la reacción  $(d,p)$ .

Se observa que solamente los estados con  $\ell_n = 1$  son alimentados en la reacción  $(n,\gamma)$ . La fuerte correlación entre las "intensidades" de  $(n,\gamma)$  y  $(d,p)$  para esos estados se ve claramente desde los cocientes  $G_{n\gamma}/G_{dp}$ , los cuales están listados en la columna 7 de la Tabla XIV. Si excluimos el caso del nivel de 1292 keV a causa de que los niveles de 1284 y 1292.6 keV no son resueltos en las mediciones de  $(d,p)$  (ver Sección B6.2), dentro de los errores, los valores restantes de  $G_{n\gamma}/G_{dp}$  son consistentes con la relación

$$G_{n\gamma} / G_{dp} = \text{const.} \quad (\text{III.B8.4})$$

Una medida de la correlación entre  $G_{n\gamma}$  y  $G_{dp}$  es el coeficiente de correlación

$$\rho = \frac{\sum (G_{n\gamma} - \bar{G}_{n\gamma}) \cdot (G_{dp} - \bar{G}_{dp})}{\left[ \sum (G_{n\gamma} - \bar{G}_{n\gamma})^2 \cdot \sum (G_{dp} - \bar{G}_{dp})^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{III.B8.5})$$

Hemos encontrado un valor  $\rho=0.95$  para los valores observados de  $G_{n\gamma}$  y  $G_{dp}$ . Este valor indica una fuerte correlación con solo una pequeña probabilidad ( $<0.3\%$ ) de que los valores observados sean consistentes con una correlación cero.

La "intensidad" total de transición  $G_{dp}$  a la subcapa  $3p_{3/2}$  se espera que sea 4. Si se asocia el estado de 627.26 keV con esta configuración el valor  $G_{dp}$  (627 keV) mostrado en las columnas 3 ó 4 indican que sólo alrededor de la mitad de la intensidad  $3p_{3/2}$  va a este nivel. La misma fracción es observada en el caso del segundo estado excitado a 1081.9 keV el cual se puede identificar con la configuración  $3p_{1/2}$ .

La correspondencia entre los valores de  $G_{n\gamma}$  y  $G_{dp}$  mostrada en la Tabla XIV es similar a la ya observada en los núcleos livianos  $^{123,127}$  y parece indicar la predominancia de captura directa en la reacción  $^{138}\text{Ba}(n,\gamma)$ . El mecanismo de captura directa es probablemente favorecido en este caso por el hecho de que el  $^{139}\text{Ba}$  tiene un solo neutrón fuera de la capa cerrada  $N=82$ .

C. REACCION  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$ . COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA DE TRANSICIONES DE ALTA ENERGIA.

C1. INTRODUCCION.

Coeficientes de conversión interna experimentales en la capa K para rayos  $\gamma$  con energías de 1 a 9 MeV han sido comunicados por Smither<sup>128)</sup>. Los mismos fueron obtenidos combinando las intensidades  $\gamma$  de los rayos emitidos en la reacción  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$ , medidas por el mencionado autor, con las correspondientes intensidades de electrones de conversión en la capa K medidas por Von Egidy y Kaiser<sup>129)</sup>. De los resultados obtenidos, Smither concluye que: a) los valores experimentales se pueden dividir en dos grupos, los cuales se encuentran a lo largo de líneas rectas en una representación doble logarítmica. Estos grupos pueden ser asociados con transiciones conocidas de multipolaridad E1 y M1-E2; b) Esta separación por multipolaridades permite asignar multipolaridades a los rayos de alta energía. Puntualiza además que, las curvas teóricas de Sliv y Band<sup>15)</sup> las cuales se extienden hasta un máximo de 2.5 MeV, se desvían de las líneas rectas obtenidas experimentalmente a partir de 1 MeV.

Cálculos aproximados de coeficientes de conversión interna de transiciones de alta energía han sido realizados por Church y Wenner<sup>130)</sup>. Estos autores han encontrado que los valores calculados para el Cd son significativamente mayores (un factor 2 a 9 MeV) que los comunicados por Smither, y que el cociente de los coeficientes de conversión  $q_K(M1)/q_K(E1)$  es  $\approx 1.2$  a 9 MeV en lugar de  $\approx 1.7$  como fue comunicado por Smither.

Groshev, Demidov, Lutsenk y Pelekhov<sup>131)</sup> realizaron, con anterioridad al trabajo de Smither, una medición del espectro  $\gamma$  de la reacción  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$  usando un espectrómetro Compton. Estos datos, combinados con las intensidades de electrones de conversión y normalizados a baja energía, dan para los coeficientes de conversión a alta energía valores algo más elevados que los teóricos, y por lo tanto muy diferentes a los de Smither. Esta discrepancia entre los resultados de Smither con los resultados teóricos y de Groshev et al. nos han llevado a remedir las intensidades relativas de los rayos  $\gamma$  del  $^{114}\text{Cd}$ .

C2. ESPECTRO  $\gamma$  SIMPLE Y COEFICIENTES DE CONVERSION.

Un blanco de Cd fue irradiado en el haz de neutrones externos del reactor BGRR y el espectro de rayos  $\gamma$  emitidos fue medido con un detector de Ge(Li) de  $9\text{ cm}^3$  de volumen activo. Las características del detector y la electrónica

TABLA XV . Energías, intensidades relativas y coeficientes de conversión

Energía <sup>a)</sup> (keV)	I <sub>γ</sub> <sup>b)</sup>	α <sub>k</sub> x 10 <sup>4</sup> c)	Energía <sup>a)</sup> (keV)	I <sub>γ</sub> <sup>b)</sup>	α <sub>k</sub> x 10 <sup>4</sup> c)
1209.35 <sup>de†)</sup>	100 (9)	7.1 (24)	4810	17.4(17)	0.40(22)
1283.45 <sup>e)</sup>	41 (13)	7.3 (45)	4931	8.0(33)	0.3 (58)
1364.3 <sup>††)</sup>	149 (25)	4.2 (35)	5005	15.0(17)	0.35(23)
1398.9 <sup>d†)</sup>	98 (13)	2.2 (23)	5034	16.2(17)	0.33(27)
1489.8	64 (13)	4.4 (21)	5155	22. (20)	0.33(24)
1660.6	58 (18)	4.4 (23)	5221	22.5(17)	0.31(21)
1733.7	10 (19)	1.3 (37)	5245	15. (21)	0.39(25)
1761.3	13 (23)	1.8 (36)	5323	21. (20)	0.29(24)
1828.4	29 (15)	1.1 (30)	5382	4.3(20)	0.3 (40)
1844.4	23 (15)	2.1 (27)	5430	21.3(13)	0.46(17)
1880.9	19 (28)	2.0 (38)	5536	5.1(25)	0.4 (45)
2104.5	32 (15)	2.1 (20)	5786	15.4(14)	0.38(20)
2354.1	0.4(25)	1.2 (35)	5820.7	55. (13)	0.37(17)
2457.9	86 (13)	1.2 (17)	6045	4.7(20)	0.2 (45)
2662.0	53 (15)	0.97(19)	6515	3.2(17)	0.51(27)
2703.2	25 (25)	1.1 (37)	6584	7.5(20)	0.30(22)
2767.2	23 (20)	1.1 (27)	6608	9.1(20)	0.33(20)
2801.4	18 (20)	1.7 (30)	6824	14.2(15)	0.30(23)
2815.0	6.7(22)	2.0 (52)	6990	2.4(24)	0.5 (60)
2948.3	6.3 (30)	0.9 (50)	7678 <sup>†</sup>	15.0(13)	0.27(20)
3000.7	26 (15)	0.95(19)	7735	7.9(13)	0.20(23)
3110.8	30 (20)	0.80(24)	7834 <sup>†</sup>	6.7(15)	0.20(27)
3547.0	5 (40)	0.6 (65)	8481 <sup>†</sup>	12.6(10)	0.21(15)
3915.4	9.1(29)	0.3 (49)	9039 <sup>†</sup>	6.3(11)	0.21(16)
4544	7.1(25)	0.6 (40)			

a) Las energías de los rayos γ son tomadas de Ref. 129.

b) Los errores porcentuales son dados entre parentesis.

c) Los errores porcentuales son dados entre parentesis.

d) Transición usada para normalizar los coeficientes de conversión a los valores de Ref.15.

e) Las energías e intensidades relativas de estas transiciones son tomadas de Ref. 133.

f) Los rayos γ de 1364 y 1371 keV no fueron resueltos en el presente trabajo. Las intensidades dadas son obtenidas de Ref.131.

† Transiciones de multipolaridad E2 ó M1 conocida.

‡ Transiciones de multipolaridad E1 conocida.

usadas han sido descriptas en la Sección III.B3. La curva de calibración en eficiencia, realizada entre 0.2 y 9 MeV, fue obtenida usando el método de las cascadas<sup>50)</sup> descrito en el Apéndice B, utilizando las siguientes fuentes radiactivas:  $^{180m}\text{Hf}$ ,  $^{108m}\text{Ag}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{228}\text{Th}$  y los rayos  $\gamma$  de intensidades relativas bien conocidas provenientes de la reacción  $^{53}\text{Cr}(n,\gamma)^{54}\text{Cr}$ . Una comprobación adicional de la curva de eficiencia obtenida fue realizada comparando las intensidades relativas de los rayos  $\gamma$  provenientes de la reacción  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$  con los resultados obtenidos por otros grupos<sup>132)</sup>. La disposición experimental y el método de análisis de datos utilizado es el mismo descrito en la Sección III.B3.

En la columna 2 de la Tabla XV se muestran las intensidades relativas de los rayos  $\gamma$ , obtenidas en el presente trabajo, de la reacción  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ . No se ha realizado un estudio exhaustivo del espectro  $\gamma$ , considerándose sólo aquellos rayos para los cuales se pudo determinar claramente su intensidad.

Los coeficientes de conversión interna fueron obtenidos combinando las intensidades relativas de los rayos  $\gamma$  medidas con los correspondientes intensidades de electrones de conversión tomadas de Refs.129 y 133. Hemos usado las intensidades de electrones dadas por Von Egidy y Kaiser<sup>129)</sup> entre 1350 keV y 9 MeV. Las intensidades de electrones en el rango de energía de 1209 a 1283 keV fueron tomadas del trabajo de Backlin, Holmberg y Bäckström<sup>133)</sup>, y normalizadas a la escala de Ref.129 usando las transiciones más intensas estudiadas por ambos grupos. Finalmente se normalizaron los coeficientes de conversión a los valores teóricos de Sliv y Band<sup>15)</sup> considerando la transición de 1209 keV como E2 y la de 1398.9 keV como E1.

### C3. RESULTADOS Y DISCUSION.

Los valores experimentales de los coeficientes de conversión K obtenidos en el presente trabajo están dibujados en escala doble logarítmica en la Fig.29. Las cruces indican las transiciones de multipolaridad E1 conocida y los círculos llenos indican transiciones de multipolaridad E2 o M1 conocidas. A fin de realizar una comparación con los resultados teóricos, se han dibujado las curvas obtenidas por Church y Weneser para transiciones de multipolaridad pura E1, E2 y M1.

En la Fig.9 se observa el muy buen acuerdo existente entre los cálculos teóricos de Church y Weneser y los resultados obtenidos en el presente trabajo. Este acuerdo se hace más claro cuando uno considera el grupo de transiciones con multipolaridad M1 conocida para energías superiores a 7.5 MeV. Los coeficientes de conversión comunicados por Smither para este grupo de rayos tienen

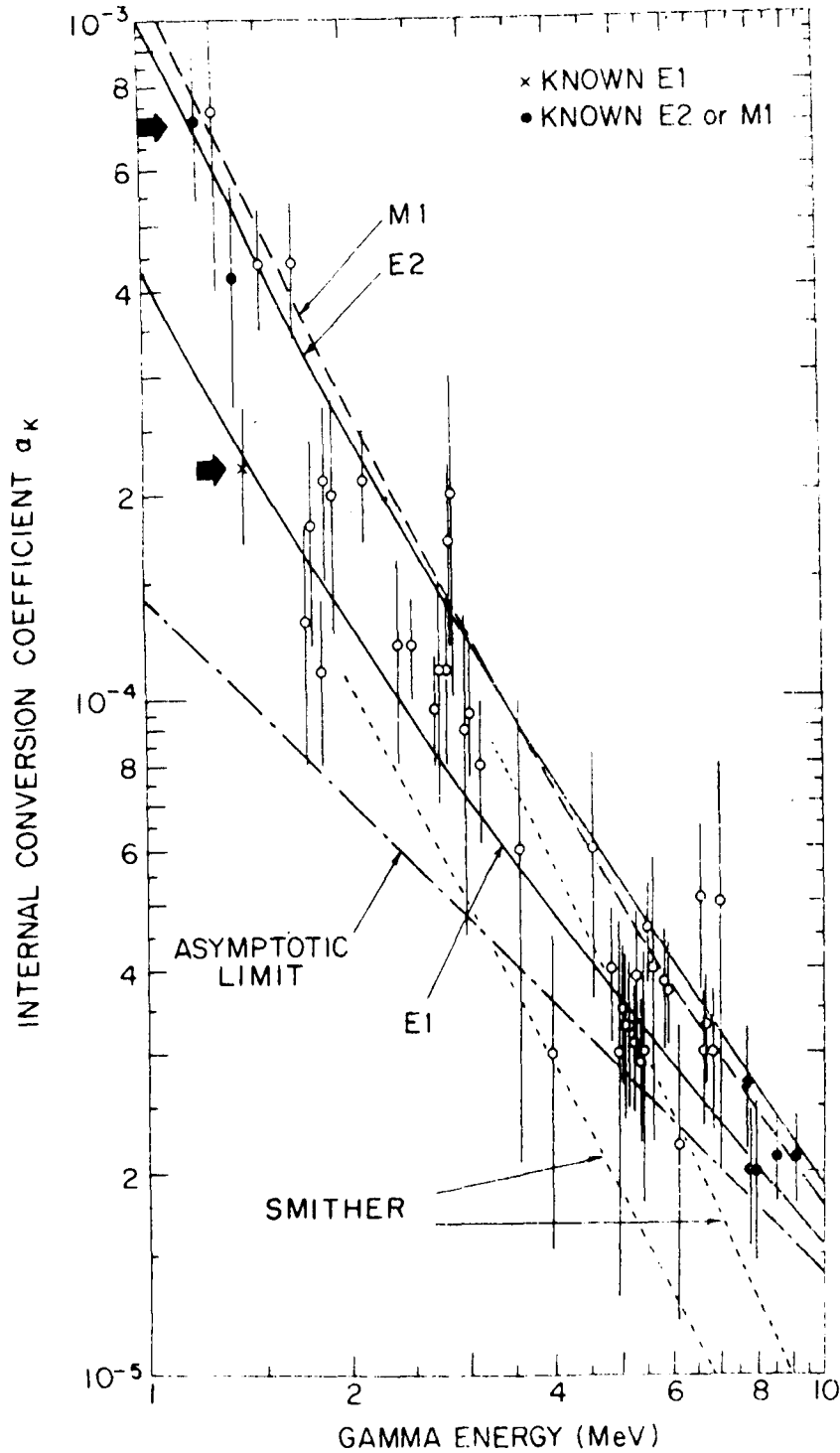


Fig.29 - Gráfico de los coeficientes de conversión interna en la capa K para transiciones en  $^{114}\text{Cd}$ , para energías entre 1 y 10 MeV. Los valores experimentales son indicados por; círculos abiertos, círculos llenos (transiciones de multipolaridad M1 ó E2 conocida) y cruces (transiciones de multipolaridad E1 conocida). Las curvas mostradas corresponden a los valores teóricos calculados por Church y Weneser (Ref. 130) para transiciones M1, E2 y E1. El límite asintótico es tomado de Ref.134. Las líneas de punto son las dibujadas por Smither a través de sus puntos experimentales. Este autor asocia la curva superior e inferior con transiciones M1(E2) y E1 respectivamente. Las dos flechas muestran los valores usados para normalizar los datos.

aproximadamente la mitad de la magnitud de los valores presentados aquí. Todos nuestros datos arriba de 5 MeV muestran un desacuerdo similar con los resultados de Smither. Entre los 3 y los 5 MeV una comparación de los dos grupos de datos no es muy significativa debido a las pocas transiciones observadas claramente en nuestro espectro. Debajo de 2 MeV el acuerdo entre los dos grupos de datos es razonable. Aunque el procedimiento de normalización empleado en los dos experimentos no son idénticos, es interesante hacer notar que hay un excelente acuerdo para los coeficientes de conversión de la transición de 1398.9 keV, la cual fue usada por nosotros para la normalización, no así por Smither. Nuestros resultados no tienen la precisión necesaria para realizar un test de la separación de las curvas E1 y M1 a 9 MeV, pero está claro que esta separación está más próxima al 20% predicho por la teoría que al 70% comunicado por Smither. Esta separación parece ser muy pequeña para permitir una asignación definida de multipolaridad a partir de mediciones de coeficientes de conversión K con la exactitud experimental presente.



#### IV. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Si bien en las secciones correspondientes a los núcleos estudiados hemos discutido con cierto detalle los resultados obtenidos, en la presente sección reuniremos todos los datos nuevos que surgieron de las mediciones realizadas para la presente tesis. Primeramente presentaremos los resultados referentes a cada núcleo en el orden dado en las secciones anteriores y luego algunos resultados y conclusiones generales. Mencionaremos, en cada caso, los posibles trabajos futuros que surgen del análisis del presente, los cuales arrojarían luz sobre una serie de puntos que quedaron sin resolver.

Decaimiento de la  $^{110,110m}\text{Ag}$ : Las intensidades de los electrones de conversión interna (e.c.i.) en la capa L y M+N de 5 transiciones fueron medidos por primera vez, así como el de la capa K de la transición de 1562.06 keV. Las intensidades de electrones para los demás rayos coinciden con los valores publicados previamente. Las intensidades  $\gamma$  de las 15 transiciones asignadas a éste decaimiento fueron determinadas con gran precisión. A partir de los coeficientes de conversión interna obtenidos se asignaron multipolaridades a las correspondientes transiciones.

Las coincidencias ( $\beta$ - $\gamma$ ) y (e.c.i.- $\gamma$ ) confirmaron el esquema de niveles del  $^{110}\text{Cd}$  propuesto por Funk y Wiedenbeck<sup>16)</sup>. Basados en coincidencias ( $\beta$ - $\gamma$ ) hemos propuesto un nuevo nivel a 1413 keV, el cual es desexcitado por una sola transición de 755 keV. La energía de  $1.6 \pm 0.1$  MeV, determinada para una de las ramas  $\beta$ , es mayor que la comunicada previamente por otros autores. De los resultados de coincidencias se determinó que este rayo  $\beta$  alimenta el nuevo nivel propuesto. Para el nivel a 2219.78 keV, si bien no se pudo asignar el impulso angular en forma única, nuestras mediciones de c.c.i. determinaron como más probable el valor 4. Para los demás niveles nuestras determinaciones de valores de  $\log ft$  y de multipolaridades dan valores de  $J\pi$  de acuerdo con los propuestos por otros autores.

Como se indicó en la Sección II.1.B10, estudios posteriores<sup>29,30)</sup> de la reacción  $^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110}\text{Ag}$  confirmaron la existencia del nivel de 117.69 keV con  $J\pi = 2^-$  en la  $^{110}\text{Ag}$ . La energía de éste nivel coincide muy bien con el valor de  $119 \pm 5$  keV obtenida a partir de nuestras mediciones.

Se observaron seis rayos  $\gamma$  con una vida media de  $25 \pm 7$  seg, los cuales fueron claramente asignados al decaimiento de la  $^{110}\text{Ag}$ . Tres de estos rayos no fueron observados en el decaimiento de la  $^{110m}\text{Ag}$ . Esto sugiere la existencia de niveles en  $^{110}\text{Cd}$  alimentados solamente desde el estado fundamental de la  $^{110}\text{Ag}$

por lo cual sería de gran interés un estudio completo del decaimiento de este estado.

Decaimiento de la  $^{106m}\text{Ag}$ : Se determinaron las intensidades y las energías de 44 rayos  $\gamma$  asignados al decaimiento de la  $^{106m}\text{Ag}$ , 12 de los cuales no fueron observados previamente. Combinando nuestras intensidades  $\gamma$  con las intensidades de e.c.i. determinadas por Scheuer et al.<sup>31)</sup> hemos calculado los c.c.i. de 24 transiciones.

Se propone un esquema de niveles basado en suma de energías y balance de intensidades, el cual presenta dos niveles nuevos a 2282 y 2365 keV, no encontrándose evidencias para dos niveles de los propuestos por Ref.36. En dicho esquema se ubicaron 42 de los 44 rayos observados. Las paridades de todos los niveles excitados quedan bien definidas a partir de las multipolaridades asignadas en este trabajo. Se proponen impulsos angulares para nueve estados excitados; para tres de ellos el impulso angular es único y para los seis restantes se dan dos valores posibles. Con respecto a los demás niveles, el impulso angular era conocido a partir de correlaciones angulares y excitación Coulombiana.

Decaimiento del  $^{136}\text{I}$ : A partir de las multipolaridades determinadas en el presente trabajo, midiendo las intensidades de los rayos  $\gamma$  y de los e.c.i., quedó establecida la paridad de los niveles a 1694.4 y 1891.6 keV en  $^{136}\text{Xe}$ . Combinando los resultados obtenidos a partir de los  $\sigma_K$  y de los valores de  $\log ft$  se propusieron dos impulsos angulares para cada uno de estos niveles. De estos dos valores, en base a sistemática de J en la zona, señalamos como más probables J=4 para el primer nivel y J=6 para el segundo. A partir de los valores de  $\log ft$  se dio una cota de  $J_{\pi} = 4,5 \pm; 6-$  para el estado de 48 seg de vida media del  $^{136}\text{I}$ , para el cual no existía ninguna determinación.

Se encontró para las transiciones de 370 y 345 keV una multipolaridad elevada. Combinando nuestros datos con los de otros autores se llega a la conclusión de que dichas multipolaridades no corresponden a las transiciones de igual energía ubicadas previamente en el esquema de niveles del  $^{136}\text{Xe}$ . Esto indica que estos rayos son al menos dobles, siendo una de las componentes de multipolaridad elevada. Ellas podrían ser transiciones isoméricas entre estados en  $^{136}\text{I}$ . A fin de determinar si estas transiciones están en  $^{136}\text{I}$  es de sumo interés realizar coincidencias (x, $\gamma$ ) entre dichos rayos y los rayos x correspondientes a transiciones en I. La medición del  $Q_{\beta}$  del nivel de 48 seg en  $^{136}\text{I}$  permitiría conocer la secuencia en energía de los estados isoméricos en  $^{136}\text{I}$  dado que solo se conoce el  $Q_{\beta}$  del estado de 83 seg.

Si bien fue establecida<sup>60)</sup> la existencia de un tercer nivel isoméri-

co de 100 seg de vida media en  $^{136}\text{I}$ , no se ha determinado completamente que niveles en Xe son alimentados por él. Esto sería motivo de una investigación adicional.

Decaimiento del  $^{138}\text{Cs}$ : El esquema de niveles propuesto por Carraz et al.<sup>63)</sup> para el  $^{138}\text{Ba}$ , como alimentado desde el  $^{138g}\text{Cs}$ , fue verificado por relaciones de suma de energías y balance de intensidades a partir de los valores obtenidos en el presente trabajo.

Para el primer nivel excitado, la multipolaridad asignada a la transición que lo desexcita confirma el valor de  $J\pi$  obtenido a partir de reacciones<sup>66)</sup>. Combinando los resultados obtenidos a partir de las multipolaridades asignadas con los de reacciones<sup>66)</sup> queda determinado el  $J\pi$  del segundo estado excitado. Para los niveles de 2217.76, 2307.36 y 2445.45 keV la paridad queda establecida de nuestras mediciones. Para los dos primeros niveles se proponen dos valores de J, mientras que para el último, el impulso angular era conocido de correlaciones angulares<sup>69)</sup>. Para el nivel a 2090.48 keV, la sistemática indica como valor más probable un  $J\pi=6+$ .

Si bien no podemos dar valores de  $J\pi$  para los niveles a 2202.02 y 2415.30 keV, la multipolaridad de la transición de 212.38 keV indica que ambos niveles deben tener igual paridad. Por otro lado, los  $J\pi$  obtenidos a partir de los valores de log ft deducidos para el decaimiento del  $^{138g}\text{Cs}$  a esos niveles y de los valores de log ft dados por Carraz et al. para el decaimiento del  $^{138m}\text{Cs}$  a los mismos, difieren de los  $J\pi$  propuestos por el grupo francés. Es por tanto necesario un nuevo estudio del decaimiento del estado isomérico del  $^{138}\text{Cs}$ , así como una determinación experimental de su  $J\pi$ , a fin de establecer sobre bases firmes los  $J\pi$  de estos niveles.

Decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$ : Por relaciones de suma de energías y balance de intensidades, realizadas a partir de los valores obtenidos en el presente trabajo, se comprobó el esquema de niveles propuesto por Holm et al.<sup>70)</sup> para el  $^{139}\text{Cs}$ , así como la existencia del nivel a 646.58 keV indicado por Talbert<sup>68)</sup>. Se sugiere además que el rayo de  $121.37\pm 0.10$  keV no se encuentra ubicado donde fue propuesto por Refs.68, 70 y 71, pero no se le asigna ninguna otra ubicación, lo cual deja abierto un futuro estudio.

La incerteza en el conocimiento de la paridad de los niveles excitados del  $^{139}\text{Cs}$  proviene de la falta de determinación experimental de la misma para el estado fundamental. Por tanto, la paridad de los cinco primeros estados excitados queda determinada a partir de las multipolaridades asignadas a las transiciones, cambiando si lo hace la del estado fundamental. Se proponen dos

valores del impulso angular para cada uno de los cuatro primeros niveles y cuatro valores posibles para el nivel a 646.58 keV. A partir de la sistemática se propone como valor más probable el de  $J=5/2$  para el primer nivel excitado y de  $J=(3/2)$  para el segundo.

Si bien para el presente estudio sólo se tuvieron en cuenta los rayos  $\gamma$  con energía debajo de 1 MeV, fueron observados rayos  $\gamma$  que pertenecen a la masa 139 con energías hasta 4 MeV. Un análisis previo de estas mediciones nos permitió determinar que el esquema de niveles del  $^{139}\text{Cs}$  es mucho más complejo que el conocido, por lo que surge la necesidad de hacer un estudio cuidadoso del espectro  $\gamma$  de alta energía del decaimiento del  $^{139}\text{Xe}$ .

Niveles en  $^{139}\text{Ba}$ : A partir de relaciones de suma de energías, completados por datos de coincidencias ( $\gamma, \gamma$ ), se contruyó un esquema de niveles del  $^{139}\text{Ba}$  alimentado a partir de la reacción  $^{138}\text{Ba}(n, \gamma)$ . El esquema propuesto es totalmente nuevo dado que la información previa a partir del decaimiento del  $^{139}\text{Cs}$  era muy escasa. Solo se conocían datos a partir de reacciones nucleares.

Para el nivel fundamental, primer, segundo y cuarto niveles excitados el  $J_{\pi}$  fue determinado por resonancias analógicas isobáricas y polarización de protones<sup>(113,114)</sup> dispersados por  $^{138}\text{Ba}$ . Para los restantes cinco niveles propuestos, se asignaron dos posibles valores de  $J$  para cada uno de ellos a partir de relaciones de intensidades de las transiciones que lo alimentan o desexcitan.

Como resultados generales obtenidos de las mediciones realizadas debemos mencionar el comportamiento de los valores de los coeficientes de conversión interna para transiciones E1 y M1-E2 a alta energía y la evidencia de captura directa en el proceso ( $n, \gamma$ ) en núcleos pesados.

En el primer caso nuestras mediciones demostraron que para energías mayores que 2.5 MeV, la separación de los valores de los coeficientes de conversión interna para transiciones de multipolaridad E1 y M1-E2, esta más próxima a la predicha por los cálculos teóricos de Church y Weneser<sup>(130)</sup> (20% para energía de 9 MeV) que a los resultados experimentales presentados por Smither<sup>(128)</sup> (70% a 9 MeV). Por tanto, con la precisión de las técnicas experimentales actuales, no es posible diferenciar entre estos tipos de multipolaridades cuando las mismas se determinan a partir de las mediciones de  $\sigma_K$  para transiciones de energía elevada.

La evidencia de que la reacción de captura de neutrones procede también como una reacción directa, obtenida a partir de la observación de una correspondencia entre las reacciones ( $n, \gamma$ ) y ( $d, p$ ), fue dada anteriormente sólo para

núcleos livianos ( $A \leq 60$ ). En este trabajo presentamos la primera evidencia experimental de este tipo para núcleos pesados ( $A=139$ ). Debemos indicar que este resultado es de importancia para el estudio del mecanismo de las reacciones, el cual no es objeto de la presente tesis, por tanto sólo nos hemos limitado a dar la información obtenida a partir del estudio del esquema de niveles del  $^{139}\text{Ba}$ .



V. APENDICE

A. ESPECTROMETROS MAGNETICOS

A1. RELACIONES BASICAS.

Consideremos un campo magnético homogéneo B y un electrón moviéndose a velocidad v en un plano perpendicular a las líneas de fuerzas. El electrón describirá una trayectoria circular con radio de curvatura ρ siendo la ecuación del movimiento

$$B \cdot e \cdot v = m \cdot v^2 / \rho \quad (V.A1.1)$$

donde  $m = m_0 / (1 - (v^2/c^2))^{1/2}$  es la masa del electrón y e su carga. El impulso lineal p está dado por la expresión

$$p = m \cdot v = e \cdot B \cdot \rho \quad (V.A1.2)$$

La relación entre el impulso y la energía del electrón se puede obtener combinando la Ecu. (V.A1.2) con la expresión para la energía cinética  $E = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2$  resultando

$$E = m_0 \cdot c^2 \left\{ \sqrt{[(e/m_0) \cdot (B \cdot \rho / c)]^2 + 1} - 1 \right\} \quad (V.A1.3)$$

Por tanto para un radio de curvatura fijo se puede determinar la energía de los electrones cuando éstos son sometidos a un campo magnético, midiendo la magnitud de dicho campo. En realidad, como a radio constante el campo magnético es proporcional al impulso, se dice que los espectrómetros magnéticos son selectores de impulsos. En espectrometría β se expresa el impulso del electrón en unidades de Bρ (gauss.cm). Para calcular la energía cinética E de los electrones a partir de la rigidez magnética Bρ se pueden usar tablas como las dadas por Hagstrom, Nording y Siegbahn<sup>135</sup>.

Diferenciando la Ecuac. (V.A1.3) se obtiene la relación

$$\frac{\Delta E}{E} = \left( 1 + \frac{E_0}{E_0 + E} \right) \cdot \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \quad (V.A1.4)$$

donde  $E_0 = m_0 \cdot c^2$ . Esta ecuación puede ser usada para interpolar en las tablas de E en función de Bρ.

## A2. PARAMETROS PARA LA DESCRIPCION DEL ESPECTROMETRO

Poder colector: En condiciones normales una fuente radiactiva emite electrones isotrópicamente, pero sólo una cierta fracción de ellos atraviesan la ranura de entrada del espectrómetro. El ángulo sólido  $\Omega$ , dentro del cual se encuentran los electrones que entran al espectrómetro, se expresa usualmente en % de la esfera total y a esta magnitud se la denomina poder colector =  $\Omega/4\pi = \omega$ .

Transmisión: Generalmente no todos los electrones que pasan a través de la ranura de entrada llegan al detector. Para cada  $E_e$  se denomina transmisión =  $T(E)$  a la fracción de los electrones de esa energía emitidos por la fuente, que son contados por el detector. Se cumple que  $T(E) < \omega$ .

Luminosidad y luminosidad efectiva: En el estudio de electrones de conversión interna se debe tener en cuenta la absorción de los mismos en la propia fuente. Por ello es importante la denominada actividad específica, que se define como el número de electrones que abandonan la fuente por unidad de tiempo, dividido el peso del material inactivo, expresada en mCi/g. A fin de obtener una actividad específica elevada se utilizan fuentes radiactivas de la mayor superficie compatible con la resolución deseada. Si  $\sigma$  es el área de la fuente, se define luminosidad =  $\Lambda = \sigma \cdot \omega$  y luminosidad efectiva =  $L = \sigma \cdot T$ .

Resolución: La línea espectral recogida por un espectrómetro magnético correspondiente a una fuente que emite electrones monoenergéticos, tiene un ancho finito. A este ancho contribuyen, en grados distintos, factores tales como la aberración esférica del sistema y la dimensión finita de la fuente. Por conveniencia, el "ancho" de la línea  $\Delta(B\rho)$  se expresa por su ancho a la altura mitad. Es este ancho el que indica la habilidad del espectrómetro para separar electrones que tengan energías muy próximas. El ancho relativo de la línea de un espectrómetro se denomina resolución =  $R = \Delta(B\rho)/B\rho$  y es una constante generalmente dada en %.

Cuando se dibuja la distribución de intensidades en función del impulso de los electrones es necesario dividir el número de cuentas, para un valor del campo, por el valor de éste para obtener la forma correcta del espectro.

Dispersión: Aun cuando la resolución de un espectrómetro magnético sea muy buena, solamente es posible resolver dos líneas espectrales adyacentes si la distancia entre las imágenes es apreciablemente mayor que los anchos de las líneas. Por tanto es importante considerar la denominada dispersión =  $dx/d(B\rho)$  donde  $x$  es la coordenada que especifica la posición de la imagen. La dispersión da el desplazamiento  $dx$  de la imagen cuando se varia en un  $d(B\rho)$  el impulso del electrón.

### A3. ESPECTROMETRO DE DOBLE FOCALIZACION.

El principio de funcionamiento de los espectrómetros de doble focalización se basa en las condiciones<sup>136)</sup> que se deben cumplir en un Betatrón para que las órbitas circulares de los electrones acelerados sean estables respecto a pequeños desplazamientos desde la órbita de equilibrio.

Si se asume que el campo magnético tiene simetría cilíndrica, en el plano medio o ecuatorial el campo va a tener sólo una componente  $z$  la cual puede ser representada por la relación

$$B(\rho) = B(a) \cdot (a/\rho)^n \quad (V.A3.1)$$

donde cualquier forma de campo puede ser aproximada en una zona limitada alrededor del radio  $a$  por una elección adecuada de  $n$ . En este campo los electrones se van a mover en órbitas circulares de radio  $a$  con un impulso dado por la Ecuac. (V.A1.2). En estas condiciones, Kerst y Serber<sup>136)</sup> mostraron que si un electrón recibe un pequeño impulso radial, puede oscilar alrededor de  $\rho = a$  con una frecuencia  $\omega_\rho$  dada por

$$\omega_\rho^2 = \omega_0^2 (1-n) \quad (V.A3.2)$$

donde  $\omega_0^2 = v/\rho = e \cdot B(a)/m$ .

A su vez, si se le da un impulso axial (en la dirección de  $z$ ), el electrón va a oscilar alrededor del plano  $z=0$  con una frecuencia  $\omega_z$  dada por

$$\omega_z^2 = \omega_0^2 \cdot n \quad (V.A3.3)$$

A fin de que las órbitas sean estables respecto a oscilaciones radiales y axiales, se debe cumplir que  $0 < n < 1$ . Siegbahn y Svartholm<sup>137,138)</sup> demostraron que si se elige  $n=1/2$ , se cumple que  $\omega_z^2 = \omega_\rho^2 = (1/2)\omega_0^2$  y por lo tanto los electrones con impulso apropiado, emitidos desde una fuente puntual a  $\phi=0$ ,  $z=0$  y  $\rho=a$  (ver Fig.30), van a volver a focalizarse en un punto imagen a  $\phi=\sqrt{2}\pi$ ,  $z=0$  y  $\rho=a$ . En la Fig.30 se da una representación esquemática de las órbitas seguidas por los electrones en un espectrómetro de doble focalización, con la definición de los parámetros utilizados. En coordenadas cilíndricas, la órbita de equilibrio con radio  $a$  se encuentra en el plano ecuatorial descrito por  $z=0$ . En el plano que contiene a la fuente, desde donde se mide la coordenada  $\phi$ , un punto puede describirse por las coordenadas  $\eta = (\rho-a)/a$  y  $\varphi = z/a$  con origen en  $\rho=a$  y  $z=0$ . El plano que contiene a la imagen es aproximadamente el plano con  $\phi=\sqrt{2}\pi$  y las coordenadas  $\eta^*$  y  $\varphi^*$  describen el punto donde la trayectoria de un electrón atraviesa este plano. Los ángulos  $\phi_\rho$  y  $\phi_z$  están definidos por las relaciones



$$\text{sen } \phi_{\rho} = 1/v \text{ (d}\rho/\text{dt)} \quad \text{y} \quad \text{sen } \phi_z = 1/v \text{ (dz/dt)}$$

La forma del campo magnético, para un espectrómetro de doble focalización, en el plano  $z=0$  puede expresarse entonces como

$$B(\rho) = B(a) \cdot (a/\rho)^{1/2}$$

la cual se puede expandir en una serie de potencias del tipo

$$B(\rho) = B(a) \cdot (1 + \alpha \cdot \eta + \beta \cdot \eta^2 + \gamma \cdot \eta^3 + \delta \cdot \eta^4 + \dots) \quad (\text{V.A3.4})$$

donde los coeficientes  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\dots$  se determinan de manera de minimizar las aberraciones.

Diferentes autores han estudiado la forma de este campo magnético considerando tratamientos de distintos órdenes. Shull y Dennison<sup>139)</sup> hicieron un tratamiento de segundo orden, pero fijaron solo el coeficiente  $\alpha$  y dejaron  $\beta$  como una variable a disposición del diseñador. Wild y Huber<sup>140)</sup> realizaron un tratamiento de tercer orden y Lee-Whiting y Taylor<sup>141)</sup> han extendido el cálculo hasta el sexto orden.

Se ha encontrado en el análisis hecho que una focalización sin astigmatismo se obtiene con un valor de  $\alpha = -1/2$ . El valor de  $\beta$  no es tan crítico pudiéndose elegir entre varios valores. Los valores que dan la mejor forma de campo con  $\beta = 3/8$  y  $\beta = 1/8$ .

La forma anteriormente descrita del campo magnético puede ser dada, o por medio de un juego de bobinas, o por medio de bobinas con núcleo de hierro. Hay algunas ventajas de orden práctico para las segundas. Los instrumentos con núcleo de hierro son más económicos, dado que la razón entre la corriente de las bobinas y la intensidad del campo es mucho menor que en los instrumentos similares sin núcleo de hierro. La impedancia elevada de las bobinas conteniendo núcleo de hierro hace más fácil la estabilización de la intensidad de campo. Sin embargo, cuando se desea tener una alta resolución y una alta precisión en la determinación de  $B_0$ , se encuentran algunos inconvenientes serios en el uso de espectrómetros con núcleos de hierro. Debido a inhomogeneidades dentro del hierro, es difícil obtener una forma de campo apropiada con simetría axial a lo largo de todo el camino recorrido por los electrones. Aberraciones de esta clase dan a lugar a ensanchamientos de la imagen. Además, para la determinación de  $B_0$  con precisión elevada, se debería medir la intensidad del campo a lo largo de toda la trayectoria.

Debido a efectos remanentes del material ferromagnético, la forma del campo, para intensidades bajas, va a sufrir desviaciones respecto de la que

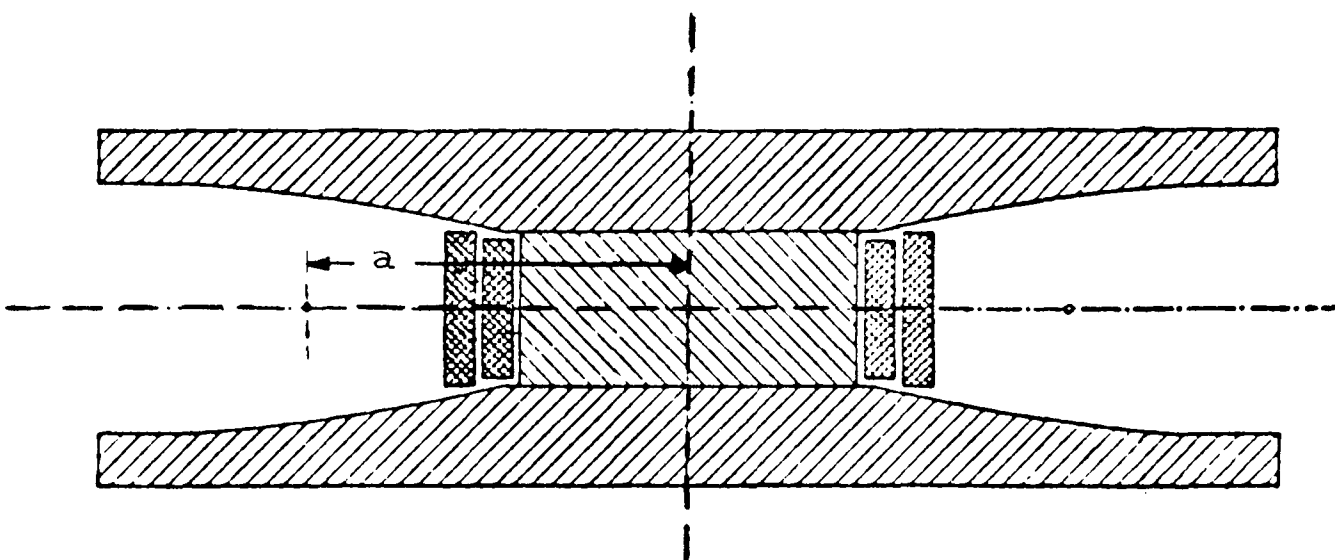


Fig.31 - Bobinas con núcleo de hierro para la producción del campo magnético de un espectrómetro de doble focalización.

tendrá a intensidades altas. Esto significa que la transmisión va a variar con la energía a causa de que la posición del foco radial va a cambiar debido a una variación del coeficiente de primer orden del campo. Este efecto es especialmente serio cuando se determinan formas de espectros  $\beta$ . Finalmente, la relación no lineal entre la corriente de las bobinas y la intensidad del campo (histerisis) requieren una determinación directa de esta última si se desea alguna precisión.

Por todo lo indicado, en los espectrómetros sin núcleo de hierro la resolución y la precisión con que se determina el valor  $B_0$  es de un orden de magnitud mayor que en los instrumentos con núcleo de hierro.

El primer espectrómetro de alta precisión con núcleo de hierro, con un radio de curvatura de 50 cm, fue diseñado por Hedgran, Siegbahn y Svartholm<sup>142)</sup>. Un espectrómetro de iguales características, construido en la Universidad de Uppsala, está instalado en el Laboratorio de Espectrometría Nuclear de la CNEA.

La forma del campo magnético está dada utilizando un núcleo de hierro como el mostrado en la Fig.31, con un valor de  $\beta = 3/8$ . La intensidad del campo es medida directamente por medio de un sistema de bobinas rotativas balanceándose las corrientes producidas en las mismas. Una de esas bobinas gira en el campo a ser medido, mientras que la otra rota dentro de un campo de referencia, el cual se encuentra a una distancia de aproximadamente dos metros del espectrómetro. Aunque la intensidad del campo en el centro de la primera bobina puede medirse con una exactitud de unas pocas partes en  $10^5$ , la exactitud en la determinación de  $B_0$  es del orden de una parte en  $10^4$  debido, como dijimos mas arriba, a las posibles desviaciones de la simetría axial del campo. La reproducibilidad de las mediciones, en acuerdo con esta exactitud, se obtiene cuando el instrumento se desmagnetiza cuidadosamente. La resolución en impulso se encuentra entre el 0.15 y 0.4 % dependiendo, como se mencionó arriba, de la transmisión y de las dimensiones de la fuente. Se obtiene una resolución de 0.2 % con una transmisión de 0.2 % de  $4\pi$  y con una fuente de  $2 \times 20 \text{ mm}^2$  de área. El instrumento puede operar en el rango de energía de 10 keV a 4 MeV. La transmisión máxima obtenida fue de 1.0 % de  $4\pi$ . Los electrones fueron contados con un detector Geiger Müller.



#### A4. ESPECTROMETRO MAGNETICO TIPO KOFOED-HANSEN (O TIPO NARANJA)

Consideremos un campo magnético, referido a un sistema de coordenadas cilíndricas  $(z, r, \phi)$ , con componentes

$$B_z=0, \quad B_r=0 \quad \text{y} \quad B_\phi = \frac{A_0}{r} \quad (\text{V.A4.1})$$

donde  $A_0$  es una constante.

La trayectoria de un electrón, en un plano cualquiera que pase por el eje  $z$ , tiene la forma dada por las ecuaciones siguientes (ver la Fig.32)

$$\begin{aligned} z &= a.K.U(K, \psi) + z_m \\ r &= a.e^{-K.\cos \psi} \end{aligned} \quad (\text{V.A4.2})$$

donde  $K = -\frac{m.v}{A_0.c} = -\frac{p}{A_0.e} = \frac{B.\rho_c}{A_0} = \frac{\rho_c}{r}$  siendo  $\rho_c$  el radio de

curvatura de la trayectoria, la función  $U(K, \psi) = \int_{\pi}^{\psi} \cos \psi . e^{-K.\cos \psi} d\psi$  puede ser desarrollada en serie de funciones de Bessel ( $J_n$ ) y se encuentra tabulada en Ref. 143, el ángulo  $\psi$  se define a través de la relación  $\dot{z}/v = \cos \psi$  siendo el ángulo que forma el vector velocidad con el sentido positivo del eje  $z$ . Vemos que  $z=z_m$  para  $\psi=\pi$  y  $r=a$  cuando  $\dot{z}=0$ .

Los electrones describen en este campo una trayectoria compuesta por una serie de lazos, cada uno desplazado respecto del otro una cantidad

$$z(\psi + 2\pi) - z(\psi) = 2.z.a.K.i.J_1(iK)$$

Consideremos ahora una familia de trayectorias (con  $K$  fijo y  $a$  variable) como las mostradas en la Fig.33, tal que los lazos se encuentren ubicados simétricamente respecto a un eje  $r'$ . Tracemos las tangentes a esas trayectorias desde los puntos  $f$  y  $d$  sobre el eje  $z$ . Cortemos el campo a lo largo de las líneas  $b-b'$  y  $b''-b'''$  (que unen los puntos de tangencia a las trayectorias), de manera que sea nulo en la zona entre esas líneas y los puntos  $f$  y  $d$ . Luego, si en  $f$  se tiene una fuente emisora de electrones, todos aquellos electrones de igual impulso, emitidos con diferentes  $\psi$ , en un plano que pase por el eje  $z$ , serán enfocados en el punto  $d$ , para el mismo valor del campo magnético. Los electrones, en la zona de campo nulo, tendrán como trayectoria las tangentes trazadas. Además, todos los electrones en iguales condiciones que los anteriores, que sean emitidos en cualquier plano que pase por  $z$ , también van a ser enfocados en el punto  $d$ .

El campo dado por la Ecuac. (V.A4.1) puede generarse mediante dos piezas polares cuyas caras pertenezcan a dos planos que se corten en el eje  $z$ , teniendo cada pieza la forma de la sección rayada en la Fig. 33. Es posible

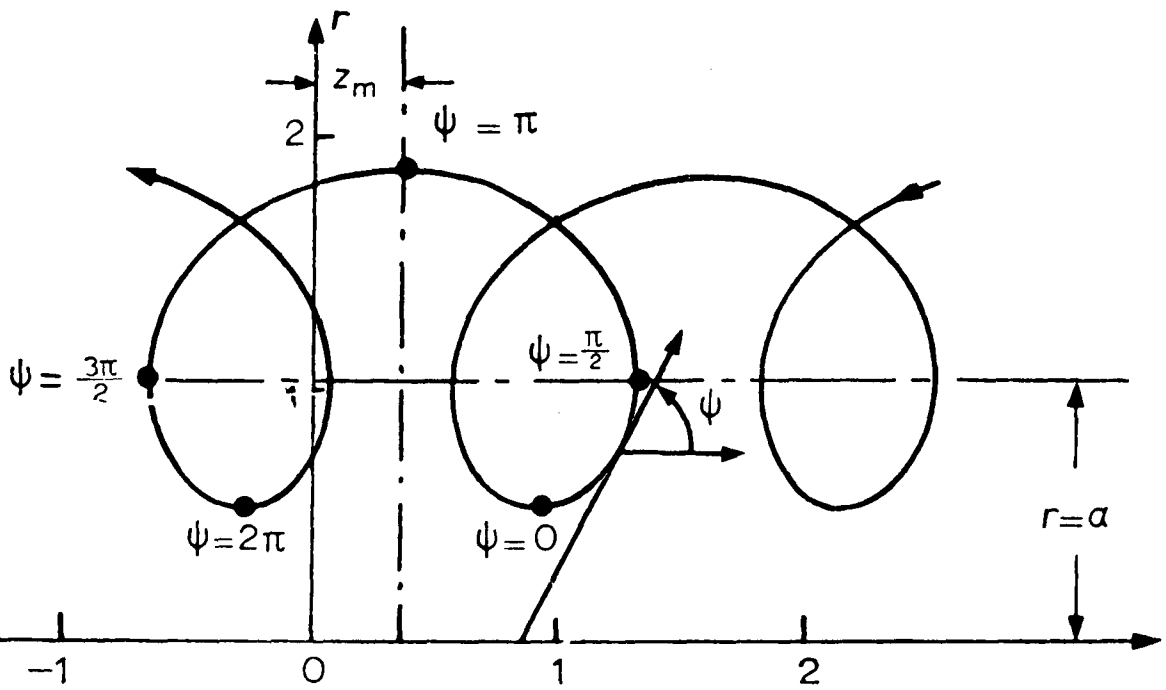


Fig.32 - Trayectoria de los electrones, y coordenadas que la describen, en un campo toroidal  $B=A_0 / r$  .

además colocar varias piezas polares de manera que se distribuyan como los gajos de una naranja, con espacios libres entre ellos, estando la fuente y el detector sobre el eje de simetría del instrumento en el espacio libre de campo magnético.

El primer espectrómetro de este tipo fue construido por Nielsen y Kofoed-Hansen<sup>144)</sup> y cuenta con seis entrehierros de  $20^\circ$ . El conjunto de las piezas polares constituye un toro de hierro seccionado, cuyo eje de simetría es el eje z. Cada pieza polar lleva un arrollamiento que resultaría, en el mismo símil, una parte de un arrollamiento de un toro. En la Fig.34 se muestra un corte vertical y un corte horizontal de dicho espectrómetro. En el corte vertical se observa la posición de la fuente y del detector, así como la trayectoria seguida por los electrones.

Como puede apreciarse, detrás de la fuente puede ubicarse un detector (por ejemplo para rayos  $\gamma$ ), siendo este espectrómetro muy indicado para coincidencias ( $\beta, \gamma$ ) por su transmisión elevada.

En la CNEA fueron construidos dos espectrómetros similares al descrito, pero de 8 entrehierros de  $15^\circ$ . El primer instrumento construido tiene el tanque que lo contiene de hierro, mientras que el segundo lo tiene de Al. Las mediciones hechas en la presente tesis fueron realizadas con el primer instrumento mencionado, por lo tanto las características dadas a continuación se refieren a ese espectrómetro.

La resolución del espectrómetro fue de  $\sim 1.8\%$  y la transmisión de  $\sim 10\%$ . Las fuentes fueron de  $\sim 1$  mm de diámetro. Los electrones fueron detectados con un centellador de plastifluor y los rayos  $\gamma$  con un cristal de INa colocado a 4 cm de distancia de la fuente. El campo magnético fue medido con un sistema de bobinas giratorias como el descrito en la Sección V.A3, estando dado el campo de referencia por una bobina de Helmholtz.

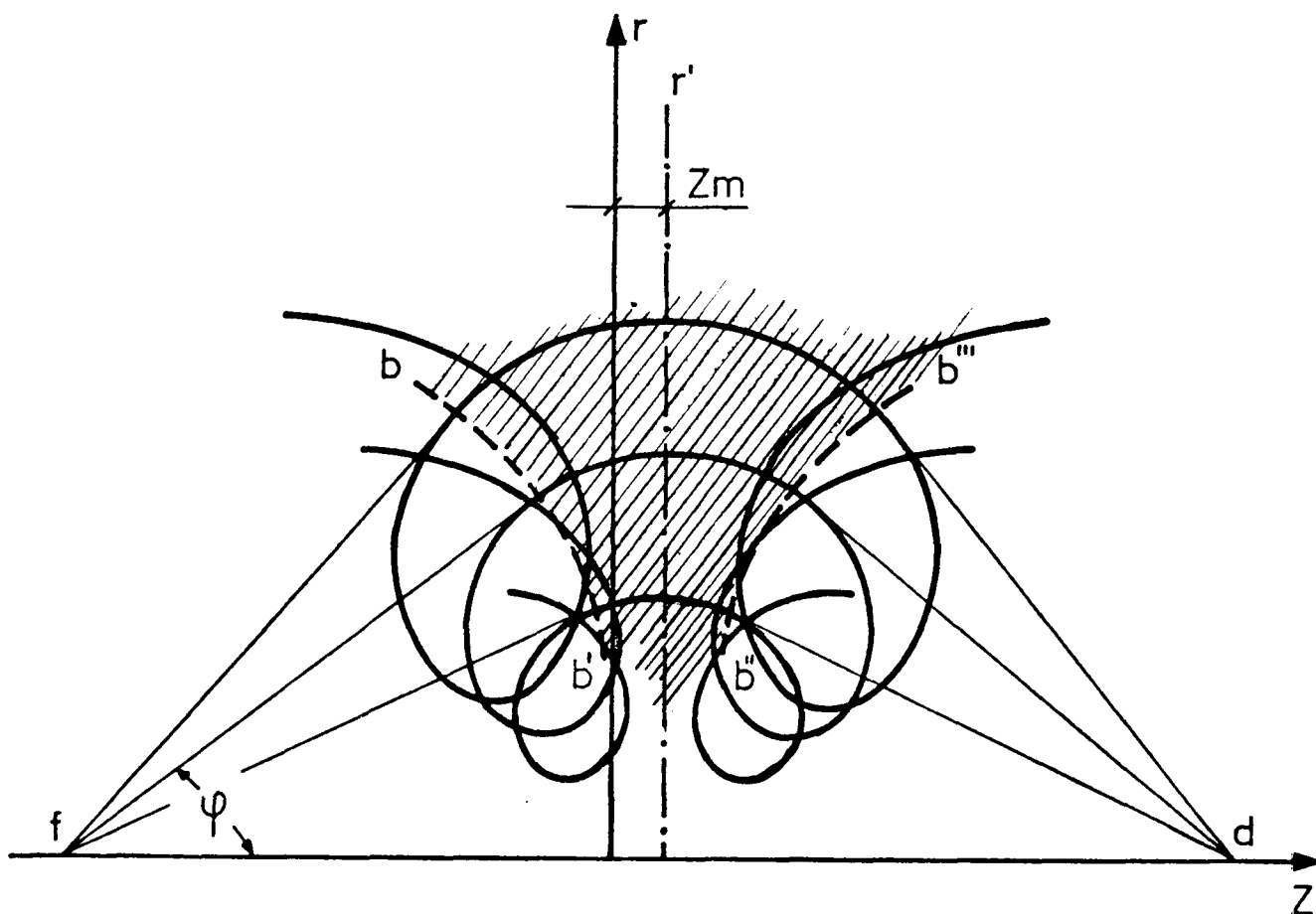


Fig.33 - Familia de trayectorias en un campo  $B=A_0/r$ . La zona rayada muestra la forma de las piezas polares necesarias para generar un campo tal que, electrones emitidos desde el punto  $f$ , con diferentes ángulos en un plano que pase por el eje  $Z$ , sean enfocados en el punto  $d$ . (Ver texto para la descripción de la construcción de las formas de las piezas polares)

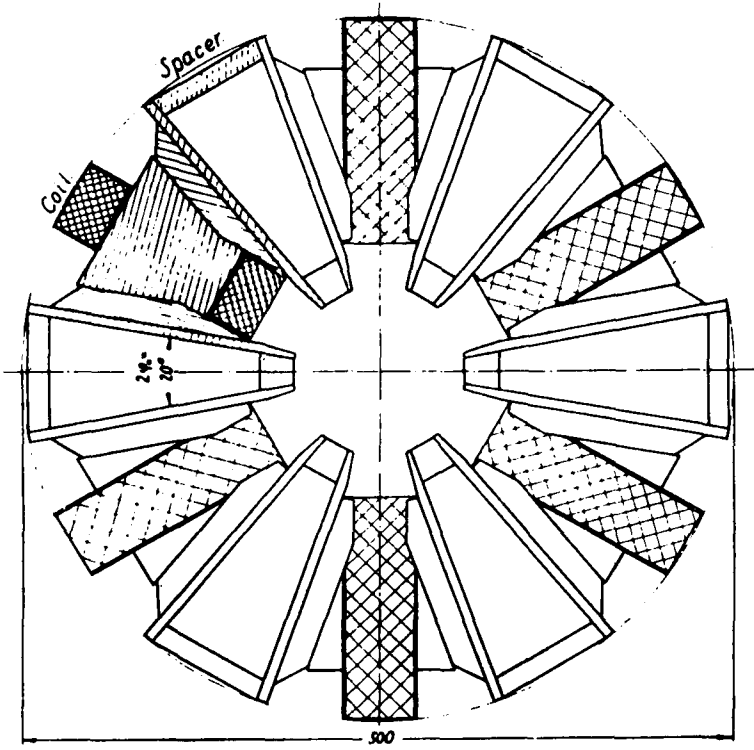
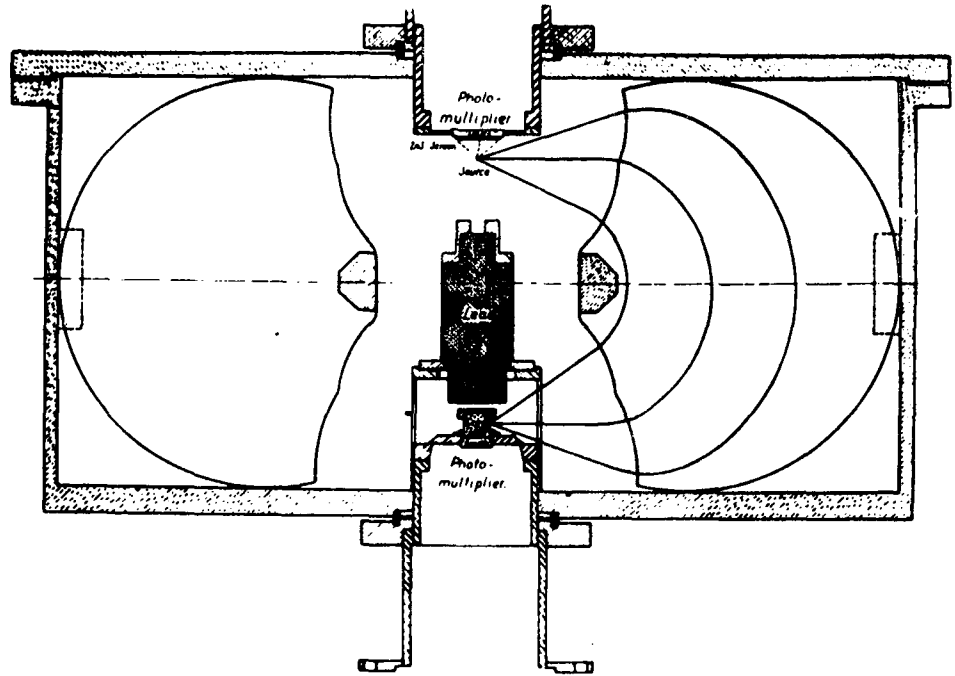


Fig.34 - Corte vertical y horizontal de un espectrómetro magnético tipo naranja (Figura tomada de Ref.144).



## B. DETECTORES SEMICONDUCTORES.

### INTRODUCCION

Si bien los detectores semiconductores han sido aplicados con gran éxito tanto al análisis de las radiaciones  $\gamma$  como al de los electrones de conversión interna y, últimamente, al de los rayos  $\beta$  continuos, es en el estudio de los primeros donde estos detectores han llenado un vacío considerable.

Antes de que se comenzaran a usar los detectores semiconductores, se contaba fundamentalmente con tres tipos de espectrómetros para el análisis de rayos  $\gamma$ : espectrómetros de difracción, espectrómetros magnéticos para conversión externa y cristales de centelleo de  $\text{INa(Tl)}$ . Aunque los dos primeros espectrómetros son de alta resolución, su eficiencia es muy baja, lo cual está ligado al hecho de que ambos son dispositivos de un solo canal; esto hace que sea necesario obtener los espectros punto por punto, resultando por lo tanto el intervalo de energía estudiado a un tiempo una pequeña fracción del total. Ambos espectrómetros requieren fuentes muy intensas para obtener una estadística aceptable en un tiempo razonable y son utilizados, fundamentalmente, para el estudio de isótopos de vida media larga. El espectrómetro de centelleo, por otra parte, si bien tiene una eficiencia elevada, posee resolución comparativamente pobre. Presenta sin embargo la ventaja de que con él se pueden obtener espectros de varios MeV en forma simultánea, permitiendo esto el estudio de isótopos de vida media más corta.

Los detectores semiconductores para radiación  $\gamma$  tienen la característica de combinar elevada resolución (del orden de la de un espectrómetro magnético de mediana calidad) y apreciable eficiencia (por ahora del orden de  $\approx 10\%$  de la de un detector de centelleo usual) con la ventaja de los detectores de  $\text{INa}$  de poder medirse espectros de varios MeV simultáneamente.

Para el estudio de los electrones de conversión interna y espectros  $\beta$  continuos, si bien no existía un vacío tan grande, dado que es posible pasar por toda la gama de espectrómetros magnéticos desde alta resolución y baja transmisión hasta baja resolución y alta transmisión, los detectores semiconductores, al igual que para los rayos  $\gamma$ , presentan las ventajas de elevada eficiencia, adecuada resolución (aunque es aún peor que la de los magnéticos) y acumulación simultánea de un amplio rango de energías eliminándose, además, los dispositivos complicados que acompañan a los espectrómetros magnéticos.

## B1. PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO

Un estudio detallado del principio de funcionamiento de los detectores semiconductores puede encontrarse en las Refs. 145, 146 y 147. Aquí solo daremos una idea cualitativa del mismo.

Las características de un semiconductor pueden ser alteradas introduciendo impurezas en su red cristalina. Se denomina semiconductor tipo-p aquel en el que, al introducirle impurezas receptoras de electrones, son portadores mayoritarios los agujeros y tipo-n aquel en el cual se han introducido impurezas donoras, siendo por lo tanto portadores mayoritarios los electrones.

Cuando en un cristal semiconductor una parte del mismo es del tipo-p y otra del tipo-n, se produce en la zona de transición una difusión de electrones a la región p y de agujeros a la n, formándose una región en donde ambos tipos de portadores se recombinan rápidamente. Se localiza una distribución neta (pero dinámica) de carga alrededor de esta zona de transición, lo cual origina un campo eléctrico a través de la misma. Se produce entonces un equilibrio dinámico entre la difusión de portadores a esta zona y el campo eléctrico que lo impide. Si ahora se aplica una tensión a través de la juntura p-n tal que induzca a los agujeros a emigrar a la zona n y a los electrones a la p, la región de transición aumentará, formándose una zona esencialmente libre de portadores. Si a la región de transición así formada llega radiación ionizante (rayos  $\gamma$  o partículas cargadas) se producirán pares electrón-agujero los cuales serán colectados por acción del campo eléctrico, lo cual dará lugar a un pulso de carga en los bornes del detector. La amplitud del pulso generado será proporcional a la energía de la radiación incidente, dado que lo es el número de pares creados.

De lo dicho anteriormente es evidente que cuando mayor es la profundidad de la región de transición mayor es la probabilidad de que las radiaciones entreguen toda su energía en la misma. Para diodos p-n la capa de transición obtenible con la tecnología actual es del orden de 1 mm, lo cual es insuficiente para espectrometría de rayos  $\gamma$ , de rayos  $\beta$  y de electrones de conversión con energía  $> 0.5$  MeV.

Una manera efectiva de obtener una zona de transición suficiente para los fines buscados es usar la alta movilidad del Li en los cristales de Ge y Si, y el hecho de que el Li actúa como donante, compensando los receptores en un cristal tipo-p. En otras palabras, al introducir Li en cristales de Ge o Si tipo-p se crea una zona sin centros eléctricamente activos, formándose lo que se denomina un diodo p-i-n (el cristal base tipo-p, la zona intrín-

seca formada al compensarse los receptores del cristal por el Li y la zona donde hay exceso de donante (exceso de Li), la cual se transforma en tipo-n). En principio, es posible obtener por éste método zonas de transición de profundidad tan grande como se desee pero, en la práctica, hay limitaciones técnicas, día a día superadas, que imponen restricciones al volumen activo obtenible.

## B2. DETECTORES DE Ge(Li) PARA RAYOS $\gamma$ .

Los detectores semiconductores de Si, inicialmente usados para partículas pesadas y posteriormente para electrones, son sólo útiles para rayos  $\gamma$  con energía  $\leq 100$  keV, ya que a mayor energía la sección eficaz del efecto fotoeléctrico es muy baja. Por ello, el uso de un semiconductor con Z más elevado, como es el Ge, ha sido un progreso, dado que en él la sección eficaz para dicho efecto es 40 veces mayor que en el Si.

Un estudio completo de las propiedades de los detectores de Ge(Li) fue hecha en las Refs. 145, 146 y 147. Como figura de mérito ilustrativa podemos citar que el detector de  $35 \text{ cm}^3$  de volumen activo utilizado en la Sección II.2.B tenía una eficiencia (relativa a un cristal de INa(Tl) de 3"x3", a una distancia de 25 cm) de 7.0%, una relación de altura de fotopico a Compton de 27 a 1 y una resolución de 2.0 keV para la línea de 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$ .

A los fines de utilizar estos detectores en estudios de espectroscopía nuclear son de suma importancia la determinación de la curva de eficiencia y de la calibración de energía de los mismos.

Eficiencia del detector: El pulso correspondiente a la entrega total de la energía de un rayo  $\gamma$  al detector, se origina por la suma de las contribuciones de efecto fotoeléctrico, absorción total de dispersión Compton múltiple y absorción total de producción de pares. Dado el tamaño de los detectores actuales, sólo para energías de varios MeV es importante la magnitud del pico de doble escape frente al de energía total, por lo cual dentro del rango usual de energías, basta con realizar una calibración en eficiencia para éste último. Han sido desarrollados varios métodos de cálculo para obtener directamente la eficiencia intrínseca de los detectores semiconductores (así como existen para los cristales de INa). Dado que no se conocen exactamente la forma y el tamaño de la zona de transición, todos los cálculos son aproximados, siendo necesario por ahora determinar la eficiencia experimentalmente.

Consideraremos dos métodos experimentales para la calibración en eficiencia de los detectores de Ge(Li). El primero<sup>145)</sup> consiste en el uso de fuentes patrones de actividad bien conocida, y el segundo en el uso de grupos de rayos  $\gamma$  de intensidad relativa bien determinada<sup>50)</sup>. Un caso extremo del segundo método es el uso de un sólo isótopo con un número suficiente de rayos  $\gamma$  de intensidad relativa bien conocida como para cubrir todo el rango de energía de interés.

El primer método requiere que las fuentes patrones tengan una vida media larga o la disponibilidad de un sistema rápido para calibrar las mismas antes de ser usadas. En general, las fuentes de vida media suficientemente larga tienen pocos rayos de alta energía, limitándose así el rango útil del método.

El segundo presenta la ventaja de poder utilizar cualquier tipo de radiación  $\gamma$ , incluso las producidas por reacciones, lo cual permite calibrar hasta energías de 10 MeV o aún mayores. En caso de usar varias fuentes con grupos de rayos  $\gamma$  de intensidad relativa conocida, es necesario que haya una superposición de los mismos a fin de poder obtener una curva continua. La normalización de los grupos de datos puede hacerse por procedimientos gráficos (en papel doble logarítmico) o analíticos<sup>50)</sup>.

Con cualquiera de los métodos mencionados, la calibración en eficiencia se debe realizar de manera tal que todo el dispositivo experimental se encuentre en la misma geometría a ser usada al realizar las mediciones con las fuentes incógnitas, o sea que la calibración tenga en cuenta las absorciones de todo material que pueda estar interpuesto entre el cristal y la fuente, así como los ángulos sólidos involucrados.

Calibración en energía: Se puede considerar tres fuentes principales de errores en las mediciones de energía: a) error en la ubicación de la posición del pico, b) error en la calibración, incluyendo alinealidad en la altura de pulso en función de la energía y c) corrimiento de ganancia en el circuito electrónico.

El error en la ubicación del pico depende de la estadística del mismo, pero en general se puede considerar este error muy pequeño, menos de 1/1000 según la zona de energía en que se trabaja.

La calibración en energía se realiza mediante el uso de rayos  $\gamma$  de energía muy bien conocida. Se debe tener en cuenta que el circuito electrónico, así como el detector mismo, presentan alinealidades no sólo a lo largo de un rango grande de energías, sino también en pequeños intervalos. Asimismo es importante tener en cuenta que la ganancia del circuito electrónico cambia

con el número de pulsos por unidad de tiempo que debe procesar. A fin de poder eliminar parte de estas dos fuentes de errores, el método más conveniente para calibración en energía es el descrito a continuación.

- 1) Medir simultáneamente las fuentes patrones con la fuente incógnita, a fin de calibrar los picos más intensos de la última. De esta manera se evita el inconveniente de corrimiento con el contaje.
- 2) También simultáneamente, colocar pulsos de un generador de pulsos de alta precisión a ambos costados de los picos intensos de la fuente incógnita y de los usados como patrones. Los pulsos del generador son introducidos en el sistema a través del preamplificador, en el lugar en que entran los pulsos provenientes del detector. De esta manera se determina la posición de los picos en función de la amplitud de salida del generador de pulsos, el cual es por construcción de alta linealidad, corrigiendo así la alinealidad de todo el sistema con excepción de la propia del detector. Lo único que en este procedimiento se admite a priori es que el espectrómetro en su conjunto es lineal en un rango de  $\approx 20$  canales (distancia usual entre los pares de picos de los pulsos del generador que flanquean a los picos de los rayos  $\gamma$ ). Como los pulsos del generador sólo se acumulan en unos pocos canales, no introducen variaciones significativas del contaje total y, por lo tanto, se pueden superponer en distintas posiciones durante la medición del espectro. A fin de que la proximidad de los picos del conjunto (rayos  $\gamma$ )-(par de picos del generador) no deforme a aquellos cuando todos tienen estadística apropiada, es conveniente acumular el espectro de los rayos  $\gamma$  en una parte de la memoria del multicanal y el espectro con los picos del generador en otra. Como el tiempo requerido para obtener una buena estadística en los picos del generador es en general mucho menor que el requerido para los picos de los rayos  $\gamma$ , en este segundo espectro sólo se tendrán en forma prominente los picos del generador. La calibración de energía en función de unidades de amplitud de salida del generador será así lineal, y la obtención de las energías incógnitas, directa.
- 3) Utilizar los picos intensos previamente calibrados como calibración interna para obtener la energía del resto del espectro procediendo como en 2), pero ahora midiendo sólo el espectro incógnita.

### B3. DETECTORES DE Si(Li) PARA ELECTRONES.

Como ya se mencionó en la introducción, los detectores semiconductores para electrones presentan ciertas ventajas frente a los espectrómetros magnéticos.

La sección eficaz de los detectores de Si(Li) es muy baja para el efecto fotoeléctrico, lo cual permite la medición de electrones sin necesidad de evitar que los rayos  $\gamma$  lleguen al mismo. Sin embargo, la dispersión Compton es apreciable en estos detectores, lo cual produce un fondo alto sobre el cual están montados los picos de electrones.

Una discusión completa de las características de los detectores de Si(Li) se puede encontrar en las Refs. 145, 146 y 147. Como figura de mérito ilustrativa podemos citar que el detector de  $3 \text{ cm}^2$  de área activa y 3 mm. de profundidad recientemente adquirido en el grupo IALE tiene una resolución de 3 keV para la línea de conversión K de la transición de 662 keV en  $^{137}\text{Cs}$ .

Hay dos efectos que deben tenerse en cuenta en el uso de estos detectores. I) Los electrones retrodispersados en el detector cerca de su superficie, tienen una probabilidad muy alta de abandonarlo sin entregar toda sus energías al mismo. El resultado de esta retrodispersión es una cola en la distribución de pulsos cuya forma es casi independiente de la energía del electrón. II) Las zonas p o n del detector son insensibles a la detección de electrones, pero su espesor no es despreciable actuando como un absorbente. A fin de tener en cuenta estos efectos y poder realizar espectroscopía cuantitativa de electrones, se debe determinar la eficiencia de respuesta del detector. Esto puede hacerse experimentalmente por dos métodos: a) con picos de electrones de conversión interna de intensidades relativas bien conocidas, en forma similar a lo descrito para Ge(Li), b) con transiciones cuyos coeficientes de conversión sean conocidos, haciendo uso de la Ecuac.(II.2.B4.1).

La curva de "eficiencia" obtenida tendrá en cuenta todas las correcciones necesarias para que al aplicarlas a las áreas de los picos correspondientes a la entrega total de energía de los electrones se obtengan las intensidades relativas de los mismos.

La calibración en energía, por otra parte, se puede realizar utilizando el mismo método descrito para Ge(Li).

### C. EL METODO DE COINCIDENCIAS.

En el presente análisis discutimos el caso general de dos radiaciones nucleares emitidas en forma sucesiva, considerando que la vida media del estado intermedio es mucho menor que el tiempo de resolución del circuito de coincidencias. Los efectos de distribución angular se consideran despreciables (emisión isotópica). Se considera además que la eficiencia del circuito de coincidencias es 100%.

Un cuidadoso análisis cualitativo de los resultados de coincidencias permite establecer que grupo de rayos se encuentran en cascada (ya sean rayos  $\gamma$  o rayos  $\gamma$  y  $\beta$ ). Ayuda además a encontrar rayos que por su débil intensidad no son observados en el espectro simple. Un análisis cuantitativo permite discutir el esquema de niveles propuesto y ayuda a la determinación de intensidades de transiciones débiles, las cuales no pueden, en general, ser obtenidas con precisión a partir de los espectros simples.

#### ANALISIS CUANTITATIVO DE LOS DATOS DE COINCIDENCIAS.

Sean  $a$  y  $b$  dos transiciones cualesquiera (pueden ser rayos  $\gamma$ , electrones de conversión interna o rayos  $\beta$ ), las cuales se encuentran en coincidencia, como se indica en la Fig.35a.

Suponemos que la radiación  $a$  es registrada en el detector 1 con una eficiencia  $\eta_a$  y la radiación  $b$  en el detector 2 con una eficiencia  $\eta_b$ . En general la eficiencia está dada por  $\eta = \Omega c$ , donde

$\Omega$  = ángulo sólido dentro del cual se encuentra el detector, visto desde la fuente radiactiva.

$c$  = eficiencia intrínseca del detector para la zona de energía considerada.

En el caso de que una de las radiaciones o ambas sean e.c.i. o rayos  $\beta$  y se use un espectrómetro magnético, se reemplaza la eficiencia por la transmisión  $T$  del espectrómetro.

Sea  $N_a$  (ó  $N_b$ ), el número de cuentas aceptadas en un tiempo  $t$  por el canal  $a$  (ó  $b$ ) de entrada al circuito de coincidencia (si tomamos un espectro  $\gamma$  simple antes de entrar al circuito de coincidencias, sería por ejemplo el área correspondiente a la transición  $a$  (ó  $b$ ) después de substrair el fondo).

Sea  $\rho(a;b)$  (ó  $\rho(b;a)$ ) el coeficiente de bifurcación, el cual se define como la fracción de la transición  $a$  ( $b$ ) que está en coincidencia con la transición  $b$  ( $a$ ). Podemos escribir:

TABLA XVI . Cuadro general de coincidencias

Caso	Rayos <u>a</u> <u>b</u>	Coincidencias reales
1)	$\gamma \gamma$	$N_c^{\gamma\gamma} = N_a^\gamma \eta_b^\gamma \frac{I_b^\gamma}{\Sigma_d} = N_b^\gamma \eta_a^\gamma \frac{I_a^\gamma}{\Sigma_e}$
2)	$\epsilon \gamma$	$N_c^{\epsilon\gamma} = N_a^\epsilon \eta_b^\gamma \frac{I_b^\gamma}{\Sigma_d} = N_b^\gamma \eta_a^\epsilon \alpha_a \frac{I_a^\gamma}{\Sigma_e}$
3)	$\gamma \epsilon$	$N_c^{\gamma\epsilon} = N_b^\epsilon \eta_a^\gamma \frac{I_a^\gamma}{\Sigma_e} = N_a^\gamma \eta_b^\epsilon \alpha_b \frac{I_b^\gamma}{\Sigma_d}$
4)	$\epsilon \epsilon$	$N_c^{\epsilon\epsilon} = N_a^\epsilon \eta_b^\epsilon \alpha_b \frac{I_b^\gamma}{\Sigma_d} = N_b^\epsilon \eta_a^\epsilon \alpha_a \frac{I_a^\gamma}{\Sigma_e}$
5)	$\beta \gamma$	$N_c^{\beta\gamma} = N_a^\beta \eta_b^\gamma \frac{I_b^\gamma}{\Sigma_d} = N_b^\gamma \eta_a^\beta \frac{I_a^\beta}{\Sigma_e}$

$$\vartheta(a;b) = \frac{I_b}{\sum_d I_d^\gamma (1+\alpha_d^T) + \sum_d I_d^\beta} = \frac{I_b}{\sum_d} ; \quad \vartheta(b;a) = \frac{I_a}{\sum_e I_e^\gamma (1+\alpha_e^T) + \sum_e I_e^\beta} = \frac{I_a}{\sum_e} \quad (\text{V.C.1})$$

donde  $I_b$  ( $I_a$ ) es la intensidad de la transición  $b$  ( $a$ ) y la sumatoria se extiende sobre todas las transiciones que desexcitan (alimentan) el nivel, incluyendo  $b$  ( $a$ ).  $\alpha^T$  es el coeficiente de conversión total.

El número de coincidencias reales  $N_c$  registradas en el circuito de coincidencias es dado, para distintos casos, en la Tabla XVI (donde  $\epsilon$  indica electrones de conversión interna y hemos reemplazado  $I^\epsilon$  por  $I^\gamma \cdot \alpha$ , siendo  $\alpha$  el coeficiente de conversión parcial correspondiente al pico de conversión detectado).

Se debe cumplir que (ley de Kirchhoff)

$$\sum_d I_d^\gamma (1+\alpha_d^T) + \sum_d I_d^\beta = \sum_e I_e^\gamma (1+\alpha_e^T) + \sum_e I_e^\beta \quad (\text{V.C.2})$$

Por lo tanto, de dos mediciones de coincidencias, por ejemplo los casos 2) y 3) de la Tabla XVI, podemos obtener relaciones de intensidades de la forma

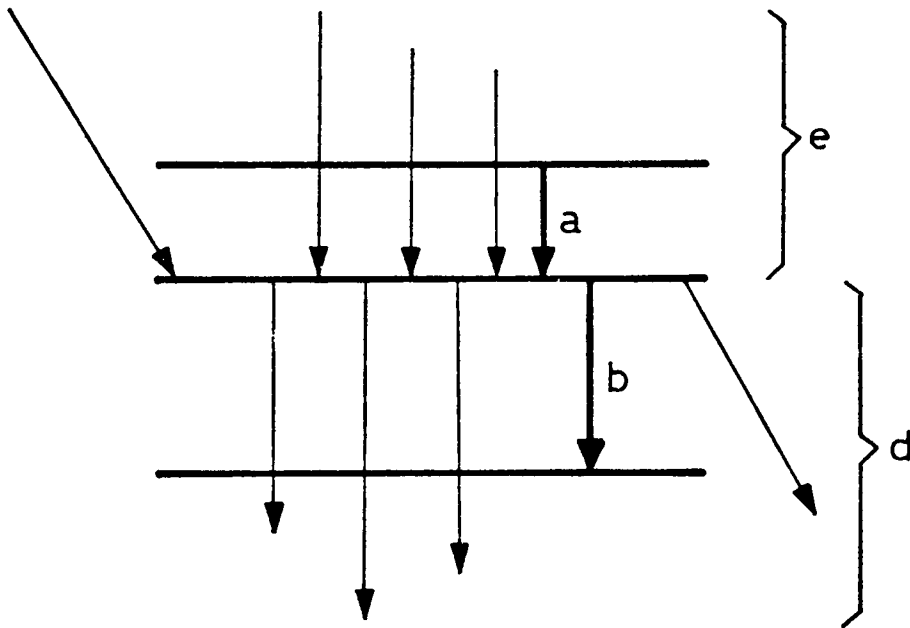
$$\frac{I_a^\gamma}{I_b^\gamma} = \frac{N_c^{\gamma\epsilon} N_b^\epsilon \eta_a^\gamma}{N_c^{\epsilon\gamma} N_a^\epsilon \eta_b^\gamma} \quad (\text{V.C.3})$$

De las ecuaciones (V.C.1) y (V.C.2) tenemos:

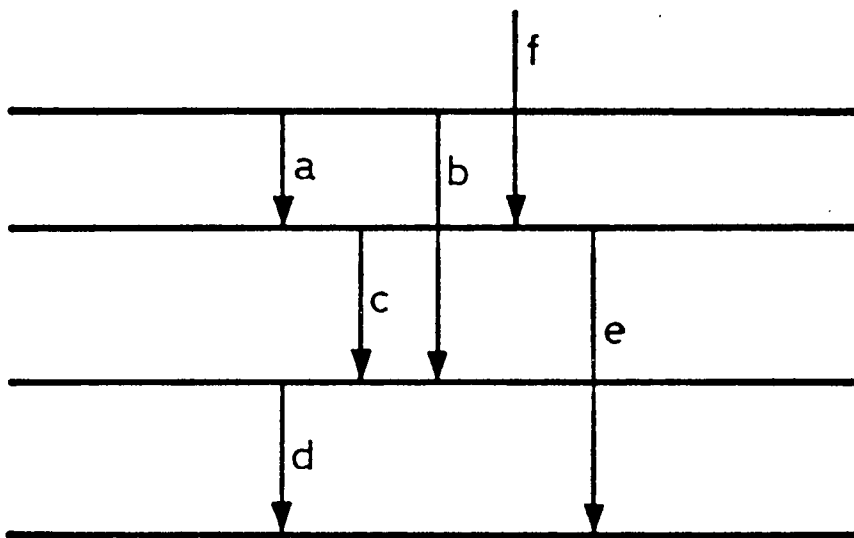
$$\frac{I_a^\gamma}{I_b^\gamma} = \frac{\vartheta(b;a)}{\vartheta(a;b)} \quad (\text{V.C.4})$$

Si se tienen varias cascadas como en Fig.35b se puede calcular el coeficiente de bifurcación de cualquier par de transiciones que se encuentran en cascada directa o indirecta.

$$\vartheta(d;a) = \vartheta(c;a) \vartheta(d;c) = \frac{I_a^\gamma}{I_c^\gamma (1+\alpha_c^T) + I_e^\gamma (1+\alpha_e^T)} \times \frac{I_c^\gamma}{I_d^\gamma (1+\alpha_d^T)}$$



- Fig.35a -



- Fig.35b -

Fig.35 - Esquemas de decaimientos típicos utilizados en el análisis cuantitativo de coincidencias. En la Fig.35a, e indica todos los rayos que excitan el nivel considerado y d todos aquellos que lo desexcitan.

Para cualquier par de transiciones es posible obtener la relación de los coeficientes de bifurcación a partir de las mediciones de coincidencias (Ecuac.(V.C.3)). Esta relación debe tenerse en cuenta al elaborar el esquema de niveles dado que su valor, obtenido a partir de la Ecuac.(V.C.4) o su generalización (para lo cual debemos partir de un esquema de niveles básico), nos indica si la secuencia de transiciones propuesta es la correcta y si la intensidad atribuida a cada uno de los rayos corresponde a una única transición.

Dentro del tiempo de resolución  $\tau$  del equipo de coincidencia pueden llegar a los detectores radiaciones emitidas por núcleos distintos, las cuales van a dar coincidencias casuales. El número de esas coincidencias casuales producidas en el tiempo  $t$  será

$$N_r = 2 \tau N_a N_b / t \quad (\text{V.C.5})$$

Observando la Tabla XVI y la ecuación <sup>anterior</sup> vemos que las coincidencias reales son proporcionales a la intensidad de la fuente, mientras que las coincidencias casuales lo son al cuadrado de la intensidad de la fuente.



D1. COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA.

Existen varias técnicas<sup>148)</sup> para la determinación experimental de coeficientes de conversión interna (c.c.i). Sin embargo, desde el advenimiento de los detectores semiconductores (especialmente los de Ge(Li) para radiaciones  $\gamma$ ) el método más usual es el descrito a continuación.

Para el caso de medición simultánea de rayos  $\gamma$  y electrones, el coeficiente de conversión interna correspondiente a la línea K de una dada transición puede ser expresado como

$$\alpha_K = \eta A_K \cdot \frac{\epsilon_\gamma}{A_\gamma} \quad (V.D1.1)$$

donde

- $A_K$  es el área del pico de conversión K,
- $A_\gamma$  es el área del correspondiente pico de e-energía total del rayo  $\gamma$ ,
- $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$  es, para una geometría dada, la eficiencia relativa del detector de Ge(Li) para la detección del pico de energía total del rayo  $\gamma$ ,
- $\eta(E_e)$  es, para la misma geometría, una función obtenida experimentalmente por la cual la Ecuac. (V.D1.1) da el coeficiente de conversión en valor absoluto. Esta función incluye la eficiencia del detector de Si(Li) para la detección de los electrones.

La función de normalización  $\eta$ , la cual da cuenta de la eficiencia para los electrones de conversión, corrige simultáneamente por efectos dependientes de la geometría usada, tal como la distorsión de las áreas de las líneas K y L+M+... debido a la suma de la señal de los electrones K con la señal de los rayos x correspondientes, los cuales se producen simultáneamente a los efectos del sistema de análisis. Esta función se obtiene a través de la Ecuac. (V.D1.1), utilizando transiciones de coeficientes de conversión bien conocidos.

La Ecuac. (V.D1.1) es válida también para conversión en cualquier otra capa, para lo cual solo debemos cambiar el subíndice K por el correspondiente a la capa en estudio.

Aunque la descripción anterior se ha hecho para la medición de electrones de conversión con detectores de Si(Li), los mismos también se pueden medir con espectrómetros magnéticos siendo válida asimismo la relación dada, si bien los efectos de suma mencionados no tienen lugar en este caso. Para espec-

trómetros magnéticos la función  $n$  va a contener la transmisión del espectrómetro y la eficiencia del detector usado.

En el caso de que las intensidades  $\gamma$  y de electrones de conversión no sean medidas simultáneamente, la función de normalización se obtiene a través de un rayo, perteneciente al núcleo en estudio, para el cual se conoce el coeficiente de conversión  $o$ , lo que es equivalente, la multipolaridad.

## D2. REGLAS PARA LA DETERMINACION DE MULTIPOLARIDADES Y ASIGNACION DE IMPULSOS ANGULARES Y PARIDADES.

La determinación de las multipolaridades de las transiciones a partir de los coeficientes de conversión medidos experimentalmente se realiza mediante la comparación de éstos con los valores teóricos dados por Sliv y Band<sup>15)</sup> ó Hager y Seltzer<sup>56)</sup> para energías desde 0.025 a 2.5 MeV. Para energías elevadas ( $> 2.5$  MeV) se han realizado recientemente varios cálculos teóricos<sup>149,150)</sup> aunque todavía no hay Tablas disponibles de los mismos.

Las normas seguidas por nosotros para la asignación de las multipolaridades de acuerdo a lo dicho anteriormente, son las siguientes. Las mismas son válidas para conversión en cualquier capa y para relaciones  $K/L+\dots$ .

- 1) Si el valor experimental del c.c.i. coincide, dentro de su error con un solo valor teórico, la correspondiente multipolaridad queda asegurada. El máximo porcentaje posible de la multipolaridad que puede mezclarse con la dominante se determina calculando la mezcla necesaria para reproducir el valor de  $\alpha \pm \Delta \alpha$ . Si el porcentaje de mezcla posible es  $\geq 90\%$ , se considera que se está en el caso 2).
- 2) Si el valor experimental del c.c.i. coincide, dentro de su error con más de un valor teórico, se consideran todas las multipolaridades posibles. Si no existe preferencia por ninguna multipolaridad se las indican de acuerdo a valores decrecientes de los coeficientes teóricos, separados por comas. Si hay alguna preferencia (por ejemplo el valor medido cae definitivamente más cerca de un valor teórico) se da en el orden preferido, separado por guiones.
- 3) Si el valor del c.c.i. medido, dentro de su error, no coincide con ningún valor teórico, pero se encuentra a menos de  $2\Delta \alpha$  de una o más valores teóricos, se siguen los criterios dados en 2).
- 4) Cuando solo se determina una cota máxima para los c.c.i., se dan todas las multipolaridades posibles en orden correspondiente a valores decrecientes de los c.c.i. teóricos, separados por comas.

Respecto a las posibilidades de mezcla de multipolaridades, las mismas ocurren en cantidades apreciables sólo en los siguientes casos<sup>151)</sup> (vamos a denominar RTW al retardo de la  $T_{\frac{1}{2}}$  experimental respecto a la  $T_{\frac{1}{2}}$  de Weisskopf):

- E1 se mezcla con M2 si  $RTW(E1) > 10^8$
- E1 se mezcla con E3 si  $RTW(E1) > 10^{10}$
- M1 se mezcla con E2 si  $RTW(M1) > 10$
- M2 se mezcla con E3 si  $RTW(M2) > 10^3$

A partir de la multipolaridad establecida para una dada transición, se puede obtener solo información sobre el cambio de impulso angular y paridad de los niveles entre los cuales dicha transición ocurre. Por lo tanto, para determinar el  $J_{\pi}$  de un nivel dado es necesario conocer el valor de aquel para el nivel conectado por la transición cuya multipolaridad se ha establecido.

Sea  $L$  el carácter multipolar de la transición y  $J_i \pi_i, J_f \pi_f$  los impulsos angulares y paridades del estado inicial y final respectivamente. Si, por ejemplo,  $J_i$  es conocido, el impulso angular del estado final es dado por la relación

$$|J_i - L| \leq J_f \leq |J_i + L| .$$

El cambio de paridad sigue las reglas siguientes:

$$\text{Cambio de paridad} \begin{cases} \text{SI} & \text{para} & E1 & M2 & E3 & M4 & E5 & \dots\dots \\ \text{NO} & \text{para} & E0 & M1 & E2 & M3 & E4 & \dots\dots\dots \end{cases}$$



E. REGLAS DE SELECCION PARA CAMBIO DE IMPULSO ANGULAR Y PARIDAD A PARTIR DE VALORES DE  $\log ft$  .

El estudio de las transiciones beta da información sobre el cambio de impulso angular y paridad entre los estados nucleares conectados por ellas.

La probabilidad de transición  $\beta$  es comúnmente dada en términos de la denominada "vida media comparativa"  $\log_{10} ft$  donde:

- t es la vida media parcial de la transición beta considerada en seg.,
- f es la función integral de Fermi, la cual es función de la carga Z del núcleo resultante, de la energía máxima del decaimiento beta y del tipo de transición.

Los valores de  $\log ft$  son útiles para clasificar las transiciones beta permitidas y enésimas prohibidas no únicas. Para el caso de transiciones enésimas prohibidas únicas, es más conveniente usar una función  $f^n$ , la cual responde mejor a la "forma" del espectro de dichas transiciones. La relación entre  $f^n$  y f es dada en la Ref.152. Para las transiciones primeras prohibidas únicas, que de las prohibidas son las que más comúnmente aparecen, dicha relación es

$$f^1/f = a(Z) (W_0^2 - 1) + b(Z) (W_0 - 1)$$

donde  $W_0 = (E_{\beta\text{máx.}}/m_0c^2) + 1$  y los parámetros a(Z) y b(Z) son los dados en la Ref. 152.

El cálculo del  $\log ft$  se puede realizar utilizando los gráficos publicados por Verrall, Hardy y Bell<sup>153)</sup>, para lo cual se debe conocer la energía máxima de la transición  $\beta$  y la vida media parcial (o lo que es lo mismo la vida media total del nivel y la intensidad porcentual de la transición, teniendo en cuenta la eventual existencia de transiciones isoméricas).

El estudio<sup>151)</sup> empírico de la distribución de  $\log ft$  según la categoría de la transición, ha llevado a las reglas de selección para el cambio de impulso angular y paridad de niveles nucleares dadas en Tabla XVII.

Como puede observarse sólo para las transiciones con  $\log ft \leq 5.8$  queda la paridad definida a partir de los decaimientos  $\beta$  . Cuando es posible determinar que una transición es primera prohibida única, (obteniendo experimentalmente la forma de su espectro), la paridad también queda definida. En los demás casos debemos considerar todos los cambios de impulsos angulares y paridades posibles indicados en las columnas 3 y 4, de la Tabla XVII para cada rango de valores de  $\log ft$ . Como en general no se mide la forma del espectro  $\beta$  , se debe calcular el valor de  $\log f^1t$  y, si éste es  $\geq 7.6$ , incluir también como caso po-

TABLA XVII. Clasificación de transiciones  $\beta$  a partir de los valores de  $\log ft$

$\log ft$	Tipo de transición	$\Delta J$	$\Delta \pi$	Condiciones
$\leq 4$	Superpermitida	0	No	A impar
$\leq 5.8$	Permitida	0 , $\pm 1$	No	$Z < 80$ ; Si $\Delta T \neq 0$ está excluido $J=0 \rightarrow J=0$
$5.8 \leq \log ft \leq 10.6$	Permitida	0 , $\pm 1$	No	
	Primera prohibida no única	0 , $\pm 1$	Sí	
$10.6 \leq \log ft \leq 15$	(Permitida )	(0 , $\pm 1$ )	(No)	
	Primera prohibida no única	0 , $\pm 1$	Sí	
	Segunda prohibida no única	$\pm 2$	No	
$\log f^1 t \geq 7.6$	Primera prohibida única	$\pm 2$	Sí	Fermi plot tiene curvatura apreciable con factor de forma $(p^2 + q^2)$

sible el correspondiente al tipo primera prohibida única.

Si  $\log ft \leq 5.8$  y  $Z < 80$ , es necesario calcular el isospin cuando el impulso angular de uno de los niveles sea cero, dado que esto nos permite aplicar una regla de selección adicional. Para el estado fundamental y los estados excitados de baja energía, se ha encontrado experimentalmente que el valor del número cuántico isospin es  $T = T_z = 1/2 (N-Z)$ . Aún cabe la posibilidad de que algunos de los niveles considerados en el núcleo hijo sean estados analógicos isobáricos, para los cuales el isospin correspondiente es  $T = T_z + 1$ . Para verificar si este es el caso calculamos la diferencia de energía de Coulomb entre el núcleo considerado  $(Z, N)$  y el núcleo  $(Z-1, N+1)$ . La energía de Coulomb está dada con suficiente aproximación en Ref.154.



### AGRADECIMIENTOS

Rindo estricta justicia al agradecer la valiosa colaboración que he recibido de numerosas personas durante todo el período de gestación de la presente tesis, así como a quienes se prestaron gentilmente a leer la misma, a comentarla y a sugerir complementos e innovaciones.

La asistencia que el Dr. Daniel Bès, director de esta tesis, me ha brindado, es profundamente agradecida.

Al Dr. Tito Suter, con quien inicié mis trabajos de investigación, deseo agradecer la ayuda recibida desde el comienzo de los mismos, así como a todo el grupo de Espectroscopía Nuclear de la Comisión Nacional de Energía Atómica por su apoyo en esos, mis primeros trabajos.

Así mismo deseo expresar mi agradecimiento a la Dra. Gertrude Scharff-Goldhaber por la hospitalidad brindada en el grupo de Estructura Nuclear del Brookhaven National Laboratory y a los Drs. M.A. Mariscotti, W. Gelletly y W.R. Kane con quienes he trabajado en una clara atmósfera de entusiasmo. Mi estadía en dicho laboratorio fue posible gracias a una beca del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

A los integrantes del programa IALE de la Comisión de Energía Atómica deseo agradecer cordialmente sus palabras de aliento y estímulo, así como las discusiones y sugerencias realizadas durante la faz final de este trabajo. En particular mi agradecimiento al Dr. Gualterio Scheuer quien, con su constante entusiasmo y crítica constructiva, ha colaborado decididamente en todas las partes de esta tesis, al Ing. Julio Rossi quien ha permitido la cristalización de esta aportando todo su apoyo y al Ing. José Suárez y al Lic. Fernando Iglesias por haber tenido la paciencia de leer y comentar partes de la misma.

Y last but not least, mi más profundo agradecimiento a mi esposa sin cuyo sostenido apoyo y empuje este trabajo no hubiera sido completado.



Los trabajos presentados en la presente Tesis han sido motivo de las siguientes publicaciones

Decay of  $^{110,110m}\text{Ag}$  to  $^{110}\text{Cd}$ .- J.A.Moragues, P.Reyes-Suter and T.Suter, Nucl. Phys. A99, 652 (1967).

Gamma Spectrum of  $^{106m}\text{Ag}$ .- J.A.Moragues, P.Reyer-Suter, T.Suter and M.L.Pérez, Nucl. Phys. A106, 289 (1968).

Internal Conversion Coefficients of High-Energy Gamma Rays.- J.A.Moragues, W.Gelletly and M.A.Mariscotti, Phys. Letters 27B, 441 (1968).

$^{138}\text{Ba}(n,\gamma)^{139}\text{Ba}$  Reaction and Evidence for Direct Capture.- J.A.Moragues, M.A. Mariscotti, W.Gelletly and W.R.Kane, Phys. Rev. 180, 1105 (1969).

Conversion Coefficient Measurement and Spin-Parity Assignments for Excited Levels in  $^{133,135,136}\text{Xe}$ ,  $^{135,137,139}\text{Cs}$  and  $^{138}\text{Ba}$ .- E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N.Proto, J.J.Rossi, W.Scheuer and J.F.Suárez, Phys. Rev. C, May (1972).



REFERENCIAS

- \* -Miembro de la Carrera del Investigador del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.
- 1)-R.D.Evans, "The Atomic Nucleus", MacGraw-Hill Book Company Inc, 1955, pág. 373.
  - 2)-Idem Ref.1, pág. 559.
  - 3)-W. Parker y H. Slätis, " $\alpha, \beta, \gamma$ -ray Spectroscopy", Edited by K.Siegbahn, 1965, pág. 379.
  - 4)-Nuclear Data Sheets, (National Academy of Sciences-National Research Council, Washington D.C., July 1964).
  - 5)-W.B.Newbolt y J.H.Hamilton, Nuclear Physics 53, 353 (1964).
  - 6)-E.G.Funk, Jr y M.L.Wiedenbeck, Phys. Rev. 112, 1247 (1958).
  - 7)-W.Parker y R.Falk, Nucl. Instr. 16, 355 (1962).
  - 8)-A.Hedgran, K.Siegbahn y N.Svartholm, Proc. Phys. Soc. 63, 960 (1950).
  - 9)-T.Katoh y Y.Yoshizawa, Nucl. Phys. 32, 5 (1962).
  - 10)-T.Suter, P.Reyes-Suter, W.Scheuer y E.Aasa, Nucl. Phys. 47, 251 (1963).
  - 11)-J.H.Hamilton, J.F.W.Jansen, P.T.A.Goudsmit y A.R.Sattler, Nucl. Phys. 61, 257 (1965).
  - 12)-G.Murray, R.L.Graham y J.S.Geiger, Nucl. Phys. 45, 177 (1963), 63, 353 (1965).
  - 13)-G.L.Graham. G.T.Ewan y J.S.Geiger, Nucl. Instr. 9, 245 (1960).
  - 14)-H.Daniel, O.Mehling y D.Schottle, Z. Phys. 172, 202 (1963).
  - 15)-L.A.Sliv y I.M.Band, Coefficients of internal conversion of gamma radiation (Academy of Sciences of the USSR, Moscow-Leningrad, 1956-1958).
  - 16)-N.Anton'eva, A.Bashilov y E. Kulakovskii, JETP (USSR) 37, 1497 (1959).
  - 17)-N.A.Voinova, B.S.Dshelepov y N.N.Zhukovskii, Izvt. Akad. Nauk SSSR, (ser. fiz.) 24, 278 (1960).
  - 18)-L.Frevert, P.H.Heckmann y A.Flammersfeld, Z. Phys. 175, 221 (1963).
  - 19)-F.I.Boley, Phys. Rev. 94, 1078 (1954).
  - 20)-M.C.Joshi y B.V.Thosan, Pro. Ind. Acad. Sci. 43A, 255 (1956).
  - 21)-F.Münnich, K.Fricke y J.Koch, Z. Phys. 181, 301 (1964).
  - 22)-P.H.Stelson y F.K.McGowan, Phys. Rev. 121, 209 (1961).
  - 23)-F.K.McGowan, R.L. Robinson, P.H.Stelson y J.L.C.Ford, Jr., Nucl. Phys. 66, 97 (1965).
  - 24)-W.B.Ewbank, W.A.Nierenberg, H.A.Shugart y H.B.Silsbee, Phys. Rev. 110, 595 (1958).
  - 25)-W.Hasley et al. ,Phys. Rev. 141, 1132 (1966).
  - 26)-J.S.Geiger, Nucl. Phys. 61, 264 (1965).
  - 27)-H.Jaffee, UCRL-2537 (1954).

- 28) -M.Pasternak y E.Nardi, Nucl. Phys. 55, 669 (1964):
- 29) -H.U.Freund, Ph.D.Thesis, Technische Hochschule, Munich, 1968.
- 30) -W.R.Kane y Scharff-Golghaber, Phys. Rev. C 2, 314 (1970).
- 31) -W.Scheuer, T.Suter, P.Reyes-Suter y Aasa, Nucl. Phys. 54, 221 (1964).
- 32) -E.Y. de Aisenberg y J.F.Suárez, Nucl. Phys. 83, 289 (1966).
- 33) -R.L.Rosinson et al., Nucl. Phys. 74, 281 (1965).
- 34) -J.A.Moragues et al., Boletín de la Asociación Física Argentina, 47°  
reunión ( Mayo 1966).
- 35) -P.Reyes-Suter y T.Suter, Boletín de la Asociación Física Argentina, 46°  
reunión ( Septiembre 1965).
- 36) -W.G.Smith, Phys. Rev. 131, 351 (1963).
- 37) -R.L.Robinson, F.K.McGowan y W.G.Smith, Phys. Rev. 119, 1692 (1960).
- 38) -R.L.Robinson, J.L.C.Ford,Jr., P.H.Stelson y G.R.Satchler, Phys. Rev. 146,  
816 (1966).
- 39) -P.H.Stelson y F.K.McGowan, Phys. Rev. 121, 209 (1961).
- 40) -D.Eccleshall, B.M.Hinds, M.J.L.Yates y N.MacDonald, Nucl. Phys. 37, 377  
(1962).
- 41) -T.Enns, Phys. Rev. 56, 872 (1939).
- 42) -O.Kofoed-Hansen, K.O.Nielsen, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, N°7 (1951).
- 43) - E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, A.Kasulin, E.Kerner, J.Mónico,  
J.A.Moragues, D.Otero, M.C.Pérez, M.Pinamonti, A.N.Proto, R.Requejo,  
J.J.Rossi y J.F.Suárez, aceptado para su publicación en Nucl. Instr..
- 44) -Una descripción detallada del programa IALE será publicada próximamente  
como informe interno de la CNEA.
- 45) -E.J.Bertomeu y C.A.Mallmann, Publicación de la CNEA, Miscelánea N°1 (1954).
- 46) -D.R.Bès, Nucl. Instr. 38, 277 (1965).
- 47) -I.Bergström, Nucl. Instr. 43, 116 (1966).
- 48) -International Symposium on "Why and How should we Investigate Nuclides Far  
off the Stability Line ?", published in Arkiv Fysik 36, 1 (1967).
- 49) -"Internal Conference on the Properties of Nuclei Far from the Region of  
Beta-Stability", European Organization for Nuclear Research Report N° CERN  
70-30 (Unpublished).
- 50) -W.Kane y M.A.Mariscotti, Nucl. Instr. 56, 189 (1967).
- 51) -C.M.Lederer, J.M.Hollander y I.Perlman, Table of Isotopes (John Wiley and  
Sons, Inc., New York, 1967, 6th ed., pág. 563.
- 52) -Average of values reported by Ia.Vrzal et al., JINR-P6-2986, (1966); P.V.  
Rao et al., Nucl. Phys. 81, 296 (1966); T.Paradellis et al., Nucl. Phys.  
A 131, 378 (1969); T.S.Nagpal et al., Nucl. Phys A 121, 176 (1968).

- 53)-B.Van Nooijen y J.H.Hamilton, "Conversion Coefficients Useful as Calibration Standards", in Internal Conversion Processes edited by J.H.Hamilton, (Academic Press Inc, New York, 1966), pág. 642.
- 54)-I.Bergström, Arkiv Fysik 5, 191 (1952).
- 55)-R.L.Graham y R.E.Bell, Can. J. Phys. 31, 377 (1953).
- 56)-R.S.Hager y E.C.Seltzer, Nuclear Data A4, 1 (1968).
- 57)-G.H.Fuller y V.W.Cohen, Nuclear Data A5, 433 (1969),
- 58)-L.C.Carraz, J.Blachot, E.Monmand y A.Moussa, Nucl. Phys. A 158, 403 (1970).
- 59)-G.C.Carlson, W.C.Schick, Jr., W.L.Talbert, Jr. y F.K.Wohn, Nucl. Phys. A125, 267 (1969).
- 60)-A.Lundán, Z. Physik 242, 107 (1971).
- 61)-J.W.Grüter, K.Sistemich, P.Ambruster, J.Eidens y H.Lawin, Phys. Letters 33B, 474 (1970).
- 62)-P.A.Moore, P.J.Riley, C.M.Jones, M.D.Mancusi y L.Foster, Jr., Phys. Rev. C1, 1100 (1970).
- 63)-A.H.Wapstra, G.J.Nijgh y R.Van Lieshout, "Nuclear Spectroscopy Tables", (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1959) pág. 71.
- 63a)M.A.J.Mariscotti, W.Gelletly, J.A.Moragues y W.R.Kane, Phys. Rev. 174, 1485 (1968).
- 63b)-C.Carraz, E.Monmand y A.Moussa, comunicación privada, 1971, y Nucl. Phys. A171, 209 (1971).
- 64)-T.Nagahara, N.Miyaji, H.Kurihara, Y.Miguno y Y.Ishizuka, J.Phys. Soc. Japan 28, 283 (1970).
- 65)-R.L.Heath, "Table of Isotopes", in Handbook of Chemistry and Physics, edited by R.C.Weast (Chemical Rubber Co., Cleveland, 1970-1971), 51st ed., pág. 245.
- 66)-W.P.Jones, L.W.Borgman, K.T.Hecht, J.Bardwick y W.C.Parkinson, Phys. Rev 4C, 580 (1971).
- 67)-E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.C.Pérez, A.N.Proto, J.J.Rossi y J.F.Suárez, Boletín de la Asoc. Física Argentina, 55° reunión, 1971, y a ser publicada en Phys. Rev.
- 68)-W.Talbert, private communication, (1970).
- 69)-M.E.Bunker, R.B.Duffield, J.P.Mize y J.W.Starner, Phys. Rev. 103, 1417 (1956).
- 70)-G.Holm, S.Borg, U.Fägerquist y F.Kropff, Arkiv Fysik 34, 447 (1967).
- 71)-T.Alväger, R.A.Naumann, R.F.Petry, G.Sidenius, and T.Darrah Thomas, Phys. Rev. 167, 1105 (1968).

- 72)-J.B.Marion, Nuclear Data A4, 301 (1968).
- 73)-Nuclear Data Sheets, Part 6, (Academic Press Inc., New York, 1966) pág.1273
- 74)-J.Kownacki y K.G.Rensfelt, Phys. Letters 35B, 153 (1971).
- 75)-H.W.Baer, J.J.Reidy y M.L.Wiedenbeck, Nucl. Phys. A113, 33 (1968).
- 76)-P.D.Bond, J.D.Gervey y S.Jha, Nucl. Phys. A163, 571 (1971).
- 77)-D.G.Alkhozov, D.S.Andreev, V.D.Vasi'lev, Yu.P.Gangrskii, I.Kh.Lemberg y Yu.I.Udralov, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 27, 1285 (1963).
- 78)-Nuclear Data Sheets, (Academic Press Inc., New York, 19-6); Nuclear Data B2, Nrs.1 y 4 (1967). La literatura sobre el tema fue revisada hasta Septiembre de 1971.
- 79)-V.Berg, Å.Höglund y B.Fogelberg, Nucl. Phys. A155, 297 (1970).
- 80)-L.D.Mc Isaac y E.L.Murri, Nucl. Phys. A156, 212 (1970).
- 81)-P.R.Gregory, L.Schellenber, Z.Sujkowski y M.W.Johns, Can. J. Phys. 46 , 2797 (1968).
- 82)-Nuclear Data B2, N° 1, 107 (1967).
- 83)-M.P.Avotina, E.P.Grigorlev, A.V.Zolotavin, V.O.Sergeer, R.Arl't, G.Muziol y Kh.Shtrusnyi, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 33, 2042 (1969).
- 84)-Nuclear Data B2, N° 4, 37 (1967).
- 85)-T.W.Conlon, Nucl. Phys. A161, 289 (1971).
- 86)-K.Ishii y S.Kageyama, J. Phys. Soc. Japan 28, 1584 (1970); y K.Ishii, S.Kageyama y T.Hoki, J. Phys. Soc. Japan 30, 883 (1971).
- 87)-J.Fechner, A.Hammesfahr, A.Kluge, S.K.Sen, H.Toschinski, J.Voss y P.Weigt, Nucl. Phys. A130, 545 (1969).
- 88)-L.Hasselgren, S.Autman, H.S.Sahota y J.E.Thun, Nucl. Phys. A153, 625 (1970).
- 89)-W.G.Winn y D.G.Sarantites, Phys. Rev. C1, 215 (1970).
- 90)-M.R.Meder, Phys. Rev. C1, 1085 (1970).
- 91)-S.Kikuchi, Nucl. Phys. A171, 480 (1971).
- 92)-P.Alexander y J.P.Lau, Nucl. Phys. A121, 612 (1968).
- 93)-J.P.op de Beeck y W.B.Walters, J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 2881 (1968).
- 94)-H.Warhanek, Nucl. Phys. 33, 639 (1962).
- 95)-I.B.Hällner y B.Yung, Nucl. Phys. 52, 524 (1964).
- 96)-G.Holm, Arkiv Fysik 37, 1 (1968).
- 97)-B.H.Wildenthal, E.Newman y R.L.Auble, Phys. Rev. C3, 1199 (1971).
- 98)-J.B.Wilhelmy, S.G.Thompson, R.C.Jared y E.Cheifetz, Phys. Rev. Letters 25, 1122 (1970).
- 99)-W.John, F.W.Guy y J.J.Wesolowski, Phys. Rev. C2, 1451 (1970).
- 100)-S.E.Karlsson, B.Svahn, H.Petterson, G.Malmsten y E.Y. de Aisenberg, Nucl. Phys. A100, 113 (1967).

- 101)-R.Arl't, G.Baier, G.Muziol, L.K.Peker y Kh.Shturusnyi, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 33, 1640 (1969).
- 102)-D.W.Madsen, L.S.Cardman, J.R.Legg y C.K.Bockelman, Nucl. Phys. A168, 97 (1971).
- 103)-B.Spoelstra, Nucl. Phys. A174, 63 (1971).
- 104)-J.Wasson, MIT Laboratory for Nuclear Science, Progress Report, May 31, 1958.
- 105)-M.A.Wahlgren y W.W.Meinke, J.Inorg. Nucl. Chem. 24, 1527 (1962).
- 106)-V.A.Aksenov, E.B.Brodkin, A.V.Bushuev y V.I.Polikarpov, Soviet J. At. Energy 13, 877 (1963).
- 107)-E.A.Zherebin, A.I.Krylov y V.I.Polikarpov, Soviet J. of Nuclear Phys. 3, 717 (1966).
- 108)-R.H.Fulmer, A.L.McCarthy y B.L.Cohen, Phys. Rev. 128, 1302 (1962).
- 109)-F.W.Bingham y M.B.Sampson, Phys. Rev. 128, 1796 (1962).
- 110)-J.Rapaport y W.W.Buechner, Phys. Letters 18, 299 (1965), y comunicación privada.
- 111)-C.A.Wiedner, A.Heusler, J.Solf y J.P.Wurm, Nucl. Phys. A103, 433 (1967).
- 112)-P.von Brentano, N.Marquardt, J.P.Wurm y S.A.A.Zaidi, Phys. Letters 17, 124 (1965); S.A.A.Zaidi, P.von Brentano, K.Melchior, P.Rauser y J.P.Wurm, in "Isobaric Spin in Nuclear Physics", edited by J.D.Fox and D.Robson (Academic Press. Inc., New York, 1966), pág. 798.
- 113)-G.C.Morrison, N.Williams, J.A.Nolen, Jr, y D. von Ehrenstein, Phys. Rev. Letters 19, 592 (1967).
- 114)-L.Veeser, J.Ellis y W.Haerberli, Phys. Rev. Letters 18, 1063 (1967); L.Veeser y W.Haerberli, Nucl. Phys. A115, 172 (1968).
- 115)-Stable Isotopes Division, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A.
- 116)-M.A.J.Mariscotti, Brookhaven National Lab. Report N° BNL-10904.
- 117)-M.A.J.Mariscotti, Nucl. Instr. 50, 309 (1967).
- 118)-M.D.Goldberg, S.F.Mughabghab, S.N.Purohit, B.A.Magurno y V.M.May, Neutron Cross Section, Report N° BNL 325, May 1966.
- 119)-El generador de pulsos fue diseñado por A.Schwarzschild; su componente principal es un divisor de voltage Kelvin Varley: Dekapot (Electronic Scientific Industries Inc. Model CA 1463).
- 120)-R.C.Greenwood, Phys. Letters 27B, 274 (1968).
- 121)-J.H.E.Mattauch, W.Thiele y A.H.Wapstra, Nucl. Phys. 67, 32 (1965).
- 122)-W.John y R.W.Jewell, ANL-6797, International Conference on Nuclear Physics with Reactor Neutrons, edited by F.E.Throw, October 15, 1963, Pág.143.
- 123)-L.V.Groshev, A.M.Demidov, V.N.Lutsenko y V.I.Pelekhov, "Proceedings of the Second United National Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy", Geneva, 1958 (United Nations, Geneva, 1958), Vol. 15 pág. 138.

- 124)-G.A.Bartholomew, Ann. Rev. Nucl. Sci. 11, 259 (1961).
- 125)-G.A.Bartholomew, P.I.Campion, I.W.Knowles y G.Manning, Colloquium on Nuclear Interactions of Neutron, International Union of Pure and Applied Physics, New York, September 1957.
- 126)-M.H.MacFarlane y J.B.French, Rev. Modern Phys. 32, 567 (1960).
- 127)-L.V.Groshev, A.M.Demidov y N.Shadiev, J. Nucl. Phys. (USSR) 3, 444 (1966); Soviet J. Nucl. Phys. 3, 319 (1966).
- 128)-R.K.Smith, Phys. Letters 25B, 128 (1967); Bull. Am. Phys. Soc. Series 11, vol 13, N° 4 , 721 (1968).
- 129)-T.von Egidy y W.Kaiser, Zeit. f. Phys. 201, 378 (1967).
- 130)-E.L.Church y J.Weneser, Bull. Am. Phys. Soc. Series 11, vol. 13, N° 6 , 893 (1968), y comunicación privada.
- 131)-L.V.Groshev, A.M.Demidov, V.N.Lutsenk y V.J.Pelekhov, Bull. Acad. Sci. USSR (Columbia Technical Translations) 26, 987 (1962).
- 132)-G.A.Bartholomew et al., Nuclear Data A3, 367 (1967).
- 133)-A.Bäcklin, N.E.Holmberg y G.Bäckström, Nuc. Phys. 80, 154 (1966).
- 134)-E.L.Church, A.Schwarzschild y J.Weneser, Phys. Rev. 133, B35 (1964).
- 135)-S.Hagström, C.Nordling y K.Siegbahn, "  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$ -ray Spectroscopy" , edited by K.Siegbahn, 1965, pág 845.
- 136)-D.Kerst y R.Serber, Phys. Rev. 60, 53 (1941).
- 137)-K.Siegbahn y N.Svartholm, Arkiv Mat. Fys. o Astr. 33A, N° 21 (1946).
- 138)-K.Siegbahn y N.Svartholm, Nature 157, 872 (1946).
- 139)-F.B.Shull y D.M.Dennison, Phys. Rev. 71, 681 (1947); 72, 256 (1947).
- 140)-H.Wild y D.Huber, Helv. Phys. Acta 30, 3 (1957).
- 141)-C.E.Lee-Whiting y E.A.Taylor, Can. J. Phys. 35, 1 (1957).
- 142)-A.Hedgran, K.Siegbahn y N.Svartholm, Proc.Phys. Soc. A63, 960 (1950).
- 143)-A.H.Jaffey, C.A.Mallmann, J.Suárez y T.Suter, ANL-6222.
- 144)-O.B.Nielsen y O.Kofoed-Hansen, Dan. Mat. Fys. Medd. 29, N° 6 (1955).
- 145)-G.T.Ewan y A.J.Tavendale, Canad. J. Phys. 42, 2286 (1964).
- 146)-J.M.Hollander, Nucl. Instr. 43, 65 (1966).
- 147)-A.J.Tavendale, Annual Rev. of Nucl. Sci. 17, 73 (1967).
- 148)-J.H.Hamilton, "Absolute Conversion Coefficient Measurements for Spin and Parity Assignments", in Nuclear Spin-Parity Assignments, edited by N.B.Gove and R.L.Robinson, (Academic Press, New York and London, 1966), pág 31.
- 149)-E.L.Church, Phys. Letters 28B, 168 (1968).
- 150)-C.O.Carroll and R.F.O'Connell, Phys. Letters 28A, 105 (1968); Nucl. Phys. A125, 637 (1969).
- 151)-Nuclear Data Group , vol. 4, N° 6, iii, Sept. 1970.

152)-Davidson, Phys. Rev. 82, 48 (1951).

153)-R.L.Verrall, J.C.Hardy y R.E.Bell, Nucl. Instr. 42, 258 (1966).

154)-A.Bohr and B.R.Mottelson, " Nuclear Structure"(W.A.Benjamin, Inc., 1969),  
pág. 145.