

## Tesis de Posgrado

# Estructura nuclear de los isótopos pesados de IN de masa impar

Martí, Guillermo V.

1988

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Martí, Guillermo V.. (1988). Estructura nuclear de los isótopos pesados de IN de masa impar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2179\\_Marti.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2179_Marti.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Martí, Guillermo V.. "Estructura nuclear de los isótopos pesados de IN de masa impar". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1988.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2179\\_Marti.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2179_Marti.pdf)

Registro Nacional

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

ESTRUCTURA NUCLEAR DE LOS ISOTOPOS PESADOS  
DE IN DE MASA IMPAR

AUTOR: Lic. Guillermo V. Martí  
DIRECTOR: Lic. Julio Juan Rossi  
CO-DIRECTOR: Lic. Alberto Jech

Lugar de Trabajo  
Laboratorio TANDAR, División Física Nuclear Experimental  
Departamento de Física-Comisión Nacional de Energía Atómica  
Buenos Aires, ARGENTINA

Tesis presentada para optar al título de  
DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

1988

2.179  
EJ: 2.

*A la memoria de JULIO ROSSI, mucho  
mas que el Director de esta Tesis.*

## AGRADECIMIENTOS

*Quisiera expresar mi más profundo agradecimiento a todos aquellos que aportaron su tiempo, conocimientos, esfuerzos, y buena disposición para que se concretara este trabajo:*

*A mis colegas del grupo NAVE, H.Huck, A.Jech y M.Pérez, por su invaluable ayuda en la planificación y realización de los experimentos, en el análisis de los datos, en la discusión de los resultados y en la elaboración definitiva del manuscrito.*

*A H.Sofia por la ayuda que me brindó para efectuar los cálculos teóricos y en la discusión de su interpretación.*

*A J.Orecchia, M.Ramírez, M.Igarzabal y R.Diéguez por el empecinado esfuerzo que pusieron en todas las irradiaciones para lograr "las mejores condiciones del separador".*

*Al grupo de operadores del acelerador y de su fuente de iones por su entusiasmo permanente "para tratar de obtener la mayor intensidad de corriente de deuterones".*

*A M.Scacerra por mantener los detectores en las mejores condiciones de operación.*

*A todo el personal del Dpto. de Física que de alguna u otra forma tuvo que ver con este trabajo.*

*Quiero agregar un cálido y afectuoso agradecimiento a mi esposa y a mis hijos. A la primera por brindarme su apoyo permanente durante los cuatro largos años que duró este trabajo. También por las "correcciones ortográficas" a las diferentes versiones que tuvo que leer hasta la versión definitiva. A los chicos por las muchas horas de esparcimiento que no les pude brindar.*

*Dejo para el final un agradecimiento póstumo a Julio Rossi quien fue el verdadero inspirador y guía de esta tesis, con la infinita pena de no poder compartir con él la alegría de verla terminada.*

- I N D I C E -

RESUMEN	página 3
---------	-------------

1<sup>o</sup> P A R T E

I. INTRODUCCION

I.1 Aspectos generales de núcleos alejados del valle de estabilidad.	6
I.2 Interés teórico.	9

II. ESPECTROSCOPIA NUCLEAR DE NAVE

II.1 Generalidades.	11
II.2 Sistemas ISOL.	12
II.3 Métodos de Producción.	16
II.4 Antecedentes de espectroscopia nuclear en NAVE en Argentina.	17

III. OBJETIVOS 22

IV. EL PROYECTO NAVE

IV.1 Consideraciones generales.	24
IV.2 Descripción de la facilidad experimental:	26
a) Fuente generadora de neutrones.	28
b) Diseño y características del blanco de Be.	29
c) Sistema blanco-fuente de iones.	29
d) Imán analizador y sistema de colección de actividad.	31
e) Sistema de control del separador-fuente de iones.	33

V. RESULTADOS EXPERIMENTALES

V.1 Eficiencia de ionización.	35
V.2 Eficiencia de fisión.	36
V.3 Discusión de los resultados y conclusiones.	51

## 2<sup>da</sup> P A R T E

I. INTRODUCCION	
I.1 Antecedentes experimentales.	
a) Reacciones nucleares.	56
b) Experiencias de decaimiento.	61
c) Otros experimentos.	63
I.2 Antecedentes teóricos.	63
I.3 Antecedentes en los núcleos $^{123}\text{In}$ y $^{125}\text{In}$ .	65
II. OBJETIVOS	68
III. TECNICAS EXPERIMENTALES	
III.1 Generalidades.	69
a) Espectros simples.	73
b) Espectros de coincidencias.	76
c) Espectros multisequenciados.	76
IV. RESULTADOS EXPERIMENTALES	
IV.1 Mediciones efectuadas en la masa 123.	81
a) Calibración de energía.	81
b) Calibración de eficiencia.	84
c) Identificación de transiciones $\gamma$ .	86
d) Mediciones de vidas medias.	88
IV.2 Mediciones efectuadas en la masa 125.	99
Mediciones de espectros de coincidencias.	109
IV.3 Esquemas de decaimiento de los $^{123}\text{Cd}^{g,m}$	110
y niveles de excitación en el $^{123}\text{In}$ .	
IV.4 Esquemas de decaimiento de los $^{125}\text{Cd}^{g,m}$	114
y niveles de excitación en el $^{125}\text{In}$ .	
V. INTERPRETACION TEORICA	118
VI. DISCUSION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES	
VI.1 Discusion de los esquemas de niveles	123
VI.2 Conclusiones	127
REFERENCIAS	129
APENDICE	135

## RESUMEN

Hace varios años que la espectroscopia nuclear de bajas energías obtiene sus datos de experimentos en línea. Es decir, se produce la especie a estudiar por medio de una reacción nuclear y se superan las dificultades provenientes de la falta de especificidad de la mayoría de las reacciones que se producen con un separador de masas. Las dificultades debidas a las vidas medias cortas involucradas se resuelven con producción separación y medición continua.

A partir de 1985 en el laboratorio TANDAR se ha puesto en marcha una facilidad de este tipo. Se trata de un separador electromagnético de isótopos aplicado al estudio de productos de fisión de  $^{238}\text{U}$  con neutrones rápidos, en particular núcleos con exceso neutrónico alejados del valle de estabilidad (NAVE).

La concreción de este proyecto ofrece la oportunidad de continuar con la línea de trabajo iniciada con el sistema IALE (isótopos alejados de la estabilidad, donde se realizaba espectroscopia y en núcleos pertenecientes a los denominados picos de la fisión asimétrica del  $^{235}\text{U}$  con neutrones térmicos), comenzar a investigar núcleos con exceso neutrónico pertenecientes al valle de dicha fisión ( $A \cong 107-130$ , región poco accesible mediante fisión con neutrones térmicos dado su bajo rendimiento) y producir núcleos alejados de la estabilidad con exceso protónico mediante reacciones nucleares.

En la primera parte de este trabajo se describen los aspectos más importantes del diseño y construcción de esta facilidad y se discuten los primeros resultados obtenidos.

En la introducción se mencionan aspectos generales de los NAVE y se resumen brevemente algunos de los aspectos de interés teórico que pueden encararse con una facilidad de este tipo. En II se describe en forma general un sistema de separación isotópica en línea y se detallan los métodos usuales para producir NAVE. Se resumen además las contribuciones realizadas por el IALE que justifican la continuidad en el tema de investigación. Los objetivos propuestos para esta primera parte se mencionan en III, y en IV se resume el funcionamiento de todo el sistema y se detallan cada una de las partes que lo componen. En V se describen los experimentos realizados, se dan sus resultados, se discuten y se extraen las conclusiones más importantes.

A partir del análisis de los primeros resultados obtenidos resultaba sumamente atractivo estudiar los

decaimientos de los isótopos impares de Cd con  $A > 121$  (último isótopo conocido) ya que la fisión de Uranio con neutrones rápidos parece favorecer la producción de isómeros de alto espín. La sistemática de los decaimientos  $\beta^-$  de los núcleos de Cd muestra la existencia de dos isómeros, uno de alto espín y paridad negativa y otro de bajo espín de paridad positiva, que decaen a niveles en los núcleos de In correspondientes. La existencia de estados metaestables decayendo  $\beta^-$  en los  $^{123,125}\text{Cd}$  planteaba una controversia ya que existían escasos datos experimentales contradictorios respecto a la existencia de isómeros en ambos núcleos.

Por otra parte y desde un punto de vista teórico los núcleos de In impares en la región de masas con  $A=113-121$  presentan particular interés debido a que la estructura de los niveles de baja energía es sumamente compleja. Prueba de ello es que en los  $^{115,117,119}\text{In}$  se han identificado niveles rotacionales deformados coexistiendo con niveles de partícula independiente y niveles que son el resultado del acoplamiento de un agujero de protones con estados vibracionales del carozo par-par del isótopo de Sn vecino más próximo.

EL objetivo central de la segunda parte de este trabajo es presentar el estudio del decaimiento  $\beta^-$  de los núcleos  $^{123,125}\text{Cd}$  y construir los esquemas de niveles de los  $^{123,125}\text{In}$ .

Atentos a esto se comienza por discutir en la introducción las características generales de los núcleos impares de In con  $113 < A < 121$ , se describen los diferentes experimentos que contribuyeron con datos relevantes al conocimiento de su estructura y se resumen los modelos teóricos usados para describir sus esquemas de niveles y sus propiedades más importantes. Finalmente se mencionan los antecedentes experimentales en los núcleos  $^{123,125}\text{In}$ . En II se plantean los objetivos del estudio que se va a encarar y en III se describen los diferentes métodos experimentales utilizados y desarrollados para estos fines. En IV se exhiben los resultados experimentales y se discute la metodología para construir los esquemas de decaimiento de los núcleos precursores  $^{123,125}\text{Cd}$  y los esquemas de niveles de los núcleos hijos  $^{123,125}\text{In}$  a partir de los datos obtenidos. En V se detallan los fundamentos del cálculo teórico realizado para interpretar la estructura de los esquemas de niveles, y en VI se comparan los resultados obtenidos con los deducidos experimentalmente y se discuten las conclusiones.

# 1<sup>ra</sup> P A R T E

## I. INTRODUCCION

### I.1 Aspectos Generales de Núcleos Alejados del Valle de Estabilidad

El estudio de núcleos alejados de la línea de estabilidad es un campo, dentro de la física nuclear, que fue extensamente investigado, teórica y experimentalmente. Varias conferencias internacionales<sup>1,2,3,4</sup> se ocuparon periódicamente de este tema a partir de la conferencia de Lysekill en 1966<sup>4</sup>. En esta última se introducen los separadores de isótopos en línea (Isotope Separators On-Line, de ahora en más ISOL) como la facilidad básica para producirlos y estudiarlos.

El afán por extender el conocimiento de las propiedades de estos núcleos originó el desarrollo paralelo de técnicas especiales para su producción y estudio, dado que sus vidas medias son cada vez más cortas y sus rendimientos más bajos cuanto más nos alejamos de la línea de estabilidad.

En años recientes la producción de este tipo de núcleos se vio favorecida por el desarrollo y uso de aceleradores de iones pesados<sup>5,6,7</sup>. Procesos de fragmentación con iones pesados y reacciones profundamente inelásticas producen un ancho rango de masas para un elemento dado, de manera que muchos isótopos nuevos, ricos en protones o con exceso neutrónico, fueron identificados y estudiados en los últimos años. Mediante el uso de protones de alta energía como proyectiles<sup>8</sup> sobre blancos pesados se logran altos rendimientos de isótopos, con exceso o deficiencia de neutrones, ya sea por evaporación y fragmentación de algunos nucleones o en procesos de fisión. En algunas regiones ya se alcanzaron núcleos que están en el límite de la estabilidad frente a la emisión de partículas ( $^{73}\text{Rb}$ ,  $^{113}\text{Cs}$ , Ver Figura 1)<sup>9</sup>. Dicho límite queda determinado cuando se anula la

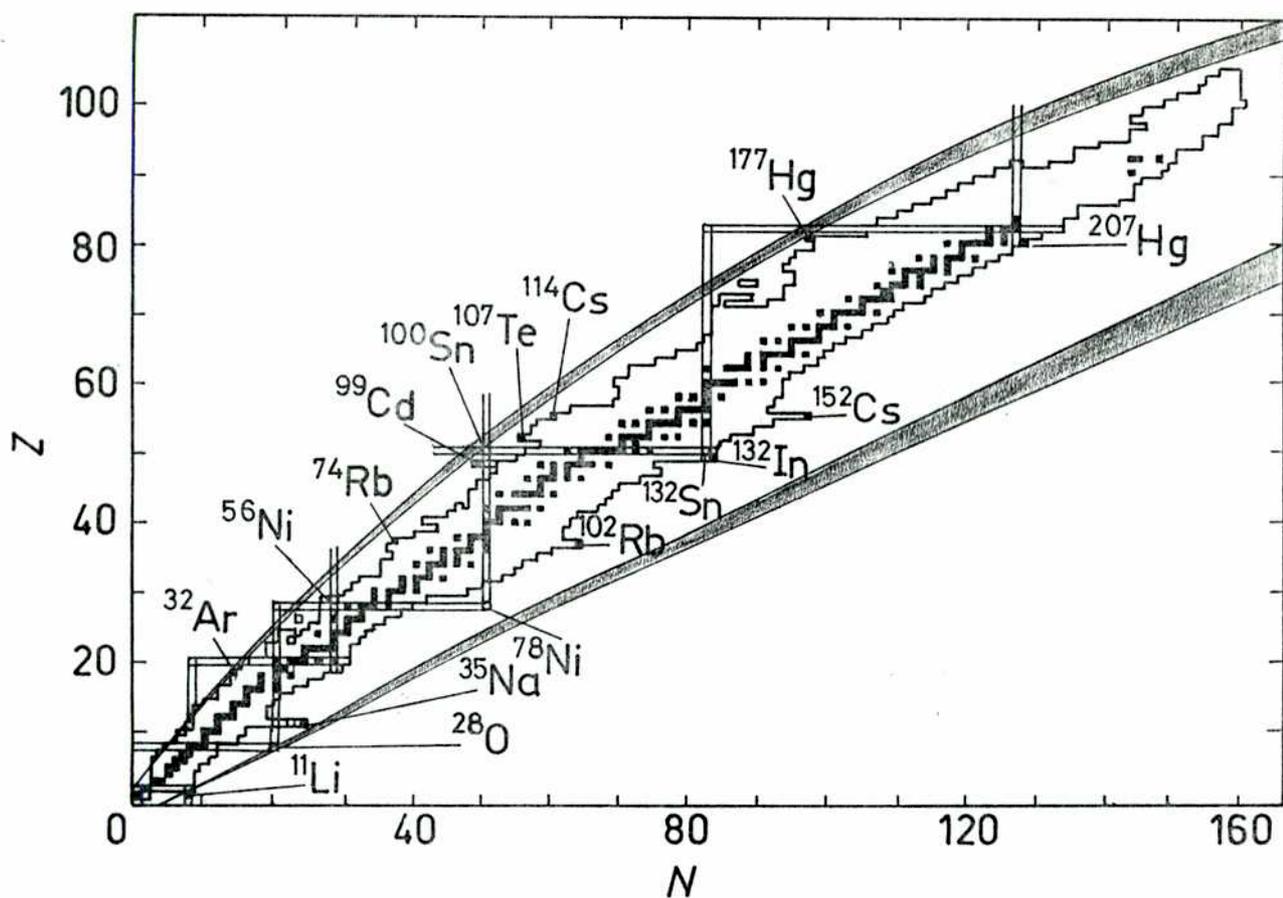


FIGURA 1. Tabla de nucleidos.

Los isótopos estables están representados por cuadrados negros. El contorno quebrado indica la región de núcleos inestables. Los límites aproximados de la estabilidad neutrónica y protónica se indican por las curvas sombreadas. Algunos de los núcleos más alejados se muestran como cuadrados negros. Los doble mágicos como círculos blancos.

energía de separación para protones o neutrones (drip lines). Más allá de esos límites los núcleos se hacen inestables frente a la emisión de nucleones en su estado fundamental y en consecuencia sus vidas medias son extremadamente cortas, lo que dificulta su identificación mediante técnicas espectroscópicas convencionales (Ej. medición del decaimiento de transiciones  $\gamma$  conocidas).

El estudio de núcleos alejados del valle de estabilidad (en adelante NAVE) se desarrolló extensamente en los últimos 10 años merced a la concreción exitosa de varios proyectos específicos<sup>10,11</sup>. Parte del éxito obtenido en la investigación de NAVE se debe fundamentalmente a dos factores: la introducción de separadores electromagnéticos de isótopos y los detectores de Ge de alta resolución.

Los primeros, combinados con mediciones en línea, resolvieron la dificultad impuesta por la falta de especificidad de la reacción productora de NAVE y permitieron el acceso a núcleos de vida media corta ( $\tau < 0.1$  s).

Los detectores de Ge asociados con la introducción de métodos automáticos de análisis de espectros<sup>12,13,14,15</sup> resolvieron la extrema complejidad de los espectros de decaimiento de NAVE debido al alto valor del  $Q_{\beta}$  disponible y a la gran cantidad de transiciones electromagnéticas que normalmente se originan.

La puesta en marcha y el continuo aporte de proyectos ISOL marcó una diferencia cuantitativa sustancial en el número de núcleos inestables conocidos. Sus propiedades más importantes fueron estudiadas detalladamente al tener acceso a núcleos con vidas medias de  $\cong 10^{-1}$  s siendo el límite en la década del 70, del orden de  $10^2$  s.

## I.2 Interés Teórico

Desde el punto de vista de la estructura nuclear existen varias razones de interés para estudiar NAVE. Resumiremos sólo algunas de las más importantes:

a) La alta energía puesta en juego en el decaimiento de estos núcleos puede producir modos de decaimiento muy complejos y diferentes, comparados con los de aquellos núcleos cercanos a la línea de estabilidad<sup>16</sup>. Dichos modos de decaimiento en general sólo pueden ser estudiados a partir de núcleos muy alejados de la estabilidad.

b) Encontrar nuevas regiones en el plano  $N, Z$  que tengan características similares a aquéllas de núcleos próximos a la estabilidad, permitirían evaluar predicciones y comparar cálculos teóricos basados en modelos aplicables a núcleos estables. Nuevas regiones de deformación (para los modelos colectivos) y algunos núcleos doblemente mágicos (para el modelo de capas) son dos ejemplos de regiones que sólo pueden alcanzarse lejos de la estabilidad  $\beta$ . Fijar los límites en los cuales esas deformaciones existen, tratando de explicar y/o entender los mecanismos físicos que las producen, son algunos de los aspectos que deben resolverse<sup>16</sup>. Información sobre excitaciones de partícula independiente y variación de esos niveles en función del número de nucleones para los doblemente mágicos  $^{28}\text{O}$ ,  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{100}\text{Sn}$  y  $^{132}\text{Sn}$  se puede obtener únicamente accediendo a éstos y sus vecinos próximos los cuales claramente son NAVE (Ver Figura 1).

c) Varias de las consecuencias del modelo de la gota líquida<sup>17</sup> se relacionan con la propiedad de saturación de las fuerzas nucleares y con las propiedades asociadas con la simetría que, a su vez, están correlacionadas con el aumento

de  $N$  y/o  $Z$  en los diferentes núcleos. Extender la región de propiedades nucleares conocida lejos de la estabilidad permitiría evaluar esas consecuencias<sup>16</sup>.

d) La obtención de energías de unión en núcleos inestables- $\beta$  es importante porque permite:

$d_1$ ) Determinar variaciones de la energía superficial y la energía de simetría con la diferencia  $(N-Z)$ .

$d_2$ ) Controlar estrictamente las fórmulas de masas semiempíricas, en particular en relación con las extrapolaciones para  $N \gg Z$ .

$d_3$ ) Extender las parábolas de energía de unión a núcleos con gran exceso neutrónico. Este es un aspecto fundamental en astrofísica pues permitiría entender mejor ciertas hipótesis sobre la abundancia relativa de los elementos en el universo y los mecanismos físicos que gobiernan procesos como captura neutrónica y nucleosíntesis en materia estelar.

e) Estudios experimentales sobre orientación nuclear<sup>18</sup> permiten obtener información sobre momentos cuadrupolares, espines y paridades de niveles y multipolaridades de transiciones electromagnéticas. Este tema ha venido desarrollándose extensivamente en los últimos 5 años, en particular a través de experimentos asociados con sistemas ISOL<sup>19</sup>.

## II. ESPECTROSCOPIA NUCLEAR DE NAVE

### II.1 Generalidades

Prácticamente toda la información experimental sobre las propiedades nucleares se obtiene utilizando técnicas espectroscópicas, es decir, midiendo en el laboratorio los agentes que transportan información relevante y que pueden ser detectados, esencialmente radiación electromagnética, electrones y partículas.

En el diseño y construcción de sistemas óptimos para realizar espectroscopia nuclear en NAVE se deben tener en cuenta al menos 3 problemas que se deben resolver:

1<sup>o</sup>) La vida media de los núcleos emisores es inversamente proporcional a la quinta potencia de la energía y viene dada por la expresión:

$$T_{1/2} = (\tau_0 / ||M_{fi}||^2) E_{\beta_{max}}^{-5}$$

siendo  $E_{\beta_{max}}$  la energía máxima del decaimiento  $\beta$ ,  $\tau_0$  una constante y  $||M_{fi}||$  el elemento de matriz de la transición  $\beta$  involucrada. En particular, por ejemplo para transiciones permitidas se pueden obtener valores de  $T_{1/2}$  de hasta  $10^{-2}$  s y en general no mayores que una hora; consecuentemente, para medir las vidas medias más cortas, deben emplearse métodos espectroscópicos no convencionales.

2<sup>do</sup>) Cualquier método de producción que se intente genera simultáneamente una gran variedad de nucleidos, que deben ser necesariamente separados para obtener la información general de aquél o aquéllos que sean de interés. Aún utilizando métodos de separación química rápida la actividad resultante contendría varios isótopos del mismo elemento. La separación isotópica adicional necesaria puede lograrse mediante un

isotópica adicional necesaria puede lograrse mediante un separador de masas.

3° Lo anterior exige seleccionar un miembro de la cadena isobárica mediante otro procedimiento para determinar el número atómico del núcleo de interés.

En resumen, dada la brevedad de la vida media de los núcleos, el sistema experimental debe tener las siguientes etapas funcionando en forma sucesiva y continua:

- a) producción de la actividad necesaria (acelerador, generador de neutrones lentos o rápidos, reactores, etc.)
- b) separación química rápida
- c) separación en masas (selección del A)
- d) colección de actividad con posibilidad de discernir en Z
- e) detección de radiación electromagnética, partículas, y procesamiento de los datos obtenidos.

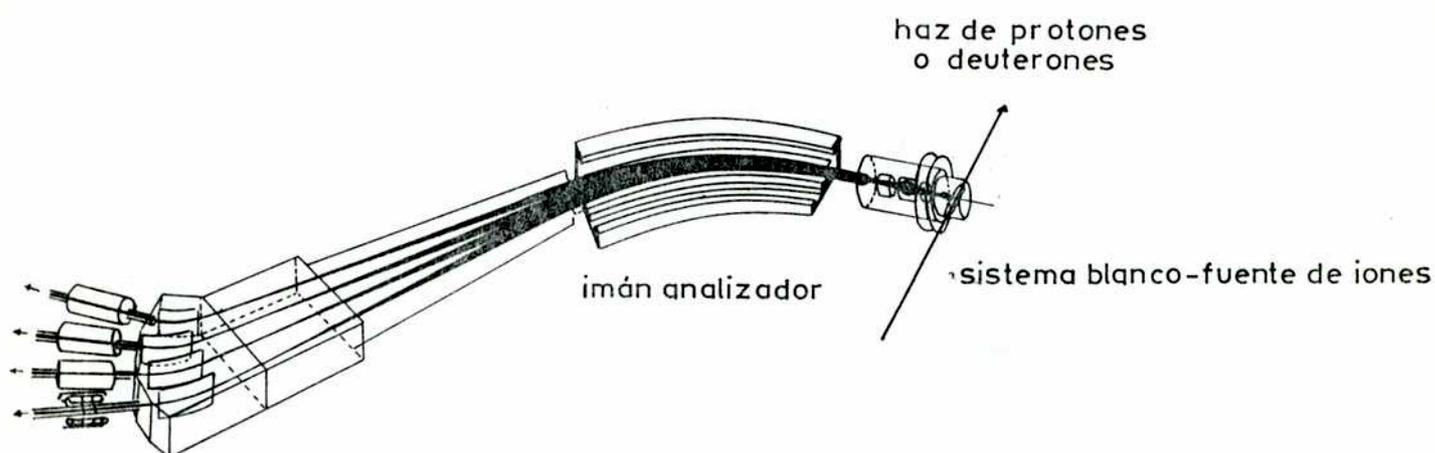
Un sistema funcionando como el que acabamos de describir conforma un separador de isótopos en línea.

## II.2 Sistemas ISOL

El principio de funcionamiento de un sistema ISOL se muestra esquemáticamente en la Figura 2.

La unidad formada por el blanco y la fuente de iones es el elemento crucial de un ISOL ya que por una parte determina los núcleos radiactivos accesibles y por otra fija su rendimiento y su pureza química. El imán analizador resuelve la falta de especificidad de la reacción productora y permite seleccionar la masa a la que pertenece el núcleo de interés. El sistema se completa con un mecanismo de colección que permite encarar la espectroscopía adecuada al estudio particular que se desea realizar.

En la Tabla I se muestra una lista actualizada de los separadores en línea en actividad.



haces monoisotópicos  
son dirigidos hacia los  
diferentes experimentos

aceleración de iones  
simplemente ionizados  
a 60 keV

**FIGURA 2. Principio de Separación de masas en línea.**

El haz de protones o deuterones genera en el blanco productos de reacción o neutrones respectivamente. En el primer caso dentro de la fuente de iones en el segundo se hacen incidir sobre ella para producirlos. Estos productos de reacción conforman un haz secundario el cual es acelerado, analizado magnéticamente y finalmente guiado hacia las diferentes salas experimentales como haces monoisotópicos.

TABLA I

ACELERADOR DE IONES  
PESADOS

REACTORES O  
GENERADORES DE NEUTRONES

ACELERADORES DE  
ALTA ENERGIA

ESPECTROMETROS DE MASA

Tokyo (18)

OSTIS-Grenoble (19)

SEPARADORES DE MASA

Tipo: baja corriente

Daresbury (10)  
GSI-Darmstad (12)  
Jyväskylä (15)  
LISOL-Leuven (17)  
OASIS-Berkeley (19)

Copenhagen (11)  
  
Kyoto (18)  
OSIRIS-Studsvik (20)  
TRISTAN II-Brook Haven (26)

IRIS-Leningrad (11)  
ISOLDE 2-CERN (14)

RAMA-Berkeley (27)  
SARA-Grenoble (28)  
Tohoku (29)  
Tokai (30)  
UNISOR-Oak Ridge (31)

Tipo: corriente media

Chalk River (32)  
BEMS 2-Dubna (35)

NAVE (38)  
Sirius Strasbourg (36)

ISOCELE-Orsay (34)  
ISOLDE 38-CERN (37)

Las Referencias ( ) pueden obtenerse de la Ref. 21,  
(18) Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B26 (1987) 125.

Actualmente existe la posibilidad de acceder a 82 elementos contenidos en haces iónicos, que incluyen 1200 núcleos de entre 1900 que podrían producirse artificialmente<sup>21</sup>.

Se desprende de la Tabla I que los separadores de masa en línea pueden clasificarse de acuerdo a 2 criterios: según la fuente que genera las partículas bombardeantes que determinan la reacción nuclear usada para la producción de núcleos de interés, y según el tipo de separador acoplado a la unidad blanco-fuente de iones.

El desarrollo tecnológico de los sistemas en línea ha sido fuertemente influido por el tipo de proyectiles accesibles y por los diferentes sistemas que los producen, de los cuales hay 3 tipos principales:

1) Aceleradores de iones pesados o protones de baja energía ( $E < 100$  MeV).

2) Fuentes de neutrones térmicos, como reactores y generadores de neutrones.

3) Aceleradores de protones o deuterones de alta energía ( $E > 100$  MeV).

Los 4 tipos de separadores electromagnéticos más usados son:

- a) separadores de masa,
- b) separadores de isótopos de baja intensidad,
- c) separadores de isótopos de intensidad media,
- d) separadores de masas por retroceso (recoil mass separators)<sup>22</sup>.

El primer problema de todos los sistemas es separar rápidamente los productos de la reacción del material que compone el blanco y transferirlos a la fuente de iones. El segundo es que las reacciones de producción son bastante complejas, entre otras cosas porque se forman muchos isótopos de diferentes elementos. Por eso los sistemas con alta selectividad en A (separadores) y en Z (separación química) conforman el sistema ideal.

### II.3 Métodos de Producción de NAVE

Existen diferentes métodos para obtener núcleos inestables alejados de la estabilidad. En este caso es conveniente clasificarlos según las reacciones que los producen y mencionando qué lado de la estabilidad favorecen (exceso protónico o neutrónico).

#### a) *Reacciones con iones pesados.*

Son reacciones inducidas por iones con  $Z \geq 2$  usados como proyectiles. Se incluyen reacciones de dispersión elástica e inelástica, reacciones de excitación Coulombiana, reacciones de transferencia, reacciones profundamente inelásticas y reacciones de núcleo compuesto. Estas últimas son las más importantes para la producción de núcleos inestables. Usualmente producen núcleos alejados de la estabilidad en la región de isótopos con exceso protónico.

#### b) *Reacciones de alta energía.*

Los productos de reacciones de alta energía y su distribución másica son fuertemente dependientes de las energías elegidas para cada experimento en particular. A energías de unos pocos cientos de MeV, los podemos dividir en dos grupos;

b<sub>1</sub>) Productos de fragmentación originados a partir de la evaporación de pequeños fragmentos bien amalgamados del núcleo blanco. Se caracterizan por tener un alto rendimiento a aproximadamente 10-20 unidades másicas del núcleo blanco. Tienden a producir "clusters" cerca de la estabilidad para blancos de masa media ( $A \cong 100$ ) y sobre el lado de los que tienen exceso protónico para  $Z$  muy altos ( $Z > 80$ ).

b<sub>2</sub>) Productos de fisión que se producen directamente cuando el núcleo blanco se parte produciendo 2 nuevos núcleos

de masa más liviana. Estos tienen una característica muy diferente de la que se observa a partir de la fisión con neutrones térmicos de  $^{235}\text{U}$  y  $^{239}\text{Pu}$ . (Ver Figura 3), ya que en aquel caso la distribución está dada por una curva continua picada en el centro alrededor de un valor  $A \cong A_b/2$ , siendo  $A_b$  la masa del blanco. También aquí la mayoría de los productos yacen sobre el lado de los núcleos deficientes en neutrones.

c) *Reacciones inducidas por neutrones térmicos.*

Son el mecanismo más importante para producir núcleos con exceso neutrónico. En el proceso de fisión el núcleo se divide en dos, liberándose  $\cong 200$  MeV de energía por cada fisión. Dos de los núcleos de mayor sección eficaz para la fisión térmica son  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . En la Figura 3 se muestra la distribución de masas en función del rendimiento de fisión resultante para  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e incluimos la fisión espontánea del  $^{252}\text{Cf}$ . Para los tres sistemas los picos están alrededor de las masas 95 y 140 con un profundo valle en la región de masas entre 110 y 130.

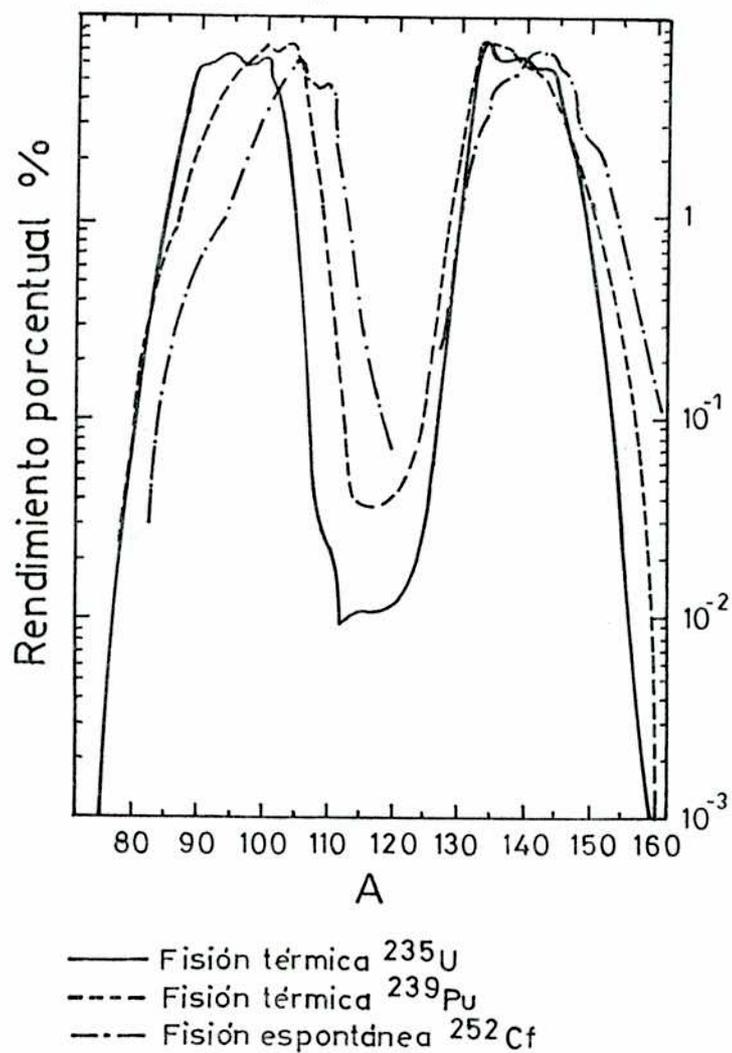
En la Tabla II se detallan los diferentes métodos y sus características para la producción de NAVE.

#### II.4 Antecedentes de estudios de espectroscopia nuclear en NAVE en Argentina

A comienzos de 1966, a raíz de una propuesta sugerida en la Ref. 29, la División Espectroscopia Nuclear del Dpto. de Física de la CNEA decidió encarar el diseño y construcción del proyecto IALE (Isótopos Alejados de la Línea de Estabilidad), concretado exitosamente 4 años más tarde.

La posibilidad de investigar núcleos ricos en protones o superpesados fue desestimada desde el comienzo por que no se disponía en el país de un acelerador de partículas apropiado.

### Rendimiento de productos de fisión



---

FIGURA 3. Rendimiento independiente de productos de fisión y su distribución másica.

---

TABLA II

CAPACIDAD DE PRODUCCION	REACCIONES INDUCIDAS POR PROTONES DE ALTA ENERGIA <i>Espaleamiento Fisión</i>		FISION CON: <i>n term.</i>	REACCION INDUCIDA POR: <i>Iones pesados</i>
INTENSIDAD DEL HAZ	$10^{11}/s$		$10^{11}/s$	$10^6/s$
Núcleos muy alejados de la estabilidad	medianamente		medianamente	si
Reacción específica	no	no	no	si
Isótopos ricos en neutrones	no	si	si	no
Isótopos deficientes en neutrones	si	si	no	si

El objetivo se centró en el estudio, por métodos de espectroscopia nuclear en línea, de los isotopos de vida media corta (alejados de la estabilidad  $\beta$ ) obtenidos a través de la fisión inducida con neutrones térmicos sobre  $^{235}\text{U}$  <sup>24</sup>.

Los procesos de fisión producen generalmente núcleos inestables con exceso neutrónico. Cada núcleo a su vez decae por una emisión sucesiva de rayos  $\beta$  que pueblan estados excitados y/o fundamentales de sus isóbaros. Un estado excitado del núcleo hijo, alimentado por la desexcitación  $\beta$  del núcleo padre, usualmente produce una cascada de transiciones  $\gamma$  o se desexcita emitiendo electrones de conversión.

Además de las mediciones convencionales para determinar las energías de las transiciones  $\gamma$ , sus intensidades relativas y relaciones de coincidencia, dicha facilidad fue encarada con el suficiente grado de flexibilidad para que permitiera medir coeficientes de conversión, valores de  $Q_{\beta}$  y determinaciones de masas nucleares. Los mayores esfuerzos fueron destinados a la determinación de esquemas de niveles complementados con estudios colaterales de estructura nuclear.

Descripciones completas de dicha facilidad pueden consultarse en las referencias 24 y 25. Consecuentes con el mecanismo de producción utilizado (fisión térmica de  $^{235}\text{U}$ ) los primeros estudios se realizaron en aquellos núcleos pertenecientes a los picos de la distribución de masas de la fisión asimétrica.

Así se obtuvieron muestras de  $^{134,26}\text{I}$  y  $^{138,140}\text{Xe}$  <sup>27,28</sup> pertenecientes al denominado pico pesado, y de  $^{86}\text{Br}$  <sup>29</sup>,  $^{91,93}\text{Kr}$ ,  $^{91,93}\text{Rb}$  <sup>30,31</sup> y  $^{93}\text{Sr}$  <sup>31</sup> pertenecientes al pico liviano. Además se midieron coeficientes de conversión y se asignaron espines y paridades en varios niveles del esquema de los  $^{133,135,136}\text{Xe}$ ,  $^{135,137,139}\text{Cs}$  y  $^{138}\text{Ba}$  <sup>32</sup>.

A partir de 1978 se encaró la construcción de una nueva fuente de iones <sup>33</sup> con el propósito de acceder a núcleos con

exceso neutrónico cercanos al doble mágico  $^{132}\text{Sn}$  para llevar a cabo estudios de espectroscopia y estructura nuclear en los mencionados núcleos. Los primeros resultados fueron obtenidos en 1979 y, aproximadamente en 1981, se concretaron los esquemas de decaimiento del  $^{191}\text{Sn}$  <sup>34</sup> y  $^{129}\text{Sn}$ ,  $^{129}\text{Sb}$  <sup>35</sup> y los esquemas de niveles de los  $^{129,131}\text{Sb}$  y  $^{129}\text{Te}$ .

En 1982, con la concreción del proyecto TANDAR se encaró un nuevo proyecto que se describe en IV.

### III. OBJETIVOS

Teniendo en cuenta los resultados obtenidos con el sistema IALE, relacionados con estudios de estructura nuclear de isótopos alejados de la estabilidad pertenecientes a ambos picos de la fisión asimétrica de  $^{235}\text{U}$  y resumidos en II. 4, la experiencia adquirida y desarrollada en esos trabajos con sistemas ISOL y el hecho que prácticamente (como se deduce de la Tabla I) todos los grandes aceleradores cuentan con una facilidad de este tipo, se decidió que una de las líneas experimentales asociada con el acelerador TANDAR estuviera constituida por un sistema ISOL.

Así, el proyecto NAVE fue concebido con el propósito de dotar al laboratorio TANDAR de una facilidad capaz de producir núcleos ricos en neutrones y protones, alejados del valle de estabilidad que permitiera continuar con la línea de trabajo iniciada y desarrollada en el IALE. En una primera etapa se intentaría producir núcleos con exceso neutrónico pertenecientes al valle de la fisión asimétrica por medio de la fisión de uranio natural con neutrones rápidos. Una segunda etapa del proyecto prevee la posibilidad de producir núcleos con exceso protónico por medio de reacciones con iones pesados.

Atentos a esto la primera parte de este trabajo se propone:

1°) Presentar los detalles conceptuales que fundamentaron la factibilidad, el diseño y la construcción del Proyecto NAVE.

2°) Describir los primeros experimentos realizados con esa facilidad con el objeto de probar el sistema y medir sus parámetros más importantes (eficiencia de ionización, eficiencia de fisión, eficiencia del separador, flujo de neutrones rápidos, estimación de las vidas medias más cortas que el sistema es capaz de medir, etc.).

3°) Presentar y discutir los resultados experimentales obtenidos y extraer las conclusiones de interés.

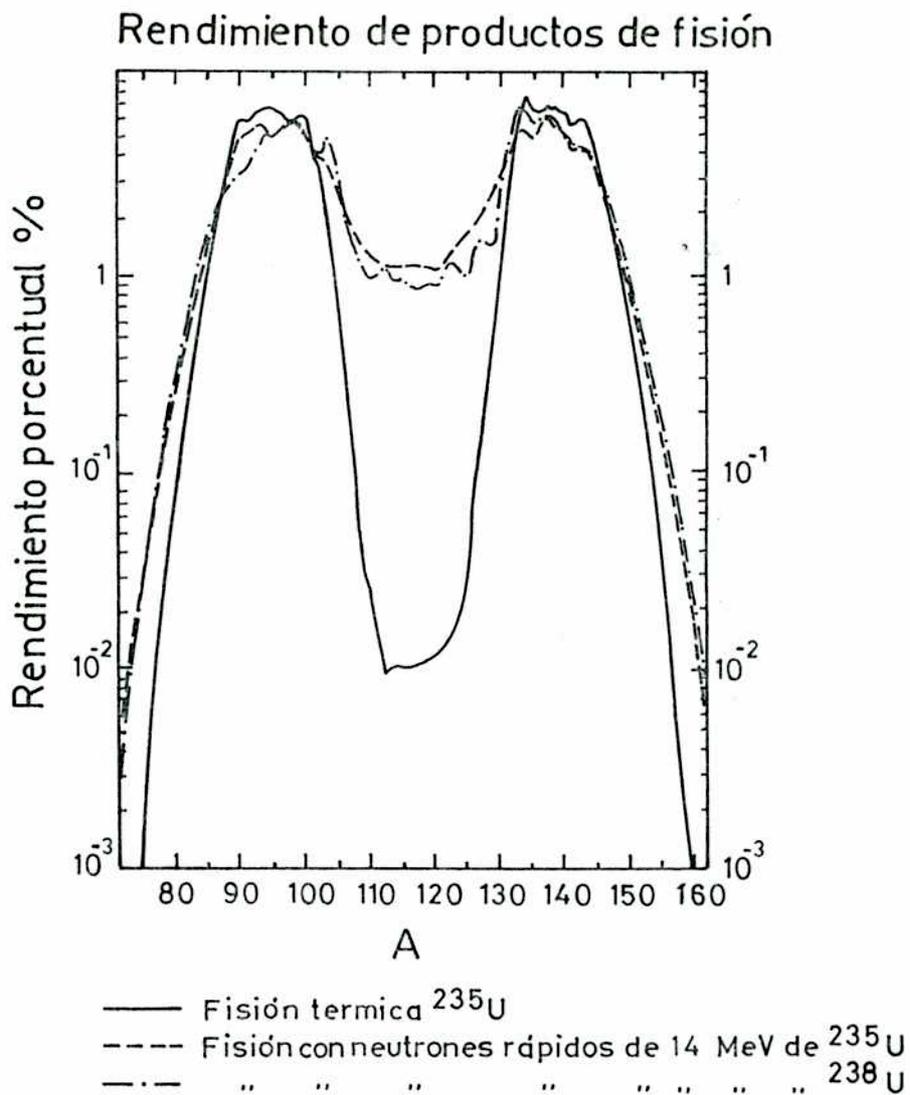
Finalmente es importante destacar que el objetivo fundamental es presentar un ejemplo del tipo de estudios que se pueden encarar con esta facilidad. Este es el tema de la segunda parte de este trabajo.

## IV. PROYECTO NAVE

### IV.1 Consideraciones Generales

Algunos de los sistemas ISOL existentes (ref. [24], [26] y [36] de la Tabla I), cuyo objetivo es estudiar núcleos con exceso neutrónico, están asociados con un reactor y basan su producción en la fisión de  $^{235}\text{U}$  con neutrones térmicos. Si se observa la distribución del rendimiento por masa de la Figura 3, se comprende la dificultad que encuentran dichos sistemas para acceder a la región que se halla en el valle de dicha distribución ( $A \cong 107/140$ ), dado su bajo rendimiento. Para varios de esos núcleos  $^{109,110}\text{Tc}$ ,  $^{110-113}\text{Ru}$ ,  $^{111-114}\text{Rh}$ ,  $^{117,118-120}\text{Pd}$ ,  $^{121-125}\text{Ag}$ ,  $^{120,122-126}\text{Cd}$  hay una gran escasez de datos espectroscópicos (transiciones electromagnéticas, esquemas de decaimiento de los núcleos precursores y de niveles de los núcleos hijos, vidas medias, etc.). Para favorecer su producción se seleccionó la fisión con neutrones rápidos como método alternativo de producción. En la Figura 4 puede verse un gráfico de la distribución másica de los productos de fisión de  $^{235}\text{U}$  y  $^{238}\text{U}$  con neutrones rápidos de 14 MeV, comparada con la fisión con neutrones térmicos. Claramente se observa un aumento de  $\cong 2$  a 3 órdenes de magnitud en los rendimientos independientes para aquellos isótopos pertenecientes al valle de la fisión asimétrica cuando el mecanismo de producción es fisión con neutrones rápidos. La idea básica es utilizar el acelerador para producir un flujo de neutrones rápidos capaz de generar fisión en un blanco de Uranio dentro de la fuente de iones del separador.

Por otra parte, en II. 4 se mencionó que, al encarar el proyecto IALE, la posibilidad de investigar núcleos ricos en protones fue desestimada porque no se contaba con un acelerador adecuado. En esta oportunidad se contempló también, la posibilidad de producir núcleos alejados de la




---

FIGURA 4. Rendimiento independiente de productos de fisión y su distribución másica.

---

estabilidad ricos en protones y se especula además con la probabilidad de acceder a núcleos transuránicos superpesados, aprovechando la flexibilidad del acelerador para producir haces de iones pesados. En este caso el haz de iones pesados debe incidir sobre el blanco directamente dentro de la fuente de iones del separador.

#### IV. 2 Descripción de la facilidad experimental

El sistema propuesto está asociado con un acelerador de iones pesados, es de tipo corriente media y se espera que en la primera etapa de operación produzca isótopos con exceso neutrónico a través de fisión con neutrones rápidos, de ahí su ubicación en la Tabla I.

Con haces de deuterones provistos por el acelerador TANDAR en el rango de 20-30 MeV, se genera un haz de neutrones rápidos a través de la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$ . El haz de neutrones induce fisión de uranio natural, para producir iones pesados radiactivos. La fisión se produce en el seno de la fuente de iones que tiene el blanco de uranio incorporado. Un filamento de tungsteno produce una temperatura interior de  $\cong 2500^\circ\text{C}$ . De esta forma se incrementa la difusión de los productos de fisión del blanco de Uranio. La alta temperatura del filamento genera emisión de electrones y de esa forma se establece una descarga por arco, la cual a su vez ioniza los átomos dentro de la fuente. Los productos de fisión son extraídos mediante un electrodo a  $\cong 10$  kV. La fuente de iones opera a un potencial aproximado de 60 kV aislada de tierra, permitiendo de esa forma la aceleración de los isótopos radiactivos. Esta tensión de aceleración, junto con el campo magnético del imán (separador de masas), permite la discriminación de los diferentes isótopos. En la Figura 5 se muestran esquemáticamente los distintos elementos que componen el sistema.

ESQUEMA DE LA FUENTE DE IONES

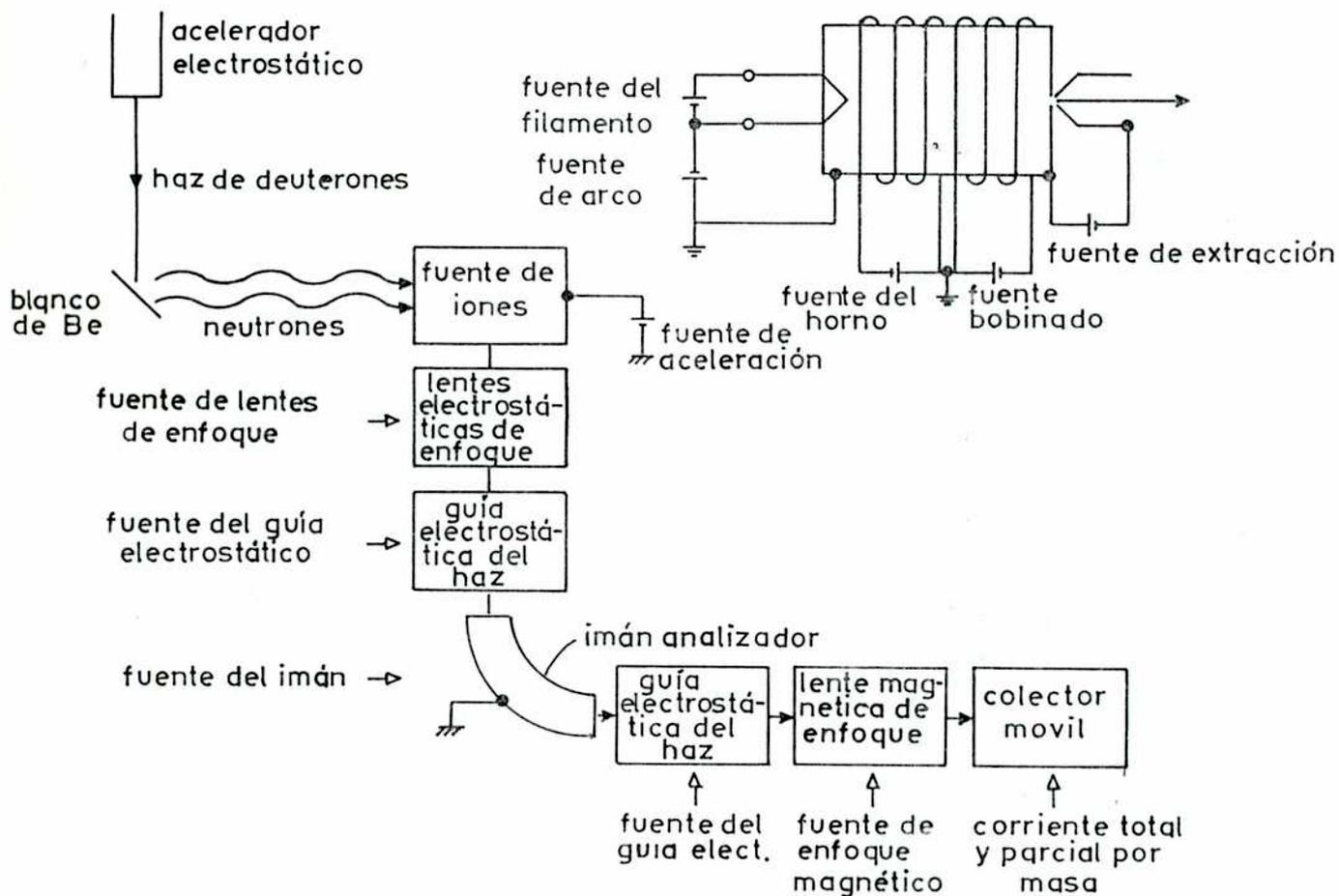


FIGURA 5. Diagrama esquemático de la facilidad experimental. (Proyecto NAVE). Se incluyen las fuentes de tensión de los elementos que componen el sistema.

a) Fuente generadora de neutrones.

La producción de neutrones rápidos se basa en la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n){}^9\text{Be}$ , que por las características que se mencionan a continuación se consideró la más adecuada para esta aplicación.

1. Procede por un mecanismo eficiente para producir neutrones altamente energéticos.

2. Produce un haz de neutrones focalizado en ángulos delanteros. Aproximadamente 95% de los neutrones con la energía media ( $\cong 0.4 E_d$ , siendo  $E_d$  la energía de los deuterones) se hallan dentro de un cono de  $\cong 20^\circ$  con vértice en el blanco de Be.

3. La energía media de los neutrones puede ser alterada variando la energía del haz incidente (una de las ventajas del acelerador es su flexibilidad para variar la energía del haz).

4. La elección del blanco de Be tiene ventajas frente a uno de Li (otra reacción muy eficaz para producir neutrones de alta energía es  ${}^6\text{Li}({}^2\text{H},n)$ ) ya que desde un punto de vista mecánico el Be es más fácil de maquinar y por tener un punto de fusión más alto ( $1000^\circ$ ) es relativamente más simple de refrigerar.

5. La sección eficaz de reacción es independiente de la energía del deuterón<sup>36</sup>.

La reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$  procede de forma tal que el deuterón interactúa con el campo Coulombiano nuclear y se excita. Como el deuterón no tiene estados excitados ligados se disocia, produciendo un cono muy estrecho de neutrones en dirección delantera. La energía cinética del neutrón se reduce por la altura de la barrera Coulombiana vista por el deuterón y por la energía de unión protón-neutrón.

En la Figura 6 a) se puede ver una distribución de la energía media de los neutrones obtenidos en reacciones  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$  para diferentes energías del deuterón.

La distribución angular para neutrones producidos con deuterones de 16, 33 y 50 MeV, y la variación de la energía media de los neutrones con la energía de los deuterones se muestran en la Figura 6 b) y 6 c) respectivamente. Obsérvese que a medida que aumenta la energía del deuterón la distribución es más picada en  $0^\circ$ , lo cual desde el punto de vista de la eficiencia asociada con el sistema es altamente ventajoso.

#### *b) Diseño y características del blanco de Be.*

Para el diseño del blanco se tuvieron en cuenta dos consideraciones básicas:

1° El máximo valor de tensión del acelerador (20 MeV), fija la energía máxima del deuterón en 40 MeV, lo que determina un límite superior para la energía cinética de los protones producidos en la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},\text{p})$ . Con un blanco grueso de Be adecuadamente diseñado todos los protones pueden ser frenados sin dificultad. El espesor del blanco se determinó de forma tal que el rango de los protones producidos en la reacción fuera  $3R \leq d/2$ , siendo  $d$  el espesor y  $R$  el rango. Este último se obtuvo de la Ref. 97.

2° Estimando como valor máximo de corriente de deuterones (fijado por normas de seguridad)  $10 \mu\text{A}$ , la máxima potencia disipada (tomando como energía máxima del deuterón 40 MeV) es 400 watts. Consecuentemente el blanco debió ser refrigerado y se diseñó un sistema eficiente de disipación de calor.

Las demás consideraciones de diseño se relacionan con detalles de naturaleza mecánica y consideraciones de geometría. En la Figura 7 a se muestran esquemáticamente los detalles del blanco y sus accesorios.

#### *c) Sistema blanco-fuente de iones.*

En todos los experimentos que se describen en este

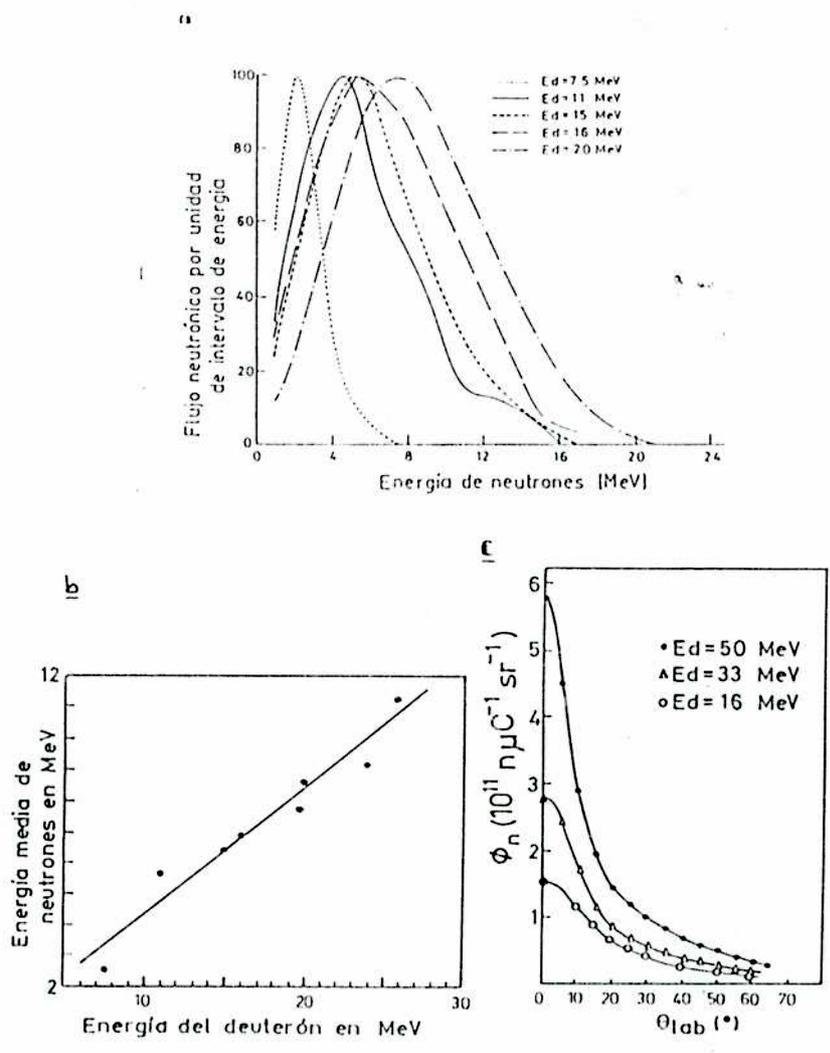


FIGURA 6.

a-Distribución del flujo neutrónico en función de la energía media de los neutrones producidos en la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$  para diferentes energías de deuterones.

b-Energía media de neutrones producidos en la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$  vs. energía de deuterones.

c-Distribución angular del flujo neutrónico obtenido en la reacción  ${}^9\text{Be}({}^2\text{H},n)$  para diferentes energías de deuterones.

trabajo se usó la fuente de iones utilizada con el sistema IALE<sup>32</sup> ya que había sido exhaustivamente probada, sus detalles constructivos y propiedades operacionales eran bien conocidos y de acuerdo con mediciones preliminares realizadas con neutrones térmicos debía producir isótopos en la región de interés ( Ver Figura 3, 115K<130 ) principalmente Ag, Cd, In, Sn y Sb. Los detalles de diseño, construcción y funcionamiento de la fuente de iones se describen en las Refs. 33 y 34. Asociada con este nuevo sistema, y debido a los cambios producidos, era necesario medir su eficiencia de ionización.

Se deben mencionar dos cambios realizados para aumentar su producción: a) se logró construir un blanco de uranio de mayor masa (20 gr de CU), especialmente diseñado para introducirlo en su interior; b) se rediseñó un apantallamiento térmico más eficiente que permitió su operación a temperaturas mayores de 2500°C (operando con el sistema IALE no podían excederse 2000°C). El aumento de temperatura incrementa la difusividad de los productos de fisión desde el blanco de Uranio.

No se realizaron otros cambios sustanciales excepto por ciertos detalles de geometría y de ubicación de algunos elementos impuestos por la condición de operación con el nuevo sistema de operación y control. (Ver IV. 2 e)

La Figura 7 b es un esquema de la fuente de iones utilizada.

*d) Imán analizador y sistema de colección de actividad.*

Este sistema prácticamente no fue modificado, excepto por las reformas impuestas por el nuevo sistema de comando a control remoto que se describe brevemente en la próxima sección. Las características del imán analizador y del colector móvil se describen con suficiente detalle en las Refs. 24, 25, 36 y 39.

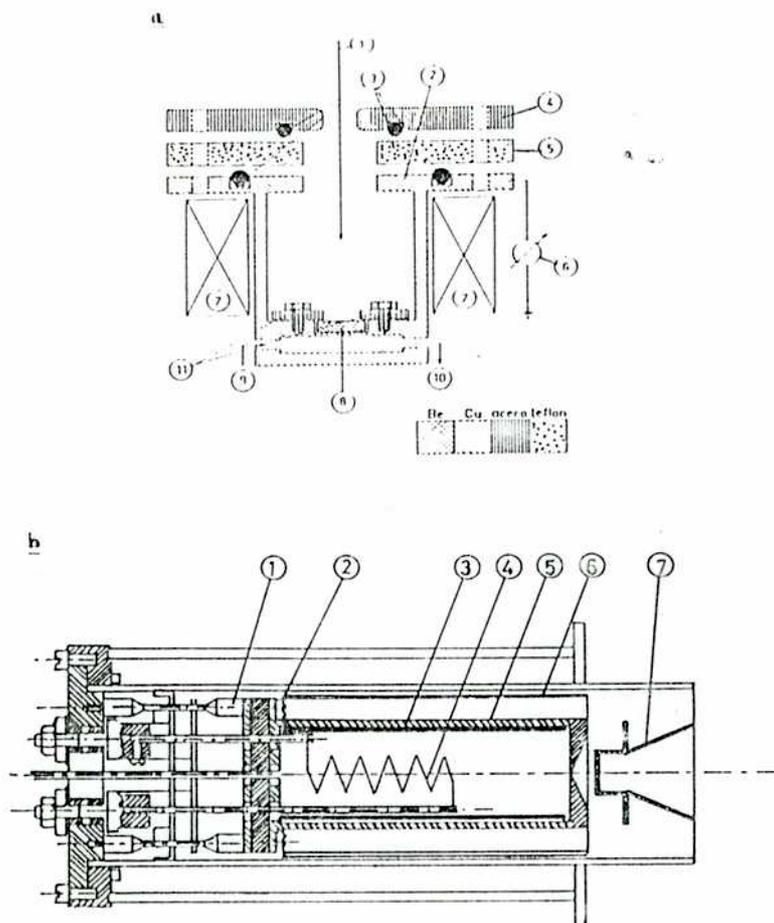


FIGURA 7.

**a-Esquema del blanco y sus accesorios.**

1. Haz de deuterones, 2. Soporte del blanco 3. Cierres de vacío, 4. Brida aislante de vacío, 5. Brida aislante eléctrica, 6.  $\mu$ -Amperímetro, 7. Imanes permanentes, 8. Blanco de Be, 9. Entrada de freón (refrigerante), 10. Salida de freón, 11. Tornillo de ajuste del blanco.

**b-Fuente de iones.**

1. Soporte de acero inoxidable, 2. Tornillos de sujeción de TZM (Tungsteno-Zirconio-Molibdeno), 3. Blanco de CU (Carburo de Uranio), 4. Filamento de Tungsteno, 5. Cámara de Descarga, 6. Pantallas térmicas, 7. Electrodo de Extracción.

*e) Sistema de control del Separador-fuente de iones.*

El sistema de control del separador de isótopos y de su fuente de iones asociada fue desarrollado de forma tal que permitiera su operación y control a distancia en forma simple, rápida y confiable. A partir de la Figura 5 y de la descripción hecha en IV. 1 se observa que entre los dispositivos electrónicos que se utilizan hay varias fuentes de alta tensión de diferentes características localizadas a través del sistema. Algunas se hallan a  $\cong 100$  m. de distancia de la consola de control. Cada fuente de tensión (filamento, extracción, arco y aceleración) debe ser controlada y monitoreada; además poseen alarmas de sobretensión y sobrevoltaje que deben ser registradas y exhibidas. El sistema adoptado consiste en una consola que incluye las diferentes lecturas de los parámetros de control y alarmas y la transmisión de señales se efectúa a través de fibras ópticas dado que para este tipo de aplicación es el sistema más seguro para evitar interferencias de control.

Los principales detalles de diseño pueden consultarse en la Ref. 40. Esquemáticamente dicho sistema se muestra en la Figura 8.

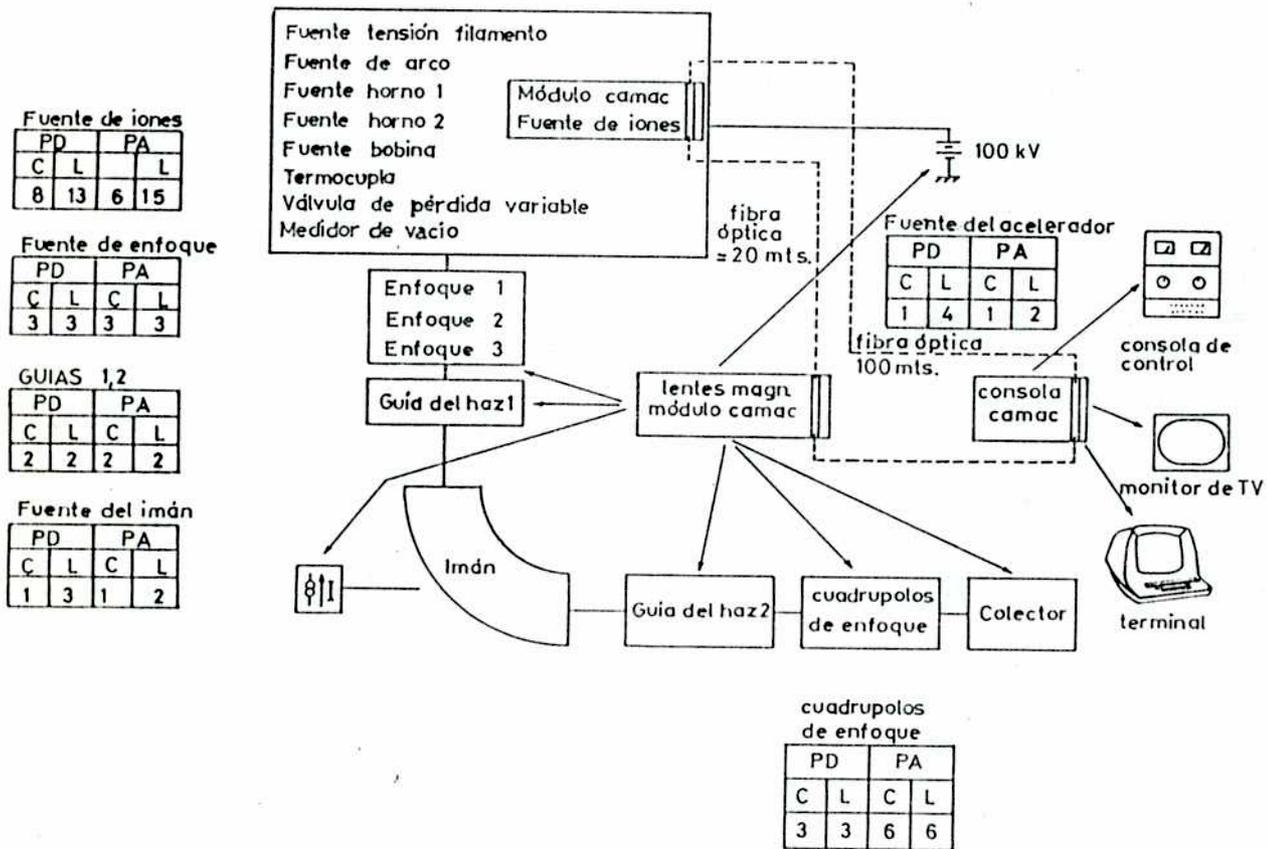


FIGURA 8 Esquema del sistema de control del Proyecto NAVE. Los números bajo las letras C y L representan los parámetros a controlar.

## V. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los primeros experimentos realizados con esta facilidad se planearon para medir los parámetros más importantes del sistema, es decir aquéllos que determinan sus propiedades operacionales básicas

Estos parámetros son: la eficiencia de ionización y la eficiencia de fisión de la fuente de iones, adaptada a las nuevas condiciones experimentales, y la eficiencia del separador operando en línea como se describió en II. 2.

Una estimación del tiempo de retardo entre la producción y posterior medición de actividad de los productos de reacción era un factor decisivo para establecer un límite a las vidas medias de los núcleos que el sistema era capaz de producir. También ésta era una prueba que se debía considerar.

### V.1 Eficiencia de ionización

Es el cociente entre el número de iones extraídos de la fuente y el número de átomos introducidos en ella. Una alta eficiencia de ionización es importante porque mejora las condiciones experimentales, particularmente para estudiar núcleos de bajo rendimiento independiente de fisión.

Experimentalmente se determinó inyectando un gas noble (Xe o Kr) en condiciones controladas y midiendo la corriente de iones de dicho gas extraída y colectada en el plano focal del imán.

Si  $N_{ie}$  y  $N_{ai}$  son el número de iones extraídos y el número de átomos inyectados respectivamente, por unidad de tiempo en la fuente, entonces la eficiencia de ionización se calcula con la expresión:

$$e_x = ( N_{ie} / N_{ai} ) \cdot 100 \quad [ 1 ]$$

$N_{i_0}$  se determina experimentalmente midiendo la corriente de iones de gas medida en el plano focal del imán analizador.

$N_{ai}$  se determina a partir de mediciones de diferentes caudales de gas inyectados en condiciones controladas de presión y temperatura.

Se realizaron varias mediciones independientes del proceso de fisión y sin blanco de Uranio, operando a máxima corriente de iones, para cada uno de los caudales inyectados. Los resultados se muestran gráficamente en la Figura 9 a y b. En la Tabla III a y b se muestran los valores obtenidos y otras magnitudes relevantes del funcionamiento del sistema en las condiciones en que se realizaron las mediciones. Los detalles específicos de las diferentes técnicas empleadas en las mediciones se describen en la Referencia 41.

## V. 2 Eficiencia de fisión

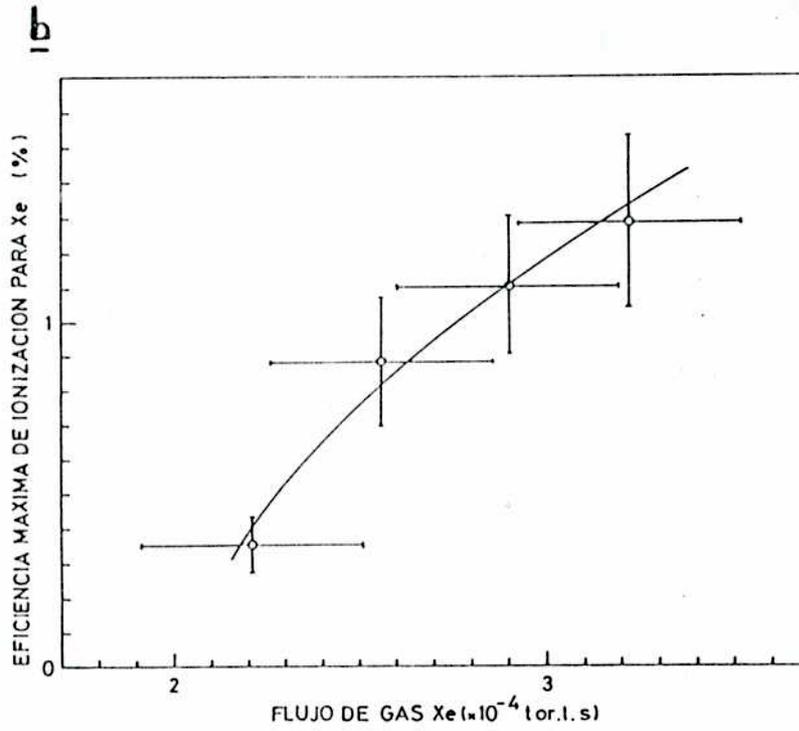
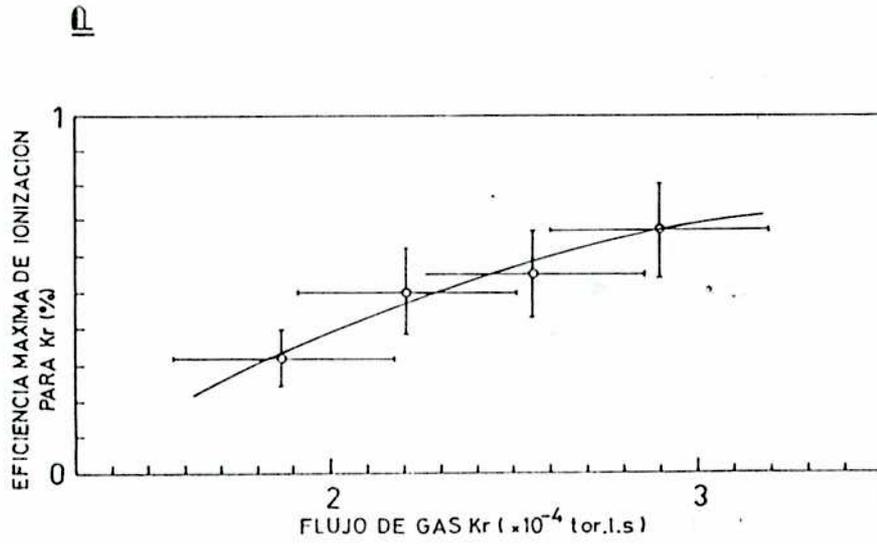
Representa la capacidad del sistema para producir y disponer en la zona de medición de los diferentes elementos radiactivos resultantes de la fisión de Uranio en la fuente de iones del separador. Depende de la masa del producto radiactivo, de los valores de la eficiencia de ionización y de la cantidad y características del blanco.

Se define como:

$$\eta_{\%} = (Y_e / Y_b) \cdot 100, \quad [2]$$

donde  $Y_e$  e  $Y_b$  son el número de átomos radiactivos extraídos de la fuente y el número de átomos producidos en el blanco respectivamente. Ambas magnitudes son normalizadas por unidad de carga de deuterones.

$Y_e$  se determina midiendo la actividad  $\gamma$  de los diferentes isótopos radiactivos producidos con el sistema. Para realizar esas mediciones se utilizó el arreglo



**FIGURA 9 Curvas de Eficiencia de Ionización.**

a- para gas Kr, b- para gas Xe.

En la Tabla IV a y b se dan otros parámetros significativos asociados con el funcionamiento del sistema al efectuar las mediciones.

TABLA III. Eficiencias de ionización medidas y parámetros del separador.

TABLA III a

Eficiencia Máxima de Ionización (%)	0.32	0.51	0.55	0.67
Corriente de Kr ( $\mu\text{A}$ )	3.20	5.80	7.40	10.20
*Vacío Fuente de Iones ( $\times 10^{-6}$ mb)	3.20	3.30	3.30	4.00
**Tensión de Arco (Volts)	58.00	54.00	54.00	43.00
Corriente de Aire ( $\mu\text{A}$ )	13.00	13.00	11.50	9.00

TABLA III b

Eficiencia Máxima de Ionización (%)	0.35	0.88	1.10	1.28
Corriente de Xe ( $\mu\text{A}$ )	4.10	11.90	16.70	21.60
*Vacío Fuente de Iones ( $\times 10^{-6}$ mb)	3.50	3.50	4.00	4.50
**Tensión de Arco (Volts)	63.00	52.00	34.00	25.00
Corriente de Aire ( $\mu\text{A}$ )	10.00	9.00	6.20	5.00
Corriente total en línea ( $\mu\text{A}$ )	85.00	80.00	80.00	80.00

\* Corresponden al vacío en las proximidades de la cámara de descarga de la fuente de iones, no en el seno del plasma.

\*\* Corresponden a cantidades de referencia, proporcionales a los valores reales.

Los valores de tensión de arco y de corriente de Kr, Xe y aire tienen un error de lectura de  $\cong 5\%$ .

experimental que se muestra esquemáticamente en la Figura 10.

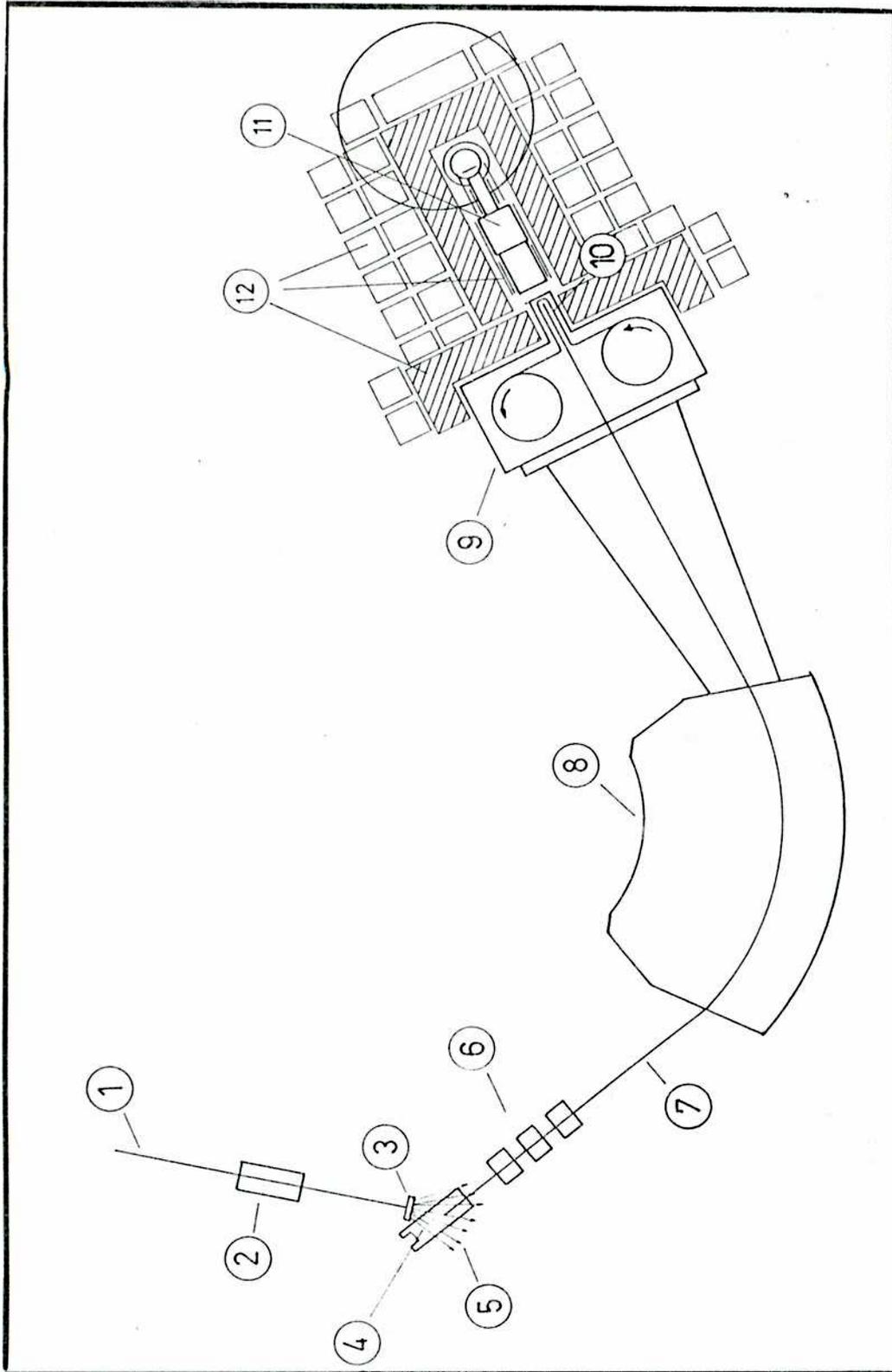
Los experimentos se realizaron durante sucesivas irradiaciones midiendo la actividad en línea de los isobaros de masa  $A = 110$  hasta  $A = 140$ . La tensión del terminal del acelerador se mantuvo aproximadamente constante en 14 MV, con lo que la energía de los deuterones era de  $\cong 28$  MeV. Durante las irradiaciones la corriente fluctuó entre 50 y 250 nA.

Un detector de Germanio Hiperpuro de 40% de eficiencia y 1.95 KeV de resolución ( a 1.33 MeV de energía) se ubicó a  $\cong 1$  cm. de la cinta colectora móvil. Para cada masa se acumularon sucesivos espectros simples durante intervalos de tiempo fijos de  $\cong 30$  m mediante un analizador multicanal compuesto por un ADC de 8192 canales conectado a una computadora personal.

El blindaje del detector estaba compuesto por una serie de láminas delgadas de hierro de  $\cong 3$  mm. de espesor para atenuar radiación X de baja energía, ladrillos de plomo de espesor variable y planchas de cadmio y parafina para absorber parte de la actividad neutrónica ambiental. Dichos elementos se ubicaron en ese orden y desde adentro hacia afuera.

En la Figura 11 se muestra la región de baja energía de dos espectros típicos obtenidos en las cadenas isóbaricas  $A = 121$  y  $A = 124$ . La identificación de las transiciones  $\gamma$  pertenecientes al decaimiento de la  $^{121}\text{Ag}$  al  $^{121}\text{Cd}$  ( $T_{1/2} = 0.8$  s) y del  $^{124}\text{Cd}$  al  $^{124}\text{In}$  ( $T_{1/2} = 0.9$  s) permiten estimar en  $\leq 1$  s el límite superior para los tiempos de retardo entre producción y colección de las muestras a estudiar. Posteriormente en el estudio detallado de los decaimientos presentes en el isóbaro  $A = 123$  se identificaron transiciones pertenecientes al decaimiento de la  $^{123}\text{Ag}$  al  $^{123}\text{Cd}$  ( $T_{1/2} = 0.35$  s) que reducen el límite anterior a prácticamente la mitad (Ver segunda parte IV. 1, Tabla IX c).

Cada 5 espectros acumulados en diferentes masas se acumulaba un espectro de la masa 136 para normalizar la



**FIGURA 10 Arreglo Experimental.**

1. Haz del acelerador, 2. Cuadropolo de enfoque, 3. Blanco de Berilio, 4. Fuente de Iones, 5. Flujo de neutrones rápidos, 6. Lentes de enfoque, 7. Haz de productos de fisión, 8. Imán analizador, 9. Colector móvil, 10. Cinta del colector móvil, 11. Detector de Germanio, 12. Blindaje (——láminas de hierro, \\\\/\\\/\\\/ ladrillos de plomo, □ bloques de parafina)

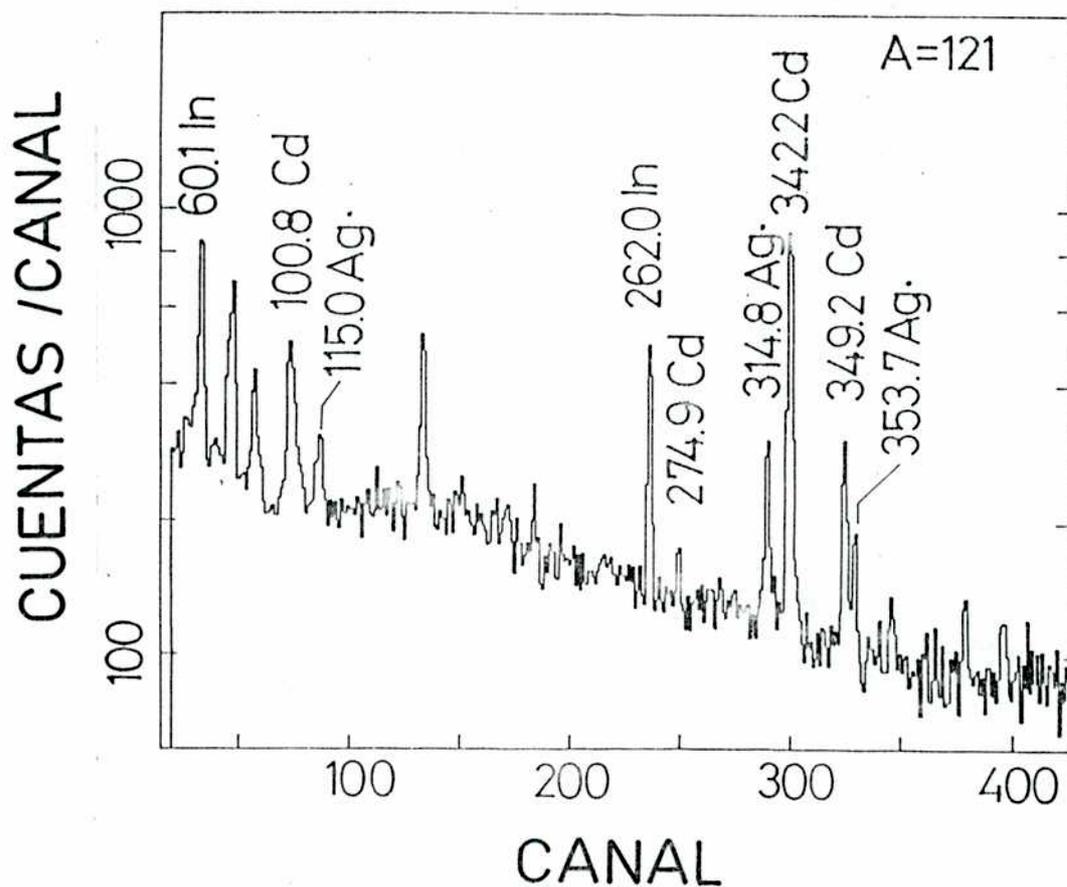


FIGURA 11

a-Parte de baja energía del espectro de rayos  $\gamma$  del isóbaro  $A = 121$ . El tiempo de acumulación fue 20' con el colector fijo. Los picos más intensos pertenecientes a los isótopos presentes se indican con las energías en keV.

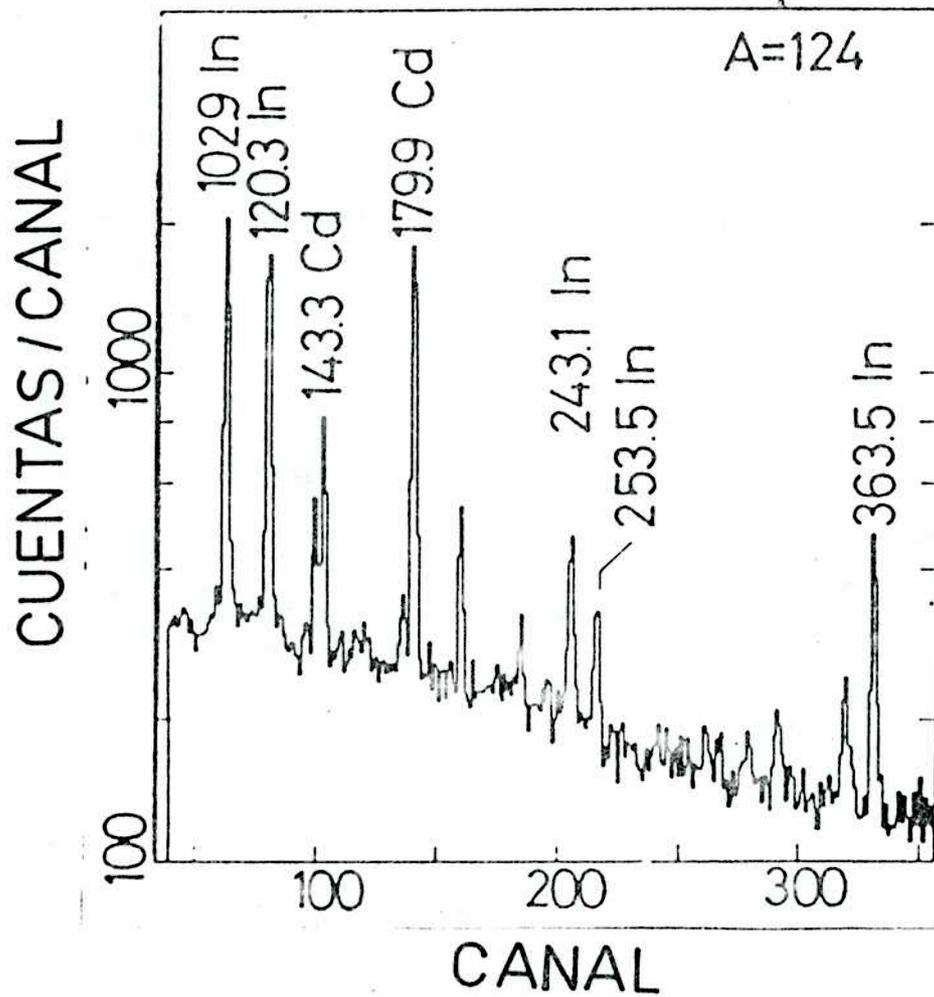


FIGURA 11

b-Parte de baja energía del espectro de rayos  $\gamma$  del isóbaro  $A = 124$ . El tiempo de acumulación fue 30' con el colector fijo. Los picos más intensos pertenecientes a los isótopos presentes se indican con las energías en keV.

medición en cada masa por la operación del separador.

$Y_e$  se calcula a partir de la expresión:

$$Y_e = (N_e / q_d), \quad [3]$$

donde  $q_d$  es la carga del deuterón y  $N_e$  se calcula a partir de:

$$N_e = (N_c / \epsilon_{abs} C_{vm} C_{rs} A_b), \quad [4]$$

siendo  $N_c$  el número de cuentas en el área del fotopico más intenso correspondiente al elemento más próximo a la línea de estabilidad. En caso de isomerismo  $N_c$  se obtuvo sumando las cuentas acumuladas de acuerdo al decaimiento de cada transición isomérica.

$C_{vm}$  es una corrección por vida media, cuya justificación es la siguiente: para que las determinaciones de  $N_e$  y  $N_c$  sean significativas se deben usar actividades en saturación (cuando el número de átomos que se desintegran iguala al número de átomos que se producen en la cinta colectora de actividad). Para que se cumpla esta condición, el tiempo de acumulación debe ser mucho mayor que la vida media del elemento que se está midiendo. Los casos que no verificaban esa condición no se tuvieron en cuenta. Los valores de  $C_{vm}$  utilizados se corrigieron teniendo en cuenta la vida media del estado excitado emisor de la transición  $\gamma$  (usando las tablas de la Ref. 42.) y el tiempo de acumulación de cada espectro.

$C_{rs}$  es una corrección por funcionamiento del separador y está vinculada al hecho que, por diferentes factores, la eficiencia del separador no es constante (el parámetro externo que más lo afecta es la variación de la corriente de deuterones en el blanco de Be) y por lo tanto las determinaciones no son efectuadas todas en las mismas condiciones experimentales. El factor de corrección normaliza

Las mediciones al "mejor funcionamiento" del separador logrado durante toda la irradiación. Para determinarlo se midió periódicamente la actividad de la masa 136 y se calculó la actividad  $\gamma$  del rayo de 511 keV, el cual es independiente del funcionamiento del separador y está presente en todos los espectros. El cociente de esas dos cantidades define el factor de corrección.

$A_{bs}$  representa la fracción de núcleos excitados del total de núcleos radiactivos que al desexcitarse emiten la radiación  $\gamma$  que se utiliza en la medición. Para todos los núcleos que intervienen en el cálculo, los valores de  $A_{bs}$  se obtuvieron de la Ref. 42.

La eficiencia absoluta del detector de Germanio  $\varepsilon_{abs}$  se midió utilizando fuentes calibradas de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{139}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{22}\text{Na}$ , ubicadas a  $\cong 1$  cm. del detector y simulando la misma geometría que en las irradiaciones.

Se intentó determinar la carga de deuterones por medición directa durante las irradiaciones a partir de la corriente monitoreada en el blanco de Be. La falta de confiabilidad en los valores obtenidos obligó a una determinación diferente usando el cociente:

$$C = A_{511} / q_{dm}, \quad [5]$$

siendo  $q_{dm}$  la carga medida de los deuterones. Esa relación debía ser aproximadamente constante para todas las determinaciones, porque el número de rayos  $\gamma$  de 511 keV es directamente proporcional a la corriente del haz de deuterones e independiente del funcionamiento del separador. Esta suposición no se vio reflejada en los experimentos ya que los valores calculados presentaron una considerable dispersión. A partir de los valores obtenidos se calculó un valor promedio de  $C$  que fue el que se utilizó para determinar  $q_{dm}$  que se reemplazó en [3] por  $q_d$  para obtener finalmente  $Y_e$ .

La determinación de  $Y_b$  (el denominador de la expresión

[2] se obtuvo de la relación:

$$Y_b = (\bar{\sigma} \cdot N_U / S) \cdot Y_n, \quad [6]$$

siendo:  $N_U$  el número de átomos contenidos en el blanco de uranio y  $S$  la superficie del mismo,  $Y_n$  el número de neutrones incidentes en el blanco, normalizados por la carga de deuterones, y  $\bar{\sigma}$  la sección media eficaz de fisión para neutrones de 13 MeV.  $N_U$  se determinó de acuerdo con su masa y su composición química. El valor de  $Y_n$  se midió directamente en línea con un detector de neutrones. Simultáneamente con las irradiaciones, muestras de Al, Cu, Mg y Ag, ubicadas en diferentes posiciones sobre la fuente de iones, fueron también irradiadas con neutrones y posteriormente analizadas usando métodos de análisis por activación permitiendo determinar el valor de  $Y_n$ . La técnica y los detalles de las mediciones se describen en la Ref. 43. Por ambos métodos se obtuvieron resultados congruentes. El valor más probable resultó:

$$Y_n = (9.17 \pm 1.13) \cdot 10^9 \text{ neutrones}/\mu\text{Coul.}$$

Este rendimiento representa un flujo de neutrones de  $\cong 10^{10}$  n/s dentro del ángulo sólido subtendido por el blanco de Be y la fuente de iones. A partir de ese valor de  $Y_n$  el valor calculado para  $Y_b$  es:

$$Y_b = (1398.7 \pm 150.0) \cdot 10^3 \text{ átomos}/\mu\text{Coul}$$

Los valores de  $q_{dm}$  medidos y calculados se presentan en la Tabla IV y una síntesis de los resultados se muestra en la Tabla V. Los valores de la eficiencia de fisión se muestran en la Tabla VI y se graficaron en la Figura 12.

A partir del valor medido de  $N_o$  es útil renormalizar la curva de eficiencia de fisión para obtener la actividad por

TABLA IV. Cálculo de la carga de deuterones incidente en el blanco de Be durante las mediciones de actividad  $\gamma$  de los distintos productos de fisión obtenidos.

TABLA IV

Número másico	Cuentas en el fotopico de 511 keV	Carga de deuterones medida	Coefficiente	Carga de deuterones calculada
A	$C_{511}$ (cuentas)	$q_{dm}$ ( $\mu C$ )	$C = \frac{C_{511}}{q_{dm}}$ (cuentas/ $\mu C$ )	$q_d = \frac{C_{511}}{\bar{C}} *$ ( $\mu C$ )
113	440	-	-	66
114	660	219	3.0	98
115	800	217	3.7	119
116	820	95	8.6	122
117	1400	156	9.0	209
118	1740	386	4.5	260
119	1110	-	-	166
120	730	-	-	109
121	836	177	4.7	125
122	2660	332	8.0	397
123	3026	364	8.3	452
124	1887	275	6.9	282
125	1847	317	5.8	276
126	2000	257	7.8	298
127	2627	318	8.3	392
128	1300	169	7.7	194
129	1743	251	7.9	260
130	1018	126	8.1	152
131	1960	244	8.0	292
132	1540	194	7.9	290
133	--	125	-	-
134	1125	-	-	168
135	790	125	6.3	118
136	2900	231	12.5 <sup>#</sup>	433
137	2700	368	7.3	403
138	3194	371	8.6	477
139	800	166	4.8	119
140	460	89	5.2	69
141	503	113	4.5	75

\*  $\bar{C} = 6.7$  cuentas/ $\mu C$ .

# No se tuvo en cuenta para el promedio.

TABLA V. Cálculo del número de átomos por unidad de carga de deuterones, extraídos de la fuente de iones. Las actividades  $\gamma$  medidas, a partir de las cuales se calculó  $Y_e$  corresponden a una irradiación efectuada con una tensión de terminal variando entre 13.8-14.6 MV. La corriente de deuterones durante toda la irradiación varió entre 50 y 250 nA.

TABLA V

Masa A	N U C L E O	Vida	Tiempo	Energ.	Area	Coeficientes de			Ab	Carga	N <sup>o</sup> Atomos
		Media T <sub>1/2</sub>	Acum. t	$\gamma$	Pico	Eabs	Cvm	Crs	$\gamma$ Ab	Deut. qd	extr. fte. Y <sub>e</sub>
		[s]	[s]	[keV]	[ctas]					[ $\mu$ C]	10 <sup>3</sup> at/s
113	Ag	66	1500	316	130	0.051	1.00	0.19	0.10	66	2.033
114	Ag	4.5	900	558	1000	0.034	1.00	0.75	0.12	98	3.335
115	Ag	19	900	131	1980	0.080	1.00	0.69	0.50	119	0.605
115	Ag	1200	900	213	215	0.063	0.20	0.69	0.05	119	4.156
116	Ag	156	1460	513	1246	0.040	0.84	0.25	0.76	122	1.600
117	Ag	5.3	1130	298	711	0.029	1.00	0.47	0.20	209	1.248
117	Ag	72	1130	135	4000	0.079	1.00	0.47	0.23	209	2.241
118	In	264	1600	1230	338	0.018	0.45	0.16	0.96	260	1.045
119	In	138	900	763	2220	0.025	0.78	0.59	1.00	166	1.162
120	In	47	800	1171	360	0.019	1.00	0.59	0.98	109	0.300
121	In	23	900	926	2055	0.023	1.00	0.62	0.87	125	1.325
121	In	228	900	60	378	0.057	0.65	0.62	0.20	125	0.658
122	In	10.3	1740	1140	725	0.019	1.00	0.47	1.00	397	0.204
122	In	10.8	1740	163	2047	0.070	1.00	0.47	0.69	397	0.227
123	Sn	2400	1620	160	8186	0.073	0.20	0.47	0.86	452	3.069
124	In	2.4	1200	970	907	0.022	1.00	0.53	0.52	282	0.530
124	In	3.2	1200	998	700	0.022	1.00	0.53	0.21	282	1.014
125	Sn	570	1800	332	13696	0.048	0.59	0.57	0.97	276	3.169

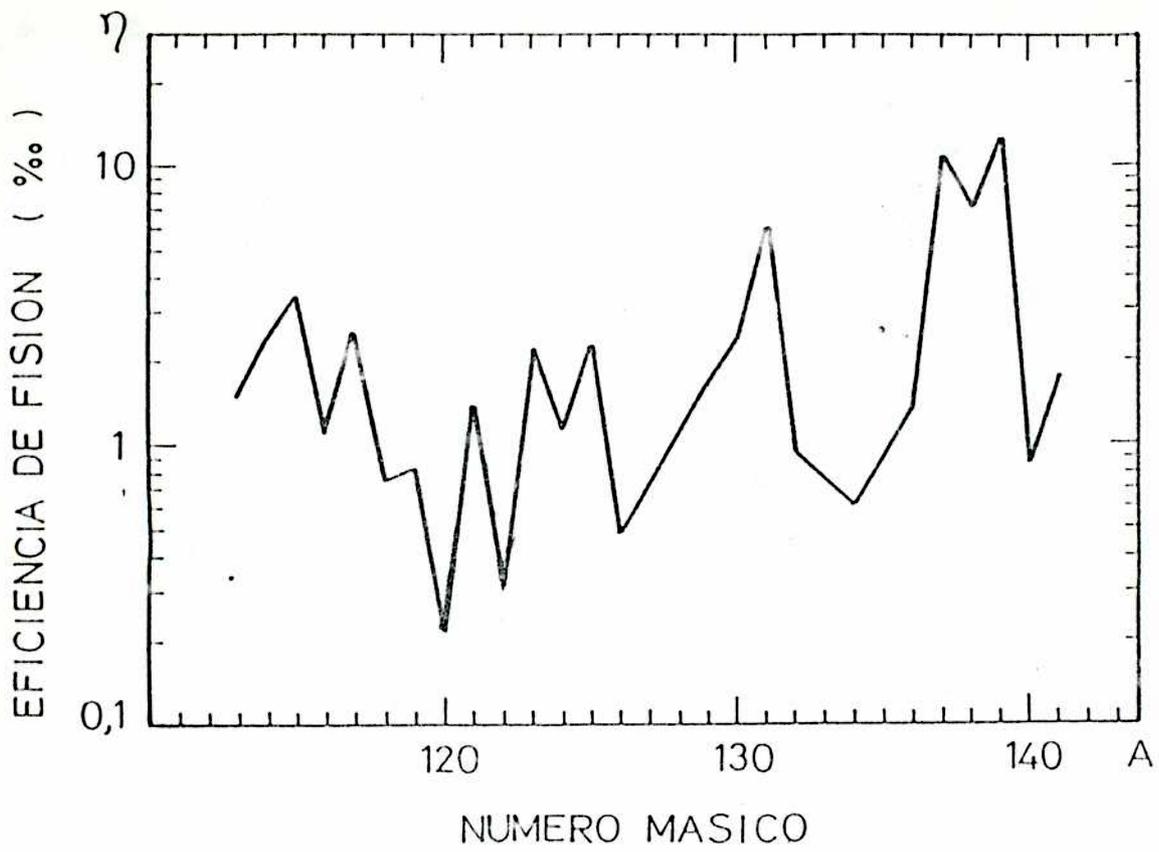
TABLA V (continuación)

Masa A	N U C L E O	Vida	Tiempo	Energ.	Area	Coeficientes de			Ab	Carga	N° Atomos
		Media T <sub>1/2</sub>	Acum. t	$\gamma$	Pico	Eabs	Cvm	Crs	$\gamma$ Ab	Deut. qd	extr. fte. Ye
		[s]	[s]	[keV]	[Ctas]					[ $\mu$ C]	10 <sup>9</sup> at/s
126	In	6	1800	112	3500	0.084	1.00	0.56	0.88	298	0.284
126	In	48	1800	969	195	0.022	1.00	0.56	0.15	298	0.354
127	Sn	246	1800	491	7200	0.037	1.00	0.56	0.90	392	0.985
128	Sb	600	1800	743	2358	0.027	0.58	0.59	0.96	194	1.370
129	Sb	1020	1800	433	2632	0.042	0.22	0.59	0.80	260	2.321
130	Sb	390	900	1017	53	0.021	0.51	0.18	0.30	152	0.603
130	Sb	2400	900	331	76	0.049	0.12	0.18	0.18	152	2.624
131	Sb	1380	1800	943	1550	0.023	0.34	0.18	0.44	292	8.571
132	Sb	168	1750	635	100	0.031	0.88	0.18	0.10	290	0.885
132	Sb	252	1750	150	720	0.076	0.81	0.18	0.66	290	0.428
134	I	210	1800	272	1015	0.061	0.83	0.18	0.79	168	0.839
136	I	45	1800	381	4900	0.045	1.00	0.62	1.00	433	0.401
136	I	84	1800	1321	1660	0.016	1.00	0.62	0.25	433	1.546
137	Xe	228	1800	456	30000	0.039	0.82	0.50	0.31	403	15.017
138	Xe	846	3600	258	9880	0.056	0.68	0.18	0.31	477	9.748
139	Cs	558	800	1283	455	0.017	0.34	0.47	0.08	119	17.593
140	Cs	634	900	602	1380	0.032	1.00	0.75	0.70	69	1.190
141	Ba	1908	900	190	1290	0.067	0.23	1.00	0.46	75	2.426

TABLA VI. Cálculo de los rendimientos independientes de fisión para el sistema NAVE. Los resultados se presentan en forma gráfica en la Fig. 12.

TABLA VI

Número másico	N° de átomos radiactivos extraídos de la fuente.	Eficiencia de fisión
A	$Y_e$ $\cdot 10^3$ [átomos/ $\mu$ C]	$\eta = \frac{Y_e}{Y_b} \cdot 1000$ [ % $\cdot 10$ ]
113	2.03	1.45
114	3.33	2.38
115	4.76	3.40
116	1.60	1.10
117	3.49	2.50
118	1.04	0.74
119	1.16	0.83
120	0.30	0.21
121	1.98	1.41
122	0.43	0.21
123	3.07	2.19
124	1.54	1.10
125	3.17	2.27
126	0.64	0.46
127	0.98	0.70
128	1.37	0.98
129	2.32	1.66
130	3.23	2.31
131	8.57	6.13
132	1.31	0.94
133	-	-
134	0.84	0.60
135	-	-
136	1.95	1.39
137	15.01	10.70
138	9.75	6.97
139	17.59	12.57
140	1.19	0.85
141	2.43	1.74




---

**FIGURA 12 Curva de Eficiencia de Fisión.**

Eficiencia de fisión en función de la masa para los diferentes productos radiactivos obtenidos.

---

masas y el rendimiento porcentual acumulado. En la Figura 13 se muestran los resultados y se comparan con los obtenidos con el sistema de la Ref. (26) de la Tabla I y con el rendimiento independiente de fisión de  $^{235}\text{U}$  con neutrones rápidos de 14 MeV. Es importante observar el acuerdo cualitativo entre la curva de rendimiento por masa para neutrones de 14 MeV y la obtenida experimentalmente.

Para calcular la eficiencia del separador se estimó en 1 barn la sección eficaz de fisión de  $^{238}\text{U}$  con neutrones de 14 MeV y 5 % de rendimiento acumulado para las masas con  $A=130-140$ . El valor obtenido de 0.15 % significa que para  $\cong 200$  nA de deuterones de  $\cong 28$  MeV de energía el sistema es capaz de brindar una actividad de  $10^4-10^5$  átomos/s que es suficiente para realizar estudios espectroscópicos completos.

### V.3 Discusión de los resultados y conclusiones

Del análisis de los resultados obtenidos podemos extraer las siguientes conclusiones:

Los valores obtenidos de  $\cong 1\%$  para la eficiencia de ionización concuerdan con los datos publicados por Almen y Nielsen<sup>45</sup> para una fuente de las mismas características. Sin embargo debe tenerse en cuenta que en todas las mediciones realizadas la corriente de deuterones no excedió los 250 nA (este valor máximo fue fijado por normas de seguridad y porque, en el momento de llevar a cabo las irradiaciones, el acelerador estaba siendo evaluado para su aceptación definitiva). En los experimentos descritos en la parte II de este trabajo la corriente de deuterones siempre fue mayor que 250 nA, pero no se repitieron mediciones de eficiencia aunque se estima que los valores observados experimentalmente son mayores que 1 %.

El flujo de neutrones rindió un valor un orden de magnitud más bajo que lo esperado ( $\cong 10^{11}$  n/s) aunque vale el

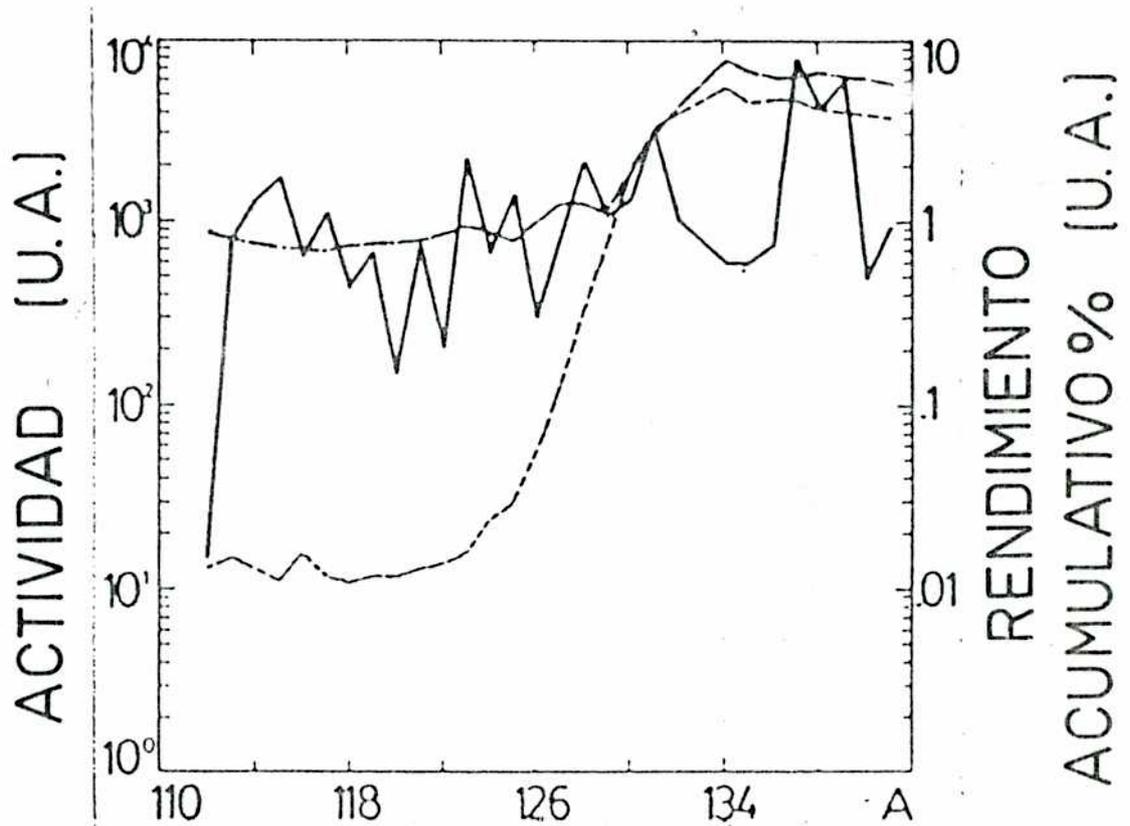


FIGURA 13 Actividad y rendimiento acumulado de los productos radiactivos.

La línea llena corresponde a la actividad total para cada masa corregida por flujo neutrónico, esquema de decaimiento y tiempo de acumulación. A efectos de comparar la forma se muestran los rendimientos acumulados para fisión de: <sup>235</sup>U con neutrones térmicos ( - - - - ) obtenidos con un reactor de alto flujo (Ref. 44) y <sup>238</sup>U con neutrones de 14 MeV - . - . -

mismo comentario mencionado antes para la corriente. Se espera que con el aumento progresivo en la tensión del terminal del acelerador y el consecuente incremento en la energía de los deuterones se logre un mayor flujo de neutrones sobre la fuente de iones del separador, ya que este último es fuertemente dependiente del flujo neutrónico a  $0^\circ$ , que como se deduce de la Figura 6 c se incrementa con la energía de los deuterones y se hace más picado en  $0^\circ$ .

La curva de eficiencia de fisión de la Figura 12 tiene un aspecto importante que se debe mencionar. A pesar de su característica quebrada, el rango de variación para masas entre  $A = 113$  y  $A = 135$  abarca aproximadamente 1 orden de magnitud. Consecuentemente la actividad total por masa variará en forma similar y por lo tanto no habrá entre una masa y sus vecinas abruptos cambios de actividad.

Por otra parte la eficiencia de fisión demostró ser suficiente para producir la actividad necesaria para realizar los estudios de espectroscopía proyectados. La curva de rendimiento por masa de la Figura 13 es cualitativamente comparable a la correspondiente a la fisión con neutrones de 14 MeV, y muestra claramente un aumento de por lo menos dos órdenes de magnitud en las masas que se encuentran en el valle de la fisión asimétrica,  $A \cong 115-130$ , respecto de los rendimientos del sistema descrito en la Ref. 44 que funciona acoplado con un reactor de alto flujo neutrónico. También se observa un abrupto corte (no mostrado en la Figura 12) para los isótopos de Pd, Rh y Ru ( $A < 114$ ) y una caída de rendimiento excesiva para los isótopos del Te ( $132 < A < 136$ ). No existe una explicación clara para estos fenómenos, pero se cree que están íntimamente asociados con problemas de difusividad del blanco de uranio. Estos problemas están en vías de solucionarse con el diseño y construcción de una nueva fuente de iones<sup>46</sup>, la cual además de aumentar su rendimiento incorporará el haz del acelerador, lo que permitirá también acceder a núcleos alejados de la

estabilidad con exceso protónico.

Finalmente el resultado más importante confirmado en este experimento y en otros posteriores es la producción de núcleos como  $^{118-129}\text{Ag}$ ,  $^{116-127}\text{Cd}$  y  $^{116-127}\text{In}$  con la actividad suficiente como para encarar trabajos de espectroscopia en esos isótopos. Los isótopos impares de Cd particularmente con  $A = 123, 125$  y  $127$  resultaban los más atractivos ya que el último isótopo conocido y estudiado era el  $^{124}\text{Cd}$ . Los isótopos pares de Cd con  $A = 122, 124, 126$  y pares e impares de Ag también eran atractivos. En particular el estudio del decaimiento de la  $^{129}\text{Ag}$  y la construcción del esquema de niveles en el  $^{129}\text{Cd}$  podían encararse sin dificultad.

Los isótopos impares pesados de In fueron los primeros que se decidió estudiar por ser más atractivos desde el punto de vista de su estructura nuclear. El estudio del decaimiento de los isótopos  $^{129,125}\text{Cd}$  y los esquemas de niveles de los  $^{129,125}\text{In}$  se describen en la segunda parte de este trabajo.

2<sup>da</sup> PARTE

## I. INTRODUCCION

Las propiedades nucleares de los isótopos pesados de In de masa impar ( $A = 113 - 121$ ) recibieron considerable atención en los últimos años. Numerosos trabajos experimentales y teóricos se ocuparon de precisar los aspectos más importantes de su estructura nuclear.

Los resultados experimentales se obtuvieron por medio de reacciones nucleares y a partir de experimentos de decaimiento de los isótopos de Cd. Varios modelos y cálculos teóricos fueron desarrollados para tratar de interpretar la estructura de aquellos núcleos. Teóricamente las dificultades provienen del hecho que sus esquemas de niveles tienen una notable complejidad, originada principalmente por la coexistencia de estados de baja energía de características estructurales muy diferentes (estados de partícula independiente [esféricos], estados intrusos [deformados], estados de partícula independiente acoplados a vibraciones colectivas, etc.).

Existe además un interés adicional en aquellos núcleos dada su ubicación en la tabla periódica (Ver Fig. 14). La región cercana al Sn es motivo de investigación permanente debido a la clausura de la capa protónica  $Z=50$ . Como el Sn tiene un número inusualmente grande de isótopos estables, es posible observar de manera sistemática los efectos que produce el cambio en el número de neutrones sobre las propiedades nucleares.

### I.1 Antecedentes Experimentales

#### *a) Reacciones nucleares.*

La configuración de protones de los niveles más bajos en los isótopos de In ( $Z = 49$ ) es relativamente simple, en

Te 119 0,096 187,74	Te 120 0,096 187,74	Te 121 2,60 127,90	Te 122 0,908 132,91	Te 123 4,816 132,91	Te 124 7,14 132,91	Te 125 18,95 132,91	Te 126 9,25 h 132,91	Te 127 31,69 a 132,91	Te 128 1,5 · 10 <sup>-4</sup> a 132,91	Te 129 33,44 132,91	Te 130 33,80 132,91	Te 131 76,3 h 132,91	Te 132 76,3 h 132,91
Sb 119 7,7	Sb 120 24,3	Sb 121 57,3	Sb 122 42,7	Sb 123 42,7	Sb 124 42,7	Sb 125 2,77 a	Sb 126 3,85 d	Sb 127 3,85 d	Sb 128 4,32 h	Sb 129 4,32 h	Sb 130 6,5 m	Sb 131 23 m	
Sn 117 13,64	Sn 118 24,3	Sn 119 32,4	Sn 120 32,4	Sn 121 4,6	Sn 122 4,6	Sn 123 5,6	Sn 124 5,6	Sn 125 10,5 a	Sn 126 10,5 a	Sn 127 4,1 m	Sn 128 5,5	Sn 129 7,5 m	Sn 130 17 m
In 116 2,2	In 117 43,1 m	In 118 43,1 m	In 119 19 m	In 120 2,1	In 121 3,8 m	In 122 15 s	In 123 5,9 s	In 124 2,4 s	In 125 12,2 s	In 126 1,48 s	In 127 3,7 s	In 128 8,8 s	In 129 128 s
Cd 115 44,84	Cd 116 7,47	Cd 117 2,42 h	Cd 118 50,3 m	Cd 119 2,7 m	Cd 120 50,8 s	Cd 121 4,8 s	Cd 122 5,5 s	Cd 124 0,9 s	Cd 126 0,51 s				
Ag 114 4,5 s	Ag 115 19 s	Ag 116 14,4 s	Ag 117 7,1 s	Ag 118 2,8 s	Ag 119 2,1 s	Ag 120 1,17 s	Ag 121 0,8 s	Ag 122 0,48 s	Ag 123 0,39 s				
Pd 113 1,6 m	Pd 114 2,4 m	Pd 115 38 s	Pd 116 12,5 s	Pd 117 4,8 s	Pd 118 3,1 s								
													0,352
													80
													0,125
													0,0536
													78
													0,024
													0,0158
													76
													0,0129
													74
													0,012

FIGURA 14 Región de la tabla de nucleidos que muestra la zona de interés para los estudios que se realizan en este trabajo.

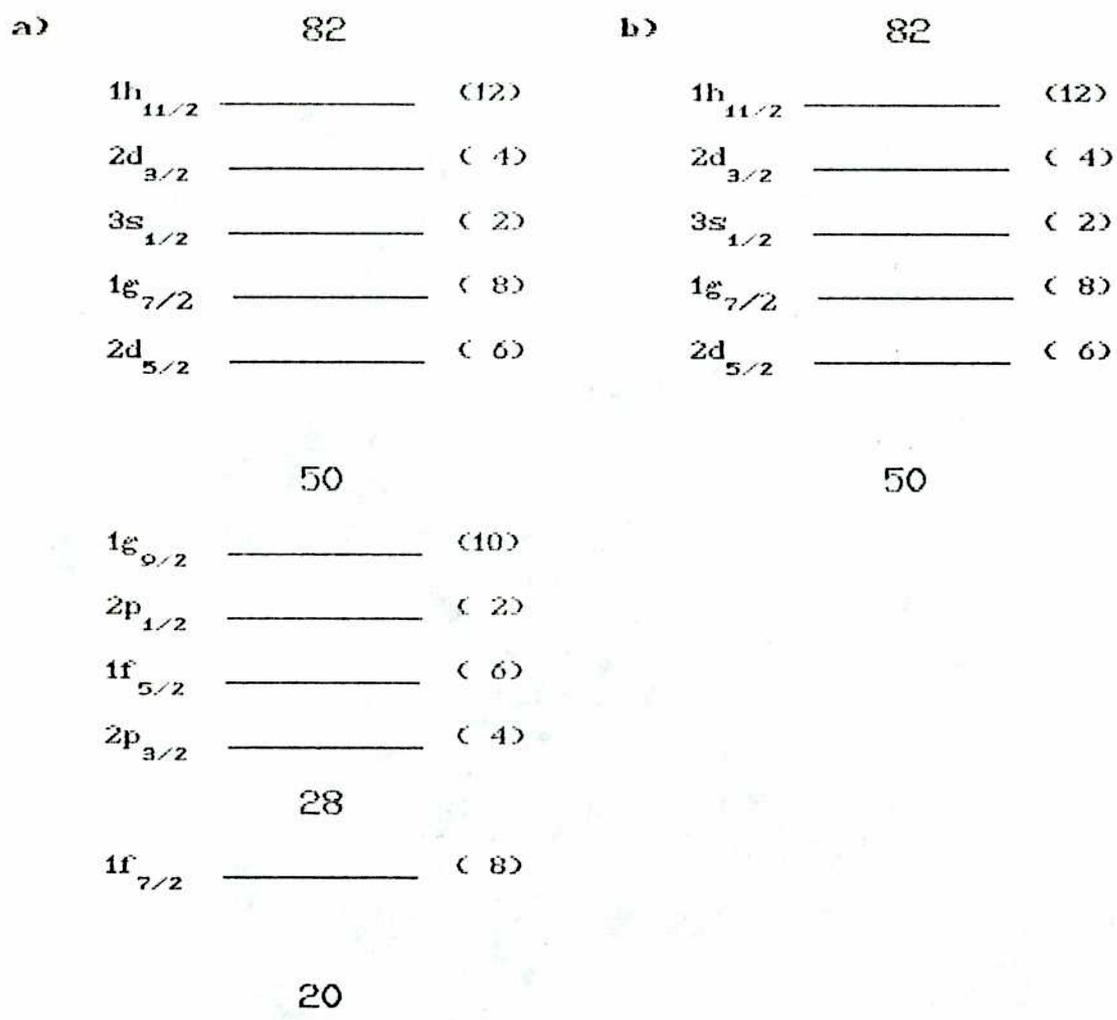
primera aproximación se interpretan como estados de un agujero de protones en la capa  $Z = 28 - 50$ . Es decir que las funciones de onda del estado fundamental y los primeros estados excitados deben tener componentes mayoritariamente  $(1g_{9/2})^{-1}$ ,  $(2p_{1/2})^{-1}$ ,  $(1f_{5/2})^{-1}$  y  $(2p_{3/2})^{-1}$  (Ver Figura 15).

Esos niveles se ponen de manifiesto en reacciones de transferencia de un nucleón. Las reacciones de "pick-up" de un protón son particularmente sensibles para excitar dichos estados. Conjeaud *et. al*<sup>47</sup> determinaron los tres niveles más bajos en los isótopos de In con  $A = 111 - 121$  usando la reacción  $^{112+x}\text{Sn}(d, ^3\text{He})^{111+x}\text{In}$  con  $x=0,2,\dots,10$  y deuterones de 22 MeV. Las distribuciones angulares medidas experimentalmente y los factores espectroscópicos calculados probaron que la interpretación  $(1g_{9/2})^{-1}$  para el estado fundamental y  $(2p_{1/2})^{-1}$  y  $(2p_{3/2})^{-1}$  para los dos primeros estados excitados en esos isótopos era esencialmente correcta.

Un trabajo posterior más detallado<sup>48</sup>, utilizando la misma reacción y la misma energía del proyectil, permitió obtener las energías aproximadas de 7 o más niveles en cada uno de los isótopos antes mencionados (excepto el  $^{111}\text{In}$ ) confirmando que el estado fundamental y los dos primeros estados excitados agotaban respectivamente 70 % de la intensidad de la regla de suma del estado  $(1g_{9/2})^{-1}$ , 75 % del estado  $(2p_{1/2})^{-1}$  y 50 % del estado  $(2p_{3/2})^{-1}$ . De la experiencia anterior se obtuvieron dos resultados inesperados:

a) no se encontró evidencia experimental de la existencia de estados de pick-up de protones desde el orbital  $f_{5/2}$ , a pesar que se estudiaron niveles hasta 3.5 MeV de energía de excitación,

b) la existencia de transiciones a niveles débilmente excitados de  $\approx 1$  MeV de energía de excitación en los isótopos  $^{115,117,119}\text{In}$ , cuyas distribuciones angulares eran bien




---

FIGURA 15 Orbitales de partícula independiente para:  
 a) protones, b) neutrones deducidos del modelo de capas nuclear.

---

reproducidas con curvas de momento angular  $l = 2$  (en el marco del modelo DWBA), demostraba que si esos estados eran poblados en reacciones de un paso indicarían una clausura imperfecta de la capa protónica  $Z = 50$  en el estado fundamental del Sn.

Utilizando la reacción  $^{116}\text{Sn}(^2\text{H}, ^3\text{He})^{115}\text{In}$  a 50 MeV de deuterones, Hesselink *et al.*<sup>49</sup> en contraste con los resultados de 47 y 48, hallaron indicios de niveles excitados a 1.04, 2.23 y 2.52 MeV desde el  $f_{5/2}$  aunque con una fuerte componente de mezcla.

Las reacciones de transferencia de un protón excitan estados de partícula independiente correspondientes a un protón por encima de  $Z = 50$  (Ver Fig 2 a). Por medio de las reacciones  $^{116}\text{Cd}(^3\text{He}, ^2\text{H})^{117}\text{In}$  y  $^{116}\text{Cd}(\alpha, ^3\text{H})^{117}\text{In}$  Harar y Horoshko<sup>50</sup> determinaron energías de niveles en el  $^{117}\text{In}$  hasta 2.8 MeV de energía de excitación. De los resultados obtenidos identificaron varios estados de partícula independiente con sus respectivas intensidades  $2d_{9/2}$  (25%),  $3s_{1/2}$  (14%),  $1g_{9/2}$  (42%) y  $2d_{5/2}$  (46%). Especulan con la posibilidad que parte de la configuración de dichos estados sean excitaciones de 2 agujeros-1 partícula (2h-1p), ya que el  $^{116}\text{Cd}$  ( $Z = 48$ ) tiene dos agujeros de protones en la capa  $Z = 50$ . La naturaleza 2h-1p de esos estados fue claramente establecida por Markham *et al.*<sup>51</sup> en el  $^{113}\text{In}$ . Recientemente Takagui *et al.*<sup>52</sup>, usando la reacción  $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, ^2\text{H})^{109}\text{In}$ , encontraron niveles a  $\cong 1$  MeV de energía de excitación en el  $^{109}\text{In}$  cuya naturaleza también puede interpretarse como excitaciones 2h-1p.

Las reacciones de excitación Coulombiana provocan casi exclusivamente excitación del multiplete vibracional  $|(1g_{9/2})^{-1} @ 2^+; J\rangle$  originado por la interacción del agujero de protones en la subcapa  $g_{9/2}$  con las vibraciones cuadrupolares del carozo del Sn vecino. Dichos estados se pusieron de manifiesto en los trabajos de las Refs. 53-56.

b) Experimentos de decaimiento.

Los primeros experimentos que permitieron establecer con precisión los niveles de energía en los diferentes núcleos de In impares se realizaron a través de estudios de decaimiento de los isótopos de Cd.

A partir del decaimiento  $\beta$  del  $^{115}\text{Cd}$  y del  $^{117}\text{Cd}$ , Bäcklin *et al.*<sup>57</sup> establecieron los esquemas de niveles del  $^{115}\text{In}$  y del  $^{117}\text{In}$  y ofrecieron los primeros argumentos en favor de la coexistencia de forma, al interpretar alguno de esos niveles como estados intrusos deformados con un fuerte carácter rotacional.

En ambos núcleos identificaron dos niveles de espines y paridades  $3/2^+$  y  $1/2^+$  como los dos primeros miembros de una banda fuertemente desacoplada  $K = \frac{1}{2}^+$  [431] en el marco del modelo de Nilsson.

Demostaron además que los isómeros previamente descubiertos a 829 keV en el  $^{115}\text{In}$  y 660 keV en el  $^{117}\text{In}$  (Ver Fig. 16) son poblados por transiciones E2 fuertemente incrementadas y decaen por transiciones E1 anormalmente atenuadas. Este resultado sugiere una diferencia de estructura sustancial entre esos estados de paridad positiva y los de paridad negativa más bajos ( $1/2^-$  y  $3/2^-$ ). La hipótesis de una deformación importante en estos núcleos se consolidó a partir de la medición del momento dipolar magnético<sup>58</sup> y cuadrupolar estático<sup>59</sup> del nivel  $3/2^+$  a 829 keV.

Más tarde Phandaripande *et al.*<sup>60</sup> sugirieron la existencia de otros tres miembros de esa banda en el  $^{117}\text{In}$  y posteriormente Mc Donald *et al.*<sup>61</sup> y Fogelberg *et al.*<sup>62</sup> también observaron estados deformados similares en el  $^{119}\text{In}$  y en el  $^{121}\text{In}$  respectivamente.

Siguiendo el comportamiento sistemático del miembro más bajo de la mencionada banda, el nivel  $\frac{3}{2}^+$  (Ver Fig. 16), se

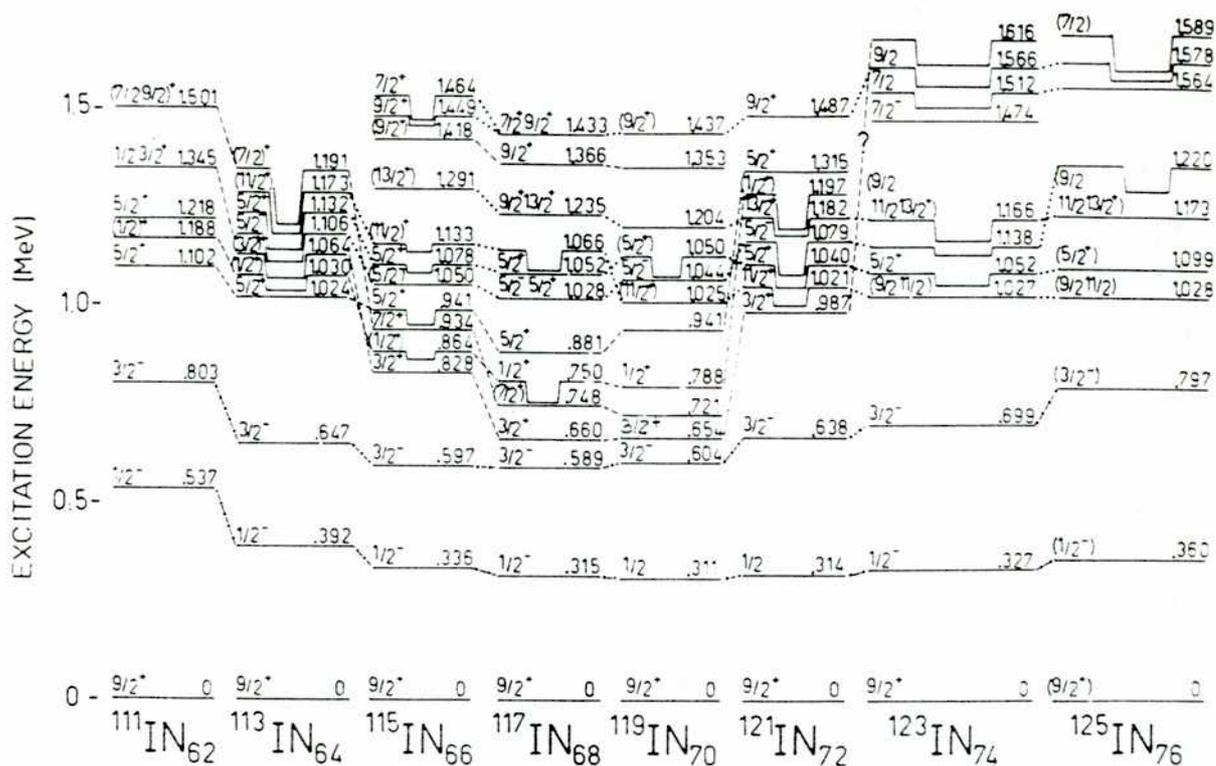


FIGURA 16 Sistemática de los niveles de baja energía en los isótopos de In de masa impar desde A=111 hasta A=121. Los datos para el <sup>123</sup>In y el <sup>125</sup>In se deducen en el presente trabajo.

----- estados de partícula independiente (agujero de protones  $(1g_{9/2})^{-1}$ ,  $(2p_{1/2})^{-1}$  y  $(2p_{3/2})^{-1}$ ).

..... estados pertenecientes al multiplete  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+(Sn); J^+ \rangle$

----- estados rotacionales deformados.

puede observar que alcanza un mínimo de energía en los isótopos  $^{117}\text{In}$  y  $^{119}\text{In}$  a  $\approx 660$  keV en ambos núcleos; se incrementa 333 keV al pasar al  $^{121}\text{In}$  y se espera que esta tendencia continúe para los isótopos más pesados. Este comportamiento sugiere un aumento de rigidez cuando el número de neutrones se aproxima a la capa cerrada  $N=82$ . Esta hipótesis debiera ser verificada experimentalmente.

### c) Otros experimentos

Aparte del  $^{115}\text{In}$ , también se midieron el momento dipolar magnético y el cuadrupolar eléctrico en el  $^{117}\text{In}^{63,59}$ , y las vidas medias para los niveles de bajo espín pertenecientes a la banda rotacional desde el  $^{111}\text{In}$  hasta el  $^{119}\text{In}^{64,65}$ .

Una extensa revisión de la bibliografía asociada con los trabajos realizados en los isótopos impares de In se puede consultar en la Ref. 66.

## I.2 Antecedentes Teóricos

Para explicar la estructura nuclear de los isótopos impares de In se utilizaron dos modelos diferentes: por un lado un modelo de acoplamiento fuerte entre el agujero de protones  $(1g_{9/2})^{-1}$  con el carozo de Sn (esférico), por otra parte se hicieron descripciones basadas en el modelo de Nilsson (deformado).

Las excitaciones de partícula independiente (agujero de protones en la capa  $Z = 50$ )  $(1g_{9/2})^{-1}$ ,  $(2p_{1/2})^{-1}$  y  $(2p_{3/2})^{-1}$  y el multiplete vibracional  $|(1g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+(\text{Sn}); J M \rangle$  se entienden claramente y la mayoría de los cálculos realizados con el modelo de acoplamiento fuerte resultaron satisfactorios<sup>67-72</sup>.

Sin embargo subsistían ciertos problemas no explicados, a saber:

- a) la existencia de niveles de baja energía ( $\cong 1$  MeV) de paridad positiva  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ , ...,  $9/2^+$  entremezclados con los miembros del multiplete,
- b) entre esos niveles se determinaron transiciones E2 fuertemente incrementadas ( $1/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+ \cong 100$  Wu) y ( $7/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+ \cong 55$  Wu) en el  $^{115}\text{In}$ ,
- c) los cálculos no reproducían bien los resultados obtenidos en las mediciones de los momentos cuadrupolares ni los estados poblados en reacciones de "stripping" que tenían un fuerte carácter de partícula 1p-2h.

Estos argumentos apuntan hacia la existencia de estados intrusos, o sea niveles de excitación de partícula independiente por encima de la capa de protones  $Z = 50$  que por causa de la deformación y de la clausura imperfecta de esa capa, bajan lo suficiente y se mezclan con los estados de diferente paridad y baja energía (esencialmente de agujero de protones) en la subcapa entre  $Z = 28-50$ .

El modelo unificado de Heyde *et al.*<sup>66,73,74,75</sup> es el único que tiene en cuenta dichos estados y consigue explicar los estados intrusos y deformados sin recurrir al modelo rotacional. En particular demuestra que en los  $^{115,117}\text{In}$ , los estados de paridad positiva (que no pertenecen al multiplete) son estados rotacionales montados sobre los estados intrusos  $2d_{5/2}$  y  $1g_{7/2}$ .

Una discusión detallada de la coexistencia de forma, usando energía potencial de partícula independiente, fue hecha por Dietrich *et al.*<sup>76</sup> para explicar los estados rotacionales en todos los isótopos desde  $A = 111$  hasta  $A = 121$ . La mayor dificultad consiste en los valores irrealistas de los parámetros de desacoplamiento que obtiene en el intento de ajustar las energías experimentales de los niveles como si pertenecieran a 1 sola banda rotacional montada sobre el estado de Nilsson deformado  $1/2^+$  [431].

### I.3 Antecedentes en los núcleos $^{123}\text{In}$ y $^{125}\text{In}$

En el momento de comenzar el presente trabajo los datos experimentales sobre el isótopo  $^{129}\text{In}$  eran muy escasos. Los únicos antecedentes eran el trabajo de Weiffenbach y Tickle<sup>48</sup> que determinaron únicamente el estado fundamental ( $0/2^+$ ) y las energías y espines de los dos primeros estados excitados a 340 keV ( $1/2^-$ ) y 700 keV ( $3/2^-$ ). No existía información sobre los niveles de excitación en el  $^{125}\text{In}$ . Los núcleos precursores  $^{129,125}\text{Cd}$  eran desconocidos y por lo tanto no se habían realizado estudios de decaimiento.

La sistemática de los isótopos de masa impar de Cd desde A=113 hasta A=121 (Fig. 17) muestra que existen dos isómeros que decaen  $\beta^-$  poblando niveles en los respectivos núcleos de In: uno de ellos, normalmente el estado fundamental, con espín y paridad  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$ ; el otro, un estado metaestable, con espín y paridad  $\frac{11}{2}^-$ .

Simultáneamente con el desarrollo de los experimentos que se describen en el presente trabajo, H.Mach et al.<sup>77</sup> reportaron dos vidas medias para dos diferentes modos de decaimientos en el  $^{129}\text{Cd}$  y en el  $^{125}\text{Cd}$ . Los valores experimentales obtenidos son:  $2.11 \pm 0.06$  s para el  $^{129}\text{Cd}^g$  (estado fundamental) y  $1.88 \pm 0.06$  s para el  $^{129}\text{Cd}^m$  (estado metaestable),  $0.64 \pm 0.03$  s para el  $^{125}\text{Cd}^g$  (estado fundamental) y  $0.66 \pm 0.03$  s para el  $^{125}\text{Cd}^m$  (estado metaestable). Aclaran que dentro de sus errores experimentales los valores de las vidas medias medidas para los decaimientos del  $^{129}\text{Cd}$  y del  $^{125}\text{Cd}$  eran prácticamente iguales y por lo tanto no existía una fuerte evidencia experimental que confirmara la presencia de dos isómeros en esos núcleos. Sin embargo, afirman poseer datos de rayos  $\gamma$  y de baja energía en espectros simples y de coincidencias (no publicados) que revelan la existencia de dos conjuntos de niveles con muy pocas transiciones que los conectan y que

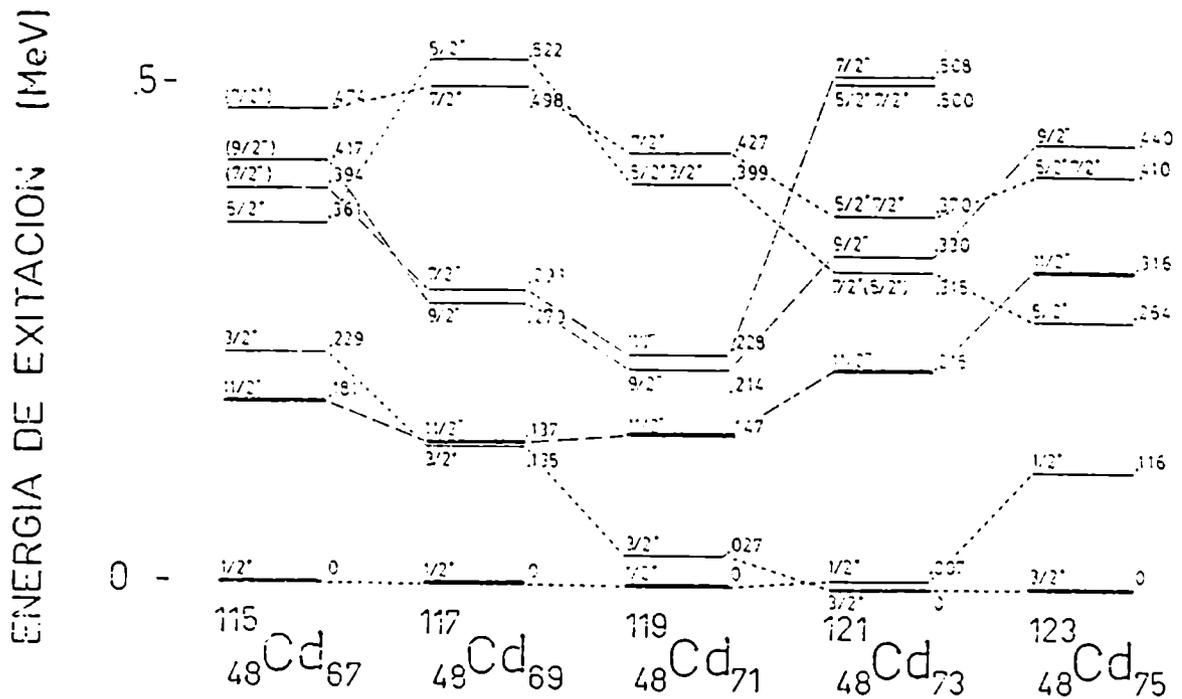


FIGURA 17 Sistemática de los niveles de baja energía de los isótopos impares de Cd desde A=115 hasta A=123. Los niveles correspondientes al  $^{123}\text{Cd}$  se obtuvieron de la ref. 85. Se destacan el nivel fundamental y el estado isomérico en cada núcleo.

sustentan la hipótesis de dos estados de alto espín que decaen  $\beta$  en ambos casos.

Por otra parte P.Hoff *et al.*<sup>78</sup> presentan esquemas de decaimiento en el  $^{129,125}\text{Cd}$  y esquemas de niveles en los  $^{129,125}\text{In}$  pero en contraste con<sup>77</sup> no encontraron evidencia de isomerismo en los decaimientos del  $^{129}\text{Cd}$  y  $^{125}\text{Cd}$ . Esta situación plantea una controversia clara, no sólo con respecto a los modos de decaimiento en los núcleos  $^{129,125}\text{Cd}$  sino también en la asignación de los espines y paridades en los núcleos  $^{129,125}\text{In}$ , las cuales se basan (entre otros argumentos) en el espín y la paridad del estado que alimenta aquél cuyo espín y paridad se está asignando.

En este trabajo se presenta evidencia experimental que confirma la existencia de estados metaestables de alto espín y paridad negativa en los  $^{129,125}\text{Cd}$  poblando niveles en los  $^{129,125}\text{In}$  y por lo tanto los espines y paridades de los esquemas de niveles que se proponen son bien diferentes de los de la Ref. 78.

## II. OBJETIVOS

De acuerdo con lo discutido al final de la sección I. los objetivos propuestos para esta segunda parte del trabajo son:

- 1.- Estudiar el decaimiento  $\beta^-$  de los núcleos precursores  $^{129}\text{Cd}$  y  $^{125}\text{Cd}$ , en particular la existencia de isómeros de alto espín y paridad negativa; medir sus vidas medias y establecer sus esquemas de decaimiento (identificar las transiciones  $\gamma$  asociadas con cada uno de los modos de decaimiento). La confirmación o no de la existencia de estados metaestables de alto espín que decaen  $\beta^-$  en los isótopos  $^{129,125}\text{Cd}$  posibilitaría resolver la controversia planteada anteriormente.
- 2.- Construir los esquemas de niveles del  $^{123}\text{In}$  y del  $^{125}\text{In}$ , asignar espines y paridades e inferir multipolaridades de las transiciones  $\gamma$  más importantes.
- 3.- Tratar de interpretar teóricamente las propiedades más importantes de su estructura nuclear.
- 4.- Investigar la posibilidad de existencia de estados intrusos deformados, en particular verificar si la hipótesis del decrecimiento de la deformación cuadrupolar con el aumento del número de neutrones (por encima de la mitad de la capa) se cumple al extender la sistemática de los núcleos de In más allá de  $A = 121$ .

### III. TECNICAS EXPERIMENTALES

#### III.1 Generalidades

Los núcleos  $^{129}\text{In}$  y  $^{125}\text{In}$  fueron estudiados a través del decaimiento del  $^{129}\text{Cd}$  y del  $^{125}\text{Cd}$  respectivamente. Las muestras radiactivas de los isóbaros 123 y 125 fueron obtenidas con el sistema descrito en la primera parte de este trabajo. Ambos núcleos se estudiaron utilizando métodos espectroscópicos convencionales. Estas técnicas incluyen adquisición y análisis de espectros simples de radiación  $\gamma$  y espectros de coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$ . Para efectuar mediciones de vidas medias de transiciones electromagnéticas se desarrolló la técnica de adquisición y análisis de espectros multiseuenciados.

En la Figura 18 se muestra esquemáticamente el arreglo experimental usado en las diferentes irradiaciones que aportaron datos para esta parte del trabajo.

Las características de los dos detectores de Ge ubicados próximos al punto de acumulación de actividad son: Det. 1 FWHM = 1.95 keV\*, eficiencia relativa = 40 %\* y rango de energía útil 40 keV-8 MeV; Det. 2 FWHM = 2.00 keV\*, eficiencia relativa = 30 %\* y rango de energía útil = 3 keV-8 MeV. Ambos detectores fueron blindados de la radiación ambiental como se describió en III 2 (1<sup>ra</sup> parte).

La cinta de mylar aluminizado colectora de la actividad quedó ubicada, en el extremo del colector móvil, a  $\cong 1$  cm. del Det. 1 y a  $\cong 1.5$  cm. del Det. 2, para maximizar la estadística en los espectros simples y de coincidencias.

La electrónica utilizada en todas las mediciones se muestra en el diagrama en bloques de la Fig. 19, donde se incluyen el diagrama del circuito de coincidencias y el del sistema de adquisición de espectros multiseuenciados para

\* medidas para 1.33 MeV del  $^{60}\text{Co}$ .

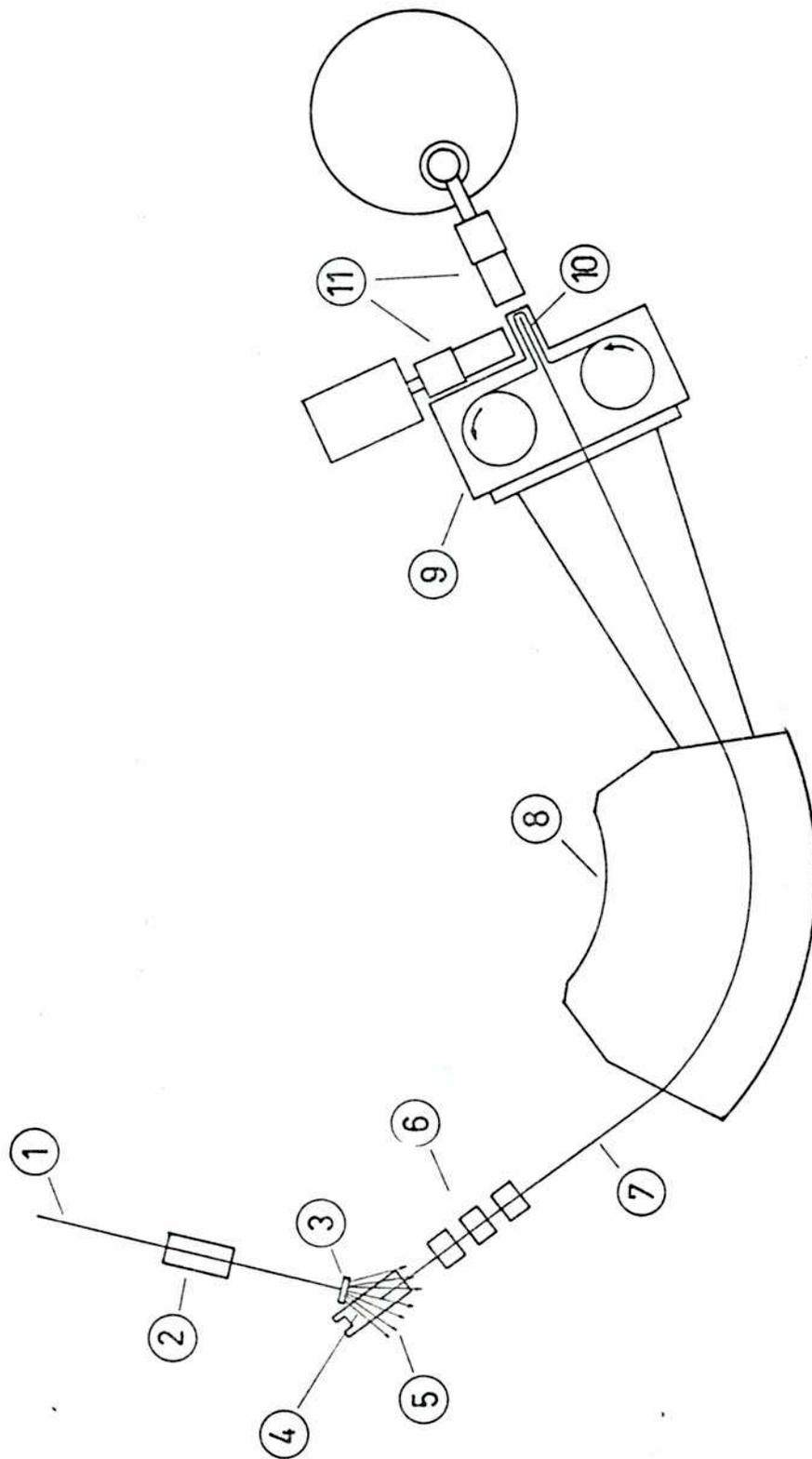


FIGURA 18 Esquema experimental usado en las diferentes irradiaciones que aportaron datos para este trabajo.

1. Haz del acelerador, 2. Cuadрупolos de enfoque, 3. Blanco de Be, 4. Fuente de iones, 5. Flujo de neutrones rápidos, 6. Lentes de enfoque, 7. Haz de productos de fisión, 8. Imán analizador, 9. Colector, 10. Cinta de Mylar aluminizado colectora de actividad, 11. Detectores de Ge.

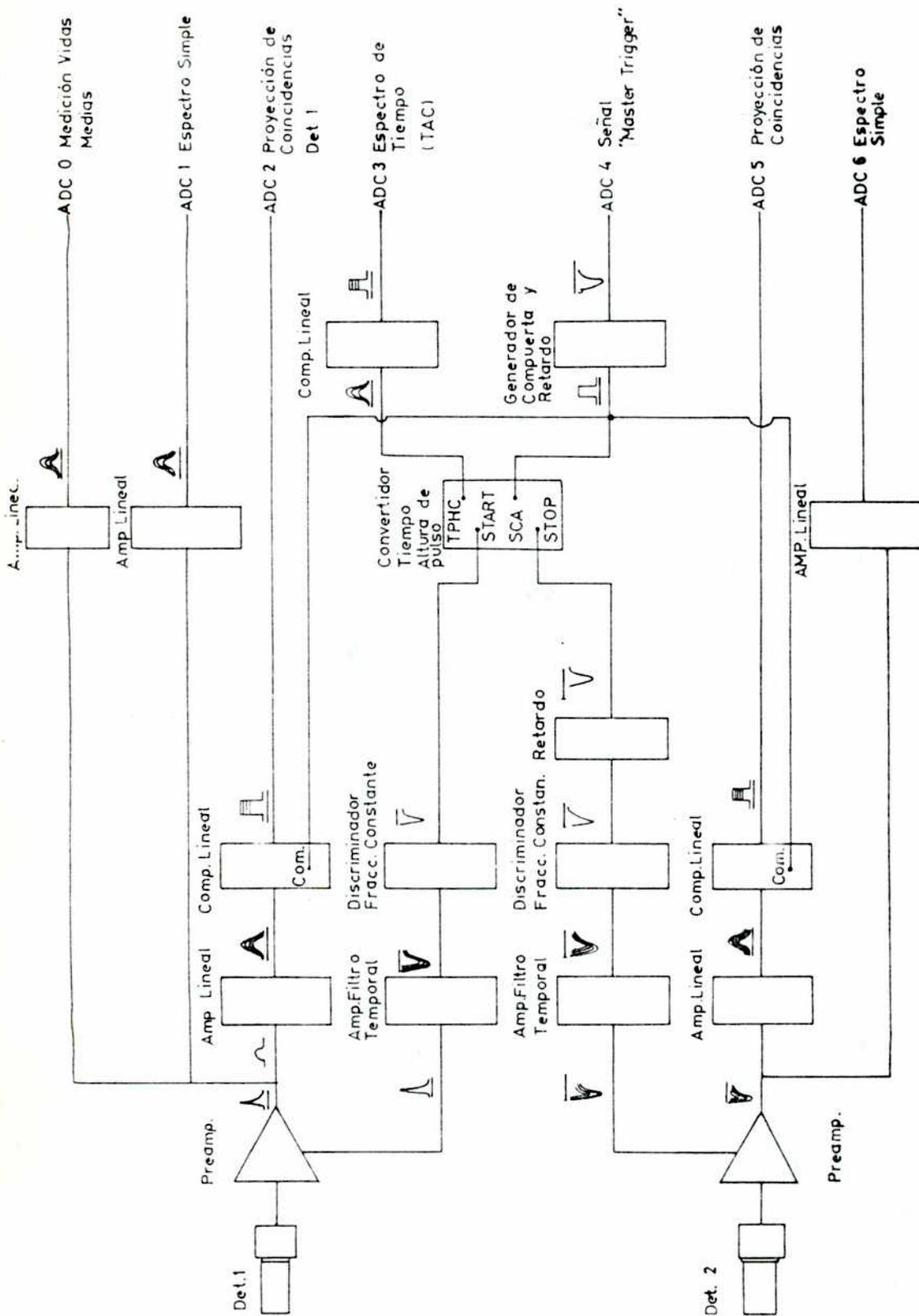


FIGURA 19 Diagrama en bloques de los circuitos electrónicos usados para la adquisición de datos.

las mediciones de vidas media.

Las señales lineales (proporcionales a la energía) amplificadas y conformadas fueron guiadas independientemente a 2 analizadores multicanales (ADC 1 y ADC 6 en la Fig. 19) conectados a dos computadoras personales programadas para la acumulación de espectros simples. La capacidad de ambos ADC era de  $\cong 10^7$  cuentas por canal y acumulaban en 8192 canales. Las ganancias de los detectores fueron ajustadas a  $\cong 0.5$  keV/canal para el Det. 1 y a  $\cong 0.3$  keV/canal para el Det. 2, de esa forma el primero podía detectar transiciones  $\gamma$  de hasta  $\cong 4$  MeV, el segundo sólo alcanzaba  $\cong 2.4$  MeV pero permitía hacer un análisis más detallado de las transiciones de baja energía y rayos X. El Det. 1 fue usado para acumulación de espectros simples, multiseuenciados y espectros de coincidencias. A partir del análisis de los espectros simples se determinaron las energías e intensidades relativas de las transiciones asociadas con cada uno de los decaimientos presentes en las masas de interés. Los espectros simples obtenidos con el Det. 2 completaron la identificación de transiciones  $\gamma$  de baja energía y rayos X característicos, pero se usó fundamentalmente para acumular espectros de coincidencias. Los espectros simples eran transferidos a una computadora VAX-11-80 donde se realizó el análisis "off-line".

Las señales temporales eran amplificadas, conformadas, y filtradas por un discriminador de fracción constante antes de ser guiadas hacia el conversor de tiempo-amplitud de pulso (TAC). Las señales de energía eran habilitadas por una compuerta lineal que a su vez era habilitada por un generador de señal de habilitación y retardo (GDG) cuando se producía un evento de coincidencia en el TAC. La resolución temporal del sistema varió en los diferentes experimentos entre un mínimo de 20 ns hasta un máximo de 100 ns. Las coincidencias fueron acumuladas evento por evento en cintas magnéticas por un sistema acoplado con una computadora Digital PDP-11-34. El

análisis posterior producía tres espectros, los espectros de coincidencia de cada detector (proyecciones) y el espectro del TAC. El análisis de los espectros de coincidencia también fue realizado "off-line".

*a) Espectros simples.*

En los estudios de decaimiento como el que se describe aquí el primer problema que se debe resolver es la identificación de las transiciones presentes en los espectros acumulados en las cadenas isobáricas (en este caso  $A = 123$  y  $125$ ), determinar sus energías e intensidades relativas y su pertenencia a los diferentes decaimientos. La Figura 20 a y b exhibe los diferentes decaimientos presentes en cada masa (sólo para los núcleos ricos en neutrones) y las vidas medias medidas para cada uno de ellos hasta el momento de comenzar este trabajo.

En este caso existía una complejidad adicional que consistía en determinar las transiciones pertenecientes a cada uno de los diferentes modos de decaimiento propuestos para el  $^{123}\text{Cd}$  y el  $^{125}\text{Cd}$ .

El método empleado consiste en acumular un conjunto de espectros simples tales que la actividad de los núcleos sea marcadamente diferente en cada uno de ellos. En la práctica esto se logra acumulando diferentes espectros desplazando el colector a intervalos convenientes o bien moviéndolo en forma continua con diferentes velocidades. De esta forma se logra alejar la actividad recogida y dejar que se acumule otra nueva en el punto más cercano a ambos detectores. Para ello se debe tener en cuenta la vida media de cada elemento (o de cada estado isomérico) y sus relaciones parentales, de forma tal de favorecer la actividad del que sea de interés frente a los otros presentes. Esta es una técnica generalizada en los estudios de decaimiento y se hizo referencia a ella en II.3° d (1<sup>ra</sup> parte) como un método selectivo en Z en sistemas

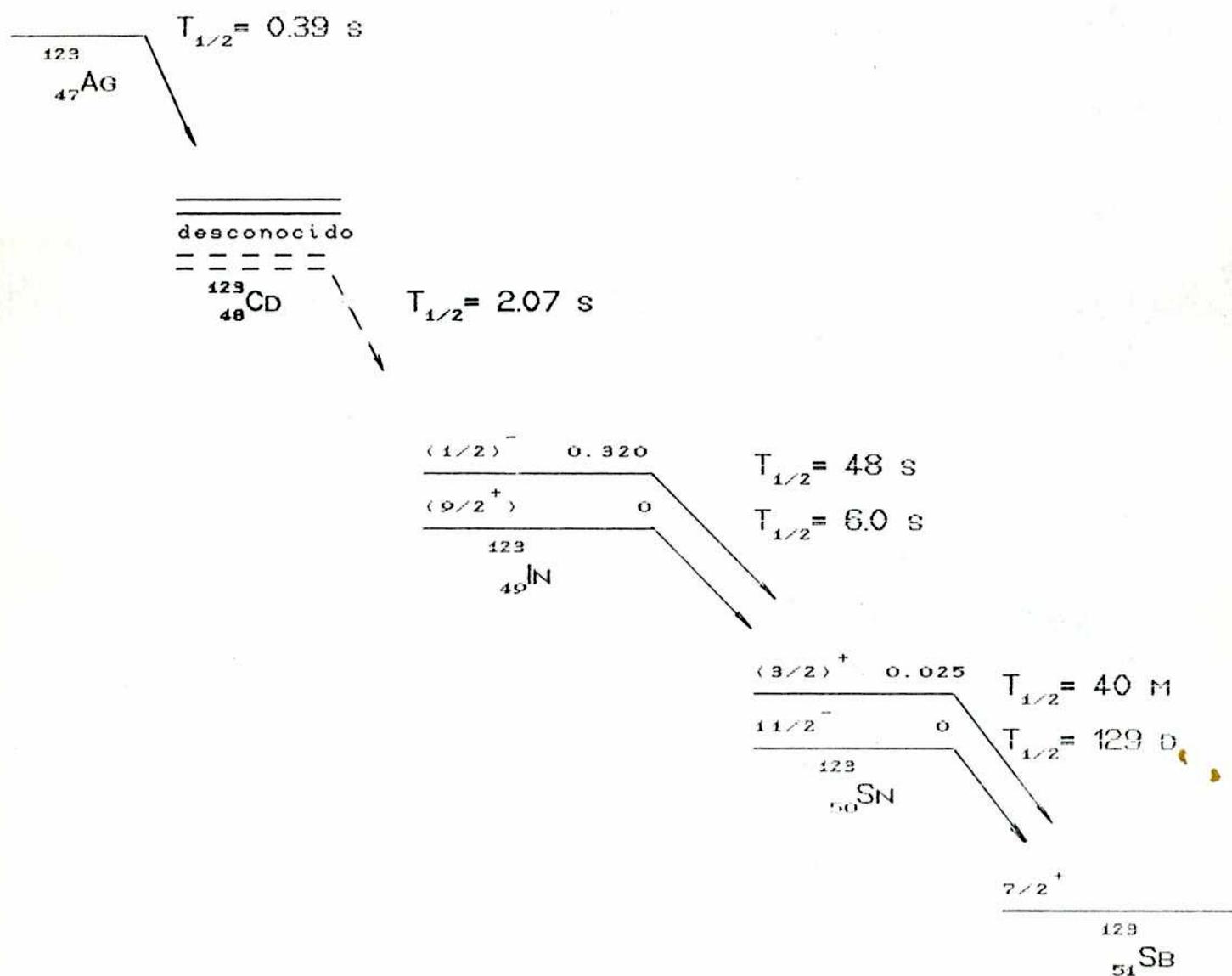


FIGURA 20 a Decaimiento de los diferentes isótopos pertenecientes a la cadena isobárica  $A = 123$ . (Ref. 79). Las transiciones  $\gamma$  y pertenecientes a los decaimientos del  $^{123}\text{In}$  y del  $^{123}\text{Sn}$  se pueden consultar en la Ref. 42.

desconocido

-----  
-----

$^{125}_{48}\text{Cd}$

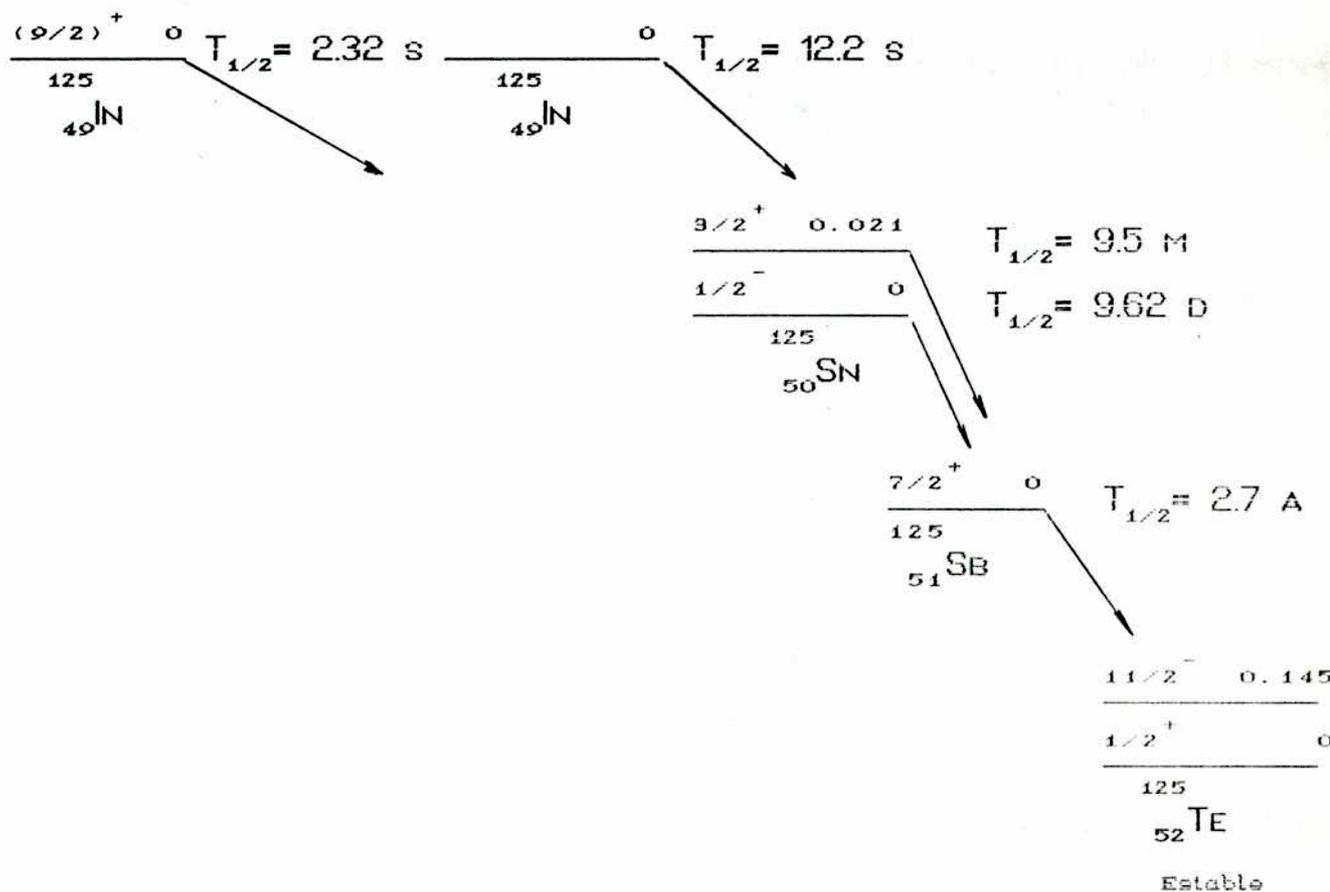


FIGURA 20 b Decaimiento de los diferentes isótopos pertenecientes a la cadena isobárica  $A = 125$  (Ref. 79). Las transiciones  $\gamma$  y pertenecientes a los decaimientos del  $^{125}\text{In}$ ,  $^{125}\text{Sn}$  y  $^{125}\text{Sb}$  se pueden consultar en la Ref. 42.

ISOL.

Para ilustrar el método se da un ejemplo en la Figura 21, los detalles pueden consultarse en la Ref. 24.

#### *b) Espectros de coincidencias*

Para la construcción de los esquemas de niveles nucleares es necesario conocer la secuencia temporal de decaimiento de las diferentes transiciones correspondientes a un núcleo determinado. La técnica usual es determinar coincidencias  $\gamma$ - $\gamma$ , que consiste en registrar y analizar evento por evento las energías de dos rayos  $\gamma$  cuya diferencia temporal de arribo a cada uno de los detectores es  $\leq$  que un cierto intervalo de tiempo  $\Delta t$  predeterminado.

El esquema del circuito utilizado se muestra en la Figura 19.

El análisis de los espectros consiste en calibrar en energía los espectros de coincidencias simples (proyecciones) y colocar ventanas en transiciones específicas para obtener el espectro resultante de las transiciones en coincidencia temporal con aquellas usadas como ventanas. Este análisis se realizó "off-line" utilizando el código WC<sup>10</sup>.

#### *c) Espectros multisequenciados.*

Esta técnica adquiere una relevancia específica en este trabajo para medir la vida media de los diferentes isómeros y para diferenciar las transiciones  $\gamma$  pertenecientes a los diferentes modos de decaimiento de los mismos.

El método consiste en acumular una serie de espectros sucesivos, cada uno de ellos de duración predeterminada por la vida media que se intenta medir, a partir de un instante dado y siguiendo una secuencia específica de colección de actividad-acumulación. En nuestro caso particular la secuencia completa comprende las siguientes etapas:

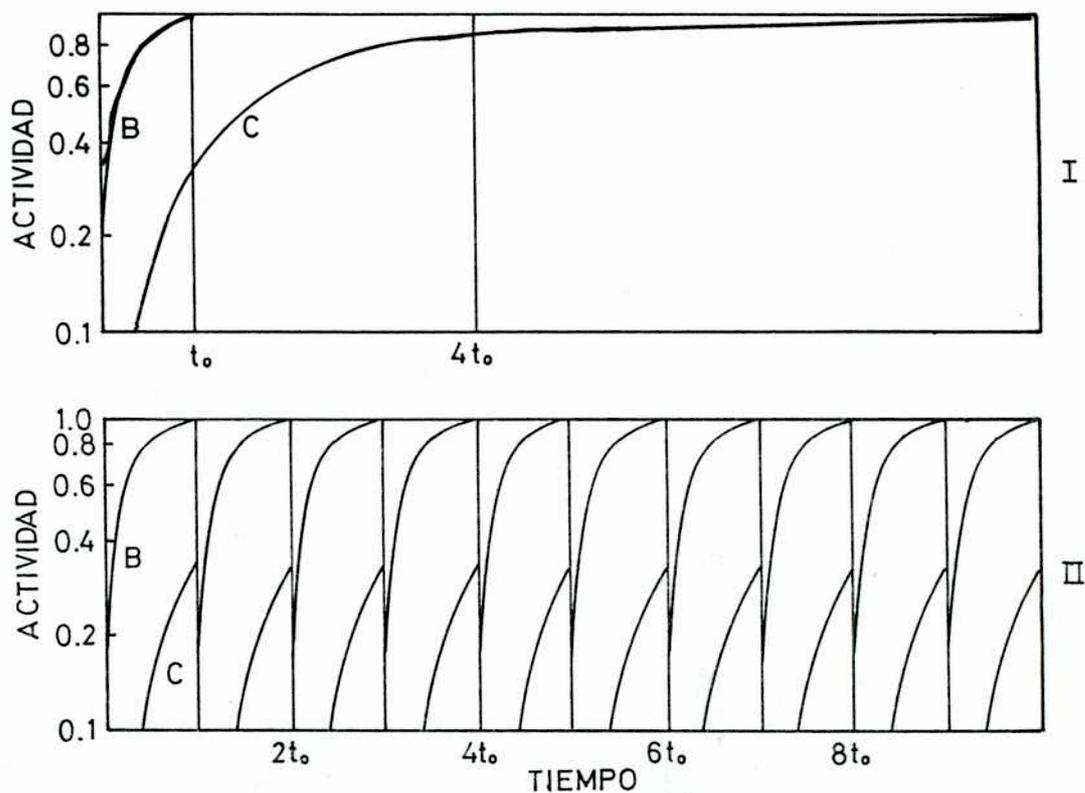
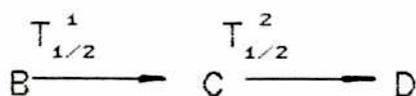


FIGURA 21 Efecto de un colector móvil sobre las actividades registradas por un detector próximo al punto de colección del isóbaro seleccionado. Se supone que el núcleo cabeza del decaimiento B tiene una vida media ( $T_{1/2}^1$ )  $\cong$  5 veces menor que la de su hijo C ( $T_{1/2}^2$ ). Desplazando el colector a intervalos fijos  $t_0$  la actividad asociada al núcleo hijo se mantiene siempre apreciablemente menor que la del núcleo padre (II). Manteniéndolo fijo las actividades difieren sólo 10 % al cabo de  $4 t_0$ .

1° El haz que contiene la masa radiactiva está enfocado sobre el colector durante un intervalo de tiempo  $\tau_1 \gg T_{1/2}$  siendo  $T_{1/2}$  la vida media que se quiere determinar. Usualmente  $\tau_1 \cong 10 T_{1/2}$  de forma que la actividad alcance el nivel de saturación.

2° El haz es electrostáticamente deflectado y simultáneamente se acumulan 8 o 16 espectros sucesivos cada uno de duración  $\tau_2 \ll T_{1/2}$  ( $T_{1/2} \cong 5 \tau_2$ ) siendo despreciable el intervalo de tiempo transcurrido entre el fin de la acumulación de uno y el comienzo de la acumulación de otro.

3° Se mueve el colector de forma que la masa quede lo suficientemente alejada del Det. 1 como para no influir en las acumulaciones del ciclo siguiente.

4° El haz es reenfocado para comenzar un nuevo ciclo.

El número de ciclos es directamente proporcional a la estadística de los espectros obtenidos. Estadísticas pobres son la mayor fuente de error en la determinación de la vida media. Normalmente se acumulan del orden de  $10^3$ - $10^4$  ciclos en una irradiación de  $\cong 12$  horas, obteniéndose espectros en los cuales las áreas de los picos más intensos tienen  $\cong 10^3$  cuentas en el último de los espectros secuenciales. De esa forma se disminuye sustancialmente el error estadístico a valores menores que 3 % del área del pico.

Los espectros son acumulados en un analizador multicanal (Intertechnique BA163 en la Figura 22) con un ADC de 4096 canales (ADC 0 en la Figura 19) el cual, para las mediciones secuenciadas, se dividió en 8 regiones de 512 o 16 de 256 canales cada una respectivamente. Los espectros son automáticamente grabados en cinta magnética y posteriormente analizados off-line. El sistema de deflexión y enfoque del haz y la señal de arranque para el multicanal se comanda por un módulo electrónico acoplado a un medidor de tiempo diferencial que permite seleccionar el intervalo de duración de los espectros sucesivos en el rango 50 ms hasta 10 s. El sistema utilizado se muestra esquemáticamente en la

Figura 22. Básicamente, el controlador genera una señal de arranque, la cual por un lado defleca electrostáticamente el haz y por otra parte pone en marcha el reloj (Intertechnique HC 41 en la Figura 22) el cual a su vez habilita el avance de cada región de acumulación en el APC. Simultáneamente la señal de inicio de acumulación habilita la adquisición de datos hasta el fin del ciclo de acumulación. El controlador entrega entonces la señal de avance del colector móvil (el tiempo de avance se establece previamente), cuando este finaliza su movimiento se vuelve a deflecar el haz para re-enfocarlo en la posición de acumulación hasta que finaliza y da comienzo el ciclo siguiente.

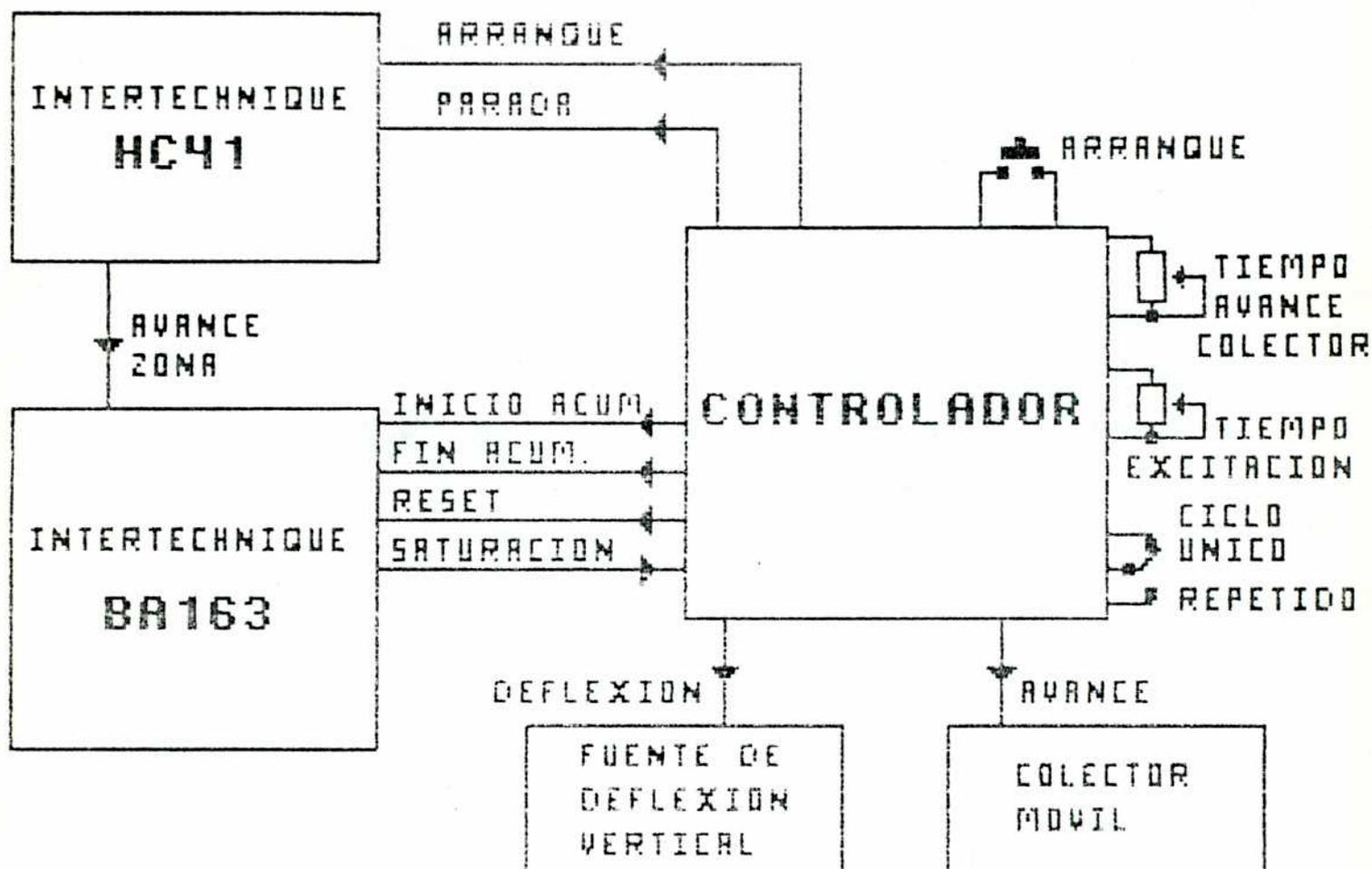


FIGURA 22 Sistema de control de deflexión del haz y de acumulación de espectros secuenciados.

## IV. RESULTADOS EXPERIMENTALES

### IV. 1 Mediciones efectuadas en la masa 123.

#### *a) Calibraciones de energía*

El método utilizado para calibrar en energía los espectros simples y de coincidencias obtenidos de la masa 123, consistió en acumular un espectro de dicha masa (con el colector fijo) simultáneamente con un conjunto de fuentes radiactivas patrones. Del análisis del espectro se obtuvo una curva de calibración y las energías de un conjunto de picos pertenecientes a los diferentes decaimientos presentes (normalmente los más intensos) que constituyen un grupo de patrones secundarios. A partir de estos se calibraron los demás espectros simples y de coincidencias.

Las fuentes patrones utilizadas y sus energías se detallan en la Tabla VII.

El análisis del espectro de calibración se efectuó con el código SAMPO<sup>81</sup> a partir del cual se determinaron los centroides y las áreas de los picos de calibración y aquéllos seleccionados como patrones secundarios. El código utiliza para el ajuste una gaussiana y dos exponenciales para los flancos de baja y alta energía respectivamente.

Los ajustes de las centroides y energías se realizaron con el código CALIB<sup>82</sup>, basado en el método de cuadrados mínimos. Se confirmó que un ajuste lineal no era suficiente para producir una calibración adecuada por lo que se agregaron términos de segundo y tercer orden. En la Tabla I A del apéndice 1 se dan los centroides y las energías calculadas con un ajuste lineal y con un ajuste realizado con un polinomio de grado 3. Dicha tabla también contiene los coeficientes de las funciones de ajuste.

En la Figura 23 a se grafica la alinealidad del sistema

TABLA VII. Fuentes patrones sus energias, errores y actividades usadas en la calibracion de energia de los espectros de las masas 123 y 125.

TABLA VII			
Fte.	Energia [keV]	Error [keV]	Actividad [μCi]
<sup>241</sup> Am	59.537	.001	50.0
<sup>57</sup> Co	122.061	.001	27.6
	136.474	.001	
<sup>133</sup> Ba	80.999	.004	1.0
	302.858	.005	
	356.014	.009	
<sup>137</sup> Cs	661.662	.003	10.0
<sup>60</sup> Co	1173.238	.015	3.6
	1332.514	.018	
<sup>22</sup> Na	1274.545	.017	5.0
<sup>24</sup> Na	1368.643	.020	*
	1732.027	.040	#
	2243.031	.040	#
	2754.034	.038	*

\* Esta fuente se obtuvo a partir de una muestra de Al irradiada con neutrones durante uno de los experimentos; no se midió su actividad.

# Fotopicos correspondientes al doble y simple escape de la transición γ de 2754.034 keV.

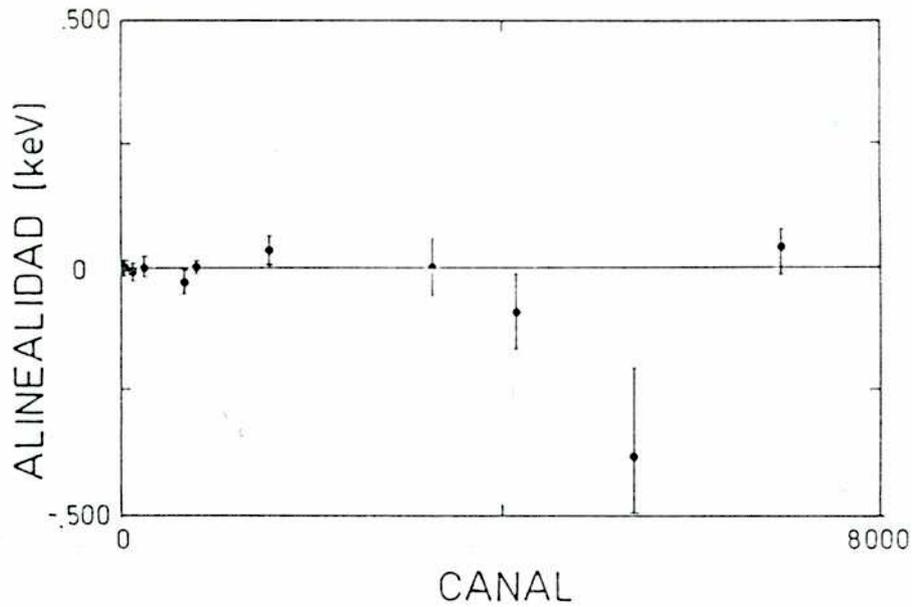


FIGURA 23

a Alinealidad del ADC del sistema de adquisición de espectros simples asociado con el Det. 1 obtenida del espectro de calibración de energía de la masa 123.

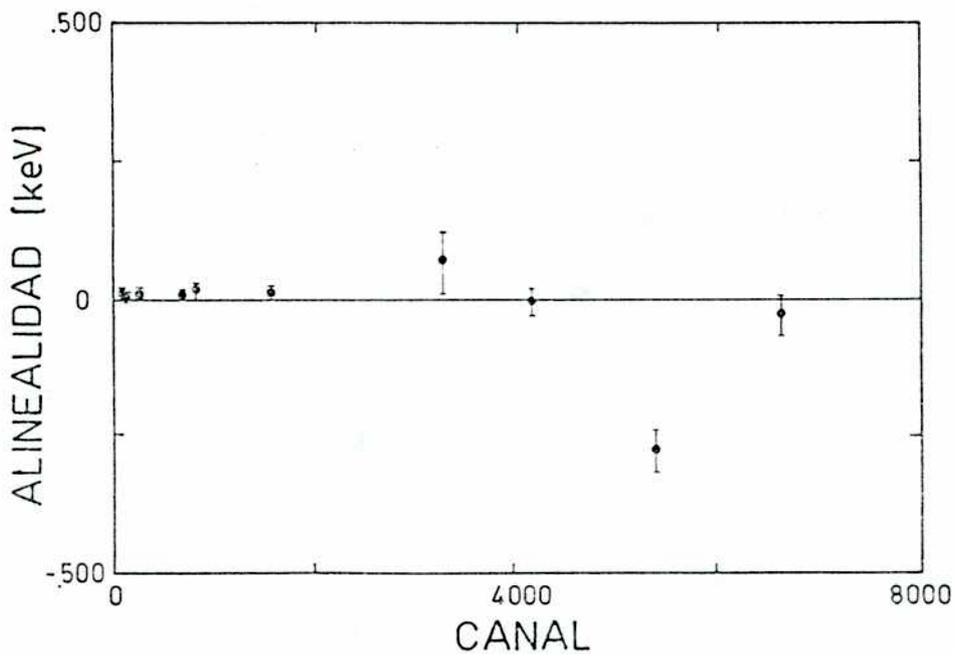


FIGURA 23

b Alinealidad del ADC del sistema de adquisición de espectros simples asociado con el Det. 1 obtenida del espectro de calibración de energía de la masa 125.

en función del número de canal para el espectro de calibración de la masa 123. Se puede observar que para  $\cong 6500$  canales ( $\cong 3$  MeV) esta varía en un rango de  $\cong 0.8$  keV que es razonablemente bueno. El error de alinealidad promedio para todo el rango de energías es  $\cong 0.1$  keV.

En la Tabla VIII se observan los centroides y las energías calculadas. Para comparación en la última columna se dan los valores de energía de aquellos picos previamente conocidos tomados de la Ref. 42. Se puede observar que el acuerdo es razonablemente bueno.

#### *b) Calibraciones de eficiencia*

Para determinar las intensidades relativas de las transiciones  $\gamma$  en esta masa (y en la masa 125) se calibró en eficiencia el Det. 1 usando el método descrito en la ref. 83. Este se basa en la medición en línea de la actividad del isóbaro  $A = 138$  en las mismas condiciones que cuando se obtienen los espectros simples de las masas. Tiene la ventaja que, de esa manera, se eliminan los errores derivados de consideraciones geométricas (respecto de mediciones con fuentes patrones). Una desventaja es que el rango de validez de la calibración es 200 keV-2500 keV y por lo tanto ésta debe completarse en la región de baja energía y extrapolarse para energías mayores de 2.5 MeV. En el rango de energía 50 - 250 keV la curva de calibración se completó con mediciones "off-line" usando fuentes calibradas de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{57}\text{Co}$  y  $^{139}\text{Ba}$ .

Los espectros fueron analizados con el código SAMPO<sup>81</sup> y los ajustes de los datos experimentales se realizaron con los códigos LINFIT, POLFIT Y CURFIT.<sup>84</sup> La función ajustada es:

$$\epsilon = A_1 [ E^{A_2} + A_3 e^{(A_4 E)^{81}} ]$$

TABLA VIII. Cálculo de las energías en keV de los patrones secundarios correspondientes a la masa 123. El polinomio de ajuste se da en la Tabla | A del apéndice.

TABLA VIII

Centroide	error	Energía Ajustada	error	Energía <sup>&amp;</sup>	error
[Canal]	[Canal]	[keV]	[keV]	[keV]	[keV]
177.17	.05	125.88	.022	125.8	0.1
246.56	.01	160.45	.020	160.3	0.1
668.25	.01	371.29	.023		
782.41	.05	428.42	.103		
1163.04	.05	618.74	.053	618.8	0.3
1617.47	.05	845.81	.054	845.5	0.3
1795.82	.05	935.18	.055		
1965.14	.03	1019.79	.056	1019.7	0.2
1980.54	.05	1027.50	.056		
2030.21	.05	1052.33	.057		
2186.98	.03	1130.68	.034	1130.5	0.2
2257.42	.03	1165.89	.031		
2406.68	.05	1240.48	.035		
2873.40	.04	1473.75	.080		
2950.07	.05	1511.94	.091		
3315.68	.06	1694.65	.117		
4132.31	.05	2102.68	.095		
5131.98	.05	2602.13	.130		

& Valores obtenidos de la Ref. 42.

siendo  $\epsilon$  la eficiencia,  $E$  la energía y  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  y  $A_4$  los parámetros a ajustar.

En la Figura 24 se muestra la curva de calibración obtenida y se dan los valores de los parámetros calculados. La incerteza en la determinación de intensidad es del 10 % para energías menores que 200 keV y 5 % en el rango 200 keV-2.5 MeV. Por encima de 2.5 MeV se estimó en un 10 %.

### *c) Identificación de transiciones y*

Del análisis de la Figura 20 a se deduce que en la masa 123 se deben identificar tres familias de transiciones: las que pertenecen al decaimiento de la  $^{123}\text{Ag}$  al  $^{123}\text{Cd}$  y las dos familias asociadas con los decaimientos del  $^{123}\text{Cd}$  al  $^{123}\text{In}$ . Las energías de las demás transiciones conocidas se obtuvieron de la Ref. 42.

La mayor dificultad fue determinar una secuencia de movimiento adecuada del colector móvil que incrementara la actividad de uno de los dos isómeros del  $^{123}\text{Cd}$  respecto del otro, dado que no se conocían a priori las vidas medias de sus decaimientos con precisión (sólo el orden de magnitud).

Una primera identificación parcial se obtuvo a partir de los cocientes de áreas de los picos de 4 espectros acumulados en las siguientes condiciones:

- a) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 2$  cm/s durante 12 hs. de acumulación,
- b) colector fijo durante  $\cong 4$  hs. de acumulación,
- c) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 2$  cm/s durante 5 s y detenido 1.7 s, durante 3 hs. de acumulación,
- d) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 2$  cm/s durante 2 s y detenido 1 s durante 5 hs. de acumulación.

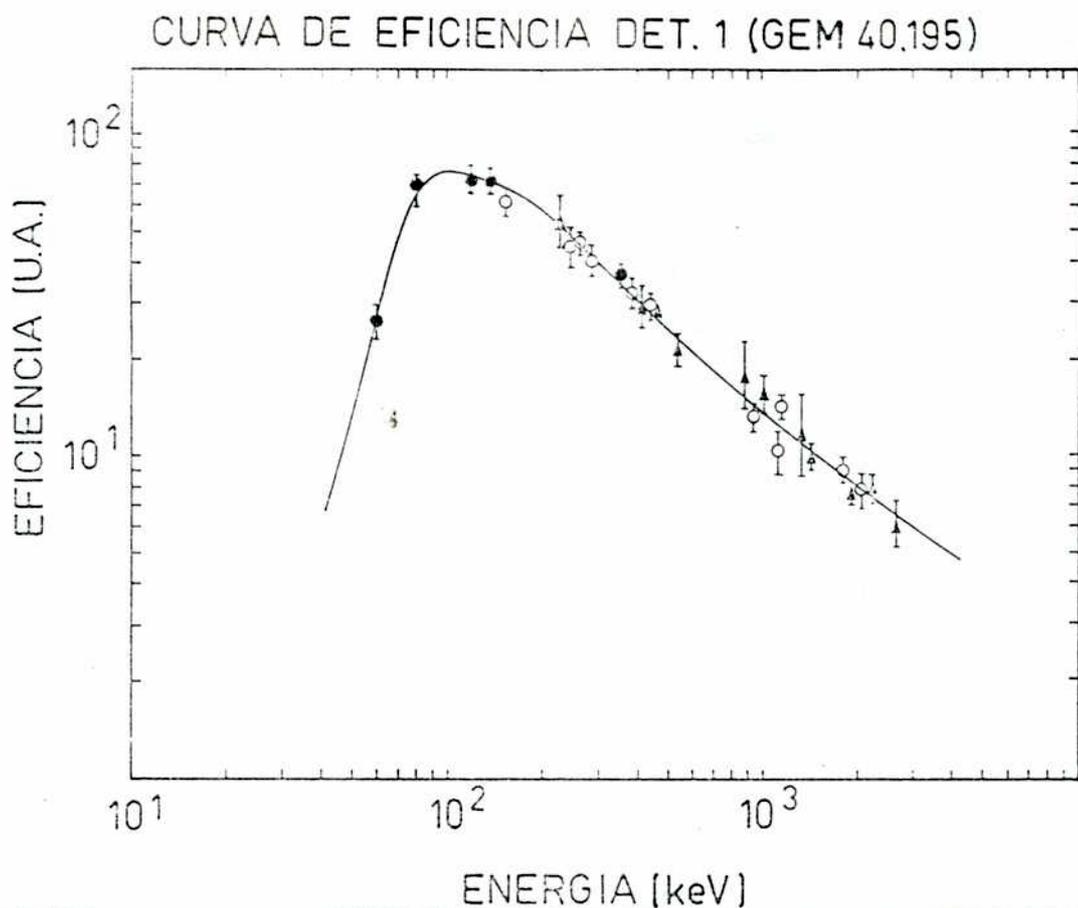


FIGURA 24 Curva de eficiencia del Det. 1. Los círculos llenos ( $\bullet$ ) representan transiciones  $\gamma$  pertenecientes a las fuentes radiactivas  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{139}\text{Ba}$  y  $^{57}\text{Co}$ . Los círculos blancos ( $\circ$ ) pertenecen al decaimiento del  $^{138}\text{Cs}$  y los triángulos ( $\blacktriangle$ ) al decaimiento del  $^{138}\text{Xe}$ . Los valores de los parámetros de la curva de ajuste son:

$$A_1 = 4919.68 \pm 10.13, \quad A_2 = -0.8301 \pm 0.0156,$$

$$A_3 = 0.1026 \pm 0.0176, \quad A_4 = -0.0523 \pm 0.0012.$$

En la Figura 25 a se muestra la parte de baja energía de un espectro típico, obtenido moviendo el colector como se describió en a). Se señalan las energías de los picos más intensos asociados con cada uno de los decaimientos en el  $^{129}\text{Cd}$ .

Esta identificación parcial se completó con el análisis de los espectros de coincidencia y los obtenidos en el modo multisequenciado, asociando rayos en coincidencia y aquéllos que tenían vidas medias semejantes. En la Tabla IX a y b se muestran las transiciones correspondientes a cada decaimiento, las intensidades relativas y la posición en el esquema de niveles (Figura 27 a y b). En la Tabla IX c se muestran las transiciones correspondientes al decaimiento de la  $^{129}\text{Ag}$  al  $^{129}\text{Cd}$ , que también fue necesario identificar.

#### *d) mediciones de Vidas Medias*

Una vez establecida una identificación positiva de los rayos  $\gamma$  más intensos pertenecientes a los dos diferentes modos de decaimiento del  $^{129}\text{Cd}$  se programaron los experimentos para determinar la vida media del  $^{129}\text{Cd}^g$  y del  $^{129}\text{Cd}^m$ , para lo cual se acumularon espectros en el modo multisequenciado en las siguientes condiciones experimentales: En una primera irradiación el intervalo de acumulación de actividad de la masa era  $\tau_1 \cong 10$  s ( $T_{1/2} \cong 2$  s) y el tiempo de acumulación de cada espectro era  $\tau_2 \cong 0.5$  s. Se obtuvieron 3500 ciclos (8 espectros de decaimiento en cada ciclo) en  $\cong 14$  hs de irradiación continua. En una segunda irradiación se obtuvieron 5200 ciclos (8 espectros cada uno) con  $\tau_1 \cong 10$  s y  $\tau_2 \cong 0.2$  s.

Los espectros obtenidos se analizaron con el código GASPAN<sup>86</sup> y para el ajuste de los datos experimentales se usaron los códigos LINFIT, POLFIT Y CURFIT<sup>84</sup>.

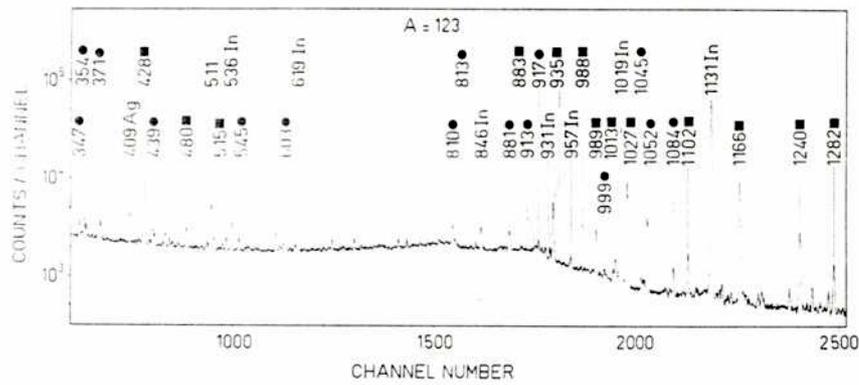


FIGURA 25 a Parte de baja energía del espectro de rayos  $\gamma$  y acumulado para el isóbaro  $A = 123$ . La acumulación se llevó a cabo moviendo el colector en forma continua como se describe en IV. 1 c) a). Los ● identifican transiciones correspondientes al decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^g$  (2.12 s) y los ■ a transiciones del decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^m$  (1.81 s). También se muestran las transiciones más importantes pertenecientes al decaimiento de la  $^{123}\text{Ag}$ , del  $^{123}\text{In}$  y del  $^{123}\text{Sn}$ . Las transiciones están en keV.

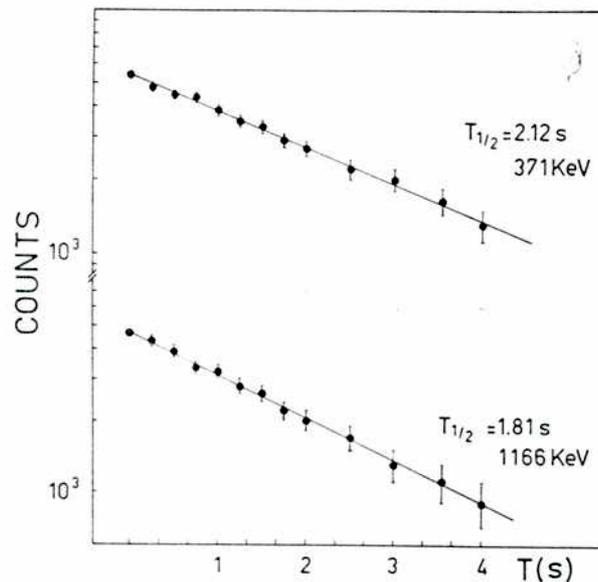


FIGURA 25 b Curvas de decaimiento de las transiciones más intensas pertenecientes al decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^g$  (2.12 s) y del  $^{123}\text{Cd}^m$  (1.81 s).

TABLA IX a Energías e intensidades de transiciones  $\gamma$  pertenecientes al decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^3$  ( $T_{1/2} = 2.12$  s). La última columna indica la posición relativa en el esquema de niveles que se muestra en la Figura 27 a. Las intensidades están dadas en porcentaje de decaimientos del núcleo padre.

TABLA IX a

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
243.96	0.30	0.37	0.22		
256.69	0.05	2.83	0.37		2393-2137
347.48	0.08	2.97	0.47	371,1331	2377-2030
353.63	0.07	3.62	0.40	371,1084,1341	1052-699
363.67	0.60	0.25	0.02		2393-2030
371.32	0.03	52.40	3.13	439,603,615,917 1228,1331,1438,1460 1695,1731,1831,1843	699-327
438.68	0.05	2.32	0.25	371,999,1256	1138-699
454.25	0.05	0.25	0.03	1566	2021-1566
512.00	0.50	0.41	0.08		2541-2030
525.20	0.20	1.01	0.14		
545.40	0.30	2.64	0.22		
602.73	0.03	1.22	0.02	1228	2529-1926
615.10	0.90	1.39	0.13		2541-1926
714.00	0.25	0.46	0.14		
810.29	0.03	6.27	0.59	883,999,1256	1138-327
813.63	0.09	1.88	0.26		2430-1616
827.23	0.25	0.33	0.15		2393-1566
881.17	0.05	4.36	0.87	1512	2393-1512

TABLA IX a (continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
883.00	0.90	0.25	0.06	810	2021-1138
913.41	0.15	2.04	0.35		
917.16	0.06	4.41	0.48		1616-699
999.12	0.15	1.42	0.26		2137-1138
1044.88	0.12	1.74	0.27		
1052.28	0.03	25.07	1.59	1084,1341,1489	1052-0
1084.32	0.03	4.96	0.38	1052	2137-1052
1227.50	0.05	2.48	0.24		1926-699
1255.65	0.05	2.62	0.21		2393-1138
1288.35	0.20	0.38	0.07		1616-327
1324.77	0.15	1.39	0.26		2377-1052
1331.44	0.03	6.62	0.59	371	2030-699
1341.06	0.05	3.05	0.27	1052	2393-1052
1377.36	0.10	1.39	0.20		2430-1052
1403.37	0.15	0.44	0.11		2541-1138
1438.13	0.05	8.42	0.67	371	2137-699
1460.07	0.05	4.10	0.31		2159-699
1488.91	0.05	2.62	0.26		2541-1052
1512.09	0.03	4.28	0.25	881	1512-0
1519.48	0.10	1.09	0.16		
1566.09	0.05	0.33	0.02	454	1566-0
1594.81	0.65	0.63	0.06		

TABLA IX a (continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
1599.23	0.12	1.17	0.19		1926-327
1641.86	0.20	0.63	0.13		
1694.81	0.05	7.08	0.49	371	2393-699
1702.37	0.07	2.21	0.26		2030-327
1730.95	0.06	1.99	0.19		2430-699
1809.50	0.09	1.72	0.18		2137-327
1830.78	0.05	6.05	0.42	371	2529-699
1842.86	0.05	7.79	0.54	371	2541-699
1976.00	0.10	2.18	0.30		
2020.71	0.05	0.71	0.05	Sin coincidencias	2021-0
2202.14	0.07	3.16	0.31		2529-327
2214.33	0.10	1.61	0.21	Sin coincidencias	2541-327
2393.46	0.15	0.71	0.02		2393-0

TABLA IX b Energías e intensidades de transiciones  $\gamma$  pertenecientes al decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^m$  ( $T_{1/2} = 1.81$  s). La última columna indica la posición relativa en el esquema de niveles que se muestra en la Figura 27 b. Las intensidades están dadas en porcentaje de decaimientos del núcleo padre.

TABLA IX b

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
84.70	0.35	0.20	0.10	935,1166	2186-2101
107.10	0.30	0.14	0.05		2462-2355
138.38	0.10	0.87	0.15	935,1028,1102,1364	1166-1027
174.79	0.06	2.24	0.31	2355	2529-2355
193.39	0.40	0.42	0.18		2724-2529
207.12	0.10	1.35	0.25	2103	2310-2103
226.36	0.09	0.60	0.07		
256.69	0.05	0.23	0.02		2393-2137
261.50	0.50	0.93	0.10	1028,1102,1166,1240	2529-2268
292.90	0.10	0.41	0.04		2602-2310
299.90	0.20	0.18	0.03		
334.03	0.05	0.78	0.06	2021	2355-2021
353.63	0.07	0.05	0.00	371,1084,1341	1052-699
371.32	0.03	0.89	0.05	439,1438,1695	699-327
428.41	0.03	7.33	0.43	935,1166	2529-2101
438.68	0.05	0.24	0.03	371,999,1256	1138-699
454.25	0.05	0.69	0.07		2021-1566
459.55	0.06	0.47	0.06		
480.28	0.03	1.34	0.10	454,2021	2501-2021

TABLA IX b (Continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
514.95	0.50	0.62	0.04		2618-2103
646.00	0.30	0.20	0.04		
672.09	0.15	0.19	0.05		
684.25	0.20	0.17	0.05		
810.29	0.03	0.71	0.05	883,999,1256	1138-327
827.23	0.30	0.02	0.01		2393-1566
881.17	0.05	0.36	0.07	1512	2393-1512
883.00	0.10	0.54	0.01	810	2021-1138
935.10	0.03	10.41	0.62	428,1166	2101-1166
987.60	0.10	1.23	0.27	1474	2462-1474
988.73	0.10	4.66	0.26	1512	2501-1512
999.12	0.15	0.02	0.00		2137-1138
1012.91	0.10	1.95	0.25		2179-1166
1027.50	0.03	22.23	1.46	138,1151,1240,1282, 1474,1502	1027-0
1052.28	0.03	0.30	0.01	1084,1341	1052-0
1084.32	0.03	0.07	0.00	1052	2137-1052
1102.20	0.03	3.03	0.21		2268-1166
1143.84	0.15	1.10	0.23		2310-1166
1150.81	0.60	0.41	0.21		2179-1027
1165.86	0.03	25.18	1.51	933,1013,1102,1144, 1189,1364,1452,1538	1166-0
1177.70	0.20	0.23	0.02		

TABLA IX b (Continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
1188.79	0.09	0.46	0.06		2355-1166
1240.48	0.03	7.90	0.47	1028	2268-1027
1255.65	0.05	0.22	0.01		2393-1138
1275.73	0.35	0.88	0.07		
1282.19	0.04	3.30	0.19		2310-1027
1307.18	0.05	0.73	0.07		
1341.06	0.05	0.27	0.02	1052	2393-1052
1363.64	0.03	4.59	0.27	1166	2529-1166
1438.13	0.05	0.11	0.00	371	2137-699
1452.00	0.05	1.09	0.10		2618-1166
1473.77	0.03	7.20	0.51	1028	2501-1027
1473.77	0.03	1.23	0.08	989	1474-0
1502.13	0.15	0.31	0.05		2529-1027
1512.09	0.03	4.56	0.27	881,989	1512-0
1557.74	0.05	1.14	0.09	1166	2724-1166
1566.09	0.05	1.93	0.04	454	1566-0
1694.81	0.05	0.55	0.03	371	2393-699
1809.50	0.09	0.03	0.00		2137-327
2009.08	0.15		0.04		
2020.71	0.04	2.02	0.10	334,480	2021-0
2102.81	0.05	12.31	0.73		2103-0
2111.29	0.06	1.44	0.12		

TABLA IX b (Continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
2151.52	0.20	0.14	0.03		
2178.98	0.15	0.28	0.04		2179-0
2268.09	0.10	0.53	0.06		2268-0
2308.41	0.15	0.49	0.07		
2354.74	0.06	7.26	0.43	107,175	2355-0
2393.46	0.15	0.06	0.00		2393-0
2408.16	0.07	1.93	0.62		
2461.50	0.07	7.94	0.47	Sin coincidencias	2462-0
2500.44	0.09	0.62	0.06		2501-0
2601.98	0.08	11.77	0.71	Sin coincidencias	2602-0
3077.73	0.30	0.15	0.02		

TABLA IX c Energías e intensidades de transiciones y identificadas con el decaimiento de la  $^{123}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0.35$  s). El esquema de niveles se puede consultar en la ref. as.

TABLA IX c

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
116.41	0.03	8.30	0.10	347,438,556	116-0
123.67	0.06	6.30	0.37	251,621	440-316
250.78	0.05	2.30	0.16	124	691-440
263.87	0.0239.30	0.34		440,1265,1976,1726 2337,2523,2638,2647	264-0
334.05	0.05	1.40	0.35		
347.38	0.06	4.30	0.37		464-116
374.00	0.10	5.80	0.23	sin coincidencias	691-316
409.79	0.0314.50	0.50		334,600,652	410-0
437.54	0.20	2.20	0.26	116	554-116
441.05	0.10	3.80	0.26	264	705-264
470.19	0.10	1.40	0.46		1061-591
520.80	0.40	0.70	0.20		
553.50	0.20	1.10	0.25		554-0
556.10	0.20	1.80	0.30		673-116
591.30	0.05	9.00	0.45	470	591-0
600.31	0.15	1.90	0.28	410	1010-410
621.30	0.30	2.50	0.90		1061-440
651.58	0.15	1.60	0.37	410	1061-410
672.40	0.15	0.90	0.17		673-0
689.10	0.15	4.70	0.38	Sin coincidencias	1006-316

TABLA IX c (Continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
743.40	0.10	4.80	0.36		744-0
1096.50	0.20	1.90	0.38		
1234.30	0.20	2.00	0.42		2240-1006
1248.95	0.20	2.30	0.51		
1265.15	0.15	3.40	0.43	264	1529-264
1528.18	0.30	2.90	0.37		1529-0
1725.90	0.20	1.80	0.40		2787-1061
1976.00	0.20	4.30	0.61	264	2240-264
2337.10	0.25	2.10	0.48	264	2601-264
2529.50	0.30	1.50	0.37	264	2787-264
2638.40	0.25	2.70	0.57		2902-264
2646.70	0.30	1.40	0.38	264	2910-264
2902.70	0.40	1.20	0.39		2902-0
2909.50	0.40	0.80	0.19		2910-0

Para determinar la vida media del decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^g$  se usaron las transiciones de 371 keV y 1052 keV obteniéndose  $2.12 \pm 0.03$  s y  $2.10 \pm 0.05$  s respectivamente. Para el  $^{123}\text{Cd}^m$  las transiciones usadas fueron 935 keV, 1028 keV y 1166 keV obteniéndose  $1.78 \pm 0.06$  s,  $1.80 \pm 0.05$  s y  $1.81 \pm 0.03$  s respectivamente. Los valores finalmente adoptados son los que se obtuvieron para los picos más intensos y que por lo tanto están afectados por el menor error. Estos valores son:

$$T_{1/2} (^{123}\text{Cd}^g) = 2.12 \pm 0.03 \text{ s}$$

$$\text{y } T_{1/2} (^{123}\text{Cd}^m) = 1.81 \pm 0.03 \text{ s.}$$

El primer valor concuerda bien con el obtenido en la ref. 77, el valor para el estado metaestable ( $^{123}\text{Cd}^m$ ) es sustancialmente diferente. Además ambos valores son bien diferentes entre sí confirmando de esa forma la existencia de dos isómeros en el decaimiento del  $^{123}\text{Cd}$ .

Los gráficos de los decaimientos de las transiciones más representativas se muestran en la Figura 25 b.

#### IV. 2 Mediciones efectuadas en la masa 125

En el isóbaro  $A = 125$  se efectuaron esencialmente las mismas mediciones que en la masa 123.

La calibración de energía se efectuó en forma similar acumulando un espectro de la masa 125 simultáneamente con las fuentes de la Tabla VII. Los centroides y las energías calculadas de las fuentes patrones y de los patrones secundarios de la masa se dan en la Tabla X y la alinealidad se grafica en la Figura 23 b. Se puede observar que en este caso el rango de variación es menor aún que en el caso de la masa 123. El error integral estimado es 0.080 keV.

TABLA X Cálculo de las energías en keV de los patrones secundarios correspondientes a la masa 125. El polinomio de ajuste se da en la Tabla I B del apéndice.

TABLA X

Centroide	error	Energía	error	Energía <sup>&amp;</sup>	error
[canal]	[canal]	Ajustada	[keV]	[keV]	[keV]
		[keV]			
378.46	.03	187.638	.032	187.6	0.1
730.67	.02	331.991	.023	332.1	0.1
960.09	.04	426.004	.041	426.0	0.1
1428.50	.03	617.912	.033	617.9	0.1
1738.13	.02	744.747	.026	744.6	0.1
1939.72	.05	827.317	.052	827.1	0.1
2206.70	.05	936.659	.053	936.5	0.1
2439.31	.03	1031.916	.037	1031.8	0.1
3179.52	.03	1334.996	.046	1335.0	0.1
4701.71	.21	1938.290	.210		
5163.15	.15	2147.190	.154		

& Valores obtenidos de la Ref. 42.

Las intensidades de los picos se obtuvieron usando la curva de eficiencia de la Figura 24. Los espectros utilizados para la identificación de las transiciones e intensidades se obtuvieron en las siguientes condiciones experimentales:

- a) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 5$  cm/s durante 10 hs. de acumulación,
- b) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 5$  cm/s durante 2 s y deteniéndose 1 s, durante 3 hs. de acumulación,
- c) colector moviéndose a velocidad cte. de  $\cong 5$  cm/s durante 10 s y deteniéndose 1 s durante 5 hs. de acumulación.

En la Figura 26 a se muestra la región de baja energía del isóbaro  $A = 125$  donde se destacan los picos más intensos. En la Tabla XI a y b se dan las transiciones identificadas para cada uno de los decaimientos del  $^{125}\text{Cd}$  junto con las intensidades relativas, las relaciones de coincidencias y la posición en el esquema de niveles (Figura 28 a y b).

Para determinar la vida media del decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^g$  se midieron los decaimientos de las transiciones de 436 keV y 1099 keV obteniéndose  $0.71 \pm 0.07$  s y  $0.68 \pm 0.04$  s, para el  $^{125}\text{Cd}^m$  las transiciones usadas fueron 736 keV, 1028 keV y 1173 keV obteniéndose  $0.51 \pm 0.03$  s (para el primero) y  $0.48 \pm 0.03$  s (para las otras). Los valores adoptados son:

$$T_{1/2} (^{125}\text{Cd}^g) = 0.68 \pm 0.04 \text{ s}$$

y  $T_{1/2} (^{125}\text{Cd}^m) = 0.48 \pm 0.03 \text{ s}.$

El primer valor concuerda con el de la ref. 77. El segundo es sustancialmente diferente y ambos son diferentes entre sí confirmando la existencia de un estado metaestable en el  $^{125}\text{Cd}$ . Los gráficos de los decaimientos de las transiciones más representativas se muestran en la Figura 26 b.

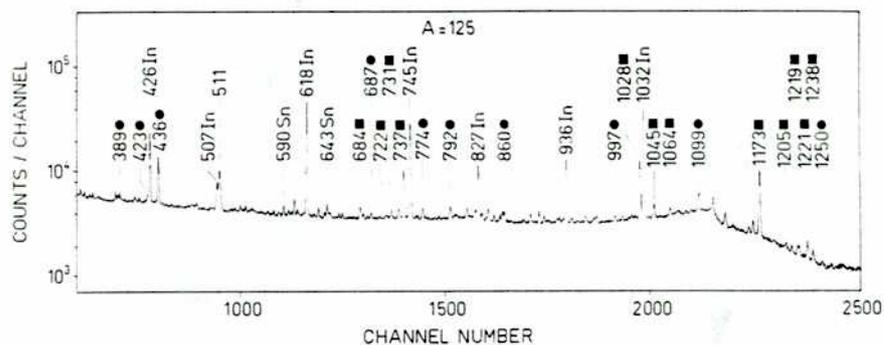


FIGURA 26 a Parte de baja energía del espectro de rayos  $\gamma$  y acumulado para el isóbaro  $A = 125$ . La acumulación se llevó a cabo moviendo el colector en forma continua como se describe en IV. 2 c) a). Los ● identifican transiciones correspondientes al decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^g$  (0.68 s) y los ■ a transiciones del decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^m$  (0.48 s). También se muestran las transiciones más importantes pertenecientes al decaimiento del  $^{125}\text{In}$  y del  $^{125}\text{Sn}$ . Las transiciones están en keV.

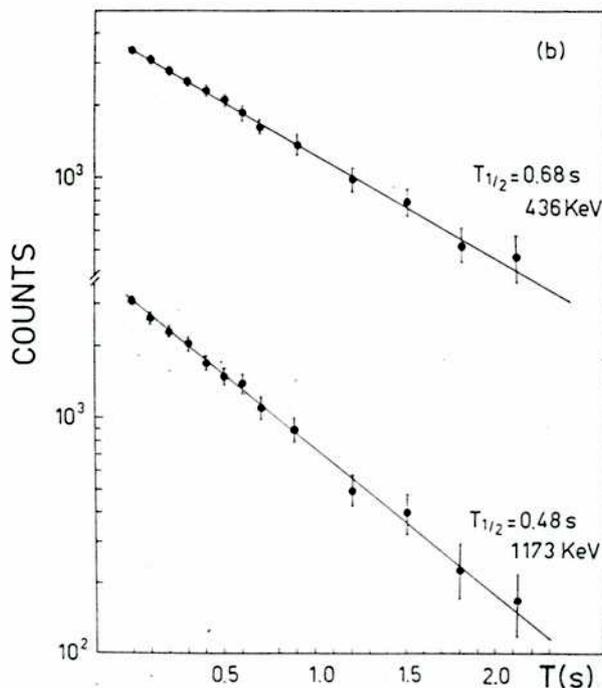


FIGURA 26 b Curvas de decaimiento de las transiciones más intensas pertenecientes al decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^g$  (0.68 s) y del  $^{125}\text{Cd}^m$  (0.48 s).

TABLA XI a Energías e intensidades de transiciones  $\gamma$  pertenecientes al decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^{\beta}$  ( $T_{1/2} = 0.68$  s). La última columna indica la posición relativa en el esquema de niveles que se muestra en la Figura 28 a. Las intensidades están dadas en porcentaje de decaimientos del núcleo padre.

TABLA XI a

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
267.88	0.25	1.46	0.50		
294.38	0.15	1.44	0.28		
302.96	0.15	1.90	0.16		1099-797
361.10	0.25	0.69	0.19		
369.23	0.15	0.85	0.18		1589-1220
389.45	0.15	2.34	0.48		
422.91	0.10	3.15	0.40		1220-797
436.29	0.03	42.50	2.55	303,423,792,1014, 1350,1553,1585,1701, 1788,1844	797-360
445.32	0.20	1.40	0.38		
533.87	0.40	0.33	0.08		2349-1811
551.46	0.25	0.51	0.21		
687.23	0.15	2.96	0.41		2498-1811
774.46	0.20	1.18	0.29		2585-1811
792.43	0.20	3.27	1.34		1589-797
799.00	0.35	1.79	0.43		
859.71	0.05	6.79	0.06	1365	1220-360
996.78	0.10	4.77	0.64		2585-1589
1013.97	0.10	3.91	0.98		1811-797

**TABAL XI a (Continuación)**

<b>Energía (keV)</b>	<b>Error (keV)</b>	<b>Intensidad</b>	<b>Error</b>	<b>Transiciones en coincidencia (keV)</b>	<b>Niveles (keV) Inicial-Final</b>
1099.48	0.03	25.63	2.13		1099-0
1249.75	0.25	2.22	0.36		2349-1099
1256.65	0.45	0.48	0.22		
1275.15	0.05	0.87	0.39		
1349.93	0.50	1.77	0.50		2147-797
1364.64	0.20	2.76	0.20		2585-1220
1421.67	0.15	1.46	0.34		2641-1220
1552.88	0.15	2.91	0.36		2349-797
1584.83	0.05	8.34	0.71	436	2381-797
1700.96	0.05	12.36	0.92	436	2498-797
1788.38	0.20	0.95	0.25		2585-797
1944.43	0.20	2.02	0.40		2641-797
1989.50	0.15	1.87	0.32		2349-360
2021.16	0.15	1.29	0.29		2381-360
2115.58	0.15	2.49	0.72		
2133.25	0.15	3.87	0.55		
2147.19	0.10	21.91	1.31		2147-0
2290.26	0.15	3.30	0.39		
2380.24	0.25	1.59	0.29		
2938.70	0.40	0.76	0.21		

TABLA XI b Energías e intensidades de transiciones  $\gamma$  pertenecientes al decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^m$  ( $T_{1/2} = 0.48$  s). La última columna indica la posición relativa en el esquema de niveles que se muestra en la Figura 28 b. Las intensidades están dadas en porcentaje de decaimientos del núcleo padre.

TABLA XI b

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
132.83	0.10	0.29	0.08		
146.38	0.20	2.42	0.36	737,1028	1173-1028
153.78	0.20	0.25	0.11	2065	2218-2065
160.03	0.15	0.36	0.07		2378-2218
164.23	0.25	0.18	0.06		
191.88	0.15	2.13	0.34	737,1173	2102-1910
238.97	0.15	0.64	0.14		2616-2378
247.53	0.03	2.89	0.26	1219,1365,2392	2640-2392
262.15	0.03	2.04	0.22	1351,1028	2640-2378
276.85	0.30	0.25	0.07		
281.55	0.15	0.81	0.11		2253-1971
286.83	0.20	0.43	0.12		
313.47	0.20	0.69	0.14		2378-2065
341.34	0.08	0.80	0.09		
345.86	0.08	0.60	0.08		
391.30	0.15	0.32	0.07		
407.46	0.08	0.70	0.09		2378-1971
445.32		0.38	0.10		
453.70	0.15	0.35	0.07		

**TABLA XI b (Continuación)**

<b>Energía Error</b> <b>(keV) (keV)</b>	<b>Intensidad Error</b>	<b>Transiciones</b> <b>en coincidencia</b> <b>(keV)</b>	<b>Niveles (keV)</b> <b>Inicial-Final</b>	
482.80	0.08	0.78	0.09	
524.28	0.15	0.37	0.07	
529.66	0.20	0.74	0.10	
536.48	0.08	0.91	0.10	1564-1028
543.10	0.08	0.78	0.09	
549.29	0.30	0.37	0.16	2802-2253
555.10	0.10	0.23	0.12	
570.52	0.15	0.52	0.09	
577.36	0.15	0.55	0.09	2642-2065
606.52	0.10	0.74	0.11	
626.81	0.25	0.33	0.08	
646.11	0.15	0.89	0.12	
683.64	0.04	2.07	0.17	2642-1958
707.01	0.35	0.26	0.08	
716.00	0.15	0.94	0.18	
721.88	0.08	1.36	0.14	2632-1910
730.73	0.08	1.78	0.19	2640-1910
736.65	0.03	13.85	0.83	192,722,731,909, 1173
753.76	0.25	0.27	0.11	
909.10	0.08	1.50	0.17	737,1173
928.40	0.10	1.18	0.18	2819-1910
				2102-1173

TABLA XI b (Continuación)

Energía (keV)	Error (keV)	Intensidad	Error	Transiciones en coincidencia (keV)	Niveles (keV) Inicial-Final
1027.53	0.08	28.43	1.71	146,536,1221,1351,1365,1589,1614	1028-0
1044.72	0.04	3.85	0.34	1173	2218-1173
1064.26	0.08	2.19	0.24		2642-1578
1075.44	0.25	0.97	0.17		2249-1173
1106.50	0.50	0.37	0.30		
1113.19	0.50	0.70	0.45		
1173.16	0.03	27.58	1.65	737,909,928,1045,1075,1219,1238,1467	1173-0
1205.19	0.10	1.05	0.16		2378-1173
1219.08	0.15	1.78	0.36	1173	2392-1173
1221.09	0.25	1.19	0.53		2249-1028
1238.41	0.08	1.58	0.18		2412-1173
1351.08	0.10	1.80	0.20	262,1028	2378-1028
1364.64	0.20	1.10	0.20		2392-1028
1399.69	0.05	2.20	0.21		2574-1173
1467.35	0.03	3.32	0.23		2640-1173
1563.86	0.08	1.08	0.11		1564-0
1577.66	0.05	2.65	0.21	1064	1578-0
1589.11	0.05	2.91	0.24	1028	2616-1028
1613.74	0.08	12.09	1.25	1028	2642-1028
1719.34	0.30	0.25	0.06		
1774.90	0.20	0.55	0.10		2802-1028

**TABLA XI b (Continuación)**

<b>Energía</b>	<b>Error</b>	<b>Intensidad</b>	<b>Error</b>	<b>Transiciones</b>	<b>Niveles (keV)</b>
<b>(keV)</b>	<b>(keV)</b>			<b>en coincidencia</b>	<b>Inicial-Final</b>
				<b>(keV)</b>	
1835.88	0.25	0.35	0.06		2863-1028
1898.28	0.40	0.38	0.20		
1909.94	0.15	0.74	0.11		1910-0
1958.29	0.08	2.33	0.18		1958-0
1971.09	0.10	1.70	0.16	407	1971-0
2064.64	0.05	3.92	0.29	154,313,577	2065-0
2101.06	0.15	0.48	0.12		2102-0
2252.80	0.15	1.20	0.12		2253-0
2360.80	0.25	0.38	0.08		
2392.43	0.03	10.30	0.80	248	2392-0
2616.26	0.03	5.25	0.37		2616-0

### *Mediciones de espectros de coincidencias*

Tanto en la masa 123 como en la 125 simultaneamente con la acumulación de los espectros simples y multisequenciados se acumulaban los espectros de coincidencia. El número de eventos totales en coincidencia sumando los obtenidos en sucesivas irradiaciones fue de  $\cong 1,600,000$  y  $\cong 1,200,000$  para las masas 123 y 125 respectivamente. Del análisis de esos espectros se establecieron las relaciones de coincidencias que figuran en las talas IX a y b, y XIa y b.

### IV.3 Esquemas de decaimiento de los $^{123}\text{Cd}^{g,m}$ y niveles de excitación en el $^{123}\text{In}$ .

Con los resultados experimentales obtenidos se construyeron los esquemas de las Figs. 27 a y b correspondientes a los decaimientos del  $^{123}\text{Cd}^g$  y  $^{123}\text{Cd}^m$  respectivamente.

El esquema de decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^g$  de 2.12 s de vida media consiste de 43 rayos  $\gamma$  y ubicados conectando 17 estados excitados en el  $^{123}\text{In}$ . El esquema propuesto se construyó a partir del nivel de 1052.2 keV determinado por la transición de 1052 keV al estado fundamental y la transición de 354 keV al segundo estado excitado y desde éste a través del rayo de 371 keV (el rayo de mayor intensidad en el espectro) al primer estado excitado (el estado isomérico). De esta forma quedaron determinadas las energías de los dos primeros estados excitados a 327.3 keV y 698.7 keV en buen acuerdo con los valores obtenidos en la Ref. 48 usando la reacción  $^{124}\text{Sn}(d,^3\text{He})^{123}\text{In}$ . Los demás niveles se determinaron por sumas de energías y balance de intensidades.

Los espines y paridades del estado fundamental y de los 2 primeros estados excitados también eran conocidos de la Ref. 48. Los posibles espines del nivel a 1052 keV deducidos del valor del  $\log fT$  son  $(1/2, 3/2, 5/2)^+$ . Sin embargo el valor  $5/2^+$  sugerido es el más probable dada la intensa transición  $\gamma$  al estado fundamental  $9/2^+$  a través de una probable transición E2. Lo mismo ocurre para los niveles de 2021 keV y 2393 keV cuyas intensas transiciones al nivel fundamental excluyen todo otro espín que no sea un  $5/2$ . El nivel de 1512 keV no recibe alimentación  $\beta^-$ , por lo tanto su espín más probable es  $7/2$  dado el valor del  $\log fT$  obtenido.

En el esquema de decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^m$  de 1.81 s de vida media se identificaron 58 transiciones  $\gamma$  y ubicadas en 25

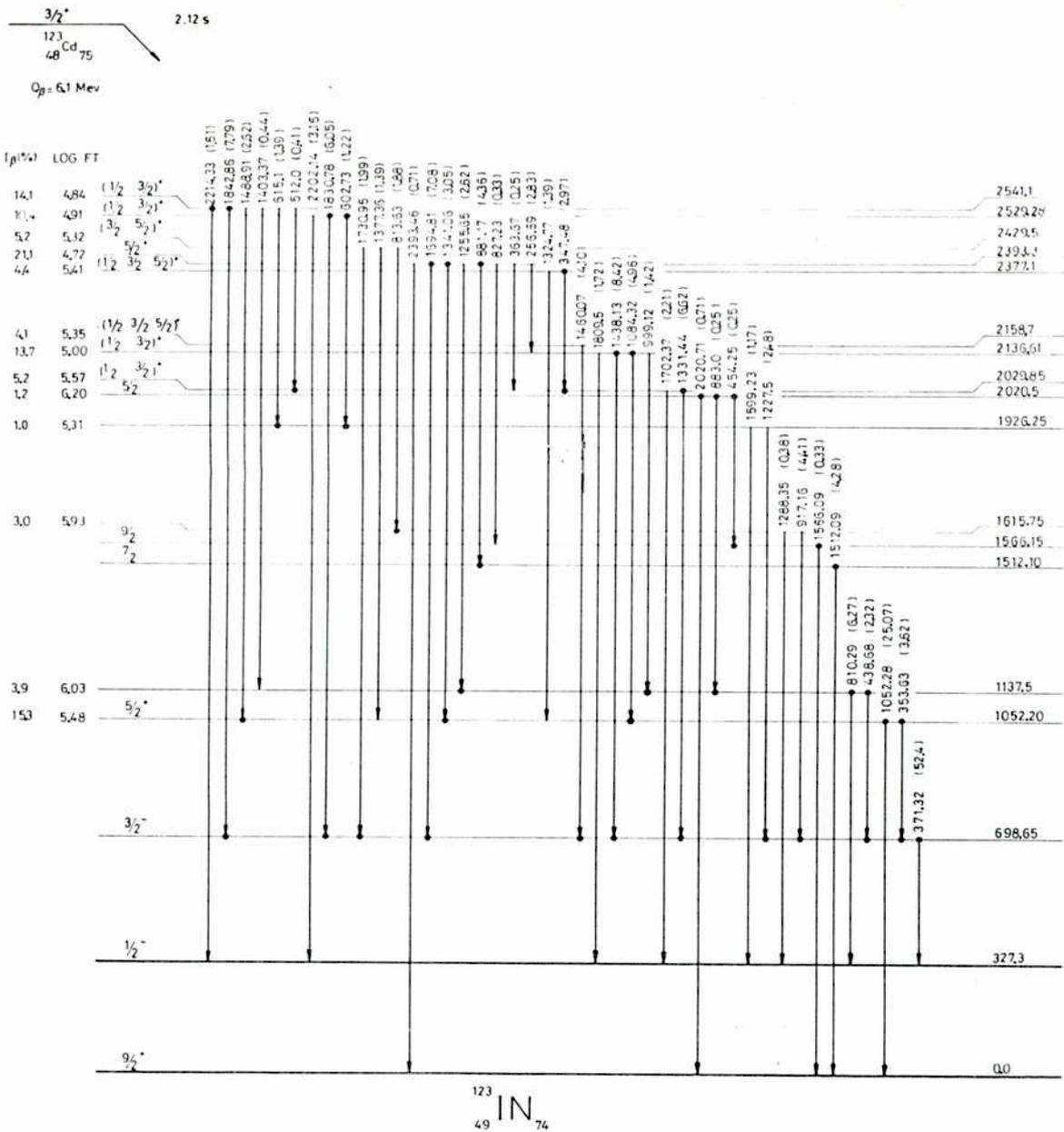


FIGURA 27 a Esquema de decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^g$  poblando niveles en el  $^{123}\text{In}$ . Las intensidades de las transiciones  $\gamma$  están dadas en por ciento de decaimientos del núcleo padre. Un punto en el comienzo de una flecha indica una relación de coincidencia observada, mientras que un punto en el extremo de una flecha indica que la transición fue usada como ventana. Los valores de  $Q_{\beta}$  aquí y en las Fig. 27 b, 28 a y b se obtuvieron de la ref. 87. Los niveles y transiciones están en keV.

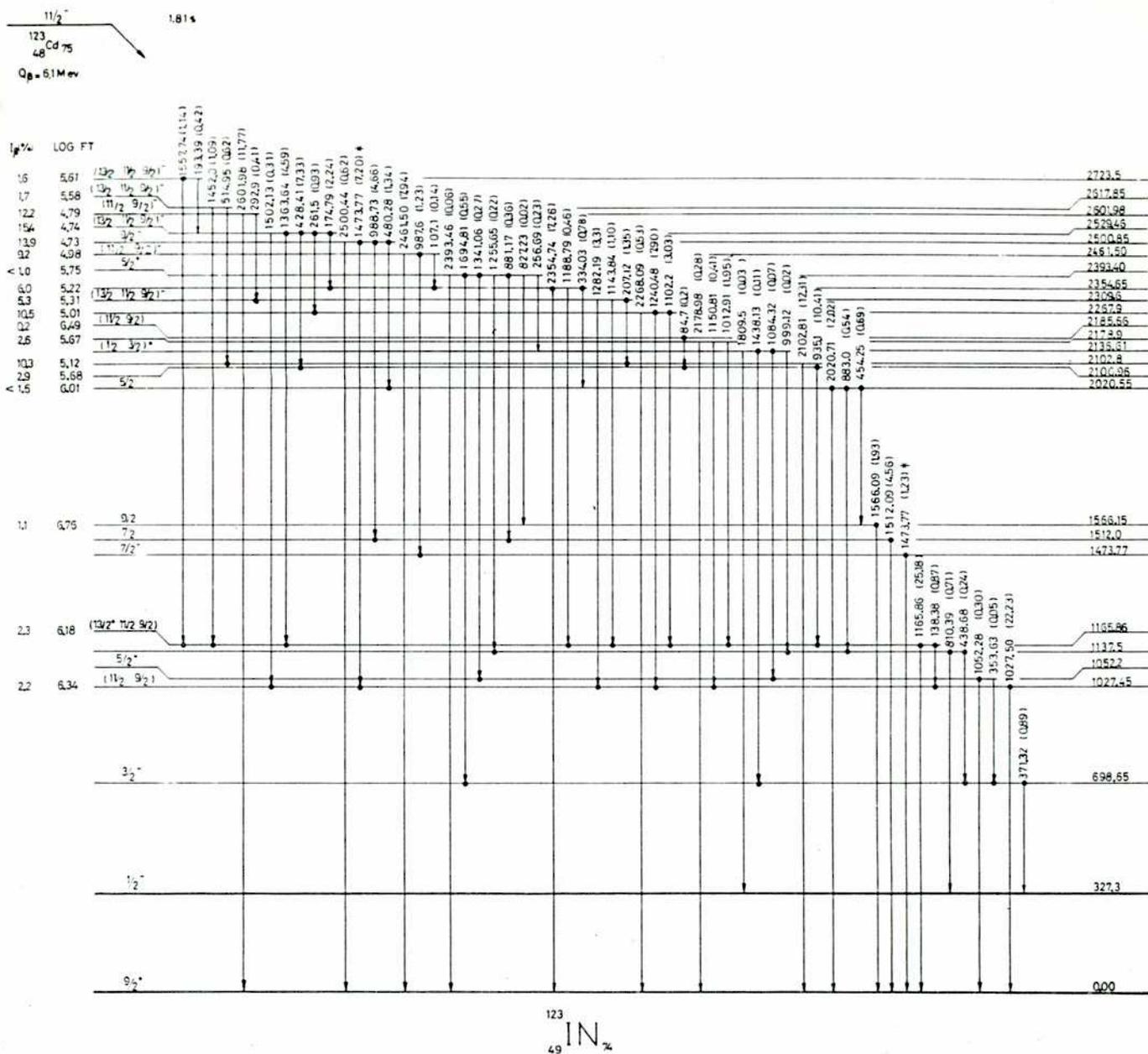


FIGURA 27 b Esquema de decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^m$  poblando niveles en el  $^{123}\text{In}$ . Las intensidades de las transiciones  $\gamma$  están dadas en por ciento de decaimientos del núcleo padre. Un punto en el comienzo de una flecha indica una relación de coincidencia observada, mientras que un punto en el extremo de una flecha indica que la transición fue usada como ventana. Los niveles y transiciones están en keV.

estados excitados del  $^{123}\text{In}$  agotando más del 95 % de la intensidad relevante en este decaimiento.

El esquema propuesto está basado en las transiciones más intensas del decaimiento que son: el rayo de 1166 keV y la transición de 1028 keV ambos desagotan los respectivos niveles al nivel fundamental. Los otros estados excitados fueron ubicados teniendo en cuenta las relaciones de coincidencia de la Tabla IX a y b, sumas de energías y balance de intensidades.

De acuerdo con los valores del  $\log ft$  obtenidos para los niveles de 1166 keV y 1027 keV la única posibilidad que no es sugerida es un  $I^\pi = 13/2^-$  dado que la intensa transición al estado fundamental  $9/2^+$  desde ambos niveles hace muy poco probable una transición de multipolaridad M2 comparada con la probabilidad de una M1/E2 para esas mismas energías. El nivel a 1474 keV no recibe alimentación  $\beta^-$  desde el  $11/2^-$ , pero es alimentado  $\gamma$  de los sugeridos  $(9/2, 11/2)^-$  a 2462 keV y por otra parte desexcita al nivel fundamental  $9/2^+$ . El  $7/2^-$  es el más razonable de los tres valores posibles.

Si consideramos la transición desde el 2021 keV con espín  $5/2$ , un  $11/2$  no parece el espín más adecuado para el estado a 1366 keV razón por la cual no fue sugerido. Un  $9/2^-$  para el nivel de 2501 keV es muy probable de acuerdo con la fuerte alimentación  $\beta^-$  que recibe desde el  $11/2^-$  y se conecta a través de transiciones  $\gamma$  más o menos intensas con niveles  $5/2$  y  $7/2$ .

Dentro de los errores experimentales los niveles de 2021 keV y 2393 keV son compartidos por ambos esquemas de decaimientos. Ambos son alimentados  $\beta$  desde el estado fundamental  $3/2^+$  del  $^{123}\text{Cd}^g$  y por lo tanto es muy poco probable que también lo sean desde el  $11/2^-$  del  $^{123}\text{Cd}^m$ . En el esquema de decaimiento del  $^{123}\text{Cd}^m$  esto es inconsistente con los valores positivos de la intensidad  $\beta$  porcentual obtenida a partir del balance de intensidades. La única explicación

posible es que no se haya detectado radiación de baja energía que alimente esos niveles desde otros ubicados a más alta energía.

#### IV. 4 Esquemas de decaimiento de los $^{125}\text{Cd}^{g,m}$ y niveles de

#### excitación en $^{125}\text{In}$ .

Los esquemas de decaimiento de los  $^{125}\text{Cd}^{g,m}$  contruidos a partir de los datos obtenidos se muestran en la Figura 28 a y b. El primero de ellos consiste de 24 transiciones y que agotan 87 % de la intensidad y total obtenida en este decaimiento. Estas conectan 12 estados excitados en el  $^{125}\text{In}$ . Para construir el esquema de decaimiento y los niveles de excitación se usaron argumentos similares a los usados en la construcción del esquema del  $^{123}\text{Cd}^g$ . La transición de 1099 keV al estado fundamental define un nivel en 1099.48 keV, a partir de este estado la transición de 203 keV al segundo estado excitado fija la energía del mismo en 796.52 keV. La intensa transición de 436 keV desexcita este nivel hacia el estado metaestable y determina su energía en 360.2 keV.

A diferencia del caso anterior no existen datos previos basados en reacciones nucleares para hacer una comparación, sin embargo los valores dados para los dos primeros niveles de energía están en buen acuerdo con los de la Ref. 78.

Los espines y paridades que se sugieren para el estado fundamental y los dos primeros estados excitados se basan únicamente en consideraciones sistemáticas pero parecen ser razonable cuando se los compara con los estados análogos por sistematica en el  $^{123}\text{In}$ . Ver Fig 27 a y b.

Para los niveles a 1811 keV y 1589 keV los espines  $7/2^-$  parecen ser los más razonable, ya que no son alimentados  $\beta^-$

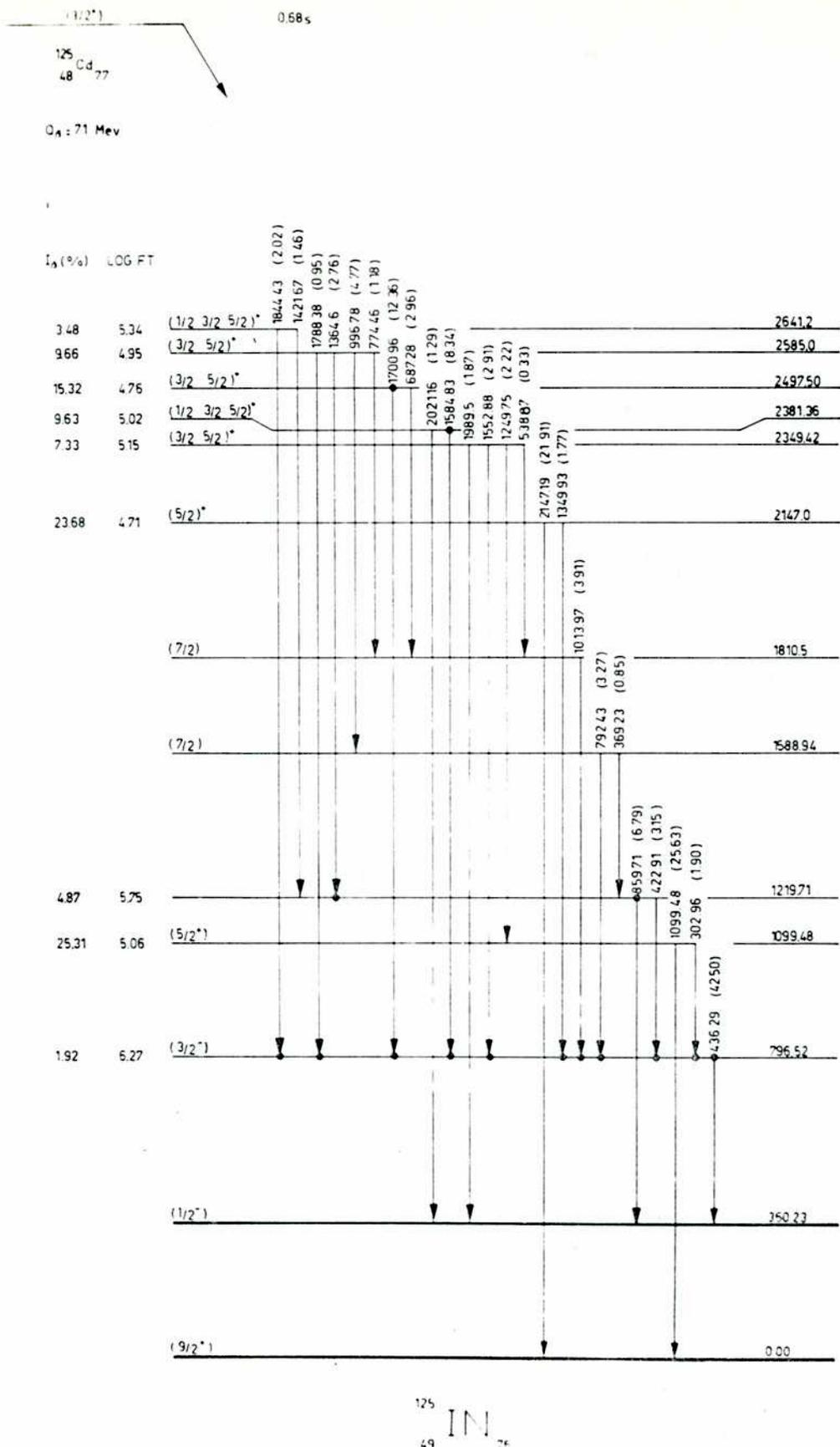


FIGURA 28 a Esquema de decaimiento del <sup>125</sup>Cd<sup>β</sup> poblando niveles en el <sup>125</sup>In. Las intensidades de las transiciones γ están dadas en por ciento de decaimientos del núcleo padre. Un punto en el comienzo de una flecha indica una relación de coincidencia observada, mientras que un punto en el extremo de una flecha indica que la transición fue usada como ventana. Los niveles y transiciones están en keV.

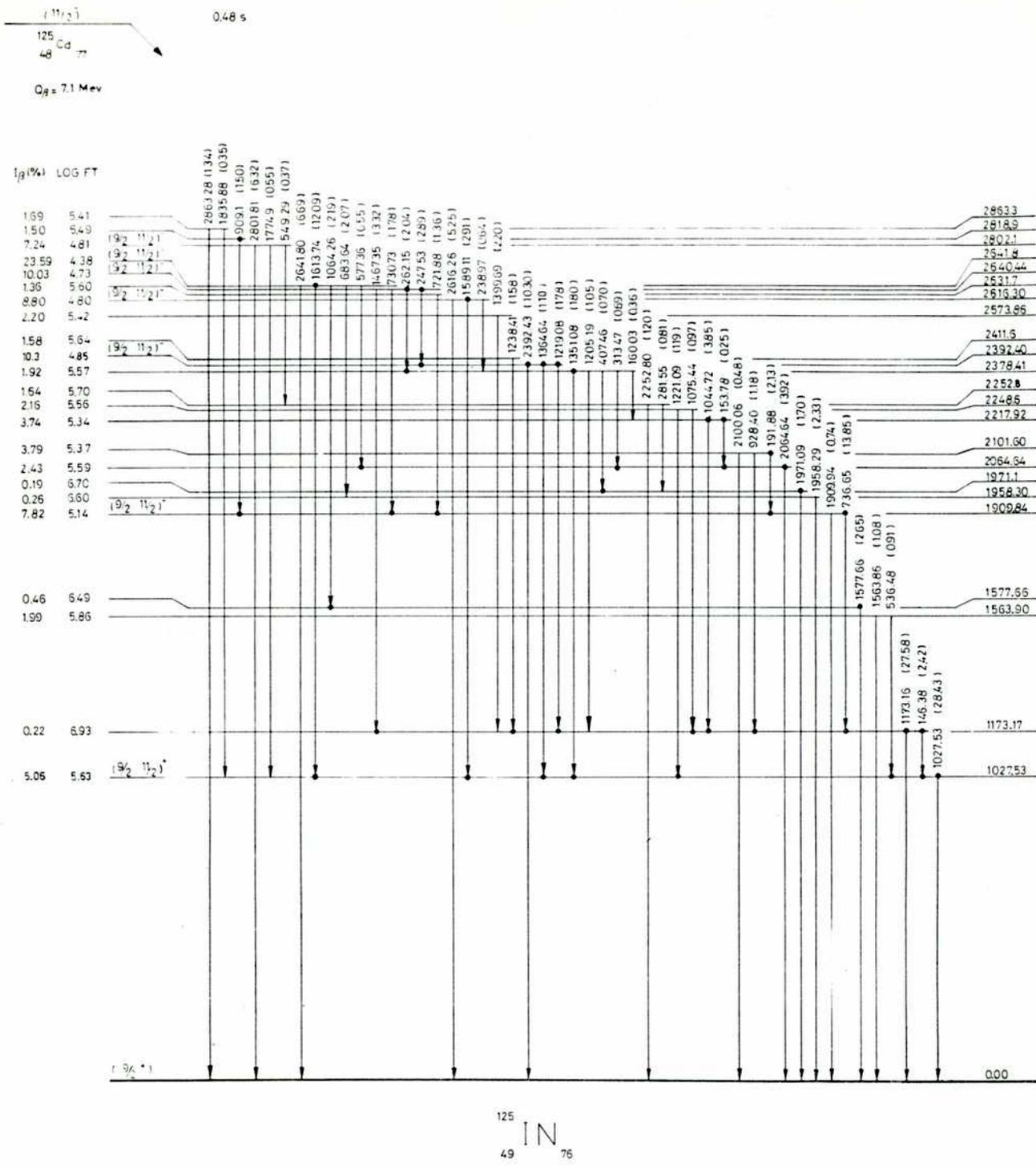


FIGURA 28 b Esquema de decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^m$  poblando niveles en el  $^{125}\text{In}$ . Las intensidades de las transiciones  $\gamma$  están dadas en por ciento de decaimientos del núcleo padre. Un punto en el comienzo de una flecha indica una relación de coincidencia observada, mientras que un punto en el extremo de una flecha indica que la transición fue usada como ventana. Los niveles y transiciones están en keV.

desde el estado fundamental del  $^{125}\text{Cd}^g$ . Consideraciones sistematicas indican que es muy probable un espín y paridad  $5/2^+$  para el estado a 1099 keV. Este nivel tiene una fuerte transición  $\gamma$  al estado fundamental ( $9/2^+$ ) y tiene además una fuerte alimentación  $\beta$ . Los mismos argumentos se pueden aplicar al nivel de 2147 keV.

El esquema de decaimiento del  $^{125}\text{Cd}^m$  admite 49 transiciones  $\gamma$  conectando 23 estados excitados en el  $^{123}\text{In}$  que agotan 93 % de la intensidad  $\gamma$  total medida para este decaimiento.

Las transiciones más intensas 1028 keV y 1173 keV se desexcitan al estado fundamental y determinan la energía de los correspondientes estados excitados. Los espines que se sugieren son los más probables para ser consistentes con los valores obtenidos de los  $\log fT$  calculados y con las transiciones  $\gamma$  que conectan los diferentes niveles. Todo eso hace que el espín  $13/2^-$  sea desconsiderado.

## V. INTERPRETACION TEORICA

Los estados de baja energía de sistemas de muchos cuerpos pueden ser descritos en términos de un estado de vacío y excitaciones elementales. Estas son convenientemente caracterizadas por sus números cuánticos (momento angular ( $\lambda$ ), paridad ( $\Pi$ ), espín ( $\sigma$ ), isoespín ( $\tau$ ) y transferencia de partículas ( $\alpha$ ). Normalmente en cálculos de estructura nuclear suelen utilizarse dos o más excitaciones elementales. El estado de vacío más común es un estado fundamental obtenido en el marco de la teoría de BCS.

Si una de las excitaciones tiene carácter colectivo y la otra tiene características de partícula independiente, se construye un hamiltoniano de interacción que es lineal en las coordenadas colectivas y en las de partícula independiente. Por ejemplo en núcleos impares deformados, los estados de más baja energía se forman con estados de cuasipartículas y excitaciones rotacionales. El acoplamiento entre ambos viene dado por la interacción de coriolis que es proporcional a la frecuencia de rotación y al momento angular de la partícula independiente.

En nuestro caso particular los núcleos  $^{123}_{49}\text{In}$  y  $^{125}_{49}\text{In}$  pueden ser pensados como un agujero de protones en  $^{124}_{50}\text{Sn}$  y  $^{126}_{50}\text{Sn}$  respectivamente. El primer estado  $2^+$  de los isótopos de Sn tiene un fuerte carácter colectivo y está producido por una vibración cuadrupolar de la superficie nuclear (fonón). Así el estado de vacío correspondiente es el estado fundamental del respectivo núcleo de Sn y podemos considerar como excitaciones elementales los estados de agujeros de protones debajo de la capa  $Z = 50$ , modos colectivos de apareamiento, modos vibracionales y el acoplamiento entre esos modos de excitación.

Se parte de un hamiltoniano

$$H = H_{sp} + H_p + H_{\alpha}$$

donde  $H_{sp}$  da las contribuciones de partícula independiente y se escribe:

$$H_{sp} = \sum_{jm} \varepsilon_j a_{jm}^+ a_{jm}$$

$\varepsilon_j$  representa las energías de partícula independiente,  $H_p$  es la parte colectiva del hamiltoniano y representa una fuerza monopolar de apareamiento,

$$H_p = [-G/2] P^+ P$$

$$P^+ = \sum_{j, m>0} (-1)^{j-m} a_{jm}^+ a_{j, -m} = \sum_j (2j+1)^{1/2} [a_j^+ a_j]_0$$

$H_o$  representa una interacción multipolar partícula-agujero y viene dada por:

$$H_o = (-\chi/2) \sum_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}^+ (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda, -\mu}$$

donde  $Q_{\lambda\mu}^+$  es el operador de interacción multipolar y se expresa por:

$$Q_{\lambda\mu}^+ = (-1)^{\lambda-\mu} / (2\lambda+1)^{1/2} \sum_{j_1, j_2} \langle j_1 || Q_{\lambda\mu} || j_2 \rangle [a_{j_1}^+ a_{j_2}]_{\mu}^{\lambda}$$

La fuerza de apareamiento es aproximadamente diagonalizada con una transformación BCS a cuasipartículas minimizando el hamiltoniano  $H_o = H_{sp} + H_p$  obteniéndose un hamiltoniano de cuasipartículas:

$$H_o = \sum_{jm} E_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{j-m}$$

Las  $E_j$  representan las energías de cuasipartículas.

La segunda aproximación que se hace es una nueva diagonalización de una parte de la interacción utilizando las ecuaciones de la RPA. El hamiltoniano a diagonalizar es:

$$H' = \sum_{jm} E_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \sum_{\lambda} (\chi_{\lambda}/2) \sum_{\mu} (Q_{20})_{\mu}^{\lambda} (Q_{20})_{-\mu}^{\lambda}$$

El cálculo provee la relación de dispersión a partir de la cual se extraen las raíces de esta diagonalización:

$$2(\lambda+1/\chi_{\lambda}) = (1/2) \sum_{j_1, j_2} (\langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle)^2 (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2})^2 \cdot \\ \cdot [ (1/(E_{j_1} + E_{j_2} - \omega_n)) + (1/(E_{j_1} + E_{j_2} + \omega_n)) ]$$

Las  $\omega_n$  representan la energía del enésimo modo de excitación colectiva de momento angular  $\lambda$ .

Todas las raíces  $\omega_n$  que verifican la relación anterior son soluciones de la RPA. Como resultado de la normalización de los autovectores se obtiene el parámetro  $\Lambda_n$

$$\Lambda_n = \left\{ (1/2) \sum_{j_1, j_2} (\langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle)^2 (U_{j_1} V_{j_2} - V_{j_1} U_{j_2})^2 \cdot \right. \\ \left. \cdot [ (1/(E_{j_1} + E_{j_2} - \omega_n)^2) - (1/(E_{j_1} + E_{j_2} + \omega_n)^2) ] \right\}^{1/2}$$

Los autovectores o cuasifonones se definen a partir de las siguientes ecuaciones:

$$\Gamma_{n\mu}^{+\lambda} = \sum_{j_1 \geq j_2} X_n(j_1, j_2, \lambda) A_{\mu}^{\lambda}(j_1, j_2) + Y_n(j_1, j_2, \lambda) (-1)^{\lambda-\mu} A_{-\mu}^{\lambda}(j_1, j_2)$$

donde las amplitudes  $X_n$  e  $Y_n$  vienen dadas por las expresiones:

$$X_n(j_1, j_2, \lambda) = \Lambda_n \langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2}) / (E_{j_1} + E_{j_2} - \omega_n) \\ Y_n(j_1, j_2, \lambda) = \Lambda_n \langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} - V_{j_1} U_{j_2}) / (E_{j_1} + E_{j_2} + \omega_n)$$

Utilizando las relaciones de ortogonalidad y clausura

$$\sum_{j_1 \geq j_2} X_{n(j_1 j_2 \lambda)} X_{n'(j_1 j_2 \lambda)} - Y_{n(j_1 j_2 \lambda)} Y_{n'(j_1 j_2 \lambda)} = \delta_{nn'}$$

$$\sum_n X_{n(j_1 j_2 \lambda)} X_{n'(j_1 j_2 \lambda)} - Y_{n(j_1 j_2 \lambda)} Y_{n'(j_1 j_2 \lambda)} = \delta_{j_1 j_1'} \delta_{j_2 j_2'}$$

haciendo la transformación inversa se obtiene:

$$Q_{20}^{\lambda \mu} )_{\text{coll.}} = \sum_n \Lambda_n ((2\lambda+1)^{1/2} / \chi_\lambda) ( \Gamma_n^{+\lambda} + (-1)^{\lambda-\mu} \Gamma_n^{\lambda} ) .$$

El resto de la interacción se trata a primer orden en una aproximación perturbativa. Para trabajar con fermiones y bosones en un pie de igualdad se corrige debido a la violación del principio de exclusión de Pauli y a la sobre completitud de la base. Utilizando teoría nuclear de campos<sup>88</sup> se define el siguiente hamiltoniano:

$$H = \sum_{jm} E_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} + \sum_{\lambda \mu n} \omega_n \Gamma_n^{+\lambda} \Gamma_n^{\lambda} - \sum_{\lambda} (\chi_\lambda / 2) \sum_{\mu} (Q_{20} + Q_{40})_{\mu}^{\lambda} \cdot (Q_{20} + Q_{40})_{-\mu}^{\lambda} - \sum_{\lambda} (\chi_\lambda / 2) [ \sum_{\mu} (Q_{20}^{\lambda \mu} )_{\text{coll.}}^+ (Q_{20} + Q_{40})_{-\mu}^{\lambda} + \text{cc} ] .$$

A partir de este hamiltoniano se derivan las expresiones para los 3 vértices diagramáticos que representan sendos elementos de matriz.

$$-\Lambda_n \langle j_1 || Q_\lambda || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2})$$

$$-(2\lambda+1)^{1/2} \Lambda_n \langle j_1 || Q_\lambda || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2})$$

$$-((2\lambda+1)^{1/2} / (2j_1+1)^{1/2}) \cdot \Lambda_n \langle j_1 || Q_\lambda || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} - V_{j_1} U_{j_2})$$

Los operadores electromagnéticos también deben ser definidos diagramáticamente

$$(Q_{\text{NFT}})_{\mu}^{\lambda} = Q_{20}^{\lambda\mu} )_{\text{coll.}} + (Q_{20} + Q_{11})_{\mu}^{\lambda}$$

$$\langle 1/(2j_2+1)^{1/2} \rangle \langle j_2 || Q_{\lambda} || j_1 \rangle (U_{j_1} U_{j_2} - V_{j_1} V_{j_2})$$

$$\langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2})$$

$$\Lambda_n ( (2\lambda+1)/\chi_{\lambda} ) = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 || Q_{\lambda} || j_2 \rangle (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2}) \cdot [ X_n(j_1 j_2 \lambda) + Y_n(j_1 j_2 \lambda) ]$$

Para efectuar el cálculo en el  $^{123}\text{In}$  se usaron como estados de partícula independiente los estados de agujero de protones obtenidos experimentalmente,  $(1g_{9/2})^{-1}$  para el estado fundamental, 327 keV para el  $(2p_{1/2})^{-1}$  primer estado excitado y 699 keV para el  $(2p_{3/2})^{-1}$  que es el segundo estado excitado. Para el  $^{125}\text{In}$  se usaron 360 keV para el  $(2p_{1/2})^{-1}$  y 797 keV para el  $(2p_{3/2})^{-1}$ . Las energías de partícula independiente para neutrones se obtuvieron de la Ref. 89. La constante de acoplamiento  $\chi$  fue fijada ajustando la energía experimental del primer estado  $2^+$  en los isótopos  $^{124,126}\text{Sn}$ . Básicamente se calculó el espectro de energía de los  $^{123,125}\text{In}$  acoplado un agujero de protones en  $(1g_{9/2})^{-1}$ ,  $(1p_{1/2})^{-1}$  y  $(1p_{3/2})^{-1}$  con estados vibracionales de uno y dos fonones.

## VI DISCUSION DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES

### VI.1 Discusión de los esquemas de niveles

Los resultados del cálculo teórico se presentan en las Figuras 29 a y b, junto con los esquemas de niveles deducidos en este trabajo a partir de los datos experimentales.

A partir del cálculo es posible deducir algunos aspectos de la estructura de los  $^{123,125}\text{In}$ .

En el  $^{123}\text{In}$  el grupo de niveles a aproximadamente 1 MeV puede ser interpretado claramente como interacciones de estados de partícula independiente con la vibración cuadrupolar  $2^+$  del correspondiente carozo del  $^{124}\text{Sn}$ . Por lo tanto la posible estructura de los niveles a 1027 keV, 1052 keV y 1166 keV son consistentes con los espines y paridades  $\frac{11}{2}^+$ ,  $\frac{5}{2}^+$ , y  $\frac{13}{2}^+$  or  $\frac{9}{2}^+$  todos ellos miembros del quintuplete  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^+$  (ver Figura 29 a).

A partir del cálculo se pueden sugerir espines y paridades no asignados en el esquema de la Figura 27 a y b. Por ejemplo el nivel de 1138 keV puede ser el nivel  $5/2^-$  consistente con la sistemática que se muestra en la Figura 16. Muy probablemente sea miembro del doblete resultante del acoplamiento del  $(2p_{1/2})^{-1}$ , con estados de 1 fonón  $2^+$ . La configuración del nivel a 1474 keV level es predominantemente  $| (2p_{3/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^-$  consistente con la asignación  $7/2^-$  deducida experimentalmente. Los niveles de 1512 keV y 1566 keV son los miembros restantes del quintuplete  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^+$ .

El único posible candidato a ser miembro de una banda intrusa con espín y paridad  $3/2^+$  es el estado de 1616 keV de energía debido a su fuerte transición al estado  $1/2^-$  y su incrementado carácter M1 frente a una E1, (además es alimentado por una posible transición E2) sin embargo tiene gran chance de ser miembro del cuádruplete



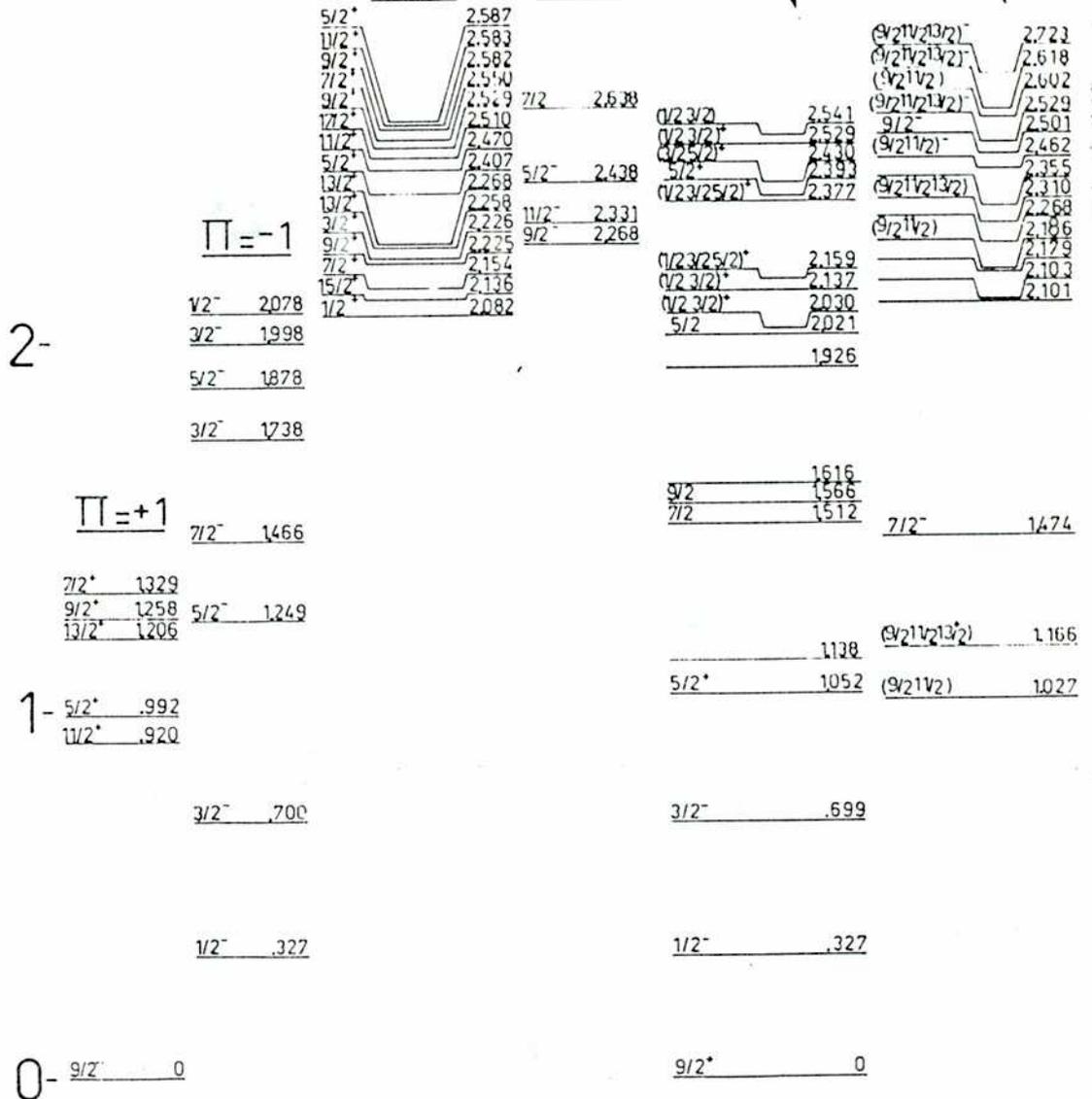
## THEORY

## EXPERIMENT

EXCITATION ENERGY [MeV]

Single-hole and one hole-one phonon

one hole-two phonons

 $(3/2^+)$   
 ${}^{123}\text{Cd}^g$ 
 $(11/2^-)$   
 ${}^{123}\text{Cd}^m$ 




$| (2p_{3/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^-$  (ver Figura 29 a y 27 a y b) aunque los datos experimentales son insuficientes para dilucidar ese problema.

La estructura de alguno de los niveles por encima de 2 MeV de energía pueden ser explicados como el resultado de las interacciones de un agujero de protones con estados de dos fonones. Como un ejemplo el nivel de 2393 keV es muy probablemente el miembro  $5/2^+$  de la configuración  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes (2^+ \otimes 2^+)_J; J \rangle^+$ . La suposición está soportada por el hecho que existe una fuerte transición al estado de 1052 keV cuya configuración es mayoritariamente de un agujero de protones un fonón.

Los estados de alto espín y paridad negativa alrededor de 2.5 MeV sugieren un carácter  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes 3^-; J \rangle^-$  debido a la existencia de un estado  $3^-$  a  $\cong 2.5$  MeV en el isótopo  $^{124}\text{Sn}$ . Cálculos preliminares en ese sentido apuntan a esa interpretación.

La estructura del  $^{125}\text{In}$  es muy similar a la del  $^{123}\text{In}$ . Consideraciones sistemáticas pueden ser argumentadas para considerar el estado fundamental, y los estados a 360 keV y 797 keV como los estados de partícula independiente  $(1g_{9/2})^{-1}$ ,  $(2p_{1/2})^{-1}$  and  $(2p_{3/2})^{-1}$  respectivamente.

Pueden invocarse los mismos argumentos dados en el caso del  $^{123}\text{In}$  para establecer que los niveles a 1028 keV, 1099 keV y 1173 keV tienen una estructura análoga a los estados a 1027 keV, 1052 keV y 1166 keV del  $^{123}\text{In}$  y por lo tanto son miembros del quintuplete  $| (1g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^+$ . Los miembros restantes son los estados a 1564 keV y 1578 keV ver (Figura 29 b). Para los niveles a 1220 keV ( $5/2^-$ ) y a 1589 keV ( $7/2^-$ ) sus configuraciones más probables resultan:  $| (2p_{1/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^+$  y  $| (2p_{3/2})^{-1} \otimes 2^+; J \rangle^-$  respectivamente (ver Figura 29 b).

Los argumentos que justifican las asignaciones y las especulaciones sobre la estructura de los estados en ambos

núcleos  $^{123,125}\text{In}$  están en buen acuerdo con la sistemática de los isótopos de In impares de la Figura 16 donde los niveles de estructura semejante están unidos por líneas punteadas o quebradas. Los estados rotacionales deformados también están indicados. De esta forma y teniendo en cuenta la discusión anterior cualquier posible estado  $3/2^+$  deformado (intruso) debiera estar situado a energías por encima de 2 MeV de acuerdo con la sistemática y con la suposición de una disminución de la deformación (aumento de rigidez) a medida que aumenta el número de neutrones y se aproxima al cierre de la capa neutrónica  $N = 82$ . Resultados preliminares del decaimiento del  $^{127}\text{Cd}$  y un esquema incompleto del  $^{127}\text{In}$  permiten inferir que esa tendencia continúa.

## VI.2 Conclusiones

De los resultados experimentales y teóricos que se presentan en esta segunda parte del trabajo se pueden extraer las siguientes conclusiones.

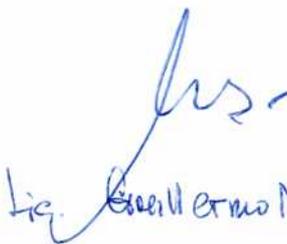
La sistemática de los esquemas de decaimiento de los isótopos impares de Cd con  $A > 121$  continúa exhibiendo un estado metaestable decayendo  $\beta^-$  en el  $^{123}\text{Cd}$  y en el  $^{125}\text{Cd}$ . En ambos casos el espín más probable es  $11/2^-$ . Más aun en el caso particular del  $^{123}\text{Cd}$  se logró determinar la energía del estado metaestable a 316 keV del fundamental (Ref. 85) y su espín. Como es natural en estos experimentos de decaimiento se identificaron también muy pocas transiciones del decaimiento de la  $^{125}\text{Ag}$  al  $^{125}\text{Cd}$  pero no se realizaron mediciones de vidas medias ni se acumularon espectros de coincidencias por lo que no se cuenta ni siquiera con un esquema preliminar del  $^{125}\text{Cd}$  y por lo tanto no se conoce la posición del isómero respecto del nivel fundamental.

Un aspecto interesante que no se ha podido dilucidar es el hecho que la fisión con neutrones rápidos de  $^{238}\text{U}$  favorece

la producción de isómeros de alto espín. Este fenómeno ha sido verificado también en otros isótopos (comparando intensidades de transiciones  $\gamma$  con producidos en fisión térmica) pero hace falta más información para tratar de aclararlo.

Se demuestra también que la estructura de los niveles más bajos en los  $^{123,125}\text{In}$  puede explicarse en términos de excitaciones independientes (un agujero de protones) y vibraciones cuadrupolares del carozo del Sn par-par vecino acoplados a través de una interacción cuadrupolar partícula-agujero, sin considerar grados de libertad rotacionales. Esto es así al menos para energías por debajo de 1.6 MeV en el  $^{123}\text{In}$  y  $\cong 2$  MeV en el  $^{125}\text{In}$ .

Los resultados confirman al menos parcialmente la hipótesis de que en estos núcleos la deformación está relacionada con la interacción cuadrupolar protón-neutrón de nucleones por encima de capa cerrada.

  
Lic. Guillermo MARTÍ

  
Lic. Alberto Jech

## R E F E R E N C I A S

1. Ark. Fys. 36 (1967).
2. Proc. CERN 70-30 Vol. 1 y 2 (1970).
3. Proc. CERN 76-13 (1976).
4. Proc. CERN 81-09 (1981).
5. M.Maruyama, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Symp. on Electrostatic Accel. Technology, Oak Ridge, Tennessee (1981) 17.
6. Nucl. Inst. and Meth. 220 Vol. 1 (1984) 1-61.
7. Nucl. Inst. and Meth. A244 N<sup>o</sup> 1, 2 (1986).
8. Referencias [11], [13] y [14] de la Tabla 1.
9. Institute of Physics Conference, N<sup>o</sup> 51, Capítulo 3, 105 (1980).
10. Nucl. Inst. and Meth. 139 Vol. 1 (1976) 239-280.
11. Nucl. Inst. and Meth. 186 Vol. 1 (1981) 35-163.
12. G.W.Phillips and K.W.Marlow, Nucl. Inst. and Meth. 137 (1976) 525.
13. M.J.Koskelo *et al.*, Comp. Phys. Comm. 24 (1981) y Nucl. Inst. and Meth. 190 (1981) 89.
14. R.G.Helmer and C.M.Mc. Cullach, Nucl. Inst. and Meth. 206 (1983) 477.
15. H.Machner, Nucl. Inst. and Meth. A258 (1987) 246.
16. R.A.Sorensen, Proc. CERN 81-09 (1981) 498.
17. P.Ring and P.Schuk, The Nuclear Many Body Problem, Springer-Verlag ISBN 0-387-09280-8 New York, Capítulo 1.
18. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B26 (1987) 452-495.

19. D. Vandeplassche, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **186** (1981) 211.
20. P.Marmier and E.Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Academic Press LCCCN 68-14644 New York, 370, 371.
21. H.L.Ravn, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B26** (1987) 72 y 73.
22. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B26** (1987) 267-313.
23. D.Bes, Nucl. Inst. and Meth. **38** (1965) 277.
24. E.Achterberg *et al.*, El Proyecto IALE, Informe Técnico de la CNEA N° 353.
25. E.Achterberg *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **101** (1972) 555.
26. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C4** N° 1 (1971) 188.
27. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C7** N° 1 (1973) 365.
28. D.Otero *et al.*, Phys. Rev. **C23** N° 6 (1981) 2691.
29. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C5** N° 5 (1972) 1587.
30. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C9** N° 1 (1974) 299.
31. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C10** N° 6 (1974) 2526.
32. E.Achterberg *et al.*, Phys. Rev. **C5** N° 5 (1972) 1759.
33. H.Huck *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **189** (1981) 347.
34. H.Huck *et al.*, Phys. Rev. **C24** N° 5 (1981) 2227.
35. H.Huck *et al.*, Phys. Rev. **C26** N° 2 (1982) 621.
36. P.Grand and N.Goland, Nucl. Inst. and Meth. **145** (1977) 49.
37. L.C.Northcliffe and R.Schilling, Nucl. Data Tables **A7** (1970).

38. H.Huck, "Estructura nuclear de núcleos próximos al doble mágico  $^{132}\text{Sn}$ ", Tesis. Univ. Nac. de Cuyo, (1981), no publicada.
39. F.Iglesias, "Estudio del decaimiento de los nucleidos  $^{93}\text{Kr}$ ,  $^{93}\text{Rb}$  y  $^{93}\text{Sr}$ ", Tesis, Univ. Nac. de Tucumán, (1976), no publicada.
40. D.Camin, J.Mónico and M.Satinosky, Nucl. Inst. and Meth. A244 (1986) 213.
41. G.Botteri, "Determinación de la Eficiencia de un Separador de isótopos on-line", Tesis de Licenciatura, Univ. Nac. Rosario, (1987), no publicada.
42. Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 29 N° 2 (1983).
43. C.Rocco, "Generador de un haz de neutrones rápidos para experiencias de física nuclear", Tesis de Licenciatura, Fac. Cs. Exactas y Naturales, Bs. As. (1984), no publicada.
44. John C. Hill, IOWA State Univ. Report 15-4351 (1978).
45. O.Almen and K.O.Nielsen, Nucl. Inst. and Meth. I (1957) 302.
46. H.Huck *et al.*, sometido para publicación en Nucl. Inst. and Meth.eth.
47. M.Conjeaud, S.Harar et E.Thuriere, Nucl. Phys. A129 (1969) 10.
48. C.V.Weiffenbach and R.Tickle, Phys. Rev. C3, (1971) 1168.
49. W.H.A.Hesselink, B.R.Kooistra, L.W.Put, R.H.Siemssen and S.Y.Van der Werf, Nucl. Phys. A226 (1978) 229.
50. S.Harar and R.N.Horoshko, Nucl. Phys. A183 (1972) 161.
51. R.O.Markham and H.W.Fullbright, Phys. Rev. C9 (1974) 1633.

52. E.M.Takagui, F.C.Sampaio and O.Dietzsch, Phys. Rev. **C27** (1983) 1993.
53. E.M.Bernstein, G.C.Seaman and J.M.Palm, Nucl. Phys. **A141** (1970) 67.
54. J.Mc. Donald, D.Porter and D.T.Stewart, Nucl. Phys. **A104** (1967) 177.
55. F.S.Dietrich, B.Herskind, R.A.Naumann, R.G.Stockstad and G.E.Walker, Nucl. Phys. **A155** (1970) 209.
56. W.K.Tuttle *et. al.*, Phys. Rev. **C13** (1976) 1036.
57. A.Bäcklin, B.Fogelberg and S.G.Malmskog, Nucl. Phys. **A96** (1967) 539.
58. T.Badica *et. al.*, Nucl. Phys. **A222** (1974) 168.
59. H.Hass and D.A.Shirley, Rep. UCRL-10426 (1970) 208.
60. V.R.Pandharipande, K.E.Prasad, R.P. Sharma and B.V.Thosar, Nucl. Phys. **A109** (1968) 81.
61. J. Mc Donald, B.Fogelberg, A. Bäcklin and Y.Kawase, Nucl. Phys. **A224** (1974) 13.
62. B. Fogelberg and P.Hoff, Nucl. Phys. **A376** (1982) 389.
63. R.S.Raghavan and P.Raghavan Phys. Lett. **28** (1972) 54.
64. H.J.Kim and W.T. Milner, Nucl. Inst. and Meth. **95** (1971) 429.
65. H.J.Kim and R.L.Robinson Phys. Rev. **C9** (1974) 767.
66. K.Heyde *et al.*, Phys. Rep. **102** N<sup>o</sup>5 and 6 (1983).
67. B.I.Atalay and L.W.Chiao-Yap Phys. Rev. **C5** (1972) 369.
68. S.Sen Nucl. Phys. **A191** (1972) 29.

69. A.Covello, V.R.Manfredi and N.Azziz, Nucl. Phys. A201 (1973) 215.
70. H.J.Mang, F.Krmpotic and s.M.Abecasis, Z. Physics 262 (1973) 39.
- 71 S.M.Abecasis, O.Civitarese and F.Krmpotic, Phys. Rev. C9 (1974) 2320.
72. F.Iachello and J.W.Smits, KVI Annual Report (1973) 65.
73. K.Heyde, M.Waroquier and R.A.Mayer, Phys. Rev. C17 (1978) 1219.
74. M.D.Glascok et al, Phys. Rev. C20 (1979) 2370.
75. K.Heyde, M.Waroquier and P.Van Isacker, Phys. Rev. C22 (1980) 1267.
76. Dietrich, A.Bäcklin, C.O.Lannergård and I.Ragnarsson Nucl. Phys. A253 (1975) 429.
77. H.Mach, R.L.Gill, D.D.Warner, A.Piotrowski and R.Moreh Phys Rev. C34 (1986) 1117.
78. P.Hoff, B.Ekström, H.Göktürk and B.Fogelberg, Nucl. Phys. A459 (1986) 35.
79. G.M.Lederer and V.Shirley, Table of Isotopes Seventh Edition (1978).
80. S.Wald and P.Countryman, UCRL Pub. N° 3038 (1984).
81. UCRL N° 19452.
82. E. Achterberg, Tesis, Univ. de Cuyo, (1979) no publicada.
83. E.Achterberg et al., Nucl. Instr. and Meth 116 (1973) 453.

84. P.R.Bavington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, Mc Graw-Hill, New York (1969).
85. H.Huck, A.Jech, G.Marti, M.Pérez, J.Rossi, and H. Sofía, sometido para publicación en *Phys. Rev. C*.
86. F. Riess, sometido para publicación en *Nucl. Inst. and Meth.*
87. L.Spanier, K.Aleklett, B. Ekström and B.Fogelberg *Nucl. Phys. A474* (1987) 359.
88. D.R.Bes, G.G.Dussel, R.A.Brogliá, R.Liotta and B.R.Mottelson, *Phys. Lett. 52B* (1974) 253.  
 D.R.Bes, R.A.Brogliá, G.G.Dusel, R.J.Liotta and H.M.Sofía, *Nucl. Phys A260* (1976) 27.  
 D.R.Bes, R.A.Brogliá, G.G.Dussel, R.J.Liotta and R.P.J.Perazzo, *Nucl. Phys. A260* (1976) 77.
89. R.A.Uher and R.A.Sorensen, *Nucl. Phys. 86* (1966) 1.

A P E N D I C E

TABLA I.A Ajuste lineal-a, y con polinomio de 3<sup>er</sup> grado-b obtenidos del espectro de calibración de la masa 123.

Centroide [Canal]	error [Canal]	Ajuste [Canal]	error [Canal]	Energía [keV]	Ajuste [keV]	error [keV]
65.79	.05	65.34	.13	59.537	59.54	.001
118.28	.05	117.76	.17	80.999	81.01	.008
218.68	.05	218.01	.18	122.06	122.06	.001
253.91	.10	253.20	.09	136.47	136.47	.001
789.31	.05	789.27	.02	356.01	356.01	.008
1535.35	.01	1535.50	.13	661.66	661.63	.031
3262.12	.02	3262.08	.04	1368.64	1368.73	.050
4149.13	.10	4149.14	.07	1731.03	1372.02	.029
5397.85	.05	5397.64	.19	2243.03	2243.33	.180
6646.59	.05	6646.15	.40	2754.03	2754.65	.410
RECTA DE CALIBRACION				ENERGIA = 32.72 + 0.41 · CANAL		

b)

65.94	.07	59.54	.001
118.29	.02	81.00	.004
218.46	.09	122.06	.001
253.62	.05	136.47	.003
789.31	.02	356.01	.001
1535.35	.01	661.66	.003
3262.09	.03	1368.72	.056
4149.41	.21	1731.93	.077
5397.91	.06	2242.95	.019
6646.56	.05	2754.07	.039

CURVA DE CALIBRACION

$$E = 32.51 + 0.41 \cdot C - 0.14 \cdot 10^{-6} \cdot C^2 + 0.96 \cdot 10^{-10} \cdot C^3$$

Siendo E la energía y C el canal.

TABLA IB Ajuste lineal-a, y con polinomio de 3<sup>er</sup> grado-b obtenidos del espectro de calibración de la masa 125.

Centroide [Canal]	error [Canal]	Ajuste [Canal]	error [Canal]	Energia [keV]	Ajuste [keV]	error [keV]
65.79	.05	65.51	.13	59.53	59.54	.001
218.63	.04	218.17	.28	122.06	122.06	.001
253.83	.20	253.35	.05	136.47	136.47	.001
789.25	.03	789.32	.05	356.01	356.99	.018
1535.27	.03	1535.60	.23	661.66	661.65	.031
3261.92	.03	3261.89	.04	1368.64	1368.69	.050
4149.13	.03	4149.17	.12	1731.03	1372.02	.039
5397.85	.05	5397.94	.08	2243.03	2243.33	.180
6646.20	.05	6645.18	.82	2754.03	2754.39	.390

a)

RECTA DE CALIBRACION ENERGIA = 41.77 + 0.41·CANAL

b)

66.00	.13	59.54	.001
218.50	.09	122.06	.001
253.65	.02	136.47	.003
789.25	.02	356.01	.001
1535.27	.02	661.66	.003
3262.09	.03	1368.69	.019
4149.41	.21	1731.78	.077
5397.78	.06	2242.89	.059
6646.20	.10	2754.03	.038

CURVA DE CALIBRACION

$$E = 32.48 + 0.41 \cdot C - 0.18 \cdot 10^{-6} \cdot C^2 + 0.14 \cdot 10^{-10} \cdot C^3$$

Siendo E la energía y C el canal.