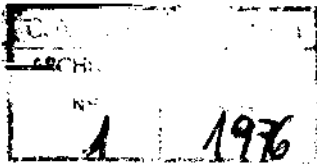


02.76.22



UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO
INSTITUTO DE FISICA "DR. JOSE A. BALSEIRO"

SISTEMATICA DE LAS REACCIONES (α , xn yp z α)

EN LA REGION DE LOS NUCLEOS LIVIANOS

TESIS

CAYETANO POMAR

1976

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO
INSTITUTO DE FISICA "DR. JOSE A. BALSEIRO"

SISTEMATICA DE LAS REACCIONES (α , xn y $p\alpha$)

EN LA REGION DE LOS NUCLEOS LIVIANOS

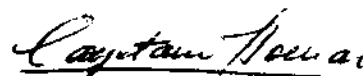
TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE

DOCTOR EN FISICA



Dr. MARIO A. J. MARISCOTTI

Asesor Científico



LIC. CAYETANO POMAR

1976

A mis padres.

Deseo expresar mi profundo agradecimiento al Dr. Mario A. J. Mariscotti por su valioso, permanente e incansable apoyo científico y humano que hizo posible la realización de este trabajo.

Gran parte de las mediciones realizadas durante el año 1974, así como su discusión, fueron hechas con la ayuda de mi amigo el Lic. Andrés Kreiner.

Mi reconocimiento a los Ing. Norberto Fazzini y Ricardo Requejo por su permanente apoyo técnico y al grupo de operadores y técnicos del Ciclotrón, que supieron "hacer andar" la máquina y pusieron todo su esfuerzo para llevar adelante las irradiaciones.

Muchas gracias al Ing. Jorge Sinderman, siempre dispuesto a asesorarme en la diagramación y puesta a punto de las cadenas de medición. Gracias también a "esa barra de electrónicos", los Ing. Roberto Ardito, Jorge Mónico, Carlos Bolaños, Jorge Milberg, Sergio Tau y Daniel Camín, por su constante ayuda y colaboración.

Mi agradecimiento a la Prof. Alicia Díaz Romero que, con su conocida eficiencia, me ayudó en numerosas oportunidades en la perforación de datos y en diversas tareas de cálculo; a la Sra. Magdalena Neufeld, que colaboró en gran parte de la tipografía de este trabajo y al Sr. Jorge Prieto, que no reparó en su tiempo y estuvo siempre dispuesto a hacer "un dibujo más".

No podría dejar de mencionar, en una justa expresión de agradecimiento, a la Dra. Ema Pérez Ferreyra, que fue mi primera guía en las tareas de investigación y de quien recibí, en muchas oportunidades, valiosas palabras de estímulo.

Parte de las mediciones del presente trabajo fueron realizadas en el Kernforschungsanlage, Jülich, Alemania Federal. Ello fue posible gracias al Prof. Otto W. B. Schult, quien me brindó la oportunidad de

trabajar en los laboratorios del Ciclotrón Isócrono Julic, por un período que se extendió a tres meses. Allí conté con la valiosa guía del Dr. Rainer Lieder, quien me asesoró permanentemente en la planificación y puesta a punto de las mediciones experimentales así como en las tareas de análisis de datos. De un valor inapreciable fue también la ayuda técnica del Sr. Herbert M. Jäger y la colaboración en las tareas de medición de los Dres. Mattea Müller-Veggian, Yasuyuki Gono y Apóstolos Neskakis.

Finalmente, quiero expresar mi más cálido agradecimiento a Hilda, mi esposa, que dedicó todo su esfuerzo a la tipografía final y compaginación de este trabajo.

I N D I C E

CAPITULO I		Pág.
ORIGEN, OBJETO Y PLAN DEL PRESENTE TRABAJO		1

CAPITULO II

MEDICIONES EXPERIMENTALES Y ANALISIS DE DATOS		5
2.1 Sincrociclotrón de Buenos Aires		5
2.1.1 Blancos		5
2.1.2 Detector de Ge(1i). Su calibración en energía y eficiencias relativas		5
2.1.3 Sistema de adquisición y procesamiento de datos ...		6
2.1.4 Espectros simples		8
2.1.5 Espectros simples "primarios" y "retardados"		8
2.1.6 Funciones de excitación		13
2.2 Ciclotrón Isócrono Julic		15
2.2.1 Blancos		15
2.2.2 Elección de la energía de irradiación		17
2.2.3 Coincidencias γ - γ cuadridimensionales		17
2.2.4 Medición de vidas medias		22
2.2.5 Distribuciones angulares		25
2.3 Resumen		26

CAPITULO III

ESTUDIO DE ISOTOPOS DE Ge, Ga, Zn y Cu		28
3.1 Estudio del ^{67}Ga		29
3.1.1 Introducción		29
3.1.2 Resultados Experimentales		29

	Pág.
3.1.3	Construcción del esquema de niveles 30
3.2	Estudio del ^{65}Ga 44
3.2.1	Introducción 44
3.2.2	Resultados experimentales 44
3.2.3	Construcción del esquema de niveles 45
3.3	Estudio del ^{65}Zn 59
3.3.1	Introducción 59
3.3.2	Resultados experimentales 59
3.3.3	Construcción del esquema de niveles 60
3.4	Estudio del ^{67}Ge 73
3.4.1	Introducción 73
3.4.2	Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles 73
3.5	Estudio del ^{66}Ga 80
3.5.1	Introducción 80
3.5.2	Resultados experimentales 80
3.5.3	Construcción del esquema de niveles 81
3.6	Estudio del ^{68}Ga 92
3.6.1	Introducción 92
3.6.2	Resultados experimentales 92
3.6.3	Construcción del esquema de niveles 93
3.7	Estudio del ^{64}Cu 104
3.7.1	Introducción 104
3.7.2	Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles 104
3.8	Estudio del ^{62}Cu 109
3.8.1	Introducción 109
3.8.2	Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles 109

	Pág.
3.9 Estudio del ^{64}Zn	115
3.9.1 Introducción	115
3.9.2 Resultados experimentales y construcción del es- quema de niveles	115
3.10 Discusión	122
3.10.1 Banda del estado fundamental en el ^{64}Zn	122
3.10.2 Los estados de paridad negativa en los núcleos $^{65,67}\text{Ga}$	122
3.10.3 Bandas desacopladas en el ^{65}Ga , ^{65}Zn	123
3.10.4 Estructura de los niveles en los núcleos impar - - impar	125
CAPITULO IV	
SISTEMATICA DE LAS REACCIONES (α , xn yp $z\alpha$)	129
4.1 Construcción de la sistemática	129
4.1.1 Parámetros de la sistemática	129
4.1.2 Mediciones experimentales	129
4.1.3 Identificación de los canales de salida y determi- nación de sus correspondientes E_{α}^{max} y σ_{max}	130
4.1.4 Sistemática de los parámetros E_{α}^{max} y σ_{max}	163
4.2. Modelo Fenomenológico Simple para σ_{max}	167
REFERENCIAS	175

CAPITULO I

ORIGEN, OBJETO Y PLAN DEL PRESENTE TRABAJO

Las reacciones nucleares inducidas por partículas alfa, proceden predominantemente a través de la formación de un núcleo compuesto, que degrada su energía, vía interacción fuerte, emitiendo nucleones hasta que la excitación del núcleo residual se halla por debajo de la energía de unión de un nucleón (≈ 8 MeV). Se alcanza entonces el estado fundamental, a través de la interacción electromagnética, emitiendo radiaciones gamma. Estas radiaciones, fueron investigadas por primera vez, mediante la reacción (α, xn) en el año 1963 por Morinaga y Gugelot (Mo 63). Estos investigadores bombardearon blancos de Gd mediante partículas alfa de 50 MeV de energía. El resultado más trascendente de dicho experimento fue la obtención de espectros gamma que permitían distinguir claramente del fondo, los picos de los rayos gamma provenientes de la desexcitación de los núcleos residuales. La aplicación de la espectroscopía gamma en-línea a las reacciones (α, xn) , ha permitido desde entonces hasta el presente, ampliar profusamente el conocimiento de las propiedades nucleares en extensas zonas de la tabla de nucleidos, especialmente en la región de las tierras raras y de los núcleos pesados.

En el año 1973 se inició, en el Sincrociclotrón de Buenos Aires, un nuevo programa dirigido al estudio de la estructura nuclear, mediante reacciones (α, xn) . Las investigaciones fueron orientadas a la región de los núcleos livianos, por ser ésta una de las zonas menos exploradas hasta el presente mediante dicha reacción. Una de las características de las reacciones inducidas por partículas alfa en esta zona, es la evaporación de protones en fuerte competencia con los neutrones. Ello aumenta el número de los posibles canales de salida, es decir, el número de núcleos pro-

ducto para una dada energía de irradiación. Consiguientemente, se dificulta tanto la predicción como la identificación posterior de los núcleos producto. Efectivamente, una herramienta primaria con que el investigador cuenta para realizar tanto la identificación correcta del núcleo producto como la de anticipar la factibilidad de observar una cierta reacción, es el conocimiento previo del comportamiento de las secciones eficaces con la energía del proyectil. Este comportamiento es bien conocido en la zona de las tierras raras, no muy alejada de la línea de estabilidad, en un rango de energía $0 < E_{\alpha} \leq 70$ MeV. En este caso las únicas reacciones (α, xn) predominan netamente y por lo tanto, el reconocimiento de los distintos canales de salida correspondientes a diversos valores de x es relativamente sencillo. La curva de variación de la sección eficaz, conocida como función de excitación, tiene una forma aproximada de campana de Gauss, a partir de una energía umbral, con una cola adicional que se extiende hacia las altas energías. Esta curva tiene un ancho (a altura mitad) de aproximadamente una decena de MeV. Para $x = 1$, el máximo se encuentra alrededor de 15 MeV, para $x = 2$, alrededor de 25-30 MeV, y así siguiendo. Esto establece cierta regularidad, con la cual el investigador cuenta, respecto a las energías a las cuales la sección eficaz pasa por un máximo, que llamaremos E_{α}^{\max} . Asimismo, otro parámetro de interés es el propio valor de la sección eficaz correspondiente a esta energía, que denominaremos σ_{\max} . Para el caso citado de reacciones (α, xn) , esa última cantidad es aproximadamente constante para distintos valores de x .

Este tipo de comportamiento pierde su simpleza en cuanto se alcanzan valores $x = 6$ ó 7 , $E_{\alpha}^{\max} \geq 70$ MeV y la situación comienza a ser sensible a cuan deficiente de neutrones es el núcleo blanco. Obviamente, a medida que x aumenta, también aumenta la energía de extracción (de unión) del neutrón. Llega un momento, entonces que la emisión de protones, por

ejemplo, se vuelve competitiva rompiendo así la pureza relativa de las reacciones (α , xn) y complicando la identificación del núcleo producto. Esta tendencia, se hace más notable, como es natural, para núcleos blancos alejados de la línea de estabilidad, hacia la izquierda.

Una sistemática que muestra como E_{α}^{\max} se modifica a raíz de este último efecto, ha sido recientemente publicada (Ma 76), involucrando núcleos en la región de los Ce, Nd, Sm y Gd, alcanzando energías de hasta 120 MeV y $x = 7$. En dicho trabajo, se muestra la utilidad de dicha sistemática para obtener un valor aproximado de la energía necesaria para optimizar la producción del isótopo ^{142}Gd (objeto del trabajo), a través de la reacción $^{144}\text{Sm} (\alpha, 6n)$.

La discusión que precede ha estado referida a núcleos con $A \geq 130$. Para núcleos livianos ($A \approx 60$) la situación se presenta más complicada; la parábola de estabilidad se estrecha y la energía de unión por nucleón, crece. Estos dos hechos contribuyen fuertemente a acentuar los efectos anteriormente citados y la competencia entre la emisión de neutrones, protones y aún partículas alfa (como resulta del presente trabajo) adquiere importancia. Por esta razón, cuando se habla de núcleos livianos, genéricamente se utiliza la denominación (α , xn y α z α), donde "y" y "z" son números enteros como "x" indicando el número de protones o partículas alfa, respectivamente, emitidos por el núcleo compuesto.

En estas condiciones, la identificación y la posibilidad de anticipar resultados, no es tan sencilla como ha sido indicado más arriba, con referencia a los núcleos pesados. Hasta el momento, un estudio sistemático de esta competencia entre los numerosos distintos canales de salida posibles, no ha sido realizado. El presente trabajo tiene por objeto realizar un estudio de este tipo. Para ello, se han elegido los isótopos del Zn con $A = 64, 66, 67, 68$ como blancos, los cuales posibilitan

una investigación de este problema en función del alejamiento a la línea de estabilidad del núcleo blanco, en una forma regular. Los dos parámetros mencionados más arriba, es decir, E_{α}^{\max} y σ_{\max} , constituyen el objeto del estudio. El conocimiento de la variación de ambos como función del núcleo blanco, permite visualizar la intensidad relativa en las distintas reacciones que se producen simultáneamente, así como las energías óptimas de irradiación. Asimismo, ha sido desarrollado, a los efectos de mejorar la capacidad de predicción de esta sistemática y de dar mayor validez a su extensión a las zonas vecinas, un modelo fenomenológico simple. La sistemática obtenida y el modelo propuesto son presentados en el Capítulo IV.

La construcción de la sistemática requirió la identificación de los diferentes canales de salida de las reacciones, el conocimiento de las funciones de excitación de los núcleos producto y la intensidad gamma con que son poblados sus estados fundamentales. Esto impuso la necesidad de realizar un estudio previo de los núcleos poblados en estas reacciones, cuyos esquemas de niveles no se conocían previamente o se conocían sólo parcialmente. Estos núcleos son: ^{62}Cu , ^{64}Cu , ^{64}Zn , ^{65}Zn , ^{65}Ga , ^{66}Ga , ^{67}Ga , ^{68}Ga y ^{67}Ge . La discusión de los resultados espectroscópicos obtenidos para estos núcleos se presenta en el Capítulo III. De estos resultados se obtienen diversas propiedades interesantes, que hacen a la estructura nuclear de esos isótopos. El análisis y la interpretación de dichas propiedades, se incluye al final de ese capítulo.

Las facilidades experimentales, las técnicas utilizadas y los métodos de elaboración de datos, son descriptos en el Capítulo II.

CAPITULO II

MEDICIONES EXPERIMENTALES Y ANALISIS DE DATOS

Los esquemas de niveles descriptos en el Capítulo III y la sistemática de las reacciones $(\alpha, xnypz\alpha)$ presentadas en el Capítulo IV, fueron obtenidos mediante mediciones espectroscópicas en-línea llevadas a cabo en los laboratorios del Sincrociclotrón de Buenos Aires y del Ciclotrón Isócrono Julic*. Las facilidades y técnicas experimentales, así como las mediciones realizadas y los métodos de análisis usados en ambos laboratorios, son descriptos a continuación. En la Sección 2.3 se presenta un resumen de las técnicas utilizadas y su objeto.

2.1 Sincrociclotrón de Buenos Aires

El Sincrociclotrón de Buenos Aires produce partículas α cuya energía es de 55 MeV. Cuenta con un sistema degradador de la energía del haz (Kr 73) que consiste básicamente en la interposición de hojuelas de aluminio de diferente espesor a la salida del haz externo. Ello permite realizar experimentos a energías α de 30, 35, 40, 45, 50 y 55 MeV. La cámara de reacción consiste en un cilindro de lucite, coaxial al haz, de 60 mm de diámetro y paredes de 2 mm de espesor.

2.1.1 Blancos

Se irradió ^{64}Zn , ^{66}Zn , ^{67}Zn y ^{68}Zn , usando blancos metálicos enriquecidos de 5 mg/cm². Fueron montados en la cámara de reacción, mediante soportes de lucite.

2.1.2 Detector de Ge(Li). Su calibración en energía y eficiencias relativas

Los espectros simples fueron medidos mediante un detector de Ge(Li) de 30 cm³, 6 % de eficiencia y 2.3 keV de resolución e energías de ^{60}Co . Para la calibración en energías se usaron fuentes radiactivas de ^{133}Ba y ^{154}Eu .

* Institut für Kernphysik, Kernforschungsanlage, Jülich, Alemania Federal.

Las energías de calibración fueron tomadas de las refs. (Le 71) y (Ri 70). Las posiciones de los picos fueron calculadas mediante el programa SAMPO, al cual nos referiremos con más detalle en el apartado siguiente.

La calibración de la eficiencia relativa del detector fue realizada colocando fuentes de ^{133}Ba y ^{154}Eu en la cámara de reacción. Las intensidades relativas de los rayos gamma para esas fuentes fueron obtenidas de las refs. (Le 71) y (Ri 70). Ello permitió construir la curva de eficiencia según el método descrito en la ref. (Ka 67). La Fig. II-1 muestra la curva de eficiencias relativas obtenidas.

2.1.3 Sistema de adquisición y procesamiento de datos

La información analógica proveniente del detector fue acumulada en un analizador Intertechnique TRIDAC de 4096 canales. La memoria de este multicanal, divisible en dos secciones de 2048 canales, puede ser usada para acumular, en forma simultánea o no, dos espectros independientes. Finalizados los experimentos, la información acumulada en la memoria fue transferida por intermedio de una interfase (Pe 74), a una computadora Hewlett-Packard HP 2116, desde la cual una segunda interfase (Ke 72) conectada con una perforadora de tarjetas IBM, proporcionaba los datos en el formato requerido. Esta fue la rutina seguida para tener acceso al programa SAMPO (Ro 69) almacenado en un disco de la computadora IBM/360 del Ministerio de Bienestar Social.

El programa SAMPO permite esencialmente determinar las posiciones (energías) y áreas (intensidades) de los picos del espectro simple, aproximando su forma mediante una gaussiana y dos exponenciales, que ajustan las colas de los picos en las bajas y en las altas energías de los mismos. El fondo del espectro es ajustado mediante un polinomio. Este programa permite la resolución de multipletes de cinco componentes como máximo. Las numerosas posibilidades de análisis automático que ofrece pueden ser vistas en detalle en la última referencia citada.

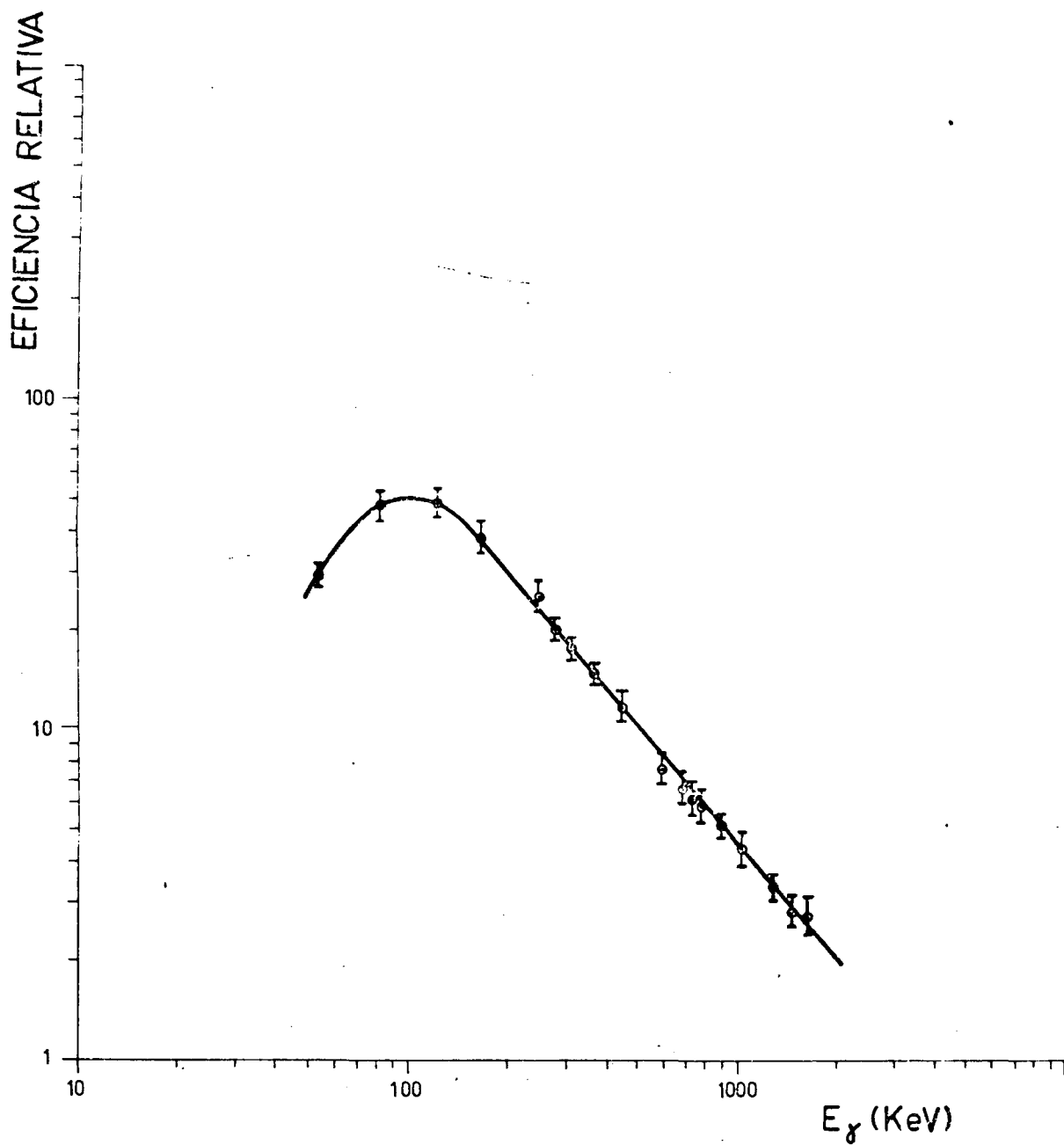


Fig. II-1 Eficiencia relativa del detector de Ge(Li) de 30 cm³ y 6% de eficiencia.

2.1.4 Espectros simples

Las Figs. II-2 y II-3 muestran los espectros simples obtenidos al irradiar con partículas α de 45 MeV de energía, los blancos de ^{64}Zn y ^{66}Zn . Se midieron con el objeto de determinar, mediante los métodos descritos en el apartado 2.1.2, las energías y las intensidades gamma asignadas a las transiciones de los núcleos estudiados en el Capítulo III. Fueron almacenados en 4096 canales y en un rango de 0 a 1400 keV de energía gamma. Las energías fueron medidas con un error ≤ 0.3 keV y las intensidades dentro de un 10%.

2.1.5 Espectros simples "primarios" y "retardados"

La Fig. II-4 a) muestra la estructura pulsada del haz del Sincrociclotrón de Buenos Aires. Su estructura fina es generada por la radiofrecuencia de 10.5 MHz, mientras que su estructura gruesa se origina en la modulación de la radiofrecuencia en un 4%. La primera consiste en un grupo de partículas α de 3 ns de duración, espaciados entre sí 100 ns. La envolvente de estos pulsos origina la estructura gruesa consistente en grupos de aproximadamente 25 μs de duración separados por un intervalo de 500 μs . Llamaremos "pescados" a estos grupos de 25 μs de duración, espectros simples "primarios", a los acumulados simultáneamente con la llegada del "pescado" al blanco y espectros simples "retardados" a los recogidos durante el lapso entre pescado y pescado. En estos últimos se acumulan solamente los rayos gamma provenientes del decaimiento del núcleo producto, dependiendo su intensidad de la abundancia con que se produzca dicho núcleo, así como de su vida media. Conocidas las vidas medias de los posibles núcleos productos, estos espectros retardados constituyen en algunos casos una herramienta útil para la identificación de los núcleos producidos. La Fig. II-5 muestra el espectro simple "primario" y su correspondiente simple "retardado" para la reacción $^{64}\text{Zn} + 50 \text{ MeV } \alpha$. En el simple "retardado" se observan rayos gamma pertenecientes a los núcleos $^{64,65,66}\text{Zn}$. Este hecho permite inferir que se está produciendo $^{64,65,66}\text{Ga}$. Algunos rayos pertenecientes al $^{65,66}\text{Ga}$ son sufi-

$^{64}\text{Zn} + 45\text{MeV}\alpha$

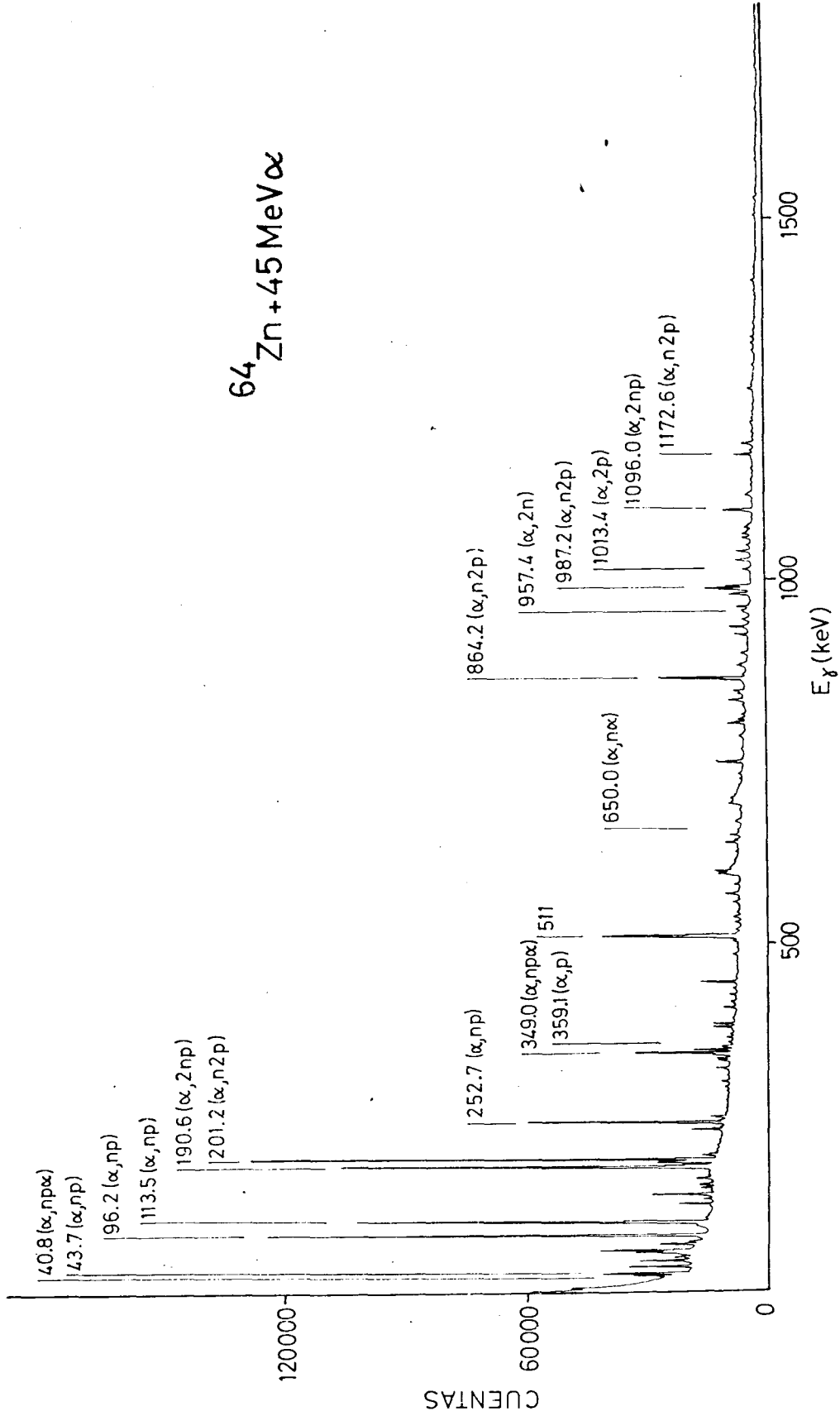


Fig. II-2 Espectro gamma simple de la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, xn yp z\alpha)$ a $E_{\alpha} = 45\text{ MeV}$. Se midió mediante un detector de $\text{Ge}(\text{Li})$ de 30 cm^3 y fue acumulado en 4096 canales.

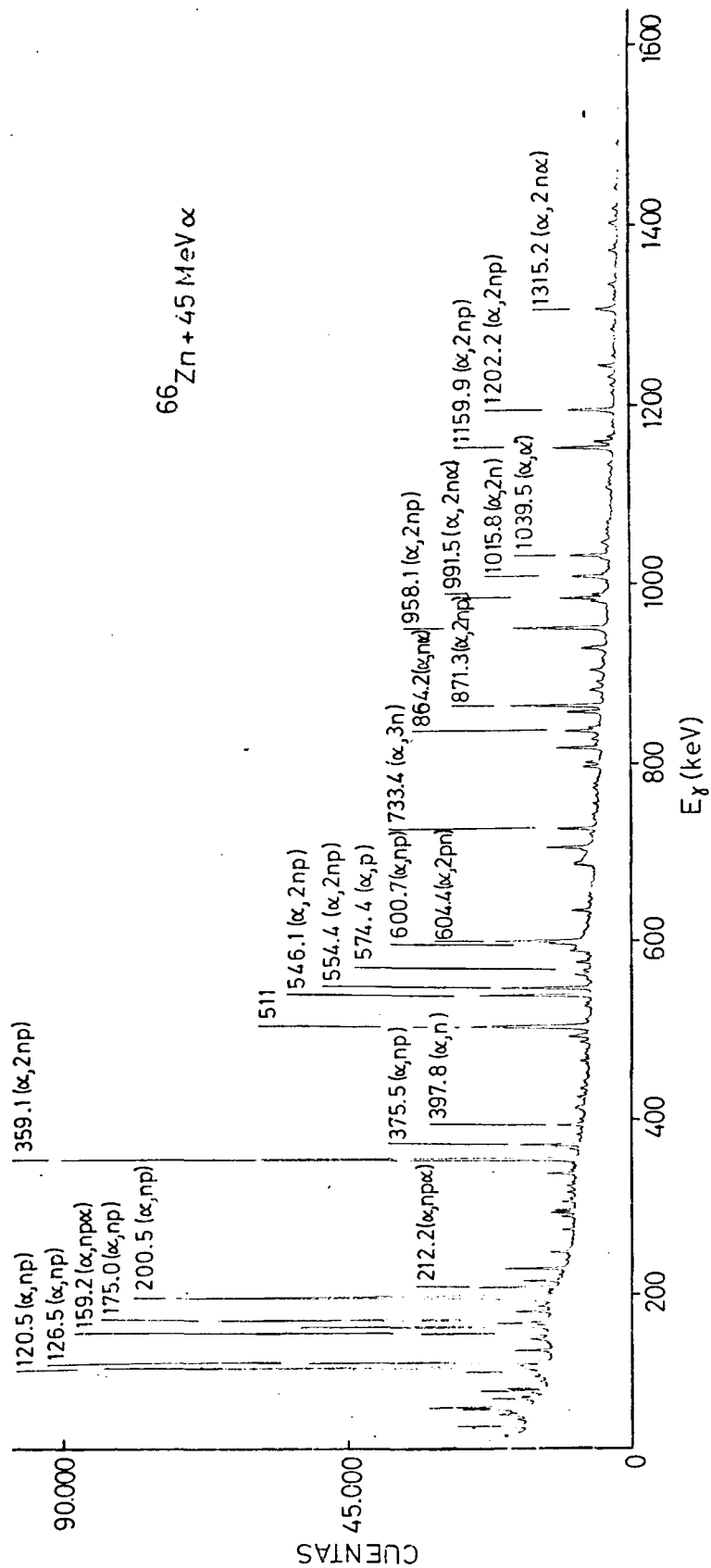


Fig. II-3 Espectro gamma simple de la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, xn yp \alpha)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Se midió mediante un detector de Ge(Li) de 30 cm^3 y fue acumulado en 4096 canales.

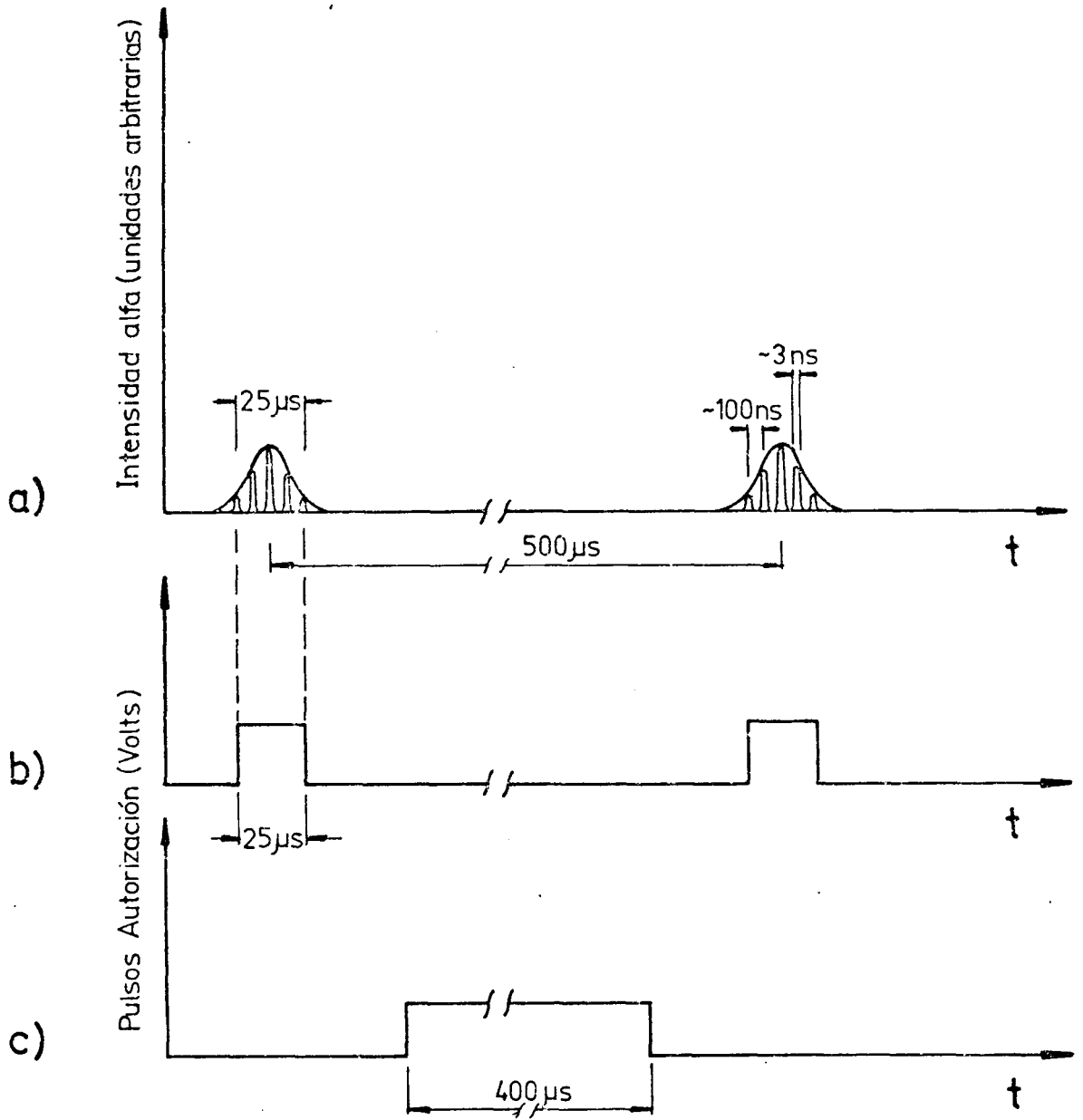


Fig. II-4 a) Estructura temporal del haz de partículas alfa del sincrociclotrón de Buenos Aires;
 b) y c) Fase y duración, en relación a la estructura del haz, de las señales de autorización para que la radiación gamma detectada sea acumulada, según la cadena de medición de la Fig. II-6.

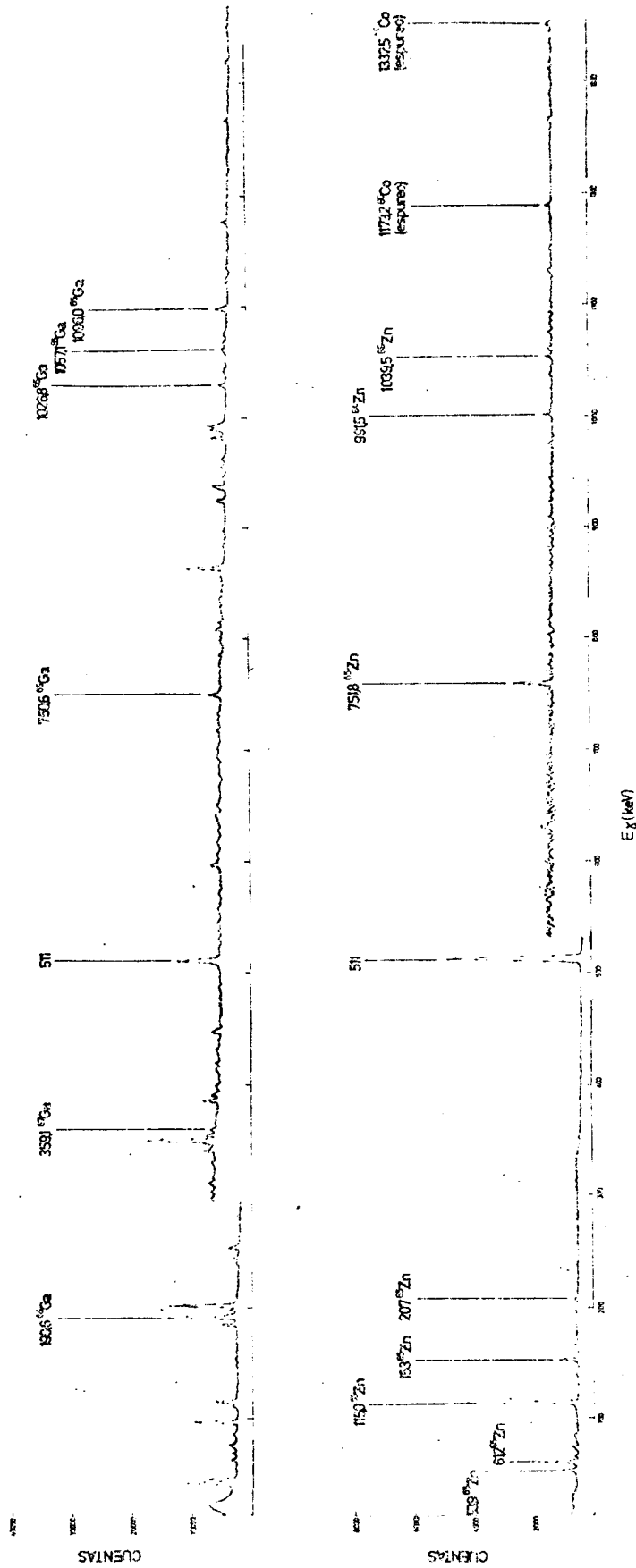


Fig. II-5 Espectros gamma simples "primario" (arriba) y "retardado" (abajo) para la reacción ⁶⁴Zn (α, xn yp zα) a

la energía E_α = 50 MeV.

cientemente intensos y han sido indicados en el espectro simple primario.

La cadena de medición que permitió la obtención simultánea de ambos espectros se muestra en la Fig. II-6:

El CPS (Conformador Señal Pescado) conforma una señal negativa a partir de la modulación en amplitud de la RF (Radiofrecuencia) del Sincrociclotrón. Esta señal negativa marca el tiempo de llegada del pescado y se usa para generar mediante el CPA1 y CPA2 (Conformador Pulso Autorización), las señales de autorización de funcionamiento de los respectivos Convertidor Analógico-Digital, según la fase y duración indicada en la Fig. II-4b y II-4c. De esta forma la información proveniente del detector de Ge(Li), a través de los AL (Amplificador Lineal) y RL (Retardo Lineal), llegará finalmente a una u otra sección de 2048 canales (ver apartado 2.1.3) según se trate de rayos gamma primarios o retardados.

2.1.6 Funciones de excitación

Mediante los espectros simples primarios, determinados a distintas energías del haz en el rango de 30 a 55 MeV, se obtuvieron las funciones de excitación, es decir, funciones que representan la intensidad con que se produce un dado rayo gamma proveniente de un determinado núcleo producto, en función de la energía de las partículas α de bombardeo. Dado que la intensidad del haz y la duración de los experimentos fueron diferentes para las distintas energías E_{α} , fue necesario normalizar las intensidades de un dado rayo gamma, en los diferentes espectros, a igual flujo integrado de alfas. Por carecer de una adecuada Caja de Faraday (para medir el flujo integrado) se normalizó dividiendo el área de cada pico por el área integral del espectro. Para ello nos apoyamos en las hipótesis siguientes: a) la sección eficaz de producción del núcleo compuesto es aproximadamente independiente (Ku 71) de la energía, en nuestro rango de energías de 30 a 55 MeV; b) el número de rayos gamma provenientes de la desexcitación del núcleo compuesto y del núcleo

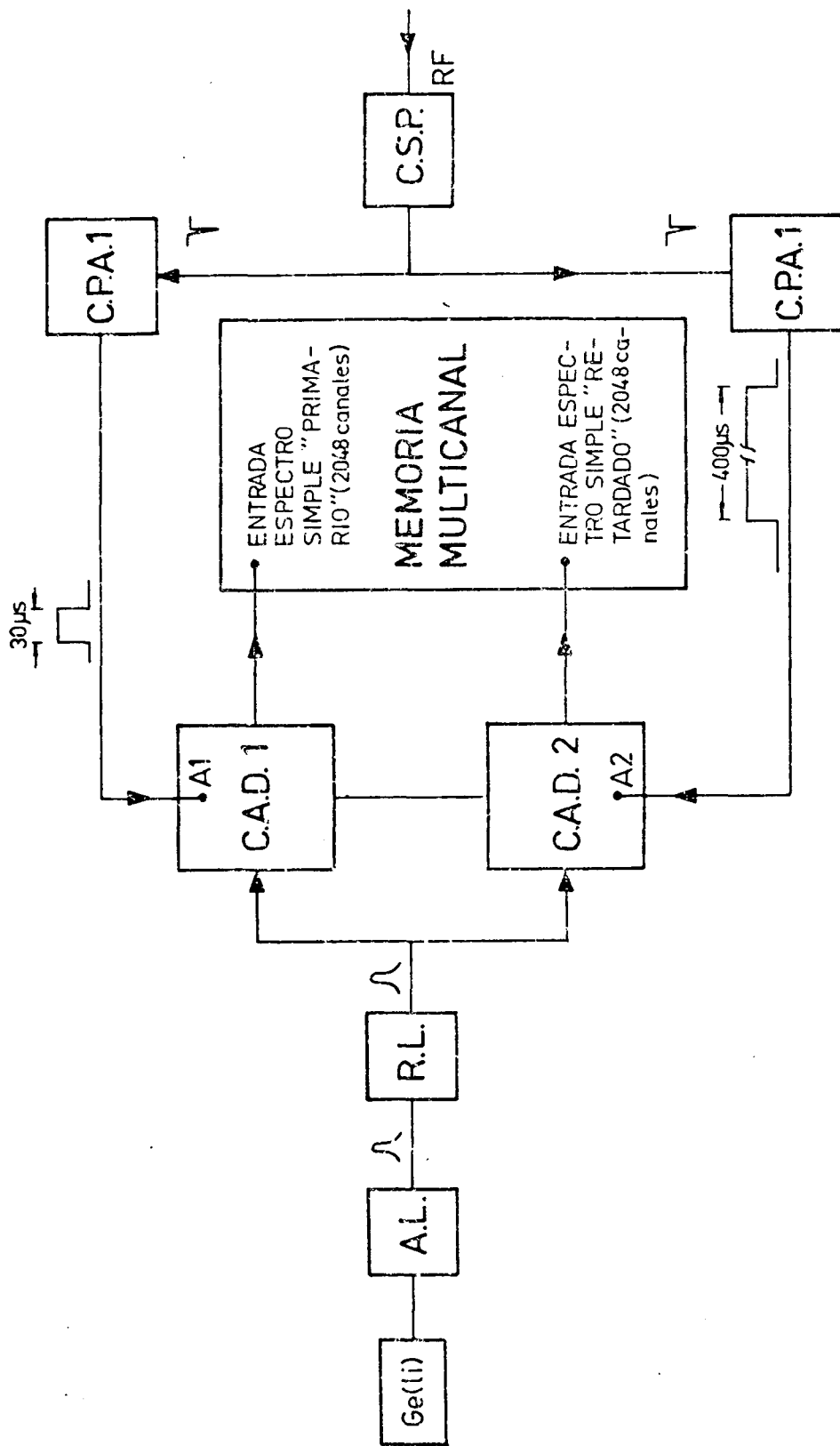


Fig. II-6 Cadena de medición que permite obtener, simultáneamente, espectros simples "primarios" y simples "retardados".

residual, es en promedio la misma, independientemente del número y tipo de nucleones evaporados. De estos supuestos se desprende que el número total de rayos gamma producido (picos más fondo) será proporcional al número total de partículas α de bombardeo, cualquiera sea su energía.

La Fig. II-7 muestra las funciones de excitación obtenidas para algunos rayos gamma en el caso particular de la reacción $^{67}\text{Zn}(\alpha, xnypz\alpha)$. Se eligieron los rayos gamma de las transiciones al estado fundamental del núcleo producto. Vemos que las diferentes reacciones quedan claramente caracterizadas. Este método permite identificar los rayos gamma de los diferentes núcleos producto como así también estudiar la sección eficaz relativa de los diferentes canales de salida de la reacción.

2.2 Ciclotrón Isócrono Julic

El Ciclotrón Isócrono Julic permite acelerar partículas α en el rango de 90 a 160 MeV. Por las razones consideradas en el apartado 2.2.2, la totalidad de los experimentos que se describen a continuación, fueron realizados a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Para ello, se degradó la energía de 90 a 45 MeV mediante la interposición de un espesor de grafito en el haz externo, el cual fue colocado antes del imán deflector y de los cuadrupolos de enfoque. Esa lámina de grafito tenía un espesor de 2.1 mm y formaba un ángulo de 28° con respecto al haz. El diámetro del haz en el blanco, de 2 mm a 90 MeV, se incrementó a 4 mm por efecto del degradador, dispersión perfectamente compatible con el diámetro de las cámaras de reacción que eran del orden de los cm en todos los casos.

2.2.1 Blancos

Se usaron blancos de ^{64}Zn y ^{66}Zn , ya citados en el apartado 2.1.1. Dichos blancos fueron plegados sobre sí mismos de forma tal que presentaban un espesor de 10 mg/cm^2 .

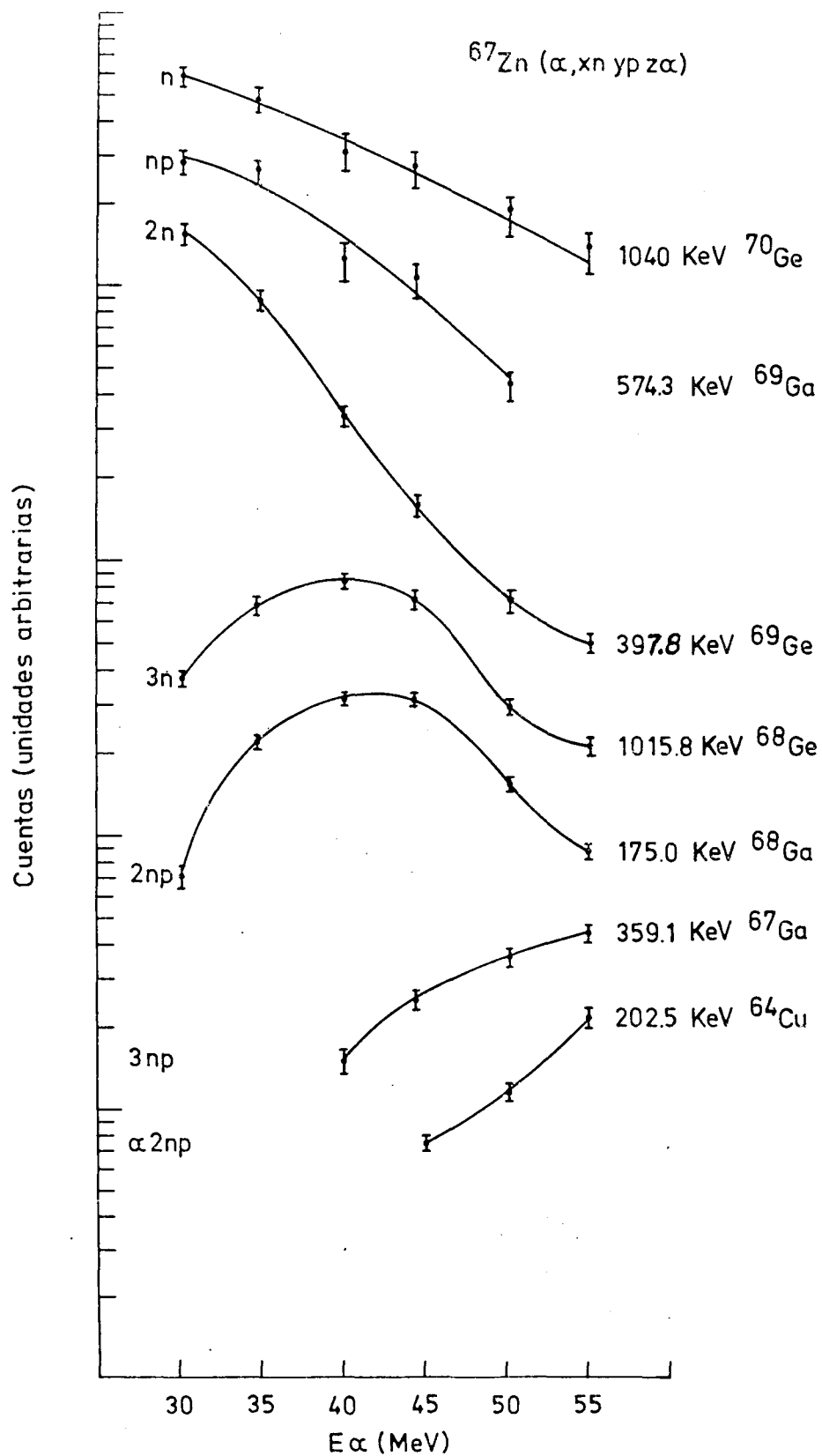


Fig. II-7 Funciones de excitación de transiciones al estado fundamental de los núcleos producto en la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, xn yp z\alpha)$.

2.2.2 Elección de la energía de irradiación

Dado que se contaba con un número limitado de horas de irradiación se eligió, como energía óptima para todas las experiencias $E_{\alpha} = 45$ MeV. En ella se cruzan las funciones de excitación de la mayoría de las posibles reacciones. Este tipo de comportamiento es ilustrado en la Fig. II-7 para el blanco de ^{67}Zn . La elección de esta energía permitió mediante un solo experimento de cada tipo estudiar el mayor número posible de núcleos producto para las reacciones $^{64,66}\text{Zn}(\alpha, xnyp)$.

2.2.3 Coincidencias γ - γ cuatridimensionales

A los efectos de discutir las técnicas experimentales descritas en este apartado y en siguiente, es necesario destacar que la estructura del haz de un ciclotrón consiste en una secuencia monótona de grupos de partículas α , en este caso de aproximadamente 3 ns de duración espaciados entre sí del orden de 50 ns. Llamaremos también pescado a este grupo de partículas. La adecuada conformación de la radiofrecuencia permite generar un pulso, que en las cadenas de medición marca el tiempo de llegada del pescado.

En las coincidencias γ - γ cuatridimensionales, dos de los parámetros son las energías E_{γ_1} y E_{γ_2} medidas por sendos detectores. El tercer parámetro es el retardo temporal $T_{\gamma\gamma}$ entre los eventos en coincidencia y el cuarto parámetro $T_{\gamma h}$ es el tiempo transcurrido entre la llegada de un pescado y la producción de la coincidencia γ - γ .

La Fig. II-8 muestra un esquema muy simplificado de la cadena de medición utilizada. Se han suprimido los módulos que permiten ajustar adecuadamente las fases temporales de las diferentes ramas de la cadena, así como otros detalles. Supongamos que los rayos γ_1 y γ_2 llegan a los detectores 1 y 2 simultáneamente. Las señales de los preamplificadores son conformadas por los amplificadores lineales lentos AL y la información, analógica de las energías, "queda" a la espera de un pulso de autorización en las respectivas

puertas lineales PL1 y PL2. Simultáneamente, los amplificadores rápidos AR procesan también las señales de los pre-amplificadores para que después de haber pasado por los discriminadores D (y en una de las ramas también por el retardo R), marquen a la entrada del convertidor de tiempo en amplitud CTA3, sus tiempos de llegada. A la salida del CTA3 tendremos ya un pulso que contiene la información analógica $T_{\gamma_1\gamma_2}$ del desfase temporal entre γ_1 y γ_2 y que también "queda" en su correspondiente PL3 a la "espera" de un pulso de autorización. Si se ha producido realmente la llegada al CTA3 del pulso temporal γ_2 , aparecerá, a la salida de dicho módulo, el anunciado pulso de autorización, que antes de cumplir tal función, debe pasar por el discriminador D4. Este discriminador, regenera el pulso de autorización y genera un segundo pulso que marca, a la entrada de CTA4, el tiempo de γ_2 en relación a la llegada del pescado al blanco, evento marcado a la entrada del CTA4 por la radiofrecuencia RF previamente conformada por C4 (Conformador). La salida de CTA4 contiene la información analógica $T_{\gamma,h}$ del tiempo transcurrido entre la llegada del pescado al blanco y la coincidencia $\gamma_1 - \gamma_2$. Como en los tres casos anteriores, esa información "queda" en su correspondiente PL a la "espera" de un pulso de autorización. El pulso de autorización llega entonces a las cuatro puertas lineales y permite que los cuatro datos medidos, sean digitalizados por los CAD (Convertidor Analógico Digital) respectivos. Los sucesivos eventos cuadridimensionales con sus cuatro coordenadas E_{γ_1} , E_{γ_2} , $T_{\gamma_1\gamma_2}$ y $T_{\gamma,h}$ son grabados secuencialmente en cinta magnética. Simultáneamente, cada coordenada es acumulada independientemente, en cuatro secciones de 2048 canales cada una (de un multicanal Nuclear Data de 16384 canales), generando los llamados espectros monitores $N_1(E_{\gamma_1})$, $N_2(E_{\gamma_2})$, $N_3(T_{\gamma_1\gamma_2})$ y $N_4(T_{\gamma,h})$ que se muestran en la Fig. II-9. Estos espectros son necesarios para la posterior construcción de las coincidencias $\gamma - \gamma$. La información cuadridimensional grabada en cinta magnética, fue analizada mediante una computadora PDP-15.

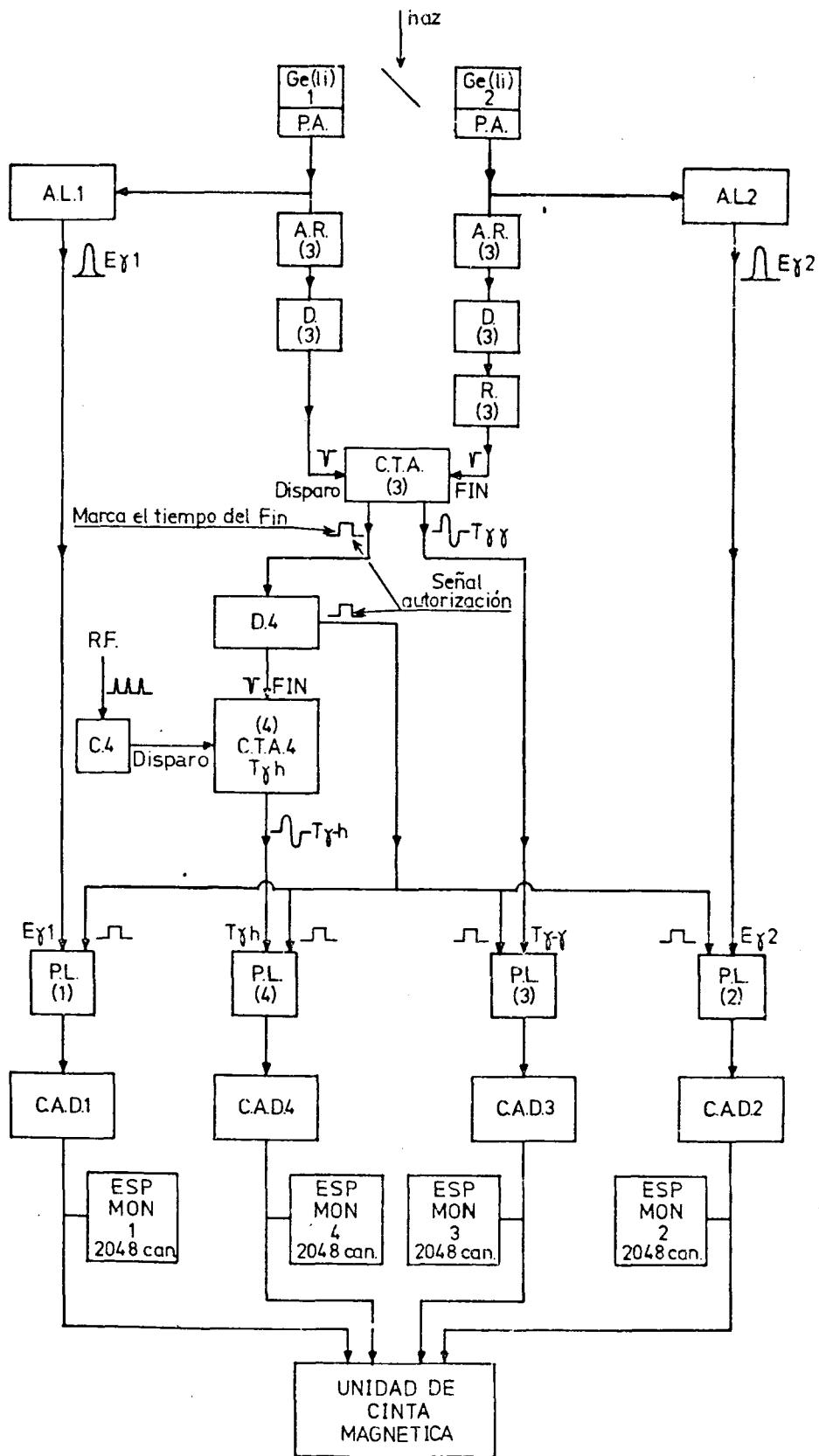


Fig. II-8 Esquema simplificado de la cadena de medición de coincidencias cuadrimensionales.

Se construyeron dos tipos de coincidencias: "primarias" y "retardadas". Las primeras involucran los eventos producidos durante la llegada del pescado; las segundas, los producidos entre pescado y pescado, excluidos los mismos. Se utilizó un programa de "clasificación" (sorting), "Sort 72", desarrollado en ese laboratorio. Para crear el espectro de un detector en coincidencia con el rayo γ_1 , detectado en el otro, se "clasifican" los eventos cuatridimensionales imponiendo las siguientes condiciones: a) la energía E_{γ_1} puede variar dentro de la dispersión estadística fijada, por el ancho del pico correspondiente, en el espectro MONITOR 1, ver Fig. II-9, Llamamos ventana V_p a ese intervalo de energía; b) $T_{\gamma_1 \gamma_2}$ debe variar dentro de los límites establecidos por la resolución temporal deseada, por ejemplo, entre $T_{\gamma_1 \gamma_2}^1$ y $T_{\gamma_1 \gamma_2}^2$, ver MONITOR 3 de la fig. II-9, si se desea una resolución de 15 ns; c) T_{γ_h} variará entre $T_{\gamma_h}^1$ y $T_{\gamma_h}^2$ cuando se desean espectros en coincidencia "primarios" y entre $T_{\gamma_h}^3$ y $T_{\gamma_h}^4$ para obtener espectros en coincidencia "retardados"; d) el cuarto parámetro E_{γ_2} debe quedar, obviamente, libre.

Se establecieron ventanas V_p para todos los picos de interés así como su correspondiente ventana de fondo V_F con el objeto de eliminar, por sustracción, los picos en coincidencia provenientes del fondo. En el Capítulo III se muestran, con los resultados experimentales de los núcleos estudiados, numerosos espectros de coincidencia. En ellos el fondo ya ha sido sustraído. Fueron construídos en 2048 canales y es posible establecer 64 ventanas en cada "clasificación".

La comparación de los espectros "primario" y "retardado" permite reconocer cascadas de rayos gamma provenientes de estados con vidas medias del orden de los ns o mayores, ya que en tal caso dichos rayos se observarán en ambos espectros.

Se midieron coincidencias cuatridimensionales a $E_{\alpha} = 45$ MeV para los blancos $^{64,66}\text{Zn}$, usándose dos detectores de Ge(Li) de 75 y 73 cm^3 y una resolución de 2.4 y 2.5 keV para energías de ^{60}Co , respectivamente. Los

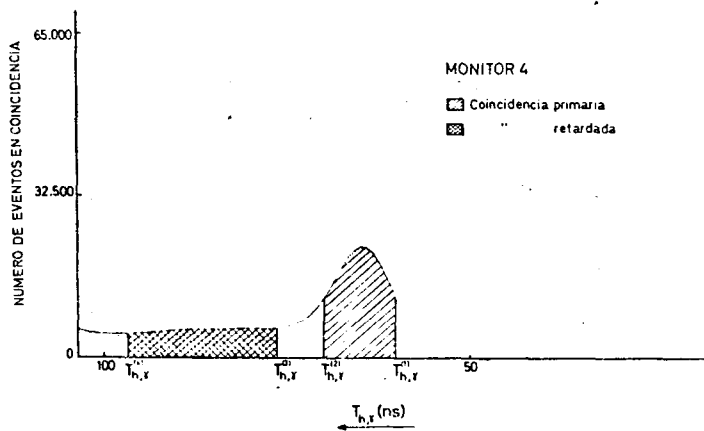
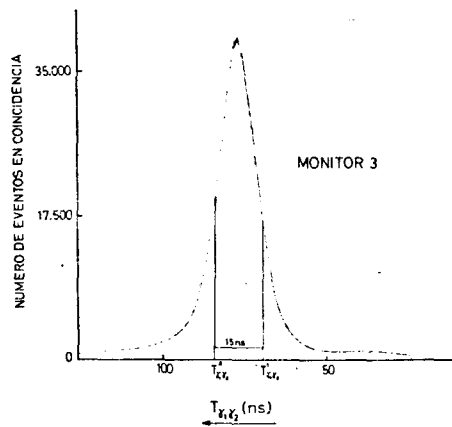
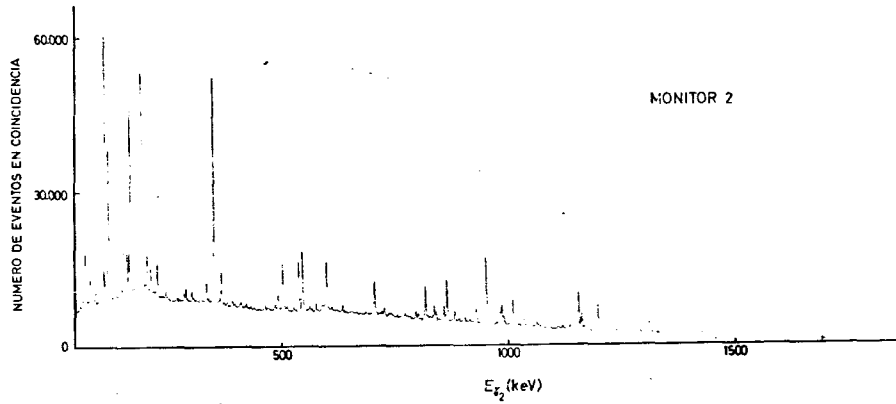
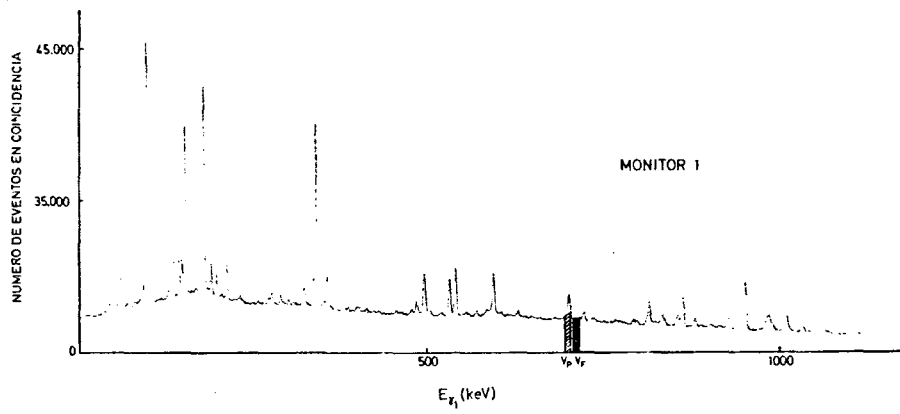


Fig. II-9 Espectros monitores del experimento de coincidencias cuadrimensionales.

detectores fueron blindados con plomo y enfrentados a 90° con respecto al haz, a una distancia aproximada de 15 mm del mismo. El conteo en ambos detectores varió entre 10^4 y $1,5 \times 10^4$ c/seg y el número de coincidencias aproximadamente fue de 10^3 /seg. Para la reacción $^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$ se grabaron 15 cintas magnéticas compatibles IBM y 28 en el caso de la reacción $^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$. La duración de los experimentos fue de 16 y 32 horas respectivamente.

2.2.4 Medición de vidas medias

La estructura temporal del haz, ya descrita en el apartado anterior, posibilita la medición de vidas medias en el rango de los ns. La Fig. II-10 muestra una versión simplificada del circuito usado. No hacemos una descripción detallada de su funcionamiento, ya que es un caso particular del discutido para las coincidencias cuadrimensionales. En este caso tenemos sólo dos parámetros: 1) la energía E_γ de los rayos γ ; 2) el tiempo $T_{h\gamma}$ que media entre la llegada del pescudo y la detección del rayo gamma. Como en el caso de las coincidencias γ - γ los eventos son grabados en cinta magnética. Su posterior "clasificación" mediante el programa Sort 72 se hizo fijando ventanas en el monitor de las energías y dejando $T_{h\gamma}$ libre, con lo cual se construyeron distribuciones temporales de 2048 canales, del tipo de las que se muestran en la Fig. II-11, en ellas noha sido sustraído el fondo, la distribución del rayo de 126.3 keV corresponde a una $T_{1/2} \sim 100$ ns, la de los rayos de 175.0 y 200.5 keV son distribuciones temporales de un rayo que desexcita un nivel alimentado simultáneamente, por un estado isomérico y por rayos "primarios"(prompt), finalmente el rayo de 359.1 keV tiene una distribución "primaria" pura.

Estas mediciones fueron realizadas mediante un detector plano de Ge(Li) de 24 cm^3 y un discriminador a "fracción constante" con una resolución temporal de 15 ns (a 100 keV de energía γ), medida contra un centellador rápido.

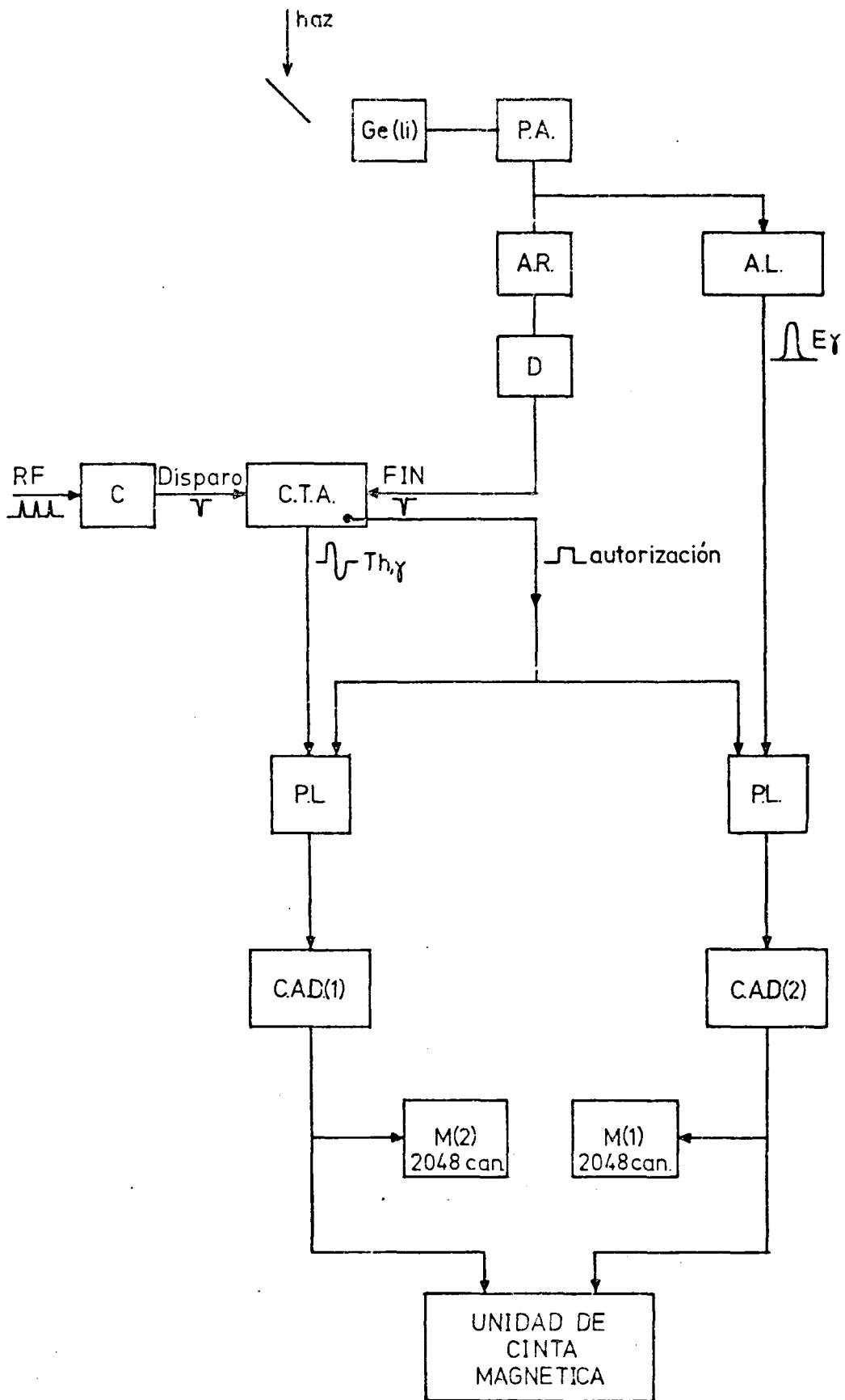


Fig. II-10 Esquema simplificado de la cadena de medición de distribuciones temporales.

$^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha\text{'S}$

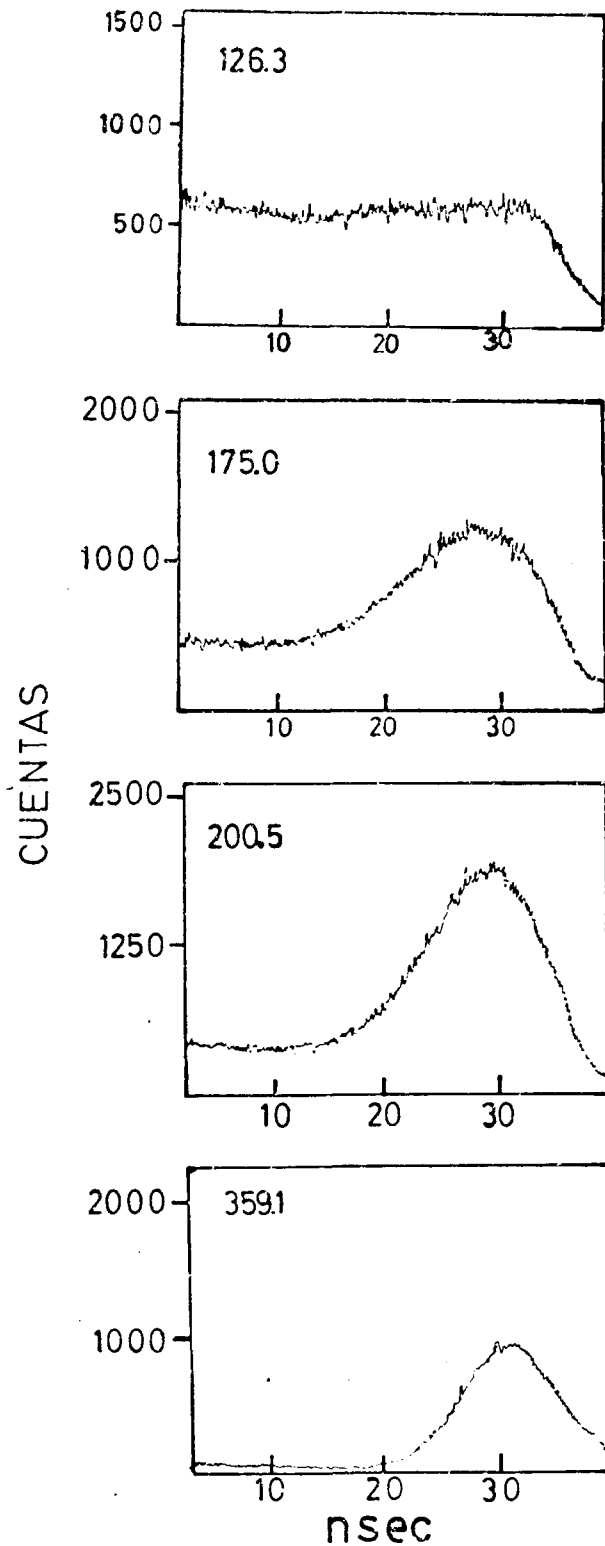


Fig. II-11 Distribuciones temporales de transiciones gamma en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, xn \text{ y } p \alpha)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Los fondos no han sido sustraídos. La distribución del rayo de 126.3 keV corresponde a un estado isomérico. Las distribuciones de los rayos de 175.0 y 200.5 keV provienen de un nivel alimentado por rayos primarios y retardados. El rayo de 359.1 keV posee una distribución primaria pura.

Este experimento fue realizado simultáneamente con la medición de distribuciones angulares; fueron grabadas 15 cintas magnéticas compatibles IBM en la reacción $^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$ y 5 cintas magnéticas en la reacción $^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$. El contaje para el detector de 24 cm^3 fue de 1500 cuentas/seg en el primer caso y 2000 cuentas/seg en el segundo.

2.2.5 Distribuciones angulares

Las reacciones inducidas mediante partículas α , están caracterizadas por su alta transferencia de momento angular al núcleo compuesto, el cual resulta alineado en un plano perpendicular al haz (Ne 67). El decaimiento del núcleo compuesto, por evaporación de nucleones y posterior emisión de rayos gamma, no influye apreciablemente en dicha alineación, de forma tal que los estados excitados de baja energía del núcleo producto se mantienen considerablemente alineados. Esto posibilita la medición de las distribuciones angulares de los rayos gamma de desexcitación del núcleo residual y consiguientemente obtener información sobre los momentos angulares totales de sus estados excitados así como la multipolaridad de las transiciones gamma.

Se midieron las distribuciones angulares con respecto a la dirección del haz en las reacciones $^{64,66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$. La cámara de reacción era un cilindro de 30 cm de diámetro y paredes de 0.5 mm. Concéntrica con la cámara, una mesa de distribuciones angulares de 100 cm de diámetro, permitía rotar el detector entre 90° y 165° , en pasos de 15° . El desplazamiento angular durante los experimentos se efectuaba por control remoto. La distancia entre el detector y el blanco era de 34 cm. Se usó un detector de Ge(Li) de 62 cm^3 y 2.1 keV de resolución a ^{60}Co . Fue blindado con un espesor de plomo de 5 cm que tenía un agujero de forma cónica en la parte anterior para permitir el pasaje de los rayos gamma, provenientes del blanco, hasta la zona activa del detector. Un segundo detector de Ge(Li) fue colocado fijo como monitor, para normalizar los espectros gamma medidos por el detector móvil

a distintos ángulos. Los pulsos de salida del detector fijo disparaban un generador de pulsos que a su vez alimentaba el preamplificador del detector móvil. Se generaba así un pico en el espectro del detector móvil cuya área se usó para la normalización. De esta forma no sólo se corregían las fluctuaciones en la intensidad del haz sino también, el tiempo muerto de la electrónica y del multicanal. La duración total de estas mediciones, que fueron llevadas a cabo simultáneamente con la medición de las distribuciones temporales, fue de 14 horas para la reacción $^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$ y de 5 horas para la reacción $^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$.

Los espectros gamma fueron analizados mediante una computadora PDP-15 usando una versión modificada del programa SAMPO (Ro 72). Los picos fueron aproximados mediante una gaussiana y una exponencial, esta última para corregir la cola del pico en las bajas energías. El fondo fue aproximado mediante una recta. Los espectros para los 6 ángulos, eran analizados simultáneamente.

En el Capítulo III se muestran con los resultados experimentales de los núcleos estudiados, numerosas distribuciones angulares. Las barras indican los resultados experimentales para los 6 ángulos medidos. Las líneas sólidas corresponden al ajuste, mediante el método de cuadrados mínimos, de los puntos experimentales (normalizados a 90°) de la función de distribución

$$W(\theta) = \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 P_4(\cos \theta)$$

donde θ es el ángulo formado por el haz y el eje del detector y P_2 , P_4 son los polinomios de Legendre.

2.3 Resumen

Enumeramos a continuación las mediciones experimentales realizadas en el presente trabajo, agregando un breve comentario sobre su objeto particular.

1) Espectros simples de las reacciones $^{64,66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$.

Objeto: medición de las energías e intensidades gamma de los rayos emitidos por los núcleos que se estudian en el Capítulo III.

2) Espectros simples "primarios" y "retardados" de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn} + \alpha$ para $E_{\alpha} = 30, 35, 40, 45, 50$ y 55 MeV .

Objeto: a) los espectros simples primarios permitieron construir funciones de excitación. Estas se usaron para identificar los rayos gamma provenientes de distintos núcleos producto, así como para construir la sistemática de evaporación de neutrones, protones y partículas α , presentada en el Capítulo IV; b) los espectros simples "retardados" se usaron como una herramienta auxiliar en la identificación de los núcleos producto.

3) Espectros en coincidencia γ - γ , cuadridimensionales, para las reacciones $^{64,66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$.

Objeto: construcción de los esquemas de niveles presentados en el Capítulo III. Observación de estados isoméricos y sus cascadas gamma.

4) Distribuciones temporales en el rango de los ns para los rayos gamma provenientes de las reacciones $^{64,66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$.

Objeto: medición de vidas medias del orden de los ns en los núcleos estudiados en el Capítulo III.

5) Distribuciones angulares de los rayos gamma producidos en las reacciones $^{64,66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV}\alpha$.

Objeto: determinación de los momentos angulares de los estados excitados y multipolaridad de las transiciones gamma en los núcleos estudiados en el Capítulo III.

Las mediciones 1) y 2) fueron llevadas a cabo en el laboratorio del Sincrociclotrón de Buenos Aires, las restantes fueron realizadas en el Institut für Kernphysik, Kernforschungsanlage, Jülich, Alemania Federal.

CAPITULO III

ESTUDIO DE ISOTOPOS DE Ge, Ga, Zn y Cu

Si bien el objetivo final del presente trabajo es el estudio sistemático de las reacciones (α , xn yp $z\alpha$), en la región de los núcleos livianos, mediante blancos de $^{64,66,67,68}\text{Zn}$, fue necesario para ello mejorar el conocimiento actual de las transiciones al estado fundamental de algunos de los núcleos producto, en las reacciones (α , xn yp $z\alpha$). En ese intento, fueron obtenidos resultados que permitieron ampliar, más allá del interés inicial, el conocimiento de esos núcleos. Por esa razón, se presentan a continuación, en secciones independientes, los resultados obtenidos para cada uno de ellos. En cada caso se comienza con un breve sumario de los estudios ya existentes y de las contribuciones realizadas en el presente trabajo. Se presentan luego los resultados experimentales que permitieron estudiar ese núcleo, seguidos por una discusión detallada de la construcción del esquema de niveles propuesto.

En la última sección, de este capítulo, se discuten los aspectos físicos más importantes de los núcleos estudiados. Asimismo, esa discusión, permitió proponer aquellas asignaciones de momentos angulares y paridades que son indicados en el esquema de niveles y no se mencionan en la sección respectiva.

3.1 Estudio de ^{67}Ga

3.1.1 Introducción

Este núcleo ha sido estudiado mediante el decaimiento β^+ del ^{67}Ge (Ew 68), (Zc 69), reacciones nucleares de transferencia de carga (p, n) (Ew 68), (Fi 70), (Ba 70) la reacción ^{70}Ge (p, α) (Br 67) y reacciones de transferencia de un protón ^{66}Zn (d, n) (Ew 68), (Co 70) y ^{66}Zn (^3He , d), (Ew 68), (Be 71), (Ze 74). En estos estudios han sido observados básicamente estados con momento angular $\leq 9/2$. Recientemente, estados con momentos angulares hasta $15/2$, han sido poblados mediante la reacción ^{65}Cu (α , 2n) (Ha 74).

En el presente trabajo, el ^{67}Ga es estudiado mediante la reacción ^{66}Zn (α , 2np) a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Cinco nuevos niveles son establecidos y momentos angulares hasta $25/2$, son propuestos. Se confirma el momento angular de los estados de 2862.1 y 3577.6 keV, propuesto previamente en forma ambigua. Asimismo, se mide la relación de mezcla de la transición de 843.1 keV, en discrepancia con el valor previamente propuesto.

3.1.2 Resultados Experimentales

Siguiendo el método descrito en el apartado 2.2.6, se construyeron las funciones de excitación que se muestran en la Fig. III-1. Estas, además de permitir la identificación de los principales rayos pertenecientes al ^{67}Ga , constituyen un elemento cualitativo para la asignación de los momentos angulares. Como se verá en la sección siguiente, se supone una correlación entre la pendiente de las funciones de excitación, a bajas energías, y el valor creciente de los momentos angulares de los estados que desexcitan.

En la Fig. III-2 se muestran algunos de los espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ de los rayos del ^{67}Ga . Fueron obtenidos según los métodos

descriptos en el apartado 2.2.3. Sólo para el rayo de 359.1 keV presentamos, a título ilustrativo, el resultado del espectro en coincidencia γ - γ "retardado", además del "primario" (prompt). Dicho espectro "retardado" muestra la ausencia total de coincidencias γ - γ después de la llegada del "pescado" al blanco. Ese resultado fue observado en todos los casos medidos, por lo tanto la Tabla III-1 resume únicamente los resultados de los espectros en coincidencias γ - γ "primarias". Consistentemente con la ausencia de coincidencias γ - γ en los espectros de coincidencias "retardadas"; la estructura de las distribuciones temporales es puramente "primaria" como lo muestra la Fig. III-3. Dicho resultado es claro, a pesar de que en ellas los fondos no han sido substraídos. Detalles sobre el significado físico y obtención de las distribuciones temporales, pueden ser vistos en el apartado 2.2.4.

La Fig. III-4 muestra los resultados experimentales y su ajuste teórico, según los procedimientos considerados en el apartado 2.2.5, de las distribuciones angulares medidas para las transiciones de ^{67}Ga . En la Tabla III-2 se presentan los correspondientes valores de los coeficientes A_2 y A_4 . En la cuarta columna se consigna la variación ΔJ del momento angular de los estados inicial y final de la transición, compatibles con la distribución angular medida.

En la Tabla III-3 se presentan las energías y las intensidades relativas de las transiciones gamma observadas en este núcleo. Fueron obtenidas según los procedimientos detallados en los apartados 2.1.2, 2.1.3 y 2.1.4.

3.1.3 Construcción del esquema de niveles

Los resultados experimentales presentados en el apartado anterior permitieron la construcción del esquema de niveles del ^{67}Ga que se muestra en la Fig. III-5. Hemos dejado de lado aquellos estados provenientes del decaimiento β^+ del ^{67}Ge (producido simultáneamente en la reacción

$^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha$) y que no son alimentados en la desexcitación del núcleo residual ^{67}Ga .

El estado fundamental

El momento angular total del estado fundamental $J = 3/2$ ha sido medido por el método de haces atómicos y moleculares (Hu 57). En las reacciones $^{66}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ (Ze 65), (Be 71) y $^{66}\text{Zn}(d,n)$ (Co 71) el estado fundamental del ^{67}Ga es generado por la transferencia de un protón con $l_p = 1$, asignándosele paridad negativa en el marco del modelo de capas.

El estado de 359.1 keV

En base al estudio del decaimiento β^+ del ^{67}Ge y de las reacciones de transferencia de un protón $^{66}\text{Zn}(d,n)$ (Co 71), $^{66}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ (Ze 65), (Be 71), a este estado se le ha asignado un $J^\pi = 5/2^-$. Harms-Ringdahl et al (Ha 74) mediante las reacciones $^{64}\text{Zn}(\alpha,p)$ y $^{65}\text{Cu}(\alpha,2n)$ han obtenido resultados consistentes con dicha asignación, midiendo asimismo la relación de mezcla de la transición al estado fundamental $\delta(359.1 \text{ keV}) = 0.06 \pm 0.04$.

En el presente trabajo, los resultados de la distribución angular de la transición de 359.1 keV Fig. III-4 y Tabla III-2, permiten corroborar la asignación $J = 5/2$ por tratarse claramente de una distribución angular del tipo $\Delta J = 1$. El carácter esencialmente dipolar de esa transición es sugerido por su distribución temporal, Fig. III-3, que por ser "primaria" (prompt) resulta incompatible de acuerdo al estimado de Weisskopf (Wa 59) con una transición cuadrupolar.

El estado de 1202.2 keV

En el presente trabajo, los resultados de las coincidencias $\gamma\text{-}\gamma$ Tabla III-1 así como las relaciones de intensidad, Tabla III-3, permiten corroborar este estado ya previamente observado por Harms-Ringdahl et al

(Ha 74). Desexcita a los estados fundamental y de 359.1 keV mediante las transiciones de 1202.2 y 843.1 keV, respectivamente. Las distribuciones angulares de estos rayos, Fig. III-4 y Tabla III-2, permiten establecer que dichas transiciones son del tipo ΔJ (1202.2 keV) = $2 \ 0$ y ΔJ (843.1 keV)=1, resultado compatible sólo con J (1202.2 keV) = $7/2$ y además consistente con el $J^\pi = 7/2^-$ establecido por Harms-Ringdahl et. al. Estas distribuciones permitieron establecer un $\delta(843.1) = -5.0 \pm 0.2$, en discrepancia con el valor $\delta = +2.3 \pm 0.1$ obtenido por Harms-Ringdahl et. al.

Un estado a 1.20 MeV ha sido previamente observado en las reacciones $^{67}\text{Zn} (p, n)$ (Fi 70) y $^{70}\text{Ge} (p, \alpha)$ (Br 67) También en la reacción $^{66}\text{Zn} (d, n)$ (Co 70) se observa un supuesto doblete a aproximadamente esa energía, es decir, la distribución angular del grupo de neutrones correspondiente, fue analizada como una transición $l_p = 4$ con una pequeña mezcla de $l_p = 1$. Señalan Harms-Ringdahl que ese estado correspondiera al poblado vía núcleo compuesto, sólo si el estado fundamental del ^{66}Zn admite una mezcla de seniority $\nu = 2$.

El estado de 1519.0 keV

Este estado ha sido poblado mediante las reacciones $^{64}\text{Zn} (\alpha, p)$ y $^{65}\text{Cu} (\alpha, 2n)$ (Ha 74). En dicho trabajo se asigna $J^\pi = 9/2^-$ en base a la medición de la distribución angular, la función de excitación y la polarización del rayo de 1159.9 keV.

En el presente trabajo, la distribución angular medida para la transición 1159.9 keV es compatible con un $\Delta J = 2 \ 0$, es decir, consistente con la asignación $J^\pi = 9/2^-$.

El estado de 2073.4 keV

Un estado a aproximadamente 2.08 MeV ha sido excitado intensamente en las reacciones $^{66}\text{Zn} (d, n)$ (Co 70) y $^{66}\text{Zn} (^3\text{He}, d)$ (Be 71). En ellas se midió un $l_p = 4$ para el protón transferido. Se asignó, por lo tanto, a ese estado excitado un $J^\pi = 9/2^+$. También ha sido poblado, mediante las reacciones $^{64}\text{Zn} (\alpha, p)$ y $^{65}\text{Cu} (\alpha, 2n)$ (Ha 74)

En ese trabajo se midieron las distribuciones angulares y las funciones de excitación de las transiciones de 871.3 y 554.4 keV. Esos resultados, además de corroborar la asignación $J = 9/2$, permitieron establecer el carácter El puro de ambas transiciones y consiguientemente la paridad positiva del estado. En el presente trabajo han sido también medidas las distribuciones angulares de los rayos gamma de 871.3 y 554.4 keV y sus resultados, Fig. III-4 y Tabla III-2, son consistentes con un $\Delta J(871.3 \text{ keV}) = 1$ y $\Delta J(554.4 \text{ keV}) = 0,2$, asimismo el carácter "primario" (prompt) de la transición de 554.4 keV (ver Fig. III-3) excluye la posibilidad $\Delta J(554.4) = 2$ pues en el marco del estimado de Weisskopf (Wa 59), una transición cuadrupolar de esa energía tendría una $T_{1/2} \geq 10 \mu\text{seg}$. Resulta así corroborada nuevamente la asignación $J = 9/2$ para el estado a 2073.5 keV.

El estado de 3031.5 keV

A este estado previamente poblado mediante las reacciones $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)$ y $^{65}\text{Cu}(\alpha, 2n)$ (Ha 74) le ha sido asignado $J^\pi = 13/2^+$ en base a la medición de la función de excitación y la distribución angular de la transición de 958.1 keV.

En el presente trabajo, la distribución angular de esa transición ha sido también medida Fig. III-4 y Tabla III-2 obteniéndose un resultado compatible con $\Delta J = 2,0$ y por lo tanto consistente con la asignación $J = 13/2$.

Los estados de 3855.6, 4198.2, 5086.9 y 6379.9 keV

Los espectros de coincidencia γ - γ Tabla III-1 y las relaciones de intensidad Tabla III-3 han permitido en el presente trabajo establecer nuevos niveles a 4198.2, 5086.9 y 6379.9 keV. El nivel a 3855.6 keV fue previamente observado mediante las reacciones $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)$ y $^{65}\text{Cu}(\alpha, 2n)$ (Ha 74). Se han medido las distribuciones angulares de los rayos de 824.1, 342.6, 888.7 y 1293.0 keV Fig. III-4 y Tabla III-2, obteniéndose para todos ellos

resultados consistentes con un $\Delta J = 2$ ó 0 . Para la transición de 342.6 keV se puede descartar la posibilidad $\Delta J = 2$ pues en tal caso, de acuerdo al estimado de Weisskopf (Wa 59), el nivel de 4198.2 tendría una $T_{1/2} \geq 1$ mseg y ello se reflejaría en la aparición de una componente retardada en la distribución temporal del rayo de 824.1 keV. Como muestra la Fig. III-3 dicha componente no existe, lo que nos permite por tanto establecer un $\Delta J(342.6) = 0$.

En las restantes transiciones optamos por la posibilidad $\Delta J \neq 0$ ya que constituyen conjuntamente con la cascada que consideraremos en el punto siguiente, las únicas vías de transferencia de momento angular para el núcleo residual formado. Es de notar también que el comportamiento de las funciones de excitación de los rayos que desexcitan niveles de energías creciente, Fig. III-1, sugiere también momentos angulares crecientes. Resultan así las asignaciones $J^\pi(3855.6 \text{ keV}) = 17/2$, $J(4198.2 \text{ keV}) = 17/2$, $J(5086.9 \text{ keV}) = 21/2$ y $J(6379.9 \text{ keV}) = 25/2$. En particular, la asignación $J(3855.6)$ resulta en discrepancia con el $J = 13/2$ ó $15/2$ sugerido por (Ha 74).

Los niveles a 3577.6, 4290.0 y 5225.6 keV

Los resultados de los espectros de coincidencia Tabla III-1 y las relaciones de intensidad Tabla III-3 permiten establecer dos nuevos niveles a 4290.0 y 5225.6 keV, así como corroborar el de 3577.6 previamente poblado mediante las reacciones $^{66}\text{Zn}(\alpha, p)$ y $^{65}\text{Cu}(\alpha, 2n)$ (Ha 74). Las distribuciones angulares medidas Fig. III-4 Tabla III-2 permiten determinar $\Delta J(546.1) = \Delta J(935.2) = 1$ y $\Delta J(712.4) = 2, 0$. Siguiendo el criterio asumido en la cascada considerada en el punto anterior, descartamos la posibilidad $\Delta J(712.4) = 0$ resultando la asignación $J(3577.6) = 15/2$, $J(4290.0) = 19/2$ y $J(5225.6) = 21/2$. En particular, para el nivel previamente conocido en 3577.6 keV quedó definitivamente establecido $J = 15/2$. Es de notar que en (Ha 74) habían sido propuestas las posibilidades $J(3577.6) = 13/2$ ó $15/2$.

El nivel a 2862.1 keV

Este nivel ha sido propuesto previamente por Harms-Ringdahl et al (Ha 74) proponiendo $J = 9/2$ ó $11/2$. También es observado en el presente trabajo y la distribución angular del rayo de 1343.3 keV que lo conecta con el estado de 1519.0 keV permite establecer, ver Fig. III-4 y Tabla III-2, un $\Delta J(1343.1) = 1$ y consiguientemente fijar $J = 11/2$. Este nivel no ha sido representado en el esquema de la Fig. III-5.

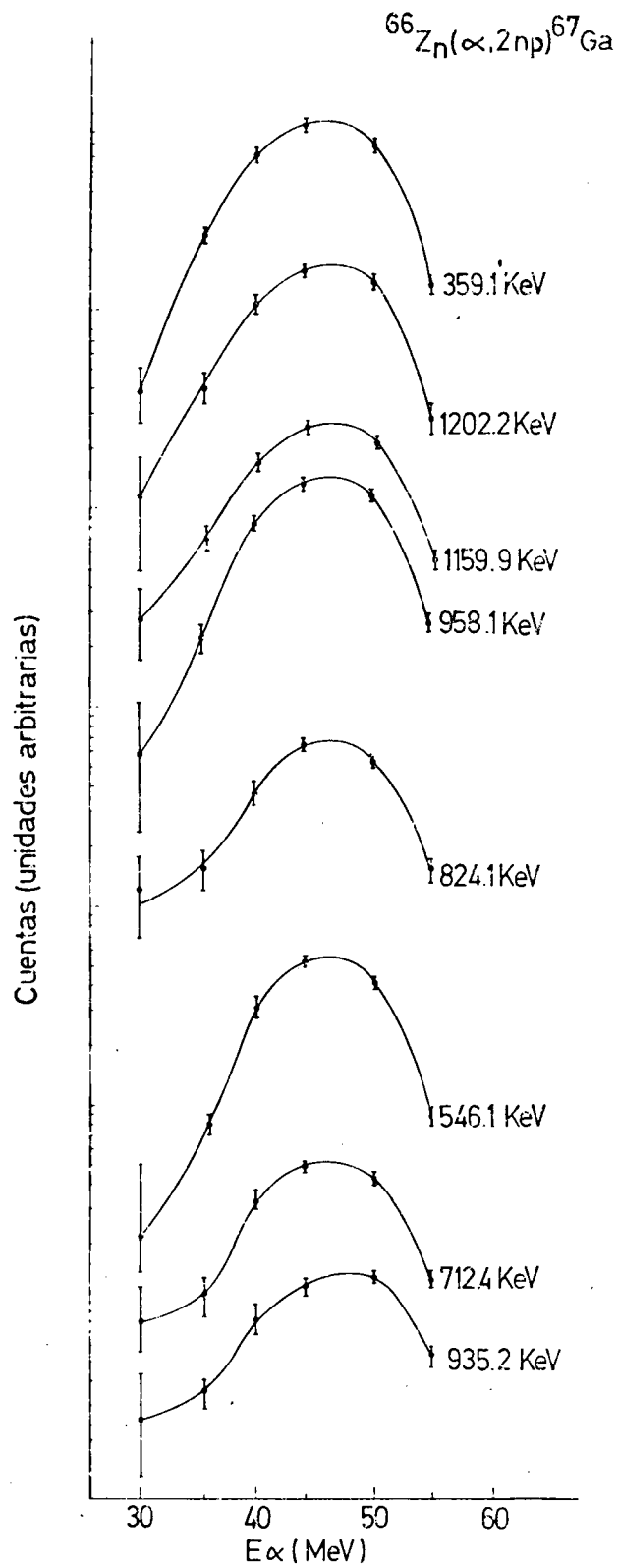


Fig. III-1 Funciones de excitación de transiciones provenientes de la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{67}\text{Ga}$.

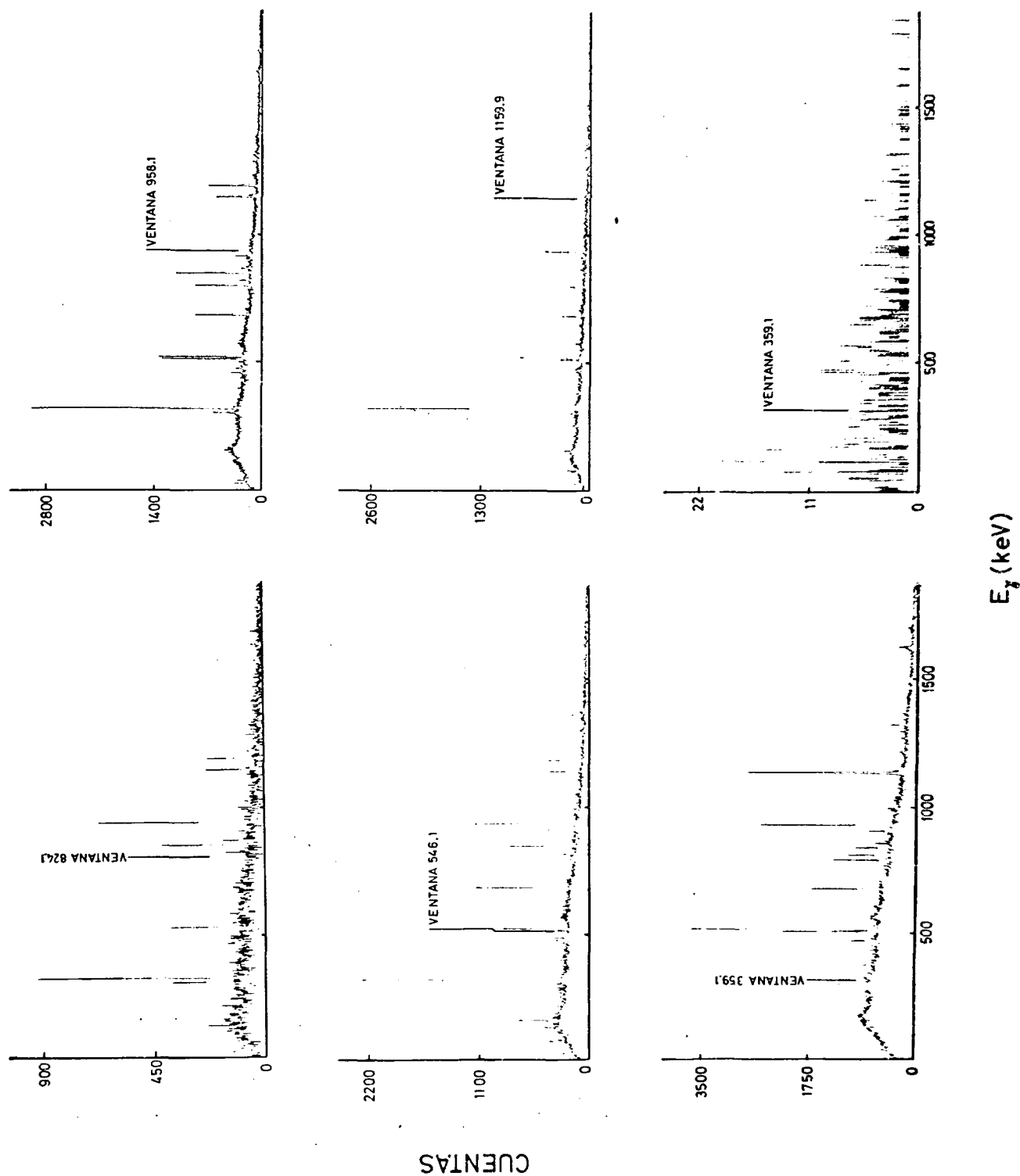


Fig. III-2 Espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ "primaria" de los rayos de 824.1, 958.1, 546.1, 1159.9 y 359.1 keV. Sólo para el rayo de 359.1 keV (abajo, a la derecha) se presenta también el espectro en coincidencia "retardada". Fueron obtenidos en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n) ^{67}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV.

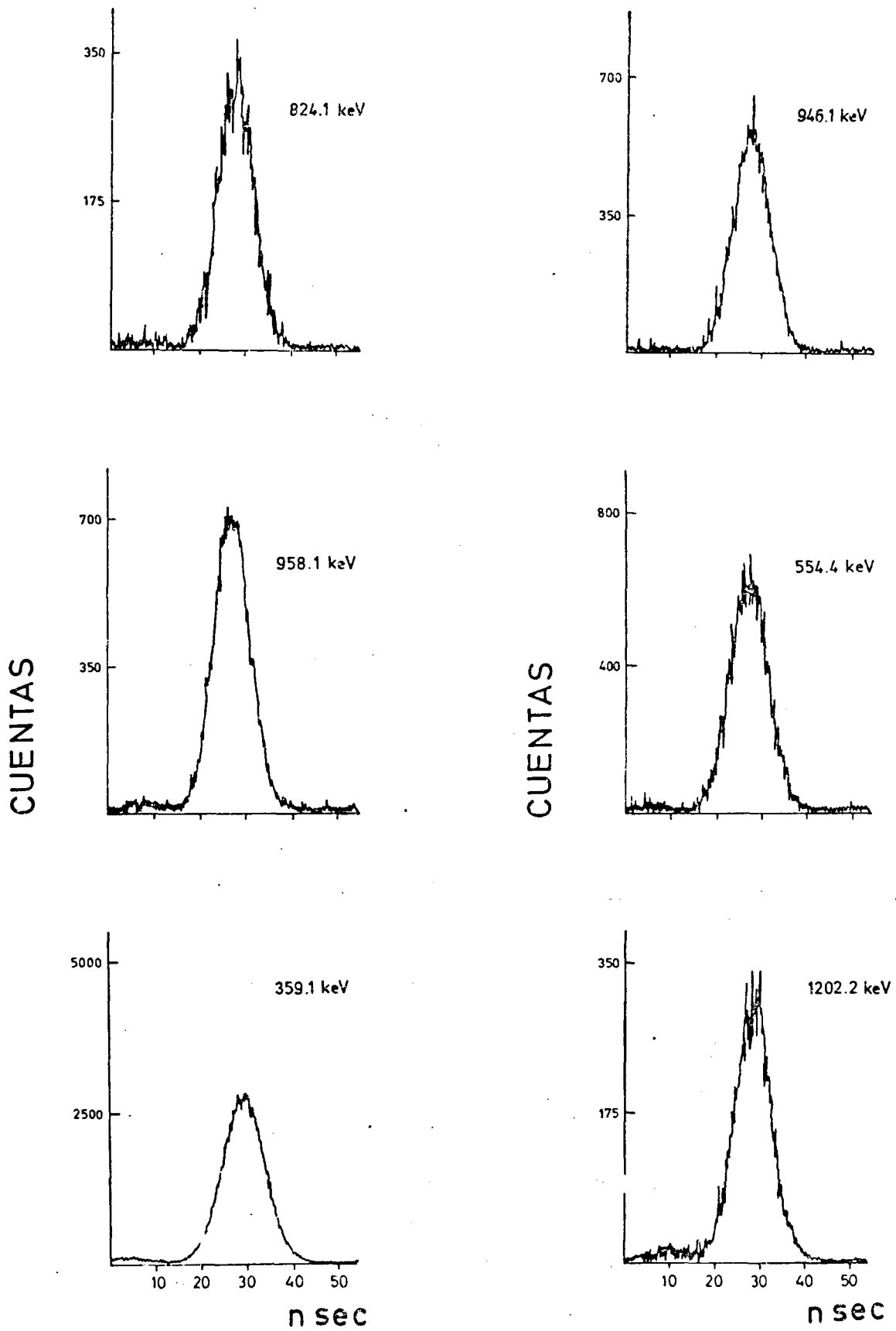


Fig. III-3 Distribución temporal de algunos de los rayos del ^{67}Ga en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{67}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Los fondos no han sido substraídos. No se observa componente retardada.

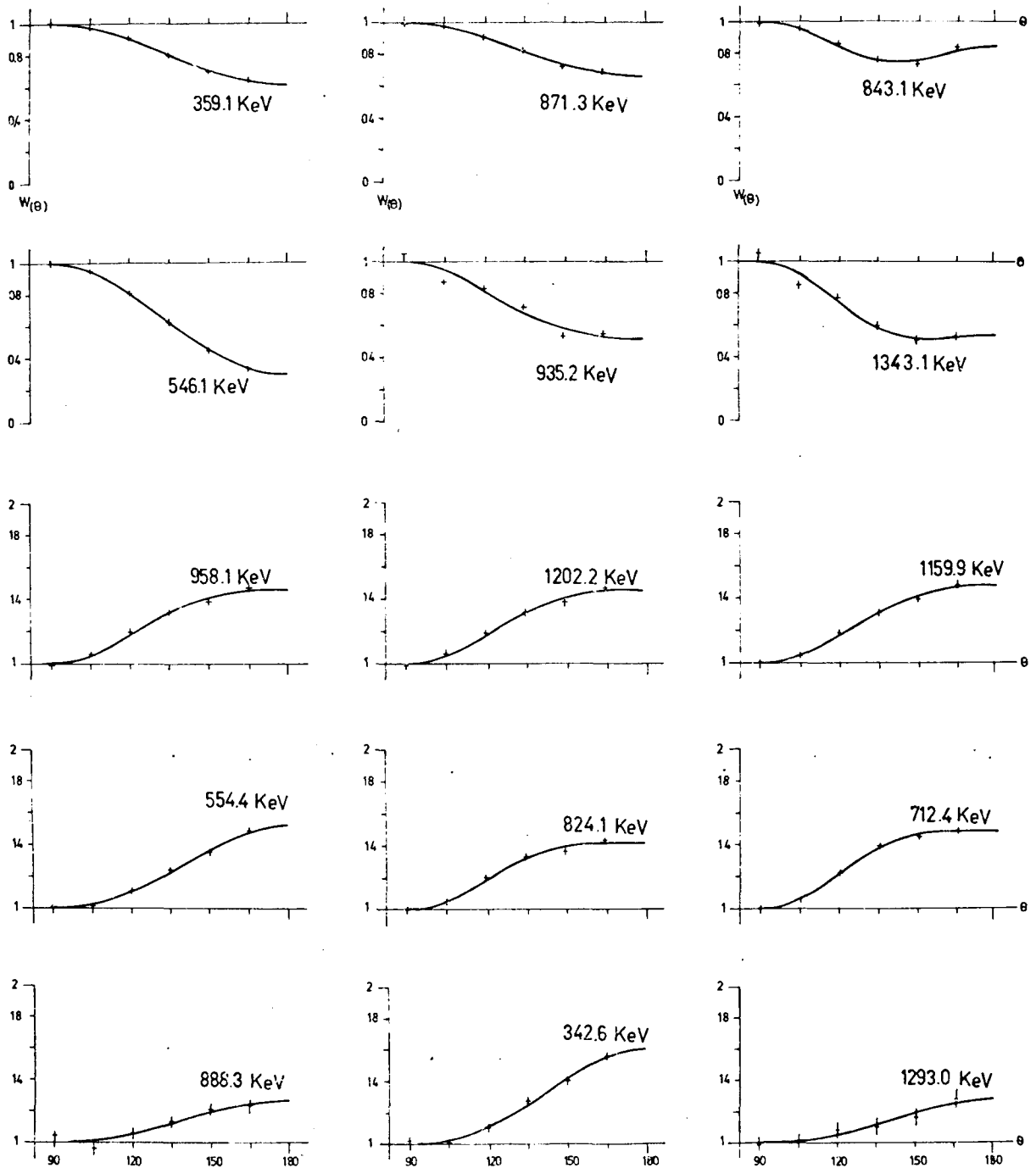


Fig. III-4 Distribuciones angulares medidas en la reacción

$^{66}\text{Zn} (\alpha, 2np) ^{67}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Las barras corresponden a la medición experimental. Las líneas sólidas representan su ajuste, mediante cuadrados mínimos.

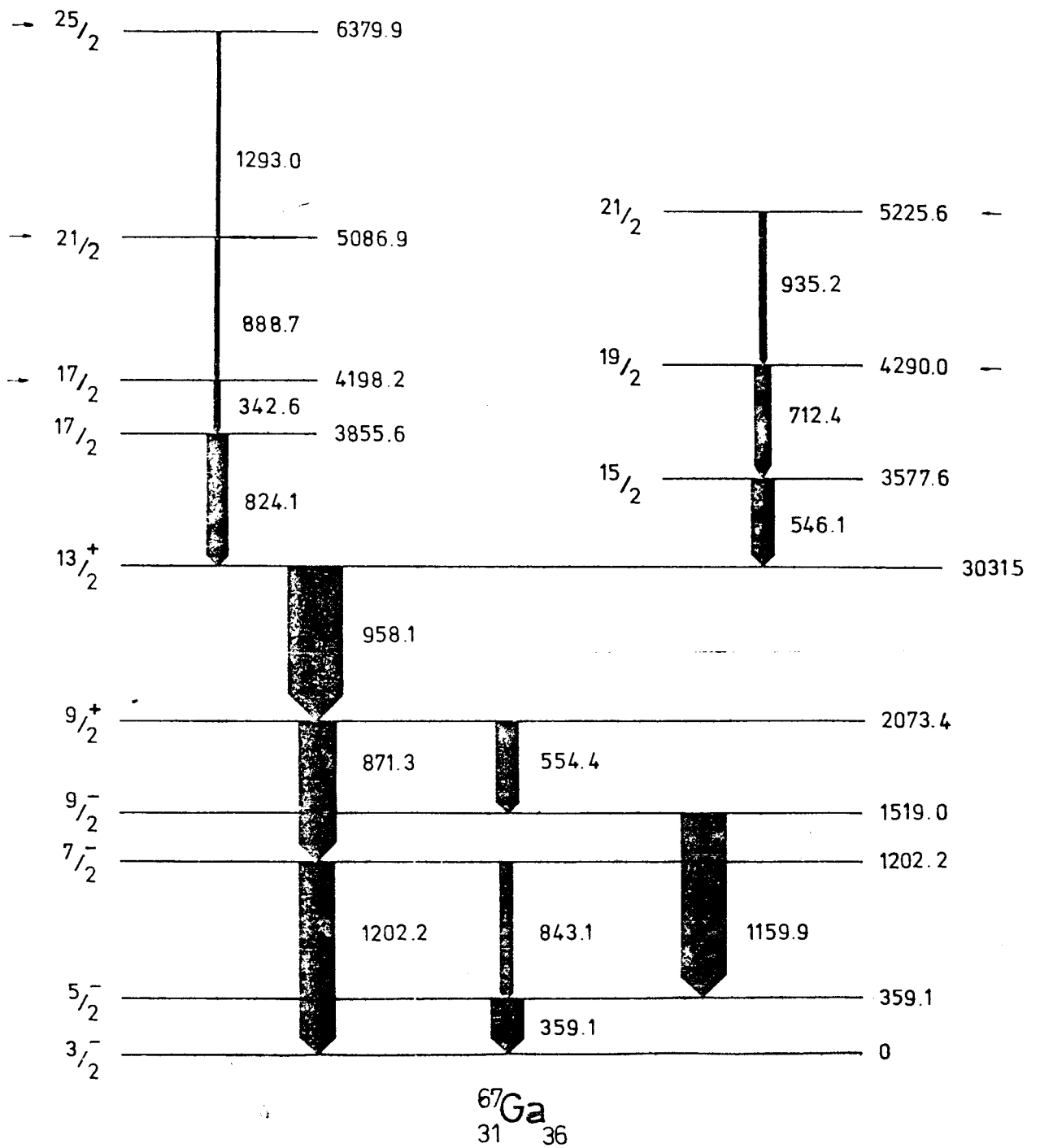


Fig. III-5 Esquema de niveles del ^{67}Ga propuesto en el presente trabajo. Se han indicado con una flecha los nuevos estados propuestos.

Tabla III-1

Resumen de los resultados de las coincidencias γ - γ "primarias"
 para la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{67}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$

E_{γ} (keV) Vent. (keV)	342.6	359.1	554.4	546.1	712.4	824.1	843.1	871.3	888.7	935.2	958.1	1159.9	1202.2	1293.0
342.6		*	*			*	*	*	*		*	*	*	*
359.1	*		*	*	*	*	*	*	*	*	*	*		
554.4	*	*		*	*	*		*	*	*	*	*		*
546.1		*	*		*	*	*	*	*	*	*	*	*	
712.4		*	*	*		*	*	*	*	*	*	*	*	
824.1	*	*	*			*	*	*	*	*	*	*	*	*
843.1	*	*		*	*	*	*	*	*	*	*	*		*
871.3	*	*		*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
888.7	*	*	*			*	*	*	*	*	*	*	*	*
935.2		*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
958.1	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
1159.9	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
1202.2	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*

Tabla III-2

Coefficientes de las distribuciones angulares medidas en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{67}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Con ΔJ se indica el cambio de momento angular consistente con la respectiva transición

E_{γ} (keV)	A_2	A_4	ΔJ
359.1	-0.301 ± 0.002	0.005 ± 0.003	1
843.1	-0.19 ± 0.01	0.17 ± 0.02	1
1202.2	0.284 ± 0.006	-0.066 ± 0.008	2,0
1159.9	0.294 ± 0.003	-0.054 ± 0.003	2,0
871.3	-0.260 ± 0.005	0.01 ± 0.01	1
554.4	0.296 ± 0.005	0.02 ± 0.03	0,2
958.1	0.288 ± 0.002	-0.068 ± 0.002	2,0
824.1	0.268 ± 0.007	-0.09 ± 0.01	2,0
712.4	0.303 ± 0.009	-0.10 ± 0.02	0,2
342.6	0.33 ± 0.02	0.04 ± 0.05	2,0
888.7	0.16 ± 0.03	0.009 ± 0.040	2,0
546.1	-0.63 ± 0.01	0.03 ± 0.01	1
935.2	-0.439 ± 0.013	0.09 ± 0.02	1
1293.0	0.165 ± 0.042	0.02 ± 0.06	2,0
1343.1	0.504 ± 0.032	0.22 ± 0.05	1

Tabla III-3

Energía e intensidades relativas de los rayos gamma asignados al ^{67}Ga en la reacción $^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha$

E_{γ} (keV)	I_{γ}
342.6	11
359.1	100
554.4	35
546.1	34
712.4	25
824.1	32
843.1	20
871.3	57
888.7	8
935.2	12
958.1	86
1159.9	69
1202.2	56
1293.0	6
1343.1	6

3.2 Estudio del ^{65}Ga

3.2.1 Introducción

Los estados de baja energía del ^{65}Ga excitados mediante la reacción directa $^{64}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ han sido estudiados por Betigeri et al (Be 67) y Zeidman et al (Ze 65); sus resultados proporcionan información sobre los momentos angulares del protón transferido así como los factores espectroscópicos. Esta información fue corroborada y ampliada por Couch et al (Co 70) mediante la reacción de transferencia (d,n) aplicada a blancos de $^{64,66,68}\text{Zn}$ lo que le permitió presentar una sistemática de niveles de energía y sus propiedades, en el $^{65,67,69}\text{Ga}$. El decaimiento radioactivo de ^{65}Ge permitió obtener la más primitiva información del ^{65}Ga excitado (Po 58) en el año 1958. Recientemente Jongsma et al (Jo 73) y Robertson et al (Ro 74) han medido mediante técnicas más modernas numerosos niveles de ^{65}Ga poblados por el decaimiento β^+ del ^{67}Ge . Harms-Ringdahl et al (Ri 74) han estudiado recientemente el ^{65}Ga mediante las reacciones $^{63}\text{Cu}(\alpha,2n\gamma)$ y $^{64}\text{Zn}(d,n\gamma)$.

En el presente trabajo el ^{65}Ga ha sido estudiado mediante la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha,2np)$. Cinco nuevos estados a 2787.8, 3064.0, 3731.8, 4121.5 y 4476.0 keV son establecidos. Momentos angulares (9/2,13/2), (13/2), (11/2, 15/2) y (17/2) para los cuatro primeros respectivamente son propuestos. Asimismo dos estados adicionales a 2812.7 y 4424.0 keV son propuestos tentativamente. Se prueba la no existencia de estados isoméricos del orden de los ns o mayores.

3.2.2 Resultados experimentales

La Fig. III-6 muestra las funciones de excitación de las transiciones más intensas de la reacción $(\alpha,2np)$. Fueron construídas aplicando el método ya descrito en el apartado 2.2.6. Si se comparan con las funciones de excitación de los rayos γ provenientes de la reacción $(\alpha,n2p)$ que conduce al núcleo residual ^{65}Zn estudiado en la sección 3.3, Fig. III-11, se observa

que tienen un comportamiento muy similar. En el Capítulo IV se considerará con detalle este hecho. Debido a esta similitud, la identificación definitiva de las rayos gamma del ^{65}Ga se efectuó en base a los resultados de las coincidencias $\gamma - \gamma$.

En la Fig. III-7 se muestran los espectros en coincidencia "primaria" (con los fondos substraídos) de los rayos de 190.6 y 1096.0 keV. En la Tabla III-4 se resumen los resultados obtenidos de los espectros de coincidencia primaria para este núcleo. No se observó, para ningún caso, en este núcleo, coincidencias retardadas, es decir, no se detectó la existencia de estados isoméricos del orden de los ns o mayores. Estos resultados fueron corroborados por las distribuciones temporales medidas para diversos rayos; algunas de ellas se muestran en la Fig. III-8. Es de notar que en dichas distribuciones no ha sido substraído el fondo, a pesar de lo cual es claro el carácter puramente "primario" (prompt) de todas ellas; el corte en el cero de las ordenadas en algunos casos se debe a que el programa de dibujo no estaba previsto para cuentas negativas.

La Fig. III-9 muestra los resultados experimentales y su ajuste, según los procedimientos considerados en el apartado 2.2.5, de las principales distribuciones angulares medidas para las transiciones gamma del ^{65}Ga . En la Tabla III-5 se presentan los valores de los coeficientes A_2 y A_4 del total de las distribuciones medidas. En la cuarta columna se indica la diferencia de los momentos angulares totales, de los estados conectados por la transición, compatibles con la distribución angular de la misma.

En la Tabla III-6 se presentan las energías y las intensidades relativas de los rayos gamma del ^{65}Ga , medidas según se detalla en el apartado 2.1.2, 2.1.3 y 2.1.4.

3.2.3 Construcción del esquema de niveles

Los resultados experimentales presentados en el apartado anterior

permitieron la construcción del esquema de niveles del ^{65}Ga que se presenta en la Fig. III-10 y que discutimos en detalle a continuación.

El estado fundamental

Dado que este estado decae radiactivamente al estado fundamental $5/2^-$ de ^{65}Zn por medio de una transición β^+ permitida (Pa 68), su paridad debe ser negativa y su momento angular total $3/2$, $5/2$ o $7/2$. Por otra parte las reacciones de transferencia de un protón $^{64}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ (Ze 65), (Be 67) y $^{64}\text{Zn}(d,n)$ (Co 70) lo pueblan con un $l_p=1$ permitiendo en consecuencia establecer $J^\pi = 1/2^-$ ó $3/2^-$. De la información precedente queda como única alternativa posible, la asignación $J^\pi = 3/2^-$. Esta es a su vez consistente con el $J^\pi = 3/2^-$ sugerida por el comportamiento sistemático de los momentos angulares de los niveles fundamental y primero excitado en los isótopos A-impar del Ga (Be 67), (Ri 74).

Estado a 190.6 keV

Este estado ha sido fuertemente excitado en las reacciones directas $^{64}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ (Ze 65), (Be 67) y $^{64}\text{Zn}(d,n)$ (Co 70) y un $l_p=3$ se midió para el protón transferido. Si bien la elección entre $J = 3 \pm 1/2$ es ambigua, en la ref. (Co 70) un $J^\pi = 5/2^-$ es sugerido, dada la gran intensidad de la transición $l_p = 3$ y teniendo en cuenta que la capa $1f_{5/2}$ de ^{64}Zn se halla vacía. La desexcitación gamma del nivel de 190.6 keV al estado fundamental ha sido observada en las reacciones $^{64}\text{Zn}(d,n\gamma)$ y $^{63}\text{Cu}(\alpha,2n\gamma)$ (Ha 74) en esta última la pendiente de la función de excitación del rayo de 190.6 keV es supuesta consistente con la asignación $J^\pi = 5/2^-$. También ha sido poblado este estado mediante el decaimiento β^+ del ^{65}Ge (Jo 73), (Ro 74), en ambos trabajos en base a los valores de los $\log ft$ medidos y teniendo en cuenta el límite establecido por la Regla de Suma de los factores espectroscópicos para los niveles de protones $p_{3/2}$ ref. (Co 70) descartan la posibilidad $J = 3 + 1/2$ de las refs. (Be 67), (Co 70) corroborando así la asignación $J^\pi = 5/2^-$.

La distribución angular del rayo de 190.6 keV medida en el presente trabajo, Fig. III-9 y Tabla III-5, indica que se trata de una transición del tipo $\Delta J = 1$ y excluye además transición $3/2 \rightarrow 1/2$. Este resultado, además de ser consistente con las asignaciones previamente sugeridas para el momento angular del estado fundamental y del estado excitado 190.6 keV, permite, conocido el momento angular de uno de los estados, establecer unívocamente el del otro.

Los estados a 2787.8, 3731.8 y 4476.0 keV

Los resultados de las coincidencias que involucran los rayos de 1501.2, 944.0 y 814.2 keV, Tabla III-4, muestran claramente que estos rayos están en cascada y alimentando el estado de 1286.6 keV.

Los estados a 4476.0 y 3731.8 keV quedan establecidos por la menor intensidad del rayo de 814.2 keV respecto de los otros dos, Tabla III-6. El orden de los dos restantes si bien no puede definirse mediante las intensidades relativas en los espectros simples medidos, con errores del 10% (ver apartado 2.1.2) queda establecido por la relación de intensidades en los espectros en coincidencia de los rayos de 190.6 ó 1096.0 keV, Fig. III-7. Vemos en ambos espectros que las áreas de los rayos de 1501.2 y 944.0 keV son aproximadamente iguales y dado que en los detectores del tipo de los usados la relación de eficiencia entre 900 y 1500 keV es del orden de un factor 2, resulta que $I(1501.2 \text{ keV}) > I(944.01 \text{ keV})$. Queda de esa forma establecido un nuevo nivel a 2787.8 keV. La distribución angular del rayo de 1501.2 keV tiene coeficientes, ver Tabla III-5, compatibles con un $\Delta J = 0$ ó 2 luego el momento angular del estado a 2787.8 keV será $J = 9/2$ ó $3/2$. Con respecto al rayo de 944.0 su distribución angular, Tabla III-5, establece un $\Delta J = 1$ es decir $J(3731.8 \text{ keV}) = 11/2$ ó $15/2$.

Estado a 1286.6 keV

A este estado previamente observado por Harms-Ringdahl et al (Ha 74)

mediante las reacciones $^{64}\text{Zn}(\alpha, p\gamma)$ y $^{63}\text{Cu}(\alpha, 2n)$ le fue asignado tentativamente $J^\pi = 9/2$, en base al comportamiento sistemático de los niveles de baja energía en los isótopos $^{65,67,69}\text{Ga}$.

Nuestros resultados sugieren $J = 9/2$, pues la distribución angular, Fig. III-9 y Tabla III-5 del rayo de 1096.0 keV, es consistente con una transición del tipo $\Delta J = 2$ ó 0 lo que implica $J(1286.6) = 9/2$ ó $5/2$, quedando excluida la posibilidad $5/2$ por no observarse la transición al estado fundamental.

Siguiendo a Harms-Ringdahl et al (Ha 74) proponemos tentativamente paridad negativa.

El estado de 2037 keV

En las reacciones directas de transferencia de un protón $^{64}\text{Zn}(^3\text{He}, d)$ (Be 67) y $^{64}\text{Zn}(d, n)$ (Co 70) se observa un nivel excitado alrededor de los 2035 keV para el cual la transición con $l_p=4$ es muy intensa. Dado que la capa $1g_{9/2}$ del estado fundamental del ^{64}Zn se halla vacía, se identifica tal estado con un protón en esa capa y por tanto se le asigna $J^\pi = 9/2^+$. Harms-Ringdahl et al (Ha 74) lo identificaron con el estado a 2036.9 keV que observan mediante las reacciones $^{64}\text{Zn}(d, n\gamma)$ y $^{63}\text{Cu}(\alpha, 2n)$ y que desexcita al estado de 1286.6 mediante la transición de 750.7 keV, cuya función de excitación consideran consistente con un $J(2036.9) = 9/2$.

También en el presente trabajo se observa una transición de 750.6 keV cuyas relaciones de coincidencia e intensidad, Tablas III-4 y III-6 respectivamente, permiten establecer un nivel a 2037.2 keV que identificamos con los arriba mencionados. La distribución angular del rayo de 750.6 keV, Fig. III-9 posee coeficientes, Tabla III-5, que permiten establecer $\Delta J = 0, 1$, compatible con la asignación $J = 9/2$.

El estado a 3064.0 keV

Los resultados de las coincidencias γ - γ , Tabla III-4, y las

relaciones de intensidad en el espectro gamma simple, Tabla III-6, permiten establecer claramente un nuevo estado a 3064.0 keV, que desexcita por medio del rayo de 1026.8 keV, al estado de 2037.2 keV. La distribución angular de aquel rayo, Fig. III-9 nos permite, en base a los coeficientes A_2 y A_4 , ajustados, Tabla III-5, establecer un $\Delta J = 2 \text{ ó } 0$. Dado que esta transición pertenece a la cascada principal de desexcitación del núcleo residual con alto momento angular, proponemos $\Delta J = 2$, es decir, $J (3064.0 \text{ keV}) = 13/2$.

El estado de 4121.5 keV

Las relaciones de intensidad, Tabla III-6, y de coincidencias $\gamma - \gamma$, Tabla III-4, permiten establecer un nuevo estado a 4121.5 keV. La Fig. III-9 muestra la distribución angular del rayo de 1057.5 keV según el cual desexcita al estado de 3064.0 keV. Sus coeficientes A_2 y A_4 , Tabla III-5, indican que se puede tratar de una transición del tipo $\Delta J = 0 \text{ ó } 2$. Por el mismo argumento considerado en la transición anterior, (estado de 3064.0 keV), proponemos $\Delta J = 2$, es decir, $J (4121.5 \text{ keV}) = 17/2$.

Estados propuestos tentativamente

No se pudieron construir las funciones de excitación de los rayos de 302.5, 882.1 y 1501.2 keV. En los dos primeros casos, debido a su escasa intensidad en los espectros simples primarios, y en el tercero, por estar fuera de su rango de energía (apartado 2.2.5). Tampoco fueron generados sus espectros en coincidencia. Han sido asignados al ^{65}Ga por estar en clara coincidencia con diversos rayos de este núcleo, como puede observarse en la Tabla III-4, y en base a dichas relaciones de coincidencia se han establecido tentativamente niveles a 1027.7, 2812.7 y 4424.0 keV, indicados con línea de puntos en el esquema de niveles, Fig. III-10, En particular, un estado entre 1.07 y 1.08 MeV ha sido observado en las reacciones de transferencia de un protón ($\text{Be } 67$), ($\text{Co } 70$), así como una transición gamma 1075.6 keV en las reacciones $^{64}\text{Zn} (d, n\gamma)$ y $^{63}\text{Cu} (\alpha, 2n\gamma)$ ($\text{Ha } 74$). También un estado

a esa energía es alimentado por el decaimiento β^+ de ^{65}Ge (Jo 73) y (Ro 74).

Acerca de dos niveles propuestos por Harms-Ringdahl et al.

Harms-Ringdahl et al (Ha 74) proponen en base al rayo de 1057.5 keV un nivel a 3094 keV que desexcita al de 2037.2 keV. De lo expuesto anteriormente queda claro la no existencia del nivel de 3094 keV ya que si bien el rayo de 1057.5 keV está en cascada con el de 750.6, se conectó con él por intermedio de rayo de 1026.8 keV no observado por los citados autores.

Un segundo estado propuesto por Harms Ringdahl et al y con el cual discrepamos es el de 3076 keV, conectando el estado de 2037 keV con un rayo gamma de 1039 keV. Tal rayo gamma es observado también en nuestra reacción y pertenece como lo muestra la función de excitación de la Fig. IV-2 al ^{66}Zn producido en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha,2p)$. Asimismo no se observa tal rayo en coincidencia con el rayo de 750.6 keV o lo que es equivalente con el 1096.0 keV que se muestra en la Fig. III-7.

Acerca de Posibles estados Isoméricos

Como se vio en el apartado 3.2.2 las coincidencias "primarias" y "retardadas" indican que no se observan en este núcleo estados isoméricos del orden de los ns o superiores. Los resultados de las distribuciones temporales que se muestran en la Fig. III-8, en particular la ausencia de componentes retardadas en las transiciones de 190.6 y 1096.0 keV, corroboran el resultado anterior ya que de existir un estado isomérico en cualquiera de las cascadas principales de este núcleo deberían reflejarse en dichas distribuciones temporales.

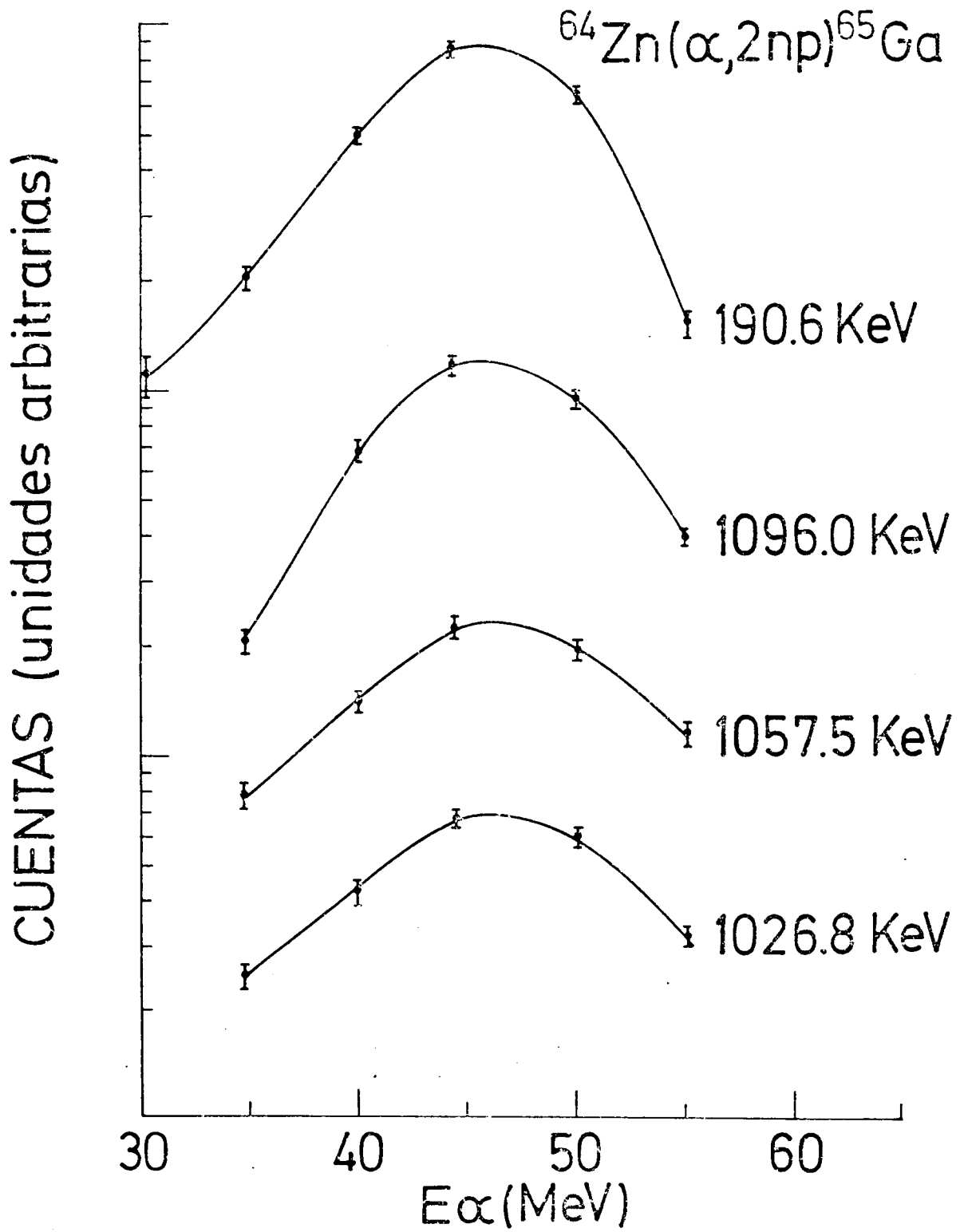


Fig. III-6 Funciones de excitación de las transiciones más intensas de la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{65}\text{Ga}$ a $E_\alpha = 45$ MeV.

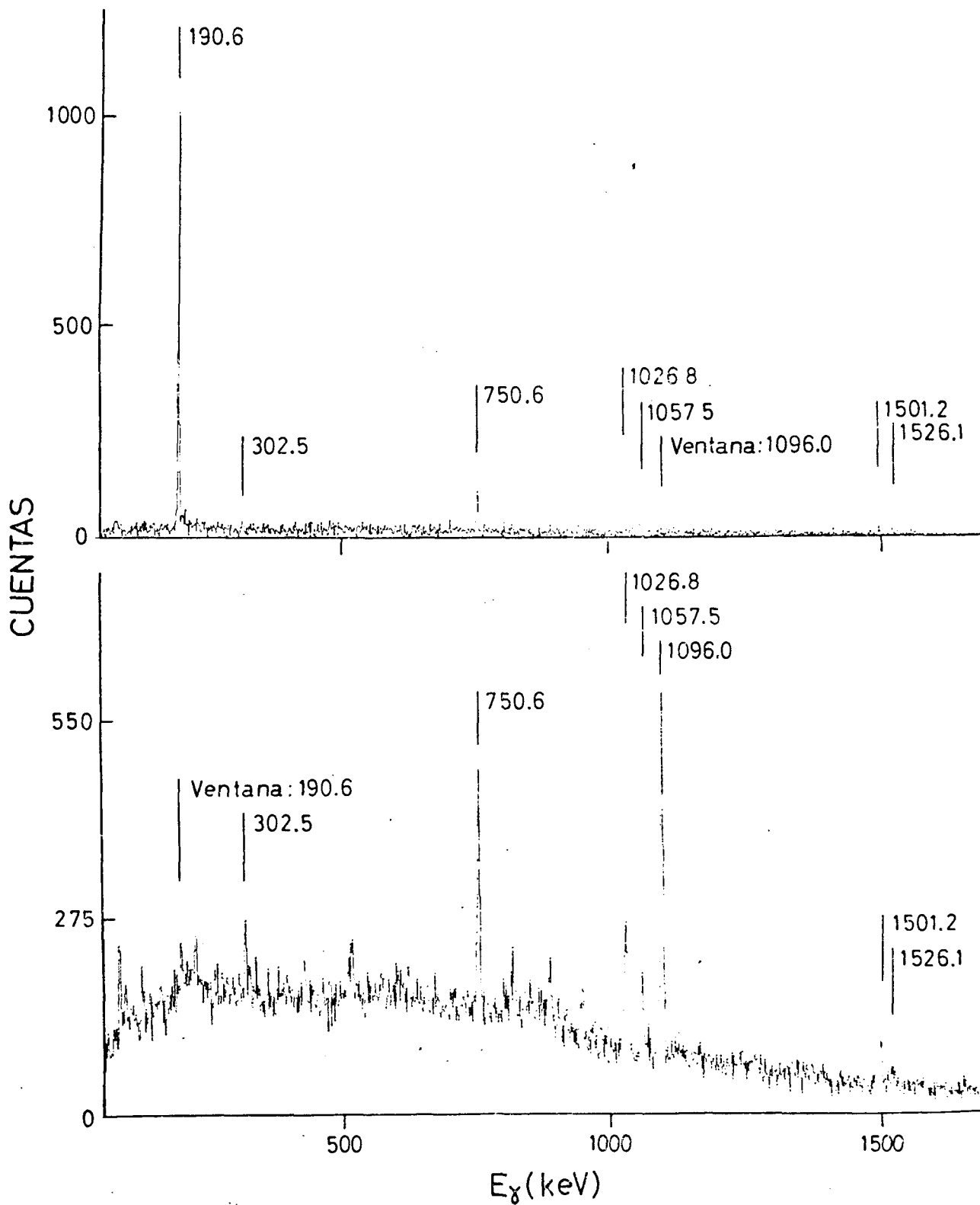


Fig. III-7 Espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ "primaria" de los rayos gamma de 190.6 y 1096.0 keV, en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2np) ^{65}\text{Ga}$.

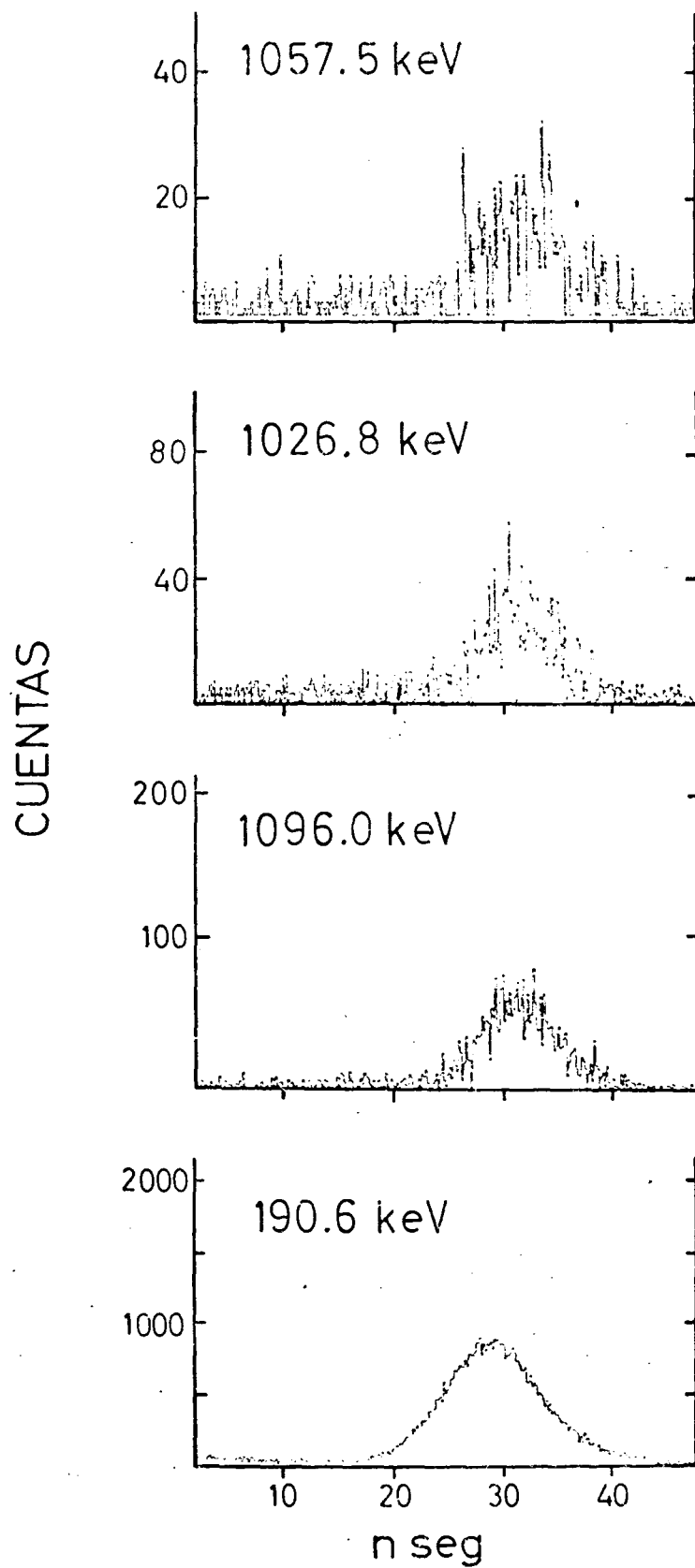


Fig. III-8 Distribuciones temporales de los rayos de 190.6, 1096.0, 1026.8 y 1057.5 keV en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n) ^{65}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Los fondos no han sido sustraídos. No se observa componente "retardada".

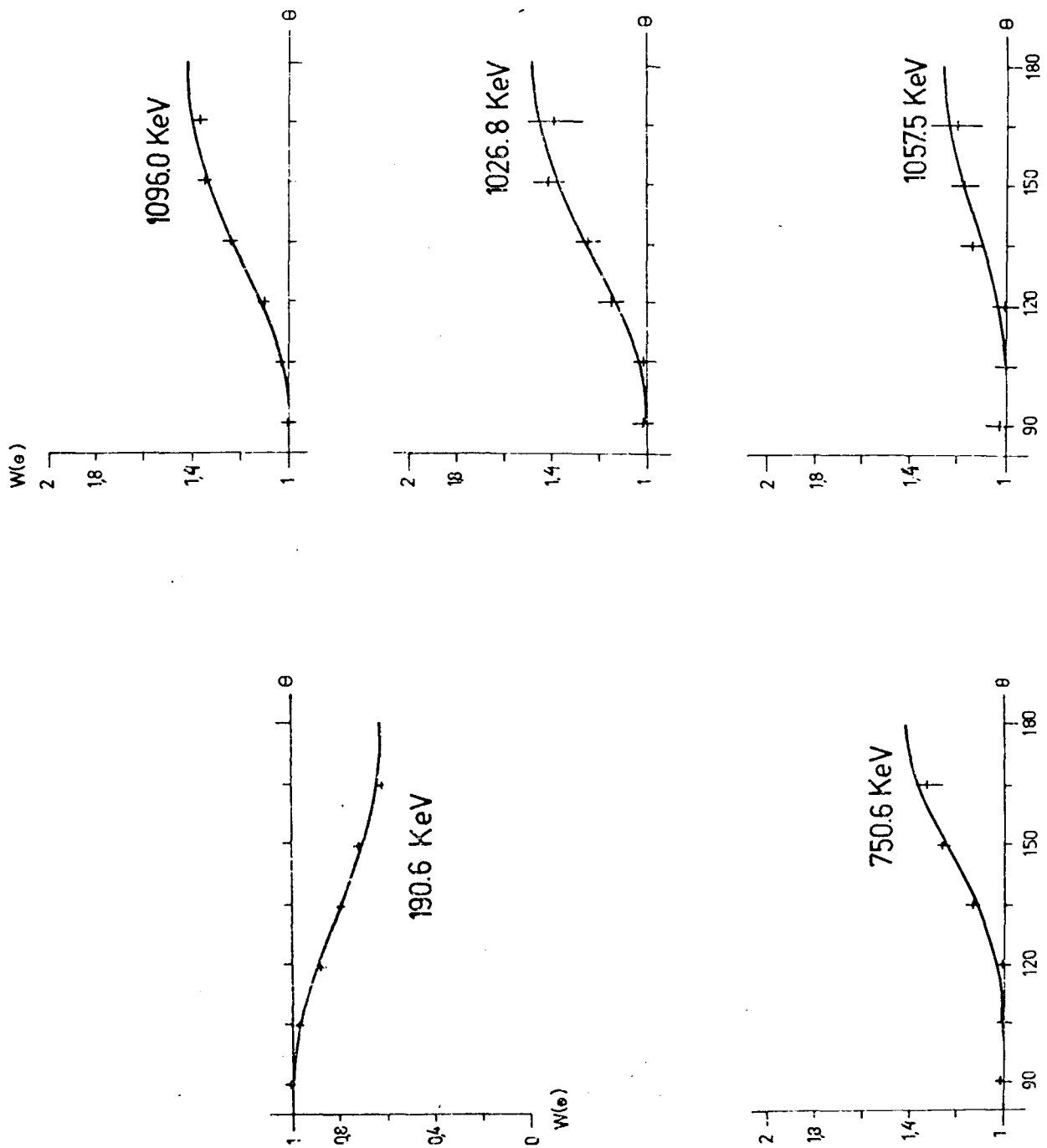
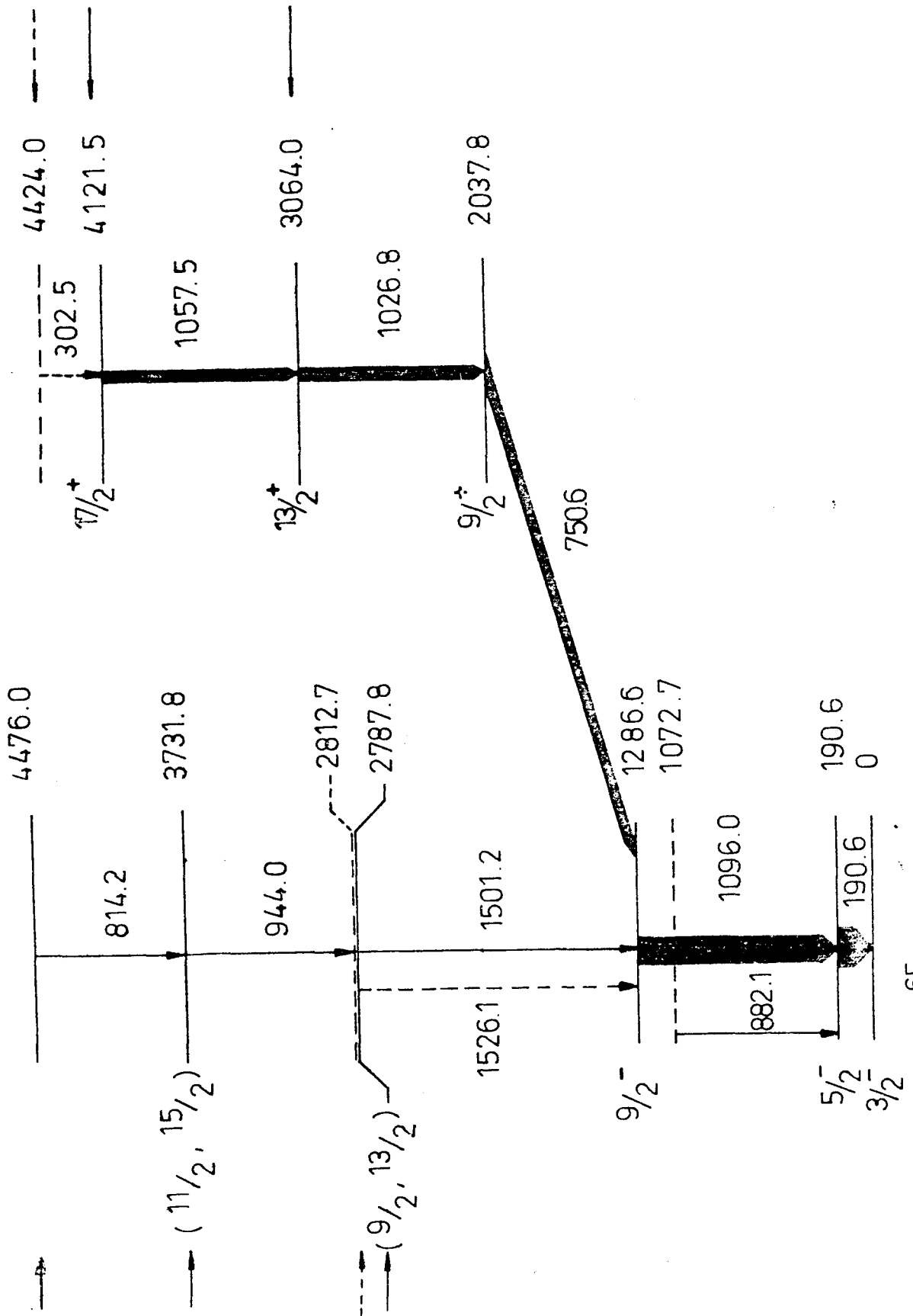


Fig. III-9 Distribuciones angulares de los rayos de 190.6, 1096.0, 1026.8, 750.6 y 1057.5 keV en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{65}\text{Ge}$. Las bandas representan la medida experimental. La línea sólida es el ajuste, mediante cuadrados mínimos, de dichas medidas.



^{65}Ga
31

Fig. III-10 Esquema de niveles del ^{65}Ga propuesto en el presente trabajo. Se han señalado con una flecha sólida los nuevos estados propuestos y con una flecha punteada los que son propuestos tentativamente.

Tabla III-4

Resultado de los espectros de coincidencias primarias $\gamma - \gamma$
 en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{65}\text{Ga}$

E_{γ} (keV) Vent. (keV)	190.6	302.5	750.6	814.2	882.1	944.0	1026.8	1057.5	1096.0	1501.2	1526.1
190.6		*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
750.6	*	*			*		*	*	*		
814.2	*					*			*	*	
944.0	*			*					*	*	
1026.8	*	*	*					*	*		
1057.5	*	*	*		*		*		*		
1096.0	*	*	*	*		*	*	*		*	*
1501.2	*			*		*					

Tabla III-5

Coeficientes A_2 y A_4 de las distribuciones angulares medidas para la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{65}\text{Ga}$. Con ΔJ se indica el cambio de momento angular consistente con la respectiva transición

E_γ (keV)	A_2	A_4	ΔJ
190.6	-0.29 ± 0.01	0.02 ± 0.01	1
1096.0	0.25 ± 0.01	-0.02 ± 0.02	2,0
750.6	0.22 ± 0.02	0.08 ± 0.08	1,0
1026.8	0.28 ± 0.05	-0.02 ± 0.09	2,0
1057.5	0.16 ± 0.05	-0.03 ± 0.02	2,0
1501.2	0.23 ± 0.07	-0.06 ± 0.09	2,0
944.0	-0.29 ± 0.07	-0.002 ± 0.92	1

Tabla III-6

Energías e intensidades relativas de los rayos gamma asignados al ^{65}Ga en la reacción $^{64}\text{Zn}+45 \text{ MeV } \alpha$

E_{γ} (keV)	I_{γ}
190.6	100
302.5	1
750.6	35
814.2	9
882.1	10
944.0	16
1026.8	36
1057.5	22
1096.0	77
1501.2	16
1526.1	13

3.3 Estudio del ^{65}Zn

3.3.1 Introducción

Los estados excitados de baja energía de ^{65}Zn han sido estudiados mediante reacciones de transferencia de un neutrón sobre blancos de $^{64,66}\text{Zn}$ (Pa 68), (Be 71), (We 70), (Ro 70), (Ez 74) y el decaimiento β^+ del ^{65}Ga (Du 72). Los estados poblados en esas experiencias poseen un momento angular $\leq 9/2$. Recientemente estados con momentos angulares mayores han sido poblados mediante la reacción $^{61}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$ y $^{63}\text{Cu}(\alpha, np\gamma)$ (Ni 64).

En el presente trabajo, también esos estados de mayor momento angular son poblados mediante la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n2p)^{65}\text{Zn}$ a $E_\alpha = 45$ MeV. La principal contribución al conocimiento actual de este núcleo, es la asignación del momento angular del estado de 3225.2 en discrepancia con los valores previamente propuestos. Dicha asignación abre la posibilidad a una interpretación que será discutida en la sección 3.10. Se establece la no existencia de estados isoméricos del orden de los ns o mayores. Se discuten y corroboran varios momentos angulares previamente propuestos.

3.3.2 Resultados experimentales

Siguiendo el método descrito en el apartado 2.2.6 se construyeron las funciones de excitación que se muestran en la Fig. III-11. Si las comparamos con las correspondientes a la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, 2np)^{65}\text{Ga}$, Fig. III-6, vemos que por su similitud no permiten establecer una identificación clara entre los rayos provenientes de los núcleos residuales ^{65}Zn y ^{65}Ga . Este hecho será considerado en detalle en el capítulo IV. La identificación final de los rayos de uno y otro núcleo se basó fundamentalmente en los espectros de coincidencias gamma-gamma. En la Fig. III-12 se muestran algunos de los espectros de coincidencia gamma-gamma "primarias" y en la Tabla III-7 se resumen los resultados del total de los espectros de coincidencia gamma-gamma "primarias". Los espectros de coincidencia gamma-gamma

"retardadas" presentan un aspecto totalmente similar a los de la Fig. III-7b es decir, no se observan en el ^{65}Zn estados isoméricos del orden de los ns o mayores. Corroborando este resultado se muestran en la Fig. III-13 algunas de las distribuciones temporales medidas en este núcleo. Ellas presentan, a pesar de no haber sido substraído el fondo, una estructura puramente "primaria" (prompt).

La Fig. III-14 muestra los resultados experimentales y su ajuste, según los procedimientos considerados en el apartado 2.2.5 del total de las distribuciones angulares medidas para transiciones gamma de ^{65}Zn . En la Tabla III-8 se presentan los correspondientes valores de los coeficientes A_2 y A_4 . En la cuarta columna se consigna la variación ΔJ del momento angular de los estados inicial y final de la transición, compatibles con la distribución angular medida.

En la Tabla III-9 se presentan las energías y las intensidades relativas de las transiciones gamma observadas en este núcleo. Fueron obtenidas según los procedimientos detallados en los apartados 2.1.2, 2.1.3 y 2.1.4

3.3.3 Construcción del esquema de niveles

Los resultados experimentales presentados en el apartado anterior permitieron la construcción del esquema de niveles del ^{65}Zn que se presenta en la Fig. III-15, y que discutiremos a continuación.

El estado fundamental

El momento angular total del estado fundamental $J = 5/2$ ha sido medido por el método Resonancia Óptica Doble (By 64). En la reacción $^{64}\text{Zn}(d,p)$ (Eh 67) se mide para el estado fundamental del ^{65}Zn una intensa transferencia $l_p = 3$, es decir que se trata de un estado de paridad negativa.

Los estados de 53.9, 115.0, 206.9 y 866.9 keV

Como se verá en el capítulo IV en la reacción $^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha$ compiten los canales de salida: $2n\text{p}$ y $n2\text{p}$ que conducen a los núcleos residuales ^{65}Ga y ^{65}Zn respectivamente. El ^{65}Ga decae β^+ al ^{65}Zn con una $T_{1/2} = 15.2 \text{ m}$ (Pa 68) por tanto es de esperar la observación de los niveles poblados en ese decaimiento.

Efectivamente, como muestra el esquema de niveles propuesto, Fig. III-15 se observaron las transiciones de 53.0, 206.9, 152.9, 115.0 y 751.8 que desexcitan los niveles más intensamente poblados en el decaimiento β^+ . El hecho de no haberse observado transiciones que conecten estos niveles (excepto el de 115.0 keV) con la cascada de desexcitación del núcleo residual permite suponer que se hallan alimentados sólo por el decaimiento β^+ del ^{65}Ga . Dichos estados han sido estudiados mediante el decaimiento β^+ del ^{65}Ga (Du 72) así como mediante las reacciones $^{65}\text{Cu}(\text{pn})$ (We 70), (Ro 70), (Ez 74), $^{64}\text{Zn}(\text{dp})$ (Eh 67), $^{66}\text{Zn}({}^3\text{He}, \alpha)$ (Be 71) y $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$ (Ni 74). De estos trabajos resultan las asignaciones $J^\pi(53.9) = -1/2$, $J^\pi(206.9) = 3/2^-$ y $J^\pi(866.9) = 1/2^-$.

El estado de 864.2 keV

El estado de 864.2 keV fue observado por primera vez mediante la reacción $^{65}\text{Cu}(\text{p}, n\gamma)$ (We 70) asignándosele tentativamente $J^\pi = 7/2^-$. Recientemente Nilsson et al (Ni 74) en la reacción $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$ mediante la medición de la distribución angular y la polarización de su transición gamma al estado fundamental confirmaron definitivamente la asignación anterior.

En el presente trabajo se midieron las distribuciones angulares de los rayos de 864.2 y 749.0 keV que desexcitan dicho estado a los estados fundamental y de 115.0 keV respectivamente. En la Fig. III-14 se pueden ver ambas distribuciones angulares y en la Tabla III-8, los coeficientes correspondientes que resultan de su ajuste por cuadrados mínimos. La transición de 864.2 keV es del tipo $\Delta J = 1$ y excluye el caso $3/2 \rightarrow 5/2$ luego

este resultado corrobora la asignación anterior $J(864.2) = 7/2$. En cuanto a la transición de 749.0 keV que conecta estados con un $\Delta J = 2$ presenta una distribución angular consistente con este hecho, dado que $\Delta J(749.0) = 2 \text{ ó } 0$.

El estado de 1065.4 keV

Este estado ha sido medido en las reacciones (d,p) (Pa 68) como un estado de partícula puro con $l_n = 4$, es decir $g_{9/2}$ en el marco del modelo de capas y consiguientemente se le ha asignado $J^\pi = 9/2^+$. Ha sido poblado también en las reacciones $^{65}\text{Cu}(p,n\gamma)$ (We 70), (Ez 74), $^{66}\text{Zn}(^3\text{He},\alpha)$ (Be 71) y $^{62}\text{Ni}(\alpha,n\gamma)$ (Ni 74) corroborándose la asignación anterior. En las reacciones (p,n γ) (Ez 74) y (α ,n γ) (Ni 74) se observó también su desexcitación al estado de 864.2 keV por medio del rayo de 211.2 keV al cual se le atribuye carácter El puro. La distribución angular de este rayo medida en el presente trabajo Fig. III-14 y Tabla III-8 confirma la asignación $J=9/2$ pues es del tipo $\Delta J = 1$ y si bien no es consistente con una El pura, sugiere una mezcla $\delta^2(M2/E1)$ muy baja debido al pequeño valor de A_4 . Asimismo el carácter esencialmente dipolar queda claramente establecido por la distribución temporal "primaria" (prompt) del rayo de 210.2 keV, Fig. III-13.

El estado de 1262.9 keV

Este estado ha sido establecido mediante la reacción $^{65}\text{Cu}(p,n\gamma)$ (We 70), (Ez 74) en la cual se observa su desexcitación al estado fundamental, asignándosele tentativamente $J^\pi = 9/2^-$. La distribución angular y la polarización de dicha transición ha sido medida en la reacción $^{62}\text{Ni}(\alpha,n\gamma)$ (Ni 74) estableciéndose su carácter E2 puro y por consiguiente un $J^\pi=9/2^-$ ha sido fijado definitivamente.

En el presente trabajo se observa la transición de 1262.9 keV con una intensidad relativa a la transición de 864.2 keV tres veces menor

que en la reacción $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$. En la Fig. III-14 se puede ver su distribución angular y en la Tabla III-8 los coeficientes de su ajuste que son consistentes con la asignación $J = 9/2$.

Estado de 2137.1 keV

Este estado ha sido propuesto previamente por Nilsson et al (Ni 74) mediante la reacción $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$. En dicho trabajo se propone tentativamente, en base a la distribución angular y la función de excitación del rayo de 1071.7 keV la asignación $J^\pi = 11/2^+$. En el presente trabajo las relaciones de coincidencia γ - γ , Tabla III-7, así como las intensidades relativas de dicho rayo, Tabla III-9 corroboran la existencia del estado de 2137.1 keV. No ha sido medida la distribución angular de la transición de 1071.1 keV por lo cual no es posible discutir el momento angular propuesto por Nilsson et al.

El estado de 2052.6

Este estado ha sido poblado previamente por Nilsson et al (Ni 74) mediante la reacción $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$. Dichos autores midieron la distribución angular y la polarización del rayo de 987.2 keV estableciendo el carácter E2 puro de la misma y consiguientemente $J^\pi(2052.6) = 13/2^+$. La existencia de este estado es corroborada en el presente trabajo por los resultados de las relaciones de coincidencia γ - γ , Tabla III-7 y las relaciones de intensidad, Tabla III-9, así mismo los resultados de la distribución angular del rayo de 987.2 keV, Fig. III-14 y Tabla III-8, son consistentes con la asignación $J = 13/2$. La Fig. III-13 muestra el carácter primario de la transición de 987.2 keV

El estado de 3225.2 keV

Este estado ha sido poblado previamente por Nilsson et al (Ni 74) mediante las reacciones $^{62}\text{Ni}(\alpha, n\gamma)$ y $^{63}\text{Cu}(\alpha, np\gamma)$. Dado que en la primera

reacción el rayo de 1172.6 se superpone con el correspondiente a la desexcitación $2^+ \rightarrow$ estado fundamental, proveniente de la reacción $^{61}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$. Dichos autores no obtuvieron una información clara ni de la intensidad ni de la distribución angular de dicha transición. Por lo tanto basándose en la pendiente de la función de excitación medida en la reacción $^{63}\text{Cu}(\alpha, n\text{p}\gamma)$ a 24 y 31 MeV de energía alfa asignan a ese estado de $J^\pi = 13/2^+ \text{ ó } 15/2^+$.

En el presente trabajo las relaciones de coincidencia γ - γ Tabla III-7 y de intensidad Tabla III-9, corroboran la existencia de este nivel a 3225.2 keV. En tanto que la distribución angular de la transición del rayo de 1172.6 keV Fig. III-14 y Tabla III-8 es consistente con un $\Delta J=2 \text{ ó } 0$ es decir con $J = 13/2 \text{ ó } 17/2$ en discrepancia con el $J = 15/2$ propuesto por Nilsson et al. Asimismo por tratarse de una cascada de desexcitación de un núcleo residual con alto momento angular nos inclinamos a proponer $J(3225.2) = 17/2$.

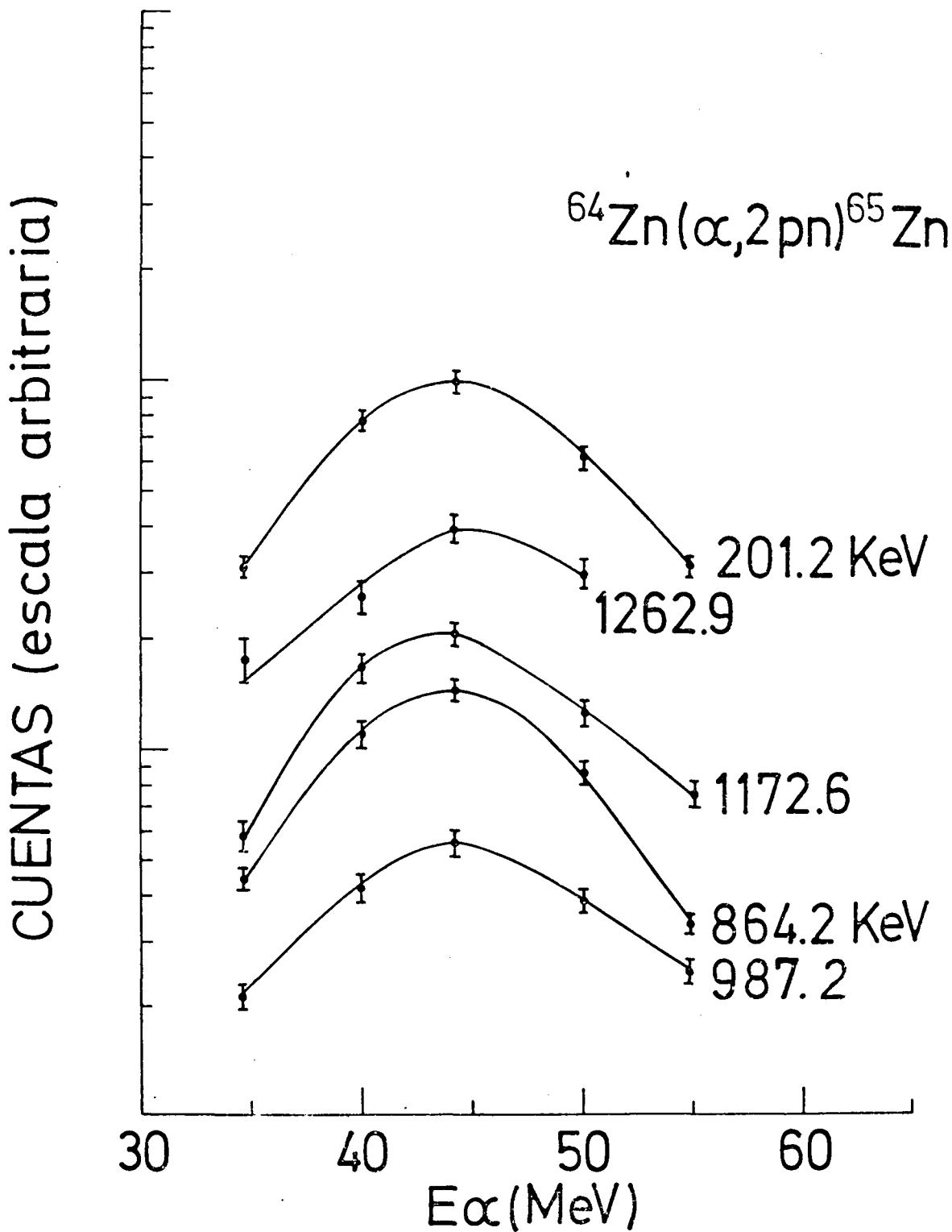


Fig. III-11 Funciones de excitación de transiciones provenientes de la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n2p)^{65}\text{Zn}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV.

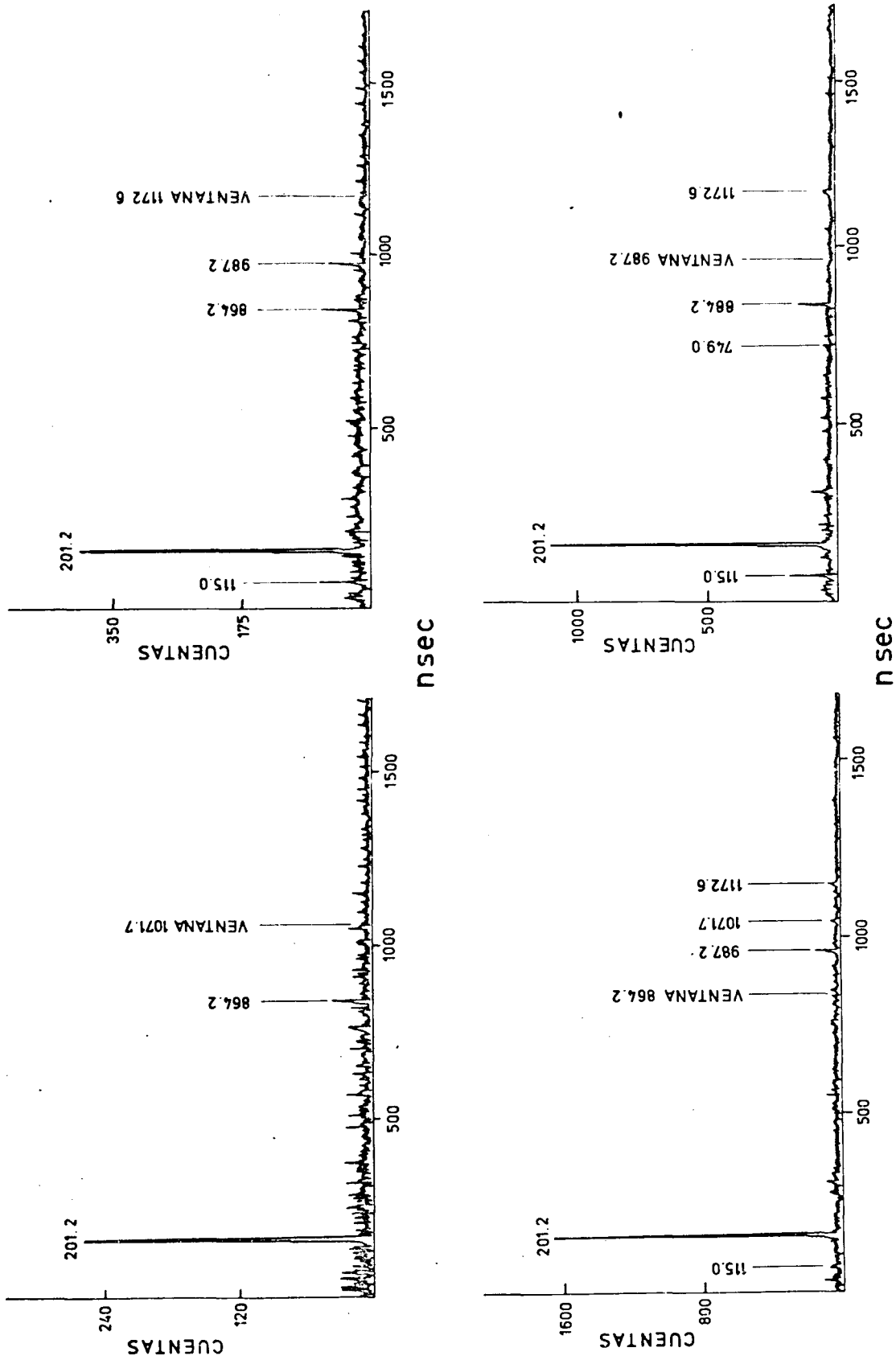


Fig. III-12 Espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ "primaria" de los rayos de 864.2, 1071.7, 987.2 y 1172.6 keV, producidos en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, n2p) ^{65}\text{Zn}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV.

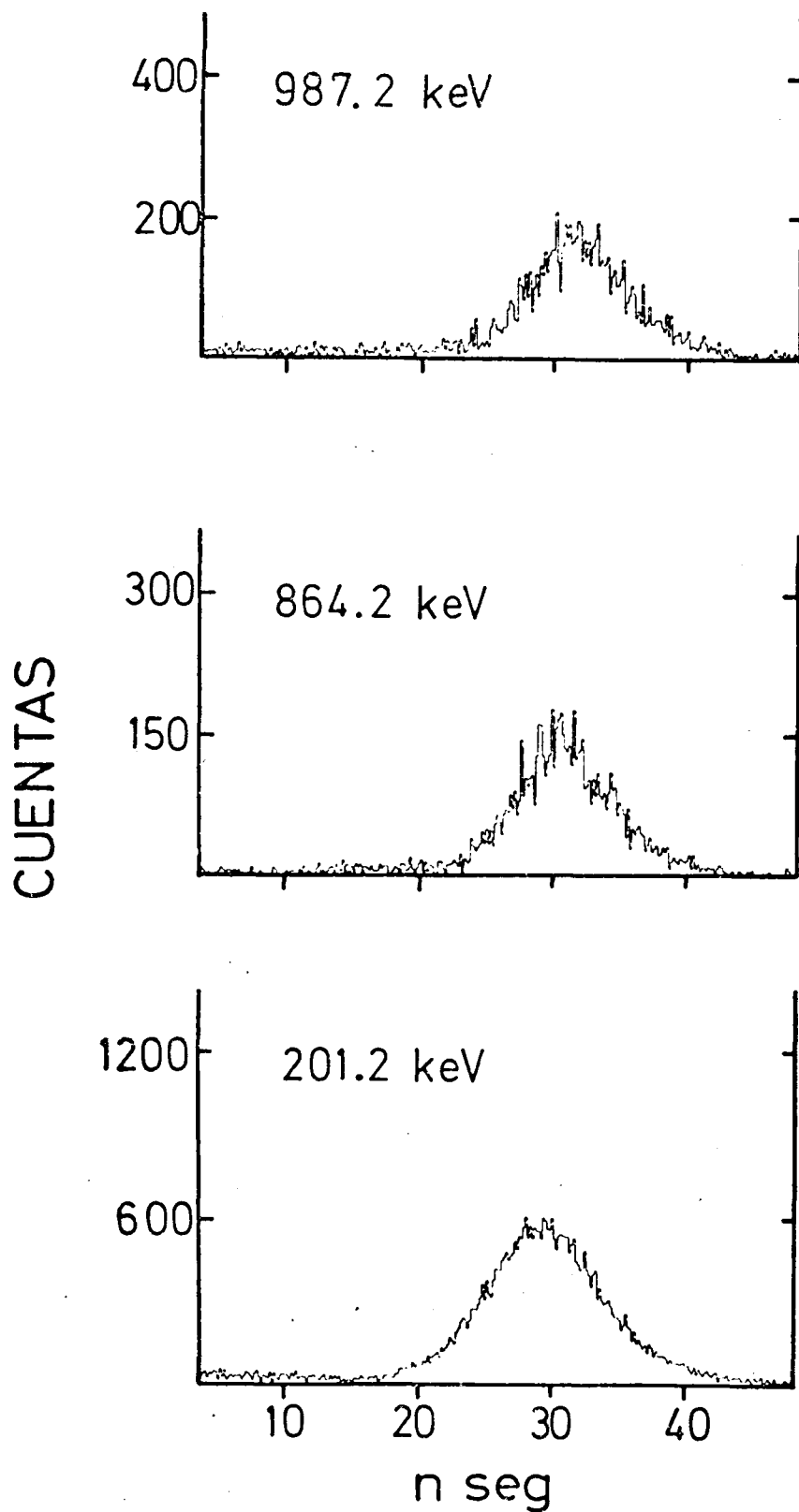


Fig. III-13 Distribución temporal de los rayos 201.2, 864.2 y 987.2 keV, producidos en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n2p)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Los fondos no han sido substraídos. No se observa componente retardada.

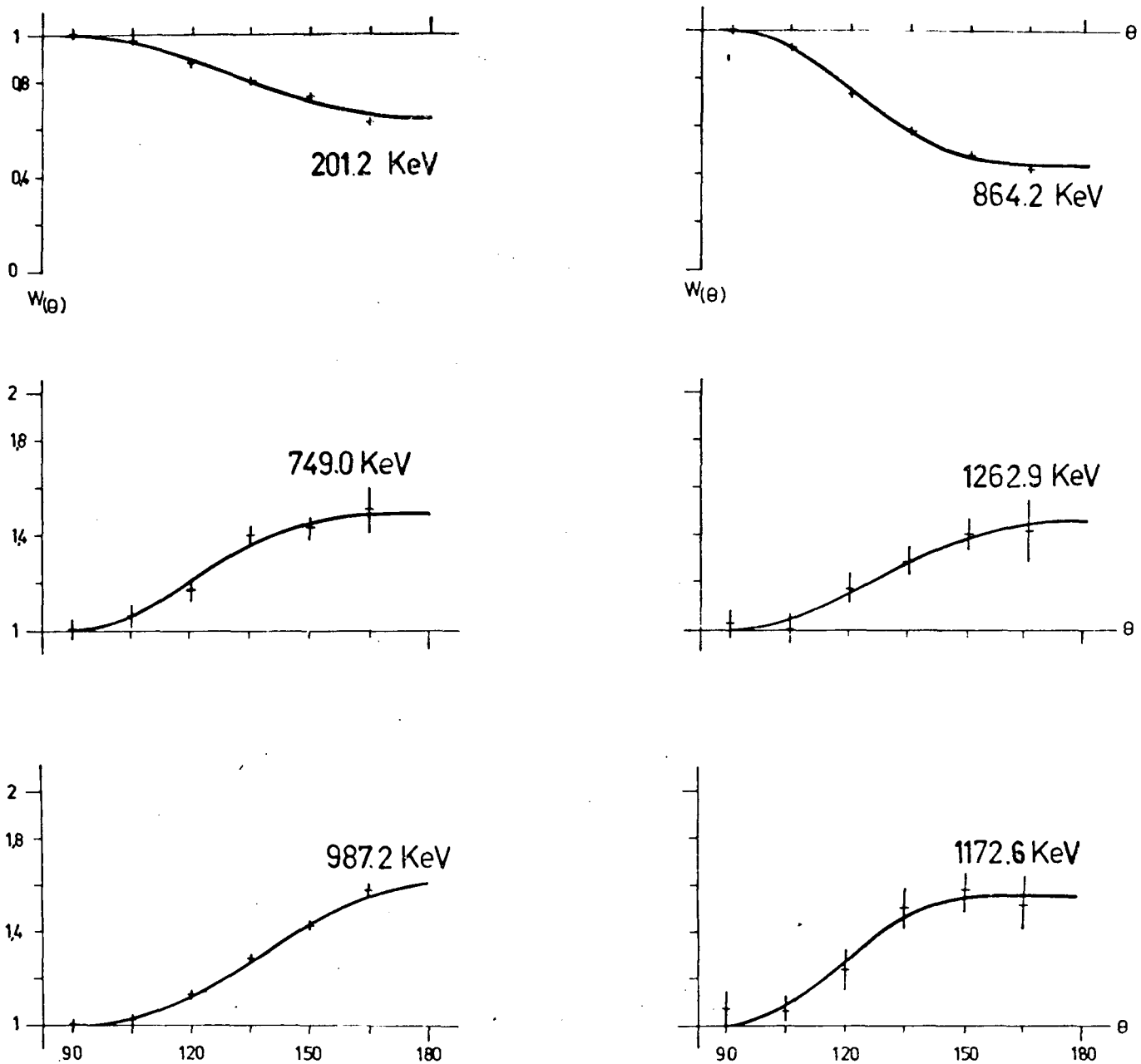


Fig. III-14 Distribuciones angulares medidas en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n2p)^{65}\text{Zn}$ a $E_\alpha = 45 \text{ MeV}$. Las barras corresponden a la medición experimental. La línea sólida representa su ajuste mediante cuadrados mínimos.

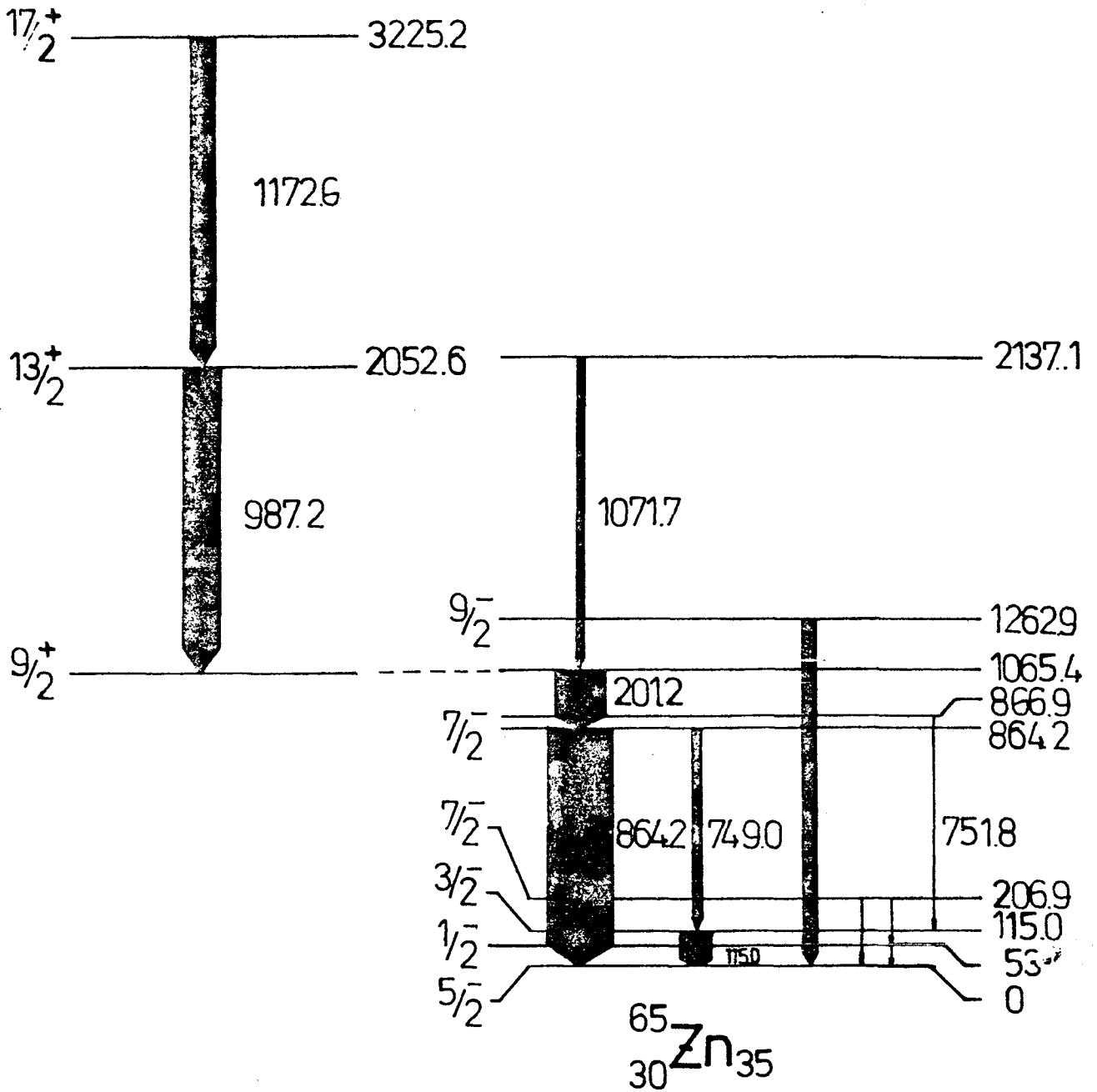


Fig. III-15 Esquema de niveles del ^{65}Zn propuesto en el presente trabajo.

Tabla III-7

Resumen de los resultados de las coincidencias
 γ - γ "primarias" para la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n2p)^{65}\text{Zn}$

E_{γ} (keV) Vent. (keV)	201.2	115.0	749.0	864.2	987.2	1071.7	1172.6
201.2		*	*	*	*	*	*
115.0	*		*		*	*	*
749.0	*	*			*	*	*
864.2	*				*	*	*
987.2	*	*	*	*		*	*
1172.6	*	*	*	*	*		
1071.7	*			*			
1262.9							

Tabla III-8

Coefficientes A_2 y A_4 de las distribuciones angulares medidas en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, 2\text{pn})$ y el correspondiente cambio ΔJ de momento angular consistente con la respectiva transición

E_γ (keV)	A_2	A_4	ΔJ
749.0	0.30 ± 0.04	-0.09 ± 0.06	2,0
864.2	-0.57 ± 0.01	0.18 ± 0.02	1
201.2	-0.28 ± 0.01	0.03 ± 0.01	1
987.2	0.33 ± 0.02	-0.01 ± 0.02	2,0
1172.6	0.30 ± 0.05	-0.07 ± 0.05	2,0
1262.9	0.28 ± 0.06	-0.05 ± 0.07	2,0

Tabla III-9

Energías e intensidades relativas de los rayos gamma
asignados al ^{65}Zn en la reacción $^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha$

E_{γ} (keV)	I_{γ}
115.0	50
201.2	88
749.0	12
864.2	100
987.2	68
1071.7	14
1172.6	39
1262.9	13

3.4 Estudio del ^{67}Ge

3.4.1 Introducción

La única información referente a los estados excitados del ^{67}Ge , existente hasta el presente ha sido propuesta por Haas et al. (Há' 73). Estos autores estudiaron las interacciones cuadrupolares de Ge en redes policristalinas de Zn, midiendo distribuciones angulares perturbadas en función del tiempo en la reacción (α, n) con $E_{\alpha} = 15$ MeV. Observaron una transición gamma de 734 keV cuyo análisis les permitió inferir que proviene de un estado isomérico de 70 ns y $J^{\pi} = 9/2^{+}$. Dicho estado isomérico, cuya energía no es establecida, fue asignado al ^{67}Ge . Con respecto al estado fundamental, su vida media ha sido medida, $T_{1/2} = 19$ m (Pa 68) y asignaciones $J^{\pi} = 1/2^{-}$, $3/2^{-}$ (Zo 69) han sido hechas, en base al log ft de las transiciones β^{+} en su decaimiento radioactivo al ^{67}Ga .

En el presente trabajo se estudia el ^{67}Ge mediante la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 3n)^{67}\text{Ge}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Se corrobora el carácter isomérico del estado estudiado por Haas et al, así como su asignación al ^{67}Ge . Se confirma la energía de dicho estado, se corrobora la asignación $J^{\pi} = 9/2^{+}$ y se propone $J^{\pi} = 5/2^{-}$ para el estado fundamental, en discrepancia con asignaciones previas.

3.4.2 Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles

Un rayo de 733.4 keV ha sido observado en los espectros simples primarios de la reacción $^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango E_{α} que va de los 35 a los 55 MeV. La Fig. III-16 muestra su función de excitación conjuntamente con la de rayos gamma, de transiciones conocidas, en las posibles reacciones del $^{66}\text{Zn} + \alpha$ con evaporación de tres partículas. Si bien la función de excitación del rayo gamma de 733.4 keV permite diferenciarlo de los restantes, y asignarlo tentativamente al ^{67}Ge , se considera que sólo la consistencia de tal suposición, en la sistemática presentada en el capítulo IV,

permite establecer dicha asignación.

La Fig. III-17b muestra la distribución temporal del rayo de 733.4 keV. La pequeña componente primaria, que se observa, se debe a que su fondo no ha sido substraído. Este resultado es por tanto consistente con la $T_{1/2} = 70$ ns medida por Haas et al (Ha' 73).

La Fig. III-18 muestra los espectros en coincidencia γ - γ primaria y retardada del rayo gamma de 733.4 keV. La ausencia en ambos espectros de rayos en cascada, es consistente sólo con un estado isomérico que desexcita, con dicha transición al estado fundamental. Este resultado permite confirmar la energía del estado en cuestión a 733.4 keV, Fig. III-19. Asimismo el comportamiento sistemático de los estados $9/2^+$ para los núcleos de esa región presentado en la Fig. III-20 avalan el presente resultado y la asignación $J^\pi = 9/2^+$ (Ha' 73).

La distribución angular medida para el rayo de 733.4 keV, Fig. III-17a, si bien está fuertemente atenuada, debido al isomerismo del estado que desexcita, permite establecer que se trata de una transición gamma del tipo $\Delta J = 2,0$. El $\Delta J = 0$ queda descartado pues según el estimado de Weisskopf (Wa 59) la vida media del estado de 733.4 keV es sólo consistente con una transición cuadrupolar. Consiguientemente el estado fundamental debe poseer un momento angular $J = 5/2$. Este resultado es consistente en primer orden con un estado $j_{5/2}$ en el marco del modelo de capas, lo que permite, suponer asimismo, paridad negativa. Es de notar que el $J^\pi=5/2^-$ propuesto en el presente trabajo se halla en discrepancia con el $J^\pi=1/2^-$, $3/2^-$ propuesto por Zoller et al (Zo 69) en base a los log ft de las transiciones β^+ del estado fundamental del ^{67}Ge a estados excitados del ^{67}Ga .

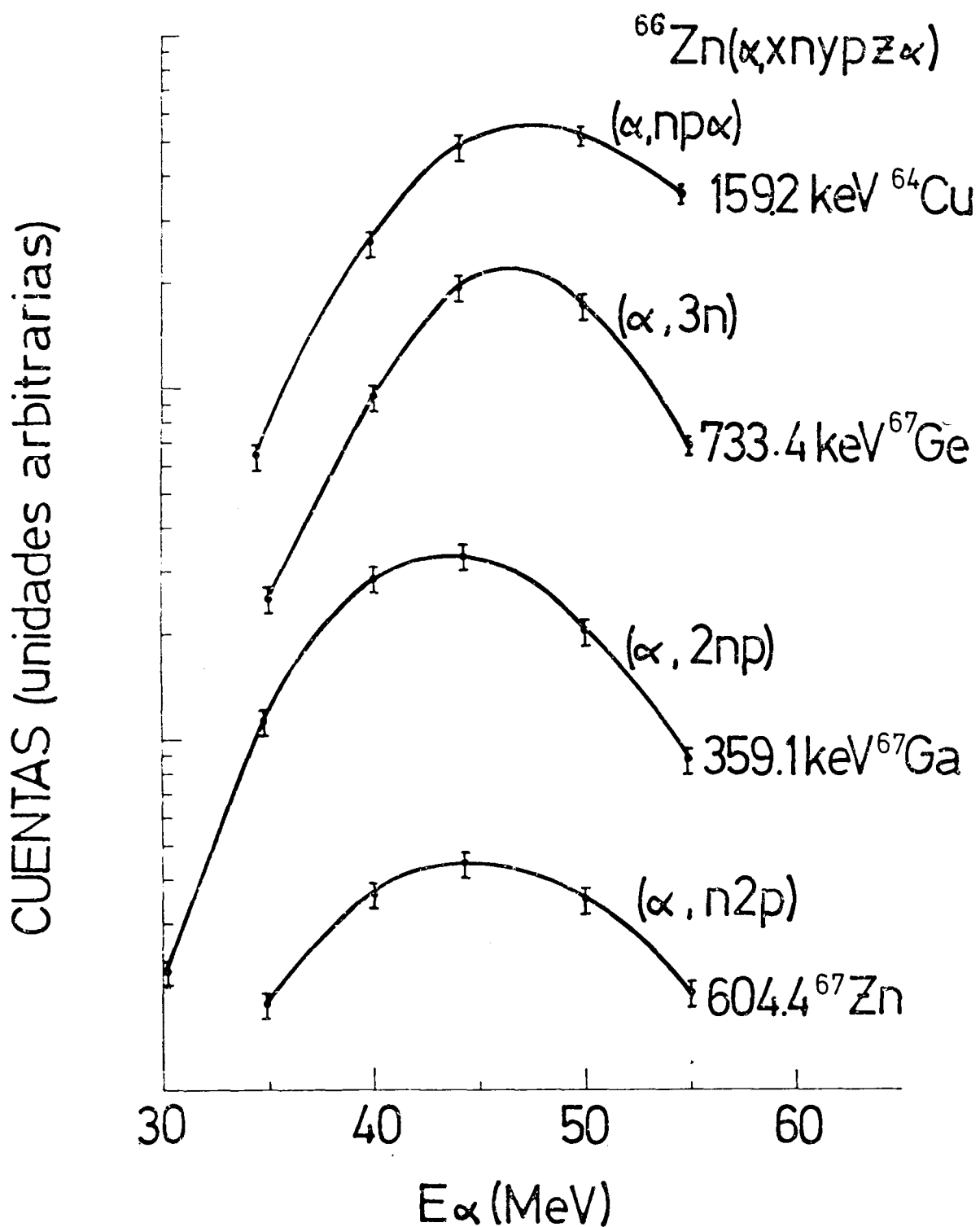


Fig. III-16 Funciones de excitación de transiciones gamma provenientes de núcleos producto de la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, xnypz\alpha)$, en las cuales el núcleo compuesto evapora tres partículas.

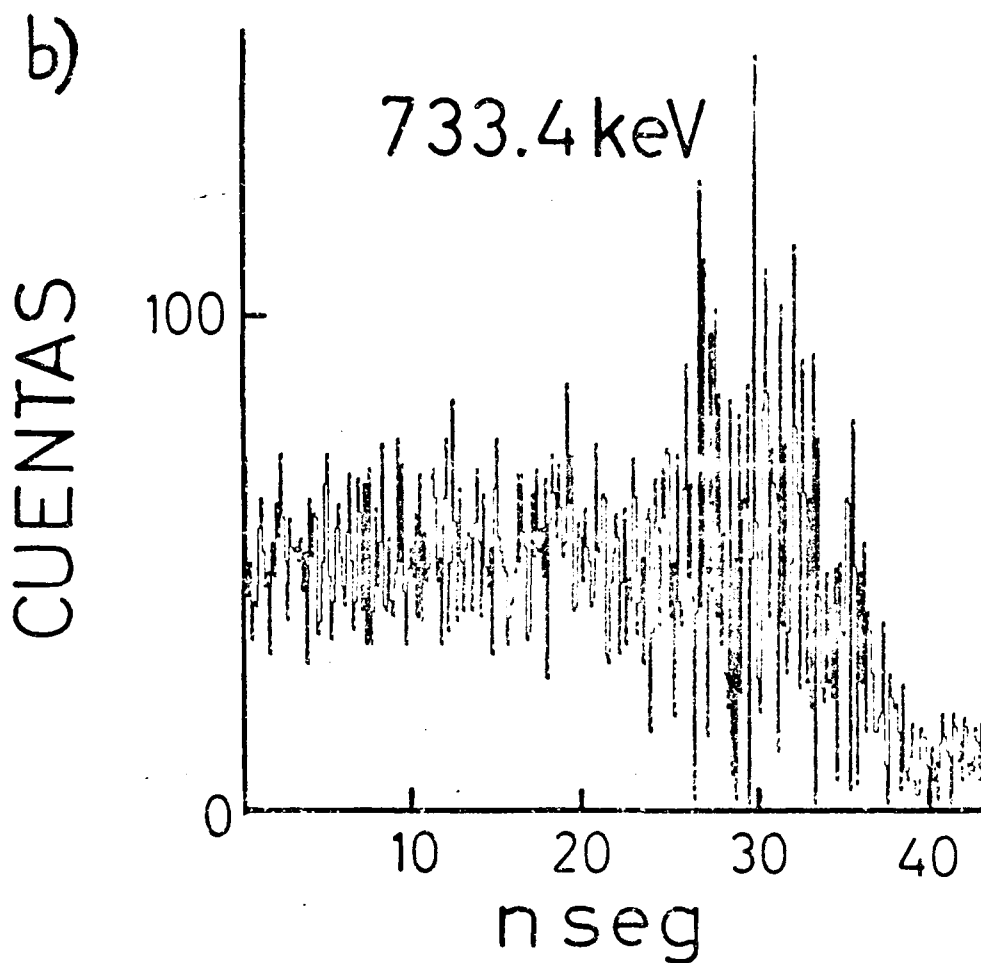
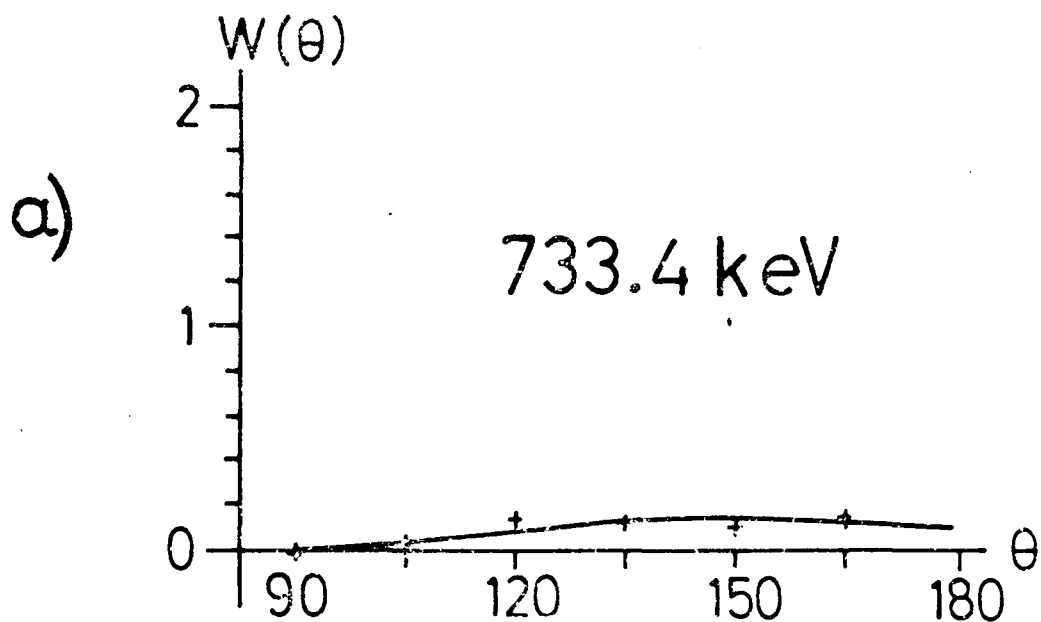


Fig. III-17 a) Distribución angular del rayo gamma de 733.4 keV en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 3n)^{67}\text{Ge}$;
 b) Distribución temporal del rayo de 733.4 keV en la misma reacción. Su fondo no ha sido substraído.

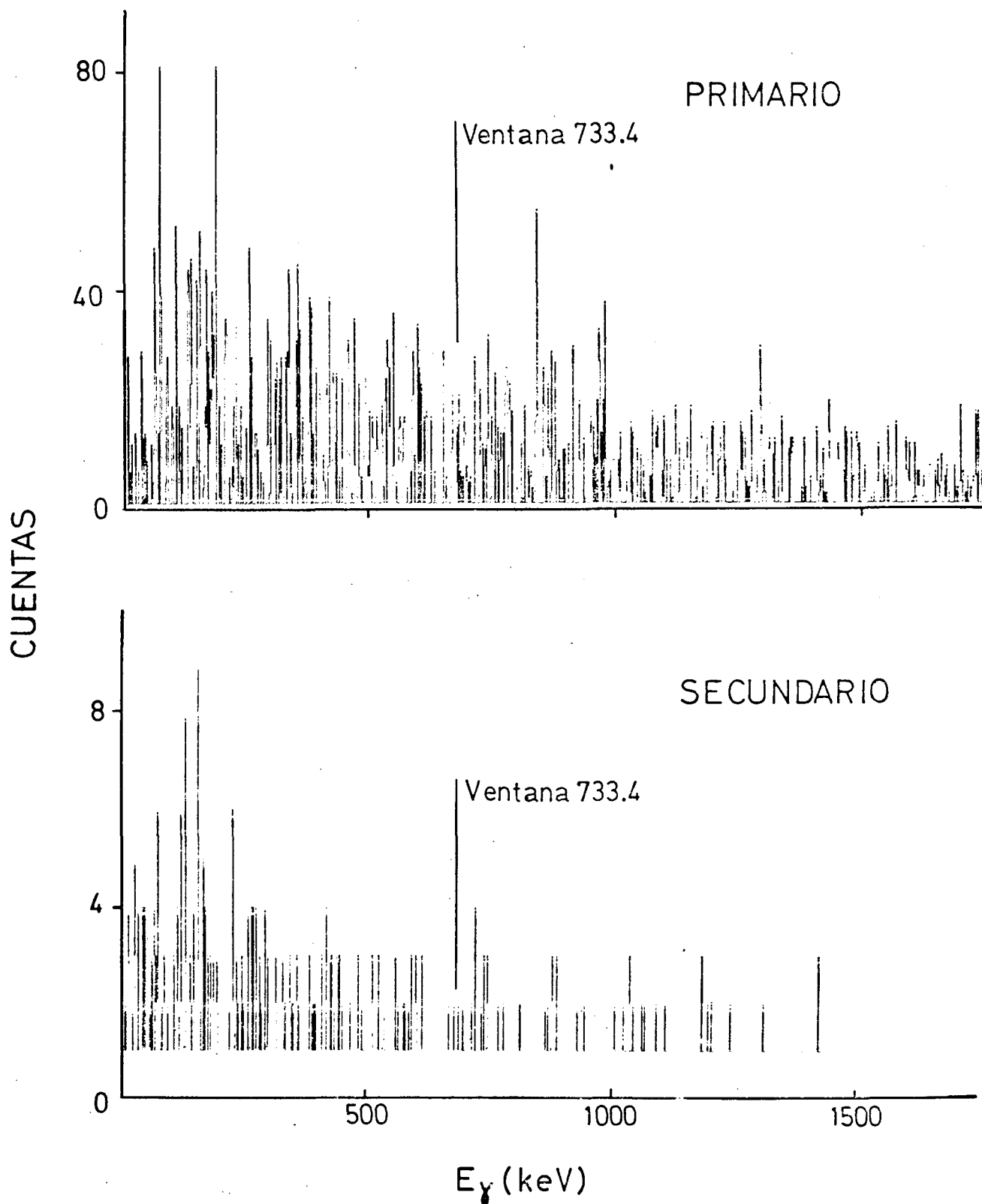


Fig. III-18 Espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ primaria y retardada del rayo de 733.4 keV en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 3n)^{67}\text{Ge}$.

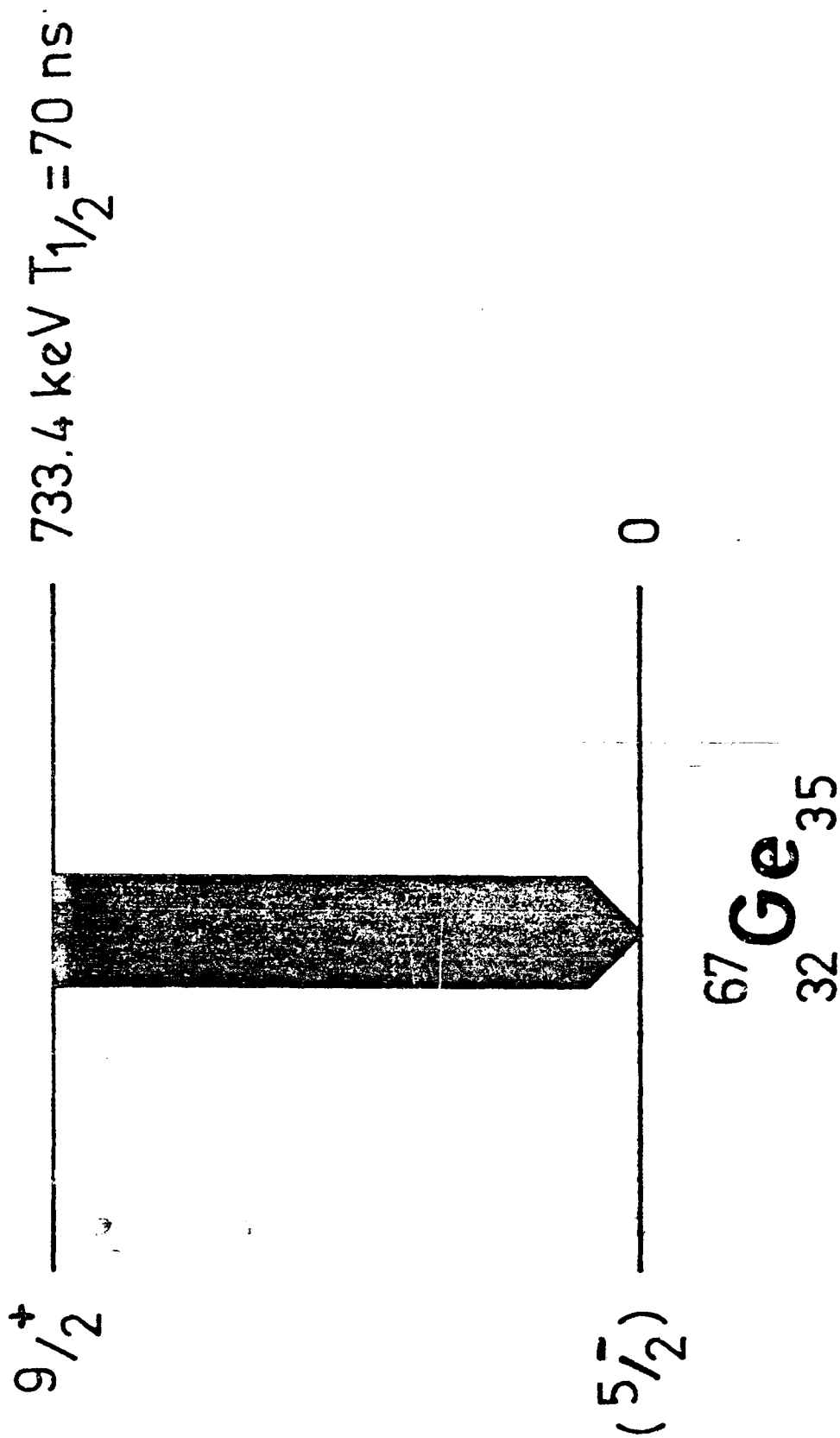


Fig. III-19 Esquema de niveles del ^{67}Ge propuesto en el presente trabajo.

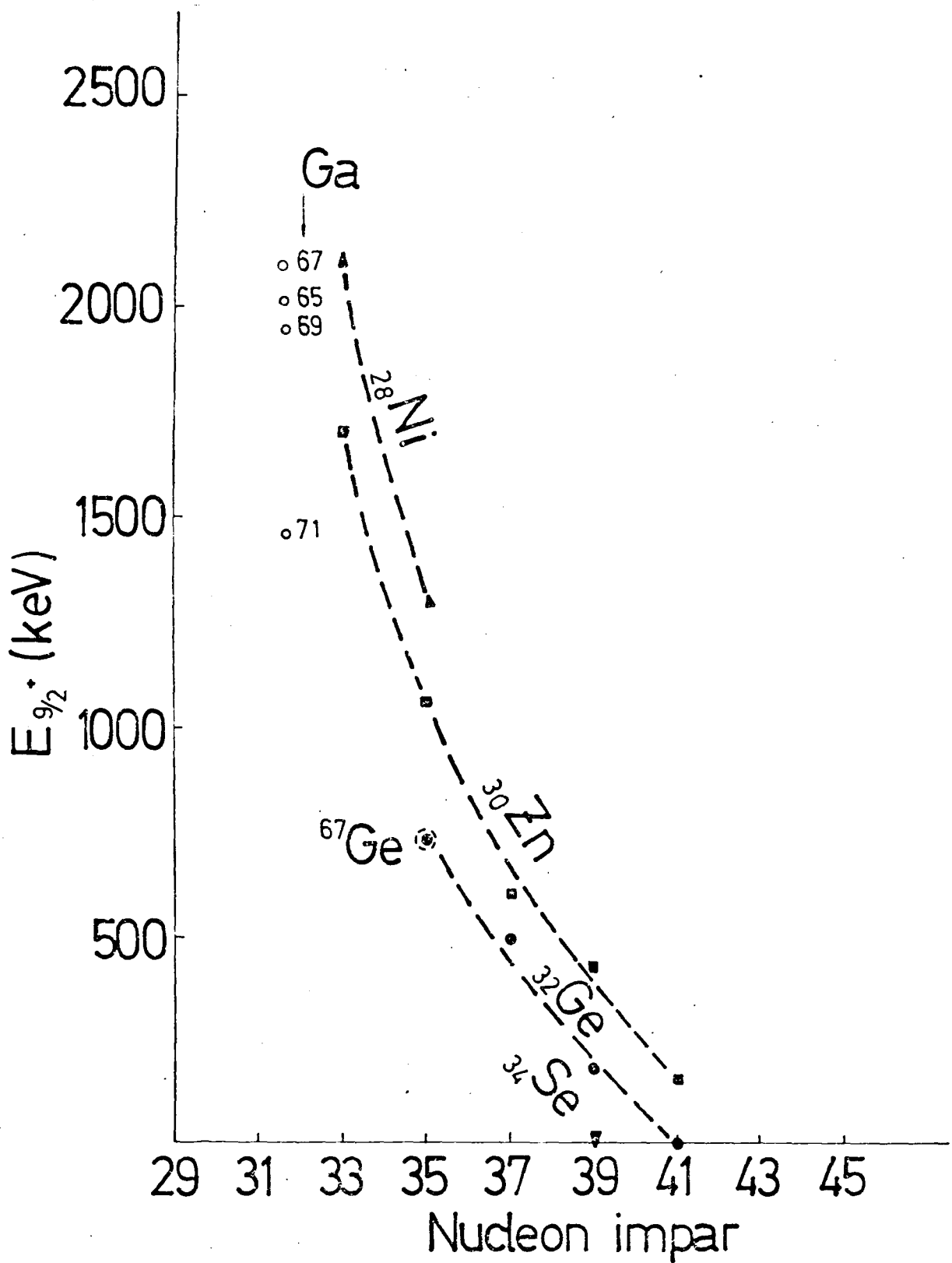


Fig. III-20 Comportamiento sistemático de los estados $9/2^+$ para núcleos A-impar en la zona de los isótopos de Zn y vecinos. Dado que a la abcisa corresponde el nucleón impar, los $9/2^+$ de los Ga aparecen para el mismo valor de esa coordenada.

3.5 Estudio del ^{66}Ga

3.5.1 Introducción

Hasta el presente, sólo se conocían, para el ^{66}Ga , estados excitados de bajo momento angular, dado que los estudios precedentes se basaron en el decaimiento β^+ del ^{66}Ge , (Ri 60), (Bo 69), (Vr' 68), (Ba 69), (Sa 69), (Dz 70), (Bo 70), reacciones inducidas por protones, (Na 71), (He 72), (Di 74), (Le 76) y partículas α de baja energía (Le 76).

En el presente trabajo, la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, np)^{66}\text{Ga}$ $E_\alpha = 45$ MeV ha permitido poblar estados con momento angular hasta $J = 6$. Seis nuevas transiciones, cuatro nuevos estados y sus momentos angulares son establecidos; asimismo, dos nuevos estados isoméricos son determinados y su orden de magnitud establecido.

3.5.2 Resultados experimentales

Siguiendo el método descrito en el apartado 2.2.6, se construyeron las funciones de excitación que se muestran en la Fig. III-21. Ellas permitieron, conjuntamente con los espectros de coincidencia γ - γ cuyos resultados se presentan en la Tabla III-10, identificar los rayos γ pertenecientes al ^{66}Ga . La Fig. III-22 ilustra el tipo de espectros obtenidos en las coincidencias γ - γ primarias para los rayos de 96.2 y 252.7 keV. La Fig. III-23 muestra las distribuciones temporales de los rayos de 96.2, 252.7 y 113.5 keV que permitieron estimar las vidas medias de los estados isoméricos establecidos y que se considerarán en el apartado siguiente.

La Fig. III-24 ilustra las distribuciones angulares y su ajuste medidas para este núcleo. En la Tabla III-11 se presentan los coeficientes A_2 y A_4 de la totalidad de las distribuciones angulares medidas. En la cuarta columna se consigna la variación ΔJ del momento angular de los estados inicial y final de la transición, compatibles con la distribución angular medida.

En la Tabla III-12 se presentan las energías y las intensidades relativas de las transiciones γ observadas en este núcleo. Fueron obtenidas según los procedimientos detallados en los apartados 2.1.2, 2.1.3 y 2.1.4.

3.5.3 Construcción del esquema de niveles

Los resultados experimentales presentados en el apartado anterior, permitieron la construcción del esquema de niveles del ^{66}Ga que se presenta en la Fig. III-25.

El estado fundamental

El momento angular total del estado fundamental del ^{66}Ga $J = 0$ ha sido medido mediante el método de los haces atómicos y resonancia magnética (Nd 69). El $\log ft$ del decaimiento β^+ del ^{66}Ge al ^{66}Ga permite asignar paridad positiva al estado fundamental del ^{66}Ga .

El estado a 43.7 keV

Este primer estado excitado ha sido firmemente establecido por numerosos trabajos de decaimiento β^+ , cuyas referencias han sido ya presentadas en la introducción de la presente sección 3.5, así como en los trabajos de reacciones inducidas por protones, también allí citados. El coeficiente de conversión (Bo 70) de esta transición y el $\log ft$ (Bo 70) del decaimiento de ^{66}Ge a este estado sugieren carácter M1 puro para la misma así como la asignación $J^\pi = 1^+$ para este estado.

Los estados a 139.9 y 392.6 keV

Estos estados han sido previamente observados por Najam et al (Na 71) mediante la reacción $(p, n\gamma)$. Estos autores, comparando sus resultados experimentales con las predicciones estadísticas del modelo del núcleo compuesto, asignan un $J^\pi = 2^+$ para el estado de 139.9 keV y un $J^\pi = 3^+$ para el estado de 392.6 keV.

Las distribuciones angulares obtenidas en el presente trabajo

para las transiciones gamma de 96.2 y 252.7 keV son ambas consistentes con un $\Delta J = 1$.

La transición al estado fundamental de 139.9 keV, establecida por Najam et. al. con una intensidad del 3%, relativa a la transición de 96.2 keV, no ha sido observada en los espectros simples del presente trabajo, aunque aparece en coincidencia con el rayo de 252.7 keV. Esto permitió establecer una relación de intensidades con respecto al rayo de 96.2 keV $\leq 1\%$. La distribución temporal del rayo de 96.2 keV, Fig. III-23, permite estimar una $T_{1/2}$ del orden de 10 ns para el estado de 139.9 keV.

Los estados de 493.5, 840.6 y 1327.4 keV

El estado de 139.9 keV es poblado por tres cascadas dobles de rayos gamma que suman la misma energía dentro de los errores experimentales: $252.7 + 934.8 = 1187.5$; $700.9 + 486.8 = 1187.7$ y $353.6 + 833.7 = 1187.3$. Estas sumas, conjuntamente con los resultados de las coincidencias $\gamma - \gamma$, Tabla III-10, indican la existencia de un nuevo nivel a 1327.5 keV. El orden de los rayos gamma en la primera cascada quedó establecido por la intensidad de ambos rayos. El orden de la segunda cascada quedó fijado por los espectros en coincidencia $\gamma - \gamma$ de los rayos de 448.0 y 486.8 keV. Luego, un nuevo estado a 840.6 keV quedó establecido.

Los resultados de Najam et. al. (Na 71) permiten establecer el orden correcto de la cascada 353.6 - 833.7 keV, dado que esos autores observan la transición gama de 353.6 keV cuando la energía de excitación es mayor que 614 keV. Las transiciones de 353.6, 448.0 y 934.8 keV exhiben distribuciones angulares del tipo $\Delta J = 1$. Este hecho, unido a la ausencia de transiciones a los niveles de menor energía (cross-over), permite establecer los momentos angulares $J(493.5 \text{ keV}) = 3$, $J(840.6 \text{ keV}) = 4$ y $J(1327.5 \text{ keV}) = 4$.

El estado de 1440.9 keV

La energía de este nuevo estado isomérico ha sido establecida en base al ajuste de las energías de los rayos gamma de 600.3 y 113.5 keV con los niveles de 840.6 y 1327.5 keV. Los resultados de las coincidencias primarias y retardadas, conjuntamente con las distribuciones temporales, Fig. III-23, permitieron establecer una vida media de aproximadamente 100 ns. La distribución angular del rayo γ de 113.5 keV, Tabla III-11, es consistente con una transición del tipo $\Delta J = 2$, lo que permite establecer $J(1440.9) = 2$. Asimismo, la transición de 113.5 keV es de carácter eléctrico, dado que, según el estimado de Weisskopf, una transición M2 implicaría una $T_{1/2} > 100 \mu s$. Por lo tanto, los estados de 1140.9 y 1327.5 keV deben tener la misma paridad. Por otra parte, de acuerdo a los momentos angulares asignados, la transición gamma de 600.3 keV será cuadrupolar y además de carácter magnético, dado que compite con la transición cuadrupolar eléctrica de 113.5 keV de menor energía y mayor intensidad. Luego, cualquiera sea la paridad del estado de 1140.9 keV, será de signo opuesto de la del estado de 840.6 keV.

Asignación de paridades

El modelo de capas, en primer orden, sugiere para el estado de 392.6 keV e inferiores, paridad positiva, en acuerdo con las asignaciones de Boer et al (Bo 70) para el estado de 43.7 keV y de Najam et al (Na 71) para los estados de 139.9 y 392.6 keV, como ya ha sido mencionado anteriormente. Por otra parte, los estados de 1327.4 y 1440.9 keV tendrían paridad negativa dado que la órbita $g_{9/2}$ debe ser excitada. Consecuentemente, el estado de 840.6 keV tendría paridad positiva de acuerdo a los argumentos establecidos en la discusión del estado de 1440.9 keV.

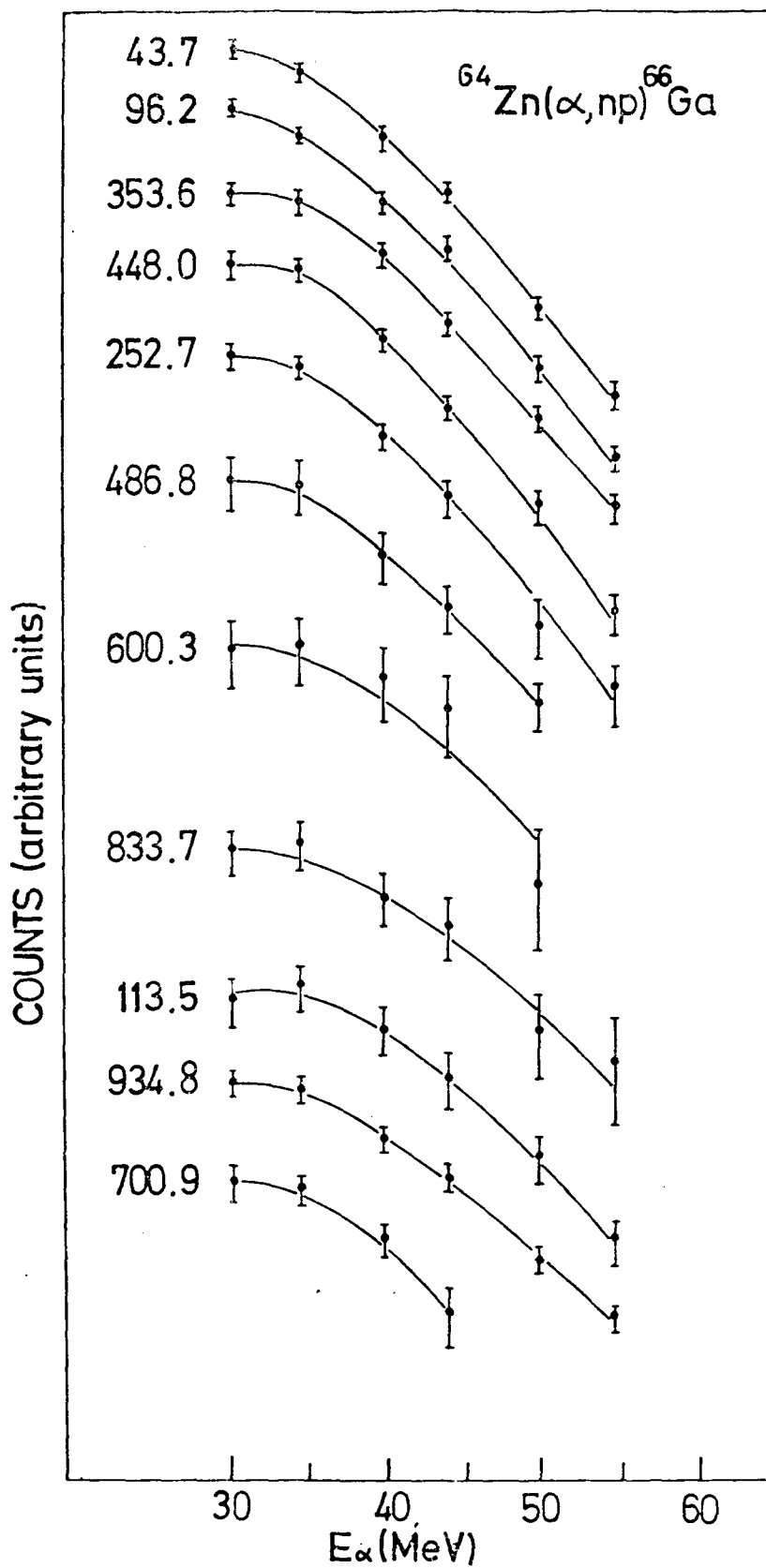
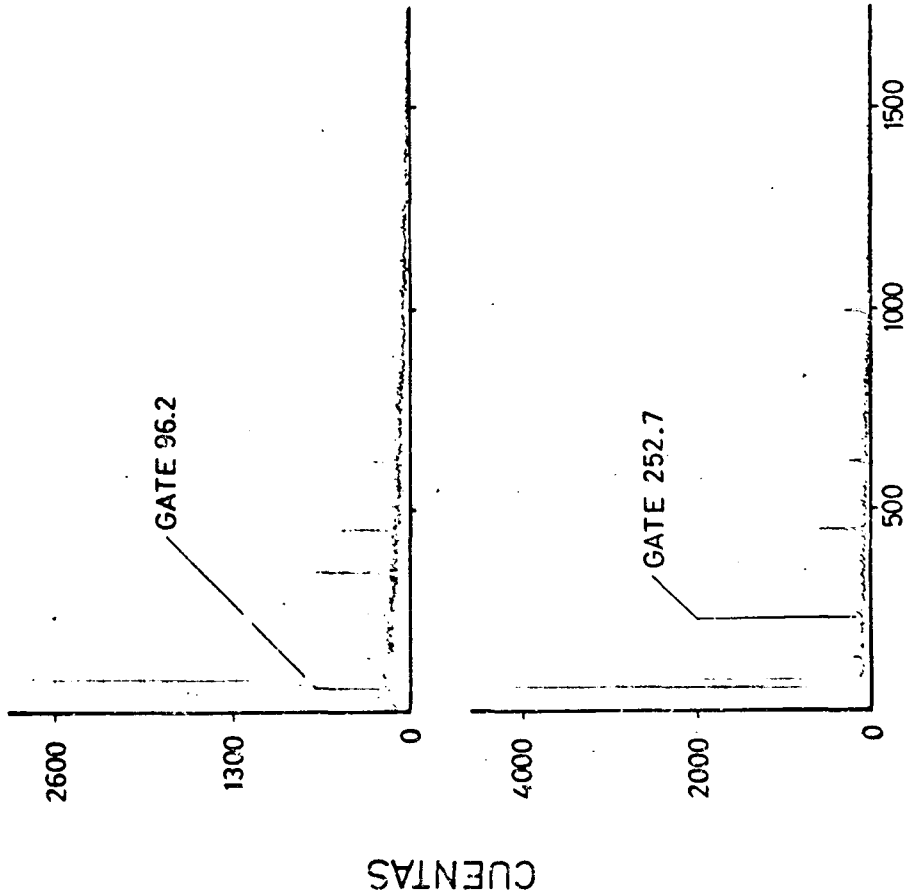
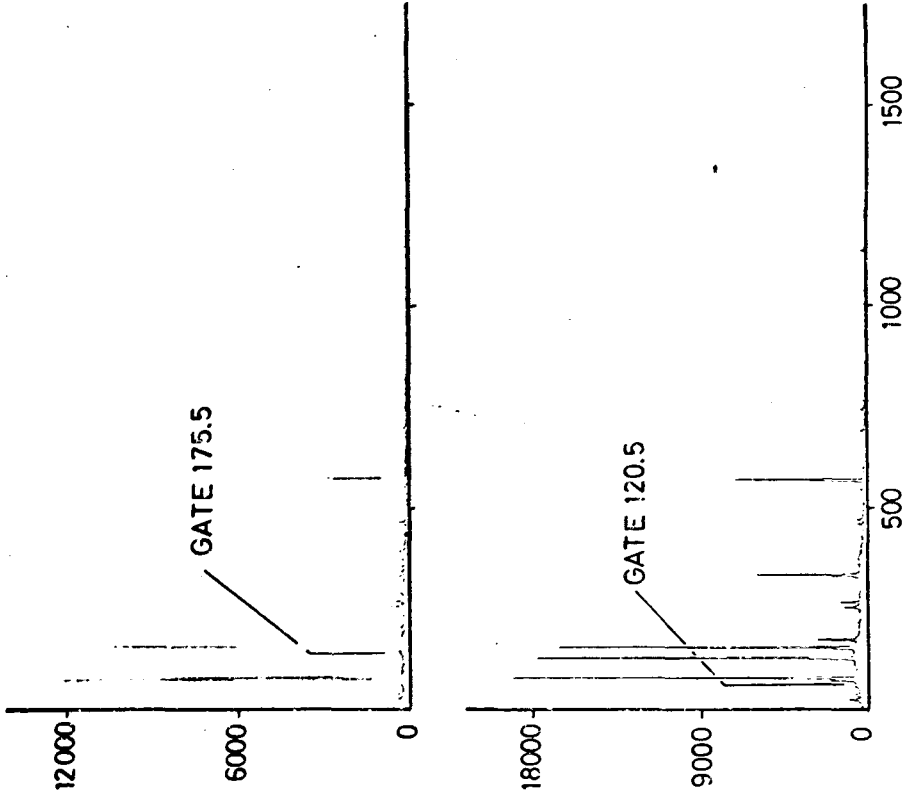


Fig. III-21 Funciones de excitación de la totalidad de las transiciones gamma asignadas al ^{66}Ga producido mediante la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, np)$.

$^{64}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha\text{'S}$



$^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha\text{'S}$



E_γ (keV)

Fig. III-22 Espectros de coincidencias de los rayos gamma de 96.2 y 252.7 keV del ^{66}Ga y de los rayos gamma de 120.5 y 175.5 keV del ^{68}Ga , producidos en las reacciones (α , np) sobre blancos de ^{64}Zn y ^{66}Zn , respectivamente.

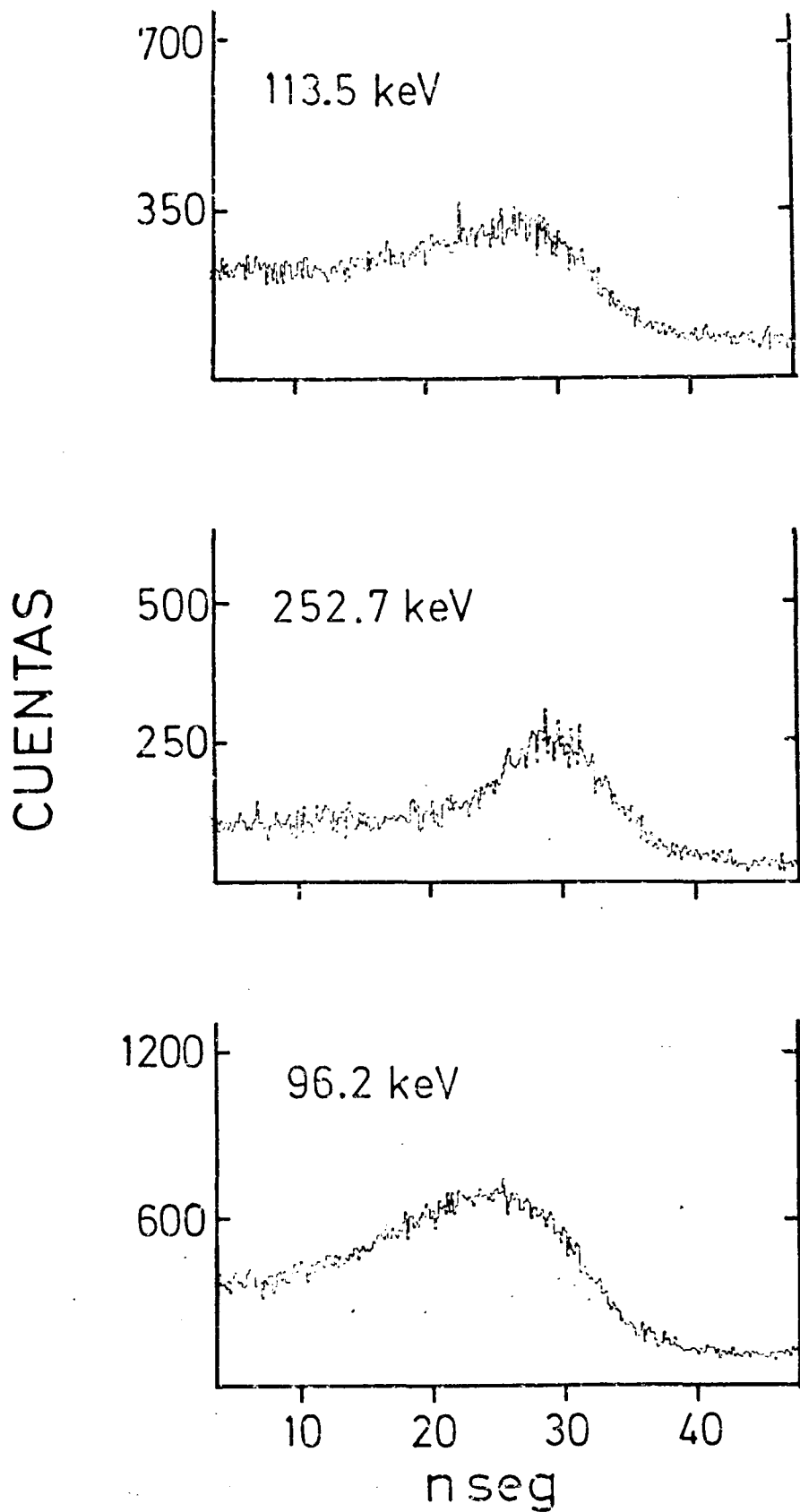


Fig. III-23 Distribuciones temporales de los rayos de 113.5, 252.7 y 96.2 keV en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, np)^{66}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Si bien los fondos no fueron substraídos, la distribución del rayo gamma de 96.2 keV permitió estimar una $T_{1/2} \approx 10$ ns y la del rayo gamma de 113.5 keV, una $T_{1/2} \approx 100$ ns para los estados de 139.9 y 1440.9 keV, respectivamente.

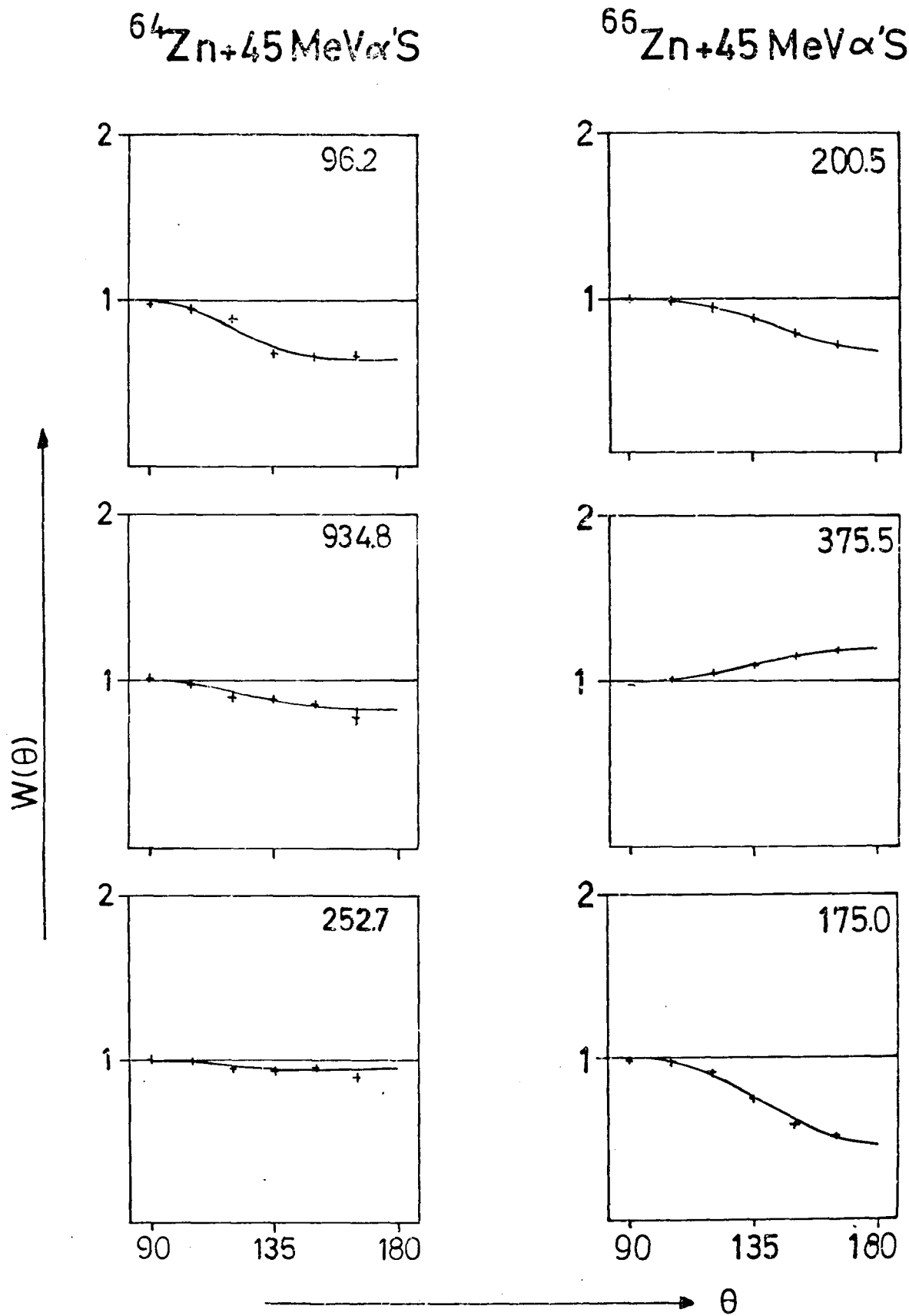


Fig. III-24 Distribuciones angulares de rayos gamma del ^{66}Ga y ^{68}Ga medidos en las reacciones (α, np) sobre blancos de ^{64}Zn y ^{66}Zn respectivamente.

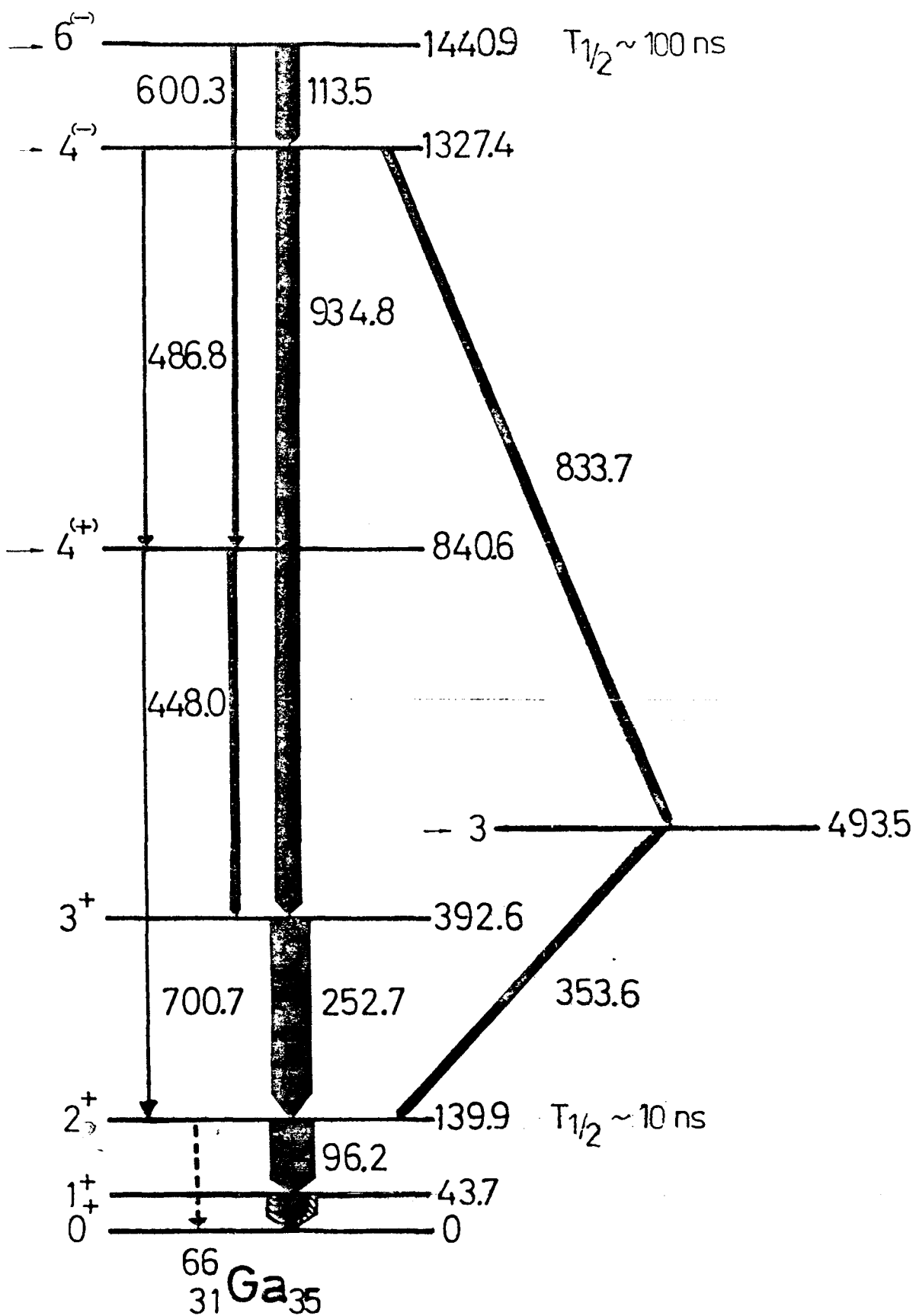
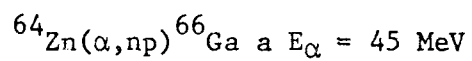


Fig. III-25 Esquema de niveles propuesto para el ^{66}Ga .

Tabla III-10

Resultados de las coincidencias γ - γ primarias en la reacción



E_{γ} (keV) Ven. (keV)	96.2	113.5	252.7	353.6	448.0	486.8	600.3	700.7	833.7	934.8
96.2		*	*	*	*	*	*	*	*	*
113.5	*		*	*	*	*		*	*	*
252.7	*	*			*	*	*			*
353.6	*	*							*	
448.0	*	*	*			*	*			
600.3	*		*		*			*		
700.7	*	*				*	*			
833.7	*	*		*						
934.8	*	*	*							

Tabla III-11

Coefficientes de las distribuciones angulares y las variaciones de momento angular consistentes con las mismas, para la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, np)^{66}\text{Ga}$ a $E_\alpha = 45 \text{ MeV}$.

E_γ (keV)	A_2	A_4	ΔJ
43.7	-0.13 ± 0.03	-0.03 ± 0.04	1,0
96.2	-0.33 ± 0.01	0.11 ± 0.01	1
113.5	0.12 ± 0.01	-0.03 ± 0.01	2
252.7	-0.05 ± 0.01	0.01 ± 0.01	1
353.6	-0.14 ± 0.03	0.05 ± 0.04	1
448.0	-0.30 ± 0.03	0.07 ± 0.03	1
486.8	0.06 ± 0.09	0.06 ± 0.1	-
600.3	0.14 ± 0.06	0.03 ± 0.08	-
700.7	-0.08 ± 0.15	-0.04 ± 0.2	-
833.7	-0.07 ± 0.04	-0.004 ± 0.056	1,0
934.8	-0.14 ± 0.02	0.04 ± 0.03	1

Tabla III-12

Energías e Intensidades gamma asignadas al ^{66}Ga
 en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, np)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

E_{γ} (keV)	I_{γ}	I_T^*
43.7	74	100
96.2	100	79
113.5	48	38
252.7	88	69
353.6	24	19
448.0	30	23
486.8	8	6
600.3	20	16
700.7	8	6
833.7	24	19
934.8	48	38

* : Intensidad total corrigiendo por conversión interna.

3.6 Estudio del ^{68}Ga

3.6.1 Introducción

Se han realizado hasta el presente numerosas investigaciones sobre estados excitados del ^{68}Ga , mediante reacciones inducidas por protones. Brugger et. al. (Br 55) y Chapman et. al. (Ch 57) han medido los neutrones emitidos a diferentes umbrales de energía para numerosos estados excitados. También, se han medido umbrales de energía para electrones de conversión, (Re 66), además de espectros γ y de electrones de conversión. Menti (Me 67) ha medido la distribución angular y los coeficientes de conversión para las transiciones γ de los dos primeros estados excitados. Birstein et. al. (Bi 68) han medido las distribuciones angulares de los rayos γ en las reacciones (p, n γ) y (α , n γ). Información adicional, obtenida mediante técnicas de tiempo de vuelo de neutrones, en la reacción (p, n), ha sido proporcionada por Bass et. al. (Ba 70) y Egan et. al. (Eg 70).

Un esquema de niveles en base a la reacción $^{65}\text{Cu}(\alpha, n)$, a $E_{\alpha} = 14.2$ MeV, ha sido propuesto por Harms-Ringdahl et. al. (Ha 73), si bien los datos básicos de dicho trabajo no han sido publicados.

En el presente trabajo, se establece que los rayos γ de 200.5 y 375.5 keV desexcitan el mismo estado, en discrepancia con las investigaciones de Birstein et. al. Cuatro momentos angulares son establecidos y un estado isomérico es confirmado.

3.6.2 Resultados experimentales

Siguiendo el método descrito en el apartado 2.2.6, se construyeron las funciones de excitación que se muestran en la fig. III-26. Ellas permitieron, conjuntamente con los espectros de coincidencia $\gamma - \gamma$, cuyos resultados se muestran en la tabla III-13, identificar los rayos γ

pertenecientes al ^{68}Ga . La fig. III-22 ilustra el tipo de espectros obtenidos en las coincidencias $\gamma - \gamma$ primarias para los rayos de 175.5 y 120.5 keV. La fig. II-11 (Capítulo II), muestra las distribuciones temporales de los rayos de 126.3, 175.0 y 200.5 keV del ^{68}Ga , y 359.1 keV del ^{67}Ga . Este último, de carácter claramente primario (prompt), se incluye a los efectos de destacar las componentes retardadas en los rayos gamma de 175.0 y 200.5 keV, así como la ausencia de componente primaria en la distribución temporal del rayo gamma de 126.3 keV. Los comportamientos descritos son claros, a pesar de que los fondos en dichas distribuciones no han sido substraídos.

La fig. III-24 ilustra las distribuciones angulares y su ajuste, medidas para este núcleo. En la tabla III-14 se presentan los coeficientes A_2 y A_4 de la totalidad de las distribuciones angulares medidas. En la cuarta columna se consigna la variación ΔJ del momento angular de los estados inicial y final de la transición, compatibles con la distribución angular medida.

En la tabla III-15 se presentan las energías y las intensidades relativas de las transiciones gamma observadas en este núcleo. Fueron obtenidas según los procedimientos detallados en los apartados 2.1.2, 2.1.3 y 2.1.4.

3.6.3 Construcción del esquema de niveles

Los resultados experimentales presentados en el apartado anterior, permitieron la construcción del esquema de niveles del ^{68}Ga que se muestra en la fig. III-28 y que discutimos a continuación.

El estado fundamental

El momento angular total del estado fundamental del ^{68}Ga ha sido medido, $J = 1$, mediante el método de haces atómicos y moleculares (Nd 69). En base a los log ft del decaimiento β^+ del ^{68}Ge , ha sido asignada paridad

positiva a dicho estado.

El estado de 175.0 keV

Este estado ha sido firmemente establecido en base a diversas reacciones nucleares inducidas por protones (Br 55), (Ch 57), (Re 66).

Mediante la distribución angular de la transición gamma de 175.0 keV, en las reacciones (p, n γ) y (α , n γ), Birstein et. al. (Bi 68), han propuesto $J = 2$ en acuerdo con los resultados de Menti (Me 67). Por otra parte, Egan et. al. (Eg 67) y Bass et. al. (Ba 70), mediante la técnica de tiempo de vuelo de neutrones en la reacción (p, n), han propuesto $J = 2$ ó 3 y $J = 2$ ó 1 respectivamente.

Las distribuciones angulares medidas en el presente trabajo, son consistentes con una transición del tipo $\Delta J = 1$, esto es, $J = 0$ ó 2.

Proponemos, tentativamente, $J = 2$, si bien no existen argumentos experimentales suficientes.

Se propone paridad positiva para este estado, dado que en el marco del modelo de capas, sólo recién al ser excitada la órbita $g_{9/2}$, aparecería la paridad negativa.

Birstein et. al. (Bi 68) han medido la relación de mezcla $\delta(175.0 \text{ keV}) = -0.02 \pm 0.03$. Por otra parte, Menti (Me 67) ha establecido el carácter M1 de esta transición, mediante la medición de coeficientes de conversión de electrones. Estos resultados se hallan en discrepancia con el $\delta(175.0 \text{ keV}) = -0.10 \pm 0.04$ medido por Harms-Ringdahl et. al. (Ha 73).

El estado de 375.5 keV

El estado de 375.5 keV fue observado por primera vez por Rester et. al. (Re 66). Este autor establece su desexcitación a los estados primero excitado y fundamental. Birstein et. al. (Bi 68) han propuesto a este estado como un doblete, con el objeto de explicar: a) que la suma de

las transiciones en cascada difiere de la energía del rayo γ que lo desexcita directamente al estado fundamental; b) que las relaciones de intensidad de los rayos γ de 375.5 y 200.5 keV son diferentes para las reacciones $(\alpha, n\gamma)$ y $(p, n\gamma)$; c) que, las transiciones γ de 375.5 y 200.5 keV deben desexcitar, de acuerdo a sus distribuciones angulares, estados con momento angular $J = 2$ y $J = 3$ respectivamente.

Los resultados del presente trabajo, en discrepancia con las proposiciones de Birstein et. al. permiten establecer claramente que los rayos γ de 375.5 y 200.5 keV desexcitan el mismo estado de 375.5 keV:

Dado que se observa un acuerdo total entre la suma de las energías de los rayos en cascada y la transición γ en paralelo de 375.5 keV y que el espectro de coincidencia del rayo de 120.5 keV, fig. III-22, permitió establecer que la relación de intensidades de los rayos de 375.5 y 200.5 keV, es la misma, en dicho espectro, que en los espectros simples.

Adicionalmente, el espectro de neutrones obtenido por Bass et. al. (Ba 70) muestra un solo pico en este rango de energía, en tanto que los resultados de Egan et. al. (Eg 70) son consistentes con la existencia o no de un doblete. En ambos casos, sus resultados sugieren momento angular 2 ó 3; Egan en particular propone $J = 2^+$.

El momento angular de este nivel debe ser $J \leq 3$, dado que $J = 4$ implicaría, para la transición de 375.5 keV, carácter octupolar, resultado claramente contradictorio con la relación de intensidades de dicha transición respecto al rayo gamma de 200.5 keV.

Las energías y las relaciones de intensidad de las transiciones del estado de 496.0 keV, discutido más abajo, permiten descartar la posibilidad $J(375.5 \text{ keV}) < 3$.

Resulta, por lo tanto, $J(375.5 \text{ keV}) = 3$, la única posibilidad consistente con los argumentos precedentes, y con las distribuciones angu-

lares medidas para las transiciones de 175.0, 200.5 y 375.5 keV, tabla III-14, compatibles con $\Delta J = 1$, $\Delta J = 1$ y $\Delta J = 2 \text{ ó } 0$, respectivamente. Si bien no existen razones experimentales suficientemente rigurosas para establecer la paridad de este estado, el modelo de capas sugiere paridad positiva, como se verá en la sección 3.10.

El estado de 496.0 keV

Este estado ha sido previamente observado por Bass et. al.

(Ba 70). Dichos autores sugieren $J^\pi = 5^+ \text{ ó } 4^+$.

Dado que este nivel no se halla conectado al estado fundamental su momento angular debe ser $J \geq 4$. Por otra parte, con la sola suposición de que J (375.5 keV) ≤ 3 , ver apartado anterior, y, teniendo en cuenta el resultado de la distribución angular del rayo γ de 120.5 keV, consistente con $\Delta J = 1$, quedan claramente establecidas las asignaciones J (496.0 keV) = 4 y J (375.5 keV) = 3. El modelo de capas sugiere paridad positiva para este estado, como se verá en la sección 3.10.

El estado de 805.9 keV

Este nivel corresponde probablemente al observado por Bass et. al.

(Ba 70) a 809 ± 4 keV.

La distribución angular de la transición γ de 430.3 keV, tabla III-14, es consistente con $\Delta J = 1$. Las asignaciones $J = 2 \text{ ó } 3$ son improbables por no observarse transiciones al estado fundamental. Por lo tanto, es asignado J (805.9 keV) = 4. Dado que la energía de este estado se encuentra en una zona de transición respecto a posibles contribuciones de la órbita $g_{9/2}$, no es posible especular acerca de su paridad.

El estado de 1103.3 keV

Este estado se corresponde probablemente con el de 1.10 MeV y

1107 ± 4 keV, observados por Rester et. al. (Re 66) y Bass et. al. (Ba 70),

respectivamente.

La distribución angular del rayo γ de 607.3 keV, tabla III-14, es consistente solo con $\Delta J = 1$, por lo tanto, con un $J = 3$ ó 5 . La ausencia de transiciones a los primeros estados excitados sugiere $J = 5$. Más aún, un $J = 3$ implicaría $J = 5$ para el estado de 1229.6 keV, que, como veremos más abajo, no posee tampoco transiciones a estados con momento angular $J \leq 4$. Por lo tanto, $J(1103.3 \text{ keV}) = 5$ es establecido.

El estado de 1229.6 keV

Este estado isomérico ha sido medido por Zeitz (Ze 00), quien establece $T_{\frac{1}{2}} = 85 \text{ ns}$.

Las coincidencias retardadas y las distribuciones temporales, fig. III-27, permiten establecer claramente que este estado alimenta los considerados precedentemente y tiene una vida media consistente con la medida por Zeitz.

Los coeficientes de la distribución angular de la transición de 126.3 keV, son consistentes sólo con un $\Delta J = 2$ (este resultado fue supuesto anteriormente en relación con la asignación del momento angular del estado de 1103.3 keV).

Por lo tanto, se establece para el nivel de 1229.6 keV, $J = 7$.

Del estimado de Weisskopf (Wa 59) se deduce claramente el carácter eléctrico de la transición de 126.3 keV. Dado que una M2 implicaría una $T_{\frac{1}{2}} \approx 10 \mu\text{s}$. para el estado de 1229.6 keV, esto es 10^3 veces mayor que la vida media medida.

El carácter cuadrupolar eléctrico de dicha transición implica igual paridad para los estados que conecta. En base al modelo de Capas se propone paridad negativa, dado que a esta energía la órbita $g_{9/2}$ debe ser excitada.

El estado de 1323.0 keV

Este nivel, también observado por Bass et. al. (Ba 70), ha sido establecido en base al rayo γ de 219.7 keV que, de acuerdo a los resultados de las coincidencias retardadas y las distribuciones temporales, posee carácter primario (prompt). Su posición en el esquema surge de los resultados de las coincidencias $\gamma - \gamma$, tabla III-13. La distribución angular del rayo de 219.7 keV es consistente con un $\Delta J = 1$, es decir, $J = 6$ ó 4 . La ausencia de transiciones a estados de menor energía sugiere $J(1323.0 \text{ keV}) = 6$.

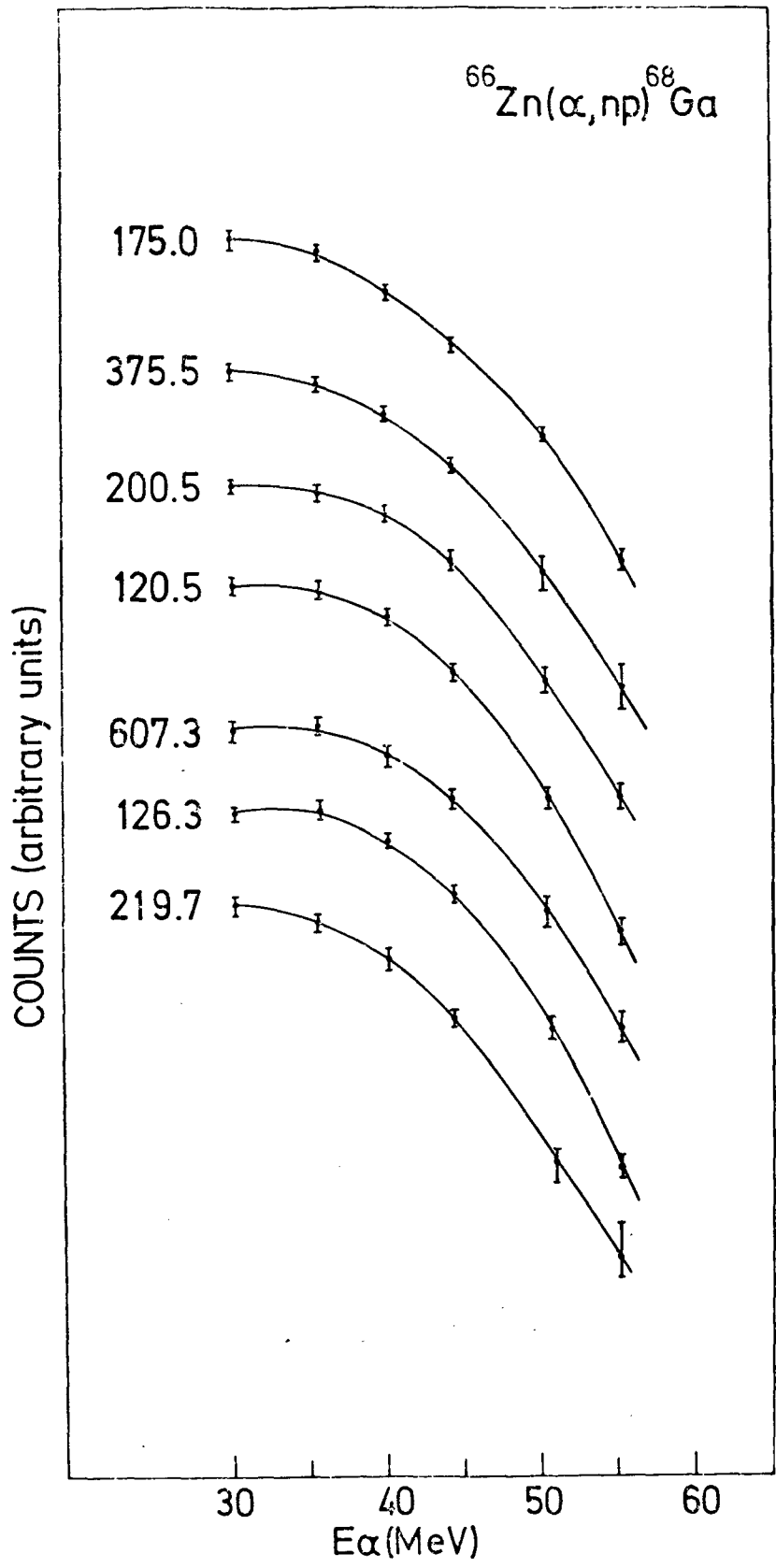


Fig. III-26 Funciones de excitación de las transiciones gamma más intensas del ^{68}Ga producido en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, np)$.

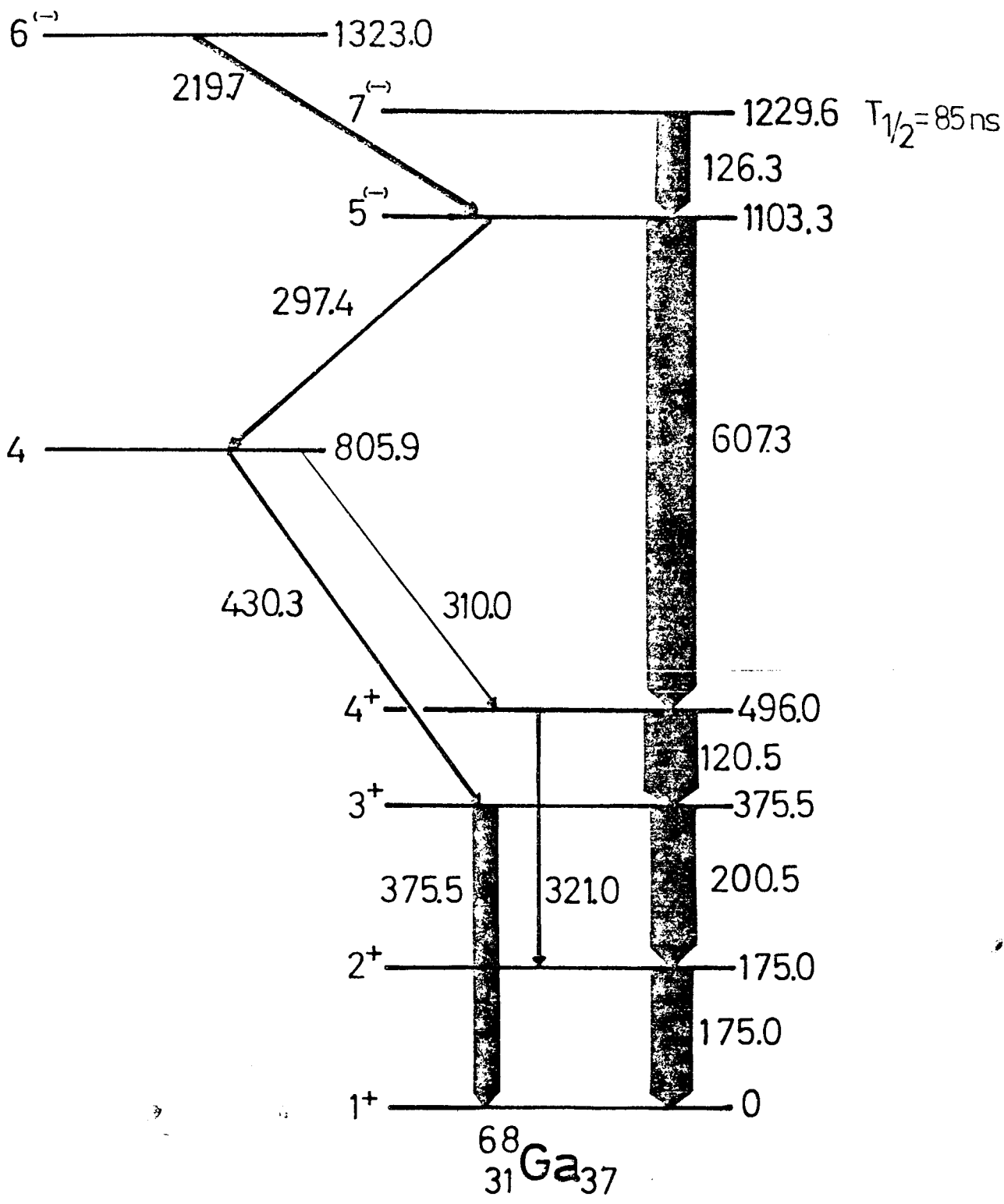


Fig. III-28 Esquema de niveles propuesto para el ^{68}Ga .

Tabla III-13

Coincidencias γ - γ primarias y retardadas en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, np)^{68}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

E_{γ} Gate Energy (keV)	175.0	200.5	375.5	120.5	607.3	126.3	321.0	430.3	310.0	297.4	219.7
175.0	**	**		**	**	**	**	**	**	**	*
200.5	**			**	**	**	**	**	**	**	*
375.5				**	**	**	**	**	**	**	*
120.5	**	**	**		**	**			**	**	*
607.3	**	**	**	**		**	**				*
126.3	**	**	**	**	**		**	**	**	**	
321.0	**				**	**			**	**	*
430.3	*	**	**			**				**	*
310.0	**	**	**	**		**	**			**	*
297.4	**	**	**	**		**	**	**	**		*
219.7	*	*	*	*	*		*	*	*	*	

** : En coincidencia γ - γ primaria y retardada.

* : En coincidencia γ - γ primaria.

D : Picos cuya observación es dudosa.

Tabla II-14

Coeficientes de las distribuciones angulares y las variaciones
de momento angular consistentes con las mismas,
para las transiciones gamma del ^{68}Ga
en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, np)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

E_{γ} (keV)	A_2	A_4	ΔJ
175.0	-0.42 ± 0.03	-0.03 ± 0.04	1
200.5	-0.21 ± 0.03	-0.04 ± 0.05	1
375.5	0.13 ± 0.01	-0.006 ± 0.004	2,0
120.5	-0.12 ± 0.03	-0.008 ± 0.004	1
607.3	-0.10 ± 0.01	0.001 ± 0.001	1
126.3	0.09 ± 0.01	-0.04 ± 0.01	2
321.0	0.02 ± 0.1	-0.1 ± 0.1	-
430.3	-0.30 ± 0.01	0.07 ± 0.1	1
219.7	-0.22 ± 0.02	-0.02 ± 0.03	1

Tabla III-15

Energías e Intensidades de los rayos gamma asignados al ^{68}Ga
en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, np)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

E_{γ} (keV)	I
175.0	100
200.5	102
375.5	63
120.5	138
607.3	132
126.3	89
321.0	7
430.3	8
340.0	8
297.4	13
219.7	14

3.7 Estudio del ^{64}Cu

3.7.1 Introducción

Este núcleo ha sido estudiado mediante diversas reacciones. Un compendio de la información actual puede hallarse en la ref. (Zn 64). En particular hacemos referencia a las reacciones $^{63}\text{Cu}(d,p\gamma)$ (Bl 72) y $^{62}\text{Ni}(\alpha,np\gamma)$ (Su 71) pues en ambas se observa la cascada de rayos gamma medida en el presente trabajo mediante la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha,np\alpha)^{64}\text{Cu}$. Si bien nos limitamos a corroborar estados y propiedades de ese núcleo previamente establecidos, es de interés estudiar el esquema de desexcitación del ^{64}Cu como núcleo residual de la reacción $(\alpha,np\alpha)$ cuyo comportamiento sistemático se estudia en el capítulo IV.

3.7.2 Resultados experimentales y esquema de niveles

La Fig. III-29 muestra el espectro de coincidencias γ - γ retardadas del rayo de 212.3 keV, claramente en cascada con los rayos de 159.2, 202.5 y 1019.1 keV. Ordenando esa cascada según las relaciones de intensidad, Tabla III-16 resulta el esquema de niveles presentado en la Fig. III-30. Las distribuciones angulares de esos rayos han sido medidas y sus resultados son consignados en la Tabla III-17. Dado que el estado fundamental del ^{64}Cu tiene momento angular $J(\text{est. fund.}) = 1$ (Zn 64) resulta inmediato de los resultados de las distribuciones angulares las asignaciones 2, 3 y 4 para los estados de 159.2, 362.1 y 574.4 keV. Con respecto a la transición gamma de 1019.1 keV se opta por $\Delta J = 2$ dado que se trata de la cascada de desexcitación de un núcleo residual con gran momento angular. Resulta por tanto $J(1593.5) = 6$. Estas cuatro asignaciones corroboran los momentos angulares previamente establecidos por diferentes métodos (Zn 64). El espectro de coincidencias γ - γ retardadas de la Fig. III-29 prueba claramente la existencia de un estado isomérico. Este ha sido medido ref. (Bl 72) y (Su 71) determinándose en ambos casos el mismo valor

dentro de los errores experimentales $T_{1/2} = 20.4 \pm 0.7$ ns. Este isomerismo es atribuido al estado de 1593.5 por (B1 72) en tanto que en la ref. (Su 71) se propone la existencia de una transición de baja energía arriba del nivel de 1593.5 keV.

Las paridades asignadas en la Fig. III-30 son tomadas de las referencias ya citadas.

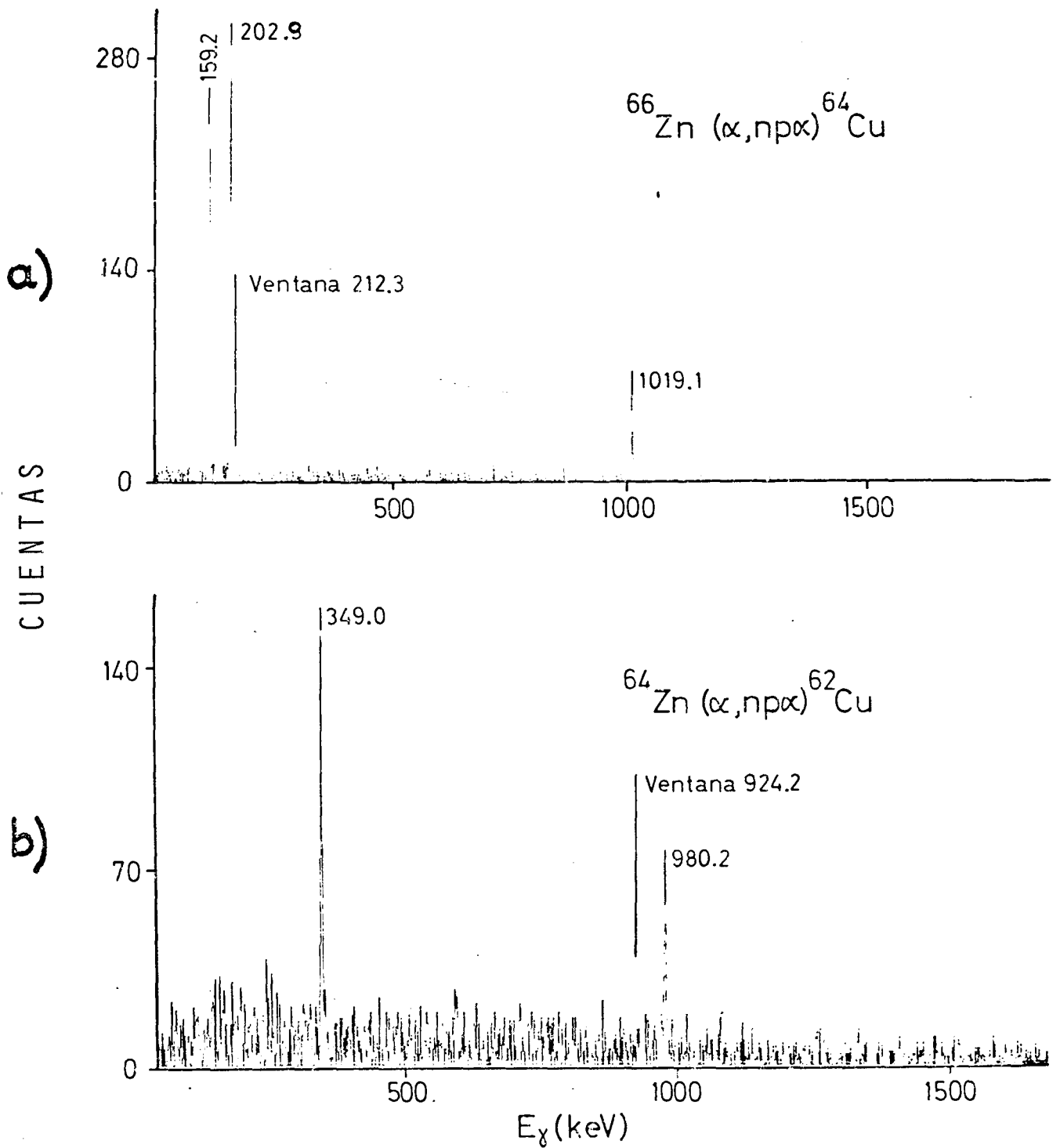


Fig. III-29 a) Espectro en coincidencia $\gamma - \gamma$ retardada del rayo gamma de 212.3 keV en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, np\alpha) ^{64}\text{Cu}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV;
 b) Espectro en coincidencia $\gamma - \gamma$ primaria del rayo gamma de 924.7 keV en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, np\alpha) ^{62}\text{Cu}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV.

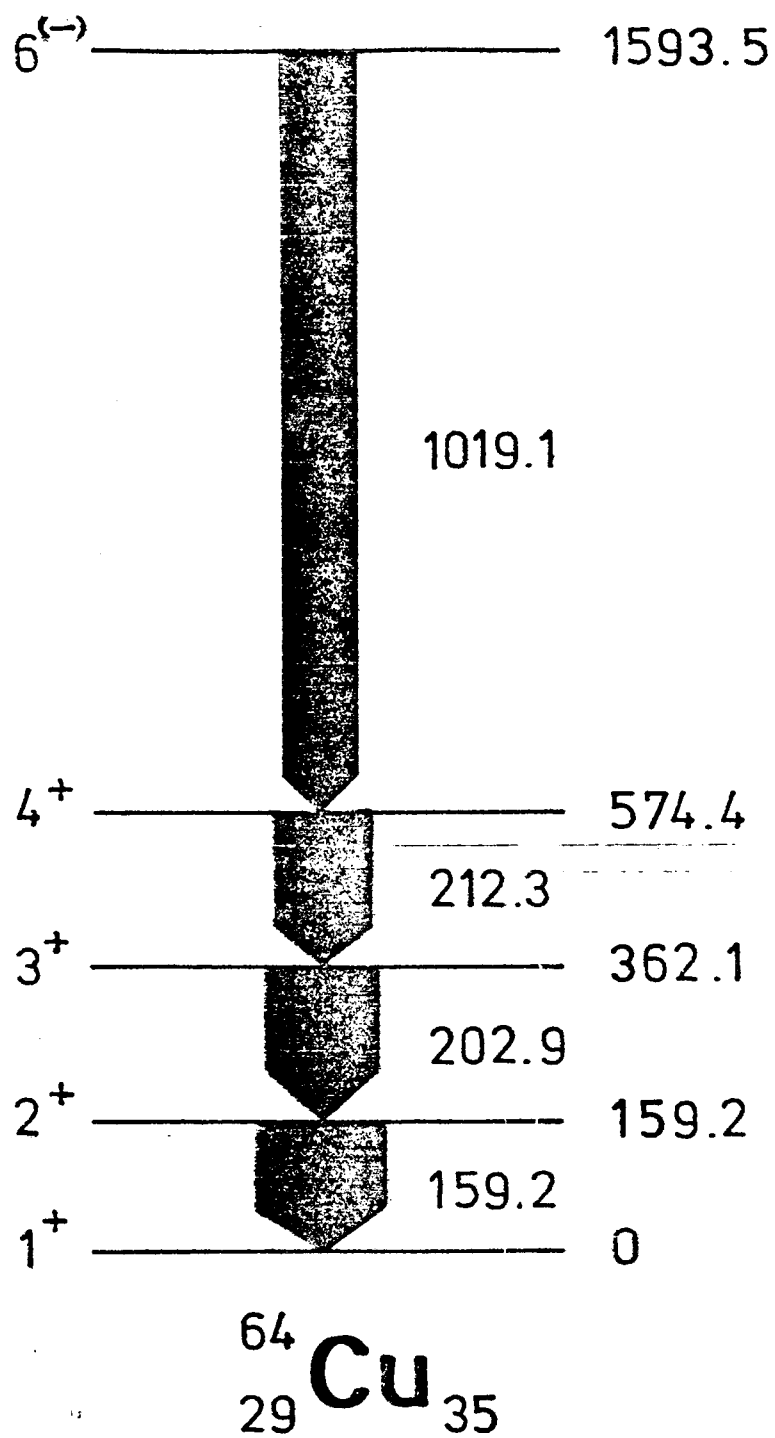


Fig. III-30 Esquema de niveles del ^{64}Cu en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n\alpha)$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

Tabla III-16

Energías e intensidades relativas de los rayos gamma asignados al ^{65}Zn en la reacción $^{66}\text{Zn} + 45 \text{ MeV } \alpha$

E_{γ} (keV)	I_{γ} Int. Rel.
159.2	100
202.9	85
212.3	78
1019.1	62

Tabla III-17

Coefficientes de las distribuciones angulares medidas en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, n p \alpha) ^{64}\text{Cu}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

Se indica con ΔJ el cambio de momento angular consistente con la respectiva distribución angular

E_{γ} (keV)	A_2	A_4	ΔJ
159.2	-0.21 ± 0.01	0.003 ± 0.011	1
202.9	-0.25 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	1
212.3	-0.23 ± 0.01	-0.02 ± 0.02	1
1019.1	0.19 ± 0.02	-0.03 ± 0.01	2,0

3.8 Estudio del ^{62}Cu

3.8.1 Introducción

Este núcleo ha sido estudiado mediante diversas reacciones nucleares y el decaimiento β^+ del ^{62}Zn . Un compendio de la información actual puede hallarse en la ref. (Ve 74). En el presente trabajo el ^{62}Cu se estudia mediante la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n p \alpha)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV. Dos nuevos estados y sus respectivos momentos angulares son establecidos. Estos resultados contradicen el esquema de niveles propuesto por Verheul (Ve 74) y confirman el orden de los rayos de la cascada principal propuestos por Sunyar et al (Su 69) en la reacción $^{60}\text{Ni}(\alpha, n p \gamma)$ a $E_{\alpha} = 32-40$ MeV. Se establece la no existencia de estados isoméricos del orden de los ns o mayores en la cascada principal de desexcitación.

3.8.2 Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles

La Fig. III-31 muestra las funciones de excitación de la totalidad de los rayos asignados en este trabajo al ^{62}Cu . Las relaciones de coincidencia $\gamma - \gamma$ primarias, resumidas en la Tabla III-18 y las relaciones de intensidad, Tabla III-19, permitieron construir el esquema de niveles propuesto en la Fig. III-32, en el cual dos nuevos estados a 1730.0 y 2294.7 keV resultan establecidos. Las intensidades gamma han sido normalizadas suponiendo que la intensidad total de la transición que desexcita el estado de 40.8 keV es igual a la suma de las intensidades gamma de los rayos que lo alimentan. Este supuesto implica un coeficiente de conversión interna total para la transición de 40.8 keV, $\alpha_T(40.8 \text{ keV}) = 0.8 \pm 0.1$ resultado consistente con el valor teórico para una supuesta M1 (Ha 68).

La Tabla III-19 consigna los coeficientes de las distribuciones angulares medidas y el cambio de momento angular ΔJ compatible con las mismas. Dado que el estado fundamental y el primer excitado del ^{62}Cu tienen momento angular 1 y 2, (Ve 74) respectivamente, los resultados de la Tabla III-19

permiten corroborar los momentos angulares $J(243.4 \text{ keV}) = 2$, $J(389.8 \text{ keV}) = 4$ y $J(425.9 \text{ keV}) = 3$ ya conocidos (Ve 74) y establecen $J(1370.0 \text{ keV}) = 5$ y $J(2294.7 \text{ keV}) = 6$ para los dos nuevos estados.

Es de notar que Sunyar et al (Su 69) establecen correctamente que los rayos gamma de 924.7 y 980.2 se hallan en cascada y alimentan el nivel de 389.8 keV, si bien no establecen definitivamente su orden. Por otra parte Verheul (Ve 74) supone que aquellos rayos en cascada alimentan un estado a 637 keV alcanzando el estado fundamental por una vía paralela al rayo de 349.0 keV, proposición claramente en contradicción con nuestros resultados como lo muestra el espectro de coincidencia γ - γ del rayo de 924.7 keV, Fig. III-29b. La distribución temporal del rayo gamma de 349.0 keV, Fig. III-33 pone de manifiesto aunque su fondo no ha sido substraído el isomerismo del estado de 389.8 keV ya medido por Sunyar et al (Su 69), quienes establecen $\tau_{1/2} = 11.5 \text{ ns}$. Del mismo modo las distribuciones temporales de las transiciones de 980.2 y 924.7 keV mostrados en la misma figura, prueban la no existencia en la cascada de desexcitación, de estados isoméricos del orden de los ns o mayores, pues no se observa en ellos componente retardada alguna.

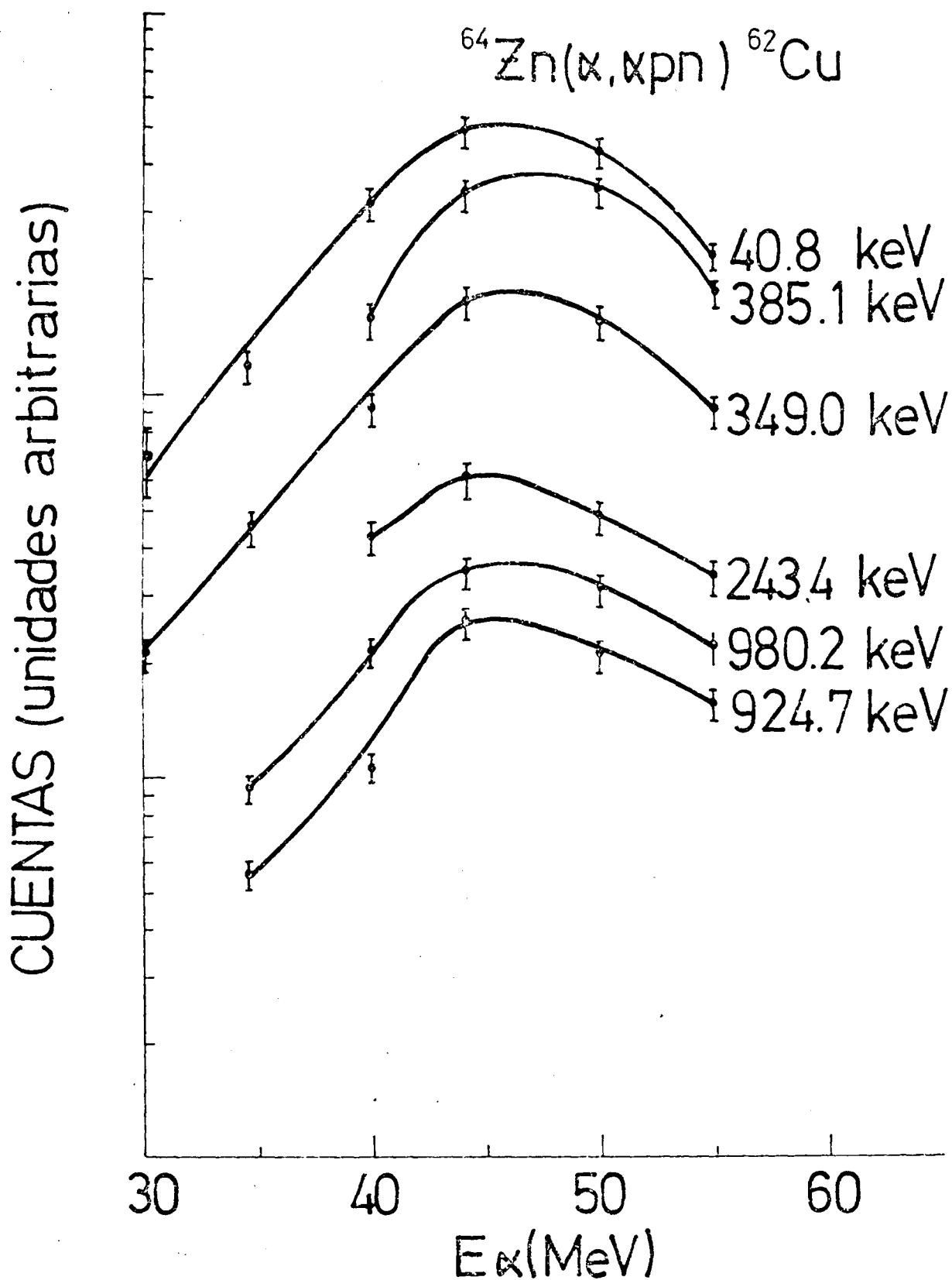


Fig. III-31 Funciones de excitación de los rayos observados en la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, np\alpha) ^{62}\text{Cu}$ a $E_\alpha = 45$ MeV.

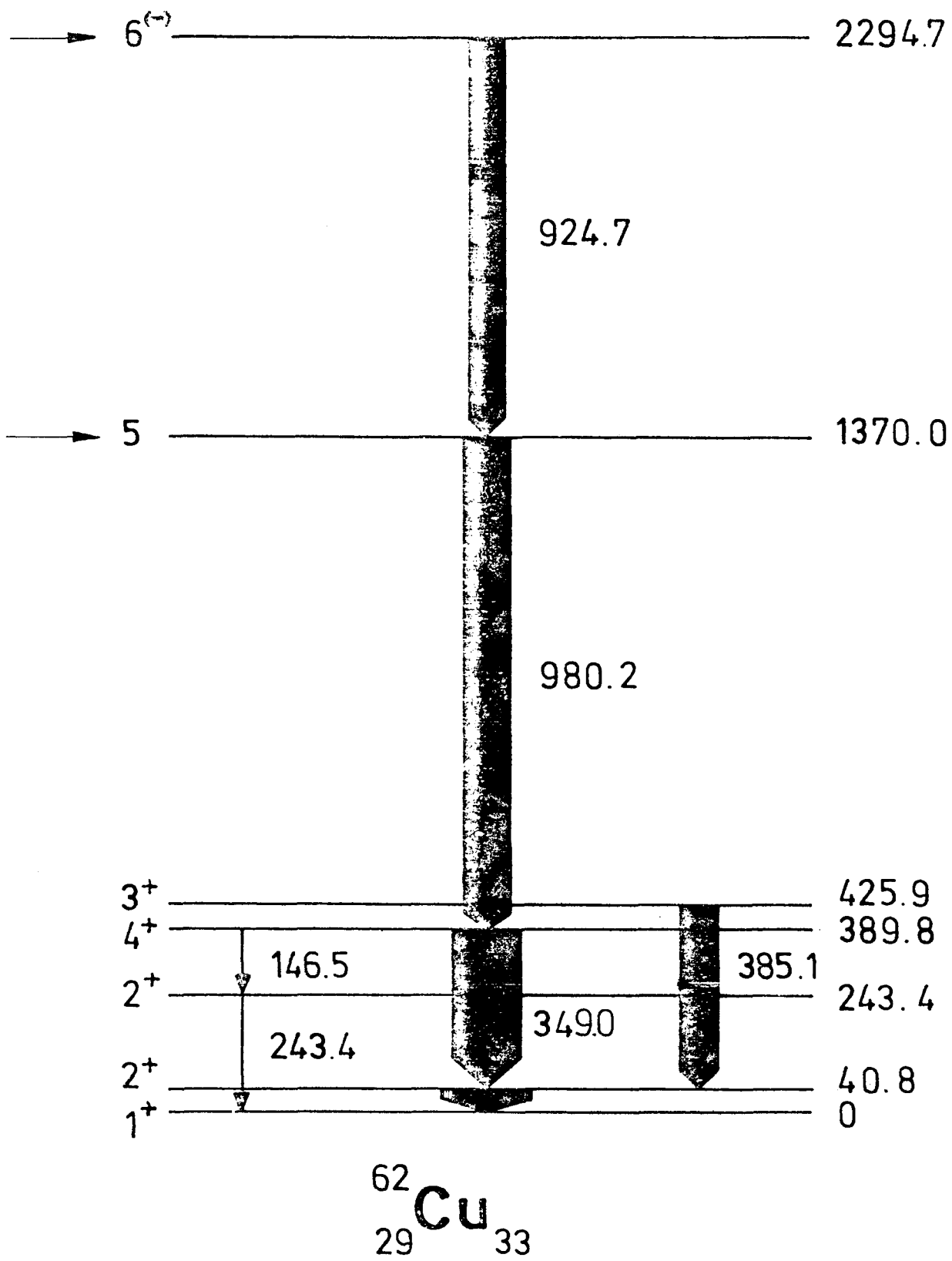


Fig. III-32 Esquema de niveles del ^{62}Cu propuesto en el presente trabajo.

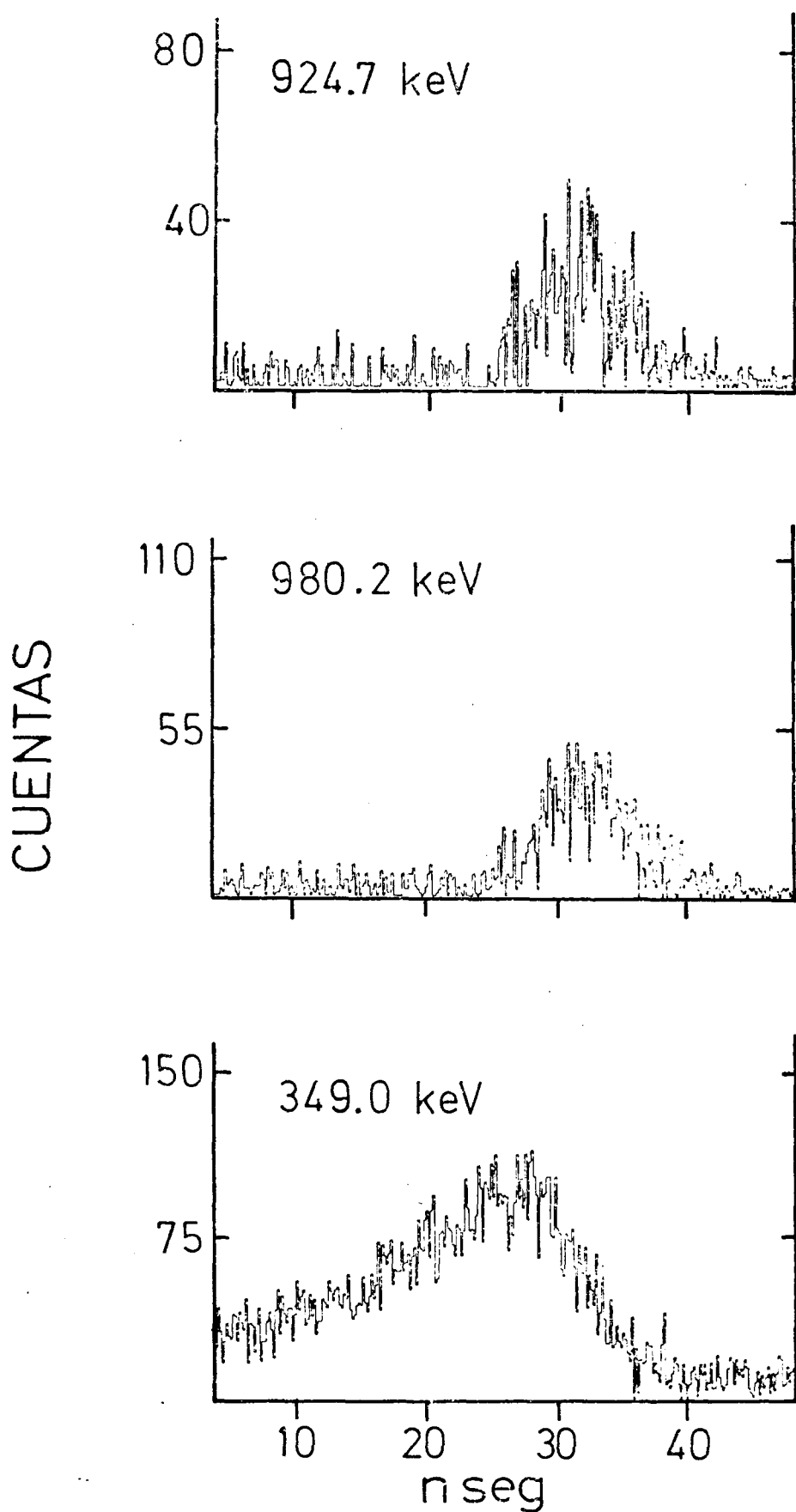
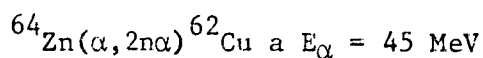


Fig. III-33 Distribuciones temporales de los rayos de 349.0, 980.2 y 924.7 keV en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, n\alpha) ^{62}\text{Cu}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$. Es de notar que el fondo de las mismas no ha sido abstraído, a pesar de lo cual resulta clara la presencia de una componente retardada en la transición de 349.0 keV y el carácter primario de las restantes.

Tabla III-18

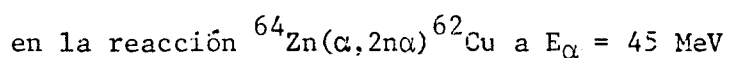
Coincidencias γ - γ primarias medidas en la reacción



E_{γ} (keV) Vent. (keV)	146.5	243.5	349.0	385.1	924.7	980.2
146.5		*				
243.4	*					
349.0					*	*
385.1						
924.7			*			*
980.2			*		*	

Tabla III-19

Energías, intensidades y distribuciones angulares medidas



E_{γ} (keV)	I (int. rel.)	A_2	A_4	ΔJ
40.8	100	-0.26 ± 0.05	-0.03 ± 0.07	1
146.5	4	0.03 ± 0.15	-0.2 ± 0.2	--
243.4	17	-0.19 ± 0.04	0.03 ± 0.06	1
349.0	78	0.19 ± 0.01	0 ± 0.02	2,0
385.1	22	-0.28 ± 0.06	0.12 ± 0.08	1
980.2	77	-0.68 ± 0.04	0.17 ± 0.05	1
924.7	46	-0.32 ± 0.05	0.04 ± 0.03	1

3.9 Estudio del ^{64}Zn

3.9.1 Introducción

No existen estudios previos del ^{64}Zn , mediante reacciones inducidas por partículas α . Un compendio de la información actual puede hallarse en la ref. (Zn 64). En el presente trabajo el ^{64}Zn es estudiado mediante la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n\alpha)$ a $E_\alpha = 45$ MeV. Tres nuevas transiciones gamma en cascada son observadas y dos nuevos estados son establecidos. Se prueba asimismo la no existencia en la cascada de desexcitación de estados isoméricos del orden de los ns o mayores.

3.9.2 Resultados experimentales y construcción del esquema de niveles

La Fig. III-34 muestra los espectros en coincidencia γ - γ primarios para los rayos de 641.5 y 991.5 keV. Este último se halla claramente en coincidencia con el rayo de 1315.2 keV cuya energía ajusta dentro de los errores experimentales con la de la transición que cabe esperar entre los estados 4^+ a 2305 keV y 2^+ a 991.52 keV del ^{64}Zn (Zn 64). Este hecho permite identificarlas como pertenecientes a ese núcleo. En la Tabla III-20 resumimos los resultados de las coincidencias γ - γ primarias para los rayos asignados al ^{64}Zn en base a las funciones de excitación, Fig. IV-3 y a las propias relaciones de coincidencias γ - γ . Es de notar que el rayo de 201.2 keV en aparente coincidencia con el rayo de 991.5 keV, Fig. III-34, pertenece al ^{65}Zn (producido en la reacción $^{65}\text{Zn}(\alpha, n\alpha)$) y se halla en coincidencia con el Compton de los rayos de 1071.7 y 1172.6 keV, ver Fig. III-15.

Las relaciones de coincidencia γ - γ primarias, Tabla III-20 conjuntamente con las relaciones de intensidad, Tabla III-21 permitieron construir el esquema de niveles de la Fig. III-35. Dos nuevos estados a 3993.7 y 4635.2 keV son establecidos. Los estados 2^+ a 1799.3 y 0^+ a 2609.0 keV han sido previamente estudiados mediante el decaimiento β^+ del ^{64}Ga así como mediante las reacciones ($^3\text{He}, d$) y (p, p') (Zn 64). Sólo las distribuciones

angulares de las transiciones de 1315.2 y 991.5 keV fueron medidas. Tabla III-22 y sus resultados son consistentes con las asignaciones $J = 2$ y $J = 4$ para los estados de 991.5 y 2306.7 keV, respectivamente, previamente establecidos ($Zn\ 64$). La Fig. III-36 muestra las distribuciones temporales de los rayos gamma de 991.5, 1315.2 y 641.5 keV y aunque los fondos no han sido sustraídos, es claro que no existe una componente retardada; ello permite establecer que no existen en la cascada principal de desexcitación estados isoméricos del orden de los ns o mayores.

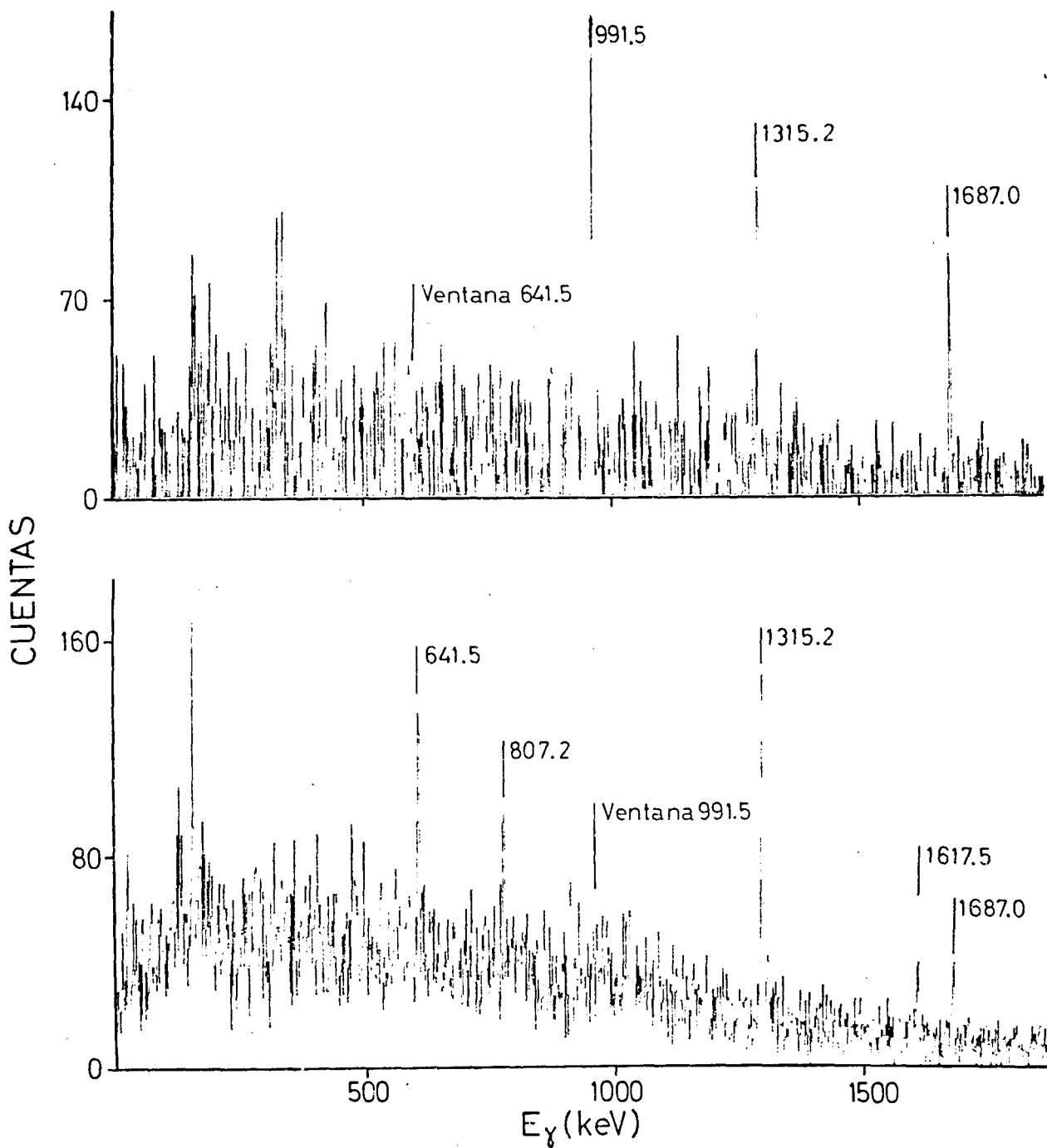


Fig. III-34 Coincidencias $\gamma - \gamma$ primarias de los rayos de 991.5 y 641.5 keV en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n\alpha) ^{64}\text{Zn}$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV.

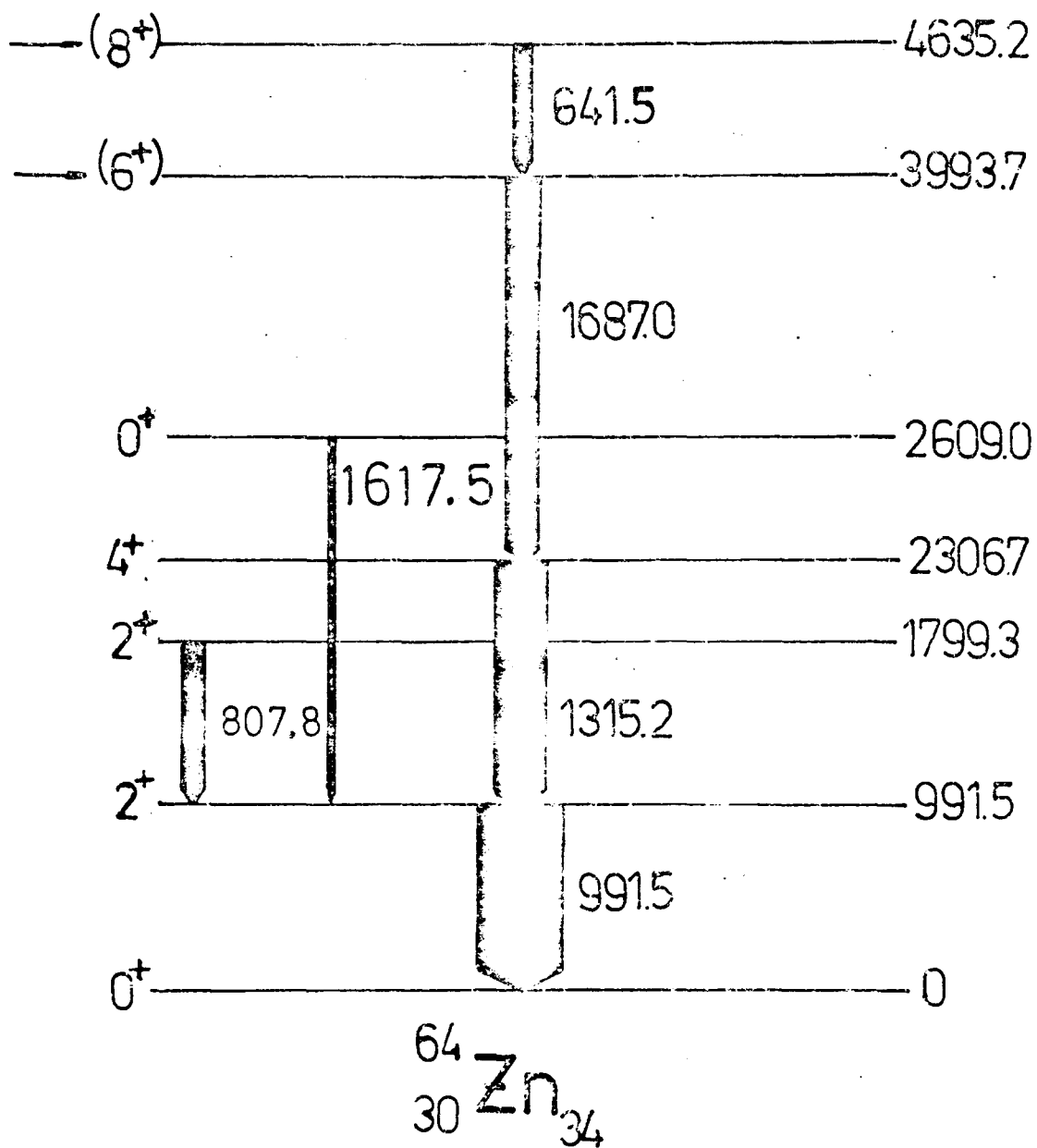


Fig. III-35 Esquema de niveles propuesto para el ^{64}Zn en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n)$ a $E_\alpha = 45$ MeV.

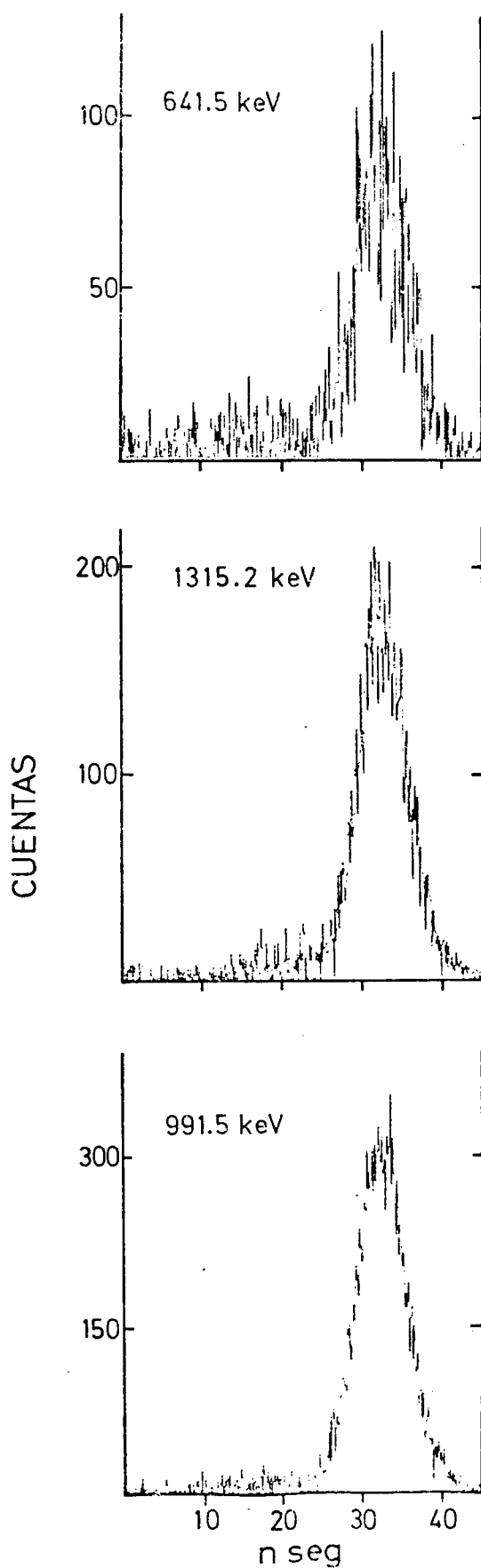
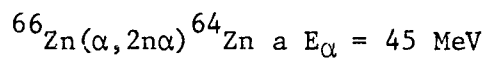


Fig. III-36 Distribución temporal de los rayos de 991.5, 1315.2 y 641.5 keV en la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n\alpha) ^{64}\text{Zn}$ a $E_{\alpha} = 45 \text{ MeV}$.

Tabla III-20

Resultados de las coincidencias γ - γ primarias en la reacción



E_{γ} (keV) Vent. (keV)	641.5	807.8	991.5	1315.2	1617.5	1687.0
641.5			*	*		*
991.5	*	*		*	*	*
1315.2	*		*		?	?
1617.5			*	?		?
1687.0	*		*	?	?	

? La energía de rayo gamma cae fuera del rango medido.

Tabla III-21

Energías e intensidades de las transiciones gamma asignadas
al ^{64}Zn en la reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n\alpha)$ a $E_\alpha = 45 \text{ MeV}$

E_γ (keV)	I_γ Int. Rel.
641.5	18
807.8	20
991.5	100
1315.2	61
1617.5	7
1687.0	32

Tabla III-22

Coefficientes de las distribuciones angulares medidos para la
reacción $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n\alpha)^{64}\text{Zn}$

E_γ (keV)	A_2	A_4	ΔJ
991.5	0.17 ± 0.01	-0.04 ± 0.01	2,0
1315.2	0.23 ± 0.01	-0.04 ± 0.01	2,0

3.10 Discusión

Se discuten a continuación los aspectos físicos más salientes de los núcleos precedentemente estudiados. Se hace énfasis en las interpretaciones físicas vinculadas con los nuevos resultados obtenidos en el presente trabajo.

3.10.1 Banda del Estado Fundamental en el ^{64}Zn

El estudio de la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n\alpha) ^{64}\text{Zn}$ (sección 3.9), permitió la observación de la transición gamma $4^+ \rightarrow 2^+$ y de otras dos transiciones en cascada que alimentan el estado 4^+ . Si bien las distribuciones angulares de las dos últimas no fueron medidas, se especula a continuación sobre la posibilidad de que los niveles de 3993.7 y 4635.0 keV, Fig. III-35, sean los miembros $J = 6^+$ y $J = 8^+$, respectivamente, de la banda del estado fundamental del ^{64}Zn .

La predicción del modelo VMI (Ma 70) para el estado 6^+ es $E_{6^+} = 3.9$ MeV, en muy buen acuerdo con la energía propuesta en el presente trabajo. En cuanto al 8^+ , no está en acuerdo con la solución "normal" del modelo VMI y yace entre el valor dado por esta solución y la denominada ($\alpha \beta \gamma$). Pero es interesante notar que la relación $E_4/E_2 = 2.3$ sitúa al ^{64}Zn en la región de los núcleos transicionales en la cual, la contracción del espaciamiento entre 8^+ y 6^+ ha sido observada en otros núcleos. Su relación con el fenómeno de backbending ha sido recientemente discutido por Mariscotti (Ma 75). Este autor supone la existencia de una correlación entre el cociente E_4/E_2 y el momento angular crítico I_c para el cual la banda del estado fundamental se contrae. De acuerdo con esta relación, para el $E_4/E_2 = 2.3$, del ^{64}Zn , se obtiene $I_c = 6$ en completo acuerdo con los presentes resultados.

3.10.2 Los estados de paridad negativa en los núcleos $^{65,67}\text{Ga}$

Los estados de paridad negativa en los núcleos $^{65,67}\text{Ga}$, Fig. III-10

y Fig. III-5, han sido discutidos por Harms-Ringdahl et. al. {Ha 74} como mezcla de configuraciones de "señoridad" (seniority) $\nu = 1,3$, así como mediante el acoplamiento débil de una partícula con los estados vibracionales de núcleos vecinos. En ninguno de los dos esquemas se obtiene una interpretación consistente. En el presente trabajo se propone la interpretación de dichos estados en base a una estructura de banda rotacional de deformación moderada, perturbada por la interacción de Coreolis.

En la Fig. III-37, las energías de los estados $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ y $9/2^-$ (en el ^{65}Ga se ha supuesto que el estado de 1072.9 keV tiene $J^\pi = 7/2^-$) de los núcleos $^{65,67}\text{Ga}$, han sido graficadas en función de $I (I + 1)$. La recta punteada corresponde a una banda rotacional. Se observa en ambos casos que la energía de los niveles presenta las desviaciones características del tipo de bandas propuestas (Ke 56). Asimismo, para el ^{67}Ga se observa una clara competencia de las transiciones cuadrupolares eléctricas con respecto a las dipolares, en apoyo al carácter colectivo de los niveles de la banda propuesta.

3.10.3 Bandas desacopladas en el ^{65}Ga , ^{65}Zn

En los núcleos A-impar, moderadamente deformados, cuyo nivel de Fermi yace cercano a los niveles de Nilsson con $\Omega = 1/2$, y el nucleón impar en un orbital j grande, el efecto de Coreolis origina las llamadas bandas desacopladas. Estas se caracterizan por ser del tipo "estiradas" (stretched) $\Delta J = 2$ con un espaciamiento entre niveles igual a los de la banda rotacional del estado fundamental del núcleo carozo. Han sido extensivamente estudiadas en la zona de las tierras raras.

La extensión de su validez a los núcleos livianos ha sido recientemente sugerida (Ch 75).

En los núcleos estudiados en el presente trabajo, la órbita $g_{9/2}$ podría dar lugar a este efecto. Así lo sugieren los resultados pre-

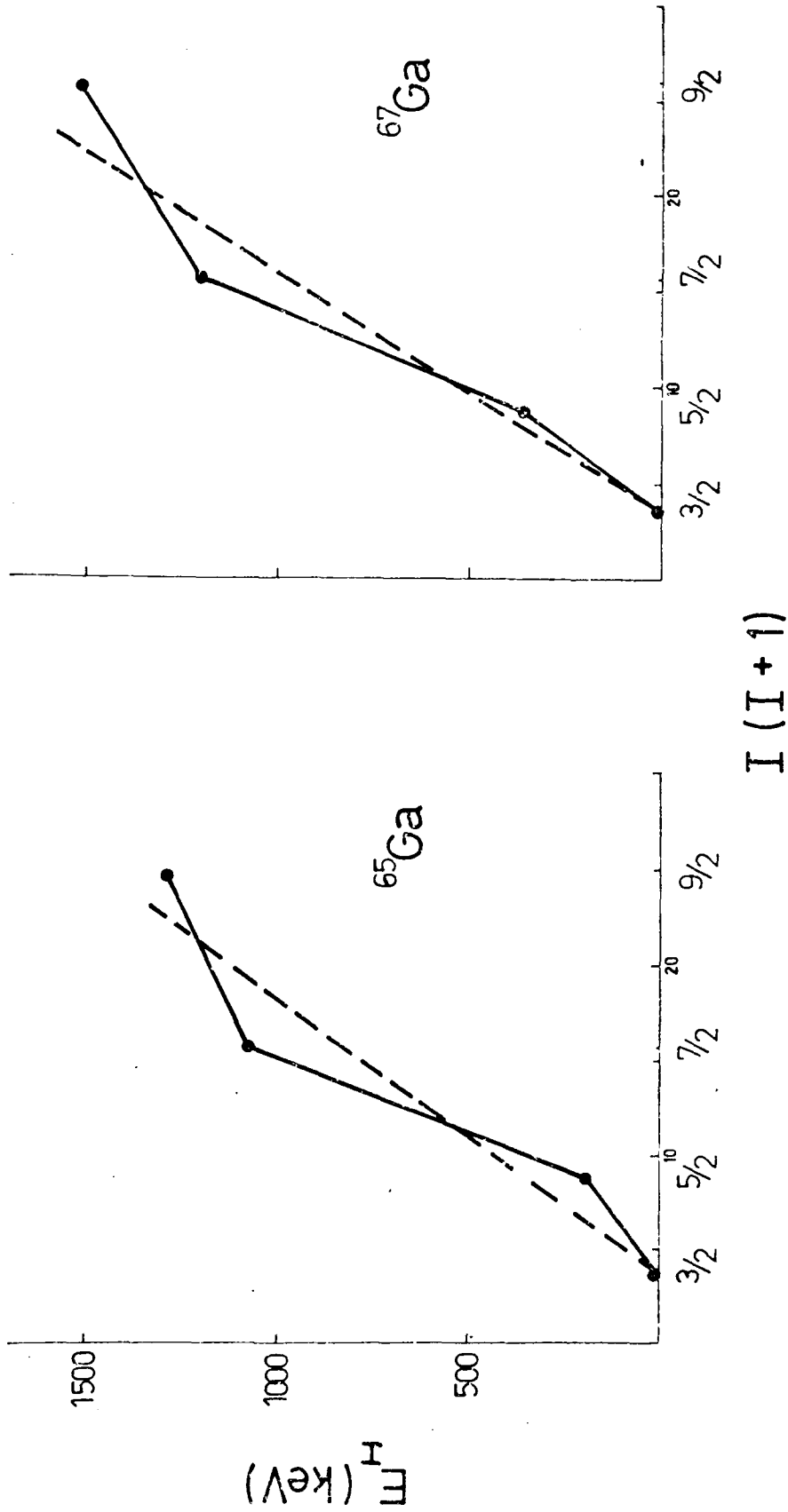


Fig. III-37 Los estados de paridad negativa del $^{65,67}\text{Ga}$ observados en la reacción $^{64,66}\text{Zn}(\alpha, 2n\text{p})$ a $E_\alpha = 45$ Mev han sido representados en función de $I(I+1)$. Presentan el comportamiento típico de una banda rotacional perturbado por la interacción de Coreolis. La recta de puntos representa una banda rotacional $I(I+1)$.

sentados en las secciones anteriores, para dos casos particularmente interesantes por corresponder, al acoplamiento de un protón en un caso y de un neutrón en el otro, al mismo carozo ^{64}Zn .

El ^{65}Ga tiene una banda "estirada" $\Delta J = 2$ sobre el estado $9/2^+$, que comprende un estado $13/2^+$ y un $17/2^+$, con espaciamentos muy semejantes al espaciamento $4^+ \rightarrow 2^+$ y $2^+ \rightarrow 0^+$ del ^{64}Zn , como lo muestra la Fig. III-38. Una banda similar ha sido observada en el ^{65}Zn . Es interesante destacar el paralelismo entre estos dos núcleos impares en lo que hace a estas bandas desacopladas, a pesar de que en un caso el efecto deriva de un sistema con $Z = 31$ y en el otro de un sistema con $N = 35$.

La diferencia de energía de la cabeza de banda es fácilmente explicable según se ve de la sistemática de los estados $9/2^+$ mostrados en la Fig. III-20; es de esperar que para un mayor número de nucleones la energía de este estado sea menor.

La verificación de bandas desacopladas en estos núcleos implica que no son esféricos y que si bien su deformación es pequeña, debe ser de tipo prolado.

Finalmente, cabe destacar que este tipo de banda desacoplada "espejo" no se verifica en el caso de los núcleos ^{67}Ga y ^{67}Zn .

3.10.4 Estructura de los niveles en los núcleos impar-impar

En las secciones precedentes se describen los resultados obtenidos para los núcleos impar-impar. Estos son el ^{62}Cu , ^{66}Cu , ^{66}Ge y ^{68}Ga . Es interesante discutir brevemente las principales características comunes entre los esquemas de niveles de estos núcleos, Figs. III-32, III-30, III-25 y III-28. En todos ellos se observa una secuencia de estados con paridades positivas hasta $J^\pi = 4^+$. En particular, dicha secuencia es muy regular para los casos del ^{68}Ga y ^{64}Cu . Para el ^{62}Cu se hallan invertidos los estados 4^+ y 3^+ . Asimismo, es de notar que en el núcleo ^{66}Ga , a diferencia de los restantes, el estado fundamental tiene $J = 0$. Por lo tanto,

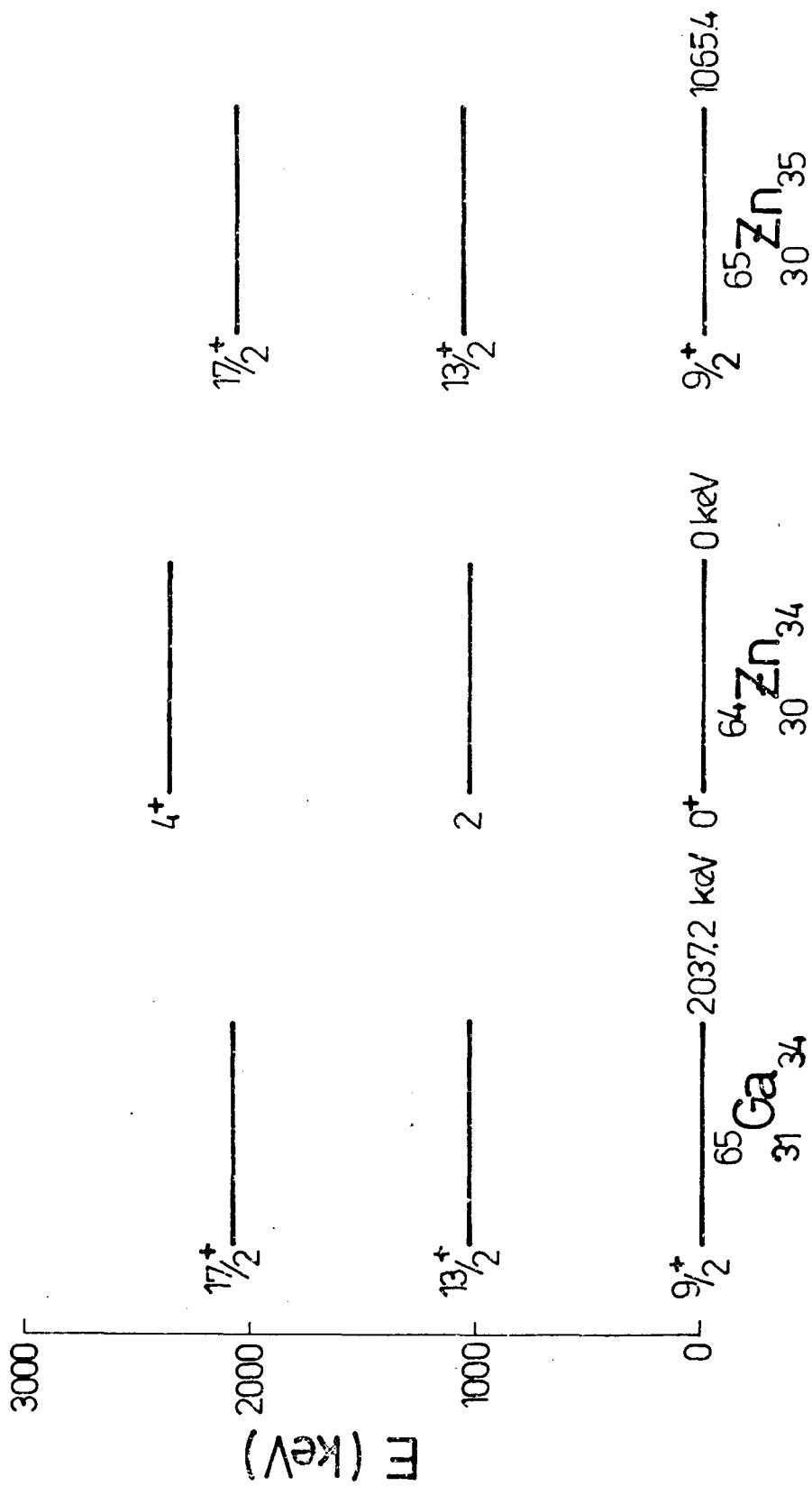


Fig. III-38 Bandas desacopladas "espejo" en el ^{65}Ga y ^{65}Zn . Se compara el espaciamiento de los niveles de dichas bandas con la 0^+ , 2^+ , 4^+ del núcleo carozo ^{64}Zn .

una descripción de los referidos estados en el ^{66}Ga requiere, en el marco del modelo de capas, a orden cero, las configuraciones $(\pi_{P_{3/2}}, \nu_{P_{3/2}})$ y $(\pi_{f_{5/2}}, \nu_{f_{5/2}})$. En los tres restantes es suficiente suponer la configuración $(\pi_{P_{3/2}}, \nu_{f_{5/2}})$.

Por otra parte, aquellos estados con momento angular $J \geq 6$ deben involucrar, de acuerdo al modelo de capas, la órbita $g_{9/2}$. Ello se encuentra claramente corroborado por el comportamiento sistemático de los niveles $J = 6$, mostrados en la Fig. III-39, dado que es de esperar, con el aumento del número de nucleones, una disminución de la energía de los estados que involucran la órbita $g_{9/2}$. Ha sido por lo tanto, asignada paridad negativa a los estados con $J \geq 6$. En particular, para el caso del ^{66}Ga , ello implica, como se discutió en la sección 3.5, paridad negativa para el estado de 1327.4 keV y positiva, para el de 840.6 keV. En cuanto al ^{68}Ga , se asigna paridad negativa al estado $J = 5$ de 1103.3 keV, dado que la transición gamma de 126.3 keV que lo conecta con el $J^\pi = 7^-$ de 1229.6 keV es, como se vio en la sección 3.6, cuadrupolar eléctrica.

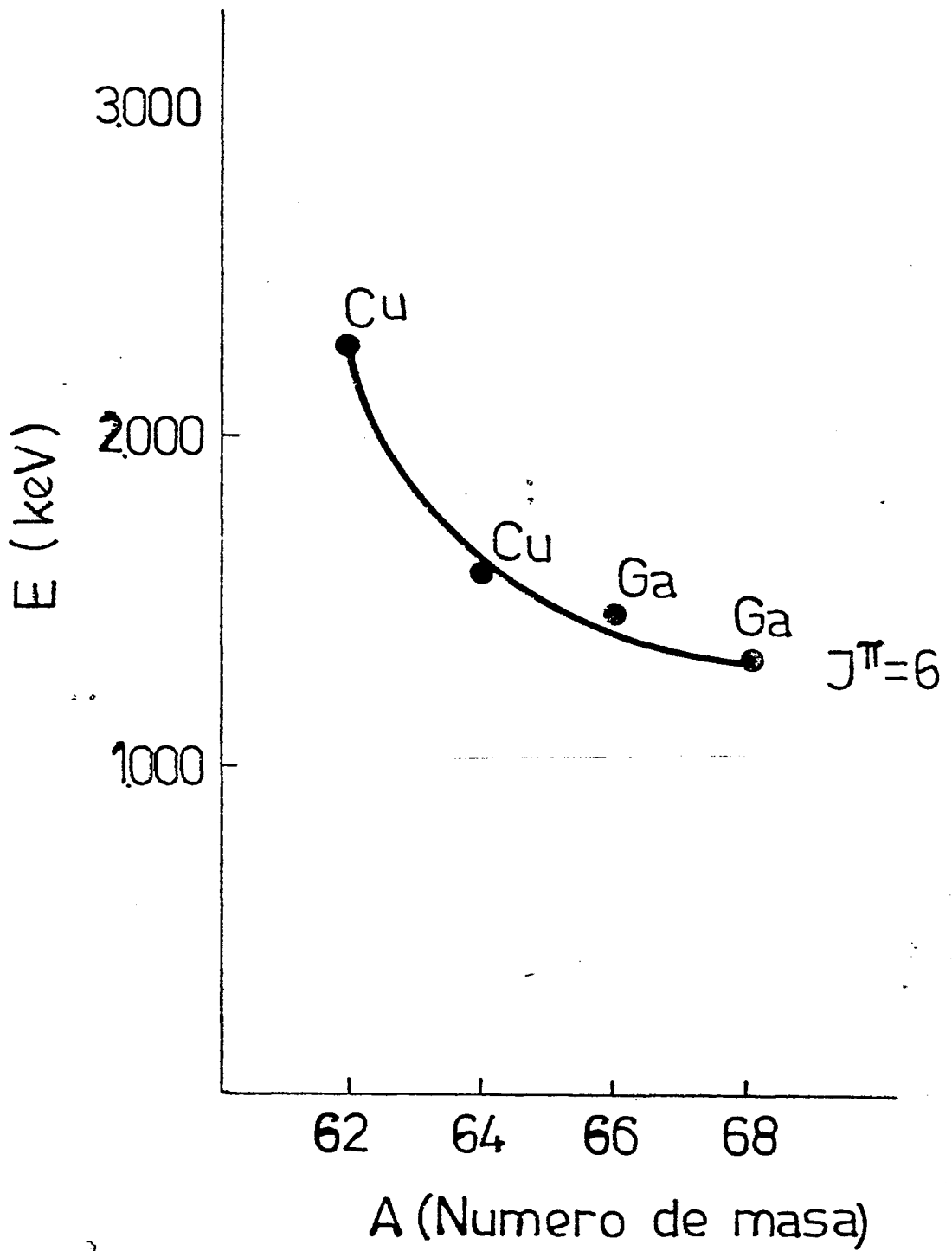


Fig. III-39 Comportamiento sistemático de los estados $J = 6$ para los núcleos impar-impar $^{62,64}\text{Cu}$ y $^{66,68}\text{Ga}$.

CAPITULO IV

SISTEMATICA DE LAS REACCIONES (α , xn yp z α)

A diferencia de lo que ocurre en la región de las tierras raras, donde la formación de núcleos compuestos con partículas alfa da lugar a la evaporación casi exclusiva de neutrones, en la zona de los núcleos livianos, la emisión de protones juega un papel competitivo importante. En el curso del presente trabajo, orientado al estudio sistemático de dicha competencia, se determinó asimismo la existencia de canales de salida en los cuales, partículas alfa compiten con neutrones y protones.

En el presente capítulo se presenta un estudio sistemático de las secciones eficaces relativas de los diversos canales de salida y las energías a las cuales éstas alcanzan su máximo, para las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn}(\alpha, xn yp z\alpha)$ en el rango $E_{\alpha} = 30-55$ MeV. Asimismo, un modelo fenomenológico simple ha sido presentado con la intención de lograr un mejor entendimiento de los resultados y extender su validez a los núcleos de las zonas vecinas.

4.1 Construcción de la Sistemática

4.1.1 Parámetros de la Sistemática

Una medida relativa de la sección eficaz con que contribuya parcialmente cada canal de salida en las reacciones vía núcleo compuesto, es la establecida por la intensidad gamma que alimenta los estados fundamentales de los correspondientes núcleos producto. Asimismo, las funciones de excitación de las transiciones gamma de dichos núcleos producto, permiten establecer la energía E_{α}^{\max} a la cual la sección eficaz relativa σ alcanza su máximo. Estos parámetros, E_{α}^{\max} y σ^{\max} , caracterizan cada uno de los posibles canales de salida y, serán objeto de un estudio sistemático.

4.1.2 Mediciones Experimentales

Con el objeto de determinar las E_{α}^{\max} y σ^{\max} para cada canal de salida, como se detalla en el apartado 2.1.5, los espectros simples "primarios y "retardados" de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn}(\alpha, xnypz\alpha)$ a las energías

$E_{\alpha} = 30, 35, 40, 45, 50$ y 55 MeV. En el apartado 2.1.2 hacemos referencia a los blancos utilizados. La fig. II-5 muestra en particular dichos espectros para la reacción ${}^{64}\text{Zn} (\alpha, xnypz\alpha)$ a $E_{\alpha} = 50$ MeV.

Los espectros simples retardados fueron utilizados como una herramienta adicional, útil para la identificación de algunas reacciones como se describe en el apartado 2.1.5, en tanto que los espectros simples primarios permitieron la construcción de las funciones de excitación (apartado 2.1.6) y la medición de las intensidades relativas de las transiciones gamma al estado fundamental de los diversos núcleos productos.

Con el objeto de hacer comparables las intensidades de los rayos gamma de los espectros simples primarios, medidos para diferentes blancos, y a diferentes energías, las áreas de los picos de interés fueron normalizadas en todos los casos a igual número de reacciones, mediante el número total de rayos gamma (picos + fondo) del correspondiente espectro. Las hipótesis implícitas para esta normalización en el caso de un mismo blanco fueron discutidas en el apartado 2.1.6 y son extensivas al caso de diferentes blancos.

En aquellas reacciones que alcanzan el máximo de su intensidad para E_{α} fuera del rango 30-55 MeV, por ejemplo la reacción $(\alpha, 2n)$ Fig. III- la energía a la cual alcanza su máximo, E_{α}^{max} , así como su correspondiente sección eficaz relativa σ_{max} fue establecida extrapolando gráficamente la función de excitación mediante la "función de excitación promedio" f.e.p.* que se muestra en la figura IV-1. Dentro de sus límites se hallan comprendidas todas las funciones de excitación que alcanzan claramente su máximo, en el rango $E_{\alpha} = 30-35$ MeV.

4.1.3 Identificación de los canales de salida y determinación de sus correspondientes E_{α}^{max} y σ_{max} .

En este apartado se describe en forma detallada la identificación

* En adelante nos referiremos a la función de excitación promedio usando la sigla f.e.p.

Cuentas (unidades arbitrarias)

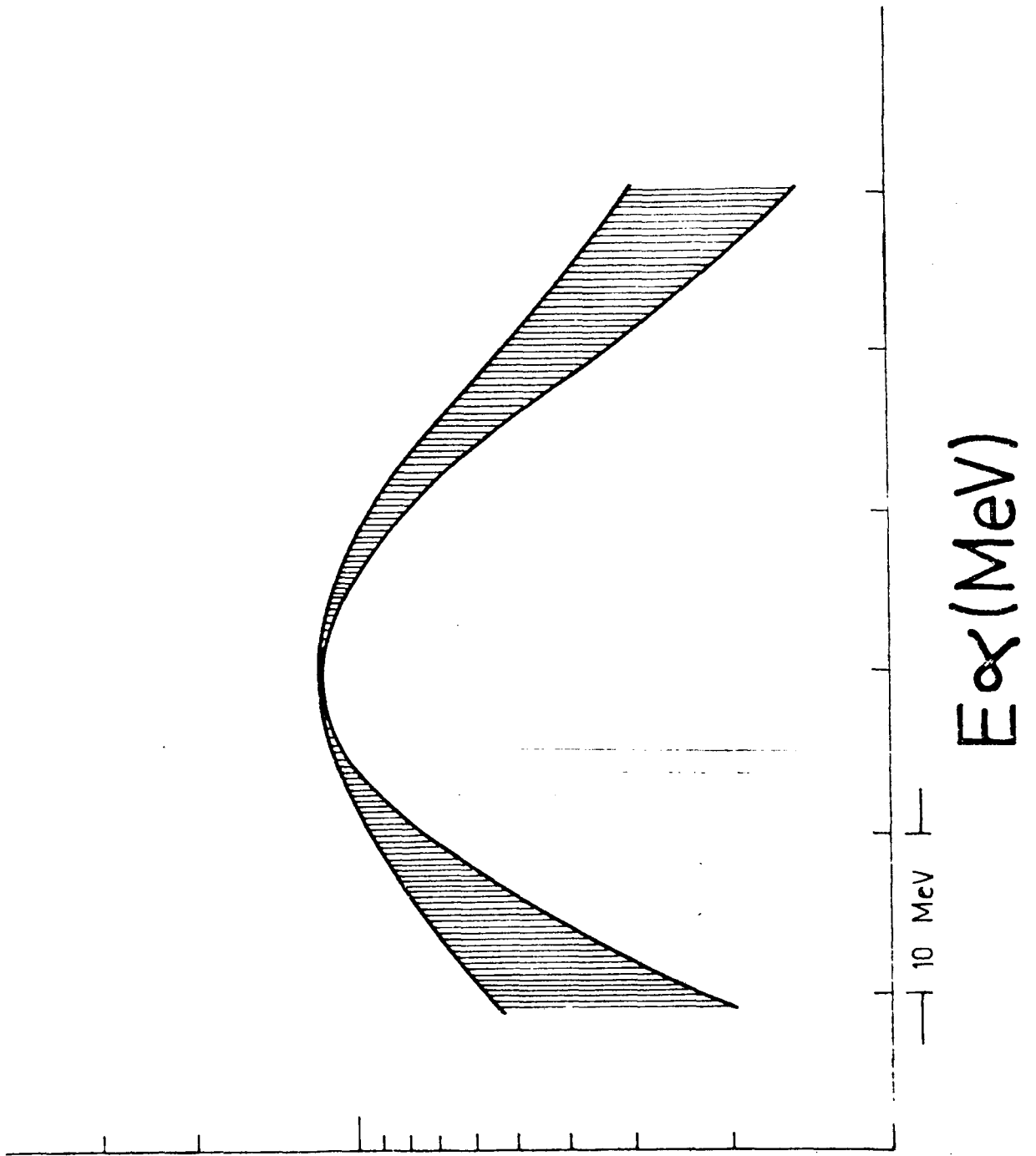


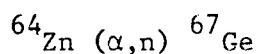
Fig. IV-1 Función de excitación promedio (f.e.p.). Dentro de sus límites se hallan comprendidas todas las funciones de excitación que alcanzan claramente su máximo en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

de los canales de salida para las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn} (\alpha, xnypz\alpha)$ en el rango $E_{\alpha} = 30-35$ MeV. La primera columna de la tabla IV-1 resume los posibles canales analizados para cada blanco.

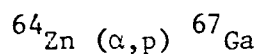
En el caso de los blancos $^{64,66}\text{Zn}$, la identificación fue realizada mediante las funciones de excitación y los espectros de coincidencias $\gamma-\gamma$ que, conjuntamente con la medición de distribuciones angulares y temporales, permitieron, para los canales de salida más intensos, el estudio de los núcleos presentados en el capítulo III.

Las reacciones inducidas en el $^{67,68}\text{Zn}$ se identificaron mediante las funciones de excitación de las transiciones gamma conocidas y la ayuda de los espectros simples retardados que permiten, en algunos casos, observar el decaimiento radiactivo de los núcleos producto.

a) Identificación de las reacciones $^{66}\text{Zn} (\alpha, xnypz\alpha)$:



Esta reacción propuesta tentativamente, dado que el rayo de 733.4 keV perteneciente al ^{67}Ge (ver sección 3.4), se observa sólo en el espectro a $E_{\alpha} = 30$ MeV. La intensidad relativa con que se observa a esa energía es $I (733.4\text{keV}) = 20^{\pm 2}$.



Esta reacción ha sido identificada en base al conocimiento de que los rayos gamma de 359.1 y 1202.2 keV pertenecen al ^{67}Ga estudiado en la sección 3.1 mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2np)$. Las funciones de excitación de estos rayos, mostrados en la fig. IV-2, exhiben una dependencia con la energía, razonable, ya que cabe esperar, por tratarse de la evaporación de un nucleón, sean similares a aquellas correspondientes a la reacción (α, n) (ver por ejemplo, la fig. II-7). Es interesante destacar que el cociente de intensidades de dichos rayos a $E_{\alpha} = 30$ MeV en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, p)$,

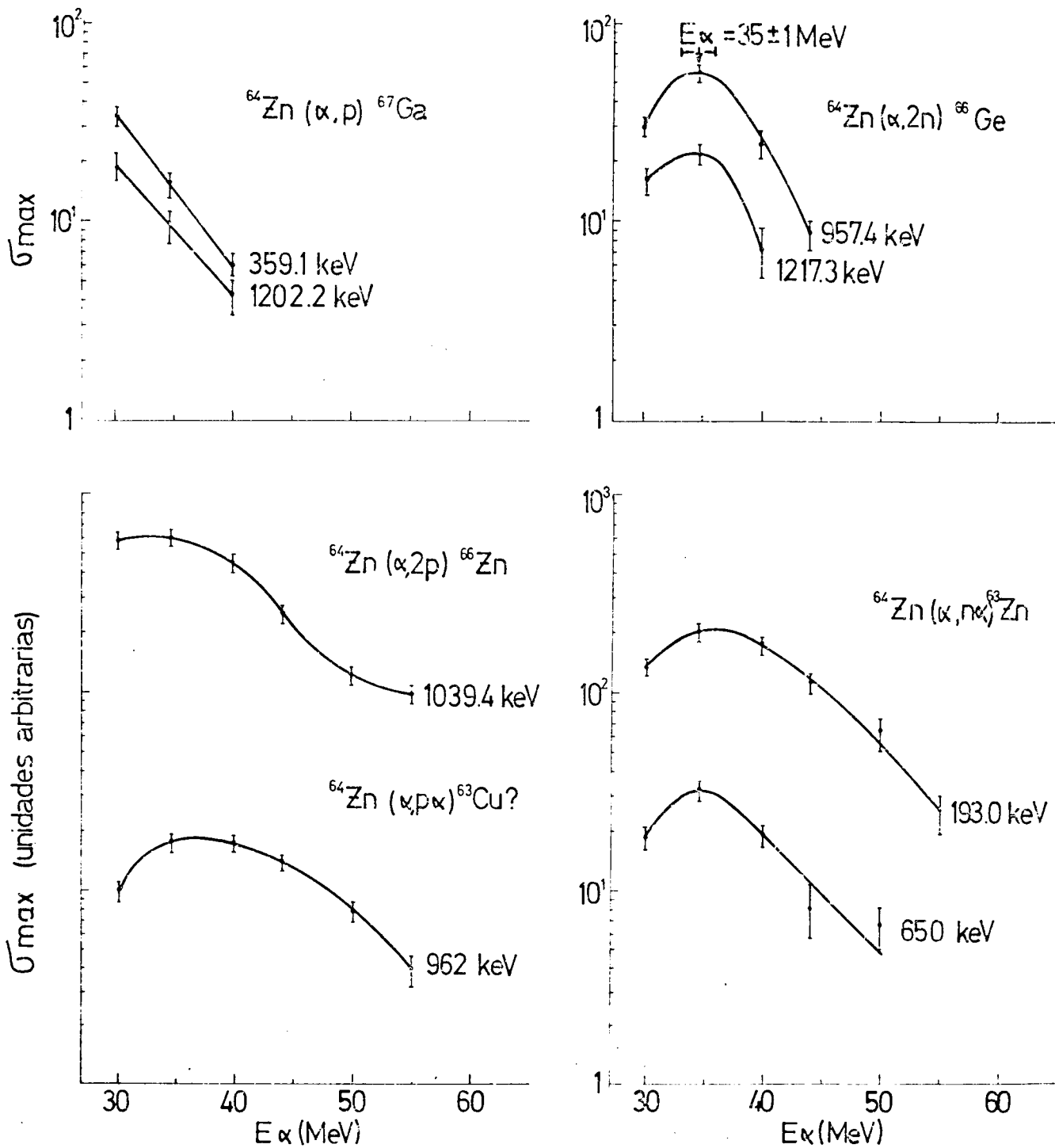
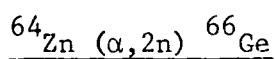


Fig. IV-2 Funciones de excitación de núcleos producto en la reacción

$^{64}\text{Zn} + \alpha$ para $E_{\alpha} = 30 - 55 \text{ MeV}$.

$$\frac{I (1202.2 \text{ keV})}{I (359.1 \text{ keV})} \times 100 = \left(\frac{19^{+2}}{34^{+3}} \right) \times 100 = 56^{+10} \text{ posee un valor consistente con}$$

el obtenido en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, 2np)$. Debido a que estos rayos no desexcitan el mismo estado, no tienen en principio por qué ser coincidentes. Sin embargo, del hecho de que lo sean puede deducirse que ambas reacciones proceden a través de estados de mayor energía y que la alimentación lateral a la energía de excitación de ≈ 1 MeV es comparable.

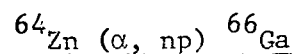


El ^{66}Ge ha sido estudiado (No 74) mediante la reacción $^{40}\text{Ca} (^{32}\text{S}, \alpha 2p) ^{66}\text{Ge}$. En el presente trabajo se observaron claramente a $E_{\alpha} = 35$ MeV los rayos de 957.4 y 1217.3 keV, correspondientes a la cascada $(4+) \rightarrow 2+ \rightarrow 0+$ del ^{66}Ge con una relación de intensidades

$$\frac{I (1117.3 \text{ keV})}{I (957.4 \text{ keV})} = 38^{+8} \text{ comparable al valor } 35^{+5} \text{ dado por aquellos autores.}$$

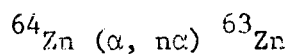
Si bien estos valores no tienen por qué ser coincidentes, dado que el núcleo residual ^{66}Ge proviene de reacciones distintas, es interesante notar que ambas proceden a través de estados de mayor energía y que la alimentación lateral a la energía de excitación de 2 MeV es comparable.

En la fig. IV-2 se muestran las funciones de excitación de las dos transiciones en cascada observadas. Alcanzan su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 35^{+1}$ MeV. La intensidad relativa de la transición de 957.4 keV al estado fundamental permite calcular una $\sigma_{\text{max}} = 56^{+6}$.

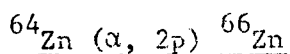


Esta reacción permitió en el presente trabajo, el estudio del ^{66}Ga discutido en la sección 3.5. La fig. III-25 muestra el esquema de niveles presentado y la fig. III-21, las funciones de excitación de la totalidad de las transiciones estudiadas.

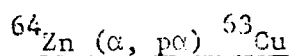
Extrapolando, mediante la f.e.p., las funciones de excitación de la transición de 43.7 keV alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\max} = 29 \pm 1$ MeV y permite calcular una $\sigma_{\max} = 1800 \pm 200$. En el cálculo se ha corregido la intensidad mediante el coeficiente de conversión interna citado en la discusión de dicha transición en la sección 3.5.3.



El ${}^{63}\text{Zn}$ ha sido estudiado previamente mediante la reacción ${}^{60}\text{Ni} (\alpha, n) (Sa 71)$. El estado fundamental es alimentado por las transiciones de 193, 650, 1063, 1206 y 248 keV. En el presente trabajo, se observaron claramente a $E_{\alpha} = 35$ MeV las transiciones de 193, 650 y 1063 keV. En la fig. IV-2 se muestran las funciones de excitación de las dos primeras. Si bien no se observaron las transiciones de 1206 y 248 keV, los resultados de la ref. (Sa 71) permiten estimar que contribuyen en aproximadamente un 15% de la intensidad que llega al estado fundamental. Las funciones de excitación permiten asignar $E_{\alpha}^{\max} = 35.5 \pm 1.5$ MeV para la reacción ${}^{64}\text{Zn} (\alpha, n\gamma)$. Una $\sigma_{\max} = 145 \pm 20$ fue obtenida sumando las intensidades de los tres rayos gamma vistos y corrigiendo por el 15% de intensidad de los rayos 1206 y 248 keV.



El ${}^{66}\text{Zn}$ desexcita al estado fundamental a través de la transición $2+ \rightarrow 0+$ de 1039.5 keV (Zn 66). Dicha transición es observada en la reacción ${}^{64}\text{Zn} + \alpha$, su función de excitación se muestra en la fig. IV-2. Alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\max} = 34 \pm 2$ MeV y permite establecer una $\sigma_{\max} = 60 \pm 6$.

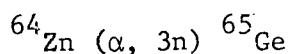


El ${}^{63}\text{Cu}$ posee su primer estado excitado a 669.2 keV con $J^{\pi} = 1/2^{-}$, el segundo, a 962.0 keV, $J^{\pi} = 5/2^{-}$ y el tercero a 1327.0 keV $J^{\pi} = 7/2^{-}$ (Nd 75). Al igual que en los ${}^{65,67}\text{Ga}$ (ver secciones 3.2 y 3.1) es de esperar

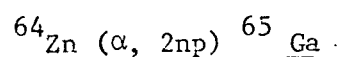
que la desexcitación del núcleo residual proceda a través de la transición que conecta el estado con $J^\pi = 5/2^-$ al estado fundamental, pasando por alto el primer estado excitado con $J^\pi = 1/2^-$. Eventualmente, podría existir una transición del $7/2^-$ al estado fundamental.

En la reacción $^{64}\text{Zn} + \alpha$ se observa un rayo de 962 keV cuya función de excitación se puede ver en la fig. IV-2. No se observa ningún pico a 1327 keV.

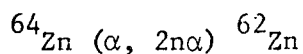
Dado que estos argumentos no son suficientes para probar la producción de la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, p\alpha)$, es propuesta sólo tentativamente con un $E_\alpha^{\text{max}} = 35 \pm 2$ MeV y una $\sigma_{\text{max}} = 37 \pm 4$ en base a la función de excitación y la intensidad relativa del rayo de 962 keV.



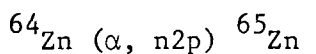
Si bien no se conocen hasta el presente los estados excitados de ^{65}Ge , diversos estudios han sido realizados sobre su decaimiento. Con una $T_{1/2} = 30$ seg. alimenta estados del ^{65}Ga que desexcitan via gamma al estado fundamental. Las tres transiciones más intensas observadas son las de 62.0, 809.3 y 190.6 keV que representan el 30, 21 y 10% respectivamente del total de la intensidad gamma de ese decaimiento. Dado que ninguno de estos rayos es observado en los espectros "simples retardados" (ver por ejemplo ejemplo el de $E_\alpha = 50$ MeV, en la fig. II-5) de las reacciones $^{64}\text{Zn} + \alpha$. Se concluye que $^{64}\text{Zn} (\alpha, 3n)$ no se observa en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.



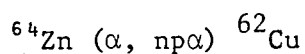
Esta reacción permitió, en el presente trabajo, (ver sección 3.2) el estudio del ^{65}Ga , cuyo esquema de niveles puede verse en la fig. III-10, La fig. III-6 muestra las funciones de excitación de las transiciones más intensas del ^{65}Ga . Elías permiten establecer una $E_\alpha^{\text{max}} = 45 \pm 1$ MeV. En particular, la transición de 190.6 keV, a través de la cual la desexcitación alcanza el estado fundamental, permite calcular un $\sigma_{\text{max}} = 230 \pm 30$.



El ${}^{62}\text{Zn}$ desexcita al estado fundamental a través de la cascada $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ por medio de los rayos gamma de 1232.3 y 953.9 keV respectivamente. Estos no son observados dentro del rango E_α medido en las reacciones ${}^{64}\text{Zn} + \alpha$.



Esta reacción permitió en el presente trabajo, (ver sección 3.1) el estudio del ${}^{65}\text{Zn}$, cuyo esquema de niveles puede verse en la fig. III-5. La fig. III-1 muestra las principales funciones de excitación del ${}^{65}\text{Zn}$. Ellas permiten establecer una $E_\alpha^{\text{max}} = 44 \pm 1$ MeV. El estado fundamental está alimentado independientemente por las transiciones de 864.2, 1262.9, 206.9 y 115.0 keV. La transición de 206.9 es excluida pues el nivel que desexcita es alimentado exclusivamente por el decaimiento de β^+ del ${}^{65}\text{Ga}$ ($T_{1/2} = 15.2$ m), en tanto que el estado de 115.0 recibe una gran contribución del mismo, razón por la cual le asignamos la intensidad de la transición de 749.0, que es la única observada que lo alimenta y proviene de la desexcitación del núcleo residual. Se obtiene $\sigma_{\text{max}} = I (864.2 \text{ keV}) + I (1262.9 \text{ keV}) + I (749.0 \text{ keV}) = 260 \pm 30$.



Esta reacción permitió, en el presente trabajo, contribuir al conocimiento de los estados excitados de baja energía del ${}^{62}\text{Cu}$ (ver sección 3.8). La fig. III-32 muestra el esquema de niveles. En la fig. III-31 se muestran sus funciones de excitación. Ellas permiten determinar un $E_\alpha^{\text{Max}} = 45.5 \pm 1$ MeV. La σ_{max} fue calculada: a) mediante las intensidades de las transiciones de 40.8 y 243.4 keV corrigiendo la intensidad de la primera mediante el coeficiente de conversión interna teórico, suponiendo que es una M1 pura, resultando $\sigma_{\text{max}} = 465 \pm 50$; b) mediante las intensidades de las transiciones de 385.1 y 349.0 keV que alimentan el primer estado

excitado y la de la transición de 243.4 keV resultando $\sigma_{\max} = 490 \pm 50$. Ambos resultados son consistentes dentro de los errores experimentales.

$^{64}\text{Zn} (\alpha, 3p) ^{65}\text{Cu}$

En base a los mismos argumentos presentados para el ^{63}Cu cuando se discutió la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, p\alpha)$, en el ^{65}Cu es de esperar la transición de 1115.9 keV proveniente de su segundo estado excitado ($J^\pi = 5/2^-$) (Nd 73). Este rayo gamma no es observado en la reacción $^{64}\text{Zn} + \alpha$, en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.

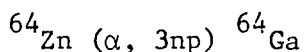
$^{64}\text{Zn} (\alpha, 2p\alpha) ^{62}\text{Ni}$

El ^{62}Ni desexcita al estado fundamental según la cascada $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ mediante los rayos gamma de 1163.3 y 1172.8 keV, respectivamente (Ve 74). La energía del primero de los rayos coincide dentro de los errores experimentales con el de 1172.6 keV de la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, n2p) ^{65}\text{Zn}$ discutida más arriba. La función de excitación de ese rayo, fig. III-1, no exhibe ningún comportamiento anómalo que permita suponer la existencia de un doblete. Asimismo, no se observa en los espectros el rayo de 1163.3 keV. Luego el canal de salida $(\alpha, 2p\alpha)$ no se observa en la reacción $^{64}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_\alpha = 30 - 35$ MeV.

$^{64}\text{Zn} (\alpha, 4n) ^{64}\text{Ge}$

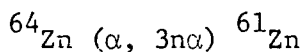
Si bien no se conocen hasta el presente los estados excitados del ^{64}Ge , se han realizado estudios sobre su decaimiento β^+ al ^{64}Ga (Ro 74). Con una $T_{1/2} = 64$ seg. alimenta estados del ^{64}Ga que desexcitan vía gamma a estado fundamental de ese núcleo. Las tres transiciones más intensas observadas son las de 427.0, 667.1 y 128.2 keV, que representan el 37, 17 y 11% respectivamente del total de la intensidad gamma del decaimiento. Dado que ninguno de estos rayos es observado en los espectros "simples retardados" (ver por ejemplo el de $E_\alpha = 50$ MeV en la fig. II-5) de las reacciones

$^{64}\text{Zn} + \alpha$ queda claramente establecido que la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, 4n)$ no se observa en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

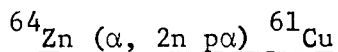


Esta reacción es propuesta tentativamente en base a los siguientes argumentos: a) a $E_{\alpha} = 35$ MeV se observa un rayo gamma de 128 keV que podría corresponder al estado excitado del ^{64}Ga de esa energía (Ro 74) (Nd 74); b) en el espectro simple retardado a $E_{\alpha} = 50$ y 55 MeV (ver por ejemplo el de $E_{\alpha} = 50$ MeV en la fig. II-5) se observa un pico a 991.5 keV seguramente proveniente del decaimiento β^+ del ^{64}Ga al ^{64}Zn que tiene $T_{1/2} = 2.63$ m. (Nd 74).

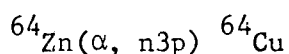
El rayo de 128 keV en el espectro de 55 MeV tiene una intensidad relativa $I(128) = 4 \pm 1$.



El ^{61}Zn decae β^+ (Vr 68) al ^{61}Cu con una $T_{1/2} = 88$ seg. y 10.8% del decaimiento, alimenta al estado de 170 keV que desexcita vía gamma al estado fundamental. Dado que esta transición gamma no se observa en los espectros simples retardados de la reacción $^{64}\text{Zn} + \alpha$ queda claramente establecido que la reacción $(\alpha, \alpha 3n)$ no se produce en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

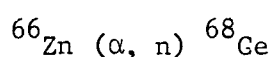


En base al mismo tipo de argumentos presentados cuando se discutió el ^{63}Cu en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, p\alpha)$, en el ^{61}Cu es de esperar que en la desexcitación del núcleo residual el estado a 971 keV con $J^{\pi} = 5/2^{-}$ sea alimentado y que éste, a su vez, desexcite al estado fundamental. Solo a $E_{\alpha} = 55$ MeV se observa un rayo gamma de 971 keV, que podría corresponder a la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, 2n p\alpha)$. Proponemos, por lo tanto, sólo tentativamente la observación de dicha reacción en el rango de 30 a 55 MeV de E_{α} . La intensidad del rayo observado a $E_{\alpha} = 55$ MeV es $I(971 \text{ keV}) = 20 \pm 4$

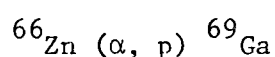


Proponemos sólo tentativamente esta reacción, ya que a $E_{\alpha} = 55 \text{ MeV}$ se observan los rayos de 159.2 y 212.3 keV (el 202.9 está seguramente enmascarado por un multiplete). Estos rayos corresponden probablemente al ${}^{64}\text{Cu}$, que se ha estudiado en la sección 3.7 mediante la reacción ${}^{66}\text{Zn}(\alpha, np\alpha)$. La intensidad del supuesto 159.2 keV a 55 MeV es $I(159.2 \text{ keV}) = 6. \pm 2$.

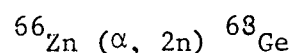
b) Identificación de las reacciones ${}^{66}\text{Zn}(\alpha, xn yp z\alpha)$



Esta reacción queda claramente identificada por el rayo gamma de 397.8 keV, cuya función de excitación se muestra en la fig. IV-3. El estado de 397.8 keV perteneciente al ${}^{69}\text{Ge}$ es observado en la reacción ${}^{66}\text{Zn}(\alpha, n)$ a $E_{\alpha} = 14.2 \text{ MeV}$. (Fo 74), y es el único que desexcita al fundamental. Dado que la función de excitación mostrada alcanza su máximo a energías inferiores a los 30 MeV, no es posible establecer el E_{α}^{max} y su correspondiente σ_{max} . Su intensidad gamma a 30 MeV es $I(397.8 \text{ keV}) = 42 \pm 5$.



Esta reacción es identificada por los rayos gamma de 1336.2 y 574.3 keV que alimentan el estado fundamental (Ha 74). La fig. IV-3 muestra la función de excitación del rayo de 574.3 keV en la reacción ${}^{66}\text{Zn}(\alpha, p)$. Al igual que la reacción (α, n) alcanza su máximo por debajo de $E_{\alpha} = 30 \text{ MeV}$. El estado fundamental es alimentado a $E_{\alpha} = 30 \text{ MeV}$ con una intensidad gamma $I = I(1336.2 \text{ keV}) + I(574.3 \text{ keV}) = 43 \pm 5$.



El ${}^{68}\text{Ge}$ ha sido estudiado mediante la reacción ${}^{40}\text{Ca}({}^{32}\text{S}, 4p)$ (No 74). Sólo la transición $2^{+} \rightarrow 0^{+}$ de 1015.8 keV alcanza el estado

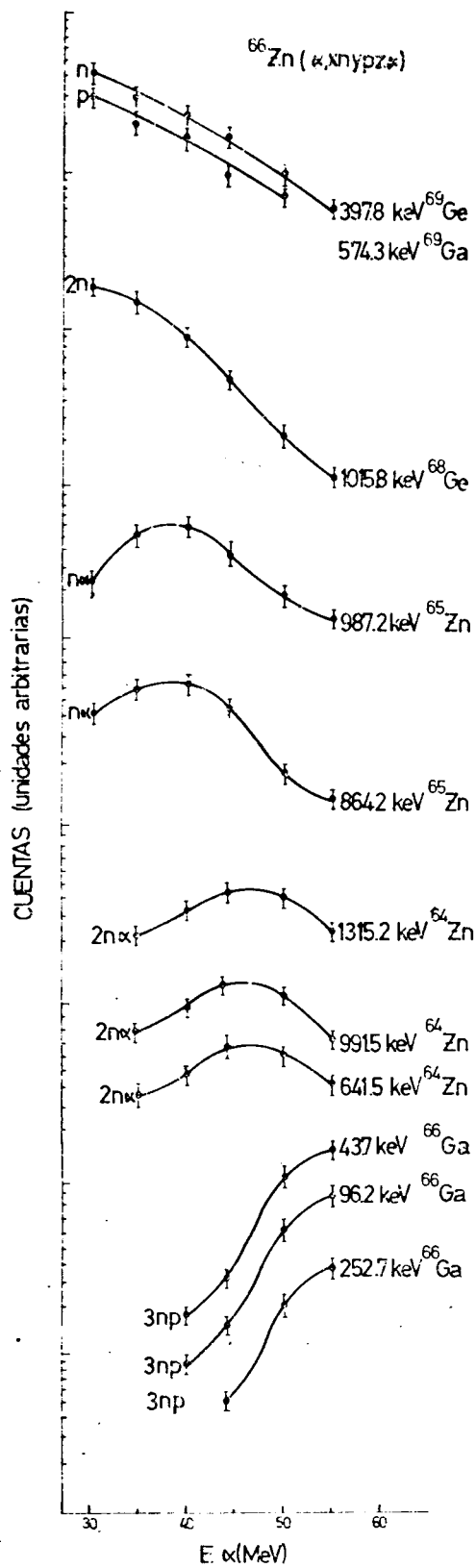
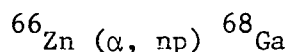
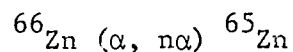


Fig. IV-3 Funciones de excitación de núcleos producto en la reacción $^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

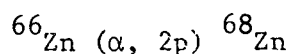
fundamental. En la fig. IV-3 se muestra la función de excitación de ese rayo para la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n)$ a $E_\alpha = 30 - 55$ MeV. Mediante el uso de la f.e.p. se estableció su máximo a 29 ± 1 MeV. La intensidad de ese rayo permite establecer una $\sigma_{\text{max}} = 250 \pm 30$.



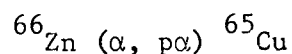
Esta reacción permitió en el presente trabajo, el estudio del ^{68}Ga discutido en la sección 3.6, la fig. III-28 muestra el esquema de niveles presentado y la fig. III-26, las funciones de excitación de las transiciones más intensas. Extrapolando mediante la f.e.p. es claro que, las funciones de excitación, alcanzan su máximo a $E_\alpha^{\text{max}} = 30 \pm 1$ MeV. Las transiciones de 175.0 y 275.5 keV desexcitan al estado fundamental y la suma de ambas intensidades permite establecer un $\sigma_{\text{max}} = 370 \pm 40$.



El ^{65}Zn ha sido estudiado en el presente trabajo mediante la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, 2pn)$ y discutido en la sección 3.3. La fig. III-15 muestra el esquema de niveles propuesto. También se produce el ^{65}Zn mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n\alpha)$ como lo prueban las funciones de excitación de las transiciones de 864.2 y 987.2 keV en la fig. IV-3. Alcanzan su máximo a 38.5 ± 1.5 MeV al cual le corresponde un $\sigma_{\text{max}} = 95 \pm 10$. Este último ha sido calculado usando el mismo criterio aplicado más arriba para el cómputo del σ_{max} en la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, 2pn) ^{65}\text{Zn}$.

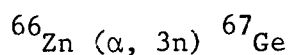


Esta reacción no se produce en el rango de 30 a 55 MeV de E_α pues no se observa el rayo de 1077 keV de la desexcitación al estado fundamental del primer estado excitado $J^\pi = 2^+$ del ^{68}Zn (Zn 68).

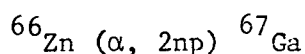


Como se discutió más arriba, para el ^{65}Cu es de esperar la

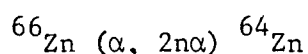
transición de 1115.9 keV. Esta transición no es observada para la reacción $^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 35$ MeV.



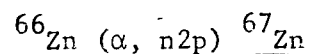
Esta reacción permitió en el presente trabajo, el estudio de ^{67}Ge discutido en la sección 3.4. La fig. III-19 muestra el esquema de niveles presentado. Suponemos que el estado fundamental es alimentado sólo por el único rayo observado, de 733.4 keV, cuya función de excitación, fig. III-16, alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 46.5 \pm 1$ MeV, para el cual $\sigma_{\text{max}} = 30 \pm 3$.



Esta reacción permitió en el presente trabajo, el estudio del ^{67}Ga , discutido en la sección 3.1. La fig. III-1 muestra las funciones de excitación de este núcleo, ellas permiten establecer $E_{\alpha}^{\text{max}} = 46 \pm 2$. La fig. III-5 muestra el esquema de niveles propuesto, en él se ve que la desexcitación al estado fundamental procede a través de las transiciones 359.1 y 1202.2 keV, las cuales permitieron calcular una $\sigma_{\text{max}} = 280 \pm 30$.



Esta reacción permitió el estudio del ^{64}Zn en la sección 3.9. Como muestra la fig. III-35, sólo el rayo gamma de 991.5 keV alimenta el estado fundamental de dicho núcleo. La función de excitación de ese rayo se muestra en la fig. IV - 3 y permite establecer un $E_{\alpha}^{\text{max}} = 46 \pm 1$ MeV, a la cual le corresponde $\sigma_{\text{max}} = 60 \pm 10$.



El ^{67}Zn ha sido estudiado por Nilsson et. al. (Ni 74), mediante la reacción $^{64}\text{Ni} (\alpha, n)$. Es estado fundamental es alimentado por varias transiciones, de las cuales la de 604.4 keV representa el 60% de la intensidad que llega al mismo. En la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n2p)$, en el rango

$E_{\alpha} = 35 - 55$ MeV, se observa la transición de 604.4 keV con la función de excitación que se muestra en la fig. III-16, con un comportamiento muy semejante al de la reacción $(\alpha, 2np)$. Alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\max} = 44 \pm 1$ MeV y corrigiendo la intensidad de esa transición, tomando en cuenta los resultados de Nilsson et. al., se obtiene un $\sigma_{\max} = 38 \pm 4$.

${}^{66}\text{Zn} (\alpha, np\alpha) {}^{64}\text{Cu}$

Mediante esta reacción ha sido estudiado el ${}^{64}\text{Cu}$ en la sección 3.7. La fig. III-30 muestra su esquema de niveles. El estado fundamental es alimentado por la transición de 159.2 keV, cuya función de excitación, fig. III-16, alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\max} = 48 \pm 1$ MeV, al cual corresponde un $\sigma_{\max} = 35 \pm 4$.

${}^{66}\text{Zn} (\alpha, 3p) {}^{67}\text{Cu}$

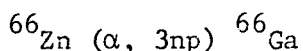
Si bien no han sido medidos hasta el presente los rayos gamma de desexcitación en el ${}^{67}\text{Cu}$ (Zn 67) una transición de 1130 keV es de esperar proveniente de su primer estado excitado. Ningún rayo gamma de esa energía es observado en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$.

${}^{66}\text{Zn} (\alpha, 2p\alpha) {}^{64}\text{Ni}$

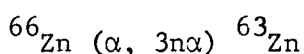
El ${}^{64}\text{Ni}$ posee su primer estado excitado a 1345.9 keV con un $J^{\pi} = 2^{+}$ {Zn 64}. Ningún rayo gamma de esa energía es observado en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$.

${}^{66}\text{Zn} (\alpha, 4n) {}^{66}\text{Ge}$

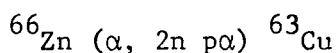
El ${}^{66}\text{Ge}$ ha sido estudiado por Nolte et. al. (No 74), mediante la reacción ${}^{40}\text{Ca} ({}^{32}\text{S}, 2p\alpha) {}^{66}\text{Ge}$. La cascada principal de desexcitación se halla compuesta por los rayos gamma de 957.4, 1217.3, 1511 y 521.8 keV (en particular la energía 1511 keV cae fuera de nuestro rango de medición en los espectros simples primarios) ninguno de ellos es observado en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.



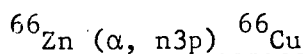
El ${}^{66}\text{Ga}$ ha sido estudiado en el presente trabajo, mediante la reacción ${}^{64}\text{Zn} (\alpha, np)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV, ver sección 3.5. En la fig. III-25, que muestra su esquema de niveles, puede verse que el estado fundamental es alimentado por la transición M1 de 43.7 keV. La función de excitación de este rayo gamma, conjuntamente con la de los rayos de 96.2 y 252.7 keV, se muestra en la fig. IV-3. Extrapolando la función de excitación mediante la f.e.p., fue determinado su máximo a 59 ± 2 MeV. Teniendo en cuenta el coeficiente de conversión de la transición M1 (ver apartado 3.5.3.), se calcula una $\sigma \text{ max} = 240 \pm 50$.



El ${}^{63}\text{Zn}$ ha sido previamente estudiado mediante la reacción ${}^{60}\text{Ni} (\alpha, n) \{ \text{Sa 71} \}$. El estado fundamental es alimentado por las transiciones gamma de 193, 650, 1063, 1206 y 248 keV. Ninguna de ellas es observada en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.



Como se discutió al considerar, más arriba, la reacción ${}^{64}\text{Zn} (\alpha, p\alpha)$, en el ${}^{63}\text{Cu}$ es de esperar una transición de 962 keV. Sólo en el espectro para $E_{\alpha} = 55$ MeV en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$, se observa un rayo de 962 keV con una intensidad $I (962 \text{ keV}) = 6 \pm 1$. La observación de la reacción ${}^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n p\alpha)$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV, es propuesta sólo tentativamente.



El ${}^{66}\text{Cu}$ presenta, en las reacciones ${}^{65}\text{Cu} (\alpha, p\gamma)$ una intensa cascada de desexcitación $6^{-} \rightarrow 4^{+} \rightarrow 3^{+} \rightarrow 2^{+} \rightarrow 1^{+}$, compuesta por los rayos gamma de 563.34, 315.69, 89.14 y 185.91 keV ($\text{Zn } 66$), comparable con la del ${}^{64}\text{Cu}$ (ver sección 3.7) y, por consiguiente, es de esperar que dichos

estados sean poblados en reacciones inducidas con partículas α . Ninguna de las citadas transiciones es observada en la reacción ${}^{66}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

c) Identificación de las reacciones ${}^{67}\text{Zn} (\alpha, xn \text{ y } p\alpha)$

${}^{67}\text{Zn} (\alpha, n) {}^{70}\text{Ge}$

El estado fundamental del ${}^{67}\text{Ge}$ es alimentado por una transición gamma de 1040.0 keV proveniente del primer estado excitado $J^{\pi} = 2^{+}$ ($\text{Ge } 70$). La fig. II-7 muestra la función de excitación de dicha transición en la reacción ${}^{67}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Su pendiente permite suponer que alcanza el máximo muy por debajo de $E_{\alpha} = 30$ MeV. Su intensidad a $E_{\alpha} = 30$ MeV es, $I (1040.0 \text{ keV}) = 150 \pm 20$.

${}^{67}\text{Zn} (\alpha, p) {}^{70}\text{Ga}$

El ${}^{70}\text{Ga}$ ha sido estudiado por Arnell et. al. mediante la reacción ${}^{67}\text{Zn} (\alpha, p) {}^{70}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 14$ MeV (Ar 71). Su estado fundamental es alimentado por los rayos de 691.2 y 508.4 keV. En la fig. IV-4 se muestra la función de excitación de ambos rayos, para la reacción ${}^{67}\text{Zn} (\alpha, p)$ a $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Se observa solo la cola de alta energía de la función de excitación. La intensidad, de ambos rayos a $E_{\alpha} = 30$ MeV resulta $I = I (691.2 \text{ keV}) + I (508.4 \text{ keV}) = 50 \pm 10$.

${}^{67}\text{Zn} (\alpha, 2n) {}^{69}\text{Ge}$

El ${}^{69}\text{Ge}$ ha sido estudiado por Forssten et. al. (Fo 74) mediante la reacción ${}^{66}\text{Zn} (\alpha, n)$ a $E_{\alpha} = 14.2$ MeV. El estado fundamental es alimentado únicamente por la transición de 397.8 keV. En el presente trabajo esta transición gamma es observada para la reacción ${}^{67}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV, con la función de excitación que se muestra en la fig. II-7. Extrapolando la función de excitación mediante la f.e.p., puede

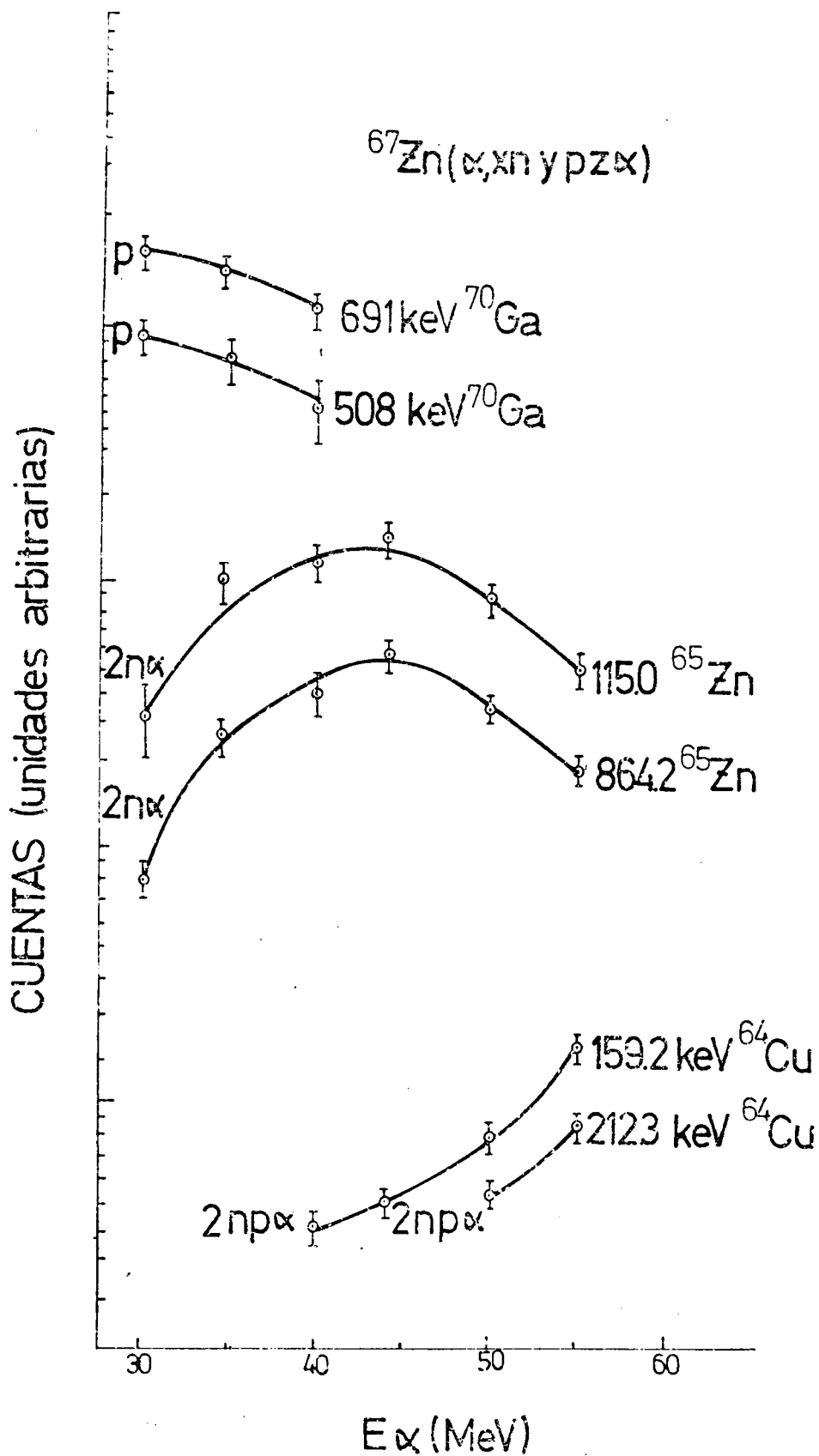


Fig. IV-4 Funciones de excitación de los núcleos producto ^{64}Cu , ^{65}Zn y ^{70}Ga en la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.

establecerse su máximo a $E_{\alpha}^{\max} = 25 \pm 3$ MeV y una $\sigma \max = 500 \pm 100$.

$^{67}\text{Zn} (\alpha, np) ^{69}\text{Ga}$

El ^{69}Ga ha sido estudiado por Harms-Ringdahl et. al. (Ha 74) mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, p)$ a $E_{\alpha} = 12.2 - 14.2$ MeV. La cascada de desexcitación del núcleo producto procede en dicha reacción a través de los rayos gamma de 1336.2 y 574.3 keV, que alimentan al estado fundamental. En la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, np)$, en el presente trabajo, se observan los rayos de 574.3, 1336.2 1190.6, 653.8, 484.3 y 745.6 keV previamente asignados al ^{69}Ga . En particular, la fig. II-7 muestra la función de excitación del rayo de 574.3 keV, cuya extrapolación, mediante la f.e.p., permite establecer una $E_{\alpha}^{\max} = 30 \pm 2$. Una $\sigma \max = 130 \pm 20$, en base a la intensidad de los rayos de 574.3 y 1336.2 keV, ha sido establecida.

$^{67}\text{Zn} (\alpha, n\alpha) ^{66}\text{Zn}$

En el ^{66}Zn , el estado fundamental se halla alimentado por el rayo gamma de 1039.5 keV (Zn 66). Este rayo se halla enmascarado por el rayo de 1040.0 keV del ^{70}Ge , ya considerado en la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, n)$. Por ese motivo, no se ha podido establecer el E_{α}^{\max} y la $\sigma \max$ para la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, n\alpha)$.

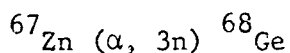
$^{67}\text{Zn} (\alpha, 2p) ^{69}\text{Zn}$

En el caso de ser producido el ^{69}Zn (Pa 68) la desexcitación es de esperar que proceda a través de la transición cuadrupolar del estado $5/2^-$ de 530.7 keV al estado fundamental $J^{\pi} = 1/2^-$. Esta transición de 530.7 keV no se observa en la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ a $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

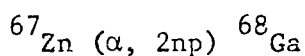
$^{67}\text{Zn} (\alpha, p\alpha) ^{66}\text{Cu}$

Se ha hecho ya referencia al ^{66}Cu al considerar la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n3p)$. Ninguno de los rayos de la cascada de desexcitación allí

citados han sido observados en la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ en $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

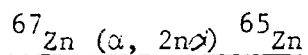


El ^{68}Ge ha sido estudiado mediante la reacción $^{40}\text{Ca} (^{32}\text{S}, 4p) ^{68}\text{Ge}$ (No 74). Sólo la transición $2^{+} \rightarrow 0^{+}$ de 1015.8 keV alcanza el estado fundamental. En la fig. II-7 se muestra la función de excitación de ese rayo gamma para la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, 3n)$ a $E_{\alpha} = 30 - 35$ MeV. Alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 40 \pm 2$ MeV y permite calcular una $\sigma \text{ max} = 130 \pm 20$.

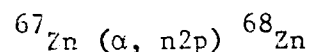


El ^{68}Ga ha sido estudiado en el presente trabajo mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, np)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV (ver sección 3.6). En la fig. III-28, que muestra su esquema de niveles, se ve que el estado fundamental es alimentado por las transiciones de 375.5 y 175.0 keV. La función de excitación de este último se muestra en la fig. II-7.

Una $E_{\alpha}^{\text{max}} = 42 \pm 2$ MeV y una $\sigma \text{ max} = 280 \pm 30$ ha sido establecida.

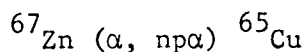


El ^{65}Zn ha sido estudiado en el presente trabajo mediante la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, n2p)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV (ver sección 3.3.). En la fig. III-15 que muestra su esquema de niveles, vemos que el estado fundamental está alimentado por las transiciones de 864.2 y 115.0 keV. La fig. IV-4 muestra las funciones de excitación de esas dos transiciones gamma para la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ para $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Alcanzan su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 44 \pm 2$ MeV y sus intensidades permiten calcular una $\sigma \text{ max} = I (864.2 \text{ keV}) + I (115.0 \text{ keV}) = 105 \pm 15$. Es de notar que, a diferencia de la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, n2p)$, en el presente caso el estado de 115.0 keV no es alimentado β^{+} por el ^{65}Ga ya que este núcleo no se produce.

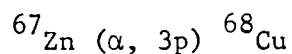


Esta reacción no se produce en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV, pues

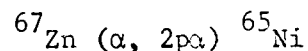
no se observa el rayo de 1077.4 keV que desexcita el primer nivel 2^+ del ^{68}Zn (Zn 68).



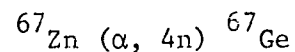
Como se discutió para la reacción $^{64}\text{Zn} (\alpha, p\alpha) ^{63}\text{Cu}$, en el caso del núcleo ^{65}Cu es también de esperar una transición de 1115.9 keV del segundo estado excitado al estado fundamental. Esta transición no se observa para la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.



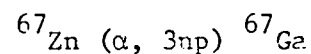
En caso de producirse el ^{68}Cu en una reacción inducida por partículas α , es de esperar que el estado isomérico de $T_{\frac{1}{2}} = 3.75$ m $J^\pi = 6^-$ a 721.3 keV (Zn 68), sea poblado en su desexcitación. Ninguno de los rayos de decaimiento de dicho estado isomérico es observado en los espectros simples "retardados" para la reacción $^{67}\text{Zn} + \alpha$ a $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.



No se observa en los espectros retardados, en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV, el rayo de 1115.5 keV proveniente del decaimiento β^- del ^{65}Ni al ^{65}Cu , $T_{\frac{1}{2}} = 2.5$ h (Zn 65).

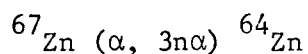


Sólo en el espectro simple primario a $E_\alpha = 55$ MeV se observa un rayo de 733.4 keV atribuible tentativamente al ^{67}Ge (ver fig. III-19). La intensidad de dicha transición a $E_\alpha = 55$ MeV es de $I(733.4 \text{ keV}) = 7 \pm 1$.

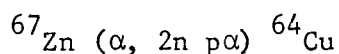


El ^{67}Ga ha sido estudiado en el presente trabajo mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, 2np)$ a $E_\alpha = 45$ MeV. (Ver sección 3.1.). En la fig. III-5 vemos que el estado fundamental de dicho núcleo es alimentado por

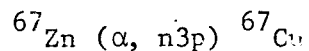
las transiciones de 1202.2 keV y 359.1 keV. En particular, la fig. II-7 muestra la función de excitación del rayo de 359.1 keV, que, extrapolada mediante la f.e.p. permite establecer un $E_{\alpha}^{\max} = 57 \pm 2$ MeV. La suma de las intensidades extrapoladas de los rayos de 1202.1 y 359.1 keV, permiten establecer una $\sigma_{\max} = 100 \pm 20$.



El ${}^{64}\text{Zn}$ ha sido estudiado en el presente trabajo, mediante la reacción ${}^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n\alpha)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV (ver sección 3.9). En la fig. III-35 vemos que el estado fundamental está alimentado por una transición gamma de 991.5 keV. Un rayo gamma de esa energía se observa sólo a $E_{\alpha} = 55$ MeV, con una intensidad $I (991.5 \text{ KeV}) = 20 \pm 3$.

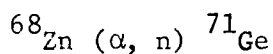


El ${}^{64}\text{Cu}$ ha sido estudiado en el presente trabajo, mediante la reacción ${}^{66}\text{Zn} (\alpha, np\alpha)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV (ver sección 3.7). La fig. III-30 muestra que su estado fundamental es alimentado por la transición gamma de 159.2 keV. La fig. IV - 4 muestra la función de excitación de dicho rayo, que alcanza su máximo muy por encima de los 55 MeV; su intensidad a esa energía es $I (159.2 \text{ KeV}) = 15 \pm 2$. Una extrapolación muy tentativa permitiría establecer $E_{\alpha}^{\max} = 68 \pm 4$ MeV y $\sigma_{\max} = 50 \pm 20$.



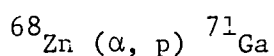
Si bien no han sido medidos hasta el presente los rayos gamma de desexcitación del ${}^{67}\text{Cu}$ (Zn 67), una transición de 1130 keV es de esperar proveniente de su primer estado excitado. Ningún rayo gamma de esa energía es observado en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV en la reacción ${}^{67}\text{Zn} + \alpha$.

d) Identificación de las reacciones ${}^{68}\text{Zn} (\alpha, xn yp z\alpha)$

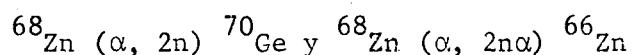


El ${}^{71}\text{Ge}$ ha sido estudiado por Forssten et. al. (Fo 74) mediante la reacción ${}^{68}\text{Zn} (\alpha, n)$ a $E_\alpha = 14.2$ MeV.

El estado fundamental de dicho núcleo es alimentado por la transición de 174.9 keV. En el presente trabajo se observa en el rango de $E_\alpha = 30 - 35$ MeV sólo la cola de la función de excitación del rayo de 174.9 keV, ver fig. IV-5. Ella no permite determinar el E_α^{max} dado que se halla muy por debajo del rango E_α medido. A $E_\alpha = 30$ MeV, $I(174.9 \text{ keV}) = 23 \pm 3$.



El ${}^{71}\text{Ga}$ ha sido estudiado por Ivascu et. al. (Iv 74) mediante la reacción ${}^{68}\text{Zn} (\alpha, p\gamma)$ a $E_\alpha = 13$ MeV. El estado fundamental de dicho núcleo es alimentado por las transiciones de 510.9, 910.5, 966.8 y 1395.8 keV. Ninguna de ellas es observada en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV, medido en el presente trabajo.



Consideraremos simultáneamente estas reacciones pues en ellas, el estado fundamental de los núcleos producidos, ${}^{70}\text{Ge}$, ref. (Ge 70) y ${}^{66}\text{Zn}$, ref. (Zn 66), son alimentados por rayos de 1040.0 y 1039.5 keV, respectivamente. Este doblete no fue resuelto por lo cual, la función de excitación Σ de la fig. IV-6 representa la superposición de las funciones de excitación de los rayos gamma de 1040.0 keV del ${}^{70}\text{Ge}$ y 1039.5 keV del ${}^{66}\text{Zn}$. En la misma figura se observan las funciones de excitación de los rayos de 1114.3 y 833.4 keV del ${}^{70}\text{Ge}$ y ${}^{66}\text{Zn}$, respectivamente. En base a la forma de la función de excitación del rayo de 833.4 keV se restó gráficamente a Σ la función de excitación del rayo de 1039.5 keV, asignando las diferentes intensidades, hasta que la función

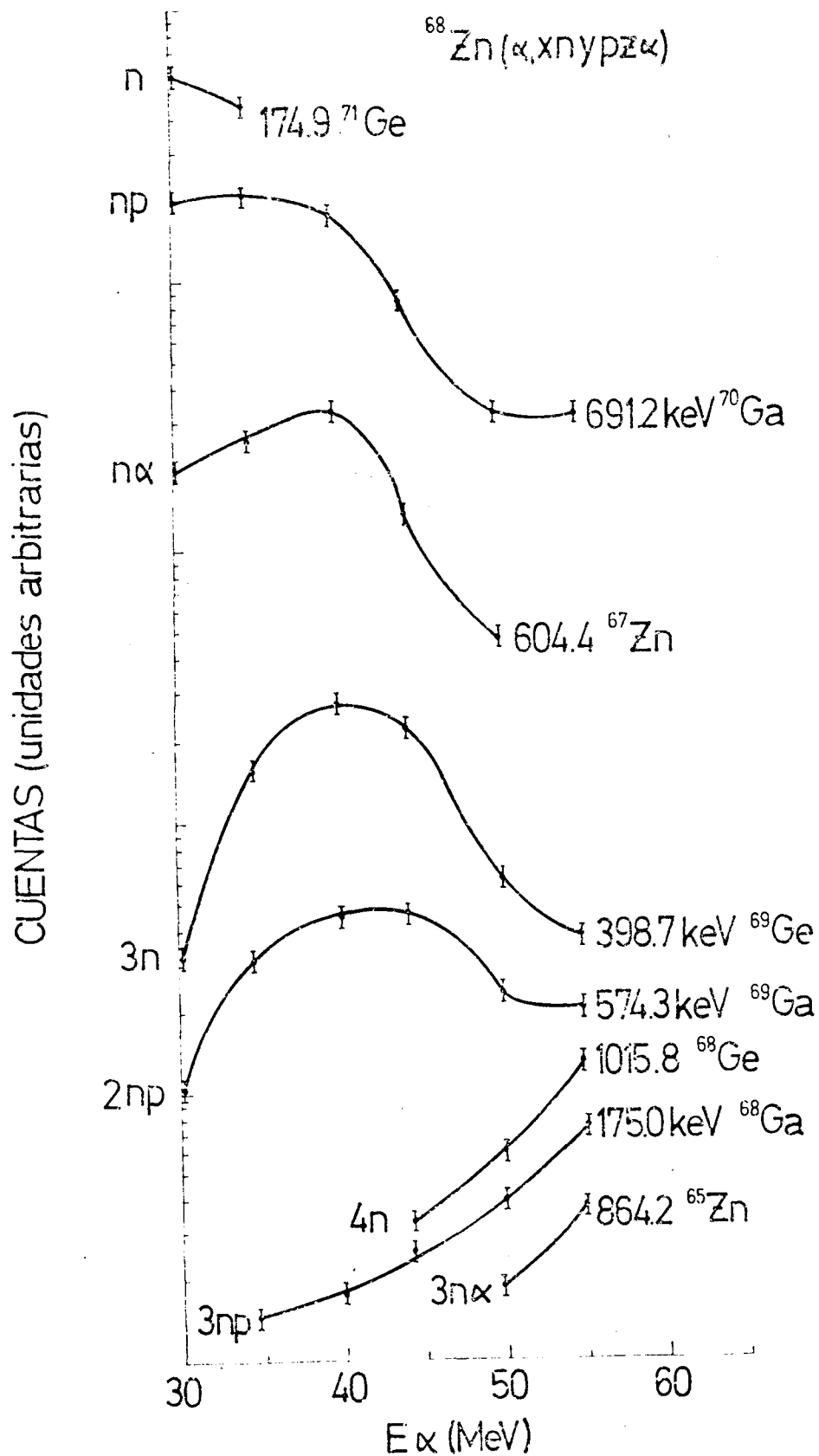


Fig. IV-5 Funciones de excitación de núcleos producto en la reacción $^{68}\text{Zn}(\alpha, xnypz\alpha)$ en el rango $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.

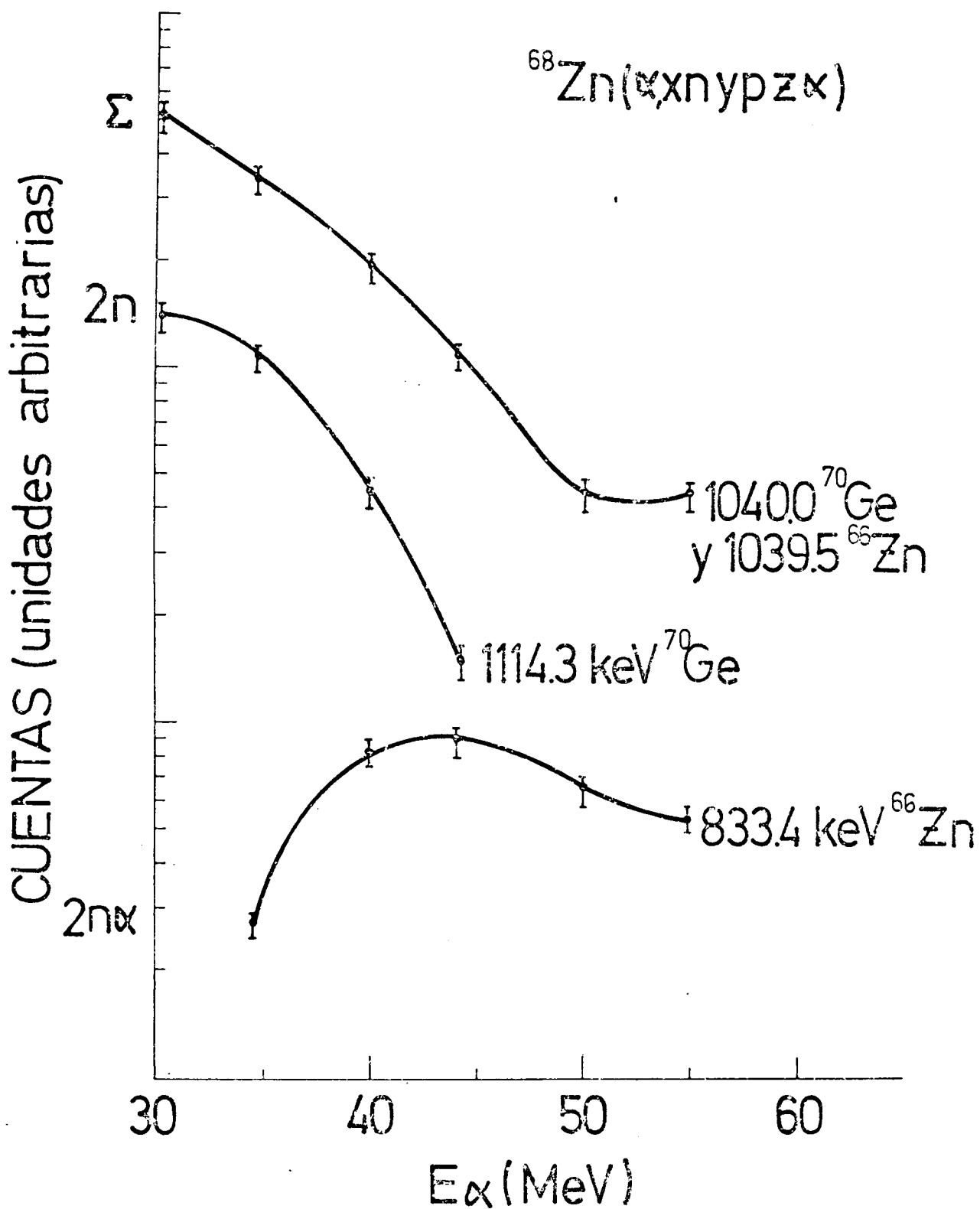
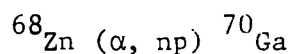
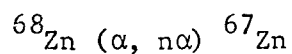


Fig. IV-6 La función de excitación Σ comprende el doblete 1040.0 y 1039.5 keV del ^{70}Ge y ^{66}Zn respectivamente. Los rayos gamma de 1114.3 y 833.4 keV muestran el comportamiento supuesto para los componentes del doblete Σ .

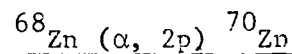
de excitación resultante tuvo un comportamiento análogo al de la función de excitación del 1114.3 keV. Fue así establecido un $E_{\alpha}^{\max} = 28 \pm 2$ MeV y una $\sigma_{\max} = 600 \pm 100$ para el ^{70}Ge , en tanto que una $E_{\alpha}^{\max} = 42.5 \pm 1$ MeV y una $\sigma_{\max} = 55 \pm 10$ resultó para el ^{66}Zn .



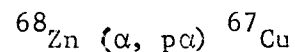
El ^{70}Ga ha sido estudiado por Arnell et. al. (Ar 71) mediante diversas reacciones. De sus resultados se concluye que para el caso de la reacción $^{67}\text{Zn} (\alpha, p) ^{70}\text{Ga}$ a $E_{\alpha} = 14.2$ MeV, el estado fundamental del ^{70}Ga se halla alimentado por las transiciones de 691.2 y 508.4 keV. En la fig. IV-5 se muestra la función de excitación del rayo gamma de 691.2 keV que alcanza su máximo a $E_{\alpha} = 35 \pm 2$ MeV. Las intensidades a esa energía E_{α} , de los rayos de 691.2 y 508.4 keV, permiten calcular una $\sigma_{\max} = 130 \pm 20$.



El ^{67}Zn ha sido estudiado por Nilsson et. al (Ni 74) mediante la reacción $^{64}\text{Ni} (\alpha, n) ^{67}\text{Zn}$ a $E_{\alpha} = 14$ MeV. El estado fundamental es alimentado por varias transiciones de las cuales la de 604.4 keV representa el 60% de la intensidad que llega al mismo. La fig. IV-5 muestra la función de excitación de la transición de 604.4 keV observado en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Una $E_{\alpha}^{\max} = 40 \pm 2$ MeV y una $\sigma_{\max} = 82 \pm 10$ ha sido establecida.

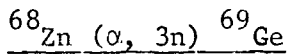


El estado 2^{+} , primer excitado de ^{70}Zn alimenta el estado fundamental de ese núcleo mediante una transición gamma de 884.8 keV (Ge 70). Dicho rayo gamma no es observado en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ a $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

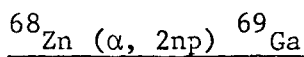


Si bien no han sido medidos hasta el presente los rayos gamma

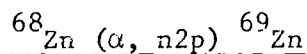
de desexcitación en el ^{67}Cu (Zn 67), una transición de 1130 keV es de esperar proveniente de su primer estado excitado. Ningún rayo gamma de esa energía es observado en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$.



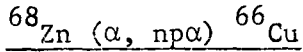
El ^{69}Ge ha sido estudiado por Forssten et. al. (Fo 74) mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n)$ a $E_{\alpha} = 14.2$ MeV. El estado fundamental es alimentado únicamente por la transición de 397.8 keV. En el presente trabajo, esa transición gamma es observada para la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV con la función de excitación que se muestra en la fig. IV-5. Alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 40 \pm 1$ MeV y permite calcular una $\sigma_{\text{max}} = 270 \pm 30$.



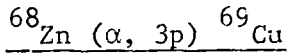
El ^{69}Ga ha sido estudiado por Harms-Ringdahl et. al. (Ha 74) mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, p)$ a $E_{\alpha} = 12.2 - 14.2$ MeV. La desexcitación del núcleo producto procede, en dicha reacción, a través de las transiciones de 574.3 y 1336.2 keV que alimentan el estado fundamental. En la reacción $^{68}\text{Zn} (\alpha, 2np)$, en el presente trabajo, se observaron la totalidad de los rayos medidos por Harms-Ringdahl et. al. En la fig. IV-5 se muestra, en particular, la función de excitación del rayo de 574.3 keV que alcanza su máximo a $E_{\alpha}^{\text{max}} = 42.5 \pm 1$ MeV. Las intensidades de los rayos de 574.3 y 1336.2 keV permiten establecer una $\sigma_{\text{max}} = 160 \pm 20$.



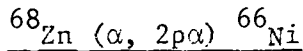
En el caso de ser producido el ^{69}Zn (Pa 68), la desexcitación es de esperar que proceda a través de la transición cuadrupolar del estado $5/2^{-}$ a 530.7 keV, al estado fundamental $J^{\pi} = 1/2^{-}$. Esta transición de 530.1 keV no se observa en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ a $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.



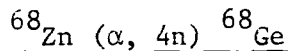
Se ha hecho ya referencia al ^{66}Cu al considerar la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, n3\text{p})$. Ninguno de los rayos de la cascada de desexcitación allí considerados han sido observados en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ a $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.



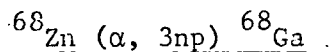
El ^{69}Cu decae β^- al ^{69}Zn con una $T_{1/2} = 3$ m (Pa 68). El rayo gamma más intenso proveniente de ese decaimiento tiene una energía de 1006.5 keV. No es observado en los espectros simples retardados de la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ para $E_\alpha = 30 - 55$ MeV.



No ha podido ser experimentalmente descartado pues el ^{66}Ni posee su primer estado excitado 2^+ a 1422 keV y su primer 4^+ a 3179 keV (Zn 66), lo que daría lugar a transiciones gamma que caen fuera de los rangos de energía medidos en los espectros simples primarios.

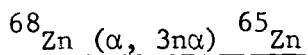


El ^{68}Ge ha sido estudiado mediante la reacción $^{40}\text{Ca} (^{32}\text{S}, 4\text{p})$, (No 74). Su estado fundamental es alimentado sólo por la transición de 1015.8 keV. La fig. IV-5 muestra su función de excitación. Su máximo se halla muy por encima de los 55 MeV. Su intensidad a $E_\alpha = 55$ MeV, es $I(1015.8 \text{ keV}) = 37 \pm 4$.

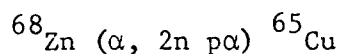


Este núcleo ha sido estudiado en el presente trabajo mediante la reacción $^{66}\text{Zn} (\alpha, \text{np})$ a $E_\alpha = 45$ MeV, ver sección 3.6. En la fig. III-28 se muestra que su estado fundamental se halla alimentado por las transiciones de 375.5 keV y 175.0 keV. La función de excitación de esta última, en la reacción $^{68}\text{Zn} + \alpha$ puede verse en la fig. IV-5 y su máximo se alcanza a

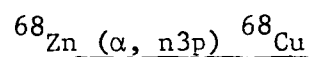
energías E_{α} superiores a los 55 MeV. A $E_{\alpha} = 55$ MeV la presente reacción se produce con una intensidad $I = I(175.0 \text{ keV}) + I(375.5 \text{ keV}) = 115 \pm 20$. Una extrapolación tentativa permite suponer que $E_{\alpha}^{\text{max}} \approx 60$ MeV y $\sigma_{\text{max}} \approx 150$.



El ${}^{65}_{\text{Zn}}$ ha sido estudiado en el presente trabajo, mediante la reacción ${}^{64}_{\text{Zn}} (\alpha, n2p)$ a $E_{\alpha} = 45$ MeV, ver sección 3.3. En la fig. III-15 vemos que el estado fundamental es alimentado por las transiciones de 115.0 keV y 864.2 keV. En la fig. IV-5 se muestra la función de excitación de la transición de 864.2 keV. Su máximo se alcanza a E_{α} muy superiores a los 55 MeV. La intensidad con que se produce a $E_{\alpha} = 55$ MeV ha sido calculada mediante la intensidad de las transiciones de 864.2 y 115.0 keV a esa energía, resultando: $I = 67 \pm 10$.



Como se discutió para la reacción ${}^{67}_{\text{Zn}} (\alpha, np\alpha)$, una transición de 1115.9 keV es de esperar si el ${}^{65}_{\text{Cu}}$ es producido. Ninguna transición de esa energía es observada en la reacción ${}^{68}_{\text{Zn}} + \alpha$ para $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.



En el caso de producirse el ${}^{68}_{\text{Cu}}$ en una reacción inducida por partículas α , es de esperar que el estado isomérico $T_{\frac{1}{2}} = 3.75$ m, $J^{\pi} = 6^{-}$ a 721.3 keV (Zn 66), sea poblada en su desexcitación. Ninguno de los rayos de decaimiento de dicho estado isomérico es observado en los espectros simples "retardados" para la reacción ${}^{68}_{\text{Zn}} + \alpha$ a $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

Los resultados hasta aquí obtenidos han sido volcados en la Tabla IV-1, en la cual para cada reacción ($\alpha, xn yp z\alpha$) y cada núcleo blanco, se indican, el núcleo producto, los rayos gamma que alimentan su estado fundamental, la energía E_{α}^{max} a la cual la función de excitación se hace

Tabla IV-1

Identificación de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn}$ (α , xn yp z α)

en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV

^{64}Zn Reacción	N P	E_{γ} (keV)	E_{α}^{max} (MeV)	σ max	I max
α , n	^{67}Ge	733.4	< 30	-	20 ± 2
α , p	^{67}Ga	359.1 1202.2	< 30	-	53 ± 6
α , 2n	^{66}Ge	957.4	35 ± 1	56 ± 6	
α , np	^{66}Ga	43.7	29 ± 1	1800 ± 200	
α , n α	^{63}Zn	193 650 1063	35.5 ± 1.5	145 ± 20	
α , 2p	^{66}Zn	1039.5	34 ± 2	60 ± 6	
α , p α	^{63}Cu	962.0	35 ± 2	37 ± 4	
α , 3n	^{65}Ge	β^+	n.s.o.	-	
α , 2np	^{65}Ga	190.6	45 ± 1	230 ± 30	
α , 2n α	^{62}Zn	953.9	n.s.o.	-	
α , n2p	^{65}Zn	864.2 749.0 1262.9	44 ± 1	260 ± 30	
α , np α	^{62}Cu	40.8 243.4	45.5 ± 1	465 ± 50	
α , 3p	^{65}Cu	1115.9	n.s.o.	-	
α , 2p α	^{62}Ni	1163.9	n.s.o.	-	
α , 4n	^{64}Ge	β^+	n.s.o.	-	
α , 3np	^{64}Ga	128 y β^+	> 55	-	4 ± 1
α , 3n α	^{61}Zn	β^+	n.s.o.	-	
α , 2np α	^{61}Cu	971	> 55	-	
, n3p	^{64}Cu	159.2	> 55	-	6 ± 2

N P = Núcleo producto

E_{γ} = Transiciones gamma que alimentan el estado fundamental.

E_{α}^{max} = Energía alfa, a la cual, la sección eficaz relativa de la reacción, se hace máxima.

σ_{max} = Sección eficaz relativa máxima.

I max = Intensidad con que se producen a $E_{\alpha} = 30$ ó 55 MeV aquellas reacciones que alcanzan su máximo muy por debajo o muy por encima de esas energías, respectivamente.

n.s.o. = no se observa en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV.

Tabla IV-1 (Continuación)

Reacción	⁶⁶ Zn	N P	E _γ (keV)	E _α ^{max} (MeV)	σ max	I max
α, n		⁶⁹ Ge	397.8	< 30	-	42 ± 5
α, p		⁶⁹ Ga	574.3 1336.2	< 30	-	43 ± 5
α, 2n		⁶⁸ Ge	1015.8	29 ± 1	250 ± 30	
α, np		⁶⁸ Ga	175.0 375.5	30 ± 1	370 ± 40	
α, nα		⁶⁵ Zn	864.2 749.0 1262.9	38.5 ± 1.5	95 ± 10	
α, 2p		⁶⁸ Zn	1077	n.s.o.	-	
α, pα		⁶⁵ Cu	1115.9	n.s.o.	-	
α, 3n		⁶⁷ Ge	733.4	36.5 ± 1	30 ± 3	
α, 2np		⁶⁷ Ga	359.1 1202.2	46 ± 2	280 ± 30	
α, 2nα		⁶⁴ Zn	991.5	46 ± 1	60 ± 10	
α, n2p		⁶⁷ Zn	604.4	44 ± 1	38 ± 4	
α, npα		⁶⁴ Cu	159.2	48 ± 1	35 ± 4	
α, 3p		⁶⁷ Cu	1130	n.s.o.	-	
α, 2pα		⁶⁴ Ni	1345.9	n.s.o.	-	
α, 4n		⁶⁶ Ge	957.4	n.s.o.	-	
α, 3np		⁶⁶ Ga	43.7	59 ± 2	240 ± 50	
α, 3nα		⁶³ Zn	193 650 1063	n.s.o.	-	
α, 2n pα		⁶³ Cu	962	> 55	-	6 ± 1
α, n3p		⁶⁶ Cu	185.9 89.1 315.7	n.s.o.	-	

Tabla IV-1 (Continuación)

Reacción	^{67}Zn N P	E_{γ} (keV)	E_{α}^{max} (MeV)	σ max	I max
α, n	^{70}Ge	1040.0	< 30	-	150 ± 20
α, p	^{70}Ga	691.2 508.4	< 30	-	50 ± 10
$\alpha, 2n$	^{69}Ge	397.8	25 ± 3	500 ± 100	
α, np	^{69}Ga	574.3 1336.2	30 ± 2	130 ± 20	
$\alpha, n\alpha$	^{66}Zn	1039.5	?	?	
$\alpha, 2p$	^{69}Zn	530.7	n.s.o.	-	
$\alpha, p\alpha$	^{66}Cu	185.9 89.1 315.7	n.s.o.	-	
$\alpha, 3n$	^{68}Ge	1015.8	40 ± 2	130 ± 20	
$\alpha, 2np$	^{68}Ga	175.0 375.5	42 ± 2	280 ± 30	
$\alpha, 2n\alpha$	^{65}Zn	864.2 115.0	44 ± 2	105 ± 15	
$\alpha, n2p$	^{68}Zn	1077.4	n.s.o.	-	
$\alpha, np\alpha$	^{65}Cu	1115.9	n.s.o.	-	
$\alpha, 3p$	^{68}Cu	721.3*	n.s.o.	-	
$\alpha, 2p\alpha$	^{65}Ni	β^-	n.s.o.	-	
$\alpha, 4n$	^{67}Ge	733.4	> 55	-	7 ± 1
$\alpha, 3np$	^{67}Ga	359.1 1202.2	57 ± 2	100 ± 20	
$\alpha, 3n\alpha$	^{64}Zn	991.5	> 55	-	20 ± 3
$\alpha, 2n p\alpha$	^{64}Cu	159.2	> 55 68 ± 4	50 ± 20	15 ± 2
$\alpha, n3p$	^{67}Cu	1130	n.s.o.	-	

* = Estado isomérico.

? = No se pudo identificar experimentalmente.

Tabla IV-1 (Continuación)

^{68}Zn Reacción	N P	E_{γ} (keV)	E_{α}^{max} (MeV)	σ max	I max
α, n	^{71}Ge	174.9	< 30	-	23 ± 3
α, p	^{71}Ga	510.9 910.5 966.8	n.s.o.	-	
$\alpha, 2n$	^{70}Ge	1040.0	28 ± 2	600 ± 100	
α, np	^{70}Ga	691.2 508.4	35 ± 2	130 ± 20	
$\alpha, n\alpha$	^{67}Zn	604.4	40 ± 2	82 ± 10	
$\alpha, 2p$	^{70}Zn	884.8	n.s.o.	-	
$\alpha, p\alpha$	^{67}Cu	1130	n.s.o.	-	
$\alpha, 3n$	^{69}Ge	397.8	40 ± 1	270 ± 30	
$\alpha, 2np$	^{69}Ga	574.3 1336.2	42.5 ± 1	160 ± 20	
$\alpha, 2n\alpha$	^{66}Zn	1039.5	42.5 ± 1	55 ± 10	
$\alpha, n2p$	^{69}Zn	530.7	n.s.o.	-	
$\alpha, np\alpha$	^{66}Cu	185.9 89.1 315.7	n.s.o.	-	
$\alpha, 3p$	^{69}Cu	β^{-}	n.s.o.	-	
$\alpha, 2p\alpha$	^{66}Ni	?	n.s.o.	-	
$\alpha, 4n$	^{68}Ge	1015.8	> 55	-	37 ± 4
$\alpha, 3np$	^{68}Ga	175.0 375.5	> 55 ≈ 60	≈ 150	115 ± 20
$\alpha, 3n\alpha$	^{65}Zn	864.2 115.0	> 55	-	67 ± 10
$\alpha, 2n p\alpha$	^{65}Cu	1115.9	n.s.o.	-	
$\alpha, n3p$	^{68}Cu	721.3*	n.s.o.	-	

máxima y el valor de la sección eficaz relativa σ_{\max} a esa energía; asimismo, en aquellas reacciones en las que no se pudieron determinar estos dos últimos parámetros, se indica su intensidad a $E_{\alpha} = 30$ ó 55 MeV según su máximo se halle por debajo o por encima de esas energías, respectivamente. En la Fig. IV-7 se muestra la zona de la tabla de nucleidos que fue cubierta por las reacciones precedentemente identificadas. A cada núcleo blanco ha sido asignado, en el ángulo superior izquierdo, un símbolo que permite distinguir los núcleos producto de su reacción con partículas alfa en el rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Se ha unido con línea de trazos la línea de estabilidad que pasa por el mínimo de la parábola de masas para cada A. Los núcleos estables han sido indicados con simple trazado de líneas; los núcleos blancos, en particular, con doble trazo de líneas.

4.1.4 Sistemática de los parámetros E_{α}^{\max} y σ_{\max}

Las energías E_{α}^{\max} a las cuales los diferentes canales de salida alcanzan su máximo, han sido representadas en función del número de masa A, en la Fig. IV-8. Las curvas de trazo y punto han sido propuestas tentativamente dado que se hallan totalmente fuera del rango $E_{\alpha} = 30 - 55$ MeV. Con línea de trazos se han unido las reacciones que conducen al mismo núcleo residual extrapolando e interpolando aún para el caso hipotético de un blanco con $A = 65$. Es interesante notar la regularidad de las mismas así como su rápido crecimiento a medida que pasan por canales de salida que difieren en un neutrón adicional.

En la Fig. IV-9 se muestra el comportamiento de las correspondientes secciones eficaces σ_{\max} , también en función del número de masa A.

Es importante destacar que, a medida que A disminuye, los núcleos blanco son más deficientes de neutrones. Como cabe esperar, para los núcleos blanco más ricos en neutrones se observa un predominio de las reacciones que involucran sólo neutrones (línea sólida gruesa). A medida

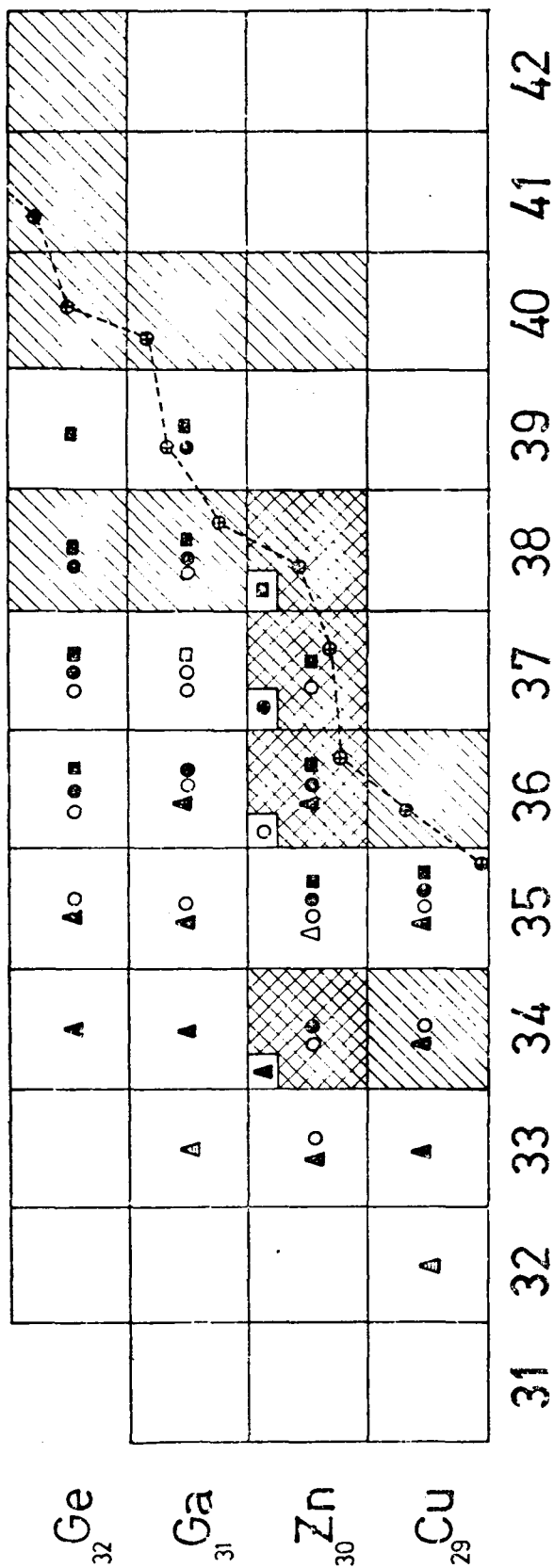


Fig. IV-7 Zona de la tabla de nucleidos cubierta por las reacciones ^{64,66,67,68}Zn (α, xn yp zα) en el rango

$E_{\alpha} = 30 - 55 \text{ MeV.}$

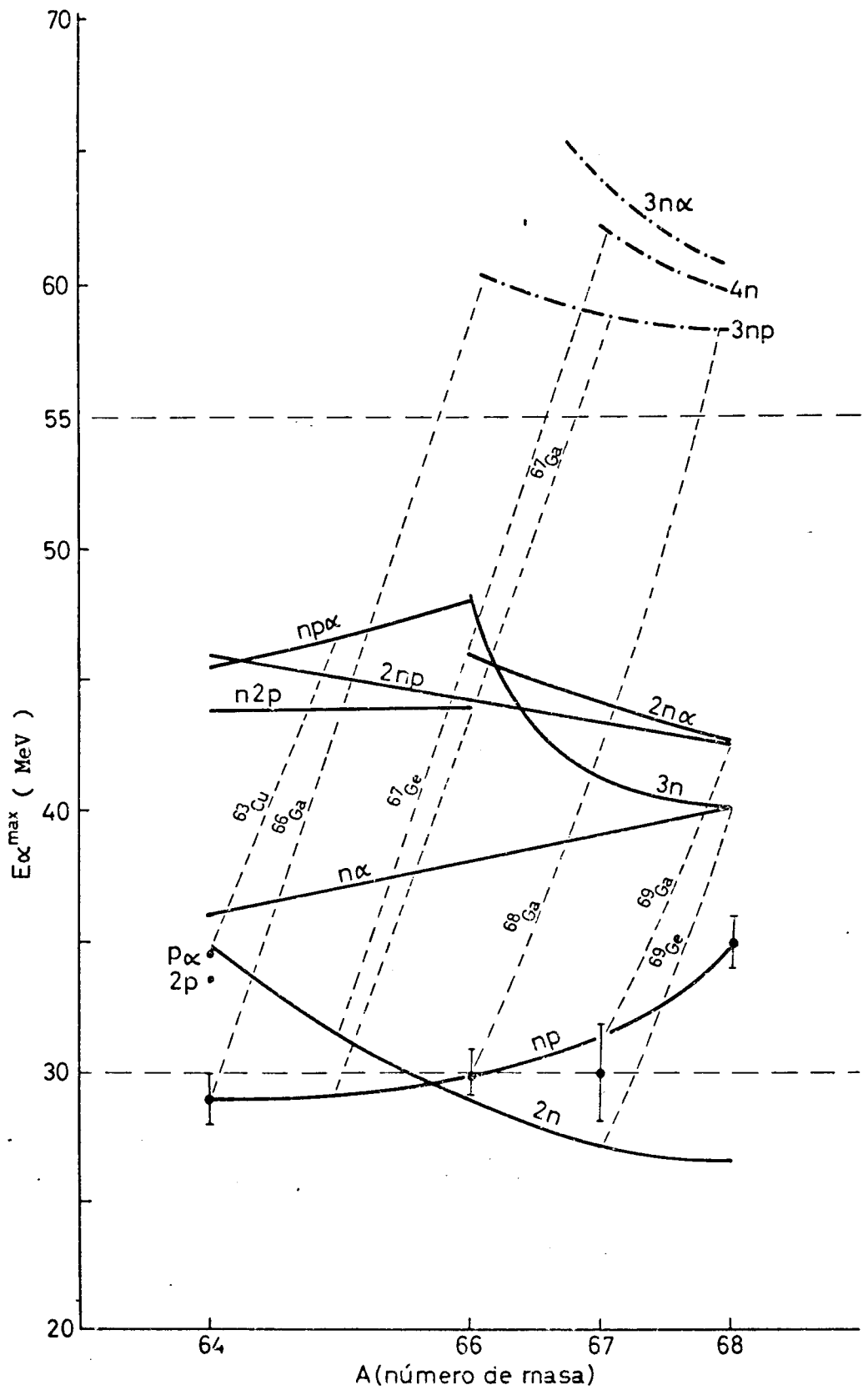


Fig. IV-8 Energías E_{α}^{\max} a las cuales las secciones eficaces de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn}(\alpha, xn \text{ y } p\alpha)$ alcanzan su máximo en función del número de masa A del núcleo blanco.

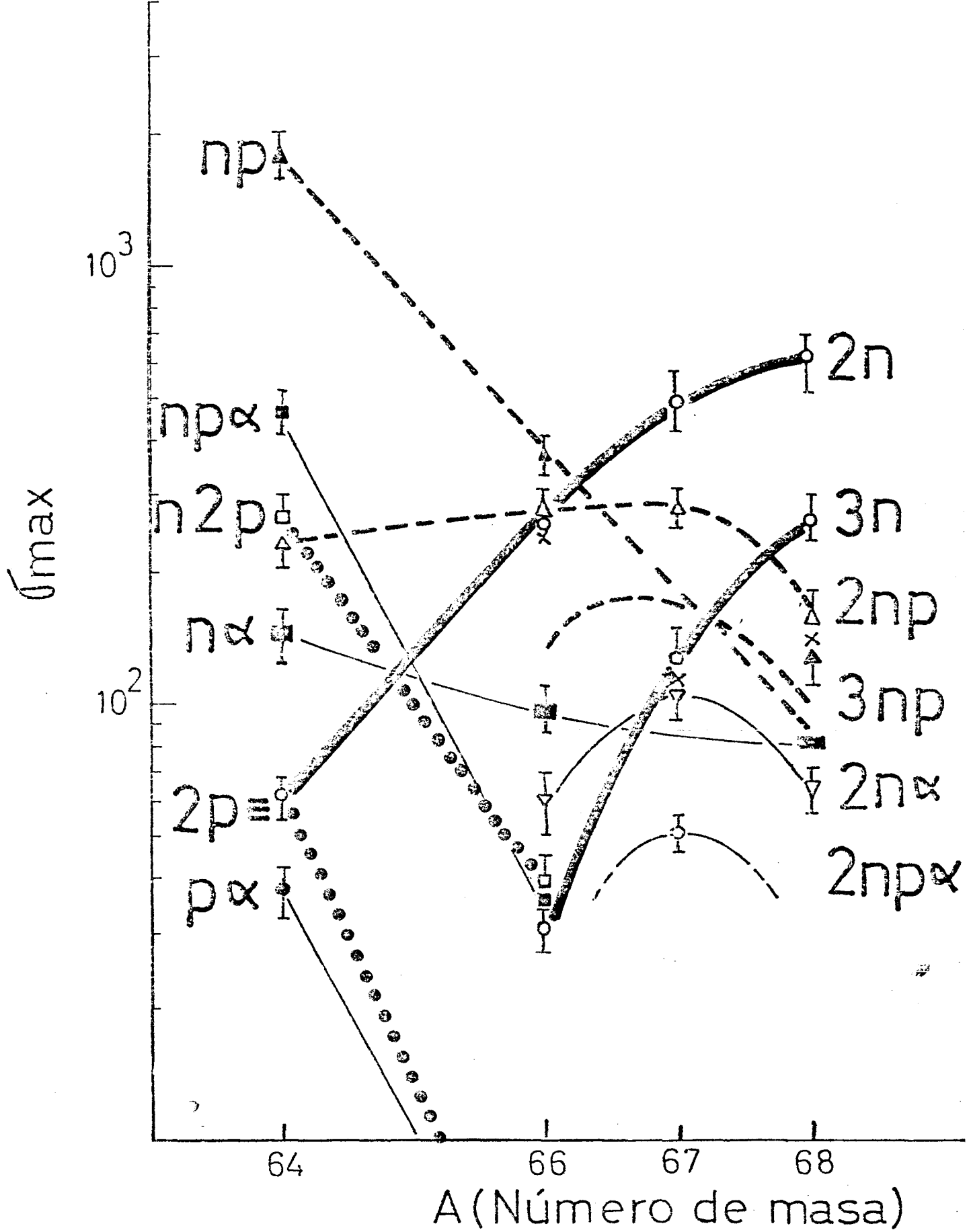


Fig. IV-9 Secciones eficaces máximas σ_{max} , para las reacciones $64,66,67,68_{Zn}(\alpha, xn \text{ y } p\alpha)$ en función del número de masa A del núcleo blanco.

que los núcleos blanco se hacen más deficientes de neutrones, se produce una clara disminución de σ_{\max} para los canales $2n$ y $3n$ acompañada por una E_{α}^{\max} creciente. Simultáneamente, comienzan a competir los canales que involucran protones, en particular el np que alcanza una gran intensidad para el ${}^{64}\text{Zn}$; mientras que E_{α}^{\max} disminuye gradualmente.

La reacción $(\alpha, 2np)$ tiene un comportamiento intermedio en el sentido de que, si bien del ${}^{68}\text{Zn}$ al ${}^{67}\text{Zn}$ su σ_{\max} sufre un incremento, luego se estabiliza; paralelamente, su E_{α}^{\max} procede en forma suavemente creciente.

Las reacciones que emiten dos protones, en particular la $(\alpha, n2p)$ (o la $2p$ propuesta tentativamente en base a la σ_{\max} medida para el ${}^{64}\text{Zn}$), exhibe una dependencia con A muy similar a la (α, np) si bien su sección eficaz es mucho menor.

La reacción $(\alpha, n\alpha)$ tiene una σ_{\max} pequeña y un comportamiento suave para ambos parámetros. En cuanto a la $(\alpha, np\alpha)$ observada en el ${}^{64,66}\text{Zn}$ su σ_{\max} presenta una disminución abrupta acompañada de un aumento de su E_{α}^{\max} . Un comportamiento similar es indicado tentativamente para la σ_{\max} de la reacción $(\alpha, p\alpha)$ observado en el ${}^{64}\text{Zn}$.

El comportamiento relativamente estable de las σ_{\max} de los canales $2np$ y $n\alpha$ no es mantenido por los canales $3np$ y $2n\alpha$ que poseen un neutrón más respectivamente, en ellos debe manifestarse una rápida disminución ya que no son observados para el ${}^{64}\text{Zn}$.

La reacción $2n p\alpha$ fue observada sólo en el ${}^{67}\text{Zn}$ y la intensidad propuesta se obtuvo mediante una extrapolación muy tentativa.

4.2 Modelo Fenomenológico Simple para σ_{\max}

Los resultados mostrados en la Fig. IV-8 y IV-9 resumen el comportamiento observado en las reacciones $(\alpha, xn yp z\alpha)$ en la zona de los núcleos alrededor de los isótopos de Zn. Como fuera indicado en la

introducción, el conocimiento de esta sistemática es de utilidad para la identificación de los núcleos producto en este tipo de reacciones. Si bien estos estudios han estado limitados a núcleos con $61 \leq A \leq 71$, los resultados obtenidos brindan una idea de lo que cabe esperar en las zonas vecinas. Sin embargo, en orden a mejorar la capacidad de predicción, es importante explorar, en la medida de lo posible, las propiedades de estas curvas y procurar entender el origen de las mismas. El propósito es, por lo tanto, proponer un modelo fenomenológico simple que cumpla con este fin, aún parcialmente, pero que pueda, no obstante, servir de base para futuras investigaciones de este problema.

Es razonable suponer que la sección eficaz relativa máxima σ_{\max} (Fig. IV-9), depende fundamentalmente de dos factores competitivos; la tendencia del núcleo compuesto a desintegrarse de forma que el núcleo producto no esté alejado de la línea de estabilidad (cosa que se favorece con la emisión de protones) y el efecto de la barrera coulombiana (que retarda de emisión de protones).

La hipótesis más razonable y simple es que para un dado número de cargas emitidas la distribución de σ_{\max} sea una función de Gauss, centrada a una cierta distancia de la línea de estabilidad. Por simplicidad, en lugar de la línea de estabilidad, tomamos como referencia la línea recta que en un gráfico Z vs. N pasa por el núcleo blanco y el núcleo compuesto. Para reacciones inducidas por partículas alfa, como en el presente caso, éstas corresponden a una recta con pendiente $\theta = 45^\circ$, definida por $Z = N - N_0$, donde $N_0 = N_b - Z_b$ y N_b , Z_b son los parámetros del núcleo blanco. La distribución de probabilidades para un dado Z_p del núcleo producto, será una función de la variable

$$x = N_p - (Z_p + N_0) \quad (\text{IV-1})$$

que es la distancia a dicha recta. Además σ_{\max} dependerá del número de

cargas emitidas por el núcleo compuesto

$$q = -Z + (Z_b + 2) \quad (\text{IV-2})$$

en razón del efecto coulombiano y del grado de deficiencia de neutrones del blanco, en este caso indicado por N_b .

Por lo tanto, la distribución de probabilidades propuesta puede expresarse como

$$\sigma_{\max}(x, q, N_b) = C(q, N_b) e^{-\frac{(x - \bar{x}(q, N_b))^2}{2 a^2(q, N_b)}} \quad (\text{IV-3})$$

donde se espera que la influencia de la barrera coulombiana se refleje fundamentalmente en el valor del coeficiente $C(q, N_b)$. Las variables y las distribuciones esperadas están esquemáticamente representadas en la Fig. IV-10 donde el casillero oscuro representa el blanco (Z_b, N_b).

En la expresión (IV-3), para cada par de valores (q, N_b), la sección eficaz σ_{\max} depende de los tres valores C, \bar{x} y el ancho a . La validez de este modelo podrá ser verificada siempre y cuando el número de parámetros sea pequeño respecto al número de datos disponibles. Por esta razón, es conveniente reducir los grados de libertad tanto como sea posible. Esto puede lograrse a través de la imposición de relaciones adicionales basadas en argumentos físicos. En este sentido, la expectativa antes mencionada de que el efecto de la barrera coulombiana se refleje fundamentalmente en el coeficiente C , puede dar lugar a la hipótesis más restrictiva de que toda la dependencia coulombiana se expresa a través de C en tanto que la posición y ancho de la distribución gaussiana sean independientes de tal efecto. Esto implica suponer que \bar{x} y a son sólo función de N_b y no de q . Esta hipótesis que, en principio puede suponerse válida, encuentra apoyo en los datos experimentales y ha sido, por lo tanto, utilizada en el proceso de ajuste de los mismos. Los resultados se muestran en la Fig. IV-11 donde σ_{\max} se ha graficado en función de x para los distintos núcleos blancos $^{64,66,67,68}_{Zn}$. El resultado del ajuste

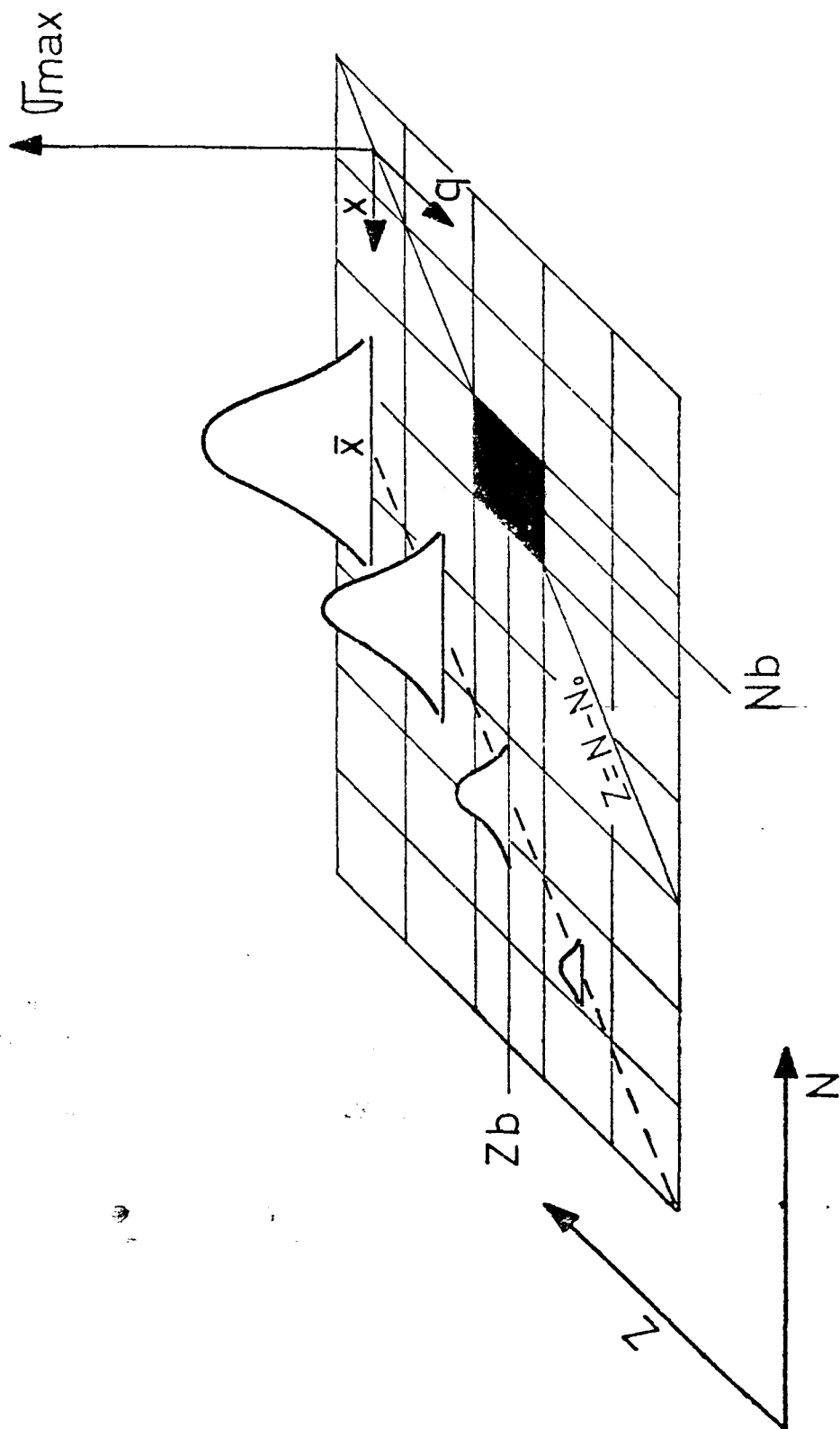


Fig. IV-10 Representación esquemática de las variables usadas en el modelo fenomenológico de σ_{max} . El casillero oscuro representa el núcleo blanco. Cada gaussiana corresponde a la distribución de los canales de salida de las reacciones con igual q .

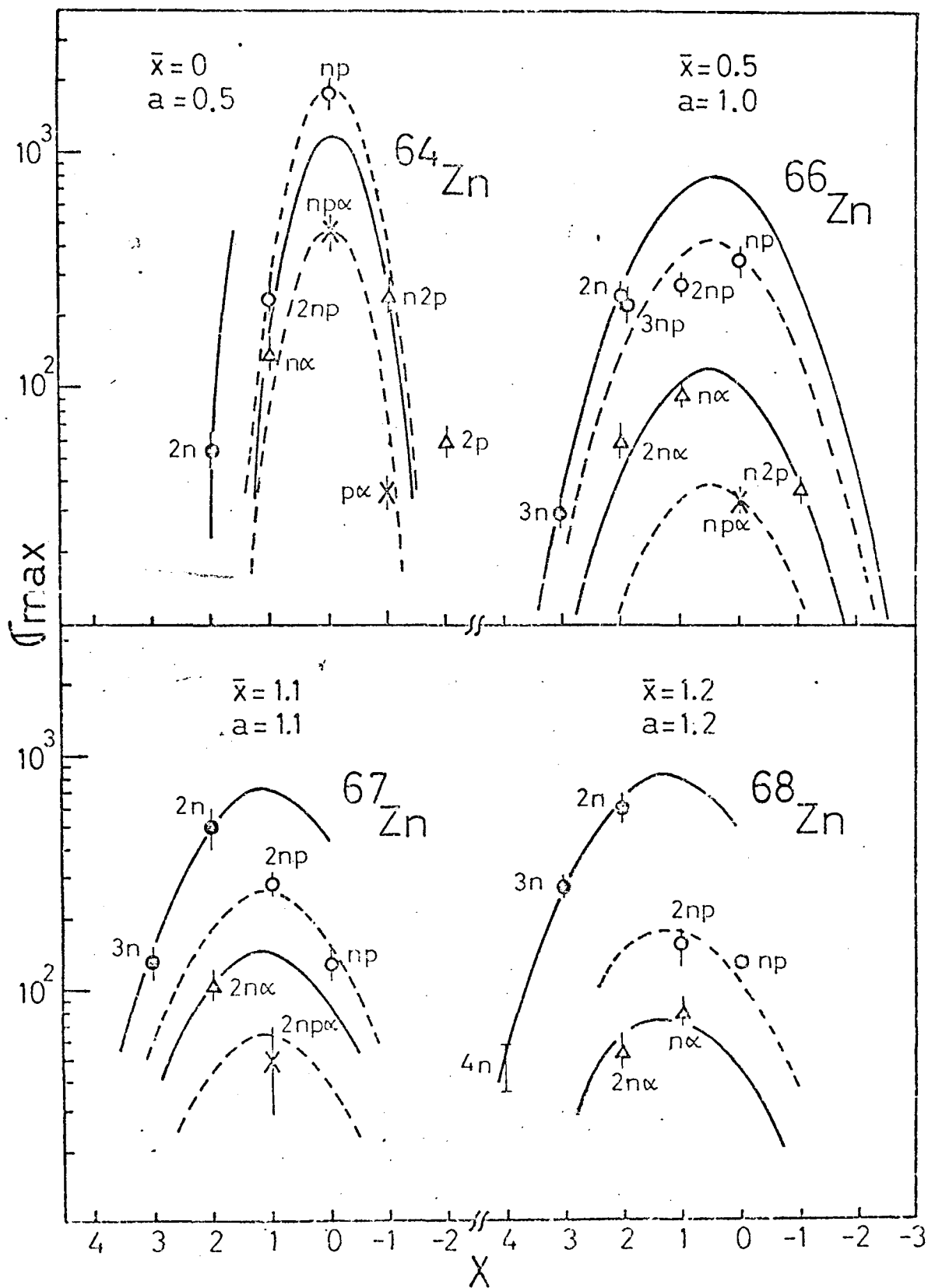


Fig. IV-11 Sección eficaz relativa de los canales de salida de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn}$ en función de su distancia a la línea blanco-núcleo compuesto. Su comportamiento ha sido ajustado mediante gaussianas que para cada blanco difieren sólo en su amplitud.

es promisorio. Las reacciones que no involucran emisión de carga tienen en todos los casos, como cabe esperar, el máximo C; están indicadas con círculos llenos y su ajuste con línea sólida. La variación de C está representada en la Fig. IV-12 en función del número de cargas emitidas, brindando una interesante medida del efecto coulombiano. Es llamativa la regularidad obtenida en este gráfico con respecto a los blancos con $A = 66, 67, 68$ y la neta desviación observada en los datos para el blanco ^{64}Zn . Es posible que este efecto esté relacionado con el marcado alejamiento de dicho blanco respecto a la línea de estabilidad, si se lo compara con los restantes isótopos. Adicionalmente, también para el ^{64}Zn , el ajuste empeora. En efecto, el valor extrapolado para la reacción (α, n) , de cumplirse la hipótesis de que el parámetro a no depende de q , sería muy grande. Este hecho, así como los datos obtenidos para la reacción con $q = 2$, en este núcleo, parecen sugerir que el ancho de la distribución no cumple con la hipótesis mencionada. La variación de los parámetros \bar{x} y a con el blanco, es suave y se muestra en la Fig. IV-13. Ambos parámetros crecen con N_b , lo cual es razonable, puesto que cuanto más cercano a la línea de estabilidad esté el núcleo blanco, más ancha y más alejada de la línea blanco-núcleo compuesto será la distribución σ_{\max} .

Los datos mostrados señalan la aplicabilidad del modelo propuesto para tratar fenomenológicamente la competición entre los distintos canales de salida en las reacciones del tipo $(\alpha, xn \text{ y } z\alpha)$. A la vez, el análisis efectuado sirve para indicar los puntos de interés para futuras investigaciones, como por ejemplo, completar los datos sobre las intensidades y distribuciones de los núcleos más deficientes de neutrones. En particular, sería de gran interés establecer σ_{\max} para la reacción $^{64}\text{Zn}(\alpha, n)$, lo cual, por otro lado, no involucra dificultad particular alguna para una máquina aceleradora cuyo rango de energía sea inferior al del Sincrociclotrón de Buenos Aires.

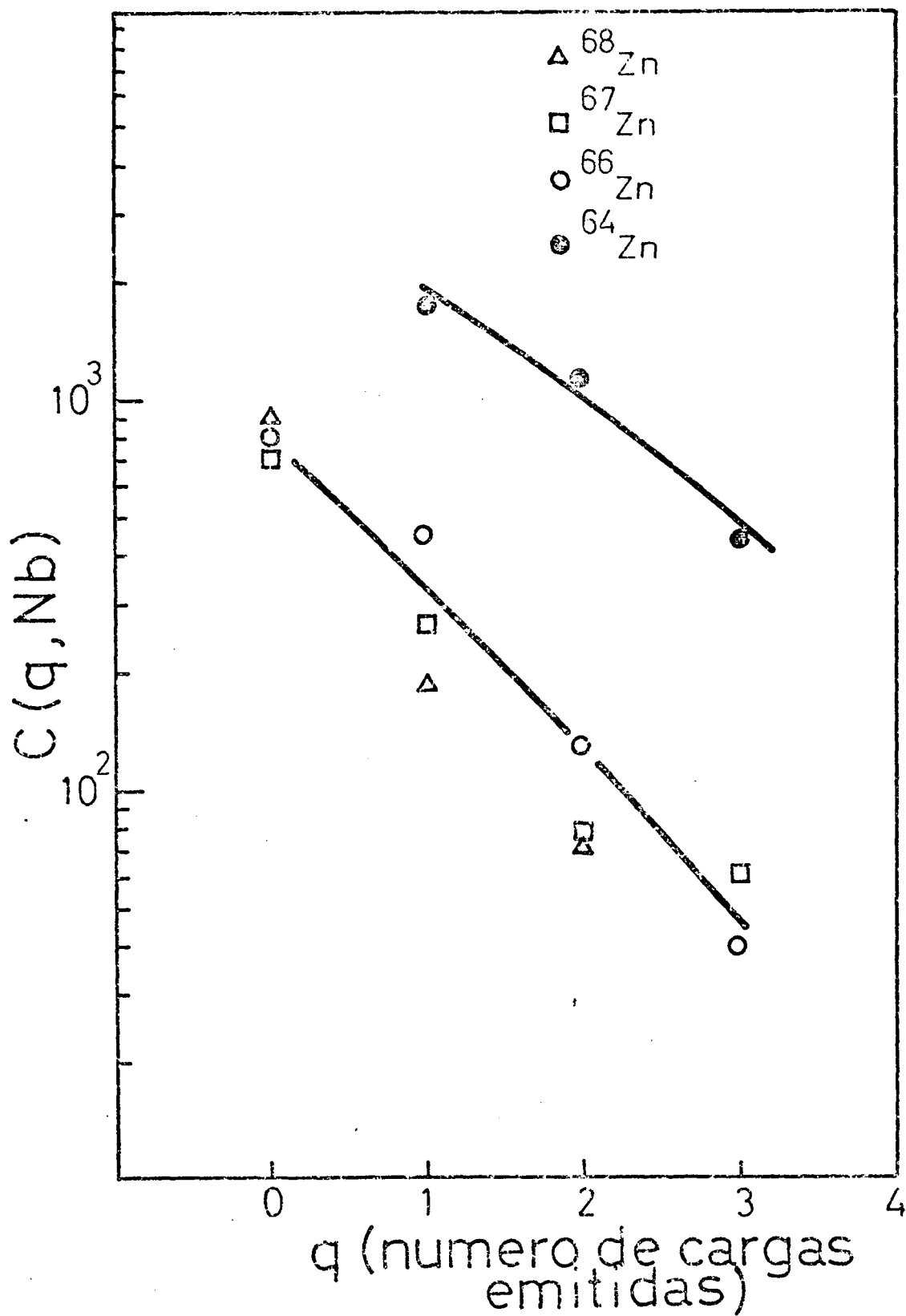


Fig. IV-12 Variación del coeficiente C de la distribución gamma de los canales de salida de las reacciones $^{64,66,67,68}\text{Zn} (\alpha, xn \text{ y } p\alpha)$ en función del número de cargas q emitidas.

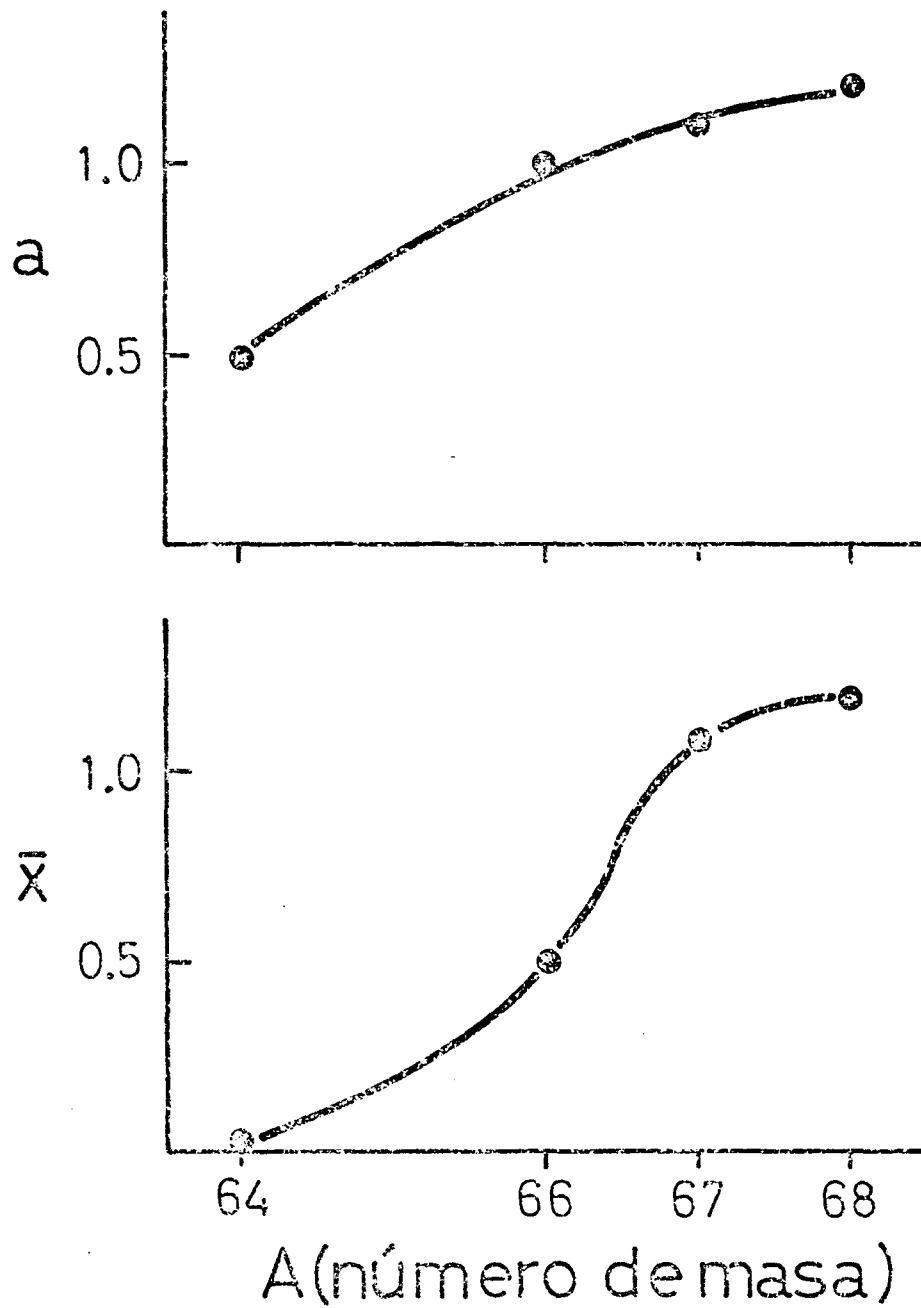


Fig. IV-13 Variación de los parámetros de ajuste a y \bar{x} de las gaussianas del modelo fenomenológico.

REFERENCIAS

A

- (Ar 71) S. E. Arnell, H. Linusson, Z. Sawa, Nucl. Phys. A166 (1971) 241.

B

- (Ba 69) H. Bakhru and I. M. Ladenbauer-Bellis, Phys. Rev. 184 (1969) 1142.
 (Ba 70) W. T. Bass and P. H. Stelson, Phys. Rev. C2 (1970) 2154.
 (Be 67) M. G. Betigeri, H. H. Duhm, R. Santo, R. Stock and R. Bock, Nucl. Phys. A100 (1967) 416.
 (Be 71) M. G. Betigeri, P. David, J. Debrus, H. Mommsen and A. Riccato, Nucl. Phys. A171 (1971) 401.
 (Bi 68) L. Birnstein, R. Chechik, Ch. Drory, E. Friedman, A. A. Jaffe and A. Wolf, Phys. Letter 26B (1968) 220; Nucl. Phys. A113 (1968) 193.
 (Bl 72) J. Bleck, R. Butt, K. H. Lindenberger, W. Ribbe, W. Zeitz, Nucl. Phys. A197 (1972) 620.
 (Bo 70) F. W.N.de Boer, E. W. A. Lingeman, R. van Lieshout and R. A. Ricci, Nucl. Phys. A158 (1970) 166.
 (Bo 69) H. H. Bolotin and D. A. Mc Clure, Phys. Rev. 180 (1969) 987.
 (Br 55) R. M. Brugger, T. W. Bonner and J. B. Marion, Phys. Rev. 100 (1955) 84.
 (Br 67) G. Brown, J. G. B. Haigh, F. R. Hudson, A. E. Macgregor, Nucl. Phys. A101 (1967) 163.
 (By 64) F. W. Byron, Jr., M. N. Mc Dermott, R. Novick, B. W. Perry and E. B. Salomon, Phys. Rev. A47 (1964) 134.

C

- (Ch 57) R. A. Chapman and J. C. Slattery, Phys. Rev. 105 (1957) 633.
 (Ch 75) P. R. Chagnon, J. W. Mihelich, G. F. Neal, F. P. Venezia, R. L. West and Z. P. Sawa, Annual Report 1975, Research Institute for Physics, Stockholm, Sweden.
 (Co 70) R. G. Couch, J. A. Biggerstaff, F. G. Percy, S. Raman and Kamal K. Seth, Phys. Rev. C (1970) 149.

D

- (Da 70) W. F. Davidson, M. R. Najam, P. J. Dallimore, J. Hellström, D. L. Powell, Nucl. Phys. A154 (1970) 539.

- (Di 74) F. S. Dietrich, L. F. Hansen and R. P. Koopman, Phys. Rev. C10 (1974) 1587.
- (Du 72) G. H. Dulfer, T. J. Ketel, V. A. Van Rooijen, M. E. J. Wigmans and H. Verheul, Nucl. Phys. A182 (1972) 433.
- (Dz 70) B. S. Dzhelepov, A. V. Mozzhukhin, T. I. Popova and V. P. Prkhodtseva, Izv. Akad. Nauk. SSSR (ser. fiz.) 34 (1970) 29.

E

- (Eg 70) J. J. Egan, G. C. Dutt, M. Mc Pherson and F. Gabbard, Phys. Rev. C1 (1970) 1767.
- (Eh 67) D. von Ehrenstein and J. P. Schiffer, Phys. Rev. 164 (1967) 1374.
- (Ew 68) S. C. Pancholi, W. B. Ewbank, Nuclear Data B2-6 (1968) 71.
- (Ez 74) R. L. Ezell and H. L. Scott, Nucl. Phys. A218 (1974) 470.

F

- (Fi 70) E. Finckh, V. Jahnke, B. Schreiber and A. Weidinger, Nucl. Phys. A144 (1970) 67.
- (Fo 74) K. Forssten, A. Hasselgren, Ph. Monsev, A. Nilsson and Z. P. Sawa, Phys. Scrip. 10 (1974) 51.

G

- (Ge 70) K. R. Alvar and S. Raman, Nuclear Data Sheets (B) Vol. 8 N°1, 1972, pag. 1.

H

- (Ha 74) L. Harms-Ringdahl, J. Sztarkier and Z. P. Sawa, Phys. Scrip. 9 (1974) 15.
- (Ha 73) L. Harms-Ringdahl, J. Sztarkier, Z. P. Sawa, Annual Rep. 1973, Research Institute for Physics, Stockholm, Sweden.
- (Ha'73) H. Haas, W. Leitz, H. E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann and Th. Wichert, Phys. Rev. Letter 30 (1973) 656.
- (Ha 68) R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nucl. Data Sheets Vol. 4 and 2, February 1968.
- (He 72) P. Heubes, H. G. Johann, W. Klünger, W. Kreische, W. Lampert, W. Loeffler, G. Schatz and W. Witthuhn, Nucl. Phys. A188 (1972) 417.
- (Hu 57) J. C. Hubbs, W. A. Nieremberg, H. A. Shugart, H. B. Silsbee, R. J. Sunderland, Phys. Rev. 107 (1957) 107.

I

- (Iv 74) M. Ivascu, D. Bucurescu, D. Popescu, V. Avrigeanu, E. Drăguiescu, G. Semenescu and M. Avrigeanu, Nucl. Phys. A225 (1974) 357.

J

- (Jo 73) H. W. Jongsma, J. C. de Lange, H. Verheul, F. W. N. de Boer and P. F. A. Coudsmit, Z. Physik 262 (1973) 247.

K

- (Ka 67) W. R. Kane and M. A. J. Mariscotti, Nucl. Instr, and Meth. 56 (1967) 189.
- (Ke 56) A. K. Kerman, Dan. Mat. Fys. Medd. 30 N°15, 1956.
- (Ke 72) E. Kerner, J. Mónico, M. Pinamonti, R. Requejo, Interfase entre una Computadora HP 2116 B y una perforadora IBM 29, Jornadas Latinoamericanas de Ing. Eléctrica y Electrónica, 1972, Mar del Plata.
- (Kr 73) A. J. Kreiner, Trabajo de Seminario: Sistema para variar la energía del haz de partículas alfa del Síncrociclotrón de Bs. As. y sus aplicaciones a las reacciones (α , xn), 1974.
- (Ku 71) H. E. Kurz, Nucl. Phys. A168 (1971) 129.

L

- (Le 71) L. J. Jardine, UCRL - 20475.
- (Le 76) W. Leitz, H. E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann and Th. Wickert, Nucl. Phys. A258 (1976) 103.
- (Li 72) R. M. Lieder, H. Beuscher, W. F. Davidson, P. Jahn, H. J. Probst and Mayer-Böricke, Z. Physik 257 (1972) 147.

M

- (Ma 70) M. A. J. Mariscotti, Phys. Rev. Letter 24 (1970) 1242.
- (Ma 75) Informe de Actividades del Dpto. de Física Nuclear 1974-1975, C.N.E.A.-Nt 2176, pág. 33.
- (Ma 76) M. A. J. Mariscotti, H. Beuscher, W. F. Davidson, R. M. Lieder, A. Neskakis and H. M. Jäger, (a ser publicado en Z. Physik).
- (Me 67) W. Menti, Helv. Phys. Acta 40 (1967) 981.
- (Mo 63) H. Morinaga and P. C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210.

N

- (Na 71) M. R. Najam, W. F. Davidson, W. M. Zuk, L. E. Carlson and M. A. Awal, Nucl. Phys. A173 (1971) 577.
- (Nd 69) Nuclear Data A5 (1969) 519.
- (Nd 74) Nuclear Data Sheets 12 (1974) N°2.
- (Nd 75) Nuclear Data 14 (1975) N°2.
- (Nd 75) Nuclear Data Sheets 14 (1975) N°3.
- (Ne 67) J. O. Newton, F. S. Stephens, R. M. Diamond, K. Kotagima and E. Mathias, Nucl. Phys. A95 (1967) 357.
- (Ni 74) A. Nilsson and Z. P. Sawa, Physica Scripta 9 (1974) 83.
- (No 74) E. Nolte, Y. Shida, W. Kutschera, R. Prestele and H. Morinaga, Z. Physik 268 (1974) 267.

P

- (Pa 68) S. C. Pancholi and K. Way, Nucl. Data B2-6 (1968).
- (Pe 74) R. Pecyner, Interfase Hewlet Packard-Intertechnique, Trabajo de Laboratorio II, Fac. Cs. Exactas y Nat. - U.B.A., 1974.
- (Po 58) N. T. Porile, Phys. Rev. 112 (1958) 1954.

R

- (Re 66) D. H. Rester, F. E. Durham and C. M. Class, Nucl. Phys. 80 (1966) 1.
- (Ri 60) R. A. Ricci, R. K. Girgis and R. van Lieshout, Nucl. Phys. 21 (1960) 177.
- (Ri 70) L. L. Riedinger and N. R. Johnson, Phys. Rev. C2 (1970) 2358.
- (Ri 74) A. Riccato and P. David, Nucl. Phys. A228 (1974) 461.
- (Ro 69) J. T. Routti and S. G. Prussin, Nucl. Instr. 72 (1969) 125.
- (Ro 70) K. Q. Robert, J. R. Linn, B. J. Pellegrini and F. E. Durham, Nucl. Phys. A156 (1970) 553.
- (Ro 74) R. G. H. Robertson and Sam. M. Austin, Phys. Rev. C (1974) 1801.

S

- (Sa 69) D. G. Sarantites and S. Gronemeyer, Nucl. Phys. A130 (1969) 97.
- (Sa 71) Z. P. Sawa, A. Nilsson and J. Sztarkier, Annual Rep. 1971, Research Institute for Physics, Stockholm, Sweden.
- (St 75) F. S. Stephens, Rev. of Mod. Phys. 47 (1975) 43.
- (Su 69) A. W. Sunyar, W. Gelletly, M. A. J. Mariscotti, P. Thieberger, Bull. Am. Phys. Soc. 19, N°12, 1203, AC4 (1969).

- (Su 71) A. W. Sunyar, P. Thieberger, W. Celletly, M. A. J. Mariscotti, Bull. Am. Phys. Soc. 16, N°1, 13 AD5 (1971).

V

- (Ve 74) H. Verheul, Nucl. Data Sheets 13 (1974) 443.
(Vr 68) J. Vervier, Nucl. Data Sheets 2 (1968) N°5.
(Vr'68) Y. Vrzal, B. S. Dzhelepov, Y. Liptak, L. N. Moskvina, V. P. Prikhodtseva, T. I. Siderova and Y. Urbanets, Proc. 18th. Ann. Conf. Nuclear Spectroscopy and Structure of Atomic Nuclei, Riga (1968) 43.

W

- (Wa 59) A. N. Wapstra, G. J. Nijgh and R. van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland Public. Co., Amsterdam (1959).
(We 70) A. Weidinger, E. Fincku, V. Jahnke and B. Schreich, Nucl. Phys. A149 (1970) 241.

Z

- (Ze 00) Citado en ref. (Ha 73).
(Ze 65) B. Zeidman, R. H. Siemssen and L. L. Lee, Jr., Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 1126; B. Zeidman, R. H. Siemssen, G. C. Morrison and L. L. Lee, Jr., Phys. Rev. C9 (1974) 409.
(Zn 64) Nuclear Data Sheets 12 (1974) 305.
(Zn 65) R. L. Auble, Nuclear Data Sheets 16 (1975) 351.
(Zn 66) R. L. Auble, Nuclear Data Sheets 16 (1975) 383.
(Zn 67) R. L. Auble, Nuclear Data Sheets 16 (1975) 417.
(Zn 68) Nuclear Data Sheets 14 (1975) 155.
(Zo 69) W. H. Zoller, G. E. Gordon, W. B. Walters, Nucl. Phys. A137 (1969) 606.