

## Tesis de Posgrado

# Estructuras de alto momento angular en isótopos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas

Hojman, Daniel

1990

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

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

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

Cita tipo APA:

Hojman, Daniel. (1990). Estructuras de alto momento angular en isótopos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2356\\_Hojman.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2356_Hojman.pdf)

Cita tipo Chicago:

Hojman, Daniel. "Estructuras de alto momento angular en isótopos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1990.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2356\\_Hojman.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2356_Hojman.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

ESTRUCTURAS DE ALTO MOMENTO ANGULAR EN ISÓTOPOS DOBLEMENTE IMPARES  
DE LA ZONA DEFORMADA DE LAS TIERRAS RARAS PESADAS

Autor: Lic. Daniel Hojman

Director: Dr. Andrés J. Kreiner

Lugar de trabajo: Laboratorio TANDAR, División Física Nuclear  
Experimental, Departamento de Física,  
Comisión Nacional de Energía Atómica

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor en Ciencias Físicas

1990

- 2356 -  
g.2

A Batia

A Martín

A Pablo

## AGRADECIMIENTOS

A Andrés Kreiner, por guiarme, enseñarme y estimularme a lo largo de estos años.

A Mario Debray, Miguel Davidson y Jorge Davidson, por todos sus consejos y su invalorable ayuda.

A los físicos, ingenieros, técnicos y secretarias del TANDAR, quienes de una forma u otra hicieron posible este trabajo.

## INDICE

I.	Introducción	1
II.	Experimentos	3
	a) Estudio de $^{166}\text{Lu}$	3
	b) Estudio de $^{172}\text{Ta}$	11
	c) Estudio de $^{174}\text{Ta}$	16
III.	Discusión	20
	a) $^{166}\text{Lu}$	21
	b) $^{172}\text{Ta}$	39
	c) $^{174}\text{Ta}$	44
IV.	Conclusiones	47
V.	Apéndice A	49
VI.	Apéndice B	52
VII.	Referencias	57
VIII.	Tablas	62
IX.	Figuras	98

## I. INTRODUCCIÓN

La espectroscopía de altos momentos angulares en núcleos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas ha cobrado gran impulso en los últimos años. Estos núcleos permiten estudiar los modos de acoplamiento entre los grados de libertad colectivo del carozo par-par y de partícula independiente de los nucleones de valencia. Los trabajos realizados , que comprendieron fundamentalmente a isótopos de Tl (KRE77, KRE78A, KRE81), Ir (KRE85, KRE88A, KRE90A) y Re (DAV86, KRE87C, SAN89), han dado cuerpo a una clasificación (KRE88B) de estructuras rotacionales en los núcleos doblemente impares, muchas de las cuales están muy distorcionadas con respecto a un comportamiento normal ( ley  $I(I+1)$  ), debido a la interacción de Coriolis.

Otro aspecto importante que presentan estos núcleos se refiere al estudio de la naturaleza de las bandas S. El cruce  $g$ -S ha sido interpretado en la zona de las tierras raras livianas (STE72) como debido a la ruptura de un par de neutrones  $i_{13/2}$ , lo cual es consistente con experimentos de bloqueo en núcleos de N impar, en los cuales las bandas  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  muestran un considerable atraso en la frecuencia de rotación a la cual se produce dicho cruce. Sin embargo, la interpretación del primer "backbending" no es única (KRE88C, KRE90B). En efecto, bandas  $\tilde{\pi} h_{9/2} (1/2^- [541])$  en isótopos de Z impar de la zona de las tierras raras pesadas muestran sistemáticamente un fuerte atraso en las frecuencias de

cruce con respecto a las correspondientes a las bandas del estado fundamental de los carozos par-par, quedando abierta la discusión sobre el papel que juegan los pares de protones  $h_{9/2}$  y neutrones  $i_{13/2}$  en las bandas S. Los núcleos doblemente impares pueden aportar información sobre este tópico, ya que permiten realizar experimentos en los cuales uno o ambos orbitales críticos estén bloqueados.

El objetivo fundamental de este trabajo es extender a la zona más deformada de las tierras raras pesadas las ideas sobre los diversos esquemas de acoplamiento y la influencia de los pares  $(\tilde{\pi} h_{9/2})^2$  y  $(\tilde{\nu} i_{13/2})^2$  en las bandas S, para poder conformar una sistemática para la zona. Se propone, entonces, estudiar tres núcleos doblemente impares  $^{166}\text{Lu}$  y  $^{172,174}\text{Ta}$  a través de reacciones de fusión-evaporación utilizando iones pesados y enmarcar dentro de una clasificación general a las diferentes bandas rotacionales halladas.

## II. EXPERIMENTOS

### II.a) Estudio de $^{166}\text{Lu}$

La única información disponible (DEB74) acerca de este núcleo era la presencia de tres estados isoméricos con  $I^\pi = 6^-, 3^-$  y  $0^-$  y vidas medias de 2.65 min, 1.41 min y 2.12 min respectivamente, además de unas pocas transiciones vinculando estados de bajo momento angular entre sí o con los estados isoméricos (Figura 1). Todo esto a partir del decaimiento de  $^{166}\text{Hf}$ .

Para el estudio de los estados de alto momento angular pertenecientes a  $^{166}\text{Lu}$  se ensayó la reacción de fusión-evaporación  $^{159}\text{Tb}(^{12}\text{C},5n)^{166}\text{Lu}$ . El haz fue suministrado por el acelerador electrostático TANDAR de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

El conjunto de experimentos realizados fue el siguiente:

- i) Función de excitación
- ii) Espectros simples en línea y de actividad
- iii) Coincidencias  $(\gamma-\gamma-t)$  y  $(\gamma_1-\gamma_2-\gamma_3-t_{12}-t_{13}-t_{23})$
- iv) Distribuciones angulares

#### 1) Función de excitación

Se construyó una función de excitación para la reacción  $^{159}\text{Tb}(^{12}\text{C},xn)$  en el rango de energías del haz  $E(^{12}\text{C}) = 75-90$  MeV, en pasos de 5 MeV, utilizando un blanco de Tb autoportante de 4



mg/cm<sup>2</sup>. Dicha función de excitación permitió determinar que el canal 5n maximizaba a 82 MeV y que a esa energía era favorecido con respecto a los demás canales de reacción, aunque la presencia del canal 4n (con producto final <sup>167</sup>Lu) resultaba de relativa importancia.

#### ii) Espectros simples

En la Figura 2 puede observarse un espectro  $\gamma$  en línea a 82 MeV para la reacción mencionada. Debido a la complejidad del mismo sólo se indican las líneas principales.

En la Figura 3 se muestra un espectro de actividad medido durante 6 minutos a partir del instante de corte del haz. En el mismo se observa que las líneas más intensas son las correspondientes al decaimiento de los elementos de masa 166 y 167.

El estudio del decaimiento de <sup>166</sup>Lu, basándonos en los resultados de De Boer y colaboradores (DEB74), nos permitió determinar que el estado isomérico más poblado en nuestra reacción correspondía al  $I^\pi = 6^-$ , lo cual concuerda con lo esperado en reacciones de fusión-evaporación.

#### iii) Coincidencias $(\gamma-\gamma-t)$ y $(\gamma_1-\gamma_2-\gamma_3-t_{12}-t_{13}-t_{23})$

Primeramente se realizó un experimento de coincidencias  $\gamma-\gamma-t$  con el blanco de 4 mg/cm<sup>2</sup> a  $E(^{12}\text{C}) = 82$  MeV. En el mismo se utilizaron 2 detectores de Ge hiperpuro de 30% y 40% de eficiencia

respectivamente, ubicados a  $90^\circ$  con respecto a la dirección del haz y rodeados por sendos detectores de BGO para posibilitar la supresión de los eventos Compton.

En la Figura 4 se observa la disposición experimental con un diagrama simplificado del circuito electrónico empleado. En él podemos ver que la supresión de los eventos Compton se establece a partir de la coincidencia de señales en un detector de Ge con su correspondiente BGO. Las señales lógicas de los TAC's, así obtenidas, se usan, conjuntamente con las que indican la presencia de un pulso de apilamiento (INH), para vetar la señal lógica del TAC de la coincidencia  $\gamma\text{-}\gamma$  que conformará la señal de habilitación del sistema de adquisición de datos. El rango del TAC fue fijado en 800 ns dado que, por un lado, el sistema de análisis de datos permite la imposición de condiciones temporales a los espectros de coincidencia  $\gamma\text{-}\gamma$ , y por el otro deseábamos un espectro temporal amplio para poder detectar, en caso de existir, transiciones con vidas medias largas (del orden de los cientos de ns).

El contaje por unidad de tiempo de coincidencias (con supresión de eventos Compton y de apilamiento) fue del orden de 170 cuentas/seg, y se registraron en cintas magnéticas aproximadamente 25 millones de eventos.

Con estos datos se construyeron matrices  $\gamma\text{-}\gamma$  simétricas con y sin condiciones temporales. La posibilidad de construir matrices simétricas, las que cuentan con aproximadamente el doble del número de eventos de las no simetrizadas, se debió al hecho de que

los detectores usados poseían similares resoluciones y la pequeña diferencia en la ganancia se puede corregir con un programa de corrimiento.

Debido a la presencia de numerosos multipletes, al hecho de que en este tipo de núcleos existen transiciones de baja energía y a que la resolución temporal de los detectores de Ge de gran volumen es mala para  $E_\gamma \leq 100$  keV, se decidió realizar un nuevo experimento de coincidencias reemplazando al detector de Ge de 40% de eficiencia por uno planar de alta resolución en energía y tiempo. El blanco y la energía del haz fueron los mismos que en el experimento anterior. En este caso se registraron del orden de 40 millones de eventos y se construyeron matrices (no simetrizadas)  $\gamma\text{-}\gamma$  con y sin condiciones temporales y una matriz  $\gamma\text{-}t$ .

Por último, para tener la posibilidad de observar coincidencias entre rayos de baja energía y aumentar la eficiencia de detección, se realizó un experimento de coincidencias dobles con tres detectores: un Ge de gran volumen, un planar y un Si(Li), lo cual significa la presencia de tres pares de detectores frente a un par del experimento  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}t$ . Aquí, la señal de habilitación del sistema de adquisición de datos se conformó mediante las señales lógicas de los tres TAC's, contando todos los detectores con supresión de apilamiento y el Ge con supresión adicional de eventos Compton.

#### iv) Distribuciones angulares

Finalmente, se realizó un experimento de distribuciones angulares. Para ello se utilizó el detector planar (con supresión de apilamiento) y el detector de Ge de 30% (con supresiones Compton y de apilamiento). El primero fue ubicado en posiciones delanteras a  $25^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $75^\circ$  y  $90^\circ$  con respecto a la dirección del haz, mientras que el segundo se ubicó en ángulos traseros de  $90^\circ$ ,  $110^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $135^\circ$  y  $150^\circ$ .

El blanco utilizado en este caso fue de  $1.2 \text{ mg/cm}^2$  para disminuir la presencia de transiciones vinculadas a otros canales de reacción. La energía del haz fue de  $E(^{12}\text{C}) = 80.5 \text{ MeV}$ , para compensar la diferencia del espesor del blanco.

A pesar de que los espectros simples obtenidos son de alta estadística y sumamente limpios, su complejidad impidió la extracción de coeficientes de distribución angular de manera confiable. De lo anterior se concluye que debe reemplazarse este tipo de experimentos por otros de correlaciones angulares.

#### Esquema de niveles

La asignación de transiciones pertenecientes a  $^{166}\text{Lu}$  se hizo en base a la función de excitación, a la coincidencia con los rayos X del Lu y al conocimiento previo de los núcleos impares vecinos  $^{165,167}\text{Lu}$  (JON84,BAR77).

Con los datos obtenidos se construyó un esquema de niveles de alto momento angular, totalmente nuevo, el cual puede observarse en la Figura 5. Este consta básicamente de 2 estructuras rotacionales A y B, que presentan fuerte competencia entre transiciones dipolares y cuadrupolares y dos cascadas cuadrupolares ( $\Delta I = 2$ ), vinculadas muy probablemente entre sí mediante transiciones débiles de 162.4 keV y 251.4 keV. Estas dos cascadas son interpretadas como las correspondientes a las bandas favorecida y desfavorecida de un esquema de semidesacoplamiento en el límite de doble desacoplamiento (KRE88B) (ver discusión en sección III-a).

En las Figuras 6 a 9 pueden verse sumas de varios espectros en coincidencia correspondientes a las distintas bandas, a partir del experimento de coincidencias con los detectores de Ge de gran volumen.

De acuerdo con la asignación de las estructuras involucradas en las distintas bandas, el estado con mayor momento angular observado corresponde a  $I = 22 \hbar$ .

No pudo determinarse ninguna transición que conecte a las distintas estructuras entre sí, aunque la posición relativa de las bandas A y B parece estar determinada por la presencia de transiciones que vinculan sus cabezas de banda con los estados consignados como  $(6^-)$  y  $(6^+)$  vinculados por el rayo de 61.3 keV. Estos estados podrían corresponder a  $6^-(\tilde{\pi} 7/2^+[404] \otimes \tilde{\nu} 5/2^-[512])$  y  $6^+(\tilde{\pi} 5/2^+[402] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2})$ . Esto implicaría, además la existencia

de un posible estado  $5^+$  (cabeza de banda de la última configuración citada) algo por debajo del  $6^+$ , el cual sería el estado depopulado por la transición de 83.5 keV.

La primera transición consignada dipolar de la banda B, de energía 54 keV, no ha sido observada, sino que su existencia surge de reglas de sumas de energías, balances de intensidades indirectos y argumentos rotacionales (ver discusión más adelante). La no observación de dicho rayo es compatible con el hecho de que corresponde a una transición sumamente convertida y que tiene una energía similar a la de los rayos  $K_\alpha$  del Lu. Un balance de intensidades en los espectros de coincidencias indican que sólo el 2% de la intensidad de la línea total de 54 keV correspondería a aquella transición y el restante 98% a los rayos X. Por el contrario, las líneas de 61.3 keV y 45 keV han sido observadas en los espectros de coincidencias sobresaliendo claramente por sobre los rayos X ( $K_\beta$  del Lu y  $K_\alpha$  del Tb respectivamente), indicando los balances de intensidades que corresponden a transiciones de carácter E1.

Existen otras transiciones que depopulan los estados de  $I^\pi = 7^-$  y  $8^-$  de la banda B (líneas de 115 keV, 158.5 keV, 160.7 keV, 172 keV y 181.3 keV), pero su ubicación en el esquema de niveles no es totalmente segura. Cabe destacar aquí la enorme complejidad que presenta el  $^{166}\text{Lu}$  por la gran cantidad de estados que posee cerca del fundamental, hecho que puede explicar la poca información con que se cuenta para este tipo de núcleos.

Es importante mencionar que en las bandas C y D existe un desbalance en las intensidades de las transiciones más bajas, lo cual presumiblemente se deba a la presencia de rayos de baja energía y por lo tanto con coeficientes de conversión interna altos que dificultan su observación en los espectros  $\gamma$ .

En la Tabla 1 se listan las intensidades de las distintas transiciones y las multipolaridades asignadas. Las intensidades de los rayos débiles, o mal resueltos en los espectros simples, se determinaron a partir de los espectros de coincidencias.

La asignación de multipolaridades se basó en los balances de intensidades y en argumentos rotacionales, no pudiendo utilizarse las distribuciones angulares debido a la complejidad de los espectros simples. La asignación de momentos angulares y paridades se hizo en base a la sistemática rotacional de la zona y a la asignación del estado  $I^\pi = 6^-$  como nuestro estado fundamental.

La única vida media larga observada corresponde al estado de 83.5 keV y su valor se determinó a partir del corrimiento del centroide (HAM75) del espectro temporal de la transición de 83.5 keV, con respecto al correspondiente a la transición de 85.5 keV, como así también a partir de la pendiente de aquél. Los valores obtenidos en ambos casos coinciden :

$$\begin{array}{ll} T_{1/2} \text{ (corr. centroide)} & = 92 \text{ (7) ns} \\ T_{1/2} \text{ (pendiente)} & = 91 \text{ (8) ns} \end{array}$$

Este valor para la vida media implica un factor de retardo

$F_w = 1.3 \times 10^3$ , con respecto al estimado de Weisskopf para una transición E1 de 83.5 keV, el cual cae dentro de la sistemática (HAM75) para transiciones E1,  $\Delta K = 1$ .

Los espectros temporales para las transiciones de 83.5 keV y 85.5 keV se muestran en la Figura 10.

En su trabajo sobre  $^{165}\text{Lu}$  Jónsson y sus colaboradores (JON84) determinaron la vida media de una transición de 83 keV en  $T_{1/2} \approx 100$  ns, la cual no fue ubicada en el esquema de niveles, y dado que sus experimentos involucraron la formación principalmente de  $^{165,166}\text{Lu}$ , suponemos que se trata de la misma transición, erróneamente atribuida a  $^{165}\text{Lu}$ .

Las estructuras que corresponden a las distintas bandas de  $^{166}\text{Lu}$ , al igual que las correspondientes a  $^{172,174}\text{Ta}$ , serán discutidas en la sección III.

Por último, mencionamos que ninguna de las transiciones conocidas hasta ahora de  $^{166}\text{Lu}$  fue observada en nuestros experimentos, debido fundamentalmente a que son transiciones que involucran estados de bajo momento angular, cuya población está muy desfavorecida en las reacciones de fusión-evaporación.

## II.b) Estudio de $^{172}\text{Ta}$

El núcleo  $^{172}\text{Ta}$  ha sido estudiado por intermedio de una colaboración entre dos laboratorios.



El primer conjunto de experimentos, llevado a cabo en el Laboratorio de Estructura Nuclear de la Universidad de Nueva York, en Stony Brook, se realizó a través de la reacción de fusión-evaporación  $^{159}\text{Tb}(^{18}\text{O},5n)^{172}\text{Ta}$ , comprendiendo una función de excitación en el rango de energías de  $E(^{18}\text{O}) = 80-96$  MeV. y coincidencias  $\gamma\text{-}\gamma$  a 89 MeV (donde maximiza aproximadamente la sección eficaz para el canal 5n). Se utilizó un blanco de  $^{159}\text{Tb}$  de  $4\text{ mg/cm}^2$  y se usó un conjunto de 4 detectores de Ge con supresión Compton y 7 detectores de BGO como filtro de multiplicidad (HIL86). En la Figura 11-a puede observarse la disposición experimental correspondiente. Se registraron en cintas magnéticas aproximadamente 40 millones de eventos y se construyó una matriz  $\gamma\text{-}\gamma$  simétrica que involucra todas las combinaciones de dos detectores, es decir 6 pares.

El segundo conjunto de experimentos se realizó en el Laboratorio TANDAR de la C.N.E.A. a través de la reacción  $^{162}\text{Dy}(^{14}\text{N},4n)^{172}\text{Ta}$  y consistió en una función de excitación en el rango de energías  $E(^{14}\text{N}) = 68.5-74.5$  MeV y medición de espectros  $\gamma$  de alta resolución y de electrones de conversión interna a  $E(^{14}\text{N}) = 71.5$  MeV con un blanco de  $^{162}\text{Dy}$  de  $1.1\text{ mg/cm}^2$ . La disposición experimental se muestra en la Figura 11-b.

La medición de los espectros de electrones se llevó a cabo con un espectrómetro del tipo "mini-naranja" (KLI75, NEU79, HOJ84) que consta básicamente de un núcleo de plomo y 6 imanes permanentes de ferrita de bario (ver Figura 12), que generan un

campo aproximadamente toroidal en sentido antihorario (visto desde el blanco). El objetivo de este dispositivo es blindar al detector de la radiación  $\gamma$  directa, focalizando únicamente electrones dentro de cierto rango de energías produciendo un corte a bajas energías (variable con la geometría) para disminuir la radiación ó detectada que de otra forma bloquearía al FET del detector impidiendo la medición. Dicho detector se encuentra refrigerado a temperatura de nitrógeno líquido para obtener una buena resolución (la cual es en nuestro caso del orden de 2.5 keV para electrones de 250 keV), y es accionado por un sistema telescópico hidráulico que varía su posición con respecto al blanco y se encuentra ubicado a  $135^\circ$  con respecto a la dirección del haz. En la Figura 13 vemos un esquema simplificado del espectrómetro y la acción del mismo para distintos tipos de radiación.

La transmisión del espectrómetro, que es el equivalente a la eficiencia en un detector  $\gamma$ , fue medida a partir de la actividad residual del blanco (principalmente  $^{172}\text{Hf}$  y  $^{171}\text{Lu}$ ), lo que garantiza similares condiciones geométricas a las del experimento en línea. La constante de proporcionalidad entre los coeficientes de conversión interna experimentales y los cocientes de intensidades de electrones y rayos  $\gamma$  fue calculada a partir de líneas de multipolaridad conocida correspondientes a  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{172}\text{Hf}$  y  $^{171}\text{Lu}$ , y verificadas con líneas pertenecientes a  $^{171}\text{Ta}$ .

La Figura 14 muestra un espectro simple de electrones de conversión interna, en el que se puede observar la complejidad del

mismo.

### Esquema de niveles

Las Figuras 16 a 19 muestran sumas de espectros en coincidencia correspondientes a las cuatro estructuras rotacionales que se observan en la Figura 15.

Hasta ahora, sólo el estado fundamental de  $^{172}\text{Ta}$  era conocido a través de su decaimiento, el cual restringe su momento angular y paridad a valores de  $I^\pi = 2^-, 3^+, 4^-$  (CAR73). Desde el punto de vista de la información de los estados de cuasipartículas en los núcleos impares vecinos  $^{171,173}\text{Ta}$  (BAC85),  $^{171}\text{Hf}$  (DRA79A) y  $^{173}\text{W}$  (WAL78), una buena elección para el estado fundamental sería el  $3^+$  de la banda doblemente desacoplada (KRE86, DAV86) llamada D en el esquema de niveles; otro tanto sucede con el caso de  $^{174}\text{Ta}$  (KRE87B) discutido más adelante.

La asignación de líneas pertenecientes a  $^{172}\text{Ta}$ , multipolaridades, paridades y momentos angulares se realizó en forma similar a la descrita para  $^{166}\text{Lu}$ .

La Tabla 2 detalla las intensidades de las distintas transiciones pertenecientes a  $^{172}\text{Ta}$ , al igual que las multipolaridades asignadas. Las intensidades de aquellas líneas débiles o no resueltas en los espectros simples fueron obtenidas a partir de los espectros de coincidencias.

En la Tabla 3 listamos sólo los coeficientes de conversión

interna medidos con un error inferior al 50% y los valores teóricos correspondientes a las distintas multipolaridades. La exigüidad de esta tabla se entiende a partir de la enorme complejidad del espectro simple de electrones (Figura 15) que impide la extracción de valores confiables de los c.c.i..

Las únicas transiciones observadas no pertenecientes a las bandas rotacionales corresponden a las líneas de 110.8 keV y 179.8 keV, las cuales depopulan la cabeza de banda de la estructura A. El orden de dichas transiciones no pudo ser determinado (pudiendo ser el opuesto al indicado en el esquema de niveles), como así tampoco cuáles son los otros estados conectados por ellas. El desbalance de las intensidades (medidas en los espectros de coincidencias) de estas dos líneas con respecto a las de la estructura rotacional puede ser comprendido suponiendo la existencia de una vida media apreciable en la cabeza de banda y/o la presencia de transiciones de baja energía muy convertidas, y por lo tanto muy difíciles de observar. Por otra parte, la medición de coeficientes de conversión interna (Tabla 3) nos indica que la multipolaridad de la transición de 179.8 keV es muy probablemente M1, y la no observación de las líneas de electrones correspondientes a la de 110.8 keV parece ser compatible únicamente con un carácter E1. De acuerdo con las intensidades obtenidas a partir de los espectros simples (Tabla 2), la segunda de las opciones mencionadas parece la más probable.

En el estado  $7^+$  de la estructura B existe otro desbalance de

intensidades, presumiblemente debido a la razón mencionada anteriormente, el cual es similar al que ocurre en el estado  $7/2^+$  de la banda  $5/2^+[402]$  en  $^{171}\text{Ta}$  (BAC85). Esto resulta llamativo dada la similitud entre las energías de transición de ambas bandas y al hecho de que el orbital de protón  $5/2^+[402]$  está involucrado, según nuestra interpretación, en la estructura B.

La posición relativa de las distintas estructuras no ha sido hallada, aunque existe una clara vinculación entre las bandas A y B dada por una nítida coincidencia entre los rayos de 110.8 keV y 113.5 keV. Desafortunadamente, dicha vinculación no ha podido ser determinada, fundamentalmente a causa de que ambas bandas poseen transiciones de similar energía, que provocan una fuerte contaminación de los espectros de coincidencias.

### II.c) Estudio de $^{174}\text{Ta}$

El núcleo  $^{174}\text{Ta}$  ha sido estudiado por primera vez a través de la reacción de fusión-evaporación  $^{169}\text{Tm}(^9\text{Be},4n)^{174}\text{Ta}$ , en el rango de energías  $E(^9\text{Be}) = 40-65$  MeV en pasos de 5 MeV. El haz fue suministrado por el acelerador MP7 del Brookhaven National Laboratory, U.S.A., y se utilizó un blanco autoportante de  $^{169}\text{Tm}$  de  $4 \text{ mg/cm}^2$ . La función de excitación medida indicó que el canal  $4n$  maximizaba a  $E(^9\text{Be}) = 50$  MeV, por lo cual todos los experimentos siguientes se realizaron a esa energía. Los otros

canales de reacción que compiten en estas condiciones con el  $4n$  son el  $5n$  y el  $\alpha,3n$  con productos finales  $^{173}\text{Ta}$  y  $^{171}\text{Lu}$  respectivamente.

Los experimentos mencionados anteriormente consistieron en:

- a) Medición de espectros simples  $\gamma$  y X en línea y de actividad.
- b) Coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$ -t con dos detectores de Ge, uno de los cuales contó con supresión Compton. De aquí obtuvimos espectros en coincidencia con y sin condiciones temporales.
- c) Distribuciones angulares con un detector LEPS de alta resolución posicionado a ángulos de  $29^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $68^\circ$ ,  $76^\circ$  y  $90^\circ$  con respecto a la dirección del haz. La normalización fue hecha a partir de la intensidad de los rayos  $K_\alpha$  del Tm, medidos con un detector ubicado en una posición fija.

#### Esquema de niveles

En su trabajo sobre el decaimiento de  $^{174}\text{Ta}$ , H.M.Cardoso y colaboradores (CAR75) sugieren fuertemente que el estado fundamental de  $^{174}\text{Ta}$  ( $T_{1/2} = 63$  min) tiene carácter  $I^\pi = 3^+$  con mezcla de  $K = 0$  y  $K = 1$ . Dicho carácter concuerda totalmente con el correspondiente a la cabeza de banda de la estructura A, siendo

este el primer caso (KRE87A) en el que se ha observado la transición  $5^+ \Rightarrow 3^+$  en una estructura de este tipo.

El esquema de niveles que proponemos para  $^{174}\text{Ta}$  puede observarse en la Figura 20. El mismo consta fundamentalmente de cuatro estructuras rotacionales, aunque para una de ellas (D) sólo han podido ser hallados unos pocos miembros. Las Figuras 21 y 22 muestran dos espectros en coincidencia correspondientes a las bandas A y C respectivamente.

La asignación de líneas pertenecientes a  $^{174}\text{Ta}$  fue hecha de manera similar a los casos de  $^{166}\text{Lu}$  y  $^{172}\text{Ta}$ , mientras que las multipolaridades, momentos angulares y paridades fueron asignados en base a los coeficientes de distribuciones angulares, balances de intensidades y a la sistemática rotacional de la zona.

El estado  $5^+$  de la estructura A recibe alimentación a través de una transición intensa de 161.2 keV de un estado isomérico de vida media no determinada (aunque lo suficientemente larga como para no observar, en coincidencia, transiciones por encima de él), y también muy probablemente, del estado  $7^+$  de la banda B por intermedio de un rayo de 159.6 keV. Los coeficientes de las distribuciones angulares sugieren un carácter  $\Delta I = 2$  para ambas transiciones, lo que nos llevaría a la presencia de dos estados  $7^+$  cuasidegenerados. Por otra parte, la banda B se desexcita a través de transiciones de 48.5 keV y 152.5 keV, a partir de sus miembros  $6^+$  y  $7^+$  respectivamente, hacia un estado cuyo carácter  $5^+$  surge del hecho de que el coeficiente de las distribuciones angulares y

el balance de intensidades para el rayo de 152.5 keV indican que se trata de una transición E2, mientras que el balance para el de 48.5 keV parecería indicar un carácter M1, todo esto unido al hecho de que parece existir una transición de 82.7 keV que conecta a dicho estado con el fundamental.

La estructura D desexcita a partir de su cabeza de banda, mediante una transición de 92.2 keV a un estado de vida media del orden de los 250 ns, el que a su vez desexcita, a través de transiciones no observadas, a la cabeza de banda de la estructura C, la que es depopulada por un rayo de 97.5 keV. La presencia de las transiciones no observadas mencionadas surge del hecho de que los espectros de coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$  con diferentes condiciones temporales indican una coincidencia rápida entre los rayos de 82.4 keV y 97.5 keV, mientras que la correspondiente a este último y el rayo de 92.2 keV es retardada.

La Tabla 4 lista las intensidades de las distintas transiciones pertenecientes a  $^{174}\text{Ta}$ , como así también los coeficientes de las distribuciones angulares (en los casos en los que se obtuvieron valores confiables) y multipolaridades asignadas. Las intensidades de los rayos muy débiles o mal resueltos en los espectros simples fueron obtenidas a partir de los espectros de coincidencias.



### III. DISCUSIÓN

Uno de los problemas más importantes con los que se tropieza en el estudio de los núcleos doblemente impares en la zona deformada de las tierras raras pesadas es el desconocimiento del momento angular y la paridad del estado sobre el que se construye una dada banda rotacional. En general, no se observa la vinculación entre las distintas estructuras rotacionales, como así tampoco se conoce enteramente la forma en que se desexcitan, dado que sus cabezas de banda suelen poseer vidas medias largas. Se hace imprescindible, por lo tanto, conocer las características más importantes de las bandas rotacionales correspondientes a los distintos orbitales de protón y neutrón, como así también lograr una comprensión cabal y establecer una sistemática (KRE88B) para el acoplamiento de los orbitales de protón y neutrón entre sí.

En la caracterización y clasificación de las diferentes estructuras rotacionales se invocarán distintos argumentos. La mayoría de éstos se enmarcan dentro del modelo "cranking" (BEN74), como ser la aditividad de alineamientos, routhianos y desviaciones de los momentos de inercia; la comparación de los valores experimentales y teóricos de los cocientes de probabilidades de transición reducidas  $B(M1)/B(E2)$  (DON82,DON87) o el estudio de las frecuencias de cruce (KRE89B,KRE90B,GAR82) entre las bandas  $g$  y  $S$ .

En el Apéndice A se describen los aspectos más importantes del modelo "cranking" y el método de extracción de las magnitudes

relevantes a partir de los datos experimentales.

En el Apéndice B se desarrolla brevemente el cálculo teórico de los cocientes de probabilidad de transición reducida y los cocientes de mezcla de multipolaridades E2/M1 para una dada transición ( $\delta$ ).

### III.a) $^{166}\text{Lu}$

Para poder establecer cuáles son los orbitales de protón y neutrón que están involucrados en las estructuras rotacionales halladas para un núcleo doblemente impar, debemos conocer previamente cuáles son aquellos que juegan un rol importante en los núcleos impares vecinos. En las Figuras 23 y 24 graficamos la energía de excitación de las cabezas de banda correspondientes a los isótopos impares de Lu (JON84,BAR77,FOI73,KEM73) y de Yb (KOW83,BEC87,ROY82,NDS82) respectivamente, en función del número de neutrones. Sólo los estados con  $E_{\text{exc}} \leq 600$  keV fueron incluidos. A partir de estos datos construimos un esquema de orden cero (Tabla 5) para  $^{166}\text{Lu}$ . La entrada vertical corresponde a los orbitales de protón y la horizontal a los de neutrón. Las energías de las cabezas de banda indicadas son, en el primer caso, los promedios de las correspondientes a  $^{165,167}\text{Lu}$  y en el segundo, las de  $^{165}\text{Yb}$  (salvo para  $\tilde{\nu} 5/2^- [512]$ , la que fue tomada de  $^{167}\text{Yb}$  por no contar en  $^{165}\text{Yb}$  con la información necesaria). En todos los

casos se indica la energía de excitación suma (no se tiene en cuenta la interacción residual p-n) y los valores correspondientes a la suma y diferencia de las proyecciones, sobre el eje 3 del momento angular intrínseco de las cuasipartículas:  $K_{\zeta} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ . Los estados con  $K_{\zeta}$  posiblemente estén separados por la interacción residual p-n de acuerdo con las reglas de acoplamiento de Gallagher-Moszkowski (GAL58).

En este esquema de orden cero tenemos, en principio, el conjunto universal de las estructuras cercanas a la línea Yrast del núcleo doblemente impar. El análisis de las características principales de dichas estructuras (KRE89A) nos permitirá asociarlas a las bandas halladas experimentalmente.

Antes de discutir las diferentes estructuras correspondientes a  $^{166}\text{Lu}$ , daremos una clasificación general de los esquemas de acoplamiento para los núcleos doblemente impares.

#### i) Esquema de acoplamiento normal

En primer lugar trataremos el acoplamiento de dos bandas normales, es decir dos bandas que siguen en forma aproximada la ley  $I(I+1)$ , las cuales corresponden a orbitales con fuerte acoplamiento al campo deformado.

Suponiendo un momento de inercia,  $\mathfrak{J}$ , constante a lo largo de la banda y un  $K$  bien definido, podemos escribir la energía del

estado con momento angular I como

$$E(I) = E(K) + (\hbar^2/2\mathcal{J}) [I(I+1) - K^2] \quad (1)$$

donde E(K) es la energía de la cabeza de banda.

De (1) podemos extraer un valor de K, que llamaremos  $K_1$ , a partir del cociente entre las energías de las dos primeras transiciones

$$x = E_{\gamma_2} / E_{\gamma_1} \quad (2)$$

resultando

$$K_1 = (2 - x) / (x - 1) \quad (3)$$

Además, conocido K, podemos extraer, a partir de la energía de la primera transición, un valor  $\mathcal{J}^{(1)}$  para el momento de inercia

$$\mathcal{J}^{(1)} / \hbar^2 = (K + 1) / E_{\gamma_1} \quad (4)$$

Para este tipo de acoplamiento se espera aditividad para  $K_1$  y  $\mathcal{J}^{(1)}$ , es decir

$$K_{1,0-0} = K_{1,p} + K_{1,n} \quad (5)$$

$$\mathfrak{I}_{0-0}^{(1)} = \mathfrak{I}_{\bullet-\bullet}^{(1)} + \delta\mathfrak{I}_p^{(1)} + \delta\mathfrak{I}_n^{(1)} \quad (6)$$

donde  $K_{1,0-0}$  y  $\mathfrak{I}_{0-0}^{(1)}$  corresponden al núcleo doblemente impar,  $\mathfrak{I}_{\bullet-\bullet}^{(1)}$  representa al momento de inercia del carozo par-par y  $\delta\mathfrak{I}_{p,n}^{(1)} = \mathfrak{I}_{p,n}^{(1)} - \mathfrak{I}_{\bullet-\bullet}^{(1)}$  son los apartamientos con respecto al carozo de los momentos de inercia de los núcleos impares.

Como ejemplo de este tipo de acoplamiento podemos tomar la banda  $\tilde{\pi} \ 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} \ 7/2^- [514]$  de  $^{180}\text{Re}$  (KRE87C). Los valores correspondientes se indican en la Tabla 6, donde se observa la aditividad citada. Por otra parte si utilizamos el valor  $\mathfrak{I}_{0-0}^{(1)}$  hallado para calcular la energía de la segunda transición, obtenemos  $E_{\gamma z}^{\text{calc}} = 232.0$  keV que es prácticamente el valor experimental de 228.7 keV.

En este punto es importante mencionar que existe una "anormalidad" en el comportamiento de las bandas correspondientes al orbital  $\tilde{\pi} \ 9/2^- [514]$ . En la Figura 25 graficamos los valores  $K_1$  en función del número de neutrones para distintos isótopos de Lu, Ta y Re extraídos de las bandas mencionadas. En ella podemos ver que dichos valores llegan a ser, en los isótopos más deficientes en neutrones, muy inferiores a  $K = 4.5$ . Además, en los esquemas de niveles de  $^{165,167}\text{Lu}$  se observa que las bandas  $\tilde{\pi} \ 9/2^- [514]$  no siguen bien la ley  $I(I+1)$ , sino que presentan un apreciable "staggering", es decir que los estados con una dada signatura (la signatura está relacionada con la simetría del Hamiltoniano con respecto a un plano normal al eje  $\hat{a}$  y puede definirse como

$\alpha = I \text{ mod } 2$ ), son favorecidos en energía frente a los estados con la otra signatura, alejándose de sus posiciones no perturbadas. Este efecto probablemente se deba a la presencia de triaxialidad en estas estructuras en los isótopos más livianos.

## ii) Esquema de acoplamiento comprimido

El segundo tipo de acoplamiento que trataremos corresponde al de una banda normal con una basada en un orbital intruso de alto  $j$ , muy afectado por la interacción de Coriolis. Es muy común, en esta zona de la Tabla Periódica, la presencia de los orbitales  $\tilde{\nu}_{13/2}^-$ . Los efectos dependientes de la signatura producen un acentuado "staggering", llegándose incluso al desacoplamiento cuando el nivel de Fermi se halla cerca de los niveles de menor  $\Omega$ , como es el caso de  $^{165}\text{Yb}$ . Este acoplamiento da lugar a bandas que no siguen la ley  $I(I+1)$  y su estado intrínseco varía a lo largo de la banda, siendo incluso diferente para ambas signaturas.

La extracción de los parámetros  $K_1$  y  $\mathfrak{J}^{(1)}$  en el núcleo doblemente impar da lugar a valores irrazonables. Esto se debe a que  $E_{\gamma_1}$  es mucho menor, comparado con  $E_{\gamma_2}$ , al esperado para una banda normal. De aquí deriva el nombre de acoplamiento comprimido.

Como ejemplo, tomamos en  $^{178}\text{Re}$  (SAN89) la banda  $8^- (\tilde{\pi}_{9/2}^- [514] \otimes \tilde{\nu}_{13/2}^-)$ . Aquí  $K_1 = 1.9 \ll K = 8$  y  $\mathfrak{J}^{(1)}/\hbar^2 = 72.6 \text{ MeV}^{-1}$ , que daría lugar a una segunda transición de  $E_{\gamma_2}^{\text{calc}} = 137.7 \text{ keV}$ , frente al valor experimental  $E_{\gamma_2} = 165.9 \text{ keV}$ .

Estas bandas no presentan el "staggering" del orbital  $\tilde{\nu}_{13/2}$ , puesto que para ello sería necesaria la presencia de las dos signaturas de éste. Por el contrario se basan en el acoplamiento de las bandas correspondientes a las dos signaturas del orbital normal de protón y la banda favorecida ( $\alpha = +1/2$ ) del orbital  $\tilde{\nu}_{13/2}$ .

### iii) Esquema de semidesacoplamiento sin "staggering"

En este caso una de las partículas se ubica en un orbital de tipo normal, mientras que la otra se halla en un orbital desacoplado del campo deformado, es decir orbitales con  $\Omega = 1/2$  y parámetro de desacoplamiento  $|a| \geq 1$ .

Los orbitales desacoplados que aparecen más frecuentemente en la zona deformada de las tierras raras pesadas son  $\tilde{\pi}_{9/2}(1/2^- [541])$ ,  $\tilde{\pi}_{1/2}^+[411]$  y  $\tilde{\nu}_{1/2}^- [521]$ .

Este tipo de acoplamiento produce, en el núcleo doblemente impar, dos estados intrínsecos degenerados (si se desprecia la interacción residual protón-neutrón) con  $K_{\zeta} = \Omega \pm 1/2$ , donde  $\Omega$  corresponde al orbital normal.

Si se diagonaliza la matriz correspondiente a cada valor de  $I$  (para  $I \geq K_{\zeta}$ ) se obtienen (KRE89A) los autovalores

$$E_{\pm} = (A^2/2J) ( I(I+1) - 1/2 [ K_{\zeta}^2 + (K_{\zeta}-1)^2 ] \pm$$

$$[a^2 I(I+1) + 1/4 - K_1(K_1-1) (a^2-1)^{1/2}] \quad (7)$$

Para el más bajo de ellos,  $E_-$ , vemos que, en el caso de ser  $|a| = 1$ , obtenemos como energías de transición

$$E_-(I+1) - E_-(I) = (\hbar^2/2\mathcal{J}) 2(I'+1) \quad (8)$$

con  $I' = I - 1/2$ , las cuales resultan idénticas, en unidades de  $(\hbar^2/2\mathcal{J})$ , a las correspondientes a la banda del orbital normal en el núcleo impar. Esto significa que el orbital desacoplado actúa aquí como un mero espectador.

Los orbitales  $\tilde{\pi}_{1/2}^+[411]$  y  $\tilde{\nu}_{1/2}^-[521]$  cumplen aproximadamente la condición  $|a| \approx 1$ , no así  $\tilde{\pi}_{1/2}^-[541]$  para el que  $a \gg 1$ . Podemos hacer, entonces, un sencillo cálculo para ver el efecto producido por un parámetro de desacoplamiento mucho mayor que la unidad. Para ello tomamos una banda  $\tilde{\pi}_{9/2} \otimes \tilde{\nu}_{7/2}^-[514]$  con  $a_p = 4$ . A partir de (8) obtenemos, en unidades de  $(\hbar^2/2\mathcal{J})$ , las dos primeras energías de transición

$$E_-(5) - E_-(4) = 4.515$$

$$E_-(6) - E_-(5) = 7.141$$

Con estos valores calculamos  $K_1$ , resultando

$$K_1 = 0.7 \ll K = 4$$



Esto significa que, para valores del parámetro de desacoplamiento mayores que la unidad, la estructura comienza a ser comprimida, pudiendo llegar incluso a invertirse el orden de los primeros estados.

iv) Esquema de semidesacoplamiento con "staggering"

Este tipo de acoplamiento se da cuando una de las partículas se halla en una situación de desacoplamiento, mientras que la otra se encuentra en un orbital con  $\Omega \neq 1/2$ , pero muy distorsionado por la interacción de Coriolis. Un ejemplo es la banda  $\tilde{\pi} h_{9/2} (1/2^- [541]) \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$ , la cual ha sido observada en varios núcleos doblemente impares de la zona (KRE88A,KRE88C,SAN89).

Una de las características sobresalientes de este tipo de estructura es la aparición de efectos dependientes de la signatura. Los estados con momento angular impar, contruidos a partir de las bandas favorecidas de protón y neutrón ( $\alpha_{o-o}^f = \alpha_p^f + \alpha_n^f = 1/2 + 1/2 = 1$  I = impar) son favorecidos frente a los estados con momento angular par, contruidos a partir de la banda favorecida de protón y la desfavorecida de neutrón ( $\alpha_{o-o}^d = \alpha_p^f + \alpha_n^d = 1/2 - 1/2 = 0$  I = par). Así puede entenderse de un modo muy natural que el "staggering" sea similar al que se observa en las bandas  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ .

Otra de las características de este tipo de bandas, vinculada al efecto recién mencionado, es que comienzan con varias transiciones  $M1$  de baja energía. Debido a los elevados coeficientes de conversión interna involucrados, algunas de ellas pueden llegar a no ser observadas (KRE90A).

Los cálculos realizados mediante el modelo de dos cuasipartículas más rotor (KRE78B) reproducen las características mencionadas. En la Figura 26 se grafican las energías de los estados, relativos al de  $I = 4$ , en función del número de neutrones. Allí vemos que a medida que el nivel de Fermi penetra más en la capa  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  (valores más bajos de  $\Omega$ ), el "staggering" se hace más pronunciado, llegando incluso a la degeneración entre las bandas favorecida y desfavorecida, entrando en el régimen de doble desacoplamiento, tratado más adelante. También se observa que los niveles más bajos se hallan muy próximos entre sí y en muchos casos invertido el orden normal.

#### v) Esquema de doble desacoplamiento

Las bandas doblemente desacopladas (BDD) están vinculadas a la ocupación, por parte de ambos nucleones de valencia, de orbitales con  $\Omega = 1/2$  y parámetros de desacoplamiento en módulo mayores o iguales a la unidad. En la zona de las tierras raras pesadas las estructuras de este tipo observadas corresponden a

$\tilde{\pi}_{1/2}^- [541] \otimes \tilde{\nu}_{1/2}^- [521]$ . La observación de dichas bandas en un núcleo doblemente impar será posible, entonces, cuando dichos orbitales constituyan el estado fundamental en los núcleos de protón y neutrón impares vecinos, o se hallen próximos a él. Las Figuras 27 y 28 muestran las energías de las cabezas de bandas correspondientes a  $\tilde{\pi}_{1/2}^- [541]$  y  $\tilde{\nu}_{1/2}^- [521]$  respectivamente, en función del número de neutrones para algunos elementos de la zona. Allí podemos ver que dos candidatos para este tipo de estructura son  $^{172,174}\text{Ta}$ , los que serán discutidos más adelante.

En los casos conocidos sólo la banda favorecida (momentos angulares impares) ha sido observada. Las BDD se presentan como cascadas de transiciones E2 que siguen la ley  $R(R+1)$  en lugar de  $I(I+1)$ . Aquí el buen número cuántico es  $R$  (momento angular colectivo) en lugar de  $K$ , ya que existe una mezcla de diferentes valores de  $K$ , principalmente 0 y 1 debido a elementos no diagonales del Hamiltoniano vinculados a la interacción de Coriolis.

Uno de los posibles contextos en los cuales pueden ser estudiadas estas estructuras se basa en el modelo "cranking" (ver apéndice A). Aquí se verifica una sorprendente aditividad, tanto para los alineamientos, como para el parámetro de inercia de orden cero, esto es

$$i_{o-o} \cong i_p + i_n \quad (9)$$

$$\mathfrak{J}_{0,0-0} \approx \mathfrak{J}_{0,e-e} + \delta\mathfrak{J}_{0,p} + \delta\mathfrak{J}_{0,n} \quad (10)$$

y en menor medida para los  $\mathfrak{J}_1$

$$\mathfrak{J}_{1,0-0} \approx \mathfrak{J}_{1,e-e} + \delta\mathfrak{J}_{1,p} + \delta\mathfrak{J}_{1,n} \quad (11)$$

Las notaciones son equivalentes a las utilizadas en el acoplamiento normal.

En la Tabla 7 puede observarse la aditividad mencionada. Allí se listan los valores extraídos, para algunos isótopos de la zona, de las bandas del estado fundamental de los núcleos par-par; las bandas desacopladas de los núcleos impares y las BDD de los doblemente impares, al igual que los valores calculados con (9-11) para estas últimas.

A partir de las consideraciones anteriores, relativas a los distintos tipos de acoplamientos, trataremos de entender las distintas estructuras halladas para  $^{166}\text{Lu}$  (ver Figura 5).

Comenzaremos la discusión con la banda B ya que, además de ser la más intensa de todas, posee una interpretación muy clara y permite restringir los momentos angulares de los estados más bajos, posibilitando también la asignación de la estructura A.

$$\text{Estructura B} \equiv \tilde{\pi} \nu/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2} (5/2^+ [642])$$

Esta banda exhibe un valor de 0.7 para el parámetro  $K_1$ , el cual es sumamente bajo, en principio, para una banda que no sea del tipo comprimido. Por otro lado, presenta un ligero "staggering", el cual puede provenir de los orbitales  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  ó  $\tilde{\pi} \nu/2^- [514]$ . La primera de las opciones, es decir una estructura en la que contribuyan ambas componentes de signatura asociadas con  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ , implicaría que el protón ocupase un orbital desacoplado (la banda favorecida de  $1/2^- [541]$  ó  $1/2^+ [411]$ , dando lugar a una estructura semidesacoplada con "staggering". Esto no parece en absoluto satisfactorio ya que, para  $^{103}\text{Yb}$  la banda  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  se encuentra en un régimen de desacoplamiento y en  $^{107}\text{Yb}$  se halla casi en él. Por esto es de esperar aquí que esta estructura posea un "staggering" muy pronunciado o que se presente como dos cascadas de transiciones E2 con muy pocas, o ninguna, conexiones entre ellas (ver bandas C y D).

La segunda opción implica la presencia de ambas signaturas del orbital  $\tilde{\pi} \nu/2^- [514]$ , el cual, como se mencionó anteriormente, tiene la peculiaridad de presentar "staggering" en los isótopos de Lu más deficientes en neutrones, por ej.  $^{103,107}\text{Lu}$ . Este hecho posiblemente esté parcialmente vinculado a la presencia de triaxialidad en su estructura. La compresión antes citada indicaría que la estructura B corresponde al acoplamiento  $\tilde{\pi} \nu/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2} (5/2^+ [642])$  en el que intervienen las dos

signaturas del protón y la banda favorecida del neutrón. Ahora bien, dado que la banda  $\tilde{\pi} 9/2^- [514]$  en  $^{165}\text{Lu}$  exhibe también un valor  $K_1$  muy bajo, no se podría descartar, en principio, que el orbital de neutrón interviniente sea el  $\tilde{\nu} 1/2^- [521]$  (sólo la signatura  $\alpha = +1/2$  estaría presente).

Sin embargo, existen otros argumentos que tienden a confirmar la opción  $\tilde{\pi} h_{11/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$ .

Uno de estos argumentos es el estudio de los cocientes de probabilidades de transición reducidas, los cuales son calculados de acuerdo a lo reseñado en el Apéndice B.

La Tabla 8 muestra el resultado obtenido para diferentes bandas en  $^{171}\text{Ta}$ , observándose una buena aproximación a los valores experimentales (las intensidades de las transiciones fueron tomadas de BAC85).

En la Tabla 9 se presentan los valores calculados correspondientes a los primeros estados de los distintos acoplamientos que se detallan en el esquema de orden cero para  $^{166}\text{Lu}$ , mientras que en la Tabla 10 se observan los valores experimentales para la estructura B. Es importante mencionar que estos valores son promedios de los obtenidos a partir de diferentes espectros de coincidencias, pudiendo estar afectados por las correlaciones angulares.

De este estudio vemos que las opciones  $\tilde{\pi} 1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  y  $\tilde{\pi} 1/2^+ [411] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  pueden ser desechadas pues, como mencionáramos anteriormente, las transiciones M1 resultan muy

desfavorecidas frente a las E2, debiendo observar dos cascadas E2 casi sin conexión, lo que contradice al experimento. También puede verse que las otras dos opciones  $\tilde{\pi} \nu_{9/2}^{-}[514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  y  $\tilde{\pi} \nu_{9/2}^{-}[514] \otimes \tilde{\nu} 1/2^{-}[521]$  dan lugar a valores  $B(M1)/B(E2)$  compatibles con los experimentales.

Sin embargo, para optar por una de ellas, podemos recurrir al estudio de las frecuencias de cruce (KRE89B, KRE90B, GAR82) entre configuraciones con distinto número de cuasipartículas desapareadas (cruce g-S). Estas son obtenidas a partir de la intersección de las pendientes de la curva  $(e', \omega)$  antes y después del cruce. Los routhianos  $e'$  de los núcleos impares y doblemente impares son calculados relativos a un carozo "local", como se indica en el Apéndice A, en lugar de hacerlo con respecto al carozo par-par para evitar posibles efectos de polarización.

En la Tabla 11 se reúnen los valores así obtenidos para algunos isótopos de Yb, Lu, Hf y Ta. También se indican los apartamientos con respecto al carozo par-par  $\delta\hbar\omega_c = \hbar\omega_c - \hbar\omega_{c,e-e'}$ , y en el caso de los núcleos doblemente impares los apartamientos calculados como  $\delta\hbar\omega_{c,o-o} = \delta\hbar\omega_{c,p} + \delta\hbar\omega_{c,n}$ .

Para los núcleos par-par el cruce se produce aproximadamente a 0.3 MeV, siendo vinculado al alineamiento de un par de neutrones  $i_{13/2}$ .

En los núcleos impares de neutrón, la ocupación de dicho orbital trae aparejado un retraso significativo en el "backbending", por estar ocupado el orbital crítico., mientras que

la ocupación de otro orbital por parte del neutrón de valencia produce un adelantamiento de la frecuencia de cruce. Esto es debido a que dicha ocupación disminuye las correlaciones de apareamiento, precisándose, por lo tanto, menos energía para romper un par de neutrones  $i_{13/2}$ .

La interpretación del primer "backbending" mencionada no es única (KRE88C, KRE90A), pues los orbitales  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  y  $\tilde{\pi} h_{9/2} (1/2^- [541])$  parecen jugar un papel de similar importancia. En efecto, en los núcleos de Z impar puede visualizarse lo anterior para las bandas desacopladas  $\tilde{\pi} h_{9/2} (1/2^- [541])$ , en las que el cruce también está retrasado con respecto al carozo par-par.

La sistemática de las frecuencias de cruce (KRE90B) indica que en los núcleos doblemente impares las bandas semidesacopladas  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  son las más retrasadas, debido a que los dos orbitales críticos están bloqueados. La gran interacción de la banda S con la del fundamental se manifiesta a través de una curva  $(e', \omega)$  muy suave (ver Figura 31 para el caso  $^{172}\text{Ta}$ ), lo que dificulta la extracción de la frecuencia de cruce, teniéndose en muchos casos sólo una cota inferior. Se observa también una buena aditividad (ver Tabla 11)  $\delta h\omega_c \simeq \delta h\omega_{c,p} + \delta h\omega_{c,n}$ , la que es excelente para el caso de bandas doblemente desacopladas. En estas últimas, el cruce se efectúa próximo al correspondiente al carozo par-par ya que, por un lado, el protón  $h_{9/2}$  produce un retraso en el cruce, y por el otro el neutrón  $1/2^- [521]$  lo compensa. Al



desbloquear alguno de los orbitales críticos, la frecuencia de cruce disminuye, pero permanece mayor que la correspondiente al orbital no crítico ocupado. Las bandas del tipo comprimido  $\tilde{\pi}$  (normal)  $\otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  y  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}$  (normal) se encuentran en esta última categoría.

De todo esto deducimos que en el caso de la estructura B, en la que tenemos dos opciones  $\tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} (i_{13/2}, 1/2^- [521])$  podemos ver si el cruce está retrasado o no con respecto al de la banda  $\tilde{\pi} 9/2^- [514]$  en  $^{168}\text{Lu}$ . Los valores obtenidos indican, en efecto, un fuerte retraso, con lo cual la opción  $\tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  es la única que resta.

Dado que la banda favorecida corresponde a los momentos angulares pares (signatura  $\alpha = 0$ ) para esta estructura, al estado por debajo de la transición de 85.5 keV no le puede corresponder un  $I = 7$ . Esto apunta a la afirmación de la existencia de la transición de 54 keV sugerida oportunamente.

Finalmente, la asignación de esta estructura es totalmente compatible con la hipótesis de que nuestro estado fundamental coincide con el isómero  $6^-$ .

Estructura: A  $\equiv \tilde{\pi} 7/2^+ [404] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2} (5/2^+ [642])$

Esta estructura exhibe un valor  $K_1 = 3.4$  y un momento de inercia relativamente constante a lo largo de la banda. Esta

constancia surge del hecho de que las diferencias entre energías de transición sucesivas son muy similares. Un  $K_1$  bajo y un momento de inercia relativamente constante indican que podemos estar frente a

- i) Un acoplamiento normal con bajo K.
- ii) Un semidesacoplamiento sin "staggering" con orbital normal de bajo  $\Omega$  y orbital desacoplado con  $|a| \approx 1$ .
- iii) Un semidesacoplamiento sin "staggering" con compresión causado por un parámetro de desacoplamiento mayor que la unidad.
- iv) Un acoplamiento comprimido por la presencia del orbital  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ .

Las dos primeras opciones no son satisfactorias. Por un lado, las reacciones de fusión-evaporación con iones pesados favorecen la población de estados de alto momento angular, por lo que no es de esperar competencia de bandas de estos tipos. Por otra parte, la desexcitación de la banda B restringe el momento angular del estado depopulado por la transición de 61.3 keV a  $6^-, 7^-$ , por lo que, en estos dos casos, se debería suponer la presencia de transiciones no observadas que vincularían la cabeza de banda con dicho estado, ubicándose aquella a mayores energías y compitiendo aún menos con otras estructuras de mayor momento angular.

Las opciones que restan son  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} (5/2^- [523], 5/2^- [512])$  y  $\tilde{\pi} (5/2^+ [402], 7/2^+ [404]) \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$ . Sólo la segunda y cuarta poseen valores  $B(M1)/B(E2)$  compatibles con los experimentales. Sin embargo, esta última es preferida en base a que no es preciso

suponer transiciones no observadas, a que la frecuencia de cruce obtenida a partir del routhiano está de acuerdo con la sistemática y a que involucra mayores momentos angulares, ubicándose más cerca de la línea Yrast.

Estructuras: C y D  $\equiv \tilde{\pi} h_{9/2} (1/2^- [541]) \otimes \tilde{\nu} i_{13/2} (5/2^+ [642])$

Estas dos bandas, cuya vinculación estaría dada por dos transiciones de energías 162.4 keV y 251.3 keV, representan uno de los primeros casos (AND89) observados de semidesacoplamiento en el régimen de doble desacoplamiento. Esto se debe a que el nivel de Fermi penetra profundamente en la capa  $\tilde{\nu} i_{13/2}$  en esta zona, ocupándose sus niveles más bajos, lo que da lugar a que en los núcleos impares en neutrón  $^{105,107}\text{Yb}$  las bandas  $i_{13/2}$  se presenten desacopladas o muy próximas a estarlo. En efecto, como surge del cálculo de probabilidades de transición reducidas (Tabla 9), es de esperar que las transiciones dipolares que vinculan a ambas signaturas de la estructura  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  sean muy débiles.

La asignación de  $I^\pi = 7^-, 8^-$  a los estados observados más bajos de ambas bandas surge de dos hechos. El primero de ellos se basa en la aditividad de los alineamientos (contribución a la proyección sobre el eje de rotación del momento angular total por parte de los nucleones de valencia) que muestra la sistemática para este tipo de acoplamiento. Así, deberíamos obtener

$i_{o-o} \simeq i_p + i_n = 6.0$ . Con la suposición  $I_0 = 7$  para la banda C obtenemos  $i_{o-o}^{exp} = 5.9$ , en excelente concordancia, mientras que para otros valores de  $I_0$  habría que desechar dicha aditividad. Por otra parte, vemos en la Figura 26 que los estados más bajos para este tipo de estructura están muy próximos entre sí, llegando incluso a inversiones. Esto implica que las primeras transiciones deben ser de muy baja energía, y por lo tanto muy convertidas y difíciles de observar. Esto mismo ocurre en  $^{182}\text{Ir}$  (KRE90A), al igual que en  $^{172,174}\text{Ta}$  los que se discutirán más adelante.

La asignación de los momentos angulares impares a la banda C y los pares a la D se debe a que la banda C es la favorecida en energía y esta debe construirse a partir de las bandas favorecidas de protón y neutrón ( $\alpha_{o-o}^f = \alpha_p^f + \alpha_n^f = 1/2 + 1/2 = 1 \Rightarrow I$  impares).

Mencionamos finalmente que no se ha podido extraer aquí una frecuencia de cruce, dado que la curva  $(e', \omega)$  no presenta un cambio apreciable en su pendiente, siendo consistente con un atraso en el cruce g-S.

### III.b) $^{172}\text{Ta}$

Al igual que en el caso de  $^{166}\text{Lu}$ , el primer paso a dar para determinar qué orbitales de protón y neutrón están involucrados en las estructuras de  $^{172}\text{Ta}$ , es ver cuáles son aquellos que dan lugar a las bandas rotacionales conocidas en los núcleos impares

vecinos. El esquema de orden cero (Tabla 12) da cuenta de lo anterior. Los valores de las energías de las cabezas de banda que figuran en él son los promedios de los correspondientes a  $^{171,173}\text{Ta}$  (BAC85) para los orbitales de protón y  $^{171}\text{Hf}$  (DRA79A) y  $^{173}\text{W}$  (WAL78) para los de neutrón, correspondiendo a los distintos acoplamientos la suma de las energías correspondientes, pues no se tiene en cuenta ninguna interacción residual p-n.. En las Figuras 29 y 30 graficamos las energías de las cabezas de banda en función del número de neutrones para algunos isótopos de Ta y Hf respectivamente.

$$\begin{aligned} \text{Estructuras: } A &\equiv \tilde{\pi} \ 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2} \\ B &\equiv \tilde{\pi} \ 5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2} \end{aligned}$$

Estas bandas son un nuevo ejemplo de acoplamiento comprimido. Presentan valores  $K_1$  bajos ( $K_1^A = 4.4$  y  $K_1^B = 3.5$ ) y momentos de inercia relativamente constantes a lo largo de las bandas. La alternativa de asignarle al neutrón el orbital  $1/2^- [521]$  fue dejada de lado, pues no justificaría los retrasos en las frecuencias de cruce que se observan experimentalmente (ver Tabla 11). Sin embargo, esta opción resultaba sumamente atractiva debido al hecho de que las bandas A y B poseen energías de transición muy similares a las correspondientes a  $\tilde{\pi} \ 9/2^- [514]$  y  $\tilde{\pi} \ 5/2^+ [402]$  en  $^{171}\text{Ta}$  (BAC85), lo que podría hacer suponer un semidesacoplamiento sin "staggering" en el cual el neutrón actúa como espectador, ya

que  $|a| \approx 1$ . Pero para que esto sea así es necesario, además, que el momento de inercia de la banda del núcleo doblemente impar sea similar al correspondiente a la banda de protón impar, hecho que no se cumple ya que existen diferencias del 50% en el primer caso y de 100% en el segundo, esperando, por lo tanto, un cambio en la escala de energías. Si bien los valores teóricos  $B(M1)/B(E2)$  de la banda B (ver Tabla 13) no aproximan bien a los valores experimentales correspondientes (Tabla 14), esto puede deberse en gran medida a su débil población y a que los espectros de coincidencias están excesivamente contaminados, pues las energías de sus transiciones son muy similares a los de la banda A, con el agravamiento adicional de que también son similares a las de varias transiciones de  $^{173}\text{Ta}$  cuya sección eficaz de formación es competitiva con la de  $^{172}\text{Ta}$ .

$$\text{Estructura C} \equiv \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

Esta estructura posee las características más relevantes del esquema de semidesacoplamiento  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$ . Esta comienza con varias transiciones M1 de baja energía y presenta un pronunciado "staggering", vinculado al orbital  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ . La justificación de la asignación de un momento angular  $6^-$  al estado más bajo observado es similar a la mencionada para  $^{166}\text{Lu}$ , aunque la aditividad de alineamientos no se cumpla exactamente. Los valores de  $i$  obtenidos

para  $^{171}\text{Hf}$  y  $^{172}\text{Ta}$  son sensiblemente menores que en  $^{165}\text{Yb}$  y  $^{166}\text{Lu}$  debido a que el nivel de Fermi no penetra tanto en la capa  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ , sino que se ubica cerca del orbital  $7/2^+[633]$ . Esto justifica, además, la diferencia que presenta esta estructura en  $^{166}\text{Lu}$  y  $^{172}\text{Ta}$ , ya que en este último se halla lejos del régimen de doble desacoplamiento.

Aquí la extracción de valores  $B(M1)/B(E2)$  puede ser hecha de manera más confiable que en el caso de las bandas A y B, obteniendo una buena aproximación (ver Tablas 13 y 14).

También puede verse que las frecuencias de cruce (Tabla 11) responden a la sistemática discutida anteriormente, puesto que, a pesar de no poder extraer sino un valor mínimo dada la suavidad de la curva  $(e', \omega)$  (ver Figura 31), vemos que, por ejemplo, para la banda favorecida es  $\delta h \omega_c^f > 0.085 \text{ MeV} \approx \delta h \omega_{c,p}^f + \delta h \omega_{c,n}^f = 0.100 \text{ MeV}$ . Este retraso puede verse mucho mejor a partir del momento de inercia dinámico, el cual es muy sensible al "backbending" (el momento de inercia dinámico puede definirse como  $\mathcal{J}^{(2)} = \partial I_x / \partial \omega$ ). En la Figura 32 graficamos  $\mathcal{J}^{(2)}$  vs.  $\omega$  para  $\tilde{\pi} h_{9/2} (^{171}\text{Ta})$ ,  $\tilde{\nu} i_{13/2} (^{171}\text{Hf})$  y  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2} (^{172}\text{Ta})$ , donde se manifiesta claramente el retraso en el cruce g-S.

Estructura D  $\equiv \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$

Este tipo de banda doblemente desacoplada (BDD), ha sido

observado en diversos núcleos de la zona:  $^{174}\text{Ta}$ ,  $^{176,178}\text{Re}$ ,  $^{182,184,186}\text{Ir}$  y es el equivalente de las bandas desacopladas de los núcleos impares. A diferencia de lo que ocurre en los Re e Ir, en  $^{172,174}\text{Ta}$  se observa la transición  $5^+ \Rightarrow 3^+$ , lo cual está vinculado al hecho de que estos núcleos poseen una mayor deformación (ver discusión en KRE87A).

Como ya se ha mencionado, estas bandas presentan sorprendentes efectos de aditividad. En efecto, si extraemos valores para los alineamientos y momentos de inercia de orden cero en las bandas g.s. ( $^{170}\text{Hf}$ );  $\tilde{\pi} h_{9/2}$  ( $^{174}\text{Ta}$ );  $\tilde{\nu} 1/2^- [521]$  ( $^{174}\text{Hf}$ ) y  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$  vemos que

$$i_{o-o} = 2.27 \simeq i_p + i_n = 2.14 + 0.42 = 2.56$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_{o,o-o} &= 48.63 = \mathfrak{J}_{o,e-e} + \delta\mathfrak{J}_{o,p} + \delta\mathfrak{J}_{o,n} = 29.35 + 9.59 + 9.69 = \\ &= 48.63 \end{aligned}$$

donde los alineamientos  $i$  están medidos en unidades de  $\hbar$  y los  $\mathfrak{J}_o$  en  $\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$ .

También la aditividad puede verse en las Figuras 33 y 34, donde graficamos los alineamientos, y los routhianos en función de la frecuencia de rotación  $\omega$ .

Esta aditividad sugiere una gran independencia entre las cuasipartículas de valencia y el carozo, aportando a la interpretación del primer "backbendig" (KRE90B). En efecto, si



éste es atribuido sólo a la ruptura de un par de neutrones  $i_{13/2}$ , justificándose el atraso del cruce g-S en las bandas de protón  $h_{9/2}$  como un fenómeno vinculado al aumento de la deformación, queda poco claro como en una BDD, en la que dicho orbital de protón está ocupado, el momento de inercia, que depende de las correlaciones de apareamiento y de la deformación, resulta aditivo. En efecto, en el núcleo de N impar el neutrón de valencia no tendría información acerca del aumento en la deformación que se produciría en el núcleo de Z impar y el doblemente impar, y se movería en un campo deformado similar al del carozo par-par, por lo tanto, si el campo deformado del núcleo doblemente impar es sentido en forma similar por ambos nucleones de valencia, no sería de esperar la aditividad señalada.

También en los corrimientos de las frecuencias de cruce se observa la aditividad, ya que

$$\delta\hbar\omega_{c,o-o} = 0 = \delta\hbar\omega_{c,p} + \delta\hbar\omega_{c,n} = 0.045 \text{ MeV} - 0.045 \text{ MeV} = 0$$

### III.c) $^{174}\text{Ta}$

Nuevamente, el punto inicial para el estudio de las estructuras halladas para  $^{174}\text{Ta}$  es la construcción de un esquema de orden cero (Tabla 15) a partir de la información de los estados

de cuasipartícula en los núcleos impares vecinos  $^{173,175}\text{Ta}$  (BAC85,FOI72),  $^{173}\text{Hf}$  (DRA79B) y  $^{175}\text{W}$  (WAL78). Como puede observarse la situación es similar a la de  $^{172}\text{Ta}$ , por lo que es de esperar hallar las mismas estructuras. En efecto, las cuatro observadas tienen sus análogas en dicho isótopo. Estas son:

$$\text{Estructura A} \equiv \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$$

$$\text{Estructura B} \equiv \tilde{\pi} 5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

$$\text{Estructura C} \equiv \tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

$$\text{Estructura D} \equiv \tilde{\pi} 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

Ahora bien, en este núcleo contamos con buena información acerca de coeficientes de distribución angular que tienden a confirmar las asignaciones hechas. En efecto, el signo de los coeficientes  $a_2$  de las distribuciones angulares está íntimamente vinculado a los coeficientes de mezcla E2/M1,  $\delta$ . Para valores de  $|\delta|$  no muy pequeños, un  $a_2$  positivo (negativo) implica un  $\delta$  positivo (negativo).

En la Tabla 4 puede observarse que las transiciones  $\Delta I = 1$  correspondientes a las bandas B y D, presentan valores  $a_2$  positivos (no compatibles con  $\delta$  pequeños), mientras que las pertenecientes a la C exhiben valores negativos, resultando, por lo tanto similares signos para los coeficientes de mezcla.

En la Tabla 16 se muestran los signos de los  $\delta$  para las configuraciones que figuran en el esquema de orden cero calculados según se indica en el Apéndice B. Allí vemos, por ejemplo, que la estructura semidesacoplada sin "staggering"  $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 5/2^- [512]$

debería tener valores negativos de  $\delta$ , por lo que no podría corresponder a las estructuras B y D, siendo la compresión de éstas debida al orbital  $\tilde{\nu} i_{13/2}$ . Este punto tiende a confirmar también la asignación equivalente para la estructura A en  $^{166}\text{Lu}$ .

Por último, los efectos de aditividad presentados por la BDD se manifiestan nuevamente con llamativa exactitud, pues

$$i_{0-0} = 2.86 \simeq i_p + i_n = 2.52 + 0.42 = 2.92$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_{0,0-0} &= 44.15 \simeq \mathfrak{J}_{0,e-e} + \delta\mathfrak{J}_{0,p} + \delta\mathfrak{J}_{0,n} = 31.32 + 5.50 + 7.50 = \\ &= 44.32 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_{1,0-0} &= 24.98 \simeq \mathfrak{J}_{1,e-e} + \delta\mathfrak{J}_{1,p} + \delta\mathfrak{J}_{1,n} = 119.66 - 80.12 - 15.89 = \\ &= 23.65 \end{aligned}$$

donde los alineamientos  $i$  están medidos en unidades de  $\hbar$ , los  $\mathfrak{J}_0$  en  $\hbar^2.\text{MeV}^{-1}$  y los  $\mathfrak{J}_1$  en  $\hbar^4.\text{MeV}^{-3}$ .

#### IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado información espectroscópica totalmente nueva relativa a tres núcleos doblemente impares pertenecientes a la zona deformada de las tierras raras pesadas;  $^{166}\text{Lu}$  y  $^{172,174}\text{Ta}$ , proponiéndose sendos esquemas de niveles de alto momento angular. Se ha caracterizado y clasificado cada una de las diferentes estructuras halladas, las cuales presentan una fuerte desviación con respecto a la ley  $I(I+1)$  debido a la interacción de Coriolis.

Así se ha extendido a los núcleos más deformados de la zona las ideas sobre los diferentes tipos de acoplamiento entre los grados de libertad colectivo del carozo par-par y los grados de libertad de partícula independiente de los nucleones de valencia.

En este marco se han verificado sorprendentes efectos de aditividad de alineamientos y desviaciones de los momentos de inercia con respecto al carozo par-par que aportan a la discusión acerca de la naturaleza del primer "backbending". En efecto, éstos efectos parecen indicar que los roles de los pares  $(\tilde{\pi} h_{9/2})^2$  y  $(\tilde{\nu} i_{13/2})^2$  en las bandas S son equivalentes. Por otro lado el estudio de las frecuencias de rotación a las cuales se produce el cruce g-S nos ha permitido distinguir entre diferentes configuraciones.

Todo esto da cuerpo a una sistemática que permite interpretar a las diferentes estructuras que se observan en los núcleos

doblemente impares de la zona, en función de los estados de partícula independiente de los núcleos impares.

Finalmente, hacemos incapié en la gran complejidad que presentan los núcleos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas. Esto lleva a planificar experimentos cada vez más sofisticados que permitan una mayor eficiencia en la detección y la obtención de información concluyente acerca de las multipolaridades de las transiciones observadas.

## V. APÉNDICE A

El método de análisis empleado, en el marco del modelo "cranking" (BEN74), consiste básicamente en la extracción, a partir de las bandas halladas experimentalmente en un núcleo doblemente impar, de diversas magnitudes y su comparación con las correspondientes a los núcleos impares y doblemente pares vecinos.

Supondremos un núcleo axialmente simétrico (el eje de simetría es el eje  $\hat{z} \equiv \hat{z}$ ) que rota alrededor del eje  $\hat{x}$ . Debido a la simetría axial el momento angular colectivo  $R$  es perpendicular al eje  $\hat{z}$ .

### a) Núcleo par-par

Las frecuencias de rotación  $\omega$  se obtienen a partir de

$$\hbar \omega = \partial E / \partial I_x \quad (A_1)$$

donde  $I_x = [R(R+1)]^{1/2} \simeq R + 1/2$  es la proyección del momento angular total (aquí  $I = R$ ) sobre el eje de rotación.

Si aproximamos en (A1) la derivada por el cociente incremental obtenemos

$$\hbar \omega(I) \simeq [E(I+1) - E(I-1)] / [I_x(I+1) - I_x(I-1)] \quad (A_2)$$

Utilizando el desarrollo a segundo orden (HAR64) del momento

angular colectivo escribimos

$$I_x \simeq R + 1/2 = \mathfrak{J}(\omega) \cdot \omega \simeq (\mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1 \cdot \omega^2) \cdot \omega \quad (A3)$$

Aquí se puede construir y minimizar la cantidad

$$\chi^2(\mathfrak{J}_0, \mathfrak{J}_1) = \sum_j [I_x^{\text{exp}}(\omega_j) - (\mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1 \cdot \omega_j^2) \cdot \omega_j]^2 \quad (A4)$$

y obtener los parámetros  $\mathfrak{J}_0, \mathfrak{J}_1$  más adecuados para representar al movimiento del carozo par-par.

b) Núcleo impar o doblemente impar

Las frecuencias de rotación se obtienen de manera similar a la mencionada, sólo que aquí el momento angular total es considerado como la suma de los correspondientes a los movimientos colectivo,  $\bar{R}$ , e intrínseco,  $\bar{j}$ , con lo cual

$$I_x = [I(I+1) - \langle K^2 \rangle]^{1/2} \quad (A5)$$

donde  $K$  es la proyección de  $\bar{I}$  sobre el eje de simetría del núcleo.

Por otra parte, hay que agregar en (A3) la contribución de las partículas de valencia, esto es el alineamiento  $i$ .

$$I_x = (\mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1 \cdot \omega^2) \cdot \omega + i \quad (A6)$$

con lo que la cantidad a minimizar será

$$\chi^2(\mathfrak{J}_0, \mathfrak{J}_1) = \sum_j \Pi_x^{\text{exp}}(\omega_j) - (\mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1 \omega_j^2) \cdot \omega_j - \langle I \rangle \quad (\text{A7})$$

Finalmente, los Routhianos (energías en el sistema de referencia fijo al núcleo) relativos al carozo son calculados mediante

$$e'(I) = 1/2 [E(I+1) + E(I-1)] - \omega(I) \cdot I_x(I) - (8\mathfrak{J}_0)^{-1} + \mathfrak{J}_0 \omega^2(I)/2 + \mathfrak{J}_1 \omega^4(I)/4 \quad (\text{A8})$$

pudiéndose obtener a partir de la curva  $(e', \omega)$  la frecuencia de cruce  $\xi$ -S pues

$$i = -\partial e' / \partial \omega \quad (\text{A9})$$



## VI. APÉNDICE B

La relación que vincula a los momentos angulares con los momentos magnéticos puede ser expresada como

$$\bar{\mu} = \epsilon_R \bar{R} + \sum_k \epsilon_k \bar{j}_k = \epsilon_R \bar{I} + \sum_k (\epsilon_k - \epsilon_R) \bar{j}_k \quad (B1)$$

donde  $k$  corre sobre las cuasipartículas externas al carozo y los factores giromagnéticos colectivo,  $\epsilon_R$ , e intrínseco,  $\epsilon_k$ , están medidos en unidades de magnetones nucleares  $\mu_N$ .

Para el cálculo semiclásico de los  $B(M1)/B(E2)$  y  $\delta$  (DON82,DON87) en un núcleo doblemente impar supondremos que este posee simetría axial. En la Figura 35 representamos los momentos angulares colectivo y total, así como los intrínsecos de las dos cuasipartículas de valencia y sus proyecciones. De allí surgen inmediatamente las siguientes relaciones:

$$i_1 = j_1 \cos\gamma \quad (B2)$$

$$i_2 = j_2 \cos\beta \quad (B3)$$

$$\Omega_1 = j_1 \text{sen}\gamma \quad (B4)$$

$$\Omega_2 = j_2 \text{sen}\beta \quad (B5)$$

$$K = \Omega_1 + \Omega_2 \quad (B6)$$

$$\text{sen } \alpha = K / I \quad (B7)$$

$$\text{cos } \alpha = [1 - K^2/I^2]^{1/2} \quad (B8)$$

$$j_{1,2\perp} = \Omega_{1,2} [1 - k^2/I^2]^{1/2} - i_{1,2} K / I \quad (B9)$$

por lo tanto

$$\begin{aligned} \mu_{\perp} = & (\epsilon_1 - \epsilon_R) \{ \Omega_1 [1 - k^2/I^2]^{1/2} - i_1 K / I \} + \\ & (\epsilon_2 - \epsilon_R) \{ \Omega_2 [1 - k^2/I^2]^{1/2} - i_2 K / I \} \end{aligned} \quad (B10)$$

donde  $i$  es el alineamiento definido en el Apéndice A y obtenido como allí se indica. Con lo anterior podemos calcular, en unidades de  $\mu_N^2$

$$B(M1, I \Rightarrow I-1) = |\langle I \ I \mid \mu(M1) \mid I-1 \ I-1 \rangle|^2 = 3 \mu_{\perp}^2 / 8\pi \quad (B11)$$

Los factores giromagnéticos son calculados (BOH75) a partir de la expresión

$$\epsilon_k = \epsilon_{\Omega} = \epsilon_l + (\epsilon_s - \epsilon_l) \langle S_z \rangle / \Omega \quad (B12)$$

supuesta una excitación  $\Omega$  bastante pura.  $\xi_l$  y  $\xi_s$  son los factores giromagnéticos orbital y de espín respectivamente, y  $\langle S_z \rangle$  es el valor esperado de la proyección del espín sobre el eje de simetría. Para un protón tenemos que  $\xi_{l,p} = 1$  y  $\xi_{s,p} \approx 3.91$ , con lo cual

$$\xi_p = 1 + 2.91 \langle S_{3p} \rangle / \Omega_p \quad (B13)$$

Para un neutrón tenemos que  $\xi_{l,n} = 0$  y  $\xi_{s,n} \approx -2.68$ , por lo tanto

$$\xi_n = - 2.68 \langle S_{3n} \rangle / \Omega_n \quad (B14)$$

Las probabilidades de transición reducidas E2 pueden ser calculadas como

$$B(E2, I \Rightarrow I-2) = (5/16\pi) Q_0^2 \langle I K 2 0 | I-2 K \rangle^2 = \\ (5/16\pi) Q_0^2 \frac{6 (I+K)(I+K-1)(I-K)(I-K-1)}{(2I+1)(2I)(2I-1)(2I-2)} \quad (B15)$$

en unidades de  $e^2 b^2$  y donde  $Q_0$  es el momento cuadrupolar intrínseco que se expresa como

$$Q_0 = 1.44 \times 10^{-2} (9/5\pi)^{1/2} Z A^{2/3} \beta (1 + 0.16\beta) b \quad (B16)$$

La deformación cuadrupolar  $\beta$  puede ser estimada a partir de los núcleos par-par vecinos si existe información sobre la vida media  $\tau$  del primer estado  $2^+$  de energía E

$$\beta = \left\{ -1 + \left[ 1 + (1.19 \times 10^{-4}) / (Z A^{2/3} E^{5/2} \tau^{1/2} (1 + \alpha_i)^{1/2} J^{1/2}) \right] \right\} / 0.32 \quad (B17)$$

donde  $\alpha_i$  es el coeficiente de conversión interna total para la transición  $2^+ \Rightarrow 0^+$ .

Los cocientes  $B(M1)/B(E2)$  así obtenidos, deben ser comparados con los valores experimentales

$$B(M1)/B(E2) = 0.693 (1 + \delta^2)^{-1} R E_{\gamma 2}^5 / E_{\gamma 1}^3 \quad (B18)$$

donde  $E_{\gamma 1, \gamma 2}$  son las energías de las transiciones correspondientes a  $\Delta I = 1, 2$  respectivamente, que depopulan al estado en cuestión; R es el cociente de las intensidades  $\gamma$  de dichas transiciones y  $\delta$  es el cociente de mezcla E2/M1 para la transición con  $\Delta I = 1$ .

Para el cálculo de  $\delta$  se precisa calcular los

$$B(E2, I \Rightarrow I-1) = (5/16\pi) Q_0^2 \langle I K 2 0 | I-1 K \rangle^2 \quad (B19)$$

ya que

$$\delta^2 = [\tau(E2)/\tau(M1)] \propto B(E2, I \Rightarrow I-1) / \mu_{\perp}^2 \quad (B20)$$

de donde fácilmente se obtiene, para  $I \gg K$

$$\delta = 0.9308 E_{\gamma} Q_0 K [I^2 - K^2]^{1/2} / \mu_{\perp} I^2 \quad (B21)$$

Todas las expresiones anteriores son inmediatamente aplicables a configuraciones con distinto número de cuasipartículas, agregando o quitando los términos que correspondan.

Por último, debe tenerse en cuenta que, en el caso de que la cuasipartícula  $k$  contribuya sólo con una signatura, el término  $\Omega_j [1 - k^2/I^2]^{1/2}$  en (B10) ha de ser suprimido, pues proviene (D087) de la contribución  $\langle \alpha_1 | j_z | \alpha_2 \rangle$  que es nulo si  $\alpha_1 = \alpha_2$ .

## VII. REFERENCIAS

- GAL58: C.J.Gallagher and S.A.Moszkowski, Phys. Rev. 111 (1958) 1282.
- HAR64: S.M.Harris, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 663.
- FOI72: C.Foin, Th.Lindblad, B.Skånberg and H.Ryde, Nucl. Phys. A195 (1972) 465.
- LEI72: J.R.Leigh, J.O.Newton, L.A.Ellis, M.C.Evans and M.J.Emmott, Nucl. Phys. A183(1972)177.
- STE72: F.S.Stephens and R.S.Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257.
- CAR73: M.H.Cardoso, P.F.A.Goudsmit and J.Konijn, Nucl. Phys. A205 (1973)121.
- FOI73: C.Foin, D.Barnéoud, S.A.Hjorth and R.Bethoux, Nucl. Phys. A199 (1973) 129.
- KEM73: P.Kemnitz, L.Funke, K.H.Kaun, H.Sodan, G.Winter, M.Baznat, Nucl. Phys. A209 (1973) 271.
- BEN74: R.Bengtsson and S.Frauendorf, Nucl. Phys A314 (1979) 27 y Nucl. Phys. A327 (1979) 139.
- DEB74: F.W.N. De Boer, P.F.A.Goudsmit, P.Koldewijn and B.J.Meyer, Nucl. Phys. A225 (1974) 317.
- BER75: F.M.Bernthal and R.A. Warner, Phys. Rev. C11 (1975) 188.
- BOH75: A.Bohr and B.Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 2 (Benjamin, Reading, Mass., 1975)
- CAR75: M.H.Cardoso, L.Klieb, P.F.A.Goudsmit and J.Konijn, Z. Phys. A272 (1975) 13.

- HAM75: W.D.Hamilton, The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (North-Holland, 1975).
- KLI75: J.Van Klinken, S.J.Feenstra, K.Wisshak and H.Faust, Nucl. Instr. and Meth. 130 (1975) 427.
- BAR77: D.Barnéoud and C.Foin, Nucl. Phys. A287 (1977) 77.
- KRE77: A.J.Kreiner, M.Fenzl, S.Lunardi and M.A.Mariscotti, Nucl. Phys. A282 (1977) 243
- KRE78A: A.J.Kreiner, M.Fenzl, S.Lunardi and M.A.Mariscotti, Nucl. Phys. A282 (1977) 243
- KRE78B: A.J.Kreiner, Z. Phys. A228 (1978) 373.
- WAL78: P.M.Walker, G.D.Dracoulis, A.Johnston, J.R.Leigh, M.G.Slocombe and I.F.Wright, J. Phys. G4 (1978) 1655.
- DRA79A: G.D.Dracoulis and P.M.Walker, Nucl. Phys. A330 (1979) 186.
- DRA79B: G.D.Dracoulis, P.M.Walker and K.F.Yer, J. Phys. G5 (1979) L19.
- NEU79: W.Neumann, L.Cleemann, J.Eberth, N.Wiehl and V.Zobel, Nucl. Instr. and Meth. 164 (1979) 539.
- KRE81: A.J.Kreiner, C.Baktash, G.García Bermúdez and M.A.Mariscotti, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1709.
- DON82: F.Dönau and S.Frauendorf, Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, Ed. N.Johnson, Harwood Academic Publishers (1989) 143.
- GAR82: J.D.Garrett, Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, Ed. N.Johnson,

Harwood Academic Publishers (1989) 17.

NDS82: Nuclear Data Sheets, Vol.36 N° 4 (1982), Academic Press.

ROY82: N.Roy, S.Jónsson, H.Ryde, W.Walús, J.J.Gaardhoje, J.D.Garrett, G.B.Hageman and B.Herskind, Nucl. Phys. A382 (1982) 125.

KOW83: J.Kownacki, J.D.Garrett, J.J.Gaardhoje, G.B.Hageman, B.Herskind, S.Jónsson, N.Roy, H.Ryde and W.Walús, Nucl. Phys. A394 (1983) 269.

HOJ84: D.Hojman, Seminario, Fac. Cs. Exactas y Naturales, U.B.A. (1984).

JON84: S.Jónsson, J.Lyttkens, L.Carlén, N.Roy, H.Ryde, W.Walús, J.Kownacki, G.Hageman, B.Herskind and J.D.Garrett, Nucl. Phys. A422 (1984) 397.

BAC85: J.C.Bacelar, R.Chapman, J.R.Leslie, J.C.Lisle, J.N.Mo, E.Paul, A.Simcock, J.C. Willmott, J.D.Garrett, G.B.Hageman, B.Herskind, A.Holm and P.M.Walker, Nucl. Phys. A442 (1985) 547.

KRE85: A.J.Kreiner, D.E.Digregorio, A.J.Fendrik, J.Davidson and M.Davidson, Nucl. Phys. A432 (1985) 451.

DAV86: J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, G.Falcone, D.Hojman, A.J.Kreiner, I.Mayans, C.Pomar and D.Santos, Z. Phys. A324 (1986) 363.

HIL86: L.Hildingsson, C.W.Beausang, D.B.Fossan, W.F.Piel Jr., A.P.Byrne and G.D.Dracoulis, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 91.



- KRE86: A.J.Kreiner, P.Thieberger and E.K.Warburton, Phys. Rev. C34 (1986) 1150.
- BEC87: E.M.Beck, J.C.Bacelar, M.A.Delaplanke, R.M.Diamond, F.S.Stephens, J.E.Draper, B.Herskind, A.Holm and P.O.Tjom, Nucl. Phys A464 (1987) 472.
- DÖN87: F.Dönau, Nucl. Phys. A471 (1987) 469.
- KRE87A: A.J.Kreiner and D.Hojman, Proceedings of the Tenth Oaxtepec Symposium on Nuclear Physics, U.N.A.M. Vol.10 N°1 (1987) 171.
- KRE87B: A.J.Kreiner and D. Hojman, Phys. Rev. C36 (1987) 2309.
- KRE87C: A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, D.Aabriola, C.Pomar and P.Thieberger, Phys. Rev. C36 (1987) 2309 y Phys. Rev. C37 (1988) 1338(E).
- KRE88A: A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, P.Thieberger, E.K.Warburton, S.André and J.Genevey, Nucl. Phys. A489 (1988) 525.
- KRE88B: A.J.Kreiner, Proceedings of the International Conference on Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics, Cocoyoc, México, World Scientific (1988) 521.
- KRE88C: A.J.Kreiner, D.Hojman, J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, G.Falcone and D.Santos, Phys. Let. B215 (1988) 629.
- AND89: S.André, D.Bernéoud, C.Foin, J.Genevey, J.A.Pinston, B.Haas, J.P.Vivien and A.J.Kreiner, Phys. A333 (1989) 247.
- KRE89A: A.J.Kreiner, Proceedings of the XII Workshop on Nuclear

Physics, Cataratas del Iguazú, World Scientific (1989) 137.

KRE89B: A.J.Kreiner, V.R.Vanin, F.A.Beck, Ch.Bourgeois, Th.Byrski,  
D.Curien, G.Duchene, B.Haas, J.C.Merdinger, M.G.Porquet,  
P.Romain, S.Rouabah, D.Santos and J.P.Vivien, Phys. Rev.  
C40 (1989) 487.

SAN89: D.Santos, A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, M.Debray,  
D.Hojman and G.Falcone, Phys. Rev. C39 (1989) 902.

KRE90A: A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, P.Thieberger and  
E.K.Warburton, Phys. Rev. C (1990), en prensa.

KRE90B: A.J.Kreiner, Proceedings of the Conference Nuclear  
Structure in the nineties, Oak Ridge (1990), en prensa.

VIII. TABLAS

TABLA 1: Intensidades y multipolaridades asignadas para  $^{166}\text{Lu}$

$E_{\gamma}$ (keV) <sup>a)</sup>	$I_{\gamma}$ (unid. arbit) <sup>b)</sup>	Multip.
45		E1
54		M1(E2)
61.3	2300 <sup>c)</sup>	E1
83.5	3070	E1
85.5	388	M1(E2)
100.8	427	M1(E2)
112.5	629	M1(E2)
115	220	
135.0	413	M1(E2)
139	<417 <sup>d)</sup>	E2
139.9	<	E2
142.5	357	M1(E2)
155.5	811	M1(E2)
158.5	351	(E1)
160.7	240	
162.4	130	M1(E2)
165.6	317 <sup>c)</sup>	M1(E2)
172	178	
173.3	668	M1(E2)
181.3	217	
195.7	319	M1(E2)
196.3	478	E2
198.0	<189 <sup>d)</sup>	E2
203.7	<563 <sup>d)</sup>	E1
215.6	506	M1(E2)
217.7	264 <sup>c)</sup>	M1(E2)
229.3	271 <sup>c)</sup>	E2

TABLA 1 (continuación)

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$	Multip.
229.5	380 <sup>c)</sup>	M1(E2)
235.7	298	E2
245.9	345	M1(E2)
251.3		M1(E2)
255.8	392	E2
261.5	193 <sup>c)</sup>	M1(E2)
261.9	362 <sup>c)</sup>	M1(E2)
268.1	272	E2
281.9	378	M1(E2)
287.7	167 <sup>c)</sup>	M1(E2)
295.3	243	M1(E2)
297.1		M1(E2)
300.8	346	E2
317.2	174 <sup>c)</sup>	M1(E2)
319.6	330	E2
328.8	321	E2
330.2	193 <sup>c)</sup>	M1(E2)
361.4	384	E2
369.8	319	E2
388.7	422	E2
413.4	425	E2
416.9	370	E2
445.3	470	E2
463.5	349 <sup>c)</sup>	E2
471.8	207 <sup>c)</sup>	E2
491.0	267 <sup>c)</sup>	E2
507.4	135 <sup>c)</sup>	E2
510.5	336 <sup>c)</sup>	E2
544.1	308 <sup>c)</sup>	E2

TABLA 1 (continuación)

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$	Multip.
549.1	218 <sup>c)</sup>	E2
557.9	120 <sup>c)</sup>	E2
577.4	206 <sup>c)</sup>	E2
584.3	157 <sup>c)</sup>	E2
596.3	267 <sup>c)</sup>	E2
617.3	150 <sup>c)</sup>	E2
624.4	112 <sup>c)</sup>	E2
625.7	263 <sup>c)</sup>	E2
642.8	150 <sup>c)</sup>	E2
647.9	246 <sup>c)</sup>	E2
652.9	146 <sup>c)</sup>	E2
667.9	189 <sup>c)</sup>	E2
699.5	137 <sup>c)</sup>	E2
720.8	185 <sup>c)</sup>	E2

a)  $0.1 \text{ keV} \leq \Delta E_{\gamma} \leq 0.3 \text{ keV}$

b) Los errores en las intensidades varían entre el 10% y el 30%

c) Intensidad medida a partir de los espectros de coincidencias

d) Pico múltiple. Intensidad del multiplete

TABLA 2: Intensidades y multipolaridades asignadas para  $^{172}\text{Ta}$

$E_{\gamma}$ (keV) <sup>a)</sup>	$I_{\gamma}$ (unid. arbit) <sup>b)</sup>	Multip.
86.5		M1(E2)
91.3		E2
110.8	586	(E1)
113.5	611	M1(E2)
116.9	600	M1(E2)
118.6	431	M1(E2)
137.1	1071	M1(E2)
138.9	392	M1(E2)
150.6	414	M1(E2)
162.6	( 1170 <sup>d)</sup>	M1(E2)
163.5	(	M1(E2)
169.4	1000	M1(E2)
173.5	634 <sup>c)</sup>	E2
179.8	875	(M1)
183.0	302 <sup>c)</sup>	M1(E2)
188.3	( 1054 <sup>d)</sup>	M1(E2)
188.5	(	M1(E2)
203.5	328	E2
210.2	288 <sup>c)</sup>	M1(E2)
212.1	415 <sup>c)</sup>	M1(E2)
217.5	153 <sup>c)</sup>	M1(E2)
226.1	447	M1(E2)
230.8	59 <sup>c)</sup>	M1(E2)
235.7	( 1130 <sup>d)</sup>	E2
235.9	(	M1(E2)
251.8	( 344 <sup>d)</sup>	M1(E2)
252.5	(	E2
255.0	803	E2
257.7	268	M1(E2)

TABLA 2 (continuación)

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$	Multip.
269.0	32 <sup>c)</sup>	M1(E2)
277.6	220	M1(E2)
280.4	317 <sup>c)</sup>	M1(E2)
285.5	47 <sup>c)</sup>	M1(E2)
288.1	499	E2
299.3	{ 988 <sup>db</sup>	M1(E2)
299.6	{	E2
302.7	{ 618 <sup>db</sup>	E2
302.9	{	M1(E2)
312.3	121	M1(E2)
319.9	1103	E2
327.4	28 <sup>c)</sup>	M1(E2)
330.8	593	E2
337.2	43 <sup>c)</sup>	M1(E2)
351.0	363 <sup>c)</sup>	E2
351.7	685 <sup>c)</sup>	E2
376.6	517	E2
397.8	551 <sup>c)</sup>	E2
398.6	473 <sup>c)</sup>	E2
400.1	417	E2
409.1	646	E2
441.9	474	E2
448.0	254 <sup>c)</sup>	E2
455.8	528 <sup>c)</sup>	E2
463.3	579 <sup>c)</sup>	E2
482.7	399	E2
493.5	465	E2
498.1	521	E2
508.2	423 <sup>c)</sup>	E2

TABLA 2 (continuación)

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$	Multip.
520.3	270	E2
535.0	285	E2
545.0	372	E2
555.3	290 <sup>c)</sup>	E2
559.9	212 <sup>c)</sup>	E2
576.8	230 <sup>c)</sup>	E2
584.0	242	E2
587.5	181	E2
611.5	188 <sup>c)</sup>	E2
614.3	207 <sup>c)</sup>	E2
616.5	147 <sup>c)</sup>	E2
620.2	99 <sup>c)</sup>	E2
642.5	165 <sup>c)</sup>	E2
649.3	203 <sup>c)</sup>	E2
664.2	89 <sup>c)</sup>	E2
664.4	132 <sup>c)</sup>	E2
671.5	85 <sup>c)</sup>	E2
672.5	77 <sup>c)</sup>	E2
676.2	70 <sup>c)</sup>	E2
690.0		E2
728.0		E2
739.5	142	E2

<sup>a)</sup>  $0.2 \text{ keV} \leq \Delta E_{\gamma} \leq 0.5 \text{ keV}$

<sup>b)</sup> Los errores en las intensidades varían entre el 15% y el 30%

<sup>c)</sup> Intensidad medida a partir de los espectros de coincidencias

<sup>d)</sup> Pico múltiple. Intensidad del multiplete



TABLA 3: Coeficientes de conversión interna para  $^{171,172}\text{Ta}$

Núcleo	Línea	$\alpha^{\text{exp}}$	$\alpha^{\text{t}}(\text{E1})^{\text{b)}$	$\alpha^{\text{t}}(\text{E2})$	$\alpha^{\text{t}}(\text{M1})$
$^{171}\text{Ta}^{\text{a)}$	L298.1	0.026(8)		0.021	
	M298.1	0.008(3)		0.005	
	K388.9	0.021(7)		0.029	
$^{172}\text{Ta}$	L179.8	0.066(29)	0.011	0.160	0.110

<sup>a)</sup> Multipolaridades tomadas de Ref. BAC85

<sup>b)</sup> Los c.c.i. para las líneas L y M corresponden a

$$\alpha_{\text{L}} = \sum_{i=1}^3 \alpha_{\text{Li}}$$

$$\alpha_{\text{M}} = \sum_{i=1}^5 \alpha_{\text{Mi}}$$

TABLA 4: Intensidades, coeficientes de distribuciones angulares y multipolaridades asignadas para  $^{174}\text{Ta}$

$E_\gamma$ (keV) <sup>a)</sup>	$I_\gamma$ (u. arb) <sup>b)</sup>	A2/A0	A4/A0	Multip.
48.5				(M1)
76.1	344	0.100(12)	-0.209(21)	E2
82.4 <sup>d)</sup>	{ <sub>157</sub>	{ -0.502(16)	{ -0.288(30)	M1(E2)
82.7 <sup>d)</sup>	{	{	{	(E2)
92.2	352	0.033(13)	-0.080(21)	(E2)
97.5	1000	-0.003(7)	-0.073(13)	(M1)
104.5	67	0.555(35)	0.378(63)	M1(E2)
110.2	297 <sup>c)</sup>			M1(E2)
116.3	198	-0.545(16)	-0.126(30)	M1(E2)
133.6 <sup>e)</sup>	465 <sup>c)</sup>			M1(E2)
133.6 <sup>f)</sup>	469 <sup>c)</sup>			M1(E2)
149.7	123 <sup>c)</sup>			M1(E2)
152.5	655	0.242(14)	-0.124(24)	(E2)
159.6	379	0.256(19)	-0.094(32)	(E2)
161.2	3084 <sup>c)</sup>			(E2)
161.5	238 <sup>c)</sup>			M1(E2)
163.5	308 <sup>c)</sup>			M1(E2)
163.9	538 <sup>c)</sup>			E2
165.3	435 <sup>c)</sup>			M1(E2)
189.9	124 <sup>c)</sup>			M1(E2)
193.5	65 <sup>c)</sup>			E2
193.9	192 <sup>c)</sup>			M1(E2)
213.2	80 <sup>c)</sup>			M1(E2)
221.9	104	-0.376(42)	-0.373(80)	M1(E2)
226.9	121 <sup>c)</sup>			E2
234.5				M1(E2)
238.5	166	0.446(38)		E2

TABLA 4 (continuación)

$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (u. arb)	A2/A0	A4/A0	Multip.
253.0	560	0.216(23)	-0.177(40)	E2
278.5	271	0.327(37)	-0.197(62)	E2
297.6	248	0.171(41)	-0.395(69)	E2
299.1	204 <sup>c)</sup>			E2
311.4	96 <sup>c)</sup>			E2
340.4	342 <sup>c)</sup>			E2
353.7	406	0.342(40)	-0.038(66)	E2
359.5	158 <sup>c)</sup>			E2
370.3				E2
402.7	407 <sup>c)</sup>			E2
424.1	299 <sup>c)</sup>			E2
447.8	323	0.219(72)		E2
488.4	194 <sup>c)</sup>			E2
503.6	168 <sup>c)</sup>			E2
524.0	132 <sup>c)</sup>			E2
578.1	176 <sup>c)</sup>			E2
584.5	88 <sup>c)</sup>			E2

<sup>a)</sup>  $0.1 \text{ keV} \leq \Delta E_{\gamma} \leq 0.3 \text{ keV}$

<sup>b)</sup> Los errores en las intensidades varían entre el 10% y el 25%

<sup>c)</sup> Intensidad medida a partir de los espectros de coincidencias

<sup>d)</sup> Pico múltiple. Valores totales para el multiplete

<sup>e)</sup> Transición perteneciente a la estructura B

<sup>f)</sup> Transición perteneciente a la estructura C

TABLA 5: Esquema de orden cero para  $^{166}\text{Lu}$

$\tilde{\nu}$	$5/2^- [523]$	$3/2^- [521]$	$5/2^+ [642]$	$5/2^- [512]$	$1/2^- [521]$
$E^{\omega}$	0	0.121	0.127	0.213	0.324
$\tilde{\pi}$					
$E$					
$7/2^+ [404]$	$K=6^-, 1^-$	$5^-, 2^-$	$6^+, 1^+$	$6^-, 1^-$	$4^-, 3^-$
0	0	0.121	0.127	0.213	0.324
$1/2^+ [411]$	$3^-, 2^-$	$2^-, 1^-$	$3^+, 2^+$	$3^-, 2^-$	$1^-, 0^-$
0	0	0.121	0.127	0.213	0.324
$5/2^+ [402]$	$5^-, 0^-$	$4^-, 1^-$	$5^+, 0^+$	$5^-, 0^-$	$3^-, 2^-$
0.006	0.006	0.127	0.133	0.219	0.330
$1/2^- [541]$	$3^+, 2^+$	$2^+, 1^+$	$3^-, 2^-$	$3^+, 2^+$	$1^+, 0^+$
0.226	0.226	0.347	0.353	0.439	0.550
$9/2^- [514]$	$7^+, 2^+$	$6^+, 3^+$	$7^-, 2^-$	$7^+, 2^+$	$5^+, 4^+$
0.272	0.272	0.393	0.399	0.485	0.596

$\omega$  Energías en MeV.

TABLA 6: Parámetros  $K_1$  y  $\mathfrak{J}^{(1)}$  para el acoplamiento de dos bandas normales: A =  $\tilde{\pi} \ 9/2^- [514]$  y B =  $7/2^- [514]$ .

Núcleo	Orbital	$K_1$	$K_1^{calc}$	$\mathfrak{J}^{(1)}/\hbar^2$ (MeV <sup>-1</sup> )	$\delta\mathfrak{J}^{(1)}/\hbar^2$ (MeV <sup>-1</sup> )	$\mathfrak{J}^{(1),calc}/\hbar^2$ (MeV <sup>-1</sup> )
<sup>178</sup> W	g.s.			28.3		
<sup>179</sup> W <sup>a)</sup>	B	3.8		37.5	9.2	
<sup>179</sup> Re <sup>b)</sup>	A	4.8		33.2	4.9	
<sup>180</sup> Re <sup>c)</sup>	A ⊕ B	9.6	8.6	43.1		42.4

<sup>a)</sup>Ref. BER75

<sup>b)</sup>Ref. LEI72

<sup>c)</sup>Ref. KRE87C

TABLA 7: Alineamientos y parámetros de inercia para núcleos par-par, impares y doblemente impares.

Núcleo	$\mathfrak{J}_0/\hbar^2$ (MeV <sup>-1</sup> )	$\mathfrak{J}_0^c/\hbar^2$ (MeV <sup>-1</sup> )	$\mathfrak{J}_1/\hbar^4$ (MeV <sup>-3</sup> )	$\mathfrak{J}_1^c/\hbar^4$ (MeV <sup>-3</sup> )	$\langle I \rangle$ ( $\hbar$ )	$\langle I \rangle^c$ ( $\hbar$ )
<sup>174</sup> W	26.25		173.12		0	
<sup>176</sup> W	27.24		135.14		0	
<sup>178</sup> W	28.01		107.97		0	
<sup>180</sup> Os	21.98		173.68		0	
<sup>175</sup> W	35.17		161.47		0.42	
<sup>177</sup> W <sup>a)</sup>	33.61		123.83		0.44	
<sup>181</sup> Os	28.32		119.97		0.53	
<sup>175</sup> Re <sup>b)</sup>	29.05		104.34		3.05	
<sup>177</sup> Re	30.61		62.64		3.11	
<sup>181</sup> Ir	22.19		94.22		3.83	
<sup>176</sup> Re	39.45	37.97	56.72	92.69	3.07	3.47
<sup>178</sup> Re	36.95	36.98	54.28	51.33	3.51	3.55
<sup>182</sup> Ir	27.09	28.53	172.93	40.51	4.45	4.36

Las bandas a que hace mención esta Tabla son las del estado fundamental para los núcleos par-par, la  $1/2^- [521]$  para los de N impar, la  $1/2^- [541]$  para los de Z impar y la  $\tilde{\pi} 1/2^- [541] \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$  para los doblemente impares.

<sup>a)</sup> Valores interpolados a partir de <sup>175,179</sup>W.

<sup>b)</sup> Valores interpolados a partir de <sup>173,177</sup>Re

TABLA 8: Cocientes de probabilidades de transición reducidas y cocientes de mezcla para  $^{171}\text{Ta}$ .

BANDA	I	$B(M1)/B(E2)^c$ $(\mu_N^2/e^2b^2)$	$B(M1)/B(E2)^{exp}$ $*(1+\delta^2)^{a)}$ $(\mu_N^2/e^2b^2)$	$\delta^c$	$\delta^{exp}$
$5/2^- 15141$	13/2	2.90	0.91	0.20	0.30(10)
	15/2	2.10	0.99	0.19	0.25(05)
	17/2	1.84	1.78	0.18	0.20(10)
	19/2	1.71	0.82	0.16	0.30(10)
	21/2	1.64	0.97	0.16	
	23/2	1.59	1.74	0.15	0.30(10)
	25/2	1.56	1.01	0.14	
	27/2	1.54	1.32	0.13	
$5/2^- 14021$	9/2	1.35	0.91	0.18	0.30(10)
	11/2	1.01	1.08	0.16	0.25(05)
	13/2	0.90	0.88	0.15	0.25(05)
	15/2	0.85	0.42	0.14	0.15(10)
	17/2	0.82	1.13	0.13	0.30(10)
	19/2	0.80	0.81	0.12	0.25(10)
	21/2	0.79	0.75	0.12	0.25(10)
	23/2	0.79	0.74	0.11	

TABLA B: continuación

RANEA	l	$B(M1)/B(E2)^c$	$B(M1)/B(E2)^{exp}$	$\delta^c$	$\delta^{exp}$
		$(\mu_N^2/e^2b^2)$	$*(1+\delta^2)$ $(\mu_N^2/e^2b^2)$		
7/2 <sup>14041</sup>	11/2	0.18	0.23	0.68	0.80(10)
	13/2	0.13	0.18	0.60	
	15/2	0.12	0.27	0.55	0.40(10)
	17/2	0.11	0.16	0.51	0.40(10)
	19/2	0.11	0.26	0.48	0.40(10)
	21/2	0.10	0.30	0.45	
	23/2	0.10	0.33	0.42	
	25/2	0.10	0.26	0.40	0.60(20)

<sup>30)</sup> Los errores en los cocientes  $B(M1)/B(E2)$  no pudieron ser estimados por no contar con los errores de las intensidades  $\gamma$ .



TABLA 9: Cocientes de probabilidades de transición reducidas para los acoplamientos más probables en  $^{166}\text{Lu}$ .

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_A$	6	8	0.035	0.231	0.150
		9	0.050	0.492	0.102
		10	0.062	0.728	0.086
		11	0.072	0.929	0.078
		12	0.080	1.098	0.073
		13	0.086	1.238	0.070
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_B$	5	7	0.002	0.293	0.006
		8	0.002	0.595	0.003
		9	0.002	0.853	0.002
		10	0.001	1.062	0.001
		11	0.001	1.230	0.001
		12	0.001	1.366	0.001
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_C$	6	8	0.534	0.231	2.309
		9	0.508	0.492	1.032
		10	0.480	0.728	0.659
		11	0.454	0.929	0.489
		12	0.432	1.098	0.393
		13	0.411	1.238	0.332

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_A \otimes \tilde{\nu}_D$	6	8	0.015	0.231	0.065
		9	0.020	0.492	0.040
		10	0.023	0.728	0.032
		11	0.026	0.929	0.027
		12	0.027	1.098	0.025
		13	0.029	1.238	0.023
$\tilde{\pi}_A \otimes \tilde{\nu}_E$	4	6	0.024	0.381	0.063
		7	0.042	0.732	0.058
		8	0.057	1.007	0.057
		9	0.069	1.218	0.057
		10	0.078	1.380	0.057
		11	0.086	1.507	0.057
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_A$	3	5	0.036	0.513	0.069
		6	0.023	0.914	0.025
		7	0.016	1.197	0.013
		8	0.011	1.399	0.008
		9	0.008	1.546	0.005
		10	0.006	1.656	0.004

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>a</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) ( $e^2 b^2$ )	B(M1)/B(E2) ( $\mu_N^2/e^2 b^2$ )
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_B$	2	4	0.009	0.720	0.012
		5	0.025	1.155	0.022
		6	0.040	1.422	0.028
		7	0.052	1.596	0.033
		8	0.062	1.716	0.036
		9	0.070	1.803	0.039
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_C$	3	5	0.179	0.513	0.348
		6	0.090	0.914	0.099
		7	0.046	1.197	0.039
		8	0.023	1.399	0.017
		9	0.011	1.546	0.007
		10	0.004	1.656	0.003
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_D$	3	5	0.045	0.513	0.088
		6	0.088	0.914	0.096
		7	0.123	1.197	0.102
		8	0.150	1.399	0.107
		9	0.173	1.546	0.112
		10	0.191	1.656	0.115

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_B \oplus \tilde{\nu}_E$	1	3	0.030	1.037	0.029
		4	0.039	1.441	0.027
		5	0.045	1.651	0.027
		6	0.049	1.777	0.028
		7	0.052	1.862	0.028
		8	0.054	1.922	0.028
		$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_A$	5	7	0.271
8	0.404			0.595	0.680
9	0.508			1.852	0.596
10	0.589			1.062	0.555
11	0.654			1.230	0.531
12	0.706			1.366	0.517
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_B$	4	6	0.163	0.381	0.427
		7	0.227	0.732	0.310
		8	0.274	1.007	0.272
		9	0.309	1.218	0.253
		10	0.335	1.380	0.243
		11	0.357	1.507	0.237

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_C$	5	7	1.085	0.293	3.708
		8	1.201	0.595	2.019
		9	1.266	0.853	1.485
		10	1.303	1.062	1.228
		11	1.326	1.230	1.078
		12	1.339	1.366	0.980
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_D$	5	7	0.035	0.293	0.119
		8	0.061	0.595	0.103
		9	0.084	0.853	0.098
		10	0.102	1.062	0.096
		11	0.117	1.230	0.095
		12	0.129	1.366	0.095
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_E$	3	5	0.367	0.513	0.714
		6	0.523	0.914	0.572
		7	0.635	1.197	0.530
		8	0.717	1.399	0.513
		9	0.780	1.546	0.505
		10	0.829	1.656	0.500

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_D \otimes \tilde{\nu}_A$	3	5	0.025	0.513	0.048
		6	0.019	0.914	0.020
		7	0.015	1.197	0.012
		8	0.012	1.399	0.009
		9	0.010	1.546	0.006
		10	0.009	1.656	0.005
$\tilde{\pi}_D \otimes \tilde{\nu}_B$	2	4	0.145	0.720	0.201
		5	0.151	1.155	0.131
		6	0.154	1.422	0.108
		7	0.154	1.596	0.097
		8	0.154	1.716	0.090
		9	0.154	1.803	0.085
$\tilde{\pi}_D \otimes \tilde{\nu}_C$	3	5	0.007	0.513	0.014
		6	0.026	0.914	0.028
		7	0.045	1.197	0.038
		8	0.061	1.399	0.044
		9	0.075	1.546	0.049
		10	0.087	1.656	0.053

TABLA 9: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_D \otimes \tilde{\nu}_D$	3	5	0.312	0.513	0.608
		6	0.341	0.914	0.374
		7	0.356	1.197	0.298
		8	0.364	1.399	0.261
		9	0.369	1.546	0.239
		10	0.371	1.656	0.224
$\tilde{\pi}_E \otimes \tilde{\nu}_A$	7	9	0.250	0.187	1.332
		10	0.458	0.413	1.109
		11	0.643	0.627	1.025
		12	0.802	0.818	0.981
		13	0.939	0.983	0.955
		14	1.055	1.124	0.939
$\tilde{\pi}_E \otimes \tilde{\nu}_B$	6	8	0.180	0.231	0.778
		9	0.316	0.492	0.643
		10	0.433	0.728	0.595
		11	0.531	0.929	0.571
		12	0.613	1.098	0.558
		13	0.682	1.238	0.551

TABLA 9: Continuación

BANDA $\omega$	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\pi_E^2 \oplus \nu_C^2$	7	9	1.130	0.187	6.032
		10	1.410	0.413	3.419
		11	1.612	0.627	2.569
		12	1.761	0.818	2.153
		13	1.876	0.983	1.909
		14	1.965	1.124	1.748
$\pi_E^2 \oplus \nu_D^2$	7	9	0.045	0.187	0.240
		10	0.111	0.413	0.269
		11	0.176	0.627	0.281
		12	0.236	0.818	0.288
		13	0.289	0.983	0.294
		14	0.335	1.124	0.298
$\pi_E^2 \oplus \nu_E^2$	5	7	0.324	0.293	1.107
		8	0.577	0.595	0.970
		9	0.791	0.853	0.928
		10	0.967	1.062	0.911
		11	1.112	1.230	0.904
		12	1.234	1.366	0.903



TABLA 9: Continuación

<sup>ω</sup>La notación para las bandas corresponde a

$\tilde{\pi}_A \equiv \tilde{\pi}_{7/2^+ [404]}$	$\tilde{\nu}_A \equiv \tilde{\nu}_{5/2^- [523]}$
$\tilde{\pi}_B \equiv \tilde{\pi}_{1/2^+ [411]}$	$\tilde{\nu}_B \equiv \tilde{\nu}_{3/2^- [521]}$
$\tilde{\pi}_C \equiv \tilde{\pi}_{5/2^+ [402]}$	$\tilde{\nu}_C \equiv \tilde{\nu}_{1_{13/2} (5/2^+ [642])}$
$\tilde{\pi}_D \equiv \tilde{\pi}_{1/2^- [541]}$	$\tilde{\nu}_D \equiv \tilde{\nu}_{5/2^- [512]}$
$\tilde{\pi}_E \equiv \tilde{\pi}_{9/2^- [514]}$	$\tilde{\nu}_E \equiv \tilde{\nu}_{1/2^- [521]}$

TABLA 10: Valores experimentales para los cocientes de probabilidades de transición reducidas para  $^{166}\text{Lu}$ .

BANDA	$E_{\gamma}$ ( $\Delta I=1$ )	$E_{\gamma}$ ( $\Delta I=2$ )	$l^{(a)}$	$B(M1)/B(E2)$
	(keV)	(keV)		$\ast(1+\delta^2)$ $(\mu_N^2/e^2b^2)$
A	135.0	235.7	8	0.19(05)
	165.6	300.8	9	0.26(05)
	195.7	361.4	10	0.29(02)
	217.7	413.4	11	0.22(07)
	245.9	463.5	12	0.42(13)
B	155.5	268.1	11	0.73(11)
	173.3	328.8	12	0.86(09)
	215.6	388.7	13	0.79(10)
	229.5	445.3	14	1.25(19)
	261.9	491.0	15	1.02(15)
	281.9	544.1	16	1.14(51)
	295.3	577.4	17	1.22(55)

<sup>a)</sup> Momentos angulares supuestas las estructuras

$$A \equiv \tilde{\pi} \nu_{7/2}^{\dagger} [404] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

$$B \equiv \tilde{\pi} \nu_{9/2} [514] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$$

TABLA 11: Frecuencias de cruce.

Núcleo	Banda	$\alpha$	$\Lambda\omega_c^{\omega}$	$\delta h\omega_c^{\text{exp}}$	$\delta h\omega_c^{\text{calc}}$
$^{164}\text{Yb}$	$\xi.s.$	0	0.285(10)		
$^{166}\text{Yb}$	$\xi.s.$	0	0.305(10)		
$^{170}\text{Hf}$	$\xi.s.$	0	0.265(5)		
$^{172}\text{Hf}$	$\xi.s.$	0	0.290(10)		
$^{174}\text{Hf}$	$\xi.s.$	0	0.285(5)		
$^{165}\text{Yb}$	$5/2^- [523]$	+1/2	0.235(5)	-0.050	
	$i_{13/2}$	+1/2	0.360(10)	+0.075	
		-1/2	>0.310(10)	>+0.025	
$^{167}\text{Yb}$	$5/2^- [523]$	+1/2	0.245(5)	-0.060	
	$i_{13/2}$	+1/2	0.340(5)	+0.035	
$^{171}\text{Hf}$	$1/2^- [521]$	+1/2	0.220(5)	-0.045	
	$i_{13/2}$	+1/2	0.320(10)	+0.055	
		-1/2	0.320(10)	+0.055	
$^{173}\text{Hf}$	$1/2^- [521]$	+1/2	>0.205(5)	>-0.085	
	$5/2^- [512]$	+1/2	>0.180(5)	>-0.190	
$^{165}\text{Lu}$	$1/2^- [411]$	+1/2	0.250(20)	-0.035	
		-1/2	0.240(5)	-0.045	
	$5/2^+ [402]$	+1/2	0.265(15)	-0.020	
	$7/2^+ [404]$	+, -1/2	0.275(5)	-0.010	

TABLA 11: Continuación.

Núcleo	Banda	$\alpha$	$\hbar\omega_c^a$	$\delta\hbar\omega_c^{\text{exp}}$	$\delta\hbar\omega_c^{\text{calc}}$
$^{171}\text{Ta}$	$9/2^- [514]$	$+,-1/2$	0.280(10)	-0.005	
	$1/2^- [541]$	$+1/2$	0.330(5)	+0.045	
	$1/2^- [541]$	$+1/2$	0.310(10)	+0.045	
	$5/2^+ [402]$	$+1/2$	0.250(5)	-0.015	
$^{173}\text{Ta}$	$9/2^- [514]$	$+,-1/2$	0.260(10)	-0.005	
	$1/2^- [541]$	$+1/2$	0.340(10)	+0.050	
	$5/2^+ [402]$	$-1/2$	0.250(10)	-0.040	
	$7/2^+ [404]$	$+,-1/2$	0.225(10)	-0.065	
$^{166}\text{Lu}^b)$	A	0,1	0.290(5)	+0.005	+0.065
	B	0,1	0.325(5)	+0.040	+0.070
$^{172}\text{Ta}^c)$	A	0,1	$\geq 0.300(10)$	$\geq 0.035$	+0.040
	B	0,1	0.290(5)	+0.025	+0.030
	C	1	$> 0.350(10)$	$> +0.085$	+0.100
		0	$> 0.285(10)$	$> +0.020$	+0.100
	D	1	0.265(10)	0	0

<sup>a)</sup> Las frecuencias de cruce están expresadas en unidades de MeV.

<sup>b)</sup> Las bandas pertenecientes a  $^{166}\text{Lu}$  corresponden a

$$A \equiv \tilde{\pi} 7/2^+ [404] \oplus \tilde{\nu} i_{13/2}$$

TABLA 11: Continuación.

---

$$B \equiv \tilde{\pi} \ 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2}$$

<sup>c)</sup> Las bandas pertenecientes a <sup>172</sup>Ta corresponden a

$$A \equiv \tilde{\pi} \ 9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2}$$

$$B \equiv \tilde{\pi} \ 5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2}$$

$$C \equiv \tilde{\pi} \ h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} \ 1_{13/2}$$

$$D \equiv \tilde{\pi} \ h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} \ 1/2^- [521]$$

TABLA 12: Esquema de orden cero para  $^{172}\text{Ta}$

$\tilde{\nu}$	$1/2^- [521]$	$5/2^- [512]$	$7/2^+ [633]$
$E^\omega$	0.010	0.025	0.045
$\tilde{\pi}$			
E			
$3/2^+ [402]$	$K=3^-, 2^-$	$5^-, 0^-$	$6^+, 1^+$
0	0.010	0.025	0.045
$1/2^- [541]$	$1^+, 0^+$	$3^+, 2^+$	$4^-, 3^-$
0	0.010	0.025	0.045
$7/2^+ [404]$	$4^-, 3^-$	$6^-, 1^-$	$7^+, 0^+$
0.010	0.020	0.035	0.055
$9/2^- [514]$	$5^+, 4^+$	$7^+, 2^+$	$8^-, 1^-$
0.155	0.165	0.130	0.200

$^\omega$ Energías en MeV.

TABLA 13: Cocientes de probabilidades de transición reducidas para los acoplamientos más probables en  $^{172}\text{Ta}$ .

BANDA $\omega$	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_A$	3	5	0.425	0.513	0.827
		6	0.580	0.914	0.635
		7	0.689	1.197	0.575
		8	0.767	1.399	0.548
		9	0.826	1.546	0.534
		10	0.871	1.656	0.526
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_B$	5	7	0.068	0.293	0.233
		8	0.098	0.595	0.165
		9	0.121	0.853	0.142
		10	0.138	1.062	0.130
		11	0.152	1.230	0.123
		12	0.163	1.366	0.119
$\tilde{\pi}_A \oplus \tilde{\nu}_C$	6	8	0.510	0.231	2.206
		9	0.652	0.492	1.326
		10	0.755	0.728	1.036
		11	0.830	0.929	0.893
		12	0.888	1.098	0.809
		13	0.934	1.238	0.754

TABLA 13: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_A$	4	6	0.009	0.381	0.025
		7	0.024	0.732	0.033
		8	0.038	1.007	0.038
		9	0.050	1.218	0.041
		10	0.060	1.380	0.044
		11	0.069	1.507	0.046
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_B$	6	8	0.028	0.231	0.120
		9	0.032	0.492	0.065
		10	0.035	0.728	0.048
		11	0.037	0.929	0.039
		12	0.038	1.098	0.035
		13	0.039	1.238	0.031
$\tilde{\pi}_B \otimes \tilde{\nu}_C$	7	9	0.089	0.187	0.475
		10	0.107	0.413	0.260
		11	0.120	0.627	0.192
		12	0.129	0.818	0.158
		13	0.136	0.983	0.139
		14	0.142	1.124	0.126



TABLA 13: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_B$	3	5	0.346	0.513	0.673
		6	0.370	0.914	0.405
		7	0.382	1.197	0.319
		8	0.387	1.399	0.277
		9	0.389	1.546	0.252
		10	0.389	1.656	0.235
$\tilde{\pi}_C \oplus \tilde{\nu}_C$	4	6	0.264	0.381	0.693
		7	0.306	0.732	0.418
		8	0.332	1.007	0.330
		9	0.349	1.218	0.287
		10	0.360	1.380	0.261
		11	0.368	1.507	0.244
$\tilde{\pi}_D \oplus \tilde{\nu}_A$	5	7	0.625	0.293	1.809
		8	0.961	0.595	1.356
		9	1.227	0.853	1.202
		10	1.437	1.062	1.127
		11	1.606	1.230	1.085
		12	1.743	1.366	1.059

TABLA 13: Continuación

BANDA <sup>ω</sup>	K	I	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $(e^2 b^2)$	B(M1)/B(E2) $(\mu_N^2/e^2 b^2)$
$\tilde{\pi}_D \oplus \tilde{\nu}_B$	7	9	0.124	0.187	0.879
		10	0.211	0.413	0.625
		11	0.286	0.627	0.534
		12	0.349	0.818	0.487
		13	0.403	0.983	0.459
		14	0.448	1.124	0.441
$\tilde{\pi}_D \oplus \tilde{\nu}_C$	8	10	0.122	0.155	4.328
		11	0.193	0.351	2.645
		12	0.254	0.545	2.073
		13	0.304	0.724	1.786
		14	0.347	0.883	1.615
		15	0.383	1.022	1.502

<sup>ω</sup>La notación para las bandas corresponde a

$$\begin{aligned}
 \tilde{\pi}_A &\equiv \tilde{\pi} \ 5/2^+ [402] & \tilde{\nu}_A &\equiv \tilde{\nu} \ 1/2^- [521] \\
 \tilde{\pi}_B &\equiv \tilde{\pi} \ 7/2^+ [404] & \tilde{\nu}_B &\equiv \tilde{\nu} \ 5/2^- [512] \\
 \tilde{\pi}_C &\equiv \tilde{\pi} \ 1/2^- [541] & \tilde{\nu}_C &\equiv \tilde{\nu} \ 1_{13/2} (7/2^+ [633]) \\
 \tilde{\pi}_D &\equiv \tilde{\pi} \ 9/2^- [514] & &
 \end{aligned}$$

TABLA 14: Valores experimentales para los cocientes de probabilidades de transición reducidas para  $^{172}\text{Ta}$ .

BANDA	$E_{\gamma} (\Delta I=1)$ (keV)	$E_{\gamma} (\Delta I=2)$ (keV)	$I^{\omega}$	$B(M1)/B(E2)$ $\star(1+\delta^2)$ $(\mu_N^2/e^2b^2)$
A	162.6	299.6	10	0.53(15)
	188.3	351.0	11	1.59(31)
	212.1	400.1	12	1.36(23)
	235.9	448.0	13	1.13(07)
	257.7	493.5	14	0.92(09)
B	138.9	252.5	8	0.36(09)
	163.5	302.7	9	0.23(04)
	188.5	351.7	10	0.24(02)
	230.8	441.9	12	0.20(08)
	251.8	482.7	13	0.22(08)
C	116.9	203.5	8	0.17(01)
	118.6	235.7	9	0.18(02)
	169.4	288.1	10	0.24(03)
	150.6	319.9	11	0.20(04)
	226.1	376.6	12	0.21(03)

TABLA 14: Continuación

	183.0	409.1	13	0.17(03)
	280.4	463.3	14	0.16(05)

<sup>a)</sup> Momentos angulares supuestas las estructuras

$$A \equiv \tilde{\pi}_{5/2} [514] \otimes \tilde{\nu}_{13/2}$$

$$B \equiv \tilde{\pi}_{5/2} [402] \otimes \tilde{\nu}_{13/2}$$

$$C \equiv \tilde{\pi}_{1/2} [541] \otimes \tilde{\nu}_{13/2}$$

TABLA 15: Esquema de orden cero para  $^{174}\text{Ta}$

$\tilde{\nu}$	$1/2^- [521]$	$5/2^- [512]$	$7/2^+ [633]$
$E^\omega$	0	0.105	0.215
$\tilde{\pi}$			
E			
$5/2^+ [402]$	$K=3^-, 2^-$	$5^-, 0^-$	$6^+, 1^+$
0.020	0.020	0.125	0.235
$7/2^+ [404]$	$4^-, 3^-$	$6^-, 1^-$	$7^+, 0^+$
0.020	0.020	0.125	0.235
$1/2^- [541]$	$1^+, 0^+$	$3^+, 2^+$	$4^-, 3^-$
0.025	0.025	0.130	0.240
$9/2^- [514]$	$5^+, 4^+$	$7^+, 2^+$	$8^-, 1^-$
0.130	0.130	0.235	0.345

$^\omega$ Energías en MeV.

TABLA 16: Signos esperados de los coeficientes de mezcla para  $^{174}\text{Ta}$

$\tilde{\nu}$	$1/2^- [521]$	$3/2^- [512]$	$7/2^+ [633]$
$5/2^+ [402]$	$\delta > 0$	$\delta > 0$	$\delta > 0$
$7/2^+ [404]$	$\delta > 0$	$\delta < 0$	$\delta > 0$
$1/2^- [541]$		$\delta < 0$	$\delta < 0$
$9/2^- [514]$	$\delta > 0$	$\delta > 0$	$\delta > 0$

## IX. FIGURAS

- 1.-Esquema de niveles de  $^{166}\text{Lu}$  a partir del decaimiento de  $^{166}\text{Hf}$  (DEB74).
- 2.-Espectro  $\gamma$  en línea para la reacción  $^{159}\text{Tb}(^{12}\text{C},\text{xn})$  a 82 MeV.
- 3.-Espectro  $\gamma$  de actividad medido durante 6 min a partir del corte del haz.
- 4.-Disposición experimental para la experiencia de coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$ -t para  $^{166}\text{Lu}$ .
- 5.-Esquema de niveles propuesto para  $^{166}\text{Lu}$ .
- 6 a 9.-Suma de espectros de coincidencias correspondiente a las estructuras A, B, C y D respectivamente de  $^{166}\text{Lu}$ .
- 10.-Espectros temporales para las transiciones de 83.5 keV y 85.5 keV de  $^{166}\text{Lu}$ .
- 11.-a) Disposición experimental para la experiencia de coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$  para  $^{172}\text{Ta}$ . b) idem experiencia para electrones de conversión interna.
- 12.-Vistas delantera y trasera del espectrómetro mini-naranja.
- 13.-Esquema de funcionamiento del espectrómetro mini-naranja.
- 14.-Espectro de electrones de conversión interna en línea para la reacción  $^{162}\text{Dy}(^{14}\text{N},\text{xn})$  a 71.5 MeV.
- 15.-Esquema de niveles propuesto para  $^{172}\text{Ta}$ .
- 16 a 19.-Suma de espectros de coincidencias correspondiente a las estructuras A, B, C y D respectivamente de  $^{172}\text{Ta}$ .
- 20.-Esquema de niveles propuesto para  $^{174}\text{Ta}$ .

- 21 a 22.-Espectros de coincidencias correspondientes a las estructuras A y C de  $^{174}\text{Ta}$ .
- 23.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales de protón para isótopos de Lu.
- 24.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales de neutrón para isótopos de Yb.
- 25.- $K_1$  vs. N para las bandas  $\tilde{\pi} h_{9/2}^- [514]$  en isótopos de Lu, Ta y Re.
- 26.-Energías calculadas para algunos estados Yrast (relativas a  $I=4$ ) para bandas  $\tilde{\pi} h_{9/2} \oplus \tilde{\nu} i_{13/2}$  en función del número de neutrones.
- 27.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales  $1/2^- [541]$ .
- 28.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales  $1/2^- [521]$ .
- 29.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales de protón para isótopos de Ta.
- 30.-Energías de las cabezas de bandas correspondientes a orbitales de neutrón para isótopos de Hf.
- 31.-Routhiano vs. frecuencia de rotación  $(e', \omega)$  para la configuración  $\tilde{\pi} h_{9/2} \oplus \tilde{\nu} i_{13/2}$  en  $^{172}\text{Ta}$ .
- 32.-Momento de inercia dinámico vs. frecuencia de rotación  $(\mathcal{J}^{(2)}, \omega)$  para la configuración  $\tilde{\pi} h_{9/2} \oplus \tilde{\nu} i_{13/2}$  en  $^{172}\text{Ta}$ .
- 33.-Alineamientos Vs. frecuencia de rotación  $(i, \omega)$  para la BDD en  $^{172}\text{Ta}$ .



34.-Routhiano vs. frecuencia de rotación ( $e',\omega$ ) para la BDD en  $^{172}\text{Ta}$ .

35.-Acoplamientos de los momentos angulares intrínsecos y colectivo para una configuración de dos cuasipartículas.

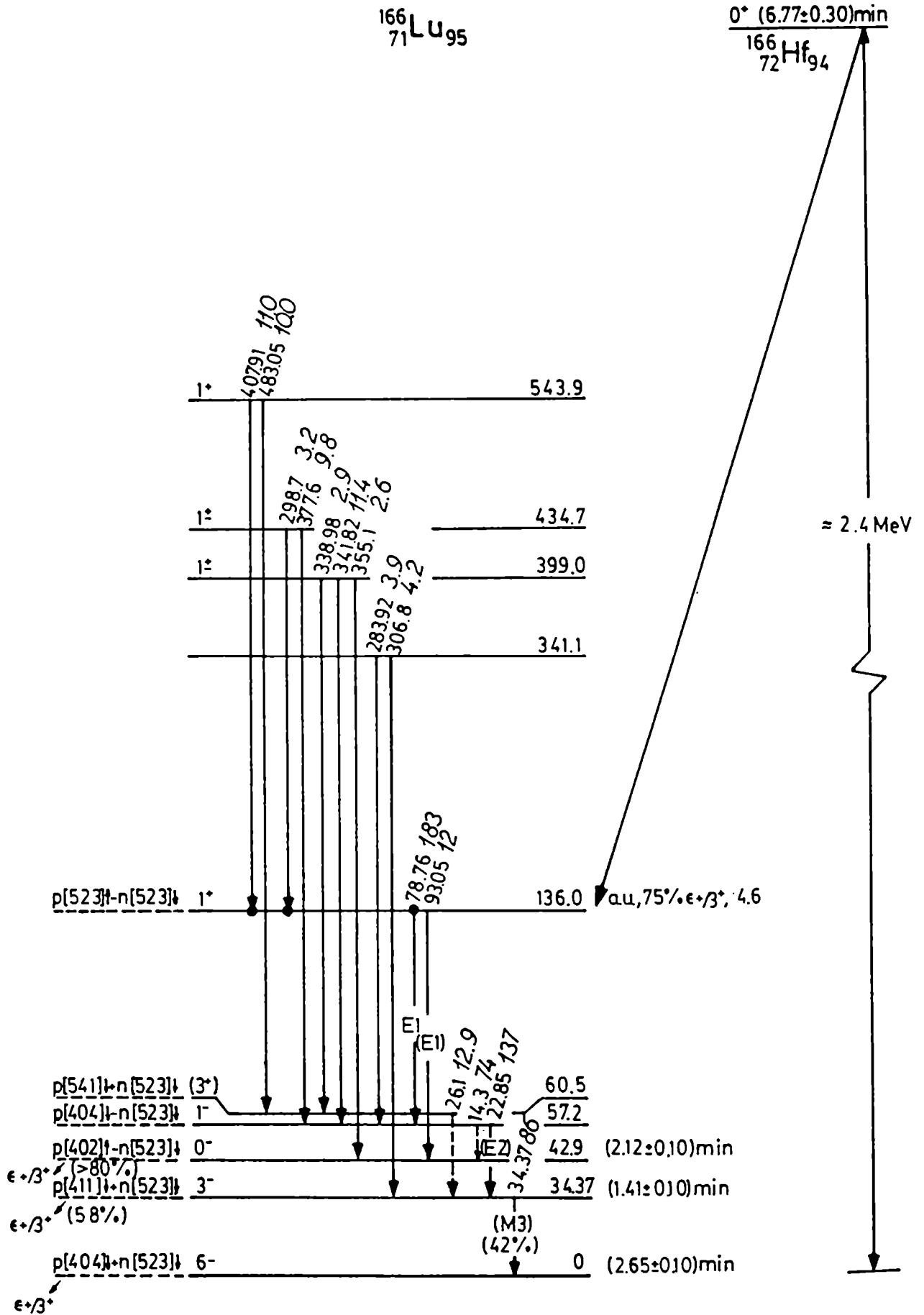


Figura 1

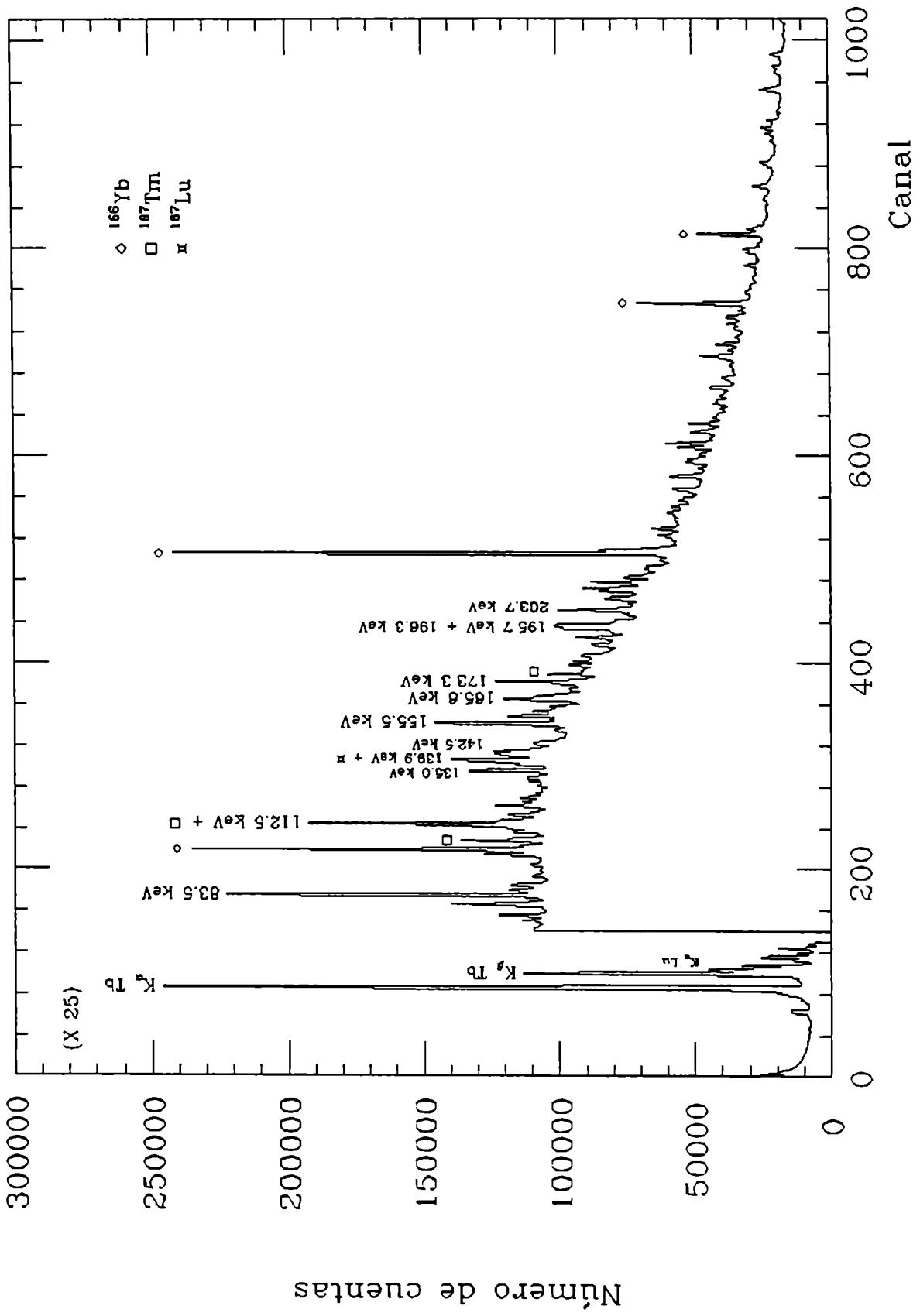


Figura 2

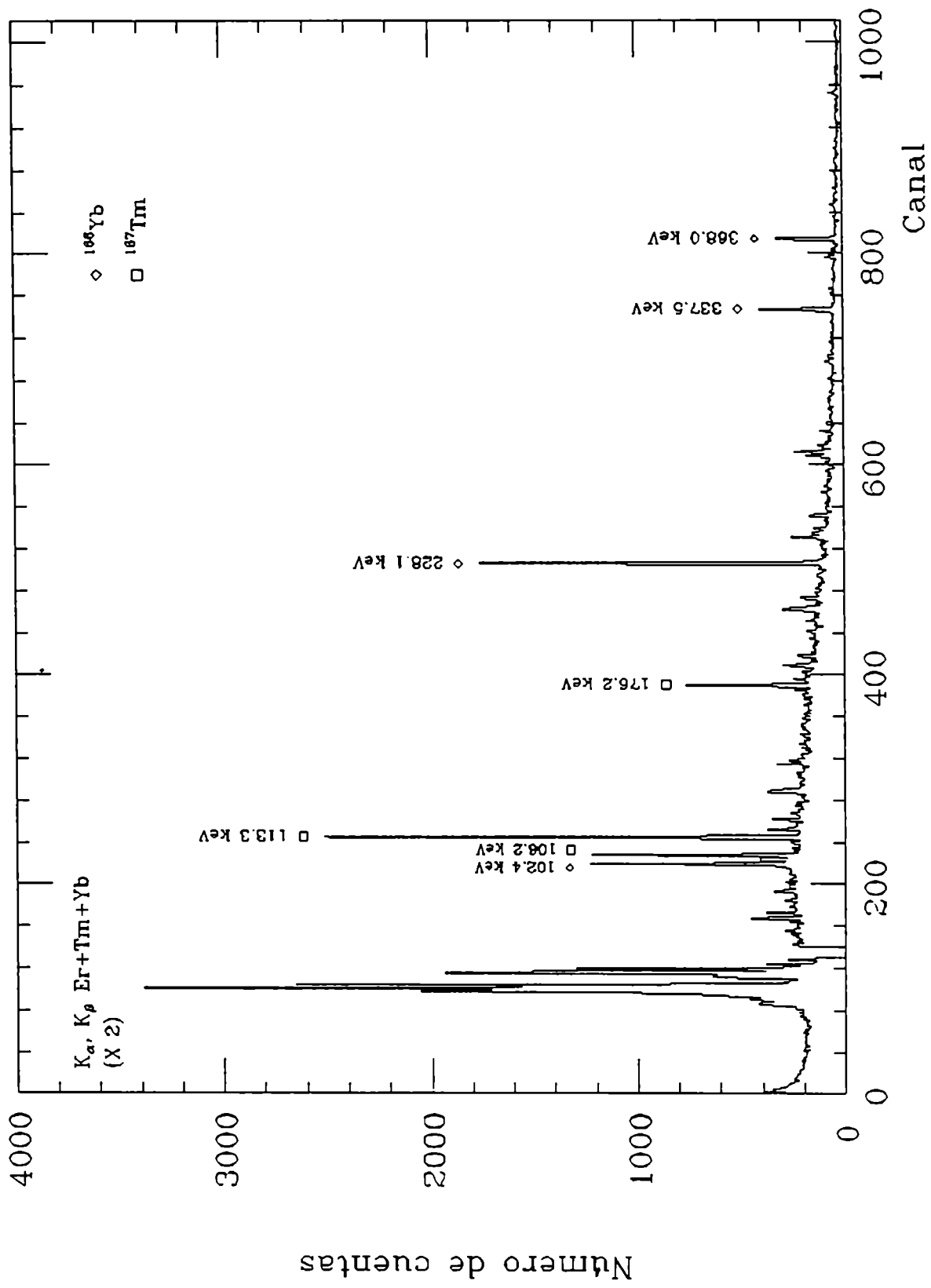
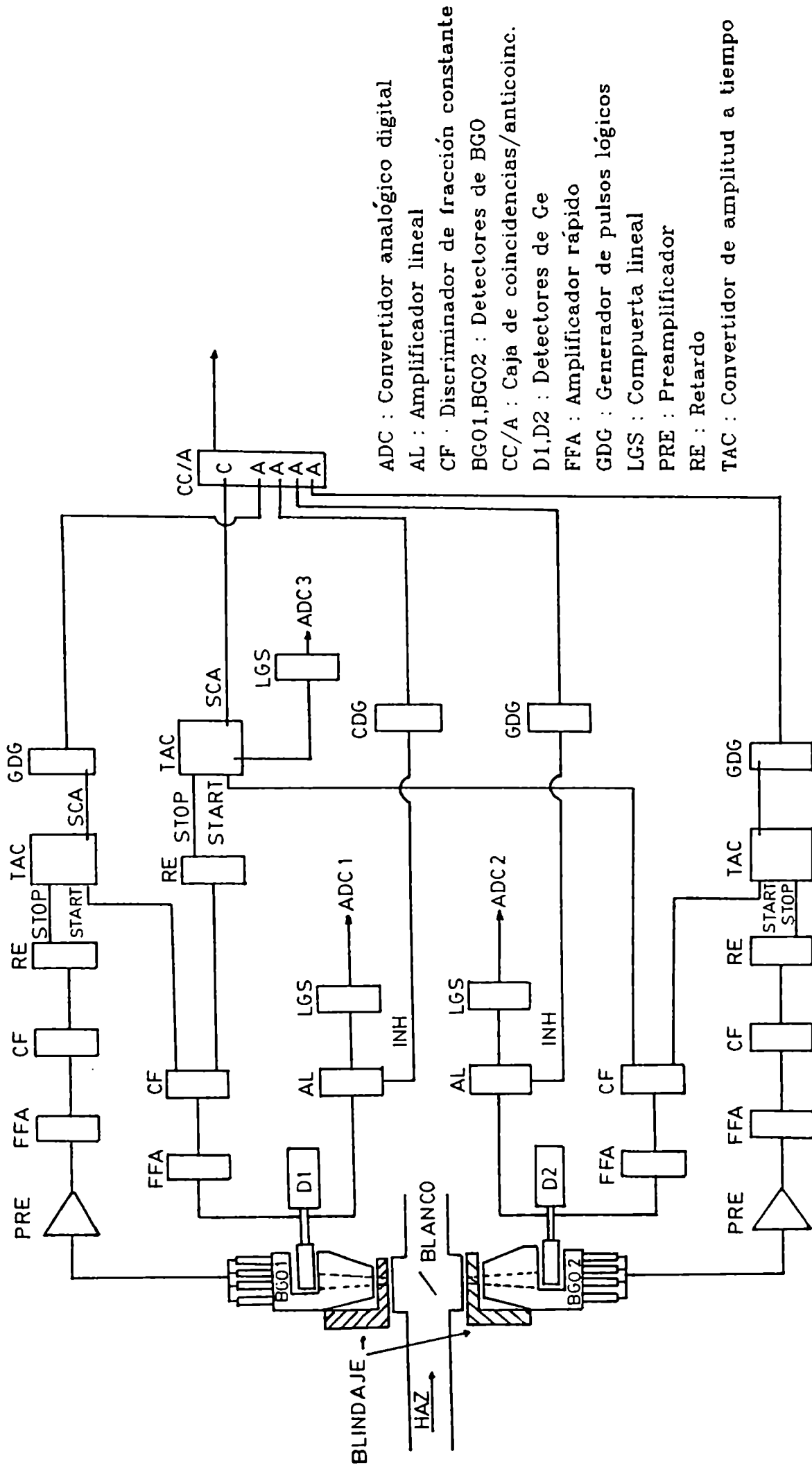


Figura 3



- ADC : Convertidor analógico digital
- AL : Amplificador lineal
- CF : Discriminador de fracción constante
- BG01, BG02 : Detectores de BGO
- CC/A : Caja de coincidencias/anticoinc.
- D1, D2 : Detectores de Ge
- FFA : Amplificador rápido
- GDG : Generador de pulsos lógicos
- LGS : Compuerta lineal
- PRE : Preamplificador
- RE : Retardo
- TAC : Convertidor de amplitud a tiempo

Figura 4

$^{166}_{71}\text{Lu}$

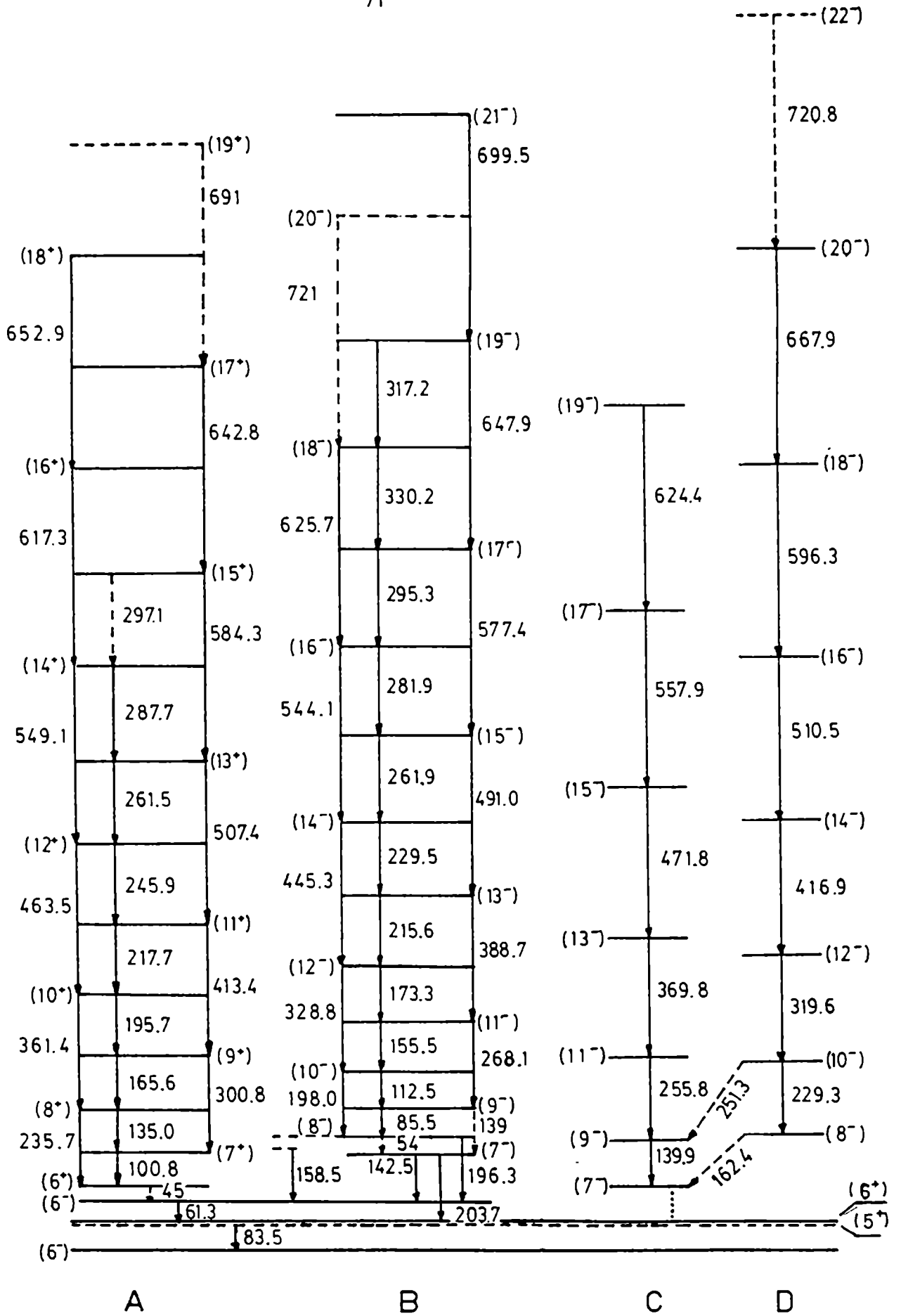


Figura 5

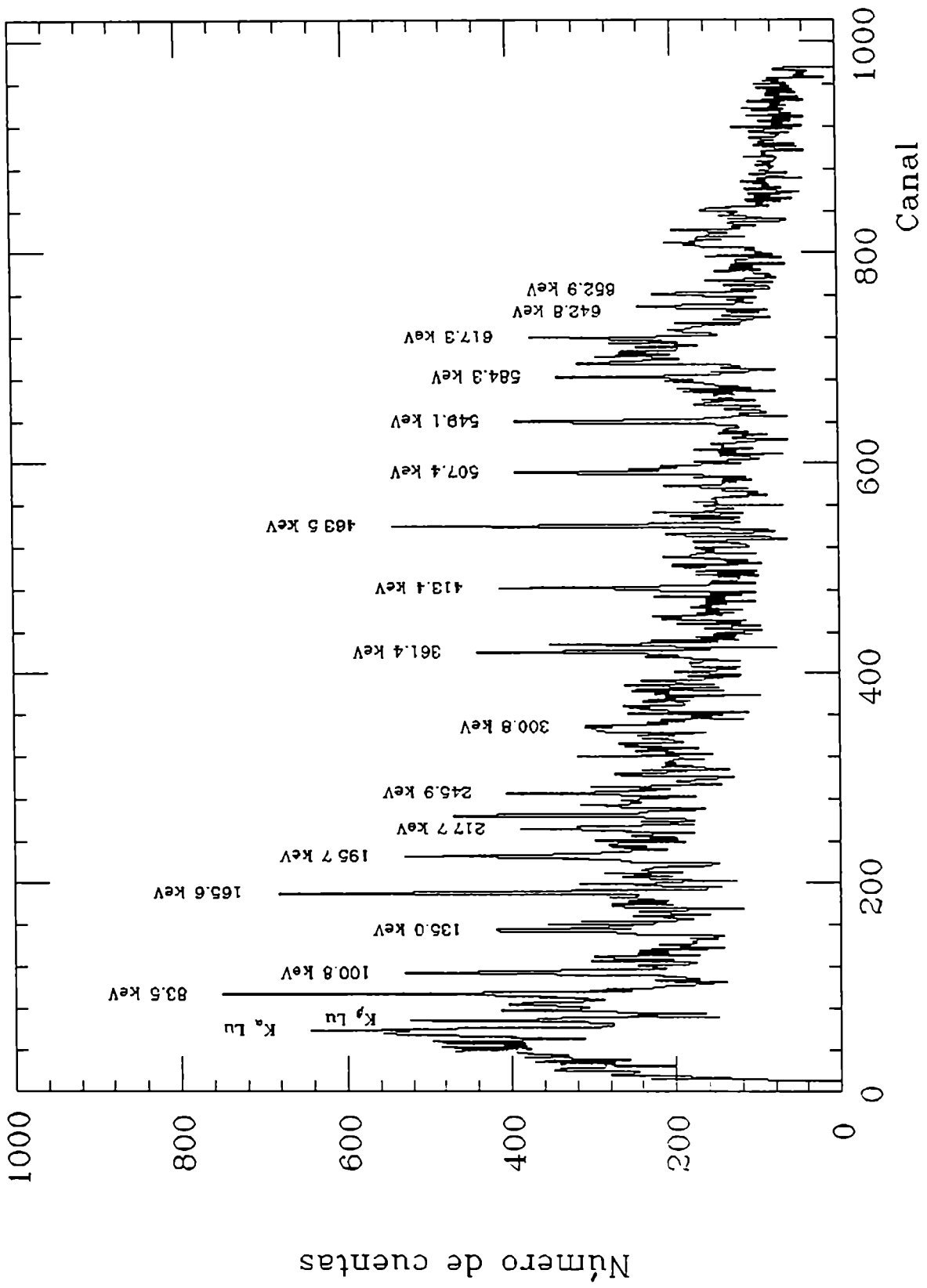


Figura 6

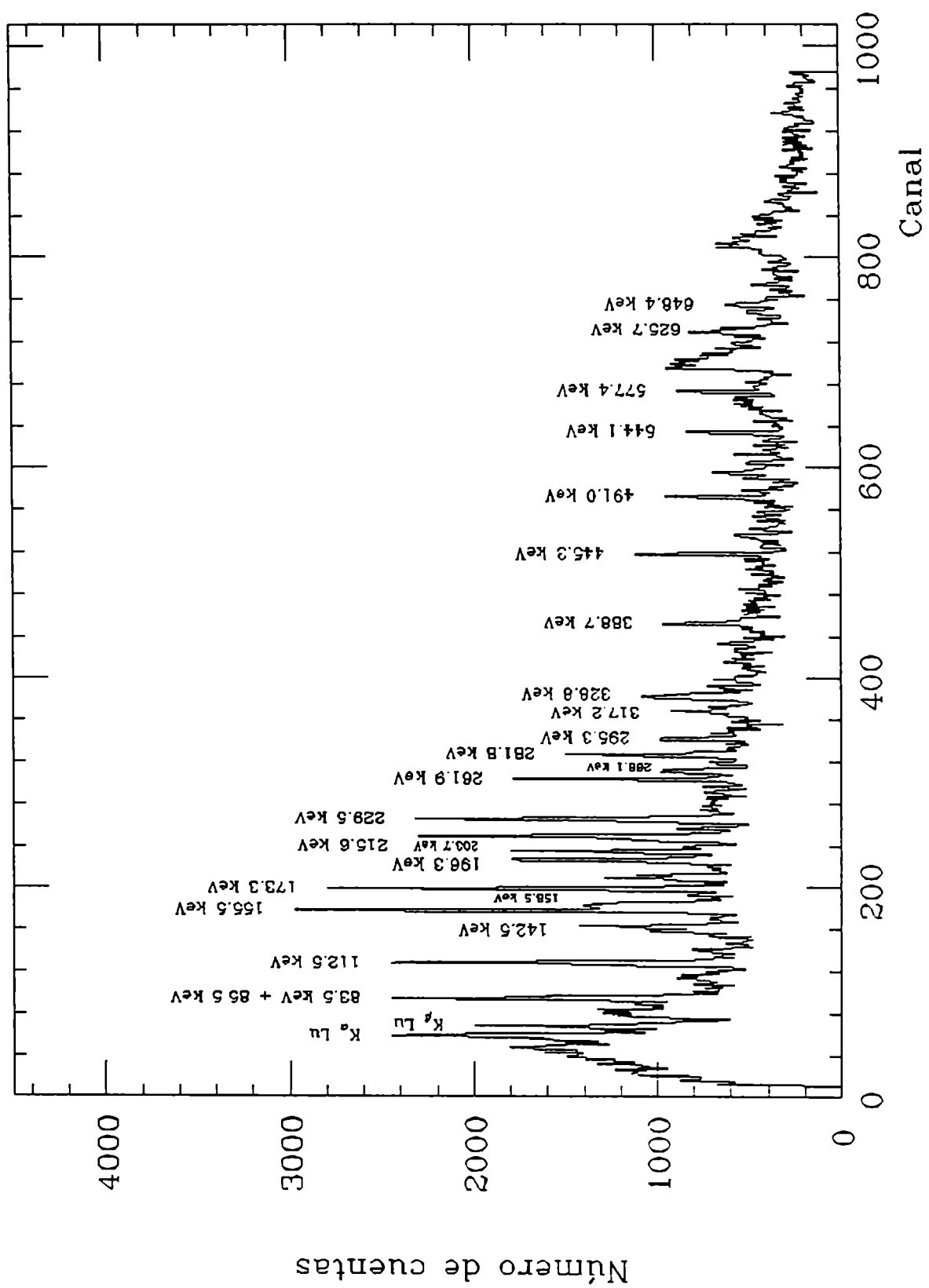


Figura 7



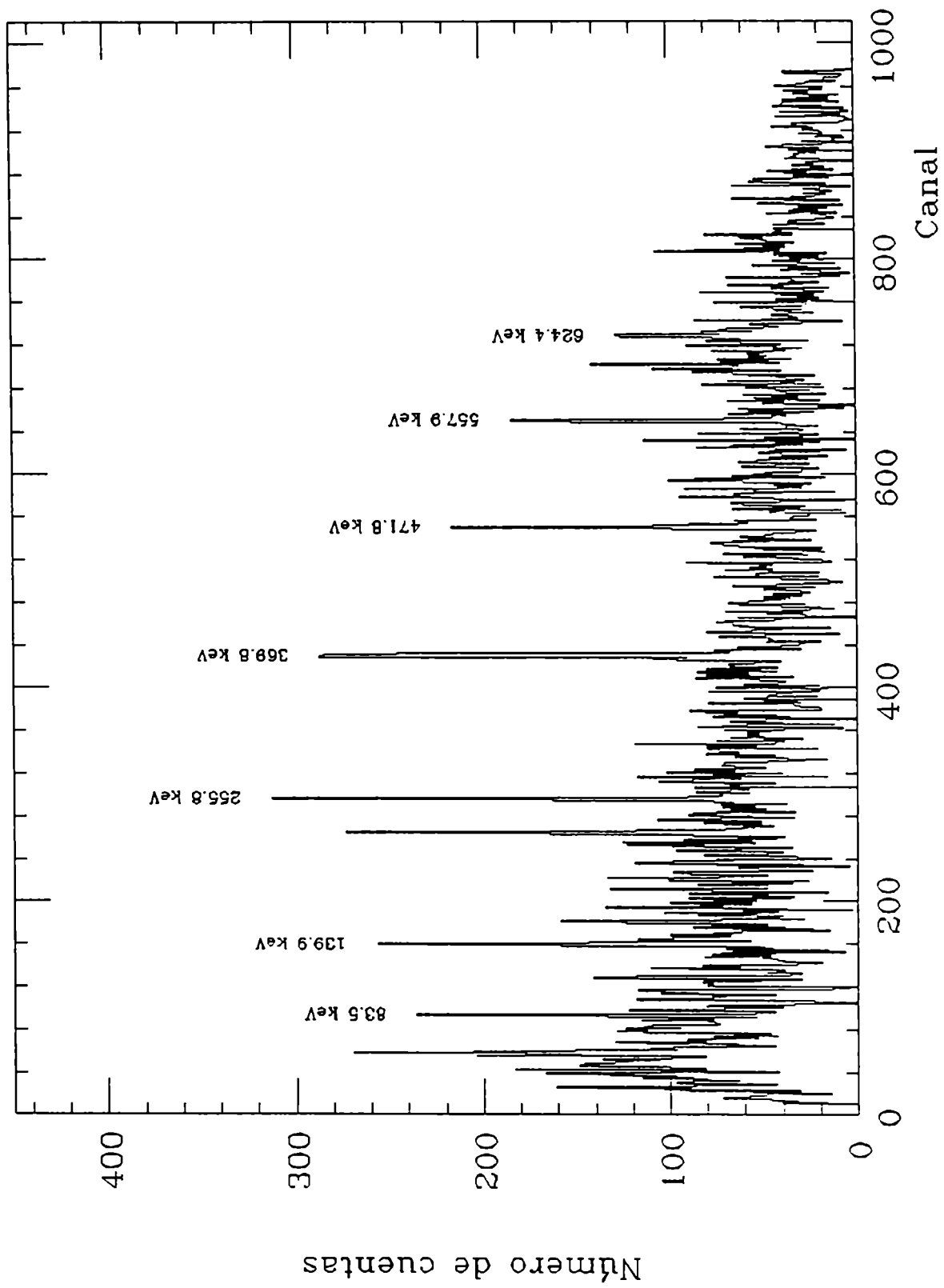


Figura 8

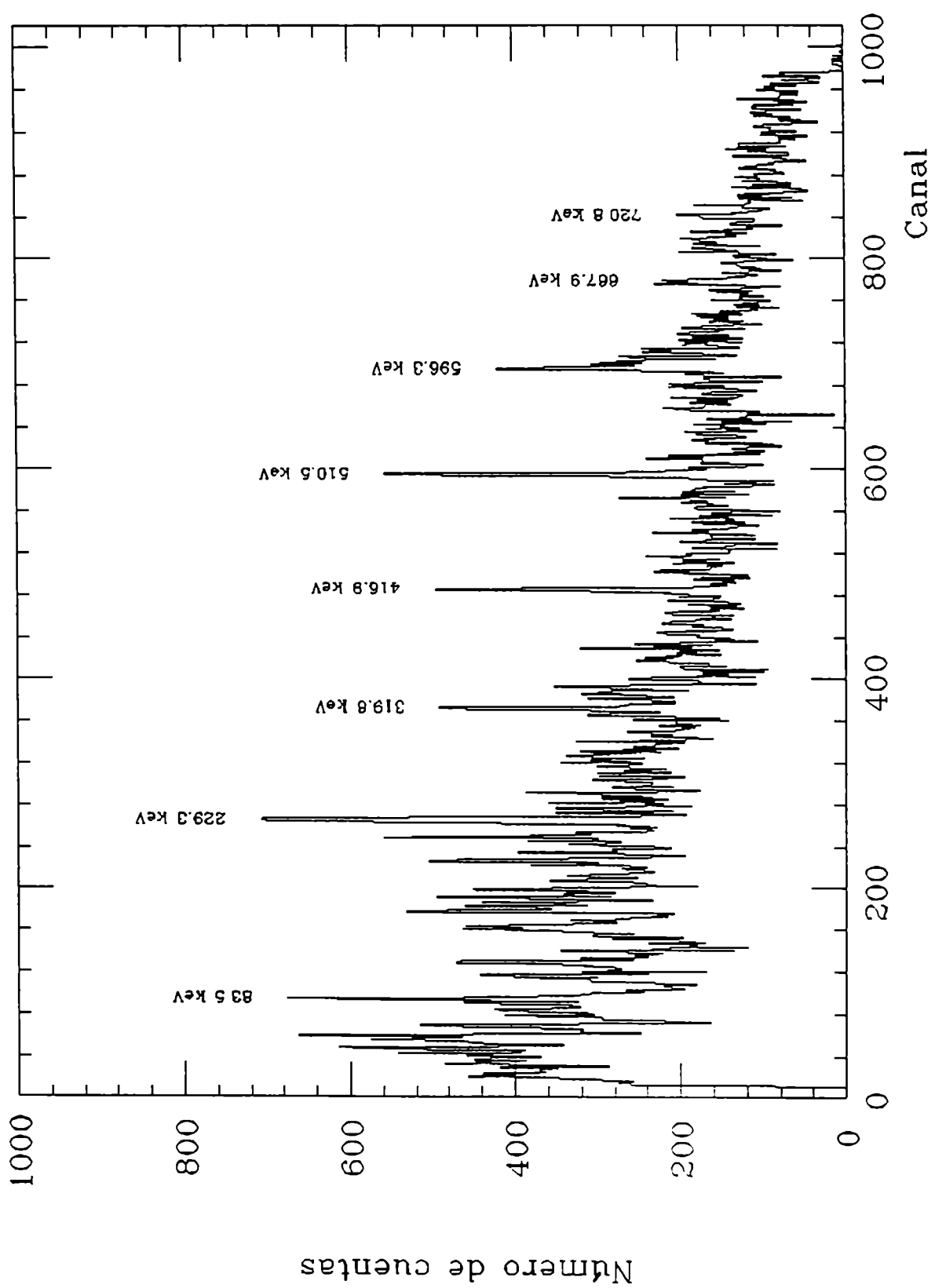


Figura 9

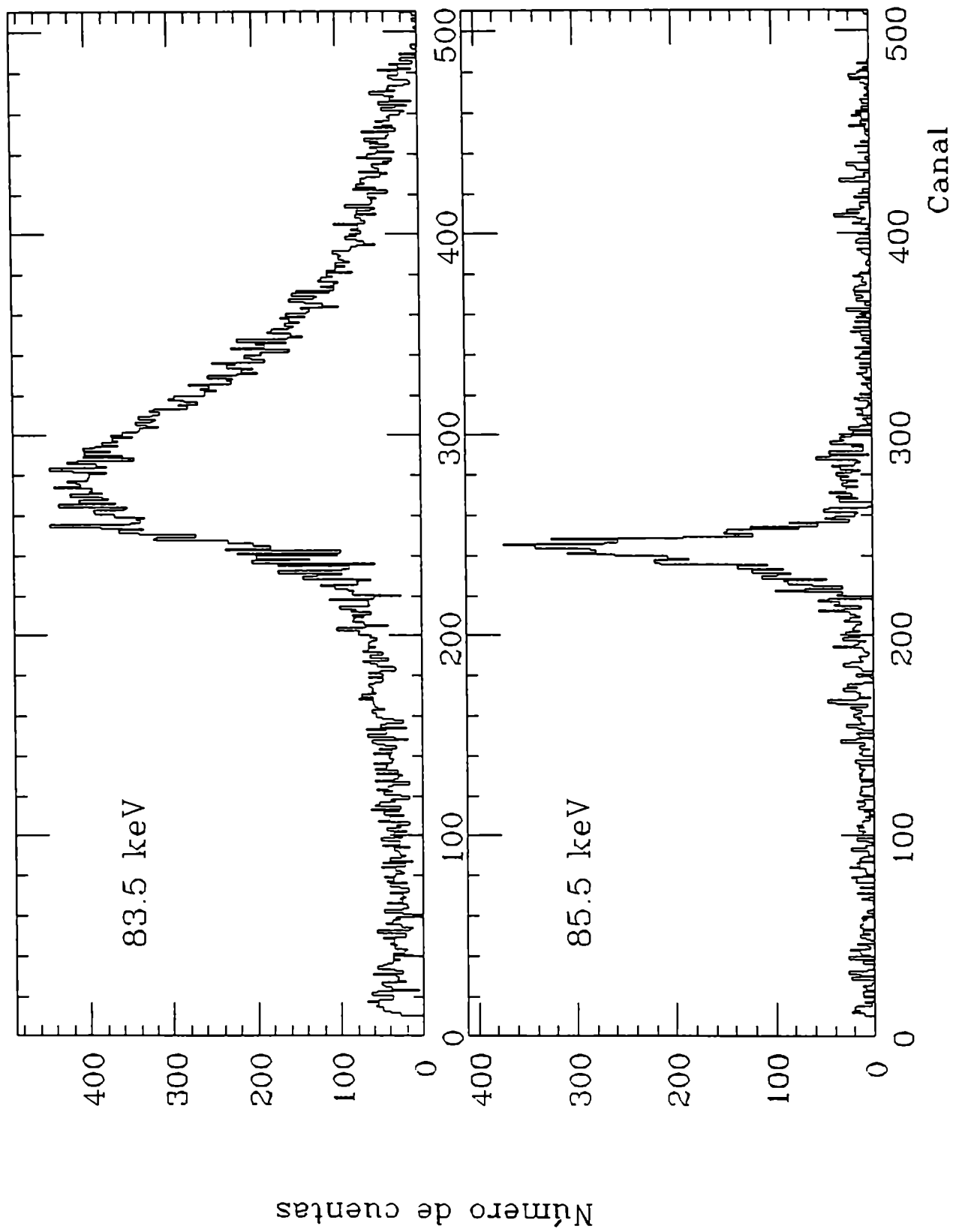
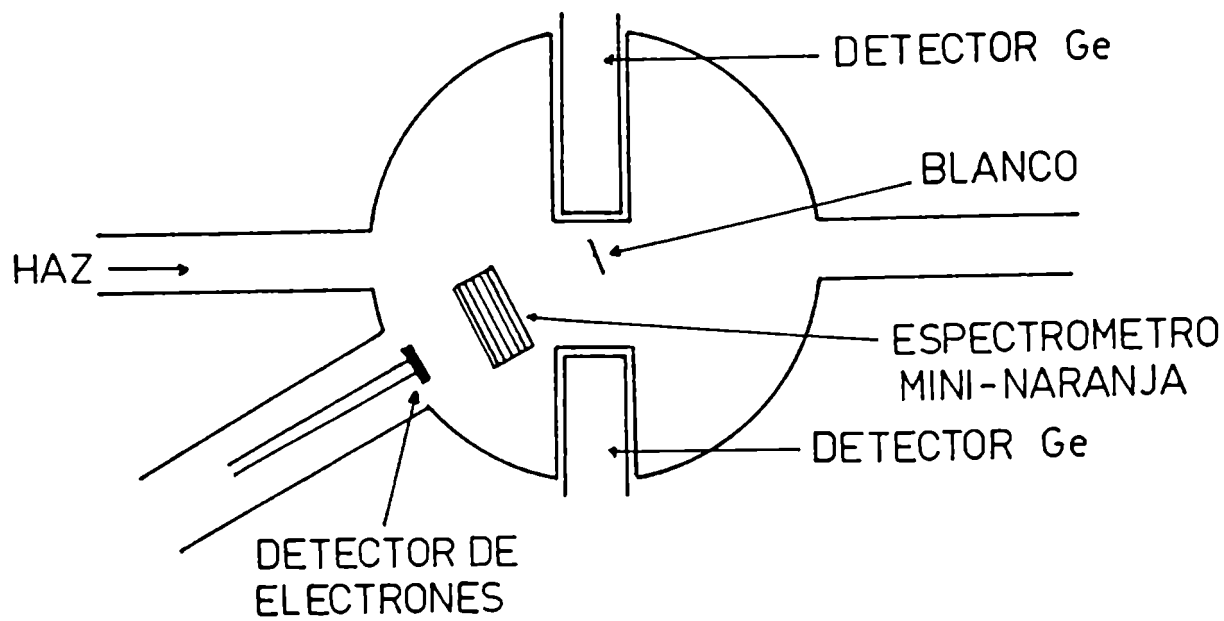
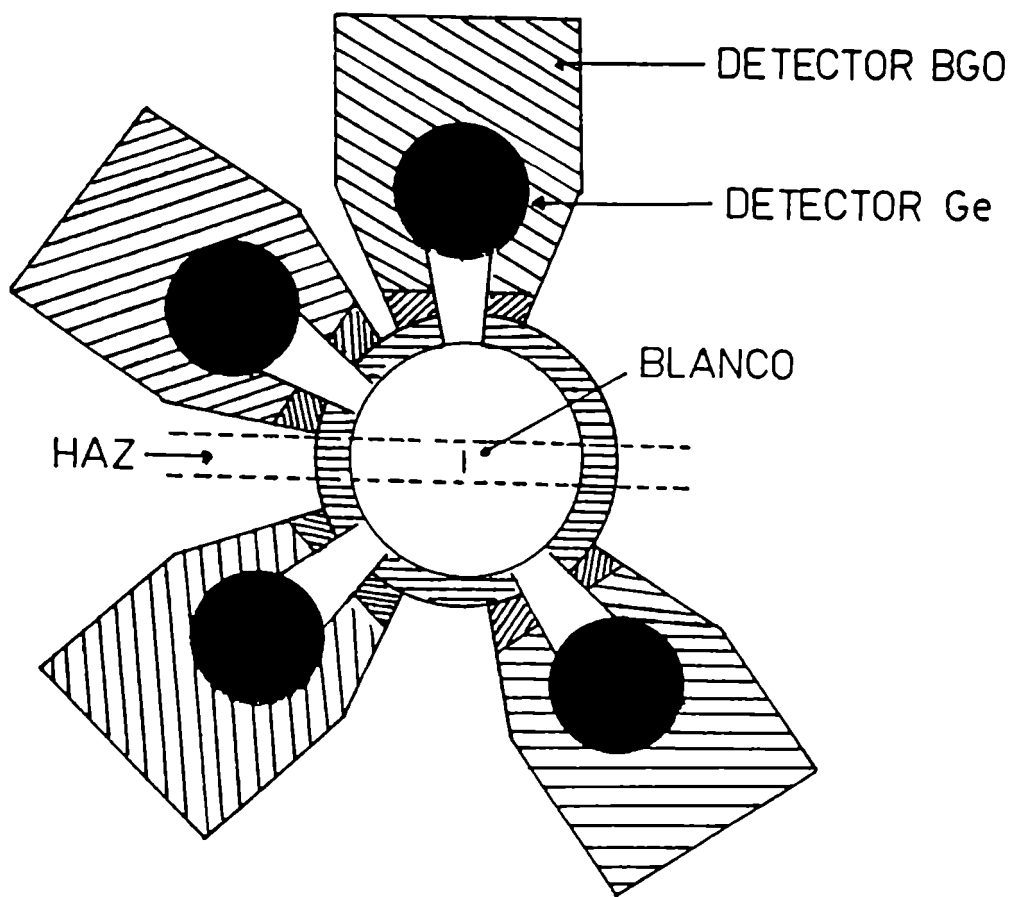


Figura 10



Figuras 11 a) Y 11 b)

2 5 6 7  
1 2 3

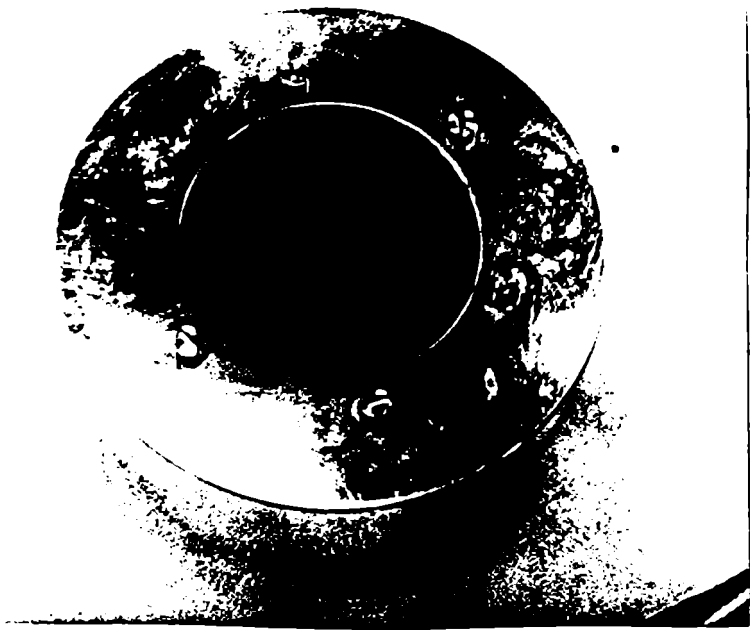


Figura 12

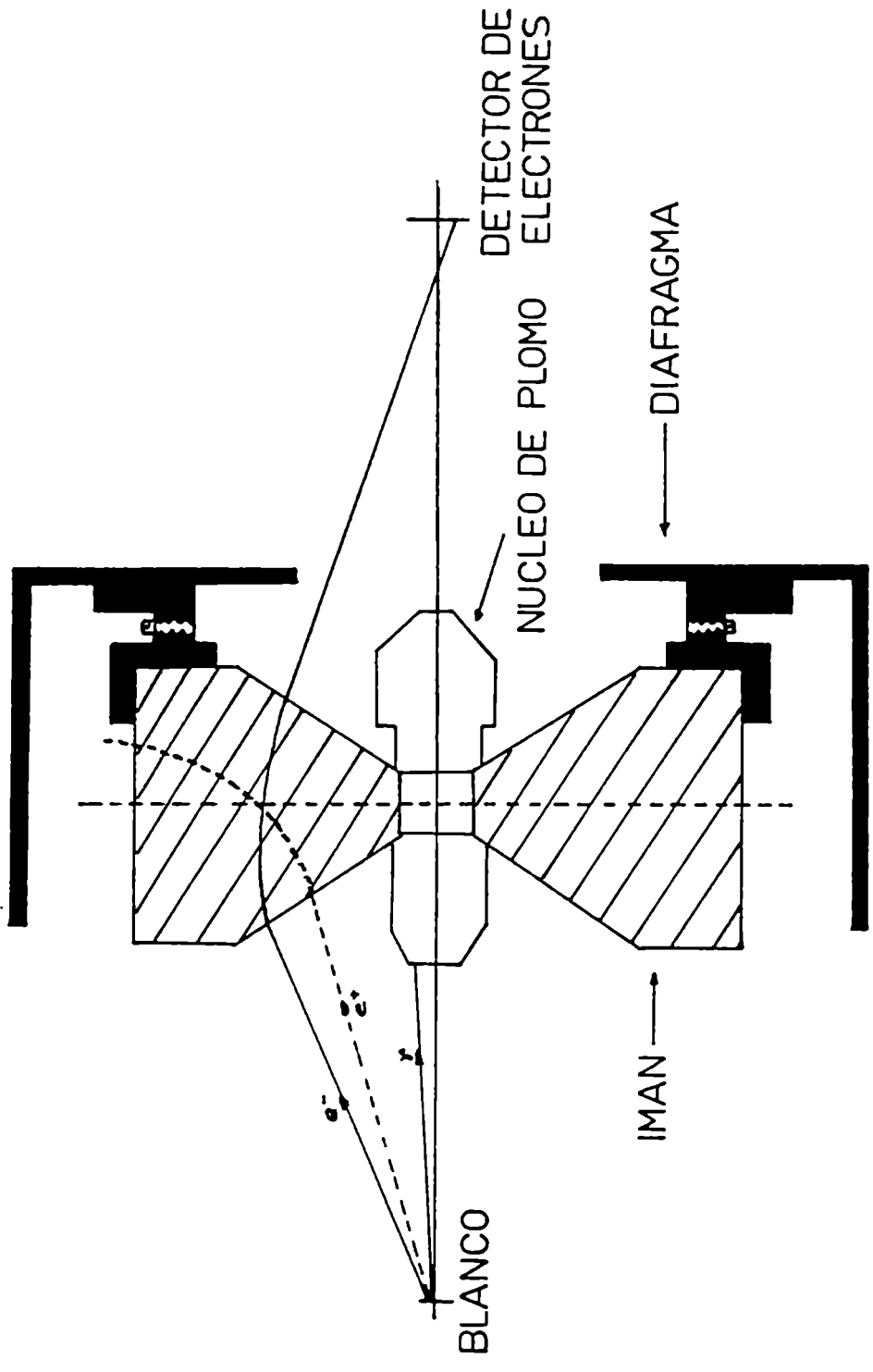
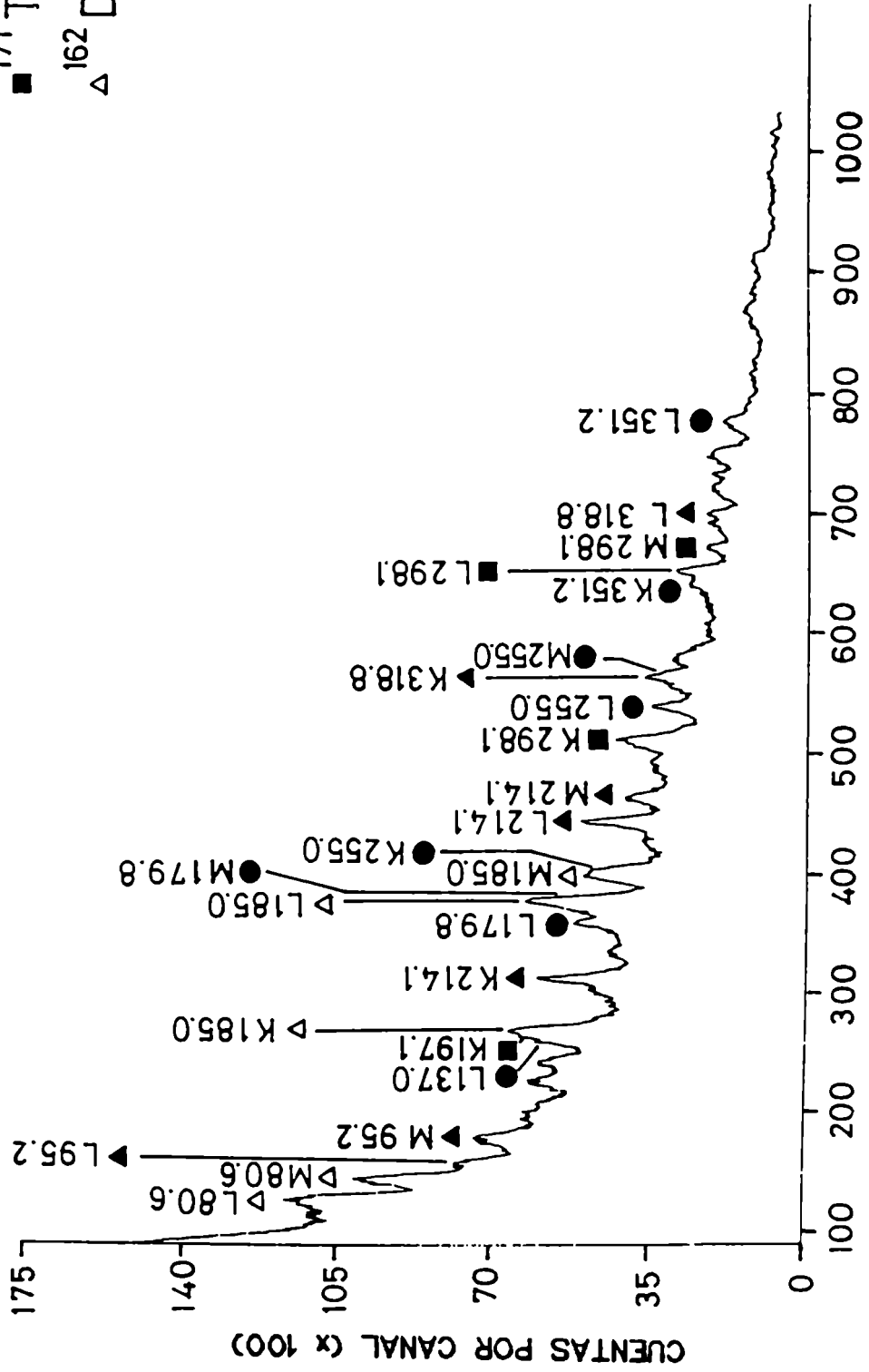


Figura 13

- ▲  $^{172}\text{Hf}$
- $^{172}\text{Ta}$
- $^{171}\text{Ta}$
- △  $^{162}\text{Dy}$



NÚMERO DE CANAL

Figura 14

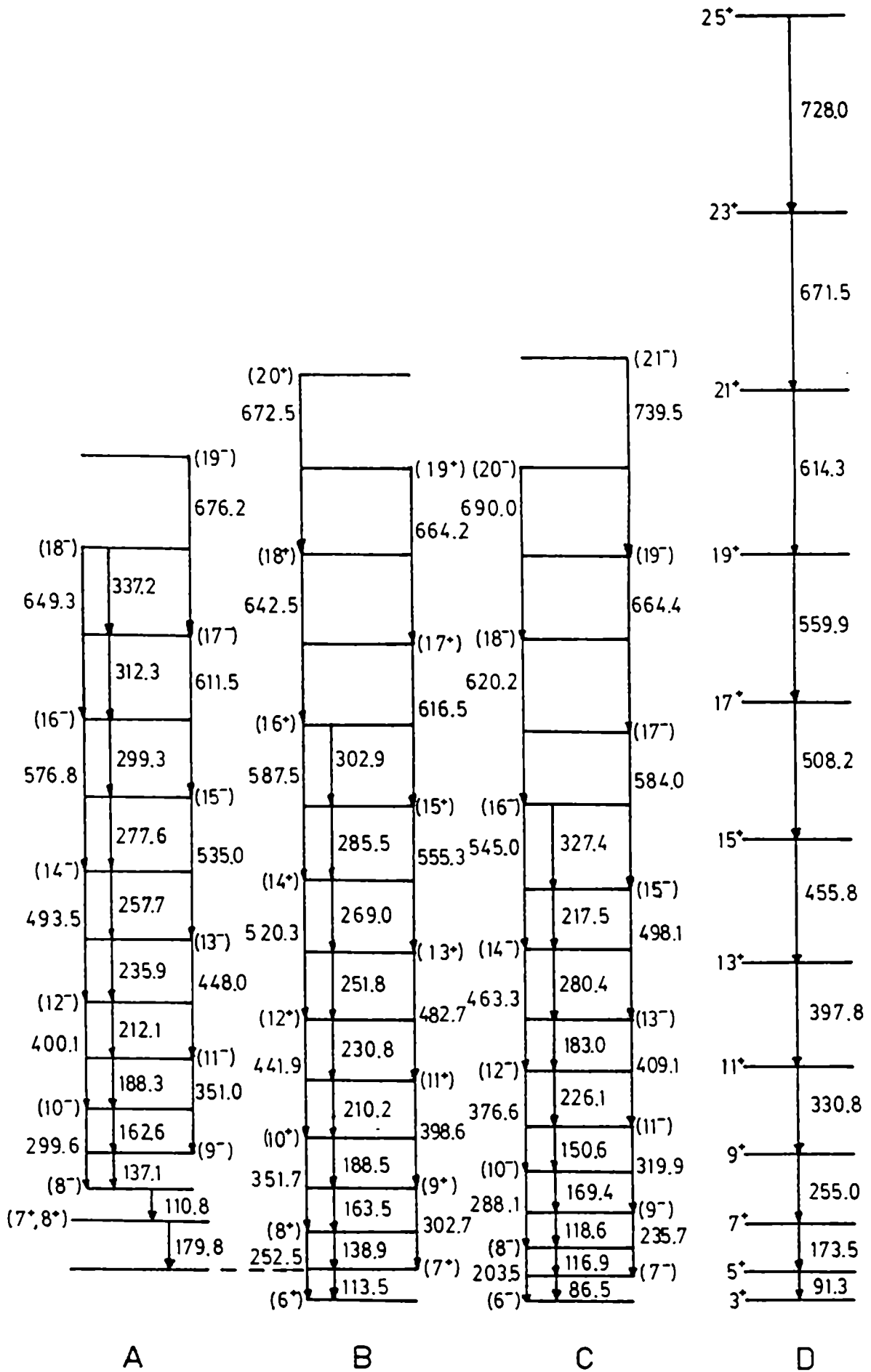
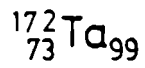


Figura 15



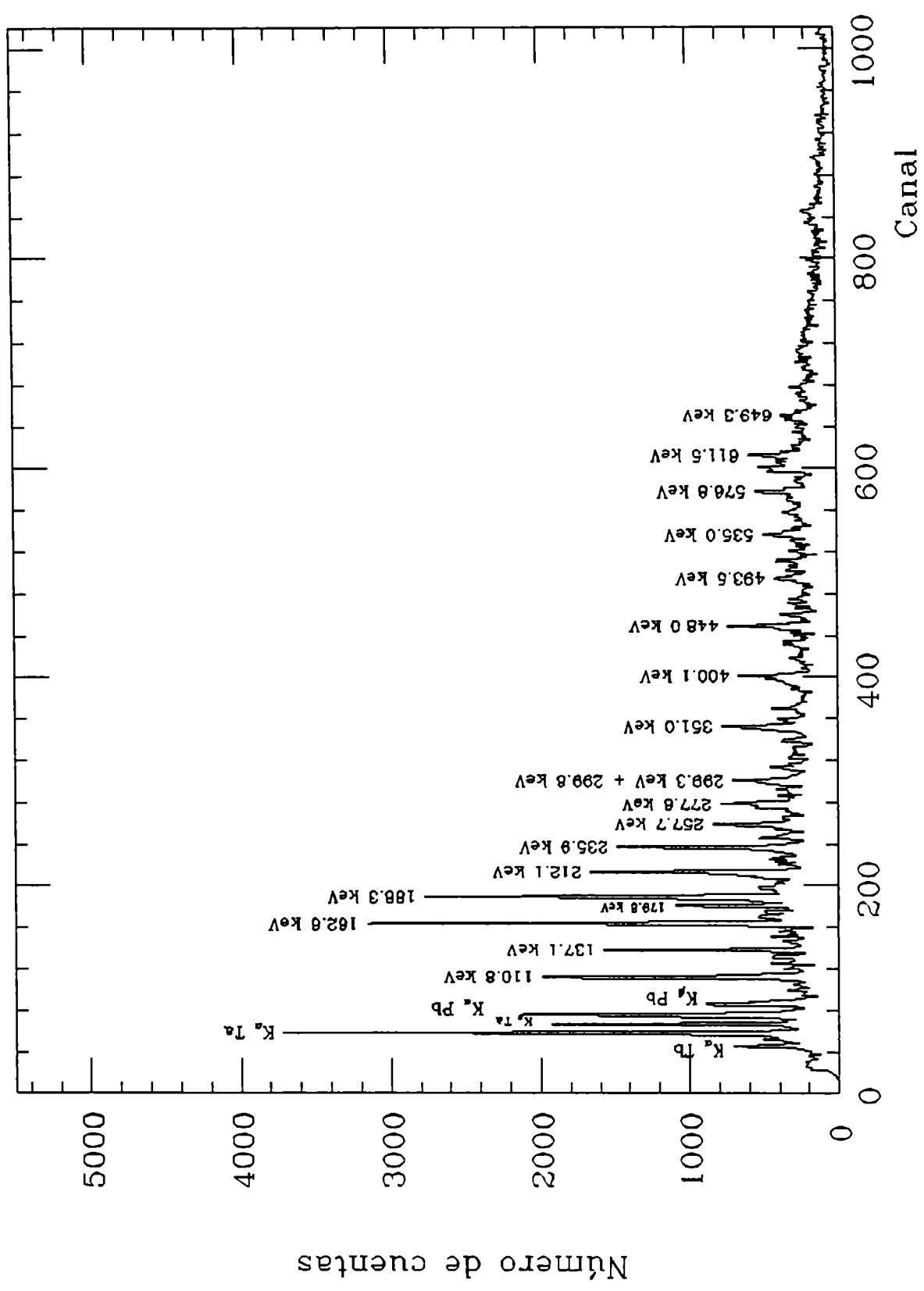


Figura 16

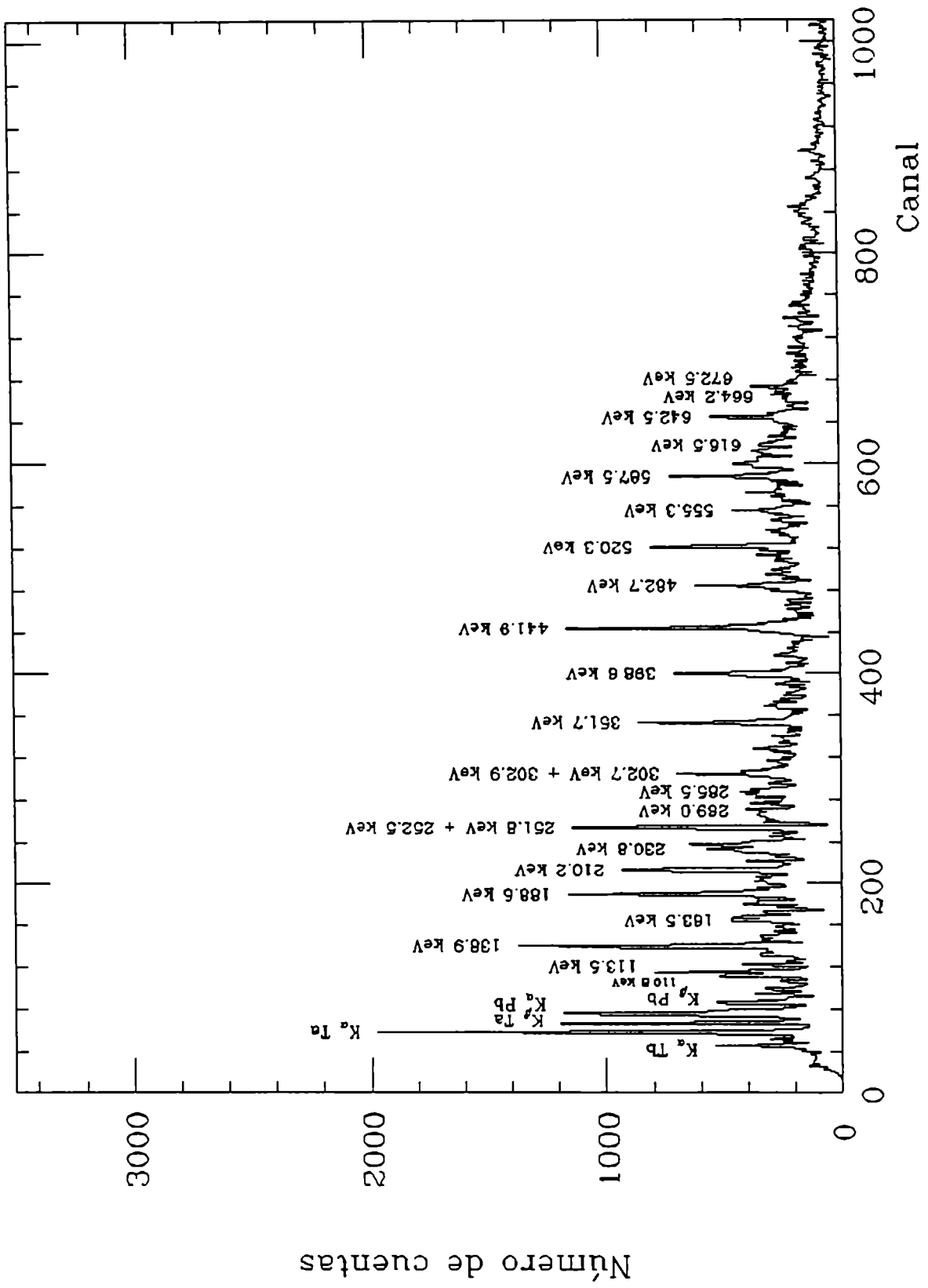


Figura 17

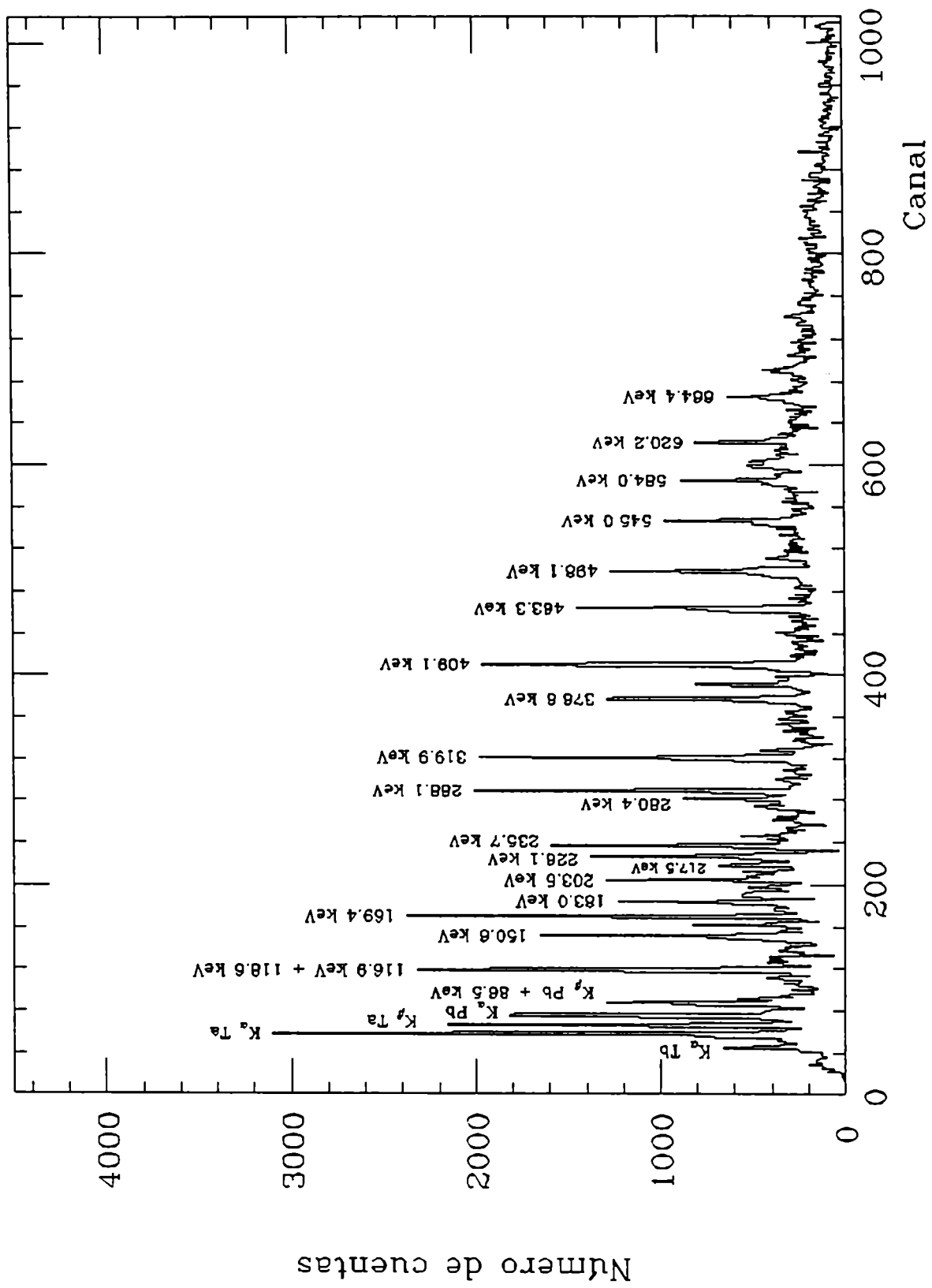


Figura 18

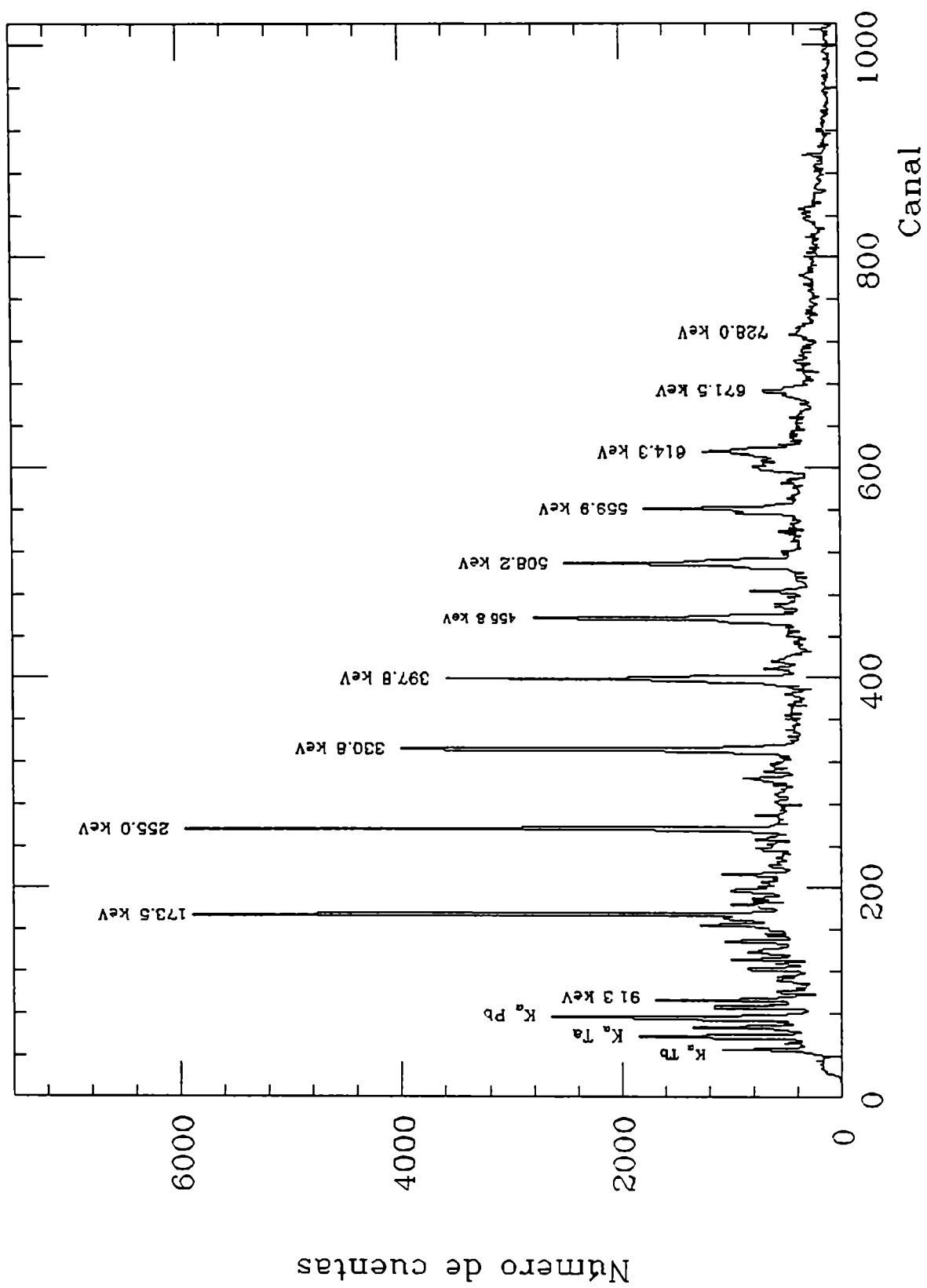


Figura 19

$^{174}_{73}\text{Ta}_{101}$

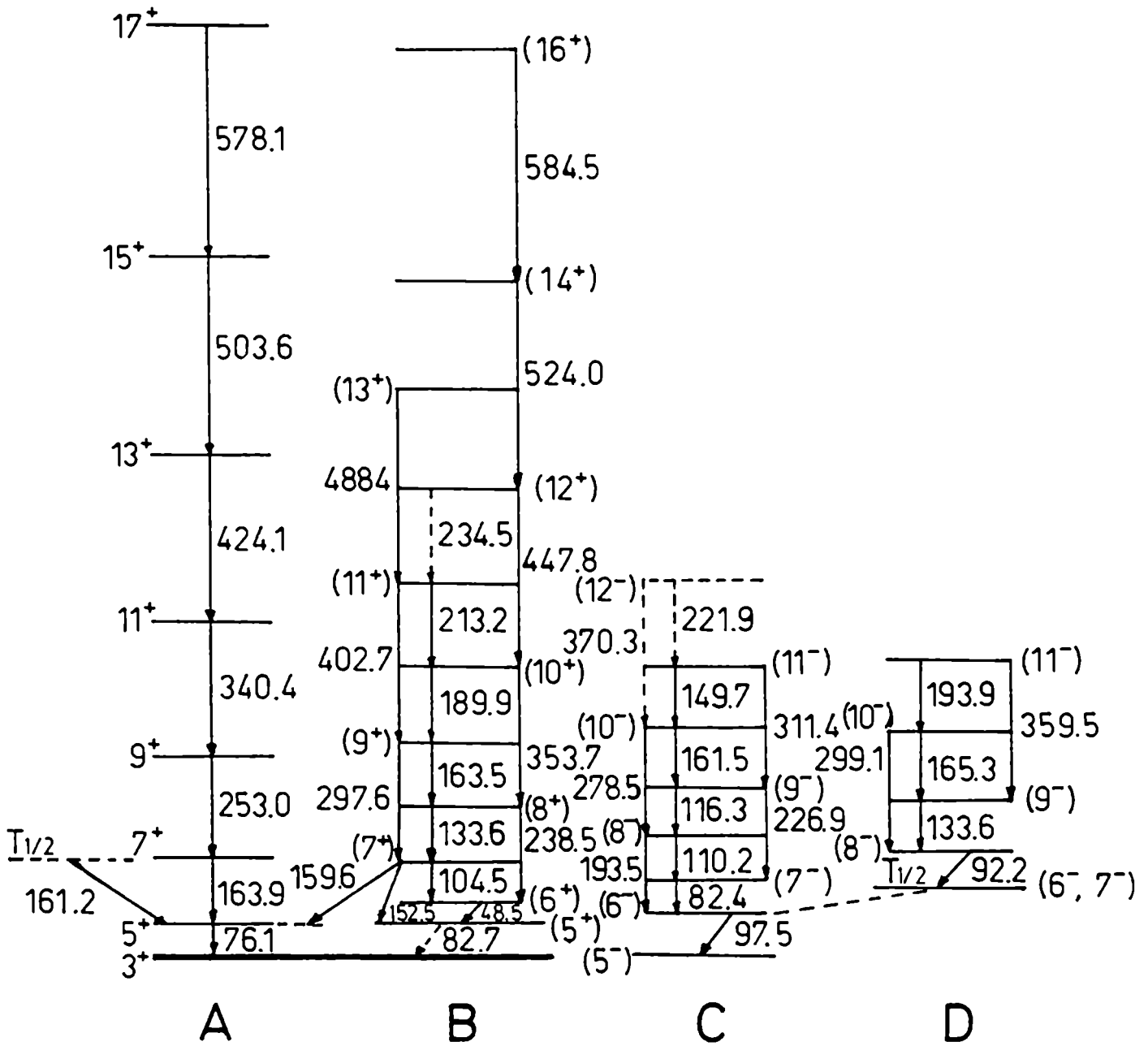


Figura 20

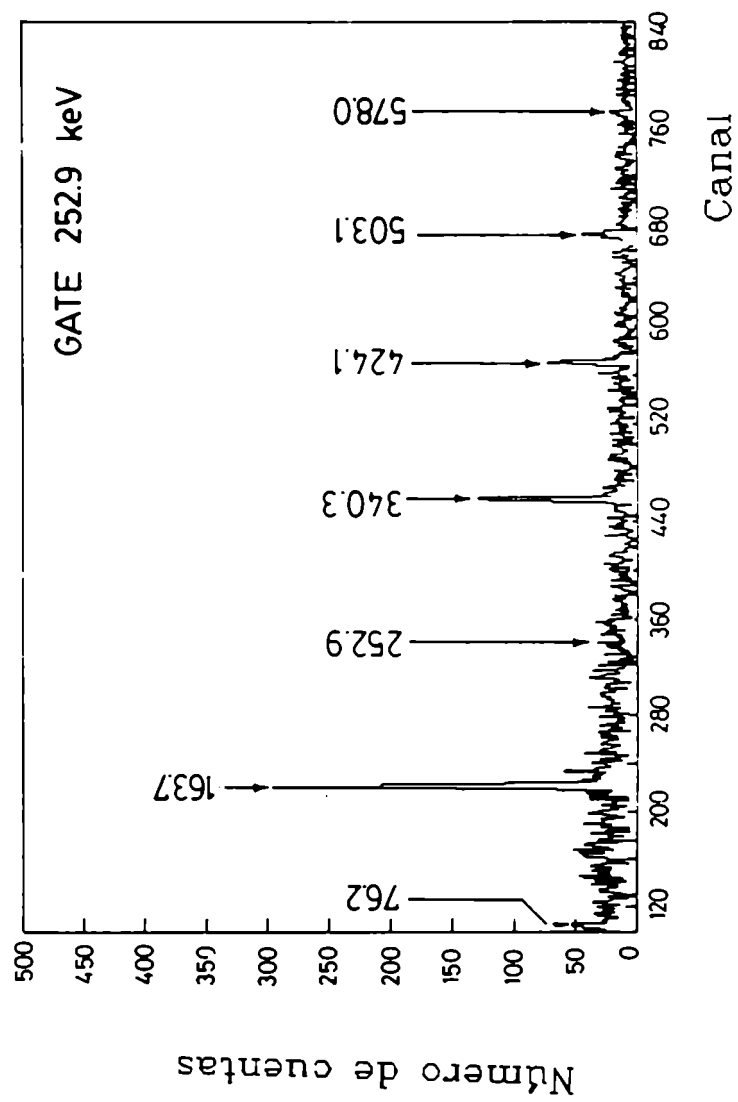


Figura 21

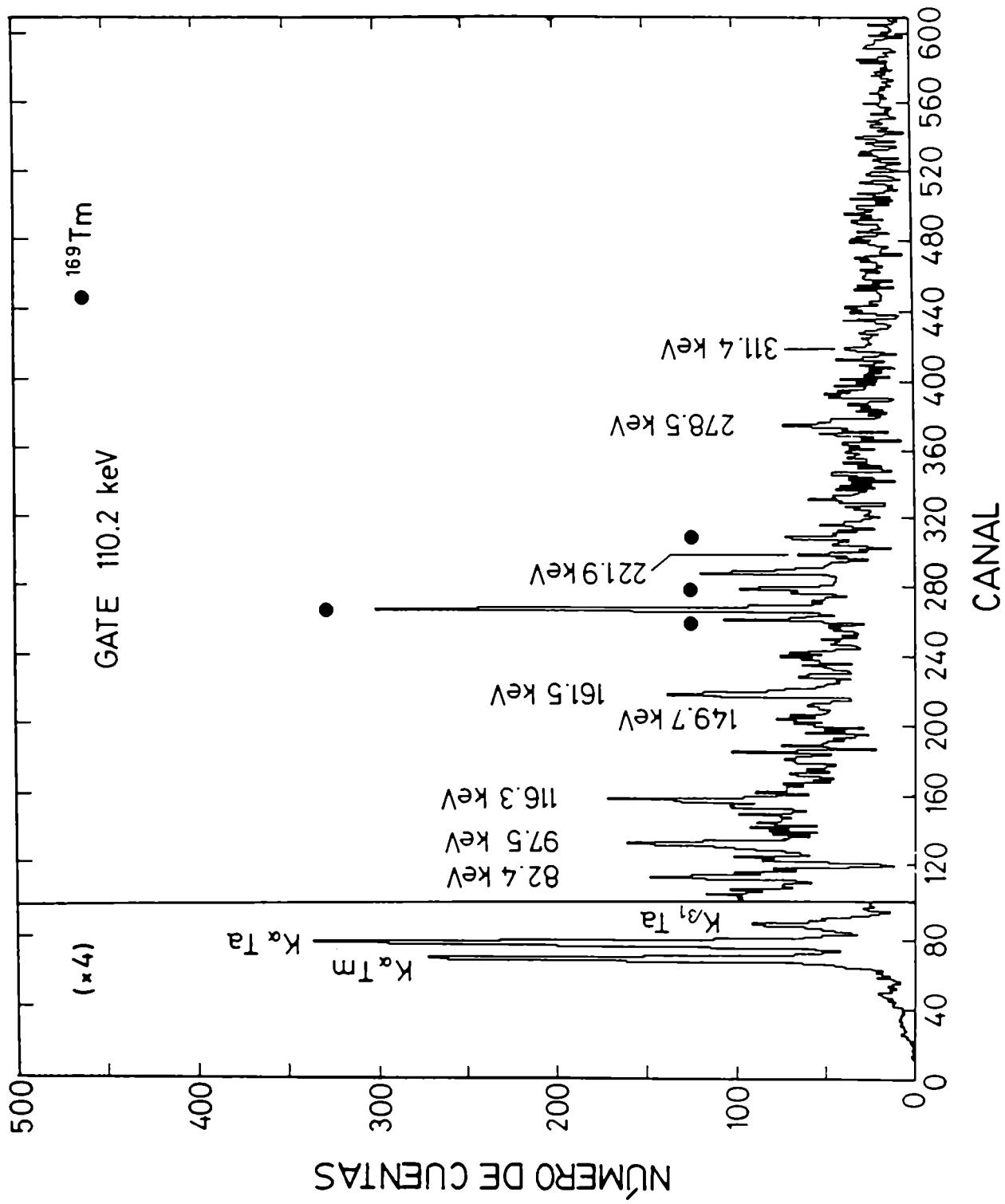


Figura 22

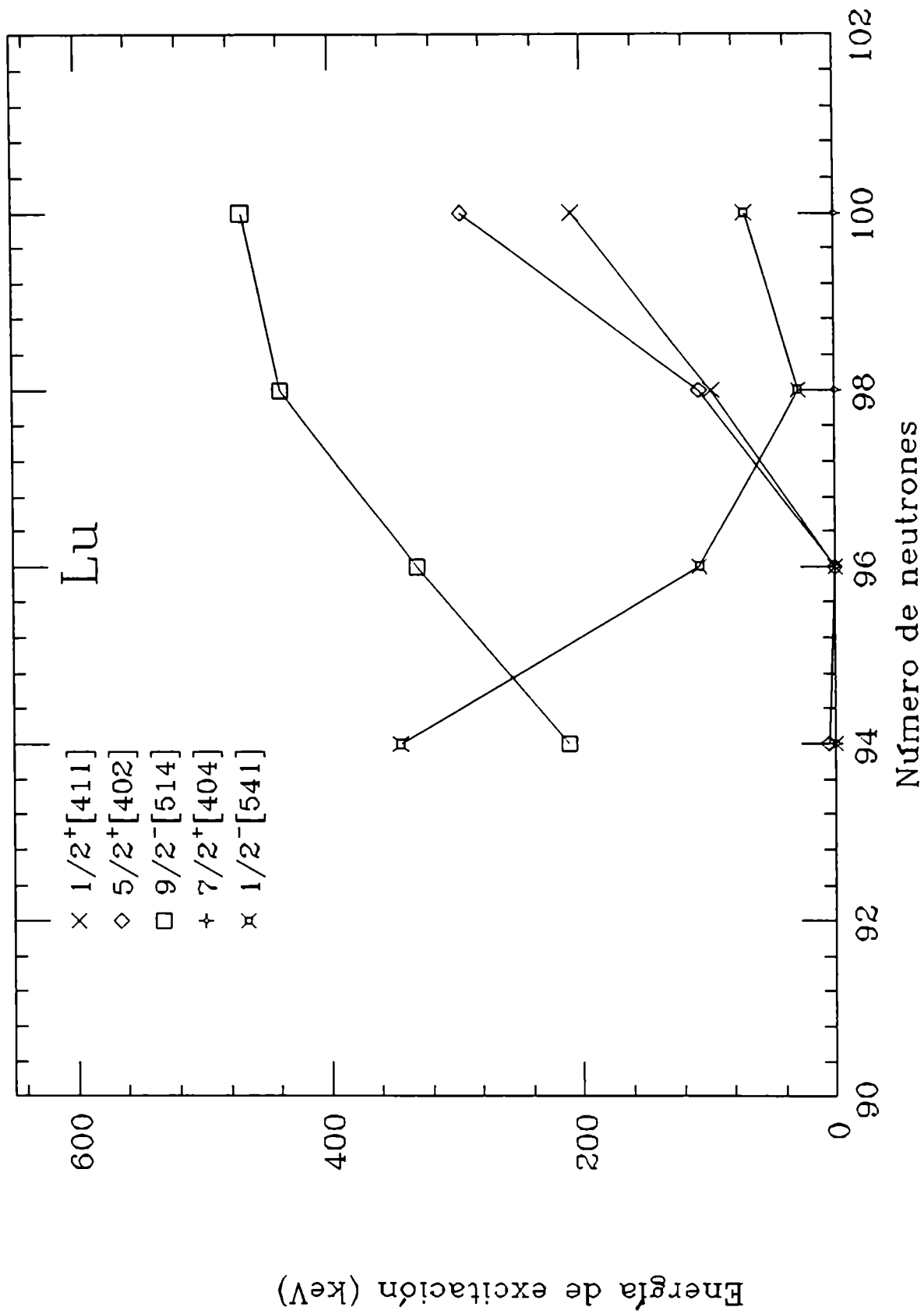
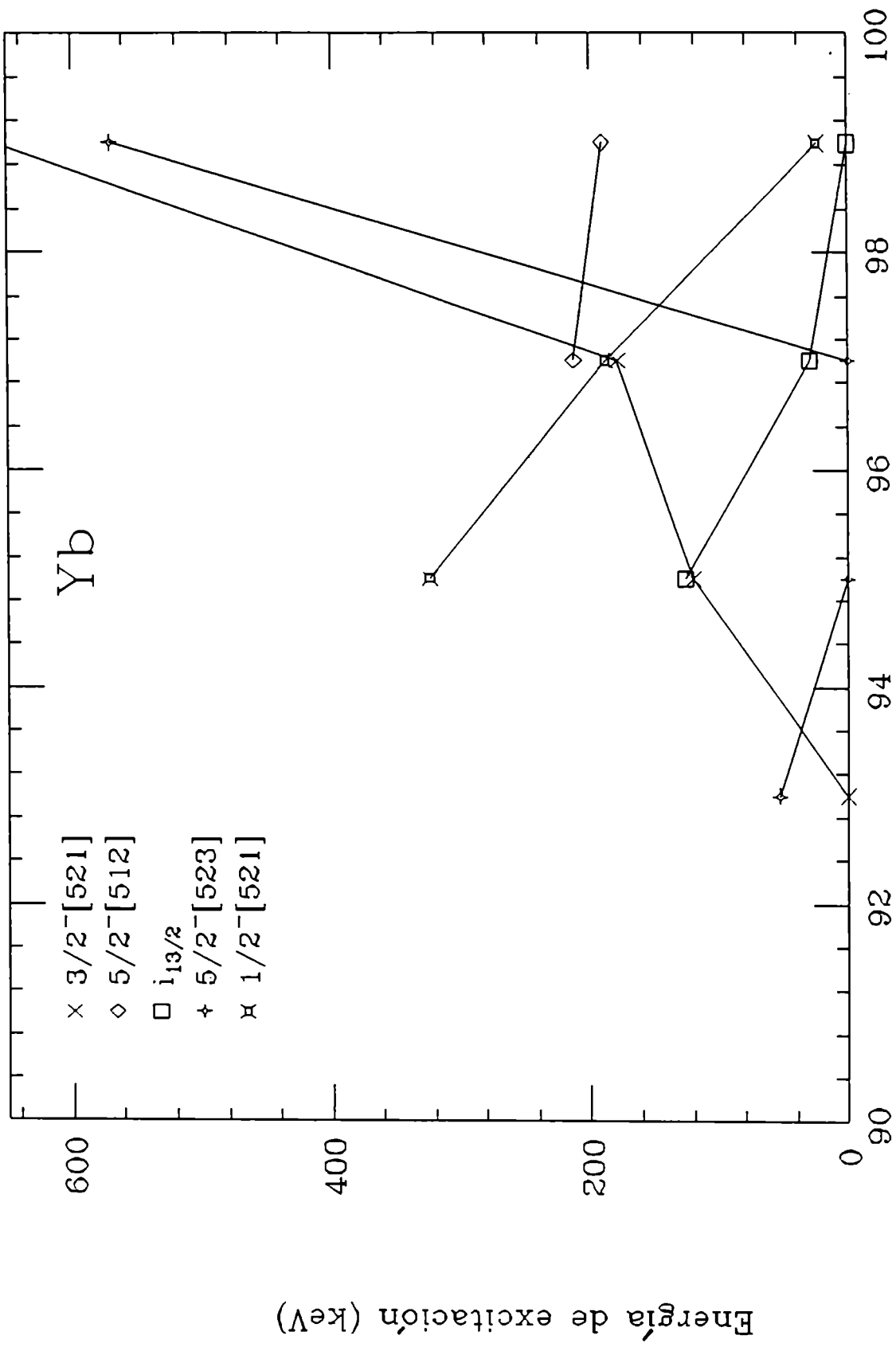


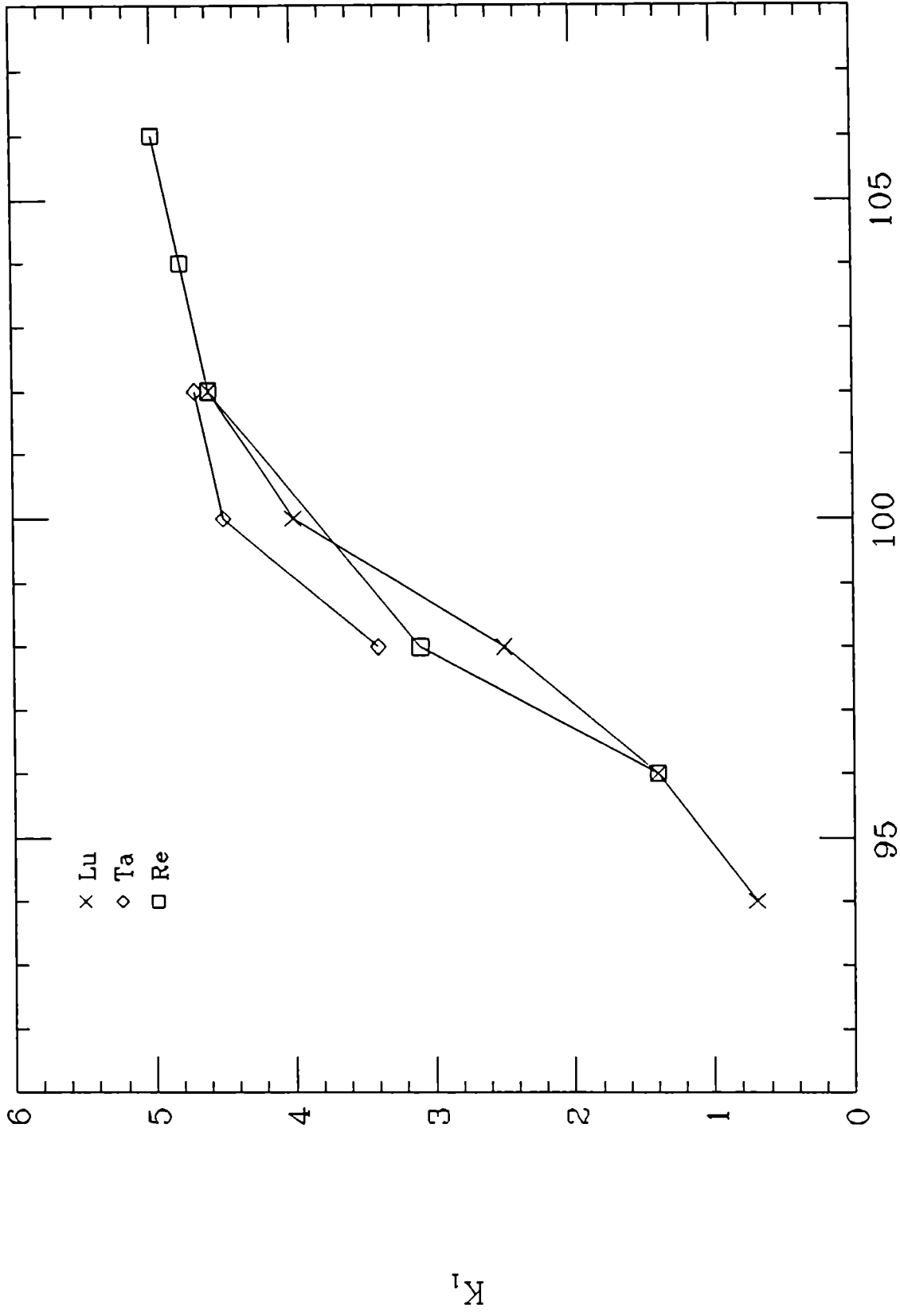
Figura 23





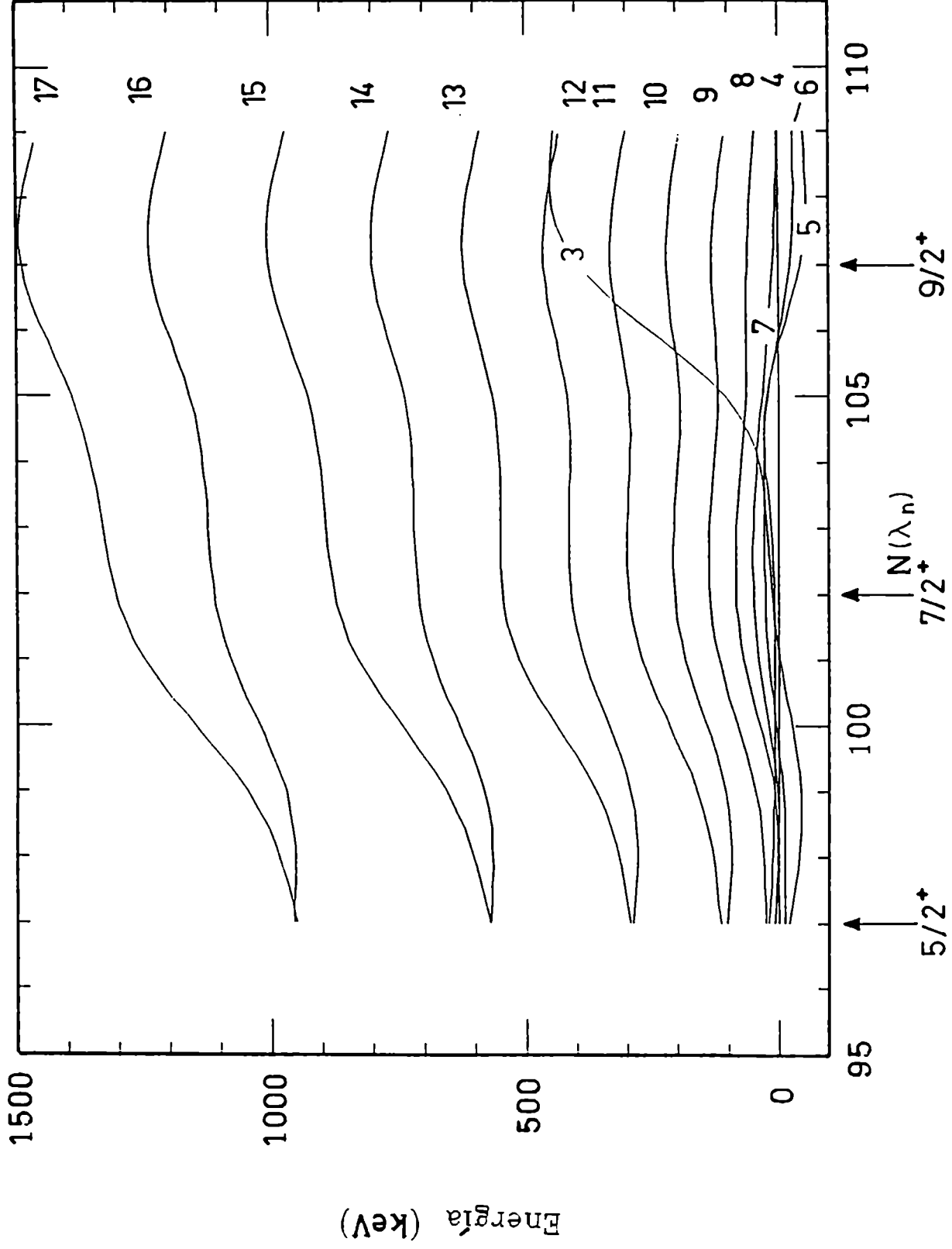
Número de neutrones

Figura 24



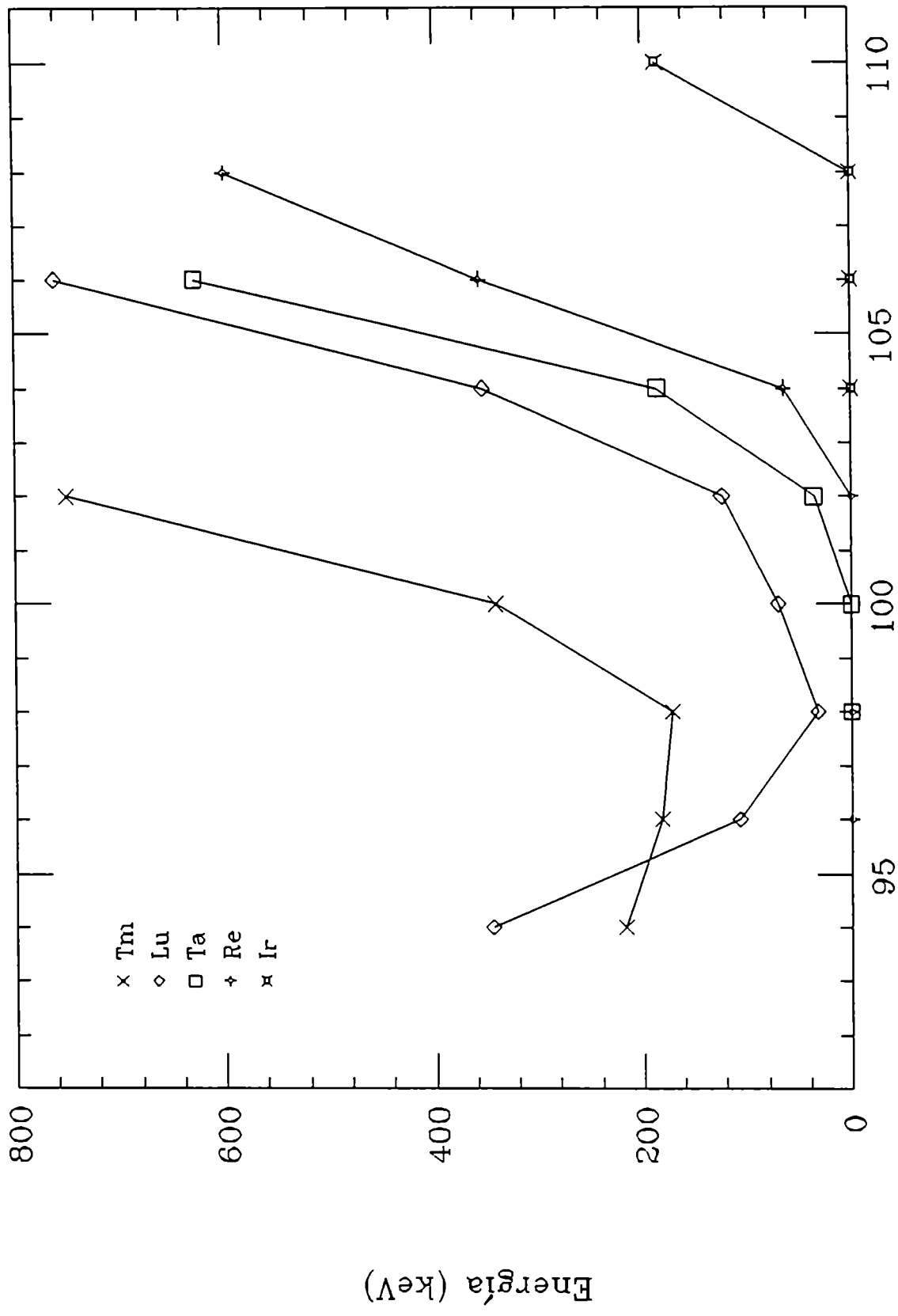
Número de neutrones  
 Figura 25

$\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{D} i_{13/2}$



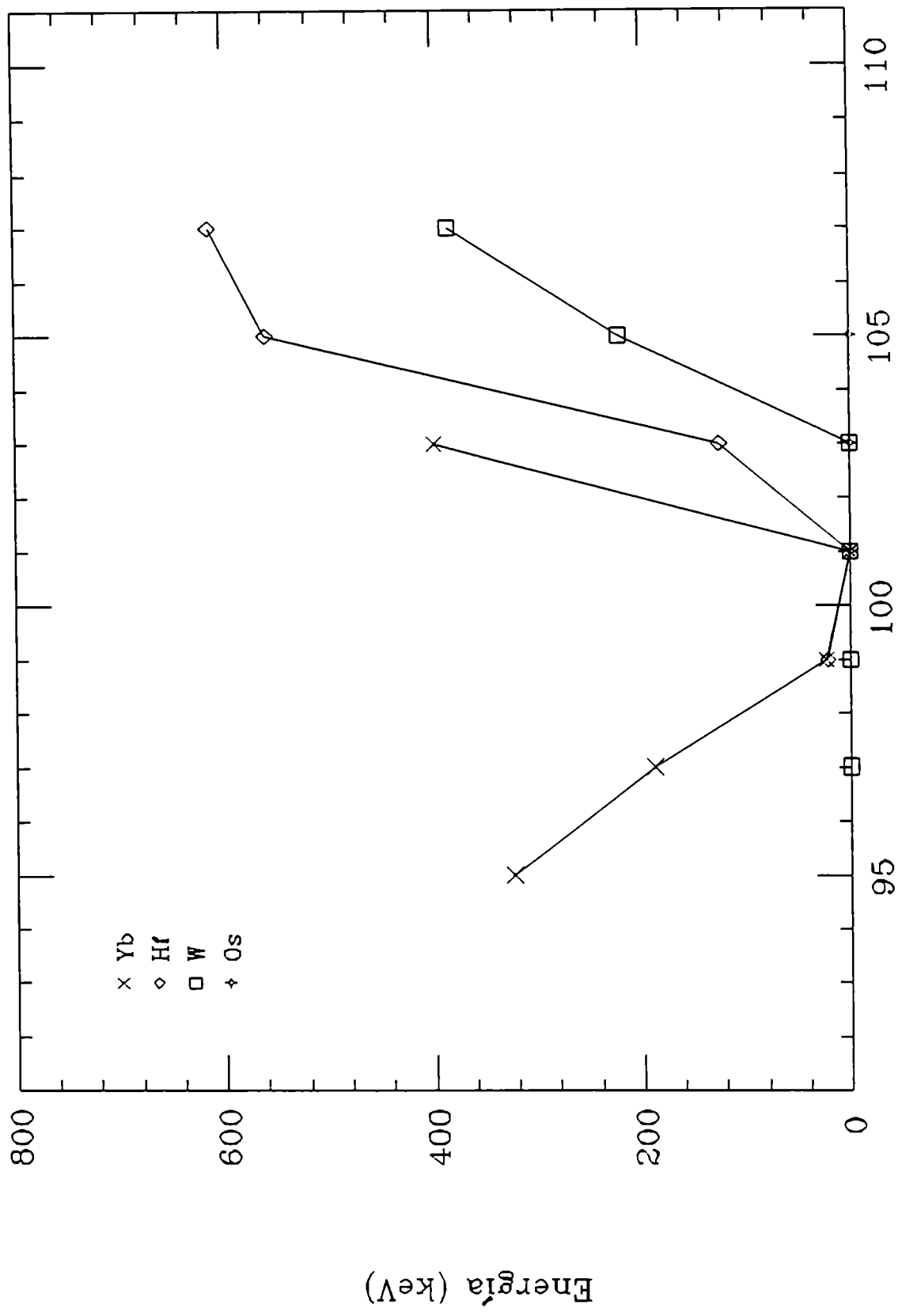
Número de neutrones

Figura 26

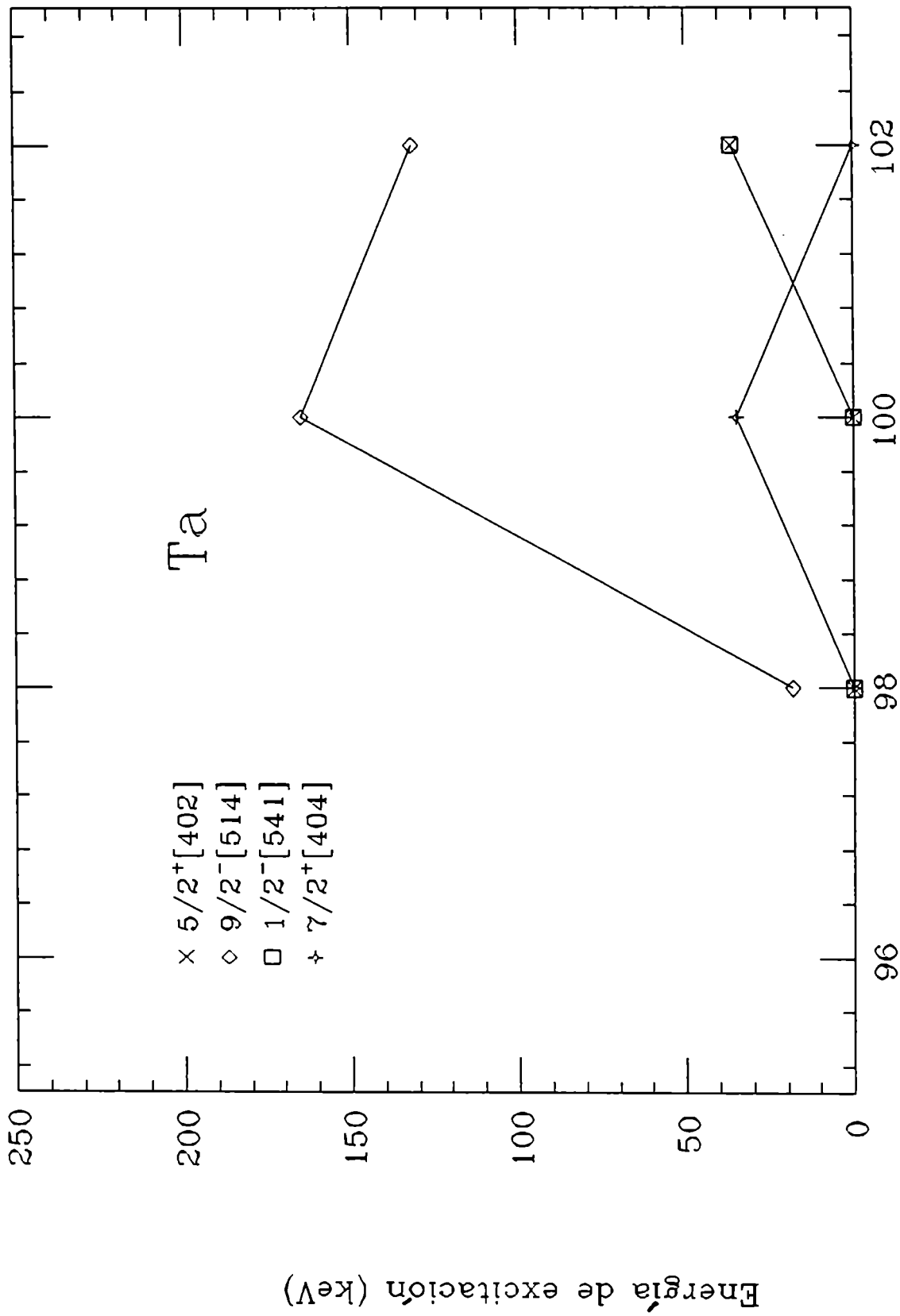


Número de neutrones

Figura 27



Número de neutrones  
 Figura 28



Número de neutrones

Figura 29

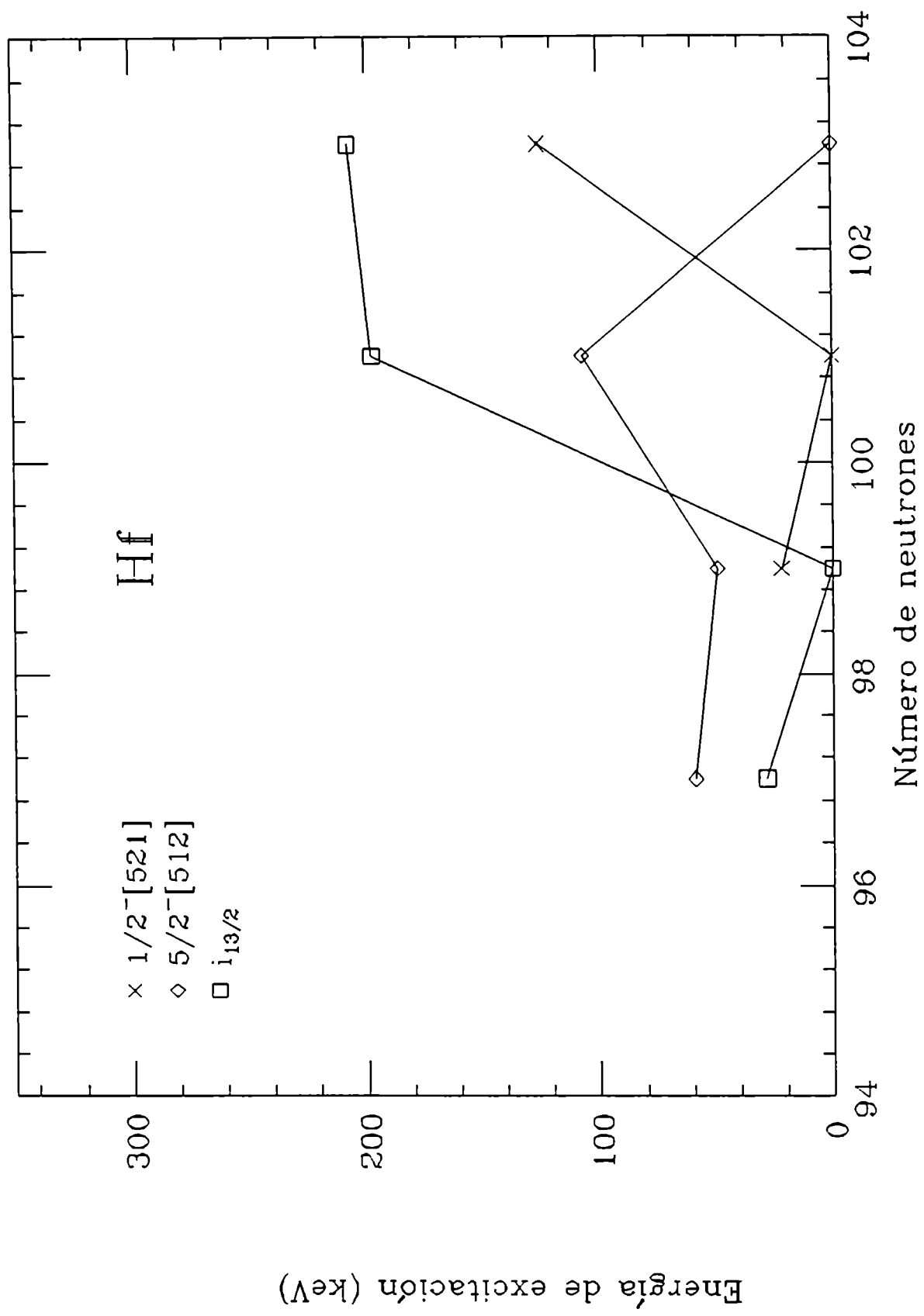


Figura 30

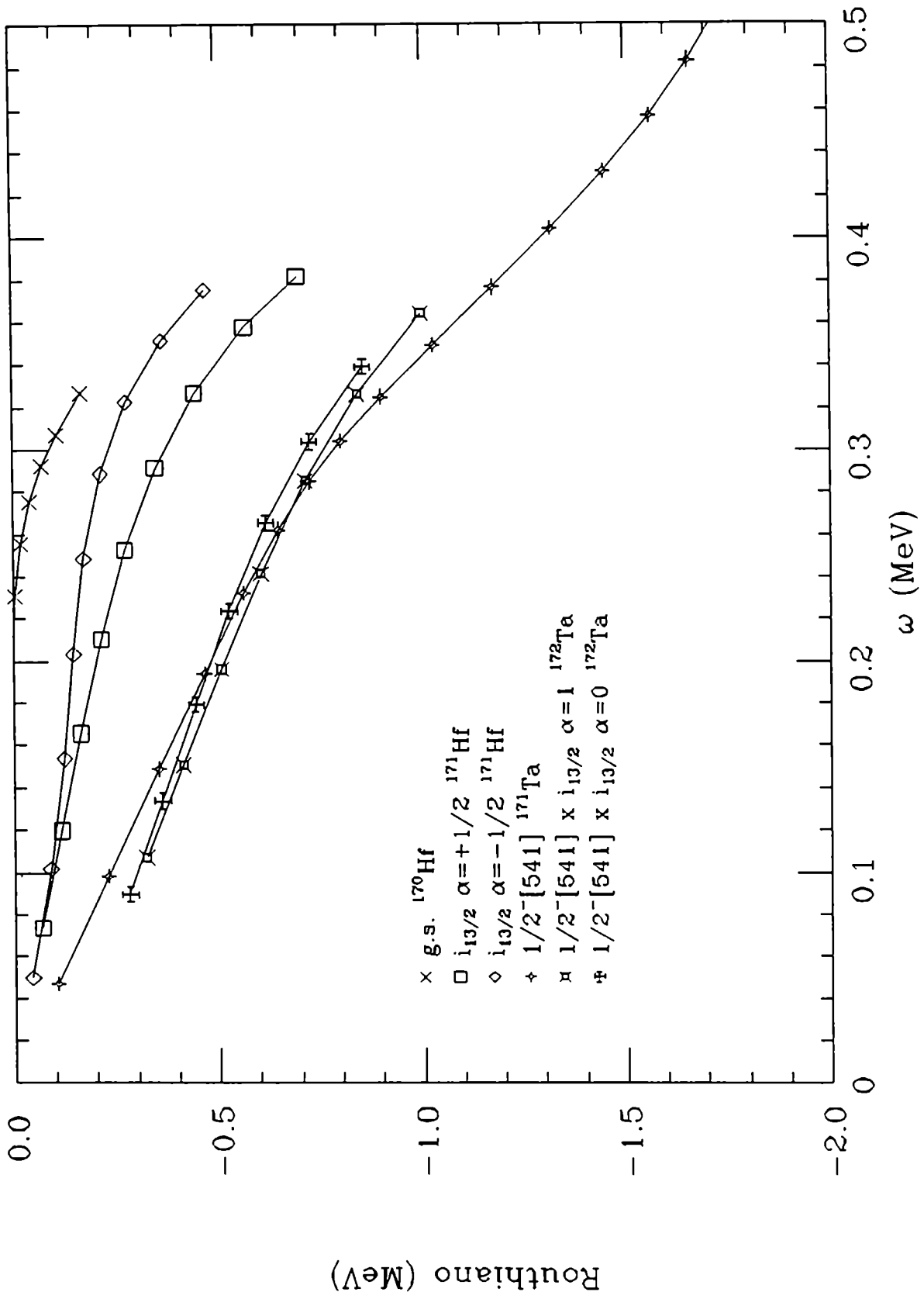


Figure 31



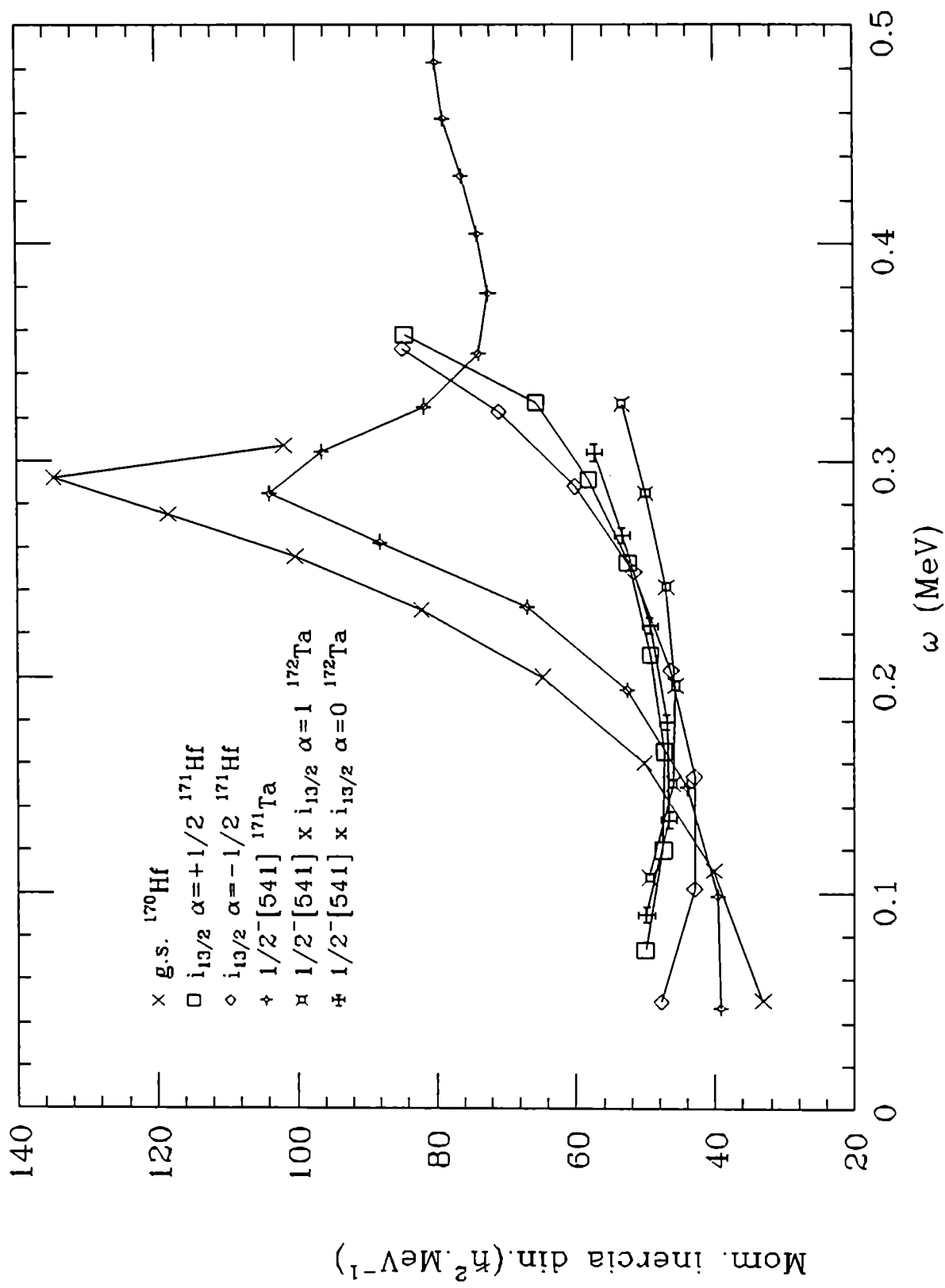


Figura 32

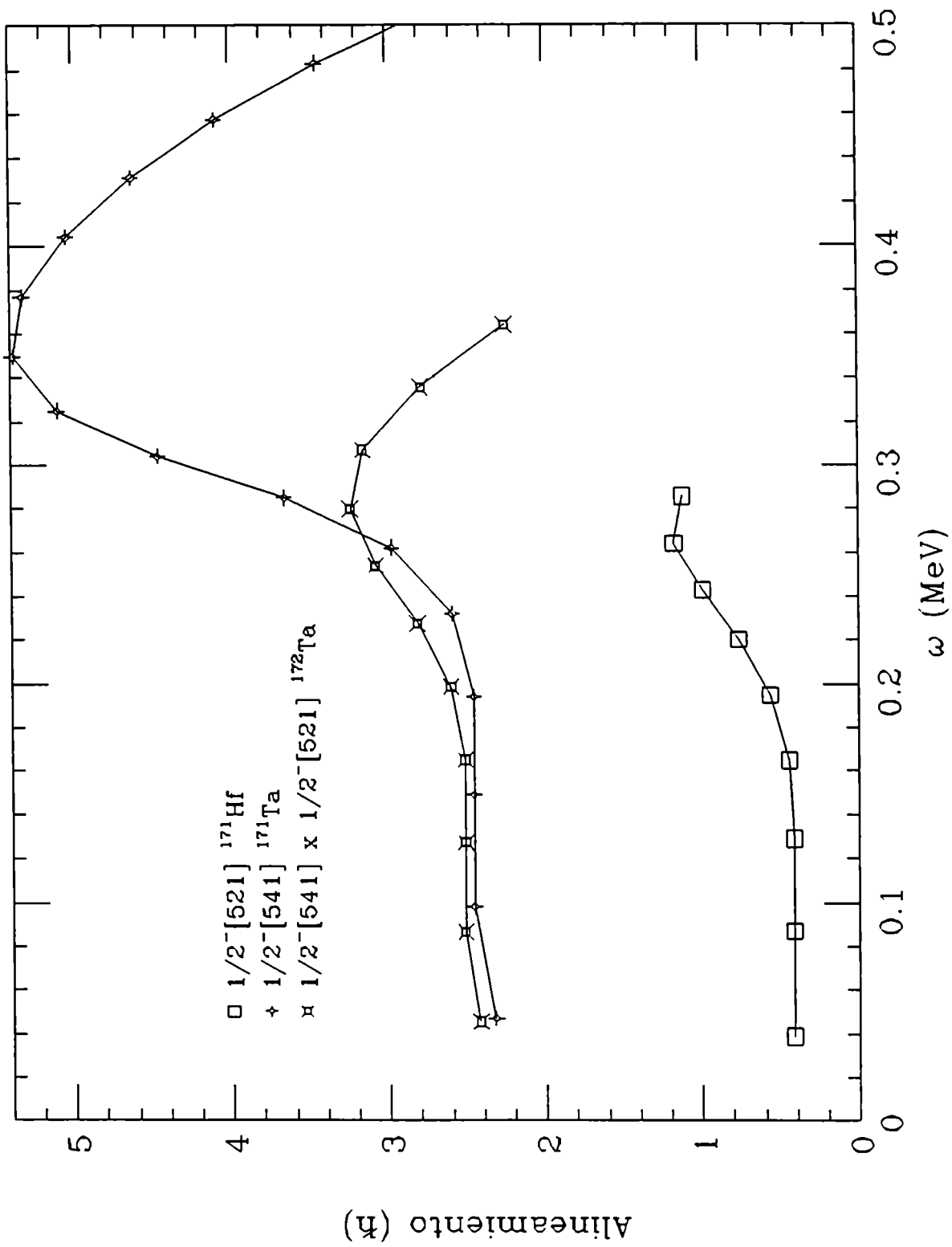


Figura 33

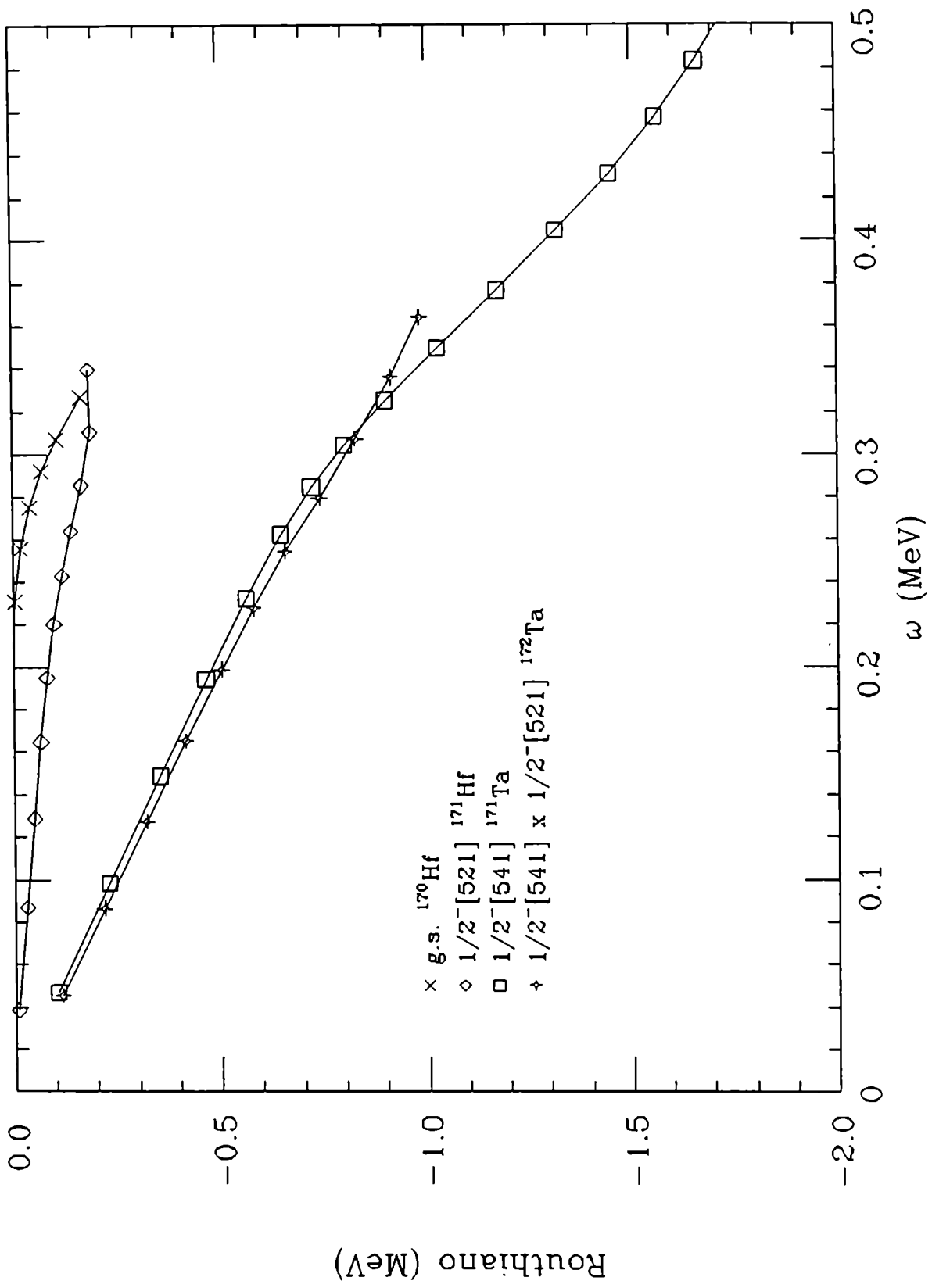


Figura 34

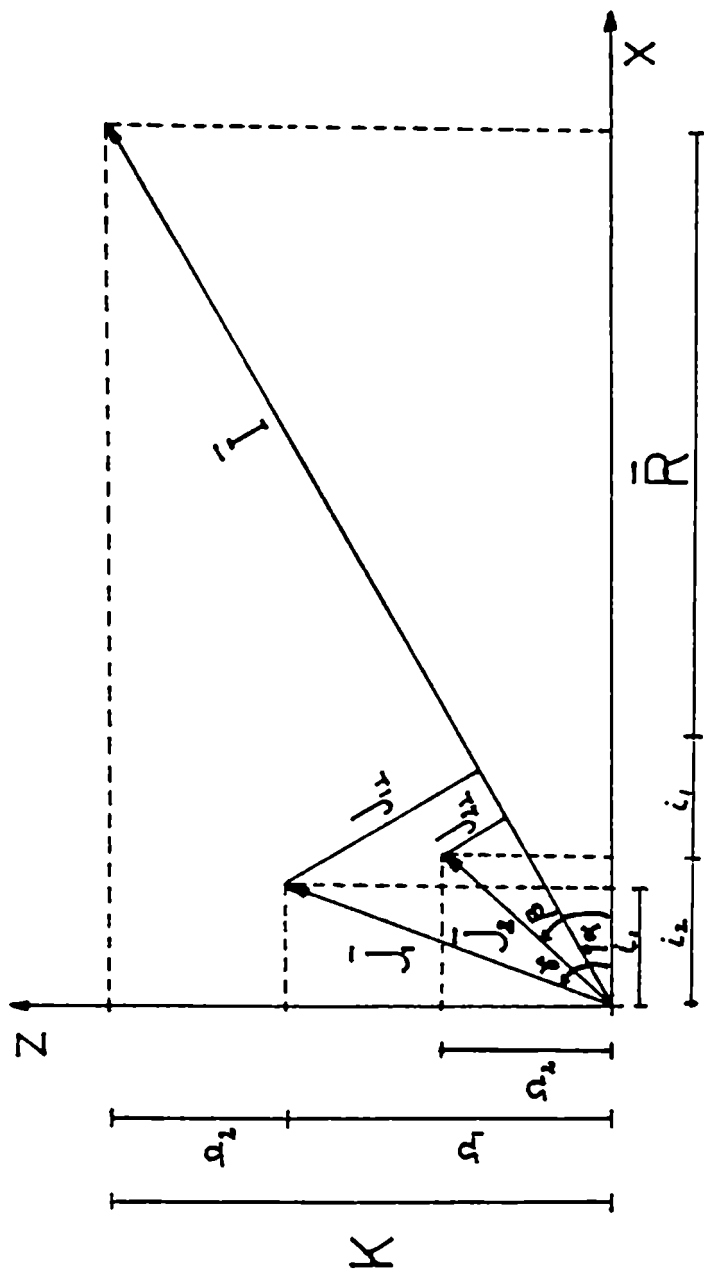


Figura 35

*Sumyany  
Wolko J. Uerri*

## EVALUACION DEL DIRECTOR

Doctorando: Lic. Daniel Hojman

Director de tesis: Dr. Andrés J. Kreiner

El Lic. Daniel Hojman ha realizado durante el período en que ha estado bajo mi dirección una labor muy intensa y sobresaliente. Ha participado en todos los proyectos de nuestro grupo de trabajo, demostrando una gran capacidad, eficiencia y dedicación.

En cuanto a su tesis propiamente dicha, participó activamente en la puesta a punto de una facilidad experimental para la medición de electrones de conversión interna y radiación gama del Laboratorio TANDAR; llevó adelante el estudio de tres núcleos doblemente impares de la zona deformada de las tierras raras pesadas,  $^{166}\text{Lu}$  y  $^{172,174}\text{Ta}$ , realizando, además, un estudio sistemático de dicha zona, el cual constituye un valioso aporte a la problemática de los esquemas de acoplamiento de nucleones de valencia en un núcleo doblemente impar.

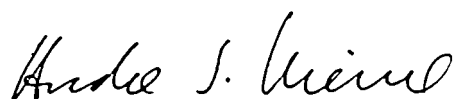
También ha colaborado activamente en los estudios de diferentes núcleos como ser  $^{168}\text{Lu}$ ,  $^{176,178}\text{Re}$ ,  $^{210}\text{Fr}$  y  $^{218}\text{Ac}$ .

El Lic. Hojman tiene importantes merecimientos en el terreno de la investigación básica, pero también ha mostrado una pronunciada inclinación por actividades aplicadas. Dentro de este último campo ha realizado una importante contribución a la puesta a punto del método PIXE (Particle induced X-ray emission) y ha

hecho lo propio con los experimentos que llevamos a cabo tendientes a determinar la concentración de oxígeno en muestras superconductoras de alta Tc y cristales de silicio.

Los trabajos realizados dieron lugar a numerosas publicaciones en revistas de primer nivel internacional y presentaciones a congresos nacionales e internacionales, muchas de las cuales fueron expuestas por él mismo.

Resumiendo, el Lic. Hojman se ha revelado como una persona extremadamente capaz, ha alcanzado un grado significativo de maduración profesional demostrando una gran eficiencia, dedicación y un importante nivel de iniciativa e independencia.



Dr. Andrés J. Kreiner