"Esquemas de desintegración alfa del ^{237}Np, ^{235}Np, ^{251}Cf, y desintegración beta del ^{231}Th."

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

Frank Asaro

Asesor Cientifico.

Edgardo Browne

Diciembre 1969

I certify that the attached thesis entitled " Esquemas de desintegración alfa del ^{237}Np, ^{235}Np, ^{251}Cf, y desintegración beta del ^{231}Th" represents original work performed by Mr.Edgardo Browne. This work was done under my supervision at the "Lawrence Radiation Laboratory", University of California. In my opinion it is fully adequate in scope and quality as a dissertation for the degree of Doctor of Philosophy.

Frank Asaro

Dr. Frank Asaro

December, 1969

A mi hijo Guillermo.

INDICE

Resumen vi

Introducción 1

CAPITULO I

1. Preparación de las fuentes radiactivas 3

2. Equipos experimentales 8

CAPITULO II . Desintegración alfa del ^{237}Np.

1. Introducción 24

2. Espectroscopía alfa 27

3. Espectroscopía gama 30

4. Mediciones de coincidencias alfa-gama 32

5. Mediciones de coincidencias gama-gama 38

6. Espectroscopía de electrones de conversión interna 44

7. Espectro gama del ^{233}Th 52

8. Resultado de las mediciones 54

9. Esquema de desintegración del ^{237}Np. Discusión 82

10. Cálculo teórico de los niveles energéticos del ^{233}Pa. Interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$ 94

11. Cálculo teórico de las probabilidades reducidas de transición electromagnética 103

12. Momentos magnéticos de estados excitados en ^{233}Pa Predicciones teóricas y sugestiones 106

CAPITULO III

A) Desintegración alfa del ^{235}Np

1. Introducción 115

2. Espectroscopía alfa.....117

3. Mediciones de coincidencias alfa-gama 119

4. Resultado de las mediciones 121

5. Esquema de desintegración del ^{235}Np. Discusión.....127

B) Desintegración beta del ^{231}Th

1. Introducción 131

2. Espectroscopía gama.....133

3. Mediciones de Coincidencias gama-gama 135

4. Resultado de las mediciones 138

5. Esquema de desintegración del ^{231}Th. Discusión.....152

6. Cálculo teórico de los niveles energéticos del ^{231}Pa. Interacción de Coriolis 159

7. Cálculo teórico de las probabilidades reducidas de transición electromagnética 162

8. Momentos magnéticos de estados de estados excitados en ^{231}Pa. Predicciones teóricas y sugestiones.....164

CAPITULO IV. Desintegración alfa del ^{251}Cf.

1. Introducción 169

2. Espectroscopía alfa 170

3. Mediciones de coincidencias alfa-gama 170

4. Mediciones de coincidencias alfa-electrón.....173

5. Resultado de las mediciones 176

6. Esquema de desintegración del ^{251}Cf. Discusión.....184

CAPITULO V

Teoria.- Generalidades sobre el modelo colectivo.....189

CAPITULO VI

Influencia de las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$

en los momentos magnéticos de niveles nucleares.....216

Agradecimientos.....223

Referencias.....225

Lawrence Radiation Laboratory
University of California
Berkeley, California

Diciembre, 1969

Edgardo Browne

"Esquemas de desintegración alfa del ^{235}Np, ^{237}Np, ^{251}Cf, y desintegración beta del ^{231}Th"

RESUMEN

El desarrollo de los detectores nucleares de estado sólido ha hecho posible el estudio con alta resolución energética de las radiaciones que acompañan la desintegración radiactiva de los nucleidos ^{237}Np, ^{235}Np, ^{231}Th y ^{251}Cf.

Las partículas alfa emitidas por los isótopos ^{237}Np, ^{235}Np, y ^{251}Cf han sido estudiadas con detectores de Au-Si(surface barrier detectors) de 4 y 6 mm. de diámetro. El uso de un preamplificador sensible a la carga recientemente desarrollado en este laboratorio[5] ha reducido considerablemente la influencia de las variaciones de la capacidad del detector con la temperatura en la estabilidad del sistema electrónico de detección. Esto ha mejorado notablemente la resolución energética de los espectros en mediciones de hasta un mes de duración.

Las radiaciones gama han sido estudiadas con detectores de Ge(Li) acoplados a preamplificadores de muy bajo ruido electrónico con un transistor de campo (FET) enfriado con nitrógeno líquido en la primera etapa de amplificación. En los experimentos de coincidencia alfa-gama realizados con estos tres isótopos, las

partículas alfa fueron detectadas con detectores de Au-Si y las radiaciones gama con cristales de Ge(Li). Las mediciones de coincidencia gama-gama en ^{231}Th y ^{237}Np fueron hechas con detectores de Ge(Li). En el caso del ^{231}Th la información experimental ha sido acumulada en cinta magnética por un sistema bidimensional de 1600 X 1600 canales y posteriormente procesada en las computadoras CDC 6600 de este laboratorio.

Los espectros de electrones de conversión interna del ^{237}Np y del ^{251}Cf fueron estudiados por medio de experimentos de coincidencia alfa-electrón utilizando detectores de Au-Si y Si(Li) para la detección de las partículas alfa y de los electrones respectivamente.

En lo referente a la desintegración del ^{237}Np, ^{235}Np y ^{231}Th, se ha modificado fundamentalmente la interpretación de los estados excitados de paridad positiva de los nucleidos ^{233}Pa y ^{231}Pa dada por Nilsson y Mottelson[2], y por Asaro, Stephens y Perlman[1]. Los niveles energéticos de los mismos han sido agrupados en bandas rotacionales construidas a partir de estados de partícula independiente de Nilsson[3] y distorsionadas por la interacción de Coriolis. En el caso del ^{233}Pa una interacción adicional ha sido observada entre estados de partícula independiente con $\Delta N = 2$. Esta interacción no está considerada en los diagramas de Nilsson y es significativa sólo en la región limitada de dicho diagrama donde los estados se encuentran muy próximos en energía[3]. Como consecuencia de estas dos interacciones, tres estados del ^{233}Pa reciben transiciones alfa favorecidas. Los resultados teóricos obtenidos

en el cálculo de los niveles energéticos y de las probabilidades de transición electromagnéticas son consistentes con los datos experimentales.

Como resultado de la buena resolución energética del espectro alfa del ^{251}Cf, se han obtenido valores más exactos tanto de las energías como de las intensidades de ciertos grupos de partículas alfa. La posición en el esquema de desintegración de las transiciones de 177 y 227 keV, determinada a partir de nuestros experimentos de coincidencia alfa-gama, coincide con la propuesta por Chetham-Strode[7]. Los coeficientes de conversión interna de la capa K de estas dos transiciones, obtenidos a partir de las mediciones de coincidencia alfa-gama y alfa-electrón, son consistentes con los valores dados en la referencia 7. Los correspondientes a las capas L,M y N, también determinados experimentalmente en este trabajo, asignan unívocamente las multipolaridades E2 y M2 a las transiciones de 177 y 277 respectivamente.

INTRODUCCION

La mayor parte de la información experimental relativa a los niveles energéticos de núcleos deformados de A impar ha sido interpretada[1,2] en base al modelo de Nilsson[3]. La estructura de bandas rotacionales asociada con estados intrínsecos de partícula independiente está bien establecida y descrita en base al movimiento colectivo[4] de los núcleos deformados. En ciertos núcleidos sin embargo, el desacoplamiento parcial de los movimientos de la partícula independiente y colectivos origina una interacción entre las bandas rotacionales, resultando la estructura rotacional en algunos casos extremos totalmente distorsionada y su reconocimiento como tal prácticamente imposible.

En estos últimos años las técnicas experimentales en el campo de la espectroscopía nuclear han sido considerablerente mejoradas y consecuentemente un enorme caudal de datos experimentales ha aumentado el conocimiento de los esquemas de niveles nucleares. No obstante, en algunos casos esta nueva información ha resultado aun insuficiente como para poder formular una interpretación completa y consistente del esquema de niveles energéticos de dicho nucleidos. Tal es el caso del ^{231}Pa y ^{233}Pa en donde la interacción entre los niveles de paridad positiva ha perturbado notablemente la estructura rotacional.

El desarrollo de los detectores de Ge(Li) de gran volumen, así como los de Si(Li) y Au-Si para la detección de rayos gama, de electrones y partículas alfa respectivamente, ha permitido efectuar experimentos de coincidencias en donde debido a la baja ac-

tividad específica de la fuente, la cantidad de la muestra radiactiva y la eficiencia del sistema de detección debían ser limitados a fin de obtener buena resolución en los espectros de partículas alfa y de electrones de conversión interna. Una nueva técnica experimental desarrollada en este trabajo, ha hecho posible seleccionar grupos de partículas alfa en mediciones de coincidencia alfa-electrón, sin reducir la resolución energética de los espectros ni la geometría de detección del sistema.

Los datos experimentales obtenidos a partir de estas mediciones han proporcionado la información necesaria para realizar una nueva interpretación de los esquemas de niveles del ^{231}Pa y ^{233}Pa cuya validez ha sido confirmada cuantitativamente por el acuerdo entre los resultados experimentales y teóricos.

La buena calidad de la información experimental obtenida en la desintegración alfa del ^{251}Cf ha mejorado el conocimiento del esquema de niveles del nucleido hijo ^{247}Cm.

CAPITULO I

1. Preparación de las fuentes radiactivas.

A. ^{237}Np

Todas las fuentes radiactivas utilizadas en este estudio han sido hechas con ^{237}Np existente en este laboratorio. Dos fuentes utilizadas en espectroscopía alfa fueron preparadas vaporizando el material radiactivo sobre una hojuela de Pt de 0,001" de espesor.

Fuente Nº 1 Intensidad: 2.800 des/min ; Espesor: 9,5 $\mu gm/cm^2$

Fuente Nº 2 Intensidad:10.000 des/min ; Espesor: 34 $\mu gm/cm^2$

La fuente radiactiva utilizada en las mediciones de coincidencia alfa-gama fue vaporizada sobre una hojuela de Ni de 0,0001" de espesor. La intensidad de esta fuente ha sido de 45.000 dis/min y el espesor de 38 $\mu gm/cm^2$.

Las fuentes radiactivas preparadas para el estudio de los electrones de conversión interna han sido de dos tipos. La primera, similar a la usada en las mediciones de coincidencia alfa-gama, de 12.400 dis/min y 10,5 $\mu gm/cm^2$ de espesor, ha sido vaporizada sobre una hojuela de Ni de 0,0001" de espesor. La segunda fuente fue también vaporizada sobre una hojuela de Ni pero de 0,001" de espesor, de forma rectangular y de 18.000 des/min. Todas las fuentes radiactivas utilizadas en espectroscopía alfa y de electrones de conversión interna han tenido forma circular, excepto la mencionada ultimamente. El fin perseguido con la fuente rectangular será descrito en forma detallada en el capítulo correspon-

diante a espectroscopía de electrones de conversión interna.

Las fuentes utilizadas en el estudio del espectro gama y en los experimentos de coincidencia gama-gama han sido sometidas a una purificación química a fin de separar el nucleido hijo ^{233}Pa de 27 días de vida media. La técnica utilizada en esta separación fue la de columnas de intercambio iónico. La actividad, disuelta en una solución 10M-HCl fue introducida en una columna aniónica Dowex-A1 precondicionada con la misma concentración de ácido clorhídrico. En esta concentración ácida tanto Pa como Np son fuertemente adsorbidos por la resina aniónica. Una vez depositada la actividad dentro de la columna, se ha hecho circular una solución (10M-HCl + 0,4 M-HF). En estas condiciones el Pa deja de ser adsorbido por la resina, lográndose la separación química de este último. Las partículas betas emitidas por el ^{233}Pa han servido para identificar a este isótopo durante la separación. Una vez extraido todo el Pa de la columna, el Np es eliminado de la misma haciendo circular una solución 2,7M-HCl. La actividad depositada sobre una hojuela de Ni de 0,002" de espesor y sellada en una pequeña bolsa plástica ha constituido la fuente utilizada en los experimentos de coincidencia gama-gama. La intensidad de esta fuente ha sido de 10^6 des/min. La fuente utilizada en la medición del espectro gama del ^{237}Np será descrita en el capítulo correspondiente a espectroscopía gama.

B. ^{235}Np

Este isótopo ha sido preparado bombardeando 1 gm de ^{235}U

altamente enriquecido (94,43%) con deuterones de 18 Mev en el ciclotrón de 88" de este laboratorio. La cantidad total de carga depositada en el blanco ha sido de 978 μamp·hr.

El Np fue separado del blanco de U y de los productos de fisión por medio de columnas de resinas de intercambio iónico. La actividad en una solución 10M-HCl fue introducida en una columna de resina aniónica Dowex A-1. Los productos de fisión no son adsorbidos en esa concentración ácida y por lo tanto son eliminados de la columna. El Np fue extraido de la misma haciendo circular una solución 2,7M-HCl. Las dimensiones de la columna han sido las siguientes: 2,7 cm. de diámetro y 20 cm. de altura. La fracción correspondiente al Np fue disuelta en una solución (10M-HCl + 0,1 M-HI) e introducida en una columna con el mismo tipo de resina utilizada en la columna anterior y precondicionada con una solución ácida 10M-HCl. El Pu^{III} no es adsorbido y por lo tanto es eliminado de la columna haciendo circular por la misma una solución (10M-HCl + 0,1 M-HI). El Np es extraido de la misma con una solución 2,7 M-HCl. El Pa contenido en esta última fracción fue separado del Np utilizando una columna de resina catiónica Dowex-50. La actividad, disuelta en una solución 0,1M-HCl fue introducida en una columna precondicionada con la misma concentración ácida. El Pa es absorbido en la resina en estas condiciones. El Np ha sido extraido de la columna con una solución 10M-HCl.

La mayor parte del Pu contenido en la fuente fue ^{236}Pu, proveniente de la desintegración del isómero de 22 hr. del ^{236}Np.

Este último es producido en la reacción nuclear ^{235}U (d,n)^{236}Np.

. Dos semanas después de esta purificación química, se ha realizado una nueva separación del Pu que continuamente creciera en la fuente a partir de la desintegración del ^{236}Np.

Finalmente la muestra fue separada de los elementos contenidos en la fuente en cantidades masivas utilizando nuevamente una columna de intercambio catiónico Dowex. La actividad disuelta en una solución 0,1 M-HCl fue introducida en la columna. Los elementos Na,Ca,Al,Ni, etc. fueron removidos con una solución 2M-HCl. La fracción que contenía el Np fue extraida con una solución 10M-HCl.

Con la actividad purificada se han preparado dos fuentes. La primera, por electrodeposición del Np sobre una hojuela de Pt de 0,001" de espesor. La intensidad de esta fuente ha sido de 180 des/min. y fue utilizada en espectroscopía de partículas alfa. La segunda fuente, de 500 des/min., fue depositada sobre una hojuela de Ni de 0,0001" de espesor. Esta fuente ha sido utilizada en las mediciones de coincidencia alfa-gama.

C. ^{231}Th

El ^{231}Th fue obtenido bombardeando ^{230}Th enriquecido (92%) con neutrones, por medio de la reacción nuclear ^{230}Th (n,γ) ^{231}Th. Dos blancos de ^{230}Th han sido bombardeados en el "TRIGA" "Berkeley Research Reactor".

Blanco Nº 1

Aproximadamente 2 mg. de ^{230}Th han sido bombardeados durante

dos horas. Impurezas de ^{232}Th contenidas en el blanco producen ^{233}Th en la reacción nuclear ^{232}Th (n,γ) ^{233}Th. Este último decae con una vida media de 20 min al ^{233}Pa, el que a su vez es un emisor beta de 27 días de vida media. La mayor parte del ^{233}Pa ha sido separado químicamente utilizando una columna de intercambio aniónica Dowex A-1. La actividad disuelta en una solución 10M-HCl fue introducida en la columna, precondicionada esta última con la misma concentración ácida. El Pa es adsorbido en la resina no así el Th, el cual es extraido de la misma haciendo circular la solución 10M-HCl. No se ha intentado separar las tierras raras contenidas en esta fuente radiactiva. La actividad obtenida después de esta separación química ha sido utilizada en las mediciones de coincidencia gama-gama.

Blanco N º 2

Aproximadamente 500 micro gramos de ^{230}Th han sido bombardeados durante 8 horas. La separación química ha sido realizada dos días después del fin de irradiación. El Pa ha sido separado en la forma descrita anteriormente. La separación de las tierras raras ha sido realizada utilizando una columna con resina aniónica precondicionada con una solución 8M-HNO_3. La actividad disuelta en la misma solución ácida fue depositada en la columna. Las tierras raras no son adsorbidas en esta concentración ácida y por lo tanto son eliminadas de la columna haciendo circular la solución 8M-HNO_3. El Th altamente adsorbido por la resina en esta concentración ácida, es eliminado de la columna haciendo circular una solución 0,1 M-HNO_3. Desafortunadamente Ce y La no han sido separados

completamente con esta técnica como pudo ser observado a partir del espectro gama de esta fuente.(Fig.34)

D. ^{251}Cf

La fuente de ^{251}Cf usada en este trabajo se hallaba existente en este laboratorio. La misma fue originalmente obtenida a partir de una fuente radiactiva de ^{255}Fm, la cual se desintegra al nucleido hijo ^{251}Cf con una vida media de 20 hrs.[8] La fuente de ^{251}Cf emitía 16 des/min y estaba electrodepositada sobre una hojuela de Ni de 0,0001" de espesor.

2. Equipos Experimentales.

La mayoría de los detectores nucleares utilizados en este trabajo han sido semiconductores de estado sólido. Las radiaciones gama han sido detectadas con cristales de Ge(Li), las partículas alfa con detectores de Au-Si y los electrones de conversión interna con detectores de Si(Li). Casi todos los equipos electrónicos han sido transistorizados, diseñados y construidos en este Laboratorio. Los analizadores multicanales de pulsos han sido comerciales.

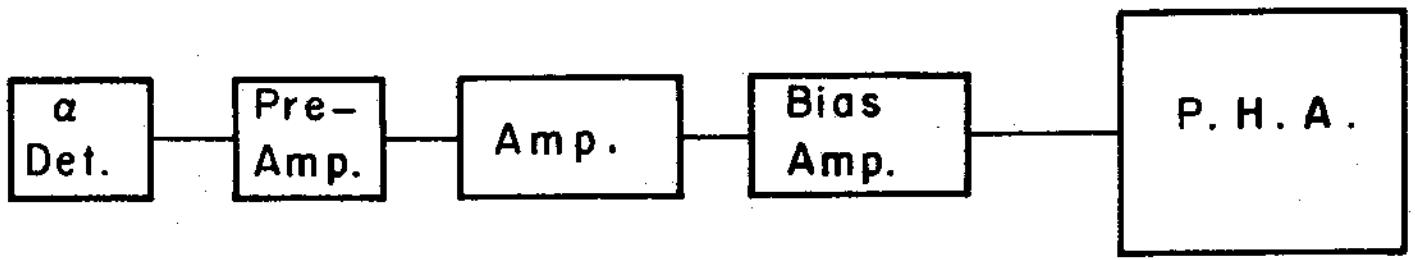
A. ^{237}Np

El espectro alfa de este isótopo ha sido medido con dos detectores de 4 y 6 mm. de diámetro y resoluciones energéticas de 17 y 15 keV.(FWHM) respectivamente. El detector de partículas alfa fue acoplado a un preamplificador "sensible a la carga"[5] y este

último a un amplificador de pulsos. Los pulsos provenientes de esta unidad han sido amplificados nuevamente en un "Amplificador Ventana". La salida de este amplificador ventana fue acoplada a un analizador de pulsos RIDL de 400 canales.(Fig.1). La mejor resolución energética ha sido obtenida con las siguientes constantes de tiempo del amplificador: diferenciación: 1 micro seg., integración: 0,8 a 1 micro seg. (línea de retardo).

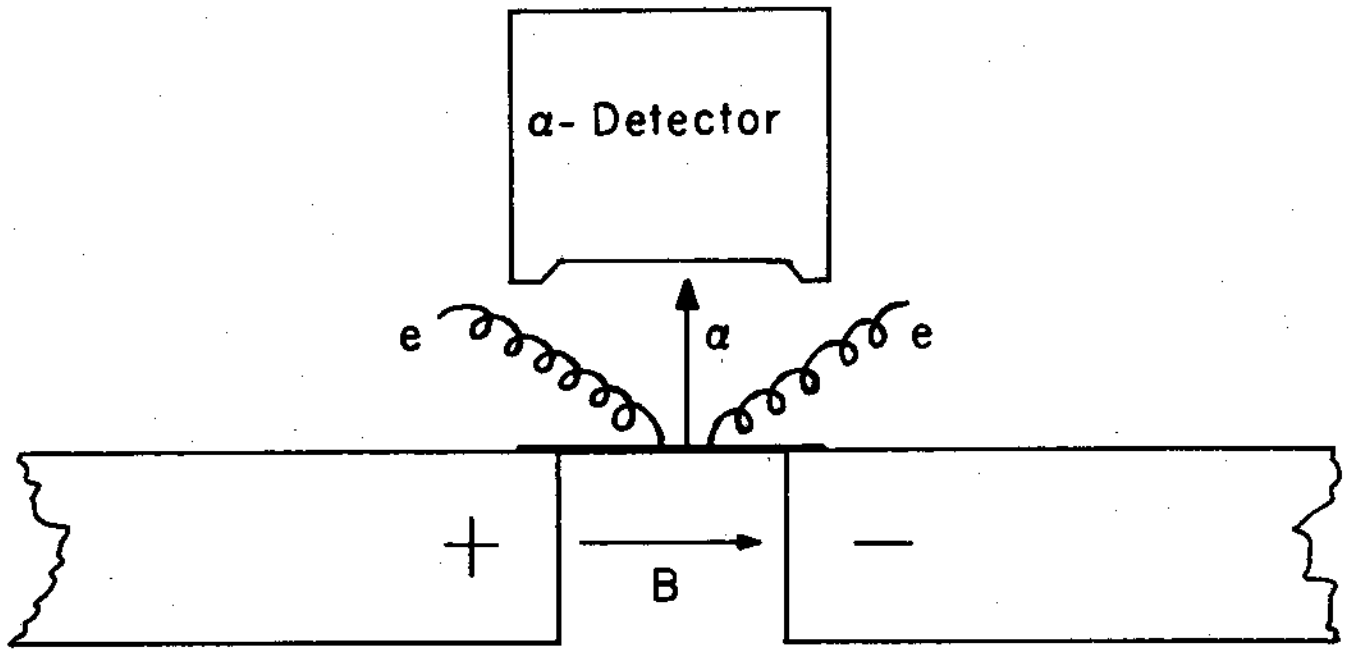
En la medición realizada con el detector de 6 mm. se ha hecho uso de un arreglo experimental especial a fin de eliminar el apilamiento de pulsos debido a electrones de conversión interna en coincidencia con partículas alfa. . Los electrones de conversión interna emitidos simultáneamente (dentro del tiempo de resolución del sistema electrónico) con ciertos grupos de partículas alfa son detectados por el detector de Au-Si produciendo un "pico satélite" en el espectro, este último de energía igual a la suma de las energías de la partícula alfa y del electrón. La fuente radiactiva fue situada entre los polos magnéticos de un imán permanente de aproximadamente 10.000 Gauss a fin de desviar los electrones evitando de esta manera su detección en el detector de partículas alfa.(Fig.2). Este arreglo nos ha permitido medir espectros de partículas alfa con alta geometría de detección y sin la presencia del efecto indeseable mencionado anteriormente.

La cámara de coincidencias alfa-gama utilizada en los experimentos realizados con ^{237}Np estaba mantenida a una presión de aproximadamente 20 micrones de Hg por medio de una bomba mecánica rotativa. Una trampa de hielo seco fue puesta entre la bomba



XBL 701-169

Figura 1



XBL 701-170

Figura 2

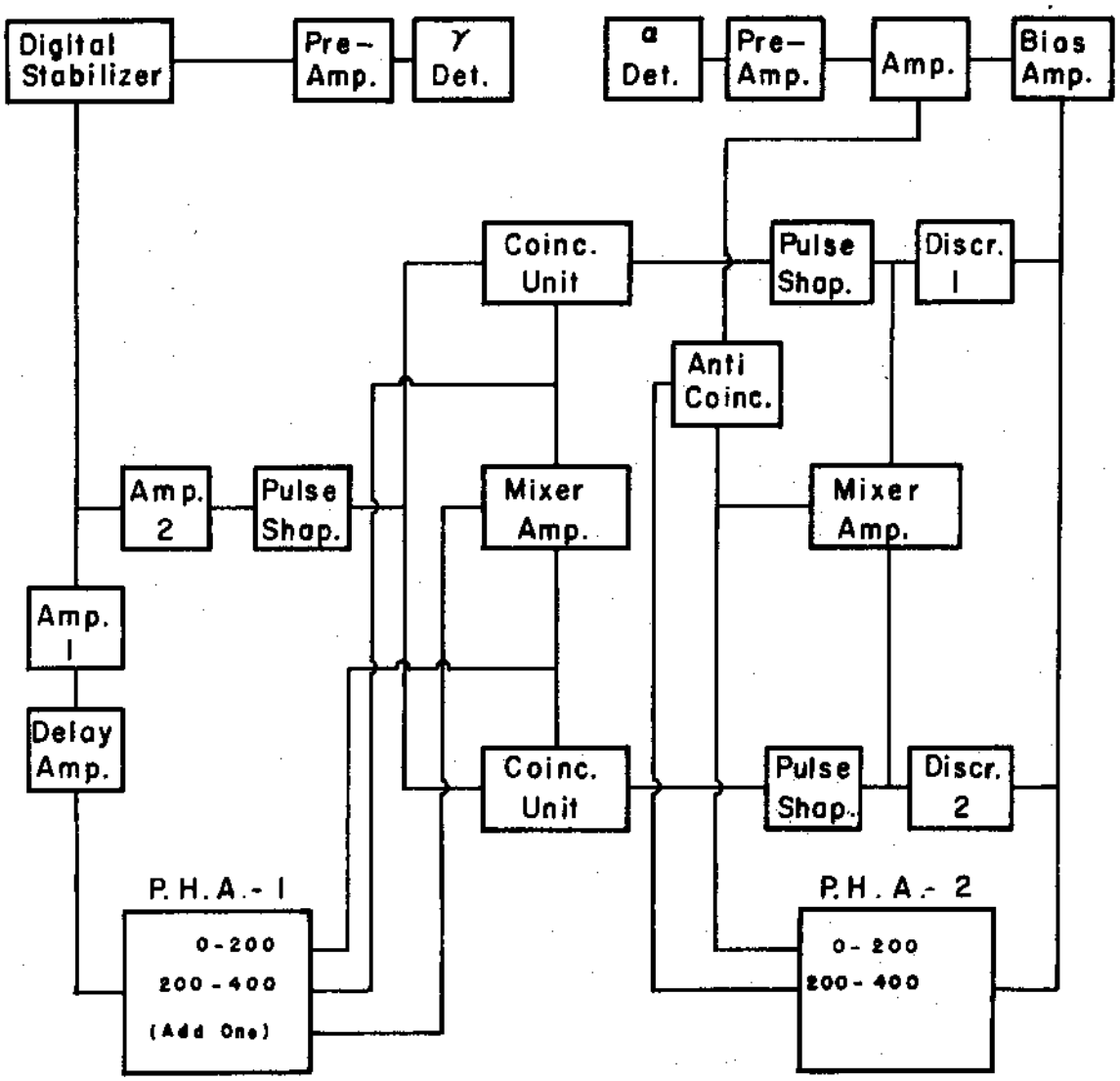
de vacío y la cámara de coincidencias a fin de evitar el depósito de pequeñas gotas de aceite provenientes de la bomba mecánica sobre la superficie del detector de partículas alfa, lo cual habría de resultar en un empeoramiento de la resolución energética del espectro.

El detector de rayos gama estaba situado exteriormente a la cámara de coincidencias. El espesor de 1/4" de la pared de aluminio de ésta absorbía en forma considerable rayos gama de energías inferiores a 40 keV, lo que la hacía inadecuada para experimentos de coincidencia alfa-gama en este rango energético. La descripción de esta cámara está dada en la referencia 10. El detector de partículas alfa utilizado en la misma ha sido de 4 mm. de diámetro, y el de rayos gama de 6 cc. de volumen y 1 cm. de espesor. El equipo electrónico utilizado se halla esquematizado en la Fig.3. Los pulsos provenientes del preamplificador del canal gama son introducidos en un "Estabilizador Digital de Ganancia"[9]. Esta unidad electrónica está constituida por un amplificador de ganancia variable, y es operada en conjunto con un analizador multicanal de altura de pulsos. El amplificador varía su ganancia de manera tal de mantener un pico prefijado del espectro en un cierto canal del analizador multicanal de altura de pulsos. Este pico debe poseer una intensidad mayor que 100 cuentas/min a fin de obtener una buena estabilización del espectro. Un arreglo electrónico especial que se describe a continuación fue necesario a fin de estabilizar espectros de coincidencias de intensidades muy bajas, de hasta 0,1 cuentas/min.

La salida del "Estabilizador Digital de Ganancia" es introducida en dos amplificadores de pulsos. El amplificador (1) es el encargado de amplificar la señal analógica (proporcional a la energía de la radiación) y transmitirla al analizador multicanal de altura de pulsos. Los pulsos de salida del amplificador (2) llevan la señal lógica que contiene la información temporal y son introducidos en dos circuitos lentos de coincidencia (tiempo de resolución: 0,5 micro segs.). En la segunda entrada de estos circuitos de coincidencia se introducen los pulsos provenientes del canal alfa, después de una discriminación previa de los mismos realizada en los circuitos discriminadores de altura de pulso (1) y (2). En estos circuitos discriminadores de altura de pulso se seleccionan los grupos de partículas alfa a ser introducidos en los circuitos de coincidencia.El analizador multicanal de altura de pulsos (RIDL de 400 canales) funciona en este arreglo electrónico con el circuito "Suma Uno" (Add one circuit) constantemente inhibido, de manera que los pulsos provenientes de los detectores nucleares introducidos a la entrada del analizador, si bien son analizados en el circuito "Convertidor Analógico-Digital" (ADC), no son acumulados en la memoria magnética. Esta inhibición del circuito "Suma Uno" está controlada con los pulsos de salida de los circuitos de coincidencia de forma tal que la inhibición desaparece cada vez que existe un pulso de salida proveniente de uno de los circuitos de coincidencia. El "Amplificador Mezclador" (Mixer Amplifier) es un circuito lógico OR, y da un pulso de salida siempre que reciba un pulso en una de sus dos entradas, conectadas estas últimas a la

salida de los circuitos de coincidencia. Durante el tiempo que desaparece la inhibición del circuito "Suma Uno" (aproximadamente 4 micro segs.), el pulso proveniente del amplificador (1) que lleva la información analógica, es acumulado en la memoria magnética del analizador multicanal de altura de pulsos.

Este arreglo electrónico nos ha permitido operar el "Estabilizador Digital de Ganancia" utilizando el espectro gama total (de alto contaje) y simultáneamente acumular el espectro gama de coincidencias en la memoria del analizador multicanal de altura de pulsos. El analizador multicanal de altura de pulsos (1) ha sido operado en "Routing Mode", esto es, la memoria magnética ha sido dividida en dos partes. En los primeros 200 canales ha sido acumulado el espectro gama en coincidencia con el grupo de partículas alfa seleccionado en el discriminador de altura de pulsos (1), y en la segunda mitad de la memoria magnética, el espectro gama en coincidencia con el grupo de partículas alfa seleccionado en el discriminador de altura de pulsos (2). En el canal alfa no se utilizó ningún Estabilizador Digital de Ganancia pues empeoraba la resolución del espectro. El analizador multicanal de altura de pulsos (2) ha sido también operado en "Routing Mode". En la primera mitad de la memoria se han acumulado los grupos de partículas alfa seleccionados por los circuitos discriminadores de altura de pulsos (1) y (2), y en la segunda mitad, la porción restante del espectro alfa total. El circuito de anticoincidencias elimina la posibilidad de que el analizador multicanal de altura de pulsos reciba la orden de acumular un pulso del canal alfa



XBL 701-173

Figura 3

en la primera y segunda mitad de la memoria simultáneamente. Este arreglo ha permitido verificar continuamente la estabilidad del espectro alfa durante la realización de cada experimento de coincidencias.

Los experimentos de coincidencia alfa-electrón han sido efectuados utilizando un detector de Si(Li) de 1 cm. de diámetro y de 3 mm. de espesor para la detección de los electrones de conversión interna, y un detector de Au-Si de 1 cm. de diámetro para las partículas alfa. El detector de electrones ha sido enfriado a -100 C y el de partículas alfa ha sido operado a temperatura ambiente. El preamplificador acoplado al detector de electrones ha sido del tipo "Sensible al Voltaje", estando este último conectado directamente (DC) al transistor de efecto de campo (FET) de la primera etapa del preamplificador. Dicho transistor ha estado montado dentro de la cámara de coincidencias y enfriado a la misma temperatura que el detector. El sistema electrónico es el mismo que el utilizado en los experimentos de coincidencias alfa-gama, siendo 0,5 micro segs. el tiempo de resolución del circuito de coincidencias.

Los experimentos de coincidencias gama-gama han sido realizados utilizando detectores de Ge(Li) de 6 cc, 5cc, y 1,5 cc de volumen con diferentes resoluciones energéticas. El tiempo de resolución del circuito de coincidencias ha sido también de 0,5 micro segs. y se han utilizado analizadores multicanales de altura de pulsos RIDL de 400 canales para la acumulación de los espectros.

Finalmente, el espectro gama del ^{237}Np ha sido estudiado

con un detector de Ge (Li) de 0,9 cm. de espesor y con una resolución de 855 eV. (FWHM) para rayos gama de 122 keV. La información experimental fue acumulada en un analizador multicanal de altura de pulsos de 4.096 canales(SCIPP, VICTOREEN) y posteriormente transferida a cinta magnética.

B. ^{235}Np

El equipo experimental utilizado en la medición del espectro alfa de este isótopo es el mismo que el descrito en el párrafo correspondiente al ^{237}Np. Los experimentos de coincidencia alfa-gama han sido efectuados en una cámara de coincidencias que ha permitido enfriar el detector de partículas alfa a -20 ^{0}C, reduciendo de esta manera la corriente de pérdida del mismo y mejorando por lo tanto la resolución energética. La descripción de esta cámara está dada en la referencia 9. Una modificación ha sido hecha a la misma de manera de poder enfriar también con nitrógeno líquido el transistor de efecto de campo (FET) de la primera etapa del preamplificador, reduciendo de esta manera el ruido electrónico de este transistor. En estas condiciones el equipo fue probado con una fuente radiactiva muy delgada de ^{238}Pu, y las mejores resoluciones energéticas obtenidas han sido de 15 keV (FWHM) con detectores de 1cm. de diámetro y 12 kev (FWHM) con detectores de 6 mm. de diámetro. Desgraciadamente estas resoluciones no han podido ser mantenidas en experimentos de larga duración.

El tiempo de resolución del circuito de coincidencias ha sido de 80 nano segs. En la detección de las partículas alfa se

ha utilizado un detector de 1 cm. de diámetro. Los rayos gama han sido detectados con un cristal de Ge(Li) de 5 cc de volumen situado exteriormente a la cámara y separado por una ventana de Be de 1 mm. de espesor, esto último permite la detección de rayos gama de baja energía con un detector apropiado. El equipo electrónico restante es similar al usado en los experimentos de coincidencia alfa-gama con ^{237}Np.

C. ^{231}Th

En el experimento de coincidencias gama-gama efectuado con este isótopo se han utlizado dos detectores de Ge(Li) de 5 cc. de volumen y 1,3 keV.(FWHM) de resolución energética para rayos gama de 122 keV.

Las coincidencias entre el rayo gama y el electrón provenientes del scattering Compton en uno de los detectores, en general constituye un efecto indeseable en este tipo de experimento[11]. En particular cuando los detectores están situados a 180º uno respecto al otro (Fig.4) este efecto es más notorio dado que la máxima sección eficaz en el scattering Compton corresponde a un ángulo justamente de 180º entre los dos rayos gama (el rayo incidente y el dispersado). Una manera de disminuir este efecto sin reducir la geometría de detección está indicada en la Fig.4. La fuente radiactiva está montada en un colimador con un orificio central de 2 mm. de diámetro. Se ha utilizado Ag en la fabricación de este colimador a fin de absorber rayos gama de hasta 150 keV.

El equipo electrónico constituido por un sistema bidimen-

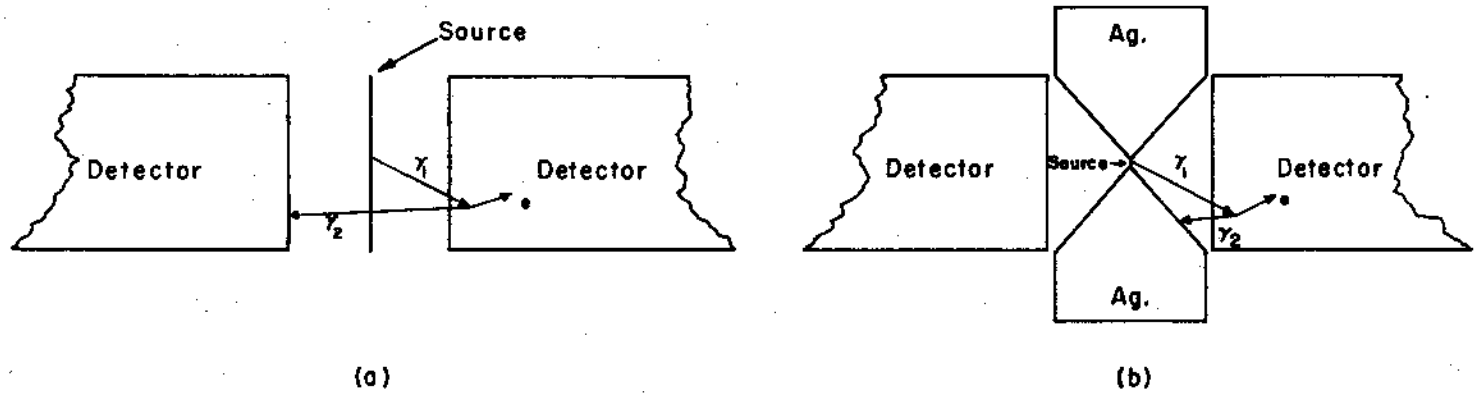


Figura 4

(a) Montaje sin el Colimador AntiCompton.

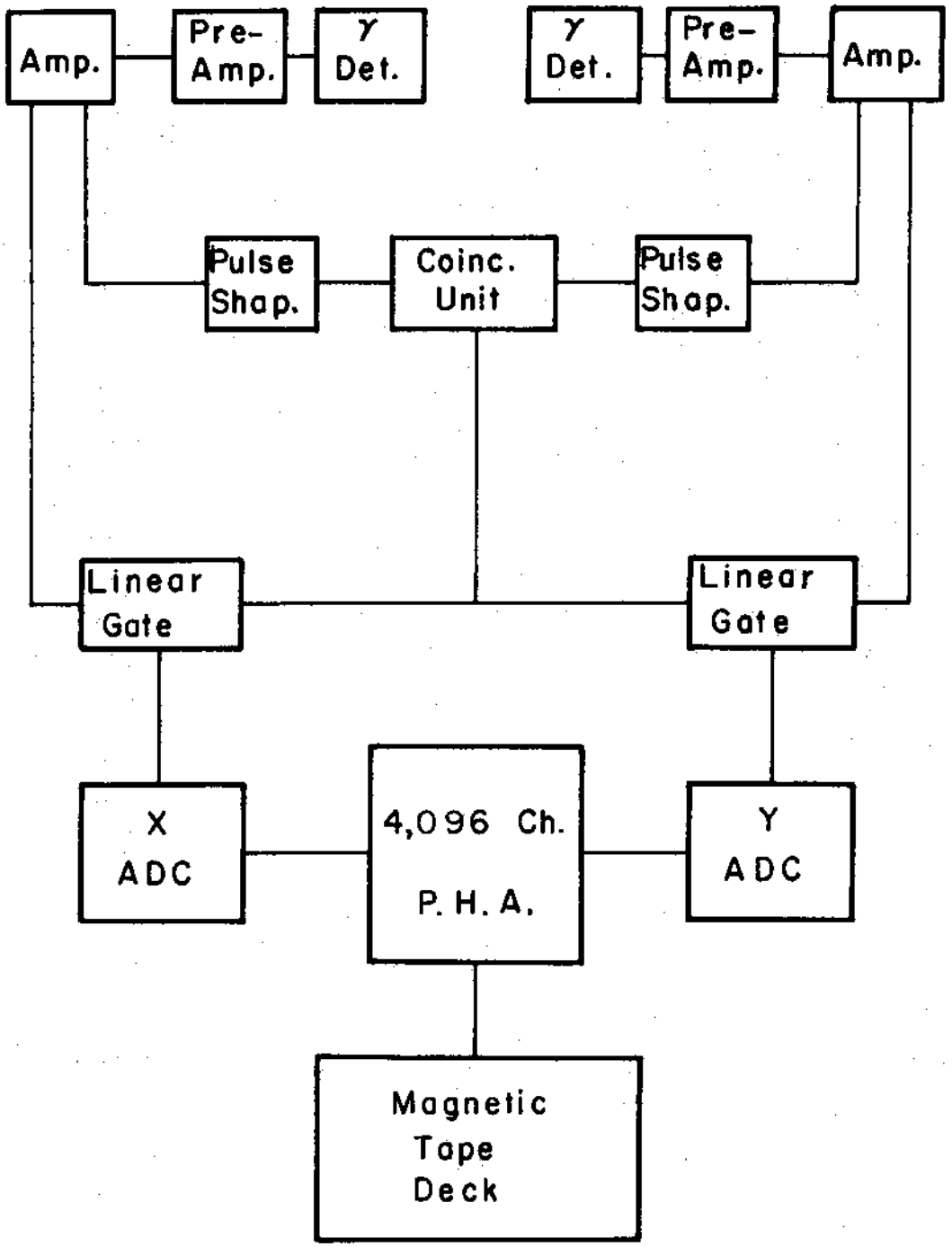
(b) Montaje con el Colimador AntiCompton.

sional de 1600 x 1600 canales está esquematizado en la Fig. 5. Los pulsos de salida de los circuitos "Compuerta Lineal" (Linear Gate) que llevan la información analógica de los parámetros X e Y, son introducidos en los "Convertidores Analógico-Digital" (ADC) correspondientes a los parámetros X e Y respectivamente, de 1600 canales cada uno. Una vez procesados estos pulsos en los Convertidores, son acumulados en la memoria magnética del analizador multicanal de pulsos SCIPP VICTOREEN de 4.096 canales, en forma tal que cada evento de coincidencia ocupa un canal. Una vez llenada la memoria magnética del analizador de pulsos, la información es transferida automáticamente a cinta magnética, la memoria del analizador de pulsos es borrada y se inicia un nuevo ciclo de contaje. El tiempo empleado en este proceso es de aproximadamente 3 segs. Finalizado el experimento, la información existente en la cinta magnética es extraida de la misma en las computadoras CDC 6600 de este laboratorio. El programa está hecho en forma tal que es posible obtener el espectro gama del parámetro X en coincidencia con la región deseada del espectro gama del parámetro Y, y recíprocamente. El tiempo de resolución del circuito de coincidencias ha sido de 0,5 micro segs.

Los equipos utilizados en la medición del espectro gama del ^{231}Th serán descritos en el Capítulo III, en la sección correspondiente a "Espectroscopía Gama" del mencionado isótopo.

D. ^{251}Cf

El equipo electrónico con que ha sido estudiado este isótopo



XBL 701-172

Figura 5

es el mismo que el utilizado en los experimentos con ^{235}Np y ^{237}Np. El espectro alfa fue medido con un detector de 6 mm. de diámetro a temperatura ambiente. En este experimento no se ha aplicado el campo magnético a la fuente radiactiva por no haber estado disponible dicho equipo en la fecha de realización de esta medición. La mayoría de los experimentos de coincidencia alfa gama fueron efectuados con la cámara de coincidencias utilizada en los experimentos con ^{235}Np. El tiempo de resolución del circuito de coincidencias ha sido de 100 micro segs. a fin de no reducir la intensidad de un rayo gama de 25 micro segs. de vida media existente en la desintegración alfa de este isótopo.

En uno de los experimentos de coincidencia alfa-gama, las partículas alfa fueron detectadas con un tubo fotomultiplicador recubierto con una capa muy fina de sulfuro de zinc. Las partículas alfa al incidir sobre el sulfuro de zinc producen luz, siendo ésta transformada en pulsos eléctricos en el tubo fotomultiplicador. Este sistema permite una elevada geometría de detección, la que en nuestro caso ha sido de aproximadamente 40%. Para la detección de los rayos gama se ha utilizado un detector de Ge(Li) de 5 cc de volumen.

Los experimentos de coincidencia alfa-electrón han sido realizados con el mismo equipo ya descrito anteriormente y utilizando circuitos de coincidencias con tiempos de resolución de 0,5 y 100 micro segs. respectivamente.

E. ^{233}Th

El espectro gama de este isótopo ha sido medido con un detector de Ge(Li) de muy buena resolución energética (840 eV.(FWHM) para rayos gama de 122 keV). La información experimental fue acumulada en un analizador multicanal de altura de pulsos de 4.096 canales ("NUCLEAR DATA") y luego transferida a cinta magnética.

CAPITULO II

Desintegración Alfa del ^{237}Np.

1. Introducción

El ^{237}Np fue descubierto por Wahl y Seaborg[12]. Este nucleido constituye el isótopo de vida media más larga (2×10^6 años) del elemento Np, y se desintegra espontáneamente por emisión de partículas alfa. El estudio de esta desintegración proporciona información sobre el esquema de niveles energéticos del nucleido hijo ^{233}Pa.

El espectro alfa ha sido medido con cámaras de ionización por Magnusson[13] y posteriormente con espectrómetros magnéticos por Asaro[14] y Baranov[15]. Los resultados obtenidos por estos dos últimos autores presentan discrepancias considerables en ciertos grupos de partículas alfa de baja intensidad. Las transiciones entre los niveles del nucleido hijo ^{233}Pa. han sido estudiadas por Magnusson[13] con espectrómetros magnéticos, cristales de centelleo y contadores proporcionales. Stephens[16] ha realizado mediciones de coincidencias gama-gama utilizando cristales de centelleo. En base a los resultados experimentales obtenidos por Asaro[14], se ha construido un esquema de niveles presentado en la Fig,6. El espectro gama de este isótopo ha sido medido con un detector de Ge(Li) por Holtz[17] y recientemente estudios del mismo han sido presentados por Hoeckstra[24] y por Gaeta[59, 60].

El ^{233}Pa figura entre los nucleidos con deformación perma-

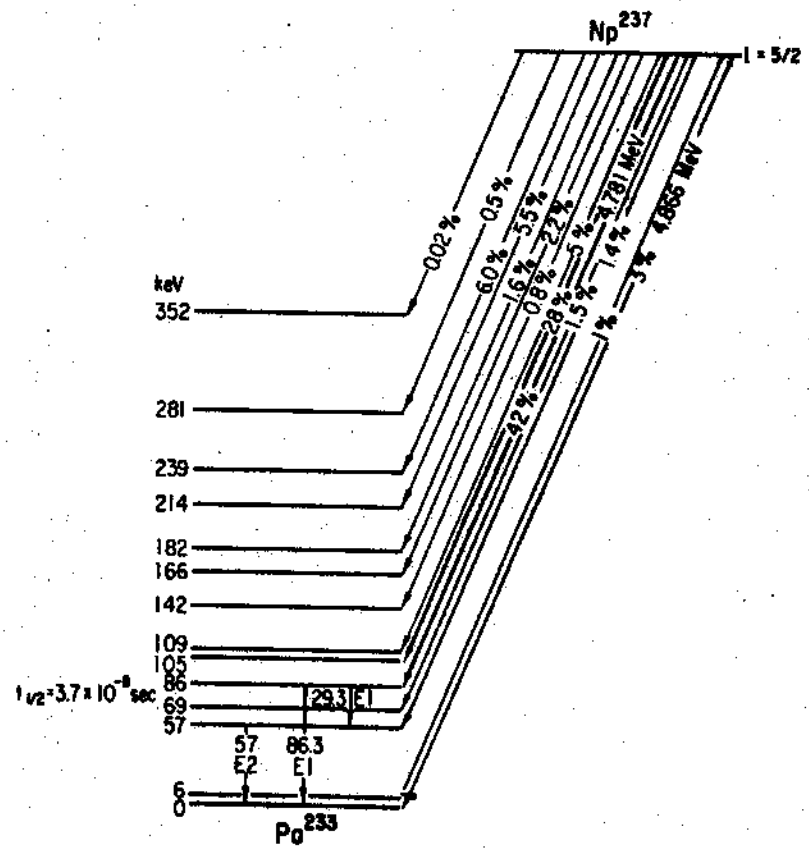


Figura 6.- Esquema de desintegración del ^{237}Np basado en los datos experimentales de Asaro[14].

nente ($\delta \simeq 0,24$)[2] en los cuales se espera una estructura de niveles compuesta por bandas rotacionales superimpuestas a estados de partícula independiente. El spin 3/2 del estado fundamental ha sido determinado experimentalmente[18]. Este nivel, conjuntamente con los estados energéticos de 6,57 y 69 keV han sido considerados miembros de spin 3/2, 1/2, 7/2 y 5/2 respectivamente de la banda rotacional basada en el orbital de Nilsson 1/2 - (530).[1,2]. Al estado de 86,3 keV le han sido asignados los números cuánticos de Nilsson 5/2+ (642)[1,2]. Esta asignación es consistente con la alta población de partículas alta que recibe este nivel y con el spin 5/2 del estado fundamental del nucleido padre ^{237}Np. El grupo de partículas alfa que lo puebla ha sido interpretado como el correspondiente a la transición favorecida en la desintegración del ^{237}Np. El nivel de 239 keV ha sido interpretado como el miembro de spin 5/2 de la banda rotacional 3/2 + (651)[1,2]. La transición alfa que puebla este nivel posee una probabilidad reducida de transición del mismo orden de magnitud que la correspondiente a la transición favorecida. Este hecho ha sido interpretado como debido a la interacción de Coriolis entre las bandas rotacionales 3/2 + (651) y 5/2 + (642).[1,2]

Esta interpretación del esquema de niveles del ^{233}Pa deja como problema pendiente la explicación de la elevada probabilidad de transición reducida del grupo de partículas alfa que puebla el nivel del 214 keV. Este hecho, junto con las considerables discrepancias obtenidas en los espectros de partículas

alfa medidos por diferentes autores y la inexistencia de una determinación experimental de los spines de los niveles de energías superiores a 86 keV, han constituido las razones fundamentales por las cuales se ha llevado a cabo este estudio.

2. Espectroscopía Alfa

Los espectros de partículas alfa medidos con detectores de 4 y 6 mm. de diámetro y con geometrías de detección de 1 y 3 por ciento, están mostrados en las Figs. 7 y 8 respectivamente. La escala de energías ha sido calibrada utilizando el ^{240}Pu contenido en la fuente como impureza, y el valor de 4,787 Mev de la energía de α_{86} del ^{237}Np dada por Baranov[15]. Los puntos intermedios han sido interpolados utilizando un generador de pulsos de relay de mercurio de alta precisión. Un espectro separado utilizando el detector de 4 mm. de diámetro con una geometría de detección de 5,8 por ciento ha sido medido con el objeto de determinar la abundancia del grupo de partículas alfa de 4,513 Mev y de bajísima intensidad.

La abundancia del grupo α_9 ha sido obtenida a partir del espectro mostrado en la Fig. 8. El apilamiento de pulsos debido a coincidencias entre el grupo de partículas alfa más intenso y los electrones de conversión interna correspondientes a las transiciones de 86.5 y 57 keV, ha sido reducido considerablemente en esta medición mediante la aplicación del campo magnético a la fuente radiactiva. Esto ha contribuido a una mejor resolución gráfica de los grupos α_9 y α_0.

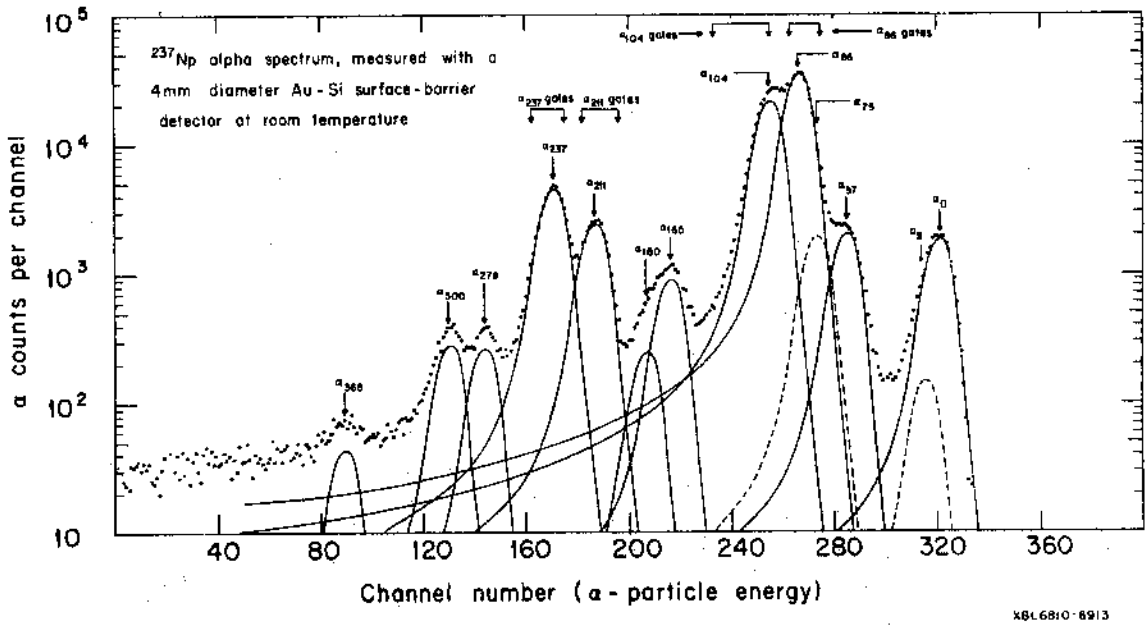

237Np alpha spectrum, measured with a
4mm diameter Au-Si surface-barrier
detector at room temperature
α counts per channel
Channel number (α-particle energy)
X8L6810-6913

Figura 7

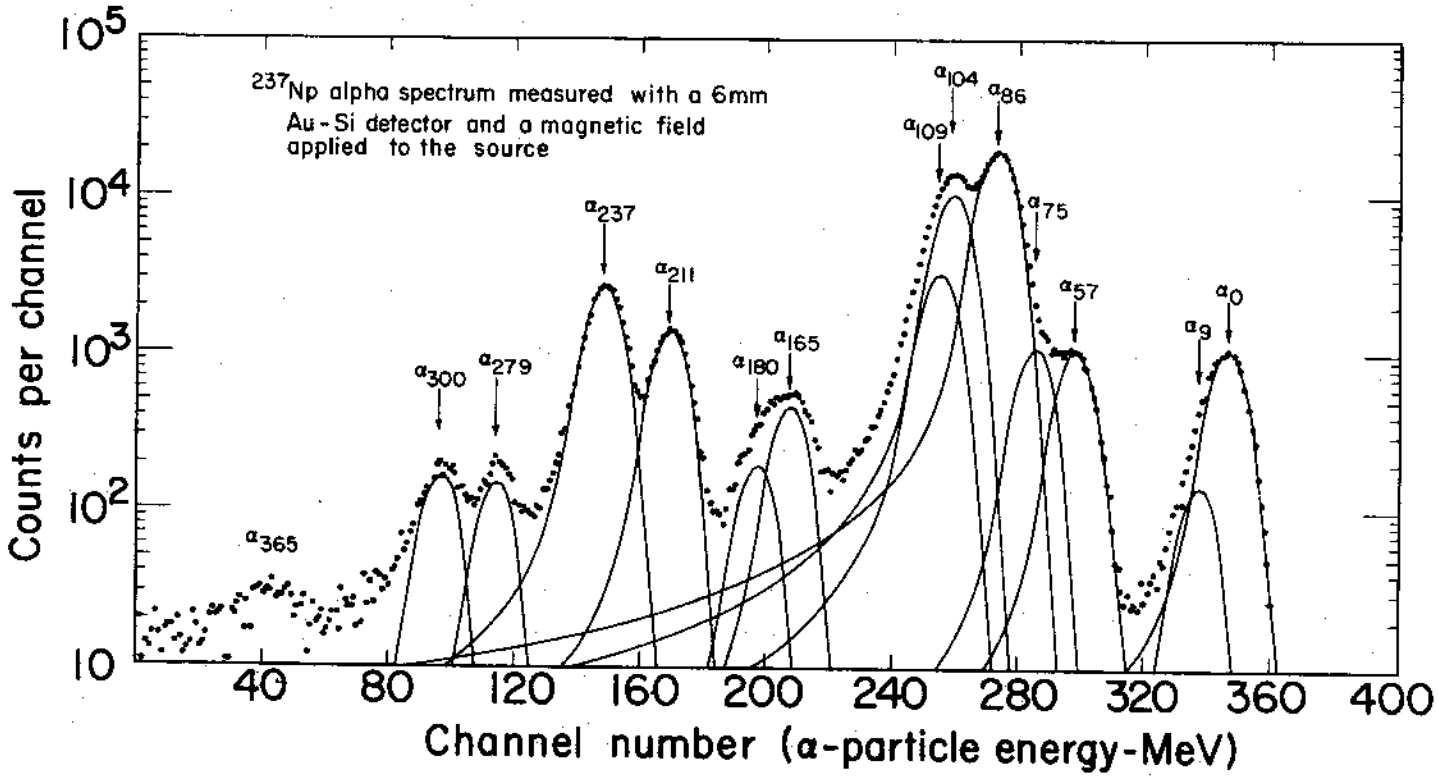

237Np alpha spectrum measured with a 6mm
Au-Si detector and a magnetic field
applied to the source
Counts per channel
Channel number (α-particle energy-MeV)
α365
α300
α279
α237
α211
α180
α165
α109
α104
α86
α75
α57
α9
α0
XBL701-2026

Figure 8

Los detectores de Au-Si han permitido acumular un número de eventos de aproximadamente dos órdenes de magnitud superior al obtenido en espectrógrafos magnéticos. Este hecho ha mejorado notablemente la estadística de la medición y por lo tanto la exactitud en la determinación de las abundancias de los grupos de partículas alfa separados por más de 17 keV.

En general las intensidades de los grupos de partículas alfa medidas en este experimento están de acuerdo con las determinadas por Magnusson[13]. Para los grupos menos intensos nuestras intensidades son considerablemente mayores que las de Baranov[15]. En la Tabla 1 están dados nuestros mejores valores de las energías, abundancias y factores de impedimento (Hindrance Factors) de los diferentes grupos de partículas alfa. Estos factores de impedimento (que no son otra cosa que las inversas de las probabilidades reducidas de transición) han sido calculados con nuestros valores experimentales de las abundancias de los distintos grupos de partículas alfa y con las vidas medias teóricas predichas para cada grupo; estas últimas han sido calculadas por H.Michel[19], de este laboratorio, utilizando las ecuaciones de Preston[20] para un radio nuclear promedio obtenido a partir de la desintegración alfa de los nucleidos par-par adyacentes ^{236}U y ^{238}Pu.

3. Espectroscopía Gama

El espectro gama del ^{237}Np ha sido estudiado con un detector de Ge(Li) y una resolución energética de 855 eV (FWHM) para rayos gama de 122 keV. La separación química del nucleido hijo

Espectro Gama del ^{237}Np

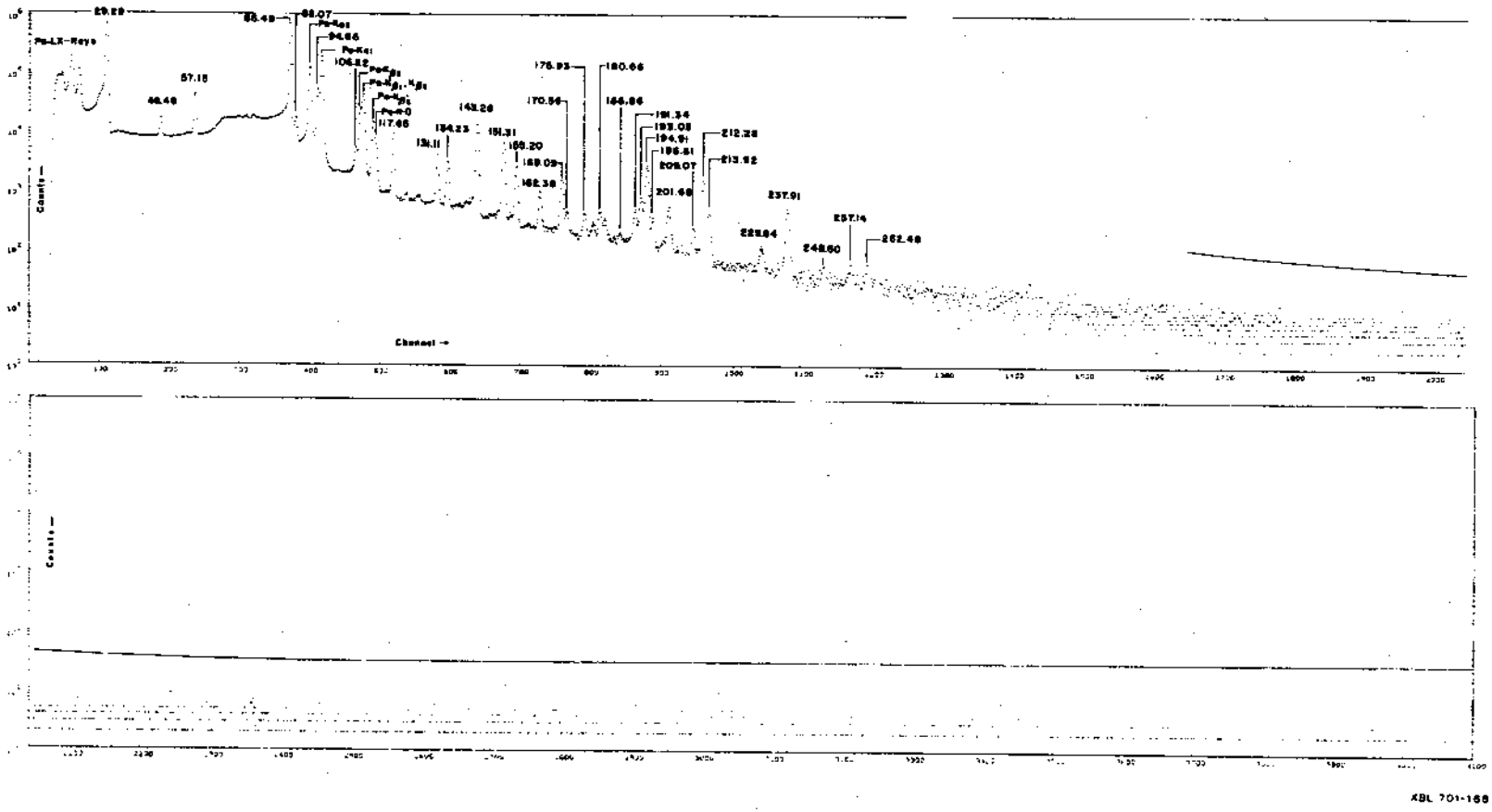


Figura 9.- La linea continua constituye la envolvente de los rayos gama observados por Vara y Gaeta[59, 60]. Los picos cuyas energias no estan indicadas corresponden a "apilamiento de pulsos".

ha sido hecha en forma continua durante la medición del espectro. La fuente radiactiva fue depositada dentro de una columna de polietileno cargada con resina aniónica Dowex A-1 y precondicionada con una solución 10M-HCl. El ^{233}Pa ha sido extraido continuamente de la misma haciendo circular una solución 10M-HCl + 0.4 M-HF. La fuente utilizada contenía 3 mg. de ^{237}Np y la duración de la medición ha sido de 3 días. El espectro gama está mostrado en la Fig.9 y las energías e intensidades relativas de los rayos gama están dadas en la Tabla 2. Estas últimas han sido normalizadas al valor de 12,6% para $\gamma_{86.5}$. (Valor correspondiente a la intensidad de $\gamma_{86.5}$ por cada partícula alfa emitida, obtenido a partir de nuestros experimentos de coincidencias alfa-gama).

4. Mediciones de Coincidencias Alfa-Gama

Los rayos gama en coincidencia con distintos grupos de partículas alfa han sido medidos en cuatro experimentos de coincidencia alfa-gama. En cada uno de estos experimentos los pulsos correspondientes a las partículas alfas han sido introducidos en el circuito de coincidencias, simultáneamente contados en escalímetros, y finalmente acumulados en analizadores multicanales de altura de pulso.

Las intensidades absolutas de los rayos gama (por cada partícula alfa emitida perteneciente al grupo seleccionado en cada experimento) han sido determinadas a partir de los espectros de coincidencia utilizando la fórmula:

$$I = \frac{N_\gamma}{\varepsilon_\gamma \times \varepsilon_c \times N_{\alpha i}} \times 100 \ (\%) \qquad (1)$$

donde

N_γ es el número de rayos gama detectados en el pico fotoeléctrico

$N_{\alpha i}$ es el número de partículas alfa detectadas

ε_γ es la eficiencia fotoeléctrica absoluta del detector de rayos gama (eficiencia intrínseca + geometría de detección)

ε_c es la eficiencia del circuito de coincidencias (en este caso ha resultado ser 100% , coincidencias lentas)

La eficiencia fotoeléctrica ε_γ ha sido determinada en función de la energía de la radiación gama utilizando fuentes radiactivas calibradas (de intensidad conocida) que fueran suminitradas por la "Agencia Internacional de Energía Atómica" en Viena (IAEA). La Fig. 10 muestra la correspondiente curva de calibración del detector usado en estos experimentos de coincidencia alfa-gama. La escala de energías ha sido calibrada con fuentes radiactivas que emiten rayos gama de energía conocida (^{57}Co, ^{22}Na, ^{241}Am, ^{177}Lu y ^{137}Cs). El correcto funcionamiento del sistema de coincidencias ha sido controlado con una fuente alfa de ^{241}Am antes de iniciar los experimentos con ^{237}Np. La baja actividad específica de este isótopo ha hecho que la duración de cada experimento sea de aproximadamente 15 días. Esto fue necesario a fin de lograr una buena estadística en los espectros de coincidencia con fuentes radiactivas lo suficientemente delgadas como para obtener una resolución alfa de 18 keV. Con esta resolución energética ha sido posible seleccionar los distintos grupos de partículas alfa utilizados

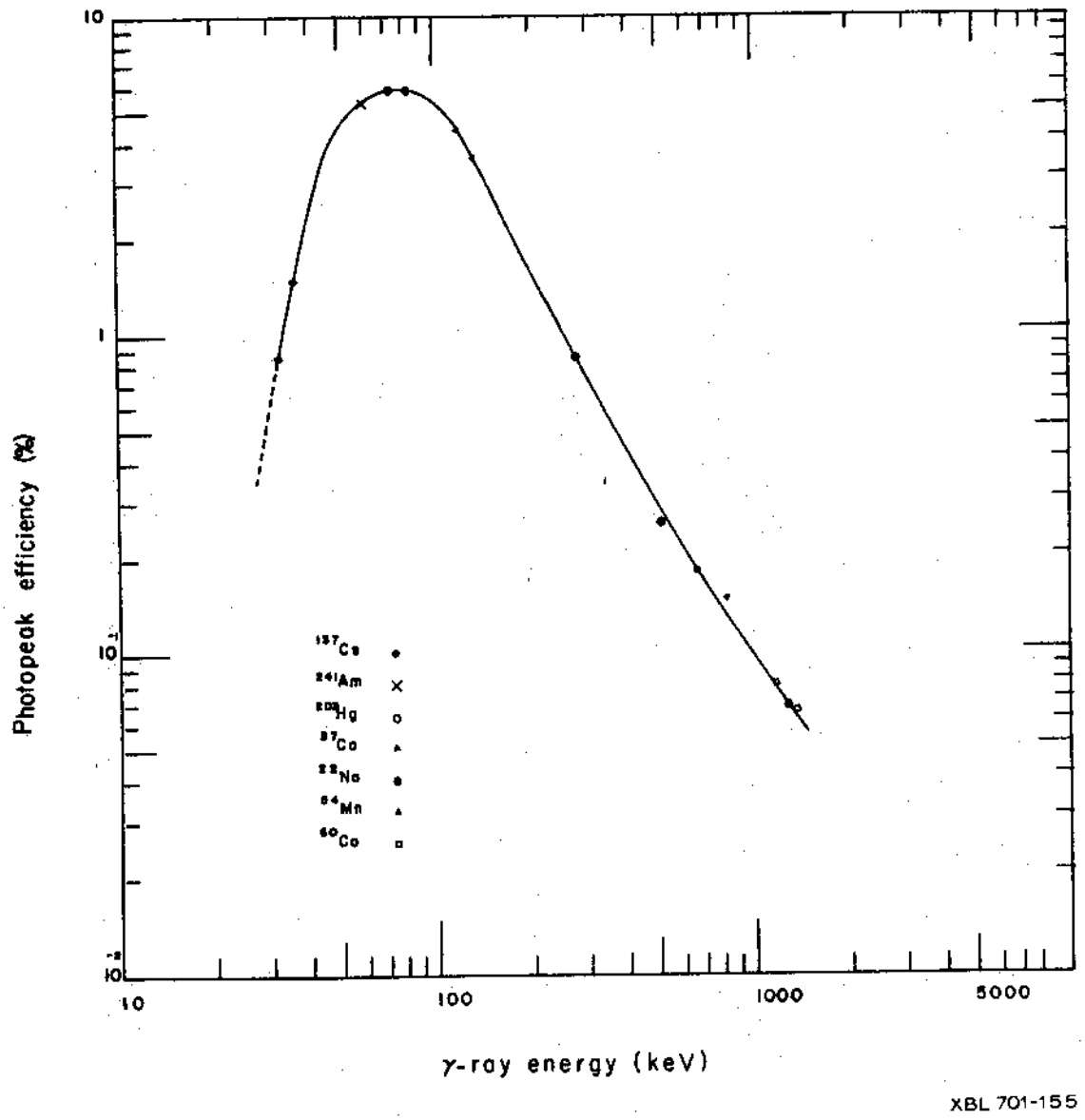

10
1
10^{-1}
10^{-2}
Photopeak efficiency (%)
10
100
1000
5000
γ-ray energy (keV)
^{137}Cs
^{241}Am
^{203}Hg
^{57}Co
^{22}Na
^{54}Mn
^{60}Co
XBL 701-155

Figura 10

en cada experimento de coincidencias. En la Fig.7 están indicadas las porciones del espectro alfa utilizadas en cada experimento. La intensidad del rayo gama de 29,6 keV no ha sido medida debido a la imprecisión de la misma por hallarse tan próximo al límite inferior energético de detección de nuestro sistema. Se describen a continuación los cuatro experimentos de coincidencias:

a) Espectro gama en coincidencia con $\alpha_{86,5}$

El espectro gama ha sido medido en este experimento en coincidencia con una porción del espectro de partículas alfa cuya composición es la siguiente: 94,5% α_{86}; 4,2% (α_{104} +α_{109}); 1,1% α_{75} y 0,2% α_{57}. La Tabla 3 contiene las energías e intensidades de los rayos gama, y el espectro gama correspondiente está mostrado en la Fig.11

b) Espectro gama en coincidencia con (α_{104}+ α_{109})

La porción del espectro alfa utilizada en este experimento es la siguiente: 17,5% α_{86}; 82,1% (α_{104}+ α_{109}); 0,3% α_{75} y 0,15% α_{57}. Las energías e intensidades de los rayos gama están dadas en la Tabla 4 y el espectro correspondiente está mostrado en la Fig.12. Las intensidades han sido corregidas debido a la presencia de otros grupos de partículas alfa dentro de la porción seleccionada del espectro.

c) Espectro gama en coincidencia con α_{212}

La porción del espectro alfa usada en este experimento está compuesta por: 89,6% α_{212}; 6,6% α_{238}; 2,8%(α_{86}+ α_{104}+α_{109}) y 1% (α_{165}+ α_{180}). El espectro gama correspondiente está mostrado en la Fig.13. Las energías e intensidades de los rayos gama están

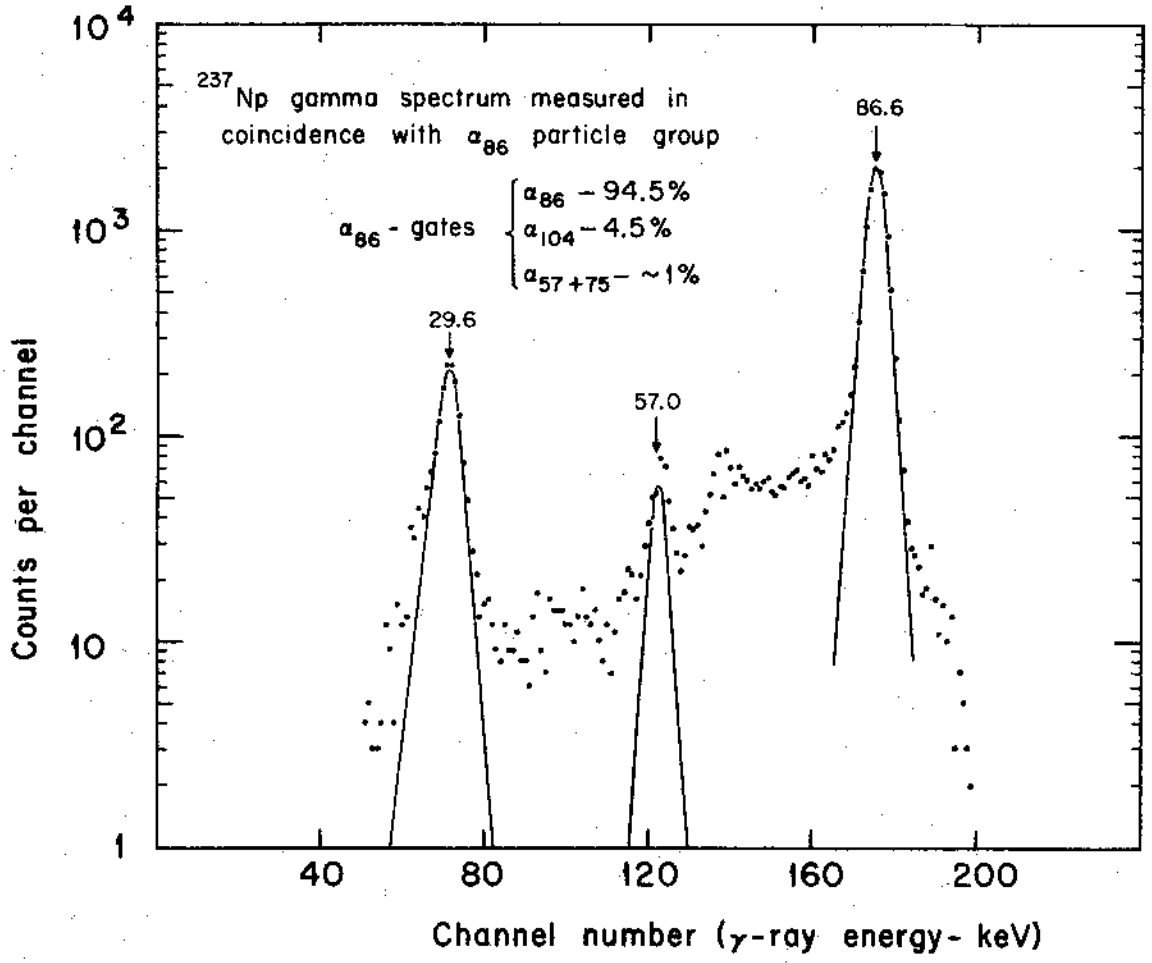

^{237}Np gamma spectrum measured in coincidence with α_{86} particle group
α_{86} - gates
α_{86} – 94.5%
α_{104} – 4.5%
α_{57+75} – ~1%
29.6
57.0
86.6
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy- keV)
XBL6810-6906

Figura 11

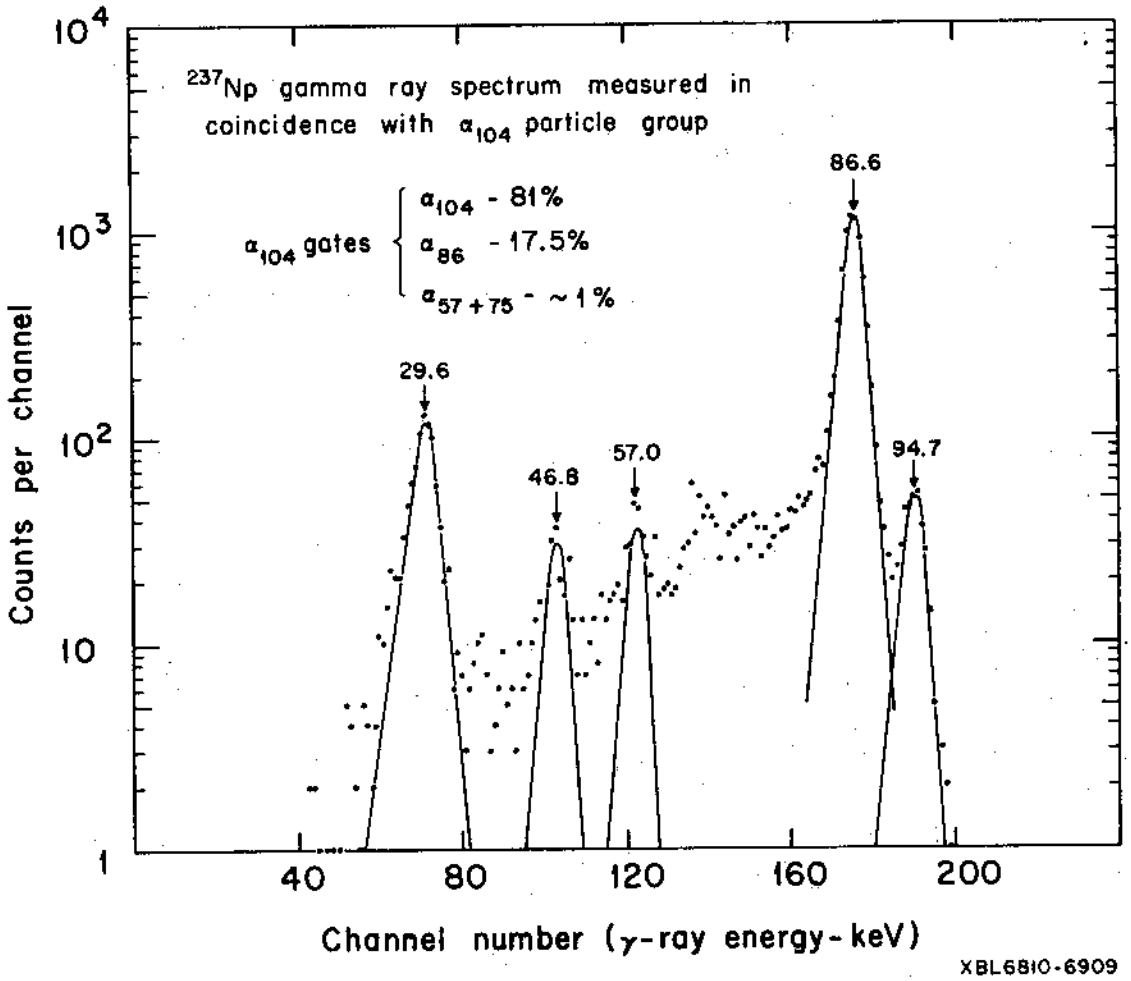

^{237}Np gamma ray spectrum measured in coincidence with α_{104} particle group
α_{104} gates
α_{104} - 81%
α_{86} - 17.5%
α_{57+75} - ~1%
29.6
46.8
57.0
86.6
94.7
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy-keV)
XBL6810-6909

Figura 12

dadas en la Tabla 5.

d) Espectro gama en coincidencia con α_{238}

El espectro gama ha sido medido en coincidencia con una porción del espectro alfa compuesta por 9% α_{212}; 90% α_{238}; 0,7% (α_{86}+ α_{104}+ α_{109}) y 0,3% (α_{165}+ α_{180}). El espectro gama está mostrado en la Fig.14 y las energías e intensidades de los rayos gama están dadas en la Tabla 5.

5. Mediciones de Coincidencias Gama-Gama.

Se describen a continuación los experimentos de coincidencias gama-gama realizados en este trabajo:

a) Espectros gama en coincidencia con γ_{143} y γ_{117} respectivamente

El rayo gama de 94,7 keV observado en coincidencia con el grupo de partículas alfa (α_{104}+ α_{109}) (Fig.12) sugería un posible estado energético de 94,7 keV. Las sumas 94,7 + 143,3 = 238 keV y 94,7 + 117,6 = 212 keV indicaban a los rayos gama de 143,3 y 117,6 keV como posibles miembros superiores de la cascada. A fin de comprobar esto se ha medido el espectro gama en coincidencia con γ_{143} y γ_{117} respectivamente con una resolución energética de 2,4 keV para rayos gama de 122 keV. Los espectros correspondientes están mostrados en las Figs. 15 y 16 respectivamente.

b) Espectro gama de alta resolución energética en coincidencia con γ_{143}

El propósito de esta medición fue el de confirmar la posición de un rayo gama de 88,1 keV en el esquema de niveles del ^{233}Pa.

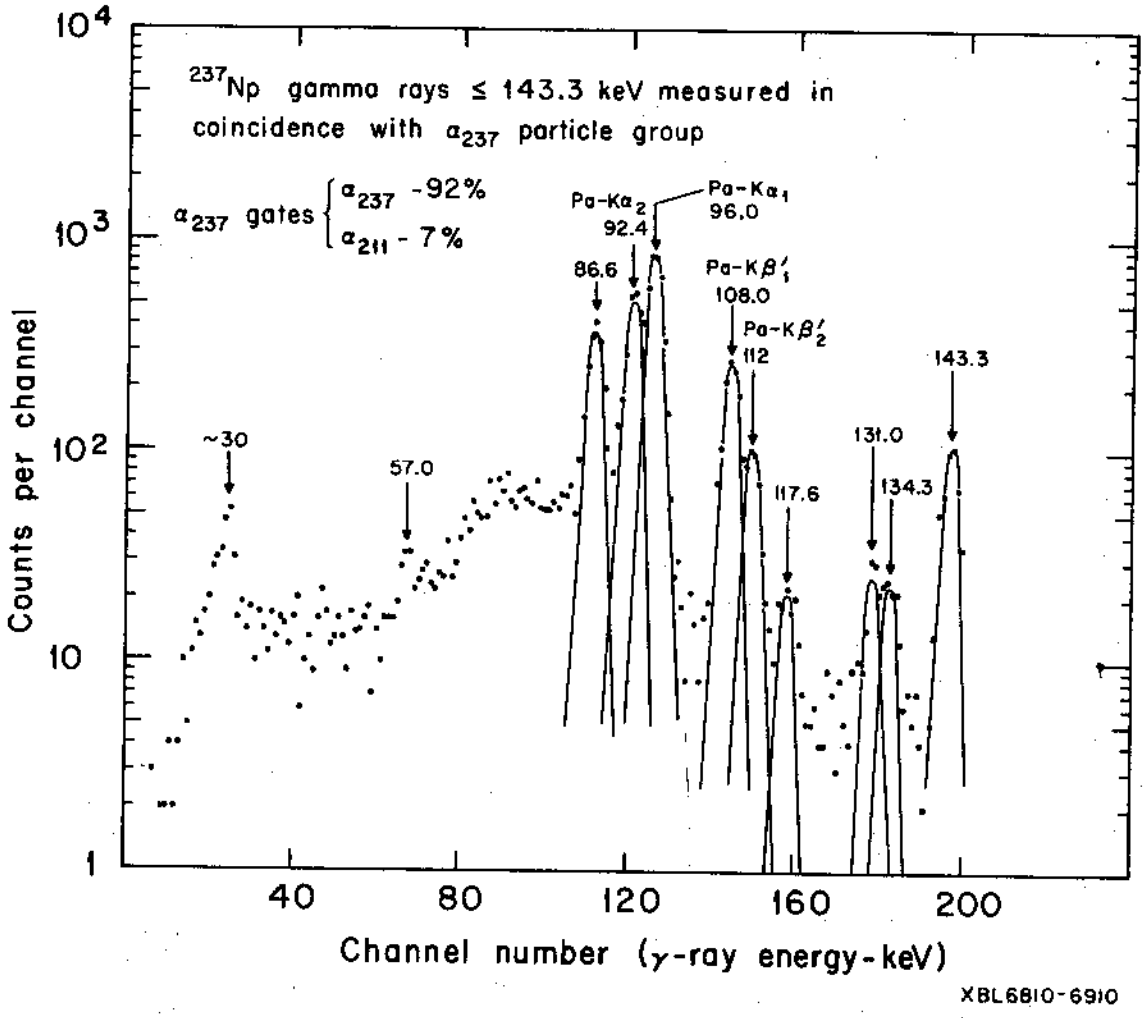

^{237}Np gamma rays ≤ 143.3 keV measured in coincidence with α_{237} particle group
α_{237} gates α_{237} -92% α_{211} - 7%
Pa-Kα2 92.4
Pa-Kα1 96.0
86.6
Pa-Kβ'1 108.0
Pa-Kβ'2 112
143.3
~30
57.0
131.0
134.3
117.6
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy-keV)
XBL6810-6910

Figura 14

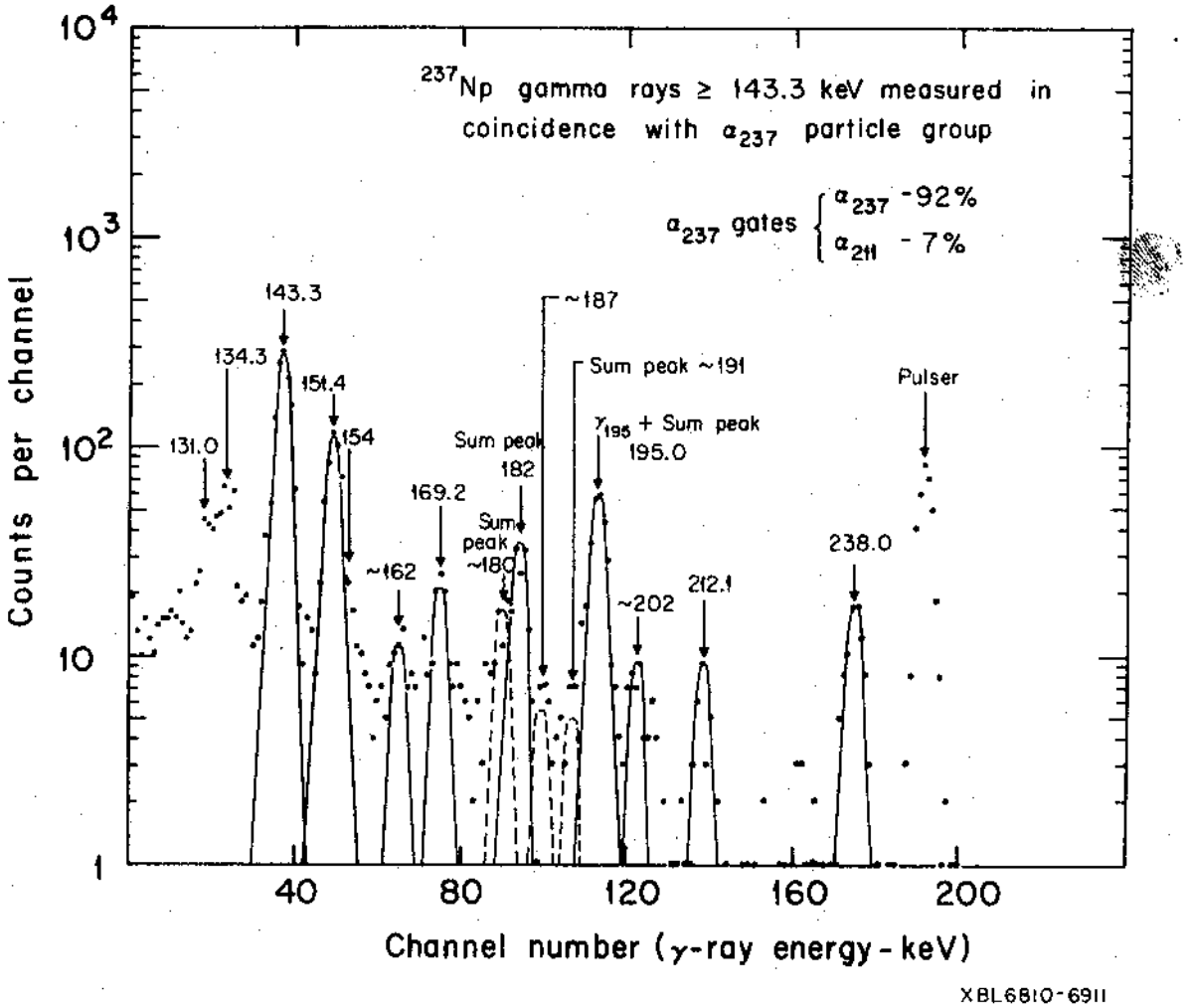

^{237}Np gamma rays ≥ 143.3 keV measured in coincidence with α_{237} particle group
α_{237} gates α_{237} -92% α_{211} - 7%
143.3
134.3
151.4
154
131.0
~162
169.2
Sum peak 182
Sum peak ~180
~187
Sum peak ~191
γ_{195} + Sum peak 195.0
~202
212.1
238.0
Pulser
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy - keV)
XBL6810-6911

Figura 14

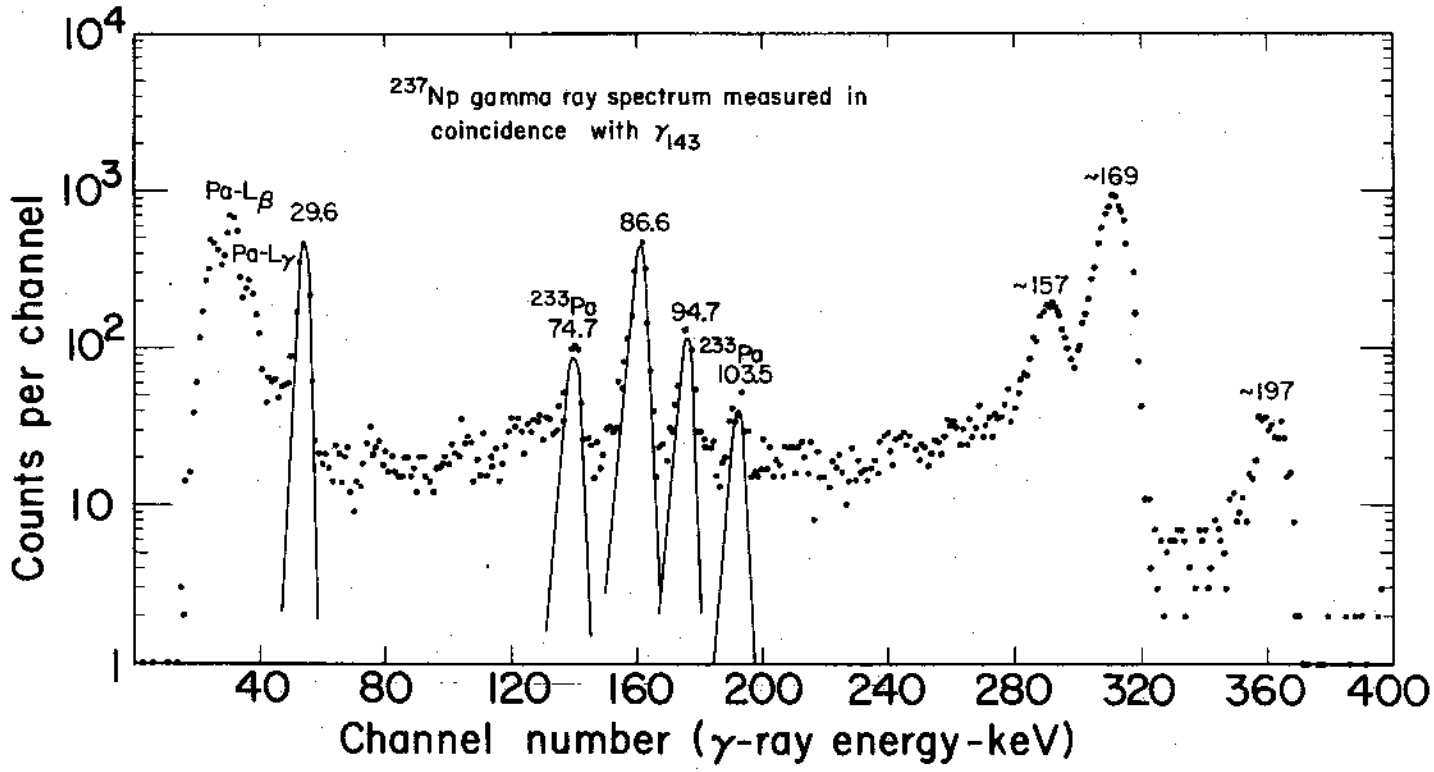
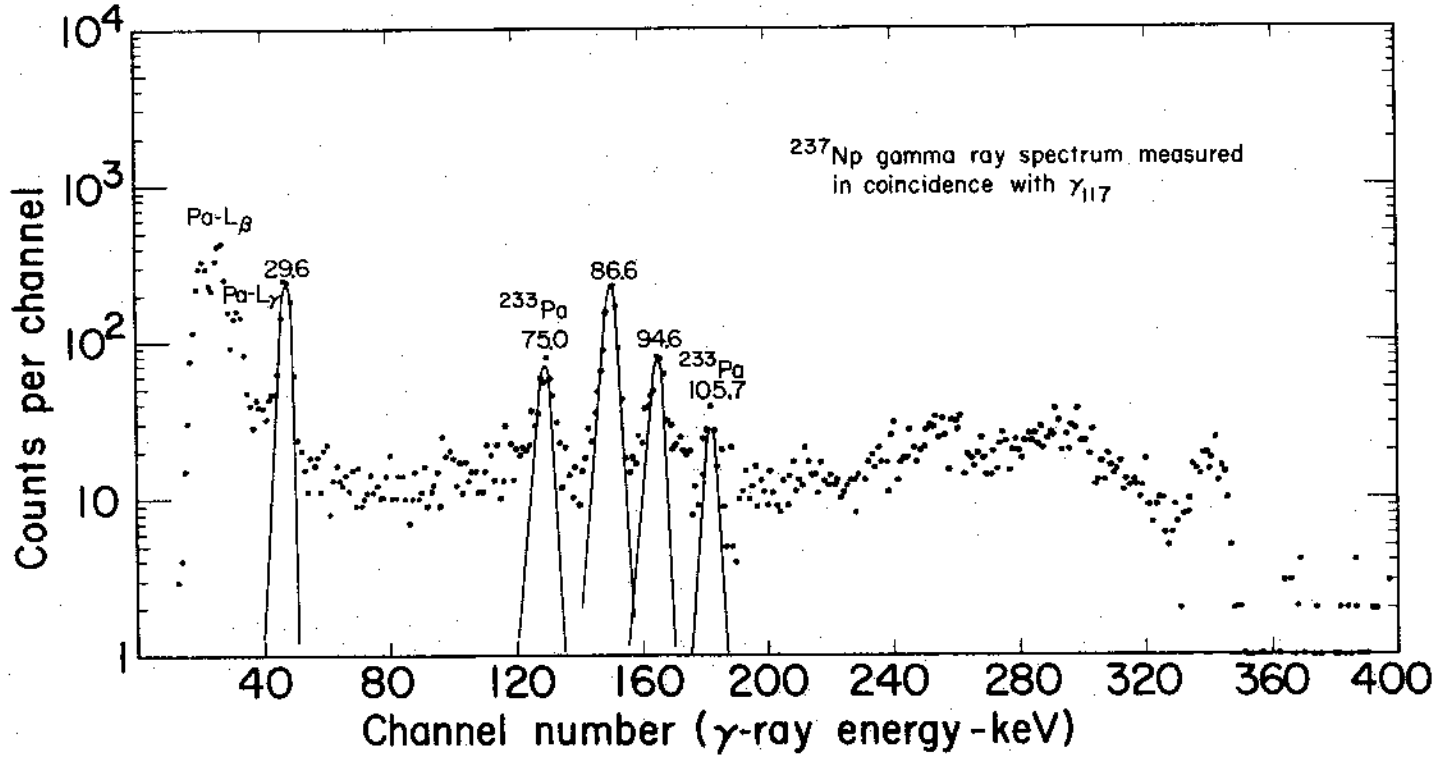

^{237}Np gamma ray spectrum measured in coincidence with γ_{143}
Pa-L$_\beta$
Pa-L$_\gamma$
29.6
^{233}Pa
74.7
86.6
94.7
^{233}Pa
103.5
~157
~169
~197
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy-keV)
XBL701-2027

Figure 15



XBL701-2025

Figura 16

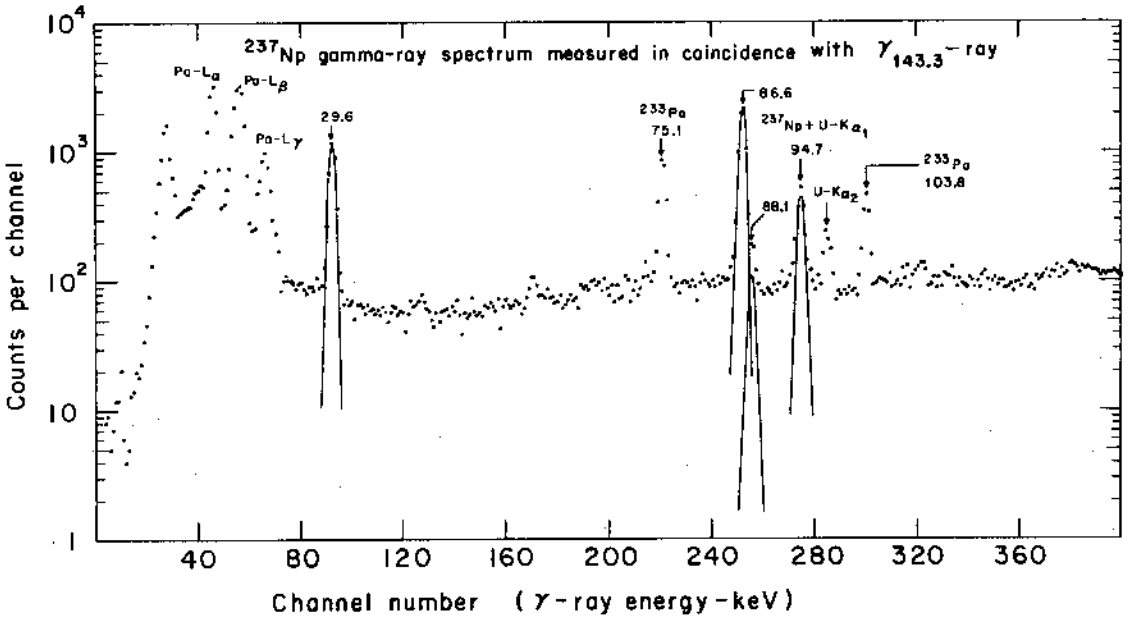

237Np gamma-ray spectrum measured in coincidence with γ143.3-ray
Pa-Lα
Pa-Lβ
Pa-Lγ
29.6
233Pa
75.1
86.6
237Np+U-Kα1
94.7
88.1
U-Kα2
233Pa
103.8
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy-keV)
XBL6810-6915

Figura 17

Este rayo gama había sido observado tanto en el espectro gama del ^{233}Th como en el del ^{237}Np.

El experimento fue realizado con dos detectores de Ge(Li) de 1,8 y 0,84 keV (FWHM) de resolución para rayos gama de 122 keV. La alta resolución de uno de los detectores fue necesaria a fin de poder observar el mencionado rayo gama en presencia del intenso rayo de 86,5 keV. En el espectro de coincidencias mostrado en la Fig.17 se puede observar el rayo gama de 88,1 keV juntamente con los rayos gama de 86,6 y 94,7 keV. En la Tabla 7 se detallan las intensidades por cada rayo γ_{143} de las transiciones gama mencionadas.

c) Espectro gama en coincidencia con γ_{29}

Se ha medido el espectro gama en coincidencia con γ_{29} a fin de determinar las energías e intensidades de los rayos gama que pueblan directa o indirectamente el nivel de 86,5 keV. Se ha utilizado este rayo gama en vez del rayo gama de 86,5 keV a los efectos de evitar la inclusión del borde Compton de los rayos K-X del Pa en esta medición . El rayo gama de 29,6 keV ha sido detectado con un detector de Ge(Li) de 1,5 cc., protegido por una ventana de Berilio de 1mm. de espesor. El espectro gama en coincidencia con el mencionado rayo ha sido medido con una resolución de 1,8 keV (FWHM) para rayos gama de 122 keV.(Fig. 18)

6. Espectroscopía de Electrones de Conversión Interna

Se han estudiado los electrones de conversión interna que acompañan la desintegración alfa del ^{237}Np por medio de experimen-

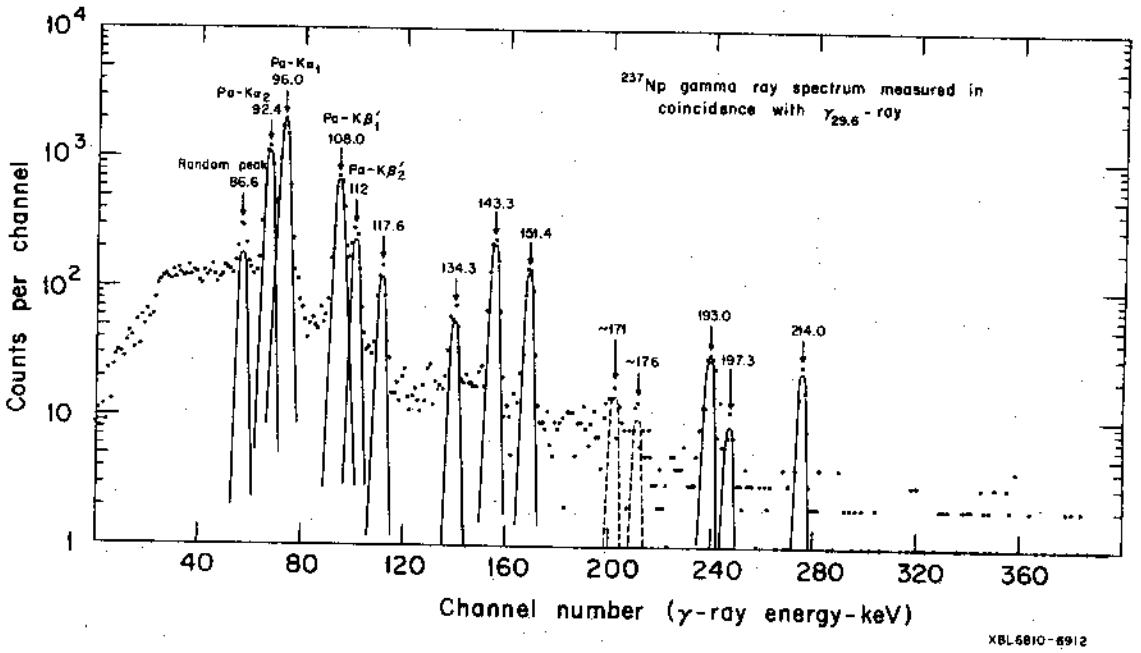


Figura 18

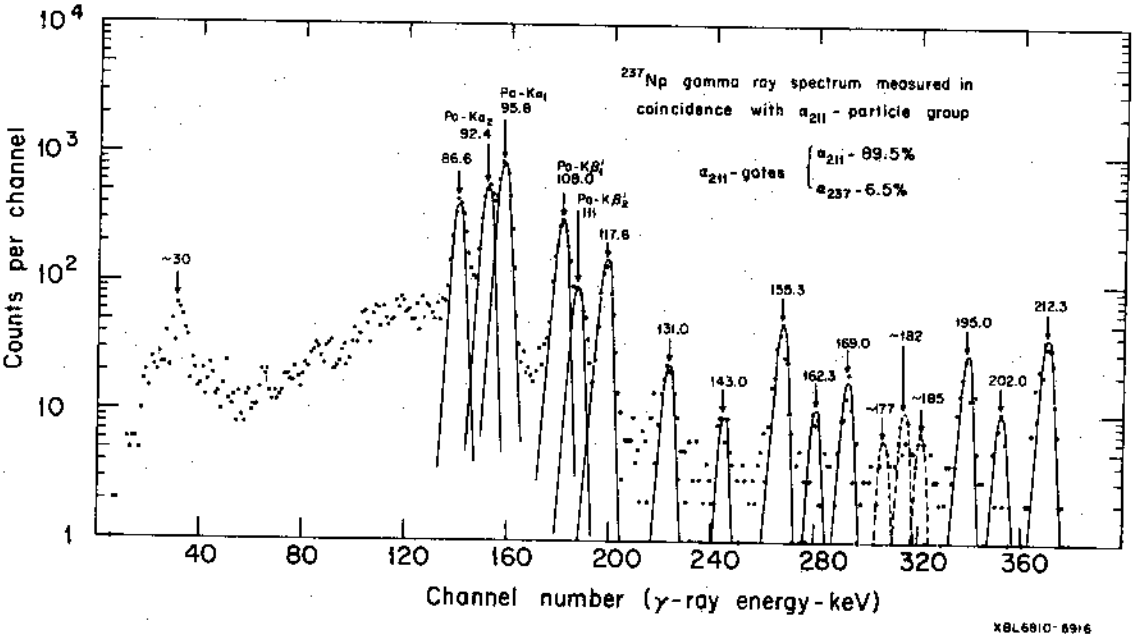


Figura 13

tos de coincidencia alfa-electrón. El espectro de electrones de conversión interna ha sido medido en coincidencia con:

a) todas las partículas alfa,

b) $(\alpha_{212} \rightarrow \alpha_{238})$

c) $(\alpha_{109} \rightarrow \alpha_{57})$

a) <u>Espectro de electrones en coincidencia con todas las partículas alfa</u>.

La fuente radiactiva vaporizada sobre una hojuela de Ni de 0,0001" de espesor fue colocada entre los dos detectores de forma tal que la substancia radiactiva estuviese del lado del detector de electrones. Las partículas alfa han sido detectadas después de atravesar la hojuela de Ni. La pérdida de energía de las mismas en la hojuela destruyó por completo la resolución del espectro, haciendo imposible un análisis de altura de pulsos en el canal alfa. Los detectores de electrones y partículas alfa han sido operados con geometrías de detección de 2,5 y 8 por ciento respectivamente. La calibración de la escala de energías del detector de electrones fue realizada utilizando los electrones de la capa K correspondientes a las transiciones de 300,2,311,9 y 340,5 keV del ^{233}Pa y los electrones de las transiciones de 57,0 y 86,5 keV del ^{237}Np. La geometría de detección del detector de electrones ha sido determinada con las líneas de 87,9, 106,3 y 155,8 keV de una fuente radiactiva de ^{243}Cm de intensidad conocida. El espectro de coincidencias está mostrado en la Fig. 19.

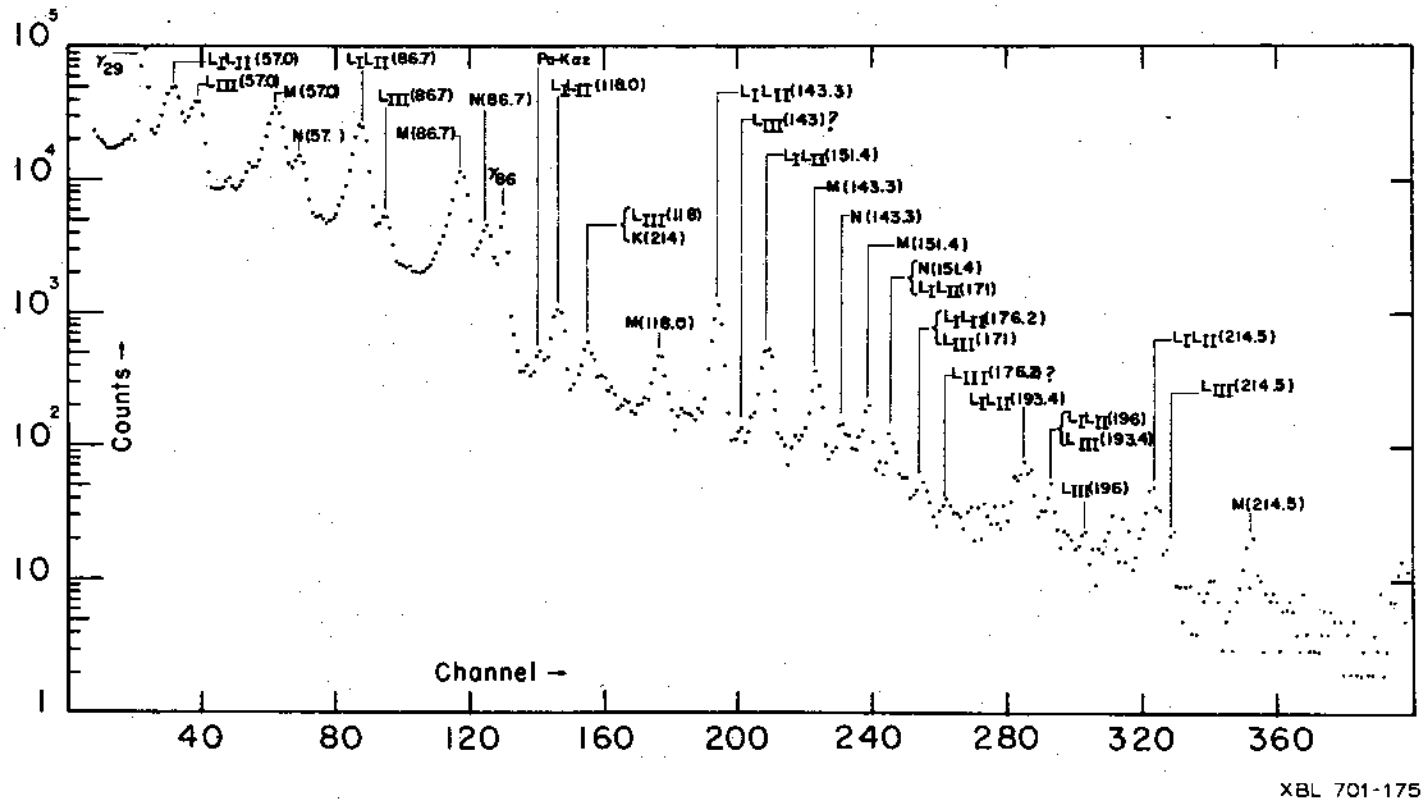


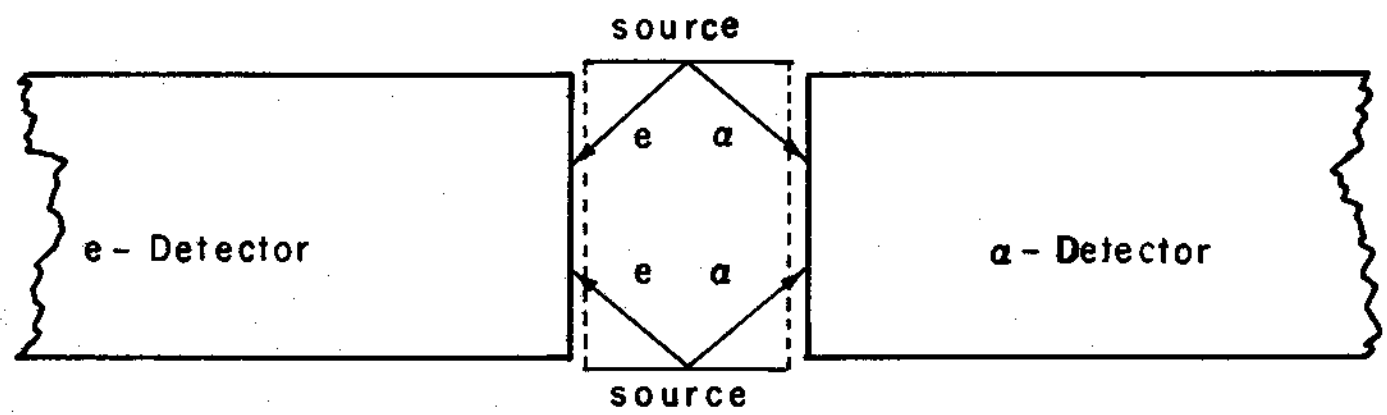
Figure 19

b) Espectro de electrones en coincidencia con $\alpha_{212} \rightarrow \alpha_{238}$)

El fin de este experimento ha sido medir la intensidad de la línea L_{III} correspondiente a la transición de 117,6 keV sin la contribución de la linea K de la transición de 214 keV.

En esta medición la fuente radiactiva vaporizada sobre una hojuela de Ni de 0,001" de espesor, fue posteriormente montada sobre la superficie lateral interior de un cilindro de Al, con los detectores de electrones y partículas alfa colocados sobre las bases de este cilindro (Fig. 20). Este arreglo experimental ha permitido que tanto las partículas alfa como los electrones fueran detectados con una geometría relativamente elevada sin atravesar la hojuela sobre la cual está depositada la substancia radiactiva. Los espectros de electrones y partículas alfa fueron medidos con resoluciones energéticas de 1,8 keV y 22 keV respectivamente. El espectro de electrones medido en este experimento está mostrado en la Fig. 22. La geometría de detección del detector de electrones (25%) fue determinada con las líneas de 184,6 y 196,3 keV del ^{233}Pa contenido en la fuente en equilibrio con el nucleido padre ^{237}Np. La intensidad absoluta de esta fuente ha sido determinada previamente contando las partículas alfa emitidas en un contador proporcional con una geometría de detección de 52 por ciento.

Las relaciones entre las intensidades de las líneas M y N correspondientes a la transición de 86,5 keV y la intensidad del rayo gama de 86,5 keV obtenidas en esta medición han resultado distintas a las obtenidas en el experimento (a). Más aun, el rayo $\gamma_{86,5}$ se hallaba mejor resuelto con respecto a la línea N de la



XBL 701-171

Figura 20

misma transición en el experimento (a) que en esta medición. Esto puede ser debido a:

1) Posibles irregularidades de la superficie sobre la cual estaba montada la fuente radiactiva. Tales irregularidades reducirían las intensidades de las líneas M y N con respecto a la intensidad de $\gamma_{86,5}$ en el espectro de coincidencias.

2) Una posible línea situada entre el rayo $\gamma_{86,5}$ y la línea N correspondiente a la transición de 86,5 keV. Esta línea hubiese sido totalmente enmascarada por las líneas electrónicas correspondientes a la transición gama de altísima intensidad de 86,5 keV en el experimento (a).

A fin de determinar la causa de esta discrepancia se ha realizado un tercer experimento de coincidencias descrito a continuación.

c) <u>Electrones en coincidencia con</u> $(\alpha_{109} \rightarrow \alpha_{57})$

Se ha medido el espectro de electrones en coincidencia con $(\alpha_{109} \rightarrow \alpha_{57})$ utilizando el mismo arreglo experimental y la misma fuente radiactiva que en el experimento anterior. Si el efecto encontrado en el experimento (b) estaba causado por irregularidades de la superficie sobre la cual estaba montada la fuente radiactiva, las relaciones entre las intensidades de las líneas M y N de la transición de 86,5 keV y el rayo γ_{86} deberían ser las mismas tanto en esta medición como en la anterior. Si el efecto mencionado era debido exclusivamente a una nueva línea en coincidencia con $(\alpha_{212} \rightarrow \alpha_{238})$, las mencionadas relaciones obtenidas en este experimento deberían ser las mismas que las correspondientes

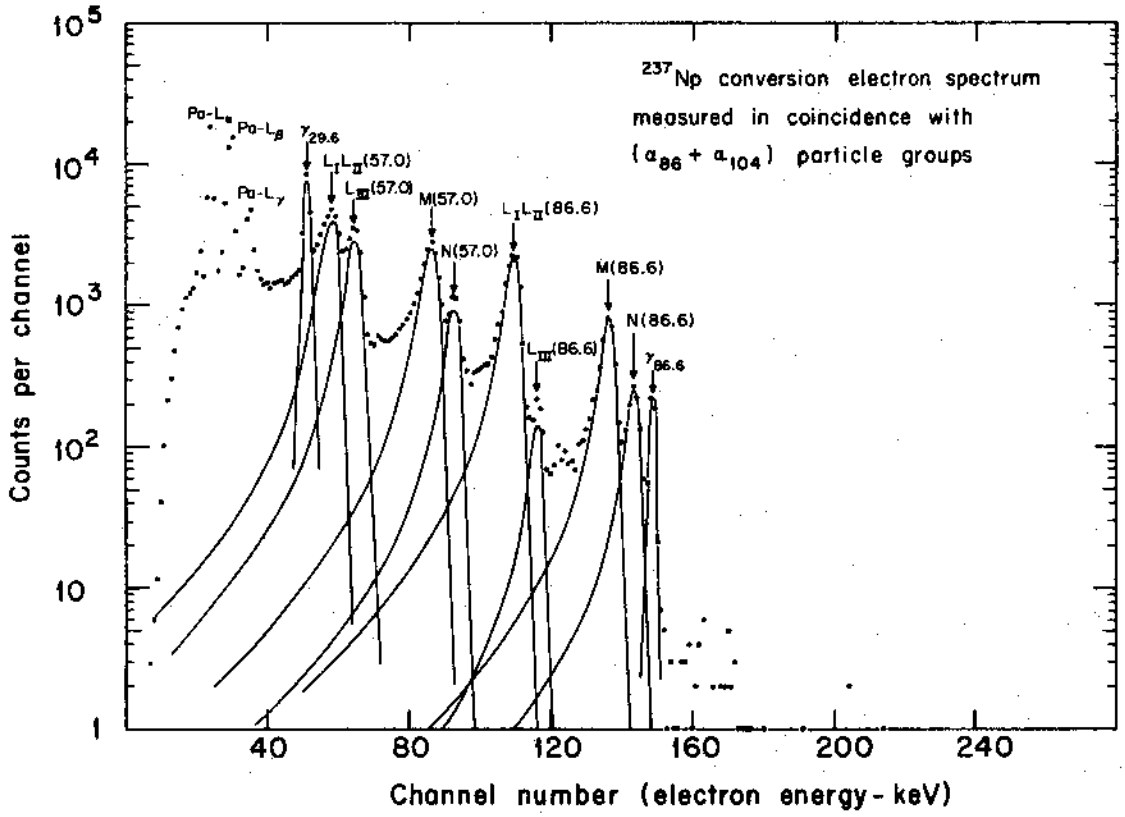


Figure 21

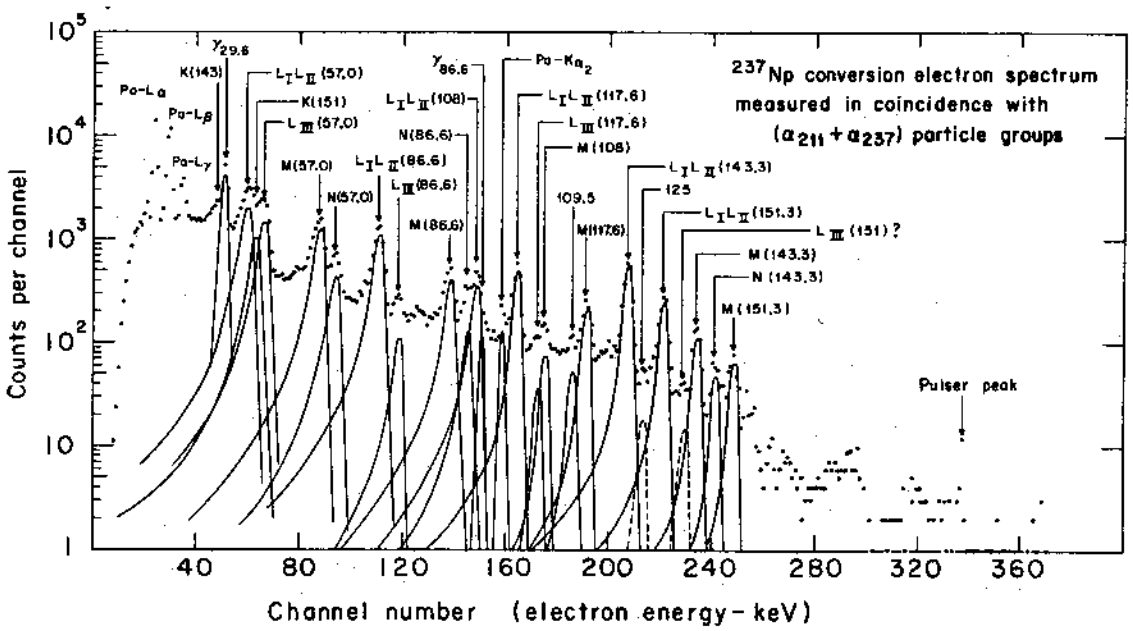


Figure 22

al experimento (a). El espectro de electrones medido en este experimento está mostrado en la Fig. 21. Las relaciones entre las intensidades de las mencionadas líneas y el rayo gama coinciden con las obtenidas en el experimento (a), lo cual muestra que la posible influencia en el espectro de electrones de irregularidades superficiales de la fuente es despreciable. Por lo tanto el efecto encontrado es debido a una nueva línea electrónica.

7. Espectro gama del ^{233}Th

Se ha irradiado 5 mg. de ^{232}Th en el "TRIGA" "Berkeley Research Reactor" durante un intervalo de 2 min. El espectro gama del ^{233}Th producido en la reacción nuclear ^{232}Th (n, γ) ^{233}Th, fue medido aproximadamente 10 min. después del final de la irradiación con un detector de 840 eV (FWHM) de resolución para rayos gama de 122 keV.

El propósito de este experimento ha sido detectar un rayo gama de 88 keV proveniente del nivel energético de 94,7 keV. En la Fig. 23 se muestra el espectro gama en la región energética comprendida entre 80 y 120 keV. La Tabla 8 contiene las energías e intensidades relativas de los rayos gama observados en esta porción del espectro. La medición del espectro ha sido hecha a intervalos de tiempo de 10 min. a fin de seguir el decaimiento radiactivo de los distintos rayos gama detectados.

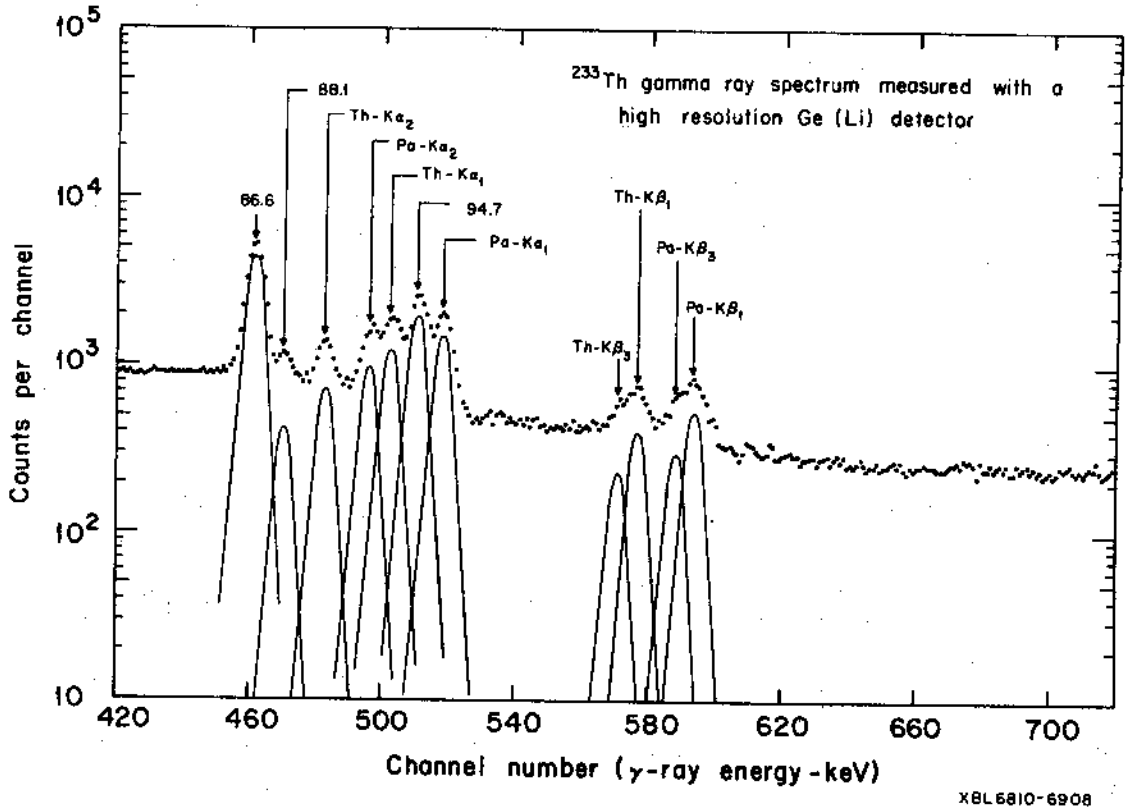

233Th gamma ray spectrum measured with a high resolution Ge (Li) detector
66.6
88.1
Th-Kα2
Pa-Kα2
Th-Kα1
94.7
Pa-Kα1
Th-Kβ1
Pa-Kβ3
Pa-Kβ1
Th-Kβ3
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy-keV)
XBL6810-6908

Figura 23

8. RESULTADO DE LAS MEDICIONES.

1) Espectro Alfa

En la Tabla 9 están dadas las energías y abundancias de los grupos de partículas alfa medidas por diferentes autores con espectrógrafos magnéticos. Los resultados obtenidos en este trabajo han sido nuevamente incluidos en esta tabla a fin de tenerlos disponibles para la comparación con los datos experimentales anteriores.

La intensidad de (α_0 + α_9) obtenida en este estudio concuerda con la determinada por Magnusson[13] y es doble que la medida por Baranov[15]. Este último autor ha encontrado un grupo de partículas alfa dudoso y cuya existencia es discutible, separado por sólo 2 keV de α_0. Tanto las energías como las abundancias de los grupos α_{86}, α_{104} y α_{109}. medidas en este trabajo, son consistentes con las dadas en la Tabla 9. La intensidad del grupo que puebla el nivel de 165 keV es 6 veces mayor que la predicha en los cálculos teóricos realizados por Poggenburg[21] considerando este nivel como el miembro de spin 11/2 de la banda rotacional del estado fundamental. Existe la posibilidad que este pico del espectro esté compuesto por más de un grupo de partículas alfa. Baranov[15] ha encontrado tres grupos que pueblan estados alrededor de esa energía. Las intensidades del grupo de 4.639 Mev dadas por todos los autores son próximas a 6%. Este grupo posee el factor de impedimento más bajo en la desintegración del ^{237}Np. El grupo de 4.664 Mev ha sido observado en este trabajo con una abundancia

TABLA 1

Energías, abundancias y factores de impedimento de los grupos de partículas alfa emitidos por el ^{237}Np.

Energía (keV)	Estado excitado (keV)	Abundancia (%)	Factor de Impedimento
4,781 ± 0,003	0	2,6 ± 0,2	$3,0 \times 10^2$
4,863 ± 0,003	9	$\geq$(0,3 ± 0,1)	$\leq 3,3 \times 10^3$
4,815 ± 0,002	57	2,5 ± 0,4	$1,3 \times 10^2$
4,798 ± 0,006	75	≃3	9 x 10
4,787	86	47 ± 9	4,3
4,770 ± 0,005	104	25 } ±9	6,3
4,765 ± 0,005	109	8	1,8 x 10
4,709 ± 0,003	165	1,13± 0,14	5,3 x 10
4,694 ± 0,004	180	0,48± 0,20	$1,6 \times 10^2$
4,664 ± 0,002	211	3,32± 0,10	8,3
4,639 ± 0,002	237	6,18± 0,12	2,9
4,597 ± 0,003	279	0,34± 0,04	2,7 x 10
4,576 ± 0,003	300	0,40± 0,04	1,6 x 10
4,513 ± 0,004	365	0,04± 0,02	5 x 10

Todas las energías están referidas al valor de 4,787 MeV dado por Baranov[15] para el grupo α_{86}.

TABLA 9

Energías y abundancias de los grupos de partículas alfa emitidos por el ^{237}Np.

Este trabajo		Baranov[15]		Asaro[14]		Magnusson[13]	
Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)
4,871 (3)	2,6 (2)	4,872	0,44	4,872	3	4,872	3,1
		4,870	0,92				
4,863 (3)	≥0,3 (1)	4,862	0,24	4,866	1		
4,815 (2)	2,5 (4)	4,816	1,49	4,816	1,4	4,816	3,5
4,798 (6)	≈3	4,802	1,56	4,804	1,5		
4,787[1]	47 (9)	4,787[1]	51,42	4,787[1]	42	4,787[1]	53
4,770 (5)	25 } (9)	4,770	19,38	4,770	28	4,767	29
4,765 (5)	8	4,765	16,82	4,765	5		
(4,73)	<0,1			4,732 ?	0,8		
(4,74)	<0,1	4,740	0,02				
		4,711 ?	0,13				
4,709 (3)	1,13(14)	4,707	0,29	4,709	2,2	4,713	1,7
		4,698 ?	0,07				
4,694 (4)	0,48(20)	4,693	0,18	4,693	1,6		
4,664 (2)	3,32(10)	4,663	1,6	4,662	5,5	4,674	3,3
		4,658	0,57				
4,639 (2)	6,18(12)	4,638	4,62	4,637	6,0	4,644	6,0

TABLA 9 (cont.)

Este trabajo		Baranov[15]		Asaro[14]		Magnusson[13]	
Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)	Energía (MeV)	Abundancia (%)
4,597 (3)	0,34 (4)	4,598	0,06				
		4,594	0,08				
4,576 (3)	0,40 (4)	4,580	0,024			4,589	0,5
		4,573	0,05				
4,513 (4)	0,04 (2)	4,513	0,01			4,52	0,02
(4,38)	<0,01						

[1] Todas las energías están normalizadas al valor de 4,787 MeV para α_{86} dado por Baranov.

Los errores del último dígito están dados entre paréntesis.

( ) grupo de partículas alfa no observado experimentalmente.

de 3,3%. El elevado número de grupos alfa observado por Gaeta[59, 60] no ha sido detectado en este trabajo a pesar de que nuestro espectro fue medido con mejor resolución energética y estadística que el de dicho autor.

2) Espectro Gama

El 85% de la radiación gama emitida por el ^{237}Np consiste en rayos gama de energía inferior a 90 keV. Los dos rayos más intensos, de 29,29 y 86,49 keV, provienen del nivel metaestable de 37 nano segs. de vida media. Estos rayos tienen multipolaridad E1 y han sido estudiados con todo detalle por Asaro[22]. En particular, el rayo gama de 86,49 keV es del tipo "E1 anómalo"[22]. El rayo gama de 57,15 keV desexcita el miembro de spin 7/2 de la banda rotacional del estado fundamental. La multipolaridad de este rayo gama es E2[22]. La suma 57,15 + 29,29 = 86,44 keV es consistente con la energía (86,49 ± 0,06) keV del rayo gama "cross over". Un rayo gama de 94,66 keV previamente detectado en nuestros experimentos de coincidencia alfa-gama ha sido obervado en este espectro. La relación entre las intensidades de los rayos $\gamma_{86,5}$ y $\gamma_{94,7}$ en este espectro, (15 ± 1), y la obtenida a partir del espectro gama en coincidencia con (α_{104} + α_{109}), (16 ± 3), demuestran la existencia de un único rayo gama de 94,66 keV en la desintegración del ^{237}Np. El rayo gama de 88,1 keV ha sido observado en este espectro así como también en el espectro gama del ^{233}Th. Las relaciones entre las intensidades de los rayos $\gamma_{94,7}$ y γ_{88} obtenidas en este espectro del ^{237}Np y en el espectro gama del ^{233}Th son de (5,3 ± 0,8) y (5,0 ± 0,7) respectivamente. Este hecho indica que

TABLA 2

Energías e intensidades relativas de los rayos gama emitidos por el ^{237}Np.

Energía (keV)	Intensidad (%)	Energía (keV)	Intensidad (%)
29,29 ± 0,10	14 ± 2	186,86 ± 0,30	0,007 ± 0,001
46,46 ± 0,10	0,14 ± 0,02	191,34 ± 0,10	0,029 ± 0,004
57,15 ± 0,10	0,042 ± 0,004	193,05 ± 0,10	0,054 ± 0,006
86,49 ± 0,10	12,6 ± 1,3	194,91 ± 0,07	0,21 ± 0,02
88,07 ± 0,10	0,16 ± 0,02	196,81 ± 0,10	0,027 ± 0,003
94,66 ± 0,10	0,84 ± 0,08	201,68 ± 0,08	0,045 ± 0,005
106,22 ± 0,10	0,059 ± 0,006	209,07 ± 0,08	0,017 ± 0,002
117,65 ± 0,07	0,17 ± 0,02	212,28 ± 0,07	0,16 ± 0,02
131,11 ± 0,07	0,089 ± 0,009	213,92 ± 0,10	0,044 ± 0,005
134,23 ± 0,07	0,070 ± 0,007	229,84 ± 0,10	0,014 ± 0,002
143,26 ± 0,07	0,42 ± 0,04	237,91 ± 0,07	0,068 ± 0,007
151,31 ± 0,07	0,25 ± 0,03	248,60 ± 0,40	0,005 ± 0,001
155,20 ± 0,07	0,097 ± 0,009	257,14 ± 0,40	0,007 ± 0,002
162,38 ± 0,07	0,039 ± 0,004	262,48 ± 0,40	0,007 ± 0,002
169,09 ± 0,07	0,076 ± 0,008		
170,56 ± 0,10	0,020 ± 0,003		
175,93 ± 0,10	0,022 ± 0,003		
180,66 ± 0,10	0,024 ± 0,003		

ambos rayos gama desexcitan el nivel de 94,66 keV. No se han observado rayos gama de energías superiores a 262,6 keV con intensidades mayores que 10^{-4} veces la intensidad de $\gamma_{86,5}$. Gaeta[59, 60] sin embargo ha detectado rayos gama de hasta aproximadamente 800 keV con intensidades que son inconsistentes con las abundancias de partículas alfa obtenidas en la desintegración del ^{237}Np.

3) Espectros de coincidencias Alfa-Gama.

a) Espectro gama en coincidencia con α_{86}

Rayos gama de 86,5, 57,5 y 29,3 keV han sido observados en el espectro medido en este experimento. La cascada de los rayos gama de 86,5 y 57,5 keV constituye un hecho bien conocido[22].

b) Espectro gama en coincidencia con $(\alpha_{104} + \alpha_{109})$

Además de los tres rayos gama observados en el espectro anterior, rayos gama de 46,8 y 94,7 han sido encontrados en este espectro de coincidencia. A partir de este experimento puede comprobarse que el rayo gama de 86,5 keV tiene la misma intensidad en coincidencia con α_{86} o con $(\alpha_{104} + \alpha_{109})$. Por lo tanto, en primera aproximación, el grupo compuesto $(\alpha_{104} + \alpha_{109})$ decae casi por completo a través del estado de 86,5 keV. Se puede poner un límite de 10% como la máxima fracción de $(\alpha_{104} + \alpha_{104})$ que no decae a través del nivel de 86,5 keV. La transición de 94,7 keV no había sido observada con anterioridad a la primera publicación de un resumen parcial de este trabajo en el "Nuclear Chemistry Annual Report 1967" (pág, 1), pero actualmente ha sido observada por C. Sebille[23] y por Hoeckstra y Wapstra[24]. Si este rayo gama hubiese estado en coincidencia con un grupo de partículas alfa que poblase un nivel de

TABLA 3

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,776 →4,796) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
29,3 ± 0,3	-
57,5 ± 0,3	0,37 ± 0,08
86,5 ± 0,2	14,2 ± 0,6

Las intensidades están dadas por cada partícula α_{86}.

TABLA 4

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,733→ 4,776) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
29,3 ± 0,3	-
46,8 ± 0,3	0,65 ± 0,02
57,5 ± 0,3	0,5 ± 0,2
86,5 ± 0,2	14,7 ± 0,8
94,7 ± 0,3	0,9 ± 0,2

Las intensidades están dadas por cada partícula (α_{104}+ α_{109})

94,7 keV en ^{233}Pa, habría sido observado en coincidencia con α_{86} en el experimento anterior. Se puede poner un límite de 0,01% como la máxima intensidad de un rayo gama de 94,7 keV en coincidencia con un posible grupo de partículas alfa que pueble un nivel de la misma energía. Más adelante será mostrado que este rayo gama de 94,7 keV está en coincidencia con un rayo gama de 143,3 keV que desexcita el nivel de 238 keV. Esta información junto con los resultados de este experimento de coincidencias alfa-gama establecen en forma definitiva la existencia del nivel de 94,7 keV, el cual recibe una población substancial a través de rayos gama, pero no está poblado directamente por ningún grupo de partículas alfa. Será también mostrado que (5,1 ± 1)% del estado de 94,7 keV decae a través del rayo gama de 94,7 keV, y que por lo tanto (18 ± 5)% de los estados poblados por ($\alpha_{104} \rightarrow \alpha_{109}$) deben decaer al estado de 94,7 keV. A partir de la misma medición veremos que (80 ± 8)% de los estados poblados por ($\alpha_{104} \rightarrow \alpha_{109}$) decaen al nivel de 86,5 keV. El rayo gama de 46,8 keV observado en coincidencia con ($\alpha_{104} + \alpha_{109}$) posiblemente corresponde a una transición entre el estado de 104 keV y el de 57,5 keV.

c) <u>Espectro gama en coincidencia con α_{238}</u>

El rayo gama de 86,5 keV ha sido observado con una intensidad de 12,5% en coincidencia con α_{238}. Por lo tanto el nivel de 238 keV debe decaer predominantemente al nivel de 86,5 keV.A partir de esta medición se ha obtenido el valor de (12 ± 12)% como la fracción del estado de 238 keV que no decae al de 86,5 keV. Las radiaciones más intensas en coincidencia con α_{238} son los rayos K-X

del ^{233}Pa, las mismas totalizan 65% por cada partícula α_{238} emitida. Estas transiciones deben decaer predominantemente a través del estado de 86,5 keV, Será mostrado en el capítulo correspondiente a electrones de conversión interna, que los rayos gama de 143,3 y 151,3 keV tienen primordialmente multipolaridad M1 y que son los responsables de aproximadamente todos los rayos K-X emitidos; por lo tanto, estos dos rayos gama deben también decaer a través del nivel de 86,5 keV.

El rayo gama de 237,9 keV en coincidencia con α_{238} indudablemente decae al estado fundamental del ^{233}Pa.La suma de las energías 86,5 + 151,3 de los dos rayos gama concuerda con la energía del rayo $\gamma_{237,9}$, por lo tanto la transición de 151,3 keV conecta los estados de 238 y 86,5 keV.

Los siguientes hechos demuestran que el rayo gama de 143,3 keV puebla un estado de 94,7 keV:

1) Este rayo gama está en coincidencia con α_{238}.

2) El rayo $\gamma_{143,3}$ esta en coincidencia con el rayo $\gamma_{94,7}$ como será mostrado más adelante.

3) El rayo gama de 94,7 keV está en coincidencia con grupos de partículas alfa que pueblan estados de aproximadamente 104 a 109 keV.

4) La suma de las energías de las transiciones de 143,3 y 94,7 keV concuerda perfectamente con la energía de la transición "cross over", 237,9 keV.

Los rayos gama de 117,4, 154,3 y 212,5 keV tienen errores experimentales en sus intensidades que son aproximadamente iguales

a sus propios valores. Será mostrado más adelante que estos rayos están originados en un nivel de 212 keV. A partir de los límites fijados para las intensidades de estos rayos gama en coincidencia con α_{238} se ha obtenido el valor de 3% como límite superior de la fracción del estado de 238 keV que puede decaer al estado de 212 keV por medio de una transición de 26 keV. Por otra parte, los rayos gama de 162,7, 169,4 y 201,8 keV tienen intensidades lo suficientemente elevadas como para ser debidos a coincidencias reales con el grupo α_{238}. Será visto más adelante en las mediciones de coincidencia (α_{212} - γ) que la parte predominante de la intensidad de estos tres rayos gama proviene del estado de 238 keV sin pasar a través del nivel de 212 keV. Será mostrado también que el decaimiento directo del estado de 238 keV al de 201,8 keV debe tener una abundancia de por lo menos 5% y que además 1,2% debe poblar el estado de 169,2 keV directamente, a través del estado de 201,8 keV, o a través de algún otro estado además del de 212 keV.

Hay varios picos en el espectro que son debido a apilamiento de pulsos (Sum Peaks). Haciendo un análisis del esquema de desintegración y de la geometría utilizada en el experimento se ha obtenido que: el pico de 180 keV, aproximadamente 60% del de 182 keV y alrededor del 10% del pico de 195 keV son debidos a coicidencias entre el rayo gama de 86,6 keV y los rayos X: $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ y $K\beta'_1$ respectivamente. La intensidad residual del rayo gama de 182 keV podría corresponder a la transición entre el nivel de 238 keV y el de 57,5 keV. Una transición de muy baja intensidad y de 171 keV también ha podido ser ubicada en el esquema de desintegración.

TABLA 5

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,617 → 4,643) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
Rayos K-X	67 ± 7
29,7 ± 0,3	-
86,6 ± 0,2	12,5 ± 1,5
131,0 ± 0,3	1,2 ± 0,5
134,3 ± 0,4	1,3 ± 0,5
143,3 ± 0,3	7,9 ± 0,6
151,3 ± 0,3	3,5 ± 0,4
162,7 ± 0,5	0,4 ± 0,2
169,4 ± 0,4	0,8 ± 0,3
≃180	0,6 ± 0,4
195,0 ± 0,3	3,3 ± 0,6
201,8 ± 0,4	0,5 ± 0,2
237,9 ± 0,4	1,6 ± 0,4

Las intensidades están dadas por cada partícula α_{237}.

d) Espectro gama en coincidencia con α_{212}

La intensidad (11,3 ± 1,0)% del rayo gama de 86,6 keV indica que (80 ± 7)% del nivel de 212 decae a través del mismo. Los rayos K-X del ^{233}Pa tienen una abundancia mayor que 50% en este espectro. Más adelante será visto que casi todos los rayos X son provenientes de la conversión de un rayo gama de 117,4 keV, por lo tanto este rayo debe decaer a través del estado de 86,6 keV. El mencionado rayo gama de 117,4 keV ha sido colocado en el esquema de desintegración como proveniente del nivel energético de 212 keV y poblando el nivel de 94,7 keV. La razón de esta elección es que la suma de las energías de estos dos rayos gama, 211,8 keV, concuerda con la energía de 212,1 keV del rayo gama "cross over". Análogamente, el rayo gama de 155,0 keV se ha asumido que conecta los estados de 212,1 y 57,1 keV dado que la suma de las energías de los mismos, 212,1 keV, concuerda con la energía 212,1 keV del rayo gama "cross over". Los rayos gama de 201,8, 195, 131, 169,2 y 162,3 keV que habían sido previamente observados en coincidencia con α_{238}, han sido definitivamente observados en coincidencia con α_{212}. Por lo tanto estos rayos gama deben provenir de estados diferentes al de 212 keV puesto que los rayos gama de 212,1 y 155,0 keV no han sido observados en coincidencia con α_{238}.

Hemos asumido que los rayos gama de 202,2, 194,8 y 130,8 keV desexcitan un estado de 201,8 keV poblando el estado fundamental, un estado de 6,6 keV y otro de 70,8 keV respectivamente. La energía del estado de 6,6 keV fue obtenida a partir de la diferencia entre la energía de un rayo gama de 88,1 keV observado en el espectro

gama del ^{233}Th, y la del rayo gama de 94,7 keV. A partir de nuestras mediciones se ha podido fijar un límite superior de 0,001 por ciento para la población directa de partículas alfa al estado de 201,8 keV. Observando el espectro alfa publicado por Baranov[15] una mejor estimación de este límite superior es 0,0006 por ciento. Por lo tanto debe existir una transición entre los estados de 212 y 201,8 keV. Asumiendo que no existe población alfa directa al estado de 201,8 keV, y que los rayos gama de 201,8 y 131 keV tienen multipolaridad E1, la mencionada transición entre los estados de 212 y 201,8 keV debe poseer por lo menos una intensidad de 5,5 por ciento.

Se ha asumido que los rayos gama de 169,2 y 162,3 keV desexcitan un estado de 169 keV poblando el estado fundamental y el nivel de 6,6 keV respectivamente. Este estado de 169 keV debe ser poblado a través de los estados de 238 y 212 keV, ya sea directamente o a través del estado intermedio de 201,8 keV. Las abundancias del rayo gama de 169 keV en coincidencia con α_{238} y con α_{212} son $5,0 \times 10^{-2}$% y $4,3 \times 10^{-2}$% respectivamente. La suma de estas intensidades, $(9 \pm 2) \times 10^{-2}$% está de acuerdo con la intensidad total del mismo $(8,9 \pm 0,4) \times 10^{-2}$%, obtenida a partir de la medición directa del espectro gama del ^{237}Np. Por lo tanto sólo una pequeña fracción de la intensidad de γ_{169} podría provenir de una población directa de partículas alfa al estado de 169 keV. Si los rayos gama de 169,2 y 162,3 keV tienen multipolaridad E1, y si el estado de 169 keV no decae en forma apreciable a través de otros rayos gama, la máxima población alfa que puede recibir este estado

TABLA 6

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,649 →4,678) MeV.

Energia (keV)	Intensidad (%)
Rayos K-X	55 ± 5
≃30	-
57,0 ± 0,4	0,4 ± 0,2
86,6 ± 0,2	10,3 ± 0,5
108,0 ± 0,3	2,3 ± 0,4
117,4 ± 0,3	5,6 ± 0,5
130,8 ± 0,3	1,2 ± 0,3
155,0 ± 0,3	3,1 ± 0,4
162,3 ± 0,5	0,6 ± 0,2
169,0 ± 0,4	1,2 ± 0,4
194,8 ± 0,3	3,1 ± 0,5
202,2 ± 0,5	0,8 ± 0,3
212,0 ± 0,3	5,5 ± 0,8

Las intensidades están dadas por cada partícula α_{211}.

debe ser inferior a 3×10^{-2} % .

4) Espectros de Coicidencias Gama-Gama.

a) Espectros gama en coincidencia con γ_{143} y γ_{117} respectivamente.

En ambos espectros de coincidencia han sido observados los rayos de 86,6 y 94,7 keV. Los rayos gama de 143,3 y 117,4 keV habían sido previamente detectados en coincidencia con α_{238} y α_{212} respectivamente. Las sumas de las energías 143,3 + 94,7 = 238 keV y 117,4 + 94,7 = 212,1 keV están de acuerdo con las energías de los rayos gama "cross over" de 238 y 212,1 keV. La relación entre las intensidades de los rayos gama de 86,6 y 94,7 keV es la misma en coincidencia con γ_{143} o con γ_{117}. Por lo tanto los estados de 212 y 238 keV decaen al nivel de 94,7 keV. Los rayos gama de 74,7 y 103,5 keV presentes en ambos espectros de coincidencia pertenecen al ^{233}Pa contenido en la fuente como impureza. Estos rayos gama están en coincidencia con un rayo gama de 145,4 keV del ^{233}Pa.[25]

Los picos de 157, 169 y 197 keV son debidos al "Scattering Compton" de los rayos gama de 300, 312 y 340 keV del ^{233}Pa en el detector. Estos tres rayos gama entregan respectivamente 157, 169 y 197 keV de energía en uno de los detectores; la energía restante de 143 keV es depositada en el otro detector por medio del rayo gama dispersado. Este efecto se ve acentuado en el espectro gama en coincidencia con γ_{143} debido a que la energía del rayo gama dispersado en un "Scattering Compton" de 180º correspondiente a un rayo gama incidente de 312 keV, es aproximadamente 143 keV.

a) Espectro gama de alta resolución en coincidencia con γ_{143}

La abundancia del rayo gama de 86,6 keV en este espectro de coincidencia indica que (99 ± 21)% del estado de 94,7 keV decae a través del nivel de 86,6 keV, mientras que (5 ± 1)% puebla directamente el estado fundamental. Un rayo gama de 88,1 keV que puebla el estado de 6,6 keV posee una abundancia de (1,5 ± 0,4)%. Asumiendo que tanto la transición de 94,7 keV como la de 88,1 keV tienen multipolaridad E1, las mismas dan cuenta de aproximadamente 7% del decaimiento del nivel de 94,7 keV; por lo tanto, la máxima población que el estado de 86,6 keV puede recibir a través del nivel de 94,7 keV, es de 93%.Si se toma el promedio entre la máxima y la mínima población que recibe el estado de 86,6 keV, esto es, (99 - 21) = 78% y 93%, un valor más preciso de la fracción del estado de 94,7 keV que decae al de 86,6 keV es (86 ± 8)%. A partir de la fracción de los estados de 104 y 109 keV que decae al nivel de 94,7 keV, y la fracción de los mismos que decae a través del nivel de 86,6 keV, esta dltima de(95 ± 5)%, se ha obtenido el valor de (80 ± 8)% para la fracción de estos estados que decae directamente al nivel de 86,6 keV.

c) Espectro gama en coincidencia con γ_{29}.

La radiación más intensa observada en coincidencia con γ_{29} está constituida por los rayos K-X del ^{233}Pa. Más adelante en el capítulo correspondiente a electrones de conversión interna veremos que estos rayos K-X provienen principalmente de las transiciones de 143,3, 117,4 y 151,3 keV. Rayos gama de 143,3 y 117,6 keV han sido

TABLA 7

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{237}Np en coincidencia con γ_{143}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
29,6 ± 0,1	-
86,6 ± 0,1	14 ± 3
88,1 ± 0,2	1,5 ± 0,5
94,7 ± 0,1	5 ± 1

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{143}.

TABLA 8

Energías e intensidades relativas de los rayos gama emitidos por el ^{233}Th en el rango energético 86,6→ 100 keV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
86,6 ± 0,1	100
88,1 ± 0,2	10 ± 1
94,8 ± 0,1	51 ± 4

observados en este espectro de coincidencias. La relación entre las intensidades de estos rayos gama obtenida en este experimento, (2,8 ± 0,5). es consistente con la obtenida en el espectro gama del ^{237}Np, (2,5 ± 0,2). Esto confirma nuevamente el hecho de que ambos rayos gama decaen a través del nivel de 86,6 keV. El rayo gama de 151,2 keV ha sido observado en este espectro con una intensidad (0,63 ± 0,1) veces la intensidad de γ_{143}. La correspondiente intensidad del mismo rayo gama en el espectro gama del ^{237}Np es (0,59 ± 0,06)%. Por lo tanto, si esta última es debida a un solo rayo gama de 151,2 keV, éste debe decaer en su totalidad a través del nivel de 86,6 keV. La relación entre las intensidades de γ_{193} y γ_{197} es (4,6 ± 1,5); y la correspondiente a los rayos gama de 214 y 197 keV es (2,5 ± 0,6). Las relaciones entre las intensidades de estos mismos rayos gama en el espectro del ^{237}Np. son:(2,0 ± 0,2) y (1,6± 0,2) respectivamente. En ambos casos la intensidad de γ_{197} está reducida en el espectro de coincidencia, lo cual indica la posible existencia de otro rayo gama de la misma energía que no decae a través del estado de 86,6 keV. Un límite superior para la intensidad de un rayo gama de 191 keV ha sido fijado en 0,14 veces la intensidad de γ_{193}. La correspondiente intensidad de este rayo gama en el espectro del ^{237}Np es (0,53 ± 0,05). Por lo tanto, la máxima intensidad de un posible rayo gama de 191 keV que decae a través del estado de 86,6 keV es por lo menos 4 veces menor que la intensidad de este rayo en el espectro gama del ^{237}Np medido directamente. Rayos gama de 171 y 176 keV de muy baja intensidad han sido también observados en este espectro de coincidencia.

5) Espectroscopía de electrones de conversión interna.

a) Espectros de electrones de conversión interna en coincidencia con todas las partículas alfa.

El espectro de electrones de conversión interna en coincidencia con todas las partículas alfa está mostrado en la Fig. 19. Las energías e intensidades de las diferentes líneas electrónicas están dadas en la Tabla 10. Las líneas más intensas observadas en este espectro son las correspondientes a las transiciones de 86,6 y 57 keV. También han sido detectados los electrones de las transiciones de 117,6, 143,2 y 151 keV Los coeficientes de conversión interna de estas transiciones serán evaluados con los resultados obtenidos en los experimentos de coincidencia con los grupos $(\alpha_{238} \rightarrow \alpha_{212})$ y $(\alpha_{86} \rightarrow \alpha_{109})$.

La identificación de las líneas con energías superiores a 155 keV es dificultosa dada la estadística pobre de las mismas debido a la baja intensidad de estas transiciones. Las líneas de 172,3 keV (L_I, L_{II} - 193 keV) y de 193,7 (L_I, L_{II} - 214 keV) están sin embargo razonablemente bien definidas. Con las intensidades de los rayos gama de 193 y 214 keV y con la información obtenida en este experimento, se han podido calcular los coeficientes de conversión interna correspondientes a las capas L_I y L_{II} de estas transiciones. El coeficiente de conversión interna de la transición de 193 keV ha resultado $\alpha(L_I, L_{II}) \simeq 0,6$, y el de la transición de 214 keV, $\alpha(L_I, L_{II}) = (0,55 \pm 0,2)$. Comparando estos resultados con los calculados teóricamente por Sliv y Band[26], se deduce que estas transiciones deben tener una multipolaridad M1, E2 o M1 + E2.

TABLA 10

Electrones de conversión interna del ^{237}Np en coincidencia con todas las partículas alfa.

E_e (keV)	I_e (%)	Asignación	E (keV)	Observaciones
36,3	26 ± 3	L_I, L_{II}		
40,3	22 ± 2	L_{III}		
52,0	22 ± 2	M		
56,8	6,9 ± 0,7	N	57,0	
66,0	17 ± 2	L_I, L_{II}		
70,0	1,8 ± 0,2	L_{III}		K-Auger (70,0 keV)
81,6	8,6 ± 0,8	M		
86,0	2,7 ± 0,3	N	86,7	
97,0	0,35± 0,04	L_I, L_{II}		
101,6	≈0,21	L_{III}		K (214 keV)
112,8	0,18± 0,02	M	118,0	L_I, L_{II} (134,3 keV)
122,1	0,49± 0,05	L_I, L_{II}		
≈126	≤0,02	L_{III}		
137,8	0,17± 0,02	M		
142,2	0,06± 0,01	N	143,2	
130,0	0,28± 0,03	L_I, L_{II}		
(134)[1]	≤0,02	L_{III}		
146,3	0,08± 0,01	M		
150,1	0,05± 0,008	N	151,4	L_I, L_{II} (171 keV)

TABLA 10 (cont.)

E_e (keV)	I_e (%)	Asignación	E (keV)	Observaciones
155,0	0,016 ± 0,005	L_I, L_{II}		L_{III}(171 keV)
159,3	0,008 ± 0,004	L_{III}?		
≈171	0,012	M	176,2	
172,3	0,033 ± 0,006	L_I, L_{II}		
≈176	0,017 ± 0,005	L_{III}	193,4	L_I, L_{II}(196 keV), N(175,3 keV).
179,1	≈0,004	L_{III}	196,0	
193,7	0,024 ± 0,005	L_I, L_{II}		
196,6	0,005 ± 0,002	L_{III}		N (196 keV)
210,1	0,008 ± 0,003	M	214,5	

E_e= energía de los electrones

I_e= intensidad de los electrones por cada partícula alfa.

E = energía de la transición.

( )[1]linea no observada experimentalmente.

b) <u>Espectros de electrones de conversión interna en coincidencia con</u> ($\alpha_{238} \rightarrow \alpha_{212}$).

Las energías y abundancias de los electrones de conversión interna en coincidencia con un grupo de partículas alfa compuesto por aproximadamente 65% α_{238} y 35% α_{212} han sido determinadas en este experimento. El espectro de coincidencia está mostrado en la Fig. 22. Además de las transiciones de 86,6 y 57 keV, se han observado electrones correspondientes a transiciones de 108,0, 117,6, 143,1 y 151,3 keV. Se ha sumido que los electrones de las dos primeras transiciones están en coincidencia con α_{212} dado que los rayos gama correspondientes también lo están. Por la misma razón hemos asumido que las dos últimas transiciones están en coincidencia con α_{238}. Los rayos L-X y K-X del ^{233}Pa así como los rayos gama de 29,6 y 86,6 keV también han sido detectados en este experimento. Los coeficientes de conversión interna de estas transiciones fueron determinados a partir de las líneas observadas en este espectro de electrones y de los rayos gama detectados en nuestros experimentos de coincidencia alfa-gama. Las energías, abundancias y coeficientes de conversión interna de las transiciones observadas en este espectro están dados en la Tabla 11. Las transiciones de 108,0, 117,6, 143,1 y 151,3 keV son de multipolaridad predominantemente M1. Las mezclas de multipolaridad E2 han sido determinadas a partir de los coeficientes de conversión interna de la capa L_{III}. Debido a que las líneas electrónicas correspondientes a la capa L_{III} no están bien definidas, estas mezclas de multipolaridad son esencialmente límites máximos de las componentes E2.

TABLA 11

Electrones de conversión interna del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,615÷ 4,680) MeV.

I_e^* (%)	E_e (keV)	Asignación	E (keV)	I_γ^{**} (%)	α	Multipolaridad
25 † (2)	36,3	L_I, L_{II}			76 (17)	
18 † (2)	40,3	L_{III}			56 (15)	
15,6† (20)	52,0	M			47 (10)	
5,7† (6)	55,5	N	56,6	0,33 † (7)	17 (4)	E2
12,5† (10)	66,0	L_I, L_{II}			1,0 (1)	
0,6† (2)	70,0	L_{III}			0,05(2)	
5,2† (6)	81,3	M			0,43(5)	
1,4† (2)	85,4	N	86,4	12,3 † (4)	0,11(2)	El anómala
0,5	70,0					
0,4	74,8	K-Auger				
6,2†† (6)	87,3	L_I, L_{II}			2,7 (6)	
<0,3††	(92)	L_{III}			<0,3	M1
1,7†† (4)	103,0	M	108,0	2,3 †† (4)	0,7 (2)	(E2 <5%)
9 †† (1)	96,4	L_I, L_{II}			1,6 (3)	
0,8†† (4)	101,2	L_{III}			0,15(8)	
5,1†† (7)	112,3	M			0,9 (2)	M1+ (8±4)% E
≈0,8††	116,5	N	117,6	5,6 †† (6)	0,15	
≈25 †††	30	K			3	
6,9††† (8)	122,0	L_I, L_{II}			0,9 (1)	
≤0,5†††	(126,5)	L_{III}			≤0,06	M1
1,5††† (2)	137,5	M			0,19(3)	(E2 ≤9%)
o,6††† (1)	141,4	N	143,1	7,9 †††(6)	0,07(2)	

TABLA 11 (cont.)

I_e^* (%)	E_e (keV)	Asignación.	E (keV)	I_γ^{**} (%)	α	Multipolaridad.
≈22 †††	38	K			≈6	
3,4 ††† (4)	130,2	L_I, L_{II}			0,97 (16)	M1+ (11±6)%E2
0,2 ††† (1)	134,4	L_{III}			0,06 (3)	
0,8 ††† (2)	145,5	M	151,3	3,5 ††† (4)	0,22 (5)	
<0,07 ††	(110)	L_I, L_{II}	131	1,1 †† (2)	<0,013	E1
<0,27 ††	(134)	L_I, L_{II}	155	3,1 †† (2)	<0,09	E1
<0,14 ††	(174)	L_I, L_{II}	195	3,1 †† (2)	<0,05	E1
<0,035††	(181)	L_I, L_{II}	202	0,8 †† (2)	<0,05	E1
<0,07 ††	(191)	L_I, L_{II}	212	5,5 †† (4)	<0,013	E1

* Intensidad de los electrones.

** Intensidad absoluta de los rayos gama:

por cada partícula ($\alpha_{211} + \alpha_{237}$)

por cada partícula (α_{211})

por cada partícula (α_{237})

( ) Linea electrónica no observada en el espectro.

α Coeficiente de conversión interna.

E Energía de la transición.

Límites superiores han sido fijados para los coeficientes de conversión interna de las transiciones de 131, 155, 195, 202 y 212 keV. Estos límites son consistentes con los valores de los coeficientes de conversión interna para transiciones de multipolaridad E1 dados por Sliv y Band[26].

Este experimento ha permitido determinar un límite superior más exacto del coeficiente de conversión interna de la transición de 212 keV dado que los electrones de la transición de 214 keV no están presentes en este espectro, pues esta última no está en coincidencia con el grupo alfa seleccionado en la medición.

Los coeficientes de conversión interna de la transición de 57 keV muestran que esta transición es indudablemente de multipolaridad E2; los correspondientes a la transición de 86,6 keV están de acuerdo con los valores dados anteriormente por otros autores[22]. En la evaluación del coeficiente de conversión interna de la capa L_{III} de esta última, se ha tenido en cuenta la contribución de electrones Auger en esta línea. Esta contribución ha sido obtenida a partir del espectro de electrones de coincidencia con ($\alpha_{86} \rightarrow \alpha_{109}$).

c) <u>Espectro de electrones de conversión interna en coincidencia con</u> ($\alpha_{86} \rightarrow \alpha_{109}$)

El espectro de electrones en coincidencia con un grupo de partículas alfa compuesto por 60% α_{86} y 40% (α_{104} + α_{109}) está mostrado en la Fig. 21. Las intensidades, energías y coeficientes de conversión interna de las transiciones observadas en este experimento están dadas en la Tabla 12. Las intensidades de los rayos gama utilizadas en el cálculo de los coeficientes de conversión

TABLA 12

Electrones de conversión interna del ^{237}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,730→ 4,800) MeV.

I_e (%)		E_e (keV)	Asignación.	E (keV)	I_γ (%)		α		Multipolaridad.
27	(2)	36,3	L_I, L_{II}				72	(15)	
18	(2)	40,3	L_{III}				50	(10)	
17	(2)	52,0	M				45	(10)	
5,6	(6)	55,8	N	56,6	0,37	(8)	15	(4)	E2
13,3	(10)	66,0	L_I, L_{II}				0,9	(1)	
0,8	(2)	70,0	L_{III}				0,06	(2)	
4,0	(5)	81,3	M				0,29	(4)	
1,3	(2)	86,0	N	86,5	14,2	(6)	0,09	(2)	E1 anomala

E_e Energía de los electrones.

I_e Intensidad absoluta de los electrones por cada partícula ($\alpha_{86} + \alpha_{104} + \alpha_{109}$).

E Energía de la transición.

I_γ Intensidad absoluta de los rayos gama por cada partícula ($\alpha_{86} + \alpha_{104} + \alpha_{109}$).

α Coeficiente de conversión interna.

interna han sido obtenidas a partir de nuestros experimentos de coincidencia alfa-gama.

Además de los electrones, rayos L-X del ^{233}Pa así como también los rayos gama de 29,6 y 86,6 keV han sido observados en este espectro. La línea L_{III} correspondiente a la transición de 86,6 keV no posee ninguna contribución de electrones Auger dado que no hay rayos K-X del ^{233}Pa en coincidencia con el grupo de partículas alfa seleccionado en este experimento. Todos los resultados obtenidos en esta medición son consistentes con los del experimento anterior.

6) Espectro gama del ^{233}Th.

En el espectro gama del ^{233}Th mostrado en la Fig. 23 se han detectado rayos gama de 86,6, 88,1 y 94,7 keV, además de los rayos K-X del ^{233}Pa y del ^{233}Th, estos últimos debido a autoexcitación de níveles electrónicos del Th contenido en la fuente. Se ha mencionado anteriormente que la relación entre las intensidades de los rayos gama de 88,1 y 94,7 keV es la misma en este espectro que la obtenida a partir del espectro gama del ^{237}Np, lo cual confirma el hecho de que ambas radiaciones están originadas en un nivel de 94,7 keV. La relación entre las intensidades de los rayos gama de 86,6 y 94,7 keV en este espectro es (1,94 ± 0,04). La relación correspondiente en el espectro gama del ^{237}Np es (15 ± 2), y la obtenida a partir del espectro gama en coincidencia con γ_{143} es (2,8 ± 1,0). Esto muestra que el nivel de 86,6 keV no está poblado directamente en la desintegración del ^{233}Th, sino a través del estado de 94,7 keV.

9. Esquema de desintegración del ^{237}Np. - Discusión.

El esquema de desintegración del ^{237}Np basado en este estudio y en resultados anteriores está mostrado en la Fig. 24. La determinación del spin y la paridad de los niveles energéticos del ^{233}Pa ha sido realizada en base al modo de desexcitación de los mismos. La asignación de los números cuánticos de Nilsson a los estados energéticos de partícula independiente ha sido justificada cualitativamente por el tipo de decaimiento alfa observado en este nucleido y confirmada cuantitativamente con la evaluación de las probabilidades reducidas de transición electromagnética de multipolaridad M1 en el nucleido hijo.

El spin 3/2 del estado fundamental del ^{233}Pa ha sido medido por Winocur[18]. Este nivel ha sido considerado miembro de spin 3/2 de una banda rotacional K = 1/2 basada en el orbital de Nilsson 1/2- (530)[1,2] . A los estados de 57 y 69 keV le habían sido asignados los spines 7/2 y 5/2 respectivamente y fueron interpretados como miembros de la misma banda rotacional 1/2- (530)[1,2]. El nivel de spin 1/2 es por lo tanto esperado a una energía de aproximadamente 7 keV. Cierta indicación de un grupo de partículas alfa que puebla un nivel alrededor de esa energía ha sido obtenida en el estudio del espectro alfa del ^{237}Np con espectrógrafos magnéticos [14, 15].

Con las energías 6,59, 57,17 y 70,57 keV de los miembros de spin 1/2, 7/2 y 5/2 respectivamente de esta banda rotacional, se han obtenido valores de -1,37 keV y 6,15 keV para la constante de desacoplamiento y la constante rotacional de la misma, utilizando la expresión:[38 a]

$$E(I) = \hbar^2/2\tau\{I(I+1) + (-1)^{I+1/2}(I+1/2)a\} + BI(I+1)\{I(I+1)+(-1)^{I+1/2}(I+1/2)$$

con B = -0,011 keV, valor promedio obtenido a partir de los nucleidos par-par adyacentes ^{236}Pu y ^{238}U.[38a] El valor del parámetro "b" ha resultado -4,22. Los miembros de spin 9/2 y 11/2 han sido predichos a energías de 177,7 y 159,7 keV respectivamente. Los niveles experimentales de 179,2 y 163,4 keV podrían corresponder a estos estados de spin 9/2 y 11/2. Cierta discrepancia entre la abundancia del grupo de partículas alfa que puebla el estado de 163,4 keV y la predicha a partir de cálculos teóricos efectuados por Poggenburg[21], hace sin embargo que la asignación de este último sea discutible.

El nivel de 86,5 keV, poblado por aproximadamente el 50 por ciento de las partículas alfa emitidas por el ^{237}Np, tiene una vida media de $(3,69 \pm 0,04) \times 10^{-8}$ seg.[27]. Los rayos gama E1 de 29,3 y 86,6 keV, originados en este nivel, han sido estudiados previamente por Asaro[22]. Las vidas medias de los mismos son de $2,6 \times 10^{-7}$ y $3,0 \times 10^{-7}$ segs. respectivamente[27,28]. Esta anomalía en la vida media del rayo gama E1 de 86,5 keV está relacionada con los coeficientes de conversión interna anómalos de las capas L y M[22], Al nivel de 86,5 keV le habían sido asignados los números cuánticos de Nilsson 5/2 + (642).[1,2] Esta asignación es consistente con la existencia de un grupo favorecido de partículas alfa que puebla este nivel.[14,15]

Al estado de 239 keV le habían sido tentativamente asignados los números cuánticos de Nilsson 5/2 3/2 + (651).[2] La elevada probabilidad de transición reducida del grupo de partículas alfa que

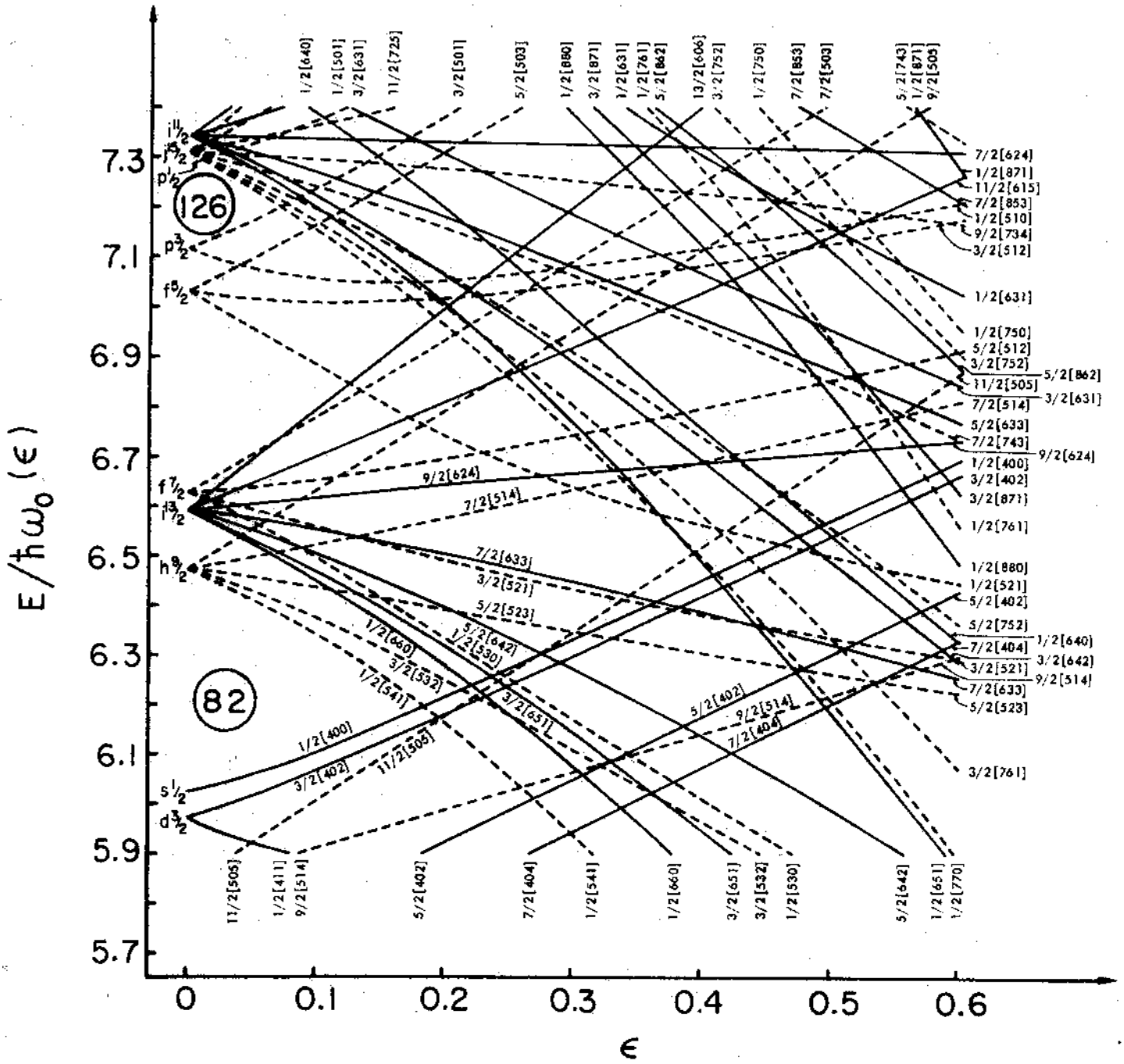


Fig. 8d. Nilsson diagram for odd protons, $82 \le Z \le 126$.

puebla este nivel fue interpretada como causada por el acoplamiento de esta banda con la banda rotacional 5/2 + (642) a través de lainteraccion de Coriolis.[2]

El nivel de 212,32 keV decae al estado fundamental a través de un rayo gama E1, y al estado de 94,66 keV por medio de un rayo gama (M1 + E2) de 117,65 keV. Por lo tanto la paridad de estos dos estados es positiva. A partir de nuestros experimentos de coincidencias alfa-gama se ha obtenido el valor de 10% como límite superior de la fracción de este estado que no decae al nivel de 86,6 keV. Dado que los rayos gama de 94,66 y 88,07 keV dan cuenta del 6,5% del decaimiento de este nivel, la multipolaridad de los mismos debe ser E1. Una multipolaridad M2 o E3 tendría un coeficiente de conversión interna sumamente elevado como para poder equilibrar el balance de las intensidades de las transiciones que desexcitan el nivel de 94,66 keV. Asumiendo que el nivel poblado por la transición de 88,07 keV es el miembro de spin 1/2 de la banda rotacional del estado fundamental, el spin del nivel de 94,66 keV debe ser necesariamente 1/2 o 3/2, y por lo tanto el valor máximo del spin del nivel de 212,32 keV es 5/2. El estado de 212,32 keV decae al estado de 57,15 keV por medio de una transición E1 de 155,20 keV. Asumiendo que este último es el miembro de spin 7/2 de la banda rotacional del estado fundamental, el spin del nivel de 212,32 keV queda fijado en 5/2. Dado que la transición de 117,65 keV es predominantemente M1, el spin del nivel de 94,66 keV es por lo tanto 3/2.

El nivel de 103,61 keV está poblado por una transición M1 proveniente del estado de 212,32 keV, consecuentemente la paridad

del mencionado nivel es positiva y el spin puede ser 3/2, 5/2 o 7/2. El (80 ± 8) por ciento de los niveles de 103,61 y 109,0 keV decaen al estado de 86,49 keV, y sólo (18 ± 5) por ciento puebla el nivel de 94,66 keV. La máxima intensidad que pueden tener las transiciones que desexciten estos dos niveles sin poblar el nivel de 86,49 keV es pues 15 por ciento. Por lo tanto la multipolaridad del rayo gama de 46,46 keV que desexcita el estado de 103,61 keV y puebla el miembro de spin 7/2 de la banda rotacional del estado fundamental es necesariamente E1. Cualquier otra multipolaridad tendría un coeficiente de conversión interna sumamente elevado para esta transición y por lo tanto no habría un balance equilibrado de las intensidades. El número de posibles valores del spin de este nivel ha quedado reducido a dos, 5/2 o 7/2. Si el spin fuese 5/2 este nivel hubiese posiblemente poblado el estado fundamental (I = 3/2). Ninguna transición de 103,61 keV ha sido observada en la desintegración del ^{237}Np, por lo tanto este nivel tiene probablemente un spin de 7/2.

El modo de desexcitación del nivel de 103,61 keV, poblando en primer lugar el estado de spin 5/2 y luego el de spin 3/2, es típico dentro de una misma banda rotacional. En este caso la transición "cross over" de 8,95 keV no observada experimentalmente tendría una multipolaridad E2. La probabilidad de transición correspondiente a transiciones E2 colectivas es aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que la predicha por el modelo de partícula independiente, esto hace posible la competencia con transiciones M1 que desexciten el mismo nivel. Las características del decaimiento del

nivel de 103,61 keV sugieren por lo tanto la asignación del mismo como el estado de spin 7/2 de una banda rotacional K = 3/2 basada en el nivel de 94,66 keV, siendo el estado de 86,49 keV el miembro de spin 5/2 de esta banda.

El estado de 237,91 keV se desexcita por medio de transiciones M1 y (M1 + E2) poblando los niveles de 86,49, 94,66 y 103,61 keV por lo tanto tiene un spin de 5/2. Este nivel también decae al estado fundamental por medio de un rayo gama de 237,91 keV. El nivel de 109,0 keV es posiblemente el miembro de spin 9/2 de la mencionada banda rotacional K = 3/2. Los factores de impedimento (hindrance factors) de los grupos de partículas alfa que pueblan los niveles de 86,49, 103,61 y 109,0 keV son cualitativamente consistentes con la asignación de estos niveles a una misma banda rotacional.

El nivel de 300,4 keV decae al de 86,49 keV por medio de un rayo gama de 213,92 keV de multipolaridad M1 o (M1 + E2). Los rayos gama de 191,34 y 196,81 keV desexcitan el mismo nivel poblando los estados de spin 7/2 y 9/2 respectivamente de la banda rotacional K = 3/2. La paridad del estado de 300,4 keV es pues positiva y el spin posiblemente 7/2. Este nivel puede ser interpretado como el miembro de spin 7/2 de una banda rotacional K = 5/2 basada en el estado de 237,91 keV El miembro de spin 9/2 de dicha banda podría ser el nivel de 366,1 keV. Este último puebla los niveles de spin 7/2 y 9/2 de la banda rotacional K = 3/2 por medio de rayos gama de 262,48 y 257,14 keV respectivamente. Los factores de impedimento de los grupos de partículas alfa que pueblan estos tres niveles son consistentes con esta asignación.

Rayos gama de 201,68, 131,11 y 194,91 keV, y de multipolaridad E1, pueblan los estados de spin 3/2, 5/2 y 1/2 respectivamente de la banda rotacional del estado fundamental. En el capítulo correspondiente a las mediciones de coincidencias alfa-gama se ha asumido que estos rayos gama provienen de un mismo estado de 201,68 keV; este estado tiene por lo tanto paridad positiva y spin 3/2. Un límite superior de 0,001 por ciento de la población de partículas alfa a este nivel ha sido obtenido a partir de nuestro espectro de partículas alfa.

El nivel de 279,57 keV puebla el estado de 86,49 keV por medio de un rayo gama M1 de 193,05. Rayos gama de 170,56 y 175,93 keV con intensidades del mismo orden que la del rayo de 193,05keV pueblan los niveles de spin 9/2 y 7/2 de la banda rotacional K = 3/2 respectivamente. Este nivel de 279,57 keV tiene por lo tanto paridad positiva y posiblemente un spin 7/2.

Un nivel de 169 keV con paridad positiva y spin 1/2 ha sido sugerido por Hoeckstra[24]. Dicho nivel está poblado directamente en la desintegración beta del ^{233}Th[24] y decae por medio de rayos gama de 169 y 162 keV a los estados de spin 3/2 y 1/2 respectivamente de la banda rotacional del estado fundamental. Estos rayos gama han sido también observados en nuestro espectro gama y en los espectros de coincidencia alfa-gama del ^{237}Np. Asumiendo que los mismos poseen multipolaridad E1, y que el nivel de 169 keV decae predominantemente a través de estos dos rayos gama, se ha fijado el valor de 3×10^{-2} por ciento como límite máximo de la población de partículas alfa que este estado puede recibir directamente en la desinte-

gración del ^{237}Np.

Los niveles de 201,68, 212,32 y 279,57 pertenecen a una banda rotacional K = 1/2. En la tabla 13 se comparan las relaciones entre las probabilidades reducidas de transición electromagnética considerando estos niveles como pertenecientes a bandas rotacionales con K = 3/2 y 1/2 respectivamente, con los valores experimentales de las mismas. Estos últimos valores son consistentes con la asignación del número cuántico K = 1/2 a dicha banda rotacional. Esta misma asignación ha sido hecha por Hoeckstra[24] simultáneamente con una publicación parcial de un resumen de este trabajo en el "Nuclear Chemistry Annual Report 1968" (UCRL). Este autor ha incluido el nivel de 169 keV como el miembro de spin 1/2 de dicha banda rotacional.

Finalmente, se ha asumido que los estados de 179,2 y 163,4 keV que reciben población directa de partículas alfa, son los miembros de spin 9/2 y 11/2 respectivamente de la banda rotacional del estado fundamental. El rayo gama de 106,22 keV posiblemente proviene del estado de 163 keV y decae al de 57,15 keV.

El esquema de niveles del ^{233}Pa poblados en la desintegración alfa del ^{237}Np, está por lo tanto compuesto por tres bandas rotacionales de paridad positiva y una banda rotacional de paridad negativa basada en el estado fundamental. Al estado de 237,91 keV le hemos asignado los números cuánticos 5/2 + (642). Esta asignación es consistente con el factor de impedimento 2,7 del grupo de partículas alfa que puebla este nivel. El estado de Nilsson 3/2+ (651 se lo hemos asignado al nivel de 94,66 keV, y los niveles de 86,49,

TABLA 13

Relaciones entre las probabilidades reducidas E1 de transición electromagnética en la desintegración del ^{237}Np.

	$I_i, I_f, I_{f'}$	$\frac{\lvert\langle K_i=3/2\rangle\rvert^2}{\lvert\langle K_i=3/2\rangle\rvert^2}$	$\frac{\lvert\langle K_i=1/2\rangle+b(-1)^{I_f+K_f}\langle K_f=-1/2\rangle\rvert^2}{\lvert\langle K_i=1/2\rangle+b(-1)^{I_{f'}+K_f}\langle K_f=-1/2\rangle\rvert^2}$	Valor Experim.
$\frac{B_{202}}{B_{195}}$	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$	0,8	0,19*	0,19±0,02
$\frac{B_{202}}{B_{131}}$	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	4,0	0,11**	0,14±0,02
$\frac{B_{212}}{B_{155}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2}$	2,8	0,70**	0,64±0,09
$\frac{B_{212}}{(B_{141})}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	0,87	14,5**	≥ ~8
$\frac{B_{169}}{B_{162}}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	—	2,0**	1,7 ± 0,2

( ) Rayo gama no observado experimentalmente.

* Valor asumido.

** Valor de b=0,0065, obtenido a partir de la relación experimental $\frac{B_{202}}{B_{195}}$ =0,19±0,02.

103,61 y 109,0 keV han sido considerados miembros de spin 5/2 7/2 y 9/2 respectivamente de la misma banda rotacional.

El bajo factor de impedimento, (4,4), del nivel de 86,49 keV es debido a la componente del estado favorecido 5/2 + (642) en la función de onda del mencionado nivel, originada por el acoplamiento de estas bandas rotacionales a través de la interacción de Coriolis. La intensidad de esta interacción depende de la diferencia de las energías entre los niveles no perturbados y del elemento de matriz de la interacción[30]. Este último es a su vez función de la constante rotacional $\frac{h^2}{2\tau}$, de los estados de Nilsson considerados, y del spin de los niveles interactuantes. La interacción de Coriolis acopla estados rotacionales con $\Delta K = \pm 1$ y $\Delta I = 0$[30]. La falta de población alfa directa al estado de 94,66 keV es debido a que este estado no está acoplado a la banda rotacional favorecida por tener spin 3/2.

Los niveles de 201,68, 212,32 y 279,57 keV pertenecen a una banda rotacional K = 1/2 basada en el estado de Nilsson 1/2+ (400) y acoplada al estado 1/2 + (660) a través de una interacción $\Delta N = 2$[3]. Esta interacción es significativa en un limitado rango de energía en el cual los estados de partícula independiente se encuentran muy próximos entre si[3]. Este es el caso del ^{233}Pa donde los orbitales de Nilsson 1/2 + (400) y 1/2 + (600) se cruzan efectivamente en un punto correspondiente a una deformación $\delta = 0,22$, aproximadamente la deformación del ^{233}Pa. El elemento de matriz de esta interacción ha sido calculado para ciertos casos en el trabajo original de S.G. Nilsson[3], y recientemente ha sido evaluado por Andersen[31]

utilizando un potencial más realístico de Wood Saxon.
La constante de desacoplamiento experimental de esta banda rotacional, obtenida a partir de los tres niveles mencionados, es "a" = 0,89 keV. El valor teórico de la constante de desacoplamiento de la banda rotacional 1/2 +(400) predicho por el modelo de Nilsson para una deformación $\delta \simeq 0,25$ es "a" = 0,32 keV. Esta banda rotacional también ha sido encontrada en el nucleido padre ^{237}Np, a una energía de 332,36 keV[32].

El bajo factor de impedimento del estado de 212,32 keV indica que el mismo debe hallarse fuertemente acoplado al estado favorecido de 237,91 keV. La interacción entre estos dos niveles es debida a la componente del estado 1/2 + (660) contenida en la función de onda del estado de 212,32 keV. La pequeña separación energética entre estos dos estados aumenta la intensidad de la interacción entre los mismos. Como resultado de este acoplamiento, el nivel de 212,32 keV adquiere una componente considerable del estado favorecido en su función de onda. El nivel de 201,68 keV no está acoplado a ninguno de la banda rotacional favorecida por tener spin 3/2, esto explica la baja población de partículas alfa recibida. Lo mismo puede decirse con respecto al estado de spin 1/2, de 169 keV[24]. En el capítulo siguiente se describe el cálculo de las energías así como también de las componentes de la función de onda de los estados perturbados por estas dos interacciones.

Los niveles energéticos del ^{233}Pa, poblados en la desintegración alfa del ^{237}Np, han sido pues descritos en base al modelo colectivo del núcleo, utilizando el modelo de Nilsson para los estados

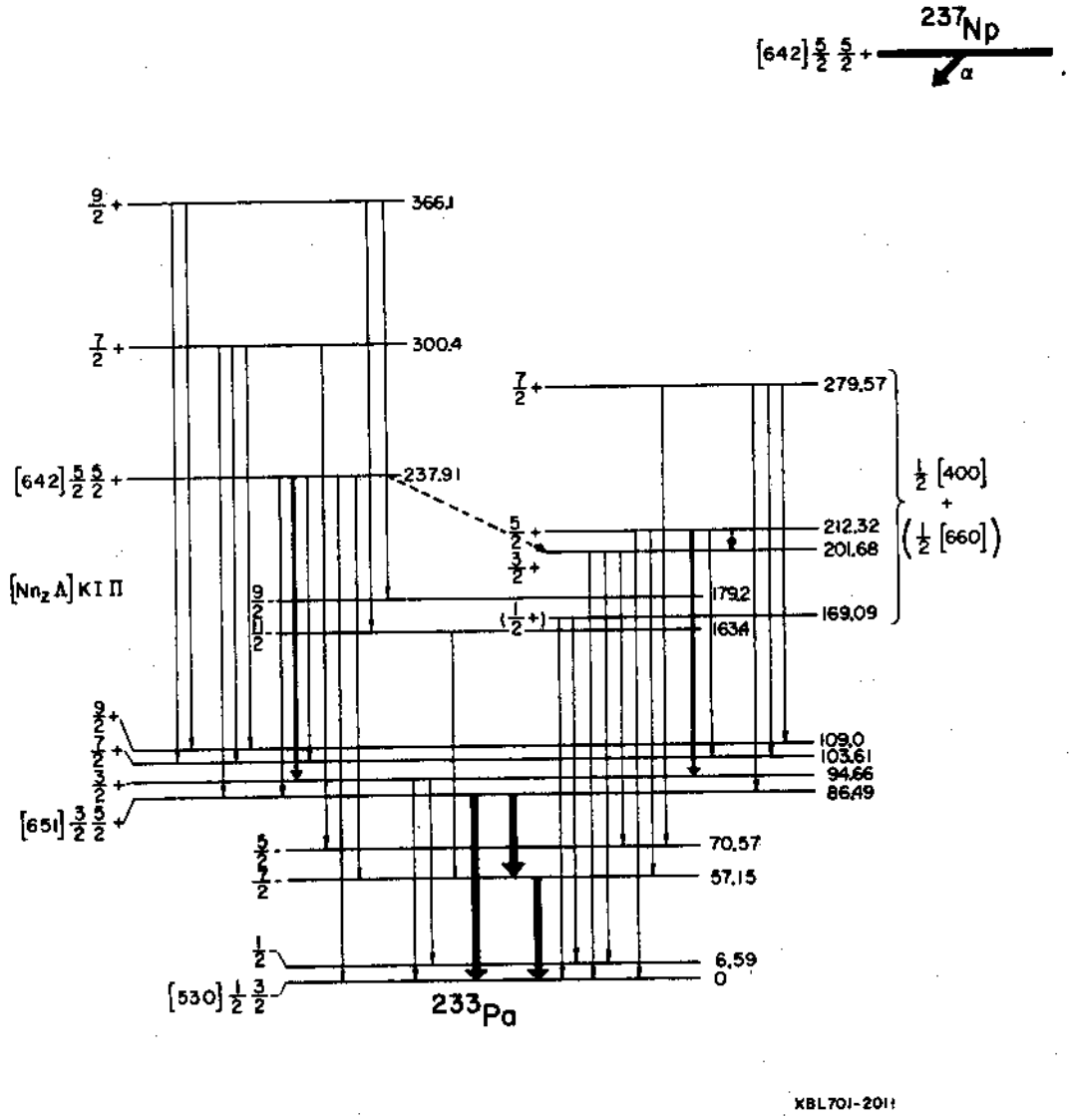

237Np
[642] 5/2 5/2 +
α
9/2 +
366.1
7/2 +
300.4
[642] 5/2 5/2 +
237.91
[Nn_z Λ] K I Π
9/2 -
11/2 -
7/2 +
279.57
5/2 +
212.32
3/2 +
201.68
179.2
(1/2 +)
169.09
163.4
1/2 [400]
+
(1/2 [660])
9/2 +
7/2 +
3/2 +
[651] 3/2 5/2 +
109.0
103.61
94.66
86.49
5/2 -
7/2 -
70.57
57.15
1/2
[530] 1/2 3/2
6.59
0
233Pa
XBL701-2011

Figura 24

de partícula independiente del 91 -ésimo protón.

10. <u>Cálculo teórico de los niveles energéticos del ^{233}Pa. Interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$.</u>

En el capítulo V se describe la teoría correspondiente al modelo colectivo del núcleo y su aplicación al caso particular de núcleos de A impar. Las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$ han sido tratadas en el mencionado capítulo. Las ecuaciones correspondientes que permiten el cálculo de las energías de los niveles perturbados así como también las funciones de onda de los mismos están también dadas en forma detallada.

Las energías de los niveles perturbados por interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$ son soluciones de las ecuaciones seculares:

$$\begin{vmatrix} E_{1/2(660)} - E & \Delta N = 2 & A_{1/2\ 3/2} & & & \\ \Delta N = 2 & E_{1/2(400)} - E & & & & \\ A_{1/2\ 3/2} & & E_{3/2(651)} - E & & & \\ & & & \ddots & & \\ & & & & A_{7/2\ 9/2} & \\ & & & A_{7/2\ 9/2} & & E_{9/2(624)} - E \end{vmatrix} = 0$$

para cada valor del spin. Donde $E_K(abc)$ son las energías de los estados no perturbados. $\Delta N = 2$ es el elemento de matriz correspondien-

te a la interacción entre los estados de Nilsson 1/2 + (400) y 1/2 + (660).

$$A_{K,K\ 1} = \frac{-h^2}{2\tau} < j,\Omega \mid j_{\pm} \mid j,\Omega+1> \sqrt{(I-K)(I+K+I)}\ (U_K U_{K+1} + V_K V_{K+1}).$$

es el elemento de matriz de la interacción de Coriolis entre los estados "K" y K+1" de spin I, siendo "K" la proyección del spin I sobre el eje de simetría del núcleo. El factor $<j,\Omega \mid j_{\pm} \mid j,\Omega+1>$ depende únicamente de los estados de Nilsson considerados. La parte correspondiente al movimiento colectivo del núcleo esta incluida en el factor $\frac{h^2}{2\tau}\sqrt{(I-K)\ (I+K+1)}$.- $(U_K U_{K+1} + V_K V_{K+1})$ es el llamado "Factor de apareamiento" y es siempre ≤ 1.

Estas ecuaciones han sido resueltas para los estados de spin 1/2, 3/2, 5/2, 7/2 y 9/2 en las computadoras CDC-6600 de este laboratorio. El programa, escrito por T. Clements (de este laboratorio), resuelve las ecuaciones seculares para cada valor del spin de los estados considerados efectuando simultáneamente un ajuste de cuadrados mínimos con los valores experimentales de las energías de los niveles. Este ajuste es realizado variando diferentes parámetros contenidos en las ecuaciones seculares. Una vez obtenido el ajuste óptimo, la computadora da los autovalores, los autovectores (diferentes coeficientes de las componentes de la función de onda) y los valores finales de los parámetros utilizados. La versatilidad de este programa es muy grande, permitiendo diversas maneras de incluir los parámetros variables en el cálculo. Se describe a continuación con un ejemplo la forma en que los datos deben ser entregados a la computadora:

$$\begin{vmatrix} E_{3/2} - E & A_{3/2\ 5/2} & \\ A_{3/2\ 5/2} & E_{5/2} - E & A_{5/2\ 7/2} \\ & A_{5/2\ 7/2} & E_{7/2} - E \end{vmatrix} = 0$$

Esta ecuación es presentada a la computadora en la siguiente forma:

$$\begin{vmatrix} E_{3/2} & & \\ A_{3/2\ 5/2} & E_{5/2} & \\ & A_{5/2\ 7/2} & E_{7/2} \end{vmatrix}$$

Dado que la matriz es simétrica sólo los términos no diagonales de un mismo lado de la diagonal son necesarios. Esta matriz es considerada en el programa como una suma de matrices parciales, en donde todos los elementos de cada una de estas matrices van multiplicados por un factor que puede ser variable en el cálculo (parámetro). Por ejemplo:

$$\begin{vmatrix} E_{3/2} & & \\ A_{3/2\ 5/2} & E_{5/2} & \\ & A_{5/2\ 7/2} & E_{7/2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} E_{3/2} & & \\ & E_{5/2} & \\ & & E_{7/2} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} & & \\ A_{3/2\ 5/2} & & \\ & A_{5/2\ 7/2} & \end{vmatrix}$$

De esta manera, todos los elementos de cada una de las matrices parciales son variados por el mismo factor. En el caso de existir una banda rotacional K= 1/2, el elemento correspondiente a esta banda rotacional posee un término adicional-a $_{1/2}\ \frac{h^2}{2\tau}\ \sqrt{(I+K)\ (I-K+1)}$ La razón de esto está dada en el capítulo V.

Los valores de las energías de los estados de cuasipartícula no perturbados están dados por:[33]

$$E_K = \sqrt{(\varepsilon_K - \lambda)^2 + \Delta^2}$$

donde $\varepsilon_{K=\Omega}$ es la energía del estado de Nilsson correspondiente.
λ es la energía del nivel de Fermi.
Δ es la mitad del espaciamiento energético entre los niveles de spin 0 y 2 de los núcleos par-par. En la zona de los núcleos pesados, $\Delta^2 \simeq 0,4$ Mev.

Los valores de las energías de todos los niveles utilizados en este cálculo han estado referidos originalmente a la energía del estado 3/2 + (651). Una vez finalizado el cálculo, las energías de los estados perturbados han sido normalizadas al valor de 86,49 keV correspondiente a la energía del miembro de spin 5/2 de la banda

rotacional 3/2+ (651). Los parámetros variables utilizados en este cálculo han sido los siguientes:

$\varepsilon_{1/2(660)}$; $\varepsilon_{1/2(400)}$; $\varepsilon_{5/2(642)}$; $\varepsilon_{7/2(633)}$; $\Delta N = 2$; $\frac{(h^2)}{2\tau}_{1/2(400)}$;

$A_{1/2\ 3/2}$; $A_{3/2\ 5/2}$ $\frac{h^2}{2\tau} \times a_{1/2(600)}$; $\frac{h^2}{2\tau} \times a_{1/2(400)}$

Los valores iniciales y finales de estos parámetros, estos últimos, correspondientes al ajuste óptimo de cuadrados mínimos, están dados en la Tabla 14. El valor de la constante rotacional utilizado para todas las bandas rotacionales, excepto la banda 1/2 +(400), es el promedio de los correspondientes a los núcleos par-par adyacentes ^{238}U y ^{236}Pu ($\frac{h^2}{2\tau}$ = 7,78 keV). Una reducción en el elemento de matriz $A_{3/2,5/2}$ es esperada como consecuencia del efecto de apareamiento del último protón, dado que el estado 5/2 +(642) es un estado de partícula, mientras que el 3/2 +(651) es un estado de valencia (hole state). En la Tabla 14 se hallan también los valores de los elementos de matriz de Coriolis y de las constantes de desacoplamiento calculados con las funciones de onda de Nilsson correspondientes a una deformación η=5,5 (δ ≈0,25).

La matriz correspondiente a los estados de spin 9/2, la cual contiene todo los parámetros utilizados en el cálculo de los niveles del ^{233}Pa es la siguiente:

$E_{1/2(660)} - \frac{h^2}{2\tau} A_{1/2\ 1/2(660)}$

ΔN $\quad E_{1/2(400)} - \frac{h^2}{2\tau} A_{1/2\ 1/2(400)}$

$A_{1/2,3/2}$ $\quad E_{3/2}$

$A_{3/2\ 5/2}$ $\quad E_{5/2}$

$A_{5/2\ 7/2}$ $\quad E_{7/2}$

$A_{7/2\ 9/2}$ $\quad E_{9/2}$

donde

$$E_{IK} = \varepsilon_K + \Delta E_{IK} \qquad (2)$$

siendo ε_K la energía del estado de cuasipartícula correspondiente y

$$\Delta E_{IK} = \frac{h^2}{2\tau} \{I(I+1) - K(K+1) + a\ (-1)^{I+1/2}\ (I+1/2) - (-1)^{K+1/2}\ (K+1/2)\ \delta_{K,1/2}\} \qquad (3)$$

la energía del estado de spin I de una banda rotacional K con respecto al estado base de spin I = K.

Los valores finales de las constantes de desacoplamiento de las bandas rotacionales no perturbadas con K= 1/2 han sido:

TABLA 14

Valores iniciales y finales de los parámetros usados en el cálculo de los niveles perturbados del ^{233}Pa.

Valor	$\varepsilon_{1/2(660)}$ (keV)	$\varepsilon_{1/2(400)}$ (keV)	$\varepsilon_{5/2(642)}$ (keV)	$\varepsilon_{7/2(633)}$ (keV)	$\Delta N=2$ (keV)	$\left(\frac{h^2}{2\tau}\right)$* (keV)	$A_{1/2,3/2}$ (keV)	$A_{3/2,5/2}$ (keV)	$\left(\frac{ah^2}{2\tau}\right)$** $(keV)^2$	$\left(\frac{ah^2}{2\tau}\right)$*** $(keV)^2$
Inicial	301	91,7	137	1.120	-62,0	7,78	-49,87	-49,32	48,80	2,20
Final	273	103	92,8	856	-33,5	6,53	-13,86	-28,41	43,40	-1,88
Teórico	—	—	—	—	-42	—	-49,87	-49,32	52,1	2,09

* Valor de la constante rotacional correspondiente a la banda rotacional 1/2(400).

** Valor correspondiente a la banda rotacional 1/2(660).

*** Valor correspondiente a la banda rotacional 1/2(400).

En los elementos de matriz de Coriolis $A_{K,K+1}$, no está incluido el factor $\{(I-K)(I+K+1)\}^{1/2}$.

Las energías ε_K están referidas al valor $\varepsilon_{3/2(651)}=0$.

$$a_{1/2(660)} = 5,58 \text{ keV}$$

$$a_{1/2(400)} = -0,29 \text{ keV}$$

Los valores teóricos predichos por el modelo de Nilsson para los núcleos con una deformación de $\eta = 5,5$ son los siguientes:

$$a_{1/2(660)} = 6,7 \text{ keV}$$

$$a_{1/2(400)} = 0,32 \text{ keV}$$

El valor de la constante $a_{1/2(660)}$ encontrado por Bunker[34] en cálculos realizados con ^{155}Gd ha sido de 5,2 keV. Recientemente Borggreen[35] ha utilizado un valor de 4,5 keV en un cálculo también con ^{155}Gd similar al realizado en este trabajo. Estas reducciones de la constante de desacoplamiento han sido necesarias en los trabajos mencionados a fin de obtener el acuerdo con los valores experimentales de las energías de los niveles perturbados.

La constante de desacoplamiento de la banda rotacional 1/2+(400 predicha por el modelo de Nilsson es muy pequeña (0,32 keV) y por lo tanto no contribuye en forma significativa en el espaciamiento energético de los niveles de esta banda rotacional. Debido a la cancelación de términos no se espera que el valor de dicha constante sea muy exacto. El elemento de matriz correspondiente a la interacción entre los estados 1/2+ (660) y 1/2+ (400) ha resultado $\Delta N = -33,5$ keV. El valor predicho por Andersen[31] para núcleos de A= 160 es $\approx$-40 keV. La reducción del elemento de matriz $A_{1/2\ 3/2}$ quizás pueda deberse a un posible acoplamiento de los estados 3/2+ (402) y 3/2+(651) a través

TABLA 15

Estados de paridad positiva en ^{233}Pa.

Valor Experimental		Valor Calculado		Componentes de la Función de Onda					
Spin	Energía (keV)	Spin	Energía (keV)	5/2(642)	3/2(651)	7/2(633)	9/2(624)	1/2(660)	1/2(400)
5/2	86,49	5/2	86,49	0,516	0,833	0	0	0,197	0,040
3/2	94,66	3/2	94,66	0	0,998	0	0	0,0637	0,019
7/2	103,61	7/2	103,61	0,624	0,770	0,092	0	0,089	0,016
9/2	109,0	9/2	109,0	0,537	0,681	0,112	0,006	0,481	0,064
1/2 ?	169,09	1/2	183,8	0	0	0	0	0,177	0,984
3/2	201,68	3/2	201,68	0	-0,027	0	0	0,117	0,993
5/2	212,32	5/2	212,32	-0,622	0,229	0	0	0,557	0,501
5/2	237,91	5/2	237,91	0,571	-0,440	0	0	0,229	0,655
7/2	279,57	7/2	279,57	-0,157	0,095	-0,029	0	0,128	0,974
7/2	300,4	7/2	300,4	0,745	-0,614	0,143	0	-0,096	0,197
9/2	366,1	9/2	366,1	0,209	-0,174	0,061	0,004	-0,128	0,952

de la interacción $\Delta N = 2$. El valor final de $A_{1/2\ 3/2}$ está no obstante dentro de límites razonables.

En el ajuste de cuadrados mínimos realizado se han utilizado todos los niveles experimentales excepto el de 169 keV, debido a la pequeña incerteza existente en el spin del mismo. El valor de la energía del estado de spin 1/2 predicho en nuestro cálculo una vez realizado el ajuste de cuadrados mínimos es de 182 keV. La desviación standard del ajuste de cuadrados mínimos ha sido 3×10^{-10}keV, esto es, las energías de los niveles experimentales han sido reproducidas exactamente con los valores finales de los parámetros dados en la Tabla 14. Las componentes de la función de onda final de cada nivel energético (autovectores) están dadas en la Tabla 15. Como puede observarse a partir de la misma, la componente del estado favorecido $5/2^+$ (642), es de 25% y 30% en los niveles de 86,49 y 212,32 keV respectivamente, esto explica la elevada probabilidad reducida de transición de los grupos de partículas alfa que pueblan estos niveles.

11. Cálculo teórico de las probabilidades reducidas de transición electromagnética.

Una forma posible de verificar la validez de las funciones de onda de los niveles perturbados es por medio de las probabilidades reducidas de transición de los rayos gama que desexcitan dichos niveles. En este caso, la comparación con los resultados experimentales ha sido realizada con los rayos gama de multipolaridad M1 que conectan los niveles perturbados. Se verá en el capítulo VI que el

operador "Momento Magnético" posee elementos de matriz no nulos para estados con $\Delta K = 0, \pm 1$. La probabilidad reducida de transición entre dos niveles está dada por lo tanto por la expresión:

$$\sqrt{B} \propto \sum_{K,K'} a_{KK'} \, b_{KK'} \, G_{KK'} \, (U_K U_{K+1} \quad V_K V_{K+1})$$

donde K puede tener los valores $K = K'$ o $K = K' + 1$

$a_{KK'}$ es la componente del estado K en el K'

$b_{KK'}$ es la componente del estado K' en el K

$G_{KK'}$ es el elemento de matriz correspondiente a una tansición M1, calculado con las funciones de onda de Nilsson.[3] La expresión matemática de tal elemento de matriz está dada en la referencia 3, y el cálculo de los mismos ha sido realizado en este trabajo con una computadora de escritorio OLIVETTI "Programma 101". El factor de apareamiento $(U_K U_{K+1} + V_K V_{K+1})$ es considerable en el caso de que K sea un estado de partícula y K' un estado de valencia (hole state). Este factor es el mismo que multiplica los elementos de matriz de Coriolis; por lo tanto los mismos factores de reducción utilizados en el cálculo de los niveles perturbados, han sido usados en la evaluación de las probabilidades reducidas de transición electromagnética . En la Tabla 16 están dados los valores de los elementos de matriz $G_{KK'}$ y los correspondientes factores de apareamiento, estos últimos obtenidos a partir de nuestro cálculo anterior de los niveles perturbados por las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$. Los valores experimentales disponibles para la comparación son los correspondientes a las relaciones entre las probabilidades reducidas de transición

TABLA 16

Elementos de matriz de partícula independiente correspondientes a transiciones M1.- Factores de reducción de los elementos de matriz de Coriolis.

Estado inicial $K\ \pi(Nn_z\Lambda)$	Estado final $K\ \pi(Nn_z\Lambda)$	Elemento de matriz $G_{KK'}$	Factor de reducción $(U_K\ U_{K+1} + V_K\ V_{K+1})$
3/2+(651)	3/2+(651)	3,407	
5/2+(642)	5/2+(642)	5,347	
7/2+(633)	7/2+(633)	7,305	
1/2+(660)	1/2+(660)	1,242	
1/2+(660)	-1/2+(660)	-9,261	
3/2+(651)	1/2+(660)	8,063	0,278
5/2+(642)	3/2+(651)	8,819	0,576
7/2+(633)	5/2+(642)	8,314	1,000
1/2+(400)	1/2+(400)	1,007	
1/2+(400)	-1/2+(400)	-0,758	

En el elemento de matriz $G_{KK'}$ no esta incluido el factor $(eh/2Mc)^2 3/16\pi$.

Los valores de losfactores giromagnéticos utilizados en el cálculo de los elementos de matriz $G_{KK'}$ han sido los siguientes:

$g_l=1$ $\qquad$ $g_s=3,35$ $\qquad$ $g_R=0,195$

Las funciones de onda de Nilsson utilizadas son las correspondientes a la deformación $\eta= 5,5$.

de los rayos gama que desexcitan un mismo nivel energético. En la Tabla 17 se comparan los valores experimentales de estas relaciones con los calculados en este trabajo. Como puede verse, el acuerdo es muy bueno. En la segunda columna de esta Tabla están indicados los valores teóricos de estas relaciones sin considerar el acoplamiento de las bandas rotacionales debido a las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$. La falta de acuerdo entre los valores teóricos dados en esta segunda columna y los valores experimentales, es en algunos casos de hasta un orden de magnitud.

12. Momentos magnéticos de estados excitados en ^{233}Pa. Predicciones teóricas y sugestiones.

El cálculo de los momentos magnéticos de núcleos muy deformados es de sumo interés como una comprobación de la validez del modelo colectivo.

El momento magnético de un núcleo deformado de A impar en un estado definido por el spin I y la proyección K del mismo sobre el eje de simetría está dado en el capítulo VI ,(fórmulas (4) y(5). En los núcleos pesados el factor giromagnético de spin (g_s) aparece generalmente reducido en un factor de aproximadamente 0,6[36]. Por lo tanto el valor utilizado es $g_{eff} = 0,6\ g_{s\ free}$. El factor g_l es igual a 1 ó 0 según se trate del movimiento de un protón o de un neutrón respectivamente

En general, el acuerdo entre los valores de los momentos magnéticos calculados a partir de las expresiones (4) y(5) y los valores experimentales es razonablemente bueno. Sin embargo, en el caso

TABLA 17

Relaciones entre las probabilidades reducidas M1 de transición electromagnética en la desintegración del ^{237}Np.

	K_i, K_f	$I_i, I_f, I_{f'}$	$\frac{\lvert < \quad > \rvert^2}{\lvert < \quad > \rvert^2}$	Valor Teórico	Valor Experimental
$\frac{B_{143}}{B_{151}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	2,33	2,40	2,0 ± 0,3
$\frac{B_{143}}{B_{134}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2}$	14,0	7,30	4,9 ± 0,7
$\frac{B_{117}}{(B_{125})}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	0,15	26,7	$\geq \sim 30$ [1]
$\frac{B_{117}}{B_{108}}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2}$	0,14	2,36	1,9 ± 0,8 [1]
$\frac{B_{214}}{B_{191}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}$	6,43	6,86	$\geq \sim 8$ [2]
$\frac{B_{214}}{B_{197}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$	1,40	1,79	1,2 ± 0,2

TABLA 17 (cont.)

[1] Valor obtenido a partir de la medición de coincidencia ($\alpha_{212} - \gamma$)

[2] Valor obtenido a partir de la medición de coincidencia ($\gamma_{30} - \gamma$)

Los valores experimentales han sido obtenidos a partir del espectro gama del ^{237}Np, excepto los correspondientes a ([1]) y ([2]).

Los valores dados en la columna número 5 han sido calculados considerando el acoplamiento entre las bandas rotacionales.

en que el estado considerado no sea un estado puro, esto es, que posea componentes de otros estados con diferentes valores del número cuántico K, el momento magnético resulta sumamente sensible al valor de tales componentes.[37,38] El cálculo de los momentos magnéticos de este tipo de estados energéticos y su comparación con valores experimentales,constituye por lo tanto una comprobación de la validez de las funciones de onda asignadas a los mismos. Este sería el caso del ^{233}Pa en donde las funciones de onda de ciertos estados de paridad positiva poseen impurezas de hasta 40%.

Los estados de 86,49, 212,32 y 237,91 keV están fuertemente acoplados, por lo tanto, es de esperar que los momentos magnéticos de los mismos estén afectados por este acoplamiento. El cálculo de los momentos magnéticos de estos estados teniendo en cuenta las impurezas contenidas en las funciones de onda, ha sido efectuado utilizando las formulas matemáticas dadas en el capítulo VI. Las funciones de onda "impuras" usadas en el cálculo han sido las obtenidas a partir de el cálculo de los niveles energéticos perturbados por las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$. Los valores de los coeficientes giromagnéticos han sido:

$$g_R = 0{,}195; \qquad g_s = 0{,}6 \quad g_{s\,free} = 3{,}35; \qquad g_l = 1$$

El valor del momento magnético de estos tres estados fue calculado con las funciones de onda de Nilsson correspondientes a las deformaciones η=4, 5, 6 en las computadoras CDC-6600 de este laboratorio. Los resultados obtenidos están dados en los gráficos de las Figs. 25

26 y 27. Estas curvas muestran la variación del momento magnético de cada estado en función de la deformación del núcleo, para un mismo valor de las componentes de la función de onda total. Dado que dichas componentes fueron calculadas utilizando las funciones de onda de Nilsson correspondientes a la deformación nuclear η =5,5 (item 10), los únicos valores de los momentos magnéticos comparables con los resultados experimentales serían los correspondientes a dicha deformación. En los gráficos están indicados los valores de los momentos magnéticos de estados con funciones de onda "puras" esto es, con un solo valor del número cuántico K. Como puede verse a partir del gráfico de la Fig. 25, el momento magnético del estado de 86,49 keV calculado con la función de onda "impura" (con todas las componentes) difiere del calculado con las funciones de onda "puras" correspondientes a K= 5/2 y K= 3/2 en factores de 1,7 y 3,5 respectivamente.

Dado el acuerdo excelente entre los valores experimentales y los calculados teóricamente de las relaciones entre las probabilidades reducidas de transición electromagnética de multipolaridad M1, un acuerdo similar se esperaría entre los momentos magnéticos experimentales y los calculados teóricamente incluyendo la influencia del acoplamiento entre las bandas rotacionales; puesto que ambos resultados están directamente relacionados con el valor de expectación del operador "Momento magnético". Desafortunadamente hasta el momento no existen valores experimentales de dichos momentos magnéticos en ^{233}Pa. La medición del momento magnético del estado de 86,49 keV sería posible en principio a partir de la correlación

angular perturbada por un campo magnético entre los rayos gama en cascada de 151,31 y 86,49 keV. Un valor experimental del momento magnético de ese estado sería sumamente valioso, y serviría como una comprobación más de la interpretación dada en este trabajo a los estados de paridad positiva del ^{233}Pa poblados en la desintegración alfa del ^{237}Np.

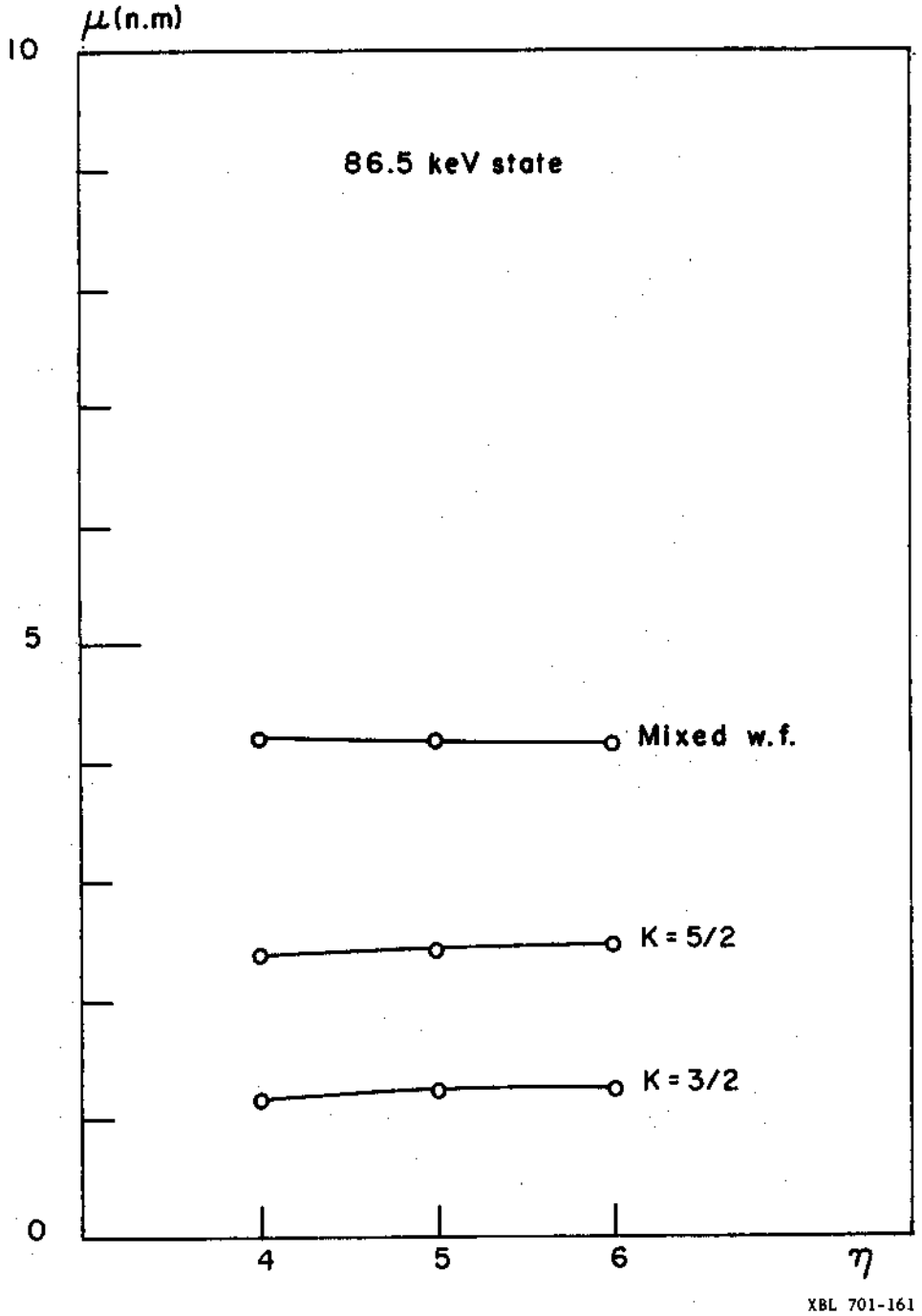


Figura 25

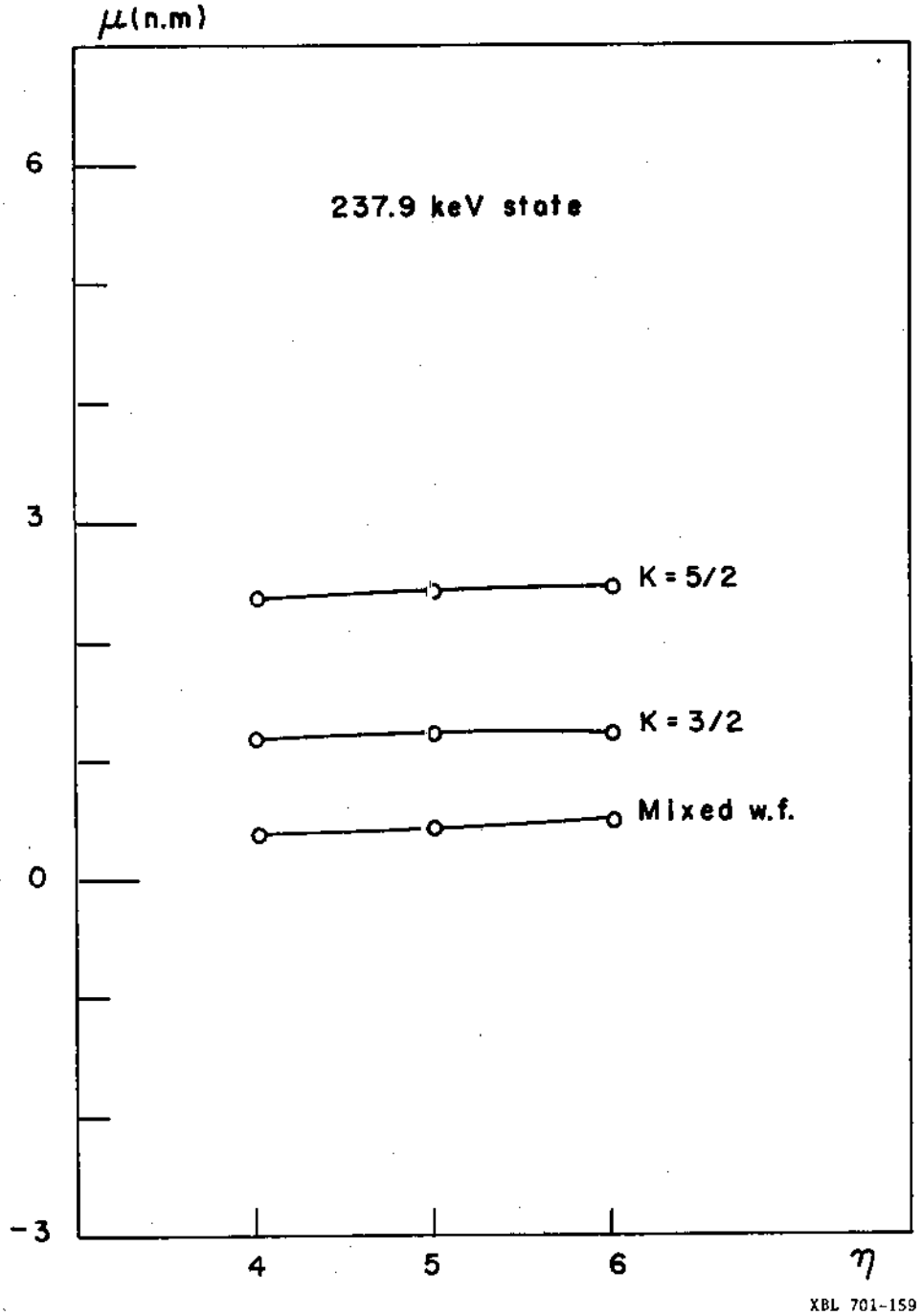


Figura 26

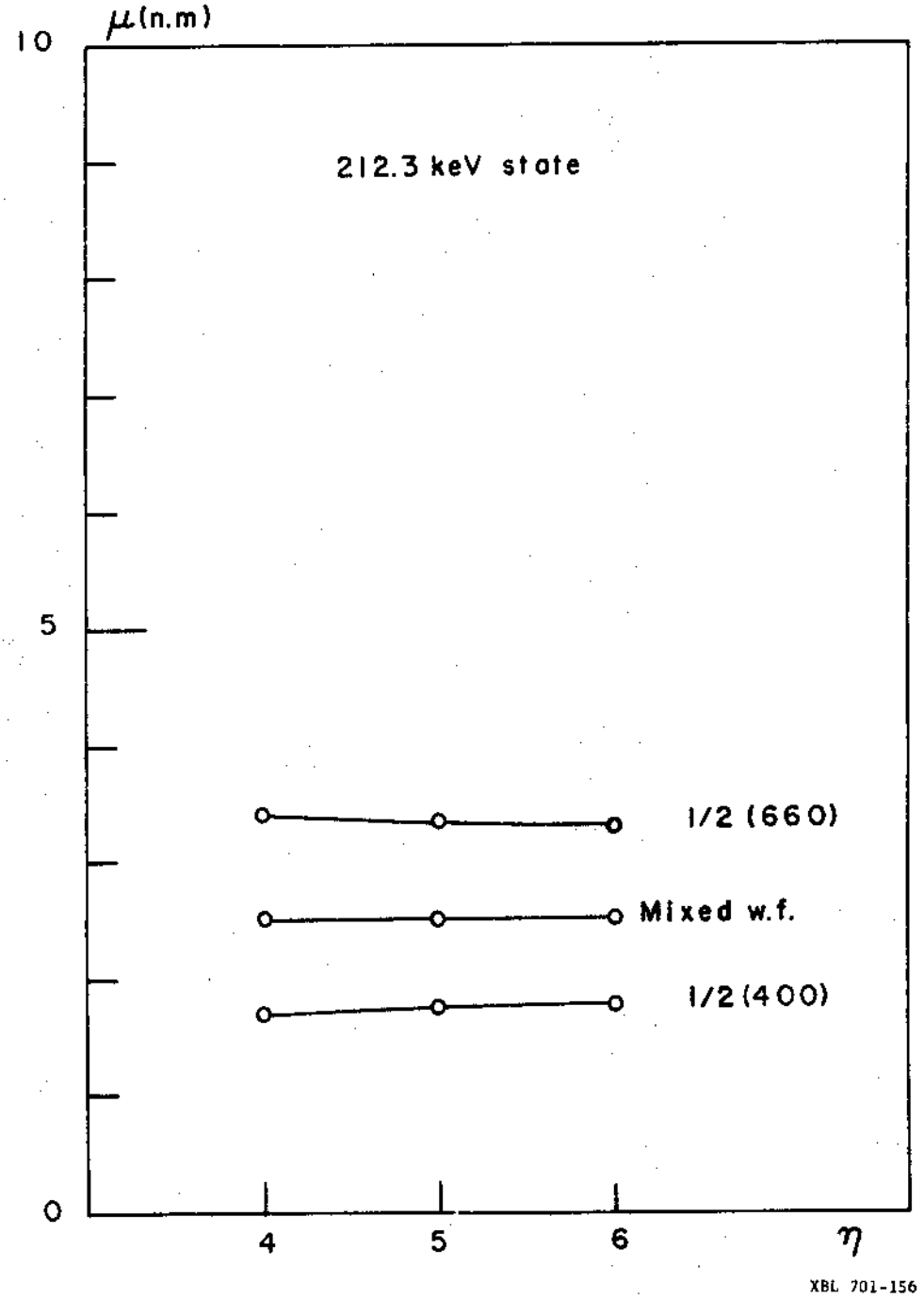


Figura 27

CAPITULO III

A) Desintegración alfa del ^{235}Np.

1 Introducción.

El ^{235}Np fue descubierto por James, Florin, Hopkins y Ghiorso[3] bombardeando blancos de uranio de diferente composición isotópica con deuterones de 20Mev. El isótopo ^{235}U del blanco ha sido establecido como el responsable de la producción de ^{235}Np a partir de la reacción ^{235}U (d, 2n) ^{235}Np. La vida media del ^{235}Np, determinada por James, Ghiorso y Orth[40] es de (410± 10) días. Este isótopo se desintegra por captura electrónica al ^{235}U y una fracción muy pequeña de (1,23 ± 0,10) x 10^{-5} por emisión de partículas alfa[41] al ^{231}Pa. La desintegración alfa del ^{235}Np suministra información sobre los niveles energeticos del ^{231}Pa.

La medición del espectro alfa es sumamente difícil debido al bajo número de eventos. Sin embargo, Gindler y Engelkemeir[42] han logrado una cierta resolución energética utilizando cámaras de ionización. Estos autores confirmaron la existencia de rayos gama de 26 y 84 keV, y rayos K-X del ^{231}Pa de baja intensidad.[42] Los rayos gama son originados en un nivel metaestable de 37 microsegs.[43] de vida media y 84 keV de energía, poblado directamente por un grupo favorecido de partículas alfa. La interpretación[1] de este nivel como el estado de Nilsson 5/2 5/2 +(642) es consistente con el bajo factor de impedimento de la transición alfa que lo puebla,[42] dado que el estado fundamental del nucleido padre ^{235}Np posee los mismos

números cuánticos de Nilsson.[2]

El spin 3/2 del estado fundamental del ^{231}Pa ha sido medido experimentalmente[44] e interpretado por Stephens[1] como miembro de una banda rotacional K= 1/2 de paridad negativa. El estado de 58,5 keV ha sido considerado el nivel de spin 7/2 de la misma banda rotacional por Hollander[45]. Este último le ha asignado el orbital de Nilsson 1/2 -(530) a dicha banda. Un nivel de 166 keV observado en la desintegración beta del ^{231}Th ha sido interpretado como el estado de Nilsson 3/2 3/2 + (651)[1,2], y el nivel de 176 keV[42] poblado en la desintegración alfa del ^{235}Np ha sido considerado por Marshall[46] como el miembro de spin 5/2 de la misma banda rotacional.

En el estudio de los niveles energéticos del ^{233}Pa realizado en este trabajo (Capítulo I) se han interpretado los estados de paridad positiva como pertenecientes a bandas rotacionales sumamente distorsionadas por las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$. Dado que los mismos estados de partícula independiente están disponibles en el diagrama de Nilsson tanto para el ^{233}Pa como para el ^{231}Pa, cierta similitud es esperada en el esquema de niveles de ambos nucleidos, y por lo tanto es muy posible que los números cuánticos de Nilsson previamente asignados a los estados de paridad positiva del ^{231}Pa no sean los correctos, como ocurriera con el ^{233}Pa (Capítulo I).

La disponibilidad de detectores semiconductores de buena resolución energética ha permitido determinar la existencia de nuevos niveles de 102,2, 103 y 113 keV poblados en la desintegración alfa del ^{235}Np. El nivel de 84,2 keV ha sido interpretado en este

estudio como miembro de spin 5/2 de la banda rotacional 3/2+ (651) basada en el estado de 102,2 keV. Los estados de 103 y 113 keV han sido considerados miembros de spin 7/2 y 9/2 respectivamente de la misma banda rotacional. La distorsión de la misma es debido al fuerte acoplamiento con la banda rotacional 5/2 +(642), basada en el estado de 183,4 keV.

2. Espectroscopía Alfa

El espectro alfa del ^{235}Np ha sido medido con un detector de Au-Si de 6 mm de diámetro y con una geometría de detección de 3,5 por ciento. La resolución energética obtenida en el espectro ha sido de 14,5 keV (FWHM). Coincidencias entre partículas alfa y electrones de conversión interna han sido eliminadas con la aplicación de un campo magnético a la fuente. Este efecto habría introducido dificultades en la medición de los grupos de partículas alfa de baja intensidad situados dentro del rango energético de 5,015 a 5,100 Mev. En esta zona son esperados picos debidos a coincidencias entre los grupos principales de partículas alfa y los electrones de conversión interna correspondientes a las transiciones de 84,2 y 58,5 keV. La calibración de la escala de energías ha sido realizada con ^{240}Pu y con el ^{237}Np contenido en la fuente como impureza. Los puntos intermedios han sido interpolados con un generado de pulsos de mercurio. Todas las energías utilizadas en nuestra calibración son relativas a los valores de 4,781 meV para α_{86} del $^{237}Np^{47}$ y 5,159 Mev para el grupo alfa más intenso del $^{240}Pu^{48}$.

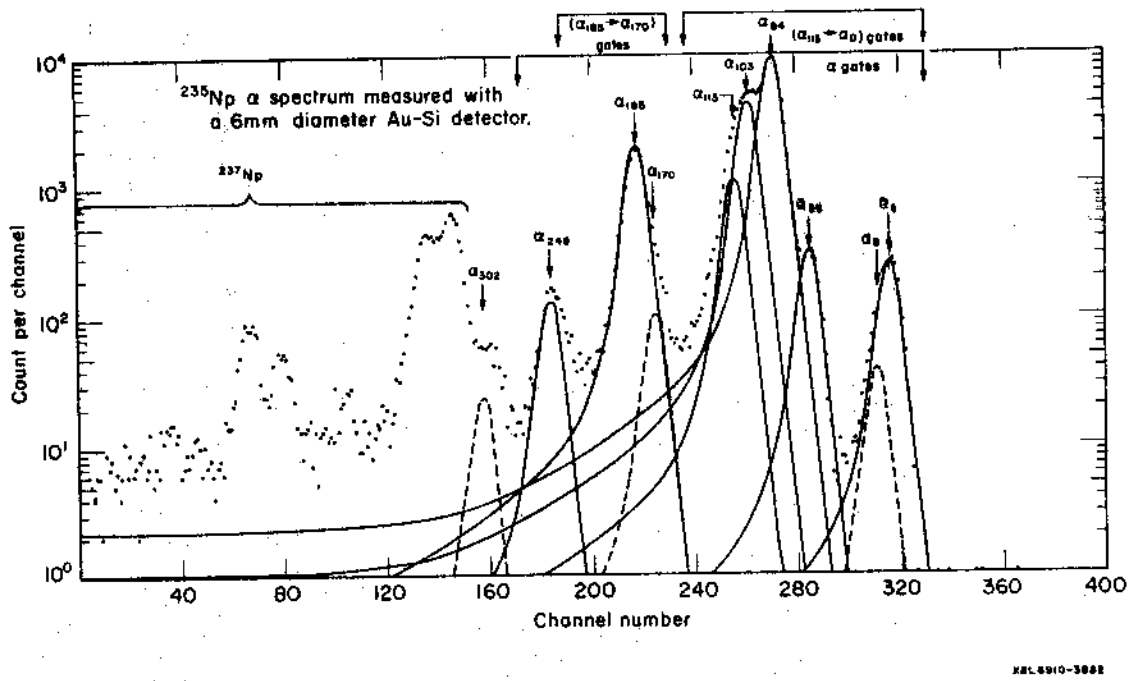


Figura 28

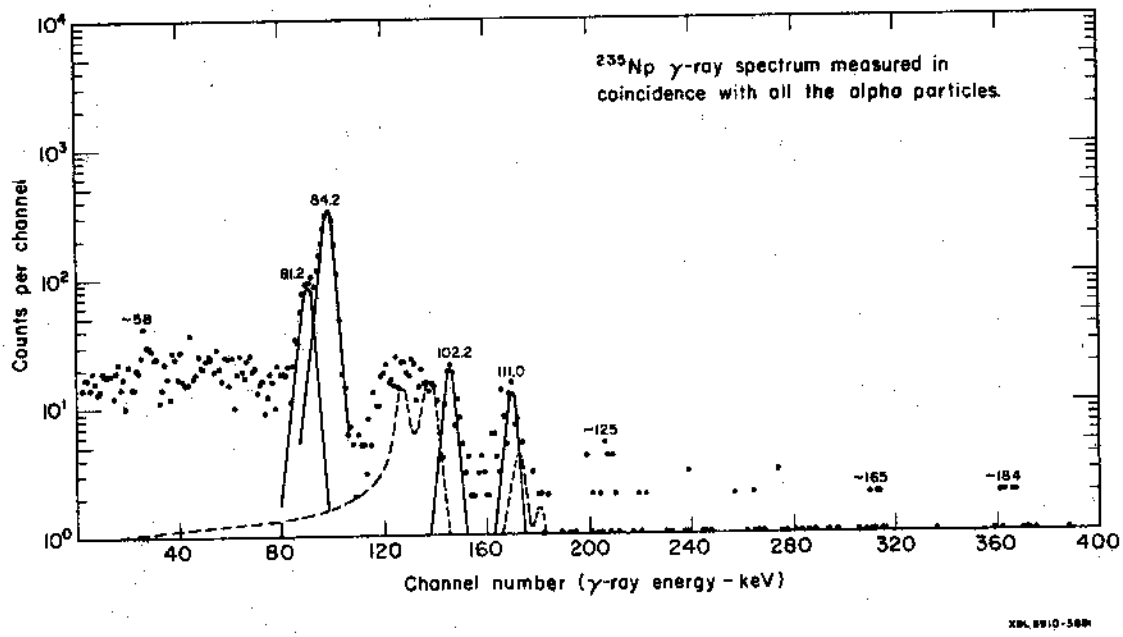


Figura 29

3. Mediciones de Coincidencias Alfa-Gama.

El estudio de la radiación gama emitida en la desintegración alfa del ^{235}Np presenta cierta dificultad debido a los intensos rayos K-X del U provenientes de la captura electrónica. En un espectro gama, estas radiaciones enmascararían posibles rayos gama de baja energía emitidos en la desintegración alfa del ^{235}Np. En un experimento de coincidencias, la principal contribución al espectro de coincidencias accidentales proviene de estos rayos K-X.

El espectro gama en coincidencia con todas las partículas alfa del ^{235}Np, con ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$) y con ($\alpha_{185} \rightarrow \alpha_{170}$) respectivamente, fue medido con una resolución de 2 keV (FWHM) para rayos gama de 84 keV. El espectro alfa total y la porción de dicho espectro utilizada en las coincidencias han sido acumulados en un analizador de altura de pulsos de 400 canales durante cada medición, controlando de esta manera cualquier variación de la ganancia electrónica del canal alfa. Las porciones del espectro alfa utilizadas están indicadas en la Fig. 28. La curva correspondiente al circuito de coincidencias rápidas (2τ = 80 nano segs.) ("prompt curve") así como la eficiencia del circuito en función de la energía de los rayos gama, fueron determinados con una fuente de ^{249}Cf. La eficiencia absoluta (eficiencia intrínseca + geometría de detección) fotoeléctrica del detector de Ge(Li) en función de la energía de los rayos gama, ha sido medida con fuentes radiactivas de intensidad conocida sumistradas por la "Agencia Internacional de Energía Atómica" (IAEA) en Viena. El espectro de coincidencias accidentales fue medido retardando 10 micro segs. el canal gama e intro-

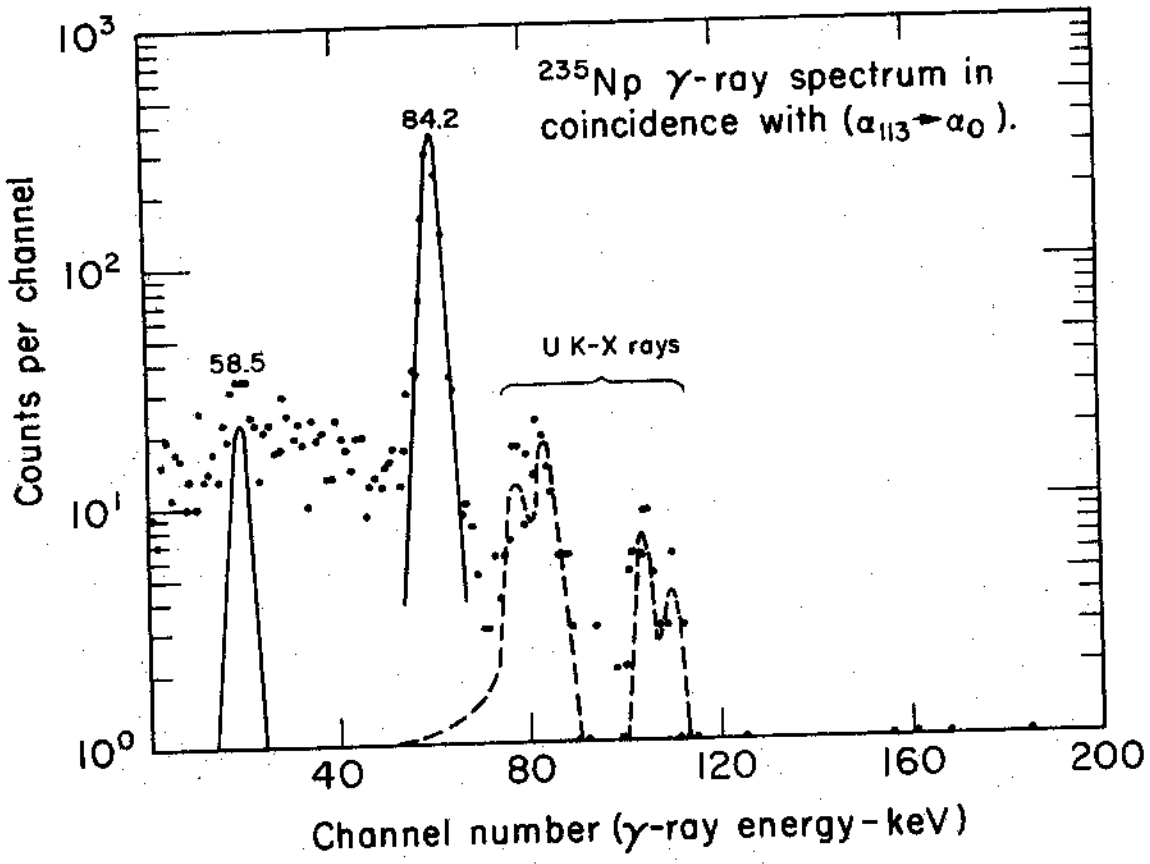


Figura 30

XBL6910-3880

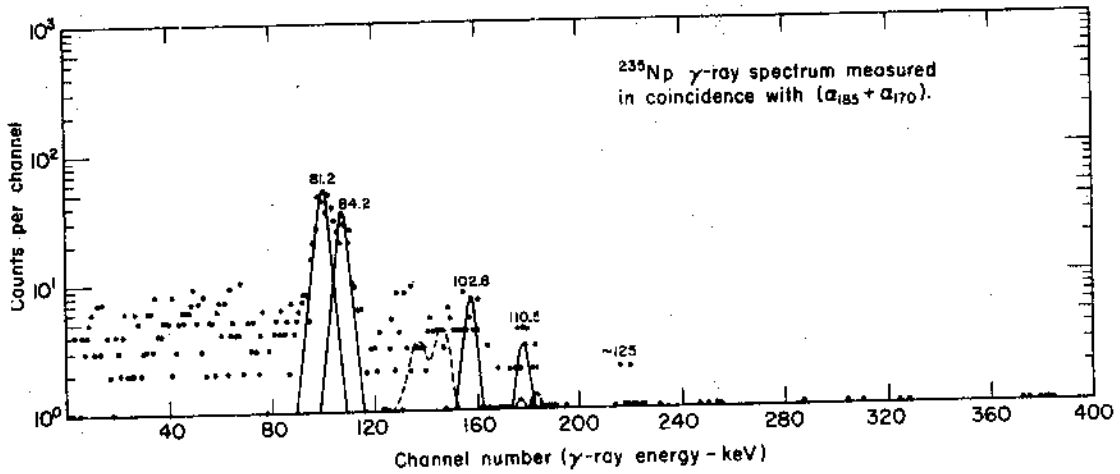


Figura 31

duciendo un generador de pulsos de frecuencia conocida en el canal alfa. Los espectros de coincidencias están mostrados en las Figs. 29, 30, 31. El espectro de coincidencias accidentales está dibujado en línea punteada. Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama están dadas en las Tablas 18, 19, y 20.

4. RESULTADO DE LAS MEDICIONES.

1) Espectro Alfa.

Diez grupos de partículas alfa han sido resueltos a partir de un análisis gráfico del espectro. Los grupos de 5,097 (α_0), 5,014 (α_{84}), 4,915 (α_{185}) y 4,852(α_{249}) Mev han sido previamente observados por Engelkemeir.[42] La energía de α_0 concuerda con la dada en la referencia 42, sin embargo la intensidad del grupo no resuelto ($\alpha_0 + \alpha_8$) es aproximadamente dos veces menor. Tal discrepancia es probablemente debida a los electrones de conversión interna en coincidencia con partículas alfa, pues este efecto no había sido totalmente eliminado en el trabajo de Engelkemeir.[42] Un grupo de partículas alfa de 5,089 Mev y aproximadamente 0,2% de intensidad ha sido obtenido después de sustraer gráficamente el grupo α_0 del espectro. El pico correspondiente a 5,014 Mev ha sido resuelto en tres grupos de 4,986, 4,996 y 5,014 Mev de energía respectivamente. La suma de las intensidades de estos tres grupos es consistente con la intensidad del grupo alfa de 5,015 Mev dada en la referencia 42. Un nuevo grupo de 5,040 Mev (α_{58}) ha sido observado en esta medición. Esta transición no había sido detectada anteriormente.

TABLA 21

Energías, abundancias y factores de impedimento de los grupos de partículas alfa emitidos por el ^{235}Np.

Energía (Mev)	Estado excitado (keV)	Abundancia (%)	Factor de Impedimento
5,097 ± 0,003	0	1,5 ± 0,2	$5,2 \times 10^2$
5,089 ± 0,003	8	≈0,2	$3,5 \times 10^3$
5,040 ± 0,002	58	1,8 ± 0,3	$1,9 \times 10^2$
5,014 ± 0,002	84	53 ± 10	4,3
4,996 ± 0,004	103	24 }± 8	7
4,986 ± 0,004	113	6	2,4 x 10
4,930 ± 0,006	170	≈0,6	1×10^2
4,915 ± 0,002	185	11,5 ± 0,3	4,3
4,852 ± 0,003	249	0,7 ± 0,1	2,6 x 10
4,800 ± 0,007	302	≈0,1	7,2 x 10

Todas las energías están referidas al valor de 4,781 MeV dado por Kondrat'ev para el grupo α_{86} del ^{237}Np.

Las intensidades de los grupos de 4,915 (α_{185}) y 4,852 (α_{249}) Mev concuerdan con las dadas por Engelkemeir [42], sin embargo nuestras energías son aproximadamente 10 keV inferiores. La contribución del grupo α_0 del ^{237}Np en el pico de 4,852 meV ha sido sustraida gráficamente a fin de evaluar la intensidad de este último, para lo cual se ha medido el espectro alfa del ^{237}Np con una fuente muy delgada y bajo las mismas condiciones experimentales de la medición del espectro alfa del ^{235}Np. Finalmente, dos grupos de existencia dudosa han sido encontrados. Uno de 4,930 (α_{170}) y el otro de 4,800 (α_{302})Me Este último fue observado después de haber sustraido gráficamente la contribución del ^{237}Np en este rango de energías. Nuestro espectro alfa está mostrado en la Fig. 28. Las energías, abundancias y factores de impedimento están dados en la Tabla 21. El cálculo de estos últimos ha sido efectuado en forma análoga al realizado en el ^{237}Np.

2) <u>Experimentos de Coincidencias Alfa-Gama</u>.

Dos rayos gama de 58,5 y 84,2 keV respectivamente han sido observados en coincidencia con ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$). El rayo gama de 84,2 keV está originado en un estado de la misma energía, poblado directamente por un intenso grupo de partículas alfa.[42] En todas nuestras mediciones, las intensidades de estos dos rayos gama han sido corregidas por la fracción (46%) de los decaimientos del nivel de 37 micro segs. que no se realizan dentro del tiempo de resolución del circuito de coincidencias. Asumiendo que todos los grupos de partículas alfa seleccionados en esta medición, ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$), excepto ($\alpha_{58} \rightarrow \alpha_0$), pueblan estados que decaen a través del nivel de 84,2 keV; la in-

TABLA 18

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{235}Np en coincidencia con todas las partículas alfa.

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,4	0,8 ± 0,2
81,2 ± 0,3	1,5 ± 0,1
84,2 ± 0,2	8,6 ± 0,6
102,2 ± 0,4	0,30 ± 0,06
110,4 ± 0,4	0,20 ± 0,05
125 ± 1	0,07 ± 0,03
165 ± 1	0,05 ± 0,03
184 ± 1	0,04 ± 0,03

Las intensidades están dadas por cada partícula alfa.

tensidad del rayo gama de 84,2 keV por cada evento que puebla ese nivel, resultó ser (8,4± 0,6)%

El rayo gama de 58,5 keV está originado en un estado de la misma energía. Este estado está intensamente poblado por una transición E1 de 25,7 keV proveniente del nivel de 84,2 keV.[45] En este trabajo se ha podido detectar un grupo de partículas alfa (α_{58}) que puebla directamente el nivel de 58,5 keV. La intensidad de $\gamma_{58,5}$ por cada partícula alfa perteneciente al grupo ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$) es (1,0± 0,3)%. Por lo tanto,asumiendo que este estado decae únicamente al estado fundamental, el coeficiente de conversión interna de dicha transición resulta sumamente elevado y consecuentemente la transición de 58,5 keV está convertida casi por completo. Este resultado es consistente con la multipolaridad E2 de la misma determinada por otros autores [45,49,50] a partir de la desintegración del ^{231}Th.

En el espectro gama en coincidencia con ($\alpha_{185} \rightarrow \alpha_{170}$) se han observado rayos gama de 81,2, 84,2, 102,8, 110,4 y un rayo de intensidad muy baja de 125 keV. La suma 102,8 + 81,2 = 184 keV coincide con la energía del estado de 185 keV, esta última obtenida a partir del espectro alfa. Este hecho indica la existencia de posibles estados energéticos de 102,8 y/o 81,2 keV.Los rayos gama de 102,8 y 81,2 keV no han sido observados en coincidencia con ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$), por lo tanto, estos estados posibles no reciben población directa de partículas alfa ni son poblados a través de estados con energías menores o iguales a 113 keV. Límites superiores de 0,015 y 0,1 por ciento por cada partícula alfa ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$) han sido determinados para las intensidades de $\gamma_{102,8}$ y $\gamma_{81,2}$ respectiva-

TABLA 19

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{235}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,951→ 5,097) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,4	1,0 ± 0,3
84,2 ± 0,2	8,4 ± 0,6

Las intensidades están dadas por cada partícula α_{84}.

TABLA 20

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{235}Np en coincidencia con el grupo alfa (4,858 →4,937) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
81,2 ± 0,3	11 ± 2
84,2 ± 0,2	8 ± 1
≈103	1,2 ± 0,4
≈110	0,8 ± 0,3
≈125	0,3 ± 0,3

Las intensidades están dadas por cada partícula alfa (4,858 →4,937) MeV.

mente en coincidencia con ($\alpha_{113} \rightarrow \alpha_0$).

La intensidad del rayo gama de 84,2 keV en coincidencia ($\alpha_{185} \rightarrow \alpha_{170}$) muestra que por lo menos 80 por ciento del nivel de 185 keV decae a través del estado de 84,2 keV. Una transición M1 de 81,2 keV ha sido previamente observada en la desintegración beta del ^{231}Th por Stephens[45] y por Holtz[50]. Asumiendo que el rayo gama de 81,2 keV observado en la desintegración alfa del ^{235}Np es el mismo que el detectado en la desintegración del ^{231}Th, la intensidad de la transición de 81,2 keV por cada partícula ($\alpha_{185} \rightarrow \alpha_{170}$) es (98± 13)% en la desintegración del ^{235}Np. Por lo tanto esta transición debe poblar un estado que decae predominantemente a través del rayo gama de 84,2 keV. Tal estado es probablemente el nivel de 102,8 keV.

En coincidencia con($\alpha_{185} \rightarrow \alpha_{170}$) no han sido observados rayos gama de 90 y 174 keV. Este hecho es de suma importancia, como será visto en el esquema de desintegración del ^{231}Th.

5. Esquema de desintegración del ^{235}Np. - Discusión.

El esquema de desintegración alfa del ^{235}Np basado en los resultados experimentales obtenidos en este trabajo y en los de la Ref. 42, está mostrado en la Fig. 32.Las abundancias de los distintos grupos de partículas alfa que pueblan los niveles del ^{231}Pa están indicadas en este esquema de desintegración.

El decaimiento del nivel de 58,5 keV ha sido previamente observado en la desintegración beta del ^{231}Th[45,49,50] y en la captura electrónica del ^{231}U.[45] Newton[51] ha mostrado que este nivel puede

ser observado por medio de excitación culombiana del ^{231}Pa. En este trabajo ha sido detectado un rayo gama de 58,5 keV altamente convertido, que posiblemente desexcita ese nivel. El rayo gama de 25,7 keV que puebla el nivel de 58,5 keV a partir del estado de 84,2 keV ha sido previamente detectado en la desintegración alfa del ^{235}Np por Engelkemeir.[42]

El estado de aproximadamente 8 keV poblado por el grupo α_8, es probablemente el miembro de spin 1/2 de la banda rotacional del estado fundamental. Una energía más exacta para este estado es 9,3 keV, obtenida a partir de la desintegración beta del ^{231}Th. Se verá también más adelante en la sección correspondiente a la desintegración beta del ^{231}Th, que la energía del estado de spin 5/2 de esta banda es 77,8 keV. Con estos valores de las energías de los estados de spin 1/2, 5/2 y 7/2, y utilizando la fórmula dada en el capítulo correspondiente al ^{237}Np (Pag.); los valores de la constante de desacoplamiento y de la constante rotacional de esta banda han resultado ser -1,46 keV y 6,56 keV respectivamente, usando un valor de B= -0,01 keV, obtenido a partir de los nucleidos par-par adyacentes ^{236}Pu y ^{234}U. Las energías de los estados de spin 9/2 y 11/2 predichas en este cálculo han sido de 194,8 y 162 keV respectivamente. El nivel de aproximadamente 170 keV poblado por el grupo α_{170} podría ser el miembro de spin 11/2 de esta banda rotacional. Análogamente a lo que ocurre con el estado correspondiente en la desintegración alfa del ^{237}Np, la abundancia del grupo de partículas alfa que puebla este estado es aproximadamente tres veces mayor que la predicha teóricamente por Poggenburg.[21]

No ha sido observada población de partículas alfa al nivel de spin 5/2 de la banda rotacional del estado fundamental, pero en el caso de que hubiese existido alguna, fácilmente hubiera sido enmascarada por el intenso grupo de partículas alfa que puebla el estado de 84,2 keV. Este último ha sido interpretado por Stephens[1] como el estado 5/2 5/2 + (642) de Nilsson. Esta asignación era consistente con el bajo factor de impedimento (3,3) de la transición alfa que puebla el mencionado nivel.[42] Sin embargo en nuestro espectro alfa hemos observado que tanto el estado de 84 keV como el de 185 keV reciben transiciones alfa favorecidas con un factor de impedimento de 4,3.

El nivel de 102,2 keV no recibe población alfa directa, pero está poblado a través del estado de 183,4 keV por medio de la transición de 81,2 keV. Ochenta por ciento de este estado decae al nivel de 84,2 y una pequeña fracción va directamente al estado fundamental por medio del rayo gama de 102,2 keV. Este último ha sido también observado en la desintegración beta del ^{231}Th en este trabajo y anteriormente por Holtz,[52] quien le ha asignado una multipolaridad E1.[50] Por lo tanto el nivel de 102,2 keV tiene paridad positiva. La ausencia de población alfa directa a este nivel indica que el mismo no contiene una componente significativa del estado favorecido. La asignación del spin 3/2 a este nivel sería consistente con este hecho, pues para estar acoplado a la banda rotacional favorecida necesitaría tener un spin de por lo menos 5/2. Este nivel es posiblemente el estado de Nilsson 3/2 3/2+(651) y los niveles de 94,2, 103 y 113 keV son probablemente los miembros de spin

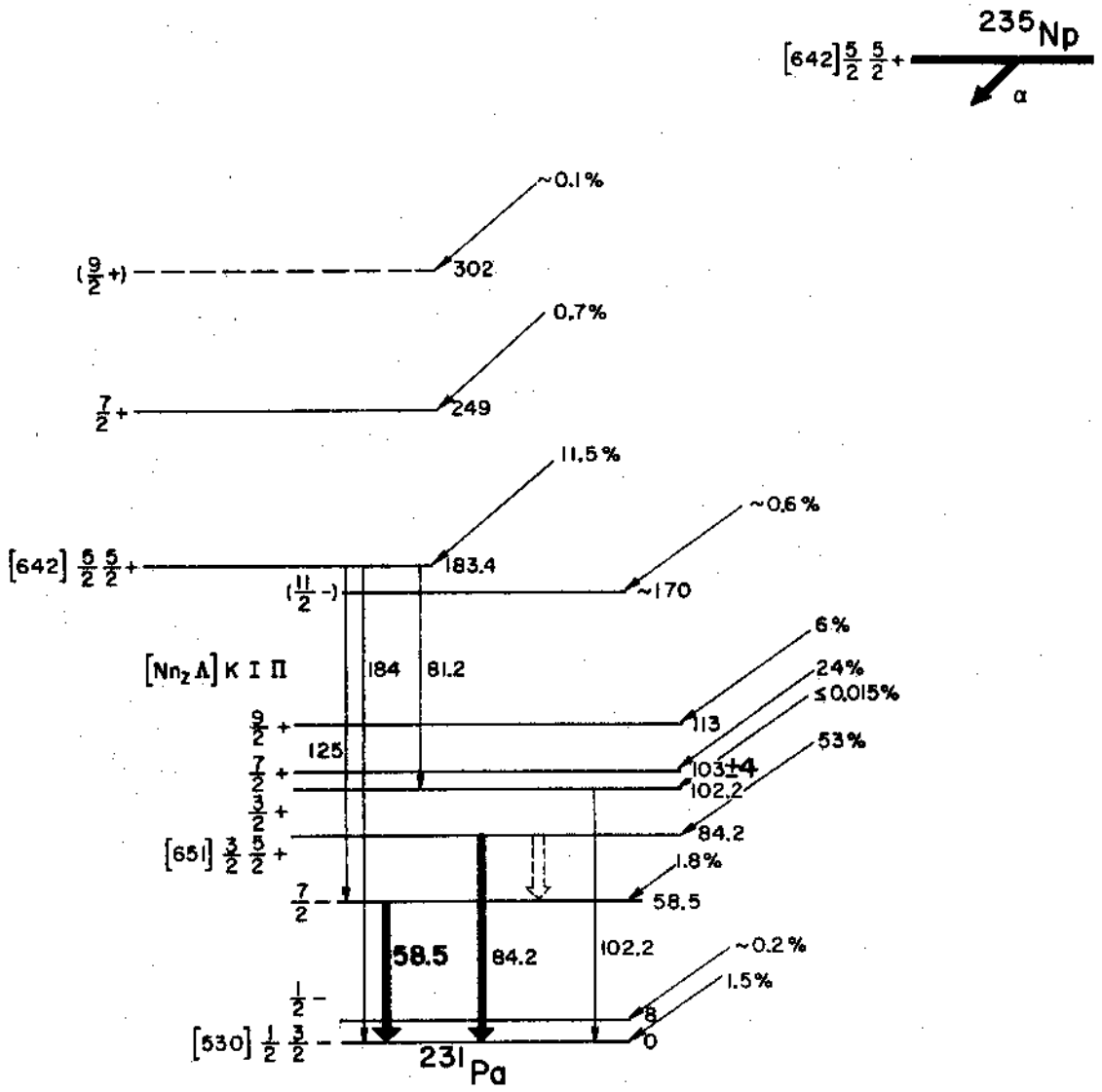

235Np
[642] 5/2 5/2 +
α
~0.1%
(9/2 +)
302
0.7%
7/2 +
249
11.5%
~0.6%
[642] 5/2 5/2 +
183.4
(11/2 -)
~170
6%
[Nn_z Λ] K I Π
184
81.2
24%
≤0.015%
9/2 +
113
125
53%
7/2 +
103±4
102.2
3/2 +
84.2
[651] 3/2 3/2 +
1.8%
7/2 -
58.5
58.5
84.2
102.2
~0.2%
1.5%
1/2 -
8
[530] 1/2 3/2 -
0
231Pa
XBL701-2010

Figure 32

5/2, 7/2 y 9/2 respectivamente de la misma banda rotacional.

Al estado de 183,4 keV le hemos asignado los ñumeros cuánticos de Nilsson 5/2 5/2 + (642) y el nivel de 249 keV ha sido considerado como el miembro de spin 7/2 de la misma banda rotacional, en este caso, la banda rotacional favorecida en la desintegración alfa del ^{235}Np. El nivel de existencia dudosa de aproximadamente 302 keV podría ser el miembro de spin 9/2 de esta banda.

El espaciamiento energético anómalo, la inversión de los niveles de spin 3/2 5/2 y 7/2 y la elevada población de partículas alfa recibida por los miembros de spin 5/2, 7/2 y 9/2 de la banda 3/2 + (651) es debido al acoplamiento con las bandas rotacionales 5/2 + (642) y 1/2 + (660).

Esta interpretación del esquema de niveles del ^{231}Pa poblados en la desintegración beta del ^{231}Th había sido anteriormente sugerida por Hoeckstra,[24] basado únicamente en la similitud entre los niveles del ^{231}Pa y ^{233}Pa.

La gran perturbación de los niveles energéticos de la banda rotacional 3/2 + (651) debida a este acoplamiento ha sido también observada en el ^{233}Pa en este trabajo

B) <u>Desintegración beta del ^{231}Th</u>.

1. <u>Introducción.</u>

El ^{231}Th es un emisor beta de 25,6 horas de vida media y puede ser producido por bombardeo de ^{230}Th con neutrones. El estudio de los electrones de conversión interna y de la radiación gama que

acompañan la desintegración del ^{231}Th ha sido realizado por Hollander[45] y por Baranov[49] con espectrómetros magnéticos, cristales de ioduro de sodio y contadores proporcionales respectivamente. Estos dos autores han dado esquemas de niveles muy similares del ^{231}Pa en la región energética inferior a 110 keV asignando los mismos estados de Nilsson a tales niveles.

Recientemente Holtz[52] ha medido el espectro gama de este isótopo con alta resolución energética con un detector de Ge(Li) y también el espectro de electrones de conversión interna con un espectrómetro magnético.[50] La alta resolución energética de estas mediciones ha permitido a este último elaborar un esquema de niveles del ^{231}Pa más completo que los anteriores.[52]

Si bien la energía de los niveles del ^{231}Pa había sido determinada con mucha exactitud por Holtz,[52] aun no existía suficiente información experimental como para poder realizar una interpretación de los mismos basada en algun modelo nuclear. Poco antes de ser finalizado este trabajo, Hoeckstra y Wapstra[24] han presentado una posible interpretación de los niveles del ^{231}Pa poblados en la desintegración del ^{231}Th basada en la similitud existente entre los niveles del ^{233}Pa y ^{231}Pa. El estado de 84,2 keV es interpretado como el miembro de spin 5/2 de la banda rotacional 3/2 + (651) basada en el nivel de 102,2 keV. La falta de una estructura rotacional en esta banda es debido al fuerte acoplamiento con la banda 5/2+ (642) basada en el estado de 183,4 keV.

Las características del decaimiento de estos estados de paridad positiva deducidas a partir de nuestros resultados experimentales,

los cálculos teóricos de las energías de los niveles perturbados por la interacción de Coriolis y las probabilidades de transición electromagnética presentadas en este trabajo, confirman la interpretación dada por Hoeckstra y Wapstra.

Una banda rotacional de paridad negativa basada en el orbital de Nilsson 5/2-(523) ha sido también observada experimentalmente en este estudio.

2. Espectroscopía Gama

Dos mediciones del espectro gama del ^{231}Th han sido realizadas

Experimento N° 1

El espectro gama fue medido con un detector de Ge(Li) de muy alta resolución energética (670 ev (FWHM) para rayos gama de 90 keV). El detector fue acoplado a un preamplificador sensible a la carga con un FET(field effect transistor) enfriado con nitrógeno líquido a -150°, y éste a un amplificador de alto contaje. La ganancia electrónica del sistema fue estabilizada con un "Estabilizador Digital". El espectro fue acumulado en un analizador multicanal de altura de pulsos SCIPP-Victoreen, de 4.096 canales, y la información experimental fue depositada en cinta magnética.

Experimento N° 2

Este experimento fue realizado a fin de determinar las energías e intensidades de los rayos gama de energía superior a 200 keV. Una hojuela de Pt de 0,006" de espesor fue colocada entre el detector y la fuente radiactiva a fin de absorber la intensa radiación

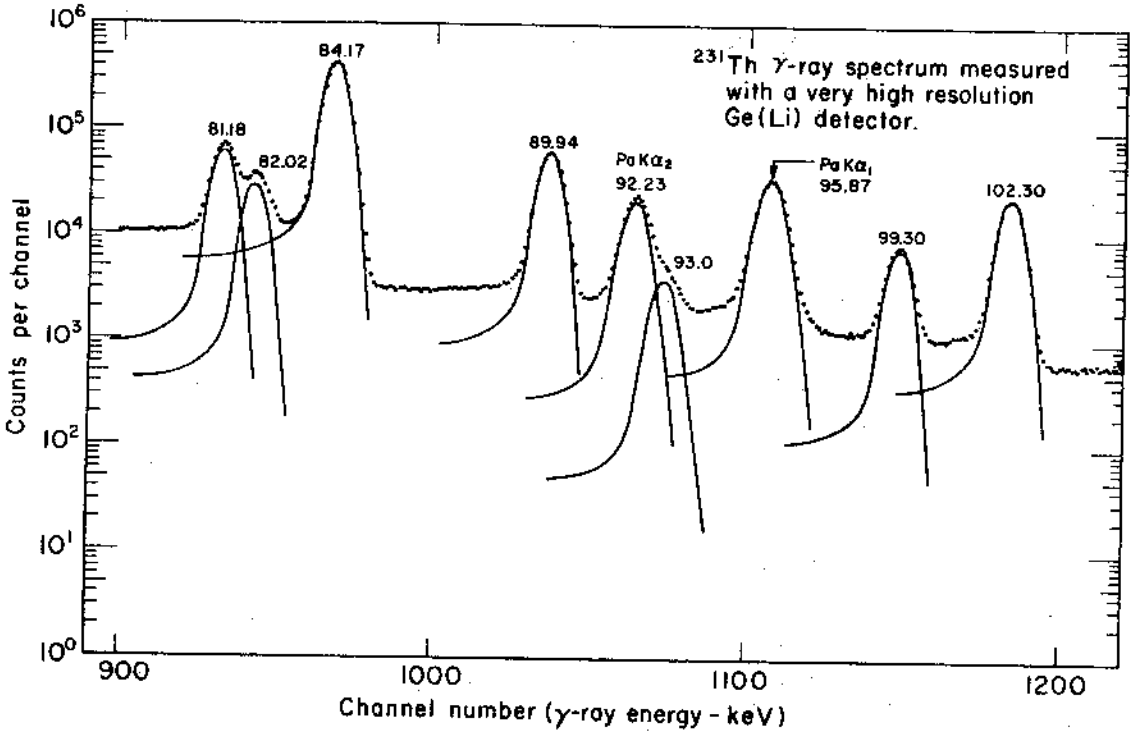


Figura 33-b

XBL6910-3883

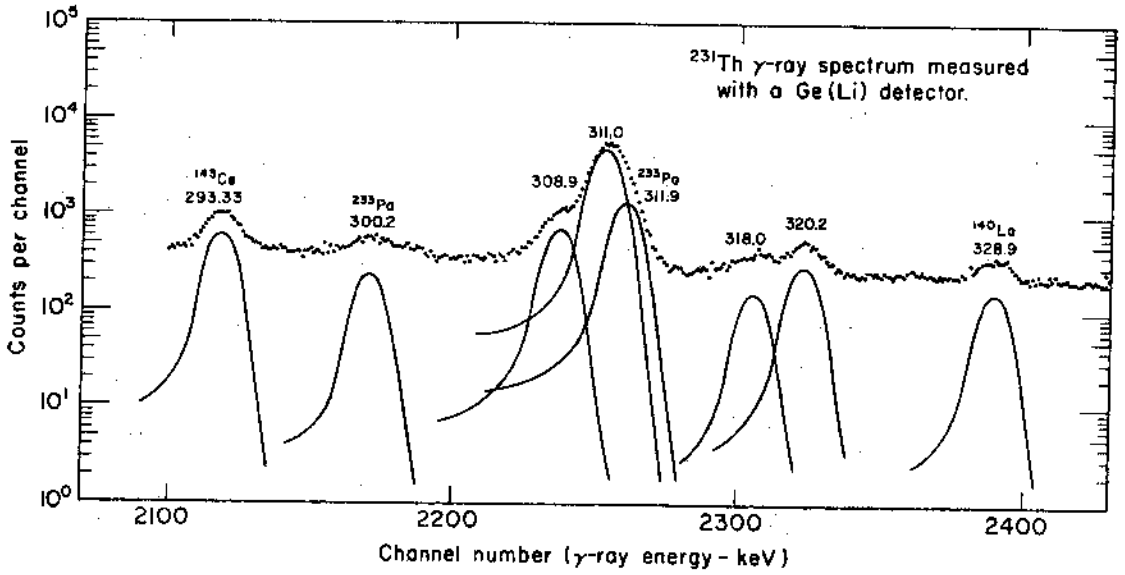


Figura 34

XBL6910-3884

Espectro Gama del ^{231}Th

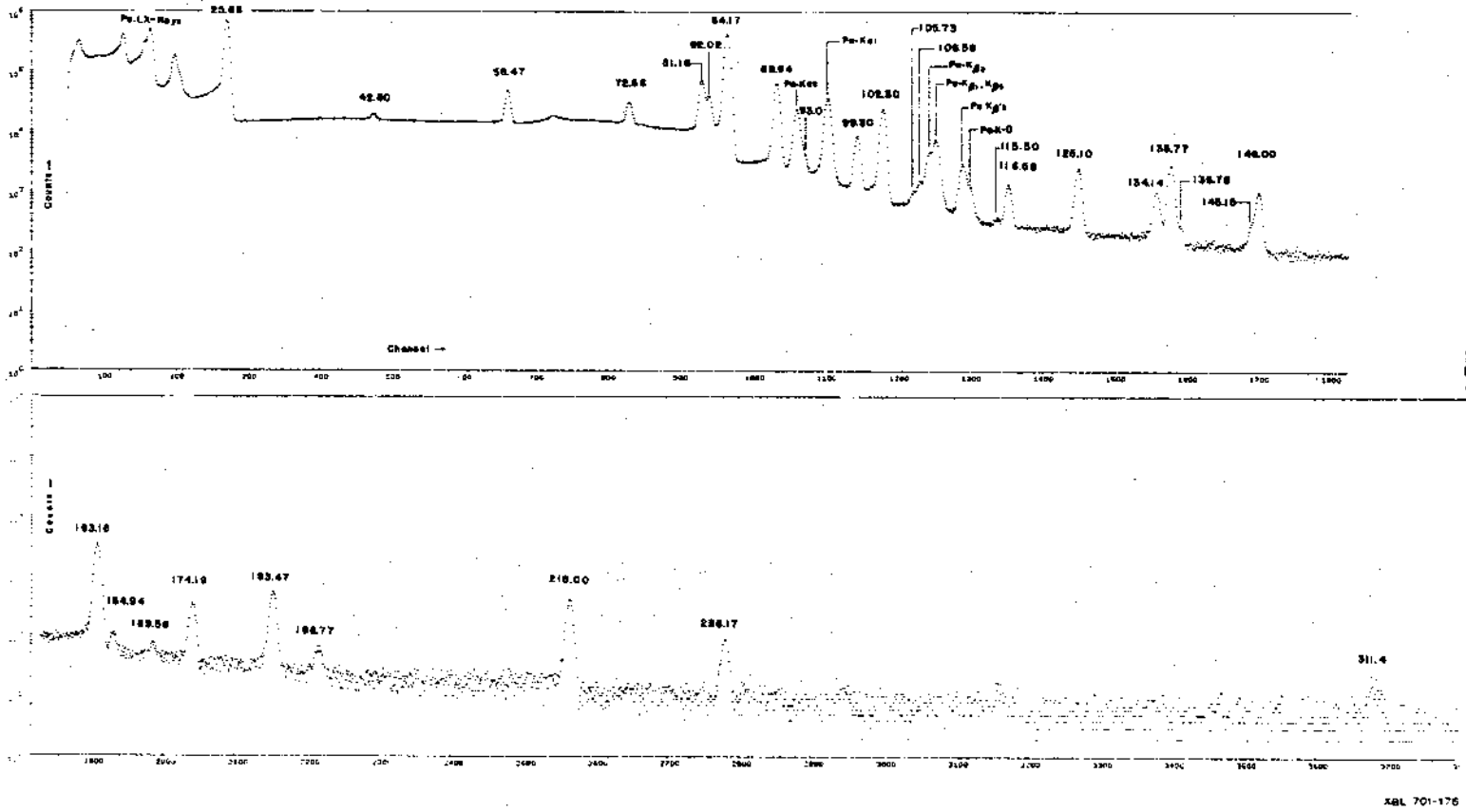


Figura 33-a

gama de baja energía. Cada espectro fue acumulado durante intervalos de 6 horas y la información fue transferida a cinta magnética. Este procedimiento fue utilizado a los efectos de seguir el decaimiento radiactivo de cada rayo gama y poder determinar la vida media de los mismos. Una vez determinadas las mencionadas vidas medias, los espectros fueron sumados en la computadora. El espectro "suma" mostrado en la Fig. 34 fue utilizado en la evaluación de las energías y las intensidades de los rayos gama de alta energía.

3. Mediciones de Coincidencias Gama-Gama.

El propósito de este experimento ha sido determinar las energías y las intensidades de los rayos gama en coincidencia con otros rayos gama. El equipo utilizado ha consistido en un sistema bidimensional de 1600 x 1600 canales acoplado a dos detectores de Ge(Li). El espectro de coincidencias accidentales ha sido obtenido retardando 10 micro segs. los pulsos de uno de los canales gama. La eficiencia relativa de uno de los detectores fue medida en función de la energía de los rayos gama con la fuente de ^{231}Th colocada en el colimador "antiCompton" y utilizando las intensidades relativas de los rayos gama determinadas en nuestros experimentos anteriores. Esto fue necesario debido a que el tamaño de la fuente radiactiva era algo mayor que el círculo central del colimador "antiCompton" y por lo tanto los rayos gama eran absorbidos parcialmente. La eficiencia absoluta del detector fue obtenida normalizando un punto de la curva de calibración de la eficiencia relativa a un valor obtenido a partir de la intensidad absoluta del rayo gama de 84,2 keV

TABLA 22

Energías e intensidades relativas de los rayos gama emitidos por el ^{231}Th.

Energía (keV)	Intensidad (%)	Energía (keV)	Intensidad (%)
25,65	202 ± 20	145,15 ± 0,30	0,012 ± 0,003
42,80 ± 0,06	0,87 ± 0,10	146,00 ± 0,07	0,58 ± 0,06
58,47 ± 0,05	7,2 ± 0,7	163,16 ± 0,06	2,6 ± 0,3
72,66 ± 0,06	4,0 ± 0,4	164,94 ± 0,10	0,06 ± 0,03
81,18 ± 0,05	14,2 ± 1,4	169,58 ± 0,10	0,03 ± 0,01
82,02 ± 0,06	7,2 ± 0,7	174,19 ± 0,08	0,31 ± 0,03
84,17	100	183,47 ± 0,07	0,57 ± 0,06
89,94 ± 0,05	15,3 ± 1,5	188,77 ± 0,20	0,08 ± 0,01
93,0 ± 0,1	0,50 ± 0,05	218,00 ± 0,07	0,67 ± 0,07
99,30 ± 0,05	2,1 ± 0,2	236,17 ± 0,07	0,18 ± 0,07
102,30 ± 0,05	6,7 ± 0,7	240,4 ± 0,2	0,0050± 0,0005
105,73 ± 0,10	0,14 ± 0,02	242,6 ± 0,1	0,0130± 0,0006
106,58 ± 0,10	0,34 ± 0,04	249,8 ± 0,3	0,010 ± 0,002
115,5 ± 0,2	0,04 ± 0,01	250,5 ± 0,3	0,011 ± 0,002
116,91 ± 0,05	0,39 ± 0,04	267,80 ± 0,07	0,0230± 0,0006
125,10 ± 0,05	0,95 ± 0,09	308,9 ± 0,3	0,008 ± 0,001
134,14 ± 0,08	0,42 ± 0,05	311,0 ± 0,1	0,054 ± 0,003
135,77 ± 0,06	1,3 ± 0,1	318,0 ± 0,4	0,0020± 0,0002
136,78 ± 0,20	0,09 ± 0,03	320,2 ± 0,3	0,0035± 0,0003

Las energías están referidas a los valores de 25,65 y 84,17 keV dadas por

en la desintegración alfa del ^{235}Np, esta intensidad es (8.6 ± 0,4)%. La normalización fue efectuada en el ^{231}Th utilizando la intensidad de $\gamma_{84,2}$ en coincidencia con el rayo gama de 163 keV.

4. RESULTADO DE LAS MEDICIONES.

a) Espectroscopía Gama.

Experimento Nº 1.

El espectro gama medido en este experimento está dado en la Fig. 33-a. La alta resolución del mismo nos ha permitido resolver un rayo gama de 93 keV observado por primera vez en la desintegración beta del ^{231}Th (Fig.33-b). La contribución de la línea $K\alpha_1$ del Th en la intensidad de γ_{93} debida a autoexcitación del Th contenido en la fuente es prácticamente nula. Esta estimación ha sido obtenida a partir del límite superior fijado para la intensidad de la línea $K\beta_3$ del Th en nuestro espectro. El rayo gama de 93 keV está originado en el nivel de 102,27 keV y decae a un estado de 9,3 keV, como será visto más adelante.

Experimento Nº 2.

La asignación de rayos gama de energía superior a 200 keV como pertenecientes al ^{231}Th ha sido fundamentada en la vida media de los mismos. La asignación de los rayos gama de 240, 318 y 320 keV al ^{231}Th es objetable debido a que decaen con una vida media algo diferente a 25,5 horas, la vida media del ^{231}Th. Sin embargo estos rayos gama tienen una intensidad tan baja que los errores experimentales en tales intensidades podrían ser responsables del mencionado

desacuerdo. Los rayos gama de 309 y 311 decaen con la vida media del ^{231}Th. Un rayo gama de aproximadamente 310 keV había sido detectado anteriormente por Baranov.[49]

Los rayos gama correspondientes al ^{233}Pa, ^{143}Ce y ^{140}La observados en nuestro espectro, indican que estos elementos no han sido separados por completo en la purificación química de la fuente radiactiva.

Nuestras mejores energías e intensidadaes relativas de los rayos gama del ^{231}Th obtenidas a partir de estos dos experimentos están dadas en la Tabla 22. Las energías están referidas al valor de 84,17 keV para el rayo gama γ_{84}. Este valor ha sido previamente obtenido en mediciones de alta resolución energética de electrones de conversión interna.[45]

b) Mediciones de Coincidencias Gama-Gama.

1) Espectro gama en coincidencia con $\gamma_{84,2}$.

El espectro gama en coincidencia con $\gamma_{84,2}$ está mostrado en la Fig. 35. Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama por cada $\gamma_{84,2}$ están dadas en la Tabla 23.

Un intenso rayo gama de 81,2 keV ha sido observado en este espectro. Las relaciones entre las intensidades de los rayos gama de 72,7, 82,1, 89,9, 116,8, 134, 135,6, 145,8, 163,1, 217,8 y 236,2 keV y el rayo gama de 81,2 keV son las mismas en este espectro de coincidencias que en el espectro gama del ^{231}Th, dentro de los errores experimentales. Por lo tanto estos rayos gama decaen totalmente a través del estado de 84,2 keV. Se ha asumido que los rayos gama de 81,2 82,1 y 99 keV están originados en un nivel de 183,4 keV

TABLA 23

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{84}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,1	0,040± 0,008
63,8 ± 0,2	0,06 ± 0,01
72,7 ± 0,1	0,5 ± 0,1
81,2 ± 0,2	1,4 ± 0,1
82,1 ± 0,2	0,71 ± 0,07
89,9 ± 0,1	1,5 ± 0,1
99,3 ± 0,2	0,20 ± 0,03
116,8 ± 0,1	0,04 ± 0,01
134,0 ± 0,2	0,04 ± 0,01
135,6 ± 0,2	0,13 ± 0,02
145,8 ± 0,1	0,05 ± 0,01
163,1 ± 0,1	0,23 ± 0,03
217,8 ± 0,1	0,06 ± 0,02
236,2 ± 0,2	0,010± 0,003

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{84}.

y pueblan los estados de 102,2, 101,4 y 84,2 keV respectivamente.

El rayo gama de 183,4 keV observado en nuestro espectro gama del ^{231}Th corresponde posiblemente a la transición "cross over" al nivel fundamental. Los rayos γ_{163} y γ_{146} determinan un nivel de 247 keV, este nivel decae al estado de 183,4 keV por medio del rayo gama de 63,8 keV observado en este experimento de coincidencias. Los rayos gama de 89,9 y 72,7 desexcitan un nivel de 174,1 keV. El rayo gama de 174,11 keV observado en nuestro espectro gama del ^{231}Th corresponde a la transición "cross over" al estado fundamental. Esta asignación ha sido previamente hecha por Holtz.[52]

Los rayos gama de 134 y 116,8 keV fijan un nivel de 218 keV, poblando los estados de 84,2 y 101,4 keV respectivamente. Un estado de 111,5 keV está indicado por los rayos gama de 106,8 y 135,6 keV éstos desexcitan los estados de 218 y 247 keV respectivamente. Finalmente, los rayos gama de 218 y 236 keV posiblemente decaen de un nivel de 320 keV poblando los estados de 102,2 y 84,2 keV respectivamente.

2) <u>Espectro gama en coincidencia con γ_{163}</u>.

El espectro gama en coincidencia con γ_{163} está mostrado en la Fig. 35-a. La Tabla 24 contiene las energías y las intensidades relativas de los rayos gama observados en este espectro. Estas intensidades están normalizadas al valor de 8,4% para el rayo gama de 84,2 keV. El rayo gama de 163,0 keV fue utilizado en esta medición debido a la pequeña contribución Compton proveniente de rayos gama de energía superior a 163 keV en el pico fotoeléctrico de este último.

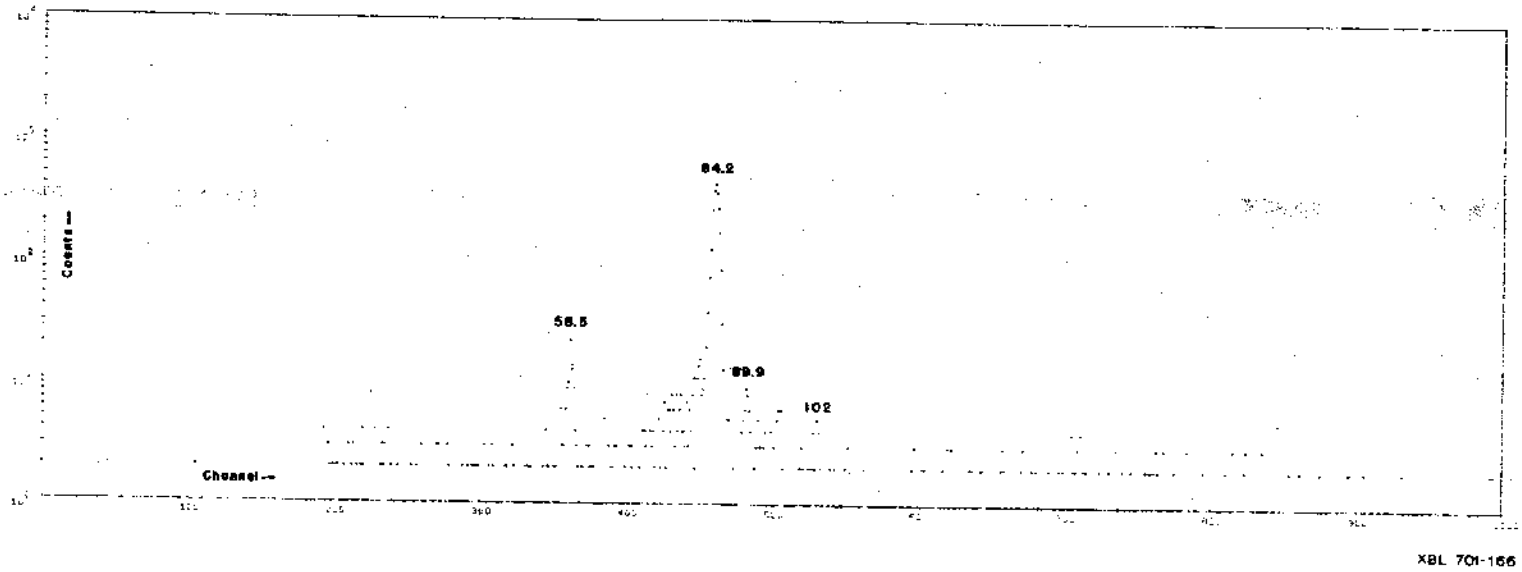


Figura 35-a

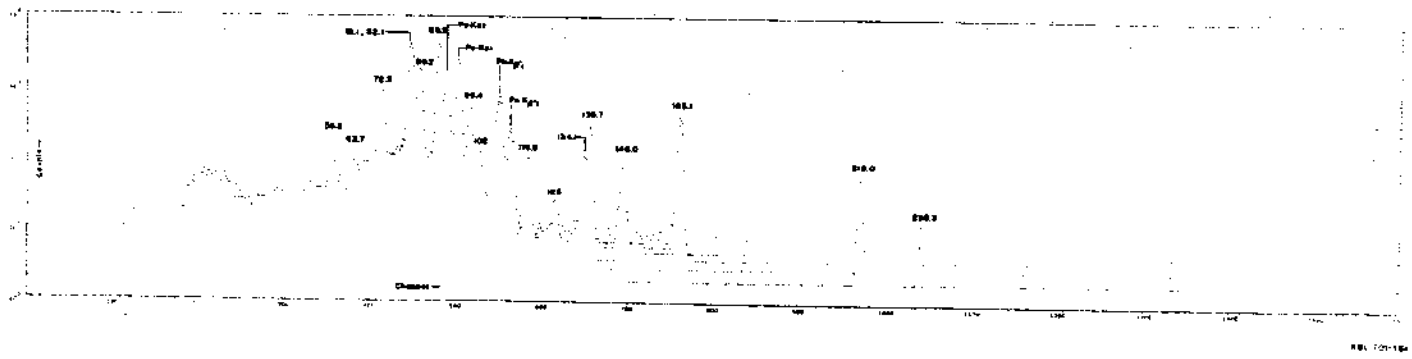


Figura 35

TABLA 24

Energías e intensidades relativas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{163}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,2	0,8 ± 0,2
84,2 ± 0,1	8,4

Las intensidades están normalizadas al valor de 8,4% para γ_{84}.

TABLA 25

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{218}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
84,2 ± 0,1	8,2 ± 0,5
≈ 93	0,48 ± 0,14
102,2 ± 0,1	3,8 ± 0,3

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{218}.

3) Espectro gama en coincidencia con γ_{218}.

Rayos gama de 84,2, 102,2 y 93 keV, con intensidades de(8,2±0,5) (3,8± 0,3)% y ≃ 0,5% fueron observados en esta medición . Por lo tanto (98 ± 7)% del estado de de 102,2 keV se desexcita a través del rayo gama de 84,2 keV. El espectro de coincidencia está mostrado en la Fig. 36 y las energías e intensidades absolutas están dadas en la tabla 25.

4) Espectro gama en coincidencia con $(\gamma_{81,2} + \gamma_{82,1})$.

El espectro gama en coincidencia con $(\gamma_{81,2} + \gamma_{82,1})$ está mostrado en la Fig. 37. Los rayos gama de 72,7, 89,9, 146, 163 keV, así como los rayos K-X del Pa observados en este espectro, son debidos a coincidencias reales con la porción del borde Compton del rayo gama de 84,2 keV situada en el pico fotoeléctrico de los rayos γ_{81} y γ_{82}. Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama en coincidencia con $(\gamma_{81} + \gamma_{82})$ están dadas en la Tabla 26. La intensidad de γ_{84},(11 ± 1)%,es mas elevada que la esperada, esto es debido quizás a otro rayo gama de 84 keV en coincidencia con $(\gamma_{81} + \gamma_{82})$.

El rayo gama más interesante observado en este espectro es un rayo de 93,1 keV. Un rayo de esta energía ha sido también observado en nuestro espectro gama de alta resolución y en coincidencia con γ_{218} (medición (3)), por lo tanto este rayo desexcita el nivel de 102,2 keV poblando un estado de 9,3 keV, siendo este último probablemente el miembro de spin 1/2 de la banda rotacional del estado fundamental. La relación entre las intensidades de γ_{102} y γ_{93} en este experimento de coincidencias es la misma que la obtenida a partir de nuestro espectro gama de alta resolución. La intensidad

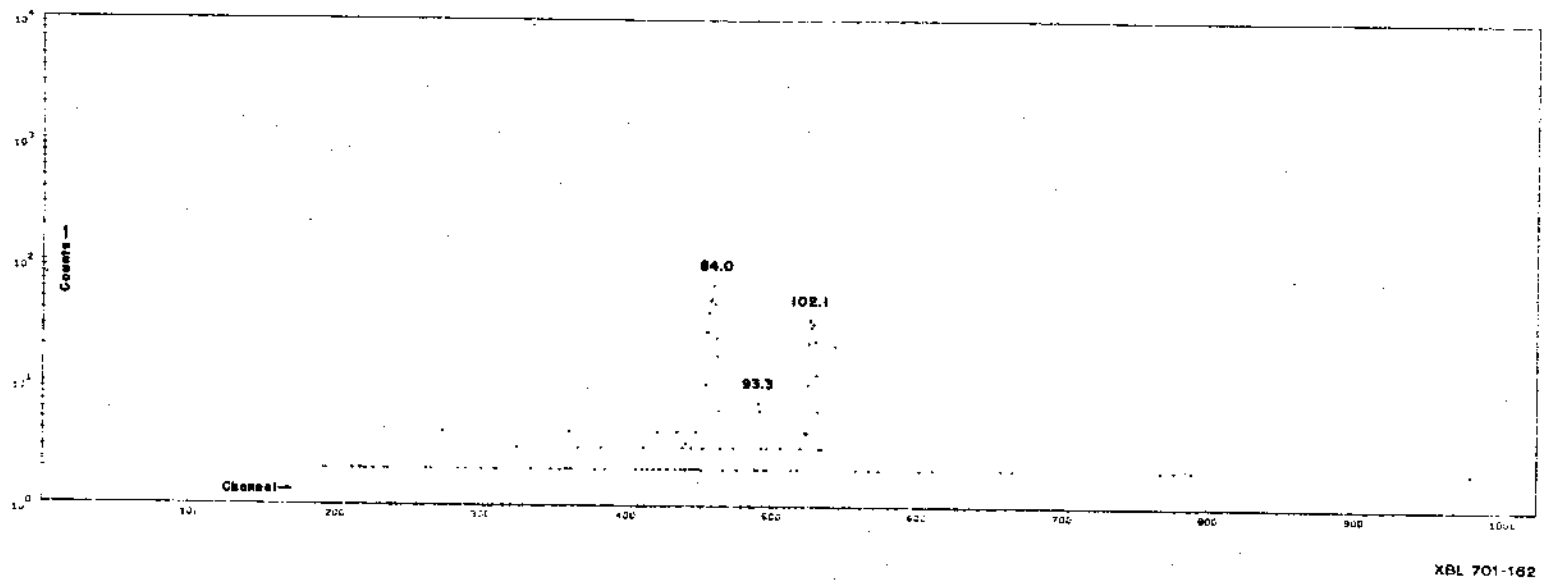


Figura 36

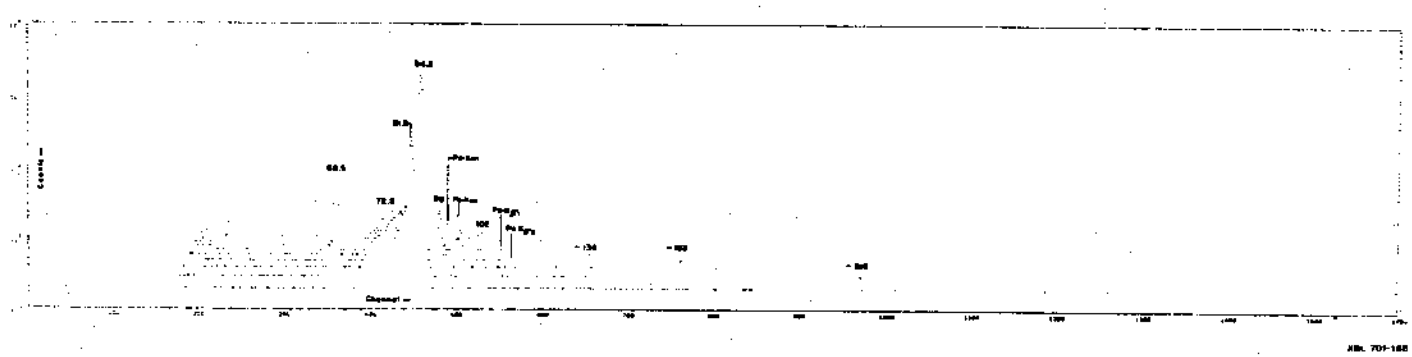


Figura 39

de γ_{102} en coincidencia con γ_{218} es (3,8 ± 0,3)%. Utilizando el coeficiente de conversión interna dado por Holtz,[50] la intensidad total de la transición de 102,2 keV es (4,6 ± 0,3)%. La intensidad de γ_{93} obtenida en este experimento es (0,35±0,05)%. Si la multipolaridad de este rayo gama fuese E1, la intensidad de la transición de 93 keV sería (0,40 ± 0,05)%. En ese caso estas dos transiciones constituirían el (5,0 ± 0,5)% del decaimiento del nivel de 102,2 keV.

Hemos asumido que el rayo gama de 63,8 keV desexcita el nivel de 247 keV poblando el de 183,4 keV. La intensidad de este rayo gama por cada rayo (γ_{81} + γ_{82}) es (0,35 ± 0,04)%. La intensidad de (γ_{81}+ γ_{82}) por cada rayo γ_{84}, obtenida a partir del espectro gama en coincidencia con γ_{84} es (2,1±0,3)%. Por lo tanto la intensidad de γ_{63} por cada rayo γ_{84} es aproximadamente 0,007%.Comparando esta intensidad con las correspondientes a los rayos gama de 163, 146 y 135,7 keV en coincidencia con γ_{84}, observamos que estos últimos son entre 10 y 30 veces más intensos, pero la probabilidad reducida de transición de los mismos es del mismo orden de magnitud, considerando todos estos rayos gama con multipolaridad M1.

5) <u>Espectro gama en coincidencia con γ_{90}</u>.

Rayos gama de 44,2, 58,5, 73,0, 84,2 keV y rayos K-X del Pa han sido observados en el espectro de coincidencia mostrado en la Fig. 38. Los picos de baja intensidad de 89,9, 102,2 y los rayos K-X del Pa son posiblemente originados por coincidencias reales con el borde Compton de otros rayos gama de energía superior.Las energías e intensidades de los rayos gama en coincidencia con γ_{90} están dadas

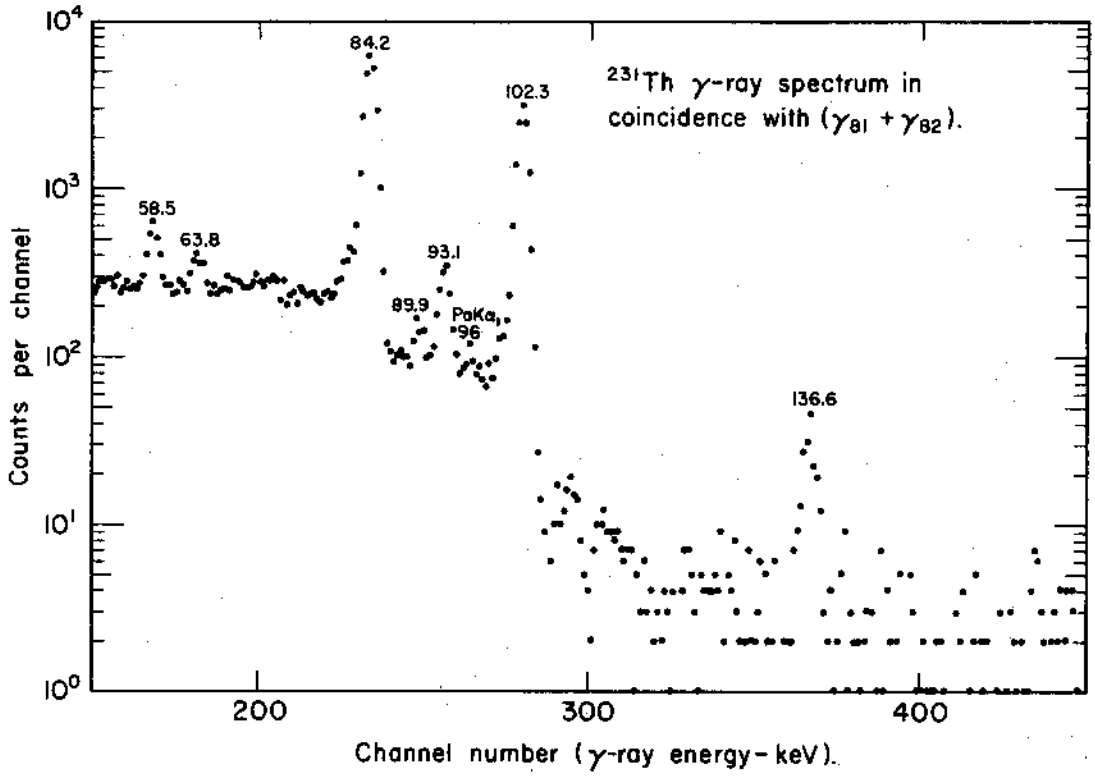

^{231}Th γ-ray spectrum in coincidence with (γ_{81} + γ_{82}).
84.2
102.3
58.5
63.8
93.1
89.9
PaKα₁ 96
136.6
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy - keV).
XBL6910-3908

Figura 37

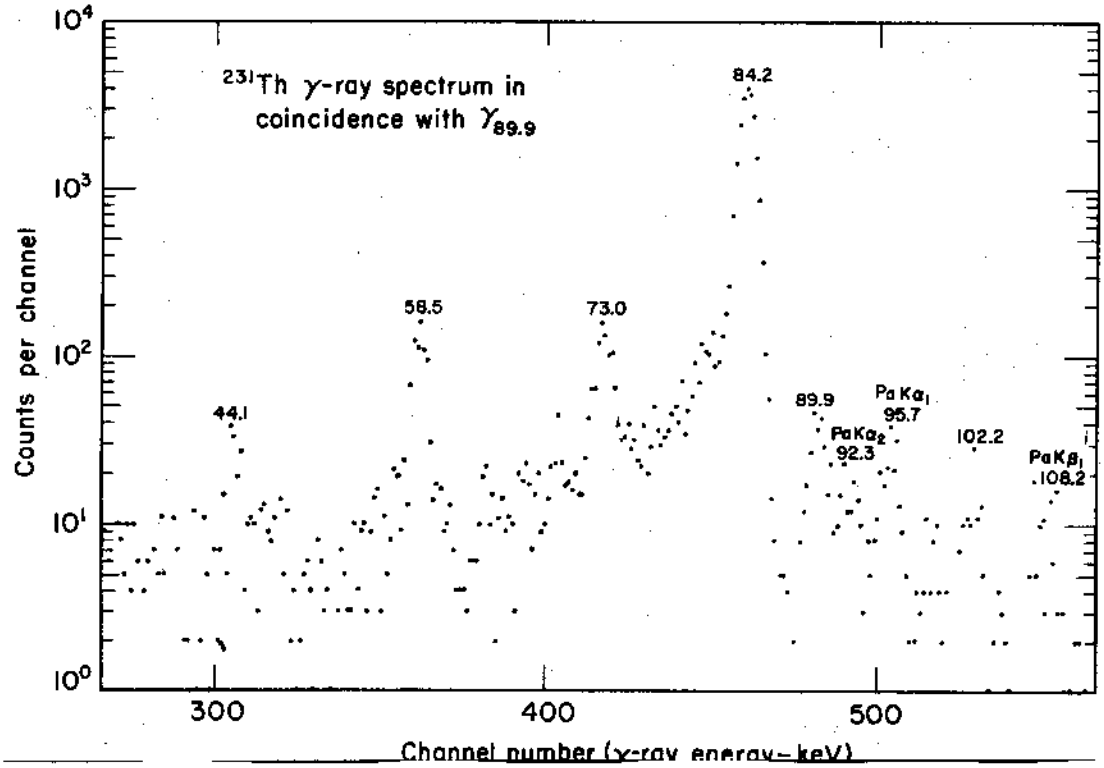

^{231}Th γ-ray spectrum in coincidence with $\gamma_{89.9}$
84.2
58.5
73.0
44.1
89.9
PaKα₁ 95.7
PaKα₂ 92.3
102.2
PaKβ₁ 108.2
Counts per channel
Channel number (γ-ray energy - keV)

TABLA 26

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con ($\gamma_{81} + \gamma_{82}$).

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,1	0,9 ± 0,1
63,7 ± 0,2	0,35 ± 0,04
84,2 ± 0,1	11 ± 1
93,1 ± 0,2	0,35 ± 0,05
102,4 ± 0,1	3,5 ± 0,3
136,4 ± 0,2	0,064 ± 0,010

Las intensidades están dadas por cada rayo ($\gamma_{81} + \gamma_{82}$)

TABLA 27

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{90}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
44,1 ± 0,3	0,3 ± 0,2
58,5 ± 0,1	0,7 ± 0,1
73,0 ± 0,1	0,6 ± 0,1
84,2 ± 0,1	9,7 ± 0,8

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{90}.

en la Tabla 27. Se ha asumido que el rayo gama de 44,2 keV desexcita el estado de 218 keV poblando el de 174,1 keV. Este rayo gama es aproximadamente 10 veces menos intenso que los rayos gama de 106,8, 116 y 134 keV, estos últimos desexcitan el mismo nivel y pueblan los estados de 111,5, 101,4 y 84,2 respectivamente.

El rayo gama de 73,0 keV observado en este espectro es aparentemente debido a coincidencias entre $\gamma_{72,7}$ y los bordes Compton de otros rayos gama, principalmente rayos K-X del Pa. Sin embargo, este rayo gama no fue observado en coincidencia con el rayo $K_{\alpha 2}$ - X del Pa (92 keV). La misma influencia del borde Compton de otros rayos gama de mayor energía es también esperada en esta medición. Por lo tanto, si el rayo gama de 73 keV hubiese estado en coincidencia con rayos gama de energía superior a 90 keV, también debería haber sido observado en este último espectro de coincidencia (Fig. 39).Dicho rayo gama no ha sido observado en coincidencia con la porción del espectro de 92 keV y por lo tanto es debido a coincidencias reales con γ_{90}. El mismo puede ser ubicado en el esquema de niveles como una transición entre los estados de 247,3 y 174,1 keV. Esto será confirmado midiendo el espectro gama en coincidencia con $\gamma_{72,7}$.

6) <u>Espectro gama en coincidencia con $\gamma_{72,7}$</u>.

El espectro gama en coincidencia con $\gamma_{72,7}$ está mostrado en la Fig. 40. La contribución de los bordes Compton de rayos de energía superior a 72,7 keV es sumamente elevada en el fotópico de este rayo gama. Por lo tanto se ha medido el espectro gama en coincidencia con la región energética de aproximadamente 76 keV a fin de corregir las intensidades de los rayos gama obtenidas en la medición

TABLA 28

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{73}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
58,5 ± 0,2	0,6 ± 0,1
72,8 ± 0,2	0,4 ± 0,1
84,2 ± 0,1	7,9 ± 0,5
89,9 ± 0,1	1,4 ± 0,2

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{73}.

TABLA 29

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{231}Th en coincidencia con γ_{102}.

Energía (keV)	Intensidad (%)
81,2 ± 0,1	8,3 ± 0,4
218,0 ± 0,2	0,4 ± 0,1

Las intensidades están dadas por cada rayo γ_{102}.

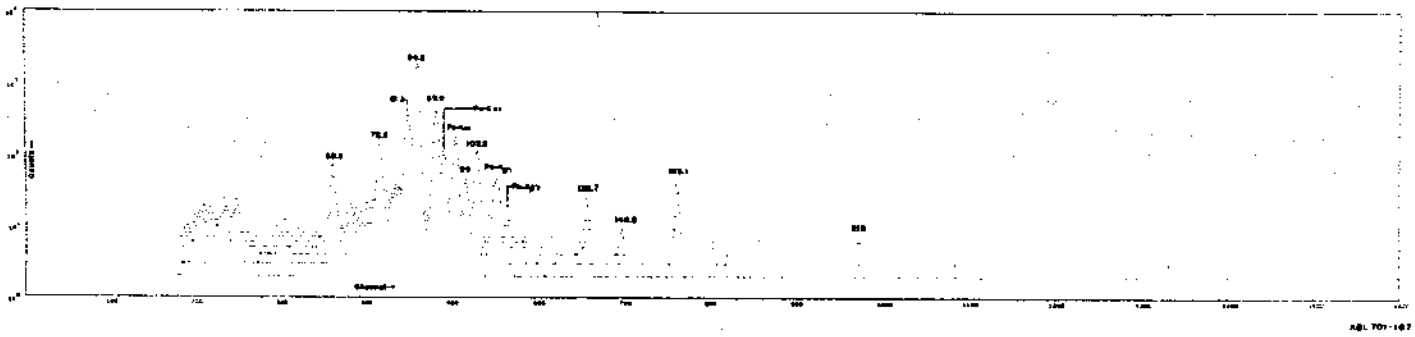


Figura 40

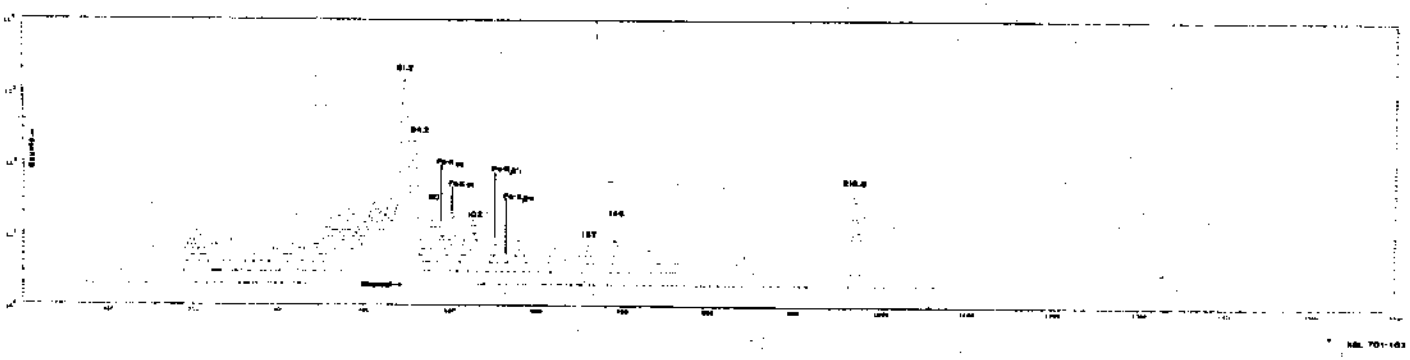


Figura 41

del espectro en coincidencia con $\gamma_{72,7}$. Las energías e intensidades corregidas están dadas en la Tabla 28. Los rayos gama de 72,7 y 73,0 keV han sido detectados en un solo pico (no resueltos) en ambos detectores en la medición de coincidencia, por lo tanto la intensidad de γ_{73} por cada $\gamma_{72,7}$ obtenida a partir de este experimento tiene un valor doble del valor real. La verdadera intensidad de este rayo gama es pues (0,4 ± 0,1)% La intensidad del mismo rayo gama en coincidencia con γ_{90} es (0,6 ± 0,1)%.Por lo tanto, el rayo gama de 73,0 keV sin lugar a dudas puebla el estado de 174,1 keV.

7) Espectro gama en coincidencia con γ_{102}.

El espectro gama en coincidencia con γ_{102} está mostrado en la Fig. 41. En la Tabla 29 están dadas las energías e intensidades de los rayos gama por cada γ_{102}. Un rayo gama de 81,2 keV con una intensidad de (8,3± 0,4)% ha sido observado en este espectro. Este rayo puebla el estado de 102,2 keV. El rayo gama de 135,7 keV no fue observado en esta medición, por lo tanto el estado de 111,5 keV no puebla el de 102,2 keV.

El rayo gama de 218 keV ha sido también observado en este espectro. El cociente entre las intensidades de los rayos gama de 81,2 y 218 keV, (21 ± 3), en este espectro de coincidencias, es el mismo que el obtenido a partir del espectro gama de alta resolución del ^{231}Th, (21 ± 1). Por lo tanto existe un único rayo gama de 218 keV y ese rayo gama puebla el nivel de 102,2 keV.

5 . Esquema de desintegración del ^{231}Th. - Discusión.

La desintegración del ^{231}Th ha sido estudiada anteriormente

por Baranov,[49] Hollander[45] y últimamente por Holtz.[52 50] El esquema de desintegración del ^{231}Th basado en nuestros resultados experimentales y en trabajos anteriores está mostrado en la Fig. 42. Las multipolaridades de los rayos gama de 42,80, 58,47, 63,8, 81,18, 82,02, 89,94, 99,30, 116,91, 135,77, 146,00 y 163,16 han sido obtenidas a partir de las referencias 45 y 50.

Un estado de 102,30 keV y de paridad positiva poblado a través del nivel de 183,47 keV decae al estado fundamental por medio de un rayo gama E1 de 102,30 keV[52] y al estado de 9,3 keV por medio de un rayo gama de 93,0 keV. Si la multipolaridad de este último hubiese sido M1 o E2, la línea L_I o L_{II} de los electrones de conversión interna hubiese tenido una intensidad de aproximadamente 0,1% e indudablemente hubiese sido detectada por Hollander.[45] Este autor sin embargo no ha observado ninguna línea electrónica correspondiente a dicha transición, a pesar de haber observado líneas de intensidad mucho menor que 0,1%. Este hecho indica que la multipolaridad del rayo gama de 93,0 keV es E1. Por lo tanto el nivel de 9,3 keV tiene paridad negativa. Esto es consistente con el balance de las intensidades de las transiciones que desexcitan el estado de 102,30 keV.

El rayo gama de 82,02 keV define un estado de 101,38 keV el cual decae al miembro de spin 7/2 de la banda rotacional del estado fundamental por medio de una transición E1 de 42,8 keV. Dicho nivel tiene por lo tanto paridad positiva y un spin de 5/2,7/2 o 9/2. Si el spin del mismo fuese 5/2, probablemente hubiera decaido al estado fundamental por medio de un rayo gama de 101,38 keV. En

ninguna de nuestras mediciones se ha detectado un rayo gama de esa energía, el spin de dicho nivel es por lo tanto 7/2 o 9/2.

El estado de 183,47 keV puebla los niveles de 101,38 y 102,30 keV por medio de rayos gama de multipolaridad M1, por lo tanto tiene paridad positiva y un spin de 5/2. Consecuentemente, los niveles de 102,30 y 101,38 keV deben tener spines de 3/2 y 7/2 respectivamente. Estos estados han sido hallados con energías de 102,2 y 103 keV respectivamente en la desintegración alfa del ^{235}Np. Los electrones de conversión interna correspondientes a las dos transiciones de 18,07 y 17,21 keV que conectan los estados de 102,30 y 101,38 keV con el nivel de 84,17 keV respectivamente, han sido observados por Hollander[45] y por Holtz.[52] Las características del decaimiento de estos niveles indican que los mismos pertenecen a una banda rotacional K = 3/2, siendo el estado de 84,17 keV el miembro de spin 5/2 de la misma. La asignación del orbital de Nilsson 3/2 + (651) a esta banda, y el estado de Nilsson 5/2 5/2 + (642) al nivel de 183,47 keV han sido sugeridos recientemente por Hoeckstra y Wapstra.[24]

Los rayos gama de 174,11 y 89,94 keV podrían corresponder a las transiciones entre el estado de 183,47 keV, el nivel de 9,3 keV y un posible nivel de 93,0 keV respectivamente. Sin embargo estos dos rayos gamas no han sido observados en coincidencia con el grupo de partículas alfa que puebla el estado de 183 keV en la desintegración alfa del ^{235}Np. Por lo tanto los mismos no pueden estar originados en dicho nivel. El hecho de que el rayo gama de 174,11 keV no pueble el nivel de 9,3 keV indica que el spin de este último es

posiblemente 1/2, dado que el spin del estado de 183,47 keV es 5/2. Este nivel es probablemente el miembro de spin 1/2 de la banda rotacional del estado fundamental.

El estado de 247,33 keV se desexcita por medio de rayos gama de multipolaridad M1 poblando los miembros de spin 5/2 y 7/2 de la banda rotacional K = 3/2. Por lo tanto este nivel tiene paridad positiva y un spin de 5/2 o 7/2. Este nivel también decae al estado de 111,62 keV por medio de un rayo gama de 135,77 keV de multipolaridad M1.[50] Por lo tanto la paridad de este último es positiva. Asumiendo que este estado es el miembro de spin 9/2 de la banda rotacional K = 3/2, el spin del nivel de 247,33 keV queda fijado en 7/2. Este estado es probablemente el miembro de spin 7/2 de la banda rotacional 5/2 + (642). Los estados de 111,62 y 247,33 ke han sido observados con energías de 113 y 249 keV respectivamente en la desintegración alfa del ^{235}Np. El espaciamiento anómalo de los niveles de estas bandas rotacionales puede ser explicado como causado por un acoplamiento entre las bandas rotacionales 3/2 + (651) 5/2 + (642), 1/2 + (660), 7/2 + (633) y 9/2 + (642), debido a la interacción de Coriolis.

Los rayos gama de 174,11 y 89,94 keV definen un estado de 174,10 keV. La paridad de este último es negativa debido a que la multipolaridad del rayo gama de 89,94 keV es E1.[50] El mismo estado también decae al nivel de 101,38 keV por medio de un rayo gama de 72,66 keV con una intensidad tres veces menor que la del rayo gama de 89,94 keV. La multipolaridad del rayo gama de 72,66 keV es por lo tanto E1 y consecuentemente el spin del nivel de 174,10 keV

debe ser 5/2 o 7/2.

Rayos gama de intensidades aproximadamente iguales entre si desexcitan el nivel de 218,31 keV poblando los miembros de spin 5/2, 7/2 y 9/2 de la banda rotacional K = 3/2. Uno de estos rayos gama, γ_{116}, tiene multipolaridad E1,[50] por lo tanto los otros dos que pueblan los miembros de spin 5/2 y 9/2 son también probablemente E1. Consecuentemente, el nivel de 218,31 keV tiene paridad negativa y spin 7/2. Este estado es probablemente el miembro de spin 7/2 de una banda rotacional K = 5/2 basada en el estado de 174,10 keV. El hecho de que el estado de 174,10 keV no pueble el miembro de spin 3/2 de la banda rotacional K = 3/2 puede ser debido a la interacción de Coriolis entre las bandas rotacionales de paridad positiva.

El rayo gama de 44,2 keV corresponde a la transición rotacional entre los niveles de 218,31 y 174,10 keV. La intensidad de este rayo gama es 10 veces menor que la de los rayos gama E1 que pueblan la banda rotacional K = 3/2. Asumiendo que la vida media del rayo gama de 44,2 keV es aproximadamente 10^{-10} segs., las vidas medias de los rayos gama E1 que desexcitan el mismo nivel serían aproximadamente 10^{-11} segs., esto es, 100 veces retardados con respecto a los valores predichos por el modelo de partícula independiente. Este factor de retardo es usual en la zona de los nucleidos pesados donde las transiciones E1 tienen prohibiciones relacionadas con las reglas de selección de los números cuánticos asintóticos.

El estado de partícula independiente de paridad negativa y spin 5/2 disponible en el diagrama de Nilsson en este rango de ener-

gías, es 5/2-(523). Este estado ha sido previamente identificado en ^{235}Np, ^{237}Np y ^{239}Np.[1] El espaciamiento energético entre los miembros de spin 7/2 y 5/2 de esta banda rotacional es de 43 keV en ^{237}Np, 44 keV en ^{239}Np y muy recientemente estos dos estados han sido identificados en ^{235}Np con una separación de 41 keV.[53]

Los niveles de 320,30 y 352,0 keV previamente observados por Holtz,[52] han sido también detectados en este trabajo. Desafortunadamente no tenemos suficiente información experimental como para poder realizar una asignación definitiva de estos niveles, sin embargo, la desexcitación de los mismos parecería indicar que poseen un spin de 5/2 o 7/2 respectivamente.

Los rayos gama de 105,73, 169,58 y 242,60 keV originados en los estados de 183,47, 247,33 y 320,30 keV respectivamente, determinan un nivel de 77,8 keV de spin 5/2 o 7/2. Los electrones de una transición E2 de 68,5 keV han sido observados por Hollander,[45] Baranov[49] y Holtz.[52,50] Asumiendo que esta transición está originada en el nivel de 77,8 keV, la paridad de este último debe ser negativa, dado que el nivel poblado es el estado de 9,3 keV, también de paridad negativa. Este nivel de 77,8 keV es probablemente el miembro de spin 5/2 de la banda rotacional del estado fundamental.

Finalmente, los rayos gama de 318,0, 308,9 y 240,4 keV indican la existencia de un nivel de 318,0 keV que decae poblando los estados de spin 3/2, 1/2 y 5/2 de la banda rotacional 1/2-(530).

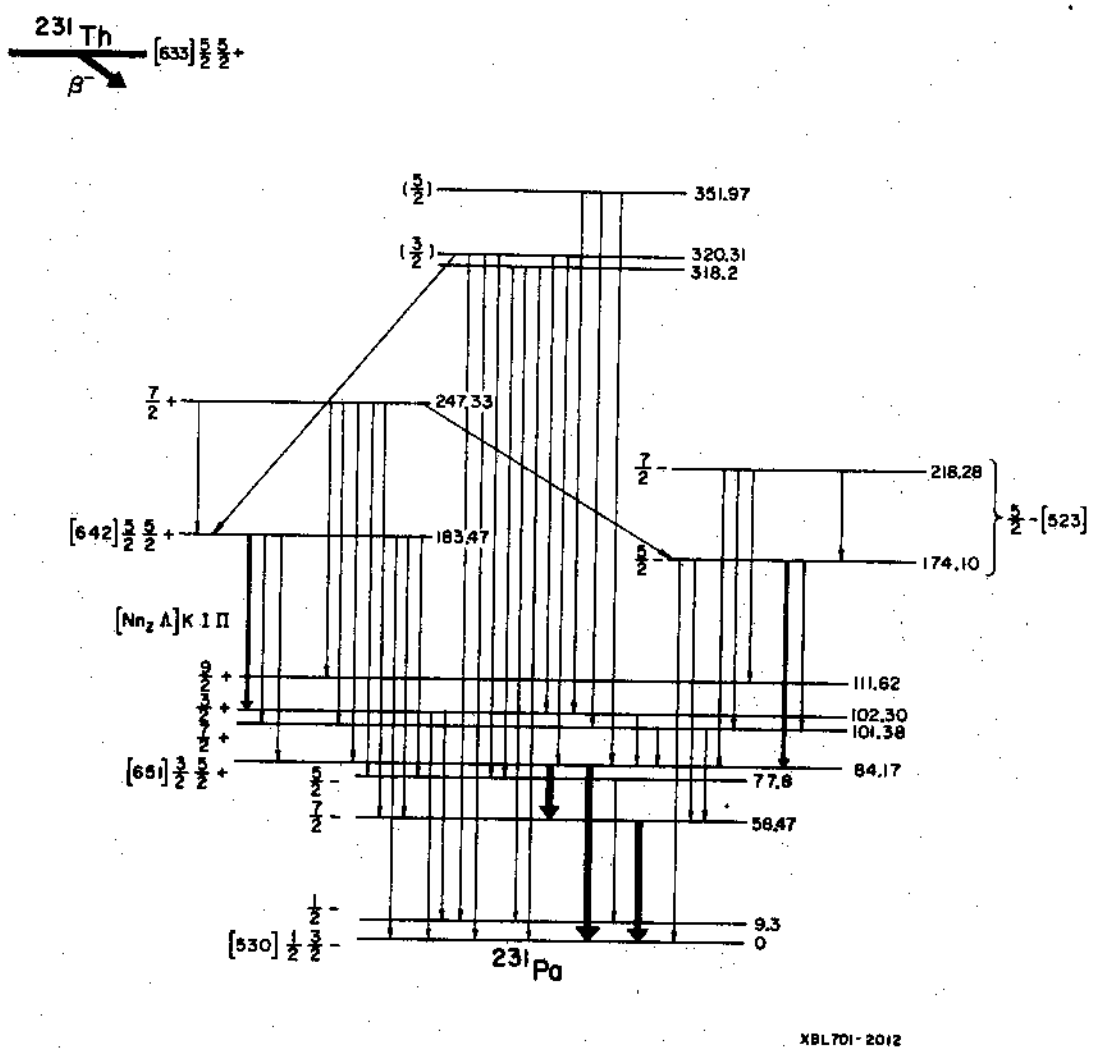

231 Th
β⁻
[633] 5/2 5/2 +
(5/2)
351.97
(3/2)
320.31
318.2
7/2 +
247.33
7/2 -
218.28
5/2 - [523]
[642] 5/2 5/2 +
183.47
5/2 -
174.10
[Nn_z Λ] K I Π
9/2 +
111.62
3/2 +
102.30
5/2 +
101.38
1/2 +
[651] 3/2 5/2 +
84.17
5/2 -
77.6
7/2 -
58.47
1/2 -
9.3
[530] 1/2 3/2 -
0
231 Pa
XBL701-2012

Figura 42

6. Cálculo teórico de los niveles energéticos del ^{231}Pa. Interacción de Coriolis.

Se ha calculado las energías de los niveles perturbados por la interacción de Coriolis así como también las componentes de las funciones de onda de las bandas rotacionales 3/2(651) y 5/2(642). El cálculo fue hecho en forma análoga al realizado con los niveles energéticos del ^{233}Pa en el capítulo anterior. Se ha utilizado el mismo programa de computadora para la resolución de las ecuaciones seculares. Los siguientes orbitales de Nilsson fueron incluidos en el cálculo: 3/2 + (651), 5/2 + (642), 7/2 + (633), 9/2 + (624) y 1/2 + (660). Todos los niveles experimentales obtenidos a partir de la desintegración del ^{231}Th han sido utilizados en el ajuste de cuadrados mínimos. Siete parámetros variables fueron usados en este cálculo. Los valores iniciales y finales de los mismos, estos últimos, correspondientes al ajuste óptimo de cuadrados mínimos, están dados en la Tabla 30.

El valor de la desviación cuadrática media de los niveles energéticos ha sido de 7×10^{-12} keV, esto significa que los niveles experimentales fueron exactamente reproducidos en este cálculo con los valores finales de los parámetros. Los valores teóricos de los elementos de matriz de Coriolis dados en la Tabla 30 son los predichos por el Modelo de Nilsson para una deformación $\eta = 5.5$. El valor final de la constante rotacional usada para todas las bandas rotacionales, 8,1 keV es consistente con el valor 8,3 keV obtenido a partir de los núcleos par-par adyacentes. Cierta reducción del elemento de matriz de Coriolis $A_{3/2\ 5/2}$ es esperada debido a la

TABLA 30

Valores iniciales y finales de los parámetros usados en el cálculo de los niveles perturbados del ^{231}Pa.

Valor	$\varepsilon^*_{1/2(660)}$ (keV)	$\varepsilon_{5/2(642)}$ (keV)	$\varepsilon^*_{7/2(633)}$ (keV)	$\varepsilon^*_{9/2(624)}$ (keV)	$\frac{h^2}{2\tau}$ (keV)	$A_{1/2,3/2}$ (keV)	$A_{3/2,5/2}$ (keV)	$A_{5/2,7/2}$ (keV)	$A_{7/2,9/2}$ (keV)	$(\frac{ah^2}{2\tau})^{**}$ $(keV)^2$
Inicial	381	37,52	986	2.342	8,30	-52,10	-51,48	-50,50	-45,88	52,20
Final	381	38,19	986	2.342	8,12	-38,56	-22,06	-52,81	-33,28	20,97
Teórico	_	_	_	_	_	-52,10	-51,48	-50,50	-45,88	54,40

* El valor de estos parámetros ha sido mantenido constante en el cálculo.

** Valor correspondiente a la banda rotacional 1/2(660).

En los elementos de matriz de Coriolis $A_{K,K+1}$, no está incluido el factor $\{(I-K)(I+K+1)\}^{1/2}$.

Las energías ε_K están referidas al valor $\varepsilon_{3/2(651)}=0$.

TABLA 31

Estados de paridad positiva en ^{231}Pa.

Valor Experimental		Valor Calculado		Componentes de la Función de Onda				
Spin	Energía (keV)	Spin	Energía (keV)	5/2(642)	3/2(651)	7/2(633)	9/2(624)	1/2(660)
5/2	84,17	5/2	84,17	0,580	0,781	0	0	0,230
7/2	101,38	7/2	101,38	0,642	0,733	0,088	0	0,204
3/2	102,30	3/2	102,30	0	0,988	0	0	0,151
9/2	111,62	9/2	111,62	0,574	0,729	0,113	0,005	0,354
5/2	183,47	5/2	183,47	0,813	-0,540	0	0	-0,217
7/2	247,33	7/2	247,33	0,750	-0,607	0,121	0	-0,232
9/2 ?	≈302 ?	9/2	289,60	0,778	-0,447	0,184	0,008	-0,401

correlación de apareamiento, dado que el estado 5/2 + (642) es un estado de partícula y el 3/2 + (651) un estado de valencia (hole state) en ^{231}Pa. El factor de reducción necesario para obtener el ajuste óptimo de cuadrados mínimos ha sido 0,43. La constante de desacoplamiento de la banda rotacional 1/2 + (660), así como también los elementos de matriz de Coriolis $A_{7/2\ 9/2}$ y $A_{1/2\ 3/2}$ han tenido que ser reducidos a fin de obtener un un buen ajuste con los niveles experimentales. La Tabla 31 contiene las energías calculadas y los coeficientes de las componentes de la función de onda de los estados perturbados (admixtures). Los elevados valores de las componentes de la banda rotacional favorecida 5/2 + (642) en las funciones de onda de los estados de 84,17, 101,38 y 111,62 keV, explican la alta probabilidad reducida de transición de los grupos de partículas alfa que pueblan dichos estados.

7. <u>Cálculo teórico de las probabilidades reducidas de transición electromagnética</u>.

Se han calculado las probabilidades reducidas M1 de transición entre los estados pertenecientes a las bandas rotacionales 3/2 + (651) y 5/2 + (642). Este cálculo ha sido hecho en forma análoga al descrito en el capítulo correspondiente al ^{237}Np. Los valores utilizados para los factores giromagnéticos han sido los siguientes: g_R = 0,197, g_s = 3,35 y g_l = 1. Los resultados teóricos son comparados con los experimentales en la Tabla 32.

Con nuestras funciones de onda finales, el acuerdo con los resultados experimentales es notablemente mejor que considerando

TABLA 32

Relaciones entre las probabilidades reducidas M1 de transición electromagnética en la desintegración del ^{231}Th.

	K_i, K_f	$I_i, I_f, I_{f'}$	$\frac{\lvert < \quad > \rvert^2}{\lvert < \quad > \rvert^2}$	Valor Teórico	Valor Experimental
$\frac{B_{82}}{B_{81}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{3}{2}$	0,0714	0,36	0,49 ± 0,07
$\frac{B_{99}}{B_{81}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	0,428	0,021	0,032± 0,05
$\frac{B_{135,7}}{B_{163}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}, \frac{7}{2}, \frac{5}{2}$	0,156	0,87	0,87 ± 0,12
$\frac{B_{146}}{B_{163}}$	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{5}{2}$	0,710	0,88	0,31 ± 0,05

Los valores experimentales han sido obtenidos a partir del espectro gama del ^{231}Th.

La mezcla de multipolaridad E2 en el rayo γ_{99} ha sido sustraida utilizando los datos experimentales de Holtz.

Los valores teóricos de la columna 5 han sido calculados teniendo en cuenta el acoplamiento entre las bandas rotacionales.

los estados con un solo valor de K, esto es, sin tener en cuenta el acoplamiento entre las bandas rotacionales de paridad positiva, excepto para la relacion B_{146} / B_{163} donde existe un factor de discrepancia de 3 entre el valor experimental y el calculado teóricamente.

8. Momentos magnéticos de estados excitados en ^{231}Pa. Predicciones teóricas y sugestiones.

El cálculo de los momentos magnéticos de los estados de 84,17, 102,30 y 183,47 keV teniendo en cuenta el acoplamiento entre las bandas rotacionales de paridad positiva ha sido realizado en forma análoga al efectuado con el ^{233}Pa. Los valores de los factores giromagnéticos han sido: $g_R = 0,197$ $g_s = 3,35$ y $g_l = 1$.

Los momentos magnéticos en función de la deformación nuclear están dados en las Figs.43 , 44 y 45. Los valores comparables con resultados experimentales son los correspondientes a la deformación $\eta = 5,5$ para la cual fue efectuado el cálculo de los niveles perturbados por la interacción de Coriolis. En los mismos gráficos están dados los valores de los momentos magnéticos sin considerar el acoplamiento entre las bandas rotacionales. La mezcla de la banda rotacional 5/2 + (642) se ve reflejada en el valor del momento magnético correspondiente al estado de 84,17 keV. Análogamente a lo ocurrido con ^{233}Pa, existen factores de aproximadamente 2 y 3 entre el valor de dicho momento magnético calculado con el acoplamiento entre las bandas rotacionales y sin tener en cuenta dicho acoplamiento.

No existe hasta el momento un resultado experimental de este

momento magnético. Dado que el ^{231}Pa tiene una vida media muy elevada ($3,2 \times 10^3$ años), un método experimental posible para determinar la relación entre el momento magnético del estado de 84,17 keV y el estado fundamental, sería utilizando el "Efecto Mossbauer". Otra manera de determinarlo sería midiendo la correlación angular perturbada por un campo magnético de los rayos gama en cascada de 89,94 keV y 84,17 keV, Dicho resultado experimental, al igual que con el ^{233}Pa, verificaría la validez de la interpretación dada al esquema de niveles del ^{231}Pa en este estudio.

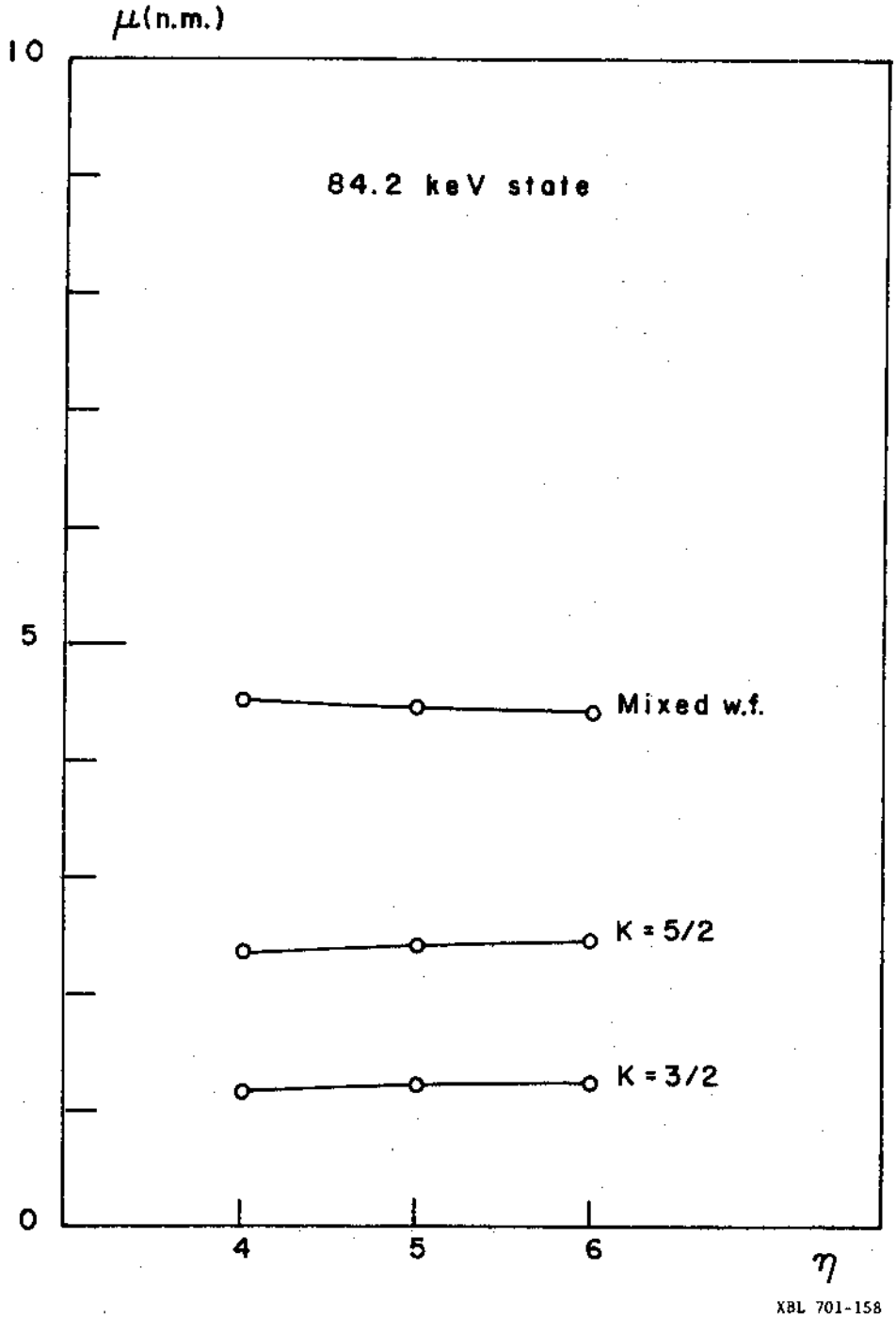


Figura 43

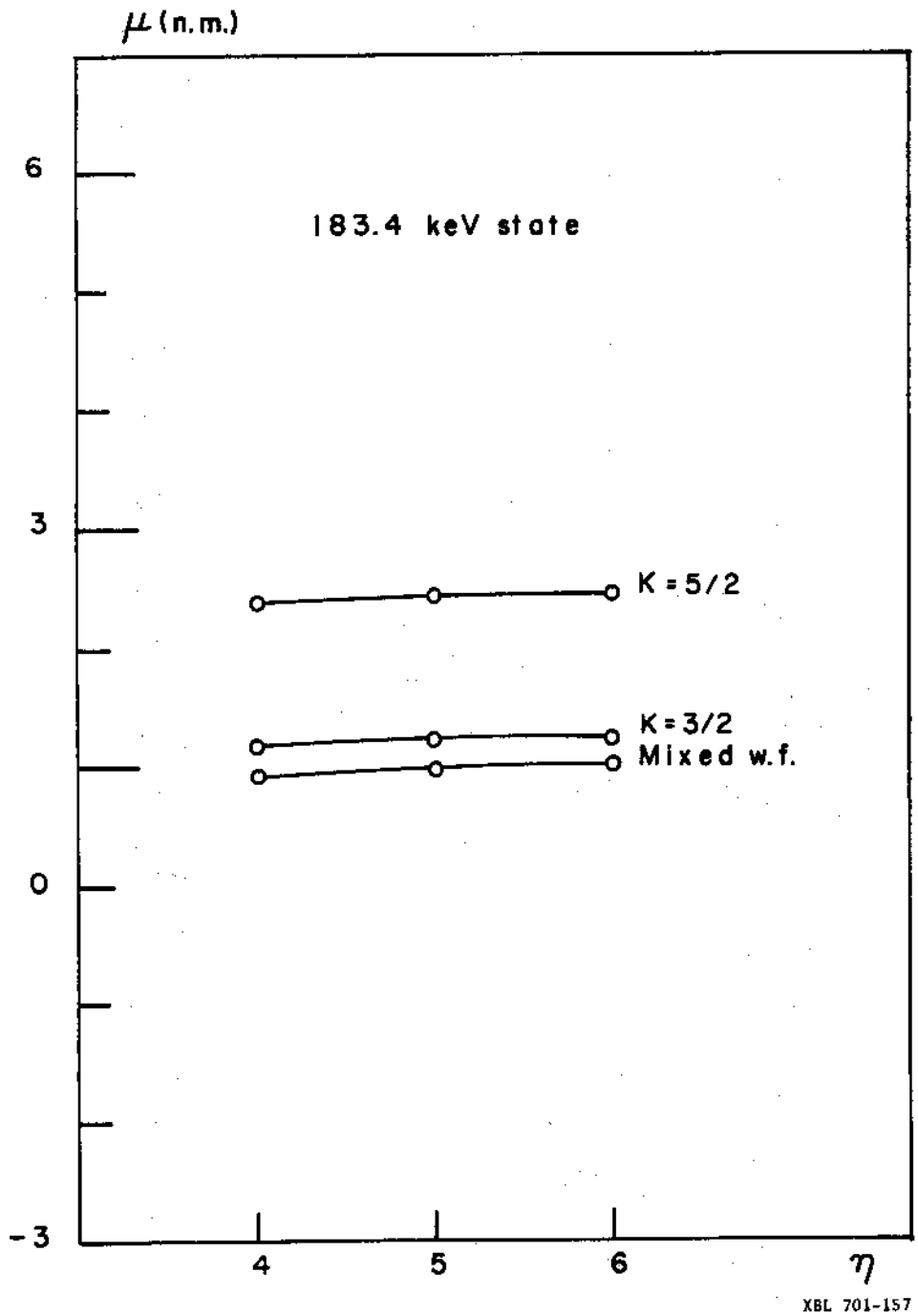


Figura 44

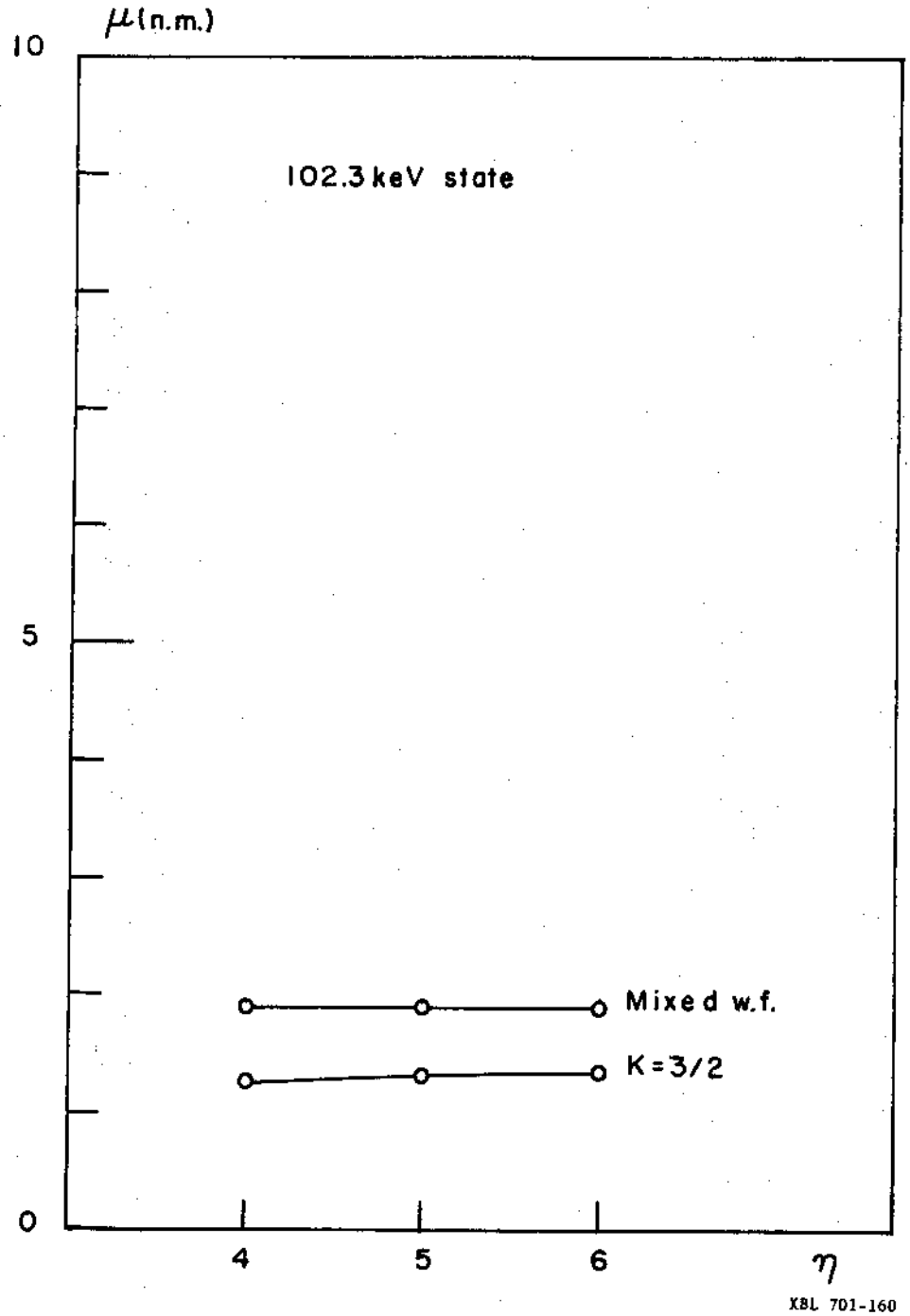


Figura 45

CAPITULO IV

Desintegración alfa del ^{251}Cf.

1. Introducción.

El ^{251}Cf ha sido identificado en espectroscopía de masas de fracciones de californio obtenidas por bombardeo de blancos de Pu con neutrones.[54,55,56] Este isótopo se desintegra al ^{247}Cm emitiendo partículas alfa. Los datos experimentales obtenidos en la desintegración del mismo son muy útiles en la determinación de la estructura de niveles del ^{247}Cm y el orden de los estados de partícula independiente de Nilsson[3] próximos a la subcapa neutrónica 152.

La elevada vida media del ^{251}Cf hace sumamente dificultoso el estudio del espectro alfa. Asaro y colaboradores[57] han identificado dos grupos de partículas alfa de igual intensidad y con energías de 5,844 y 5,667 Mev respectivamente. Estos autores han obtenido un valor de 3,200 años para la vida media de cada grupo. Eastwood y colaboradores[56] han determinado una vida media de 800 años para el ^{251}Cf a partir de mediciones de espectroscopía de masas de la relación $^{246}Cm/^{247}Cm$ correspondiente a los nucleidos hijos de una fracción de californio que contenía ^{250}Cf y ^{251}Cf en la relación 7/2.

En 1967 Chetham-Strode y colaboradores[7] realizaron la primera medición del espectro alfa del ^{251}Cf con un detector de estado sólido de Au-Si, identificando un total de 14 grupos. Mediciones de coincidencia alfa-gama efectuadas por estos autores han confirmado

la existencia de un rayo gama E2 de 177 keV previamente hallado por Asaro,[57] y han observado otro rayo gama M2 de 224 keV que desexcita un nivel de 25 micro segs. de vida media. En base a estos resultados experimentales ha sido construido un esquema de desintegración del ^{251}Cf.[7]

Ha sido el propósito de este trabajo medir con mayor exactitud las energías de los distintos grupos de partículas alfa y la de los rayos gama que acompañan la desintegración del ^{251}Cf, así como también determinar los coeficientes de conversión interna de las transiciones principales a partir de la medición del espectro de electrones de conversión interna. Con esta información experimental se ha confirmado la multipolaridad de las transiciones de 177 y 224 keV y se han agregado nuevas transiciones y posibles niveles energéticos al esquema de niveles del nucleido hijo ^{247}Cm.

2. Espectroscopía Alfa.

El espectro alfa del ^{251}Cf ha sido medido con un detector de Au-Si de 6 mm. de diámetro, a temperatura ambiente y acoplado á un preamplificador sensible a la carga[5] de alta estabilidad. La duración de la medición ha sido de 35 días, y se ha obtenido una resolución energética de 15 keV (FWHM) con una geometría de detección de 3,5%.La escala de energías fue calibrada con ^{244}Cm y ^{240}Pu.

3. Mediciones de Coincidencias Alfa-Gama.

Hemos medido el espectro gama en coincidencia con todas las partículas alfa usando circuitos de coincidencias con tiempos de

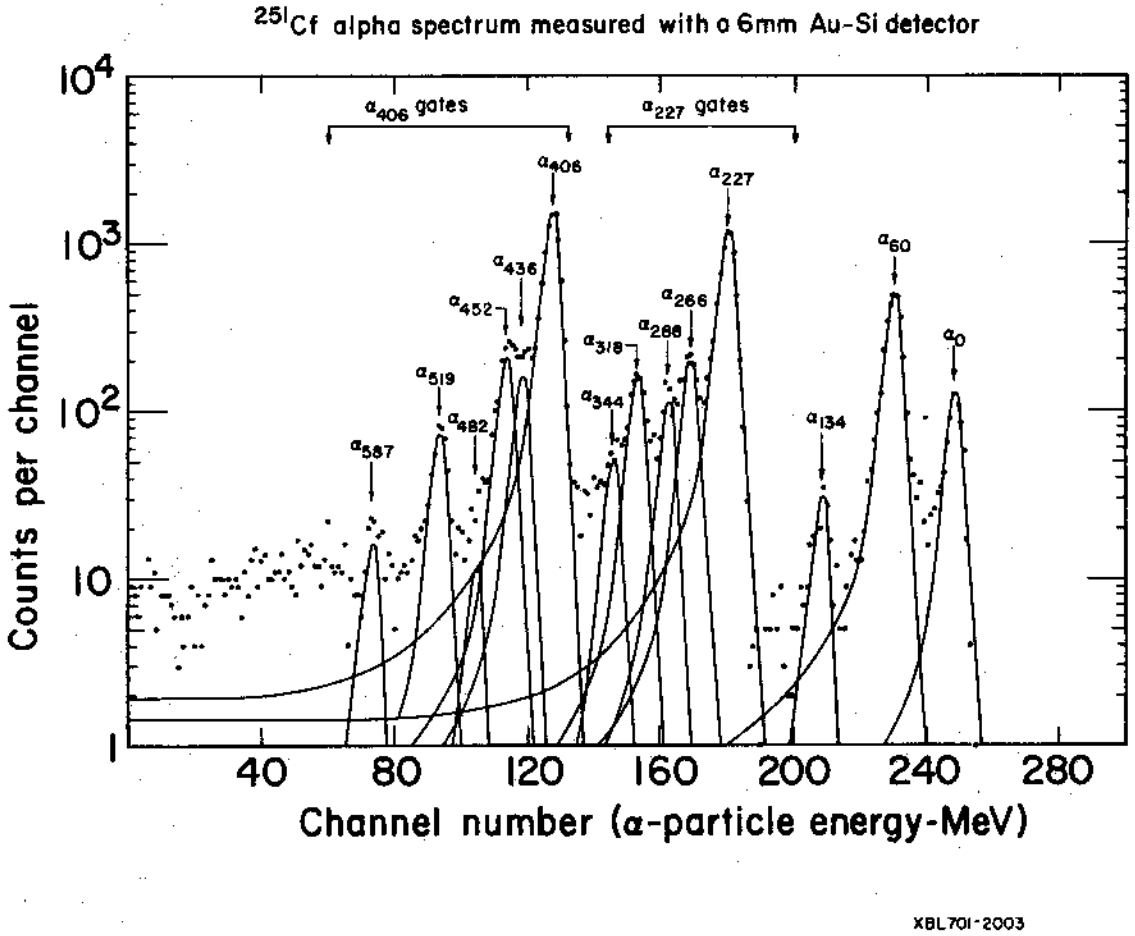

251Cf alpha spectrum measured with a 6mm Au-Si detector
α406 gates
α227 gates
α406
α227
α60
α436
α452
α266
α288
α318
α0
α519
α344
α482
α134
α587
Counts per channel
Channel number (α-particle energy-MeV)
XBL701-2003

Figura 46

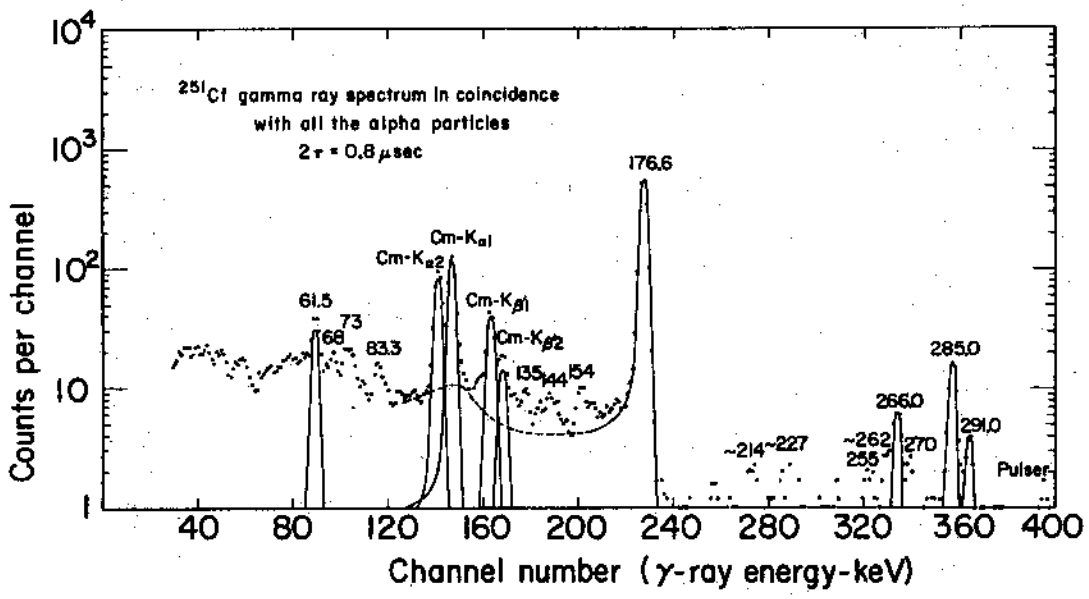


Figura 48

XBL701-2002

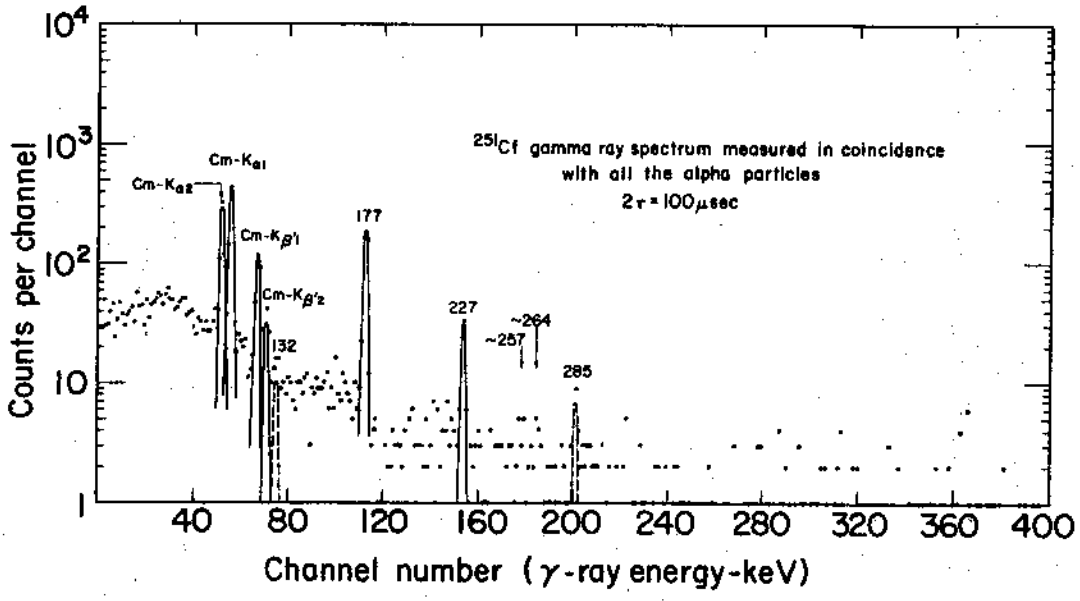


Figura 47

XBL701-2004

resolución de 0,8 y 100 micro segs. respectivamente. El espectro gama ha sido también medido en coincidencia con los grupos alfa (5,737 → 5,885) y (5,400 → 5,695) Mev respectivamente usando un circuito de coincidencias con un tiempo de resolución de 100 micro segs. Este valor elevado del tiempo de resolución ha permitido observar las radiaciones que desexcitan el nivel retardado de 227 keV. Los grupos de partículas alfa utilizados en esta medición están indicados en la Fig. 43, y los espectros de coincidencia están mostrados en las Figs. 44, 45, 46 y 47. El pico en el espectro gama correspondiente a los pulsos provenientes de un generador de 300 pulsos/min, utilizado en la estabilización del mismo por medio del "Estabilizador de Ganancia",[9] ha permitido una estimación del número de coincidencias casuales. Durante los dos últimos experimentos el espectro de partículas alfa fue acumulado en un analizador multicanal de altura de pulsos, así como también los grupos de partículas alfa seleccionados para esta medición. De esta manera fue continuamente controlada la estabilidad del espectro así como la correcta discriminación de los grupos de partículas alfa. La resolución de los espectros gama ha sido de 2,5 keV (FWHM) para rayos gama de aproximadamente 100 keV.

4. Mediciones de Coincidencias Alfa-Electrón.

Los electrones de conversión interna han sido medidos en coincidencia con todas las partículas alfa utilizando circuitos de coincidencias con tiempos de resolución de 0,5 y 100 micro segs. respectivamente. La resolución del espectro ha sido de 3 keV (FWHM)

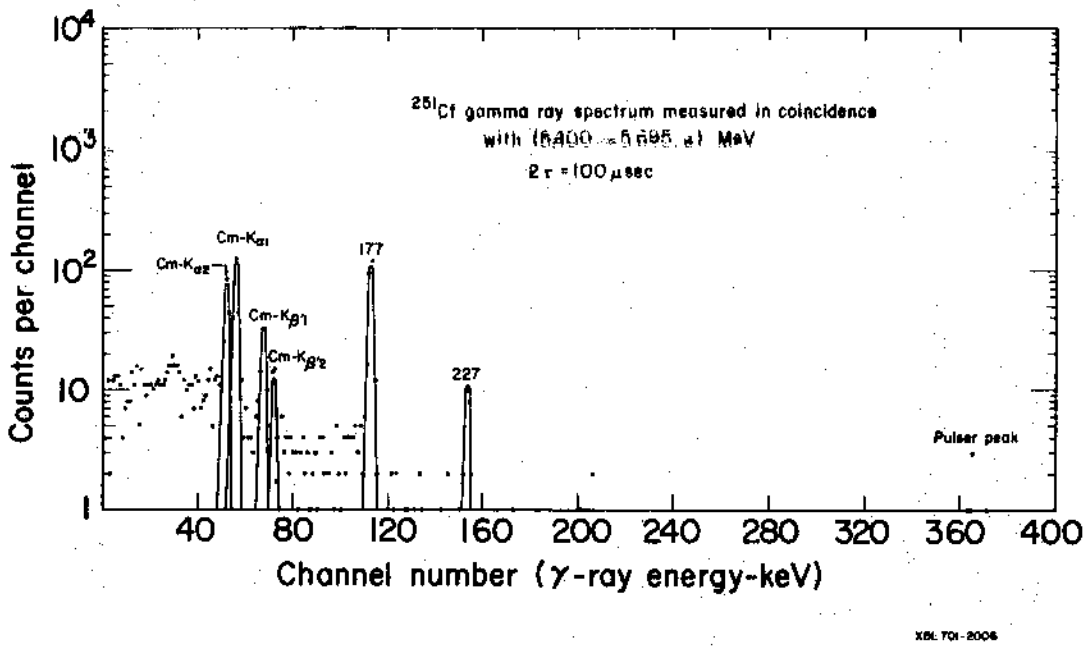


Figura 49

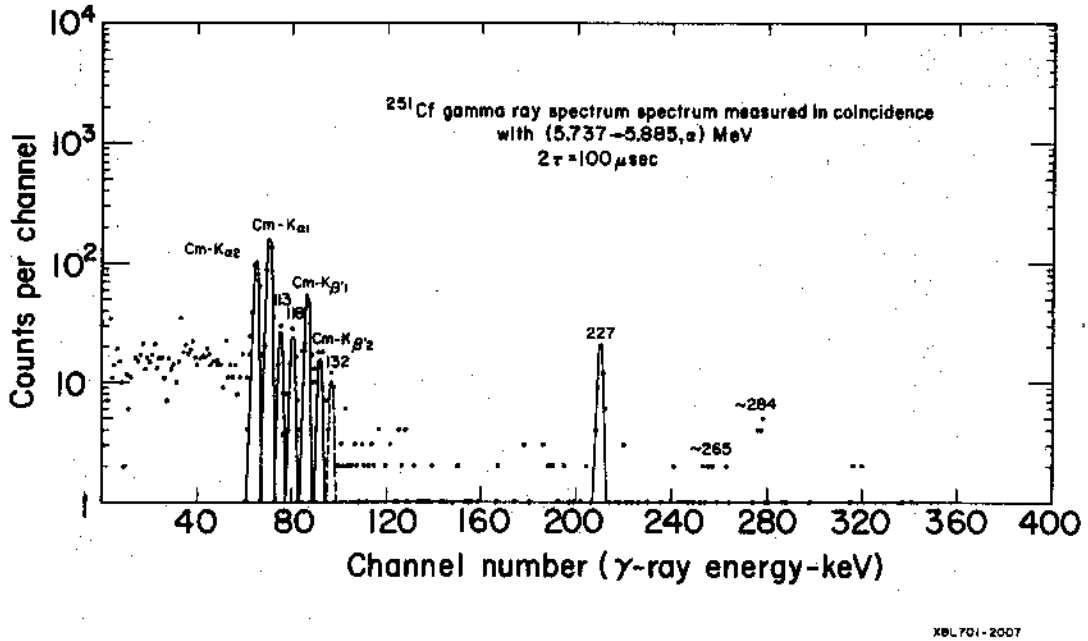


Figura 50

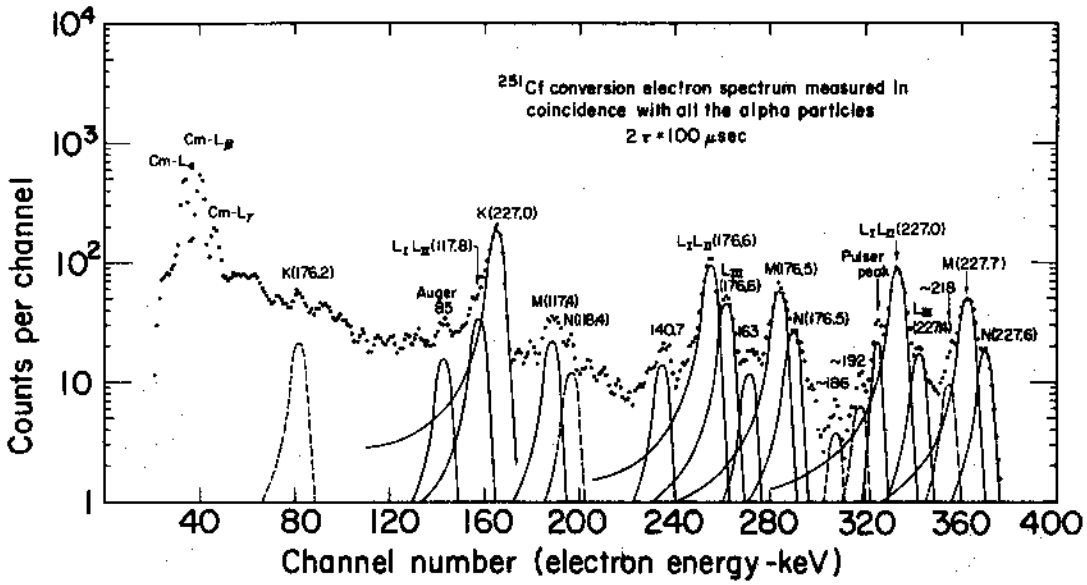


Figura 51

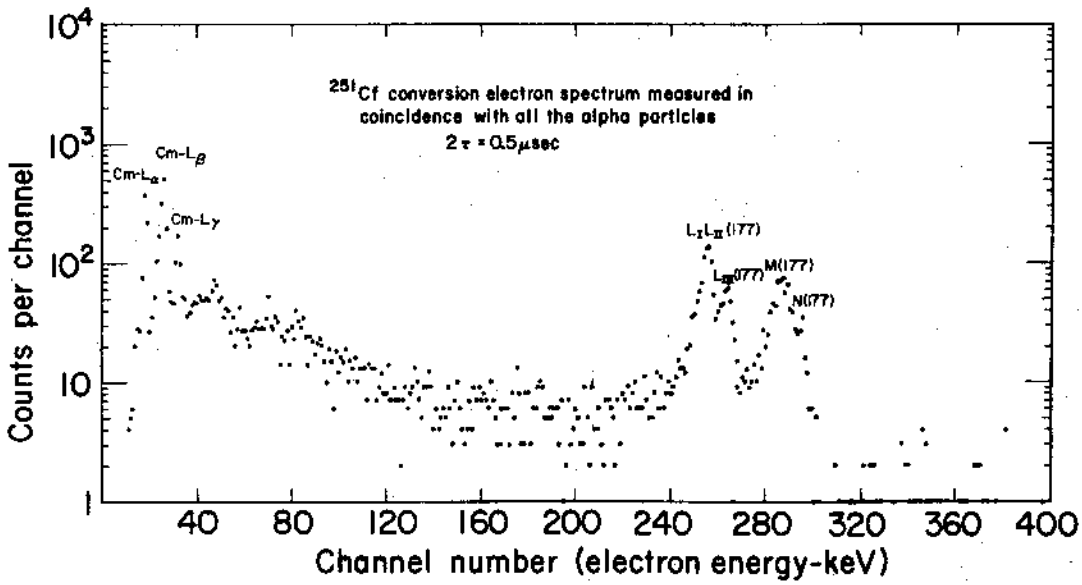


Figura 52

después de un período de un mes de duración del experimento. La calibración de la escala de energías ha sido hecha con una fuente de ^{237}Np que contenía ^{233}Pa en equilibrio secular. El detector de electrones ha sido operado con una geometría de detección de 2,5%.

5. RESULTADO DE LAS MEDICIONES.

a) Espectro Alfa.

El espectro alfa del ^{251}Cf medido en este trabajo está mostrado en la Fig.46 . Las energías, abundancias y factores de impedimento ("hindrance factors") de los distintos grupos están dados en la Tabla 33. El mismo número de grupos de partículas alfa observados por Chetham-Strode[7] ha sido obtenido en esta medición, sin embargo, la resolución de nuestro espectro nos ha permitido medir con mayor exactitud las energías de la mayoría de los mismos.

b) Espectros de Coincidencias Alfa-Gama.

Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama en coincidencia con el grupo alfa (5,737 → 5,885) Mev están dadas en la Tabla 34. El rayo gama de 177 keV no está presente en este espectro, por lo tanto está originado en un estado de energía superior a los poblados por los grupos de partículas alfa seleccionados en esta medición. El rayo gama de 227 keV ha sido observado en este experimento. Asumiendo que todos los grupos de partículas alfa utilizados en esta medición pueblan estados que decaen por medio del rayo gama de 227 keV, la intensidad de este último por cada partícula alfa es (5,4 ± 0,8)%. Utilizando esta intensidad y la intensidad

TABLA 33

Energías, abundancias y factores de impedimento de los grupos de partículas alfa emitidos por el ^{251}Cf.

Energía (MeV)	Estado excitado (keV)	Abundancia (%)	Factor de Impedimento
6,067 ± 0,003	0	2,7 ± 0,3	$4,2 \times 10^3$
6,007 ± 0,003	60	11,6 ± 0,5	$4,8 \times 10^2$
5,935 ± 0,005	134	0,6 ± 0,1	$3,8 \times 10^3$
5,843 ± 0,003	227	27 ± 1	$2,7 \times 10$
5,805 ± 0,005	266	4,2 ± 0,6	$1,1 \times 10^2$
5,783 ± 0,005	288	2,0 ± 0,3	$1,7 \times 10^2$
5,753 ± 0,004	318	3,8 ± 0,5	$6,2 \times 10$
5,728 ± 0,007	344	1,0 ± 0,3	$1,7 \times 10^2$
5,667 ± 0,003	406	35 ± 1	2,2
5,637 ± 0,006	436	3,5 ± 1,3	$1,5 \times 10$
5,622 ± 0,005	452	4,5 ± 1,0	9,3
5,592 ± 0,008	482	≈0,22	$1,3 \times 10^2$
5,556 ± 0,004	519	1,5 ± 0,2	$1,1 \times 10$
5,489 ± 0,007	587	0,3 ± 0,1	$2,3 \times 10$

Todas las energías están referidas a los valores de 5,160 y 5,115 MeV para los grupos alfa del ^{240}Pu, y 5,760 y 5,802 MeV para los correspondientes al ^{244}Cm.

total de los rayos K-X, el coeficiente de conversión interna de la capa K ha resultado (6,6 ± 0,8). Este resultado está de acuerdo con el obtenido por Chetham-Strode[7] midiendo la relación entre las intensidades de γ_{227} y la correspondiente a los rayos K-X retardados. Dos rayos gama, de 113 y 117,5 keV respectivamente han sido detectados en esta medición. Finalmente, un rayo gama de aproximadamente 285 keV y de muy baja intensidad está indicado en este espectro (Fig. 50).

Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama en coincidencia con el grupo alfa (5,400 → 5,695) Mev están dadas en la Tabla 35. El espectro de coincidencia de la Fig. 49 presenta un intenso rayo gama de 177 keV. Este hecho confirma la ubicación de este rayo en el esquema de desintegración como perteneciente a la transición entre los estados de 404 y 227 keV, como fuera dada previamente por Chetham-Strode.[7] Si asumimos que todos los estados de energía superior a 404 keV poblados por grupos de partículas alfa seleccionados en esta medición decaen al nivel de 404 keV, la intensidad de γ_{227} por cada partícula alfa (5,400 → 5,695) Mev es (6 ± 2)%; por lo tanto el estado de 404 keV decae totalmente al de 227 keV. La intensidad del rayo gama de 177 keV en esta medición es (47 ± 6)%. Si este nivel decae solamente por medio de la transición de 177keV, el coeficiente total de conversión interna de la misma es (1,1 ± 0,2). Este resultado también está de acuerdo con el obtenido por Chetham-Strode.[7]

El espectro gama en coincidencia con todas las partículas alfa medido con un circuito de coincidencia con un tiempo de resolución

TABLA 34

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{251}Cf en coincidencia con el grupo alfa (5,737 →5,885) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
Rayos K-X	35 ± 3
113 ± 2	2,0 ± 0,5
118 ± 2	2,1 ± 0,4
132 ± 2	1,0 ± 0,4
227 ± 1	5,4 ± 0,8
≈284 ?	≈2

Las intensidades están dadas por cada partícula alfa (5,737 →5,885) MeV.

TABLA 35

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{251}Cf en coincidencia con el grupo alfa (5,400 →5,695) MeV.

Energía (keV)	Intensidad (%)
Rayos K-X	49 ± 5
177 ± 1	47 ± 6
227 ± 1	6 ± 2

Las intensidades están dadas por cada partícula alfa (5,400 →5,695) MeV.

de 0,8 micro segs., está mostrado en la Fig.48. Los puntos del espectro corresponden a valores promediados sobre tres canales ("Smoothed Spectrum"). Las energías e intensidades absolutas de los rayos gama están dadas en la Tabla 36. El rayo gama de 227 keV no está presente en este espectro debido a la vida media de 25 micro segs. del mismo.[7] La intensidad del rayo gama de 176,6 keV es (17,0 ± 0,8)%. Asumiendo que todos los rayos K-X presentes en este espectro son debidos a esta transición, el coeficiente de conversión interna de la capa K de la misma es (0,23 ± 0,02), resultado que concuerda con el dado en la referencia 7. El elevado número de eventos acumulados en este espectro ha permitido identificar nuevos rayos gama de 61,5, 266,0, 285,0 y 291,0 keV. Asumiendo que el rayo γ_{61} desexcita el nivel de 61 keV, el coeficiente de conversión interna es (19 ± 16), por lo tanto la multipolaridad del mis es M1. Rayos gama de existencia dudosa de 68, 73, 83, 135, 144, 154 , 255 , 262 y 270 keV han sido también observados en este espectro. Las radiaciones gama de 113 y 117,5 keV no han sido detectadas en esta medición, lo cual implica que las mismas están retardadas.

Más adelante veremos que la multipolaridad de la transición de 117,5 keV es M1 o E2, y que por lo tanto esta transición tiene que estar relacionada con el estado de 227 keV, pues es el único que recibe una población alfa lo suficientemente abundante como para ser responsable de una intensidad de aproximadamente 10% correspondiente a dicha transición. En efecto, será visto que la intensidad total de electrones de conversión interna de la transición de

TABLA 36

Energías e intensidades absolutas de los rayos gama del ^{251}Cf en coincidencia con todas las partículas alfa.

2τ = 100 micro segs.		2τ = 0,8 micro segs.	
Energía (keV)	Intensidad (%)	Energía (keV)	Intensidad (%)
Rayos K-X	39 ± 3	Rayos K-X	4,0 ± 0,4
		61,5 ± 0,3	0,56 ± 0,22
		68 ?	≈0,2
		73 ?	≈0,3
		83 ?	≈0,1
132 ?	≈0,9	135 ?	0,12 ± 0,05
		144 ?	0,12 ± 0,05
		154 ?	0,16 ± 0,07
177 ± 1	17,3 ± 1,7	176,6 ± 0,1	17 ± 1
		214 ?	≈0,2
227 ± 1	5,1 ± 1,3	227 ?	≈0,2
257 ?	≈0,5	255 ?	0,2 ± 0,1
264 ?	≈0,7	262 ?	0,2 ± 0,1
		266,0 ± 0,3	0,5 ± 0,2
		270 ?	0,2 ± 0,1
285 ?	≈2	285,0 ± 0,2	1,4 ± 0,3
		291,0 ± 0,3	0,4 ± 0,2

Las intensidades están dadas por cada partícula alfa.

227 keV es (85 ± 5)%, y que por lo tanto la intensidad total de la transición es (90 ± 5)%. Esto significa que (10 ± 5)% del nivel de 227 keV no decae a través de la transición de 227 keV. Un rayo gama de 132 keV detectado en las mediciones con un tiempo de resolución de 100 micro segs. no ha sido observado en este experimento.

El espectro gama medido en coincidencia con todas las partículas alfa y con un tiempo de resolución de 100 micro segs. está mostrado en la Fig.47 . Las energía e intensidades de los rayos gama están dadas en la Tabla 36.

c) Experimentos de Coincidencias Alfa-Electrón.

El espectro de electrones de conversión interna medido en coincidencia con todas las partículas alfa con un tiempo de resolución de 100 micro segs. está mostrado en la Fig. 51. Los puntos graficados corresponden al valor promedio de tres canales. La Tabla 37 contiene las energías, intensidades y coeficientes de conversión interna de las transiciones medidas. Los coeficientes de conversión interna correspondientes a las transiciones de 117 y 227 keV son consistentes con las multipolaridades de E2 y M2 previamente asignadas a éstas respectivamente. Las líneas de 94,0, 112,0 117, 140,7 y 163,0 keV no han sido observadas en la medición realizada con un tiempo de resolución de 0,5 micro segs. (Fig.52), por lo tanto corresponden transiciones retardadas. En particular las tres primeras corresponden a una transición de 118 keV de multipolaridad M1 o E2.

TABLA 37

Electrones de conversión interna del ^{251}Cf en coincidencia con todas las partículas alfa.

I_e (%)		E_e (keV)	Asignación.	E (keV)	I_γ (%)		α		Multipolaridad.
4,1	(6)	48	K				0,24	(5)	
18	(1)	152,8	L_I, L_{II}				1,0	(1)	
9	(1)	157,3	L_{III}				0,5	(1)	
12	(1)	170,6	M				0,7	(1)	
6,4	(10)	175,1	N	176,4	17,3	(17)	0,37	(5)	E2
37	(2)	98,8	K				7	(2)	
19	(1)	202,5	L_I, L_{II}				3,7	(6)	
3,0	(7)	208,5	L_{III}				0,6	(2)	
11	(1)	221,4	M				2,1	(4)	
4,4	(7)	226,0	N	227,3	5,1	(13)	0,85	(15)	M2
2,3	(4)	85	Auger ($KL_{II}L_{III}$-KL_IL_{III})						
7,2	(7)	94,0	L_I, L_{II}				7,2	(9)	
5	(1)	112,0	M				5	(1)	
2,5	(5)	117	N	118,0	1,0	(2)	2,5	(7)	M1 o E2 retardada
3,2	(6)	140,7	K(269) o L_I, L_{II}(165)						retardada
2,8	(6)	163,0	K	291 ?	0,4	(2)	7	(2)	retardada
≈0,6		≈186 ?							
≈0,9		≈192 ?							
≈1,5		≈218 ?							

E_e Energía de los electrones.

I_e Intensidad absoluta de los electrones por cada partícula alfa.

E Energía de la transicion.

I_γ Intensidad absoluta de los rayos gama por cada partícula alfa.

α Coeficiente de conversión interna.

6. Esquema de Desintegración del ^{251}Cf. - Discusión

El esquema de desintegración del ^{251}Cf basado en nuestros resultados experimentales y en el trabajo de Chetham-Strode[7] está mostrado en la Fig. 53. La asignación de los estados de Nilsson 9/2-(734), 5/2 +(622) y 1/2 +(620) a los niveles de energía 0, 227 y 404 keV respectivamente ha sido hecha por los mencionados autores.[7] La banda rotacional basada en el estado 1/2 + (620) de 404 keV constituye la banda favorecida en la desintegración alfa de este nucleido. Las abundancias de los grupos de partículas alfa que pueblan los miembros de las bandas rotacionales basadas en estos estados han sido también explicadas en base al modelo colectivo.[7]

El spin y la paridad del nivel de 61,5 keV son consistentes con la multipolaridad M1 del rayo gama de 61,5 keV, lo cual confirma la asignación de éste como miembro de spin 11/2 de la banda rotacional del estado fundamental. El valor de la constante rotacional de esta banda obtenida a partir del espaciamiento energético entre los estados de spin 11/2 y 9/2 es 5,6 keV. Con este valor los estados de spin 13/2 y 15/2 son predichos a 134,4 y 218,4 keV respectivamente. Erskine[58] y colaboradores han obtenido cierta indicacion experimental del estado de spin 15/2 a una energía de 218 keV. La energía e intensidad del rayo gama de 83 keV son consistentes con la transición de un nivel de 218,3 keV al estado de spin 13/2 de la misma banda rotacional. La energía de este último es la correspondiente al rayo gama que conecta este nivel con el estado fundamental. Dado que la existencia del rayo gama de 83 keV es discutible, esta asignación no debe ser considerada definitiva. Lo mismo

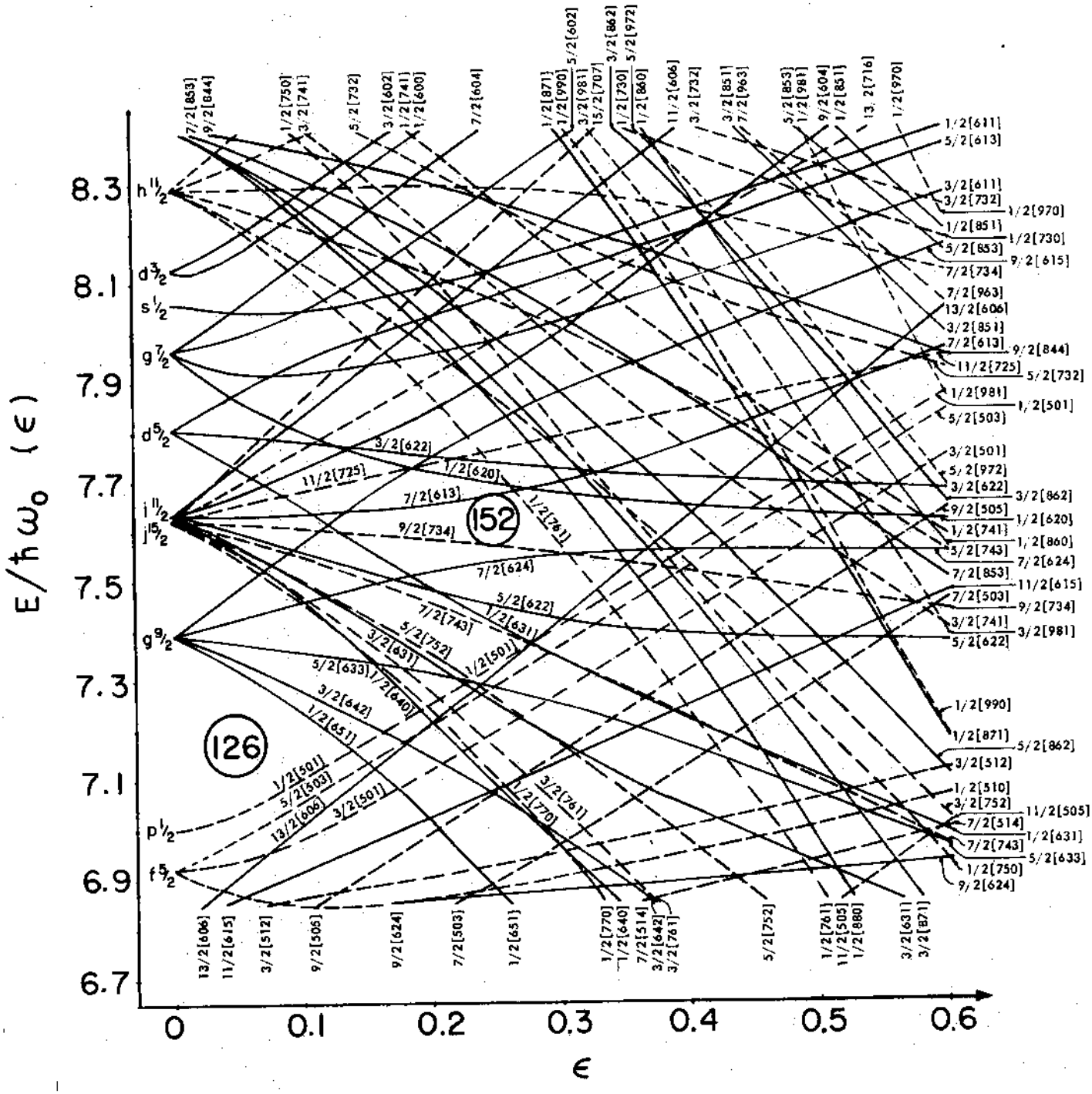


Fig. 8c. Nilsson diagram for odd neutrons, N ≥ 126.

puede decirse con respecto a la posición del rayo gama de 73 keV en el esquema de niveles del ^{247}Cm.

El rayo gama de 266 keV se ha asumido que desexcita el nivel de la misma energía poblando el estado fundamental. El rayo gama de 255 keV de existencia dudosa ha sido considerado como perteneciente a la transición entre el estado de 317 keV y el de 61,5 keV. Con las energías experimentales de los estados de spin 5/2 y 7/2 de la banda rotacional 5/2 + (622), la constante rotacional ha resultado 5,6 keV, y por lo tanto el estado de spin 9/2 es esperado a una energía de 316,6 keV. Esta última es consistente con la energía experimental determinada en este estudio.

La energía del rayo gama de 285 keV coincide con la del estado poblado por el grupo α_{288}, dentro del error experimental. No ha sido observada transición alguna desde este nivel al miembro de spin 11/2 de la banda rotacional del estado fundamental, por lo tanto el valor máximo del spin del mismo es posiblemente 7/2. En este rango energético existen dos estados de partícula independiente con K = 7/2 en el diagrama de Nilsson, 7/2-(743) y 7/2 +(613). De acuerdo a este diagrama elorbital 7/2 +(642) es esperado con una energía inferior a la correspondiente alorbital 5/2 +(622). El estado de 344 keV podría ser el siguiente miembro rotacional de una posible banda basada en el nivel de 285 keV, sin embargo no tenemos suficiente información experimental como para justificar tal asignación.

Tanto la radiación gama como los electrones correspondientes a la transición de 118 keV de multipolaridad M1 o E2 no han sido

observados en las mediciones de coincidencia "rápidas" (2τ = 0,8 micro segs.), esto implica que la misma está precedida por una transición retardada. Una manera posible de explicar este hecho es asumiendo que la transición de 118 keV está originada en un nivel de 213 keV con spin 5/2 perteneciente a la banda rotacional 1/2-(761) y que decae al miembro de spin 3/2 de la misma, este último con una energía de 95 keV. En este caso la transición retardada sería la que conecta los estados de 227 y 213 keV. Los miembros de spin 3/2 y 7/2 de esta banda, están poblados por rayos gama de 132 y 113 keV respectivamente provenientes del nivel de 227 keV. La energía del estado de spin 7/2 resulta ser entonces 114 keV. Con las energías de estos tres niveles, la constante rotacional y la de acoplamiento correspondientes a esta banda rotacional han resultado ser de 6,3 y -7,5 keV respectivamente. La elevada vida media de las transiciones que conectan las bandas rotacionales 5/2 + (622) y 1/2-(761) puede ser debida a la violación de las reglas de selección del número cuántico K y de los números cuánticos asintóticos.

Si esta interpretación es correcta, el estado base de la banda rotacional 1/2-(761) podría ser un estado isomérico con una vida media de aproximadamente 0,5 segs., esta última correspondiente a la posible transición M3 al estado fundamental.

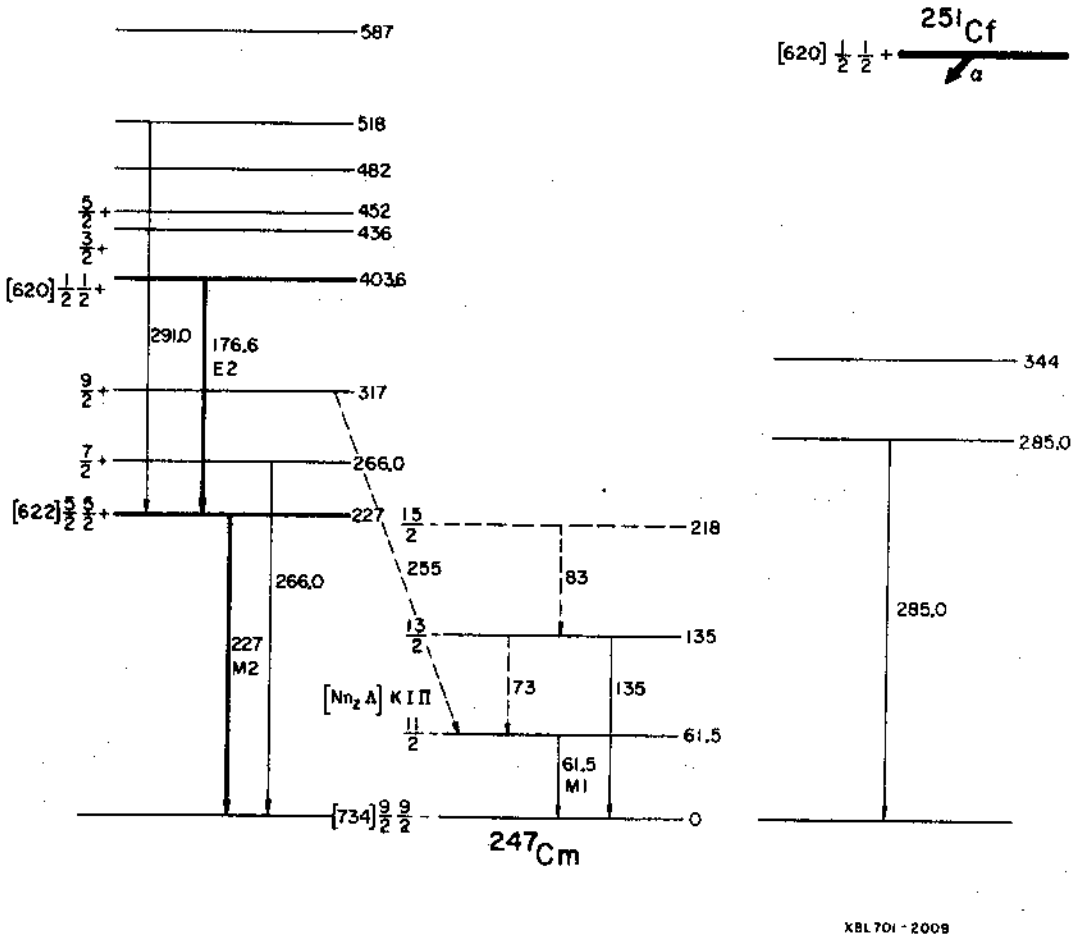

587
518
482
452
436
403.6
[620] 1/2 1/2 +
5/2 +
3/2 +
291.0
176.6
E2
9/2 +
317
7/2 +
266.0
[622] 5/2 5/2 +
227
266.0
227
M2
15/2
218
255
83
13/2
135
[Nn2 A] K I Π
73
135
11/2
61.5
61.5
M1
[734] 9/2 9/2 -
0
247Cm
251Cf
[620] 1/2 1/2 +
α
344
285.0
285.0
XBL 701 - 2009

Figura 53

CAPITULO V

TEORIA

Generalidades sobre el modelo colectivo

1. Descripción de la gota líquida.

El modelo colectivo considera al núcleo como una "gota líquida" deformable e incompresible que interactua con nucleones pertenecientes a capas que no están llenas.

La descripción de la superficie de la gota está dada por

$$R = R_o \, (1 + \eta(\theta, \phi)) \qquad (1)$$

donde la función $\eta(\theta, \phi)$ puede desarrollarse en un conjunto completo y ortonormal de funciones "Esféricas Armónicas":

$$\eta(\theta, \phi) = \sum_{lm} \alpha_{lm} \, Y^{l}_{m} \, (\theta, \phi) \qquad (2)$$

$R(\theta, \phi)$ debe ser una variable real, por lo tanto los coeficientes α_{lm} no son todos independientes sino que están relacionados por la ecuación:

$$\alpha^{*}_{lm} = (-1)^{m} \, \alpha_{l-m} \qquad (3)$$

A fin de que el volumen del núcleo sea constante, el valor α_{00} debe ser nulo. Los valores de α_{10}, α_{11} y α_{1-1} también deben ser nulos a los efectos de mantener el centro de masa nuclear fijo en

un punto. Por último, el número de nucleones que pueden existir en un meridiano de la superficie nuclear determina un límite superior para los valores de "l" utilizados en el desarrollo dado en (2); dicho límite debe ser tal que:

$$l \leq \frac{\pi A^{1/3}}{2} \qquad (4)$$

donde A es el número de nucleones. Para A ≈ 200, el valor máximo de "l" es aproximadamente 5.

2. Dinámica y cuantificación del movimiento de la gota líquida.

Dado que el volumen de la gota es constante, los posibles movimientos de la misma son pequeñas oscilaciones superficiales descritas por las coordenadas generalizadas α_{lm}. Para pequeñas oscilaciones alrededor de una forma esférica y considerando el fluido irrotacional, las energías cinéticas y potencial de la gota pueden ser escritas de la siguiente manera:

$$T = 1/2 \sum_{lm} B_l \left| \dot{\alpha}_{lm} \right|^2 \qquad (5)$$

$$V = 1/2 \sum_{lm} C_l \left| \alpha_{lm} \right|^2 \qquad (6)$$

El Lagrangiano del sistema está dado por:

$$L = 1/2 \sum_{lm} B_l \left| \dot{\alpha}_{lm} \right|^2 - 1/2 \sum_{lm} C_l \left| \alpha_{lm} \right|^2 \qquad (7)$$

y por lo tanto el momento conjugado a la coordenada α_{lm} es:

$$p_{lm} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}_{lm}} = B_l \dot{\alpha}_{lm}$$

El Hamiltoniano del sistema está dado por:

$$H = T + V = 1/2 \sum_{lm} \left(\frac{p_{lm}^2}{B_l} + C_l \left| \alpha_{lm} \right|^2 \right) \qquad (8)$$

Este Hamiltoniano no es otra cosa que el correspondiente a un sistema de oscilladores armónicos desacoplados de frecuencias:

$$\omega_l^2 = \frac{C_l}{B_l}$$

La cuantificación del Hamiltoniano (8) se puede efectuar por medio de los paréntesis de Poisson:

$$[p_{lm}, \alpha_{l'm'}] = -i\, h\, \delta_{ll'}\, \delta_{mm'}$$

$$[p_{lm}, p_{\lambda\mu}] = 0 \qquad (9)$$

$$[\alpha_{lm}, \alpha_{\lambda\mu}] = 0$$

Resulta útil introducir los operadores de "creación" y"aniquilación" $b^{\dagger}_{lm}$ y b_{lm} respectivamente, correspondientes al formalismo de la "Segunda Cuantificación". En este caso, el operador $b^{\dagger}_{lm}$ operando sobre el vacío $|0\rangle$ crea un " fonón" de superficie "l" en el estado "lm".

$$b^{\dagger}_{lm} |0\rangle = |l,m\rangle$$

mientras que el operador b_{lm} operando sobre un "fonón de superficie" "l" lo aniquila.

$$b_{lm} \, |l,m\rangle = |0\rangle$$

Definimos estos operadores a partir de las coordenadas y momentos generalizados de la manera siguiente:

$$\alpha_{lm} = \sqrt{\frac{\hbar}{2B_l \omega_l}} \left(b_{lm} + (-1)^m b^{\dagger}_{l-m} \right) \qquad (10)$$

$$p_{lm} = i \sqrt{\frac{\hbar B_l \omega_l}{2}} \left(b^{\dagger}_{lm} + (-1)^m b_{l-m} \right)$$

Substituyendo las expresiones (10) en (9), resulta:

$$[b^{\dagger}_{\lambda\mu}, b^{\dagger}_{lm}] = 0$$

$$[b_{\lambda\mu}, b_{lm}] = 0 \qquad (11)$$

$$[b_{\lambda\mu}, b^{\dagger}_{lm}] = \delta_{l\lambda} \, \delta_{\mu m}$$

Las relaciones de conmutación (11) son las correspondientes a "Bosones", por lo tanto los "fonones de superficie" pueden ser tratados como "Bosones".

El Hamiltoniano del sistema escrito en función de los operadores de creación y aniquilación resulta:

$$H = 1/2 \sum_{lm} \hbar \omega_l + \sum_{lm} \hbar \omega_l \, b^\dagger_{lm} \, b_{lm} \qquad (12)$$

El primer término es el correspondiente a la "energía del vacío". El operador que cuenta el número de fonones en el estado $|l,m>$ es:

$$n_{lm} = b^\dagger_{lm} \, b_{lm} \qquad (13)$$

mientras el que cuenta el número total de fonones "l" es:

$$N_l = \sum_{m=-l}^{l} n_{lm} \qquad 0,1,2,\ldots\ldots \qquad (14)$$

Por lo tanto el Hamiltoniano puede ser escrito de la siguiente manera:

$$H = 1/2 \sum_{l} \hbar \omega_l \, (2l+1) + \sum_{l} \hbar \omega_l \, N_l \qquad (15)$$

el segundo término corresponde a la energía del número total de fonones del sistema.

La energía total del sistema está dada por:

$$E = E_o + N_\lambda \hbar \omega_\lambda + \ldots\ldots\ldots + N_l \hbar \omega_l \qquad (16)$$

y la función de onda puede ser escrita como:

$$\frac{1}{n_{\lambda\mu}! \ldots\ldots n_{lm}!} \{(b^{\dagger}_{\lambda\mu})^{n_{\lambda\mu}} \ldots\ldots (b^{\dagger}_{lm})^{n_{lm}}\} |0> \qquad (17)$$

Hemos descrito al sistema como un conjunto de excitaciones independientes de frecuencia ω_l, cada excitación es llamada un "Fonón".

El momento angular clásico de una gota líquida con un movimiento irrotacional está dado por:

$$L = \sum_{lm} p_{lm} \alpha_{\lambda\mu} \int d\omega\, Y^{\lambda}_{\mu}(\theta,\phi)\, \vec{r} \times \vec{\nabla} Y^{l*}_{m}(\theta, \phi) \qquad (18)$$

La expresión (18) puede ser cuantificada haciendo:

$$-(i\hbar\, \vec{r} \times \vec{\nabla})_3\, Y^{l}_{m}(\theta, \phi) = \hbar\, m\, Y^{l}_{m}(\theta, \phi)$$

por lo tanto

$$L_3 = -i \sum_{lm} m\, p_{lm}\, \alpha_{lm}$$

que en función de los operadores de creación y aniquilación resulta:

$$L_3 = \hbar \sum_{lm} m\, b^{\dagger}_{lm}\, b_{lm} = \hbar \sum_{lm} m\, n_{lm} \qquad (19)$$

Vemos pues que cada "fonón de superficie" posee un spin "1".

3. <u>Separación de los movimientos</u>.

La ecuación general (1) es adecuada para el estudio de vibraciones de núcleos casi esféricos, pero para núcleos esferoidales

resulta más conveniente usar otro sistema de coordenadas. Los coeficientes α_{1m} describen cambios de la forma del núcleo con respecto a un sistema fijo en el espacio. Si un núcleo tiene una forma permanente no esférica y está a su vez rotando, los coeficientes α_{1m} variarán en el tiempo, pero la forma del núcleo será siempre la misma. Por lo tanto es preferible especificar la orientación del núcleo por medio de los ángulos de Euler (Θ, Φ, Ψ) de los ejes principales del núcleo con respecto al sistema fijo de ejes, y a su vez introducir otros parámetros que especifiquen la forma del núcleo con respecto a sus ejes principales.

Consideraremos únicamente formas cuadrupolares del núcleo, esto es, $\lambda = 2$. Los coeficientes α_{2m} en el sistema de coordenadas fijo están relacionados con los coeficientes a_{2m} en el sistema móvil por medio de la expresión:

$$\alpha_{2\mu} = \sum_{\nu} D^{(2)*}_{\mu\nu} \, a_{2\nu} \tag{20}$$

Dado que los ejes fijos al cuerpo son los ejes principales de inercia, los productos de inercia son nulos, $a_{21} = a_{2\pm1} = 0$, siendo $a_{20} \neq 0$ y $a_{22} = a_{2-2}$. Por lo tanto a_{20}, a_{22} y los ángulos de Euler describen totalmente el movimiento del sistema.

Introduciendo el siguiente cambio de variables:

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \operatorname{sen} \gamma \end{aligned} \tag{21}$$

$\beta^2 = \sum_m a_{2m}^2$ resulta una medida de la deformación total del núcleo, y por lo tanto la energía potencial puede ser escrita como:

$$V = 1/2 \quad C \sum_m | \alpha_{2m} |^2 = 1/2 \quad C\beta^2 \qquad (22)$$

Derivando la ecuación (20) y reemplazándola en la ecuación (5) resulta:

$$T = 1/2 \quad B \quad (\dot{\beta}^2 + \beta^2 \dot{\gamma}^2) + 1/2 \sum_{K=1}^{3} \tau_K \quad \omega_K^2 \qquad (23)$$

La expresión (23) constituye la energía cinética expresada en el sistema de coordenadas móvil. En esta ecuación $\vec{\omega}$ es la velocidad angular de los ejes principales con respecto al eje fijo en el espacio. El segundo término tiene la forma de una energía cinética de rotación con momentos efectivos de inercia dados por:

$$\tau_K = 4 \; B \; \beta^2 \; \text{sen}^2 \; (\gamma - \frac{2\pi}{3} K) \qquad (24)$$

Cuantificando el Hamiltoniano clásico de la gota líquida resulta:

$$H = H_\beta + H_\gamma + \sum_{K=1}^{3} \frac{L_K^2}{2\tau_K} + 1/2 \quad C \quad \beta^2 \qquad (25)$$

donde $H_\beta + H_\gamma$ constituye la energía cinética vibracional, el tercer término es el término rotacional y L_K es la componente del momento angular en la dirección del eje K. Si existe un eje de simetría, por ejemplo el eje K = 3, resulta $\tau_3 = 0$, y por lo tanto la compo-

nente L_3 del momento angular debe anularse a fin de evitar estados de energía infinita. En este caso L_3, L^2 y L_z son constantes de movimiento.

$$L^2 = J\,(J+1)$$

$$L_z = M$$

$$L_3 = K$$

El Hamiltoniano (25) es tal que la función de onda del sistema es separable y está dada por:

$$\Psi = |J\,M\,K,\ \lambda\,\mu\rangle\ f_{J,K,\ \lambda\,\nu}(\beta)\ G_K^{J,\lambda}(\gamma)\ |J\,M\,K\rangle \qquad (26)$$

donde λ y ν son dos números cuánticos de vibración, y

$$|J\,M\,K\rangle = \left(\frac{2J+1}{16\pi^2\,(1+\delta_{K0})}\right)^{1/2} \left(D^J_{MK} + (-1)^J\,D^J_{M\,-K}\right) \qquad (27)$$

siendo D^J_{MK} la matriz de rotación.

El sistema físico ha quedado pues separado en una parte rotacional y otra vibracional. La energía de la parte rotacional está dada por:

$$\langle J\,M\,K\,|\sum_{K=1}^{3}\frac{L_K}{2\tau_K}\,|\,J\,M\,K\rangle = \hbar^2\left\langle\frac{L^2-L_3^2}{2\,\tau_1}+\frac{L_3^2}{2\,\tau_3}\right\rangle =$$

$$\hbar^2\,\frac{J\,(J+1)-K^2}{2\,\tau_1} + \frac{\hbar^2\,K^2}{2\,\tau_3}$$

Para un sistema con simetría axial habíamos visto que $\tau_3 = 0$ y por lo tanto K = 0, luego:

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\tau} J (J + 1) \qquad (29)$$

Sólo estados con "J" par son posibles, dado que para "J" impar la función de onda $|J\ M\ K\rangle$ se anula. "J" toma los valores K, K + 1, K + 2,..... La secuencia de niveles predicha por la ecuación (29) es característica en los núcleos par-par, donde los spines de los niveles de baja energía son J = 0, 2, 4, 6,.... y la paridad positiva.

Esta descripción del movimiento del núcleo, es la correspondiente a un núcleo muy deformado con un número par de protones y neutrones.

4. <u>Movimiento rotacional de un núcleo deformado de A impar</u>.

El Hamiltoniano de un núcleo con deformación permanente y con un nucleón no apareado está dado por:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) + \sum_{K=1}^{3} \frac{R_K^2}{2\tau_K} \qquad (30)$$

donde $\vec{p}$ y $\vec{r}$ son respectivamente el momento lineal y el vector posición de la partícula en el sistema de coordenadas móvil. R_K es el momento angular del movimiento colectivo de la parte central del núcleo ("core")

$$R_K = J_K - j_K \qquad (31)$$

siendo $\vec{J}$ y $\vec{j}$ el momento angular total y el momento angular del nucleòn no apareado respectivamente. El Hamiltoniano resulta:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) + \sum_{K=1}^{3} \frac{\hbar^2}{2\tau_K} (J_K - j_K)^2 \qquad (32)$$

donde $V(\vec{r})$ es la energía potencial del nucleón no apareado y "m" la masa reducida del sistema. En el caso de existir simetría axial: $j_1 = j_2 = j$, luego:

$$H = H_0 + \frac{\hbar^2}{2\tau_3} (J_3 - j_3)^2 + \frac{\hbar^2}{2\tau} (J^2 - J_3^2 - j_3^2) + RPC \qquad (33)$$

donde

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar^2}{2\tau} j^2 \qquad (34)$$

y

$$RPC = -\frac{\hbar^2}{2\tau} (J_+ j_- + J_- j_+) \qquad (35)$$

siendo $J_\pm = J_1 \pm iJ_2$ y $j_\pm = j_1 \pm i j_2$.

Por ser el potencial $V(\vec{r})$ axialmente simétrico, los ángulos azimutales correspondientes a las coordenadas de la partícula no aparecen en el Hamiltoniano y por lo tanto "j_3" es una constante de movimiento a la cual designamos con Ω. También J^2 y J_3 son constantes de movimiento. El término H_0 es el Hamiltoniano del nucleón

no apareado y el término RPC (Rotational-Particle-Coupling) acopla el momento angular rotacional con el correspondiente al nucleón no apareado. Este término es también llamado "Término de Coriolis" debido a que su origen es el mismo que el de la "Fuerza de Coriolis" de la mecánica clásica. Habíamos visto que $\tau = 0$ para núcleos con simetría axial y por lo tanto $L_3 = K - \Omega = 0$, o sea $K = \Omega$.

Los elementos de matriz no nulos de los operadores $J_\pm$ y $j_\pm$ son los siguientes:

$$\langle J,K \mid J_\pm \mid J,K \pm 1\rangle = \sqrt{(J \mp K)\ (J \pm K + 1)}$$

$$\langle j,\Omega \mid j_\pm \mid j,\Omega \pm 1\rangle = \sqrt{(j \mp \Omega)\ (j \pm 1 + 1)} \qquad (36)$$

Dado que estos operadores tienen elementos de matriz no nulos únicamente para estados que difieren en una unidad en $K = \Omega$, la proyección del momento angular total sobre el eje de simetría del núcleo deja de ser una constante de movimiento, puesto que estos dos operadores mezclan la función de onda de un estado con un solo valor de K, con las funciones de onda de otros estados que difieren en una unidad en K. La función de onda final puede por lo tanto ser escrita de la siguiente forma:

$$\Psi = \sum_K a_K \ \psi(J,M,K=\Omega) \qquad (37)$$

donde las a_K son los diferentes coeficientes de las componentes de la función de onda total ("admixtures").

En el caso de tener un acoplamiento entre dos estados cuyos valores de K difieren en una unidad, la función de onda final es escrita como:

$$\Psi^{H,L} = a_J^{HL} \psi_{JK} + b_J^{HL} \psi_{J,K+1} \qquad (38)$$

donde los superíndices H y L se refieren a los niveles perturbados de mayor y menor energía respectivamente. El Hamiltoniano puede ser escrito de la siguiente manera:

$$H = H_0 + H_{rot} + R\,P\,C$$

Sustituyendo la función de onda final (38) en la ecuación de Schroedinger, resulta:

$$\{(H_0 + H_{rot}) + R\,P\,C\}(a_J^{HL} \psi_K + b_J^{HL} \psi_{K+1}) = E\,(a_J^{HL} \psi_K + b_J^{HL} \psi_{K+1}) \quad (3$$

o sea

$$a_J^{HL} (H_0 + H_{rot}) \psi_K + b_J^{HL} (H_0 + H_{rot}) \psi_{K+1} + R\,P\,C\, a_J^{HL} \psi_K +$$

$$R\,P\,C\, b_J^{HL} \psi_{K+1} = a_J^{HL} E \psi_K + b_J^{HL} E \psi_{K+1}$$

Multiplicando escalarmente ambos miembros de esta última ecuación por ψ_K resulta:

$$a_J^{HL} < \psi_K | H_0 + H_{rot} | \psi_K > + b_J^{HL} < \psi_K | H_0 + H_{rot} | \psi_{K+1} > +$$

$$a_J^{HL} < \psi_K | R\,P\,C | \psi_K > + b_J^{HL} < \psi_K | R\,P\,C | \psi_{K+1} >= a_J^{HL} E$$

o sea

$$a_J^{HL} E_K + b_J^{HL} A_{K,K+1} = E\, a_J^{HL} \qquad (40)$$

donde:

$E_K = <\psi_K | H_0 + H_{rot} | \psi_K >$ es la energía del estado rotacional no perturbado.

$A_{K,K+1}$ es el elemento de matriz de Coriolis entre los estados K y K + 1.

$$A_{K,K+1} = -\frac{\hbar^2}{2\tau} < J,K | J_+ j_- + J_- j_+ | J,K+1 >$$

Análogamente resulta:

$$b_J^{HL} E_{K+1} + a_J^{HL} A_{K+1,K} = E\, b_J^{HL} \qquad (41)$$

El sistema de ecuaciones (41) (40) tiene solución no trivial únicamente si el determinante principal es nulo:

$$\begin{vmatrix} E_K - E & A_{K+1,\,K} \\ A_{K,\,K+1} & E_{K+1} - E \end{vmatrix} = 0$$

Las raíces de esta ecuación son las energías de los estados perturbados (autovalores). Los autovectores, o coeficientes de la función de onda final (admixtures), deben verificar la relación siguiente:

$$\frac{a_J^{HL}}{b_J^{HL}} = \frac{E_{K+1} - E}{-A_{K,\,K+1}} \qquad (43)$$

Las energías de los estados perturbados de spin J están dadas por:

$$E = 1/2\,(E_{K+1} + E_K) \pm 1/2\,\{(E_{K+1} - E_K)^2 + 4\,A^2_{K,\,K+1}\}^{-1/2} \qquad (44)$$

Dado que la función de onda final está normalizada, debe verificarse la siguiente relación:

$$a_J^2 + b_J^2 = 1 \qquad (45)$$

De (43) y(45) resulta:

$$a_J^{HL} = \{1 + (\pm R + \sqrt{1 + R^2})^2\}^{-1/2} \qquad (46)$$

$$b_J^H = a_J^L\,; \quad b_J^L = -a_J^H$$

donde

$$R_K = \frac{\left| E_{K+1} - E_K \right|}{2A_{K,\,K+1}} \qquad (47)$$

De la ecuación (46) vemos que los coeficientes de las componentes de la función de onda dependen de la diferencia entre las energías de los estados no perturbados y del elemento de matriz de Coriolis entre los mismos, este último es del orden de los espaciamientos rotacionales, esto es, proporcional a $\frac{\hbar^2}{2\tau}$. Por lo tanto, para núcleos muy deformados, tales que los espaciamientos rotacionales sean pequeños comparados con las energías de los estados de partícula independiente, el término de Coriolis puede ser ignorado, excepto para el caso en que estos estados de partícula independiente se hallen muy cercanos entre si.En este último caso, la banda rotacional basada en el estado de partícula independiente $K = \Omega$, estará acoplada a las bandas correspondientes a $K = \Omega \pm 1$ por medio de esta interacción.

En el caso de tener varios estados de partícula independiente acoplados a través de la interacción de Coriolis, la ecuación secular para cada valor del spin es la siguiente:

$$\begin{vmatrix} E_K - E & A_{K+1,\,K} & & \\ A_{K,\,K+1} & E_{K+1} - E & A_{K+2,\,K+1} & \\ & A_{K+1,\,K+2} & E_{K+2} - E & A_{K+3,\,K+2} \\ & & A_{K+2,\,K+3} & \ddots \end{vmatrix} = 0$$

5. Banda rotacional anómala, K = 1/2.

La función de onda de un núcleo con un nucleón no apareado está dada por:

$$\Psi (J\ M\ K) = \left(\frac{2J+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \{ D^J_{M\,K}\ \chi_K + (-1)^{J-1/2}\ \pi_{\chi_K}\ D^J_{M-K}\ \chi_{-K} \} \quad (48)$$

Donde χ_K es la función de onda intrínseca del nucleón no apareado, siendo π_{χ_k} la paridad de la misma. El término correspondiente a (-K) es debido a la simetría axial del núcleo, pues la función de onda debe ser simétrica bajo rotaciones de 180 . Dado que la función de onda contiene estos dos términos correspondientes a K y -K, la interacción de Coriolis va a contribuir directamente en la energía de los estados correspondientes a K = 1/2 con un término:

$$\langle R\ P\ C \rangle = \frac{\hbar^2}{2\tau}\ a\ (-1)^{J+1/2}\ (J + 1/2)$$

siendo "a" la constante de desacoplamiento dada por:

$$a = (-1)^{l} \sum_{l} \{ a_{l\,0}^2 + 2 (l\ (l+1))^{1/2}\ a_{l\,0}\ a_{l\,1} \}$$

Los coeficientes $a_{l\,0}$ y $a_{l\,1}$ son los coeficientes de Nilsson en la representación desacoplada (L-S) y serán tratados más adelante en la sección correspondiente al modelo de Nilsson.

Las energías de los miembros de una banda rotacional K = 1/2 están dadas por la expresión siguiente:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\tau} \{ J (J+1) + \delta_{K,1/2} \, a (-1)^{J+1/2} (J+1/2) \} \qquad (49)$$

En el caso de ser "a" negativa y/o de un valor no muy bajo, los niveles presentan considerables alteraciones en el orden energético con respecto al valor de los spines de los mismos, de ahí el nombre de "Banda Rotacional Anómala".

6. <u>Estados de partícula independiente en un núcleo deformado. - Modelo de Nilsson.</u>

El trabajo fundamental realizado en este tema ha sido hecho por S.G.Nilsson[3] en 1955. El modelo nuclear presentado por Nilsson estudia los estados de partícula independiente de un núcleo deformado con simetría axial. El potencial usado es intermedio entre el potencial de un oscilador armónico y un pozo cuadrado con un término de acoplamiento spin-órbita, este término es necesario a fin de obtener el orden correcto de los niveles en el caso límite de un núcleo esférico. El Hamiltoniano correspondiente al movimiento de la partícula es pues el siguiente:

$$H = \frac{p^2}{2m} + 1/2m \sum_{K=1}^{3} \omega_k^2 R_K^2 + C \, \vec{l}.\vec{s} + D \, l^2 \qquad (50)$$

Los semiejes de un núcleo con una deformación cuadrupolar están dados por:

$$R_K = R_0 \{ 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \, \beta \cos (\gamma - \frac{2\pi}{3} K) \} \qquad (51)$$

La constancia del volumen nuclear está dada por el hecho de que $R_1 R_2 R_3 = 1$ en primer orden de aproximación. Los ángulos β y γ son las coordenadas azimutales de la partícula.

En un núcleo elipsoidal debe existir una superficie equipotencial tal que el potencial sobre dicha superficie sea igual al potencial sobre una superficie esférica de radio R_0. Por lo tanto, para cada semieje de la superficie equipotencial debe verificarse:

$$1/2 \; m \, \omega_K^2 \, R_K^2 = 1/2 \; m \, \omega_0^2 \, R_0^2$$

o sea

$$\frac{\omega_K}{\omega_0} = \frac{R_0}{R_K} \tag{52}$$

donde $\omega_0(\delta) = \dot{\omega}_0 \left(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3\right)^{-1/6}$ y $\dot{\omega}_0 = 41 \times A^{-1/3}$ (Mev),

siendo $\delta = 0{,}95\,\beta$. A partir de la ecuación(51) se obtiene el valor de $\frac{1}{R_K}$ dado en la expresión (53) despreciando los términos de orden igual y superior a β^2;

$$\frac{1}{R_K} = \frac{1}{R_0} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \; \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3} K\right) \right\} \tag{53}$$

Sustituyendo (53) en (52) resulta:

$$\omega_K = \frac{R_0}{R_K} \, \omega_0 = \omega_0 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \; \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3} K\right) \right\} \tag{54}$$

y por lo tanto el potencial armónico puede ser escrito como:

$$1/2\ m \sum_{K=1}^{3} R_K^2\ \omega_K^2 = 1/2\ m\ \omega_0^2 \sum_{K=1}^{3} R_K^2 \left\{1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\ \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3} K\right)\right\} \quad (55)$$

La expresión (55) en coordenadas esféricas (r,θ,ϕ) tiene la siguiente forma:

$$1/2\ m\ \omega_0^2\ r^2 \left\{1 - 2\ \beta\ Y_0^2 \cos\gamma + \left(Y_2^2 + Y_{-2}^2\right) \frac{\operatorname{sen}\gamma}{2}\right\} \quad (56)$$

En el caso de ser $\gamma = 0$ o π (núcleo esferoidal de forma "Prolate" u "Oblate" respectivamente), el potencial armónico resulta:

$$1/2\ m\ \omega_0^2\ r^2 \left(1 + 2\ \beta\ Y_0^2\right)$$

siendo $\beta \gtrless 0$

El Hamiltoniano total puede ser por lo tanto escrito de la manera siguiente:

$$H = \frac{p^2}{2m} + 1/2\ m\ \omega_0^2\ r^2 + C\ \vec{l}.\vec{s} + D\ l^2 + \beta\ m\ \omega_0^2\ r^2\ Y_0^2 \quad (57)$$

Efectuando el cambio de coordenadas siguiente:

$$\rho_K = \sqrt{\frac{m\ \omega_0}{\hbar}}\ R_K$$

$$\rho^2 = \sum_{K=1}^{3} \rho_K^2$$

resulta:

$$H = H_{00} + H_{\beta} + C\,\vec{l}.\vec{s} + D\,l^2$$

donde

$$H_{00} = -\frac{\hbar\,\omega_0}{2}\left(\nabla^2 - \rho^2\right)$$

$$H_{\beta} = -\hbar\,\omega_0\,\beta\,\rho^2\,Y_0^2 \qquad (58)$$

La base utilizada en la diagonalización del Hamiltoniano total, simultáneamente diagonaliza a los operadores H_{00}, l^2, l_3 y s_3 con los siguientes autovalores:

$$H_{00}\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma> = \hbar\,\omega_0\,(N+3/2)\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma>$$

$$l^2\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma> = l\,(l+1)\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma>$$

$$l_3\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma> = \Lambda\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma>$$

$$s_3\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma> = \Sigma\,|\,N\,l\,\Lambda\,\Sigma>$$

donde

$N = 0, 1, 2, 3, \ldots\ldots\ldots$

$l = N, N-2, N-4, \ldots\ldots\ldots\ 1,$ o 0

$\Sigma = \pm 1/2$

$\Omega = \Lambda + \Sigma$

H_{β} y $C\,\vec{l}.\vec{s}$ no son diagonales en esta base.

Por la forma del potencial es claro que tanto la paridad $(-1)^N$ como el número cuántico Ω se conservan, por lo tanto los elementos de matriz con $\Delta N = 1$ se anulan pero no necesariamente los correspondientes a $\Delta N = 2$. Estos últimos son debidos al operador $\rho^2 Y_0^2$ que en el caso en que los estados considerados estén muy próximos en energía, el elemento de matriz correspondiente a $\Delta N = 2$ resulta no nulo. En el modelo de Nilsson, si bien esta interacción ha sido mencionada y en ciertos casos los elementos de matriz han sido calculados, en los diagramas presentados en dicho trabajo tales elementos de matriz han sido considerados nulos en todos los casos. Recientemente Andersen[31] ha calculado el valor de estos elementos de matriz para ciertos casos particulares utilizando un potencial de Wood-Saxon. Los valores encontrados por este autor son considerablemente mayores que los calculados en el trabajo original de Nilsson.[3] Introduciendo los parámetros:

$$\mu = \frac{D}{\kappa \hbar\omega_0} \; ; \quad \kappa = \frac{C}{\hbar\omega_0}$$

el Hamiltoniano resulta:

$$H = H_{00} - \hbar\omega_0 \left(\beta \rho^2 Y_0^2 + 2 \kappa \vec{l}.\vec{s} + \mu \kappa l^2 \right) \qquad (59)$$

Los parámetros κ y μ son seleccionados en forma tal que para núcleos esféricos se obtenga el ordenamiento de niveles correspondiente al modelo de capas. Nilsson ha utilizado un único valor $\kappa = 0{,}05$ y diferentes valores de μ para las distintas capas.

La función de onda $| N\ 1\ \Lambda\ \Sigma >$ tiene una parte radial, una angular y otra correspondiente al spin.

$$| N\ 1\ \Lambda\ \Sigma > \sim r^{1}\ e^{-1/2\ r^{2}}\ F(-n, 1 + 3/2, r^{2})\ Y^{1}_{\Lambda}\ \chi_{\Sigma=\pm 1/2} \qquad (60)$$

siendo $2n + 1 = N$.

$F(-n, 1 + 3/2, r^{2})$ es la función confluente hipergeométrica. Los autovalores del Hamiltoniano total están dados por:

$$E^{N\ \Omega}_{\alpha} = (N_{\alpha} + 3/2)\ \hbar\omega_{0}\ (\delta) + \kappa\ \hbar\dot{\omega}_{0}\ r^{N\ \Omega}_{\alpha} \qquad (61)$$

donde α denota los diferentes autovalores, y $r^{N\ \Omega}_{\alpha}$ son los autovalores del operador: $(H - H_{00})$

Las autofunciones del Hamiltoniano total son descritas como una combinación lineal de las funciones de onda $| N\ 1\ \Lambda\ \Sigma >$.

$$\chi = \sum_{1\Lambda} a_{1\Lambda}\ | N\ 1\ \Lambda\ \Sigma > \qquad (62)$$

Los coeficientes $a_{1\Lambda}$ han sido calculados por Nilsson y están dados en tablas en el trabajo original junto con los autovalores $r^{N\ \Omega}_{\alpha}$. Los únicos buenos números cuánticos para núcleos muy deformados son: $N\ n_{3}\ \Lambda\ \Omega$ y la paridad, por lo tanto los estados de partícula independiente son caracterizados por el conjunto de números cuánticos $\Omega\ \pi\ (N\ n_{3}\ \Lambda)$. Las funciones de onda utilizadas están referidas al sistema móvil.

6. <u>Tratamiento simultáneo de las interacciones $\Delta N = 2$ y de Coriolis</u>.

Habíamos visto que el operador $r^2 Y_{20}$ acopla estados de partícula independiente con $\Delta N = 2$. Las reglas de selección de este operador son:

$$\Lambda = \Lambda' \; ; \quad \Sigma = \Sigma' \; , \qquad l = \begin{cases} l' \\ l' \pm 2 \end{cases} \; ; \qquad N = \begin{cases} N' \\ N' \pm 2 \end{cases}$$

Consideraremos un núcleo de A impar con un espectro de niveles compuesto por un conjunto de bandas rotacionales basadas en estados de partícula independiente (de Nilsson) interactuando por medio de la interacción de Coriolis. Además supondremos la existencia de dos estados de Nilsson con $\Delta N = 2$ tales que la interacción entre los mismos no sea despreciable. El problema consiste en determinar las energías y las funciones de onda de los estados perturbados por estas dos interacciones.

El Hamiltoniano total del sistema compuesto por un núcleo central y un nucleón no apareado está dado por:

$$H = H_0 + H_{rot} + R\,P\,C + H_\beta \; (\Delta N = 2) \qquad (63)$$

Consideremos el caso del ^{233}Pa en donde las bandas rotacionales 3/2 + (651), 5/2 + (642), 7/2 + (633), 9/2 + (624), 1/2 + (660) están acopladas por medio de la interacción de Coriolis, y los estados 1/2 + (660) y 1/2 + (400) interactuan por medio de la interacción $\Delta N = 2$. Diagonalizaremos el Hamiltoniano total en una ba-

se compuesta por las funciones de onda del operador $(H_0 + H_{rot})$. La función de onda total del sistema puede ser escrita por lo tanto de la siguiente forma:

$$\Psi = a\,\psi_{1/2} + b\,\psi_{1/2'} + c\,\psi_{3/2} + d\,\psi_{5/2} + e\,\psi_{7/2} + f\,\psi_{9/2} \qquad (64)$$

donde $\psi_{1/2}$ y $\psi_{1/2'}$ corresponden a los estados 1/2 + (660) y 1/2 + (400) respectivamente. Sustituyendo (63) y (64) en la ecuación de Schroedinger:

$$H\,\Psi = E\,\Psi$$

y multiplicando escalarmente por $\psi_{1/2}$, $\psi_{1/2'}$, $\psi_{3/2}$, $\psi_{5/2}$, $\psi_{7/2}$, y $\psi_{9/2}$ respectivamente, resulta el siguiente sistema homogéneo de ecuaciones:

$$a\,(E_{1/2} + A_{1/2\,1/2} - E) + b\langle \psi_{1/2} | H_\beta | \psi_{1/2'} \rangle + c\,A_{1/2\,3/2} = 0$$

$$a\langle \psi_{1/2'} | H_\beta | \psi_{1/2} \rangle + b\,(E_{1/2'} + A_{1/2\,1/2'} - E) = 0$$

$$a\,A_{1/2\,3/2} + c\,(E_{3/2} - E) + d\,A_{3/2\,5/2} = 0$$

$$c\,A_{5/2\,3/2} + e\,A_{5/2\,7/2} + d\,(E_{5/2} - E) = 0$$

$$d\,A_{5/2\,7/2} + f\,A_{7/2\,9/2} + e\,(E_{7/2} - E) = 0$$

$$e\,A_{7/2\,9/2} + f\,(E_{9/2} - E) = 0$$

que puede también ser escrito en la forma matricial siguiente:

$$A\,\vec{V} = E\,\vec{V}$$

siendo $\vec{V}$ el vector de componentes a, b, c, d, e, f y "A" la matriz:

$$\begin{vmatrix}
E_{1/2} & \langle H_\beta \rangle & A_{1/2\ 3/2} & & & \\
\langle H_\beta \rangle & E_{1/2'} & & & & \\
A_{1/2\ 3/2} & & E_{3/2} & A_{3/2\ 5/2} & & \\
 & & A_{3/2\ 5/2} & E_{5/2} & A_{5/2\ 7/2} & \\
 & & & A_{5/2\ 7/2} & E_{7/2} & A_{7/2\ 9/2} \\
 & & & & A_{7/2\ 9/2} & E_{9/2}
\end{vmatrix}$$

donde

$$E_{1/2} = E_{1/2+(660)} - \frac{\hbar^2}{2\tau} A_{1/2\ 1/2+(660)}$$

$$E_{1/2'} = E_{1/2+(400)} - \frac{\hbar^2}{2\tau} A_{1/2\ 1/2+(400)}$$

$\langle H_\beta \rangle$ es el elemento de matriz correspondiente a la interacción $\Delta N = 2$

entre los estados 1/2 + (660) y 1/2 + (400). E_K es la energía de los estados rotacionales basados en los de partícula independiente sin considerar la interacción $\Delta N = 2$. $A_{K, K+1}$ son los elementos de matriz de Coriolis.

Resolviendo la ecuación de autovalores para cada valor del spin, se obtienen los valores de las energías de los estados perturbados (E), así como también los coeficientes de las componentes de la función de onda final (a, b, c, d, e, f) (admixtures).

Este tratamiento ha sido hecho para el caso del ^{233}Pa, pero puede ser aplicado a otro nucleo apropiado en forma análoga.

Nota. Este capítulo ha sido extractado de los siguientes libros y trabajos originales: J.P. Davidson "Colective Models of theNucleus", 1968, Academis Press Inc; M.A. Preston, "The Physics of the Nucleus", 1962, Addison-Wesley; el trabajo original de S.G.Nilsson dado en la referencia número 3; y ha sido complementado con notas tomadas del curso "Advance Nuclear Chemistry" 223-B, dictado por el Prof.G.Struble en el departamento de graduados de la Escuela de Química de la Universidad de California, Berkeley, setiembre 1968. Se exceptua el tratamiento simultaneo de las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$, el cual ha sido hecho por el autor de este trabajo.

CAPITULO VI

Influencia de las interacciones de Coriolis y $\Delta N = 2$ en los momentos magnéticos de niveles nucleares.

El momento magnético de un nucleón acoplado al movimiento del núcleo está dado por:

$$\vec{\mu} = g_R \vec{J} + \vec{G} \qquad (1)$$

donde

$\vec{J}$ es el spin total del núcleo en el estado considerado

g_R es el factor giromagnético colectivo

$$\vec{G} = (g_l - g_R)\vec{j} + (g_s - g_l)\vec{s} = (g_l - g_R)\vec{l} + (g_s - g_R)\vec{s}$$

siendo

g_l el factor giromagnético orbital

g_s el factor giromagnético de spin

$\vec{l}$ es el momento angular orbital del nucleón

$\vec{s}$ es el spin intrínseco del nucleón

El valor observable del momento magnético es:

$$\mu = \langle J\ J\ K \mid \mu_z \mid J\ J\ K\rangle = g_R J + \langle J\ J\ K \mid G_z \mid J\ J\ K\rangle \qquad (2)$$

siendo $\mid J\ J\ K\rangle$ la función de onda correspondiente a un núcleo con un nucleón no apareado en el estado $\Omega = K$.

$$| J\ J\ K> = \left[\frac{2J+1}{16\pi^2}\right]^{1/2} \left(D^J_{J\,K}\ \chi_K + (-1)^{J-1/2}\ \pi_{\chi_K}\ D^J_{J-K}\ \chi_{-K} \right) \quad (3)$$

En el caso en que la proyección del spin total del núcleo sobre el eje de simetría sea una constante de movimiento, esto es, que el estado en consideración esté definido por un único valor del número cuántico K, el momento magnético de dicho estado está dado por:

$$\mu = \frac{1}{J+1} \left\{ (g_s - g_l) \left(1/4 \sum_l (a^2_{l\,0} - a^2_{l\,1}) + (-1)^{J-1/2}\ \pi_\chi \frac{2J+1}{2} \sum_l a^2_{l\,0} \right) + \right.$$

$$\left. (g_l - g_R) \left(1/4 + (-1)^{J-1/2} \frac{2J+1}{2}\ a\right) + g_R\ J\ (J+1) \right\} \quad (4)$$

para K = 1/2

y por:

$$\mu = g_R\ J + \frac{K}{J+1} \left\{ (g_l - g_R)\ K + 1/2\ (g_s - g_l) \sum_l (a^2_{l,K-1/2} - a^2_{l,K+1/2}) \right\} \quad (5$$

para K ≠ 1/2

Las cantidades "a" son los coeficientes de las funciones de onda de Nilsson en la representación L-S, y "a" es la constante de desacoplamiento de la banda rotacional K = 1/2.

En el caso en que la proyección del spin total del núcleo sobre el eje de simetría no sea una constante de movimiento, habíamos visto que la función de onda puede escribirse como una combinación lineal de la forma:

$$\Psi_J = \sum_K X_K\ | J\ M\ K > \quad (6)$$

siendo $|J\ M\ K>$ funciones de onda con valores definidos de K, dadas en el capítulo anterior. La condición de ortonormalidad de las funciones de onda Ψ_J implica que:

$$\sum_K X_K X_K^* = 1 \qquad (7)$$

El valor observable del momento magnético es pues:

$$\mu = <\Psi_J | \mu_z | \Psi_J>_{M=J} = g_R <\Psi_J | J_z | \Psi_J>_{M=J} + <\Psi_J | G_z | \Psi_J>_{M=J} =$$

$$g_R \langle \sum_{K'} X_{K'}^* <J\ J\ K' || J_z | \sum_K X_K | J\ J\ K>\rangle + <\Psi_J | G_z | \Psi_J>_{M=J} =$$

$$g_R\ J \sum_K X_K X_K^* + <\Psi_J | G_z | \Psi_J>_{M=J}$$

por lo tanto:

$$\mu = g_R\ J + <\Psi_J | G_z | \Psi_J>_{M=J} \qquad (8)$$

El segundo término debe ser evaluado en el sistema de coordenadas móvil puesto que las funciones de onda de Nilsson están dadas en ese sistema. El vector $\vec{G}$ puede ser escrito como un tensor esférico de componentes:

$$g_0 = G_z \quad y \quad g_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (G_x \pm i\ G_y) \qquad (9)$$

En un cambio de coordenadas las matrices D transforman las componen-

tes de un tensor esférico según la expresión:

$$g_\mu = \sum_\nu D'_{\mu\nu} \; g'_\nu$$

donde g'_ν son las componentes del tensor en el nuevo sistema de coordenadas. El valor de expectación de la componente μ de este tensor esférico en el sistema móvil está dado por:[38]

$$\langle J'M'K' \mid g_\mu \mid J\,M\,K \rangle = 1/2 \left[\frac{2J+1}{2J'+1} \right]^{1/2} (J\;1\;M\;\mu \mid J'M')(1+\pi_\chi \pi_{\chi'}) \tag{10}$$

$$\times \{(J\;1\;K,K'-K \mid J'K')\;(K' \mid g'_{K'-K} \mid K) + \delta_{K1/2}\,\delta_{K'1/2}\,(-1)^{J-1/2}\,\pi_\chi$$

$$(J\;1\;-1/2\;1 \mid J'\;1/2)\;(1/2 \mid g'_1 \mid -1/2)\}$$

Para el caso de ser $J = J' = M = M'$ resulta :

$$\langle J\;J\;K' \mid g_0 \mid J\;J\;K \rangle = (J\;1\;J\;0 \mid J\;J)\;\{(J\;1\;K,K'-K \mid J\;K')$$

$$(K' \mid g'_{K'-K} \mid K) + \delta_{K,1/2}\,\delta_{K',1/2}\,(-1)^{J-1/2}\,\pi_\chi\,(J\;1-1/2\;1 \mid J1/2) \tag{11}$$

$$(1/2 \mid g'_1 \mid -1/2)\}$$

El elemento matriz $\langle J\;M'K' \mid g_\mu \mid J\;M\;K \rangle$ se anula para valores de μ y ν distintos de

$$\mu = M' - M \qquad y \qquad \nu = K' - K$$

En nuestro caso el tensor g es de rango 1 (vector) y sólo tiene tres componentes: g_0, g_{+1} y g_{-1}, por lo tanto existen tres elementos de matriz $(K' \mid g_{K'-K} \mid K)$, correspondientes a $\Delta K = 0, \pm 1$. El caso $\Delta K = 0$ corresponde a las fórmulas (4) y (5). Para $\Delta K = \pm 1$, el elemento de matriz resulta:

$$(K' \mid g'_{\pm 1} \mid K) = \frac{\mp 1}{\sqrt{2}} (g_l - g_R) \langle \chi_{K'} \mid l_\pm \mid \chi_K \rangle \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (g_s - g_R) \langle \chi_{K'} \mid s_\pm \mid \chi_K \rangle \qquad (12$$

donde:

$$\chi_{K=} = \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} \mid N\ l\ \Lambda\ \Sigma \rangle$$

son las funciones de onda de Nilsson correspondientes al nucleón desapareado.

El primer término de la expresión(12) resulta:

$$\langle \chi_{K'} \mid l_\pm \mid \chi_K \rangle = \left(\sum_{l'\Lambda'} a_{l'\Lambda'} \langle N' l' \Lambda' \Sigma' \mid\mid l_\pm \mid \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} \mid N\ l\ \Lambda\ \Sigma \rangle \right) \qquad (13$$

Pero

$$l_\pm \mid N\ l\ \Lambda\ \Sigma \rangle = \sqrt{(l \mp \Lambda)\ (l \pm \Lambda + 1)} \mid N, l, \Lambda \pm 1, \Sigma \rangle$$

Por lo tanto:

$$\langle \chi_{K'} \mid l_\pm \mid \chi_K \rangle = \sum_l a_{l,K'-\Sigma'}\ a_{l,K-\Sigma} \sqrt{(l \mp \Lambda)\ (l \pm \Lambda + 1)}\, \delta_{\Sigma\Sigma'} =$$

$$\sum_{l} \{ a_{l,K'-1/2} \; a_{l,K-1/2} \sqrt{[l \mp (K-1/2)]\;[l \pm (K-1/2) + 1]} + \tag{14}$$

$$a_{l,K'+1/2} \; a_{l,K+1/2} \sqrt{[l \mp (K+1/2)]\;[l \pm (K+1/2) + 1]} \}$$

El segundo término de (12) resulta:

$$\langle \chi_{K'} | s_{\pm} | \chi_{K} \rangle = \langle \sum_{l'\Lambda'} a_{l'\Lambda'} \langle N'l'\Lambda'\Sigma' | \; | s_{\pm} | \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} | N\, l\, \Lambda\, \Sigma \rangle$$

y análogamente:

$$s_{\pm} \; | N,l,\Lambda, \mp 1/2\rangle = | N,l,\Lambda, \pm 1/2\rangle$$

luego

$$\langle \chi_{K'} | s_{\pm} | \chi_{K} \rangle = \sum_{l} a_{l,K \pm 1/2} \; a_{l,K' \pm 1/2} \tag{15}$$

Substituyendo (14) y (15) en la (12) y esta última en la (11) se obtiene la contribución de los términos cruzados correspondientes a $\Delta K = \pm 1$ en el momento magnético del estado considerado.

Como hemos visto, el operador "Momento Magnético" sólo acopla estados con $\Delta N = 0$. No obstante, si la función de onda Ψ_J del nivel considerado contiene componentes con $\Delta N = 2$ originadas a partir de una interacción $\Delta N = 2$ entre dos estados de partícula independiente, cada una de estas componentes contribuirá al momento magnético con términos no-cruzados. La representación utilizada en la derivación de estas fórmulas ha sido la desacoplada (L-S). Esta

representación presenta la ventaja de poder utilizar los coeficientes $a_{1\Lambda}$ de las funciones de onda de Nilsson directamente.

La expresión final del momento magnético es la siguiente:

$$\mu = g_R J + (J\,1\,J\,0|J\,J)\sum_{K,K'} X_K X_{K'} \{ (J\,1\,K\,K'-K|J\,K')$$

$$(K'|g'_{K'-K}|K) + \delta_{K,1/2}\,\delta_{K',1/2}\,(-1)^{J-1/2}\,\pi_K\,(J\,1\,-1/2\,1|J\,1/2)$$

$$(1/2|g'_1|-1/2)\} \qquad (16)$$

Acknowledgements.

I am deeply indebted to Dr. Frank Asaro for his constant guidance and assistance during the course of this work. Dr. Asaro has been my adviser for this thesis and a source of stimulus and encouragement.

I am also grateful to Professor Isadore Perlman, Head of the Nuclear Chemistry Department, for having made possible my work in the Alpha Spectroscopy Group.

Thanks go to Mrs. Helen V. Michel for introducing me in the "mysterious world" of the chemical purifications and for calculating alpha particle hindrance factors. I am thankful to Duane F. Mosier and James E. Arnold for helping me with electronic problems and for the construction of the bidimensional coincidence system.

The person who has introduced me to this Laboratory, William W. Goldsworthy, deserves many thanks for the development of the excellent charge sensitive preamplifier and for his constant help in electronic matters related to this work.

The suggestions of Dr. Sven G. Nilsson concerning the $\Delta N = 2$ interaction are highly appreciated.

I am grateful to Dr. Dave Gorman for writing the computer program used in the calculation of the magnetic moments. Thanks are extended again to Duane Mosier and Dr. Dave Gorman for designing the alpha chamber where most of the alpha particle spectra were measured.

I am thankful to the staff of the Safety Services Department,

in particular to Mr. Eldred N. Calhoon, for their help in the handling of radioactive materials. I am also grateful to Mrs. Ruth M. Larimer for her assistance in the calculation and the bombardment of the ^{235}U target at the 88" cyclotron.

I am indebted to Martin D. Holtz for providing valuable experimental unpublished information. Miss Susanne Halvorsen deserves many thanks for the excellent computer programs used in the data reduction.

Finally, I am indebted to my sponsors; the International Agency of Atomic Energy and the Pan American Union for the fellowships which made possible my stay in Berkeley working at the Lawrence Radiation Laboratory.

This work was performed under the auspices of the United States Atomic Energy Comission.

REFERENCIAS

1. F.S. Stephens, F. Asaro and I. Perlman, Phys. Rev. 113, 212 (1959).
2. B.R. Mottelson and S.G. Nilsson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. - Fys. Skrifter 1, N 8 (1959).
3. S.G. Nilsson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. - Fys. Medd.29 N 16 (1955).
4. A. Bohr and B.R. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd 27, N 16 (1953).
5. W.W. Goldsworthy, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL 17403, (1967).
6. E. Elad, Nucl. Instr. Methods 37, 327, (1965).
7. A. Chetham-Strode,Jr. R.J. Silva, J.R. Tarrant and I.R.Williams Nucl. Phys. A 107, 645, (1968).
8. I. Ahmad, Ph.D. Thesis, Lawrence Radiation Laboratory, UCRL 16888 (1966).
9. M. Nakamura and R.L. La Pierre, Nucl. Instr. Meth.32, 277 (1965)
10. C.M. Lederer, Ph.D. Thesis, Lawrence Radiation Laboratory, Report UCRL 11028 (1963).
11. A.H. Wapstra, "Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy" North Holland, 551, (1965).
12. A.C. Wahl and G.T. Seaborg, Phys. Rev. 73, 94 (1948).
13. L.B. Magnusson, D.W. Engelkemeir, M S. Freedman, F.T. Porter, and F. Wagner, Jr., Phys. Rev. 100, 1237 A (1955).

14. F. Asaro, F.S. Stephens, and I. Perlman, unplished results 1956-58, quoted by E. Hyde, G.T. Seaborg and I. Perlman, "The Nuclear Properties of the Heavy Elements", Prentice Hall, (1964), Vol. II, p. 765.

15. S.A. Baranov et al, Sov. Phys. JETP 14, 1232 (1962); Zhur. Eksp. Teor. Fiz 41, 1733 (1961)

16. F.S. Stephens,Jr., Ph.D. Thesis, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-2970 (1955).

17. M. Holtz, private comunication, 1966.

18. J. Winocur, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL _ 9174, April 1960.

19. H. Michel, to be published in Nuclear Data.Journal.

20. M.A. Preston, Phys. Rev.71, 12, 865, (1947).

21. J. K. Poggenburg,Jr., Ph. D. Thesis, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL - 16187 (1965).

22. F. Asaro, F. S. Stephens,Jr., J.M. Hollander and I. Perlman, Phys. Rev. 117, 492 (1960).

23. C. Sebille C.R.Acad. Sc. Paris, t. 267, Serie B-159 (July 1968).

24. W. Hoeckstra and A.H. Wapstra, Phys. Rev. Lett. 22, 16, 859 (1969)

25. C.M. Lederer, J.J. Hollander and I. Perlman, "Table of Isotopes", Sixth Edition, (1967).

26. L.A. Sliv and I.M. Band, "Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy", North-Holland, 1639, (1965).

27. D. Engelkemeir and L.B. Magnusson, Phys. Rev. 94, 1395 (1954).

28. D. Strominger and J.O. Rasmussen, Nucl.Phys. 5, 617 (1958).

29. I. Perlman and J.O. Rasmussen, "Alpha Radioactivity", Handbuch der Physic 42, Springer-Verlag, Berlin (1957).

30. A.K. Kerman, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. - Fys. Medd. 30, N 15 (1956).

31. B.L. Andersen, Nucl. Phys. A 112, 443 (1968).

32. T. Yamazaki and J.M. Hollander, Nucl. Phys. 84, 505. (1966).

33. O. Nathan and S.G. Nilsson "Alpha ,Beta and Gamma Spectroscopy", North-Holland, 608, (1965).

34. M.E. Bunker and C.W. Reich, Phys. Lett. 25 B, 396 (1967).

35. J. Borggreen,G.Loevhoeiden,and J.C.Waddington.Nucl.Phys.A131,241.

36. O. Nathan and S.G. Nilsson "Alpha, Beta and Gamma Spectroscopy, North-Holland, 620, (1965).

37. F.B. Malik and W. Scholz, "Nuclear Structure", North-Holland, 34, (1967).

38. M.A. Preston, "Physics of the Nucleus" ADDISON - WESLEY, 327-329, (1962).

38a. O. Nathan and S.G. Nilsson, "Alpha,Beta and Gamma Spectroscopy", North-Holland, 656, (1965).

39. R.A. James, A.E. Florin, H.H. Hopkins,Jr., and A.Ghiorso, Paper N 22.8, "The Transuranium Elements", Nat. Nucl. Energ. Ser.,Division IV, 14 B (New York: Mc.Graw-Hill Book Co., Inc.,194

40. R.A. James, A. Ghiorso, and D.A.Orth, Phys.Rev. 85, 369 (1952).

41. T.D. Thomas, Ph.D. Thesis, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL - 3791 (1957).

42. J.E. Gindler and D.W. Engelkemeir, Phys. Rev. 119, 1645 (1960).

43. R.W. Hoff, J.L. Olsen, and L.J. Mann, Phys.Rev. 102, 805 (1956).

44. H. Schuler and H. Gollnow, Naturwissenchaften 22, 511 (1934).

45. J.M. Hollander, F.S. Stephens, F. Asaro and I. Perlman ((Unplished information) (1961).

46. T.V. Marshall, Ph.D. Thesis, Lawrence Radiation Laboartory Report UCRL _8740 (1960).

47. L.N. Kondrat'ev, G.I. Novikova, A.M. Vorob'ev, L.L. Gol'din, Izvest. Akad. Nauk SSSR. Ser.Fiz. 20, 875 (1956): Columbia Tech. Transl. p. 795.

48. L.L. Gol'din, G.I. Novikova and E.F. Tre'yakov, Phys. Rev. 102, 1004

49. S.A. Baranov, R.M. Polevoi, Yu.F. Rodionov, G.V. Shiskin and V.M. Shubko, Izvest. Akad.Nauk SSSR, Ser.Fiz. 24, 261 (1960): Bull.Acad.Sci. USSR Phys.Ser.Columbia Transl.Series 24, N 3, p. 241 (1961).

50. M.Holtz, private comunication (1967).

51. J.O. Newton, unplished data (1960).

52. M. Holtz, "Table of Isotopes" Sith Edition, John-Wiley Inc, p. 240 (1967).

53. D. Gorman and F. Asaro (Private comunication) (1969).

54. H.Diamond, L.B. Magnusson, J.F. Mech, C.M. Stevens, A.M. Friedman, M.H. Studier, P.R. Fields and J.R. Huizenga, Phys. Rev. 94, 1083 (1954).

55. L.B. Magnusson, M.H. Studier, P.R. Fields C.M. Stevens, J.F. Mech A.M. Friedman, H. Diamond and J.R. Huizenga, Phys. Rev. 96, 1576 (1954).

56. T.A. Eastwood, et al., Phys Rev., 107, 1635 (1957).

57. F. Asaro, S.G. Thompson,F. Stevens and I. Perlman, unplished results 1961.

58. J.R. Erskine, A.M. Friedman, T.H. Braid and R.R. Chasman, Proceedings of the Third International Conference on Atomic Masses, Sep. 1967, University of Manitoba Press.

59. J.M. Vara and R. Gaeta, Nucl. Phys. A 130 (1969).

60. J.M. Vara Cuadrado, J.E.N. 209- D F/1 61.

61. D. Strominger, J.M. Hollander, G.T. Seaborg, Rev. Mod. Phys., 30 (1958) 794.

62. E.K. Hyde, I. Perlman, G.T. Seaborg, "The Nuclear Properties of the Heavy Elements", part II, p. 767, Englewood Cliffs (1964)