

## Tesis de Posgrado

# Física Nuclear : Estudio de reacciones de fusión con iones pesados

Di Gregorio, Daniel E.

1983

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Di Gregorio, Daniel E.. (1983). Física Nuclear : Estudio de reacciones de fusión con iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1773\\_DiGregorio.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1773_DiGregorio.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Di Gregorio, Daniel E.. "Física Nuclear : Estudio de reacciones de fusión con iones pesados". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1983.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1773\\_DiGregorio.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1773_DiGregorio.pdf)

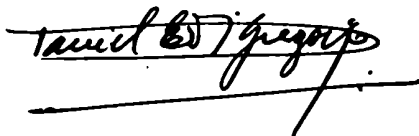
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FISICA NUCLEAR

'ESTUDIO DE REACCIONES DE FUSION CON IONES PESADOS'

LIC. DANIEL E. DI GREGORIO

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Daniel E. Di Gregorio", written over a horizontal line.

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE DOCTOR EN FISICA

DIRECTOR DE TESIS: DR. DANIEL R. BES

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Daniel R. Bes", written below the text of the thesis director.

J773

Ej. 2.

## DEDICATORIA

A mi esposa Mónica

A mis padres,

Juana Haydeé,

Alfredo,

María Angélica

Néstor Rafael (in memoriam)

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento y mi más profunda gratitud al Dr. Jorge Gómez del Campo por su estímulo, sus valiosos consejos y sus enseñanzas, sin las cuales esta tesis no hubiera podido llevarse a cabo.

Agradezco profundamente el esfuerzo y la dedicación de los Dres. Dan Shapira y Dave C. Hensley en el montaje de la electrónica y en el desarrollo de los programas de adquisición y análisis de datos. Mi reconocimiento a los Dres. Y-d. Chan, M. E. Ortiz, J. L. C. Ford, R. G. Stokstad y J. A. Biggerstaff, quienes fueron factores importantes en la preparación de este trabajo.

Así mismo agradezco el apoyo económico brindado por la Physics Division del Oak Ridge National Laboratory y por el proyecto Tandar de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Mi gratitud al Dr. Daniel Bes por sus observaciones y correcciones al presente trabajo.

Por último, una mención especial para mi esposa por haber compartido juntos esta interesante experiencia brindándome su permanente estímulo, su infinita comprensión y su cálido amor.

## INDICE

I.	INTRODUCCION	1
II.	CONSIDERACIONES TEORICA	
II. A.	DEFINICIONES	6
II. B.	VIDAS MEDIAS. TIEMPO DE RELAJACION	8
II. C.	ONDAS PARCIALES	12
II. D.	FORMACION DEL NUCLEO COMPUESTO: LIMITACIONES	16
II. D.1.	Modelos de canal de entrada	16
II. D.2.	Limitaciones debido a propiedades del núcleo compuesto	22
II. E.	DECAIMIENTO DEL NUCLEO COMPUESTO. EL MODELO ESTADISTICO	24
III.	DETERMINACIONES EXPERIMENTALES	
III. A.	TECNICA EXPERIMENTAL	27
III. B.	SECCIONES EFICACES DE FUSION EN EL SISTEMA $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$ Y LIMITACIONES DEL NUCLEO COMPUESTO EN $^{27}\text{Al}$	
III. B.1.	Análisis de los datos. Resultados	32
III. B.2.	Discusión	39

III. C. FUSION Y REACCIONES PERIFERICAS EN LOS SISTEMAS $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ Y $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$	
III. C.1. Análisis de los datos. Resultados	45
III. C.2. Discusión	52
III. D. EMISION DE PARTICULAS ALFA EN LA REACCION $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ A $E(^{14}\text{N})=180\text{MeV}$	
III. D.1. Introduucción	56
III. D.2. Procedimiento experimental	57
III. D.3. Resultados. Cálculos. Discusión	60
IV. CONCLUSIONES	65
REFERENCIAS	68
TABLAS	75
LEYENDA DE FIGURAS	85

## I. INTRODUCCION

Las reacciones de fusión inducidas por iones pesados han ocupado la atención de muchos físicos nucleares en el transcurso de los últimos años. Uno de los motivos principales ha sido el advenimiento de aceleradores de iones pesados con rangos de energía adecuados para sobrepasar la barrera coulombiana de los núcleos interactuantes. Tales reacciones son capaces de producir núcleos compuestos a altas energías de excitación ( $E^* = 100$  MeV) y, con altos momentos angulares (Por ejemplo, proyectiles de masa  $A > 40$  pueden implicar momentos angulares  $l > 100\hbar$ ). Estas características ofrecen la posibilidad de estudiar estados nucleares, inaccesibles por medio de otro tipo de reacciones, en la vecindad de la línea Yrast, la cual marca el límite de la estabilidad nuclear con respecto al momento angular a una energía de excitación dada.

Bajo estas condiciones extremas de alta energía de excitación y altos momentos angulares, ya no se cuenta con un núcleo compuesto con estados cuánticos individuales, sino con distribuciones estadísticas de niveles traslapados. La energía de separación entre los niveles  $D$  decrece rápidamente hasta que es menor que el ancho de los niveles  $\Gamma$  y consecuentemente estos se traslapan. La naturaleza de tales estados del núcleo compuesto es bastante diferente de aquellos observados en resonancias aisladas cerca de la energía de separación de un nucleón.

Durante la década pasada, un esfuerzo considerable se ha hecho en el estudio de reacciones de fusión inducidas por iones

pesados tanto experimental [1-10] como teóricamente [11-15]. Las mediciones se han extendido desde energías por debajo de la barrera coulombiana (Por ejemplo, a energías de bombardeo de hasta 40% de la barrera, donde las secciones eficaces son de aproximadamente 10-8barn [16-19]) hasta energías por encima de la misma (Por ejemplo, en el sistema  $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$  a  $E_{\text{cm}}=11 \times V_{\text{cb}}$  [10]).

Una de las características interesantes de las secciones eficaces de las reacciones de fusión con iones pesados, es que su dependencia con la energía puede parametrizarse sencillamente como:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi R^2 (1 - V/E) \quad (1)$$

donde  $R$  y  $V$  son parámetros que varían suavemente de un sistema a otro [9]. Este hecho ofrece poca motivación en sí mismo; sin embargo, existen otras importantes razones para extender las mediciones a altas energías, a saber:

a) El estudio del núcleo compuesto a altas energías de excitación y a altos momentos angulares.

b) Los efectos del canal de entrada y/o del núcleo compuesto como factores limitantes de la fusión.

c) El problema del momento angular límite en el modelo de la gota líquida rotante.

d) La competencia entre la fusión y los canales de reacción directa.

e) La obtención de información sobre el potencial nuclear.



Un examen sistemático de las secciones eficaces de fusión, medidas en la región de masas  $A_1 + A_2 = A_{cn} < 60$  revela que:

i) Las funciones de excitación de fusión presentan tres regímenes diferentes, como puede observarse en la figura 1. A energías bajas (Región I), la sección eficaz de fusión es casi igual a la sección eficaz de reacción; el mecanismo que gobierna el orden de magnitud de la sección eficaz en esta región es la penetración de la barrera de interacción (Coulombiana + centrífuga), la cual refleja las propiedades del canal de entrada. En el dominio de energía intermedia (Región II) comienza la competencia entre fusión y las reacciones periféricas; la  $\sigma_{fus}$  alcanza un valor máximo y luego decrece lentamente. A energías de bombardeo altas (Región III) existen algunas indicaciones de que la  $\sigma_{fus}$  decrece drásticamente con el incremento de energía; esto ha sido interpretado en términos de propiedades asintóticas del núcleo compuesto [10], como lo es el momento angular límite de una gota líquida rotante [20].

ii) Mientras que las secciones eficaces de fusión tienen en la mayoría de los casos un comportamiento suave con la energía, algunos sistemas  $\alpha$ -conjugados, tales como  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  presentan una pronunciada estructura oscilatoria con un período de aproximadamente 4 MeV [5].

iii) La magnitud de las secciones eficaces de fusión pueden alcanzar hasta 1.2 barn en sistemas relativamente livianos [9]. Además, marcadas diferencias se encontraron en  $\sigma_{fus}^{max}$  (Definida simplemente como el valor máximo de  $\sigma_{fus}$  medida a cualquier

energía) para sistemas que difieren en solo un nucleón[8-10].

Aunque secciones eficaces de fusión se midieron extensivamente en una gran variedad de sistemas, poca información se tiene a energías altas, en las regiones II y III de la figura 1, las cuales son las más importantes desde un punto de vista teórico.

Motivados por ese hecho, en esta tesis se presenta un estudio de las reacciones  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$  y  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ , a energías de bombardeo  $E_{\text{cm}} > 30\text{MeV}$ . Los productos de reacción se detectaron e identificaron usando contadores telescópicos  $\Delta E-E$ .

Secciones eficaces de fusión de los sistemas  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ , y  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$  se midieron a cinco energías de bombardeo, en el rango de 86 a 178MeV con el haz de  $^{14}\text{N}$  y en el de 80 a 165MeV con el haz de  $^{20}\text{Ne}$ . Los espectros de energía, las distribuciones angulares y los rendimientos relativos de los residuos de evaporación son consistentes con el decaimiento de un núcleo compuesto en equilibrio por emisión de partículas livianas. Los cálculos del modelo estadístico se simularon usando el código de programación LILITA, el cual se basa en la fórmula de Hauser-Feshbach y en el método de Monte Carlo.

Los comportamientos de la sección eficaz de fusión y del momento angular crítico deducido se discuten en términos de modelos de canal de entrada y de limitaciones impuestas por propiedades del núcleo compuesto.

Simultáneamente se midieron las secciones eficaces de las reacciones directas  $\sigma_D$ . Las secciones eficaces totales de

reacción  $\sigma_R$  obtenidas concuerdan bastante bien con los cálculos del modelo óptico. En los sistemas  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  y  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ , una componente importante de eventos 'deep inelastic' ( $\sigma_{\text{DIC}} > 600\text{mb}$ ) está presente a la energía más alta medida.

En el estudio del sistema  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ , se midieron las correlaciones angulares de partículas  $\alpha$  en coincidencias con fragmentos más pesados ( $Z=7-9$ ). La motivación de estas mediciones es investigar la emisión de partículas  $\alpha$  por residuos de evaporación para estudiar el decaimiento en equilibrio de un núcleo compuesto a energía de excitación alta ( $E^*=100\text{MeV}$ ), y también, buscar posibles contribuciones de procesos de fusión incompleta y/o decaimiento en preequilibrio.

En el capítulo II se discuten definiciones, características generales y modelos que describen las reacciones de fusión. El capítulo III incluye una descripción de la técnica experimental empleada en las mediciones, el análisis de los datos y una discusión de los resultados obtenidos en cada uno de los cuatro sistemas estudiados. Las conclusiones de este trabajo se presentan en el capítulo IV.

## II. CONSIDERACIONES TEORICAS

### II. A. DEFINICIONES

Conviene en este punto de la discusión precisar qué entendemos por iones pesados y cuál es la definición de fusión.

Aunque la frontera entre iones livianos y iones pesados no está bien delimitada, desde un punto de vista histórico y técnico se consideran todos los iones con masas mayores que el He ( $A > 4$ ) como iones pesados.

Adoptaremos como definición de fusión la siguiente: "es el amalgama completo del proyectil y del blanco, es decir, hay transferencia completa del momento lineal, para formar un núcleo compuesto el cual alcanza el equilibrio en todos sus grados de libertad". La única memoria que el sistema retiene de su formación es a través de las cantidades que se conservan, como masa y carga, y las constantes del movimiento, como energía y momento angular. En símbolos podemos expresarla como:

$$(A_1 Z_1) + (A_2 Z_2) \rightarrow (A_1 + A_2 \quad Z_1 + Z_2) E^* J$$

$$M_1 V_1 \quad (M_1 + M_2) V_{CN}$$

Además, la energía de excitación del núcleo compuesto  $E^*$  es la suma de la energía de bombardeo en el centro de masa  $E_{cm}$  y el valor  $Q_{fus}$ , siendo este último la variación en energía de ligadura asociada con la formación del núcleo compuesto en su estado fundamental:

$$E^* = E_{CM} + Q_{fus} \quad Q_{fus} = (M_1 + M_2 - M_{CN})c^2 \quad (2)$$

donde  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_{CN}$  son las masas del proyectil, del blanco y del núcleo compuesto respectivamente. Por definición, el valor  $Q$  de la formación del núcleo compuesto es igual a la disminución de la energía cinética del sistema entre el canal de salida (Núcleo compuesto) y el canal de entrada (Proyectil + blanco); por lo tanto,

$$Q = E_{CN} - E_1 \quad (3)$$

donde  $E_{CN}$  es la energía cinética del núcleo compuesto definida por

$$E_{CN} = \frac{(M_1 + M_2)}{2} v_{CN}^2 = \frac{M_1^2}{2(M_1 + M_2)} v_1^2 = \frac{M_1}{M_1 + M_2} E_1 \quad (4)$$

y  $E_1$  es la energía de bombardeo. Combinando (2), (3) y (4) resulta que,

$$Q = -E_{CM}$$

lo cual muestra que la fusión es el límite de un proceso completamente inelástico donde toda la energía cinética relativa del canal de entrada es absorbida.

Con aquella definición, fusión es sinónimo del concepto tradicional de formación del núcleo compuesto introducido por Niels Bohr [21] en 1936. Fue él quien puntualizó la utilidad de dividir la reacción nuclear en dos etapas la formación del sistema compuesto y la desintegración del mismo en productos de reacción; siendo ambas etapas, procesos independientes en el sentido que "el modo de desintegración depende sólo de su energía, momento angular y paridad pero no de la forma

específica en que ha sido formado".

Planteados los hechos de esta manera, una cosa es definir fusión y otro problema es verificar experimentalmente que las condiciones de la definición hayan sido satisfechas. En este caso, el significado de fusión se vuelve operacional, refiriéndose entonces a las interacciones cuyos productos son consistentes con las predicciones de modelos para el decaimiento de sistemas en equilibrio.

El modelo estadístico es el formalismo necesario para un análisis cuantitativo de la formación y el decaimiento del núcleo compuesto. Este modelo fue introducido originalmente por Wolfenstein [22], y por Hauser y Feshbach [23] basándose en las ideas y los trabajos previos publicados por N. Bohr [21] y Bethe [24]. En 1958, Ericson y Strutinsky [25] introdujeron la expresión semiclásica para la distribución angular de las partículas emitidas. Al año siguiente, Douglas y MacDonald [26] formularon la distribución angular en términos de la mecánica cuántica. Posteriormente el modelo fue generalizado y extendido por muchos autores.

## II. B. VIDAS MEDIAS. TIEMPO DE RELAJACION.

Otro importante punto a tener en cuenta, es la vida media del núcleo compuesto. Cerca del umbral de la emisión de un nucleón ( $E^* = 8\text{MeV}$ ) las vidas medias pueden deducirse de la estructura resonante de las secciones eficaces de reacción o pueden ser medidas por el método de bloqueo en cristales [27]. El rango de vidas medias varía entre  $10^{-16}\text{s}$  para núcleos pesados ( $A > 200$ ) y  $10^{-19}\text{s}$  para núcleos livianos ( $A = 30$ ). Estas vidas

medias concuerdan muy bien con las previsiones del modelo estadístico, el cual predice la vida media para la emisión de una partícula usando la relación aproximada:

$$\tau = \frac{\tau_0 A^{1/3}}{E^* - Q_\nu} \exp\left(\frac{Q_\nu}{T}\right)$$

donde  $\tau_0 = 2.2 \times 10^{-21} \text{s}$ ,  $Q_\nu$  es la energía de ligadura de la partícula  $\nu$ ,  $A$  es el número másico del núcleo compuesto y  $T$  es la temperatura nuclear. A energías de excitación más altas ( $E^* = 10\text{--}20 \text{MeV}$ ) y en núcleos livianos ( $A < 40$ ), las vidas medias pueden obtenerse a partir del análisis estadístico de las fluctuaciones en detalladas funciones de excitación. La fórmula empírica para el ancho promedio de los niveles nucleares:

$$\Gamma = 14 \exp\left(-4.69 \sqrt{\frac{A}{E^*}}\right) \quad (5)$$

propuesta en la referencia [28], permite calcular vidas medias para un dado núcleo y una dada energía de excitación. Sin embargo, a altas energías de excitación ( $E^* > 100 \text{MeV}$ ) uno no tiene otra posibilidad que extrapolar los cálculos de las vidas medias que exitosamente reproducen las mediciones hechas a bajas energías y que, de alguna manera, dan cierta confianza en las estimaciones. Tales cálculos muestran una dramática disminución de las vidas medias del núcleo compuesto con el incremento de la energía de excitación; por ejemplo, a  $E^* = 100 \text{MeV}$  las vidas medias varían entre  $10^{-20} \text{s}$  y  $10^{-21} \text{s}$ .

El tiempo de relajación del sistema es otro ingrediente importante en las colisiones con iones pesados. Si pensamos a la materia nuclear como un líquido denso y viscoso, entonces,

cuando dos núcleos traslapan durante una colisión, las fuerzas de fricción generan calor provocando un aumento de temperatura en el sistema formado. El tiempo necesario para la difusión de la temperatura desde la región de interacción a todo el complejo nuclear es llamado tiempo de relajación. El valor real del tiempo de relajación no es conocido pero puede hacerse una cruda estimación [29]; por ejemplo, como las interacciones no pueden propagarse más rápido que la velocidad de la luz  $c$ , entonces el tiempo de relajación  $\tau_{\text{relax}}$  es siempre mayor que  $2R/c = A^{1/3} \times 10^{-23} \text{s}$ , siendo  $R$  el radio nuclear. El límite inferior para el tiempo de relajación se obtiene considerando que las interacciones se propagan con una velocidad del orden de la velocidad promedio de un nucleón con impulso lineal de Fermi, siendo éste una estimación del tiempo de respuesta de la estructura nucleónica intrínseca a perturbaciones externas. El tiempo de tránsito de un nucleón con impulso lineal de Fermi a través del diámetro nuclear es,

$$\frac{2m_0R}{p_F} = \left(\frac{64A}{9\pi}\right)^{1/3} \frac{m_0r_0^2}{\hbar} = 3A^{1/3} 10^{-23} \text{ s}$$

donde  $m_0$  es la masa de un nucleón y  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ .

Si la vida media del núcleo compuesto es mayor que el tiempo de relajación podemos decir que el sistema alcanzará el equilibrio térmico y perderá completamente su memoria de como ha sido formado, excepto por las constantes del movimiento como energía y momento angular. Entonces, el núcleo excitado decaerá liberando su energía mediante la emisión de partículas livianas, tales como alfas, protones y neutrones, y por radiación electromagnética. La emisión de partículas será estrictamente de



naturaleza estadística. Puesto que la fuerza nuclear es más fuerte que la fuerza electromagnética, las partículas livianas se emitirán primero, suponiendo que hay suficiente energía de excitación. Su emisión depende de muchos factores, pero es del orden de  $10^{-21}$ s; en cambio, los rayos gama son emitidos en aproximadamente  $10^{-16}$ s. Por lo tanto, la emisión de partículas ocurrirá primero hasta que no sea más favorable energéticamente o sea inhibida por restricciones del momento angular, entonces la radiación electromagnética removerá el exceso de la energía de excitación. También, momento angular del núcleo desexcitado será removido por la emisión de partículas y de rayos gama. Por otro lado, si el tiempo de decaimiento del núcleo es mucho más corto que el tiempo de relajación, la emisión de partículas no será totalmente de naturaleza estadística. Tal proceso ha sido llamado emisión en preequilibrio o en no-equilibrio, ya que ocurrirá antes de completarse la relajación de la energía de excitación y la equilibración del sistema. Usualmente partículas emitidas en preequilibrio tienen una energía media grande, una distribución en energía muy ancha y están concentradas en ángulos delanteros. Similares características a las recientemente arriba mencionadas fueron observadas en otros procesos que han sido llamados fusión incompleta [30] y transferencia masiva [31]. En los mismos, una partícula puede ser emitida por el proyectil y el resto del mismo fusionar con el núcleo blanco.

## II. C. ONDAS PARCIALES

Las reacciones con iones pesados a energías no-relativistas (Por ejemplo, a energías cinéticas de 15 MeV por nucleón le corresponden velocidades de aproximadamente 18% de la velocidad de la luz) pueden ser descriptas, en algunos de sus aspectos, como particularmente su movimiento relativo a lo largo de órbitas bien definidas, a través de la mecánica clásica. Escencialmente dos características justifican este hecho; primero, la longitud de onda  $\lambda$  asociada al movimiento relativo de dos núcleos pesados, es pequeña comparada con cualquier dimensión geométrica característica del sistema, y segundo, los momentos angulares orbitales involucrados son grandes comparados con  $\hbar$ .

La naturaleza semiclásica de los fenómenos observados en reacciones nucleares inducidas por iones pesados nos permite clasificarlos aproximadamente de acuerdo al parámetro de impacto  $b$  el cual está relacionado con el momento angular  $l$  por la expresión:

$$l\hbar = m v b = k\hbar b$$

En colisiones centrales, es decir cuando el parámetro de impacto es cero o próximo a cero, los dos núcleos interactúan fuertemente y en consecuencia se fusionan formando un núcleo compuesto. En cambio, si el parámetro de impacto es muy grande los dos núcleos son dispersados elásticamente; el proyectil mantiene su identidad y la energía cinética total se conserva. Si parte de la energía cinética es absorbida y depositada ya sea en el proyectil o en el núcleo blanco, entonces la dispersión es

inelástica; si además uno o más nucleones son transferidos durante la interacción, las reacciones son llamadas de transferencia. Las reacciones inelásticas y las de transferencia usualmente se denominan reacciones periféricas o cuasielásticas. Las colisiones con parámetros de impacto intermedios entre aquellos que caracterizan a la fusión y a las reacciones periféricas, producen fenómenos donde el proyectil interactúa fuertemente con el núcleo blanco. Una cantidad considerable de la energía cinética es transformada en energía de excitación del sistema; los núcleos permanecen juntos, pueden transferirse uno o más nucleones, y finalmente se separan con una energía cinética relativa aproximadamente igual a la repulsión coulombiana entre ambos fragmentos y con una considerable energía de excitación. Además, debido a las fuerzas de fricción, parte del momento angular orbital inicial del sistema es transferido como espín intrínseco de cada fragmento. Estos procesos se conocen en la literatura como reacciones 'deep inelastic' o 'strongly damped' (Reacciones profundamente inelásticas).

Consideremos ahora la manera de calcular las secciones eficaces de los diferentes mecanismos de reacción mencionados anteriormente. Para cualquier reacción excepto la dispersión elástica podemos escribir:

$$\sigma_x = \sum_J \sigma_J = \sum_J \frac{\pi \lambda^2 (2J+1)}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{\ell S} T_{\ell S J}^x \quad (6)$$

donde  $x$  designa el mecanismo de reacción (Fusión, reacciones periféricas, etc),  $\lambda$  es la longitud de onda asociada al movimiento relativo en el canal de entrada,  $i$  e  $I$  son los

espines intrínsecos del proyectil y del blanco respectivamente,  $S$  es el espín de canal que resulta del acoplamiento de  $i$  e  $I$ , el cual a su vez se acopla al momento angular orbital  $\ell$  para dar un momento angular total  $J$ . Las cantidades  $T_{\ell SJ}$  son los coeficientes de transmisión que describen la probabilidad de reacción a través del mecanismo  $x$ . Estos coeficientes, en general, no dependen de  $S$  y  $J$  si la interacción proyectil-blanco es independiente del espín, entonces  $T_{\ell SJ} = T_{\ell}$ . En la mayoría de los casos, los reactantes tienen espín cero o  $\ell_{\max} \gg i, I$ , entonces sumando sobre  $S$  y  $J$  teniendo en cuenta que  $|I-i| < S < I+i$  y que  $|I-S| < J < I+S$  obtenemos:

$$\sigma_x = \pi \kappa^2 \sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell}^x = \pi \kappa^2 \sum_{\ell} \sigma_{\ell} \quad (7)$$

Los modelos teóricos deben formular potenciales que describan los mecanismos de reacción para obtener los coeficientes de transmisión  $T_{\ell}$ .

En el caso de fusión, la aproximación más simple es la de 'sharp cutoff', en la cual  $T_{\ell}$  se define como:

$$T_{\ell}^{\text{fus}} = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 < \ell < \ell_{\text{cr}} \\ 0 & \text{si } \ell > \ell_{\text{cr}} \end{cases} \quad (8)$$

lo cual significa que todas las ondas parciales desde cero hasta el valor  $\ell_{\text{cr}}$  contribuyen a la sección eficaz de fusión; por lo tanto usando (8) y efectuando la suma en (7) obtenemos:

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi \kappa^2 (\ell_{\text{cr}} + 1)^2 \quad (9)$$

Por otro lado, las ondas parciales comprendidas entre  $\ell_{cr}$  y  $\ell_{max}$  contribuirán a las colisiones deep inelastic y periféricas (Inelásticas y reacciones de transferencia). En cambio, las reacciones de dispersión elástica (Nuclear y/o coulombiana) comprenderán aquellas interacciones con ondas parciales mayores que  $\ell_{max}$ ;  $\ell_{max}$  usualmente se define como el momento angular para el cual el coeficiente de transmisión  $T_{\ell}=0.5$  en el modelo óptico. No podemos dejar de mencionar que los cálculos de Hartree-Fock dependiente del tiempo (TDHF) [13] predicen la existencia de un momento angular mínimo ('Low  $\ell$ -window') por debajo del cual se inhibe dinámicamente la fusión; sin embargo la búsqueda de una comprobación experimental de tal hecho hasta ahora no ha dado resultados positivos. La figura 2 ilustra esquemáticamente la discusión anterior; se muestran las diferentes regiones de  $\ell$  las cuales caracterizan los diversos mecanismos de reacción como resultado del modelo del 'sharp cutoff'. Sin embargo, esta imagen es una sobresimplificación; en una representación más realista las regiones se traslapan.

## II. D. FORMACION DEL NUCLEO COMPUESTO: LIMITACIONES

Las posibles explicaciones que describen el comportamiento de la  $\sigma_{fus}$  en la región II de la figura 1 se agrupan usualmente en dos categorías: aquellas que enfatizan las propiedades dinámicas del proyectil y del blanco (Efectos del canal de entrada) o aquellas basadas en las propiedades intrínsecas del núcleo compuesto. Generalmente, la discusión se presenta en términos de limitaciones en la sección de fusión o limitaciones en el momento angular para fusión. Por ejemplo, a energías cerca de la barrera coulombiana, hay muchos estados del núcleo compuesto disponibles si los mismos pueden ser poblados por el canal de entrada. Por otra parte, a energías muy altas el canal de entrada puede traer un momento angular muy grande como para que el núcleo compuesto pueda soportarlo; el núcleo compuesto no existe y por lo tanto no se forma (Limitaciones de la línea de Yrast del núcleo compuesto).

### II. D. 1. Modelos de canal de entrada

Entre los modelos que describen la fusión en términos de la dinámica del canal de entrada o sea de las propiedades específicas del proyectil y del blanco a través de su potencial de interacción, se encuentran los modelos de la distancia crítica, y el modelo Hartree-Fock dependiente del tiempo.

#### a) Modelos de la distancia crítica.

Estos postulan que cuando dos núcleos colisionan, una cierta distancia crítica  $R_{cr}$  debe ser alcanzada como condición necesaria para la fusión.

La idea básica del modelo desarrollado por Glas y Mosel [11] está ilustrada en la figura 3a, la cual muestra curvas del potencial total,

$$V_{\ell}(R) = V_{\text{nuc1}}(R) + V_{\text{coul}}(R) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2}$$

Por ejemplo, a energías incidentes bajas,  $E < E_1$ , todas las trayectorias con  $\ell$  hasta  $\ell_2$  pasan por arriba del tope de la barrera,  $V(R_b)$ , alcanzan  $R=R_{cr}$ , son atrapadas y entonces el sistema fusiona; pero aquellas trayectorias con  $\ell > \ell_2$  pueden sobrepasar la barrera de interacción, sin embargo el sistema no fusiona ya que no pueden alcanzar la distancia crítica debido al efecto repulsivo de la barrera centrífuga. Estas trayectorias contribuyen a  $\sigma_R$  pero no a  $\sigma_{\text{fus}}$ . Con el objeto de obtener  $\sigma_{\text{fus}}$ , Glas y Mosel usan los coeficientes de transmisión  $T_{\ell}$  derivados de una barrera parabólica con frecuencias  $\hbar\omega_{\ell}$  dependiente de  $\ell$ ,

$$T_{\ell}(E) = \frac{1}{1 + \exp[2\pi(V_{B\ell} - E)/\hbar\omega_{\ell}]}$$

y entonces resulta que

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi \chi^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} (2\ell+1) \{1 + \exp[2\pi(V_{B\ell} - E)/\hbar\omega_{\ell}]\}^{-1} \quad (10)$$

donde el momento angular crítico  $\ell_{cr}$  está dado por

$$\ell_{cr}(\ell_{cr}+1) = \frac{2\mu R_{cr}^2}{\hbar^2} (E - V_{cr}) \quad \text{y} \quad V_{B\ell} = V_B + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_B^2}$$

Además por simplicidad se toman las aproximaciones  $\hbar\omega_{\ell} = \hbar\omega = \text{constante}$  y  $R_{B\ell} = R_B = \text{constante}$ .

La expresión (10) adopta las siguientes formas para energías bajas y altas pero por arriba de la barrera:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \begin{cases} \pi R_B^2 (1 - V_B/E) & \text{a energías bajas} \\ \pi R_{\text{cr}}^2 (1 - V_{\text{cr}}/E) & \text{a energías altas} \end{cases}$$

Esta separación en energías bajas y altas produce un cambio en la pendiente de las funciones de excitación de fusión (Ver figura 3b) el cual ha sido observado experimentalmente [7-11].

En resumen, los conceptos de penetración mecánico cuántica de la barrera a bajas energías, el típico comportamiento '1/E' a energías por arriba de la barrera coulombiana y el requerimiento de alcanzar el radio crítico para fusión han sido combinados en la fórmula de Glas y Mosel de cinco parámetros ( $R_b$ ,  $V(R_b)$ ,  $R_{\text{cr}}$ ,  $V(R_{\text{cr}})$ ,  $\hbar\omega$ ). Esta parametrización, nos permite obtener, mediante el ajuste de los datos experimentales, información sobre el potencial nuclear.

El modelo de fusión de Bass [12] trata la interacción entre dos iones pesados mediante un potencial real, muy simple, en el que solo la distancia y el momento angular relativos entre dos núcleos esféricos son los grados de libertad significativos.

El potencial efectivo es de la forma:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell^2}{2\mu r^2} - \frac{d}{R_{12}} a_s A_1 A_2 \exp\left(\frac{r - R_{12}}{d}\right)$$

donde  $R_{12}$  es la distancia a la cual la densidad máxima de cada núcleo individualmente es la mitad,  $a_s$  es el parámetro de la energía de superficie de la fórmula de masas en el modelo de la



gota líquida y  $d$  es el rango de la interacción nuclear.

La parte nuclear de este potencial [12a] se deriva del modelo de la gota líquida, incluyendo efectos de rango finito de las fuerzas nucleares, y puede ser interpretada como el cambio en la energía de superficie de dos fragmentos debido a su mutua interacción.

En el marco de este modelo, Bass dedujo posteriormente un potencial núcleo-núcleo universal [12b] a partir de funciones de excitación de fusión medidas experimentalmente. La forma de este potencial empírico es:

$$V_{\text{nuc1}}(s) = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} [0.03 \exp\left(\frac{s}{3.3}\right) + 0.061 \exp\left(\frac{s}{0.65}\right)]^{-1} \quad (11)$$

donde  $s = r - R_1 - R_2$  y  $R_i$  es el radio para el cual la densidad nuclear máxima es la mitad.

La sección eficaz de fusión se obtiene mediante la relación,

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi r_{\text{fus}}^2 [1 - V(r_{\text{fus}})/E]$$

y siguiendo el procedimiento ilustrado en la figura 4. A energías de bombardeo bajas,  $E < E_1$ , el momento angular límite para fusión,  $l_{\text{fus}}$ , es el valor de  $l$  para el cual el máximo del potencial efectivo es igual a  $E$ , y  $r_{\text{fus}}$  es la distancia correspondiente a ese máximo,

$$E = V(r_{\text{fus}}) + \frac{\hbar^2 l_{\text{fus}}^2}{2\mu r_{\text{fus}}^2}$$

De esta manera,  $r_{\text{fus}}$  es el radio de la barrera de interacción la

cual el sistema de sobrepasar para alcanzar el radio crítico,  $R_{cr}=R_{12}$ , y fusionar. Específicamente  $r_{fus}$  se toma como el punto de retorno clásico de la trayectoria límite; de este modo,  $r_{fus}$  depende de la energía y se define por la condición de que la cantidad  $r^2(E-V(r))$  sea minimizada para  $r > R_{cr}$ . Para energías  $E > E_1$  los fragmentos penetran hasta  $r=R_{cr}$  y los efectos disipativos entran a jugar su papel. Las fuerzas de fricción hacen que la energía cinética radial sea cero y que el momento angular relativo sea reducido un factor  $f < 1$ ; este dependerá del modelo supuesto para la transferencia del momento angular intrínseco de los fragmentos al movimiento relativo. El sistema fusionará o se separará dependiendo de si la resultante de las fuerzas coulombiana, centrífuga y nuclear es atractiva o repulsiva;  $r_{fus}$  sigue siendo el punto de retorno de la trayectoria límite ( $l=l_{fus}$ ), sin embargo, el potencial efectivo no tiene más un máximo, entonces  $r_{fus}=R_{12}$  y la sección eficaz es,

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R_{12}^2 [1 - V(R_{12})/E]$$

A energías de bombardeo  $E > E_2$  donde

$$E_2 = E_1 + \frac{1-f^2}{f^2} [E_1 - V(R_{12})]$$

la fricción tangencial no puede estabilizar los pares de fragmentos que penetran hasta  $r=R_{12}$ , es decir no pueden alcanzar la región sombreada de la figura 4. Entonces para  $E > E_2$  el momento angular límite para fusión se saturará con el incremento de la energía de bombardeo en el valor

$$l_{fus}^2(E_2) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_2 - V(R_{12})] \approx \frac{1}{f^2} l_{fus}^2(E_1)$$

y entonces la sección eficaz será, para esta región de energía:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R_{12}^2 [E_2 - V(R_{12})]/E$$

b) Modelo de Hartree-Fock dependiente del tiempo (TDHF).

Este modelo dinámico trata la colisión entre dos iones pesados desde un punto de vista microscópico [13]; la función de onda de muchos cuerpos, para describir un sistema de A nucleones está restringida a ser un determinante de Slater todo el tiempo durante la evolución del sistema. Los únicos parámetros que entran en el cálculo son los de la fuerza de Skyrme. De esta manera, y sin ninguna suposición extra, el modelo reproduce bastante bien los datos experimentales, en particular, el aumento de la sección eficaz de fusión con el incremento de la energía de bombardeo, y su posterior disminución a energías altas. Pero la más notable e interesante característica del modelo es la predicción de una ventana en el espacio de los momentos angulares que inhibe el mecanismo de fusión (Low  $\ell$ -window). Este fenómeno se explica de la siguiente manera: por arriba de un cierto umbral de energía, los iones que colisionan con parámetros de impacto pequeños y asociados con momentos angulares menores que un cierto valor inferior crítico  $\ell <$ , no fusionan; en su lugar, los fragmentos con masas similares a las del proyectil y del blanco, reemergen con una reducción considerable de la energía cinética relativa; en cambio, para parámetros de impacto más grandes, la energía cinética relativa inicial puede ser transformada en energía rotacional y por lo tanto la fusión del sistema es posible. Pero para momentos angulares aún mayores que un cierto valor superior crítico  $\ell >$ ,

la fuerza centrífuga impide la fusión. De esta manera, los valores de  $\ell_{<}$  y  $\ell_{>}$  definen una ventana en el espacio del momento angular y entonces, la  $\sigma_{fus}$  en la aproximación de 'sharp cutoff' es,

$$\sigma_{fus}(E) = \pi \chi^2 \sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell} \approx \pi \chi^2 [(\ell_{>}+1)^2 - (\ell_{<}+1)^2]$$

II. D. Limitaciones debido a propiedades del núcleo compuesto.

Para entender el comportamiento de la  $\sigma_{fus}$  a energías intermedias (Región II en la figura 1), recientemente varios autores [14,15] han presentado modelos en los cuales postulan que propiedades intrínsecas del núcleo compuesto son el mecanismo dominante en las limitaciones observadas.

Con el incremento de la energía de bombardeo, el canal de entrada puede traer al sistema momentos angulares mayores que el límite de absorción del núcleo compuesto, consecuentemente, las ondas parciales correspondientes no fusionan; por lo tanto, la  $\sigma_{fus}$  estaría limitada por la línea de Yrast del núcleo compuesto. Sin embargo, Glas y Mosel [32] calcularon líneas de Yrast en la región de masas  $A=24-60$  usando el método de Strutinsky para núcleos rotantes, mostrando que los valores del momento angular crítico determinados experimentalmente son siempre menores que la línea de Yrast calculada. En consecuencia, con este argumento las reacciones de fusión no pueblan la línea física de Yrast, y por lo tanto ésta no debería limitar a aquellas. En su lugar, la existencia de una línea efectiva o estadística de Yrast, caracterizada por propiedades estructurales del núcleo compuesto

ha sido sugerida como factor limitante de la fusión.

Vandenbosch et al. [14] propusieron un método de como estimar la localización de la línea estadística de Yrast empleando el criterio de que el ancho promedio de los niveles del núcleo compuesto  $\Gamma_J$  a una energía de excitación dada, dividido por el correspondiente espaciamiento promedio de los niveles DJ es del orden de la unidad,  $\Gamma_J/DJ=1$ . Para  $\Gamma_J$  se toma el valor calculado con la fórmula empírica (Expresión 5) dada por Shapira et al. [28], mientras que DJ se obtiene mediante el modelo de un gas de Fermi con parámetros compilados por Gilbert y Cameron [33].

Lee et al. [15] suponen que la línea estadística de Yrast corre paralela a la línea física de Yrast pero con una energía adicional  $\Delta Q$ , entonces,

$$E_{Y,est} = (\pi^2/2 I_0^2) \lambda_{cr} (\lambda_{cr} + 1) + \Delta Q \quad (12)$$

Ya que la línea de Yrast de muchos núcleos livianos no es bien conocida, se adopta por simplicidad el momento de inercia de una esfera rígida,  $I_0 = 2/5 MR^2$  y  $R = r_0 A^{1/3}$  para calcularla. Un aspecto interesante de este modelo es que implica una relación muy definida entre la sección eficaz de fusión en la región II y los distintos canales de entrada que pueblan el mismo núcleo compuesto. Usando las expresiones (1), (9) y (12) resulta que:

$$\sigma_{fus,i} = \frac{\pi \mathcal{E}_{CN}}{\mu_i} \left( 1 + \frac{Q_i - \Delta Q_{CN}}{E_{CM,i}} \right)$$

donde  $i$  denota el canal de entrada,  $\mu_i$  y  $Q_i$  son la masa reducida del canal de entrada y el valor  $Q$  de la formación del núcleo

compuesto respectivamente,  $\mathcal{I}_{cn}$  es el momento de inercia del núcleo compuesto y  $\Delta Q_{cn}$  es el desplazamiento en energía de la línea estadística de Yrast. En consecuencia, en un gráfico  $E^*$  versus  $J_{cr}$  (Figura 5) las trayectorias del momento angular crítico para la fusión de los distintos canales, deberían juntarse a energías de excitación altas y coincidir con la línea estadística de Yrast del núcleo compuesto, la cual entonces limitaría este mecanismo de reacción.

## II. E. DECAIMIENTO DEL NUCLEO COMPUESTO. EL MODELO ESTADISTICO.

La teoría estadística de las reacciones nucleares es la herramienta más adecuada para el análisis cuantitativo de las secciones eficaces del núcleo compuesto. Las primeras formas de los modelos de evaporación fueron desarrollados por Bethe [24], Weisskopf [34], y Weisskopf y Ewing [35], inmediatamente después que el concepto físico del núcleo compuesto fuera enunciado por N. Bohr [21] en 1936. Años después, los trabajos de Wolfenstein [22], y Hauser y Feshbach [23] introdujeron en el modelo, la conservación del momento angular total y de la paridad.

El concepto de independencia de la formación y del decaimiento del núcleo compuesto implica que una vez que éste se ha formado a una energía de excitación, momento angular y paridad dados, su decaimiento está completamente determinado por los pesos estadísticos de los distintos estados finales posibles, con independencia de la estructura nuclear. Consecuentemente, la sección eficaz de una transición desde el canal de entrada  $\alpha$  al canal de salida  $\beta$  vía el núcleo

compuesto correspondiente con energía de excitación  $E$ , momento angular  $J$  y paridad  $\pi$ , puede escribirse como:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \sigma_J(\alpha) \frac{\Gamma_J(\beta)}{\Gamma_J} \quad (13)$$

donde  $\sigma_J(\alpha)$  representa la sección eficaz de formación del núcleo compuesto a partir del canal  $\alpha$ ,  $\Gamma_J(\beta)$  es el ancho del decaimiento del núcleo compuesto en el canal  $\beta$  y  $\Gamma_J$  es el ancho total del decaimiento. En principio, la expresión (13) debería incluir explícitamente una suma sobre la paridad; sin embargo, si se supone que niveles de paridad opuesta son igualmente probables en el núcleo compuesto y en el núcleo residual, entonces, la paridad no impone restricción alguna sobre el decaimiento del núcleo compuesto y por lo tanto no se tomará en cuenta. La sección eficaz de formación del núcleo compuesto con momento angular  $J$  puede expresarse, según vimos anteriormente (Expresión 6) como:

$$\sigma_J(\alpha) = \frac{\pi k_\alpha^2 (2J+1)}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \sum_{\ell S} T_{\ell S J} \quad (14)$$

Por otra parte, el ancho parcial del decaimiento del núcleo compuesto con energía de excitación  $E$  y momento angular  $J$  en un canal  $\lambda$  está relacionado con los coeficientes de transmisión de la siguiente manera:

$$\Gamma_J(\lambda) = \sum_{\ell S} T_{\ell S J}(\lambda) / 2\pi \rho(E, J) \quad (15)$$

donde  $\rho(E, J)$  es la densidad de niveles dependiente del espín del núcleo compuesto. Por lo tanto, reemplazando las expresiones (14)

y (15) en la (13), el resultado de la teoría estadística para la sección eficaz  $\sigma_{\alpha\beta}$  es:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_J \frac{(2J+1)}{(2i_{\alpha}+1)(2I_{\alpha}+1)} \left\{ \sum_{\ell S} T_{\ell}(\alpha) \right\} \left\{ \frac{\sum_{\ell' S'} T_{\ell'}(\beta)}{\sum_{\lambda \ell'' S''} T_{\ell''}(\lambda)} \right\}$$

Esta expresión es conocida en la literatura como la fórmula de Hauser-Feshbach.

A veces es conveniente interpretar el índice del canal como una determinada partícula emitida y el núcleo residual correspondiente, en ese caso la fórmula de Hauser-Feshbach toma la forma siguiente:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \sigma_J(\alpha) \left\{ \frac{\sum_{S_{\beta} I_{\beta}} \int \rho(E_{\beta} I_{\beta}) T_{\ell}(\epsilon_{\beta}) d\epsilon_{\beta}}{\sum_{\lambda S_{\lambda} I_{\lambda}} \int \rho(E_{\lambda} I_{\lambda}) T_{\ell}(\epsilon_{\lambda}) d\epsilon_{\lambda}} \right\} \quad (16)$$

donde  $\rho(E, I)$  es la densidad de niveles correspondiente al núcleo residual con energía de excitación  $E$  y momento angular  $I$ . La forma usual de evaluar la expresión (16) es mediante el modelo óptico para obtener los coeficientes de transmisión y el modelo de un gas de Fermi para la densidad de niveles cuya expresión es:

$$\rho(E, I) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} (2I+1) \frac{\exp[-(I+1/2)/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3}$$



### III. DETERMINACIONES EXPERIMENTALES

#### III. A. TECNICA EXPERIMENTAL

Las mediciones se realizaron en el ciclotrón isócrono del Oak Ridge National Laboratory (ORNL), usando haces de  $^{20}\text{Ne}$  y de  $^{14}\text{N}$  en los rangos de energía de bombardeo de 80 a 165 MeV y de 86 a 178 MeV, respectivamente. Con  $^{14}\text{N}$  se bombardearon blancos autosoportados de  $^{13}\text{C}$ , enriquecidos al 99%, cuyos espesores (57  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  y 125  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) se determinaron midiendo la pérdida de energía sufrida por partículas  $\alpha$  de una fuente calibrada de  $^{244}\text{Cm}$  al atravesar las láminas de  $^{13}\text{C}$ . En cambio, con el haz de  $^{20}\text{Ne}$  se bombardearon blancos gaseosos de  $\text{O}_2$  natural y  $^{20}\text{Ne}$  enriquecido isotópicamente al 99%, consistentes en una celda con flujo constante descrita detalladamente en la referencia [37]. El uso de blancos gaseosos es de suma utilidad cuando los requerimientos de resolución en energía no son muy rigurosos, especialmente porque la pureza del blanco permite la identificación de los productos de reacción sin la confusión debida a los efectos de contaminantes.

Las secciones eficaces se midieron detectando directamente los fragmentos pesados tales como los residuos de evaporación (Productos de reacción que resultan de la formación del núcleo compuesto y la evaporación subsecuente de neutrones, protones y/o partículas  $\alpha$ ). Estos fragmentos tienen suficiente energía cinética como para llegar al detector. La carga nuclear  $Z$  de los productos de reacción se identifica midiendo la pérdida de energía  $\Delta E$  sufrida por los mismos al atravesar determinado material. El sistema de detección es un contador telescópico

$\Delta E-E$  [38], el cual consiste de una cámara de ionización gaseosa como elemento  $\Delta E$  y de un detector de silicio, de  $\sim 1000\mu$  de espesor, sensible a la posición como elemento E. El gas usado en la cámara de ionización fue metano a una presión entre 14-20 torr.. La ventana del contador es una lámina de Formvar de  $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Colocandó el frente del contador a una distancia de  $\sim 20\text{cm}$  del blanco, el detector de estado sólido cubre un rango angular de  $\theta \sim 9^\circ$  y substiende un ángulo sólido total de  $\Omega \sim 3\text{msr}$ ; un colimador, consistente en ocho barras verticales (Cada una con un ancho de  $\sim 0.1\text{cm}$ ) y ubicado enfrente del detector sensible a posición, permite definir nueve ángulos simultáneamente cada uno con un rango de  $\sim 0.8^\circ$ .

El montaje del contador telescópico y de los blancos se efectuó en una cámara de reacción de 76cm de diámetro; un esquema del mismo se muestra en la figura 6. Dos detectores monitores se montaron simétricamente a la derecha y a la izquierda de la dirección del haz a un ángulo de  $10^\circ$ , para chequear la alineación del haz durante el experimento y para obtener información sobre la normalización relativa. Los detectores se alinearon con respecto al eje del haz mediante un telescopio óptico con precisión estimada en  $\sim 0.05^\circ$ . Los ángulos sólidos de los detectores se midieron mediante partículas  $\alpha$  emitidas por una fuente calibrada de  $^{244}\text{Cm}$ . En el caso del sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ , además se montaron dos detectores telescópicos  $\Delta E(10\mu\text{m})-E(2000\mu\text{m})$  de estado sólido para observar productos de reacción a ángulos pequeños ( $4^\circ-9^\circ$ ), y una caja de Faraday para detener el haz y obtener la corriente integrada del mismo; ésto no es posible con los blancos gaseosos porque el haz es detenido

en la misma celda.

En los sistemas  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$ , los gases usados como blancos se mezclaron con una cantidad pequeña de Xe a los efectos de normalización. Mediante un análisis cromatográfico se determinaron las concentraciones relativas de los gases con una precisión mejor que 1%. Un flujo de gas muy lento y estacionario se mantuvo en la celda durante el experimento. La caída de presión más significativa en el sistema de gas ocurre en una larga capilaridad (Medidor de flujo), la cual asegura un flujo lento, viscoso y subsónico a través del sistema. (En el caso de un flujo supersónico, la proporción de la mezcla Ne-Xe no cambiaría y la de  $\text{O}_2$ -Xe lo haría solo un 3%). Un número de mediciones se repitió con diferentes mezclas de gases y diferentes concentraciones; todos los resultados fueron consistentes dentro de los errores considerando que el calentamiento local del gas por el haz podría afectar la densidad del blanco gaseoso pero no puede afectar la cantidad relativa de Xe, en la cual se basa la normalización. Variando en uno o más órdenes de magnitud la intensidad del haz, se demostró que la normalización absoluta no depende de aquella. La escala absoluta de las secciones eficaces se determinó usando el hecho de que la dispersión elástica de  $20\text{Ne}$  en Xe, medida simultáneamente, obedece a la fórmula de Rutherford sobre casi todo el rango angular medido ( $\theta_{\text{lab}}=6^\circ-30^\circ$ ). El cálculo de la sección de Rutherford en  $20\text{Ne}+132\text{Xe}$  es importante también para corregir la energía del haz de  $20\text{Ne}$  por la pérdida de energía en la ventana de entrada y en el volumen de gas que tiene que atravesar entre esa y el lugar donde se produce la reacción. La

longitud de esta región y la de la región activa del blanco dependen del ángulo de dispersión y las mismas se tomaron en cuenta en los cálculos [37]. Una fórmula semiempírica [39] se usó para calcular las pérdidas de energía mencionadas y las de los productos de reacción sufridas en su paso por el gas y la ventana de salida de la celda. Las correcciones resultantes en los espectros de energía de los productos de reacción fueron significativas (~10%), especialmente para los residuos de evaporación más pesados ( $Z > 15$ ).

En el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ , la normalización absoluta se determinó mediante la dispersión coulombiana de  $^{14}\text{N}$  en  $^{197}\text{Au}$  a  $E_{\text{lab}}(^{14}\text{N}) = 86 \text{ MeV}$  junto con el conocimiento de la relación entre los espesores de  $^{13}\text{C}$  y  $^{197}\text{Au}$ , para lo cual se depositó por evaporación una cantidad pequeña de Au ( $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) sobre los blancos de  $^{13}\text{C}$ .

Teniendo una medición precisa de los ángulos del detector, los procedimientos de normalización mencionados producen una incertidumbre en la sección eficaz absoluta de ~5%. Sin embargo, otras incertidumbres contribuyen al error absoluto en las secciones eficaces, a saber: la estadística de las mediciones, la extrapolación en las distribuciones angulares a ángulos menores que  $4^\circ$  y mayores que  $35^\circ$ , y la identificación correcta de los productos de reacción. En la mayoría de los casos, los errores estadísticos son despreciables (<1%) y las incertidumbres introducidas en el proceso de extrapolación son <2%. La fuente de error más importante es el que se comete en la identificación de los residuos de evaporación, como por ejemplo en el  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a energías altas, en donde una buena porción de la

$\sigma_{fus}$  extraída proviene de residuos con  $Z \ll Z_{proyectil}$ . Especialmente en estos casos, existe un fuerte traslape de los productos de las reacciones periféricas con los residuos de evaporación en los espectros de energía, lo cual hace necesario una cuidadosa deconvolución de los mismos con el objeto de separar las dos componentes. En todas las mediciones presentadas en este trabajo, los errores absolutos en las secciones eficaces se estimaron entre 8 y 10%, dependiendo del sistema y la energía de bombardeo.

La computadora SEL 840A perteneciente al ORIC (Oak Ridge Isochronous Cyclotron) se usó como sistema de adquisición y de análisis de los datos. Cada evento válido del contador telescópico consistió de cuatro parámetros: las señales  $PxE$  (Posición x Energía) y  $E$  generadas por el detector de estado sólido sensible a la posición, la señal  $\Delta E$  (Pérdida de la energía) generada por la cámara de ionización y la señal  $E_t$  (Energía total) resultante de la suma de las señales  $E$  y  $\Delta E$ . El colimador, situado frente al detector de estado sólido define un espectro de posición de nueve regiones. Mediante un programa de computación se determina la región en que cada evento debe ser almacenado en la memoria de la computadora, de acuerdo a las especificaciones de las 'ventanas' tomadas en una medición previa. De esta forma se generan simultáneamente nueve matrices  $\Delta E$  vs  $E$ , de por ejemplo  $256 \times 256$  canales, cada una correspondiente un ángulo distinto. La progresión del experimento puede ser controlada en línea mediante otro programa que genera gráficos bidimensionales en la pantalla de una consola.

### III. B. SECCIONES EFICACES DE FUSION EN EL SISTEMA $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ Y LIMITACIONES DEL NUCLEO COMPUESTO EN $^{27}\text{Al}$

#### III. B. 1. ANALISIS DE LOS DATOS. RESULTADOS

Un espectro bidimensional  $E-\Delta E$  medido a una energía de bombardeo  $E(^{14}\text{N})=103.8\text{MeV}$  y a un ángulo de laboratorio de  $12.2^\circ$  se muestra en la figura 7. Los diferentes productos de reacción están claramente bien resueltos desde los isótopos de boro ( $Z=5$ ) hasta los de magnesio ( $Z=12$ ). Las curvas dibujadas alrededor de cada grupo identifican los diferentes elementos y se usan como 'ventanas' para extraer proyecciones sobre el eje  $E$ , el cual representa la energía total obtenida mediante la suma analógica de las señales de la cámara de ionización y del detector de estado sólido.

Ejemplos típicos de espectros de energía para diversos productos de reacción medidos a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}}=12.2^\circ$  se muestran en las figuras 8 y 9. La forma (centroide y ancho) de estas distribuciones de energía se pueden entender mediante simples argumentos cinemáticos [7]. Por ejemplo, la forma de los espectros correspondientes a los isótopos de fluor, neón y sodio, mostrados en la figura 8, presentan características de residuos provenientes de la formación de un núcleo compuesto y la subsecuente evaporación de partículas livianas (partículas alfa, protones y neutrones).

Las distribuciones de energía de los residuos de evaporación presentan centroides ( $E_{\text{er}}$ ) que están localizados alrededor de la energía cinética promedio del núcleo compuesto

$E_{CN} = (M_p/M_{CN})E_p$  , donde  $M_p$  y  $E_p$  son la masa y la energía en el laboratorio del proyectil. Estos centroides son aproximadamente  $E_{ER} = (M_{ER}/M_{CN}) E_{CN} \cos^2 \theta_{lab}$  , donde  $M_{ER}$  es la masa del residuo de evaporación; además, las distribuciones están ensanchadas debido al retroceso impartido al residuo por la emisión de las partículas livianas.

Por otro lado, los espectros de energía correspondientes a los núcleos de oxígeno, nitrógeno y carbono (Figura 9) presentan, además de la componente de fusión, contribuciones de las reacciones periféricas de dos cuerpos, en las cuales uno o más nucleones son transferidos o emitidos por el proyectil o el blanco cuando éstos se excitan durante la colisión. Estas componentes tienen centroides ( $E_D$ ) a los cuales le corresponden la velocidad del proyectil, siendo  $E_D = (M_D/M_p) E_{lab}$ , donde  $M_D$  es la masa de los fragmentos producidos en las colisiones periféricas. En todos estos casos es necesario la deconvolución de los espectros para separar las componentes de fusión y de las reacciones directas. Las líneas punteadas en la figura 9 indican la forma en que se descompusieron ambas componentes.

Para ilustrar los efectos cinemáticos de los residuos de evaporación ya discutidos, es conveniente transformar los espectros de energía medidos  $d^2\sigma/d\Omega dE$  en distribuciones de velocidad  $V_R^{-2} d^2\sigma/d\Omega dV_R$  en una forma similar a la presentada en la referencia 7. La figura 10 muestra el diagrama de velocidad en el cual  $V_{cn}$  y  $V_R$  son las velocidades en el sistema del laboratorio del núcleo compuesto y del residuo de evaporación respectivamente,  $\theta_{lab}$  es el ángulo en el sistema del laboratorio del residuo y  $\theta_{cm}$  es el ángulo en el centro de masa de la

velocidad  $v_r$ , definida como la resultante en el sistema centro de masa de las velocidades que surgen de los retrocesos individuales impartidos al núcleo compuesto por la emisión de partículas livianas.  $V_{CN}$  se obtiene requiriendo que haya transferencia completa del momento lineal del proyectil al núcleo compuesto,  $V_{CN} = (M_p/M_p+M_T)V_p$ , mientras que usando el diagrama de velocidad resulta,

$$V_R = V_{CN} \cos \theta_{lab} \pm (v_r^2 - V_{CN}^2 \sin^2 \theta_{lab})^{1/2} \quad (17)$$

En general, las distribuciones de las velocidades de retroceso  $v_r$  dependerán de los detalles del complicado mecanismo de emisión de partículas. Sin embargo, para el caso en donde se emiten muchas partículas y suponiendo que la emisión es isotrópica en el sistema centro de masa, la distribución de probabilidad en volumen para  $v_r$  será una Gaussiana,

$$\frac{d^2\sigma}{v_r^2 dv_r d\Omega_{CM}} = K \exp\left(-\frac{v_r^2}{2s^2}\right)$$

Transformando la ecuación anterior al sistema del laboratorio y usando la expresión (17) se obtiene la distribución de velocidad de los residuos de evaporación,

$$\frac{d^2\sigma}{V_R^2 dV_R d\Omega_{lab}} = K \exp(-V_{CN}^2 \sin^2 \theta_{lab}/2s^2) \exp[-(V_R - V_{CN} \cos \theta_{lab})^2/2s^2]$$

la cual resulta ser una distribución Gaussiana para un  $\theta_{lab}$  fijo con centroide  $V_R = V_{CN} \cos \theta_{lab}$ . Este resultado para la velocidad promedio de los residuos de evaporación se puede ilustrar con la doble solución cinemática de la ecuación (17). Las soluciones  $\pm$  corresponden a la emisión de partículas livianas hacia adelante y hacia atrás, los cuales son igualmente probables. Entonces,



bajo las suposiciones de transferencia completa del impulso lineal (Fusión completa) y de decaimiento en equilibrio, las distribuciones de velocidad de los residuos de evaporación tienen un centroide dado por  $V_{cn} \cdot \cos \theta_{lab}$ . Como en el presente experimento no se obtuvieron datos sobre la masa de los residuos, se usa para transformar los espectros de energía en distribuciones de velocidad, la distribución de masas obtenida a partir de los cálculos del modelo estadístico. Las incertezas en este procedimiento son usualmente menores que 5%, ya que la dispersión en la masa para un dado Z no es muy grande (Solo 2 o 3 unidades de masa). La figura 11 muestra las distribuciones de velocidad obtenidas para los productos de reacción con Z=6-11, en el caso de  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  y  $\theta_{lab}=12.2^\circ$ . La línea sólida señala el valor  $V_{cn} \cdot \cos \theta_{lab}$  correspondiente al centroide esperado para los residuos de evaporación provenientes del decaimiento de un núcleo compuesto completamente equilibrado. El hecho de que los grupos de baja velocidad se alinean alrededor de  $V_{cn} \cdot \cos \theta_{lab}$  es una fuerte indicación de fusión completa y de decaimiento en equilibrio.

Integrando los espectros de energía medidos a cada ángulo en el rango de  $4^\circ$  a  $35^\circ$ , se pueden obtener distribuciones angulares de la componente de fusión de cada elemento a las cinco energías de bombardeo medidas. Las distribuciones angulares de los residuos de evaporación con Z=6-11 a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  están ilustradas en las figuras 12 y 13. Observando las mismas se ve claramente como están corridas hacia ángulos mayores cuando más masa se evapora. Las contribuciones de cada número atómico  $\sigma_Z$  a la sección de fusión se obtienen

integrando las distribuciones angulares, como las mostradas en las figuras 12 y 13. Estos resultados se presentan en la tabla I, la cual presenta  $\sigma_Z$  (en mb) de los residuos de evaporación desde  $Z=5$  hasta  $Z=12$  a cinco energías de bombardeo: 86.0, 103.8, 149.0, 161.3 y 180.0 MeV. Las secciones eficaces totales de fusión se extraen sumando las contribuciones individuales de cada residuo de evaporación. Los resultados se resumen en la tabla II. Las columnas 1, 2 y 3 presentan la energía de bombardeo en el laboratorio  $E_{lab}$ , la energía en el centro de masa  $E_{cm}$ , y la energía de excitación del núcleo compuesto  $E^*$ , respectivamente. La columna 4 muestra la sección eficaz de fusión  $\sigma_{fus}$  (en mb). Debido a que las contribuciones de los residuos con  $Z < 5$  no pueden ser separadas claramente de los núcleos de litio y berilio producidos por otros mecanismos de reacción mediante el método usado anteriormente, sus correspondientes  $\sigma_Z$  se estimaron empleando cálculos del modelo estadístico. Por lo tanto, las  $\sigma_{fus}$  a 149.0, 161.3 y 180.0 MeV están corregidas en 2%, 5% y 11%, respectivamente.

Aún cuando las componentes de fusión y de reacción directa se pueden identificar adecuadamente mediante argumentos cinemáticos simples, resulta más conveniente realizar cálculos del modelo estadístico para tener confianza en la correcta identificación de los residuos de evaporación, y determinar si los mismos son consistentes con aquellos esperados para el decaimiento de un núcleo compuesto completamente en equilibrio. Para este propósito se usó el código de computación LILITA, el cual fue desarrollado con el objeto de calcular espectros de energía y distribuciones angulares en el sistema de laboratorio

de los residuos de evaporación, así como también los rendimientos isotópicos y por elemento de los productos de fusión. La característica básica del código es que usa el método de Monte Carlo en conjunción con las distribuciones de probabilidad derivadas de la fórmula de Hauser -Feshbach (Expresión 16). Estos cálculos, en los cuales la historia de un núcleo excitado se sigue hasta que no haya suficiente energía remanente para el decaimiento adicional de una partícula, se describen detalladamente en las referencias 7 y 36.

En las figuras 8 y 9, los histogramas muestran los resultados de los cálculos del modelo estadístico para las distribuciones de energía de los residuos con  $Z=6-11$ . El acuerdo de los cálculos con los datos aquí exhibidos indican la confiabilidad en la identificación adecuada de los residuos de evaporación y el procedimiento de deconvolución usado con el objeto de separar las componentes de la reacción directa, especialmente para los elementos con  $Z=6-8$ . También las distribuciones angulares calculadas (Histogramas) en las figuras 12 y 13, reproducen los datos experimentales (Puntos llenos) bastante bien. Tanto las distribuciones de energía como las angulares predichas, se normalizaron arbitrariamente a los datos para permitir una mejor comparación de las formas.

En la figura 14, los rendimientos relativos de los residuos de evaporación, expresados como porcentaje de la sección eficaz de fusión extraída de las mediciones, se comparan con los rendimientos predichos por los cálculos de Monte Carlo Hauser-Feshbach, a cinco diferentes energías de bombardeo. El razonable acuerdo entre los rendimientos observados y calculados

para un amplio rango de energías  $E_{lab}=86.-180.MeV$ , sugiere la formación de un núcleo compuesto en equilibrio estadístico. Sin embargo, es importante comentar que algunas diferencias entre el experimento y los cálculos de LILITA pueden originarse parcialmente en las incertezas de los parámetros usados en el programa, tales como los de la densidad de niveles, momentos de inercia, radios, etc., así como también en las aproximaciones usadas en el mismo, por ejemplo, aproximación de 'sharp cutoff', fórmula de un gas de Fermi para la densidad de niveles, etc..

Como puede verse en la figura 9, los espectros de energía correspondientes a los iones de oxígeno, nitrógeno y carbono exhiben una forma de doble pico, uno a energías bajas (Ecentroide  $\sim 50MeV$ ), típico de los residuos de evaporación y otro a energías más altas, el cual tiene un centroide característico de la velocidad del proyectil (Ecentroide  $\sim 120MeV$ ). Las líneas punteadas en la figura 9 indican la forma en que ambas componentes (Fusión y reacción directa) fueron separadas. La componente de la reacción directa contiene contribuciones de las reacciones de dos cuerpos, en las cuales uno ó más nucleones son transferidos o son emitidos por el proyectil después de haber sido excitado en una colisión periférica. Similarmente a como se hizo para las componentes de fusión, estas componentes de alta energía puede integrarse sobre energía y luego sobre ángulo, obteniéndose de esta forma las secciones eficaces de la reacción directa. La tabla III muestra las contribuciones a la sección eficaz de la reacción directa de los iones con  $Z=5-8$  a las cinco energías de bombardeo medidas. En el caso de que los fragmentos detectados no hayan sido contados dos veces y que ningún

producto de reacción se haya perdido debido por ejemplo, a los umbrales de detección, entonces, la suma de la sección de fusión,  $\sigma_{fus}$ , y la sección eficaz de la reacción directa,  $\sigma_D$ , deberían dar la sección eficaz total de reacción,  $\sigma_R$ . En la tabla IV se presenta un resumen de los resultados extraídos para  $\sigma_{fus}$ ,  $\sigma_D$  y  $\sigma_R$  a las cinco energías de bombardeo medidas.

Haciendo un ajuste de los datos experimentales de la dispersión elástica mediante el uso del modelo óptico, se obtuvo la sección eficaz total de reacción,  $\sigma_R(O.M.)$ . La tabla IV incluye también los parámetros usados en esos cálculos. Como se tiene datos completos de la dispersión elástica a dos energías de bombardeo, 103.8 y 161.3 MeV, se realizaron los cálculos del modelo óptico manteniendo todos los parámetros fijos menos la profundidad del potencial imaginario,  $W_I$ , el cual se varió hasta obtener el mejor ajuste de los datos a las dos energías mencionadas. Para las energías restantes se usó un potencial imaginario dependiente de la energía de bombardeo deducido de los ajustes anteriores. Como puede observarse comparando las columnas 5 y 6 de la tabla IV, se obtuvo un acuerdo razonablemente bueno entre las secciones eficaces de reacción extraídas experimentalmente y las obtenidas a través del modelo óptico.

### III. B. 2. DISCUSION

La discusión sobre las reacciones de fusión generalmente se presenta en términos de limitaciones en la sección eficaz de fusión o de limitaciones en el momento angular crítico para fusión. El problema es entender si son las propiedades del canal

de entrada o las del núcleo compuesto las que juegan el papel dominante en las limitaciones observadas en la  $\sigma_{fus}$  a energías intermedias y altas. Por consiguiente, los resultados presentes en el sistema  $14N+13C$  a  $E_{cm}=41-87MeV$  se discutirán junto con datos experimentales en el mismo sistema a energías bajas ( $E_{cm}=15-30MeV$ ) [8] y en los canales  $15N+12C$ ,  $16O+11B$  y  $17O+10B$ , tomados de la literatura [8,9,40,41].

En la figura 16, la sección eficaz de fusión del sistema  $14N+13C$  está graficada versus  $1/E_{cm}$ . Los puntos corresponden a las mediciones presentes mientras que los cuadrados son los de la referencia 8. La curva sólida dibujada a través de los puntos experimentales es el resultado de un ajuste de los mismos con el modelo de Glas-Mosel. Los valores de los parámetros deducidos en el cálculo son:  $r_{cr}=1.18fm$ ,  $V_{cr}=-1.4MeV$ ,  $r_b=1.45fm$ ,  $U_b=6.7MeV$  y  $\hbar\omega=2.0MeV$ . Una característica importante mostrada en la figura 16, es la caída de la  $\sigma_{fus}$  a la energía más alta medida. La línea punteada que interseca el origen de coordenadas muestra la tendencia esperada de la  $\sigma_{fus}$  en función de  $1/E_{cm}$  para un momento angular constante de  $\sim 27.8\hbar$ . Esto indicaría la saturación del momento angular con el incremento de la energía. Parece razonable entonces, asociar este momento angular límite,  $J_{max}$ , con propiedades asintóticas del núcleo compuesto, como por ejemplo el valor del momento angular para el cual la barrera de fisión es cero y que generalmente se conoce como el límite de la gota líquida. En consecuencia, este efecto se puede tomar como evidencia en favor de la existencia de un máximo momento angular que puede soportar una gota líquida en rotación, como se encontró en los núcleos  $26Al$  [10] y  $24Mg$  [42]. Más aún, el valor

de 27.8ñ extraído concuerda con el valor predicho por el modelo de la gota líquida rotante de Cohen et al. [20].

Otra forma conveniente de estudiar las limitaciones en fusión es transformar las  $\sigma_{fus}(E_{cm})$  medidas, en una representación completamente equivalente,  $E^*(l_{cr})$ , mediante la conocida expresión para la sección de fusión en la aproximación de 'sharp cut-off' (Expresión 9) y la ecuación 3. En esta representación,  $E^*(l_{cr})$ , los datos experimentales de fusión forman bandas, una banda por cada diferente canal de entrada que puebla el mismo núcleo compuesto. Antes de seguir adelante con la discusión, conviene señalar, como lo hicieron recientemente Chan et al. [40], que cuando se trata de estudiar los efectos de limitaciones del núcleo compuesto, es más apropiado extraer el momento angular de la siguiente expresión,

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi k^2}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{J=0}^{J_{cr}} (2J+1) \sum_{s=|I-i|}^{I+i} \sum_{\ell=|J-s|}^{J+s} \theta(\ell_g - \ell) \quad (18)$$

en la cual se requiere el corte sobre el momento angular total,  $J$ , en lugar de la expresión (9), en la que la condición es sobre el momento angular orbital,  $\ell$ . En la expresión anterior,  $\theta$  es la usual función escalón,  $i$  e  $I$  son los espines del proyectil y del blanco,  $S$  es el espín del canal y  $\ell_g$  denota el momento angular de 'grazing' del canal de entrada. El requerimiento  $\ell < \ell_g$  asegura que solo ondas parciales menores que la onda parcial de 'grazing' puedan contribuir a la fusión completa. Esta condición se muestra explícitamente en (18), de tal forma que para  $J < J_{cr}$  los términos con  $\ell = J+S$  mayor que  $\ell_g$  no son incluidos en la suma. En la literatura generalmente los valores de  $J_{cr}$  obtenidos a

partir de la expresión (9) se citan aún para sistemas con espines de canal distinto de cero, pero como se señala en la referencia 39, es más apropiado usar los  $J_{cr}$  extraídos de (18), cuando se trata de comparar los efectos de las limitaciones del núcleo compuesto. Sin embargo, es también cierto que la diferencia entre  $\ell_{cr}$  y  $J_{cr}$  es solo importante cuando los espines de los núcleos interactuantes son grandes y a energías bajas. En el caso presente,  $^{14}\text{N}(i=1)+^{13}\text{C}(I=1/2)$  a  $E_{cm}=41-87\text{MeV}$ ,  $\ell_{cr}$  y  $J_{cr}$  son iguales.

El núcleo  $^{27}\text{Al}$  se ha estudiado a través de otros canales de entrada accesibles experimentalmente:  $^{16}\text{O}+^{11}\text{B}$ ,  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ ,  $^{17}\text{O}+^{10}\text{B}$  y  $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$  a energías bajas ( $E_{cm}<30\text{MeV}$ ) [8,9], y más recientemente se han publicado mediciones a energías altas en los dos últimos sistemas citados [40,41]. En la figura 17 se presentan todos los datos experimentales disponibles junto a los resultados de las mediciones presentes, en el espacio  $E^*$  versus  $\ell_{cr}$ . Cálculos del modelo de Glas-Mosel se efectuaron individualmente para cada canal de entrada ajustando los respectivos puntos experimentales. Los parámetros extraídos del ajuste se presentan en la tabla V y los resultados de los cálculos están graficados en la figura 17.

De la comparación de las diferentes bandas de fusión que pueblan el núcleo compuesto  $^{27}\text{Al}$  mostradas en la figura 17, dos diferentes regímenes de energía parecen estar bien definidos. A energías de excitación por debajo de  $60\text{MeV}$ , las bandas de fusión son paralelas y están desplazadas una respecto de la otra por las diferencias en las energías de separación  $Q_i$  de cada canal. El efecto dominante es la penetración mecánico cuántica de la



barrera de interacción. La tendencia de los datos de todos los canales en este régimen de energía, se pueden reproducir bastante bien con el modelo de Glas-Mosel usando parámetros de barrera  $r_b$  y  $U_b$  muy similares (Ver tabla V). Un comportamiento completamente análogo de las secciones eficaces de fusión a energías bajas se ha publicado recientemente para los sistemas  $^{10}\text{B}+^{13}\text{C}$  y  $^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$  [43]. Las limitaciones impuestas por los valores  $Q$  pueden ser un factor extremadamente importante como se demostró en la comparación de los sistemas  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  y  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [42]. La característica sobresaliente de los datos presentados en la figura 17 es que por arriba de 60MeV de energía de excitación, todas las bandas de fusión convergen para formar una sola curva, en consecuencia, la limitación en la sección eficaz de fusión parece depender de las propiedades del núcleo compuesto. Recientemente en un estudio del sistema  $^{17}\text{O}+^{10}\text{B}$  [40] se sugirió explicar este efecto en términos de la línea estadística de Yrast mediante los modelos de Lee et al. [15] y de Vandenbosh y Lazzarini [14]. Siguiendo los tratamientos mencionados, sin embargo, los parámetros extraídos ajustando los datos experimentales difieren significativamente de aquellos presentados en las publicaciones originales. En el modelo de Lee et al. los parámetros son  $r_0=1.45\text{fm}$  y  $Q=25\text{MeV}$  en lugar de  $1.2\text{fm}$  y  $10\text{MeV}$  extraídos para otros sistemas; y en el cálculo del modelo de Vandenbosh-Lazzarini los valores son  $r_0=1.45\text{fm}$  y  $\mu_D=500$  en lugar de  $1.16\text{fm}$  y  $1$  respectivamente, como se sugiere en la referencia 14.

Para ilustrar adicionalmente la limitación impuesta por el núcleo compuesto, los datos obtenidos en el Oak Ridge National

Laboratory en  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  (Mediciones presentes),  $^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$  [41] y  $^{17}\text{O}+^{10}\text{B}$  [40] se muestran en la figura 1B en un gráfico  $E^*$  versus  $J(J+1)$ . La línea recta dibujada a través de los datos es un ajuste de cuadrados mínimos de  $E^* = E_0 + (\hbar^2/2\mathcal{I})J(J+1)$ , donde la cabeza de banda  $E_0 = 27.4\text{MeV}$  y el momento de inercia  $\mathcal{I}\hbar^2 = 5.5\text{MeV}^{-1}$ . Es importante señalar que el valor de  $\mathcal{I}\hbar^2$  extraído es esencialmente el mismo que el obtenido en un análisis de la anchura coherente de los estados del  $^{27}\text{Al}$  a través de la reacción  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N},\alpha)$  a energías bajas [44], siendo ésta una clara indicación de que el momento de inercia es el del núcleo compuesto.

III. C. FUSION Y REACCIONES PERIFERICAS EN LOS SISTEMAS  
20Ne+20Ne Y 20Ne+16O

III. C. 1. ANALISIS DE LOS DATOS. RESULTADOS.

Las figuras 19 y 20 muestran ejemplos típicos de espectros bidimensionales  $E$  vs.  $\Delta E$  resultantes del bombardeo de haces de 20Ne sobre 20Ne y 16O respectivamente. Estos espectros exhiben con claridad la manera en que se distribuye la intensidad de las reacciones. Los residuos de evaporación, especialmente los fragmentos con  $Z > 10$ , están concentrados en una región de la matriz  $E-\Delta E$  bien separados de los productos de las reacciones periféricas ( $Z < 10$ ). La resolución del contador telescópico es lo suficientemente buena para identificar diferentes productos de reacción, por ejemplo desde los isótopos de carbono ( $Z=6$ ) hasta los de cloro ( $Z=17$ ). Estas figuras, las cuales presentan los datos correspondientes a los ángulos más delanteros, exhiben algunas características ausentes en datos tomados a ángulos ligeramente mayores. La intensidad de la dispersión elástica introduce una banda horizontal y otra vertical como puede verse en las figuras 19 y 20. La banda  $E$  constante es el resultado de efectos de disminución y de apilamiento de los pulsos  $E$ ; ambos efectos están relacionados con la tasa de conteo. La banda  $\Delta E$  constante aparece porque las partículas son retrodispersadas en el detector de Si causando la colección incompleta de la carga. De matrices similares a las mostradas en las figuras 19 y 20, se extraen espectros de energía de cada uno de los productos de reacción de ambos sistemas, a cada ángulo y a cada una de las energías de

bombardero medidas. Todos los espectros presentados en las figuras 21, 22, 30 y 31 ya tienen su energía corregida por las pérdidas sufridas al atravesar el gas y la ventana de salida de la celda gaseosa. El estudio y el análisis de esos espectros de energía tiene un papel crucial en la identificación y en la separación, en donde fuera posible, de los productos que emergen de los diferentes mecanismos de reacción.

#### a. Fusión

Espectros de energía de los productos con  $Z > 10$  emergentes de las colisiones de  $20\text{Ne} + 20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne} + 16\text{O}$  a  $156\text{MeV}$  de energía de bombardeo y a un ángulo de  $\sim 6^\circ$  en el laboratorio, se muestran en las figuras 21 y 22. Los histogramas representan las distribuciones de energía simuladas por el código LILITA para los fragmentos resultantes del decaimiento estadístico de los núcleos compuestos  $40\text{Ca}$  y  $36\text{Ar}$ , vía la evaporación de partículas livianas. Los centroides y las anchuras de las distribuciones obtenidas experimentalmente se reproducen muy bien con los cálculos, demostrando la correcta identificación de estos productos de reacción.

Si se integran los espectros de energía medidos a cada ángulo pueden obtenerse las distribuciones angulares de cada uno de los residuos de evaporación. Las figuras 23 y 24 muestran que la forma de las distribuciones angulares medidas (Puntos) y calculadas (Histogramas) concuerdan muy bien. Debemos mencionar, sin embargo, que en las figuras 21-24 tanto los espectros de energía como las distribuciones angulares calculadas se normalizaron los datos experimentales para facilitar la

comparación de sus formas.

Las contribuciones de cada residuo de evaporación con  $Z > 10$  a la sección eficaz de fusión se extraen integrando las correspondientes distribuciones angulares. Las tablas VIa y VIb presentan los resultados de  $\sigma_Z$  (en mb) como función de la energía de bombardeo para los sistemas  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  y  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ .

Los rendimientos de cada elemento expresados en porcentaje de la sección eficaz de fusión se pueden comparar con las predicciones del modelo estadístico (LILITA), y así observar si la desexcitación del núcleo compuesto es consistente con el decaimiento en equilibrio. Tales comparaciones de los diagramas de decaimiento del  $^{40}\text{Ca}$  y del  $^{36}\text{Ar}$  se muestran en las figuras 25 y 26 respectivamente, a diferentes energías de excitación. Puede observarse que el máximo y la dispersión de cada distribución experimental (Barras) se reproducen razonablemente bien por los cálculos (Histogramas). Otra manera de presentar los mismos resultados consiste en graficar los rendimientos de cada residuo por separado como función de la energía de bombardeo, con el objeto de observar como evoluciona la población de cada elemento con la energía de excitación del núcleo compuesto. La figura 27 muestra que la tendencia general de los datos experimentales (Puntos) concuerdan bastante bien con los cálculos (Línea) en el sistema  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  para energías de bombardeo desde 68 MeV hasta 156 MeV.

Un factor que debemos considerar en nuestro análisis es la presencia de una componente importante de eventos deep inelastic, especialmente en los espectros a la energía más alta

(Elab $\sim$ 156MeV). La figura 28 muestra los espectros de  $^{160}\text{Zn}$  y  $^{24}\text{Mg}$  producidos simulando la reacción  $^{20}\text{Ne}(^{20}\text{Ne},^{160}\text{Zn})^{24}\text{Mg}$  con una distribución de valores  $Q$  centrada alrededor de  $-50\text{MeV}$  y con una anchura de  $20\text{MeV}$ ; dos soluciones cinemáticas, una a energía alta y la otra a energía baja (Retroceso), están presentes en los espectros. Aunque la mayor parte del  $^{24}\text{Mg}$  producido se espera decaiga al  $^{20}\text{Ne}$  vía la emisión de una partícula  $\alpha$ , la forma de los espectros de energía medidos para  $Z=12$  y  $Z=11$  (Figuras 21 y 22) es indicativa de la presencia de tales componentes deep inelastic. El predominio de la componente de los residuos de evaporación hace imposible la extracción de las otras componentes de los espectros de energía; este hecho puede explicar porque los rendimientos de los residuos de evaporación con  $Z=12$  son grandes a las energías más altas ( $140$  y  $156\text{MeV}$ ) en ambos sistemas (Ver figuras 25 y 26). A energías más bajas, diversos factores hacen que la separación entre los diferentes mecanismos de reacción sea más fácil y también menos crítica. Por ejemplo, el rendimiento de los residuos de evaporación con  $Z=12$  es menor a energías de bombardeo más bajas y el valor  $Q$  promedio de la componente deep inelastic es menos negativo. La figura 29 muestra el espectro de energía de  $Z=12$  obtenido para  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  a una energía de bombardeo de  $117\text{MeV}$  y a un ángulo de laboratorio de  $6^\circ$ ; aquí la separación entre residuos de evaporación y las otras componentes es más directa.

Las tablas VIIa y VIIb presentan las secciones eficaces de los residuos de evaporación con  $Z>10$ ,  $\sigma_{ER}$ , extraídas en  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  y  $^{20}\text{Ne}+^{160}\text{Zn}$  a cinco energías de bombardeo diferentes. Las  $\sigma_{fus}$  incluyen las  $\sigma_{ER}$  pero corregidas por los rendimientos

de los residuos con  $Z < 10$ , estimados mediante los cálculos del modelo estadístico (LILITA). (Los espectros de energía de los isótopos de neón no son 'limpios' debido a la distorsión producida por la dispersión múltiple del haz en las aperturas colimadoras y en la propia celda gaseosa.)

#### b. Procesos periféricos

Las figuras 30 y 31 muestran los espectros de energía de los productos de reacción con  $Z < 10$ , tomados al bombardear con haces de  $^{20}\text{Ne}$  de 156 MeV blancos de  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  respectivamente. Puede verse claramente en las figuras 19 y 20 que la mayoría de las partículas con las velocidades del haz están concentradas en fragmentos con  $Z < 10$ . Las distribuciones angulares del rendimiento total de la reacción para las partículas con  $6 \leq Z \leq 9$  se muestran en las figuras 32 y 33; se observa un cambio en la pendiente en muchas de las distribuciones angulares, lo cual es indicativo de la contribución de dos procesos diferentes al rendimiento total. Los espectros de energía de los isótopos de oxígeno ( $Z=8$ ) revelan características similares a las observadas en el estudio de reacciones inducidas por  $^{20}\text{Ne}$  sobre  $^{40}\text{Ca}$  y  $\text{Ni}$  [45,46]. El grupo de alta energía está centrado a una energía promedio correspondiente a la velocidad del haz; en su mayoría, estos eventos se producen probablemente por la excitación inelástica del proyectil y su decaimiento subsecuente. El grupo de baja energía tiene valores  $Q$  muy negativos ( $-50\text{MeV}$ ) pero una masa demasiado pequeña para ser residuos de evaporación. La figura 34a muestra un espectro de oxígeno medido en la reacción  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$  a una energía de bombardeo de 156 MeV y a un ángulo del laboratorio de  $6^\circ$ . Ambas componentes se separaron

usando curvas gaussianas. La distribución angular del rendimiento total de oxígeno (Círculos llenos) se exhibe en la figura 34b; los círculos abiertos representan la distribución angular correspondiente a la componente deep inelastic. Los errores reflejan la incertidumbre en la forma exacta del espectro de la componente de baja energía. La línea punteada es una distribución angular  $1/\sin\theta_{cm}$  (Transformada al sistema del laboratorio) para una reacción de dos cuerpos con un valor  $Q$  de  $-50\text{MeV}$ . Espectros similares al presentado en la figura 34a permiten integrar separadamente los productos resultantes del decaimiento del proyectil y los provenientes de otros procesos con valores  $Q$  muy negativos. En los espectros de carbono no hay casi contribución alguna que corresponda a núcleos de  $^{12}\text{C}$  con velocidades cercanas a las del proyectil, y además, como puede observarse en las figuras 32 y 33, la contribución total del espectro de carbono no muestra la componente a ángulos delanteros más allá de lo esperado por el comportamiento  $1/\sin\theta_{cm}$ . El proceso de fusión-fisión para  $A_{cn}=36$  y  $40$  es bastante improbable que tenga secciones eficaces grandes. Esta componente puede atribuirse a la formación y el decaimiento de un complejo dinuclear rotante que tiene una vida larga. Este proceso se conoce en la literatura como 'orbiting'. Comportamientos similares se observaron en otros sistemas en la misma región de masas [46-50]. Estudios previos del fenómeno de orbiting así como también los datos presentes muestran una fuerte dependencia con la energía. La sección eficaz y la magnitud del valor  $Q$  correspondiente a la componente deep inelastic crecen con la energía de bombardeo.



Las tablas VIIa y VIIb incluyen también las secciones eficaces de los procesos periféricos  $\sigma_D$  de los sistemas  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a todas las energías medidas y la sección eficaz del proceso de orbiting  $\sigma_{DIC}$  a la energía más alta.

La dispersión elástica de  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a diferentes energías de bombardeo se muestran en la figura 35. Los puntos experimentales están integrados sobre una apertura angular de casi 2 grados en el sistema centro de masa, consecuentemente no se intentó obtener un ajuste preciso de los mismos. Sin embargo, se espera que potenciales ópticos globales del tipo de los discutidos por Satchler et al. [51] y DeVries et al. [52] proveerán una descripción adecuada de la pendiente de  $\sigma_{Ruth}$ , en donde la sección eficaz elástica se separa del valor de Rutherford. Las líneas sólidas en la figura 35 representan las secciones eficaces elásticas calculadas en particular con el potencial H13 de la referencia 51. Estos cálculos describen pendiente de los datos experimentales mostrando que tal conjunto de potenciales estiman adecuadamente la mayor parte de la absorción; sin embargo, los detalles finos dependen del acoplamiento a los particulares canales de salida directos y probablemente requiera la inclusión de términos de absorción en superficie con el objeto de ajustar cada distribución angular. Nuestros datos, sin embargo, no justifican tal tratamiento. La tabla VIII presenta los parámetros de los potenciales ópticos usados en los cálculos e incluye un resumen de las secciones eficaces totales de reacción  $\sigma_{R(O.M.)}$  obtenidas con el potencial H13 para ambas sistemas a todas las energías medidas. Estas secciones pueden compararse con las secciones eficaces de

reacción extraídas experimentalmente  $\sigma_R(\text{Exp})$ , resultantes de la suma de  $\sigma_{\text{fus}}$  y de  $\sigma_D$  (Ver tablas VIIa y VIIb).

### III. C. 2. DISCUSION

Nuestros datos de las secciones eficaces de fusión correspondientes a  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$  como función de la  $E_{\text{cm}}$ , se presentan en las figuras 36 y 37 respectivamente, junto con los resultados de mediciones para otros canales de entrada que conducen a los mismos núcleos compuestos ( $A_{\text{cn}}=40$  y  $36$ ). En el caso de  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  se dispone de datos en los sistemas  $12\text{C}+28\text{Si}$  [53,54,55] y  $16\text{O}+24\text{Mg}$  [56] estudiados en una región de energías bajas,  $E_{\text{cm}} < 30\text{MeV}$ ; estos datos empalman suavemente con los nuestros (Figura 36). En cambio, en el sistema  $20\text{Ne}+16\text{O}$ , nuestros datos (Círculos llenos) y aquellos publicados recientemente por Xapsos et al. [57] (Cuadrados llenos) difieren en forma significativa en la magnitud de  $\sigma_{\text{fus}}$  a la energía donde las mediciones se traslapan; más aún, sus datos de la sección eficaz total de reacción (Cuadrados abiertos) resultan bajos en comparación con nuestros datos de fusión aunque hay cierto traslape dentro de los errores asignados. La causa de esta discrepancia no es clara y tendrá que resolverse; debido a esto no pudimos usar sus datos en nuestros intentos de ajustar la sección de fusión en el marco del modelo de Glas-Mosel. En la figura 37 también se incluyen los datos de fusión correspondientes al  $12\text{C}+24\text{Mg}$  [55,58].

Para examinar adicionalmente los datos de fusión presentes se realizaron cálculos de modelos de canal de entrada [11,12]. En la descripción de Glas-Mosel se adoptó usar como

parámetros de la barrera de interacción,  $r_b$  y  $U_b$ , los valores obtenidos a partir del estudio sistemático publicado por Kovar et al. [9]. Los resultados del cálculo para el  $20\text{Ne}+16\text{O}$  se presentan en la figura 38. En nuestro ajuste excluimos el punto a la energía más alta, en donde la caída observada en la sección eficaz de fusión puede atribuirse a un efecto de saturación del momento angular. En este caso aparentemente el momento angular máximo con que puede poblarse al  $36\text{Ar}$ , vía el canal de entrada  $20\text{Ne}+16\text{O}$ , está limitado a  $J_{\text{max}} \sim 29\hbar$ ; este valor difiere en, aproximadamente  $7\hbar$  del predicho por el modelo de la gota líquida rotante. Las secciones eficaces de fusión experimentales del  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  se muestran en la figura 39 junto a la mejor descripción de los datos por el modelo de Glas-Mosel (Línea sólida). Los valores de los parámetros usados en estos cálculos se listan en la tabla V; la misma incluye también los parámetros de Glas-Mosel extraídos para los sistemas  $14\text{N}+13\text{C}$  (Trabajo presente),  $17\text{O}+10\text{B}$  [8,40],  $12\text{C}+15\text{N}$  [9,41],  $16\text{O}+10\text{B}$  [8],  $14\text{N}+12\text{C}$  y  $16\text{O}+10\text{B}$  [10], y  $14\text{N}+10\text{B}$  [42], al solo efecto de comparación. Inspeccionando la tabla V se puede observar que mientras los parámetros de la barrera de interacción,  $r_b$  y  $U_b$ , siguen aproximadamente un comportamiento regular acorde con la sistemática de la referencia 9, los valores de  $r_{\text{cr}}$  y  $U_{\text{cr}}$  no siguen tendencia sistemática alguna; más aún para  $r_{\text{cr}}$  existen drásticas desviaciones por arriba y por debajo del valor nominal de  $1.0\text{fm}$  [2], como por ejemplo,  $r_{\text{cr}}=1.35\text{fm}$  para  $16\text{O}+10\text{B}$  [10] y  $r_{\text{cr}}=0.79\text{fm}$  para  $16\text{O}+27\text{Al}$  [59]. Este comportamiento indica que la sección de fusión a energías altas muestra cambios importantes con respecto a la adición o remoción de nucleones del blanco o del proyectil, y por lo tanto esto debería tomarse como

evidencia de la fuerte influencia de ciertos efectos microscópicos en el proceso de fusión.

Las figuras 38 y 39 también exhiben el comportamiento de la sección de fusión predicha por el modelo de Bass para los dos sistemas,  $20\text{Ne}+16\text{O}$  y  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  (Líneas punteadas). En estos cálculos se usó el potencial nuclear empírico (Expresión 11) y los radios críticos se obtuvieron a partir de datos de dispersión elástica de electrones [60]. El acuerdo entre la teoría y los datos experimentales es satisfactorio en ambos sistemas; sin embargo, para el  $20\text{Ne}+16\text{O}$  el modelo predice la saturación del momento angular a  $35\hbar$  mientras que del experimento resulta aparente el valor de  $29\hbar$ ; en cambio, en el caso de  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  el momento angular límite predicho es de  $39\hbar$  mientras que de la figura 39 se ve que experimentalmente no se alcanzó todavía ese límite. En general el modelo de Bass describe muy bien sistemas pesados mientras que falla en predecir el comportamiento de las funciones de excitación de sistemas livianos ( $A_1+A_2 \ll 32$ ) [9], tales como el  $14\text{N}+13\text{C}$  estudiado en un capítulo anterior.

En resumen, podemos afirmar que el comportamiento de la sección de fusión como función de la energía de bombardeo en los sistemas  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$ , se describe bastante bien por modelos macroscópicos (Glas-Mosel, Bass). Estos no incluyen ingrediente alguno de la estructura microscópica de los núcleos interactuantes lo cual requeriría de un tratamiento más sofisticado y además debería tomarse en cuenta la competencia entre la fusión y otros canales de reacción importantes en la región de altas energías.

Para analizar y discutir los presentes datos en  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a la luz de las limitaciones a la fusión debido a propiedades del núcleo compuesto sería necesario compararlos con datos de otros canales de entrada que pueblen el  $40\text{Ca}$  y el  $36\text{Ar}$  a similares energías de excitación. Presentamos anteriormente los datos existentes en  $12\text{C}+28\text{Si}$ ,  $16\text{O}+24\text{Mg}$  y  $12\text{C}+24\text{Mg}$ , sin embargo estos han sido estudiados a energías más bajas lo cual hace irrelevante una comparación.

### III. D. EMISION DE PARTICULAS ALFA EN LA REACCION $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$

A  $E(^{14}\text{N})=180\text{MeV}$

#### III. D. 1. INTRODUCCION

Experimentos y estudios teóricos indican que la emisión de partículas livianas en reacciones con iones pesados es una herramienta importante en el análisis de mecanismos de reacción. Especialmente, técnicas de coincidencias entre partículas livianas ( $Z \leq 2$ ) y fragmentos pesados ( $Z > 2$ ) pueden emplearse para explorar cuestiones tales como: la existencia de fenómenos de no-equilibrio, los factores limitantes de la fusión, la evolución temporal de las colisiones nucleares y el mecanismo de disipación de la energía [61-71].

En este trabajo se presentan los resultados de mediciones de la emisión, de partículas  $\alpha$  sobre un amplio rango angular, incluyendo ángulos cercanos a cero grados, en las reacciones de  $^{14}\text{N}$  a una energía de 180 MeV con  $^{12}\text{C}$ . De la comparación de los espectros de energía y de las correlaciones angulares obtenidas experimentalmente con las predicciones del modelo estadístico, se concluye que la emisión de partículas  $\alpha$  en coincidencia con fragmentos con  $Z \geq 7$  es consistente con la formación del núcleo compuesto  $^{26}\text{Al}$  completamente en equilibrio el cual decae estadísticamente. Este estudio detallado de los residuos de evaporación en el sistema  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  revela que no hay contribuciones significativas de fenómenos de preequilibrio [66-68] ni componentes de fusión incompleta [30,31,69], procesos que, en contraste fueron observados cuando se bombardearon blancos más pesados ( $A \geq 27$ ) con haces de  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  o  $^{20}\text{Ne}$  aún a

energías de 5MeV/nucleón, menores que los 12.8MeV/nucleón usados en el presente experimento.

### III. D. 2. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Con haces de  $^{14}\text{N}$  a una energía de 180MeV extraídos del ciclotrón isócrono del Oak Ridge National Laboratory, se bombardearon blancos autosoportados de  $^{12}\text{C}$  con espesores de  $115\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Productos de reacción con  $Z \geq 2$  se detectaron con dos contadores telescópicos, ambos consistentes de detectores de Si de barrera superficial, con espesores de  $10\mu\text{m}$  y  $2000\mu\text{m}$  para cada uno de los elementos  $\Delta E$  y E respectivamente. Estos contadores se ubicaron a  $+9^\circ$  y  $-9^\circ$  respecto de la dirección del haz, para mejorar la eficiencia y la calidad de las mediciones. Cada telescopio sustituye un ángulo sólido de  $\Delta\Omega = 0.3\text{msr}$  y una apertura angular de  $\Delta\theta = 1.4^\circ$ . Con el objeto de medir las correlaciones angulares de fragmentos pesados con partículas livianas, otros cinco telescopios E- $\Delta E$  con espesores apropiados para optimizar la detección de partículas  $\alpha$ , se ubicaron en el plano de reacción cubriendo en mediciones sucesivas un amplio rango angular, desde  $-62$  hasta  $+45$ . Dos de los contadores de partículas  $\alpha$ , con  $\Delta\Omega = 0.15\text{msr}$  y  $\Delta\theta = 0.8^\circ$ , se ubicaron a ángulos muy delanteros,  $+4^\circ$  y  $-4^\circ$ , con el propósito de observar posibles contribuciones de fenómenos de no-equilibrio o de fusión incompleta, las cuales, para el sistema bajo estudio, deberían estar realizadas a ángulos cercanos a cero grado. Un esquema del montaje de los contadores se muestra en la figura 40. Los detectores de partículas livianas ubicados a  $\pm 4^\circ$ , sirvieron además como monitores de la dirección del haz y los contadores

de fragmentos pesados ubicados a  $\pm 9^\circ$ , permitieron un chequeo doble de los resultados obtenidos en las secciones eficaces.

Sumo cuidado se prestó en la normalización de la sección eficaz de coincidencia, para lo cual se tomó en cuenta la corriente integrada del haz colectada en una caja de Faraday, el espesor del blanco y los ángulos sólidos de los detectores.

Un conjunto de módulos electrónicos convencionales tipo NIM (Nuclear Instrument Module) amplifican las señales analógicas de los detectores y generan las señales lógicas necesarias para seleccionar los eventos coincidentes. La figura 41 presenta un diagrama simplificado y esquemático de la electrónica usada en el experimento. Debido a limitaciones de espacio solo se muestran las secciones de amplificación de tres detectores (Un  $\Delta E$ , un E de iones pesados y un E de partículas livianas). El resto de las señales se designan mediante flechas sobre ciertas partes del diagrama. Cada una de las señales  $\Delta E$  y E provenientes de los preamplificadores (PRE) entran a amplificadores lineales (LA) y de allí van directamente a los ADC (Analog to Digital Converter) tipo CAMAC (Computer Automated Measurement And Control). Por otro lado, cada una de las señales E pasa por un TFA (Timing Filter Amplifier) y luego por un CFD (Constant Fraction Discriminator) proveyendo la señal rápida necesaria para determinar los eventos coincidentes. Estos están definidos en las unidades 'OR' y 'AND' cuando: a) se disparan simultáneamente uno cualquiera de los contadores de iones pesados y alguno de los contadores de partículas livianas, b) se disparan al mismo tiempo los dos contadores de iones pesados. Con el objeto de conocer la relación temporal de los eventos



coincidentes, cada contador tiene asociado una señal definida a través de los TDC (Time to Digital Converter) tipo CAMAC, que mide el tiempo transcurrido entre el instante en que el haz del ciclotrón golpea al blanco y el momento en que la partícula es detectada. La señal de partida de los TDC entonces, la da la señal de radio frecuencia (RF) del acelerador (Frecuencia=10MHZ, período=100ns) y las señales lógicas de parada generadas en discriminadores (DISC) son independientes para cada contador. Al mismo tiempo, esas señales lógicas van a un DCB (Discriminator Coincidence Buffer) el cual genera un 'bit pattern' que le dice a la computadora cuales detectores se dispararon. Mediante compuertas y generadores de retardo (Gate & Delay Generator) se obtienen las señales 'strokes' de los ADC y del DCB, las cuales le comunican a la interface cuando debe leer el contenido de los mismos. La interface, conocida con el nombre de 'Event Handler' (Manipulador de eventos), fue desarrollado por D.C. Hensley [72] y constituye el corazón del sistema de adquisición de datos. El 'EH' está compuesto de un procesador programable físicamente independiente de CAMAC, y de un 'controlador' auxiliar que se comunica con el procesador. La función principal del 'EH' consiste en leer los parámetros de una lista de direcciones CAMAC (ADC, TDC y DCB) especificadas en su programa, almacenar el contenido y una vez que se haya llenado suficientemente, transferirlos en bloque a la computadora. En el experimento presente, se usó la computadora Perkin Elmer 3220 perteneciente al Holifield Heavy Ion Research Facility como sistema de adquisición y análisis de datos. La información se almacenó evento por evento en cinta magnética y en disco. El análisis de los datos se realizó mediante un conjunto de programas los

cuales permiten seleccionar los eventos colocando 'ventanas' apropiadas, construir histogramas bidimensionales ( $E-\Delta E$ ,  $E_{HI}-E_{LE}$ ), hacer proyecciones, visualizar los espectros resultantes en terminales gráficas y dibujarlos en un graficador.

### III. D. 2. RESULTADOS. CALCULOS. DISCUSION.

En la búsqueda de evidencias de procesos de no-equilibrio o de fusión incompleta en las reacciones producidas por el bombardeo de  $^{12}\text{C}$  con haces de  $^{14}\text{N}$  a una energía de 180 MeV ( $\sim 12.8 \text{ MeV/nucleón}$ ), se midieron coincidencias entre fragmentos con  $Z \geq 7$  y partículas  $\alpha$ ; los datos experimentales se analizaron comparándolos con las predicciones del modelo estadístico.

El modelo estadístico constituye la herramienta más apropiada para estudiar desviaciones de la emisión en equilibrio, sobre todo cuando se espera que la evaporación de partículas de un núcleo compuesto sea el mecanismo de reacción dominante [70,71]. La tarea resulta aún más dificultosa cuando el núcleo compuesto formado tiene energías de excitación por encima del umbral de la emisión de tres o más partículas en cascada. La interpretación correcta de los experimentos requiere entonces de un cálculo cinemático de muchos cuerpos. Una manera de distinguir los procesos que compiten dinámicamente con la fusión completa sería encontrar anomalías en la forma de los espectros de energía y de las correlaciones angulares.

Los cálculos del modelo estadístico se realizaron mediante el código LILITA, el cual simula la desexcitación de un núcleo compuesto térmicamente en equilibrio por la emisión de protones,

neutrones y partículas  $\alpha$ , evaluando la fórmula de Hauser-Feshbach (Expresión 16) y usando el método de Monte Carlo. En la referencia 36 se discuten detalladamente las aproximaciones hechas en los cálculos, así como también la elección de los parámetros usados para la densidad de niveles, los momentos de inercia, los radios de las barreras y los coeficientes de transmisión del modelo óptico. En el primer paso del cálculo se especifica el estado inicial del núcleo compuesto, dando por ejemplo, la energía de excitación y el momento angular, el cual se obtiene a partir de una distribución triangular (Ver figura 2) con un valor de  $J$  crítico de  $26.5\hbar$  extraído de la sección eficaz de fusión medida [7]. Luego, se sigue la historia del  $^{26}\text{Al}$  computando la probabilidad de emisión de una partícula  $i$  (Protones, neutrones y partículas  $\alpha$ ) con momento angular  $\ell_i$ , en cada paso del proceso de desexcitación hasta que no haya energía remanente en el núcleo residual para un posterior decaimiento. El código calcula las velocidades de cada una de las partículas secuencialmente evaporadas y también las del fragmento residual. La distribución angular de las partículas emitidas se evalúan con la expresión mecánico cuántica [27,73] o con la aproximación semiclásica de Ericson-Strutinsky [25]. Se realizaron cálculos con ambas opciones, cuántica y semiclásica, obteniéndose distribuciones angulares similares dentro de un 15%. Cada evento generado por el código especifica la identidad (Carga y masa) y las componentes de la velocidad en el sistema centro de masa de las partículas emitidas en la cascada, del núcleo compuesto y del núcleo residual, además de la energía de excitación y momento angular de estos dos últimos. Los cálculos de Monte Carlo se almacenan evento por evento en disco. Mediante otro

programa de computación, se transforman las velocidades en el sistema centro de masa al sistema del laboratorio, luego, se clasifican los eventos simulando las condiciones geométricas experimentales (Posición de los detectores) para obtener entonces, por ejemplo, los espectros de energía de los fragmentos residuales y de las partículas  $\alpha$ , así como también sus correlaciones angulares.

En la figura 42 se muestran los espectros de energía de los isótopos de oxígeno y de las partículas  $\alpha$  detectadas en coincidencia cuando el ángulo del contador del fragmento pesado es de  $+9^\circ$  y los detectores de partículas livianas están ubicados a  $-15^\circ$ ,  $-4^\circ$ ,  $+4^\circ$  y  $+15^\circ$  respectivamente. Los puntos representan los datos experimentales mientras que los histogramas son las predicciones del modelo estadístico, las cuales están normalizadas arbitrariamente para permitir una mejor comparación. Los cálculos reproducen la forma de los espectros experimentales bastante bien sobre un amplio rango angular pero especialmente a  $-4^\circ$  y  $+4^\circ$ , en donde se esperarían contribuciones de procesos de emisión en preequilibrio o fusión incompleta. Resultados similares a los de la figura 42 se obtienen para todos los fragmentos con  $Z \geq 7$  en coincidencias con partículas  $\alpha$ .

Correlaciones angulares en el plano de reacción entre partículas  $\alpha$  y residuos de evaporación con  $Z \geq 7$  se presentan en la figura 43. El eje de las ordenadas representa la multiplicidad diferencial integrada en energía,  $dM_\alpha/d\Omega_\alpha$  y el eje de las abscisas es el ángulo de detección de las partículas  $\alpha$  en el sistema del laboratorio,  $\theta_\alpha$ . La multiplicidad diferencial indica el número de partículas livianas emitidas por fragmento

dispersado y por unidad de ángulo sólido; se define como:

$$\frac{dM_{\alpha}}{d\Omega_{\alpha}} = \frac{d^2\sigma/d\Omega_{\alpha}d\Omega_{HI}}{d\sigma(Z, \theta_{HI})/d\Omega_{HI}}_s$$

en donde  $d^2\sigma/d\Omega_{\alpha}d\Omega_{HI}$  es la sección eficaz diferencial de coincidencias entre las partículas emitidas ( $\alpha$ ) y los fragmentos pesados (HI) integrada en energía, y  $d\sigma(Z, \theta_{HI})/d\Omega_{HI}$  es la sección eficaz diferencial de los iones pesados detectados en mediciones inclusivas a un ángulo fijo en el laboratorio,  $\theta_{HI}$ . Las correlaciones angulares tienen sus máximos en el lado opuesto de la dirección del residuo de evaporación como resultado de la conservación del impulso; además, se comportan similarmente para los diferentes residuos. Las correlaciones angulares calculadas usando el código LILITA, muestran un excelente acuerdo con los datos experimentales tanto en la forma como en la magnitud de la escala absoluta.

En un reciente estudio de reacciones inducidas por  $^{14}\text{N}$  [64], Bhowmik et al. sugieren que la sección eficaz de coincidencias entre fragmentos pesados y partículas  $\alpha$  puede factorizarse como el producto de las secciones eficaces inclusivas de las dos partículas coincidentes. Basados en esta observación infieren que la reacción procede en dos etapas, primero, se emite la partícula  $\alpha$  y luego, el fragmento remanente reacciona con el blanco. Este análisis implica que los eventos coincidentes no están correlacionados y que las correlaciones angulares fragmentos-partículas  $\alpha$  son simétricas respecto de la dirección del haz ( $0^\circ$ ). Nuestros resultados no muestran evidencia alguna de tal proceso.

La comparación de los datos experimentales con los cálculos del modelo estadístico, tanto de las correlaciones angulares como de los espectros de energía, se pueden tomar como una clara evidencia de que las partículas  $\alpha$  emitidas por fragmentos con  $Z \geq 7$  en el bombardeo de  $^{12}\text{C}$  con  $^{14}\text{N}$  a 180 MeV, son consistentes con la fusión completa de los núcleos interactuantes y el decaimiento del  $^{26}\text{Al}$  en equilibrio térmico. Más aún, la emisión de partículas  $\alpha$  en procesos de preequilibrio o el mecanismo de fusión incompleta parecen no estar presentes en el sistema  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  a la energía de bombardeo medida.

#### IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se estudiaron productos de reacciones nucleares inducidas en las colisiones de  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$  y  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ .

En el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  los espectros de energía de productos con  $5 \leq Z \leq 8$  exhiben generalmente dos componentes a ángulos delanteros, la cuales pueden identificarse sobre la base de un simple análisis cinemático como residuos de evaporación producidos en una reacción de fusión y productos de una reacción directa periférica. Con las mismas consideraciones cinemáticas se verifica que los productos de reacción con  $Z \geq 9$  son residuos de evaporación. De esta manera, secciones eficaces de fusión y de las reacciones directas se obtuvieron independientemente de los cálculos del modelo estadístico. De la comparación de las distribuciones en  $Z$  de los residuos de evaporación, de sus espectros de energía y de sus distribuciones angulares obtenidas experimentalmente con los cálculos de Monte Carlo Hauser-Feshbach, se concluye que aún a  $13\text{MeV/nucleón}$  el mecanismo dominante en la producción de residuos de evaporación es la fusión completa y el decaimiento en equilibrio. Secciones eficaces de fusión del  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  se midieron a cinco energías de bombardeo desde 6 a  $13\text{MeV/nucleón}$  las cuales corresponden a altas energías de excitación en el núcleo compuesto,  $E^*(^{27}\text{Al})=64-110\text{MeV}$ . El estudio presente de la fusión del  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a energías altas junto con datos existentes en otros canales de entrada de iones pesados, muestran que a una energía de excitación mayor que  $60\text{MeV}$  las bandas de fusión  $E^* \text{ vs } J_{\text{cr}}$  en cada

sistema convergen en una trayectoria común, siendo ésto indicativo de una limitación impuesta por el núcleo compuesto. El valor de  $I\hbar^2$  extraído es el mismo que el obtenido a partir del análisis de la anchura coherente de los estados del  $^{27}\text{Al}$  [44] a energías bajas, lo cual muestra que se trata del momento de inercia del núcleo compuesto. Sin embargo, la línea efectiva de  $Y_{\text{rast}}$  obtenida de los datos de fusión se desvía significativamente de las predicciones de los modelos corrientes [14,15]. El punto experimental a la energía más alta sugiere la existencia de un momento angular máximo de  $(27.8 \pm 1.3)\hbar$  consistente con el límite de una gota líquida rotante [20].

Una prueba más definitiva a cerca de la fusión completa y el decaimiento en equilibrio del núcleo compuesto se obtuvo mediante el estudio de la emisión de partículas  $\alpha$  en la reacción  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  usando técnicas de coincidencias entre partículas livianas y fragmentos pesados. Los resultados revelan que la emisión de partículas que conducen a productos con  $Z \gg 7$  pueden ser interpretados como el decaimiento estadístico de un núcleo compuesto en equilibrio térmico. El estudio presente muestra la aplicabilidad de un código de Monte Carlo Hauser-Feshbach del modelo estadístico (LILITA) como un método conveniente y confiable para separar la fusión completa de otros mecanismos de reacción. También se midieron productos de reacción resultantes del bombardeo de blancos gaseosos de  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  con haces de  $^{20}\text{Ne}$  a cinco energías de bombardeo entre 80 y 165 MeV. Siguiendo un procedimiento análogo al usado en el análisis del  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  se estudiaron reacciones de fusión, deep inelastic y cuasielásticas. Las secciones eficaces de fusión



experimentales se describen satisfactoriamente mediante modelos macroscópicos de canal de entrada (Glas-Mosel, Bass) . Una importante componente deep inelastic ( $J_{DIC} > 600mb$ ) con una energía de excitación promedio de  $-50MeV$  está presente a la energía más alta medida. El análisis de los datos de fusión del  $20Ne+16O$  indican que el momento angular máximo en  $36Ar$  poblado vía este canal de entrada es de  $(29.0 \pm 1.5)\hbar$ . Hasta ahora cuatro sistemas  $26Al$  [10],  $24Mg$  [42],  $27Al$  y  $36Ar$  (Trabajo presente) muestran una aparente saturación del momento angular. La tabla IX compara los valores de  $J_{max}$  extraídos experimentalmente con los valores de  $J_{lim}$  predichos por el modelo de la gota líquida rotante para los sistemas mencionados; se ve que los valores de  $J_{max}$  para  $24Mg$  y  $36Ar$  se desvían claramente de las predicciones del modelo de la gota líquida, solo se puede especular atribuyendo tal comportamiento a efectos de capas. Tanto en el  $14N+13C$  como en  $20Ne+20Ne$  y  $20Ne+16O$  la suma de las componentes de fusión y de las reacciones directas concuerdan bastante bien con las secciones eficaces totales de reacción dadas por cálculos del modelo óptico que ajustan las respectivas dispersiones elásticas.

*Ricardo G. Gregorio*

## REFERENCIAS

1. H.H. Gutbrod, W.G. Winn and M. Blann, Nucl. Phys. A213, 267 (1973).
2. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort and X. Tarrago, Phys. Rev. C9, 1018 (1974).
3. A.M. Zebeiman and J.M. Miller, Phys. Rev. Lett. 30, 27 (1973).
4. W. Scobel, H.H. Gutbrod, M. Blann and A. Mignerey, Phys. Rev. C14, 1808 (1976).
5. P. Sperr, S. Vigdor, Y. Eisen, W. Henning, D.G. Kovar, T.R. Ophel and E. Zeidman, Phys. Rev. Lett. 36, 405 (1976). P. Sperr, J.H. Braid, Eisen, D.G. Kovar, F.W. Prosser, J.P. Schiffer, S.L. Tabor and S. Vigdor, Phys. Rev. Lett. 37, 321 (1976).
6. R.G. Stokstad, J. Gomez del Campo, J.A. Biggerstaff, A.H. Snell and P.H. Stelson, Phys. Rev. Lett. 36, 1529 (1976).
7. Gomez del Campo, R.G. Stokstad, J.A. Biggerstaff, R.A. Dayras, A.H. Snell and P.H. Stelson, Phys. Rev. C19, 2170 (1979).
8. J.P. Wieleczko, S. Harar, M. Conjeaud and F. Saint-Laurent, Phys. Lett. 93B, 35 (1980). S. Harar and J.P. Wieleczko, lecture presented at Int. School of Poiana, Romania, August 1980.
9. 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. Sperr, J.P. Schiffer, S.L. Tabor, S. Vigdor, B. Zeidman and F.W. Prosser

Jr., Phys. Rev. C20, 1305 (1979).

10. J. Gomez del Campo, R.A. Dayras, J.A. Biggerstaff, D. Shapira, A.H. Snell, P.H. Stelson and R.G. Stokstad, Phys. Rev. Lett. 43, 26 (1979).

11. D. Glas and U. Mosel, Phys. Rev. C10, 2620 (1974); Nucl. Phys. A237, 429 (1975).

12. a) R. Bass, Phys. Lett. B47, 139 (1973); Nucl. Phys. A231, 45 (1974); b) Phys. Rev. Lett. 39, 265 (1977).

H. Flocard, S.E. Koonin and M.S. Weiss, Phys. Rev. C17, 1682 (1978); P. Bonche, B. Grammaticos and S. Koonin, Phys. Rev. C17, 1700 (1978).

14. R. Vandenbosch and J. Lazzarini, Phys. Rev. C23, 1074 (1981).

15. S.M. Lee, T. Matsuse and A. Arima, Phys. Rev. Lett. 45, 165 (1980).

16. R.A. Dayras, R.G. Stokstad, Z.E. Switkowski and R.M. Wieland, Nucl. Phys. A265, 153 (1976).

17. B. Cujec and C.A. Barnes, Nucl. Phys. A266, 461 (1976).

18. M.D. High and B. Cujec, Nucl. Phys. A278, 149 (1977).

Z.E. Switkowski, R.G. Stokstad and R.M. Wieland, Nucl. Phys. A279, 502 (1977).

20. S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 82, 557 (1974).

21. N. Bohr, Nature 137, 344 (1936).
22. L. Wolfenstein, Phys. Rev. 82, 690 (1951).
23. W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366 (1952).  
H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9, 53 (1937).
25. T. Ericson and U. Strutinsky, Nucl. Phys. 8, 284 (1958).
26. A.C. Douglas and N. MacDonald, Nucl. Phys. 13, 382 (1959).
27. W.M. Gibson and K.O. Nielsen, Phys. Lett. 24, 114 (1970);  
G.J. Clark, J.M. Poate, E. Fuschini, C. Maroni, I. Massa, A.  
Ugozzoni and E. Verondini, Nucl. Phys. A173, 73 (1971).
28. D. Shapira, R.G. Stokstad and D.A. Bromley, Phys. Rev. C10,  
1063 (1974).
29. T. Ericson, Adv. Phys. 9, 425 (1960).
30. T. Inamura, M. Ishihara, T. Fukuda and T. Shimoda, Phys.  
Lett. 69B, 51 (1977).
31. D.R. Zolnowski, H. Yamada, S.E. Cala, A.C. Kahler and T.T.  
Sugihara, Phys. Rev. Lett. 41, 92 (1978).
32. D. Glas and U. Mosel, Phys. Lett. B78, 9 (1978); M. Diebel,  
D. Glas, U. Mosel and H. Chandra, Nucl. Phys. A333, 253 (1980).  
A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43, 1446 (1978).  
U.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295, (1937).

35. V.F. Weisskopf and D.H. Ewing, Phys. Rev. 57, 472 and 935 (1940).
36. J. Gomez del Campo and R.G. Stokstad, Monte Carlo Code LILITA, ORNL/TM-7295 (1981).
37. D. Shapira, R. Dayras, J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, A.H. Snell, P.H. Stelson and R.G. Stokstad, Nucl. Instr. and Meth. 163, 325 (1979).
38. R.G. Stokstad, D.C. Hensley and A.H. Snell, Nucl. Instr. and Meth. 141, 499 (1977).
39. K. Braune, R. Novotny, D. Pelte, D. Husar and D. Schwalm, Proc. German Physical Society, 4 (1978).
40. Y-d. Chan, D.E. DiGregorio, J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, M.E. Ortiz and D. Shapira, Phys. Rev. C25, 1410 (1982).
41. R. Novotny, D. Shapira, Y-d. Chan, D.E. DiGregorio, J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, M.E. Ortiz, P.H. Stelson and F. Pougheon (A publicarse en Phys. Rev. C).
42. M.E. Ortiz, J. Gomez del Campo, Y-d. Chan, D.E. DiGregorio, J.L.C. Ford, Jr., D. Shapira, R.G. Stokstad, J.P.F. Sellschop, R.W. Parks and D. Weiser, Phys. Rev. C25, 1436 (1982).
43. J.F. Mateja, A.D. Frawley, L.C. Dennis, K. Abdo and K.W. Kemper, Phys. Rev. Lett. 47, 311 (1981).
44. J. Gomez del Campo, J.L.C. Ford, Jr., R.L. Robinson, M.E. Ortiz, A. Dacal and E. Andrade, Nucl. Phys. A297, 125 (1978).
45. H. Frohlich, T. Shimora, M. Ishihara, K. Nagatani, T.

Udagawa and T. Tamura, Phys. Rev. Lett. 42, 151B (1979); N. Van Sen, J.C. Gondrand, F. Merchez and R. Darves-Blanc, Phys. Rev. C22, 2424 (1980).

46. F.E. Obenshain, R.L. Ferguson, M.L. Halbert, D.C. Hensley, N. Nakahara, F. Plasil, F. Pleasonton, A.H. Snell and R.G. Stokstad, Phys. Rev. C18, 764 (1978).

47. R. Eggers, M. N. Namboodiri, P. Gonthier, K. Geoffroy and J.B. Natowitz, Phys. Rev. Lett. 37, 324 (1976); J.B. Natowitz, M.N. Namboodiri, R. Eggers, P. Gonthier, K. Geoffroy, R. Hanus, C. Towsley and K. Dos, Nucl. Phys. A277, 477 (1977).

48. D. Shapira, J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, R.G. Stokstad and R.M. DeVries, Phys. Rev. Lett. 43, 1781 (1979).

49. D. Shapira, J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo and P.H. Stelson, Phys. Rev. C21, 1824 (1980).

50. D. Shapira, R. Novotny, Y.D. Chan, K.E. Erb, J.L.C. Ford, Jr., J.C. Peng and J.D. Moses, a publicarse en Phys. Lett..

51. G.R. Satchler, M.L. Halbert, R.G. Stokstad, R.M. DeVries, D.A. Golberg and J.G. Cramer, Nucl. Phys. A346, 179 (1980).

52. R.M. DeVries, D.A. Golberg, T.W. Watson, M.S. Zisman and J.G. Cramer, Phys. Rev. Lett. 39, 450 (1977).

53. K.T. Lesko, D.K. Lock, A. Lazzarini, R. Vandenbosh, U. Metag and H. Doubre, Phys. Rev. C25, 872 (1982).

54. W.J. Jordan, J.U. Maher and J.C. Peng, Phys. Lett. 87B, 38 (1979).

55. S. Gary and C. Volant, Phys. Rev. C25, 1877 (1982).
56. S.L. Tabor, D.F. Geesaman, W. Henning, D.G. Kovar, K.E. Rehm and F.W. Prosser, Phys. Rev. C17, 2136 (1978).
57. A. Xapsos, P.A. DeYoung, L.J. Satkoviak and J.J. Kolata, Phys. Rev. C25, 2457 (1982).
58. K. Daneshvar, D.G. Kovar, S.J. Krieger and K.T.R. Davies, Phys. Rev. C25, 1342 (1982).
59. B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen, E. Michelsen and Tai Kuang-Shi, Nucl. Phys. A285, 317 (1977).
60. C.W. Jager, H. deVries and C. deVries, At. Data Nucl. Data Tables 14, 479 (1974).
61. G.R. Young, R.L. Ferguson, A. Gavron, D.C. Hensley, F.E. Obenshain, F. Plasil, A.H. Snell and M.P. Webb, Phys. Rev. Lett. 45, 1389 (1980).
62. M. Bini, C.K. Gelbke, D.K. Scott, T.J.M. Symons, P. Doll, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz, C. Olmer, K. Van Bibber and H.H. Wieman, Phys. Rev. C22, 1945 (1980).
63. J. Van Driel, S. Gonggrijp, R.V.F. Janssens, R.H. Siemssen, K. Siwek-Wilczynska and J. Wilczynski, Phys. Lett. 98B, 351 (1981).
64. R.K. Bhowmik, E.C. Pollacco, J.B.A. England, G.C. Morrison, and N.E. Sanderson, Nucl. Phys. A363, 516 (1981).
65. T. Fukuda, M. Ishihara, T. Tamaka, I. Miura, H. Ogata and H.

Kamitsubo, Phys. Rev. C25, 2464 (1982).

66. H. Ho, P. Gonthier, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz, L. Adler, S. Simon, K. Hagel, R. Terry and A. Khodai, Phys. Lett. 96B, 51 (1980).

67. R. Billerey, C. Cerrutti, A. Chevarier, N. Chevarier, B. Cheynis, A. Demeyer and M.N. Namboodiri, Phys. Rev. Lett. 47, 639 (1981).

68. T.C. Awes, S. Saini, G. Poggi, C.K. Gelbke, D. Cha, R. Legrain and G.D. Westfall, Phys. Rev. C25, 2361 (1982).

69. K. Siwek-Wilczynska, E.H. du Marchie van Voorthuysen, J. van Popta, R.H. Siemssen and J. Wilczynski, Nucl. Phys. A330, 150 (1979).

70. R. Ost, A.J. Cole, M.R. Clover, B.R. Fulton and B. Sikora, Nucl. Phys. A342, 185 (1980).

71. M.N. Namboodiri, P. Gonthier, H. Ho, J.B. Natowitz, R. Eggers, L. Adler, P. Kasiraj, C. Cerrutti, A. Chevarier, N. Chevarier and A. Demeyer, Nucl. Phys. A367, 313 (1981).

72. D.C. Hensley, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS27, 4454 (1979).

73. R.M. Steffen, Los Alamos Scientific Laboratory, Report No. LA-4565-MS (1971).



Tabla I. Secciones eficaces de los residuos de evaporación medidas a cinco energías de bombardeo en el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	$\sigma_Z$ (mb)							
	Z=5	Z=6	Z=7	Z=8	Z=9	Z=10	Z=11	Z=12
86.0	-	51	165	328	153	228	117	34
103.8	33	124	221	321	145	140	69	10
149.0	87	314	257	193	90	56	21	3
161.3	138	314	232	168	80	45	14	
180.0	119	278	186	133	59	30	15	

Tabla II. Resumen de las secciones eficaces experimentales obtenidas en la medición presente para  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	$E_{\text{CM}}$ (MeV)	$E_{\text{CN}}^*$ (MeV)	$\sigma_{\text{fus}}$ (mb)	$J_{\text{cr}}$ (h)
86.0	41.4	64.6	$1076 \pm 95$	$20.4 \pm 1.0$
103.8	50.0	73.2	$1063 \pm 95$	$22.4 \pm 1.0$
149.0	71.7	94.9	$1043 \pm 95$	$26.7 \pm 1.3$
161.3	77.7	100.9	$1042 \pm 95$	$27.8 \pm 1.3$
180.0	86.7	109.9	$924 \pm 85$	$27.7 \pm 1.3$

Tabla III. Secciones eficaces de las reacciones directas  $\sigma_D$  para el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	Z				$\sigma_D$ (mb)
	5	6	7	8	
86.0	76	135	158	8	$377 \pm 35$
103.8	85	175	123	35	$418 \pm 40$
149.0	115	125	111	31	$382 \pm 35$
161.3	98	158	127	38	$421 \pm 40$
180.0	115	169	131	34	$449 \pm 40$

Tabla IV. Resumen de las secciones eficaces medidas para el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	$E_{\text{CM}}$ (MeV)	$\sigma_{\text{fus}}$ (mb)	$\sigma_{\text{D}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R}} \text{ (O.M.)}^+$ (mb)
86.0	41.4	1076	377	1453	1344
103.8	50.0	1063	418	1481	1365
149.0	71.7	1043	382	1425	1392
161.3	77.7	1042	421	1463	1398
180.0	86.7	924	449	1373	1404

<sup>+</sup> Parámetros del modelo óptico: la parte real se fijó en  $U_{\text{R}}=21.74\text{MeV}$ ,  $r_{\text{R}}=1.25\text{fm}$  y  $a_{\text{R}}=0.52\text{fm}$  para todas las energías. La geometría del potencial imaginario se tomó  $r_{\text{I}}=1.22\text{fm}$  y  $a_{\text{I}}=0.54\text{fm}$ , y su profundidad  $W_{\text{I}}=6.05+0.083E_{\text{cm}}$ .

Tabla V. Lista de parámetros usados en los cálculos del modelo de Glas-Mosel.

Channel	$r_B$ (fm) <sup>†</sup>	$V_B$ (MeV) <sup>†</sup>	$r_{cr}$ (fm) <sup>*</sup>	$V_{cr}$ (MeV) <sup>*</sup>	$\hbar\omega$ (MeV)
$^{10}\text{B} + ^{17}\text{O}$	1.50	6.7	1.28	0.0	2.0
$^{13}\text{C} + ^{14}\text{N}$	1.45	6.7	1.18	-1.4	2.0
$^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$	1.50	7.7	1.20	0.0	2.0
$^{12}\text{C} + ^{15}\text{N}$	1.53	6.7	1.05	-8.3	2.0
$^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$	1.50	6.7	1.35	2.5	2.0
$^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$	1.50	6.7	1.11	-1.9	2.0
$^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$	1.50	6.8	1.17	-1.9	2.0
$^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$	1.50	16.0	1.00	-10.0	5.0
$^{20}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$	1.57	12.4	1.10	-2.0	5.0

† Valores deducidos de los mediciones a energías bajas dadas en las referencias 8, 9, 10 y 42.

\* Valores deducidos de las mediciones a energías altas del trabajo presente y de las referencias 8, 10, 40, 41 y 42.

Tabla VI a). Secciones eficaces de los residuos de evaporación medidas a cinco energías de bombardeo en el sistema  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	$\sigma_Z$ (mb)							
	Z=11	Z=12	Z=13	Z=13	Z=15	Z=16	Z=17	Z=18
68		-		258	240	299	203	79
117		104	204	325	209	211	87	
126	22	131	208	321	184	166	81	
140	65	169	220	309	173	113	44	
156	111	233	220	285	124	61	22	

Tabla VI b). Secciones eficaces de los residuos de evaporación medidas a cuatro energías de bombardeo en el sistema  $20\text{Ne}+16\text{O}$ .

$E_{\text{Lab}}$ (MeV)	$\sigma_Z$ (mb)					
	Z=11	Z=12	Z=13	Z=14	Z=15	Z=16
115	96	238	310	333	85	31
122	113	228	276	285	70	22
137	168	312	257	262	66	10
156	165	289	198	133	29	

Tabla VII a). Resumen de las secciones eficaces experimentales  
obtenidas en la medición presente para  $Z\text{Ne}+Z\text{Ne}$ .

$E_{\text{CM}}$ (MeV)	$E^*$ (MeV)	$\sigma_{\text{fusion}} (Z>10)$ (mb)	$\sigma_{\text{fusion}}$ (mb)	$\sigma_{\text{direct}}$ (mb)	$\sigma_{\text{Deep Inel.}}$ (mb)	$c$	$\sigma_{\text{React.}}$ (mb)	$\sigma_{\text{React.}}$ (O.M.) (mb)
34.0	54.8	$1079 \pm 95$	$1079 \pm 95$	$80 \pm 8$			$1159 \pm 103$	1305
58.5	79.3	$1140 \pm 100$	$1140 \pm 95$	$525 \pm 50$			$1665 \pm 145$	1661
63.0	83.8	$1113 \pm 90$	$1113 \pm 90$	$510 \pm 50$			$1623 \pm 140$	1691
70.0	90.8	$1093 \pm 105$	$1111 \pm 100$	$594 \pm 55$			$1705 \pm 155$	1728
78.0	98.8	$1055 \pm 50$	$1080 \pm 60$	$642 \pm 30$	$\sim 700$ m		$1722 \pm 90$	1760

a) Solo residuos de evaporación pero con una corrección para  $Z < 10$ .

b) Toda la sección eficaz para las partículas con  $S < 10$  (Incluyendo cualquier componente deep inelastic) y la componente directa de  $Z=11$  y 12.

c) Componente deep inelastic integrada desde  $0^\circ$  hasta  $180^\circ$ , usando una distribución angular proporcional a  $1/\sin\theta_{\text{cm}}$ , por lo tanto menos de la mitad de la sección eficaz esta incluida en la columna 5 ( $\sigma_{\text{D}}$ ).

Tabla VII b). Resumen de las secciones eficaces experimentales obtenidas en la medición presente para  $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ .

$E_{\text{CM}}$ (MeV)	$E^*$ (MeV)	$\sigma_{\text{fusión}} (Z>10)$ (mb)	$\sigma_{\text{fusión}}^a$ (mb)	$\sigma_{\text{direct}}^b$ (mb)	$\sigma_{\text{Deep Inel.}}^c$ (mb)	$\sigma_{\text{React.}}^{\text{(exper.)}}$ (mb)	$\sigma_{\text{React.}}^{\text{(O.M.)}}$ (mb)
29.7	48.1	1119 ± 110	1119 ± 110	69 ± 7		1186 ± 120	1309
51.0	69.5	1093 ± 110	1117 ± 110	406 ± 40		1523 ± 150	1614
54.2	72.7	994 ± 90	1040 ± 110	569 ± 50		1609 ± 160	1633
60.9	79.3	1075 ± 95	1144 ± 100	595 ± 55		1739 ± 160	1669
69.3	87.8	814 ± 70	936 ± 80	677 ± 60	~ 700 mb	1613 ± 140	1700

a) Solo residuos de evaporación pero con una corrección para  $Z < 10$ .

b) Toda la sección eficaz para las partículas con  $5 < Z < 10$  (Incluyendo cualquier componente deep inelastic) y la componente directa de  $Z=11$  y 12.

c) Componente deep inelastic integrada desde  $0^\circ$  hasta  $180^\circ$ , usando una distribución angular proporcional a  $1/\sin\theta_{\text{cm}}$ , por lo tanto menos de esta mitad de esta sección eficaz esta incluida en la columna 5 (O.M.).



Tabla VIII. Resultados y parámetros usados en los cálculos del modelo óptico para los sistemas  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$ .

	$V(\text{MeV})$	$r_R(\text{fm})$	$a_R(\text{fm})$	$W(\text{MeV})$	$r_I(\text{fm})$	$a_I(\text{fm})$
H13	10	1.323	0.647	29.1	1.169	0.614
H14	10	1.405	0.533	12.7	1.337	0.442

<u>Ne + Ne</u>						
$E_{\text{lab}}(\text{MeV}) =$		68	117	126	140	156
$\sigma_R^{\text{OM}}(\text{mb})$		1305	1661	1691	1728	1760
$\lambda_{\text{gr}}(\hbar)$		25	37	39	41	44

<u>Ne + O</u>						
$E_{\text{lab}}(\text{MeV}) =$		67	115	122	137	156
$\sigma_R^{\text{OM}}(\text{mb})$		1309	1614	1633	1669	1700
$\lambda_{\text{gr}}(\hbar)$		22	32	33	36	39

Tabla IX. Comparación de los valores de  $J_{max}$  experimentales con los de  $J_{lim}$  predichos por el modelo de la gota líquida rotante, para varios sistemas.

Sistema	$J_{max}$	$J_{lim}$	Referencia
14N+12C			
26Al	27.5+1.7	26.	10
160+10B			
14N+10B 24Mg	21.0+1.0	24.	42
14N+13C 27Al	27.8+1.3	27.	presente
20Ne+16O 36Ar	29.0+1.5	36.	presente

## LEYENDA DE FIGURAS

Figura 1. Representación esquemática de la sección eficaz total de reacción y de fusión como función de la inversa de la energía de bombardeo.

Figura 2. Clasificación esquemática de las reacciones nucleares de acuerdo al momento angular orbital  $\ell$  o al parámetro de impacto  $b$  ( $\ell = kb$  donde  $k$  denota el número de onda).

Figura 3. a) Representación esquemática del potencial total  $V_{\ell}(R) = V(R) + \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} \ell(\ell+1)$  como función de  $R$  y  $\ell$ . b) Ilustración de la parametrización de Glas-Mosel para la sección eficaz de fusión.

Figura 4. Potenciales efectivos de dos cuerpos para diferentes valores del momento angular  $L$  y trayectorias esquemáticas que producen fusión o dispersión.

Figura 5. Ilustración esquemática de la relación entre las trayectorias de  $J_{cr}$  correspondientes a canales con diferentes valores  $Q$  ( $Q_1$  y  $Q_2$ ) que pueblan el mismo núcleo compuesto, basada en el modelo de la línea estadística de Yrast.

Figura 6. Esquema del montaje experimental

Figura 7. Espectro bidimensional  $E$  vs.  $\Delta E$  de los productos de la reacción  $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N}) = 103.8 \text{ MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}} = 12.2^\circ$ . La energía total  $E$  se obtiene mediante la suma analógica de las señales de la cámara de ionización y del detector de estado sólido.

Figura 8. Espectros de energía de los productos de reacción con

$Z=9-12$  en el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}}=12.2^\circ$ . Los histogramas corresponden a los cálculos de Monte Carlo Hauser-Feshbach de los espectros de energía correspondientes a los residuos de evaporación de un núcleo compuesto  $^{27}\text{Al}$  completamente en equilibrio.

Figura 9. Espectros de energía de los productos de reacción con  $Z=6-8$  en el sistema  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}}=12.2^\circ$ . Los histogramas tienen el mismo significado que en la figura 8. Las líneas punteadas indican la deconvolución usada en separar los residuos de evaporación (Grupo de baja energía) de la componente de las reacciones periféricas (Grupo de alta energía).

Figura 10. Diagrama de velocidad usado en discutir las propiedades cinemáticas de los residuos de evaporación.  $U_{\text{cn}}$  y  $U_{\text{R}}$  son las velocidades del núcleo compuesto y del residuo respectivamente;  $u_{\text{r}}$  es la resultante en el sistema centro de masa de las velocidades que surgen de los retrocesos individuales impartidos al núcleo compuesto por la emisión de partículas livianas.

Figura 11. Gráficos de la distribución de velocidades  $U_{\text{R}}-2(d^2\sigma/d\Omega dU_{\text{R}})$  de iones con  $Z=6-11$  producidos en la reacción  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N})=161.3\text{MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}}=12.2^\circ$ . La escala horizontal representa la velocidad del residuo  $U_{\text{R}}$  en unidades de la velocidad de la luz  $c$ . La línea vertical señala el centroide ( $U_{\text{cn}}\cos\theta_{\text{lab}}$ ) consistente con la formación de un núcleo compuesto que decae en equilibrio térmico.

Figura 12. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de residuos de evaporación con  $Z=9-11$  en la reacción  $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$  a

$E(14N)=161.3\text{MeV}$ . Los histogramas son los cálculos del modelo estadístico usando el código LILITA.

Figura 13. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de residuos de evaporación con  $Z=6-8$  en la reacción  $14N+13C$  a  $E(14N)=161.3\text{MeV}$ . Los histogramas son los cálculos del modelo estadístico usando el código LILITA.

Figura 14. Comparación entre los rendimientos relativos de los residuos de evaporación obtenidos experimentalmente (Barras sólidas) y los resultados teóricos (Histogramas), expresados como porcentaje de  $\sigma_{\text{fus}}$ , en el sistema  $14N+13C$ . La energía de excitación  $E^*$  está en MeV y las  $\sigma_{\text{fus}}$  en mb. Los cálculos se hicieron con el código de Monte Carlo LILITA.

Figura 15. Distribución angular de la dispersión elástica de  $14N+13C$  a  $E(14N)=103.8\text{MeV}$ . La línea sólida representa un ajuste del modelo óptico usando el código HOP2 con los parámetros indicados en la tabla IV.

Figura 16. La sección eficaz de fusión  $\sigma_{\text{fus}}$  del sistema  $14N+13C$  graficada versus la inversa de la energía de bombardeo en el centro de masa  $E_{\text{cm}}$ . Los círculos representan las mediciones presentes y los cuadrados corresponden a las de la referencia 8. La línea sólida es el resultado de un ajuste del modelo de Glas-Mosel usando parámetros listados en la tabla V. La línea punteada que interseca el origen de coordenadas indica que  $\sigma_{\text{fus}}$  es proporcional a  $1/E_{\text{cm}}$  a energías altas, consistente con un momento angular límite absoluto de  $\sim 27.8\hbar$ .

Figura 17. Gráfico de la energía en el centro de masa  $E_{\text{cm}}$  más la

energía de separación  $Q_i$  versus el momento angular crítico  $l_{cr}$  deducido de la sección de fusión. Se presentan datos experimentales de los sistemas:  $14N+13C$ ,  $15N+12C$ ,  $10B+17O$  y  $11B+16O$ . Los círculos, diamantes y triángulos abiertos pertenecen a mediciones del grupo de Saclay [8] y los cuadrados llenos pertenecen al grupo de Argonne [9]. Círculos llenos representan las mediciones presentes, y triángulos llenos y cuadrados abiertos se refieren a mediciones del grupo de ORNL, referencias 40 y 41 respectivamente. Las líneas corresponden a cálculos del modelo de Glas-Mosel para cada canal de entrada usando los parámetros incluidos en la tabla U.

Figura 18. Gráfico de la energía de excitación en el  $27Al$  versus  $J(J+1)$ . El valor del momento angular  $J$  del núcleo compuesto se extrae de las mediciones de  $\sigma_{fus}$  usando la aproximación de 'sharp cutoff' (Expresión 9). Los datos mostrados pertenecen a los sistemas  $14N+13C$  (Mediciones presentes),  $15N+12C$  [41] y  $10B+17O$  [40]. La línea sólida es un ajuste de cuadrados mínimos de  $E^* = E_0 + (\hbar^2/2\mathcal{I}) J(J+1)$  a los datos, siendo  $E_0=27.4MeV$  y  $\mathcal{I}\hbar^2=5.5MeV^{-1}$  los valores extraídos.

Figura 19. Espectro bidimensional  $E$  vs.  $\Delta E$  de los productos de la reacción  $20Ne+20Ne$  a  $E(20Ne)=140MeV$  y  $\theta_{lab}=6^\circ$ . Nótese la clara distinción entre los residuos de evaporación ( $Z>10$ ) y los productos de las reacciones periféricas ( $Z<10$ ), contrariamente a lo que se observa para sistemas más livianos como  $14N+13C$  (Ver figura 7).

Figura 20. Espectro bidimensional  $E$  vs.  $\Delta E$  de los productos de la reacción  $20Ne+16O$  a  $E(20Ne)=137MeV$  y  $\theta_{lab}=5.8^\circ$ . El comentario de

la figura anterior es válido también en este espectro.

Figura 21. Espectros de energía de los productos de reacción con  $Z > 10$  en el sistema  $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$  a  $E(^{20}\text{Ne}) = 156 \text{ MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}} = 6^\circ$ . Los histogramas son los resultados de los cálculos del modelo estadístico usando el código LILITA.

Figura 22. Espectros de energía de los productos de reacción con  $Z > 10$  en el sistema  $^{20}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$  a  $E(^{20}\text{Ne}) = 156 \text{ MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}} = 5.8^\circ$ . Los histogramas tienen el mismo significado que en la figura anterior.

Figura 23. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de residuos de evaporación con  $Z > 10$  en la reacción  $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$  a  $E(^{20}\text{Ne}) = 156 \text{ MeV}$ . Los histogramas son los resultados de los cálculos del modelo estadístico usando el código LILITA.

Figura 24. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de residuos de evaporación con  $Z > 10$  en la reacción  $^{20}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$  a  $E(^{20}\text{Ne}) = 156 \text{ MeV}$ . Los histogramas tienen el mismo significado que en la figura anterior.

Figura 25. Comparación entre los rendimientos relativos de los residuos de evaporación obtenidos experimentalmente (Barras sólidas) y los resultados teóricos (Histogramas), expresados como porcentaje de  $\sigma_{\text{fus}}$ , en el sistema  $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ . La energía de excitación  $E^*$  está en MeV y las  $\sigma_{\text{fus}}$  en mb. Los cálculos se hicieron con el código de Monte Carlo LILITA.

Figura 26. Comparación entre los rendimientos relativos de los residuos de evaporación obtenidos experimentalmente (Barras sólidas) y los resultados teóricos (Histogramas), expresados

como porcentaje de  $\sigma_{fus}$ , en el sistema  $20\text{Ne}+16\text{O}$ . La energía de excitación  $E^*$  está en MeV y las  $\sigma_{fus}$  en mb. Los cálculos se hicieron con el código de Monte Carlo LILITA.

Figura 27. Rendimientos de los residuos de evaporación con  $Z=11-16$  para la reacción de fusión  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$ . La ordenada es la sección eficaz de los residuos expresada en porcentaje de la  $\sigma_{fus}$ ; la abscisa representa la energía de bombardeo en MeV.

Figura 28. Espectros de energías del oxígeno y del magnesio generados simulando la reacción de dos cuerpos  $20\text{Ne}(20\text{Ne},16\text{O})24\text{Mg}$  con una distribución de valores  $Q$  centrada en  $-50\text{MeV}$  y con una anchura de  $15\text{MeV}$ . Dos soluciones cinemáticas están presentes en los espectros.

Figura 29. Espectro de energía de  $Z=12$  obtenido en la reacción  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  a  $E_{lab}=117\text{MeV}$  y  $\theta_{lab}=6^\circ$ . La separación entre los residuos de evaporación y las componentes cuasielástica y deep inelastic es directa.

Figura 30. Espectros de energía de los productos de reacción con  $Z<10$  en el sistema  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  a  $E(20\text{Ne})=156\text{MeV}$  y  $\theta_{lab}=6^\circ$ .

Figura 31. Espectros de energía de los productos de reacción con  $Z<10$  en el sistema  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a  $E(20\text{Ne})=156\text{MeV}$  y  $\theta_{lab}=5.8^\circ$ .

Figura 32. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de productos de reacción con  $Z<10$  en el sistema  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  a  $E(20\text{Ne})=156\text{MeV}$ . La línea sólida es una distribución angular proporcional a  $1/\sin\theta_{cm}$ .

Figura 33. Distribuciones angulares experimentales (Puntos) de



productos de reacción con  $Z < 10$  en el sistema  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a  $E(20\text{Ne})=156\text{MeV}$ . La línea sólida es una distribución angular proporcional a  $1/\sin\theta_{\text{cm}}$ .

Figura 34. a) Espectro de energía de oxígeno de la reacción  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  a  $E_{\text{lab}}=156\text{MeV}$  y  $\theta_{\text{lab}}=6^\circ$ . Las curvas gaussianas muestran la forma en que se separaron las dos componentes. b) Distribución angular del rendimiento total de oxígeno (Círculos llenos). Los círculos abiertos representan el rendimiento de la componente deep inelastic. La línea punteada es una distribución angular proporcional a  $1/\sin\theta_{\text{cm}}$ .

Figura 35. Dispersión elástica de  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  y  $20\text{Ne}+16\text{O}$  a diferentes energías de bombardeo. Las líneas sólidas representan los cálculos del modelo óptico usando los parámetros del potencial H13 [51] listados en la tabla VIII.

Figura 36. Secciones eficaces de fusión de los sistemas  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  [Experimento presente],  $12\text{C}+28\text{Si}$  [53,55] y  $16\text{O}+24\text{Mg}$  [56] como función de la energía del centro de masa. Figura 37. Secciones eficaces de fusión de los sistemas  $20\text{Ne}+16\text{O}$  [Experimento presente, 57] y  $12\text{C}+24\text{Mg}$  [55,58] como función de la energía del centro de masa.

Figura 38. Sección eficaz de fusión del  $20\text{Ne}+20\text{Ne}$  versus la energía de bombardeo en el centro de masa. La línea sólida representa el cálculo de Glas-Mosel y la línea punteada es el cálculo del modelo de Bass.

Figura 39. Sección eficaz de fusión del  $20\text{Ne}+16\text{O}$  versus la energía de bombardeo en el centro de masa. La línea sólida

representa el cálculo de Glas-Mosel y la línea punteada es el cálculo del modelo de Bass. También se indica el comportamiento de  $\sigma_{fus}$  si el momento angular saturara en  $29\hbar$ .

Figura 40. Esquema del montaje de los contadores en el experimento de coincidencias.

Figura 41. Diagrama en bloque de la electrónica usada durante el experimento de coincidencias.

Figura 42. Comparación de los espectros de energía del experimento (Puntos) con las predicciones del modelo estadístico (Histogramas) para las coincidencias de isótopos de oxígeno con partículas  $\alpha$  en la reacción  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  a  $E(^{14}\text{N})=180\text{MeV}$ .

Figura 43. Correlaciones angulares en el plano de reacción de partículas  $\alpha$  detectadas en coincidencias con fragmentos de  $Z=7-9$ . La ordenada representa la multiplicidad diferencial integrada sobre las energías de los iones pesados y de las partículas  $\alpha$ . La abscisa es el ángulo de detección  $\theta_x$  de las partículas  $\alpha$ . El signo - indica el lado opuesto de la dirección en la cual se detecta el ion pesado  $\Theta_{HI}$ . Los histogramas representan las predicciones del código de evaporación LILITA.

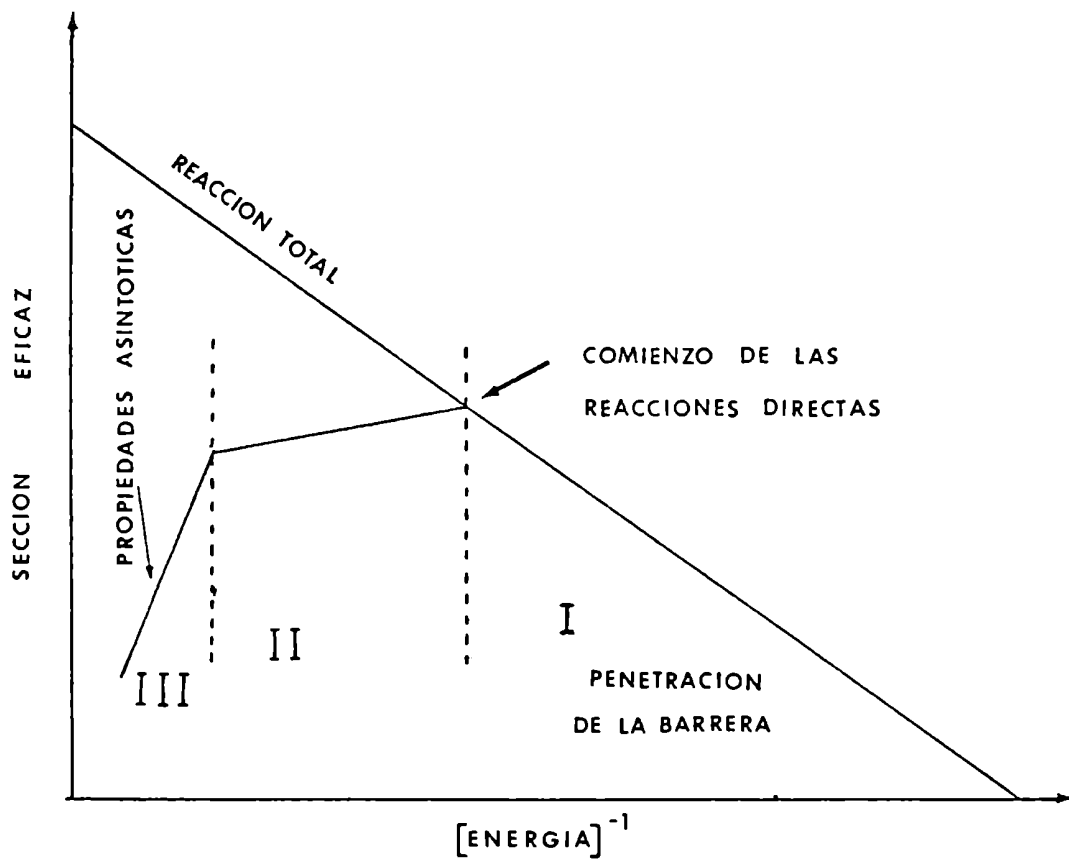


FIGURA 1

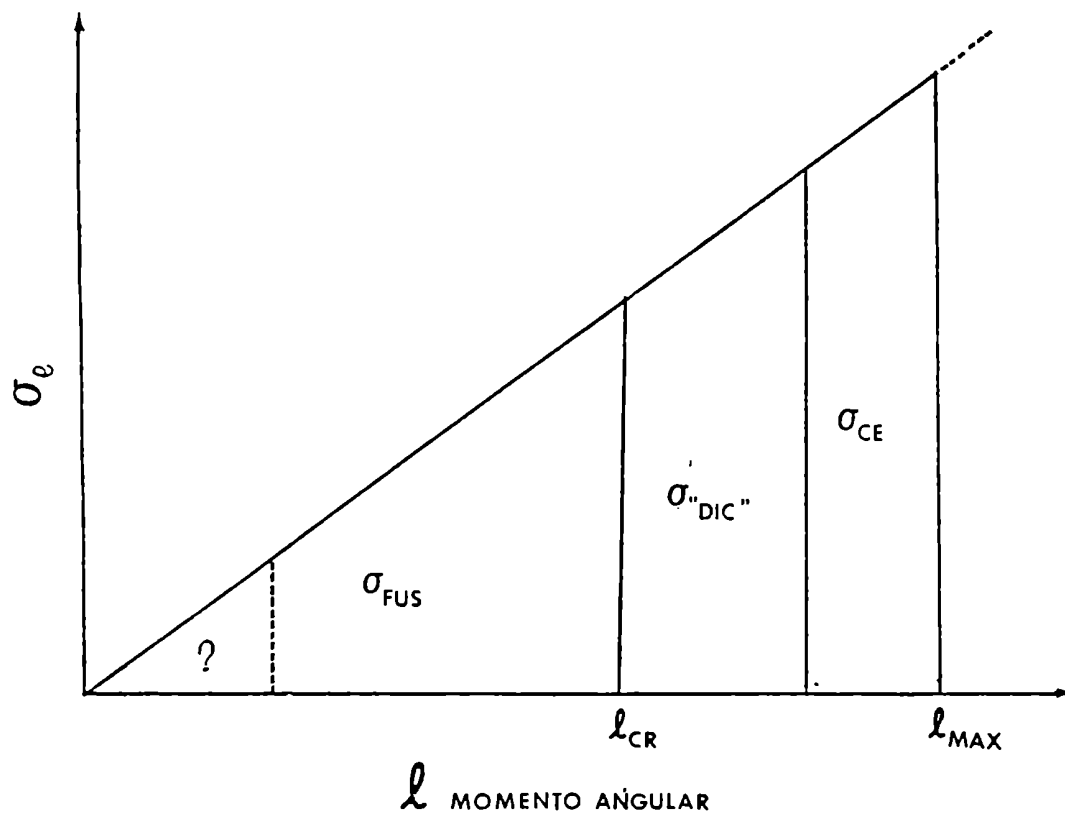
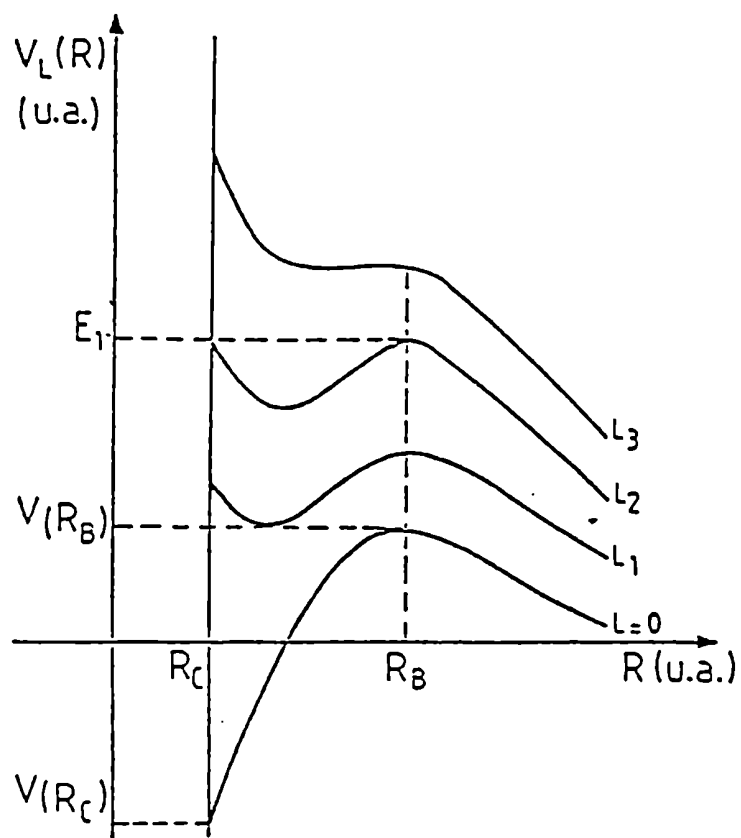


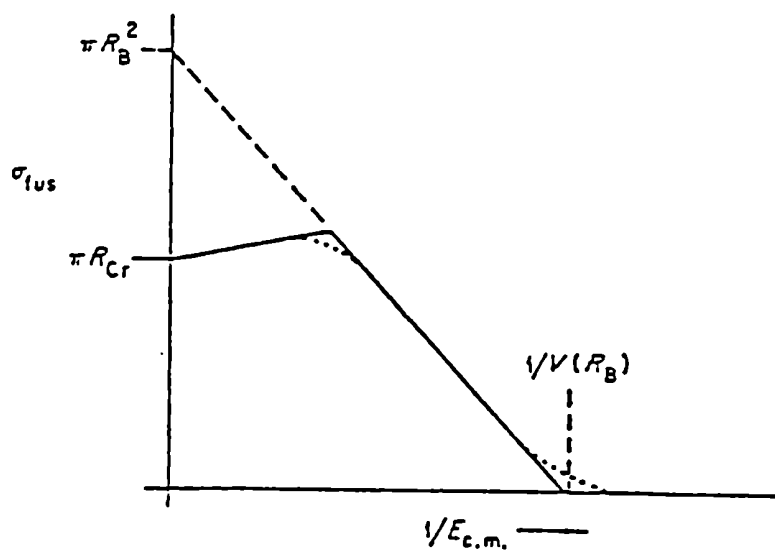
FIGURA 2



(a)

$$\sigma_{fus} \sim \pi R_B^2 \left( 1 - \frac{V(R_B)}{E} \right), \quad \text{A ENERGIAS BAJAS}$$

$$\sigma_{fus} \sim \pi R_{cr}^2 \left( 1 - \frac{V(R_{cr})}{E} \right), \quad \text{A ENERGIAS ALTAS}$$



(b)

FIGURA 3

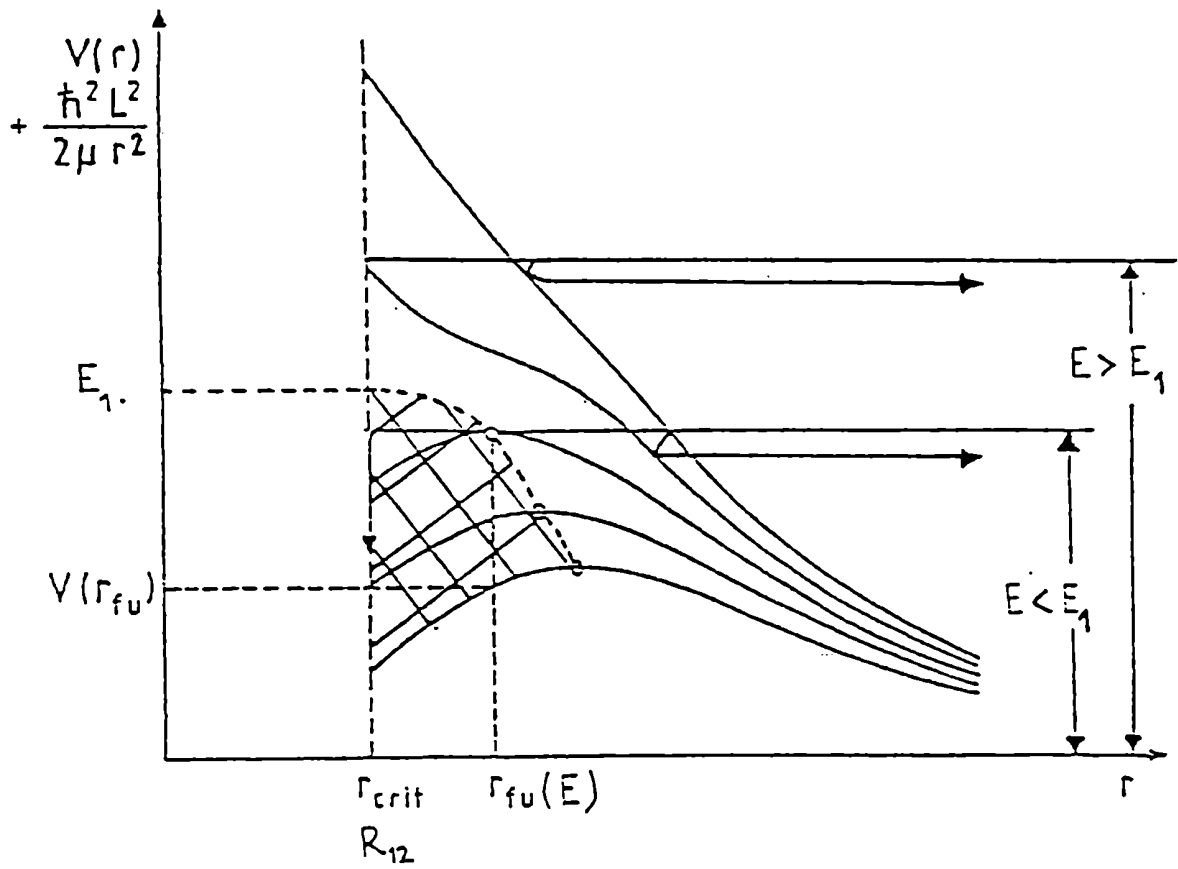


FIGURA 4

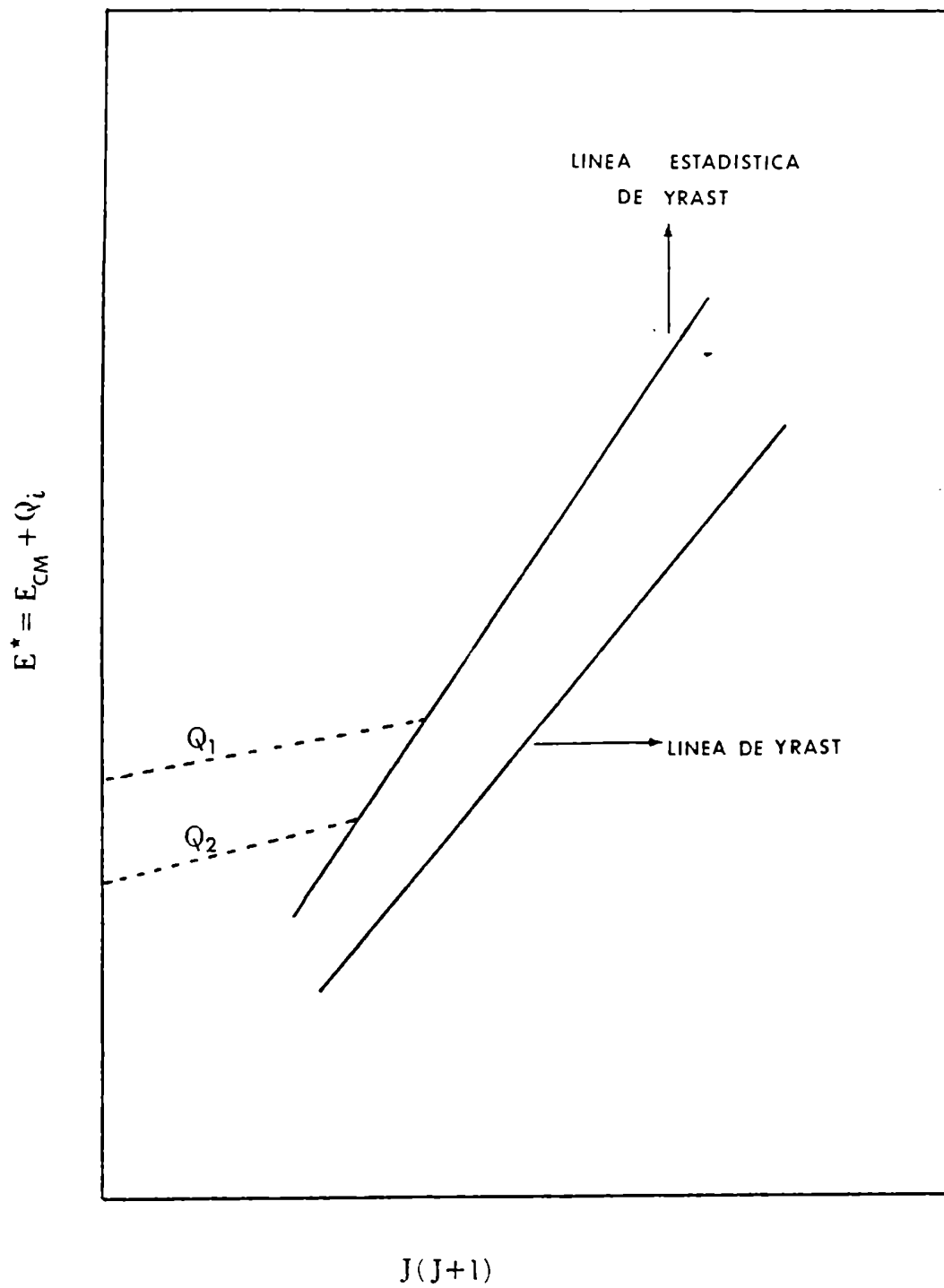
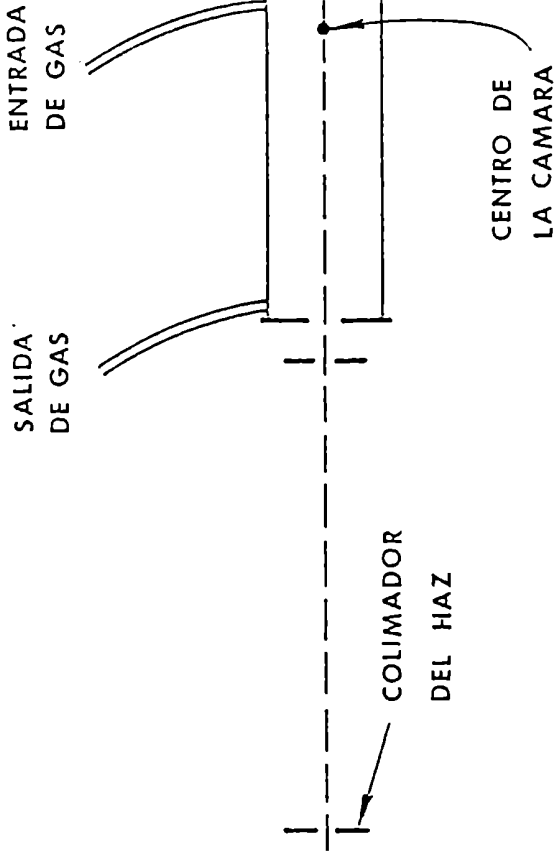
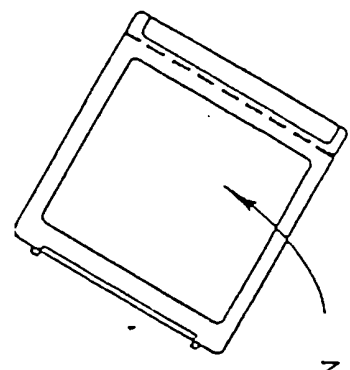


FIGURA 5



MONITOR (IZQ.)

MONITOR (DER.)



$\Delta E-E$  TELESCOPIO  
SENSIBLE A LA POSICION



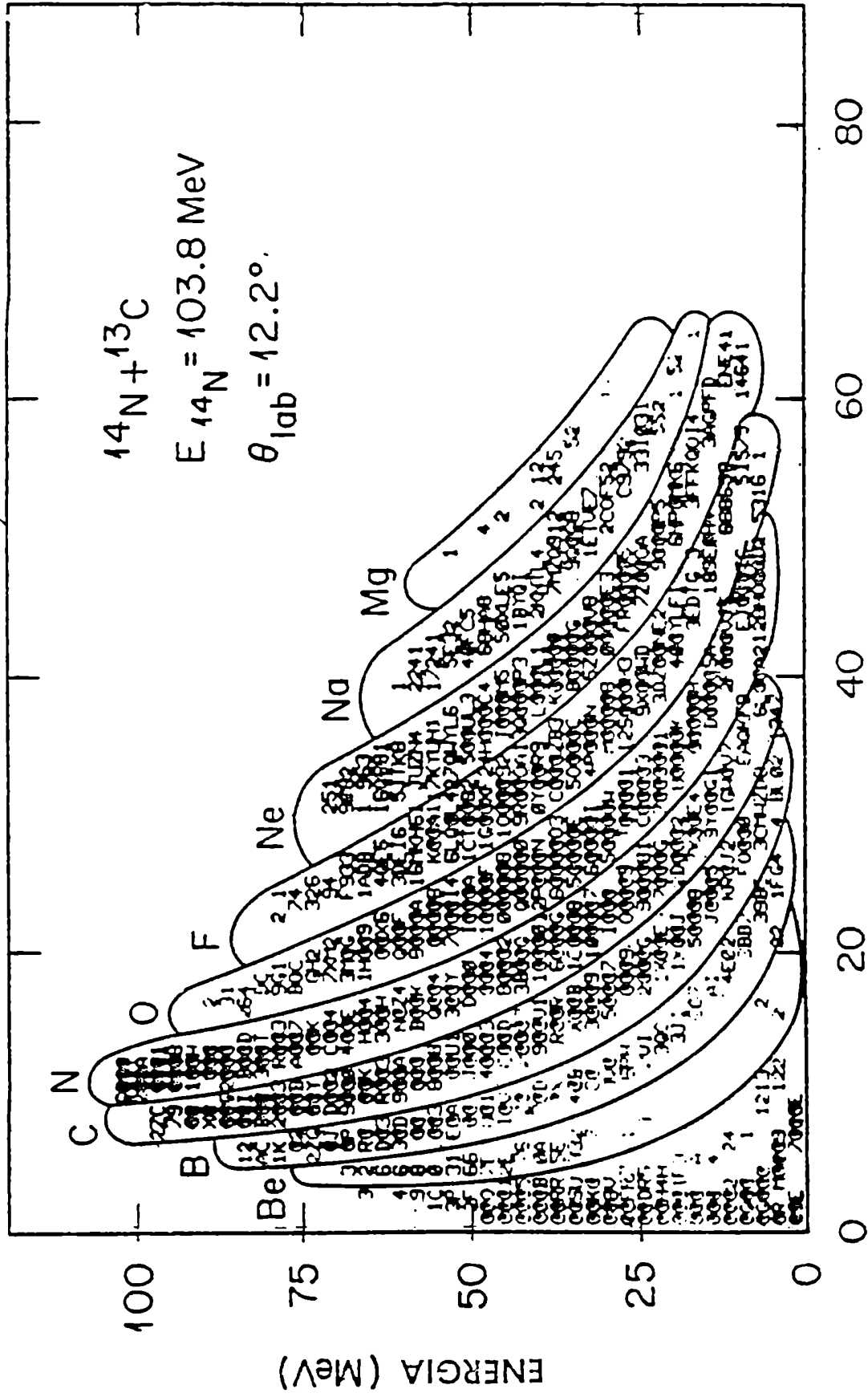


FIGURA 7

$^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$   $E = 161.3$  (MeV)

† EXP.    ▭ CALC.

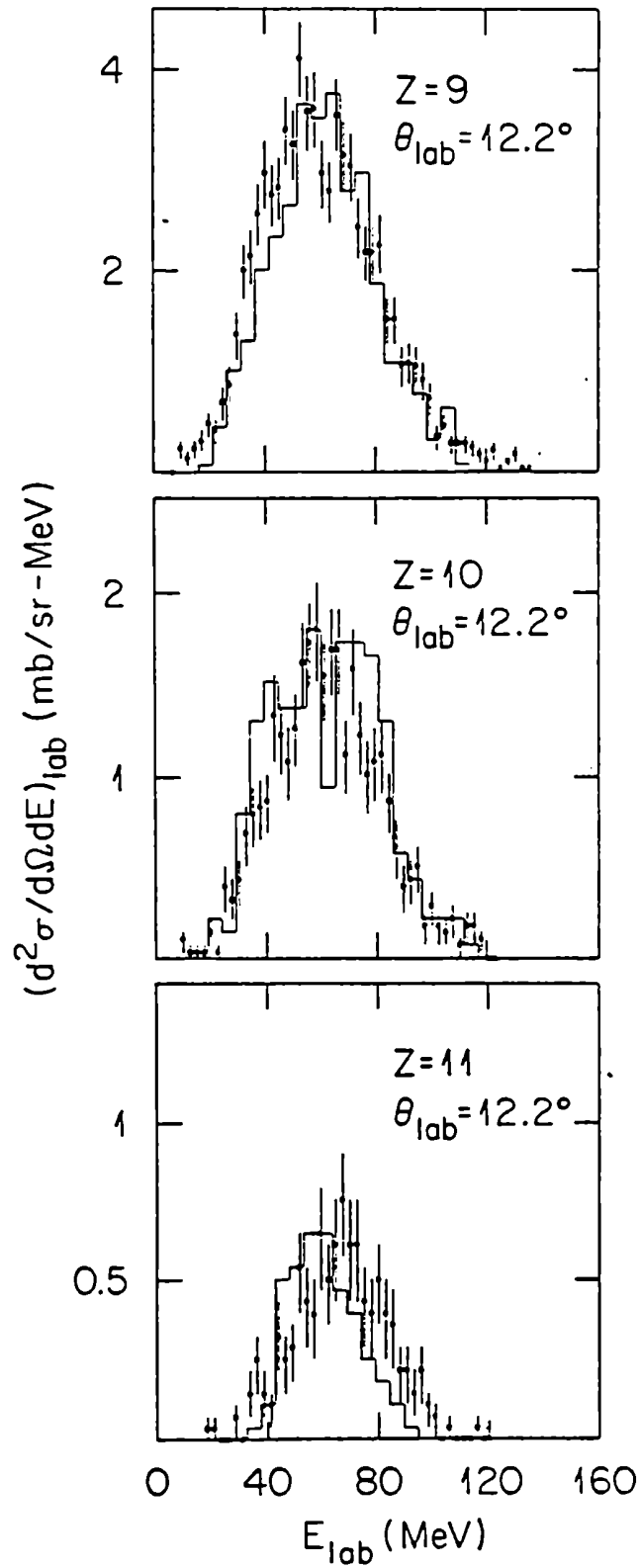


FIGURA 8

$^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$   $E_{^{14}\text{N}} = 161.3$  (MeV)

† EXP.    ⌋ CALC.

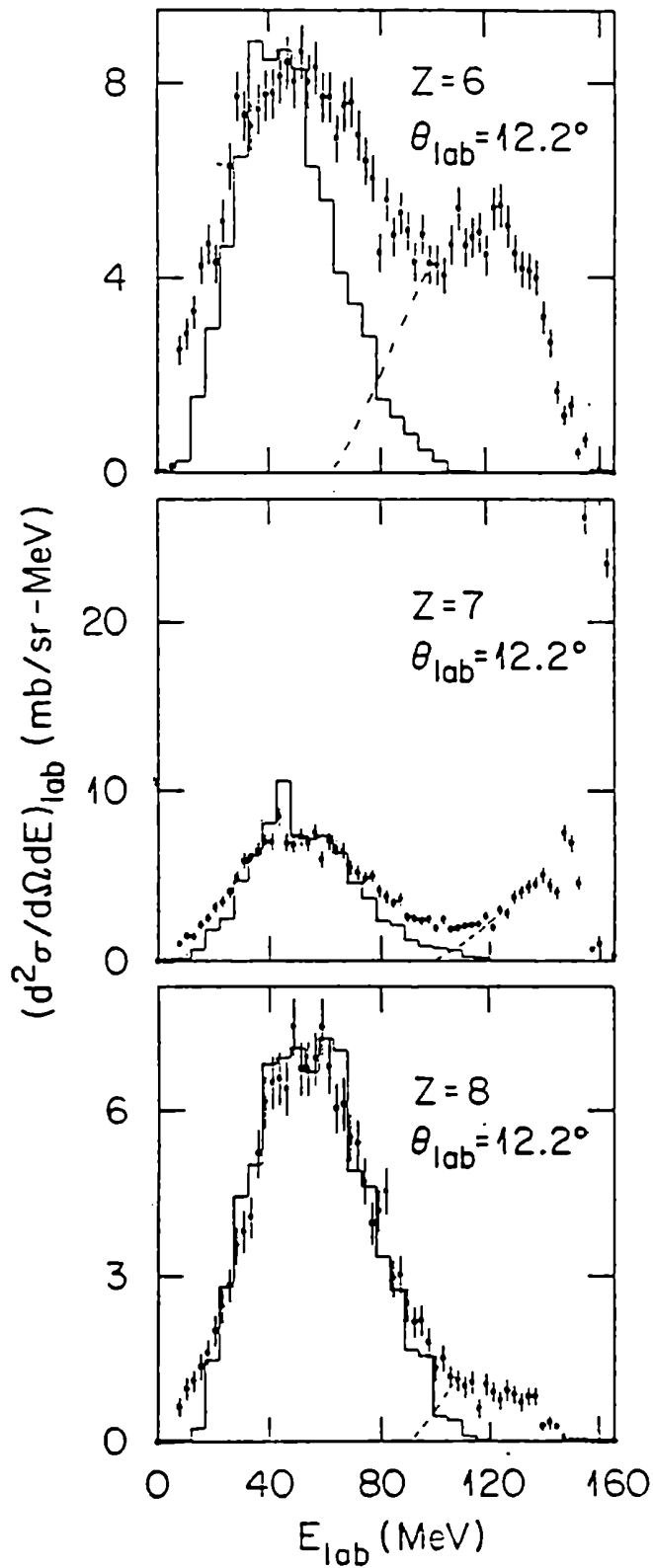


FIGURA 9

PROPIEDADES CINEMATICAS DE LOS RESIDUOS DE EVAPORACION

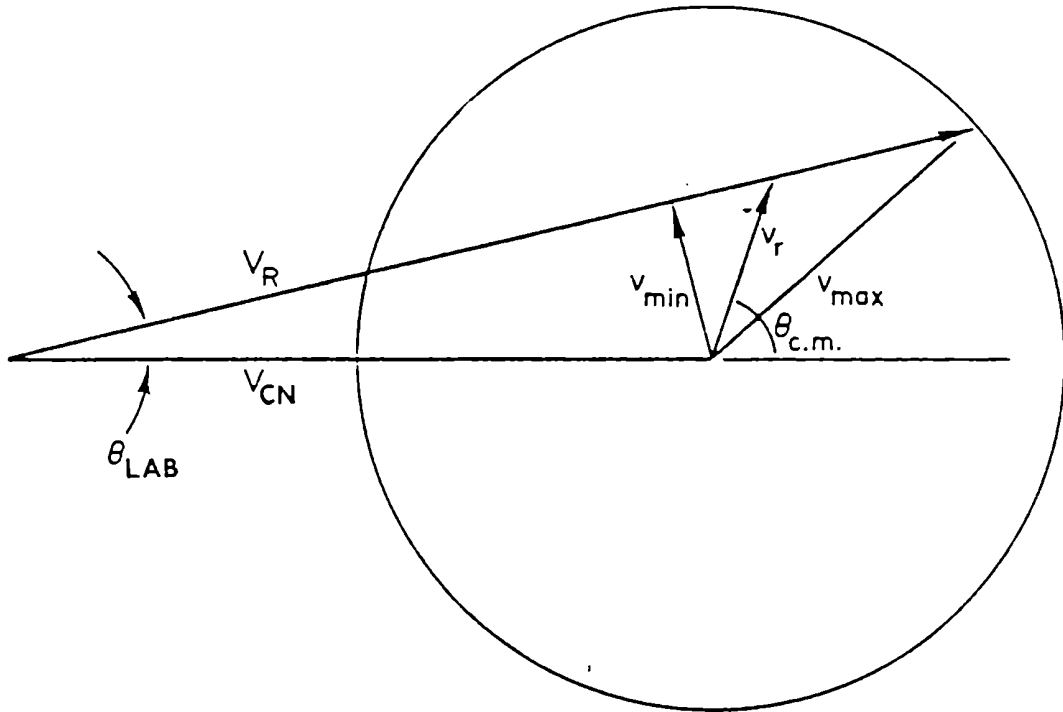


FIGURA 10

$^{14}\text{N}(161.3\text{ MeV}) + ^{13}\text{C} \quad \theta_{\text{LAB}} = 12.2^\circ$

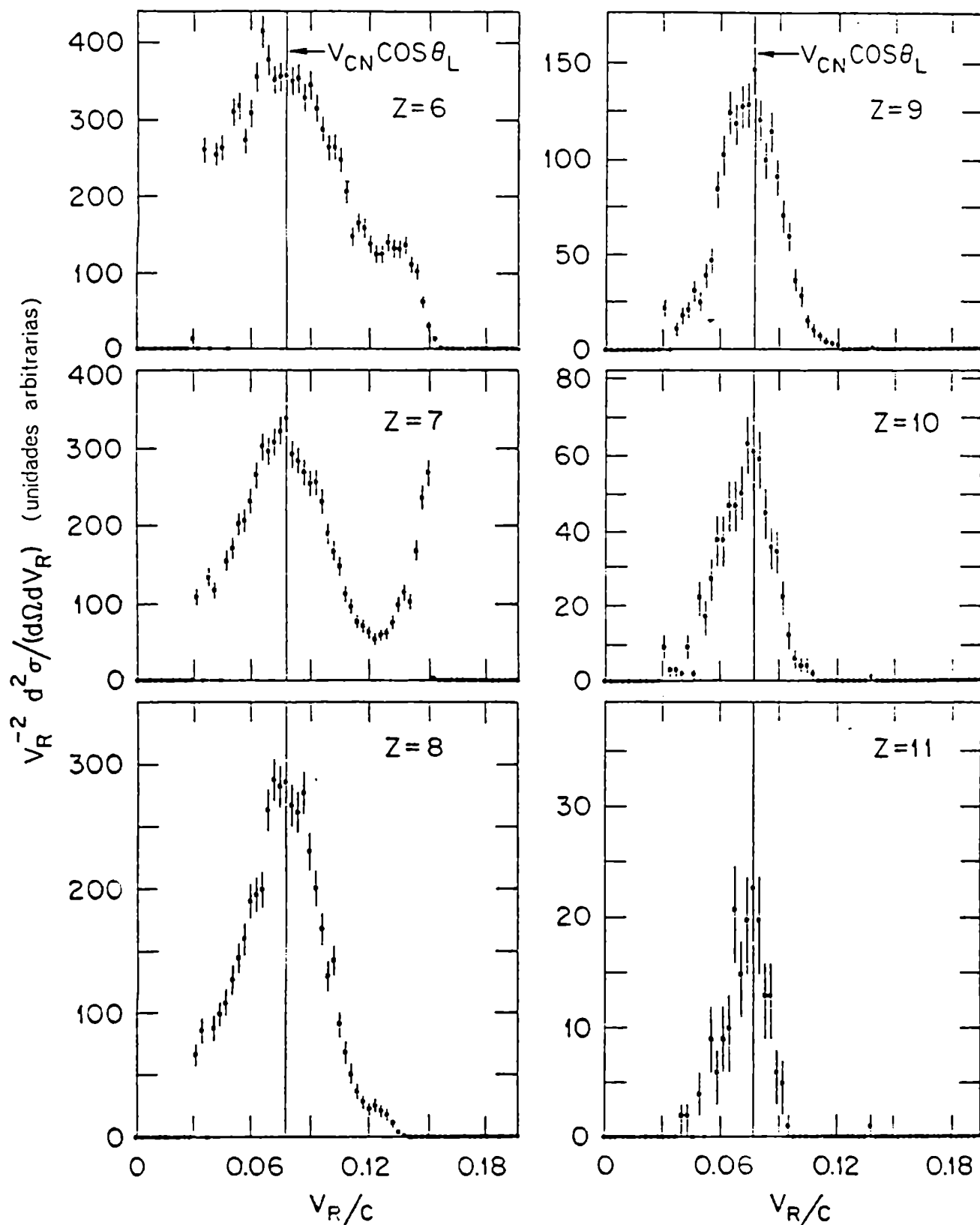


FIGURA 11

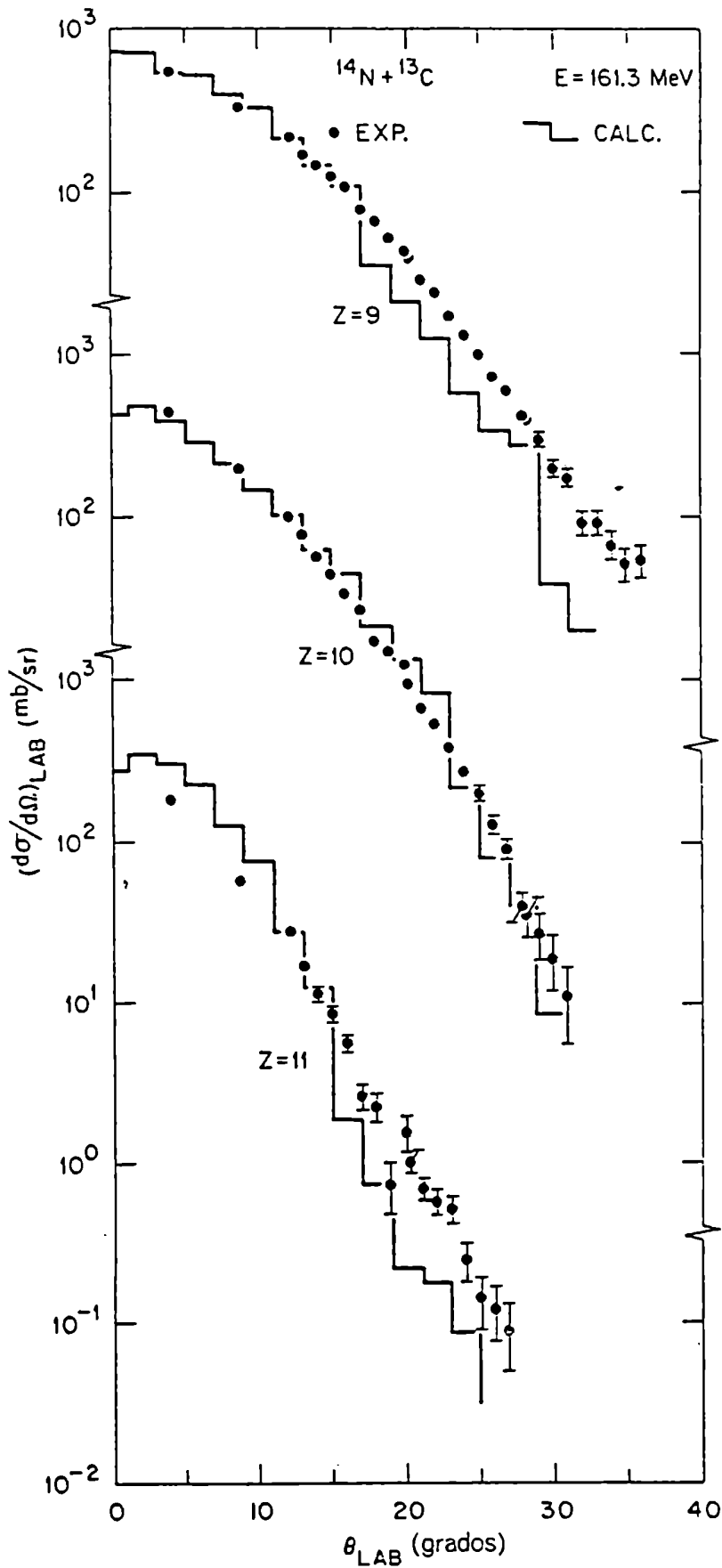


FIGURA 12

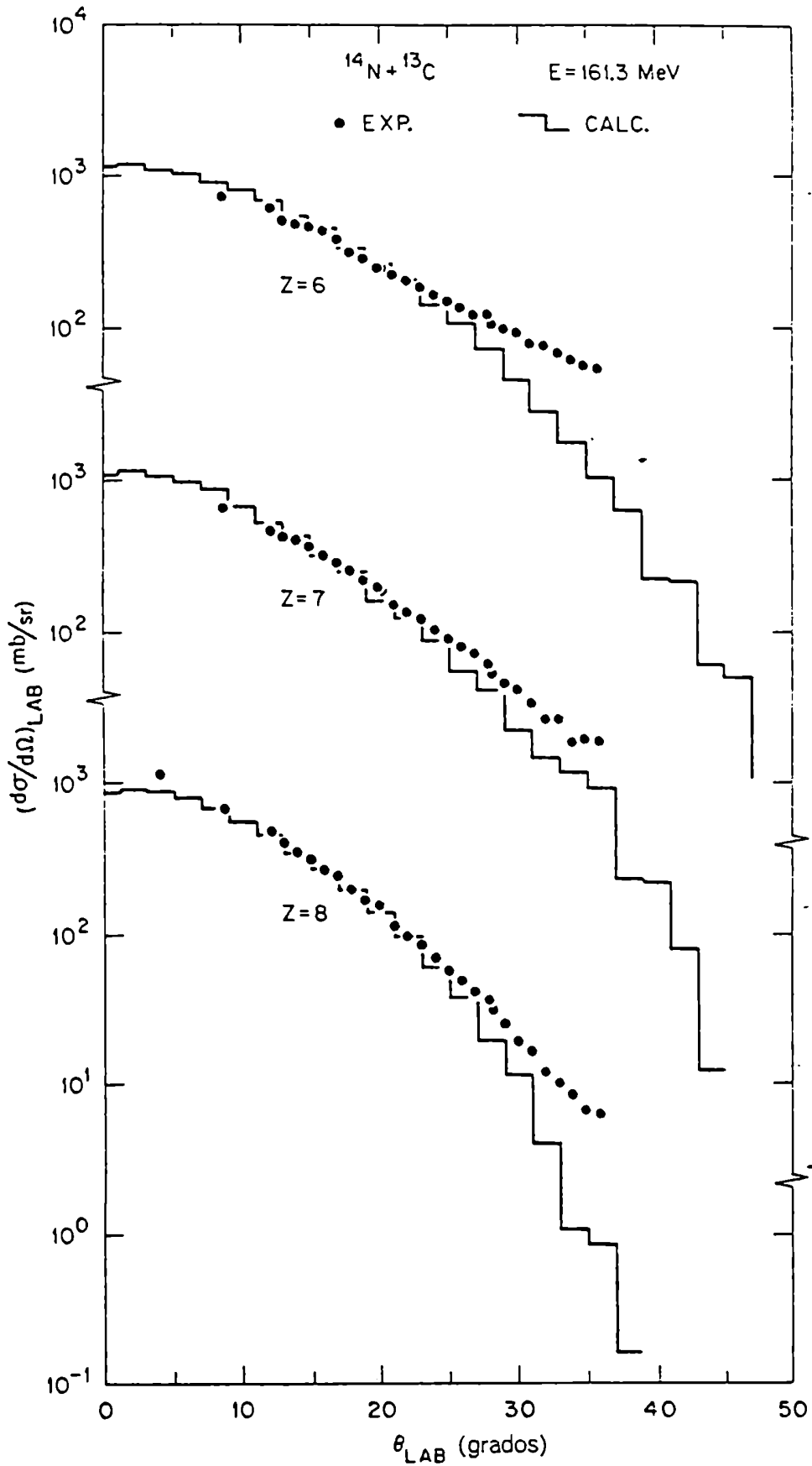


FIGURA 13

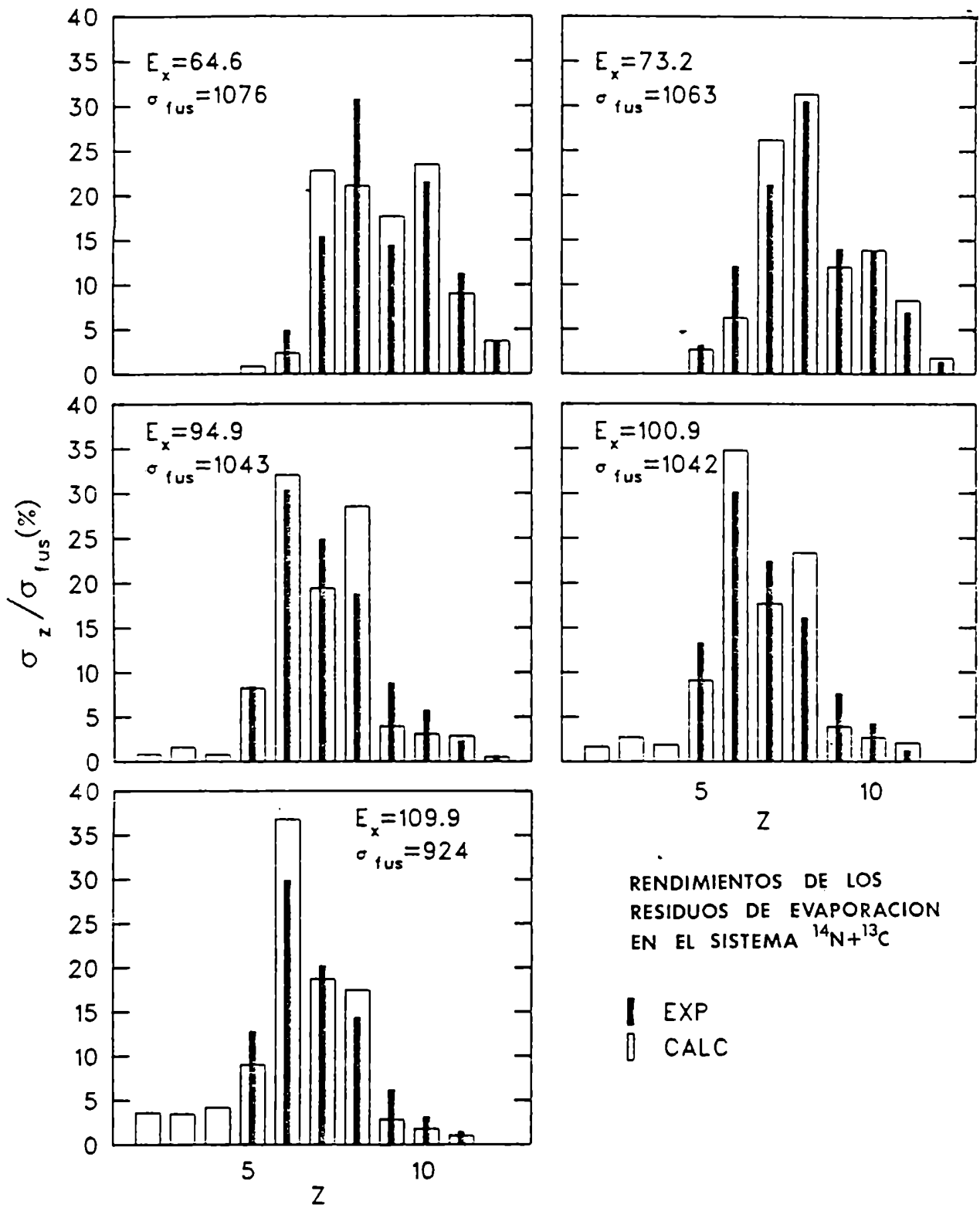


FIGURA 14



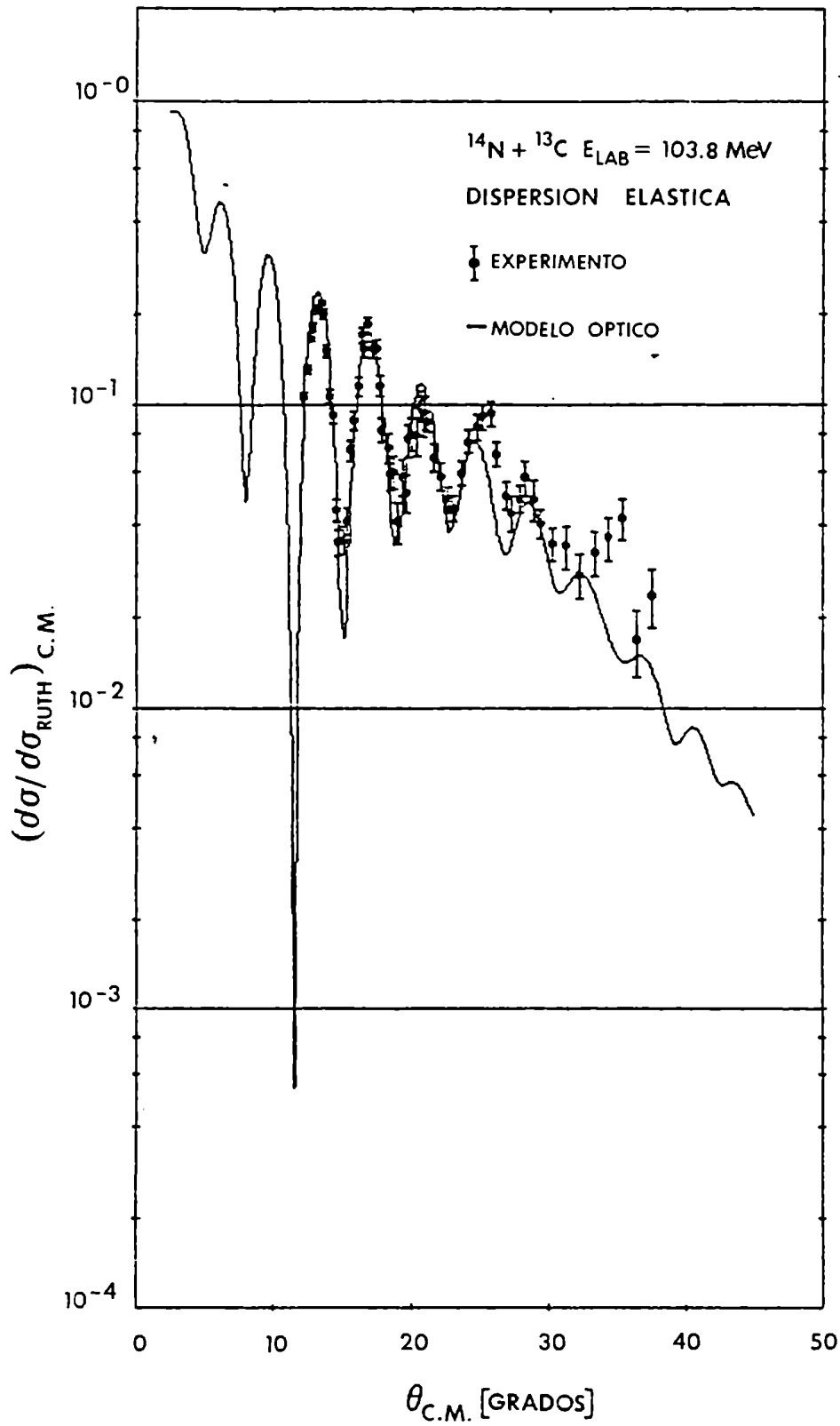


FIGURA 15

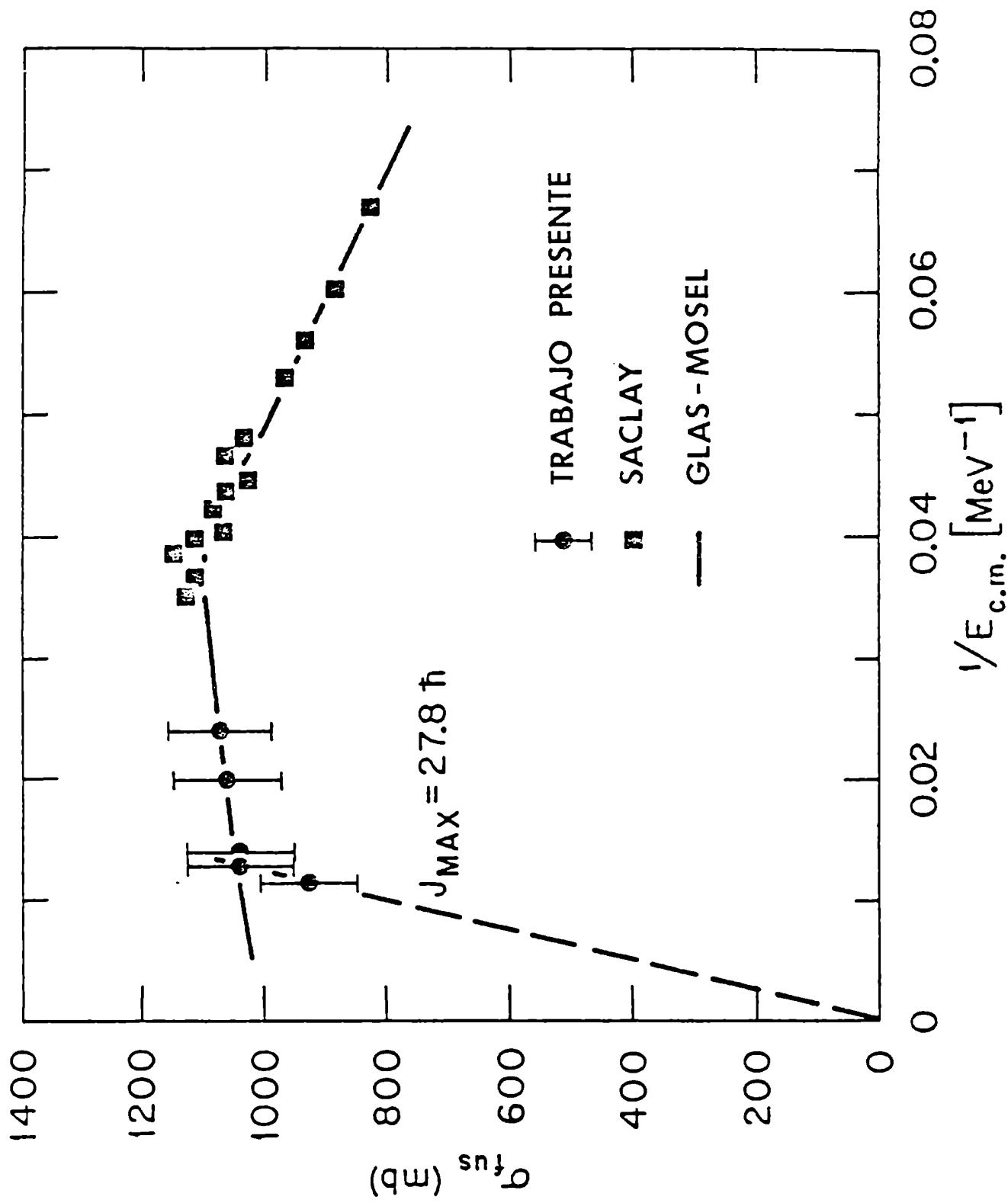


FIGURA 16

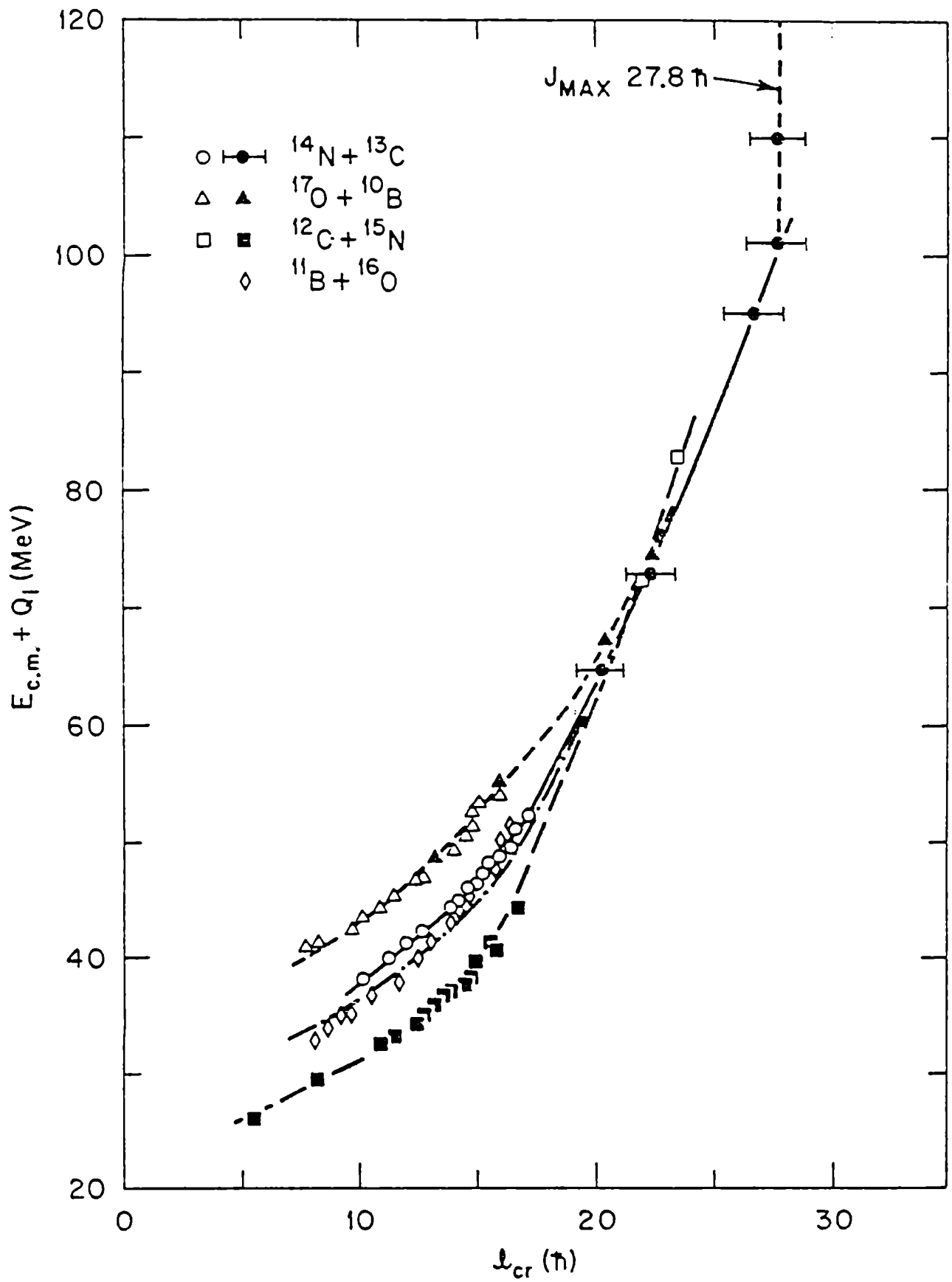


FIGURA 17

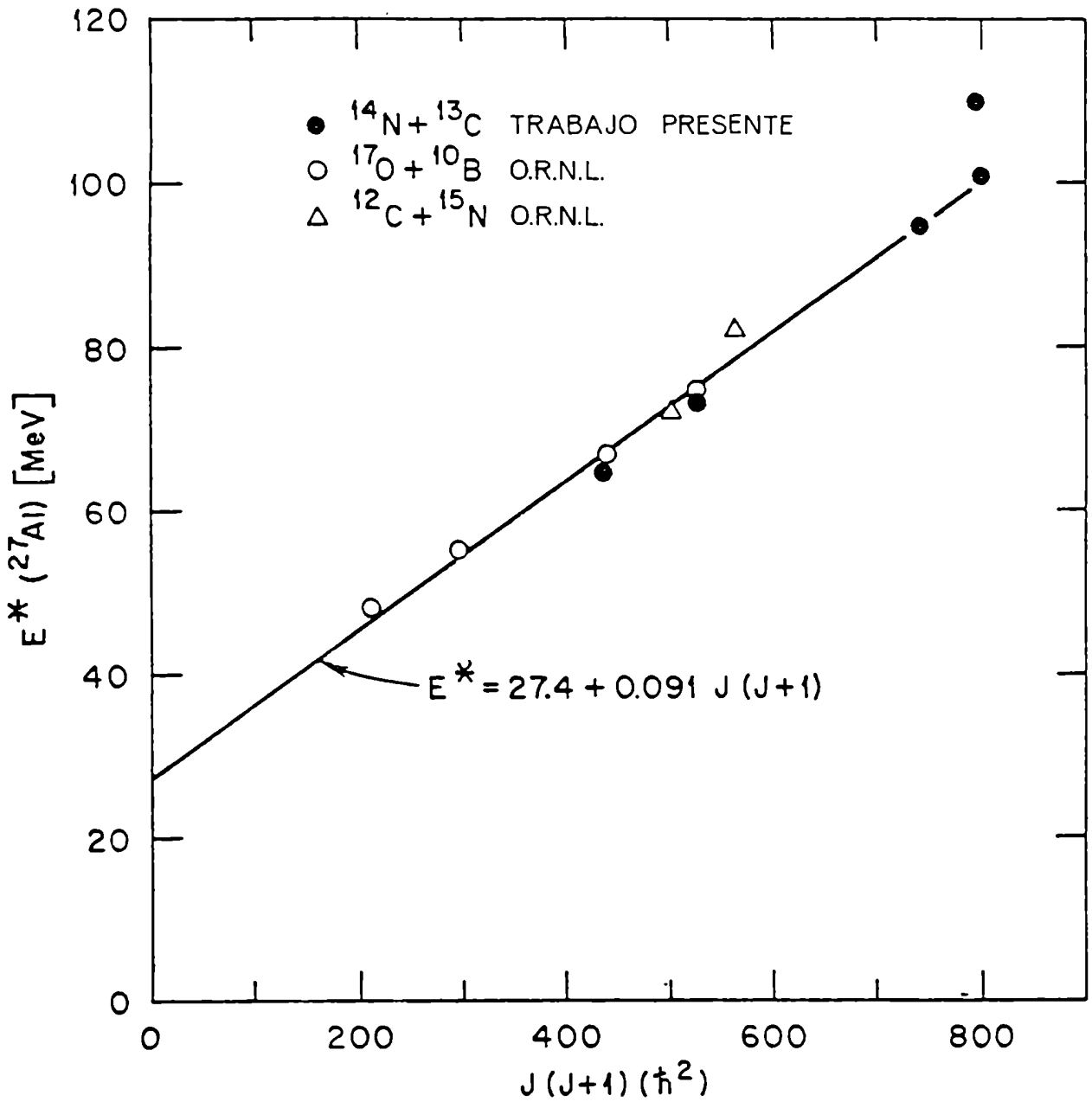


FIGURA 18

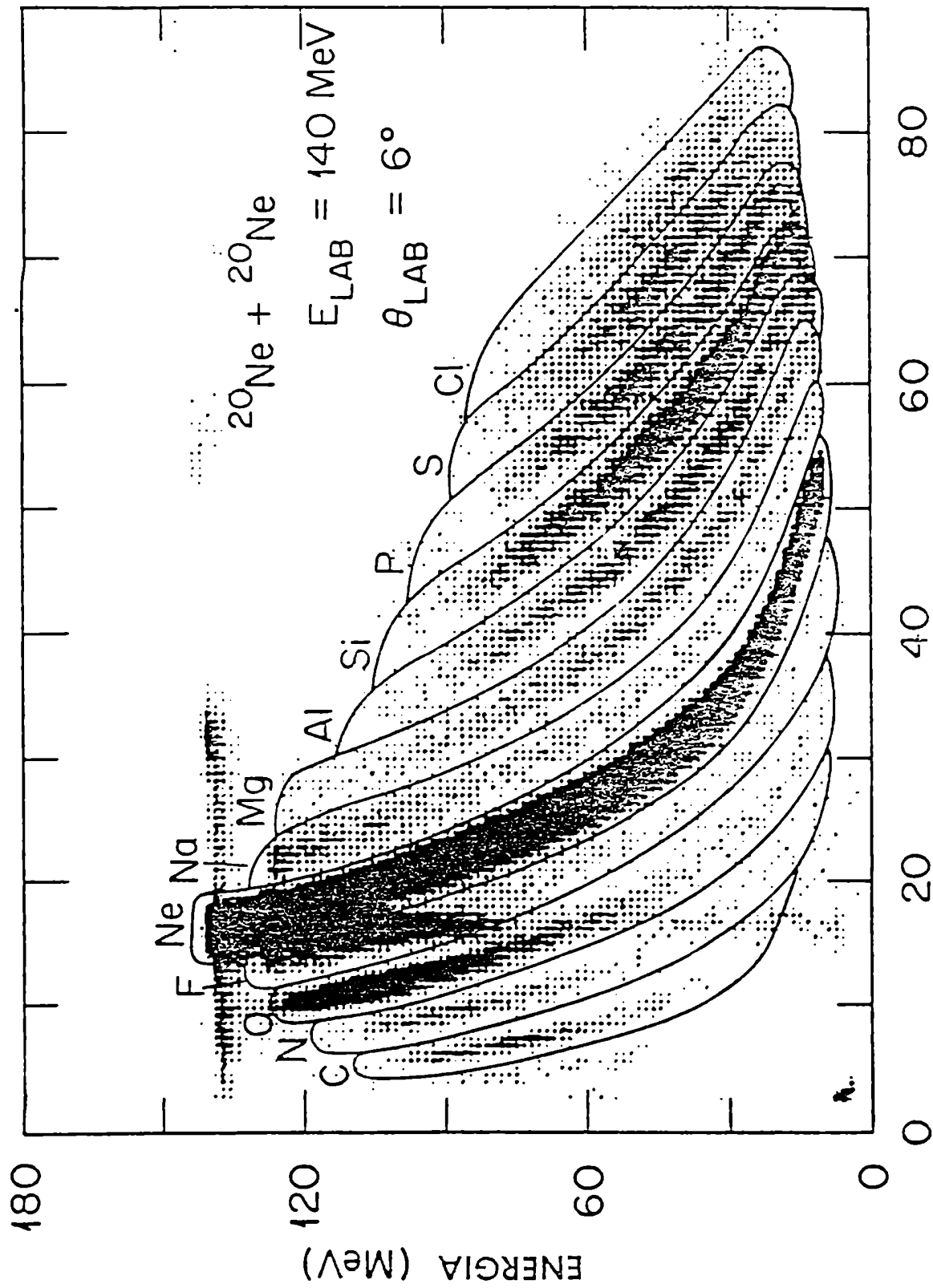


FIGURA 19

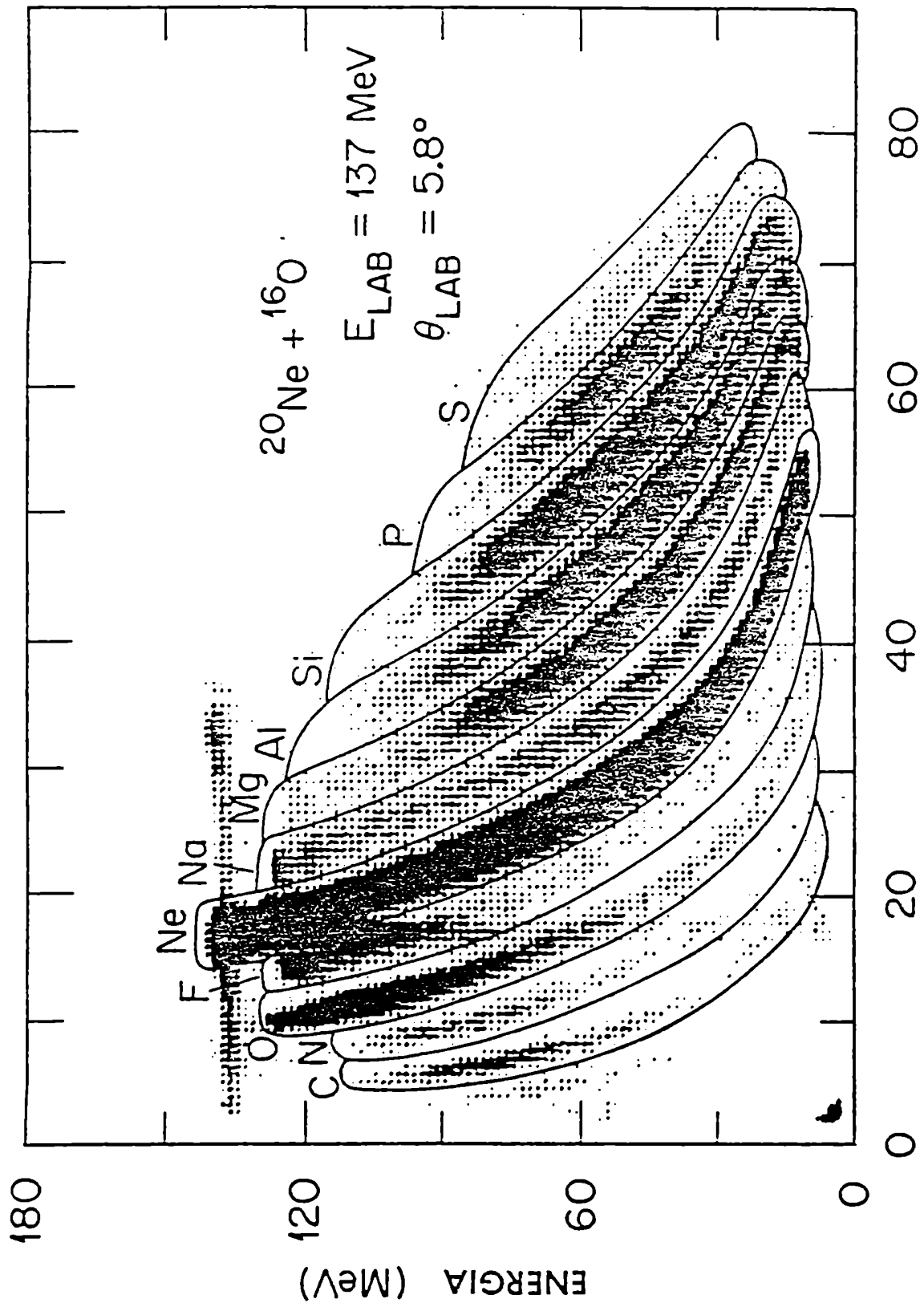


FIGURA 20

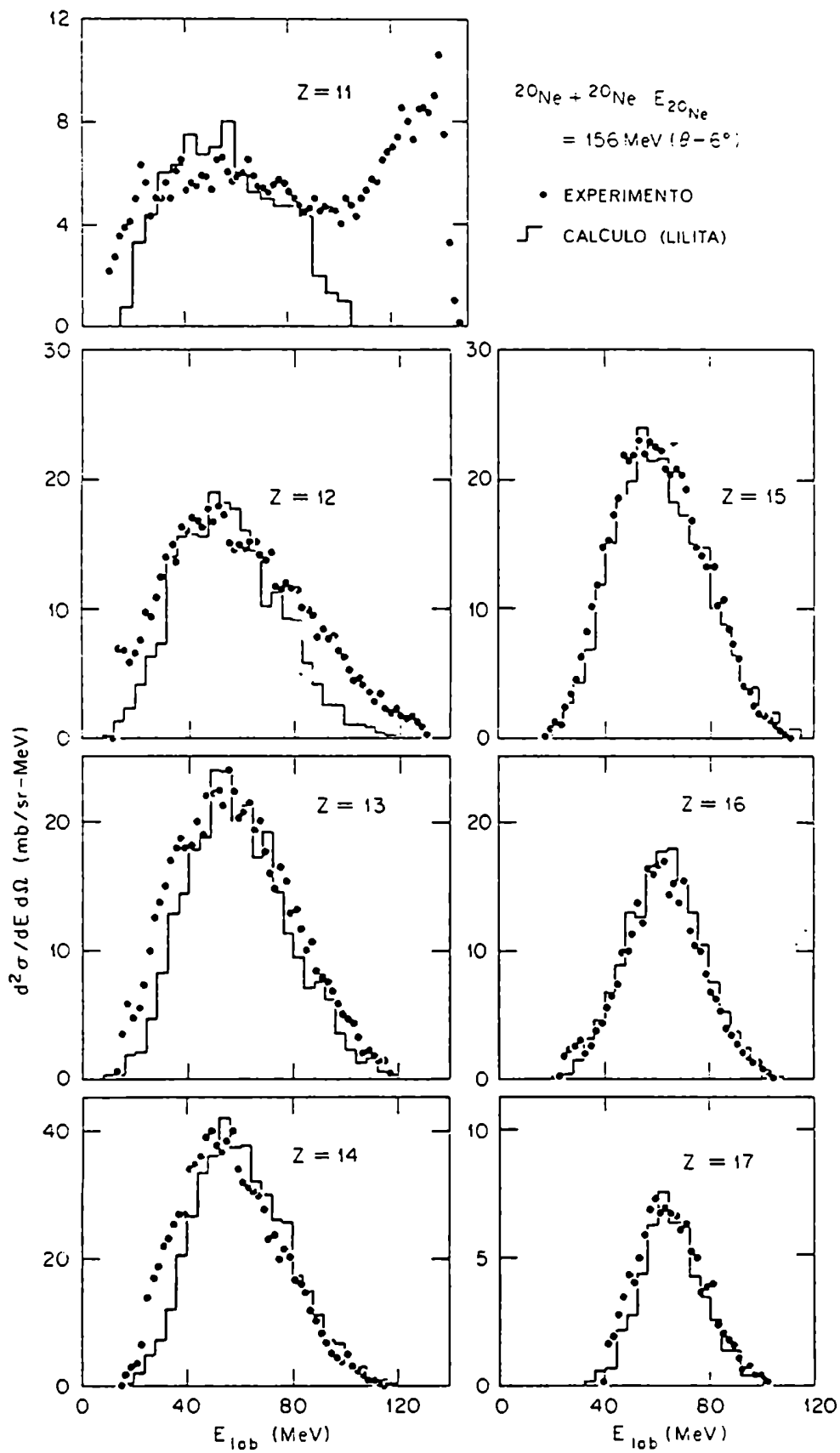


FIGURA 21

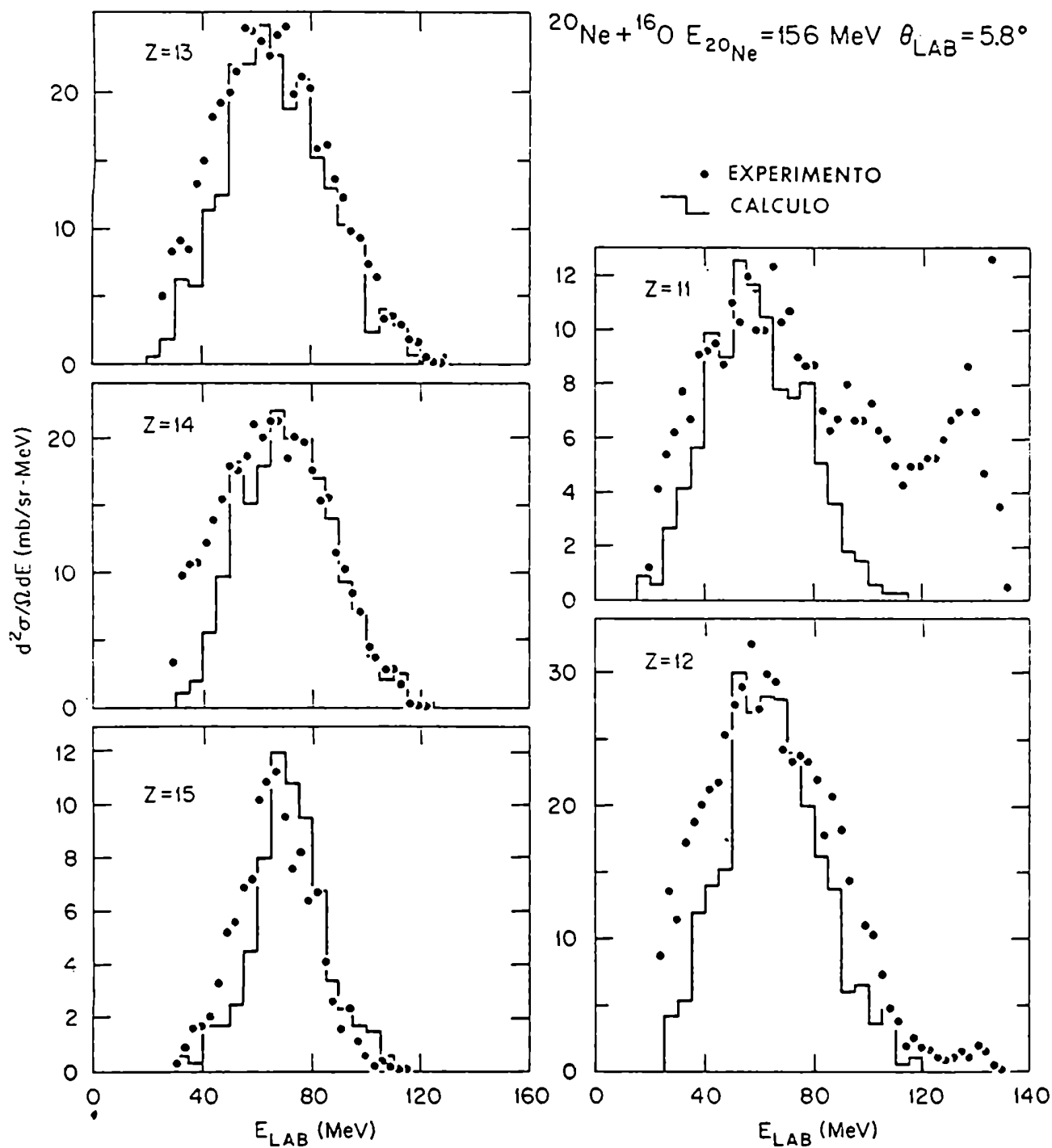


FIGURA 22



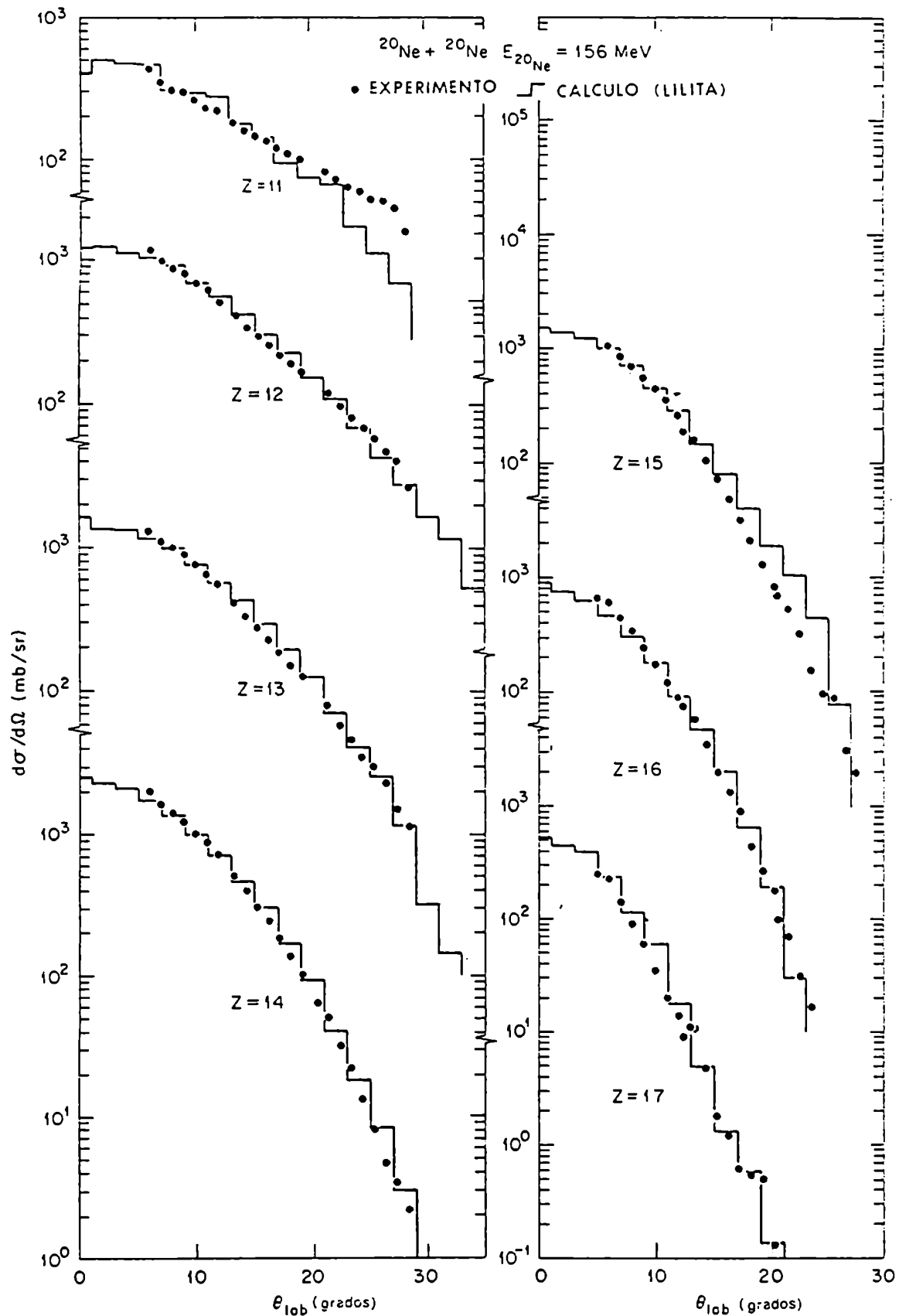


FIGURA 23

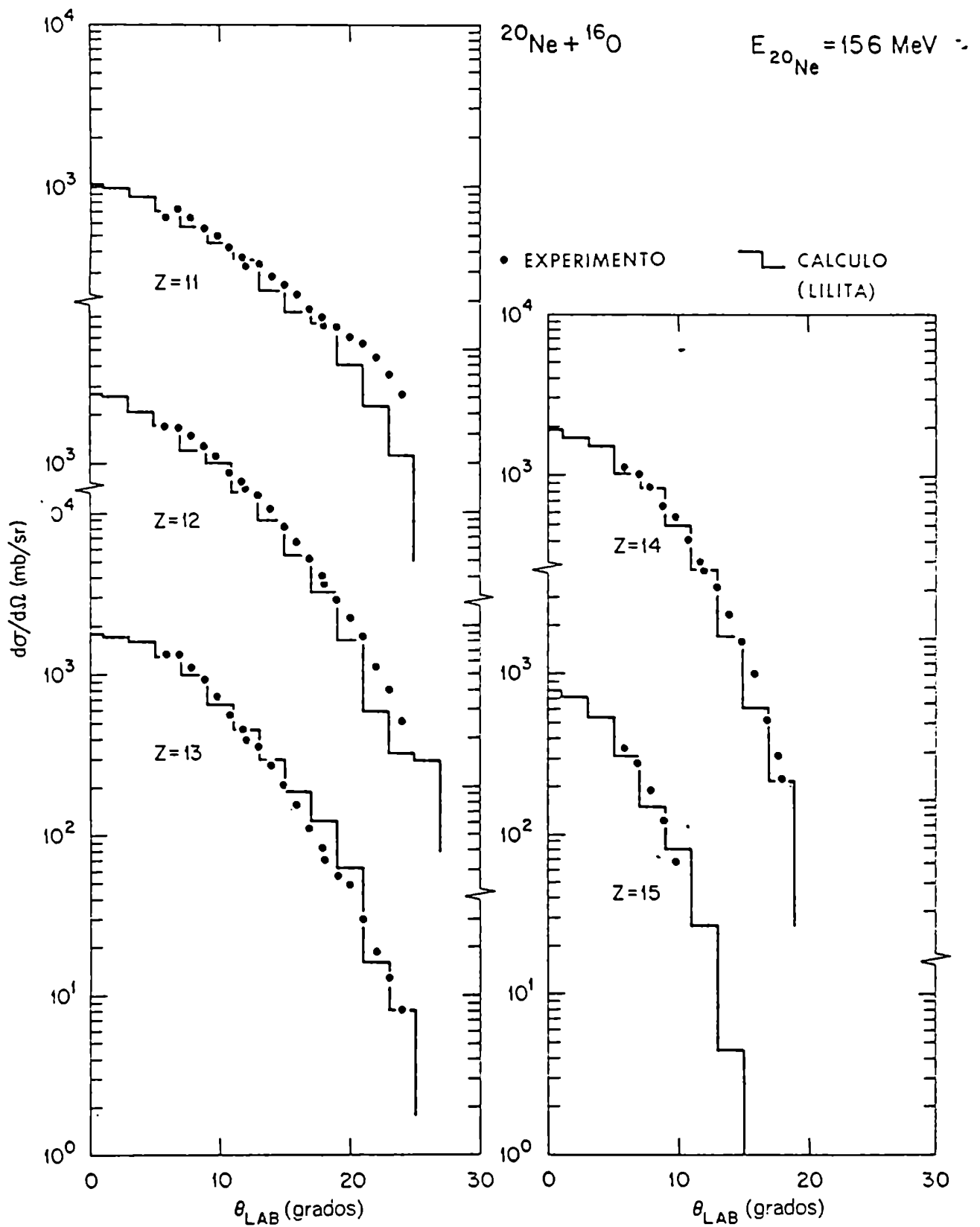


FIGURA 24

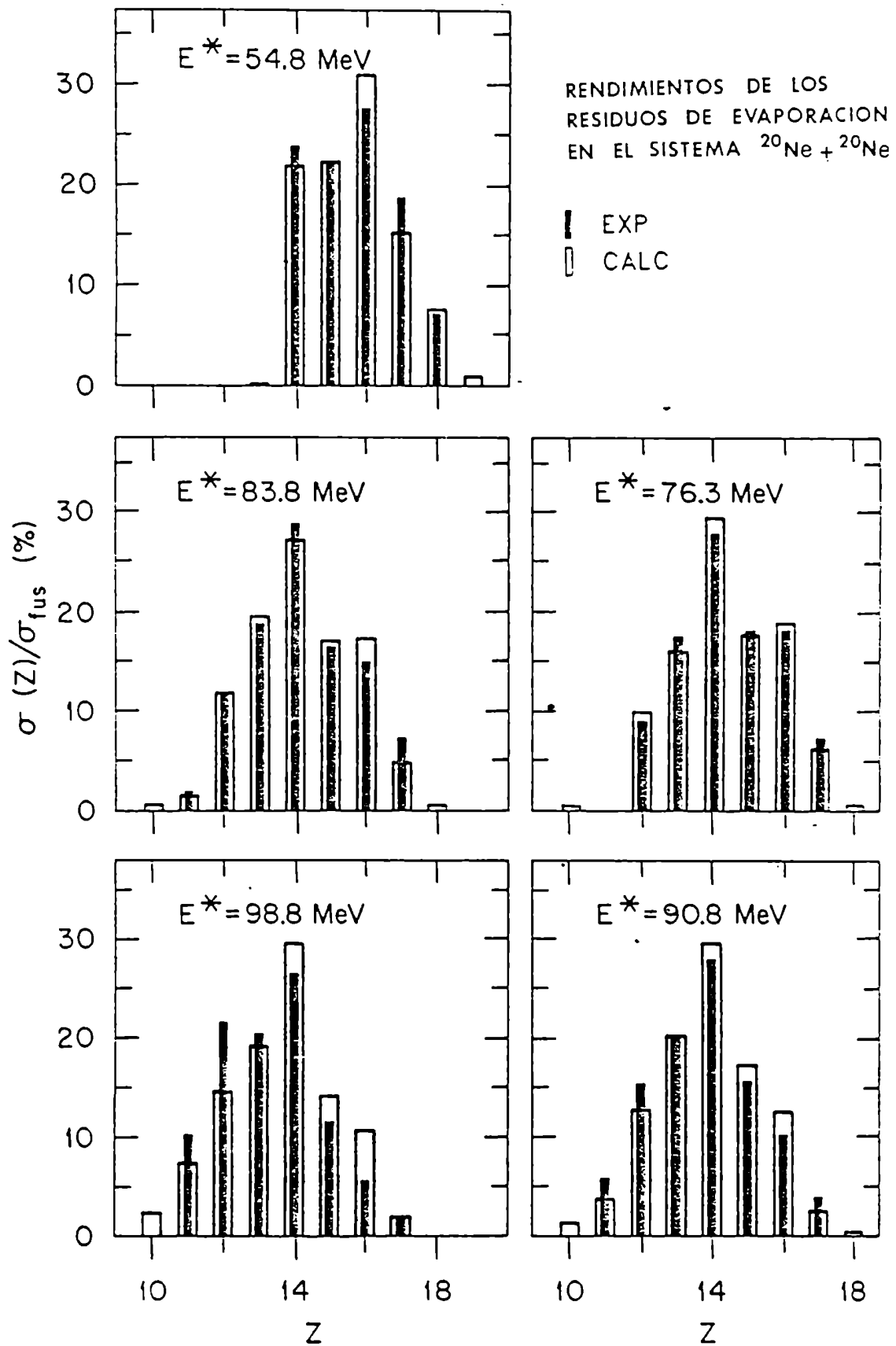


FIGURA 25

RENDIMIENTOS DE LOS RESIDUOS DE EVAPORACION  
 EN EL SISTEMA  $^{20}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$

□ CALC.    ■ EXP.

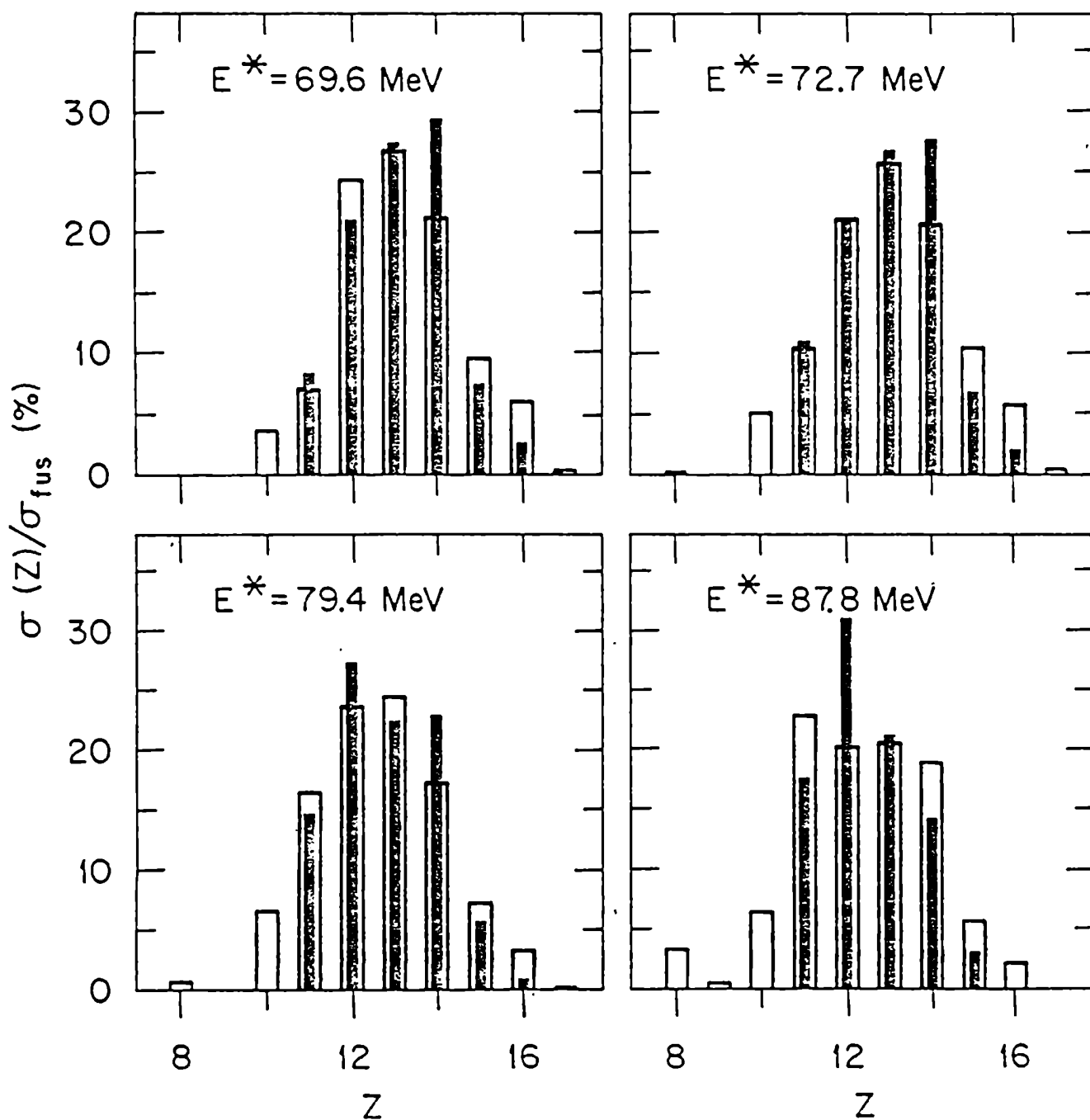


FIGURA 26

# $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ RESIDUOS DE EVAPORACION DE

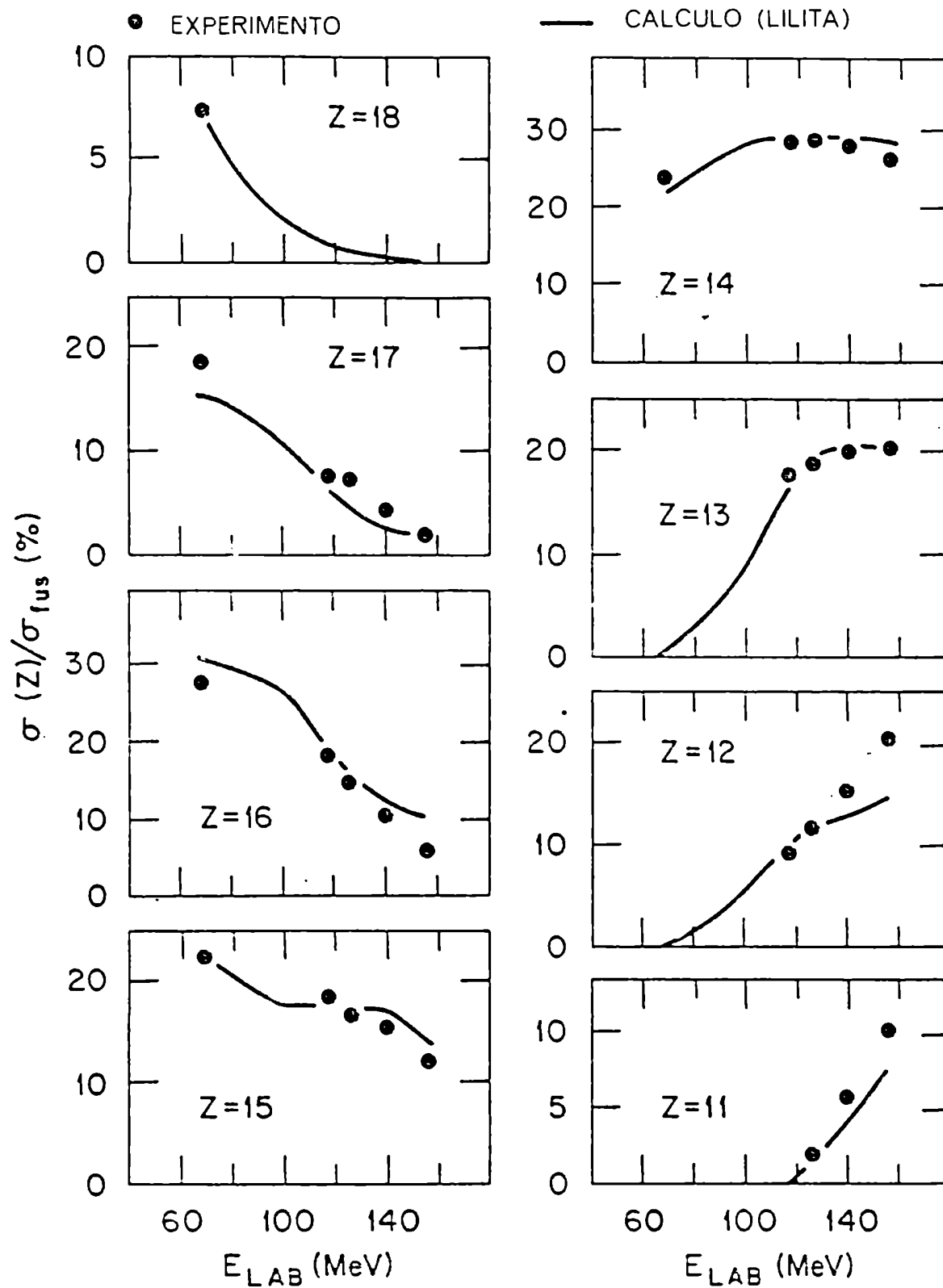


FIGURA 27

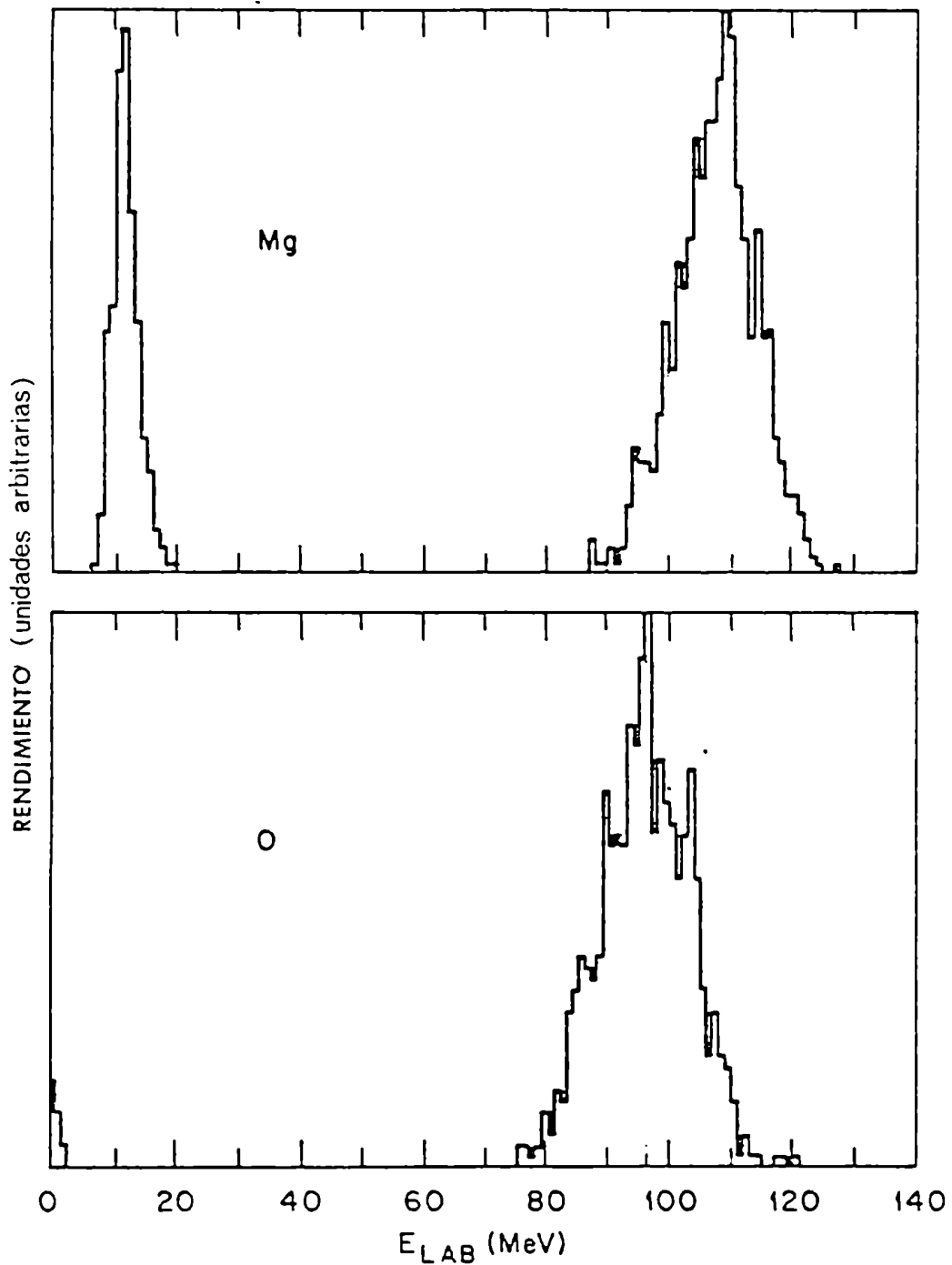
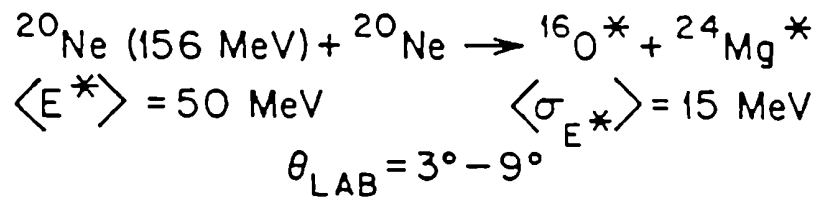
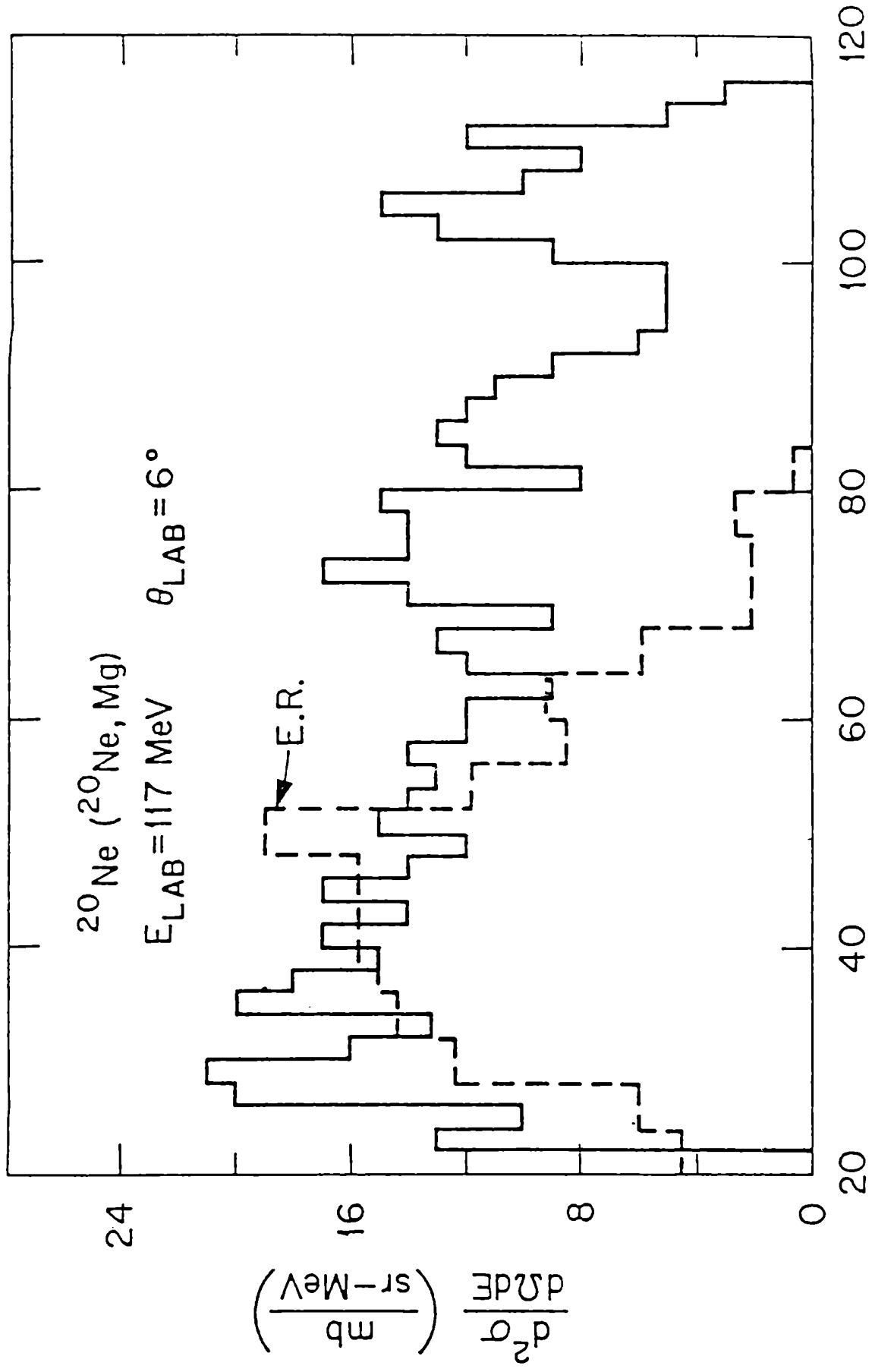


FIGURA 28



$^{20}\text{Ne}$  (156 MeV) +  $^{20}\text{Ne}$   $\theta=5^\circ$

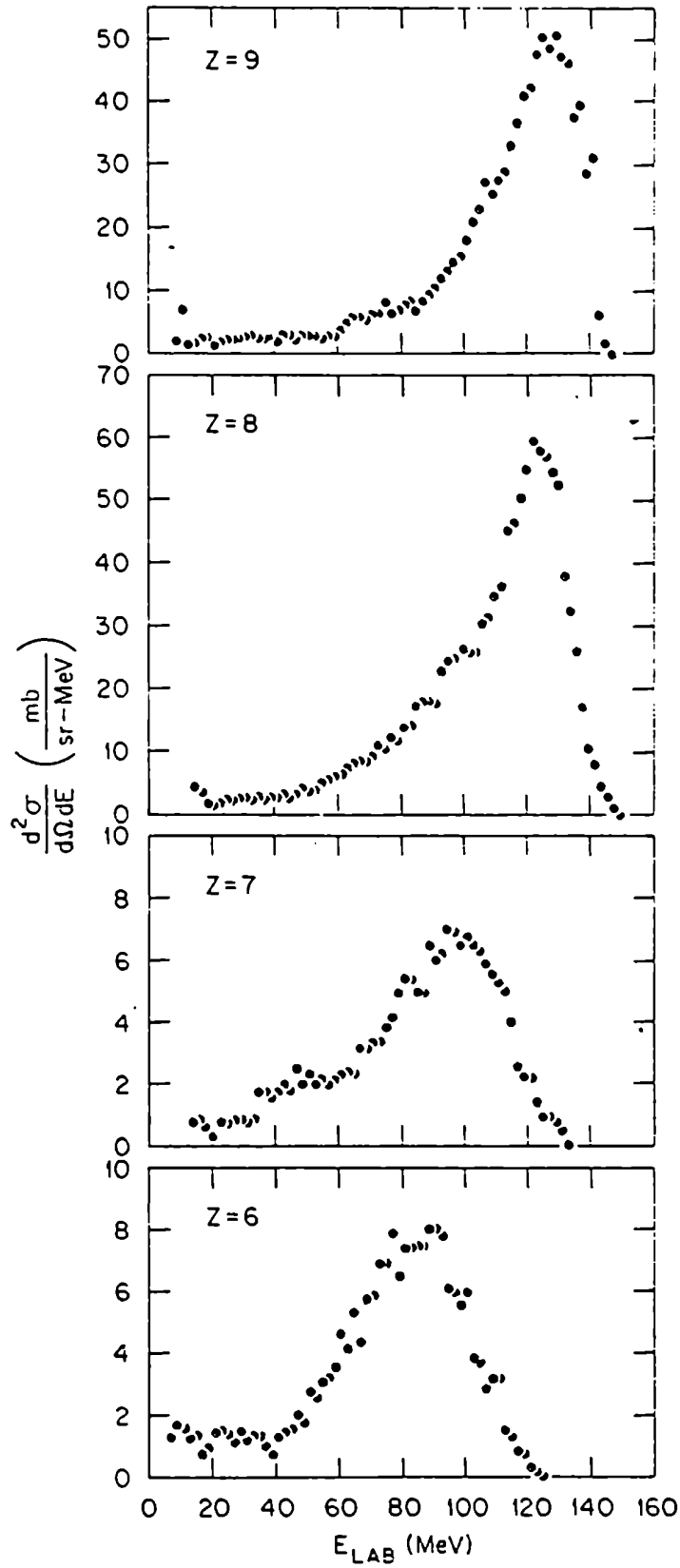


FIGURA 30



$^{20}\text{Ne}$  (156 MeV) +  $^{16}\text{O}$   $\theta = 5.8^\circ$

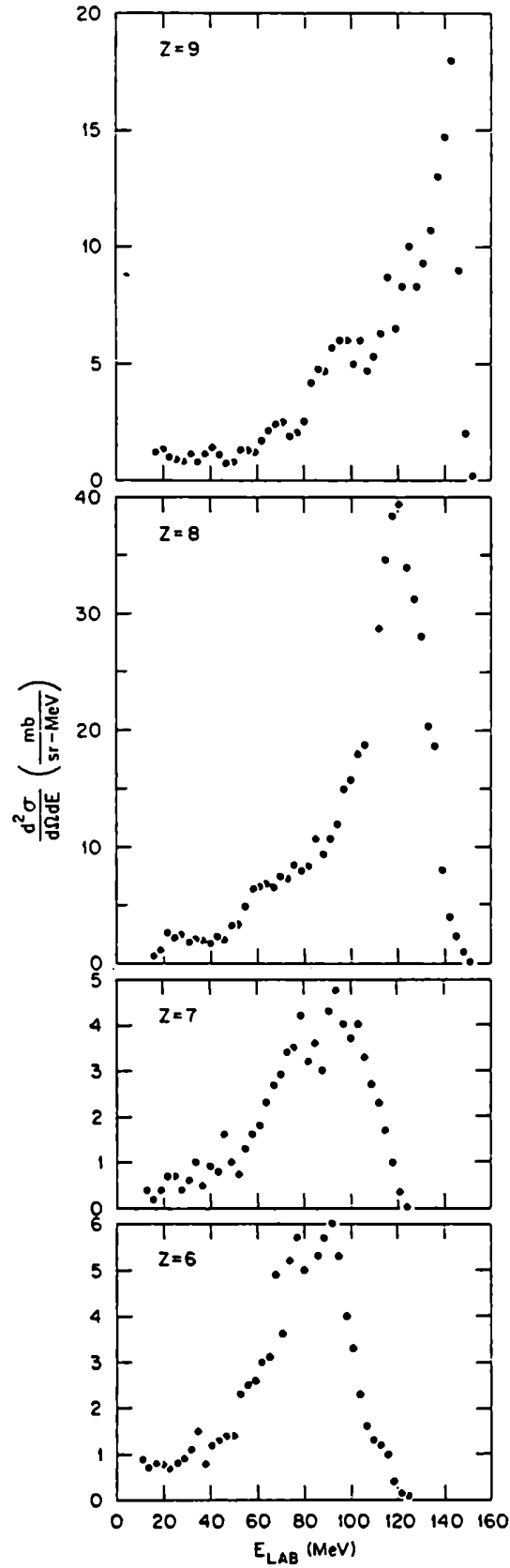


FIGURA 31

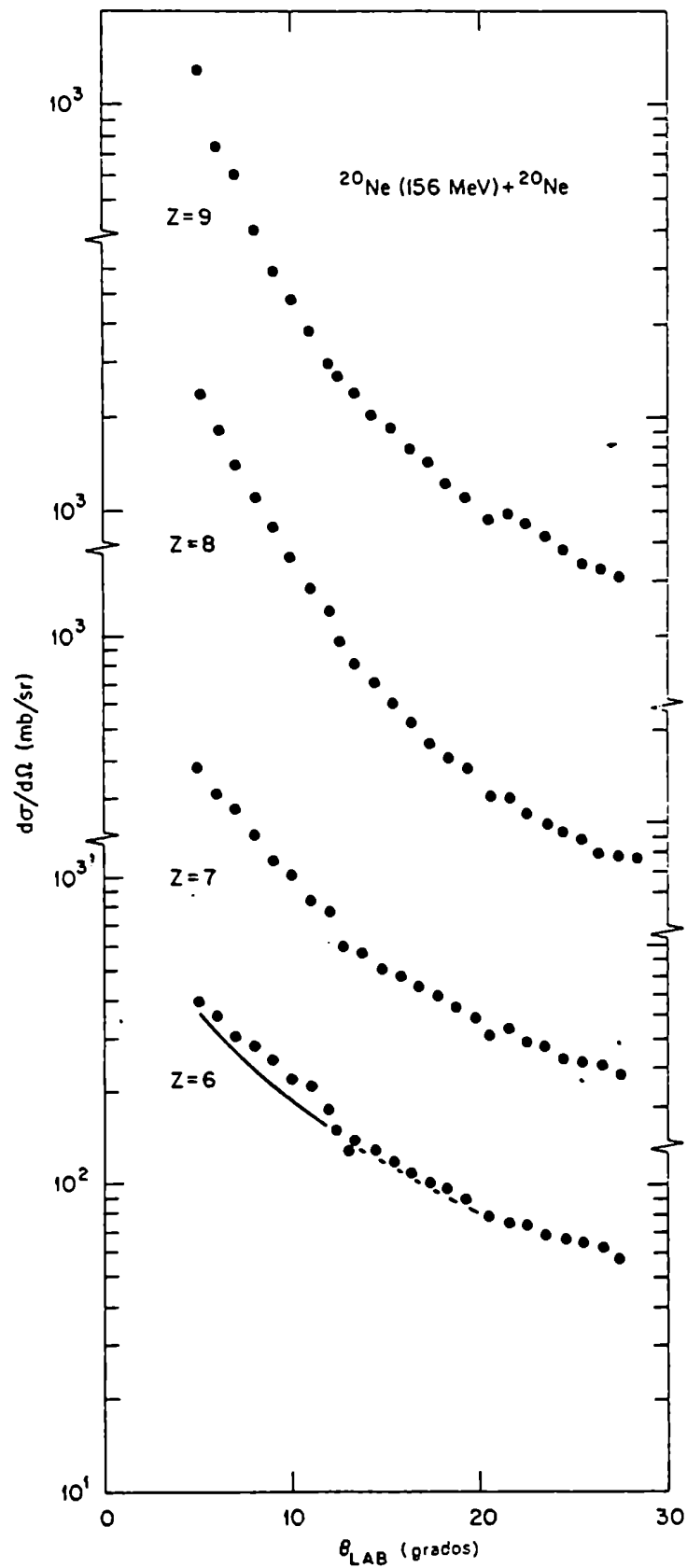


FIGURA 32

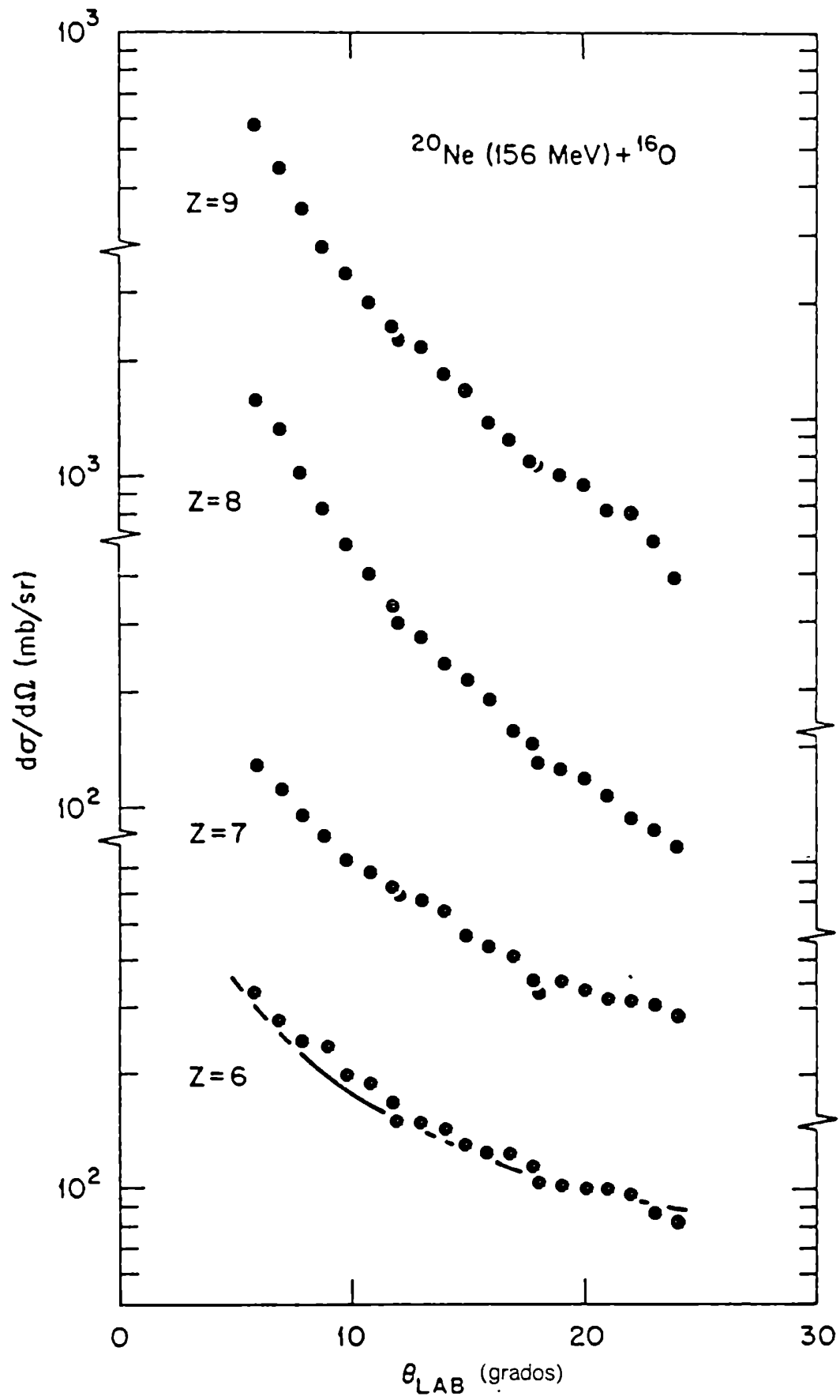


FIGURA 33

$^{20}\text{Ne} (^{20}\text{Ne}, \text{O}) \text{Mg}$

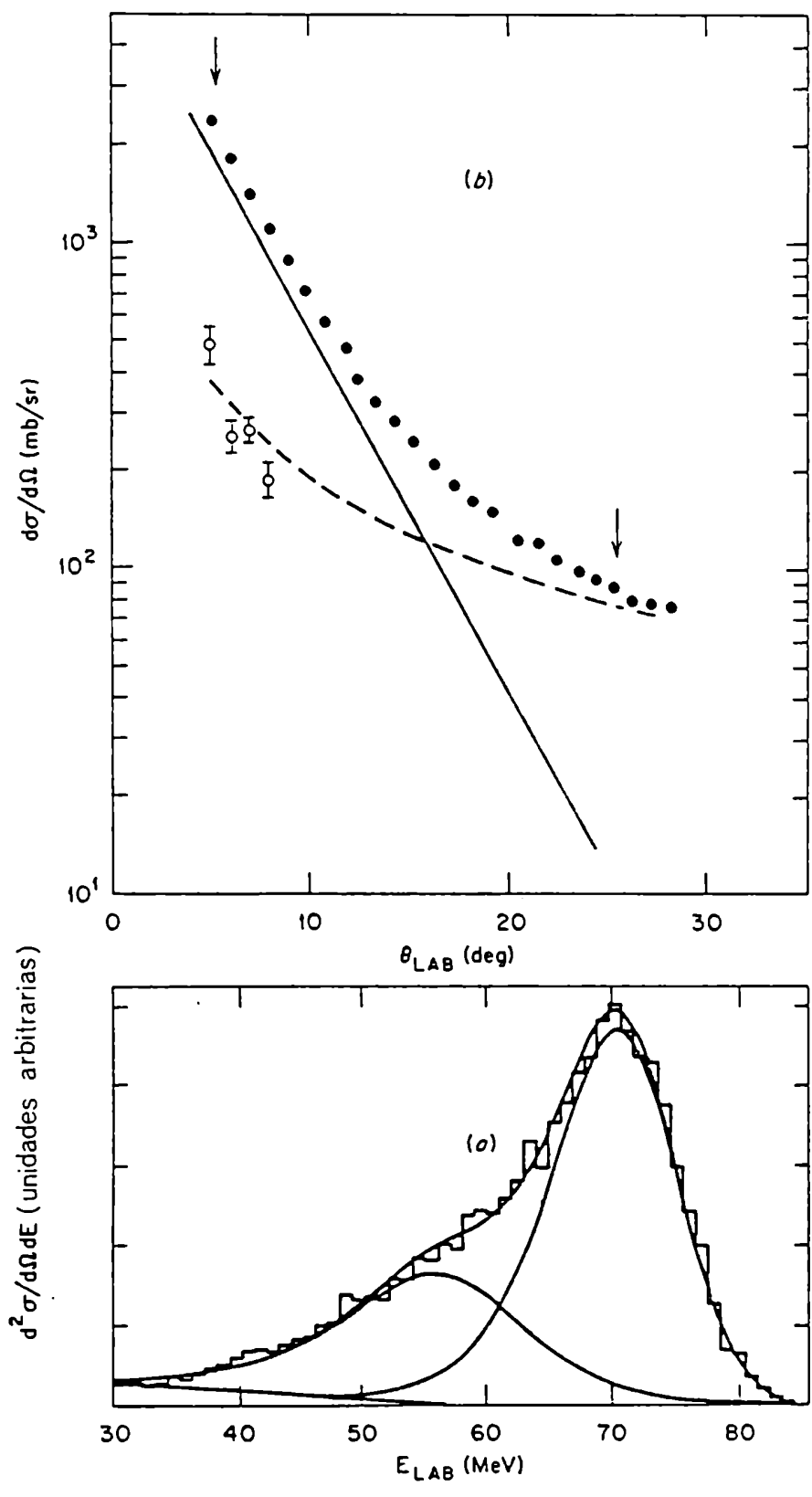


FIGURA 34

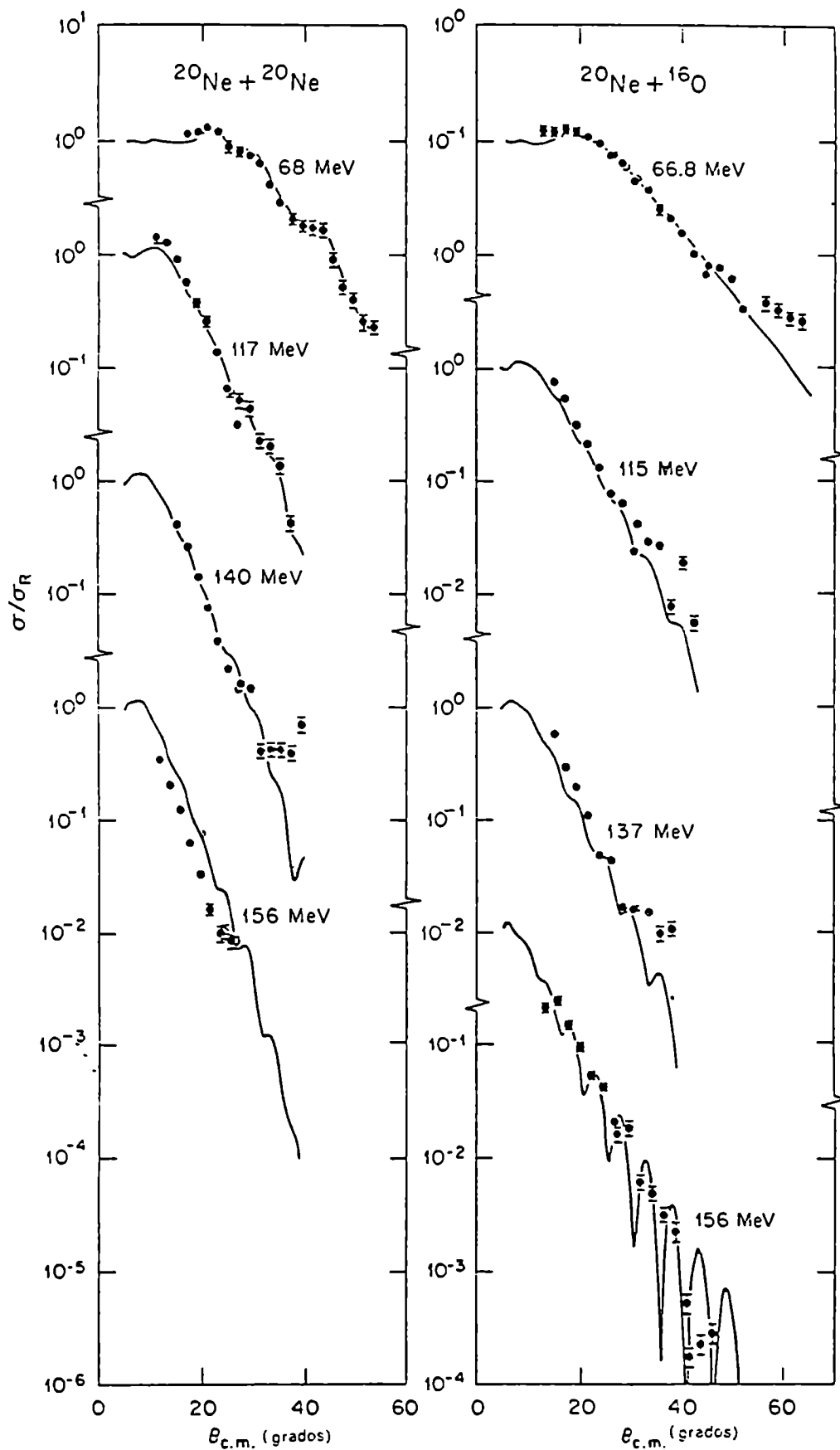


FIGURA 35

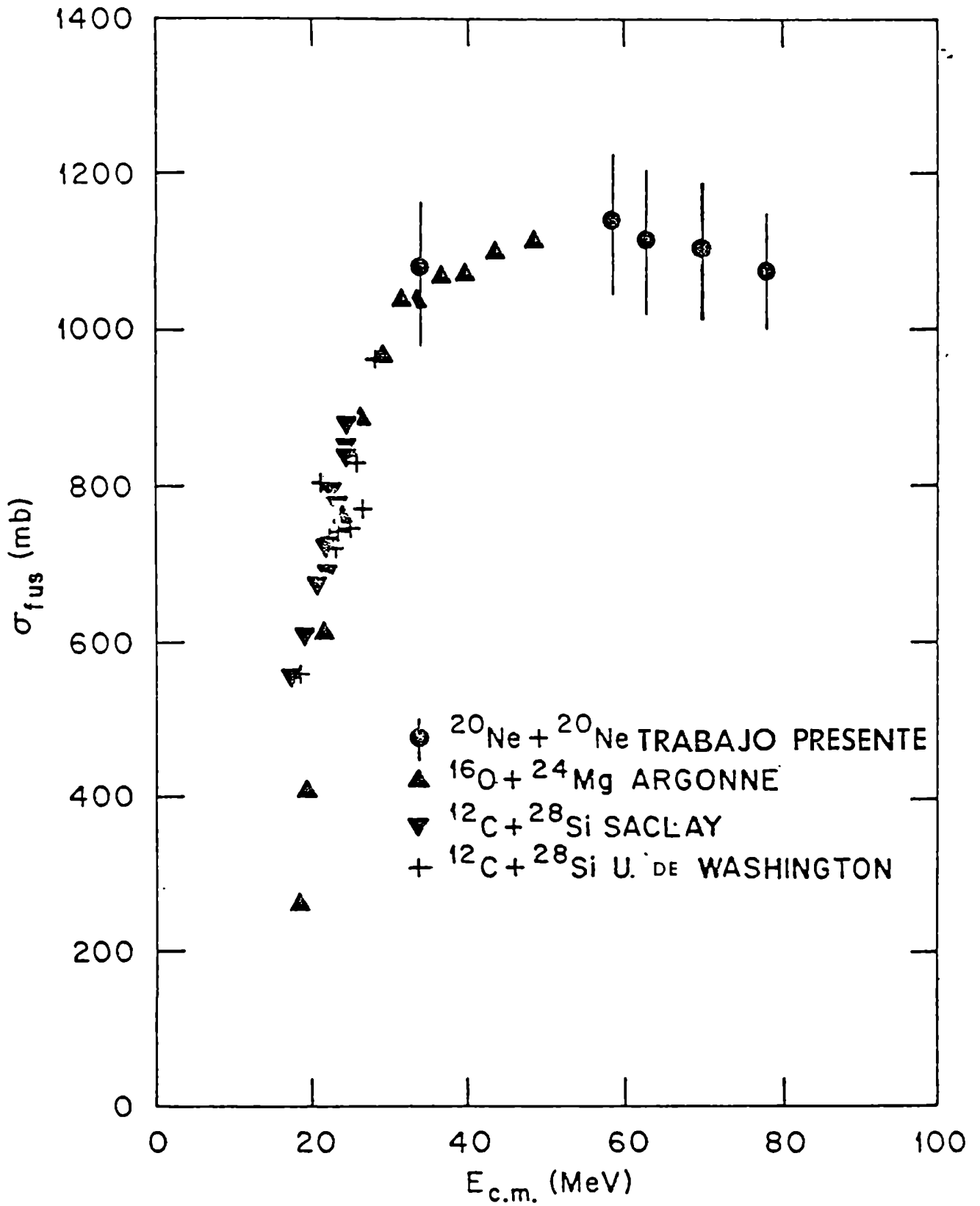


FIGURA 36

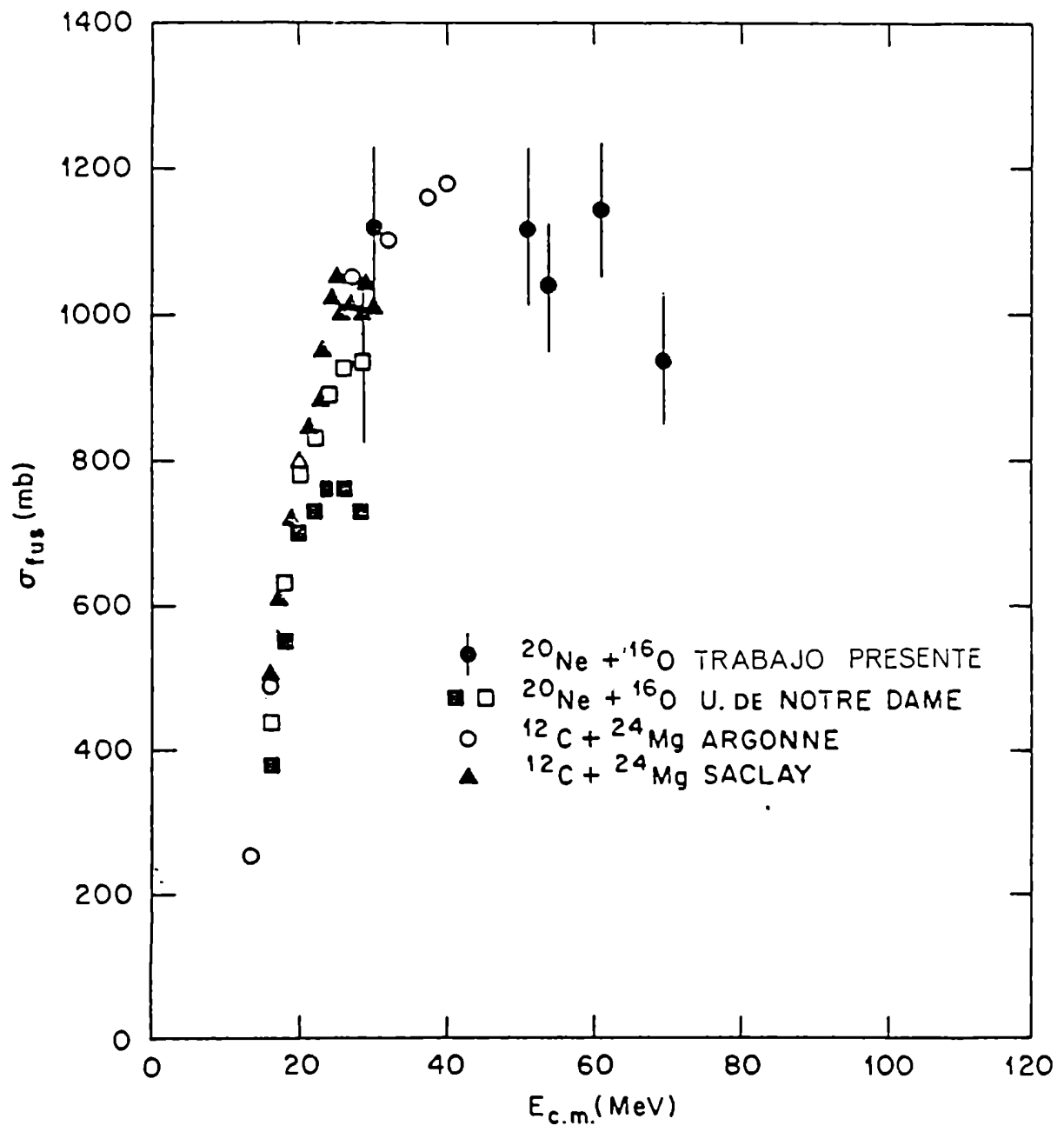


FIGURA 37

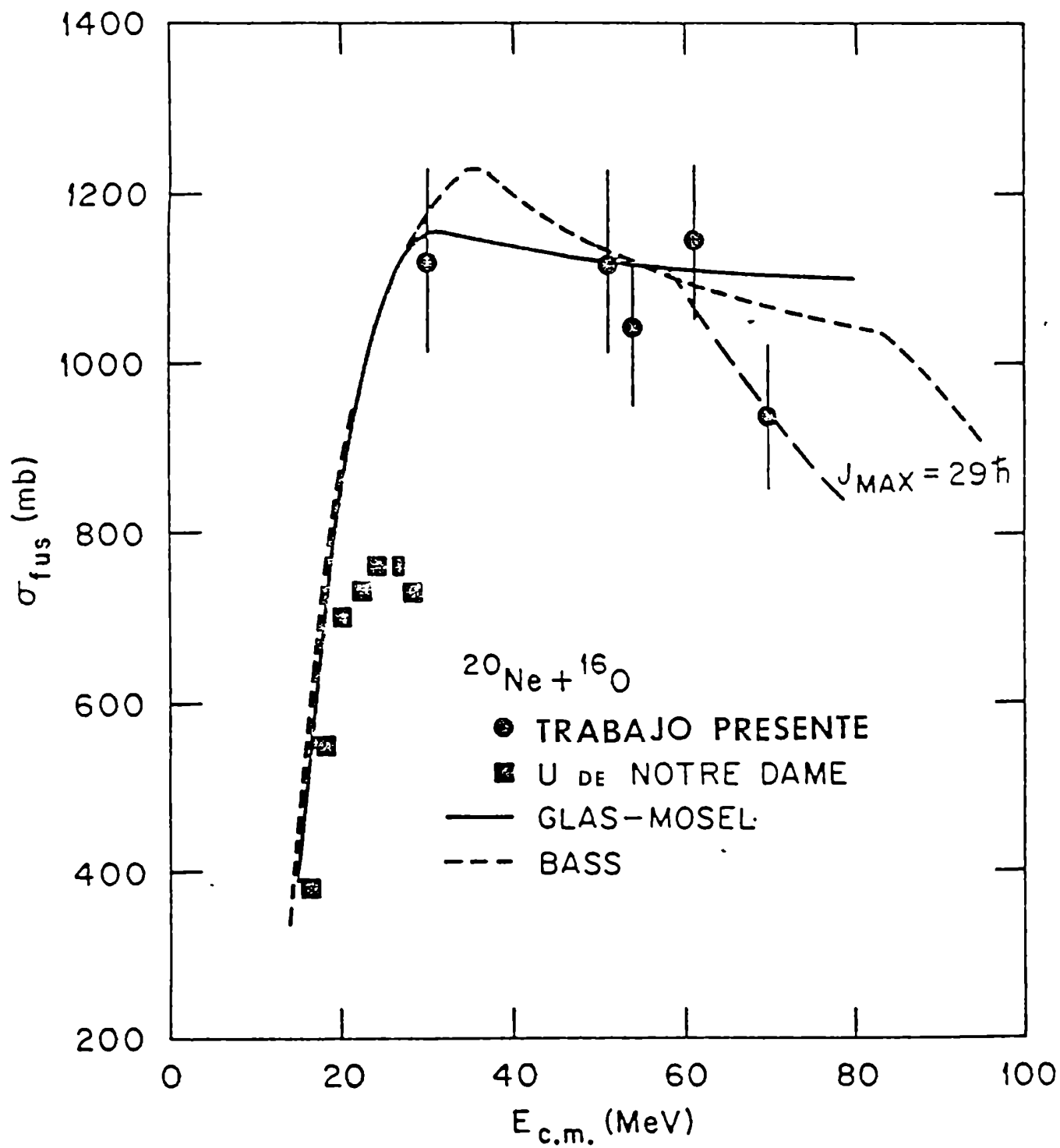
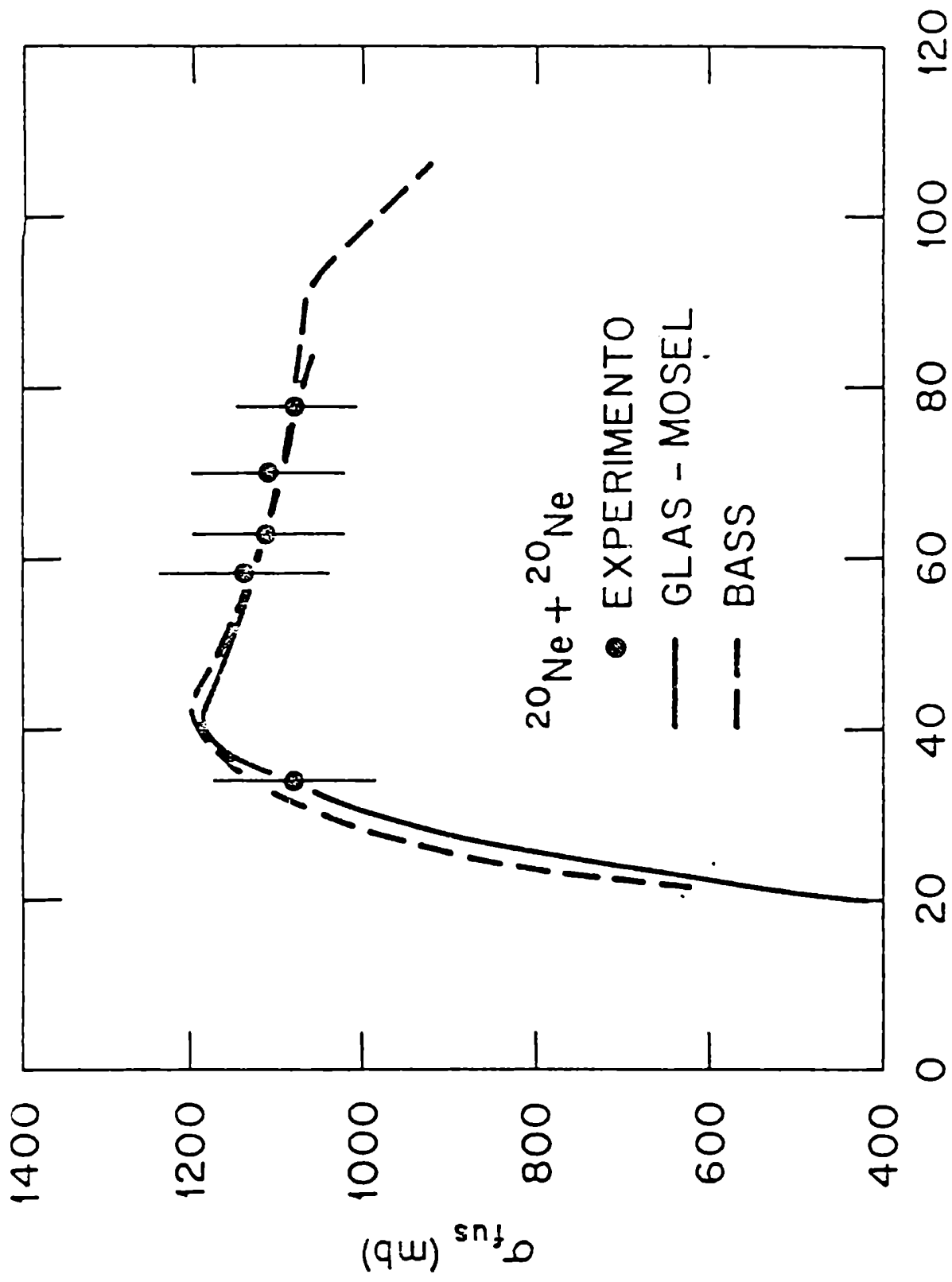


FIGURA 38





ESQUEMA DEL MONTAJE DE LOS CONTADORES  
EN EL EXPERIMENTO DE COINCIDENCIAS  
IONES PEÑADOS - PARTICULAS ALFA

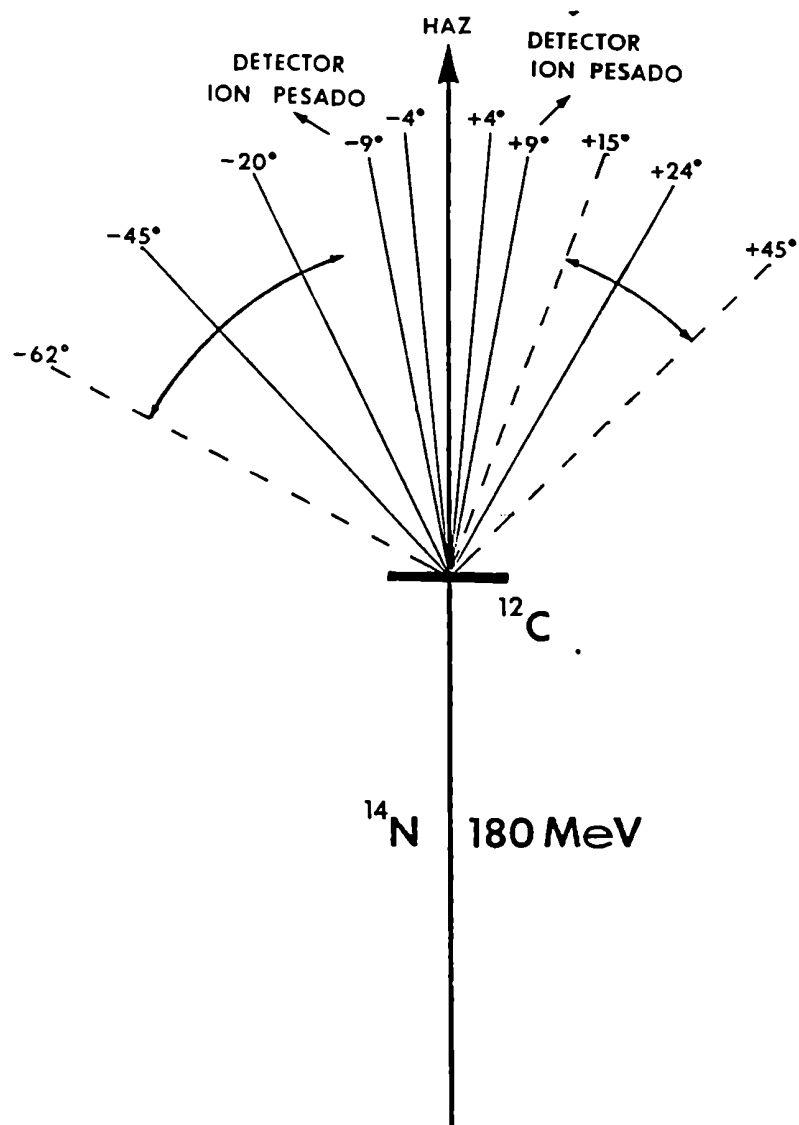


FIGURA 40



COINCIDENCIAS  $\alpha$ -O  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$

$E(^{14}\text{N}) = 180 \text{ MeV}$

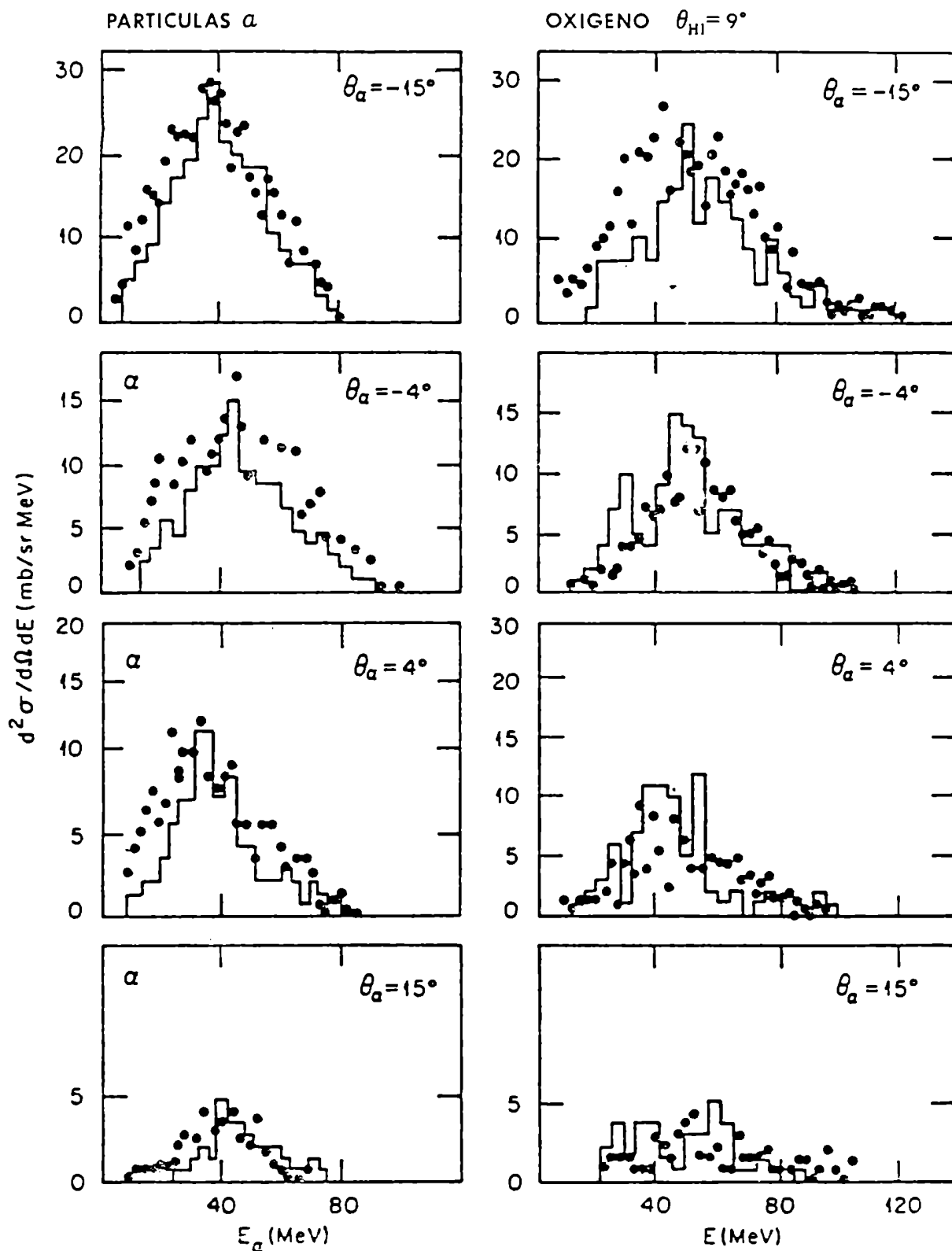


FIGURA 42

CORRELACION ANGULAR ION PESADO - PARTICULA  $\alpha$   
EN EL PLANO DE REACCION  
 $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$  A  $E_{\text{LAB}} = 180$  MeV

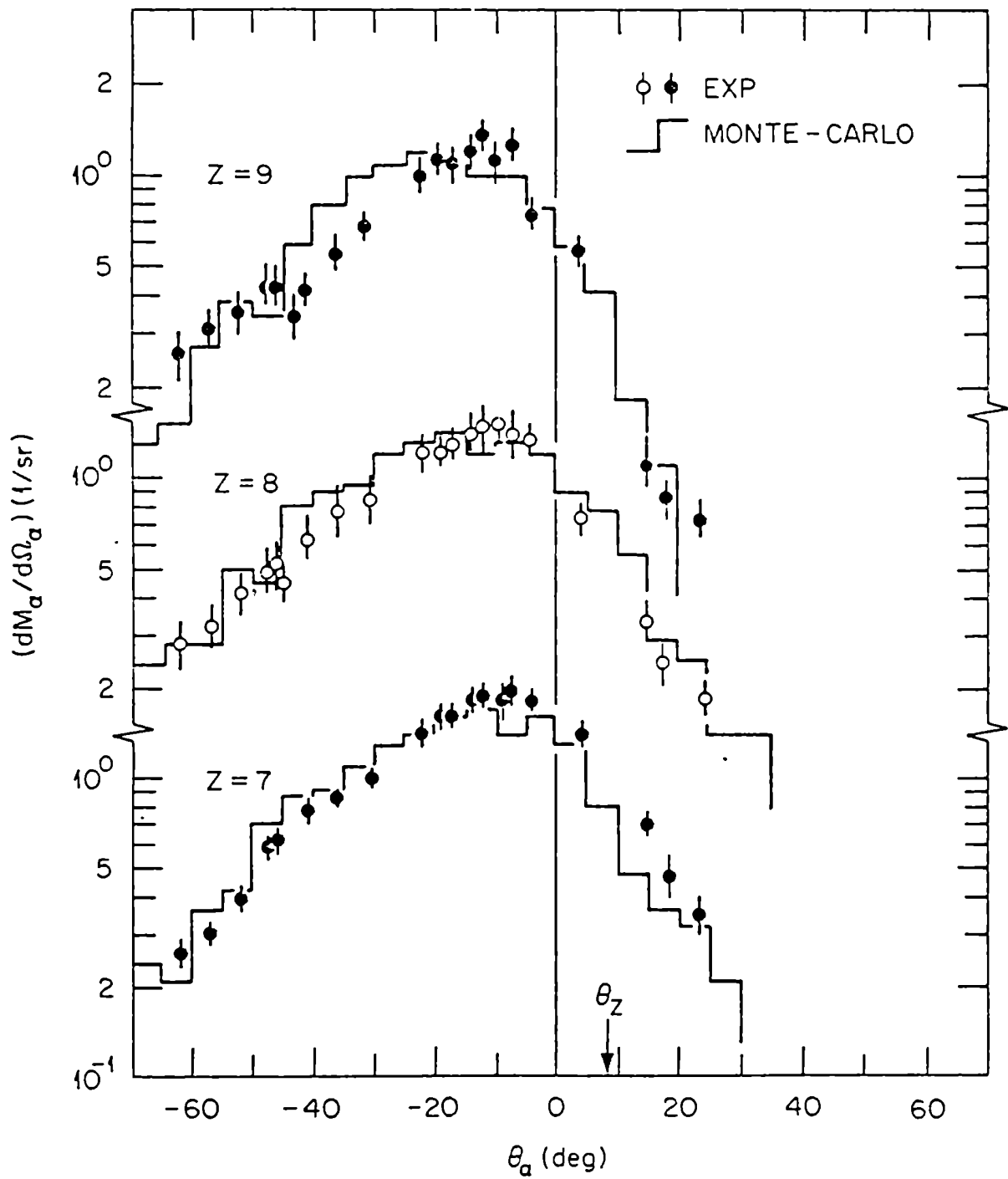


FIGURA 43