

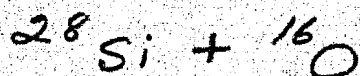
2ij.46

Universidad Nacional  
Autónoma de México

---

FACULTAD DE CIENCIAS

ANÁLISIS DE LA REACCIÓN



TESIS

Que para obtener el título de

LICENCIADO EN FÍSICA

presenta

MARIA LUISA REYNOSO PINEDA

México, D.F.

1983



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# I N D I C E

## Introducción

- I. Fusión
  1. Definición y discusión del concepto de sección
  2. Definición de fusión
  3. Modelos de fusión
    - a) Modelo de corte brusco
    - b) Ideas de modelos mas sofisticados
- II. Procedimiento y equipo experimental
  1. Producción y preaceleración de iones negativos
  2. Obtención de un haz energético de iones positivos
  3. Obtención de datos experimentales
  4. Resultados experimentales
- III. Identificación y análisis de espectros
  1. Calibración con fuentes radioactivas
  2. Valores Q
  3. Identificación burda de los picos del espectro
  4. Análisis de los esquemas de niveles de los núcleos residuales
  5. Estimación del fondo residual
- IV. Análisis de datos
  1. Función de eficiencia
  2. Normalización relativa con excitación coulombiana
  3. Normalización absoluta
  4. Resultados, funciones de excitación

## V. Análisis Cualitativo

1. Comparación con trabajos previos

2. Conclusiones

Anexo I.- Cálculo de Birkelund

Anexo II.- Detectores Semiconductores

Anexo III.- Reacciones Nucleares. Notación

Anexo IV.- Radio Nuclear

Bibliografía

## INTRODUCCION

Después del trabajo pionero de Bromley, Kuehner y Almquist<sup>(1)</sup> sobre resonancias en  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , se despertó mucho interés entre los físicos nucleares experimentales por la búsqueda de estructura en las funciones de excitación de reacciones nucleares inducidas por iones pesados. Se encontró que alguna estructura oscilatoria está presente también en el canal de fusión para algunas reacciones como la misma  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  u  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  (2,3,4).

Existen modelos que, basándose en el potencial ión-ión y tomando en cuenta los procesos disipativos que ocurren durante la colisión<sup>(5)</sup>, han logrado explicar bien el proceso de fusión en cuanto a su dependencia gruesa con la energía. Sin embargo, fenómenos como las oscilaciones antes mencionados caen fuera del alcance de estos modelos y carecen aún de explicación completa. Es entonces de gran interés determinar experimentalmente la mayor cantidad de información posible al respecto, con el fin de aportar datos que contribuyan al desarrollo de una explicación teórica consistente del fenómeno.

En particular, queda por determinarse el dominio de los sistemas en los cuales la estructura está presente, lo cual ha motivado a realizar un estudio de fusión del sistema  $^{28}\text{Si}$  y  $^{16}\text{O}$ . Este sistema está en una región de masas bastante alejada de aquella donde las oscilaciones han sido observadas. Además, de la observación empírica parece surgir la imagen de que el fenómeno de estructuras en fusión se presenta más marcadamente en sistemas donde blanco y proyectil son núcleos formados por un número entero de partículas alfa equivalentes. Esto convierte al sistema  $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$  en uno particularmente interesante para ser estudiado.

Otro objetivo del análisis de esta reacción es poder analizar limpiamente el sistema  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$  ya que elaborar el blanco de  $^{28}\text{Si}$  (depositando, por técnica de evapora-

ción al vacío, una capa de  $^{28}\text{Si}$  sobre una placa de oro) fue imposible evitar una ligera contaminación con  $^{39}\text{K}$ , proveniente de la reacción  $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ , de dos de las líneas de interés.

La sección total de fusión del sistema  $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ ,  $\sigma$ , fue medida por técnica de rayos gamma. Se usó un blanco de  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  y un haz de  $^{28}\text{Si}$ , proveniente del acelerador TANDEM MP de la Universidad de Notre Dame, con energías desde 63 hasta 99.5 MeV. (i.e. con energías entre 22.9 y 36.2 MeVs en el centro de masa) en pasos de 500 KeV.

Para determinar las funciones de excitación de los diferentes canales de evaporación fue necesario utilizar datos obtenidos con el blanco de  $^{28}\text{Si}$  depositado sobre Au contaminado con oxígeno ya que algunas gammas muy energéticas ( $E_\gamma > 2700$  KeV) no fueron registradas con la electrónica usada con el blanco de  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ .

Estos rayos gamma emergentes fueron registrados por un detector Ge(Li) cuyas eficiencias relativa y absoluta fueron determinadas con una fuente de  $^{56}\text{Co}$  la primera y con fuentes calibradas de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{133}\text{Ba}$  la segunda.

Las funciones de excitación Coulombiana del Au y del Ta mostraron el incremento suave esperado con la energía de bombardeo confirmando que no había estructura en las funciones de excitación debido a causas experimentales. Para mayor confiabilidad de los resultados, algunos datos fueron repetidos para comprobación posterior.

La sección eficaz para los núcleos de la cadena de evaporación ha sido determinada con una incertidumbre total estimada en 8%, dominada por la incertidumbre en las integraciones. Se observan oscilaciones no reportadas en trabajos anteriores.

# CAPITULO I

## FUSION

### I. 1.- Definición y Discusión del Concepto de Sección

Es necesario tener una medida cuantitativa de la probabilidad de que una reacción nuclear dada tenga lugar. Para ésto se utiliza el concepto de sección transversal, la cual se define de la siguiente manera:

Considérese una reacción nuclear típica  $A(a,b)B$  (Anexo II). Si hay un flujo  $I_0$  de partículas de tipo "a" por unidad de área incidiendo en un blanco que contiene  $N$  núcleos de tipo A, (ver figura 1) entonces el número de partículas "b" emitidas por unidad de tiempo,  $Y_b$ , es proporcional a  $I_0$  y a  $N$ . La constante de proporcionalidad se llama sección transversal,  $\sigma$ , y tiene dimensiones de área. Entonces, para esta reacción en particular, la sección transversal será:

$$\sigma = \frac{\text{número de partículas "b" emitidas}}{\frac{\text{número de partículas "a" incidentes}}{\text{unidad de área (*)}} \times \text{número de núcleos blanco dentro del haz.}}$$

$$\sigma = \frac{Y_b}{N_a N_A} \dots \dots \dots \text{ec. I.1}$$

Por otro lado el número de partículas "b" emitidas por unidad de tiempo, dentro de un ángulo sólido  $d\Omega$  en la dirección de los ángulos polares  $(\theta, \phi)$  con respecto al haz es proporcional a  $d\Omega$ . La constante de proporcionalidad es llamada la sección transversal diferencial y se representa por el símbolo  $d\sigma/d\Omega$  (ver figura 1)

(\*) Una unidad de área conveniente en física nuclear es el

$$\text{barn} = 10^{-28} \text{ m}^2.$$

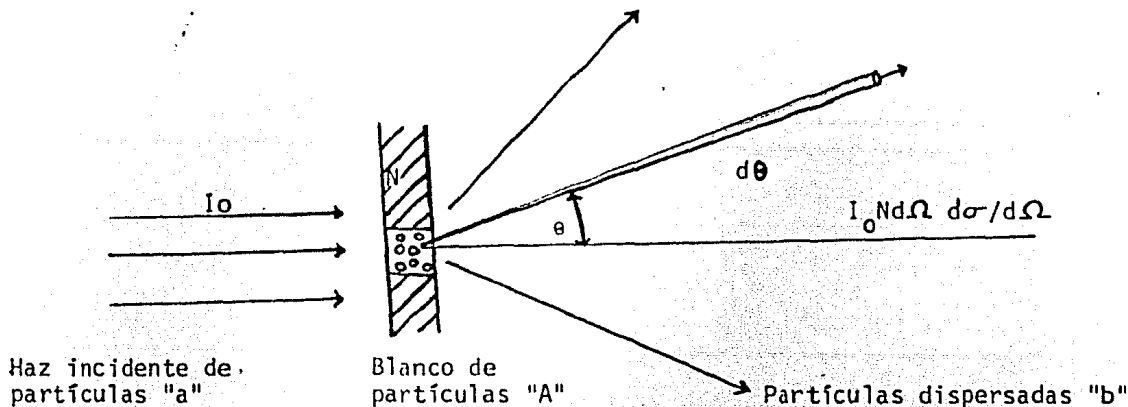


Figura. 1. Diagrama que muestra los elementos que forman la sección transversal diferencial.

En general, la probabilidad de emisión de partículas "b" y por lo tanto la sección transversal diferencial, dependerá del ángulo  $\theta$ . Solamente en casos especiales la distribución angular será isotrópica.

Las secciones transversales son medidas de probabilidad. A una energía de bombardeo dada, se define una sección transversal para cada conjunto disponible de estados, de cada conjunto posible de partículas, esto es, para cada canal abierto. Puesto que diferentes canales corresponden a núcleos en diferentes estados de energía, no hay interferencia cuántica entre las correspondientes amplitudes de probabilidad. Se puede simplemente sumar las secciones diferenciales de los diferentes canales de la reacción. La suma de todas estas secciones transversales, para procesos no elásticos, es llamada la sección de reacción o la sección transversal de absorción del par de núcleos que interactúan a esa energía. Cuando se le agrega la sección transversal elástica, se tiene la sección total, que es una medida de la probabilidad de que algo pasará durante la colisión. Ese algo puede ser dispersión elástica, inelástica, fusión, etc.



Para entender físicamente el concepto de sección transversal, considérese la colisión de dos esferas (figura 2)

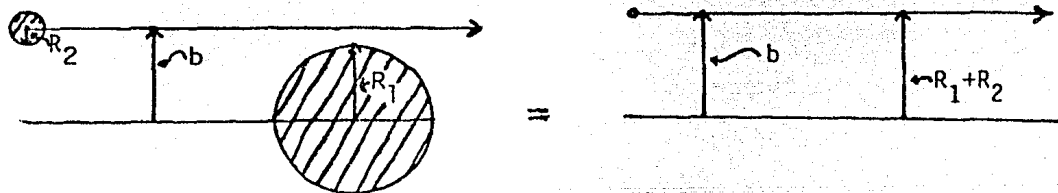


Figura 2 La colisión de dos esferas (izq.) tiene la misma sección transversal que una partícula puntual incidente sobre una esfera cuyo radio es la suma  $R_1 + R_2$  (derecha).

Considérese la esfera 1 en reposo y la esfera 2 incidiendo sobre ella. Las dos esferas no chocarán a menos que su parámetro de impacto "b", definido como la distancia perpendicular existente entre el centro de fuerzas y la velocidad incidente, sea menor que la suma de sus radios,  $b \leq R_1 + R_2$ . Este efecto es el mismo que para la colisión de una partícula puntual con un disco de radio  $R_1 + R_2$ . El área de este disco,  $\pi (R_1 + R_2)^2$ , es la sección transversal de la colisión, ésto es:  $\sigma = \pi b^2$ .

Se puede apreciar algo importante de esta imagen. La sección transversal no es una propiedad del blanco solamente, sino que refleja también propiedades del proyectil. Es importante señalar que los sistemas físicos como los núcleos no tienen una orilla definida, como se supuso en el ejemplo anterior (anexo III), sus superficies son difusas y, conforme se acercan uno a otro, hay una región de

transición en donde están parcialmente en contacto, además de que las fuerzas nucleares actúan sobre distancias finitas y no como en el modelo clásico en que la interacción es de contacto. Estos dos efectos hacen imposible caracterizar completamente la interacción entre dos sistemas simplemente en términos de un radio. Entonces, por lo menos se requiere otro parámetro, tal como el alcance o difusividad de la superficie. Por efecto de la estructura nuclear, la sección transversal varía con la energía de bombardeo y puede mostrar resonancias. La sección transversal para una reacción en particular no es necesariamente comparable a  $\pi (R_1 + R_2)^2$ , aunque la sección transversal total para dos sistemas que interactúan fuertemente está cerca de esta idea geométrica. La probabilidad de que la interacción lleve a un estado final particular puede ser mucho más pequeña o grande debido a la estructura nuclear u otros efectos.

Para conocer la estructura nuclear se formulan modelos que la expliquen.

Algunos modelos son más generales que otros y, como sucede con los modelos, entre más general sea su naturaleza es menor el contenido físico que pretende tener.

## I. 2.- Definición de Fusión

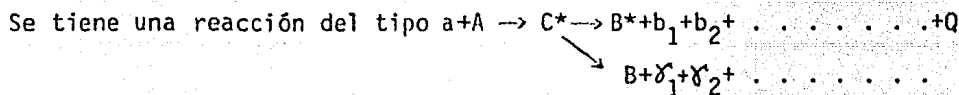
Existen diferentes mecanismos de reacción, como son los siguientes, que pueden ocurrir cuando dos partículas chocan:

- i) Dispersión Elástica. El canal de entrada es el mismo que el de salida. Los estados internos no cambian por lo que el valor  $Q$  (energía liberada o absorbida) de la reacción es cero,  $Q=0$ , y la energía cinética en el centro de masa es la misma antes y después de la dispersión. Se tiene una reacción del tipo  $a+A \rightarrow a+A$ .

ii) Dispersión Inelástica. En esta reacción el núcleo blanco ha sido elevado a un estado excitado, digamos  $B=A^*$ . Consecuentemente  $Q=E_x$  donde  $E_x$  es la energía de excitación de este estado. Como el proyectil "a" es emitido con energía reducida, se escribe  $a'$  teniendo una reacción del tipo  $a+A \rightarrow a'+A^*-E_x$ . Si el proyectil a su vez es un núcleo complejo puede ser dejado en un estado excitado en vez del blanco o junto con éste a través de un proceso de excitación mutua. Se tiene una reacción del tipo  $A(a,a^*)A^*$ .

iii) Colisiones de Rearreglo. Aquí se tiene una reacción donde los nucleones de los núcleos se han rearmado o transmutado. Hay muchas posibilidades;  $A+a \rightarrow B_1+b_1+Q_1$  o  $A+a \rightarrow B_2+b_2+Q_2$ , etc. Por ejemplo:  $^{197}\text{Au}(p,d)^{196}\text{Au}^*$

iv) Fusión. Esta es un caso especial de la clase (iii); el par  $A+a$  se fusiona, formando un núcleo compuesto en un estado excitado; esta energía de excitación se pierde por emisión de uno o más nucleones y/o uno o más rayos  $\gamma$ .



Para poder decir que dos núcleos, blanco y proyectil, se han fusionado, es necesario que exista un amalgamiento completo de ambos, para formar un sistema compuesto con todos sus grados de libertad en completo equilibrio. La única memoria que tiene el sistema de como se formó es a través de la conservación de cantidades como masa, carga, energía, momento angular y, posiblemente, isospin.

Al sistema compuesto, definido anteriormente, se le conoce como el núcleo compuesto de Niels Bohr. Es importante señalar que una cosa es definir fusión y otra es verificar experimentalmente que las condiciones de la defini-

ción han sido satisfechas. Por ello, el significado de fusión es operacional y se refiere a interacciones cuyos productos son consistentes con las predicciones de modelos para el decaimiento de sistemas en equilibrio.

Como ningún modelo físico ha descrito, hasta ahora, todas las características de las reacciones nucleares, nos restringiremos a uno que explique reacciones de núcleo compuesto: el modelo de corte brusco (sharp cut-off model)<sup>(6)</sup>.

### I. 3.- Modelos de Fusión

#### a) Modelo de corte brusco

Este modelo considera que los núcleos tienen una superficie definida (i.e. desprecia la difusividad) y dado que las fuerzas nucleares son de corto alcance entonces al incidir un haz de partículas sobre un blanco, sólo aquellas partículas del haz con un momento angular  $L = l\hbar$  relativo al blanco, menor que un valor máximo  $l_c\hbar$  (generalmente muy pequeño) interaccionará con el blanco. Suponiendo que el potencial nuclear es radial dado que el valor del momento angular relativo  $L$  de dos partículas que chocan, está cuantizado en unidades de  $\hbar$ , se pueden usar funciones de onda con un valor de  $l$  definido (ondas parciales) y así reducir la ecuación de Schrödinger en tres dimensiones, a una serie de ecuaciones radiales en una dimensión.

Si dos partículas con momento relativo  $p = \hbar k$  tienen un parámetro de impacto  $b$ , su momento angular relativo es  $l\hbar = pb$  o  $l = kb$ .

Ahora supóngase que no interaccionan a menos que se acerquen una a otra a una distancia menor que  $R$ . Entonces, clásicamente, sólo interaccionarán, habiendo absorción completa, si el momento angular relativo  $l$  satisface que  $l = kR$  ;  $k = \chi^{-1}$

En el modelo de corte brusco la amplitud  $\eta_e$  de la onda elástica saliente,

que describe las partículas al salir de la colisión, con momento angular satisface:

$$\eta_l = 0, \quad \text{para} \quad l \leq l_c = kR$$

$$\eta_l = 1, \quad \text{para} \quad l > l_c = kR$$

Lo que quiere decir que si el momento angular relativo es menor que el crítico, existe absorción completa, esto es que no salen partículas por el canal elástico y, por ende, la amplitud  $\eta_l$  de la onda elástica será 0. Si por el contrario, el momento angular relativo es mayor que el crítico, no existe absorción, lo cual implica que todas las partículas salen por el canal elástico y la amplitud  $\eta_l$  de la onda elástica saliente será 1.

La sección transversal de absorción es:

$$\sigma_{abs} = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1)(1-|\eta_l|^2)$$

En este modelo se considera  $\eta_l = 0$  para  $l < l_c$

por lo tanto

$$\sigma_{abs} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_c} (2l+1) = \pi (l_c \lambda + \lambda)^2 = \pi (b + \lambda)^2 \approx \pi b^2$$

$$\sigma_{abs} \approx \pi b^2$$

Considérese una onda parcial, esto es, un ensamble de partículas todas con el mismo momento angular  $L$  bien definido. Veamos como cada una de estas partículas del haz interacciona con las del blanco. Como los iones pesados son muy masivos su longitud de onda asociada es suficientemente pequeña para ser despreciable y se puede usar una aproximación clásica (no relativista). Se tiene un núcleo A con energía  $E = \frac{mv^2}{2}$  a una distancia infinita del núcleo B contra el que va a chocar (figura 3)

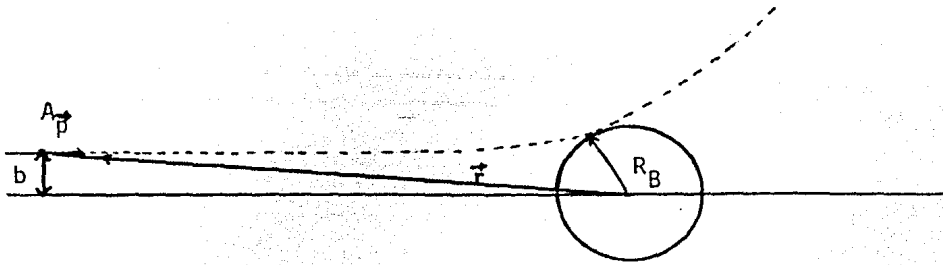


Figura 3 Modelo de corte brusco. Choque entre dos núcleos.

En el modelo de corte brusco habrá fusión si la energía es mayor o igual a  $V(R_B)$  y no la habrá si es menor (figura 4).

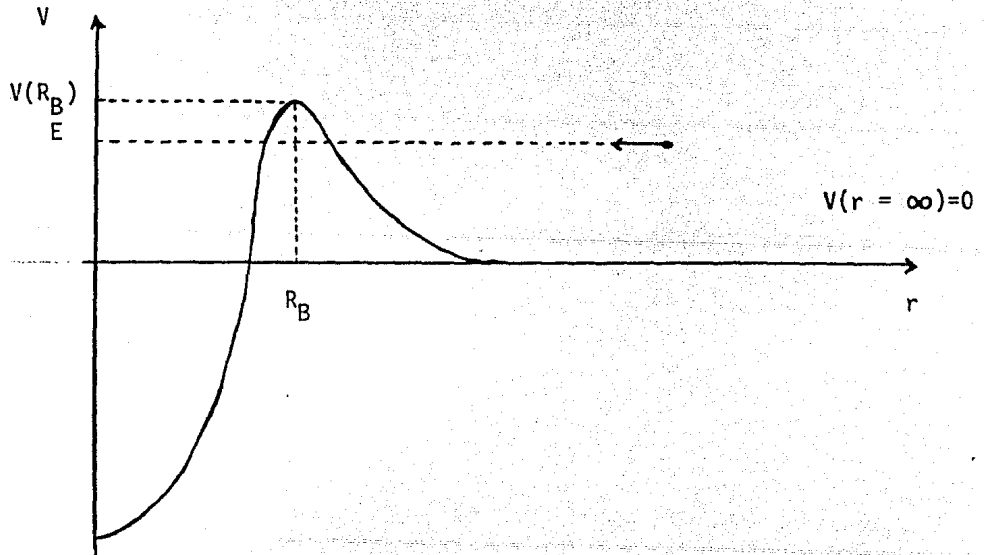


Figura 4 Modelo del potencial que observa una partícula al acercarse a otra

Se tiene clasicamente que:

$$|\vec{L}| = |\vec{p} \times \vec{r}|$$

Para  $r \rightarrow \infty$

$$|\vec{L}| = |\vec{p} \times \vec{r}| = pb = mvb \Rightarrow b = \frac{L}{p}$$

La energía de la partícula está dada por

$$E = V(r) + \frac{1}{2} mv^2 = V(r) + \frac{p^2}{2m} = V(r) + \frac{L^2}{2mb^2}$$

Por lo tanto

$$L^2 = [E - V(r)] 2mb^2$$

Para  $r = R_B$  y  $V = V(R_B)$

$$L^2 = [E - V(R_B)] 2mR_B^2$$

Como ya se ha visto

$$\sigma = \pi b^2 = \frac{\pi L^2}{p^2} = \frac{\pi L^2}{2mE} = \frac{\pi}{2mE} 2mR_B^2 [E - V(R_B)] = \pi R_B^2 \left[ \frac{E - V(R_B)}{E} \right]$$

Por lo tanto

$$\sigma = -V(R_B) \frac{1}{E} + \pi R_B^2$$

Lo cual es una recta al graficar  $\sigma$  vs  $\frac{1}{E}$  (figura 5)

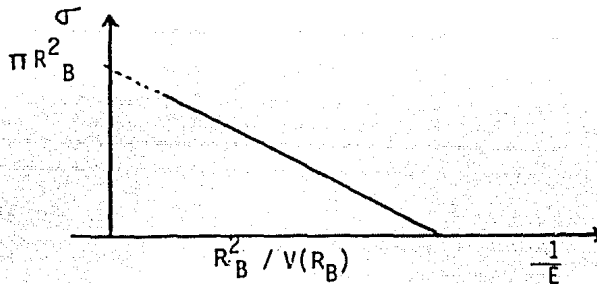


Figura 5 Gráfica de la sección transversal de fusión como función del inverso de la energía usando el modelo de corte brusco.

Este modelo de corte brusco es un modelo simple que no explica los datos experimentales para altas energías, por ello se usa un modelo un poco más complicado que éste en el que se introduce el concepto de fricción, más una fuerza conservativa para el potencial total.

#### b) Ideas de Modelos más Sofisticados

En el modelo de corte brusco se considera a los núcleos como esferas duras cuyo único parámetro independiente es la distancia entre sus centros. Este modelo predice, como se vió en la sección anterior, que la sección dependerá en forma inversamente proporcional a la energía, figura 5. Sin embargo, se ha observado experimentalmente que al contrario de lo predicho por este modelo, la sección de fusión, luego de alcanzar un máximo, disminuye su valor al aumentar la energía en el centro de masa.

Para explicar esto se toma en cuenta el momento intrínseco de los núcleos, pues éste se verá afectado durante la interacción y también se hace la consideración de que los núcleos no tienen una superficie definida, sino difusa.

Esto hará que se tengan, ahora, cuatro parámetros independientes ( $r$ ,  $\theta$ ,  $\theta_p$  y  $\theta_T$  en la figura 6) en vez de uno, como en el modelo de corte brusco.



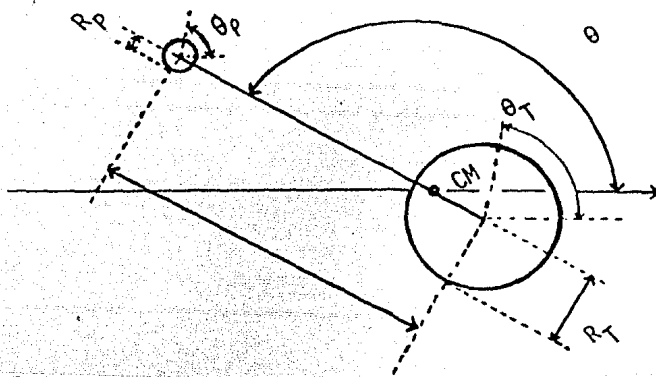


Figura 6 Grados de libertad para dos iones pesados que interactúan.

Las primeras dos cantidades,  $r$  y  $\theta$ , definen la separación radial y orientación angular del sistema y las segundas dos cantidades,  $\theta_T$  y  $\theta_P$ , son los ángulos que especifican la orientación del blanco y del proyectil respectivamente.

Al acercarse los núcleos inducen una redistribución de carga y se aplican una torca mutuamente, haciendo cambiar su momento angular intrínseco. Al irse acercando los núcleos y rozarse pierden energía cinética de traslación por las colisiones inelásticas entre nucleones individuales. Para expresar esto matemáticamente se introducen una fuerza de fricción tangencial y otra de fricción radial. Los valores de estas fuerzas disipativas son fenomenológicos.

La fuerza entre los dos núcleos que interactúan es la suma de una fuerza disipativa más otra conservativa, debiéndose esta última a la suma de los potenciales coulombiano  $V_C$ , y nuclear  $V_N$ .

Los potenciales nuclear y coulombiano pueden ser fenomenológicos o bien proponerse bajo algún modelo teórico, como por ejemplo usar para el potencial coulombiano aquel que se debiera a dos cargas puntuales o bien a una carga puntual y una distribución esférica de carga o bien a dos distribuciones gaussianas de carga, etc.

En la práctica se hacen cálculos proponiendo diferentes potenciales con objeto de decidir cual ajusta mejor los datos experimentales, por lo que la obtención final de los parámetros es fenomenológica.

Un modelo de este estilo es usado para interpretar estos datos y está basado en un cálculo hecho por Birkelund et al<sup>(5)</sup>, cuyo trabajo está detallado en el anexo I.

## CAPITULO II

### PROCEDIMIENTO Y EQUIPO EXPERIMENTAL

La realización de un experimento en Física nuclear requiere en general de un equipo muy especializado y sofisticado resultado de muchos años de investigación y cuya descripción detallada vas más allá de la finalidad de este trabajo. Sin embargo, es necesario dar en este capítulo una muy breve descripción del equipo usado en este experimento, comprendiendo desde la producción del haz, hasta la instrumentación utilizada para la obtención y análisis de los resultados experimentales. En la figura 7 se muestra el esquema del arreglo experimental.

Primeramente se tiene una fuente de iones donde se producen iones negativos (de Silicio en este caso). Esta fuente está colocada dentro de un primer Van de Graaff de 2 MeV de donde salen con cierta energía cinética. El haz de iones es entonces mandado a través de cuadrupolos, lentes y rejillas para definirlo y seleccionar su masa y energía haciéndolo pasar por los imanes deflectores D1 y D2. Una vez seleccionados los iones de interés se aceleran en el Tandem Van de Graaff en donde se cambia su estado de carga. Al salir el haz de Tandem, se le vuelve a enfocar y se hace incidir sobre el blanco.

Al interactuar el haz con el blanco se producen las reacciones nucleares. En este experimento en particular se registraron aquellas que producen rayos gamma, los que salen en todas direcciones. Se registraron con un detector Ge(Li) tan solo aquellos que salieron a un ángulo de  $125^{\circ}$  y dentro de un ángulo sólido de aproximadamente  $0.035 \pi$  = .11

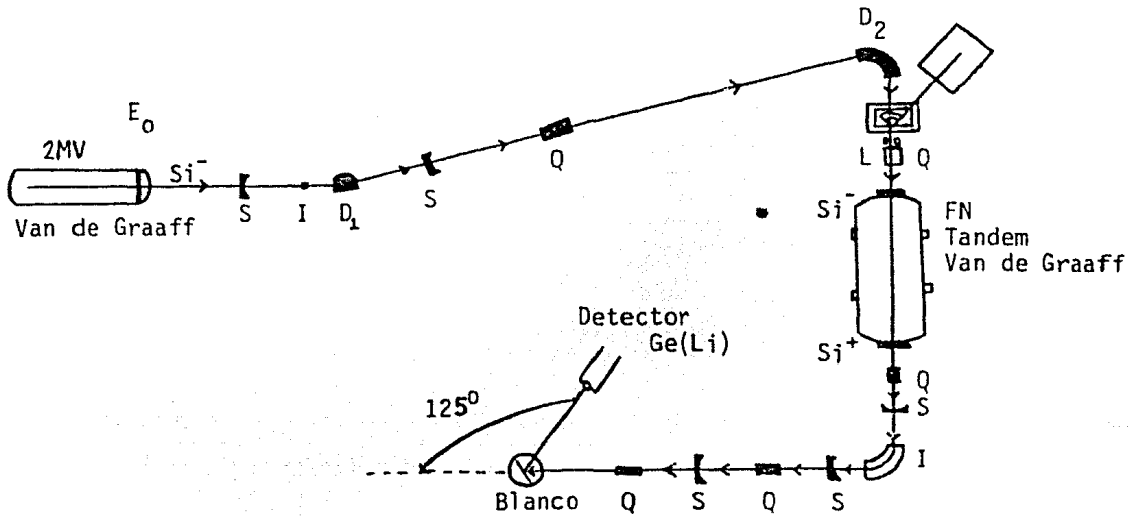


Figura 7 Esquema del arreglo experimental.

- D: deflector
- S: rejilla
- Q: cuadrupolo
- I: imán
- L: lente
- D<sub>1</sub>: Selecciona la masa de los iones
- D<sub>2</sub>: Selecciona la energía de los iones
- Q : Enfocan el haz

Con el detector conectado a la electrónica adecuada, esquematizada en la figura 8 se contaron los rayos gamma y se clasificaron según su energía, para así, finalmente, obtener el espectro.

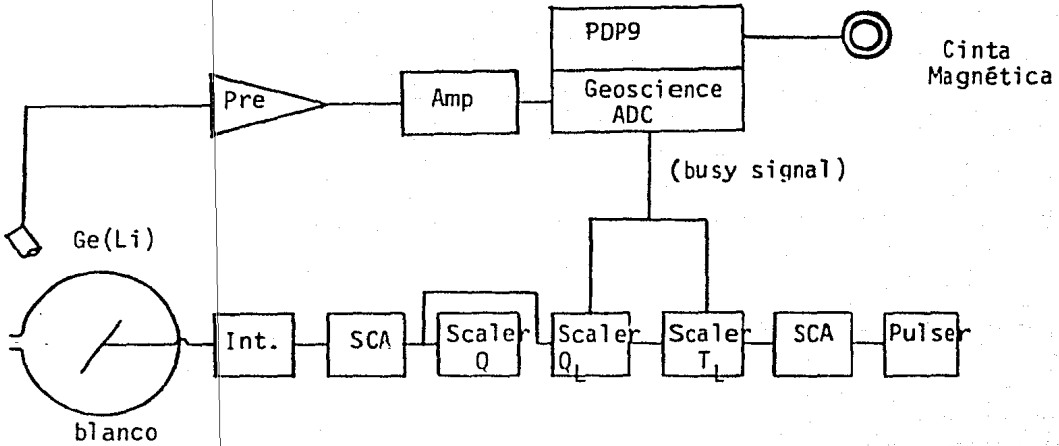


Figura 8 Electrónica utilizada con el detector Ge(Li)

### II. 1. Producción y Preaceleración de Iones Negativos

La Fuente Universal de Iones negativos (F.U.I.N.), marca EXTRION VARIAN, se muestra en la figura 9.

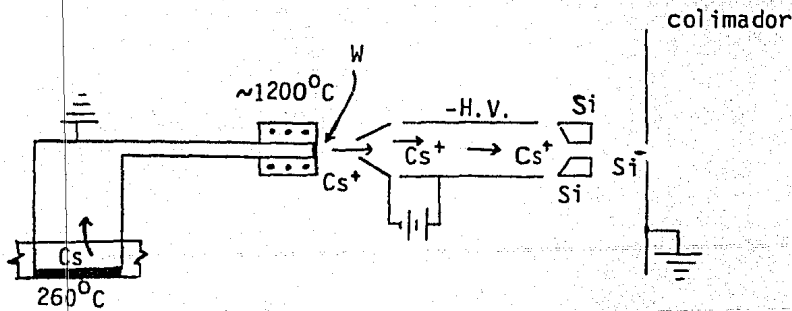


Figura 9 Dispositivo de la Fuente Universal de Iones negativos -F.U.I.N.

Dentro de una cámara conectada a tierra se calienta Cesio (Cs), por medio de resistencias, a una temperatura aproximada de  $260^{\circ}\text{C}$ . El Cs evaporado se absorbe en una placa de tungsteno(W) donde pierde un electrón que cede a la red cristalina del Tungsteno. Este es calentado a su vez por medio de resistencias cuya temperatura se mide indirectamente por medio de la corriente que pasa por la bobina calefactora y emite iones positivos de Cesio, los cuales son acelerados por un alto voltaje hasta chocar con un cono de Silicio que mediante el proceso conocido como erosión iónica, libera iones negativos de Silicio.

Los iones de Silicio son repelidos por el alto voltaje negativo y pasan a través de un colimador mientras que los positivos son atraídos y permanecen en el cono.

Para evitar que los iones negativos choquen con la placa de Tungsteno y la deterioren, se pone una pequeña placa con un voltaje ligeramente más negativo que el del cono, para que repela a los iones negativos.

Los iones negativos de Silicio después de atravesar un colimador son acelerados por el acelerador Van de Graaff de 2 MeV.

En un acelerador Van de Graaff, figura 10, la carga eléctrica dada por una fuente es colectada por una banda hecha de un material aislante y llevada al interior de una estructura metálica llamada terminal. Ahí es recibida por un contacto metálico y transferida al exterior de la terminal de acuerdo con los principios de la electrostática. La terminal va acumulando gran cantidad de carga  $Q$ , que es negativa en este caso, la cual establece una diferencia de potencial  $V = Q/C$  (donde  $C$  es la capacitancia) entre ella y tierra. Esta diferencia de potencial sirve para acelerar a las partículas cargadas (en este caso los iones de Si) formando así un haz de partículas cargadas. Si las partículas llevan carga  $q_e$ , entonces saldrán del acelerador con energía cinética  $q_e V = E_0$  (en este caso  $q_e = -1$ ). La energía obtenible con un acelerador Van de Graaff es limitada por el voltaje que puede mante-

nerse sin que haya un rompimiento (chispa) entre la terminal y tierra. Para aumentar el voltaje que se puede mantener se usan espacios grandes entre terminal y tierra y gases aislantes a alta presión.

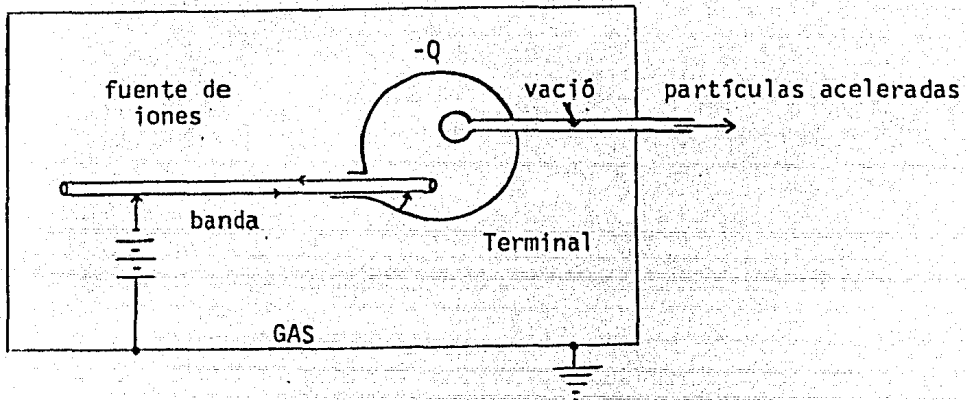


Figura 10 Acelerador Van de Graaff

Al salir, el haz de Silicio pasa por un imán donde se selecciona la masa de los iones. De aquí el haz es mandado al acelerador TANDEM.

## II. 2. Obtención de un Haz Energético de Iones Positivos

En el acelerador TANDEM, figura 11, el haz de iones negativos es acelerado por un campo eléctrico creado por las cargas positivas acumuladas en la terminal central. En el centro del TANDEM, los iones negativos cambian su estado de carga al atravesar una película delgada de carbón la cual les arranca dos o mas electrones, convirtiéndolos así en iones positivos los cuales siguen siendo acelerados, ahora repelidos por el mismo voltaje positivo hasta que salen del acelerador con una energía  $E=(q+1) V+E_0$ . Donde  $V$  es el voltaje en electronvoltios y  $E_0$  es la energía con la que salen los iones del Van de Graaff y entran al TANDEM.

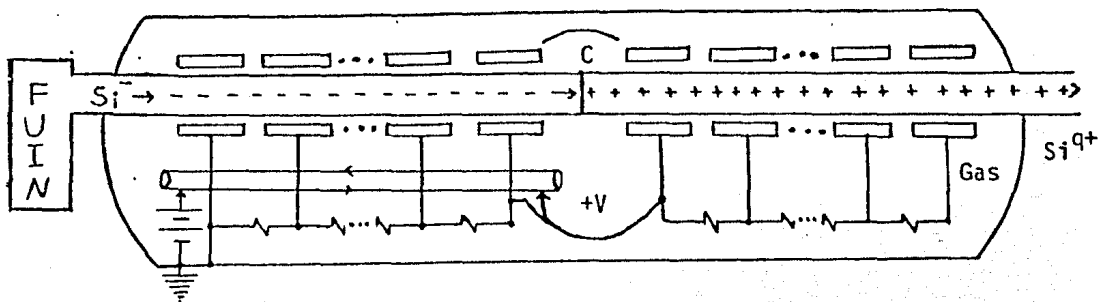


Figura 11 Acelerador TANDEM

A la salida del TANDEM, se hace pasar el haz de iones positivos por otro imán para poder seleccionar su carga y determinar a la vez su energía.

A lo largo de la trayectoria del haz se tienen una serie de elementos tanto magnéticos como electrostáticos que permiten enfocarlo (figura 7)

El haz viaja, así, hacia la cámara de bombardeo, figura 12, donde va a interactuar con el blanco.



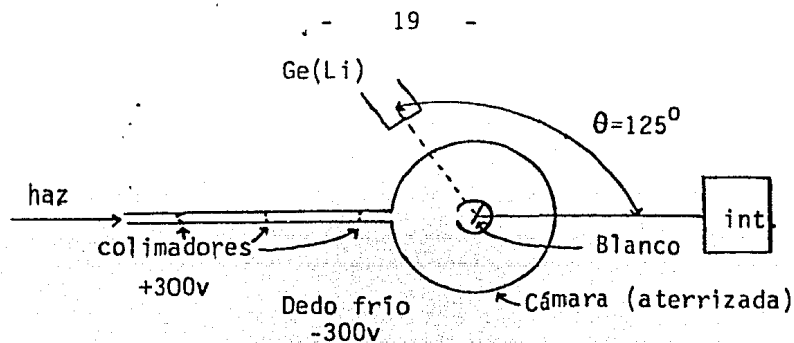


Figura 12 Esquema mostrando el arreglo experimental de detección.

El haz no dispersado es recolectado por una caja de Faraday (en este experimento la película metálica, Oro en un caso y Ta en el otro, sobre la que se depositó el Oxígeno del blanco fungió como caja de Faraday) con el fin de obtener el número de proyectiles interaccionando en el blanco, según se verá más adelante.

### II. 3.- Obtención de Datos Experimentales

Los datos experimentales se obtienen básicamente mediante un detector Ge (Li) y el integrador mostrado en la figura 12 y conectado a la electrónica esquematizada en la figura 8.

La carga recolectada por el blanco es medida en el integrador el cual manda un pulso por cada determinada cantidad de carga recibida. Los pulsos que salen del integrador, convertidos en pulsos cuadrados mediante un S.C.A. (Single Channel Analyzer), son enviados a los escaladores Q y  $Q_L$ . Los escaladores  $Q_L$  y  $T_L$  son conectados al ADC (Analog-Digital Converter) para que les mande una señal que los pare durante el tiempo muerto (tiempo en que el ADC está ocupado analizando algún pulso) y los haga funcionar durante el tiempo vivo (tiempo en que el ADC no está ocupado y puede registrarse si llega alguna señal). En vista de esto en los escaladores  $Q_L$  y  $T_L$  sólo se cuentan los pulsos que llegan durante el tiempo vivo, mientras que en el escalador Q se acumulan todos los pulsos emitidos durante el tiempo que dura el bombardeo.

Con el escalador  $T_L$  se puede determinar el tiempo vivo total, pues los pulsos cuadrados que le llegan del respectivo SCA tienen una frecuencia determinada por la fuente de pulsos (pulser). En este caso  $f = \frac{60 \text{ pulsos}}{\text{seg.}} = 60 \text{ hertz}$ .

Toda la electrónica funciona hasta que el integrador ha emitido un determinado número de pulsos (para este caso 32,000), momento en el cual se manda una señal al ADC y se dejan de contar gammas, carga y tiempo.

Con el detector Ge(Li) (Anexo II) se registran las gammas emitidas por los núcleos residuales.

Al llegar los rayos gamma al detector, producen electrones y hoyos cuya recolección da origen a pulsos de corriente que son transformados, por medio de la electrónica, en pulsos de voltaje.

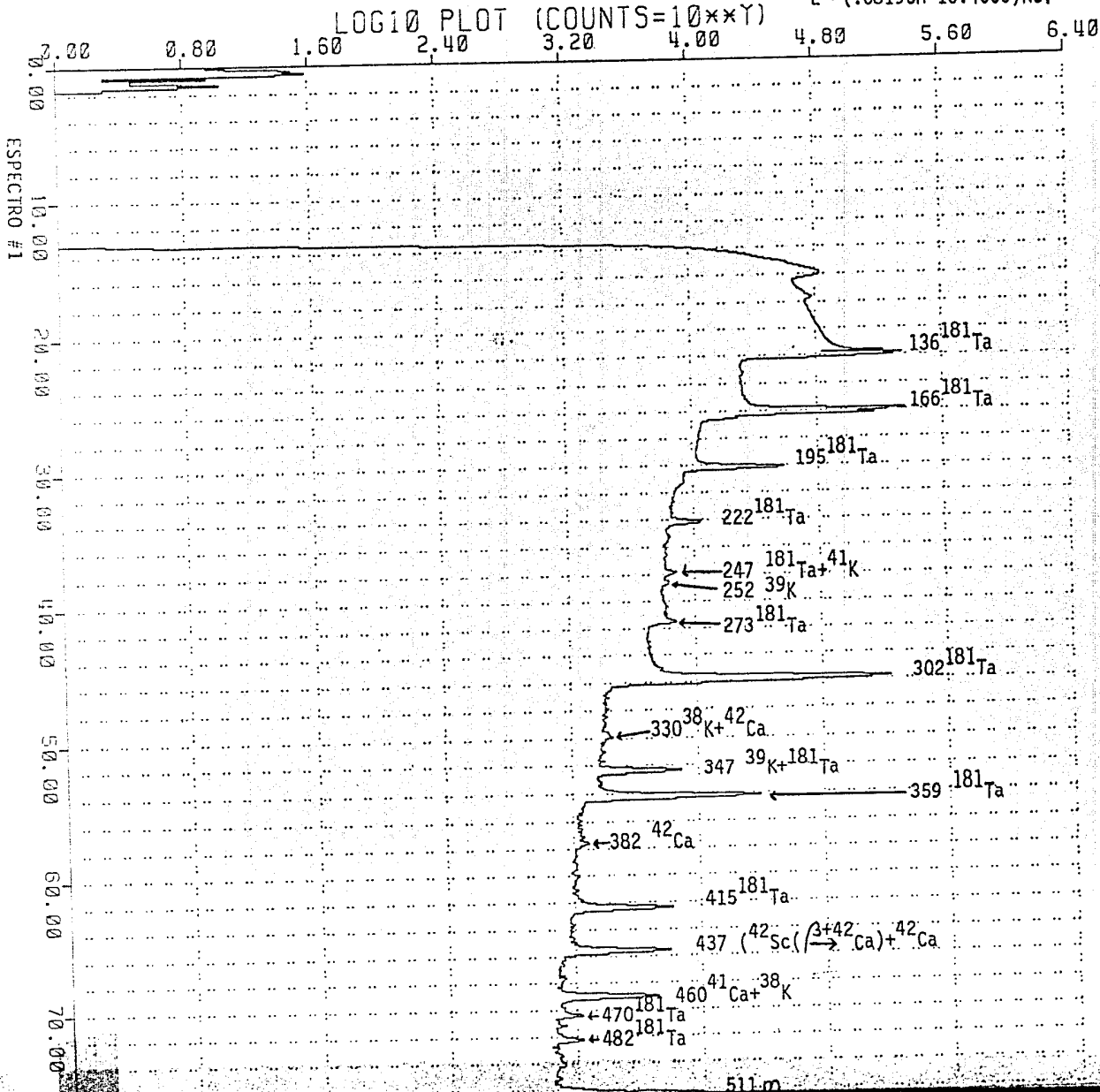
Cada pulso de voltaje, correspondiente a un rayo gamma registrado es amplificado mediante el preamplificador y el amplificador para, posteriormente, entrar en el convertidor analógico-digital y a la computadora PDP9. Aquí los diferentes pulsos que entran son clasificados según su altura, la cual es proporcional a la energía de la partícula registrada; para ello se divide el voltaje máximo en  $n$  intervalos (en este caso  $n = 4096$ ) (figura 13). Cada intervalo, llamado canal, se numera: canal 1, canal 2, ..., canal  $n$ . Se cuenta el número de pulsos cuya altura está entre  $v_m$  y  $v_m + \Delta v$  (intervalo  $m$ -ésimo) y se le asocia al canal  $m$ . Esta información (número de pulsos que hay en cada canal) es almacenada en cintas magnéticas.

El espectro (i.e. la gráfica de número de pulsos o cuentas en cada canal vs. número de canal) obtenido en el experimento se muestra en el espectro 1.

LOG<sub>10</sub> PLOT (COUNTS=10<sup>4</sup>\*Y)

E = (.6819CH-10.4006)KeV

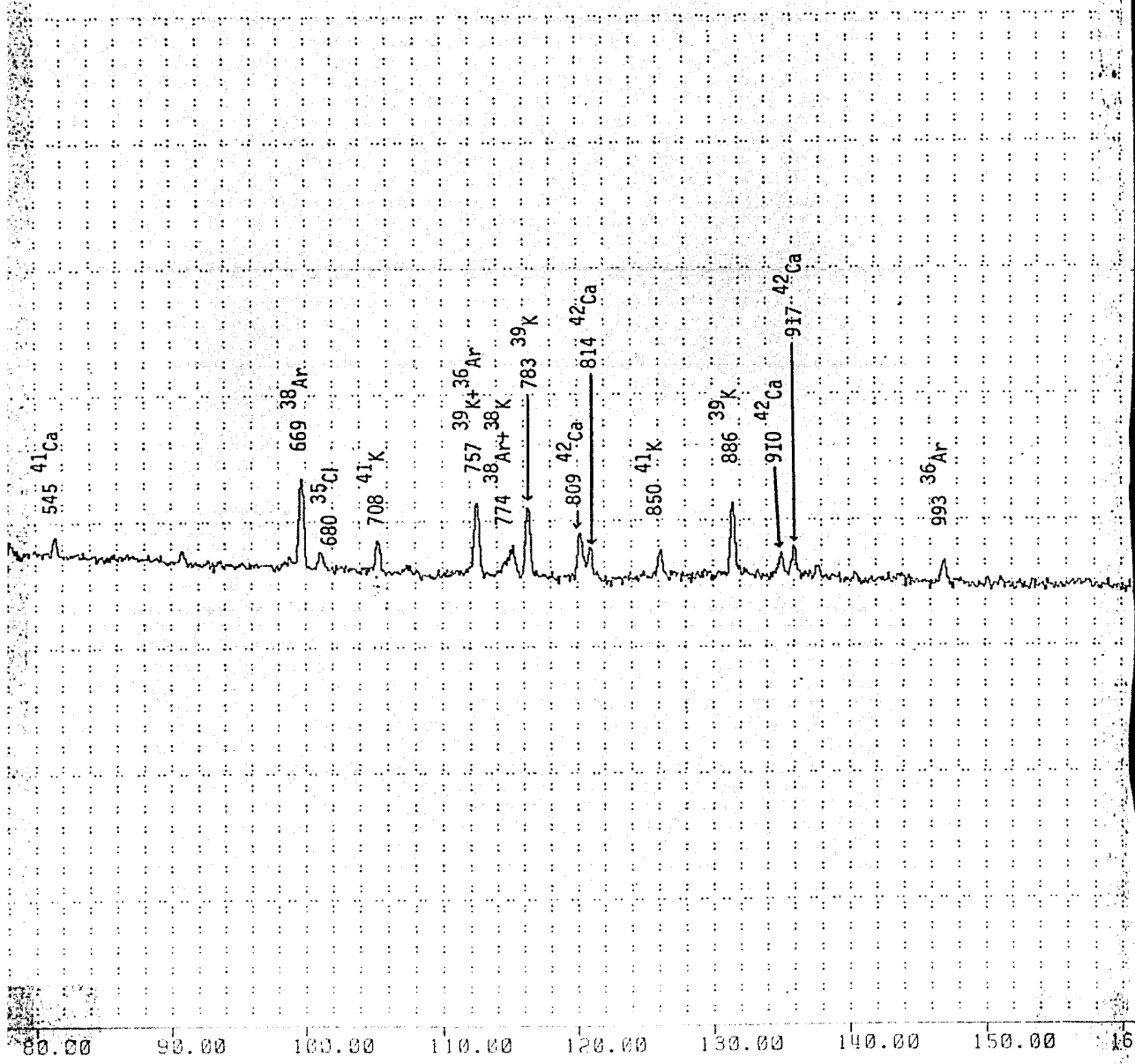
21

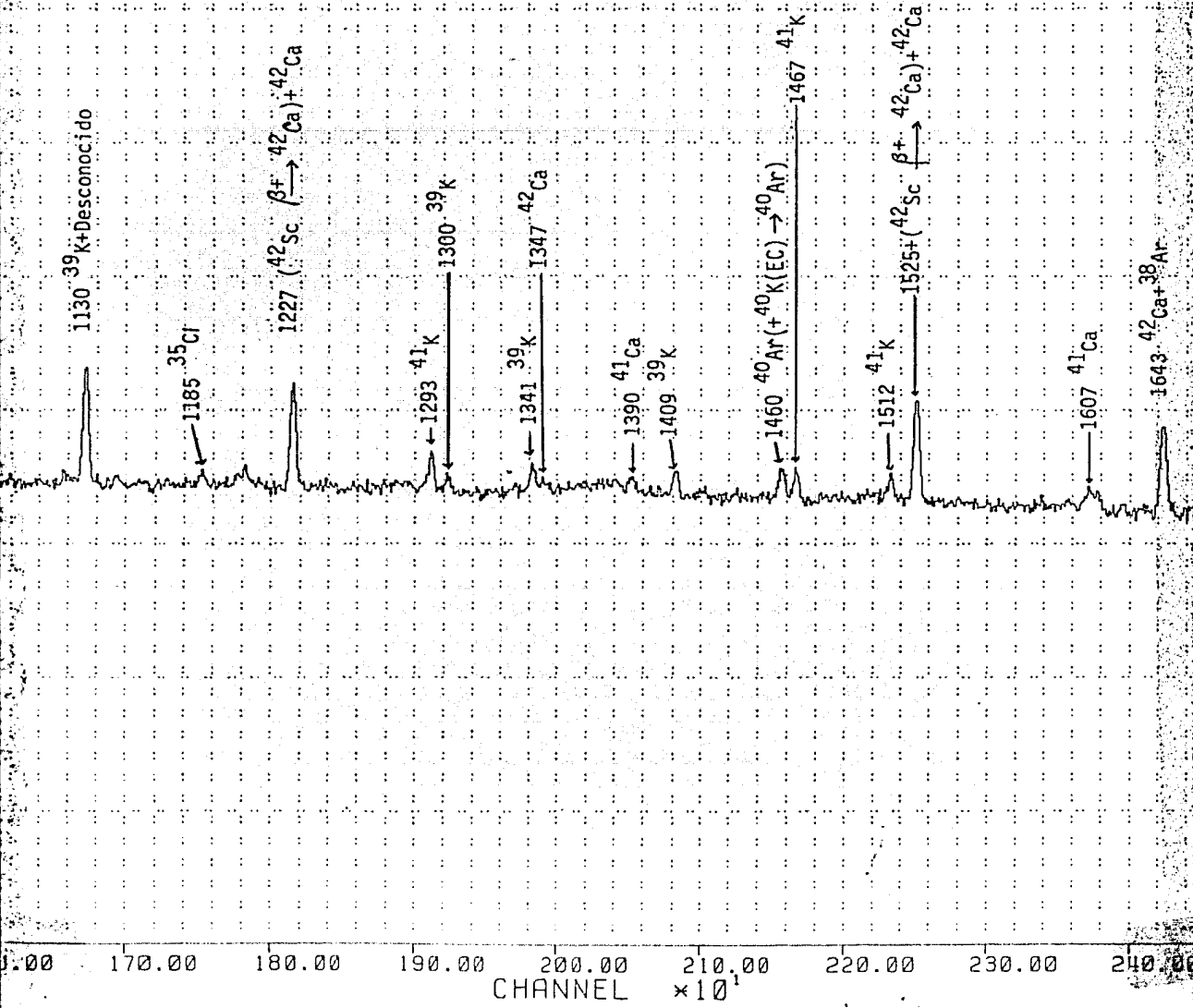


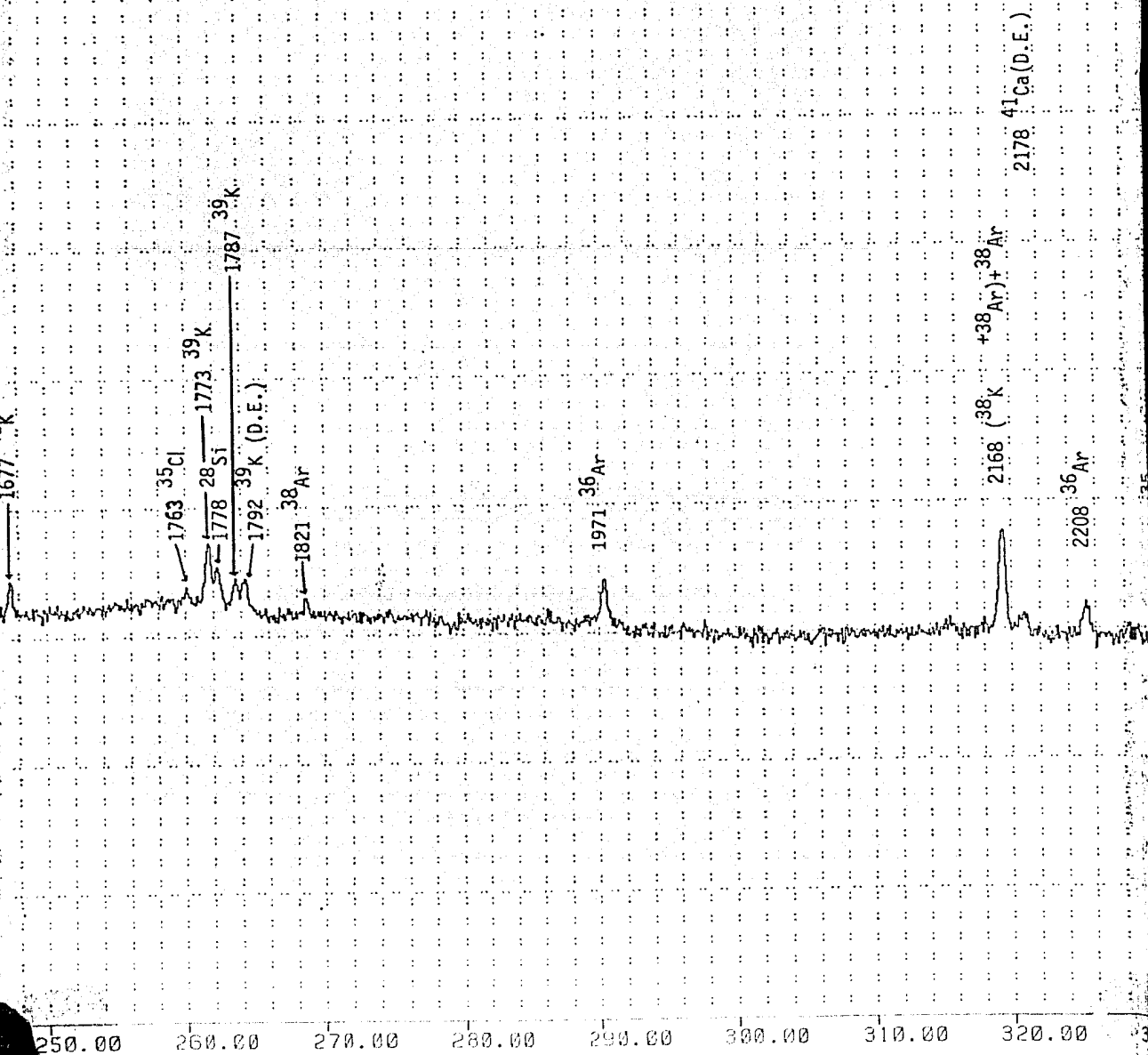
101.35

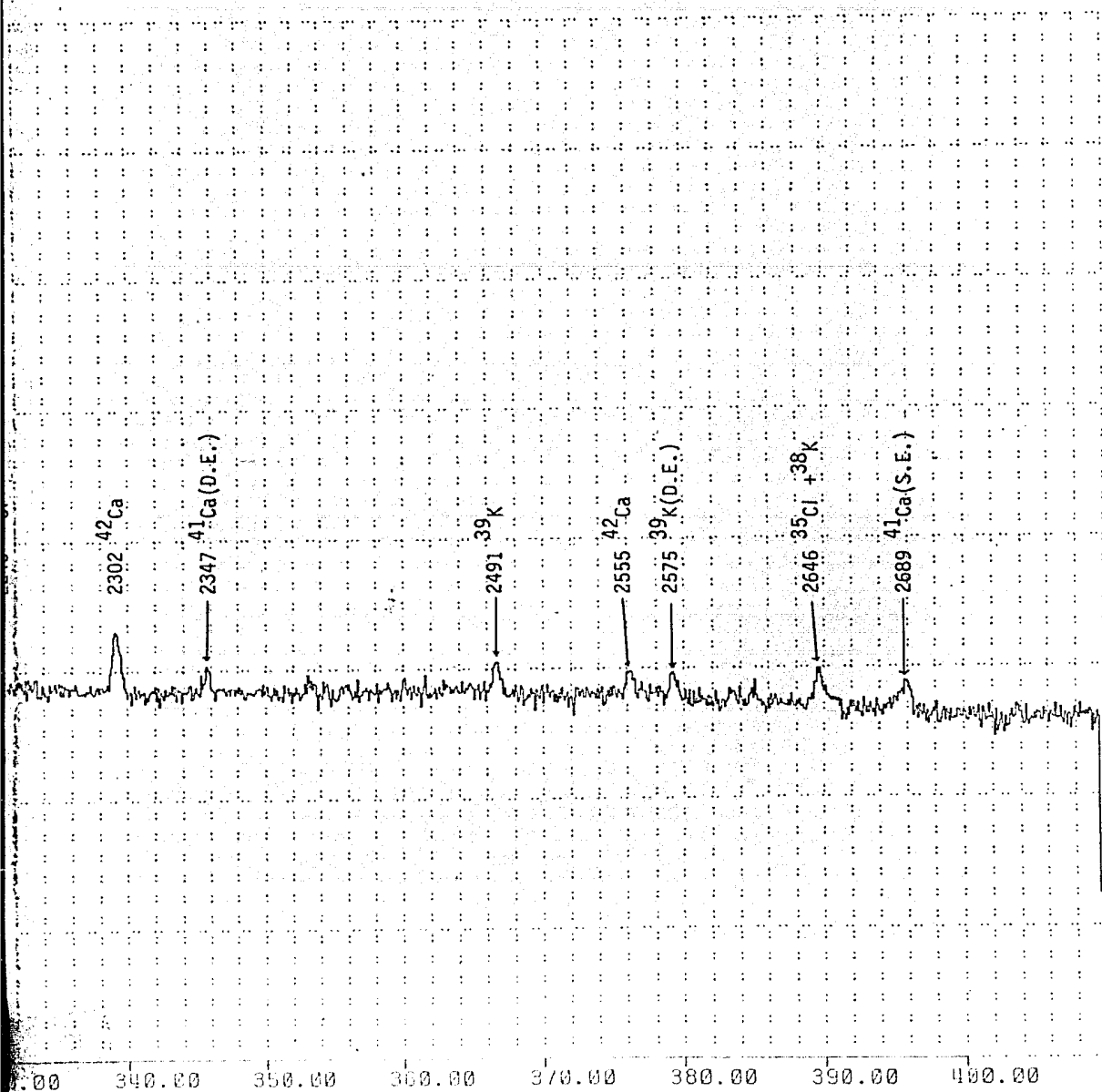
28<sub>51</sub> + 160

32.7 MeV C.M.









330.00 340.00 350.00 360.00 370.00 380.00 390.00 400.00

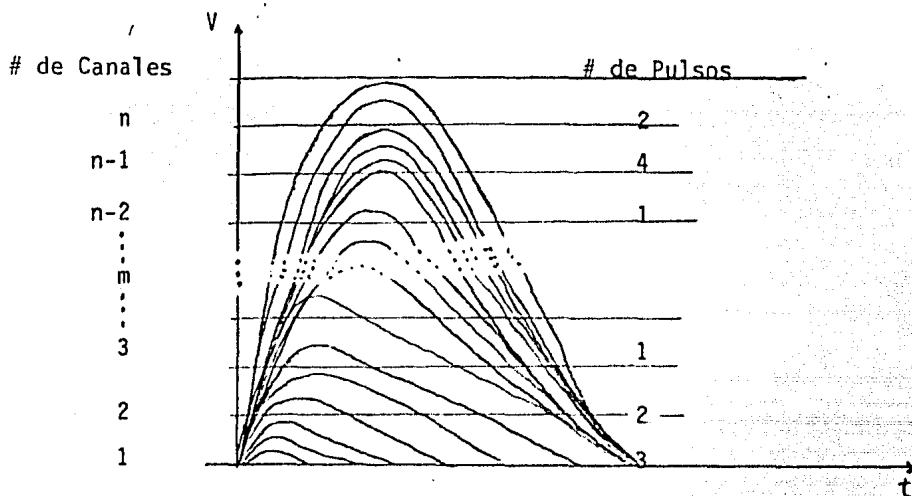


Figura 13 Clasificación de los pulsos, ocasionados por las gammas, según su altura.

En este experimento en particular se utilizaron haces de  $^{28}\text{Si}$  con energías de 63 a 99.5 MeV en pasos de 0.5 MeV incidiendo sobre los diferentes blancos de  $^{16}\text{O}$ . El primer blanco consistió en aproximadamente 1700 Å de Si depositado, por método de evaporación al vacío, sobre una placa de Oro y cubierto después por una delgada película ( 60 Å ) de Oro para que no se oxidara el Silicio. De todos modos se oxidó el Silicio y se tuvo  $^{16}\text{O}$  en el blanco ya que el 99.76% de Oxígeno natural en el aire es  $^{16}\text{O}$ . El segundo blanco se construyó electrodepositando Oxígeno ( $33 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) sobre una película de Ta y no se observó ningún contaminante.

El Silicio del haz se fusiona con el Silicio del blanco al igual que con el Oxígeno.

El Silicio del blanco no dió problemas al identificar y separar los picos del espectro.



La interacción del Silicio con el Oro o con el Tantalio es, solamente coulombiana.

Los datos obtenidos con el primer blanco se normalizaron con los datos del segundo porque no se pudo determinar su grosor.

Los detalles sobre la determinación del grosor del blanco y de la integración del haz se discutirán en la sección IV. 3.

## CAPITULO III

IDENTIFICACION Y ANALISIS DE ESPECTROSIII. 1. - Calibración con Fuentes Radioactivas

Una vez obtenido el espectro se hizo una calibración de energía por canal usando fuentes radioactivas de  $^{60}\text{Co}$  y  $^{56}\text{Co}$ . Se tomaron los espectros de cada una de las fuentes y se determinó en que canal estaba el máximo de cada uno de sus picos. Dado que se conoce la energía de los rayos gamma emitidos por cada núcleo<sup>(7)</sup> se asoció a los canales correspondientes a los máximos su respectiva energía.

Con los puntos así obtenidos se ajustó una recta con el método de mínimos cuadrados (figura 14)

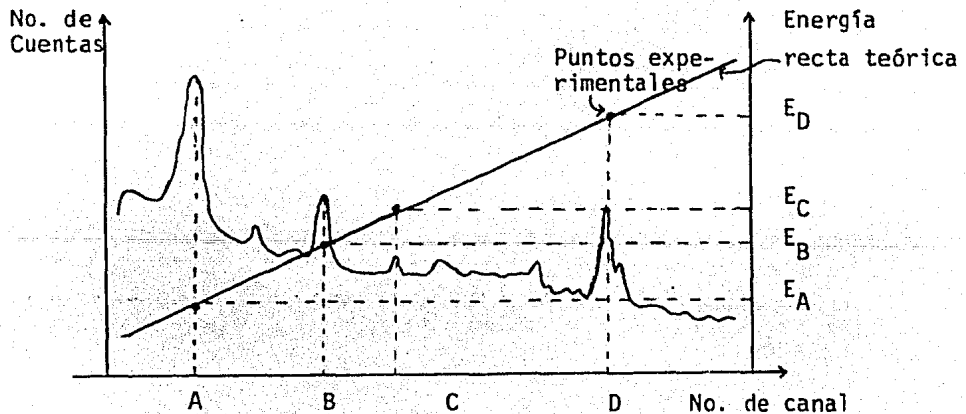


Figura 14 Calibración de energía por canal.

Esta recta nos traslada de una gráfica de número de cuentas como función del número de canal (CH) a una de número de cuentas como función de la energía de la gamma,  $E_\gamma$ .

En esta primera calibración se obtuvo la recta  $E = (.6819 \text{ CH} - 9) \text{ KeV}$ .

### III. 2.- Valores Q.

Una reacción nuclear se puede escribir de la forma  $a+A \rightarrow b+B+Q$  donde  $Q$  es el valor de la energía liberada al ocurrir la reacción si  $Q > 0$  (proceso exoenergético); para  $Q < 0$ , representa el valor de la energía que se le debe suministrar al sistema para que la reacción se lleve a cabo (proceso endoenergético).

Con objeto de determinar que núcleos residuales son posibles, se encontró el valor  $Q$  de cada reacción para que, en caso de ser endoenergético, saber si se le suministró la suficiente energía para que se llevase a cabo, eliminándose así algunos casos.

Es factible asociar varios núcleos a la energía de las gammas, ya que existen núcleos que emiten gammas de energía muy similar y cuyos picos no son posibles de separar dada la resolución.

Para determinar que núcleos residuales son posibles (figura 15) se encontró la energía mínima necesaria en el centro de masa para poder obtenerlos. La figura 15 presenta un esquema mostrando los sistemas observados en esta reacción. La columna central muestra una escala de energías referidas a la energía de separación de  $^{16}_0 + ^{28}_{14}\text{Si}$ . La posición que ocupa este último núcleo ( $^{44}_{22}\text{Ti}$ ) en dicha escala se muestra en la parte inferior de la columna. Las líneas horizontales a los lados de la columna indican la posición ocupada por los núcleos residuales observados (en su estado base). Sobre cada línea se escribió explícitamente la energía del sistema. A la derecha del nombre se indican las partículas evaporadas para llegar a ese núcleo.

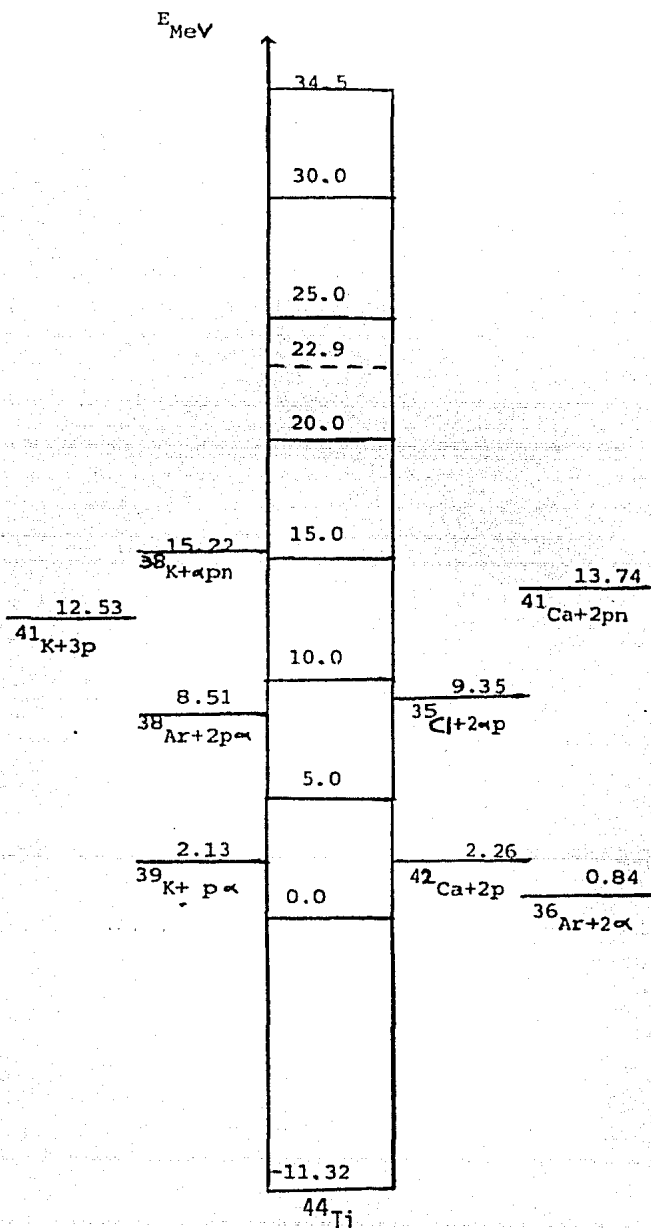
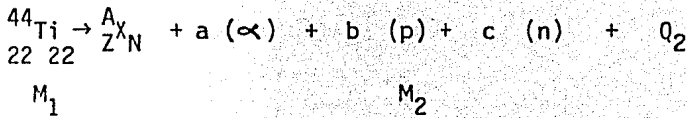


Figura 15 Umbrales de decaimiento del  $^{44}\text{Ti}$  relativo a la energía de separación para  $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$ . La localización de 5, 10, 15 MeVs etc. están indicadas. Las energías disponibles en el experimento corresponden a las energías entre 22.9 y 34.5 MeV .

Antes de la fusión, el sistema se compone de un núcleo de  $^{28}\text{Si}$  y otro de  $^{16}\text{O}$  cuyas masas son, respectivamente,  $2.6081447 \times 10^7$  y  $1.4903691 \times 10^7$  MeV; por lo que el sistema  $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$  tendrá una masa de  $4.0985138 \times 10^7$  MeV. Al fusionarse estos núcleos forman un núcleo de  $^{44}\text{Ti}$  cuya masa  $M$ , es de  $4.0985127 \times 10^7$  MeV. La diferencia de masa entre el sistema  $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$  y el sistema  $^{44}\text{Ti}$  es de  $-11.32$  MeV lo cual quiere decir que la reacción es exoenergética ( $Q > 0$ ). La masa perdida se transformó en energía de excitación del  $^{44}\text{Ti}$ . En otras palabras, el valor  $Q$  de la reacción,  $-\Delta M$ , es en unidades de energía  $Q_1 = 11.32$  MeV.

Como el  $^{44}\text{Ti}$  queda excitado después de la reacción, emite partículas. Aquí se supuso, en una primera etapa que el número de neutrones y protones se conserva (i.e. que no hay emisión) y que, además, al decaer el  $^{44}\text{Ti}$  siempre que emita dos protones y dos neutrones serán emitidos como una alfa y no como cuatro nucleones separados (ésto se ha observado experimentalmente y por ello se supuso así). También podría desexcitarse emitiendo rayos gamma pero, como se verá mas adelante, ésto no ocurre.

El  $^{44}\text{Ti}$  puede decaer a otro sistema



donde  $p$ =protón;  $n$ = neutrón;  $\alpha = \frac{4}{2} \text{He}_2$ ;  $X$ = núcleo residual y  $a, b, c$ , es el número de alfas, protones y neutrones, respectivamente.

Por conservación de nucleones:

$$44 = A + 4a + b + c$$

$$22 = Z + 2a + b$$

$$22 = N + 2a + c$$

Este sistema tendrá una masa  $M_2$  dada por  $M_2 =$  masa del núcleo residual  $\frac{A}{Z} X_N + a$  (masa del  ${}^4_2\text{He}_2$ ) +  $b$  (masa del protón) +  $c$  (masa del neutrón). La diferencia de masa, en este proceso, es  $M_2 - M_1 = M$ . Si  $M_2$  es menor que  $M_1$ , ( $Q_2 > 0$ ), se tiene una reacción exoenergética en la que parte de la masa del sistema se transformó en energía cinética y de excitación del núcleo residual y las partículas emitidas.

Por otra parte si  $Q_2 < 0$ , se tiene que el sistema ganó masa, la cual sólo pudo obtener de transformar la energía de excitación del  ${}^{44}\text{Ti}$ ; por lo tanto para que esta reacción, con  $\Delta M = Q$  tenga lugar, es necesario que el  ${}^{44}\text{Ti}$  tenga una energía de excitación mínima  $E_{Th}$  igual a la cantidad de masa ganada.  $E_{Th} = \Delta M$ .

Como es necesario suministrar energía al  ${}^{44}\text{Ti}$  para que tenga efecto la reacción ésta es endoenergética siendo  $Q_2 = -\Delta M$ .

$$\text{Por lo tanto } E_{Th} = -Q_2$$

Para que se tenga la reacción  ${}^{28}_{16}\text{Si} + {}^{16}_0\text{O} \rightarrow {}^{44}\text{Ti}$  se necesita por lo menos, una energía  $-Q_1$  y para la reacción  ${}^{44}\text{Ti} \rightarrow X + a \alpha + bp + cn$ , una energía mínima  $-Q_2$ . Por lo cual, para tener la reacción  ${}^{28}_{16}\text{Si} + {}^{16}_0\text{O} \rightarrow {}^{44}\text{Ti} \rightarrow X + a \alpha + bp + cn$  se necesitará por lo menos una energía  $-Q = -Q_1 - Q_2$ . Esta energía  $-Q$  es la energía mínima necesaria en el centro de masa del sistema para formar esta reacción  $E_{cm_{min}}$ , por lo tanto  $-Q = E_{cm_{min}}$ .

una vez determinados los elementos factibles, se descartaron los demás. Por ejemplo: para obtener la reacción  ${}^{44}\text{Ti} \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P}_{17} + 3p + n + 2$  se necesita suministrar al sistema mas de 100.95 MeV. y la energía máxima en este experimento fue de 95.5 MeV. por lo que no es posible obtener  ${}^{32}\text{P}$  como residuo.

### III. 3.- Identificación Burda de los Picos del Espectro

Con esta calibración se le asoció una energía de gamma a cada pico del espectro de la reacción  ${}^{28}\text{Si} + {}^{16}\text{O}$  a 90 MeV de energía de bombardeo (32.7 MeV en el centro de masa). Se buscó en la tabla (8) que núcleos (con un número de protones y neutrones menor a los del núcleo compuesto) emiten gammas de las energías observadas asociándose así uno o varios núcleos a cada pico.

Para tener una mejor calibración se escogieron, del espectro de  ${}^{28}\text{Si} + {}^{16}\text{O}$  a 90 MeV de energía de bombardeo, los picos de mejor estadística y se hizo una nueva calibración obteniendo:

$$E = (6819 \text{ CH} - 10.4006) \text{ KeV.}$$

Con esta nueva calibración se hizo la identificación final (espectro 1).

### III. 4.- Análisis de los Esquemas de Niveles

Una vez hecha la identificación de los picos del espectro se buscaron los esquemas de niveles (9) correspondientes a los núcleos observados (figuras 16 a 19 y 22 a 26). Hay algunas transiciones que se sabe, considerando su razón de decaimiento\*, existen pero que no se pueden observar pues tienen baja estadística.

Estas transiciones se muestran en los esquemas como líneas punteadas; las transiciones que interesa conocer para obtener las secciones eficaces se muestran en línea gruesa.

\*La razón de decaimiento de una transición es la probabilidad de que un estado excitado decaiga mediante una transición dada.

Algunas transiciones al estado base están contaminadas o bien no se pueden integrar. Para salvar esto se usó la razón de decaimiento y se dedujo el valor que tendría su integración.

Se pudo observar, también, que algunas transiciones al estado base son demasiado energéticas, como es el caso del  $^{39}\text{K}$ , y se salen del espectro. En vista de esto se usaron datos obtenidos en un experimento donde se usó, como ya se dijo, otro blanco de Oxígeno ( $^{16}\text{O}$ ) ajustándose los parámetros de la electrónica en tal forma que se registraran estas gammas mas energéticas.

A continuación se describe el análisis hecho sobre estos esquemas de niveles para determinar cuales picos integrar.

$^{35}\text{Cl} + ^{38}\text{K}$

De las líneas que corresponden a transiciones al estado base del  $^{35}\text{Cl}$  dos están limpias (1763.2 KeV. y 3162.6 KeV), una contribuye en forma despreciable ( $\sim 2\%$  del total) (3002.6 KeV) y otra (2645.5 KeV) está contaminada con gammas de 2646 KeV, correspondientes a una transición al estado base del  $^{38}\text{K}$  i.e. en este pico se tienen gammas debidas a transiciones del  $^{35}\text{Cl}$  y a transiciones del  $^{38}\text{K}$  (figura 16).

En el caso del  $^{38}\text{K}$  (figura 17) se tiene que la línea de 328.3 KeV está contaminada en forma despreciable por  $^{42}\text{Ca}$  y, probablemente, también en la misma forma por otra transición repetidamente reportada<sup>(8)</sup> pero que no ha sido identificada. Como se conoce la contribución del  $^{42}\text{Ca}$  al pico de 328.3 KeV, mediante la integración del pico de 1222.68 KeV del  $^{42}\text{Ca}$  y usando su razón de decaimiento, se puede restar esta contribución del  $^{42}\text{Ca}$  y encontrar, así, la del  $^{38}\text{K}$ .



No es posible, en este caso, conocer el porcentaje de  $^{38}\text{K}$  o  $^{35}\text{Cl}$  en el pico de 2646 KeV ya que, por no distinguirse en el espectro el pico de 2187.4 KeV de  $^{38}\text{K}$ , no se puede integrar para, usando razón de decaimiento, deducir la contribución de éste en el pico de 2646 KeV. Lo mismo sucede con la línea de 882.11 KeV del  $^{35}\text{Cl}$ . Por esta razón se encontró la función de excitación de la suma de estas dos transiciones.

$^{36}\text{Ar}$

Las transiciones al estado base del  $^{36}\text{Ar}$  (figura 18) son: la línea no contaminada de 1970.39 KeV y la línea de 4414.36 KeV, la cual, dado que es muy energética se sale de nuestro espectro. Como no se puede conocer, directamente, su contribución se usó su razón de decaimiento.

Del nivel  $3^-$  del  $^{36}\text{Ar}$  el núcleo se desexcita emitiendo un 93.5% de gammas de 2208 KeV y un 6.5% de gammas de 4414 KeV. Así integrando el pico de 2208 KeV, el resultado de la integración se multiplica por  $(6.5/93.5)$  y se conoce, en forma indirecta, el número de cuentas del pico de 4414 KeV.

$^{38}\text{Ar} (+^{38}\text{K})$

El  $^{38}\text{K}$  decae, por emisión  $\beta^+$ , al estado  $2^+$  del  $^{38}\text{Ar}$  (figura 19) por ello al integrar la línea de 2168 KeV correspondiente a la transición ( $2^+ \rightarrow \text{G.S.}$ ) del estado  $2^+$  al base se está tomando en cuenta la contribución tanto del  $^{38}\text{Ar}$  como del  $^{38}\text{K}$ .\*

\*Las gammas de 2168 KeV corresponden solamente a transiciones del  $^{38}\text{Ar}$ ; sin embargo, no sólo se contaron los núcleos de  $^{38}\text{Ar}$  formados en la reacción sino también aquellos núcleos de  $^{38}\text{K}$  que decayeron a  $^{38}\text{Ar}$ .

Al comparar la forma de la función de excitación de la línea de 670 KeV (figura 20) con la de 2168 KeV. (figura 21), ambas de  $^{38}\text{Ar}$ , se encontró similitud de forma, por lo que se concluyó que la contribución de  $^{38}\text{K}$  a la población del estado  $2^+$  del  $^{38}\text{Ar}$  es muy poca. De hecho abajo de 85 MeV de energía del proyectil no hay ninguna contribución mientras que arriba de esta energía nunca es mayor del 15%. El error que puede introducir en la sección total es despreciable. Si la línea de 2646 KeV no estuviera contaminada con  $^{35}\text{Cl}$  se podría restar la contribución del  $^{38}\text{K}$  al estado  $2^+$  del  $^{38}\text{Ar}$  y tener la función de excitación de este último; en cambio se obtuvo la función de excitación del  $^{38}\text{Ar}$  más la contribución de  $^{38}\text{K}$ .

### $^{39}\text{K}$

Las líneas, del  $^{39}\text{K}$ , que interesa integrar son aquéllas correspondientes a transiciones a su estado base. Estas son las líneas, ambas limpias, de 2814 KeV y de 3597 KeV. (figura 22).

### $^{40}\text{Ar}$

Al graficar la integración de la línea del  $^{40}\text{Ar}$  (figura 23 a) entre el tiempo de detección (figura 23 b) se observó que su valor no depende de la energía de bombardeo, por lo que se dedujo que no se forma  $^{40}\text{Ar}$  de la reacción. Todo el  $^{40}\text{Ar}$  que se registraba se debe al decaimiento por conversión electrónica del  $^{40}\text{K}$  que se encuentra en la naturaleza.

### $^{41}\text{K}$

Las líneas del  $^{41}\text{K}$  que interesan, son aquellas correspondientes a transiciones a su estado base. Estas son las líneas, ambas limpias, de 1294 y 1677 KeV (figura 24).

$^{41}\text{Ca}$ 

En el  $^{41}\text{Ca}$  se observaron dos transiciones al estado base (figura 25). La línea, no contaminada, de 3370 KeV y la línea, contaminada con  $^{39}\text{K}$ , de 3201 KeV. Como no se puede deducir, en este caso, la contribución del  $^{39}\text{K}$  al pico de 3201 KeV. se supone que se forma poco o nada de  $^{41}\text{Ca}$  en el estado  $11/2^+$ . Y se multiplica la integración de la línea de 3370 KeV por  $100/43$  (43% corresponde a la línea de 3370 KeV y, bajo la hipótesis anterior, 57% a la de 3201 KeV) para conocer el número de transiciones al estado base.

 $^{42}\text{Ca}; ^{42}\text{Ca} (+^{42}\text{Sc})$ 

El estado  $6^+$  del  $^{42}\text{Ca}$  es alimentado por decaimiento  $\beta^+$  del  $^{42}\text{Sc}$  (figura 26)\*. Por este motivo se obtiene, al integrar la línea de 1525 KeV correspondiente a la transición al estado base del  $^{42}\text{Ca}$ , la función de excitación del  $^{42}\text{Ca} (+^{42}\text{Sc})$ . La función de excitación del  $^{42}\text{Ca}$ , antes de ser alimentado por el  $^{42}\text{Sc}$ , se obtuvo integrando las líneas de 2302, 910, 1347, 2555 y 917 KeV. Esta última se usó para, usando la razón de decaimiento, calcular la contribución de la línea de 3219 y, suponiendo que se forman pocas cuentas en el estado  $7^-$ , estimar la de 2555 KeV, ya que, por su baja estadística no fue posible integrarlas.

\*Si se comparan las figuras 50 y 51, correspondientes a las funciones de excitación de  $^{42}\text{Ca}$  y del  $^{42}\text{Ca} (+^{42}\text{Sc})$  respectivamente, se nota una gran diferencia en forma lo cual soporta firmemente que el estado  $6^+$  del  $^{42}\text{Ca}$  está siendo alimentado por  $^{42}\text{Sc}$ .

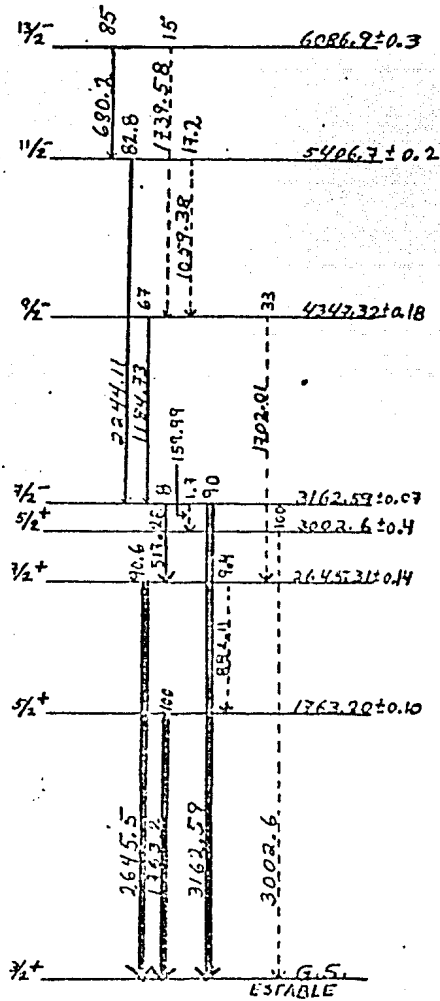


Figura 16

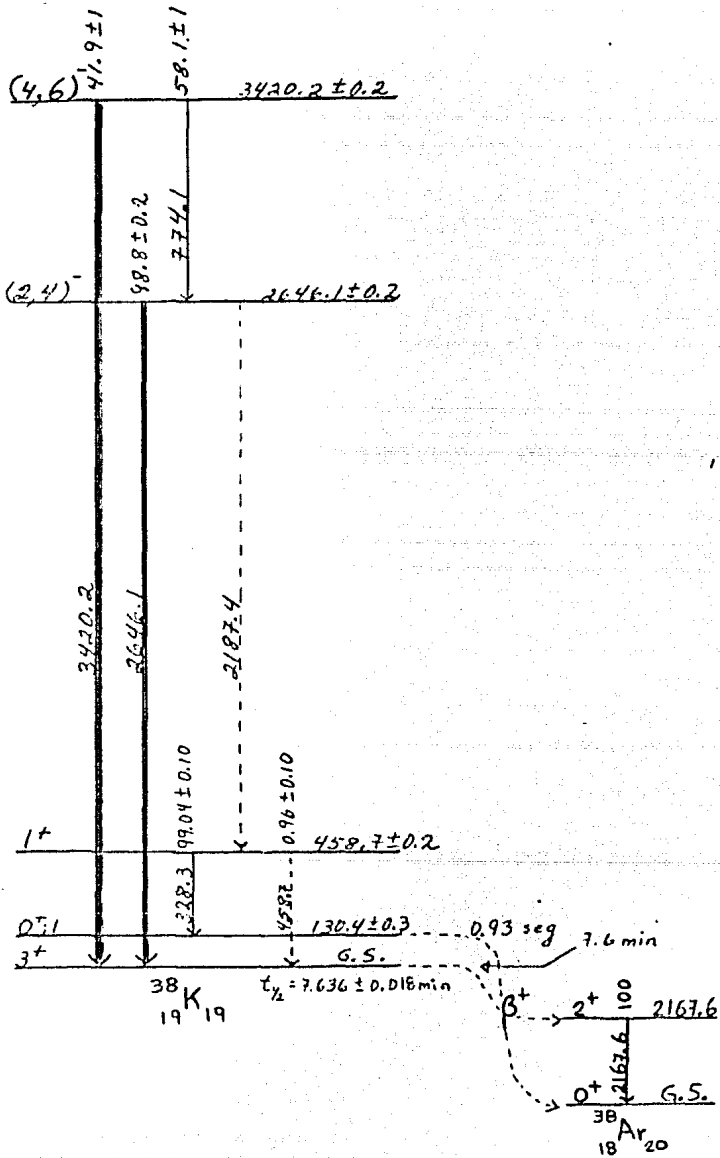


Figura 17





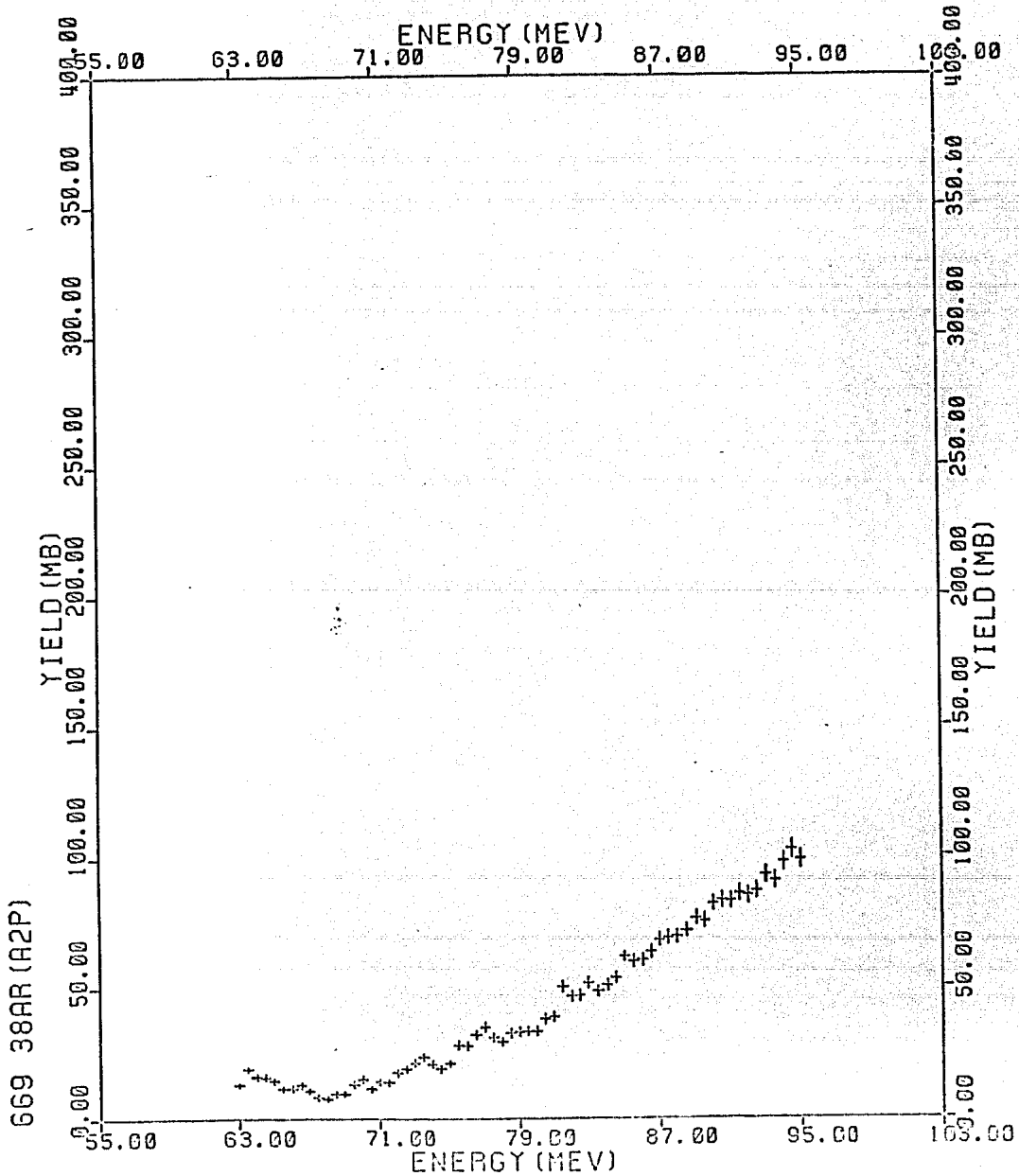


Figura 20



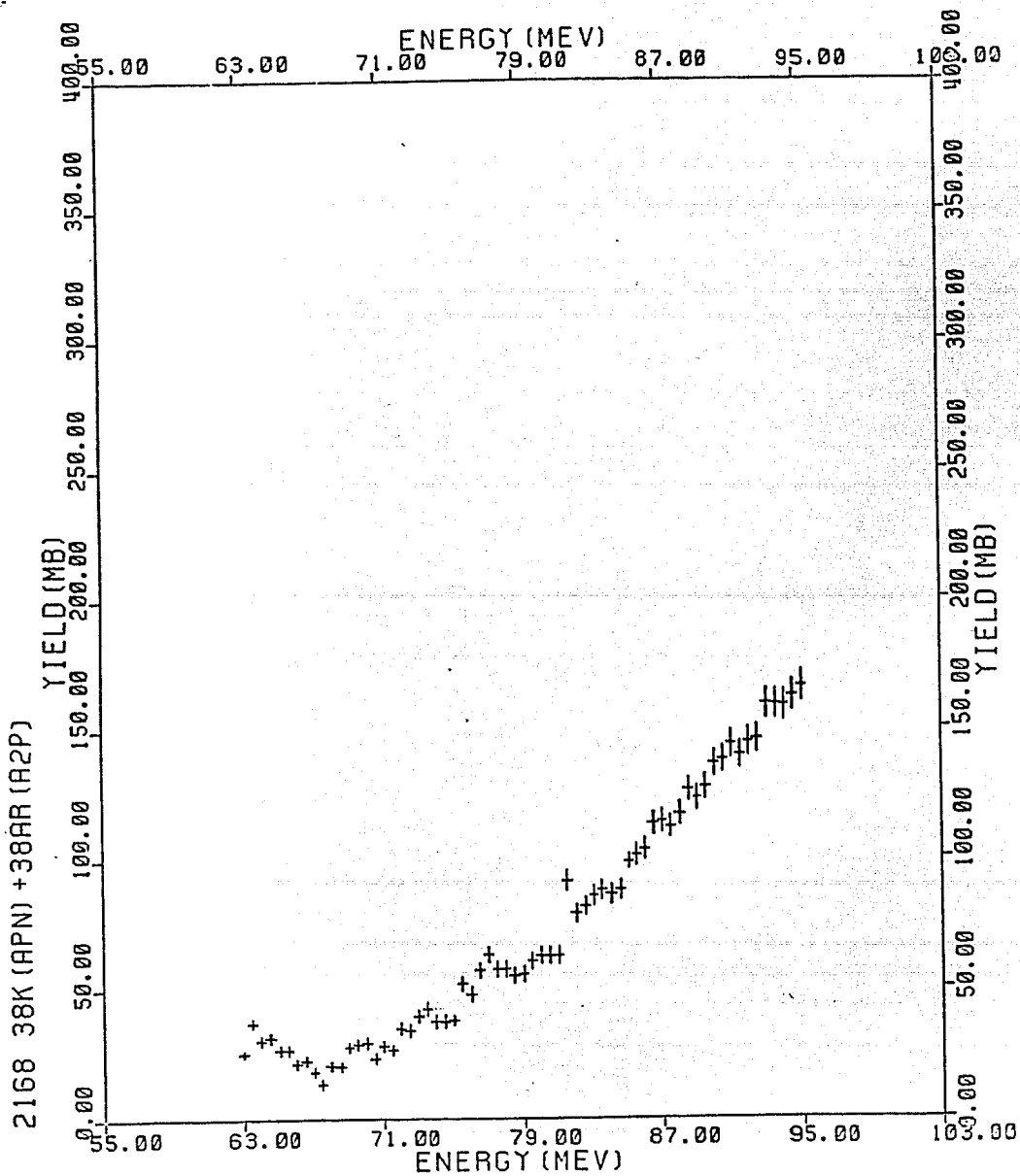


Figura 21

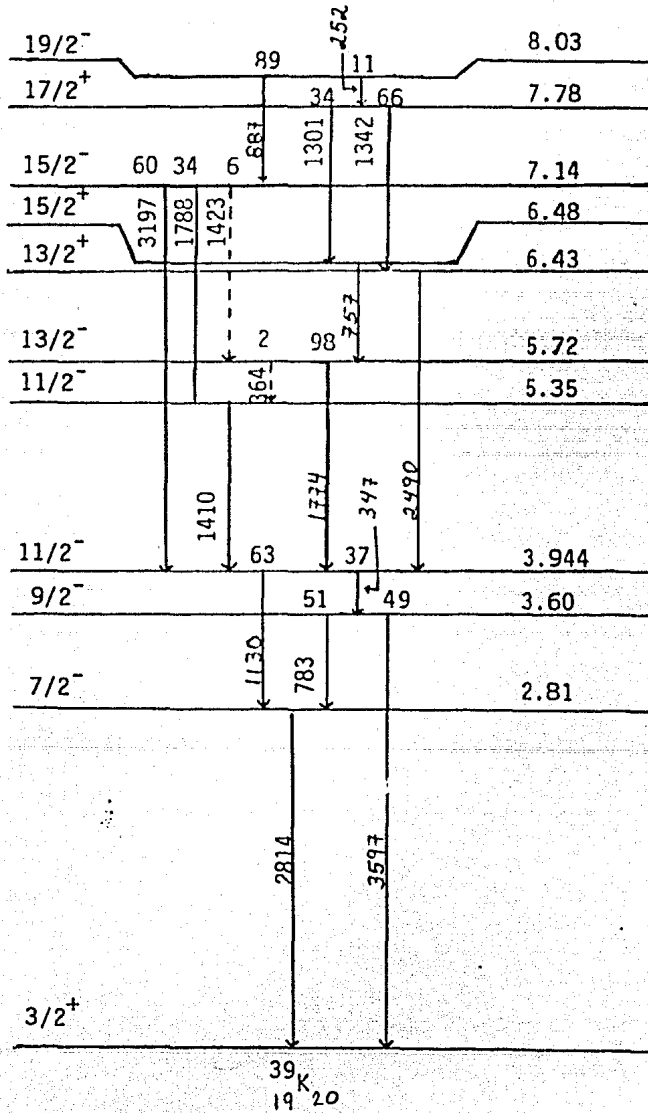


Figura 22

$^{40}\text{Ar}$

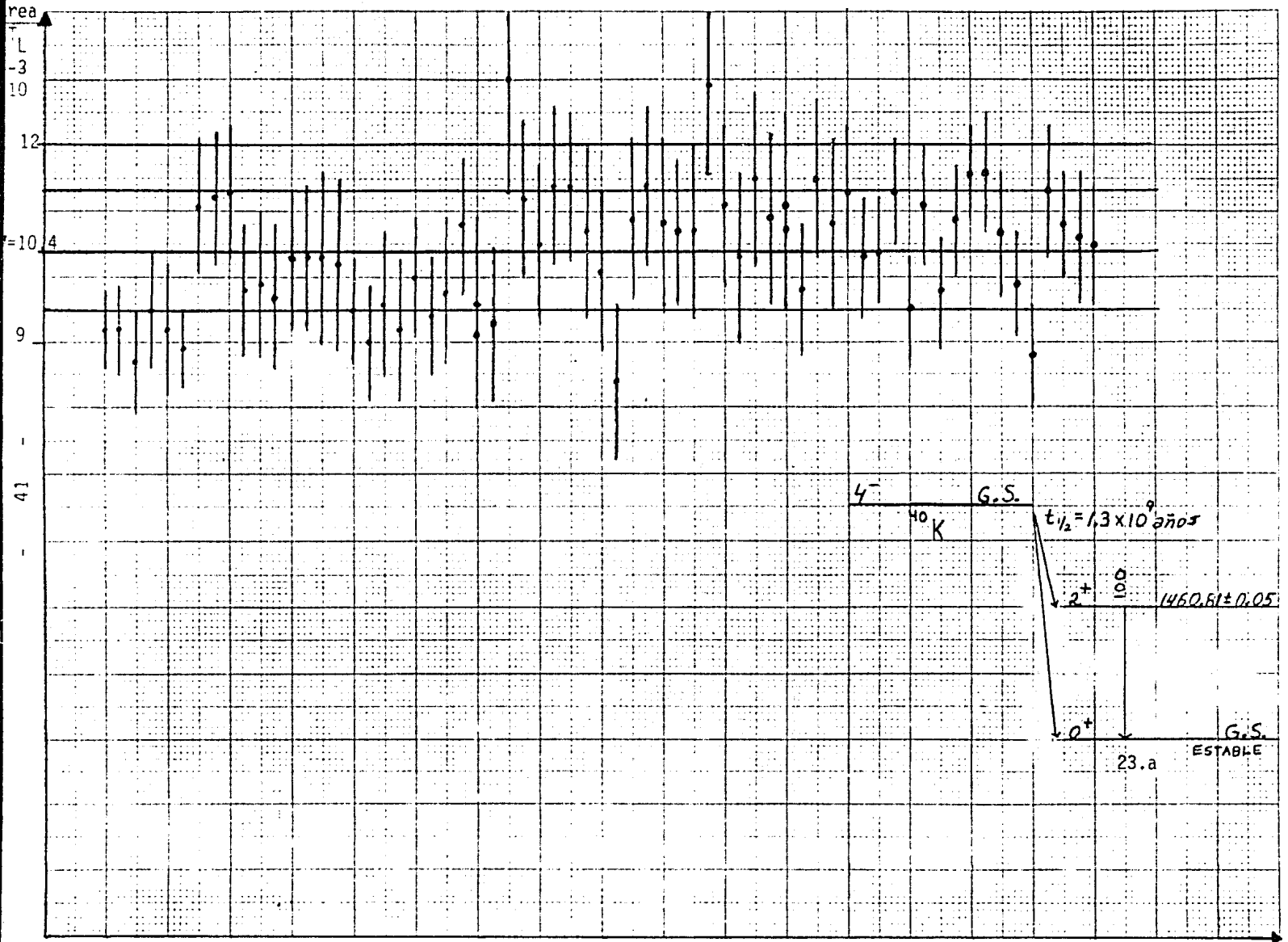
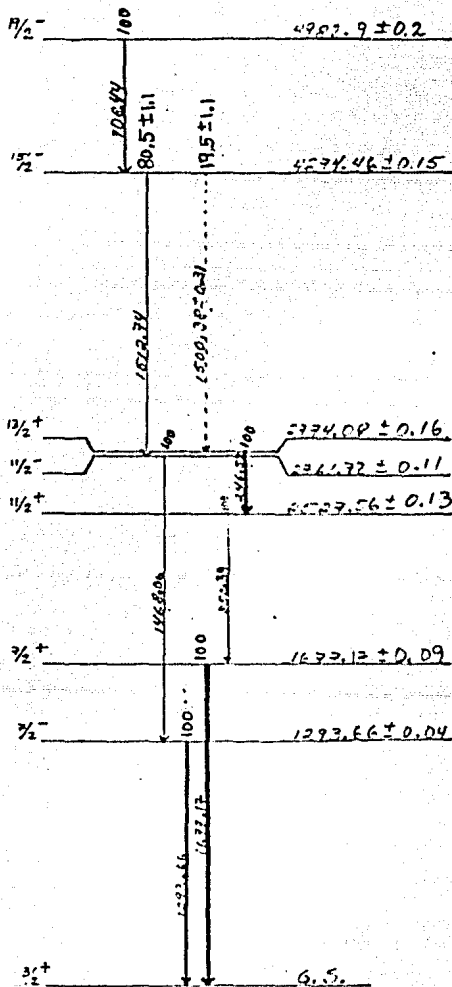


Figura 23.b.  $^{63}$   $^{67}$   $^{71}$   $^{75}$   $^{79}$   $^{83}$   $^{87}$   $^{91}$   $^{95}$   $^{99}$  E (MeV) B



41  
19 K<sub>22</sub>

Figura 24

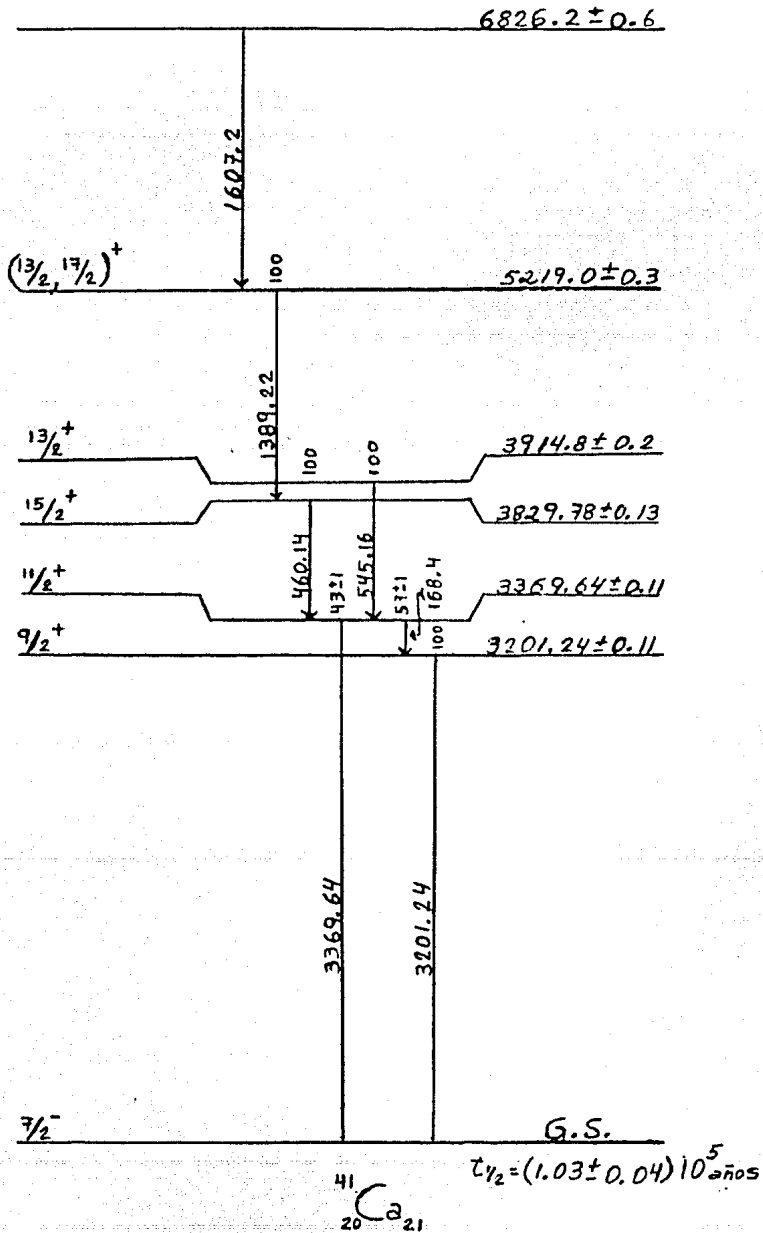


Figura 25

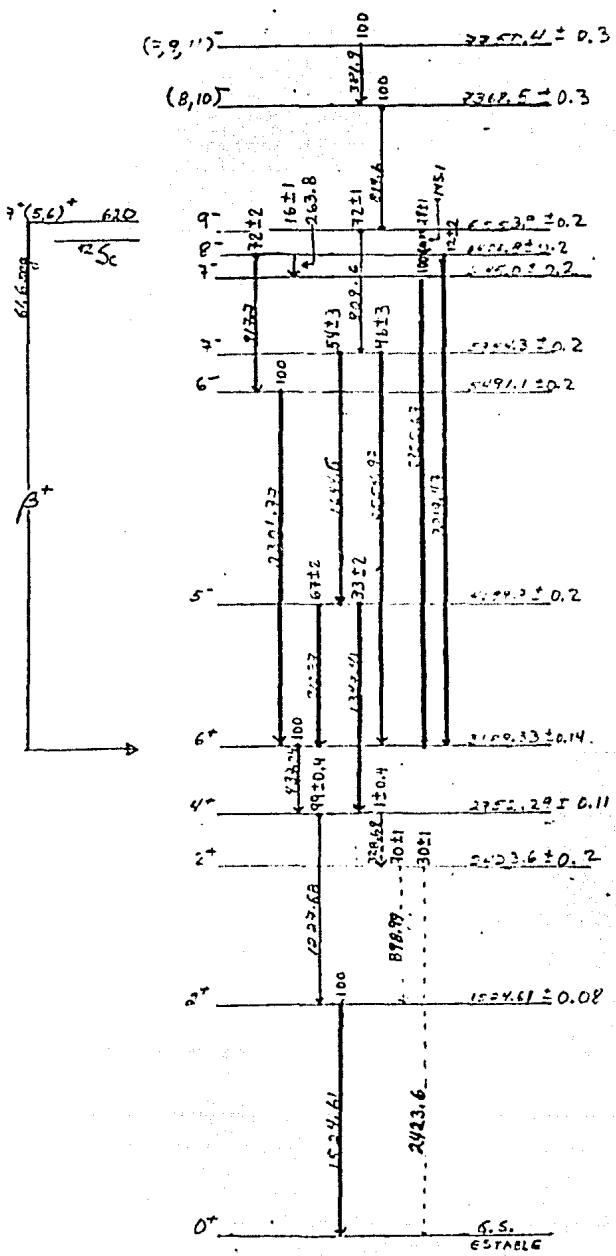


Figura 26

### III. 5.- Estimación del Fondo Residual

Los espectros obtenidos experimentalmente no son una serie de picos provenientes de transiciones bien definidas sino que están inmersas en un fondo el cual es necesario estimar y extraer. Este fondo es debido a diferentes fenómenos que a continuación se explican:

La radiación gamma es monoenergética, de manera que si se construyera una gráfica de distribución de energías es de esperarse una sola línea espectral (figura 27).

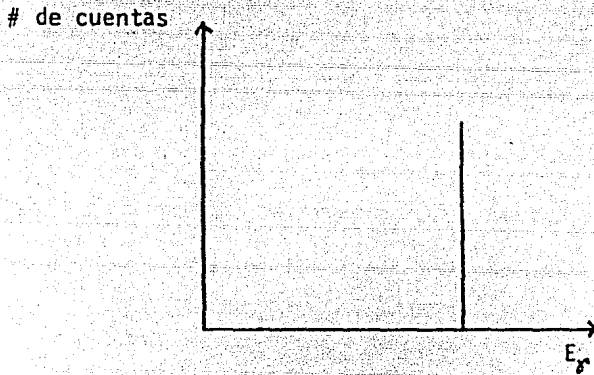


Figura 27 Espectro idealizado debido a una radiación monoenergética.

Sin embargo, los espectros reales distan mucho de ese "espectro ideal": La forma del espectro gamma se debe a las distintas posibilidades de interacción de los fotones con el cristal. La interacción de la radiación gamma con la materia se verifica principalmente mediante tres procesos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y creación de pares.

El efecto fotoeléctrico ocurre cuando el fotón cede toda su energía a un electrón, en consecuencia el electrón es arrancado del átomo y se aleja con una energía cinética  $T_e$  igual a la del átomo  $T_a$  menos la energía de ionización del electrón  $I$  (energía mínima necesaria para sacar al electrón de su órbita atómica).

La probabilidad de que un fotón sufra un efecto fotoeléctrico depende de la órbita del electrón con el que interacciona, del número atómico del medio absorbente y de la energía del fotón. Mientras más cerca del núcleo se encuentre el electrón más probabilidades tiene de sufrir efecto fotoeléctrico.

Después de que un electrón es expulsado por efecto fotoeléctrico, queda una vacante en la órbita, de manera que esa vacante se llena con un electrón procedente de otra órbita más alejada del núcleo; el exceso de energía se emite en forma de un fotón de rayos X característicos que puede salir del átomo o interaccionar con un electrón más externo y lanzarlo fuera de su órbita (electrón Auger). Estos rayos X pueden ser registrados por el cristal y producir otra "línea espectral teórica" dando lugar a un espectro "teórico" (figura 28).

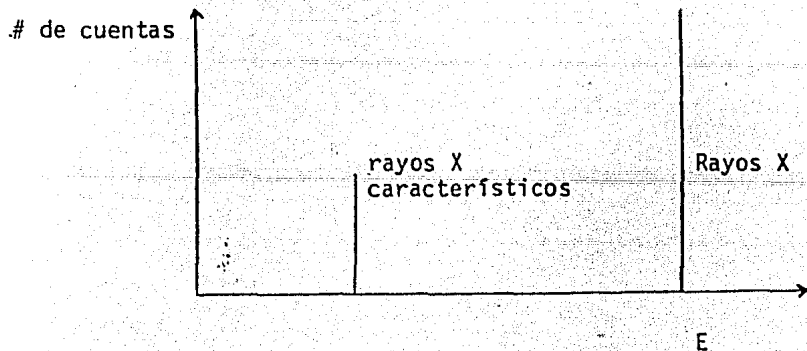


Figura 28 Espectro idealizado. Se aprecian los rayos X característicos. Cuando la radiación es absorbida por un detector por medio del efecto fotoeléctrico se producirán un electrón y un rayo X. Si el electrón es absorbido y el rayo X escapa, el pulso producido por el contador será menor que si ambos fuesen absorbidos. El escape del rayo X es significativo en detectores semiconductores.



Si la energía del fotón es mayor que la necesaria para expulsar un electrón de su órbita, la interacción ya no es fotoeléctrica sino por efecto Compton (figura 29). En el efecto Compton una parte de la energía se transfiere al electrón y el resto sale como un fotón dispersado que continúa atravesando la materia hasta perder más energía por otra interacción Compton o desaparecer por efecto fotoeléctrico.

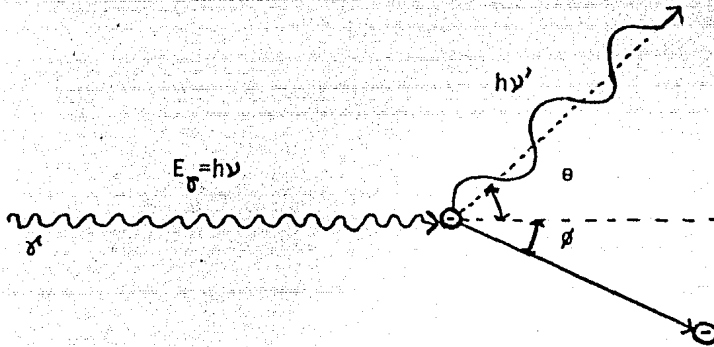


Figura 29 Efecto Compton, Diagrama esquemático de una colisión entre un fotón y un electrón en reposo.

Como en cualquier choque elástico se pueden escribir las ecuaciones de conservación del momento y la energía, resolverlas y de ahí obtener la energía del fotón dispersado la cual puede tener cualquier valor hasta un máximo que se denomina borde Compton:

La energía del borde Compton está dada por  $E_c = \frac{E_{\gamma}^2}{E_{\gamma} + 0.255}$ ; con  $E_{\gamma}$  en MeV.

La energía del pico de retrodispersión  $E_{bs}$  es  $E_{bs} = E_{\gamma} - E_c$

El efecto Compton generalmente ocurre con electrones externos y no produce una

cantidad notable de rayos X.

En consecuencia, el espectro ideal se modifica y presenta una región continua debida a las interacciones Compton, (figura 30).

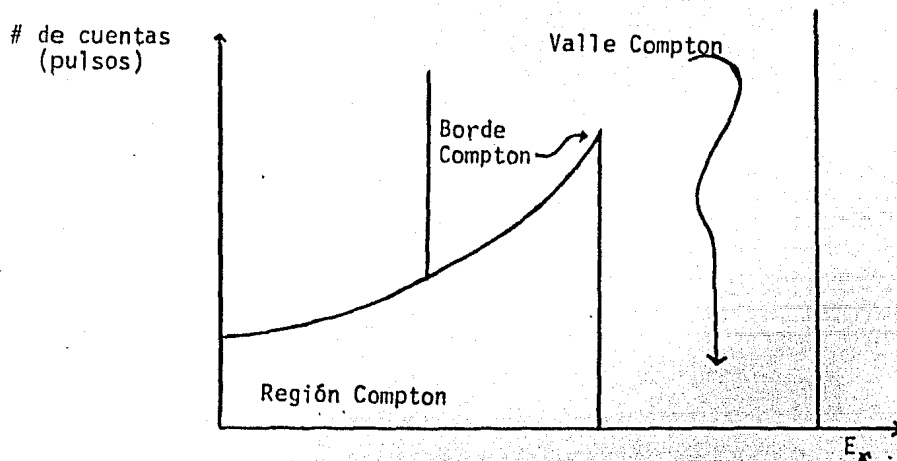


Figura 30 Modificación de un espectro ideal debido a las interacciones Compton.

Cabe aclarar que la región Compton es producida por los fotones que debido a una interacción Compton sólo disipan una parte de su energía dentro del cristal y salen fuera del mismo, pues cuando un fotón disipa toda su energía dentro del cristal a través de dos interacciones Compton consecutivas, la corriente producida es registrada como un sólo pulso y por tanto es equivalente a una absorción fotoeléctrica.

Cuando la energía del fotón incidente es mayor que 1.02 MeV, empieza a aumentar la posibilidad de una interacción con producción de pares. Esta consiste en la desaparición de un fotón y la creación de un par electrón-positrón. Ya que la masa en reposo del electrón y del positrón es de 0.51 MeV, se requieren 1.02 MeV como mínimo para la creación de un par. Si el fotón tiene una energía mayor, el

resto se distribuye entre el par en forma de energía cinética. La presencia de un núcleo, en este proceso, es necesaria para conservar el momento total. Las dos partículas creadas se emiten en direcciones opuestas y pierden energía en el medio por interacción Coulombiana. Cuando el positrón, después de haber sido frenado, captura un electrón se aniquila produciendo dos fotones de 0.52 MeV en direcciones opuestas para conservar el momento total. Estos procesos dan lugar a muchas posibilidades de absorción de la energía del fotón inicial, ya que, después de la aniquilación puede escapar el cristal uno a los dos fotones de 0.51 MeV., dando lugar a los llamados picos de escape. En la figura 31 se ilustra un espectro teórico donde se representan los picos de escape. Para dar mayor claridad, en el esquema se omitió la región Compton.

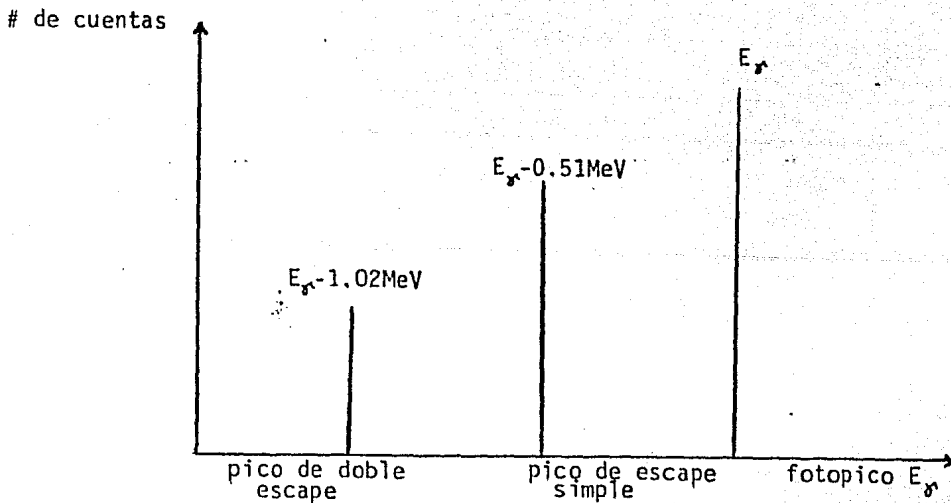


Figura 31 Espectro teórico mostrando los picos de escape.

También existe la posibilidad de interacción simultánea de dos fotones, dando lugar a un pulso equivalente a la suma de las energías y por tanto a un pico denominado pico suma. Estos picos suma pueden producirse por la coincidencia de dos fotones provenientes de la reacción ( $2E_{\gamma}$ ), un fotón de la reacción y uno de aniquila-

ción ( $E_{\gamma} + 0.5$ ), dos fotones de aniquilación (1.02), dos de aniquilación y uno de la reacción ( $E_{\gamma} + 1.02$ ), un fotón de la reacción y el de rayos X característicos, etc. Todas estas posibilidades combinadas hacen que los espectros reales no sean tan sencillos como los espectros teóricos o ideales.

La forma de un espectro real dependerá entonces de la combinación de procesos que se verifique dentro del cristal, la cual, a su vez, dependerá de la energía de la radiación y del material con que interacciona.

En la figura 32 se muestra un espectro real sencillo.

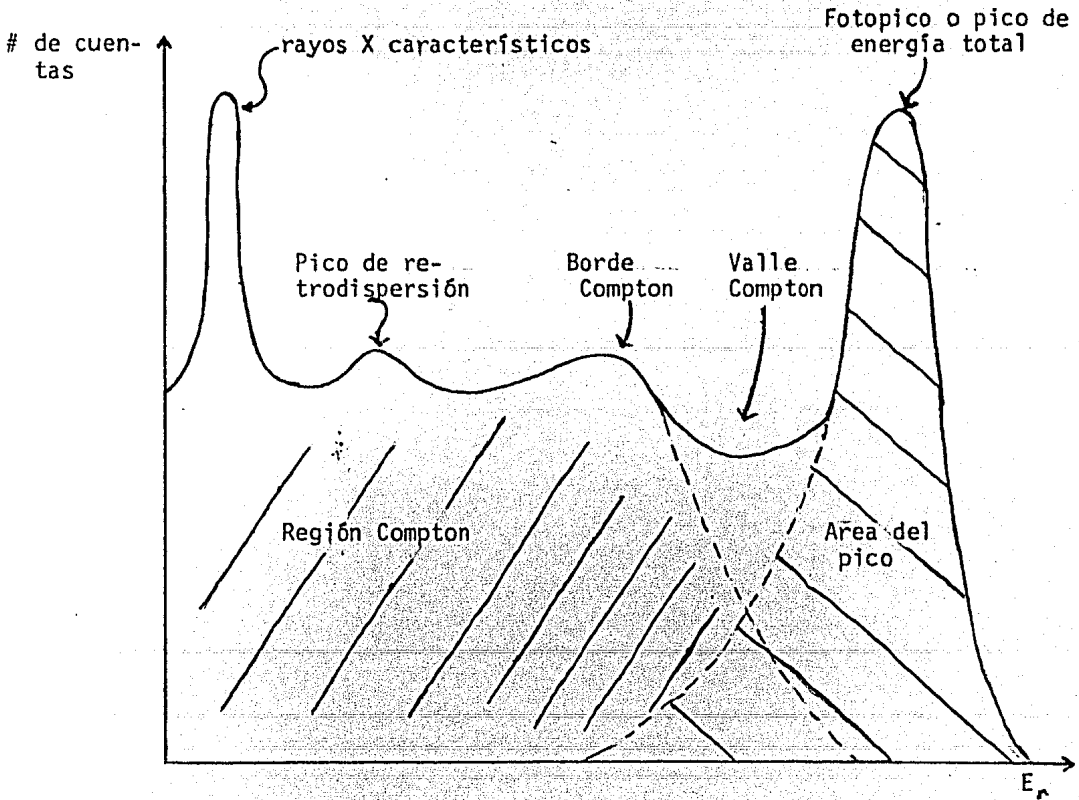


Figura 32 Espectro real sencillo debido a una radiación monoenergética.

Una vez sabiendo de donde proviene el fondo se tiene que sustraer a las cuentas del pico de interés aquellas que no corresponden a esa transición nuclear. Para esto se considera como sería el espectro de no existir este pico y se toma el promedio de los puntos cercanos (Por ejemplo el promedio de 20,30,50 canales antes y después del pico en cuestión), sobre estos valores se promedia e itera hasta obtener un fondo que se vea liso (figura 33).

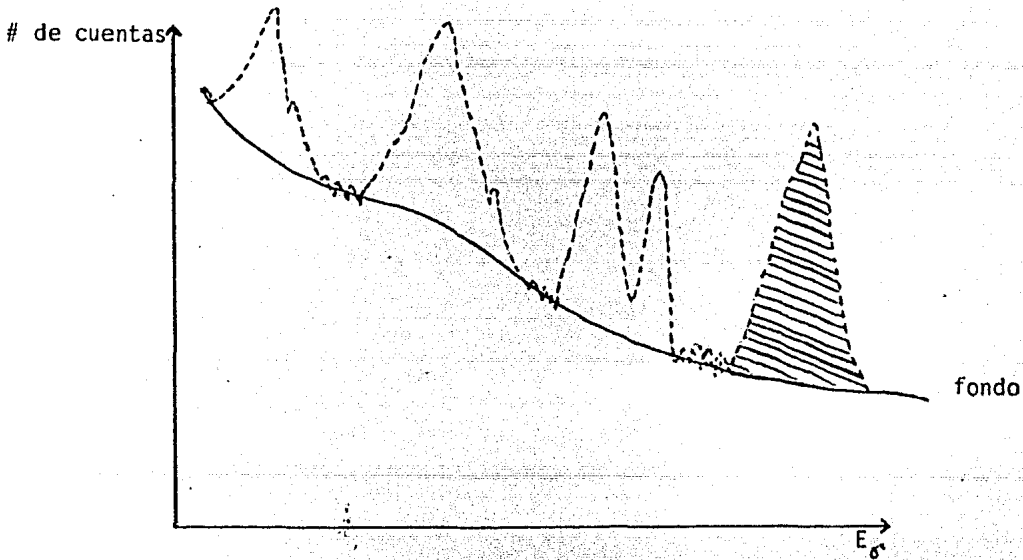


Figura 33 El área del pico se muestra sombreada. La línea continua corresponde al fondo.

Cuando a los lados del pico se encuentran otros picos se trazan exponenciales bajo éstos y se sacan, entonces, los promedios y las iteraciones.

Para hacer esto se usó, como ya se dijo, el programa FITTER<sup>(10)</sup> que realiza un proceso de promediar y usar curvas exponenciales para ajustar el fondo del espectro; determinar el centroide, la anchura y el área de los diferentes picos.

CAPITULO IV

ANALISIS DE DATOS. OBTENCION DE SECCIONES

Con objeto de obtener secciones absolutas es necesario tomar en cuenta una serie de factores como son la eficiencia,  $\epsilon$ , del detector, la incertidumbre en la integración del haz debido a electrones secundarios, el grueso del blanco, etc. Por lo que debe hacerse una serie de correcciones y normalizaciones que se describirán en este capítulo.

El experimento, como ya se dijo, se hizo en dos fechas diferentes. En cada ocasión se usó diferente blanco de  $^{16}\text{O}$ . Se dan los pasos seguidos en uno de estos experimentos; la secuencia con el otro conjunto de datos es análoga.

IV. 1.- Eficiencia

La eficiencia,  $\epsilon$ , de un detector se define como la razón del número de partículas registradas,  $N_a$ , al número de partículas recibidas,  $N_r$ .

$$\epsilon = \frac{N_a}{N_r} \dots \dots \dots \text{ec. 4.1.}$$

Para conocer la eficiencia del detector para diferentes energías de las gamas recibidas, se tomaron los espectros de fuentes calibradas de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  y de una no calibrada de  $^{56}\text{Co}$ . De ésta última sólo se conocen las intensidades relativas de las gammas que emite.

Las fuentes emiten gammas en todas direcciones y el detector sólo registra las que salen en determinado ángulo sólido (figura 34).

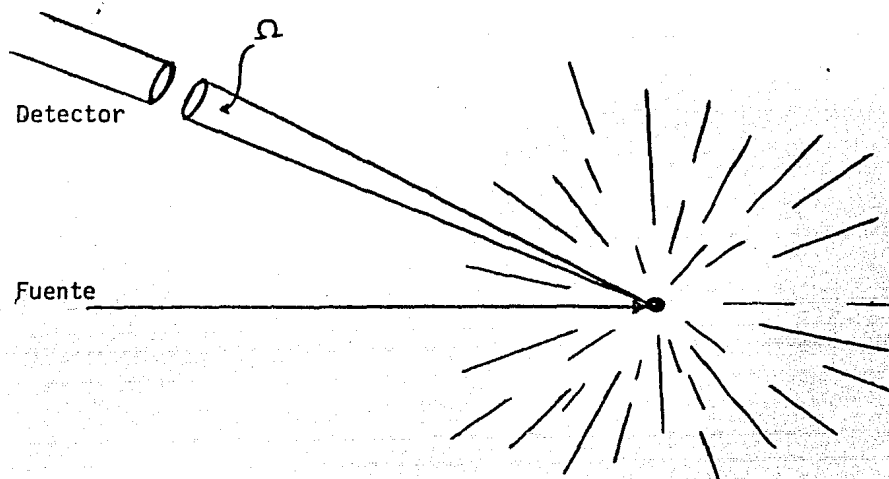


Figura 34 Esquema que muestra las gammas emitidas y registradas dentro de un ángulo sólido.

Para conocer cuantas gammas emitió la fuente en ese ángulo sólido, que es el mismo número de gammas,  $N_r$ , que recibirá el detector, multiplicamos el número de gammas emitidas,  $N_e$ , por el factor  $\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)$ , de donde:  $N_r = \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) N_e$ .

De las fuentes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{133}\text{Ba}$  se conoce la actividad (número de desintegraciones por unidad de tiempo) que tenían el primero de abril de 1981,  $A_0$ , y también su vida media,  $t_{1/2}$ , (tiempo en que la actividad de la muestra se reduce a la mitad). Usando la relación  $A(t) = ZA_0 e^{-t/t_{1/2}}$  se encontró la actividad de las muestras en el día que se tomaron sus espectros (tabla 1).

Fuentes (Amersham)	$t_{1/2}$	$t_0$ : 1/IV/81 $A_0$ ( $\mu\text{C}$ ) *	$t_1$ : 1/II/82 $A_1$ ( $\mu\text{C}$ )	$t_2$ : 19/III/82 $A_2$ ( $\mu\text{C}$ )
$^{133}\text{Ba}$	10.8 años	11.65±4.8%	11.04	10.95
$^{88}\text{Y}$	10.6 días	11.51±5.0%	1.57	1.17
$^{60}\text{Co}$	5.27 años	11.59±1.9%	10.38	10.21
$^{137}\text{Cs}$	30.1 años	10.95±3.7%	10.74	10.71

Tabla 1

Tabla de actividades de las fuentes usadas para calibrar el detector

\* datos del fabricante

$$A = A_0 e^{-t/t_{1/2}}$$

$$t_1 - t_0 = 306 \text{ días}$$

$$t_2 - t_0 = 352 \text{ días}$$



Conociendo la actividad de las fuentes en esta fecha  $A_n$ , el tiempo que duró la detección de las gammas,  $T_n$ , y el número de gammas de determinada energía que emite la fuente por cada 100 desintegraciones,  $N_r$ , se puede conocer el número de gammas emitidas,  $N_e$ , por cada fuente (tabla 2) mediante la relación:

$$N_e = A_n T_n \frac{N_r}{100}$$

Para conocer el número de gammas registradas se integraron los picos, de los espectros de las fuentes, que corresponden a la energía de las gammas que nos interesan.

Por lo tanto podemos conocer  $\frac{\Omega}{4\pi} \epsilon$  (tabla 2)

$$\frac{\Omega}{4\pi} \epsilon = \frac{N_d}{N_e}$$

En el caso del  $^{56}\text{Co}$  la relación  $N_d/I_r$  es proporcional a  $\epsilon$ ; basta multiplicar  $N_d/I_r$  por un factor constante para ajustar estos datos con los de las otras fuentes.

1/II/82

Fuente	Energía ( $\gamma$ ) (KeV.)	No. de gammas por 100/Desint.	Tiempo de Exposición TL (seg)=T 60	$N_e$	$N_d$	$\frac{\Omega}{4\pi} \epsilon = \frac{N_d}{N_e}$
$^{60}\text{Co}$	1173	99.86	60.13	23061197	55626	$2.41 \times 10^{-3}$
	1333	99.98	60.13	23088909	52417	$2.27 \times 10^{-3}$
$^{88}\text{Y}$	898	93.2	260.23	14088821	47808	$3.39 \times 10^{-3}$
	1836	99.4	260.23	15026060	26878	$1.79 \times 10^{-3}$
$^{137}\text{Cs}$	662	85.1	179.82	60809798	275163	$4.53 \times 10^{-3}$
$^{133}\text{Ba}$	160	0.7	133.8	382582	5787	$1.51 \times 10^{-2}$
	223	0.5	133.8	273273	3364	$1.23 \times 10^{-2}$
	276	7.1	133.8	3880478	40150	$1.03 \times 10^{-2}$
	303	18.7	133.8	10220415	94107	$9.21 \times 10^{-3}$
	356	61.9	133.8	33831212	268761	$7.94 \times 10^{-3}$
	384	8.9	133.8	4864262	34849	$7.16 \times 10^{-3}$
Fuente	Energía ( $\gamma$ ) (KeV.)	$I_r$ : Intensidades relativas		$N_d$	$\frac{N_d}{I_r}$	
$^{56}\text{Co}$	846.8	100		75462	754.62	
	1037.8	14.04		8650	616.10	
	1175.1	2.28		1427	625.90	
	1238.3	66.4		36940	556.33	
	1360.2	4.24		2285	538.92	
	1771.0	15.65		6272	400.77	
	1963.7	0.724		264	364.64	
	2015.2	3.09		1057	342.07	
	2034.7	7.95		2627	330.44	
	2598.4	17.34		4795	276.53	
	3253.4	7.79		1729	221.95	

Tabla 2

En este caso, la eficiencia es una función de la energía de la gamma,  $E_\gamma$ .  
Está dada por la función teórica:

$$\epsilon(E_\gamma) = A_1 [E_\gamma^{A_2 + A_3} \exp A_4 E_\gamma] / A_5 \dots \dots \dots \text{e.c.4.2}$$

Donde las  $A_i$  ( $i = 1., 2., \dots., 5$ ) son constantes.  $A_4 < 0$ . Para altas energías  $A_3 e^{E_\gamma A_4} \ll E_\gamma^{A_2}$ .  $\therefore \ln \epsilon \approx \ln A_1 + A_2 \ln E_\gamma$ . Lo cual es una recta en papel log-log.

Se graficaron en papel log-log los valores obtenidos para la eficiencia como función de la energía de la gamma (figura 35). La curva sólida corresponde a un ajuste de los datos experimentales con la función teórica (ec.4.2). Este ajuste se hizo con un programa que también da una estimación del error dando, en este caso, del orden del 2.2%.

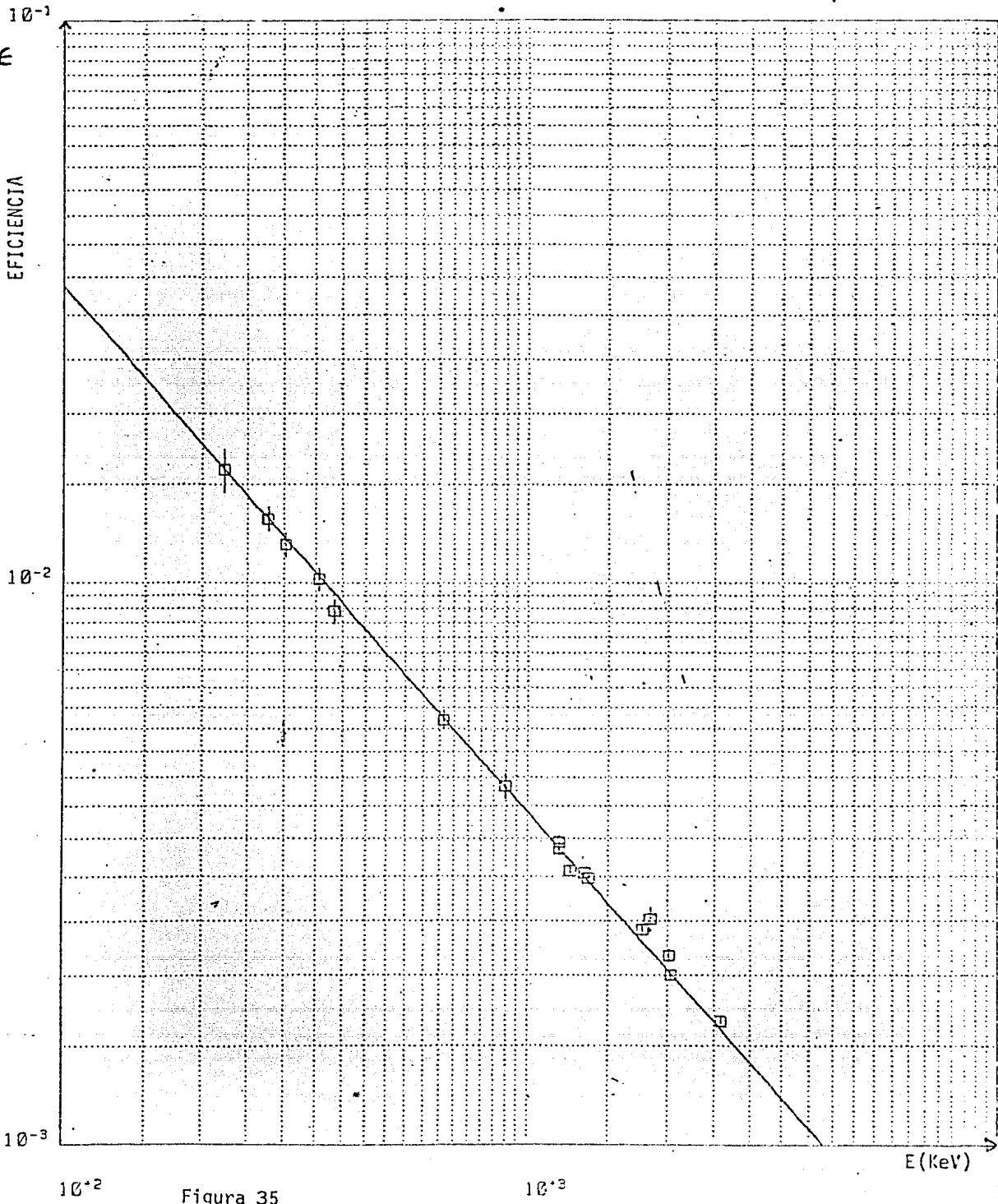


Figura 35

#### IV. 2 Normalización Relativa

Para calcular la sección en una reacción nuclear dada, es necesario conocer con precisión el número de partículas incidiendo sobre el blanco. La manera más directa de determinar este número consiste en usar una caja de Faraday que permite medir la carga de las partículas llegando a ella, obtener así la carga total acumulada durante la medición y dividir ésta entre la carga llevada por una partícula.

Cuando el proyectil es un ión pesado, este procedimiento presenta complicaciones debido a que estos iones arrancan fácilmente electrones del blanco o de cualquier caja de Faraday que se use para recolectarlos así como también de los colimadores usados para definir al haz.

La carga medida presenta siempre desviaciones respecto al valor que corresponde al número de partículas que realmente han incidido sobre el blanco\*. Estas desviaciones pueden apreciarse en las figuras 36 a 38 donde se presentan las funciones de excitación de 3 líneas provenientes de la excitación coulombiana del Oro (sobre el que se depositó el blanco de  $^{16}\text{O}$ ) por los proyectiles de  $^{28}\text{Si}$ . La sección para excitación coulombiana se sabe que es una función lisa de la energía, de manera que las fluctuaciones observadas se deben a errores en la colección de carga.

La corrección de estos errores se logra ajustando una de las líneas de excitación coulombiana a una función lisa, lo cual permite obtener los factores de corrección de punto a punto para la carga. En la figura 39 se muestra el alisamiento de la línea de 547 KeV mediante una serie con los primeros 5 polinomios de Hermite. Los factores de corrección obtenidos de este alisamiento fueron

\*por ejemplo: el haz, al incidir en la caja de Faraday, le arranca electrones, dando lugar a errores en la lectura de la carga colectada

usados en las figuras 40 y 41 para obtener las funciones de excitación para la línea de 278 y 191 KeV, mostradas sin corregir en las figuras 36 y 37. Se ve que la corrección es consistente en las tres líneas, lo cual da confiabilidad al procedimiento. Las ligeras fluctuaciones aún presentes en la figura 41 para la línea de 191 KeV son consistentes con el hecho de que ésta es la línea de menor intensidad y por lo tanto la que tiene menor estadística.

El error involucrado en la medición de la carga colectada se estimó como cero pues se hicieron correcciones.

547 KEV AU COULEX /NO CHARGE CORRECTION

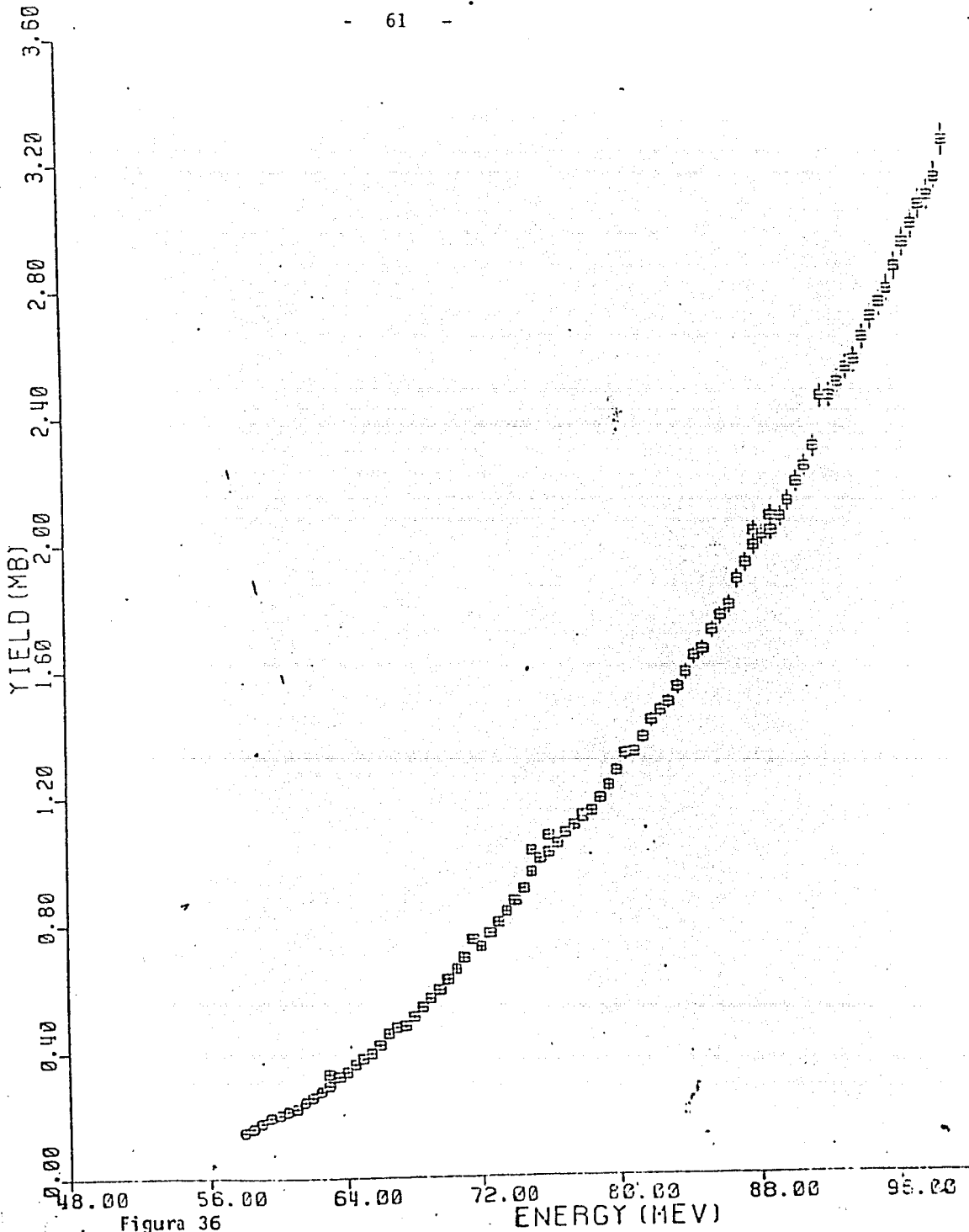


Figura 36

ENERGY (MEV)

278 KEV AU COULEX /NO CHARGE CORRECTION

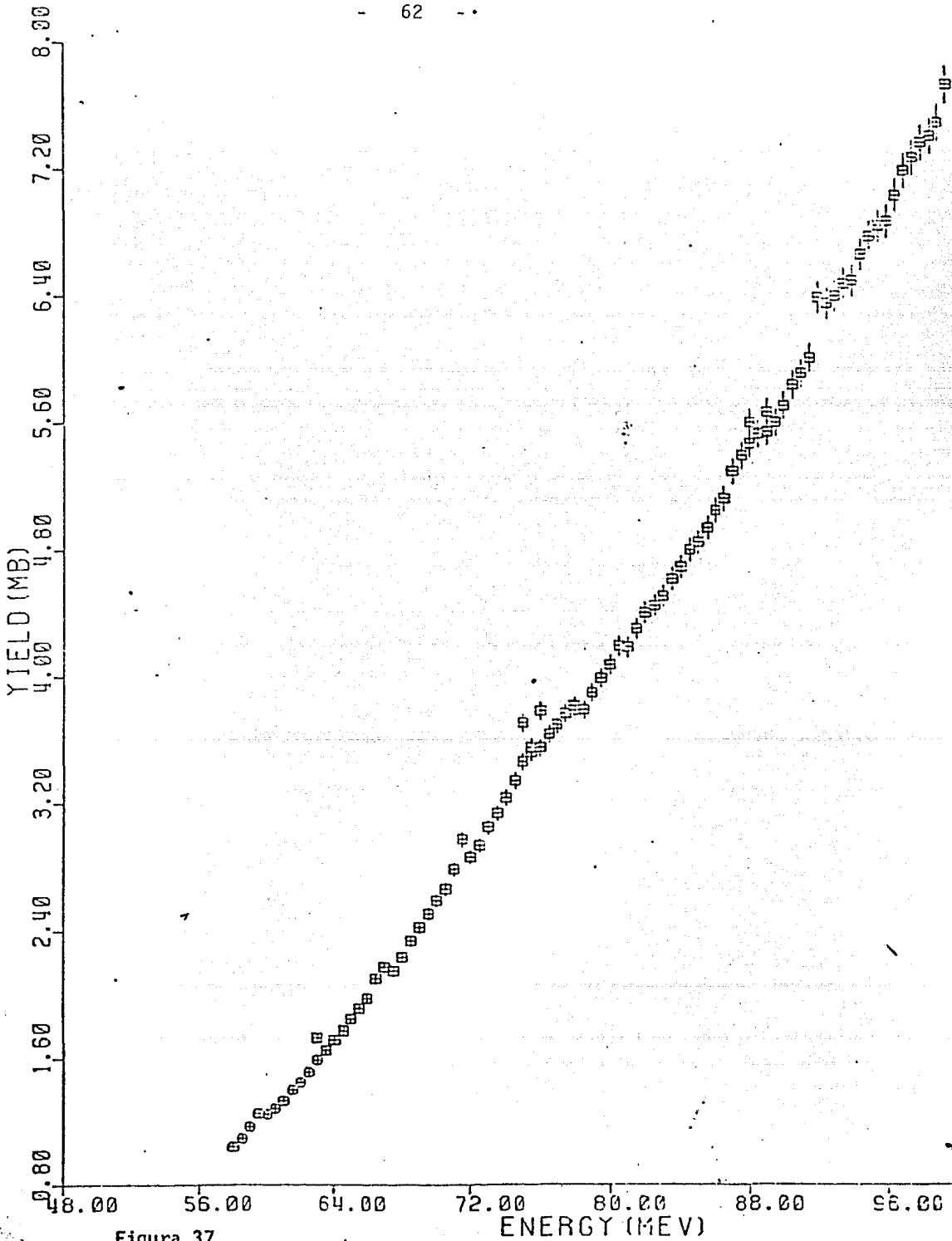


Figura 37



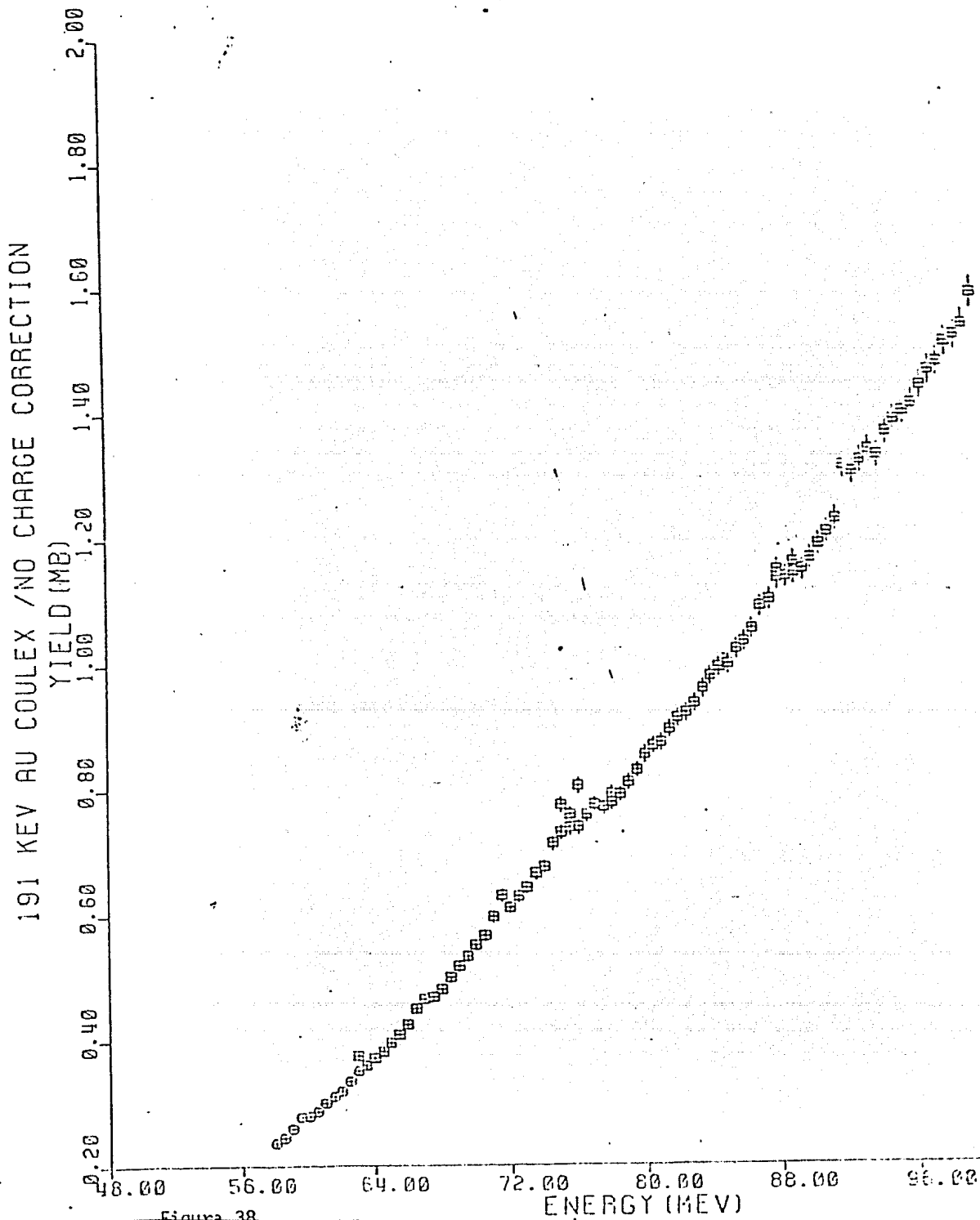


Figure 38

547 KEV AU COULEX/WITH CHARGE CORRECTION

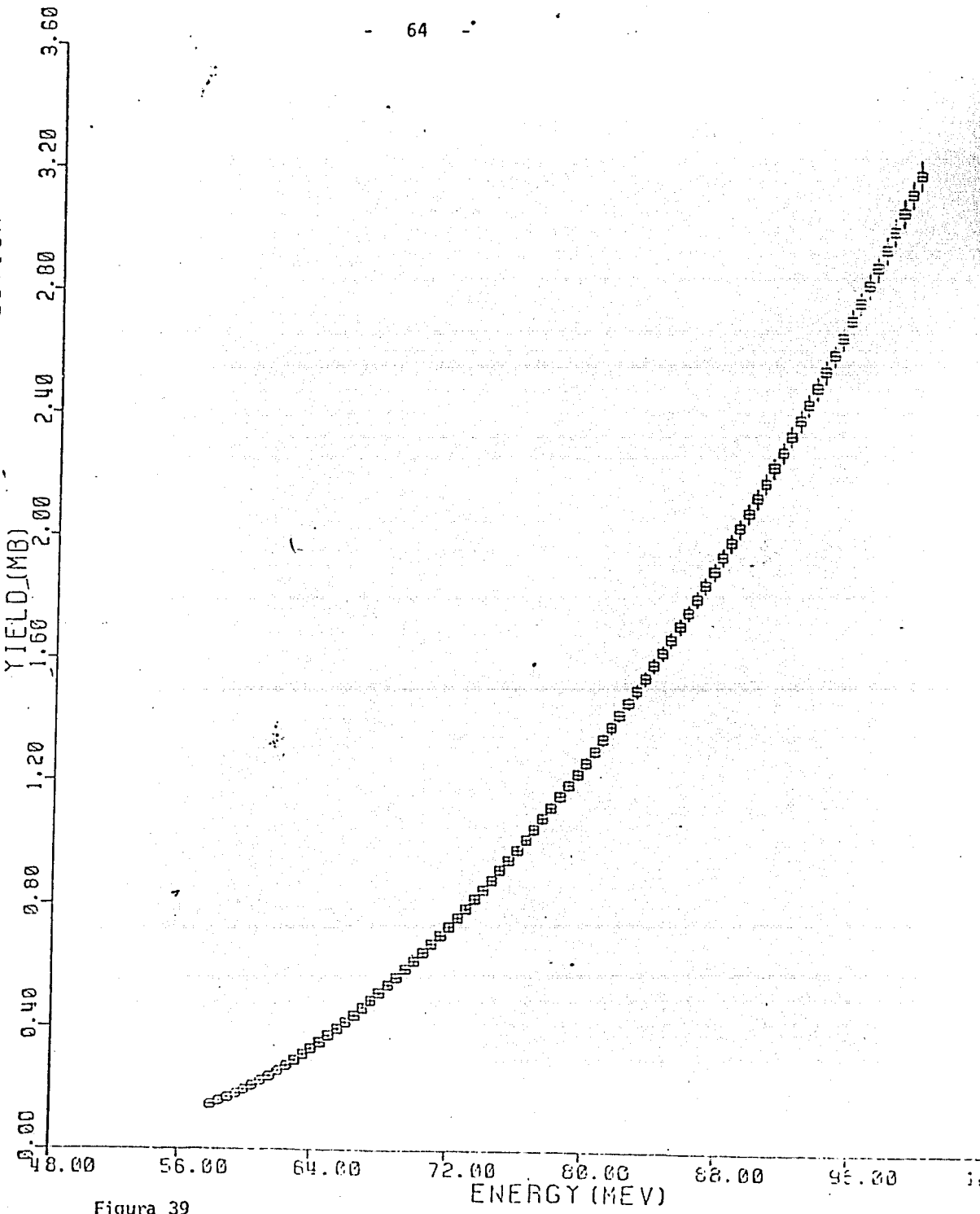


Figura 39

## 278 KEV AU COULEX/WITH CHARGE CORRECTION

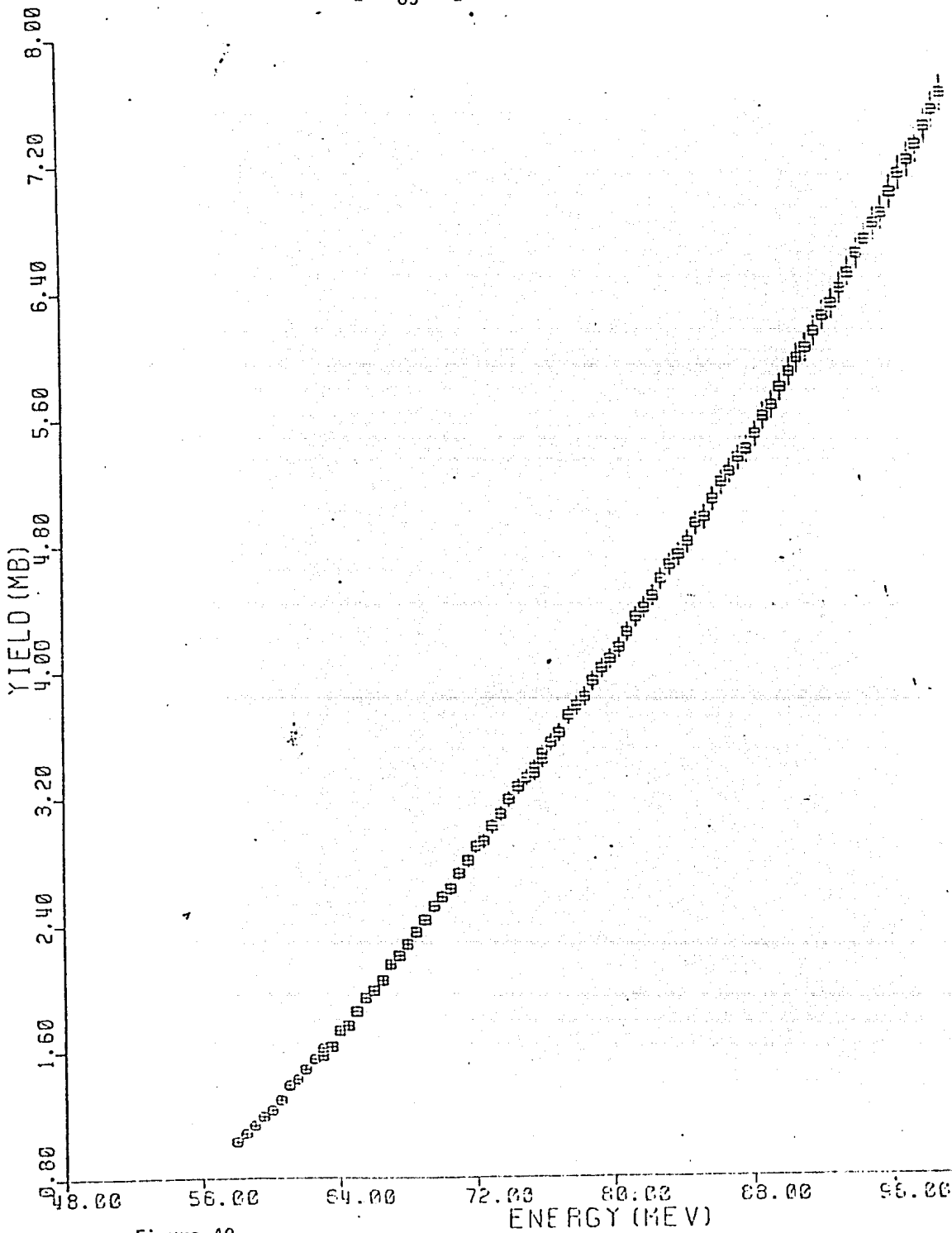
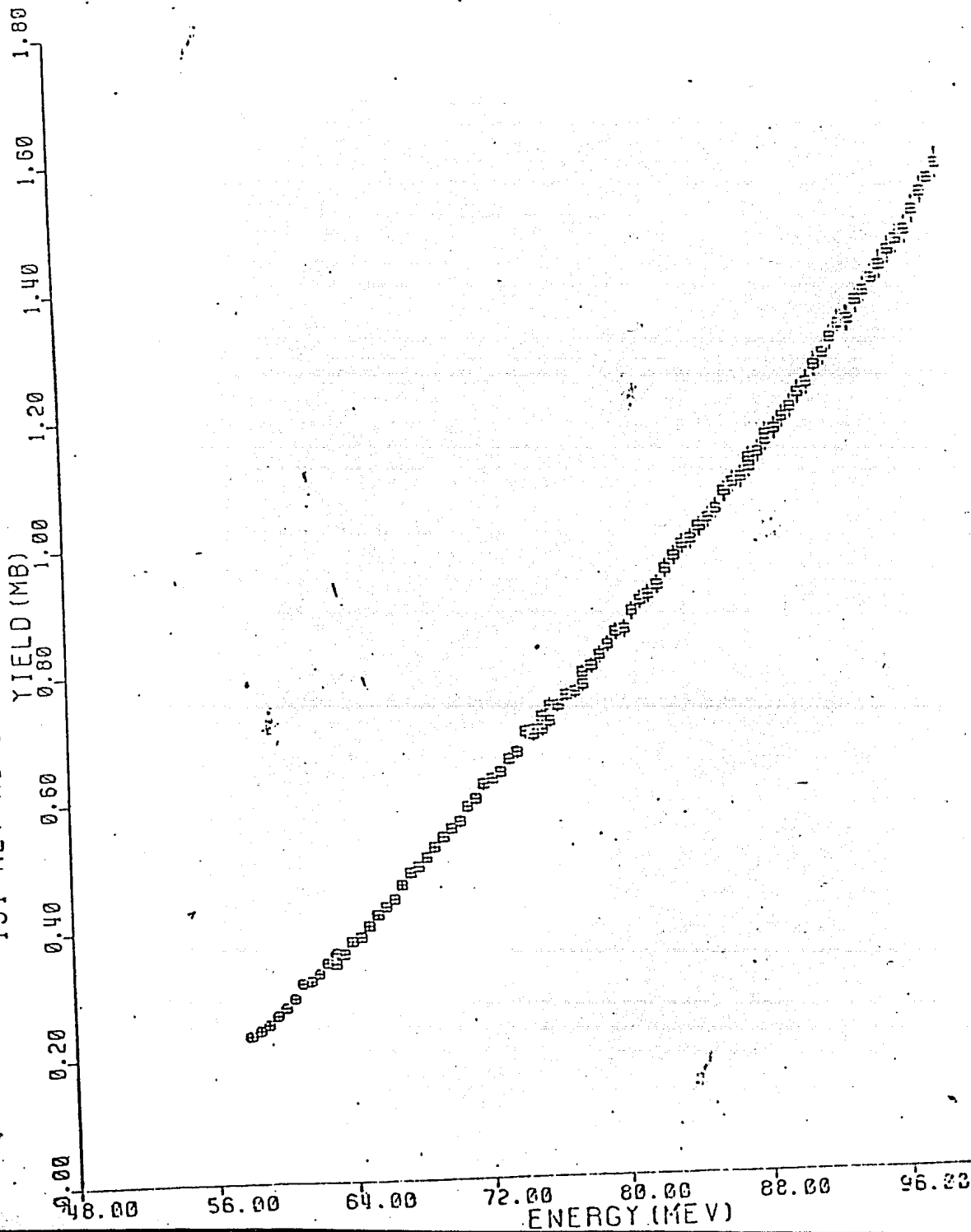
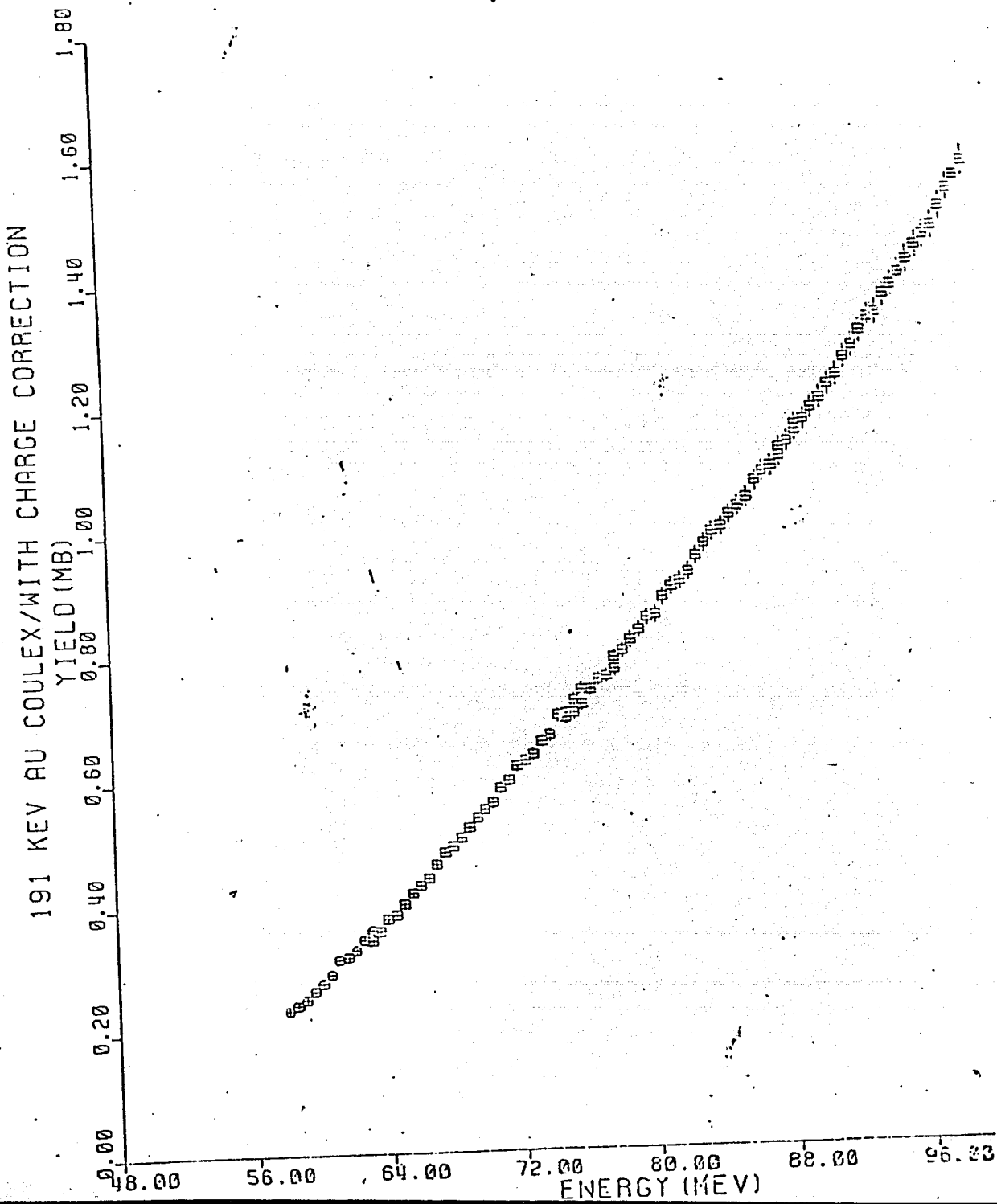


Figura 40

## 191 KEV AU COULEX/WITH CHARGE CORRECTION





### IV. 3 Normalización Absoluta

Para obtener un valor absoluto para la sección es necesario conocer con precisión el grueso del blanco usado en el experimento, así como el número de proyectiles.

En trabajos donde se usan técnicas de rayos gammas para medir la sección como lo es el presente, conviene referir todas las mediciones de sección absoluta a un solo patrón con el fin de evitar ambigüedades innecesarias. Todas las secciones obtenidas en este laboratorio son referidas a los valores obtenidos por Kolata et al para  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  (11). Con el propósito de conocer el grueso del blanco de  $^{16}\text{O}$  y obtener la normalización absoluta para los datos de la reacción  $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$ , se diseñó un experimento en el que se usó, además del haz de  $^{28}\text{Si}$ , un haz de  $^{12}\text{C}$ .

Para una energía de bombardeo,  $E_B$ , dada la sección eficaz absoluta para una partícula gamma de energía  $\alpha$ ,  $\sigma_\alpha$ , está dada por la ecuación 1.1.

$$\sigma_\alpha = \frac{Y_\alpha}{N_B N_p} \dots \dots \dots 1.1.$$

Para facilitar la descripción se denotará  $N_p$  al número total de proyectiles, de un cierto núcleo dado  $\mathcal{E}$ , análogamente se denotará  $N_{B\mathcal{E}}$ .

El número de proyectiles se obtiene de los datos de estado de carga  $q$  de las partículas del haz y de la carga total colectada en la caja de Faraday,  $Q_L$ .

Considerando que el número de partículas del haz que interaccionan con el blanco es despreciable en comparación con el total de proyectiles, se tiene que el total del haz es recolectado por la caja de Faraday de donde, de acuerdo a la

ecuación 4.3

$$N_p = \frac{QL}{qe} \dots \dots \dots 4.3$$

donde e es la carga eléctrica del electrón y, por ende, qe es la carga eléctrica de los proyectiles. Como el número de rayos gamma con una energía dada x que salen del blanco ( $Y_x$ ) es el número de partículas recibidas por el detector ( $N_r$ ), se tiene que

$$N_r = Y_x \dots \dots \dots \text{e.c.} \quad 4.4$$

El valor de la  $Y_x$  se obtiene mediante la integración de los picos del espectro y la función de eficiencia. Al principio de este capítulo se vio que la eficiencia  $\epsilon_x$  del detector para una determinada energía x de la gamma está dada por la ecuación 4.2:

$$\epsilon_x = N_d / N_r \dots \dots \dots 4.2$$

Despejando  $N_r$  de la ecuación 4.2, usando la ecuación 4.4 y sustituyendo en la ecuación 1.1. se obtiene

$$\sigma_x = \frac{N_d}{\epsilon_x N_B N_p} \dots \dots \dots 4.5.a$$

$$N_B = N_d / \epsilon_x \sigma_x N_p \dots \dots \dots 4.5.b$$

El número de proyectiles,  $N_p$ , dado por la ecuación 4.3 se sustituye en la ecuación 4.5.a. y se obtiene:

$$\sigma_x = \frac{N_d qe}{\epsilon_x N_B Q_L} \dots \dots \dots 4.6$$

Dado que se conocen las secciones absolutas del  $^{20}\text{Ne}$  y el  $^{23}\text{Na}^{(11)}$  (ambos nú-

cleos residuales de la reacción  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ ) como función de la energía de bombardeo (funciones de excitación) se hizo la reacción  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$  con una energía de bombardeo de 40 MeV. (Ec.m.  $\approx$  22.9 MeV). Se bombardeó dos veces a esta energía y se obtuvieron los siguientes datos:

# bombardeo	$Q_L$ ( $10^{-9}$ c)	$T$ ( $\frac{1}{60}$ seg)	q
1	11810	72170	5+
2	7974	64703	5+

Tabla 3 Datos obtenidos de la reacción  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$ . T es el tiempo de bombardeo; q el estado de carga del haz y  $Q_L$  la carga total del haz recolectado en la caja de Faraday.

Sustituyendo estos valores en la ecuación 4.3 se obtiene

$$N_{P_C}(1) = 1.474315 \times 10^{13} \text{ proyectiles de Carbón en el primer bombardeo.}$$

$$N_{P_C}(2) = 9.9544348 \times 10^{12} \text{ proyectiles de Carbón en el segundo bombardeo}$$

Como la  $\sigma_{abs}$  es conocida (referencia 1), integrando los picos correspondientes se obtuvo el número de gammas detectadas,  $N_d$ .

	$(\sigma_{abs} \pm \Delta\sigma) \text{ mb}$	$N_d(1)$	$N_d(2)$	$\epsilon (\times 10^{-2})$
$^{20}\text{Ne}$	525 $\pm$ 38	19585 $\pm$ 214	13360 $\pm$ 178	.207 $\pm$ .004
$^{23}\text{Na}$	245 $\pm$ 18	31799 $\pm$ 233	21804 $\pm$ 193	.709 $\pm$ 0.18

Tabla 4 Secciones eficaces absolutas del  $^{20}\text{Ne}$  y del  $^{23}\text{Na}$  provenientes de la reacción  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$ .  $N_d(i)$  es el número de gammas registradas en la corrida i.  $\epsilon$  es la eficiencia del detector a esta energía de gamma.



Sustituyendo estos valores en la cc. 4.5b obtenemos el número de núcleos blanco de  $^{16}\text{O}$ .

	$N_{B_o} (1) \times 10^{18} \text{ part/cm}^2$	$N_{B_o} (2) \times 10^{18} \text{ part/cm}^2$
$^{20}\text{Ne}$	$1.246 \pm 2.2\%$	$1.259 \pm 2.3\%$
$^{23}\text{Na}$	$1.242 \pm 2.7\%$	$1.261 \pm 2.7\%$

Tabla 5 Valores obtenidos para el número de núcleos blanco de  $^{16}\text{O} (N_{B_o})$

El promedio de estos cuatro valores es el valor que se usó  $N_{B_o} (\text{Promedio}) = N_{B_o}$

$$N_{B_o} = (1.250 \pm 0.02) \times 10^{18} \text{ part/cm}^2 \quad \text{i. e. } \Delta N_{B_o} \approx 1.6\%$$

Multiplicando el número de partículas por su masa se obtiene el grueso del blanco.

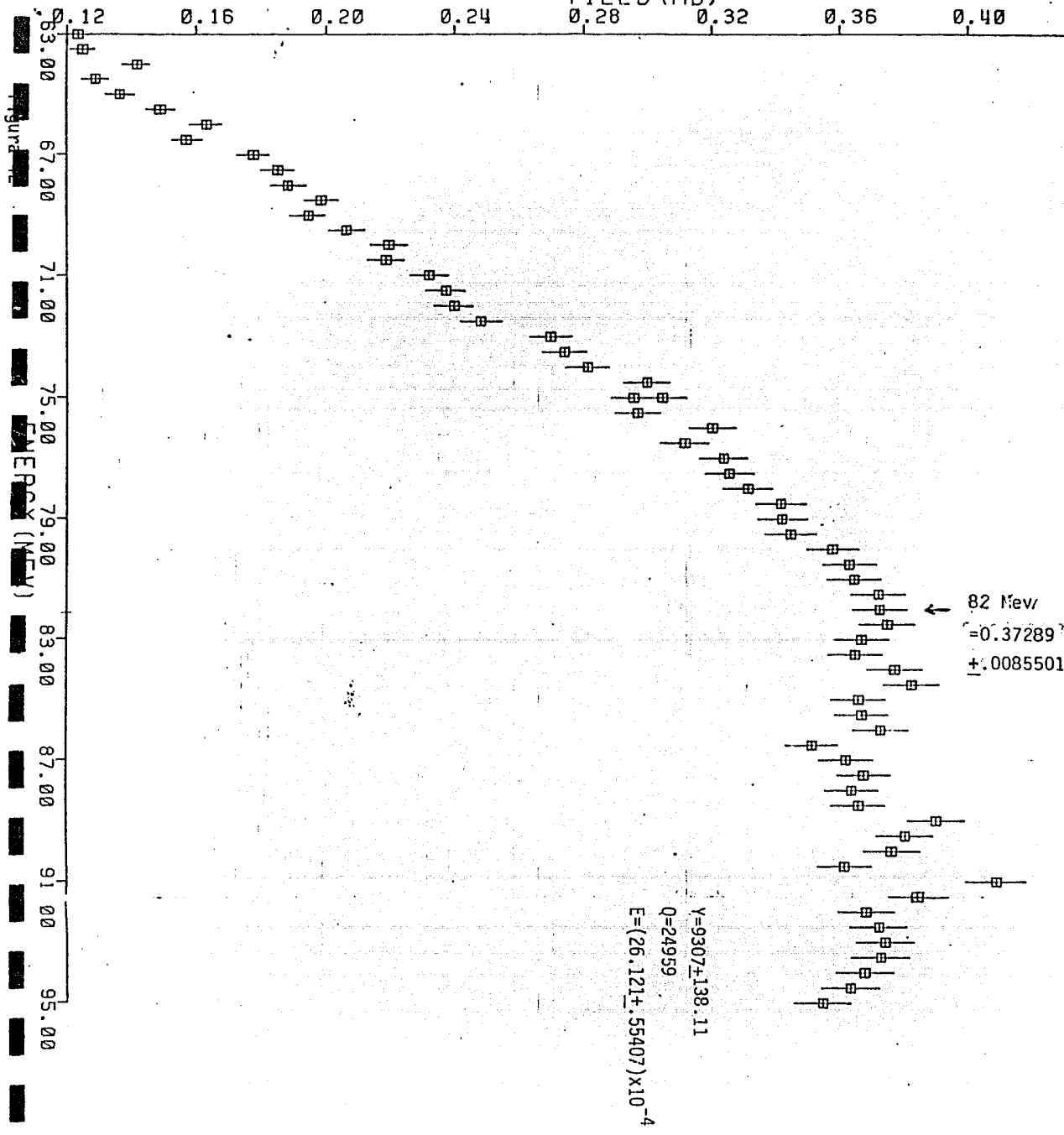
$N_{B_o} = 33.25 \mu\text{g/cm}^2 \quad (\pm 0.41 \quad \mu\text{g/cm}^2)$	GRUESO DEL BLANCO
--	-------------------

Usando este mismo blanco (del cual ya se conoce el grueso) se hizo la reacción  $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}$  a diferentes energías de bombardeo, como ya hemos dicho.

Se escogió la línea de 1130 KeV del  $^{39}\text{K}$  para hacer la normalización absoluta ya que es un pico de buena estadística (bien definido) para una energía de bombardeo de 82 MeV (figura 42).

PARA NORMALIZACION ABSOLUTA  
1130 KEV 39K / 358 KEV 181TA

YIELD (MB)



$Y=9307 \pm 138.11$   
 $Q=24959$   
 $E=(26.121 \pm .55407) \times 10^{-4}$

82 Mev  
←  
 $=0.37289$   
 $\pm 0.0085501$

Se obtuvieron para este pico los siguientes datos:

$$N_d = 9307 \pm 138 \quad q=9^+$$

$$Q_L = 24959 \times 10^{-9} \text{ C}$$

$$\epsilon = (26.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$$

Sustituyendo estos valores en las ecs. 1.1 y 4.3 se obtiene:

$$N_{P_{Si}} = 1.73 \times 10^{13} \text{ proyectiles de } {}^{28}\text{Si}$$

$$\sigma = \frac{N_d}{N_{P_{Si}} N_{T_0} \epsilon} = \frac{N_d}{\epsilon} \left( \frac{1}{N_{P_{Si}} N_{T_0}} \right) \text{ donde } (N_{P_{Si}} N_{T_0})^{-1} \text{ es constante.}$$

Y  $N_d$  y  $\epsilon$  dependen de la energía de la gamma ( $E_\gamma$ ). Sustituyendo estos valores se obtiene la sección eficaz como función de la energía de bombardeo,  $E_B$ , y la energía de la gamma,  $E_\gamma$ . En este caso  $E_\gamma = 1130 \text{ KeV}$  y  $E_B = 82 \text{ MeV}$

$$\sigma = \sigma(E_\gamma, E_B) \quad \sigma(1130, 82) = 164.36$$

Como se puede ver, para obtener la sección eficaz como función de la energía de bombardeo (función de excitación;  $\sigma = \sigma(E_B)$ ) a partir del número de gammas detectadas  $N_d$  es necesario multiplicar este valor,  $N_d$ , por  $(N_{P_{Si}} N_{T_0})^{-1} \epsilon^{-1}$ .

$$\text{Se define } (N_{P_{Si}} N_{T_0})^{-1} \epsilon^{-1} \equiv \delta^r$$

$$\text{De donde } \sigma = \frac{N_d}{\epsilon} \delta^r \Rightarrow \delta^r = \frac{\sigma(1130) \epsilon(1130)}{N_d(1130, 82)}$$

Sustituyendo valores

$$\delta^r = 1.15 \text{ c.mb}$$

Para encontrar la incertidumbre en  $\delta^r$  se usó propagación de errores obteniéndose

que  $\Delta\delta = (1.24 \times 10^{-2})\delta = 1.24\%$ . Por lo tanto hay que multiplicar  $Y_x$  por  $\delta'/\epsilon(X)$  para obtener  $\sigma_x$ .

Una vez hecho ésto se tienen las funciones de excitación de cada línea.

Para calcular el factor de normalización correspondiente al blanco de  $^{30}\text{Si}(o)$  fue necesario escoger una línea que se viera en ambos espectros e integrarla.

Se usó la línea de 757 KeV que contiene transiciones de  $^{39}\text{K}$  y de  $^{36}\text{Ar}$ .

Como el valor de la sección,  $\sigma_{abs}$ , tiene que ser el mismo en ambas exposiciones, entonces:

$$\sigma(757) = N_{d757} \delta / \epsilon(757) = N'_{d757} \delta' / \epsilon'(757)$$

Donde las primas se refieren al blanco de  $^{30}\text{Si}(o)$ . Despejando  $\delta'$  de la ecuación anterior se tiene:

$$\delta' / \epsilon'_{757} = N_{d757} \delta / N'_{d757} \epsilon_{757} \Rightarrow \delta' = \frac{\epsilon(757)}{\epsilon'(757)} \cdot \frac{N_{d757}}{N'_{d757}} \cdot \delta$$

Sustituyendo los valores de cada punto de las funciones de excitación y promediando los resultados se obtiene:

$$\delta' = 2.55 \pm 0.07 \quad \Delta\delta' = 2.745\%$$

Por lo tanto, se puede conocer la función de excitación de cada línea ya que

$$\sigma_x = \frac{Y_x}{\epsilon(X)} \delta'$$

En la figura 43.a se muestra la función de excitación de la línea de 757 KeV tal como se obtuvo en el blanco de  $\text{Si}(o)$ , y en la figura 43.b se presenta la correspondiente curva obtenida con el blanco de  $^{20}\text{O}_5$ , "escalada" según el pro-

cedimiento descrito. Tomando en cuenta posibles no-uniformidades del Oxígeno en el blanco de Si(o), el acuerdo entre las dos curvas, dentro del error estadístico, es bastante bueno.

Dado que la sección eficaz está dada por:  $\sigma_x = \frac{Y_x}{E_x} \delta$  se tiene que su incertidumbre,  $\Delta\sigma_x$ , será:

$$\Delta\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\Delta Y_x}{Y_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\delta}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_x}{E_x}\right)^2}$$

constituyendo valores:

$$\Delta\sigma_x \approx \sqrt{(7.6)^2 + (1.2)^2 + (2.2)^2} \times 10^{-2}$$

$$\Delta\sigma_x \approx 8 \times 10^{-2} \Rightarrow$$

$$\Delta\sigma_x \approx 8\%$$

756KEV 39K+36AR (FROM SI+O, SI (O) TARG) REL

YIELD (MB)

5.00

4.50

4.00

3.50

3.00

2.50

2.00

1.50

1.00

0.50

0

48.00

56.00

64.00

72.00

80.00

88.00

96.00

100

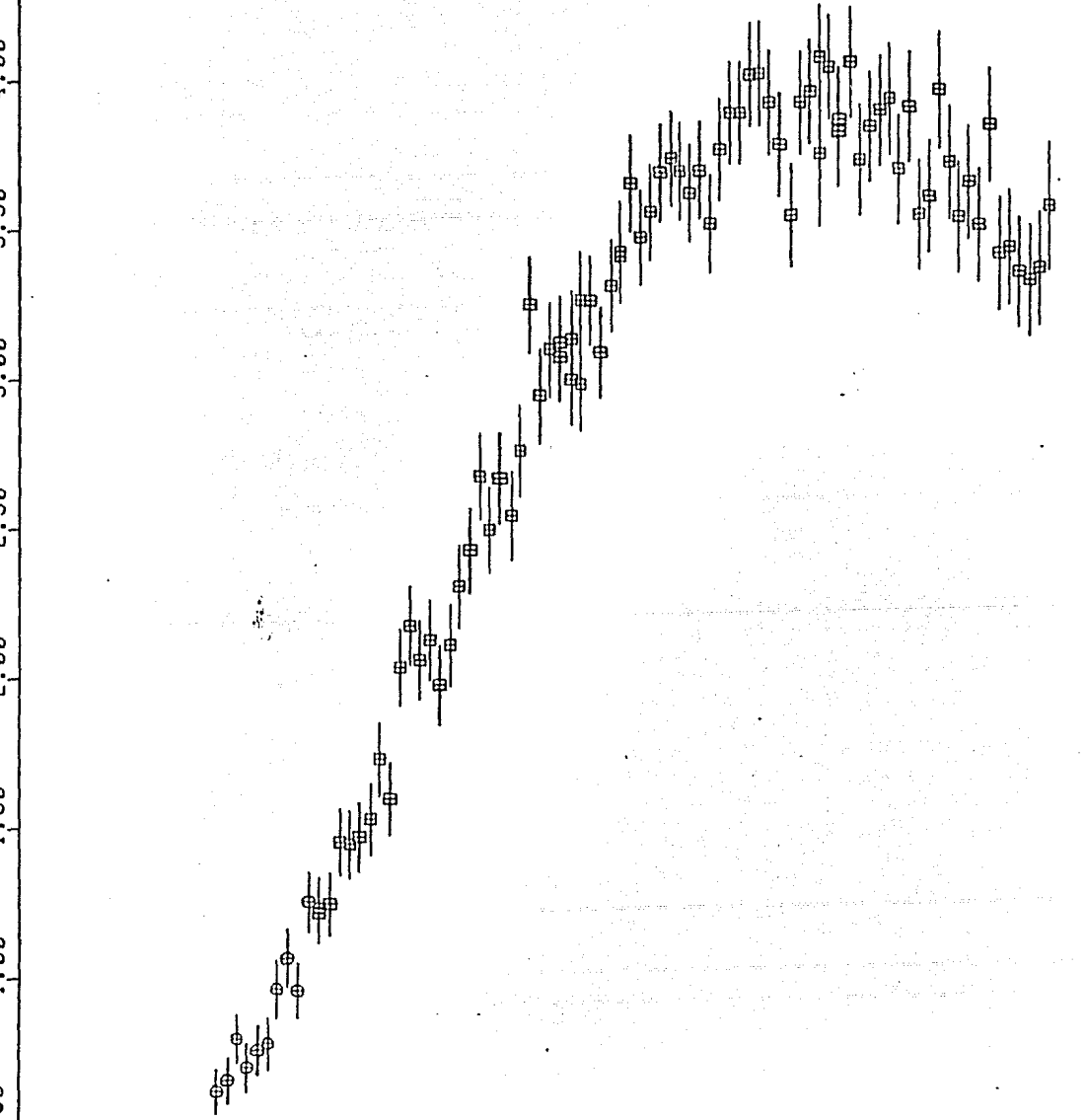


Figura 43 a.

ENERGY (MEV)

756KEV 39K+36AR (O-TAR., SCALED TO SI(0))

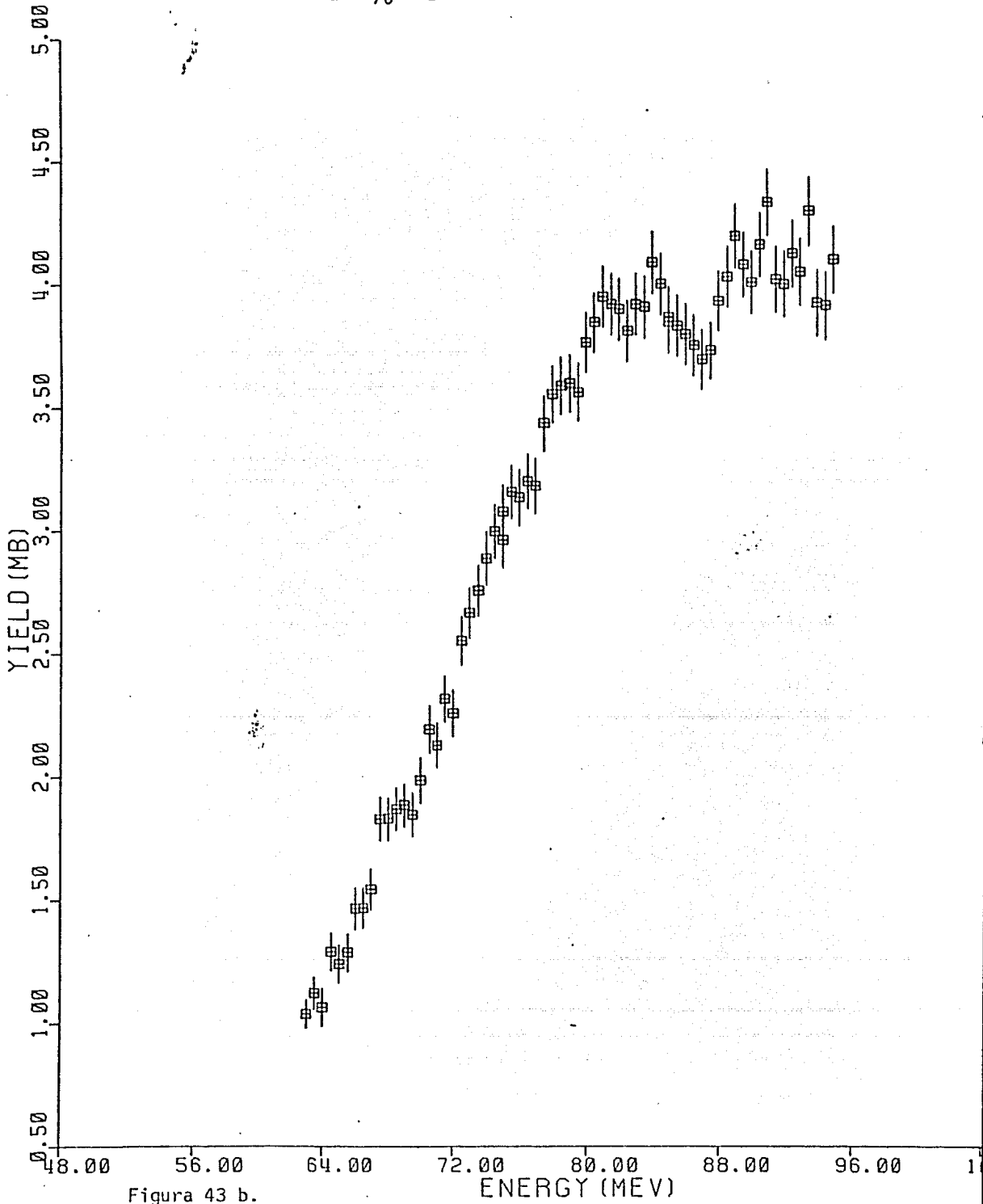


Figura 43 b.

#### IV.4 Funciones de Excitación

El núcleo compuesto,  $^{44}\text{Ti}$ , resultante de la fusión de  $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ , queda altamente excitado con energías de excitación que van desde 58.63 hasta 73.72 MeV para energías de bombardeo de 58 a 99.5 MeV.

Para estas energías de excitación, la desexcitación ocurre emitiendo primero partículas, hasta llegar a un núcleo residual con una excitación tal que el decaimiento gamma empieza a competir y entonces se observarán las transiciones gamma que eventualmente llevan a dicho núcleo residual a su estado base.

La figura 14 presenta un esquema mostrando los sistemas observados en esta reacción.

En las figuras 44 a 52 se muestran las funciones de excitación de los núcleos residuales observados, obtenidas de aquellas líneas que corresponden a una transición al estado base, excepto en el caso del  $^{42}\text{Ca}$  (Ver cap. III.1.d.). En el margen izquierdo de cada gráfica se indicó el núcleo residual a que corresponde y entre paréntesis se indican las partículas evaporadas correspondientes.

En la figura 52 se muestra la función de excitación total, esto es, la gráfica de la sección total de fusión como función de la energía de bombardeo.



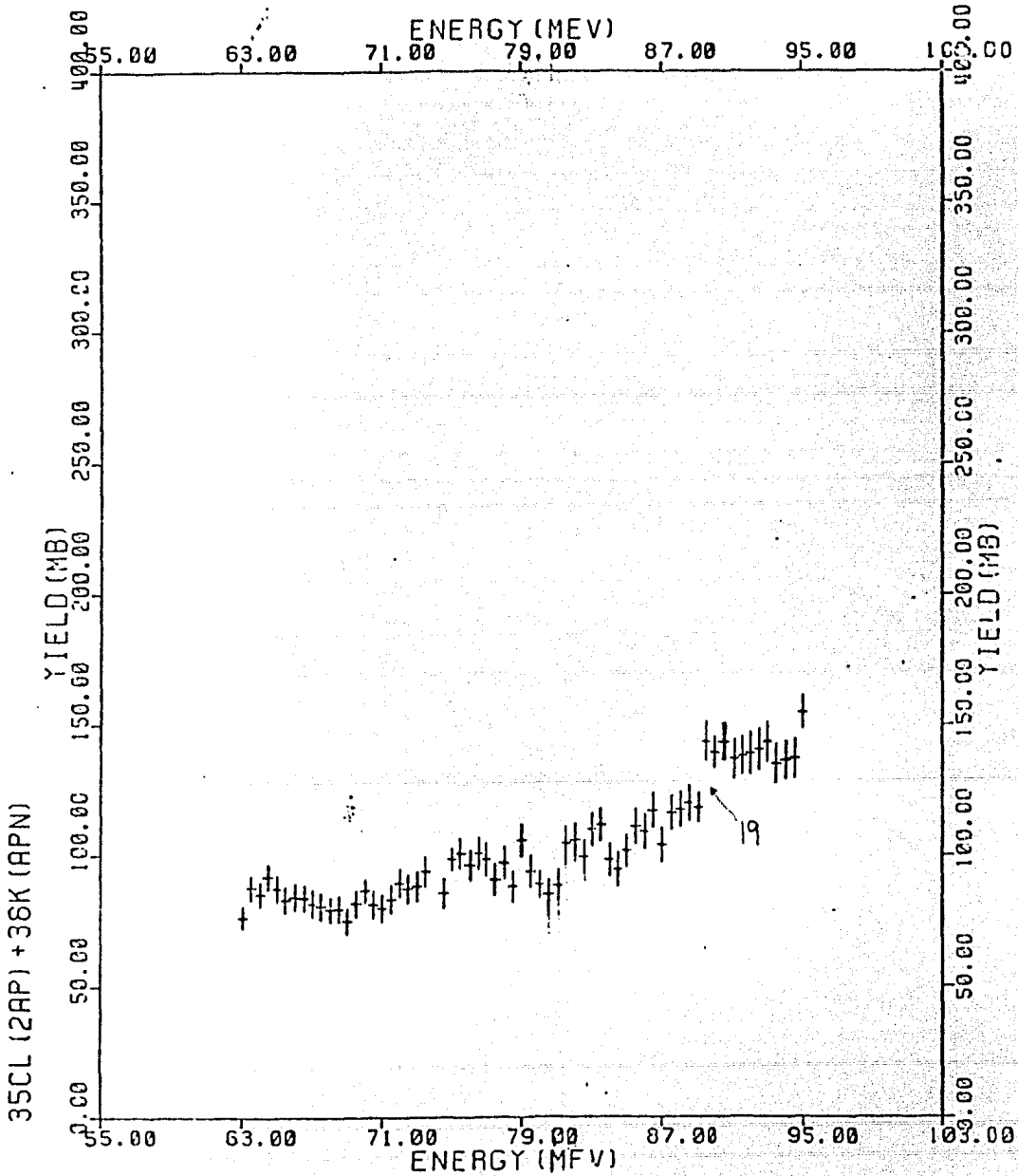


Figura 44

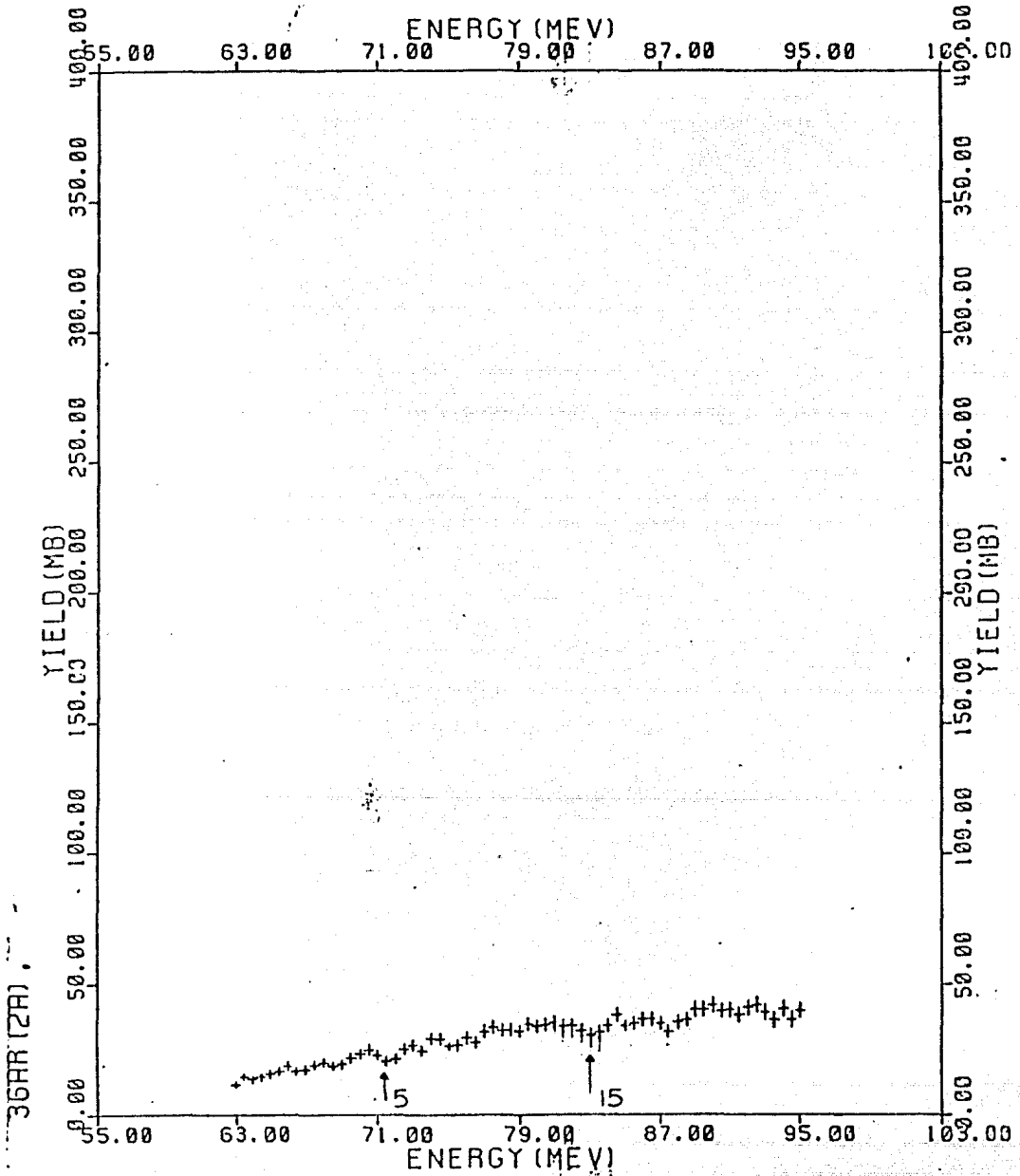


Figura 45

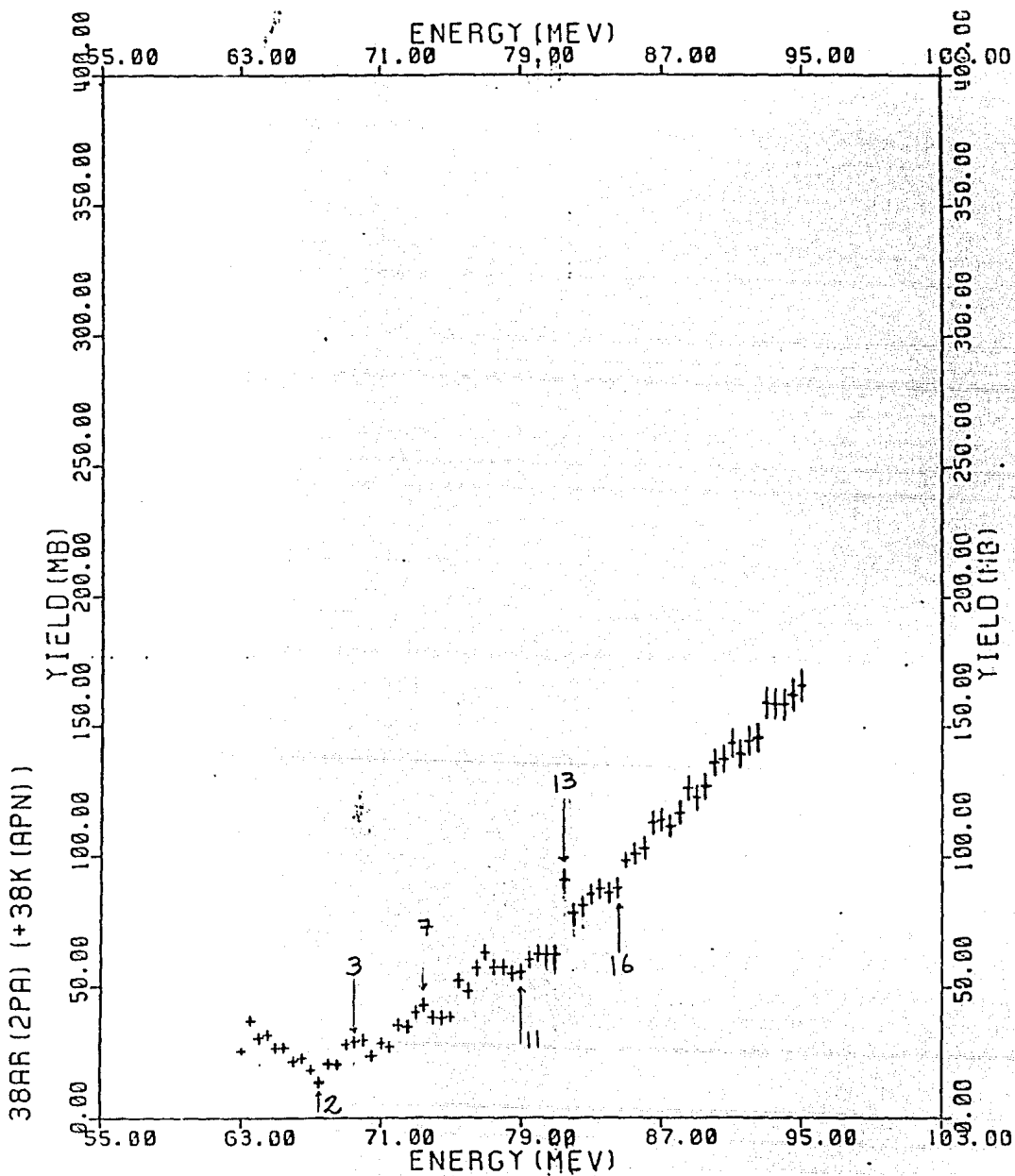


Figura 46

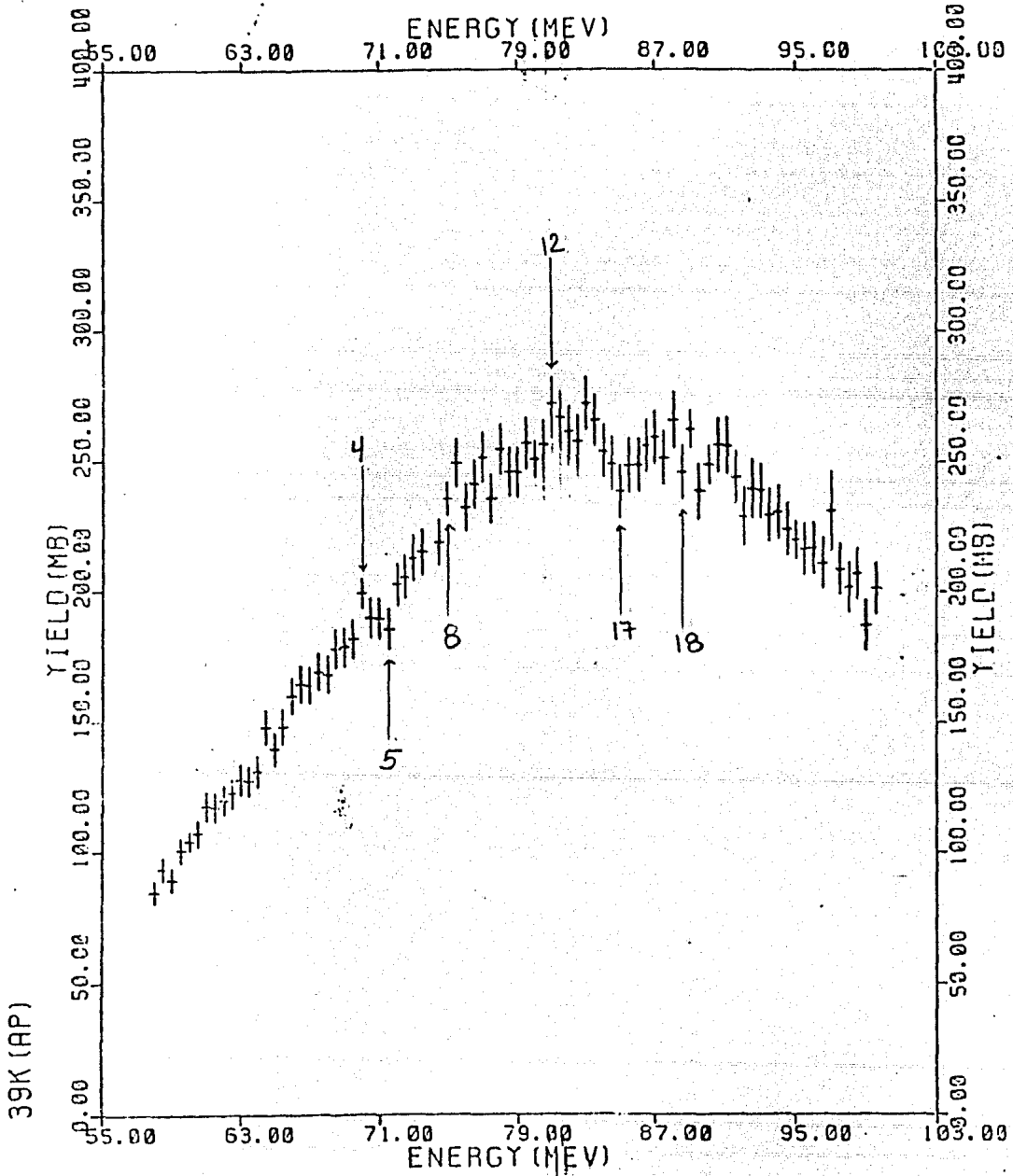


Figura 47

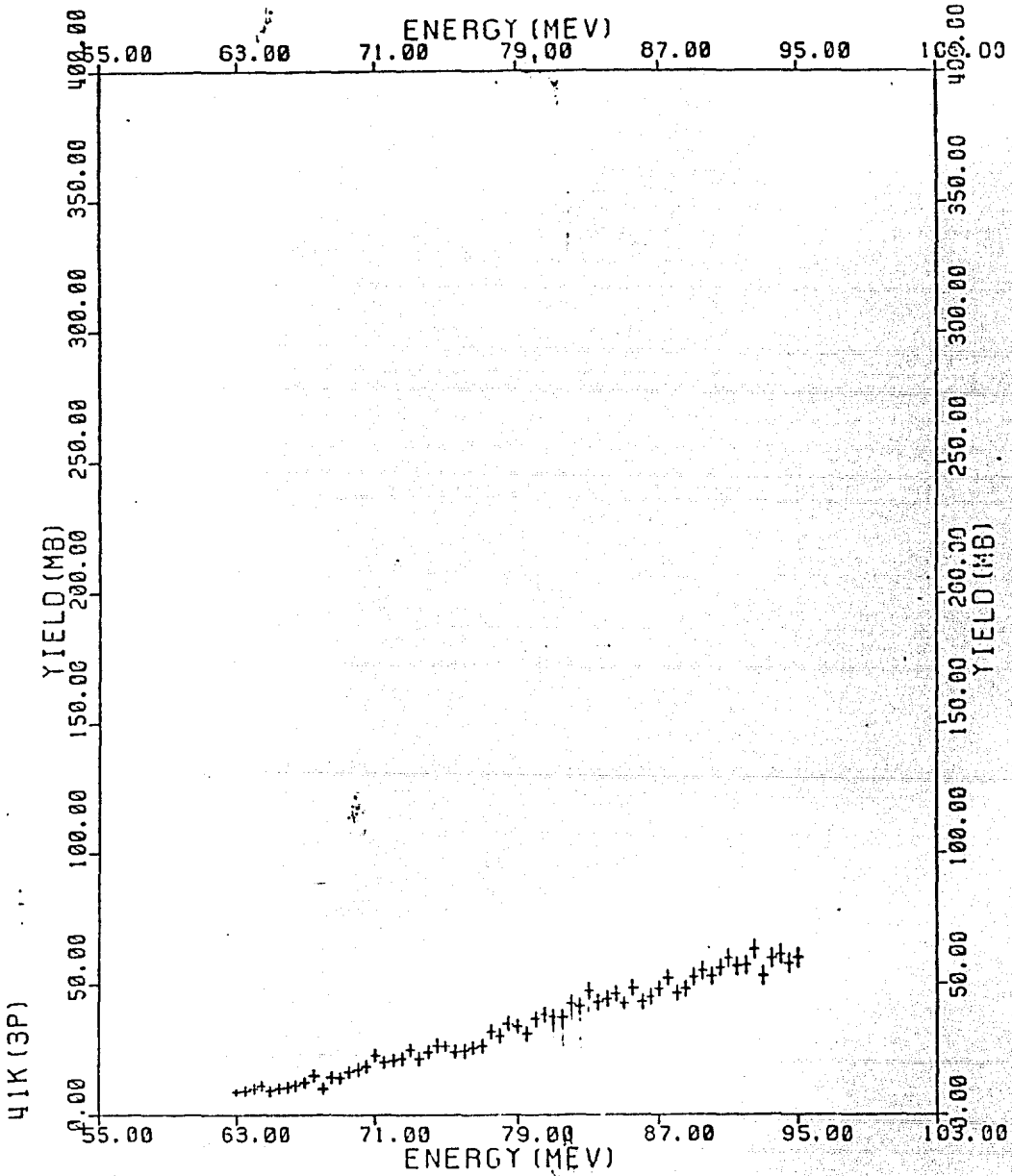


Figure 4B

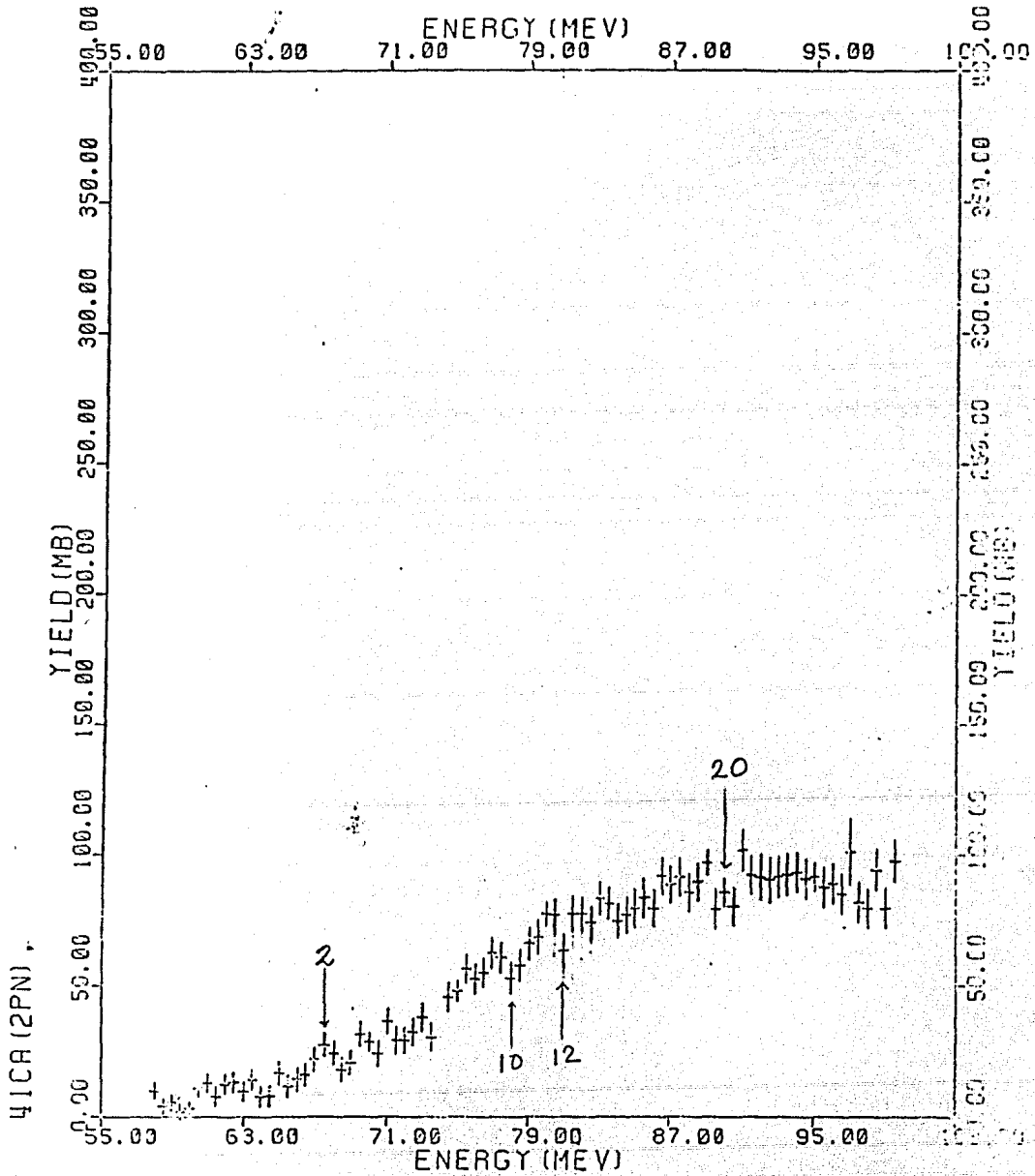


Figura 49

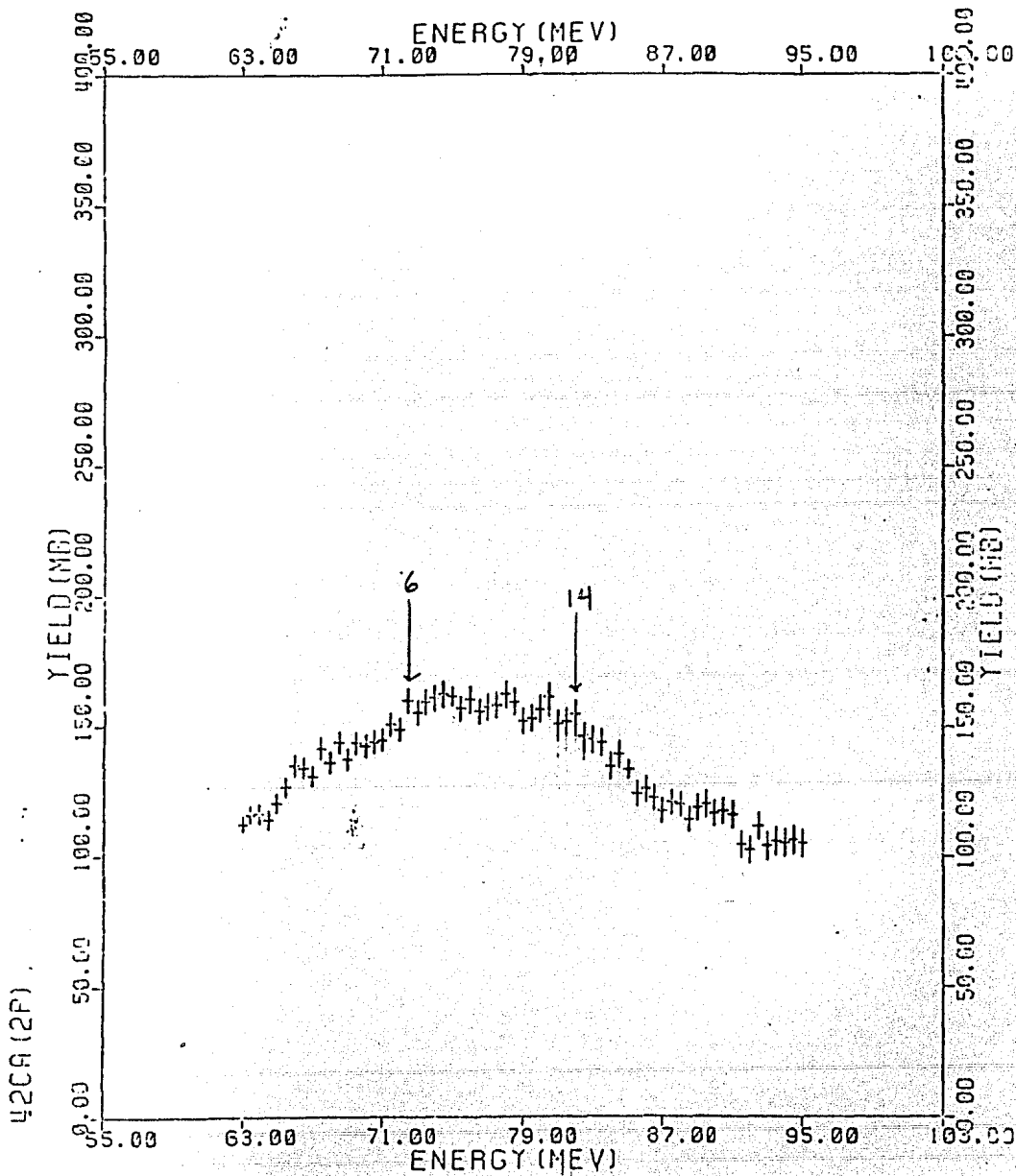


Figura 50

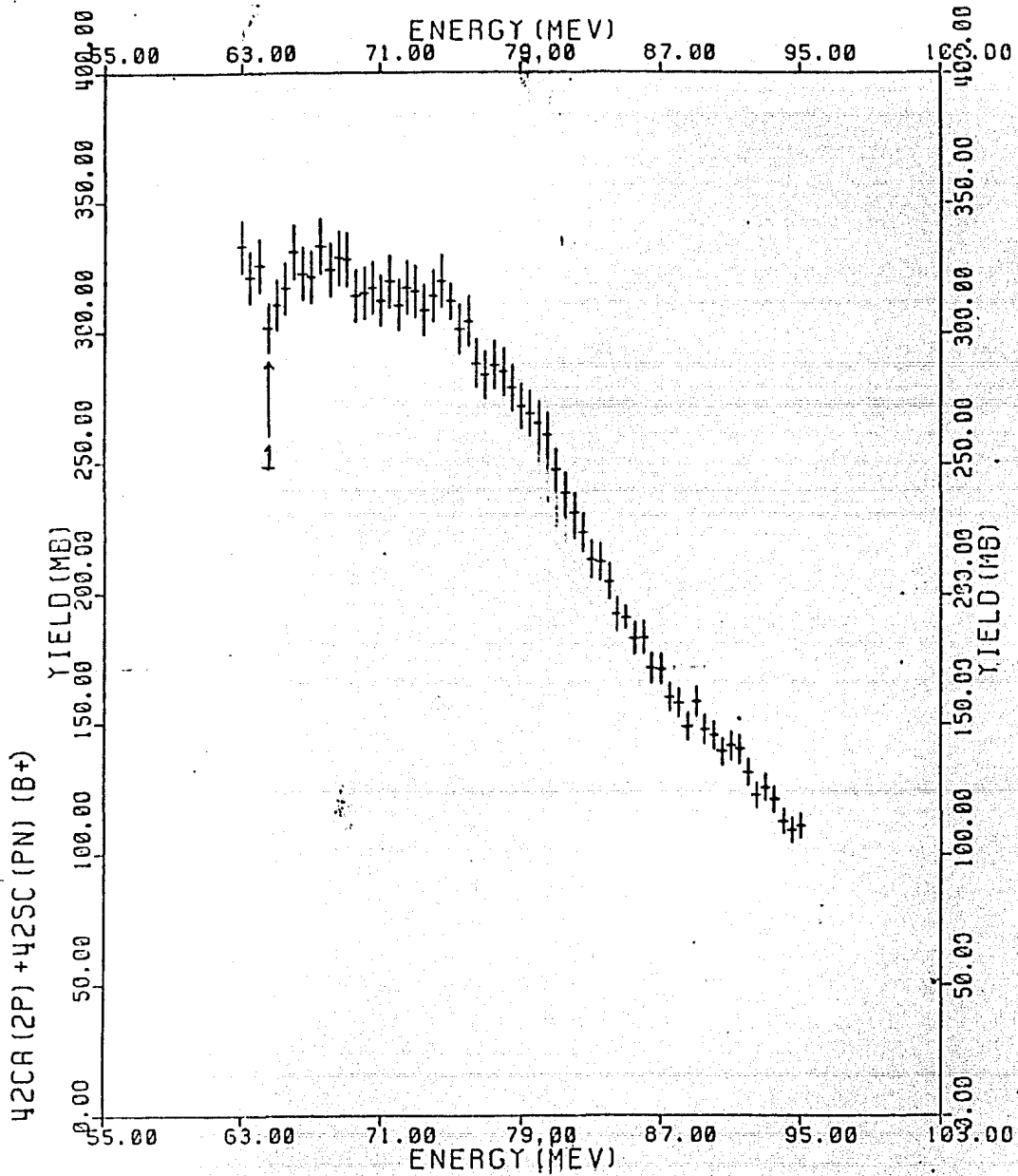


Figura 51



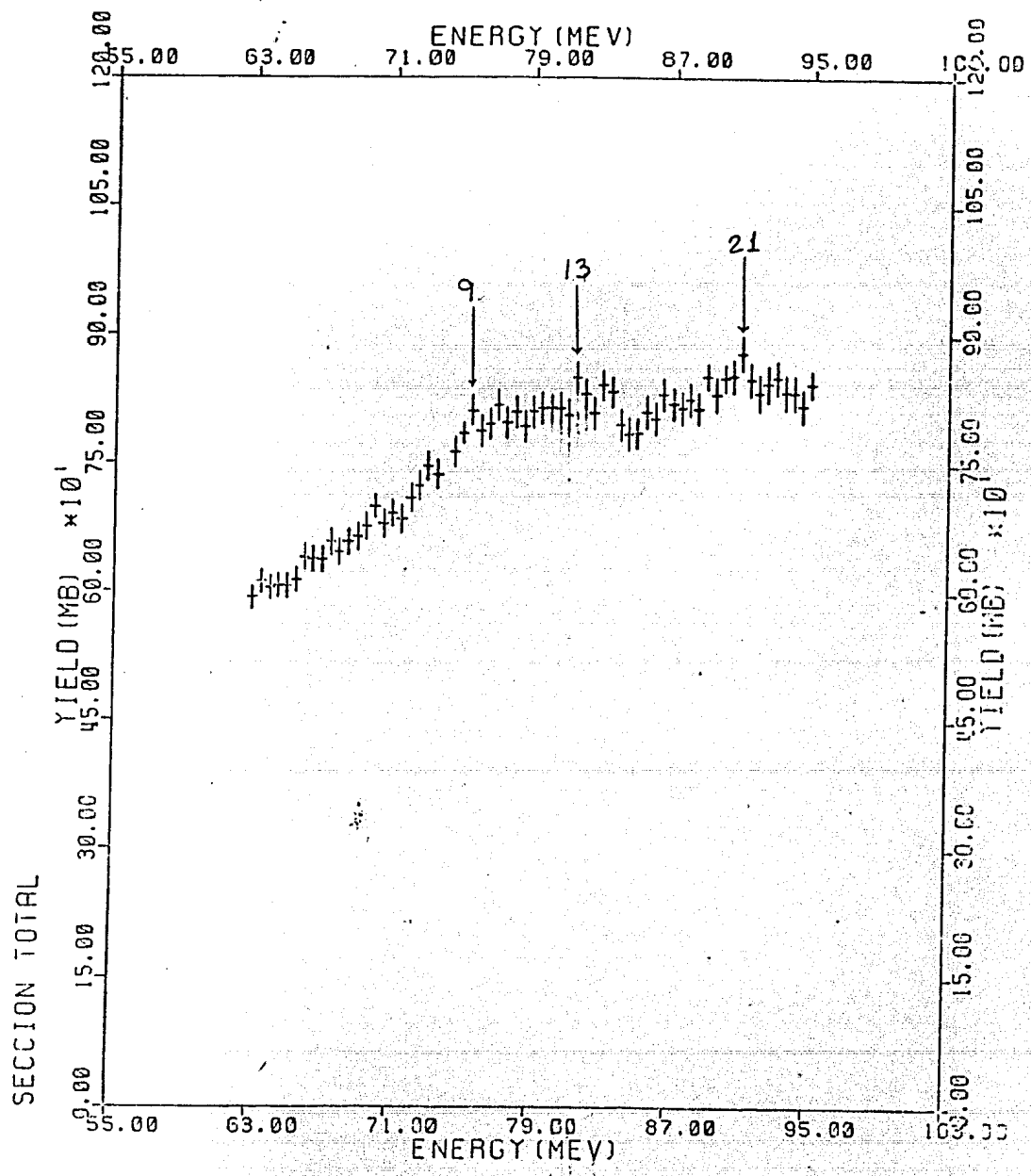


Figura 52

## CAPITULO V

### ANALISIS CUALITATIVO

#### 1.- Comparación con Trabajos Previos

Las funciones de excitación de la transición de 0.46 MeV del  $^{41}\text{Ca}$  (figura 54) y la de 0.67 MeV del  $^{38}\text{Ar}$  (figura 53) fueron comparadas con las obtenidas por Freeman et. al. (12). El acuerdo es bastante bueno, sobre todo si se toma en cuenta el error del 25% en la normalización absoluta reportado en dicha referencia y el 8% reportado en este trabajo.

Freeman et. al (12) y otros trabajos anteriores (15) reportan que las funciones de excitación son funciones lisas (sin estructura) con respecto a la energía de bombardeo y deducen que los núcleos de este sistema se comportan como esferas negras absorbentes.

Las funciones de excitación en el trabajo de Freeman fueron realizadas en pasos de 1 MeV mientras que aquí se usaron pasos de 500 KeV lo cual permitió observar estructura no observada antes (12, 15). Dicha estructura es particularmente notoria en canales de evaporación que contienen al menos una partícula alfa, de acuerdo con observaciones anteriores (11, 14, 18, 19), en el sentido de que se ha observado experimentalmente que son estos canales los que mayor estructura presentan.

Las funciones de excitación, encontradas en este trabajo, fueron comparadas con las funciones de excitación para la retrodispersión ( $\theta=180^{\circ}\pm 5^{\circ}$ ) elástica\* (figura 56) e inelástica\*\* (figura 57) del primer estado excitado del  $^{28}\text{Si}$  reportado por Barrete et. al (16). Estas funciones son fuertemente oscilatorias y exhiben resonancias de estructura gruesa con anchos entre 1 y 2 MeV.

\*Transición del primer estado excitado al estado base. En este caso es la transición (1778.9 MeV  $\rightarrow$  G.S.)

\*\* En este caso es la transición ( $2^+ \rightarrow 1778.9$  MeV.)

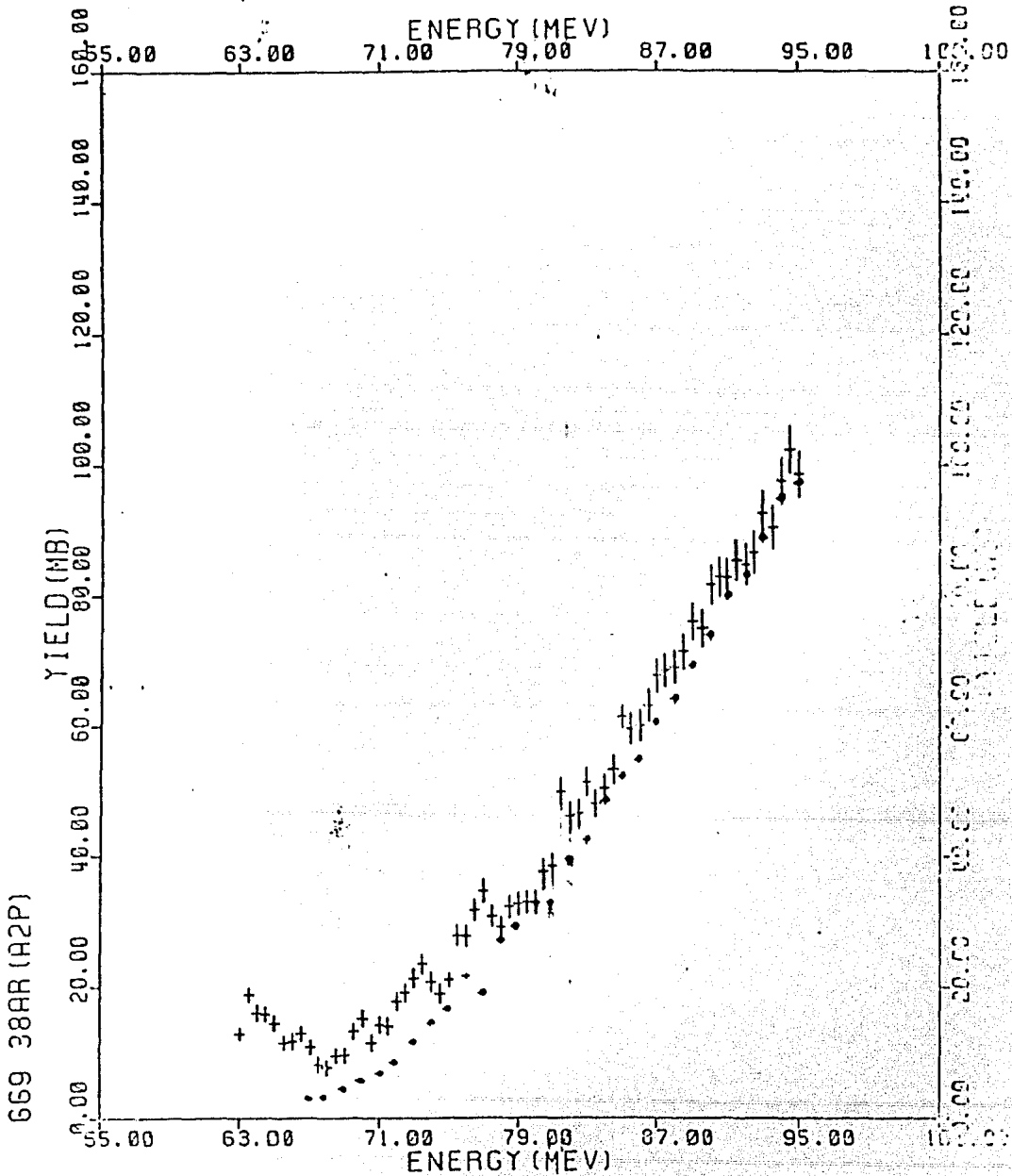


Figura 53

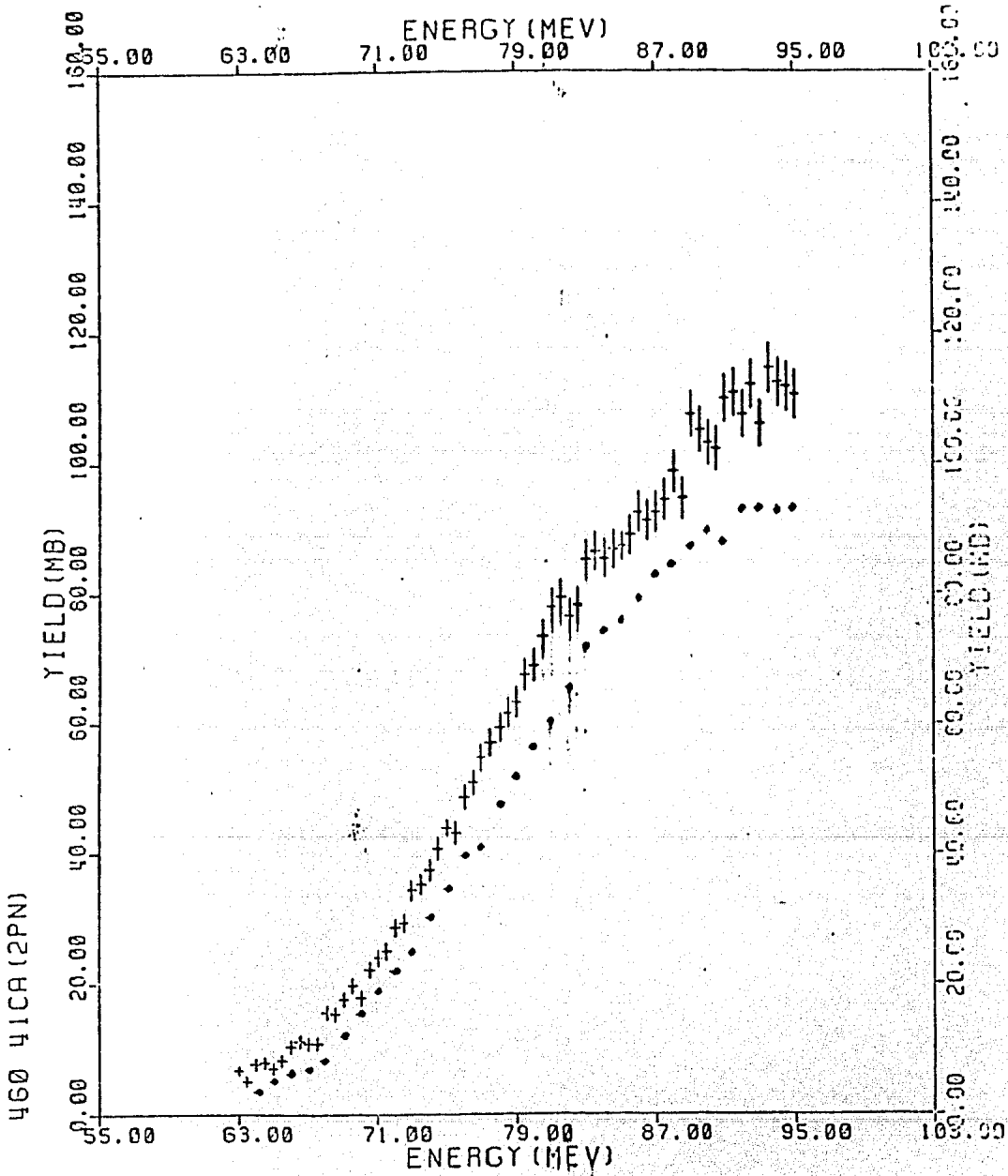


Figura 54

La correlación entre las oscilaciones observadas en las funciones de excitación de fusión y aquellas encontradas por Barrete et. al. (8) se han indicado con flechas en las figuras 44-52, 56-57 y se presentan en la tabla 6.

En la figura 55, la función total de excitación es comparada con otras obtenidas anteriormente y con la curva teórica deducida por Birkelund et. al. (5) (anexo I).

Es interesante notar que dichos trabajos no usaron técnicas de rayos gamma sino detección de partículas y, a pesar de esto, el acuerdo de los datos obtenidos en este experimento con el mejor de ellos es razonablemente bueno.

La curva teórica corresponde a cálculos donde la dependencia radial del potencial nuclear,  $V_n$ , y el potencial Coulombiano,  $V_c$ , son variados. Los tres modelos, empezando por el mas repulsivo, son designados SP, SB y MB\* siendo casi idénticos para altas energías e iguales para los sistemas de iones pesados tales que

$Z_p Z_T < 150$  como en este caso ( $Z_T Z_p = 14 \times 18 = 112 < 150$ ).

\*Los modelos tienen los siguientes potenciales:

	Potencial Nuclear, $V_n$	Potencial Coulombiano $V_c$
SP	Standard nuclear proximity	Carga Puntual
SB	Standard nuclear proximity	Bondorf
MB	Modified nuclear proximity	Bondorf

TIPO DE OSCILACION

Energía (MeV)	Canal de Evaporación	Inelástico (Figura 57)	Elástico (Figura 56)	No. de Figura	No. de Flecha
89-89.5	<u><math>^{35}\text{Cl} + ^{38}\text{K}</math></u>			<u>44</u>	
	"brinco"*	"brinco"*			19
	<u><math>^{36}\text{Ar}</math></u>			<u>45</u>	
71.5	mínimo		máximo		5
83	mínimo	máximo			15
	<u><math>^{38}\text{Ar} (+ ^{38}\text{K})</math></u>			<u>46</u>	
67.5	mínimo		máximo		2
69.5	máximo	máximo	mínimo		3
73.5	máximo	mínimo			7
79	mínimo		máximo		11
81.5	máximo	mínimo	mínimo		13
84.5	mínimo	máximo			16
	<u><math>^{39}\text{K}</math></u>			<u>47</u>	
70	máximo	máximo	mínimo		4
71.5	mínimo	máximo	máximo		5
75	Inflexión	mínimo			8
81	máximo	mínimo	mínimo		12
85	mínimo	máximo	máximo		17
88.5	máximo	mínimo			18
	<u><math>^{41}\text{Ca}</math></u>			<u>49</u>	
67.5	máximo		máximo		2
78	mínimo	máximo	mínimo		10

TABLA DE OSCILACION

Energía (MeV )	Canal de Evaporación	Inelástico (Figura 57)	Elástico (Figura 56)	No. de Figura	No. de Flecha
81	mínimo	máximo			12
90	mínimo	máximo			20
	<u><math>^{42}\text{Ca}</math></u>			<u>50</u>	
72.5	máximo		máximo		6
82	máximo		mínimo		14
	<u><math>^{42}\text{Ca} (+ ^{42}\text{Sc})</math></u>			<u>51</u>	
64.5	mínimo	mínimo			1
	<u>TOTAL</u>			<u>52</u>	
75.5	Inflexión	mínimo	mínimo		9
81.5	máximo	mínimo	mínimo		13
91	máximo	máximo	mínimo		21

Tabla 6 Correlaciones encontradas entre las oscilaciones (máximos y mínimos) de las funciones de excitación de los canales de evaporación de la reacción  $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$  (excepto para  $^{41}\text{K}$  pues no se encontró ninguna), así como para la sección de fusión total, con las oscilaciones observadas en las secciones de dispersión elástica e inelástica del  $^{28}\text{Si}$ .

\* "brinco" es una discontinuidad grande, apreciable en la figura correspondiente.

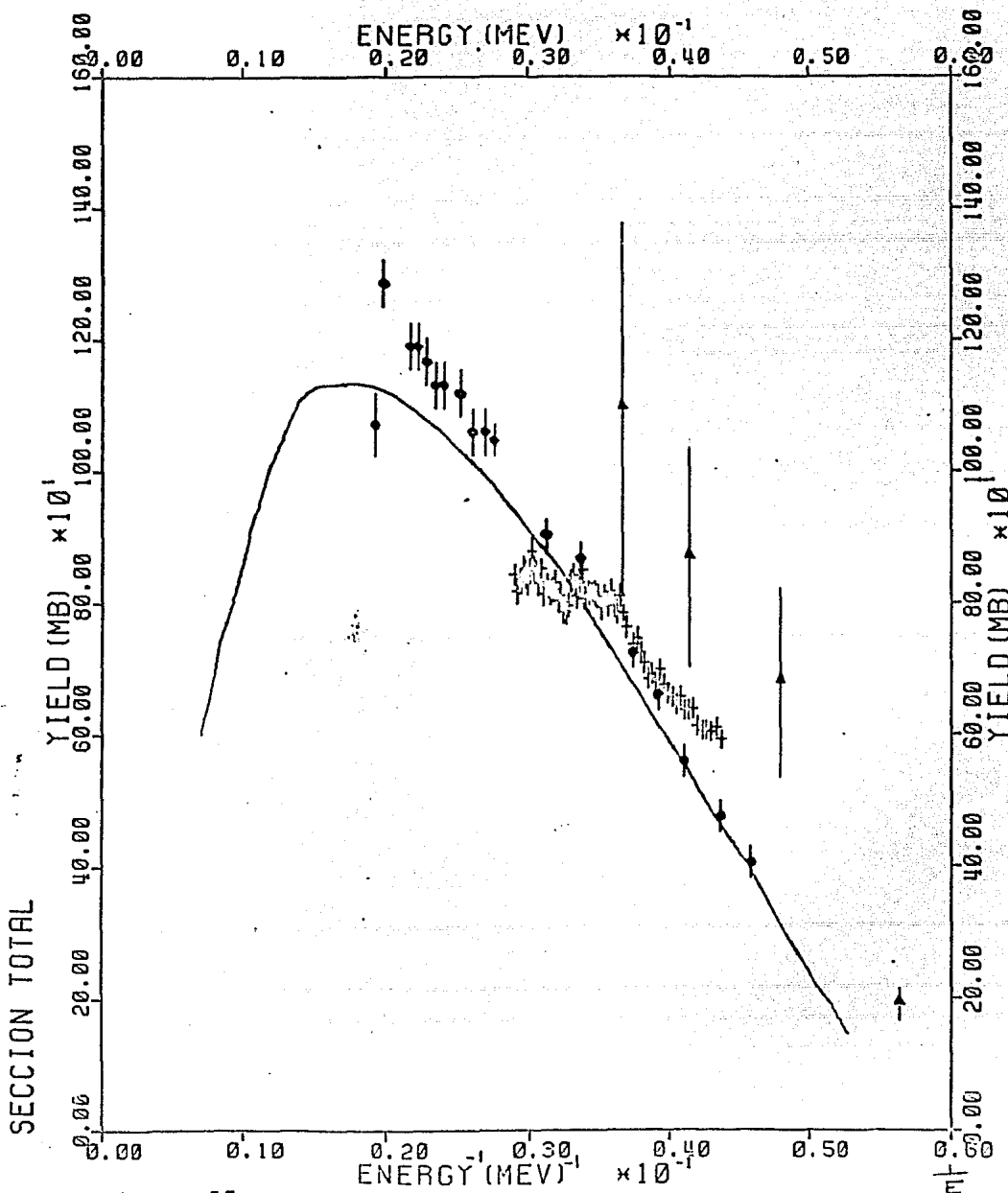


Figura 55



REPRODUCTION

ELASTIC, ( $^{28}\text{Si}$ )  $\rightarrow$  G.S.

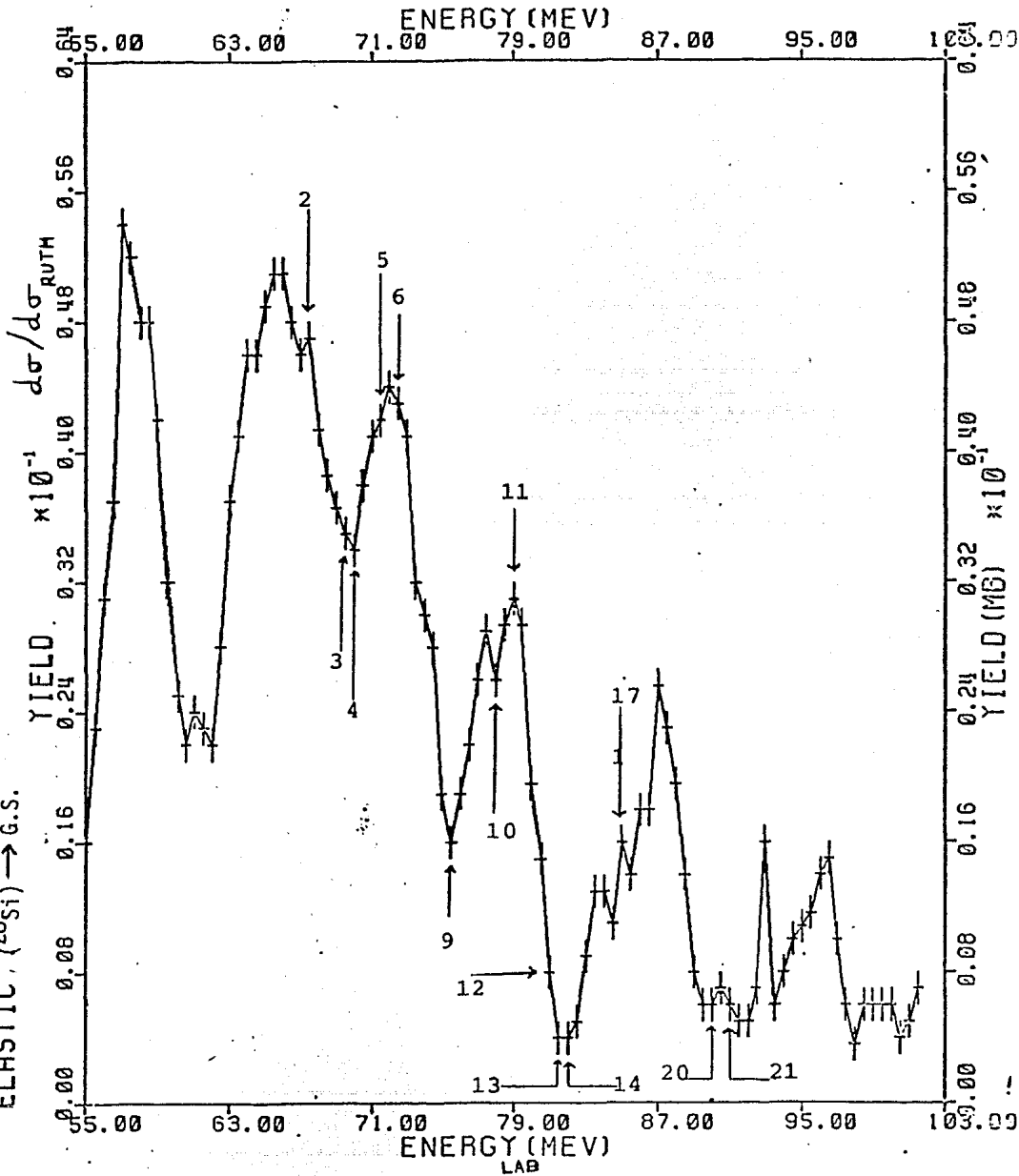


Figura 56

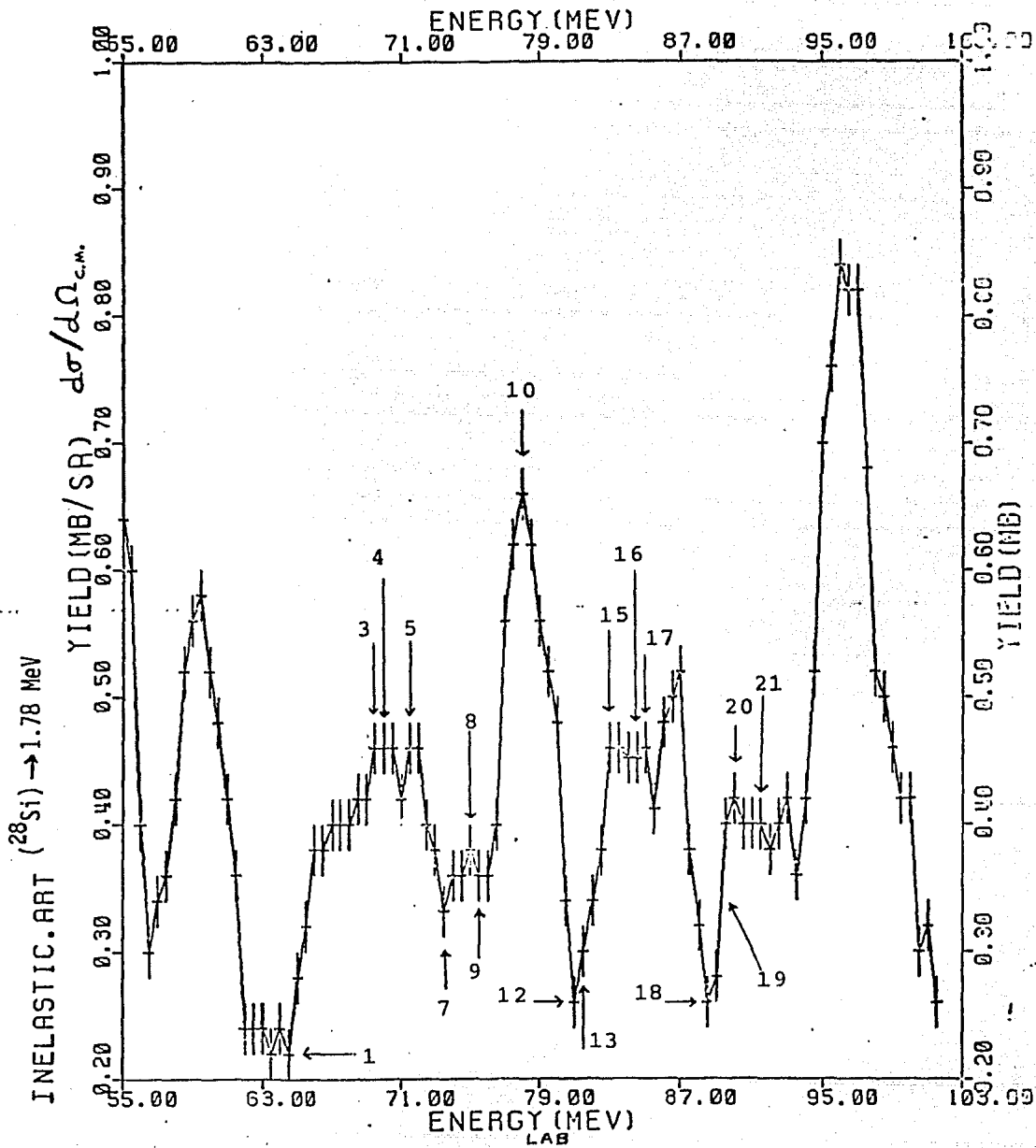


Figura 57

## 2.- Conclusiones

Al igual que lo reportan Freeman et. al<sup>(12)</sup> el espectro de rayos gamma suele ser dominado por transiciones entre estados de alto spin formados principalmente por la evaporación de nucleones hacia núcleos residuales como  $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{Ca}$  y  $^{42}\text{Ca}$ .

Los núcleos con estados de spin alto se desligan a baja energía de excitación y son alcanzados por fusión. Estos estados de spin alto, más que la emisión alfa, juegan un papel dominante en el proceso de fusión-evaporación. Como el momento angular alto puede ser absorbido más rápidamente en canales que alimentan estos estados de spin alto, es razonable asumir que la absorción fuerte se extiende más allá de la región superficial.

La correlación observada entre las oscilaciones de las funciones de excitación elástica e inelástica y las de las funciones de excitación de los diferentes canales de evaporación del sistema  $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$  parecen indicar un carácter resonante.

Las teorías que predicen estas oscilaciones deben, por lo tanto, tener en cuenta el hecho de que solo se ven en unos cuantos canales de salida siendo más evidente en canales que evaporan una partícula alfa.

## ANEXO I

CALCULO DE BIRKELUND

En el trabajo hecho por Birkelund et. al., se comparan la sección eficaz de fusión para reacciones inducidas con iones pesados y los resultados calculados con un modelo dinámico clásico basado en el potencial Coulombiano de Bondorf et. al.<sup>(22)</sup>, el potencial nuclear de proximidad de Blocki et. al.<sup>(20)</sup>, y considerando fricción nuclear de un solo cuerpo en el formalismo de proximidad de Randrup<sup>(21)</sup>.

El potencial Coulombiano,  $V_c(r)$ , está definido por las siguientes ecuaciones:

$$V_c(r) = 1.438 \frac{Z_T Z_P}{r} \quad r > R_c$$

$$V_c(r) = V_0 - kr^n \quad r \leq R_c$$

donde el radio de carga nuclear está dado por  $R_c = R_{cT} + R_{cp}$ ,  $V_c$  está dada en MeV y cada radio está dado en fermi. El valor de  $V_0$  en MeV está dado por

$$V_0 = 0.6 \left\{ \frac{(Z_T + Z_P)^2}{(R_{cT}^3 + R_{cp}^3)^{1/3}} - \frac{Z_T^2}{R_{cT}} - \frac{Z_P^2}{R_{cp}} \right\} \quad (1.438)$$

Las cantidades  $n$  y  $k$  son evaluadas ajustando los potenciales y fuerzas en el punto  $r = R_c$  y están dadas por:

$$n = 1.438 \frac{Z_T Z_P}{(R_c (V_0 - 1.438 \frac{Z_T Z_P}{R_c}))^{-1}}$$

y

$$k = (V_0 - 1.438 \frac{Z_T Z_P}{R_c}) / R_c^n$$

El radio de carga de cada ión es calculado por el método de Myers<sup>(23)</sup> y está dado

por  $R_{ci} = r_0 (2Z_i / (1-3\bar{\epsilon})) (1-\bar{\delta})^{1/3}$

donde  $r_0 = 1.16$  fm. Para poder calcular el radio de carga  $R_{ci}$ , deben conocerse

$\bar{\epsilon}$  y  $\bar{\delta}$ . Las relaciones para estas cantidades son las siguientes (21):

$$\bar{\epsilon} = (-2a_2 A^{-1/3} + \Sigma \bar{\delta}^2 + C_1 Z^2 A^{-4/3}) / K$$

$$\bar{\delta} = (1 + (3C_1 / 8Q) Z^2 A^{-5/3}) / (1 + (9J / 4Q) A^{-1/3})$$

donde

$a_2 = 22.0$  MeV, coeficiente de energía superficial

$\Sigma = 99$  MeV, coeficiente de simetría de densidad

$C_1 = 0.745$  MeV, coeficiente de energía Coulombiana

$K = 300$  MeV, coeficiente de compresibilidad

$I = (N-Z) / Z$

$Q = 25$  MeV, dureza superficial efectiva

$J = 35$  MeV, coeficiente de energía simétrica

Este potencial fenomenológico se ha comparado para diferentes sistemas: con el dado de cargas puntuales, dos distribuciones de carga de Fermi y una carga puntual mas una distribución de carga esférica. Se comporta igual que los dos primeros para  $r > R_{CT} + R_{cp}$  y en todos los casos permanece, para  $r < R_{CT} + R_{cp}$ , intermedio entre éstos y el potencial dado por la carga puntual y la esférica.

El potencial nuclear  $V_N$  de Blocki está dado para distribuciones de materia de "cáscara delgada" como:

$$V_N(\xi) = 4\pi\gamma b \bar{R} \bar{\Phi}(\xi) \quad A1.1$$

donde  $\bar{R} = C_T C_p / (C_T + C_p)$ . El coeficiente de energía superficial  $\gamma = 0.9517$  (

$(1-1.7826 I^2)$  donde  $I = (N-Z)/A$  y  $N$ ,  $Z$  y  $A$  se refieren al sistema combinado de dos nucleos que interactúan. Las  $C_i$  ( $C_p$  y  $C_T$ ) son calculadas del equivalente radio superficial

$R_i$  por las relaciones

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3}$$

y

$$C_i = R_i (1 - (b/R_i)^2 \dots)$$

donde la  $b$  es una constante asociada a la difusividad superficial con un valor de aproximadamente 1 fm. La integral indefinida del potencial universal de interacción  $\Phi(\xi)$  depende de la distancia de separación  $\xi$  de las dos superficies, donde  $\xi$  está dada por:  $\xi = (r - C_T - C_p)/b$

El potencial nuclear de la ecuación A1.1 es un producto de una función universal  $\Phi(\xi)$  y un factor geométrico. Blocki et. al. (20) han calculado y tabulado esta función universal  $\Phi(\xi)$  usando la aproximación nuclear de Thomas-Fermi.

Existe una versión modificada de este potencial sugerido por Randrup (21) para distancias tales que  $\xi < 0$ . Para estos valores de  $\xi$  el tratamiento standard da lugar a una repulsión muy fuerte lo cual no es adecuado para colisiones nucleares a energías bajas y moderadas. Randrup sugiere para estos casos:

$$V_N(\xi) = 4\pi\gamma b\bar{R}\Phi(\xi=0) + (4\pi\bar{R}b\xi)$$

$$V_N(\xi) = 4\pi\gamma b\bar{R}\Phi(\xi)$$

donde

$$\Phi(\xi) = \Phi(\xi=0) + \xi$$

El modelo de fricción se basa en la idea de que a energías moderadas, donde la trayectoria media libre de los nucleones es larga, se espera que la disipación sea producida predominantemente por las colisiones inelásticas de nucleones individuales con el potencial promediado de una sola partícula dependiente del tiempo.

Dentro del contexto del modelo de Birkelund, et. al. es posible determinar en forma inambigua cuando una trayectoria lleva a fusión del blanco y el proyectil. El modelo predice fusión solo cuando el sistema ha sido capturado detrás de la barrera del potencial internuclear y no se considera la subsecuente evolución del sistema.

Consideraciones cualitativas de la evolución del sistema llevan a especular que los estados finales se pueden dividir en dos categorías. Aquellas trayectorias que llevan a una fusión totalmente equilibrada, tal vez seguida por fisión, y aquellas que llevan a un sistema compuesto en el cual los grados de libertad intrínsecos son solo parcialmente equilibrados antes de que ocurra la fisión.

Hay dos posibles condiciones, que llevan a fusión. El caso mas simple surge en cálculos hechos con el potencial de proximidad standard con carazo duro. En este caso el potencial efectivo, consistente en la suma de los potenciales nuclear, coulombiano y centrífugo, es repulsivo a pequeñas separaciones de los dos núcleos para toda onda parcial.

Sin embargo, para todos, excepto los sistemas más pesados, las trayectorias de menor  $l$  mostrarán un pozo y una barrera en el potencial efectivo para algún radio. Si durante la separación en el canal de salida, el sistema alcanzara la barrera con energía insuficiente para sobrepasarla, entonces la separación de los dos núcleos cesará y el sistema se fusionará.

La segunda condición que puede llevar a fusión surge de los cálculos con el potencial de proximidad modificado combinado con el potencial coulombiano de Bondorf et. al. En este caso el potencial es atractivo aún para pequeños valores de la separación radial y para valores de  $l$  suficientemente pequeños el potencial efectivo no es repulsivo para ninguna  $r$ . Tales trayectorias se acercan arbitrariamente a pequeñas separaciones y llevan a fusión.

Es importante señalar que no es posible determinar por inspección del potencial efectivo, tan solo, cuando una trayectoria llevará o no a fusión. Esto se debe principalmente al efecto de la fricción tangencial que lleva a una continua transferencia de momento orbitale intrínseco durante la interacción. Por lo tanto, una trayectoria que no muestra barrera y pozo en el potencial efectivo para el valor asintótico del canal de entrada de valor  $l$  puede sentir tal barrera en el potencial en algún estado durante la interacción debido a que el valor inicial de  $l$  es reducido durante la interacción y el potencial repulsivo centrifugo es también reducido. Alternativamente, una trayectoria que tiene un centro repulsivo en el potencial efectivo debido al potencial centrifugo para el valor asintótico de  $l$ , puede no sentir un potencial repulsivo para valores pequeños de  $r$  debido a la reducción en  $l$  causada por la fricción tangencial. Es la reducción en  $l$  debida a la fricción tangencial la que es necesaria para reproducir la magnitud de la sección eficaz de fusión para altas energías donde una inspección simple del potencial efectivo predeciría secciones eficaces mucho más bajas.

La energía del spin intrínseco no es energía disipada en este modelo, sin embargo, es energía removida de la energía cinética de traslación de los fragmentos.

Las trayectorias profundamente penetrantes tienen pérdida de energía debido, principalmente a fricción radial, mientras que las trayectorias razantes están domi-



nadas por pérdida de energía debida a fricción tangencial.

Con estas fuerzas conservativas y disipativas y los parámetros de Myers<sup>(21)</sup> se obtiene buena concordancia entre la función de excitación teórica (figura 55) y los datos experimentales disponibles. Se encuentra que las funciones de excitación teóricas para los sistemas de iones pesados más ligeros son más bien insensibles a cambios ya sea en las fuerzas conservativas o disipativas.

ANEXO II

DETECTORES SEMICONDUCTORES

En un cristal de Germanio muy puro, todos los electrones de valencia están formando las ligaduras (figura AII.1)

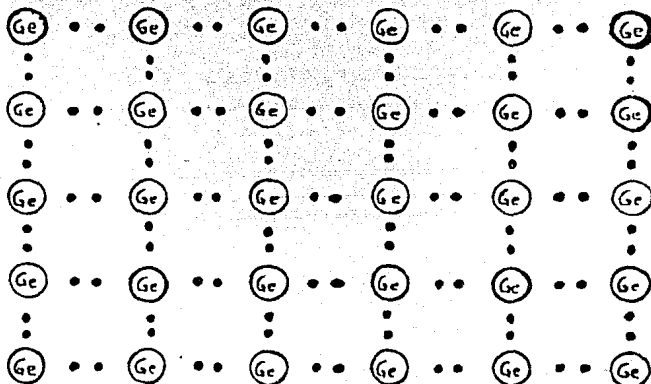


Figura AII.1. Ligaduras en un cristal puro de Germanio.

En este material la banda de conducción, en la que los electrones pueden moverse libremente, está separada de la banda de valencia por una región prohibida bastante ancha (2.8 eV);

La probabilidad de que la excitación térmica eleve electrones a la banda de conducción es mínima, por lo tanto, el cristal es aislante. Si el material se impurifica con un elemento que tenga más o menos electrones en su última órbita, se tendrán los siguientes casos:

- a) Si la impureza tiene más electrones, el electrón que no se emplea para la ligadura puede fácilmente ionizarse y viajar a través del cristal, si se aplica un campo eléctrico. Esto constituye un semiconductor tipo N o "donador" (figura AII.2)

b) Si la impureza es un elemento con menos electrones en su última órbita, se tendrá una vacante en el cristal (agujero) que se comporta como una partícula positiva que viaja hacia el electrodo negativo. Este tipo de semiconductor se denomina P o "aceptador" (figura II.2)

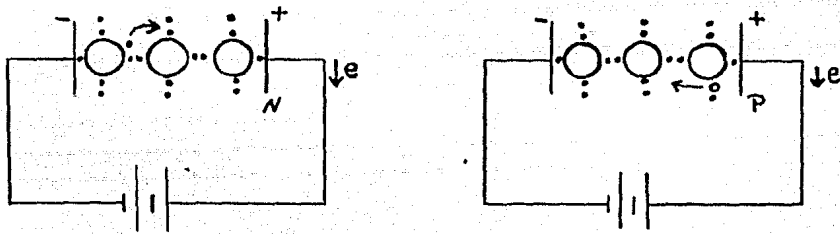


Figura II.2 Semiconductores a) tipo N y b) tipo P.

Si en un cristal se forman dos semiconductores uno N y otro P, en la zona de unión, se neutralizan los portadores de carga de ambos lados dando lugar a una región sin cargas libres que se conoce como zona de depleción.

Si a esta unión se le aplica una diferencia de potencial con polaridad inversa, la zona de depleción aumenta y por tanto la unión no conduce:

Cuando la radiación incide en la zona de depleción, produce ionizaciones llevando algunos electrones de la banda de valencia a la de conducción. Tanto los electrones en la banda de conducción como los agujeros dejados en la banda de valencia pueden moverse hacia las regiones conductoras correspondientes, transportando, así, una carga que producirá una caída de potencial (pulso) en el voltaje aplicado al detector. La altura de este pulso es directamente proporcional

a la energía disipada por la radiación en el cristal. En virtud de que el preamplificador y el amplificador acoplados al detector producen un pulso de voltaje directamente proporcional a la intensidad de la corriente, la medida de la altura del pulso es una medida de la energía de la radiación.

Una gran ventaja de estos detectores es que la energía requerida para crear un par electrón agujero dentro de la zona de depleción es mínima dando lugar a que una partícula ionizante produzca una gran cantidad de pares de manera que una diferencia pequeña de energía entre dos partículas representa un buen número de pares. En consecuencia la diferencia en el tamaño de los pulsos es suficiente para lograr una buena resolución.

Para tener una mejor resolución es necesario que los detectores de Ge(Li) trabajen a bajas temperaturas. Para enfriarlos se usa nitrógeno líquido a  $-195^{\circ}\text{C}$ .

La limitación básica de la resolución de un Ge(Li), aparte de las limitaciones por el ruido del preamplificador, es la fluctuación estadística en el número de pares de iones creados por una energía  $E$ . Cuando un fotón cede toda su energía dentro de la región sensible del detector, una parte de su energía se consume en la forma de pares de iones y otra parte se consume en calentar a la estructura cristalina (fonones o energía térmica), la distribución de la energía en esos dos procesos es esencialmente estadística.

El detector de barrera superficial está constituido por una capa muy delgada de semiconductor de un tipo (con elevada concentración de impurezas) y una gruesa del otro tipo (figura II.3)

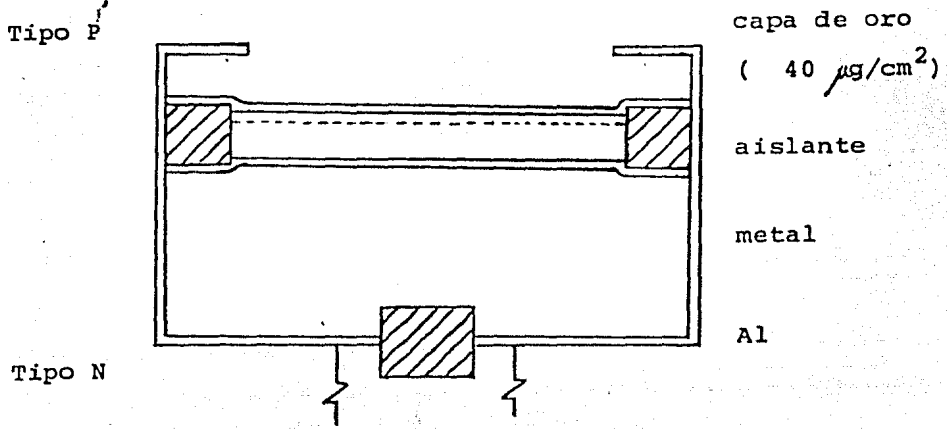


Figura II.3 Detector semiconductor de barrera superficial

Estos detectores tienen la ventaja de que la zona de depleción empieza inmediatamente debajo de la capa de oro y por tanto la radiación solo tiene que atravesar un espesor mínimo para llegar a ella, con esto la energía perdida antes de llegar al volumen sensible es mínima.

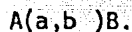
ANEXO III

REACCIONES NUCLEARES. NOTACION

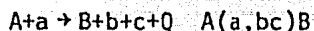
Una reacción nuclear típica puede escribirse:



Si A es el símbolo para el núcleo blanco, a para el proyectil, mientras que B es el núcleo residual y la partícula b emergente observada, esta reacción se acostumbra escribir como:



Si se observan varias partículas la notación será:



Cada posible combinación de partículas puede ser llamada una partición o canal de salida. Cada partición se distingue, además por el estado de excitación de cada núcleo.

La partición inicial A+a, ambos en su estado base, constituyen el canal de entrada; los varios conjuntos posibles de productos en todos los posibles estados de energía son los canales de salida. Si un canal no puede ser alcanzado porque no hay suficiente energía disponible, se dice que está cerrado. Los canales abiertos son aquellos que son energéticamente disponibles.

ANEXO IVRADIO NUCLEAR

Si suponemos que el núcleo es esférico, podemos expresar su tamaño en función de su radio  $R$ . Sin embargo, debemos usar el concepto de radio nuclear con bastante cuidado. No debemos imaginar el núcleo como una bola de billar con una superficie bien definida. El valor del radio nuclear depende de que propiedad nuclear elijamos para determinarlo. La densidad de la materia nuclear varía con la distancia al centro del núcleo, tal como se indica en la figura IV.1. La densidad es aproximadamente constante hasta una distancia considerable del centro, y luego disminuye gradualmente a cero cerca de la superficie del núcleo. Luego, se puede definir el radio nuclear como la distancia del centro del núcleo hasta el punto para el cual, la densidad nuclear se ha reducido a la mitad.

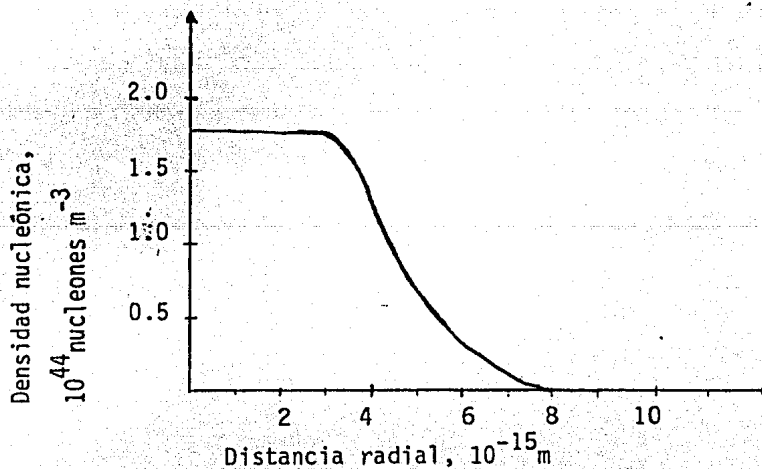


Figura IV.1 Densidad nuclear en función de la distancia radial.

REFERENCIAS

- 1) D. A. Bromley, J. A. Kuehner, and E. Almqvist, Phys Rev. Lett. 4, 365 and 515 (1960).
- 2) D. G. Kovar, D. F. Geesaman, T. H. Braid, Y. Eisen, W. Henning, T. R. Ophel, M. Paul, K. E. Rehm, S. J. Sanders, P. Speor, J. P. Schiffer, S. L. Tabor, S. Vigdor and B. Ziedman, Phys Rev. C, 20, 4 (1979) 1305.
- 3) J. J. Kolata, R. M. Freeman, F. Haas, B. Huesch and A. Gallman, Phys Rev. C, 21, (1980) 579.
- 4) J. J. Kolata, R. M. Freeman, F. Haas, B. Huesch and A. Gallmann, Phys Rev. C, 19, 6 (1979) 2237.
- 5) J. R. Birkelund, L. E. Tubbs, J. R. Huizenga, J. N. De and D. Sperber, Phys. Rev. 56, 3 (1979) 107.
- 6) Robert G. Stokstad "Nuclear Structure and Heavy-Ion Fusion" Lawrence Berkely Laboratory, University of California (1980)  
H. H. Gutbrod, W. G. Winn and M. Blann "Measurement and interpretation of heavy ion fusion excitation functions" Nucl. Phys. A213 (1973) 267-284.
- 7) "Table of isotops" Ed. C. M. Lederer & V. S. Shirley Editorial John Wiley & Sons, Inc. New York (1978)
- 8) E. K. Warburton, J. J. Kolata, J. W. Olness, A. R. Poletti and P. Gorodetzki, At. Data and Nucl. Data Tables 14, 2 (1974) 147;  
R. J. De Heijer and A. G. Drentje, At. Data and Nucl. Data Tables 17, 3 (1976) 215.
- 9) P. M. Endt and C. Van Der Leun Nucl. Phys. A310, 599 (1978).
- 10) Paul De Young, Universidad de Notre Dame, Programa no publicado.
- 11) J. J. Kolata, R. M. Freeman, F. Haas, B. Huesch and A. Gallmann "On The fusion cross section for  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ " Phys. Lett. 65B, 4 (1976) 333
- 12) R. M. Freeman, F. Haas, B. Huesch, and S. M. Lee Phys. Rev. C, 20, 2 (1979) 569
- 13) R. Rascher, W. F. J. Müller and K. P. Lieb, preprint (1979)
- 14) J. Daur, K. P. Lieb and A. M. Kleinfeld Nucl. Phys. A241 (1975) 170
- 15) Journal de Physique C10, suplemento 12, tomo 41, (1980) C10-155 "Decay modes of high spin states in light nuclei."



- 16) J. Barrete, M. J. Le Vine, P. Braun - Hunzinger, G. M. Berkowitz, M. Gai, J. W. Harris and E. M. Jackcinski, Phys. Rev. Lett. 40, 445 (1978)
- 17) R. R. Belts. S. Di Cenzo, M. Hindi & P. D. Park, Bell. Am. Phys. Sec. 23, 16 (1978)
- 18) J. Gómez del Campo, R. A. Dayras, J. A. Biggerstaff, D. Shapira, A. H. Snell, P. H. Stelson, and R. G. Stockstad, Phys. Rev. Lett. 43,26 (1979).
- 19) M. E. Ortiz, J. Gómez del Campo, Y. D. Chan, D. E. DiGregorio J. L. C. Ford, and D. Shapira, R. G. Stockstad, J. P. F. Sellschop, R. L. Parks and D. Weiser, Phys. Rev. C, 25, 3 (1982)
- 20) J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swjatecki y C. F. Tsang, Ann. Phys. (N.Y.) 105 (1977) 427
- 21) J. Randrup, Ann. Phys. (N.Y.) 112 (1978) 356
- 22) J. P. Bondorf, M. I. Sobel y D. Sperber, Phys. Reports 15C (1974) 83.
- 23) W. D. Myers, Phys. Rev. Lett. 30B (1969) 451.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Aguilera, E. f. " $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ " trabajo no publicado. I.N.I.N.
- 2) Broglia A. Ricardo, Aage Winther "Heavy Ion Reactions". Lecture notes, The Benjamin/Cummings Publishing Co. Vol. I. (1981) Advanced Book Program/World Science Division (páginas 26-31).
- 3) F. Iturbe H. "Detectores semiconductores" trabajo no publicado. U.N.A.M.
- 4) F. Iturbe H. "Espectrometría por centelleo" trabajo no publicado, U.N.A.M.
- 5) Ouseph "Introduction to nuclear radiation detectors" Plenum Press, New York & London (1975). Laboratory instrumentation and techniques #2
- 6) Price, W. J. "Nuclear Radiation Detection" Mc. Graw-Hill Book Co., N. Y. (64)
- 7) Satchler, G. R. "Introduction to Nuclear Reactions" The Macmillan Press Ltd. (1980)