

DETERMINACION DE LAS CARACTERISTICAS ANGULARES DE
LOS ESTADOS BASE Y PRIMER EXCITADO DE ^{17}O A ENERGIAS
MODERADAS ($\sim 1.6 \text{ MeV}$) EN Y AFUERA DE UNA
RESONANCIA DE $^{18}\text{F}^*$

Ma. Esther O. de López

Laboratorios Van de Graaff, Instituto de Física,
Universidad Nacional de México

(Recibido: 13 de Julio, 1961)

RESUMEN

The angular distribution in the reaction $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(1)$ shows a remarkable increase of the cross section at higher angles. To determine more carefully this increase, studies were carried out using a Van de Graff accelerator and a broad-range magnetic spectrograph. The resonance energy of the compound nucleus $^{16}\text{O} + d$ was first established; angular distributions of the ^{17}O ground and first excited levels were run at bombarding

*Resumen del trabajo desarrollado como tema de tesis para obtener el título de Físico en la Facultad de Ciencias, UNAM.

energies of 1.65 and 1.53 MeV, respectively, in and out of the ^{18}F resonance ($E_x = 8.99$ MeV). The $^{13}\text{C}(0)$ was observed too, when bombarding with 1.65 MeV particles.

By comparing the experimental curves with the theoretical ones, obtained by the use of the Butler theory, for both incident deuteron energies, it is possible to associate the neutron capture momenta $l_n = 2$ and $l_n = 1$ to the (d, p) reactions leading to the ground states of ^{17}O and ^{13}C , respectively; the values $l_n = 0$ and $l_n = 4$ can be fitted simultaneously to the $^{17}\text{O}(1)$ state. Although the background is higher in resonance than out of it, both cases show a notorious increase around 95° (center of mass system) comparable with the measured intensity at 0° . The Butler theory seems not to be applicable to the observed shape of the 871 KeV level in ^{17}O , as it would lead to $l_n = 4$, which is not a reasonable assignment for $^{17}\text{O}(1)$.

INTRODUCCION

Muchos investigadores han estudiado distribuciones angulares de la reacción $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}^1$. A pesar de eso no parece haberse alcanzado una respuesta satisfactoria, por un lado dudando con razón de la baja resolución de los métodos empleados², y por otro, a la carencia de una teoría adecuada que explique satisfactoriamente los hechos observados. Preocupa que en las distribuciones angulares del primer estado excitado de ^{17}O , las secciones crezcan notablemente a ángulos mayores cuando las energías son próximas a los 1.7 MeV; suponiendo que la posible formación de ^{18}F como núcleo compuesto de $^{16}\text{O} + d$, tenga cierta influencia en ello.

En un estudio efectuado en este mismo laboratorio, se determinó con una precisión de ± 0.03 MeV una resonancia ($E_x = 8.99$ MeV con una energía incidente de 1.65 MeV) de ^{18}F observando la variación de la intensidad de los niveles base y primer excitado de ^{17}O a 90° respecto a la dirección del haz incidente, para energías comprendidas entre 1.54 y 1.85 MeV³.

En la discusión de dicho trabajo, durante el congreso efectuado en el estado de Sinaloa en 1959, el grupo teórico de la UNAM mostró interés en la posible diferencia de las distribuciones angulares de los niveles base y primer excitado de ^{17}O sobre y afuera de la resonancia de ^{18}F . Considerando esta situación se propuso explorar las condiciones angulares de los dos niveles de ^{17}O con energías incidentes de 1.65 MeV con el fin de obtener la distribución angular en la resonancia y con 1.53 MeV, afuera de ella.

Usando la teoría del despojo de partículas nucleares debida a Butler⁴ y con el procedimiento numérico propuesto por Enge⁵, se han calculado para comparar con el experimento, las distribuciones angulares de los estados base de ^{17}O , ^{13}C y primer excitado de ^{17}O .

METODO EXPERIMENTAL

Empleando el acelerador Van de Graaff de 2 MeV del Instituto de Física y un espectrógrafo magnético de amplio alcance y gran resolución, se hicieron exposiciones a cada 10 grados acelerando contra blancos de Formvar, los proyectiles con las dos energías mencionadas anteriormente. En el espectro que se obtuvo para cada ángulo, se fijó el grupo de protones correspondientes al estado base de ^{17}O siempre en la misma posición sobre las placas, para no variar el ángulo sólido de observación (ver Fig. 1); ésto se logró cambiando para cada ángulo el campo (B) del espectrógrafo. Una condición con la que se tuvo cuidado fué la de efectuar cada exposición en un mismo lapso de tiempo (alrededor $10\ \mu\text{C}/\text{min}$) con el fin de conservar la corriente del haz incidente prácticamente constante. Fué posible observar así para el caso de la serie en resonancia, los protones correspondientes a las siguientes reacciones $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(0)$, $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(0 \text{ y } 1)$ simultáneamente, al igual que los deuterones elásticos provenientes de ^{12}C y ^{16}O . Cuando se tuvo una energía incidente de 1.53 MeV no se observó el estado base de $^{13}\text{C}(0)$ ya que no fué posible localizar esta reacción dentro de las placas. En la Fig. 2 aparece como ejemplo un espectro obtenido a $\delta = 60^\circ$, ángulo de laboratorio.

El procedimiento que se sigue generalmente para localizar en las placas los grupos de partículas provenientes de las reacciones que se desean estudiar,

es el siguiente: se fija el nivel de tal manera que quede localizado a una distancia predeterminada. Esto se logra haciendo uso de la ecuación Q , obteniendo la energía de la partícula emergente E_s a partir de la energía incidente E_e y de las masas de las partículas que intervienen en la ecuación y en el valor Q . Este último resulta de la diferencia de la suma de las masas del núcleo blanco y proyectil menos la suma de las masas del núcleo residual y de la partícula emergente, al multiplicarse Δm por el factor constante 931.162,

$$Q = k\Delta m = 931.162[(M_b + M_e) - (M_r + M_s)]$$

Q resulta en MeV, si las masas están dadas en unidades atómicas de masa.

Una vez obtenida la energía de la partícula emergente, se le asocia a ésta su producto $B\rho$ (B = campo magnético del espectrógrafo, ρ = radio de curvatura). Estos valores se encuentran calculados en "Table of Charged Particle Energies vs Magnetic Field Strength X Orbit Radius", por Harald A. Enge⁶. Suficiente aproximación se logra con una simple interpolación lineal entre los números de estas tablas.

Puesto que ρ está ligado con la distancia D sobre las placas a través de una curva de calibración, se selecciona B de tal manera que el grupo de partículas emergentes de la reacción siga la trayectoria elegida. Los campos magnéticos B se establecen con precisión en el deflector y en el espectrógrafo, disponiendo del método de resonancia magnética nuclear para su medición. La frecuencia de resonancia y el campo magnético están ligados a través de la siguiente relación,

$$B = \frac{\nu}{K}$$

en donde K es una constante para cada substancia que depende de la relación giro-magnética y del momento angular nuclear. En este laboratorio son de común empleo flúxmetros en los que su cápsula contiene deuterio o hidrógeno y litio. Las constantes para estos tres elementos son respectivamente:

$$\begin{aligned}
K_H &= 4.2578 \text{ Megaciclos/segundo} \cdot \text{Kilogauss.} \\
K_D &= 0.65351 \quad " \quad " \\
K_{Li} &= 1.6547 \quad " \quad "
\end{aligned}$$

Debido al gran aumento en intensidad para ángulos bajos, de los grupos de partículas rebotadas elásticamente, se hizo necesario en estos casos, el uso de filtros de aluminio de 0.7 mils, con objeto de evitar que los deuterones cubrieran a los protones en las zonas de interés. Por esta razón sólo se observaron los grupos elásticos y los de reacción simultáneamente a ángulos de 50° y mayores.

Uno de los principales problemas que se presenta es el de la conservación de blancos, ya que si en el proceso de una distribución angular se tienen éstos que cambiar, las intensidades varían de una manera poco controlable; lo ideal sería lograr toda la distribución angular con una sola muestra, pero como por necesidades de resolución se requiere el uso de blancos sumamente delgados, éstos no soportan bombardeos intensos o prolongados sin romperse, a pesar de girarlos para dar tiempo a que el calor en ellos generado se disipe; aún cumpliendo con este requisito se ha notado que el blanco se altera como ocurrió al repetir observaciones a 90° después de un determinado número de exposiciones, notándose cada vez diferentes intensidades. Para evitar este defecto en estudios posteriores, se ha construido en el mismo Instituto de Física, otro espectrógrafo que funcione como monitor para proseguir un estudio aunque el blanco se altere durante el bombardeo o inclusive llegue a romperse⁷.

En el presente trabajo se consiguió terminar con un único blanco delgado de Formvar, la serie correspondiente a la energía incidente de 1.65 MeV. En la otra (1.53 MeV) o sea afuera de resonancia, hubo necesidad de usar tres blancos de Formvar aunque puede decirse que se logró una distribución completa con sólo dos de ellos ya que las exposiciones del segundo blanco que se rompió, fueron satisfactoriamente repetidas con el tercero.

VALORES Q

Los espectros obtenidos a distintos ángulos se aprovecharon para calcular

los valores Q de las transiciones nucleares siendo útiles 24 determinaciones de $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(0)$, 24 de $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(1)$ y 9 de $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(0)$.

Como ya se explicó, la energía incidente se predeterminó por medio del deflector magnético y posteriormente fué corregida basándose en la medición espectrográfica del momento de las partículas provenientes de rebotes elásticos en ^{16}O .

Se observó que para todos los ángulos estudiados, los valores Q variaron muy poco, con desviaciones máximas de 3 KeV respecto del promedio. Su resumen aparece en la Tabla I, comparando los valores medios con los de otros laboratorios. Puede observarse que el valor Q de $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(0)$ obtenido en este estudio, se encuentra siempre dentro de los errores experimentales que otros investigadores han propuesto y difiere únicamente en 1 KeV con el de MIT⁸. El valor Q del primer estado excitado de ^{17}O es idéntico al de Van Patter⁹ y al de UNAM antes publicado³; el de MIT difiere sin embargo en 6 KeV. En cuanto al valor Q correspondiente al estado base de $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$, se obtuvo exactamente el mismo valor antes determinado por este laboratorio y resulta ligeramente mayor que el de Van Patter y el de MIT, estando dentro del error aceptado por este último grupo. Estos valores Q fueron obtenidos a partir del punto localizado a la tercera parte de la altura de la distribución intensidad *vs* distancia a lo largo de las placas y del lado de mayor energía, como se ha hecho sistemáticamente en este tipo de estudios. Se ha demostrado experimentalmente, primero por Rutherford y luego por Strait, que este punto no varía con la intensidad de bombardeo ni con el grueso de los blancos dentro de límites razonables¹⁰. La calibración del espectrógrafo se basó en las partículas alfa del ^{210}Po , cuya energía es de 5.3042 MeV, patrón sugerido por Wapstra, Nijgh y Van Lieshout¹¹.

DISTRIBUCIONES ANGULARES

Después de haber operado tomando en cuenta todos los cuidados que se expusieron anteriormente, se procedió a la lectura al microscopio de los grupos de partículas que aparecieron en las placas nucleares, por una sola persona y en un mismo microscopio. Las distribuciones angulares obtenidas después de normalizar a exposiciones iguales se muestran en las Figs. 4, 5, 6, 7 y 8. En estas fi-

guras se ha graficado el número de trazos sobre las ordenadas contra el ángulo θ en el sistema centro de masa sobre las abscisas. En cada gráfica se han representado las distribuciones angulares experimental y teórica, esta última calculada como ya se indicó, aplicando el método numérico de Enge a la teoría de Butler.

La comparación teórico-experimental de las distribuciones angulares se ajusta por medio de ciertos parámetros. Haciendo cálculos directamente con la teoría de Butler, es posible ligar la sección nuclear teórica con la observación a través de un factor B constante, tal que $\sigma_{\text{teor}}/B = \sigma_{\text{exp}}$. Por la facilidad para las estimaciones teóricas, prefirió usarse el procedimiento numérico de Enge, en el que las secciones se ligan a través de un factor γ (ancho reducido del estado final) este último dependiente del valor del momento angular en consideración.

Para las comparaciones se ha desplazado el cero de la escala teórica próximo al mínimo observado experimentalmente, el que en ningún caso fué nulo; posiblemente este corrimiento se deba tanto al fondo de partículas como a la influencia de la formación de un núcleo compuesto durante el proceso.

Es notable el efecto de la magnitud del radio en la forma y en el desplazamiento relativo de los máximos en las distribuciones angulares calculadas, como puede apreciarse en la Fig. 3. En un trabajo posterior de estos mismos laboratorios, aparecerá información referente a estas mismas reacciones, pues con blancos gaseosos las secciones nucleares han podido establecerse de una manera absoluta. Únicamente para dar idea del orden de magnitud se ha agregado en las ordenadas una escala aproximada de secciones experimentales basadas en los estudios mencionados.

Las Figs. 4 y 5 corresponden al estado base y primer nivel excitado, respectivamente, de la reacción $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ para la energía de incidencia 1.65 MeV o sea en resonancia. Para el estado base se calculó una distribución teórica con momento angular $l_p = 2$. El radio usado fué de 10^{-12} cm y puede observarse que aún variándolo mucho, no es posible lograr una curva que se ajuste a la experimental, la que da más idea de ser isotrópica. Esto podría interpretarse quizá como una influencia importante de la formación del núcleo compuesto ^{18}F , como era de esperarse.

Bastaron exposiciones de $400 \mu C$ para alcanzar intensidades razonables en el número de partículas, indicado en las ordenadas de las figuras bajo la denominación "intensidad del nivel". En el caso de la Fig. 5 se adapta bastante aceptablemente por los ángulos bajos, una distribución con momento angular de captura del neutrón $l_n = 0$ y radio 1.15×10^{-12} cm. Debido a que la curva experimental vuelve a subir presentando un máximo bastante intenso alrededor de los 95° , a esta parte puede adaptársele una distribución con $l_n = 4$ y un radio de 0.85×10^{-12} cm. Para lograr un ajuste de los valores que arroja el cálculo teórico con lo observado, las intensidades estimadas tuvieron que multiplicarse por un factor de 25.

Las distribuciones angulares del estado base y el primer excitado de la reacción $^{16}O(d, p)^{17}O$ con una energía de proyectil de 1.53 MeV o sea afuera de la resonancia de ^{18}F , están representadas en las Figs. 6 y 7, respectivamente. Para el estado base puede verse en este caso, que existe un mejor ajuste a una distribución teórica $l_n = 2$ y con un radio de 10 fermis; existe coincidencia aceptable en esta distribución en los ángulos bajos, ocurriendo el máximo alrededor de los 45° ; a partir de esta última zona, la curva experimental sigue con menor pendiente hasta juntarse con la teórica posiblemente arriba de los 140° . Nótese la fuerte dispersión de algunos puntos experimentales. En la Fig. 7 se representa el primer estado excitado de ^{17}O afuera de resonancia. Semejantemente pudieron adaptársele a esta curva dos momentos angulares de captura del neutrón. Por los ángulos bajos una distribución correspondiente a un momento $l_n = 0$ y para ángulos mayores otra con $l_n = 4$, calculadas ambas con un radio de 0.85×10^{-12} cm. Se muestra en este ejemplo que su forma comparada con la de la Fig. 5 no se alteró básicamente; después de un mínimo por los 45° de la distribución que corresponde al momento $l_n = 0$, se produce otro máximo intenso también, como en el caso de resonancia, alrededor de los 95° . Aquí hubo necesidad de usar un factor de 20 para lograr semejanza entre las intensidades.

De la atenta observación de estas gráficas al comparar los casos en y afuera de resonancia, se nota una repetición de efectos, aunque en el primer caso el fondo aparente es notablemente más alto.

Es de interés mostrar la distribución angular del estado base de la reacción $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(0)$, que se obtuvo simultáneamente con la de ^{17}O , cuando la energía incidente era de 1.65 MeV (con proyectiles de energía $E_d = 1.53\text{MeV}$, no se localizó este grupo de protones dentro de las placas). La curva experimental de esta reacción se muestra en la Fig. 8 a la que se le adaptó una curva teórica con momento angular $l_n = 1$, resultado conocido con anterioridad. Cálculos empleando un radio $r = 6.7$ fermis parecen satisfactorios. Este resultado se menciona exclusivamente para hacer notar que, mientras la distribución de $^{13}\text{C}(0)$ es buena, las formas de ^{17}O obtenidas simultáneamente son irregulares, pero propias del proceso y no debidas a la pobre reproducibilidad del experimento.

Con objeto de ver si era posible efectuar una normalización adecuada para las reacciones (d, p) , tomando en cuenta los grupos provenientes de choques elásticos $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ y $^{16}\text{O}(d, d)^{16}\text{O}$, se calcularon las dispersiones de Rutherford correspondientes por medio de la ecuación

$$N = \frac{Q n t (Z e)^2 (z e)^2}{4 r^2 (M v^2)^2 \sin^4 (\theta/2)}$$

donde:

N = número de partículas emergentes por unidad de área en donde se mide el ángulo sólido.

Q = número total de partículas incidentes.

n = número de átomos por unidad de volumen en el blanco.

t = espesor del blanco.

Ze = carga del núcleo blanco.

z = carga de la partícula incidente.

r = distancia a la que se mide el ángulo sólido.

M = masa reducida.

v = velocidad de la partícula incidente.

θ = ángulo de dispersión en el sistema centro de masa.

En las Figs. 9 y 10 aparecen graficados los resultados experimentales de los deuterones dispersados por ^{12}C y por ^{16}O y comparados con su respectiva predicción teórica. No pudo usarse de esta comparación para normalizar las distribuciones angulares de las reacciones (d, p) pues como puede apreciarse en dichas figuras, el proceso, inclusive el de las partículas elásticas, es más complejo que el que podría predecirse por la teoría de dispersión de Rutherford. Parece que las interacciones de deuterón contra núcleos no están satisfactoriamente estudiadas.

COMENTARIOS

En lo que respecta a la parte experimental, es evidente que hay una deficiencia marcada en la reproducibilidad de las intensidades al repetir exposiciones. Esta deficiencia la muestra el hecho de que al regresar a 90° , después de haber bombardeado el blanco durante cierto tiempo, la intensidad cambia de una manera rara, lo que se debe obviamente a un cambio en el número de núcleos en el blanco, el que no siempre es decreciente durante el bombardeo y posiblemente a una deficiencia en la integración absoluta de la corriente del haz. Sería deseable poder controlar o cuando menos conocer el comportamiento y modificaciones que los blancos sufren durante las exposiciones, con el objeto de hacer una normalización adecuada de intensidades. Este problema se ha atacado con la construcción de un nuevo espectrógrafo que permite registrar continuamente las partículas elásticas provenientes del núcleo elegido. Se espera así poder obtener distribuciones más limpias, ya que determinando el número de estas partículas en el tiempo, parece posible normalizar debidamente.

En cuanto a la parte teórica, la interpretación de las distribuciones angulares se presenta como sigue: si la teoría de Butler que no toma en cuenta efectos de repulsión Coulombiana, fuera aplicable a estas bajas energías, correspondería a los estados base de las reacciones $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ y $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ momentos angulares $l_n = 1$ y $l_n = 2$ con espines y paridades de $1/2^-$, $3/2^-$ y $3/2^+$, $5/2^+$ respectivamente, de acuerdo con lo ya reportado para estos núcleos. Sin embargo para el caso del primer nivel excitado de la reacción $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$, si la teoría de Butler fuera válida, se le deberían asignar los momentos $l_n = 0$ y $l_n = 4$ simultánea-

mente a la distribución angular observada, correspondiendo según las mismas reglas de selección, espines y paridades de $1/2^+$ y $7/2^+$, $9/2^+$ para este estado. Por tratarse de un núcleo con una sola partícula exterior a la capa cerrada, es sumamente improbable que la asignación $l_n = 4$ sea correcta ya que le corresponderían espines y paridades de $7/2^+$ ó $9/2^+$. Para que esto fuera posible tendrían que ocurrir procesos en los que alguna partícula en especial, ya sea la exterior (capa d) o alguna de una capa cerrada (capa p), pasara a ocupar un lugar en otra (capas f ó g), dejando un hueco en la que se encontraba. Cuando suceden estos fenómenos existen una de dos posibilidades, cambia el signo de la paridad o se necesitan energías muy altas. Las características $1/2^+$ que aparecen en la literatura se justifican, ya que es factible el cambio de la partícula de la capa d $5/2$ a la s $1/2$, sin ninguno de los inconvenientes citados antes. Es de pensarse más bien que la teoría de Butler no es aplicable en este caso ($^{17}\text{O}(1)$), a pesar de que resulta satisfactoria para los otros. Puesto que tampoco las distribuciones de las partículas elásticas quedan razonablemente explicadas, se sugiere el estudio teórico sistemático de estos procesos: despojo, captura y dispersión, que tomen en cuenta las verdaderas fuerzas que intervienen.

Tomando en cuenta la interacción del deuterón incidente y del protón emergente ante los potenciales nuclear y de Coulomb del núcleo blanco, así como efectos de dispersión protónica en la región nuclear, W.R. Smith de la Universidad de Texas, ha calculado distribuciones angulares de reacciones (d, p). La forma de la curva correspondiente a la distribución angular de $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(1)$ calculada por él, a una energía de 1.6 MeV, tiene una forma parecida a la obtenida experimentalmente en este trabajo. En una comunicación personal reciente, el Dr. Smith¹² atribuye los máximos registrados por los ángulos bajos, debidos principalmente a efectos de repulsión Coulombiana, mientras que máximos semejantes en intensidad a los anteriores, a ángulos mayores, provocados posiblemente por la dispersión de protones del deuterón incidente en el interior del núcleo. En dicha comunicación incluye una expresión complicada que usa para el cálculo de las secciones. Refiere además que sus estimaciones han sido efectuadas en computadoras electrónicas grandes.

Este trabajo fué presentado en la Asamblea Conjunta de las Sociedades Americana y Mexicana de Física, que tuvo lugar en la Ciudad de México, en junio de 1961.

AGRADECIMIENTOS

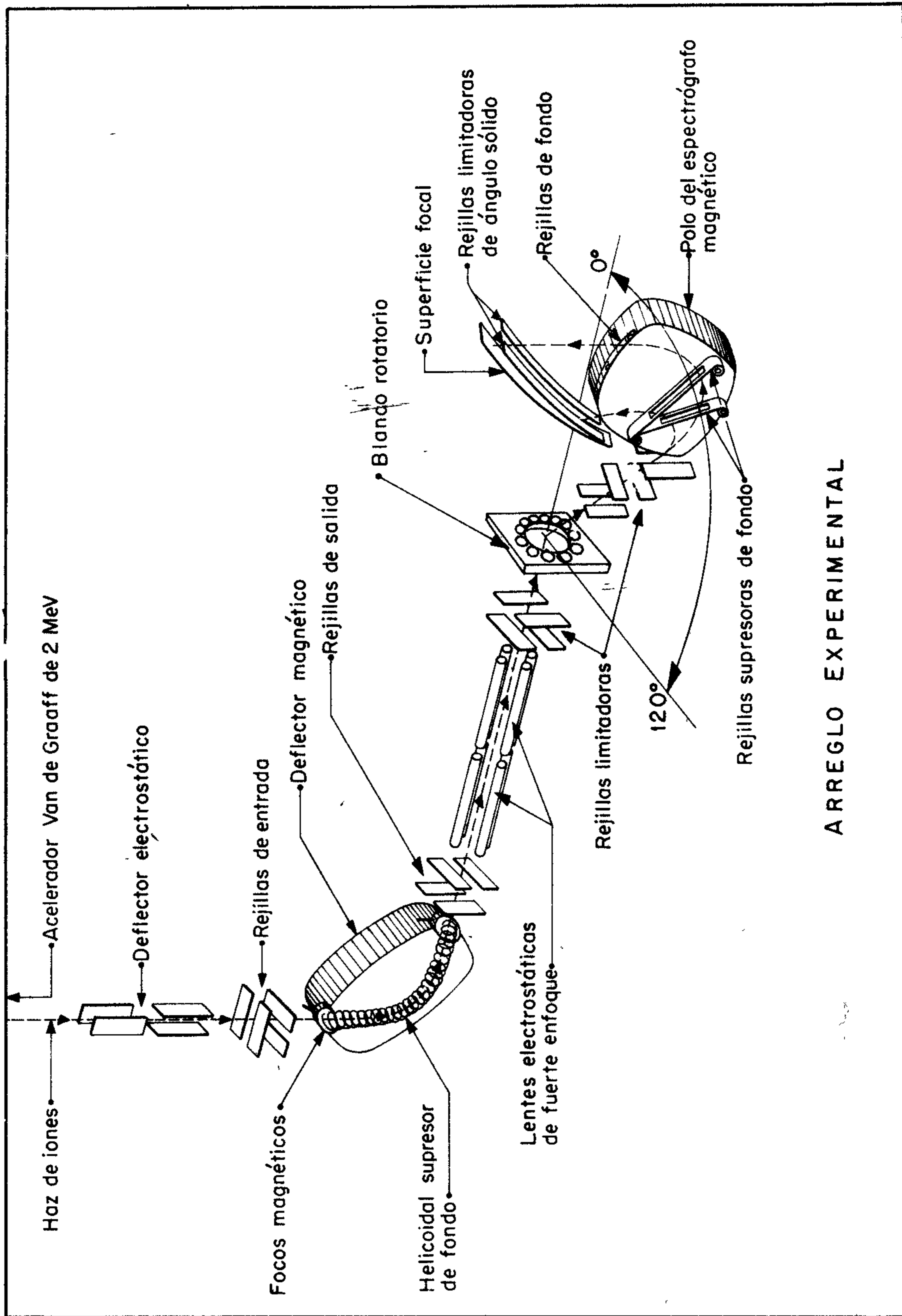
Ha sido sumamente valiosa la cooperación de los Sres. Luis y Francisco Velázquez, especialmente en lo que se refiere al cuidado y la paciencia necesarias durante la exposición de las placas nucleares.

Sylvia Castillo comprobó una buena parte del recuento de trazas nucleares en el microscopio.

El Instituto de Ingeniería de la UNAM contribuyó amablemente con el dibujo de parte de las gráficas presentadas en estos trabajos.

REFERENCIAS

- 1 Berthelot, Cohen, Cotton, Faraggi, Grjebine, Levêque, Naggiar, Roelawsky y Szteinszneider. CR 238, 1312 (1954). J.G. Grosskreutz. Phys. Rev. 101, 706, (1956).
- 2 Alba, Fernández, Mazari, Serment y Vázquez B. Rev. Mex. Fís. 4, 207 (1955).
- 3 López, Alba, Mazari y Ortiz. Rev. Mex. Fís. 8, 17, (1959).
- 4 S.T. Butler y O.H. Hittmair, Nuclear Stripping Reactions. John Wiley and Sons, Inc. New York (1957).
- 5 H.A. Enge y A. Graue, Numerical Calculation of Non-Coulomb Stripping Cross Section. Universitetet i Bergen, Årbok (1955) A.S. John Griegs Boktrykkery.
- 6 Harald A. Enge. Universitetet i Bergen, Noruega. Tesis. (1954)
- 7 Rickards, Castro, Alba y Mazari. Rev. Mex. Fís. 10, 28. Bull. Am. Phys. Soc. 6, 341 (1961).
- 8 Sperduto, Buechner, Bockelman y Browne, Phys. Rev. 96, 1316, (1954).
- 9 D.M. Van Patter y W. Whaling. Rev. Mod. Phys. 29, 757 (1957).
- 10 E.N. Strait. Laboratorio de Alto Voltaje, MIT. Tesis (1948).
- 11 Wapstra, Nijgh y Van Lieshout. Nuclear Spectroscopy Tables, pág. 128, North Holland (1959).
- 12 Comunicación personal del Dr. W.R. Smith con este laboratorio (1961).



ARREGLO EXPERIMENTAL

Esta página está intencionalmente en blanco

ENERGIA DE PROTONES EN MEV

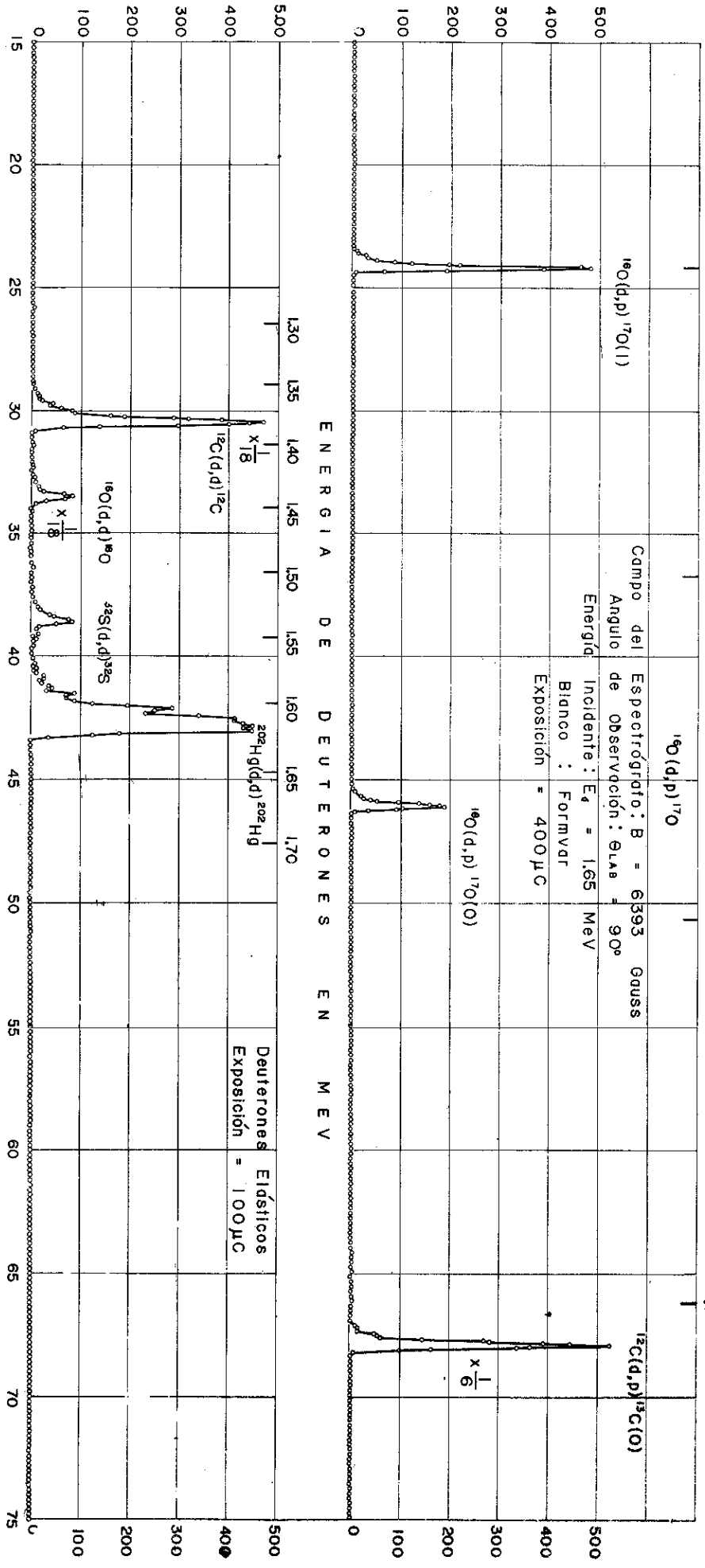
2.5 3.0 3.5 4.0

$^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(1)$
 Campo del Espectrógrafo: B = 6393 Gauss
 Angulo de Observación: $\theta_{lab} = 90^\circ$
 Energía Incidente: $E_d = 1.65$ MeV
 Blanco: Formvar
 Exposición = 400 μC

ENERGIA DE DEUTERONES EN MEV

1.30 1.35 1.40 1.45 1.50 1.55 1.60 1.65 1.70

Deuterones Elásticos
 Exposición = 100 μC



NUMERO DE DEUTERONES / FRANJA DE 0.5 mm

NUMERO DE PROTONES / FRANJA DE 0.5 mm

DISTANCIA A LA PLACA EN cm

0 100 200 300 400 500

15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 65 70 75

Fig. 2

Esta página está intencionalmente en blanco

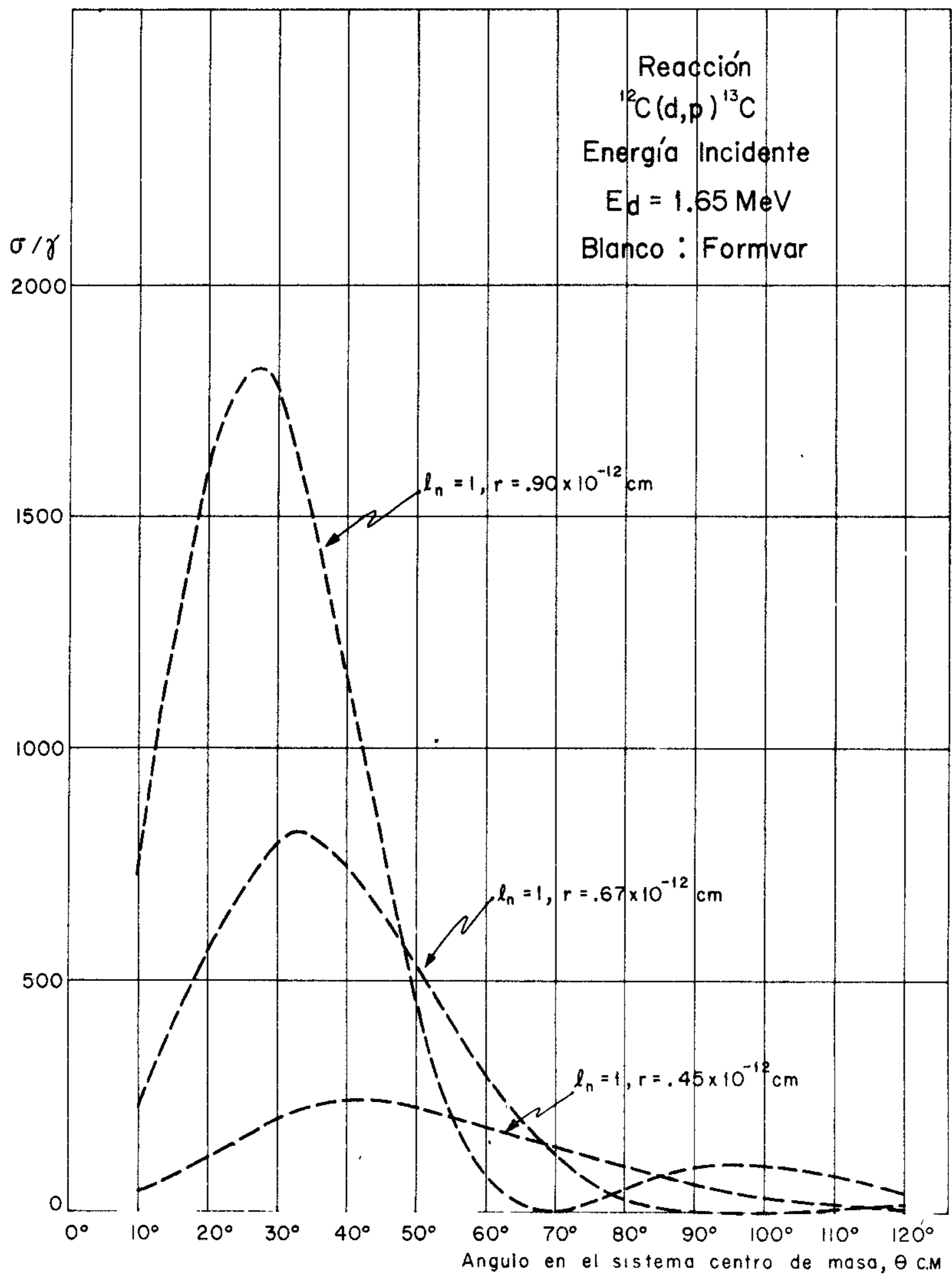
TABLA I RESUMEN DE VALORES Q

REACCION	Q Van Patter y Whaling ⁽⁹⁾ (MeV)	Q MIT ⁽⁸⁾ (MeV)	QUNAM ⁽³⁾ (1959) (MeV)	QUNAM (1961) (MeV)	No. DE DETER- MINACIONES
$^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(o)$	1.919 ± 0.004	1.917 ± 0.010	1.917 ± 0.004	1.918 ± 0.003	90
$^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(i)$	1.047 ± 0.004	1.041 ± 0.010	1.047 ± 0.004	1.047 ± 0.003	88
$^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}(o)$	2.721 ± 0.002	2.719 ± 0.010	2.725 ± 0.005	2.725 ± 0.005	24

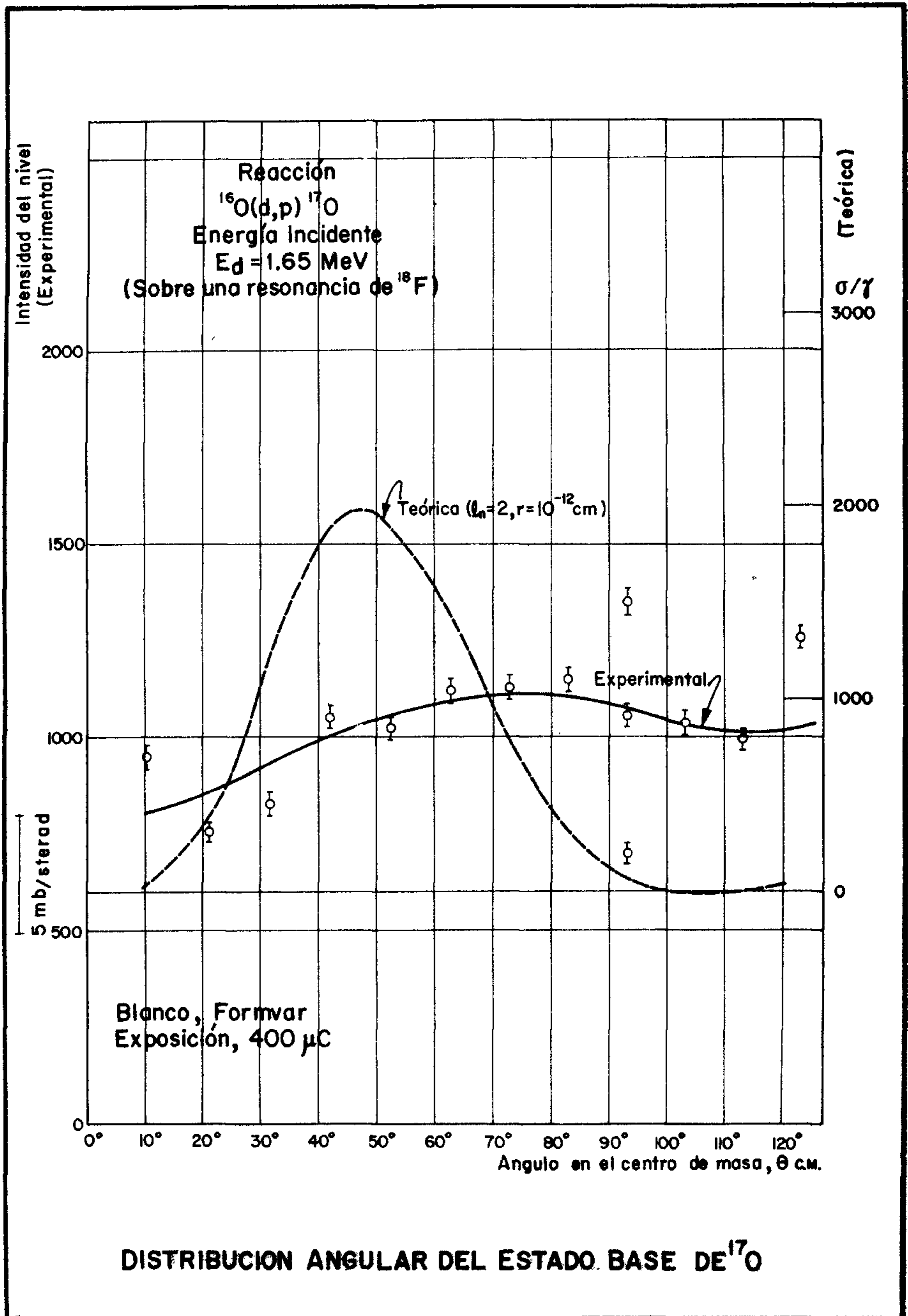
(9) D.M. Van Patter y W. Whaling. Rev. Mod. Phys. 29, 757, (1957)

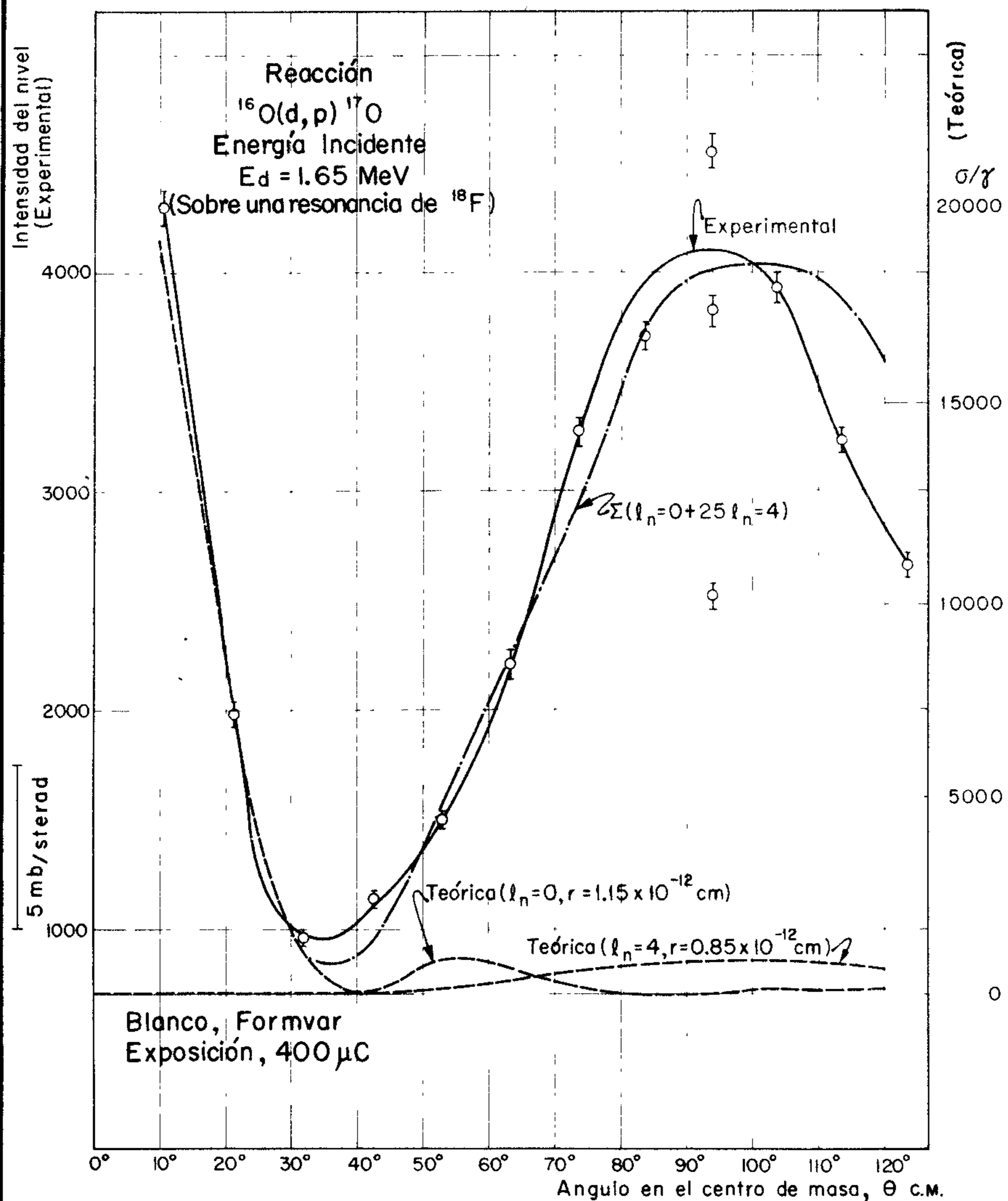
(8) Sperduto, Beuchner, Bockelman y Browne. Phys. Rev. 96, 1316, (1954)

(3) López, Alba, Mazari y Ortiz Rev. Mex. Fís. 8, 17, (1959)

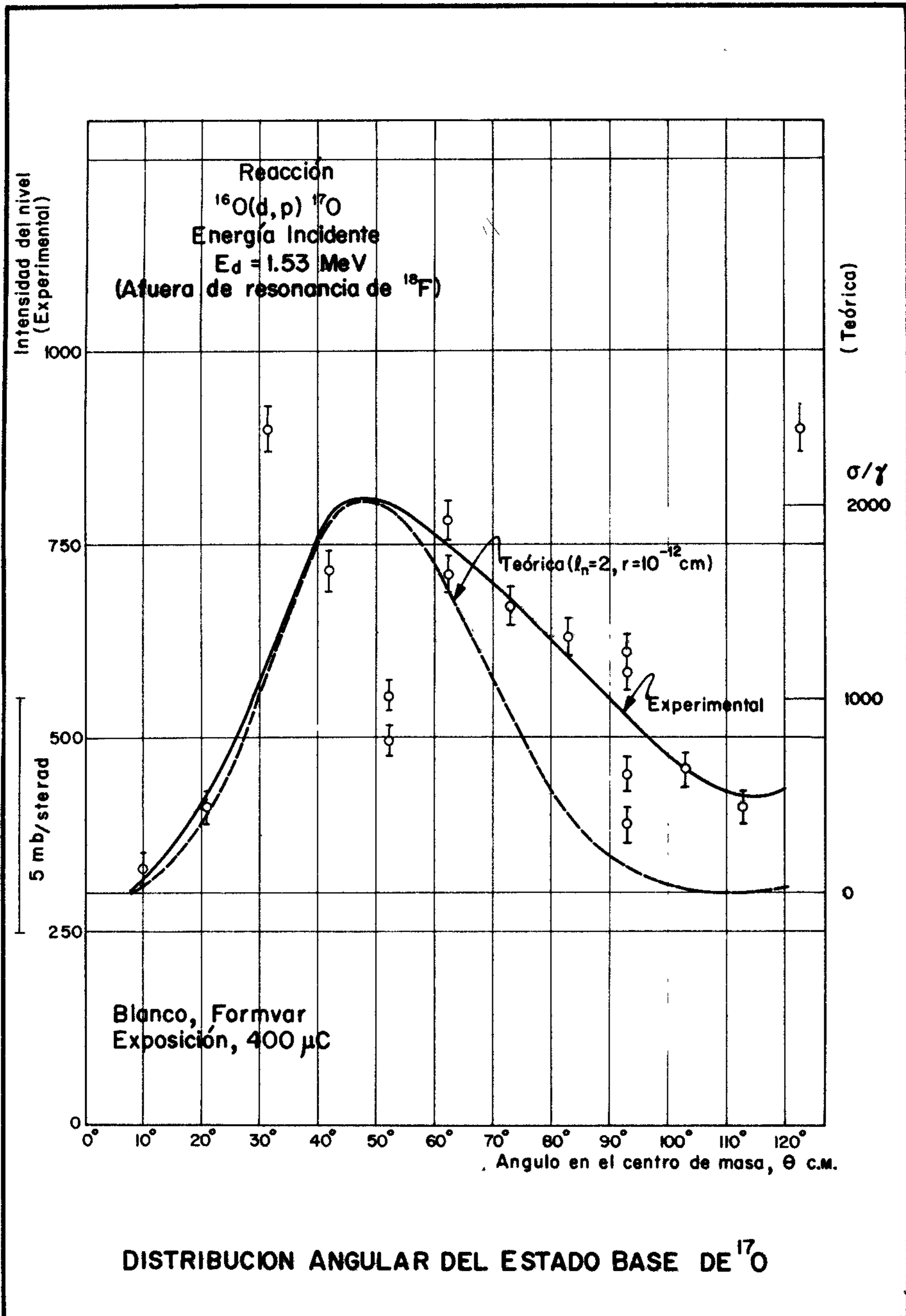


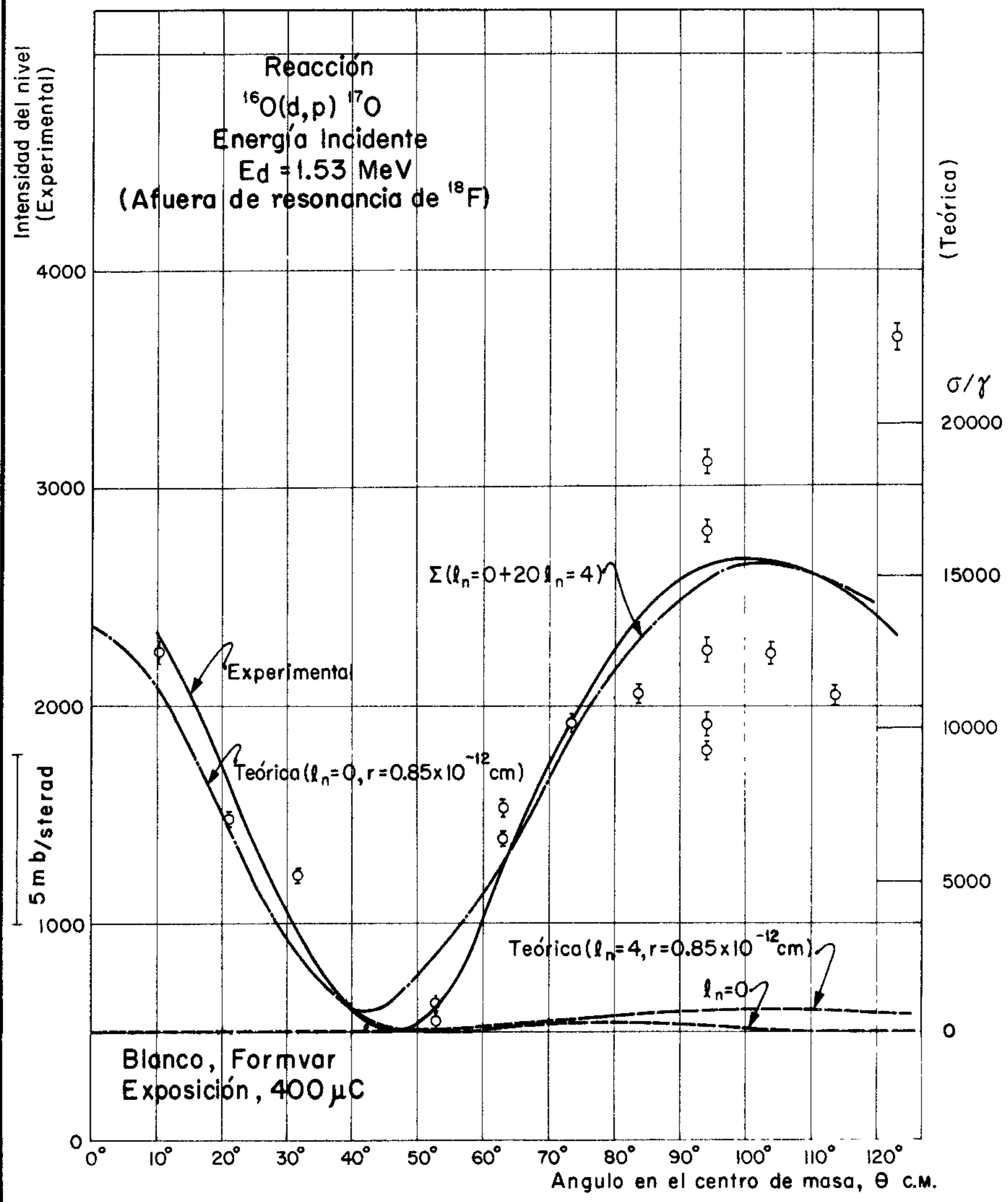
INFLUENCIA DEL RADIO EN LA DISTRIBUCION ANGULAR TEORICA



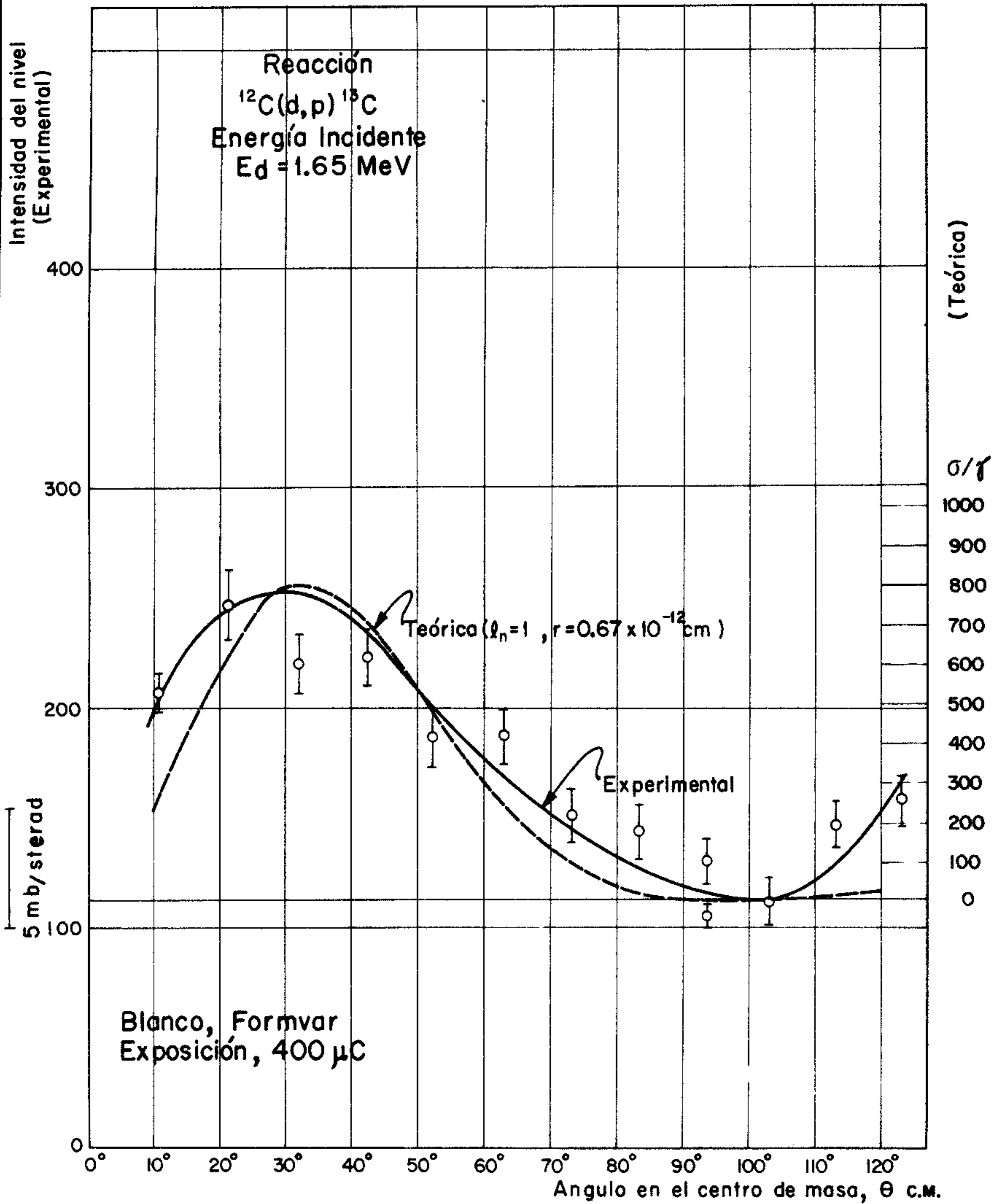


DISTRIBUCION ANGULAR DEL PRIMER ESTADO EXCITADO DE ^{17}O

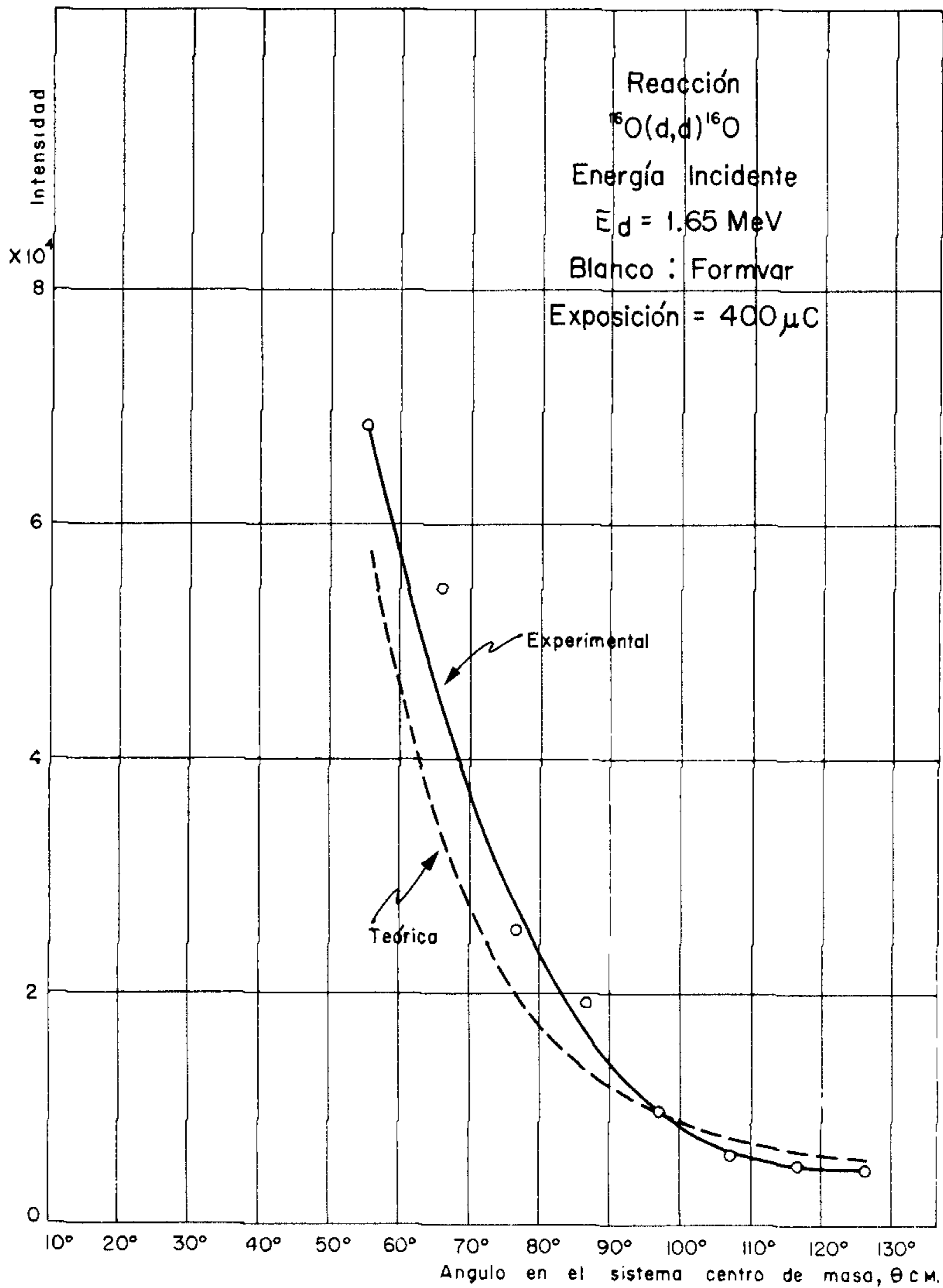




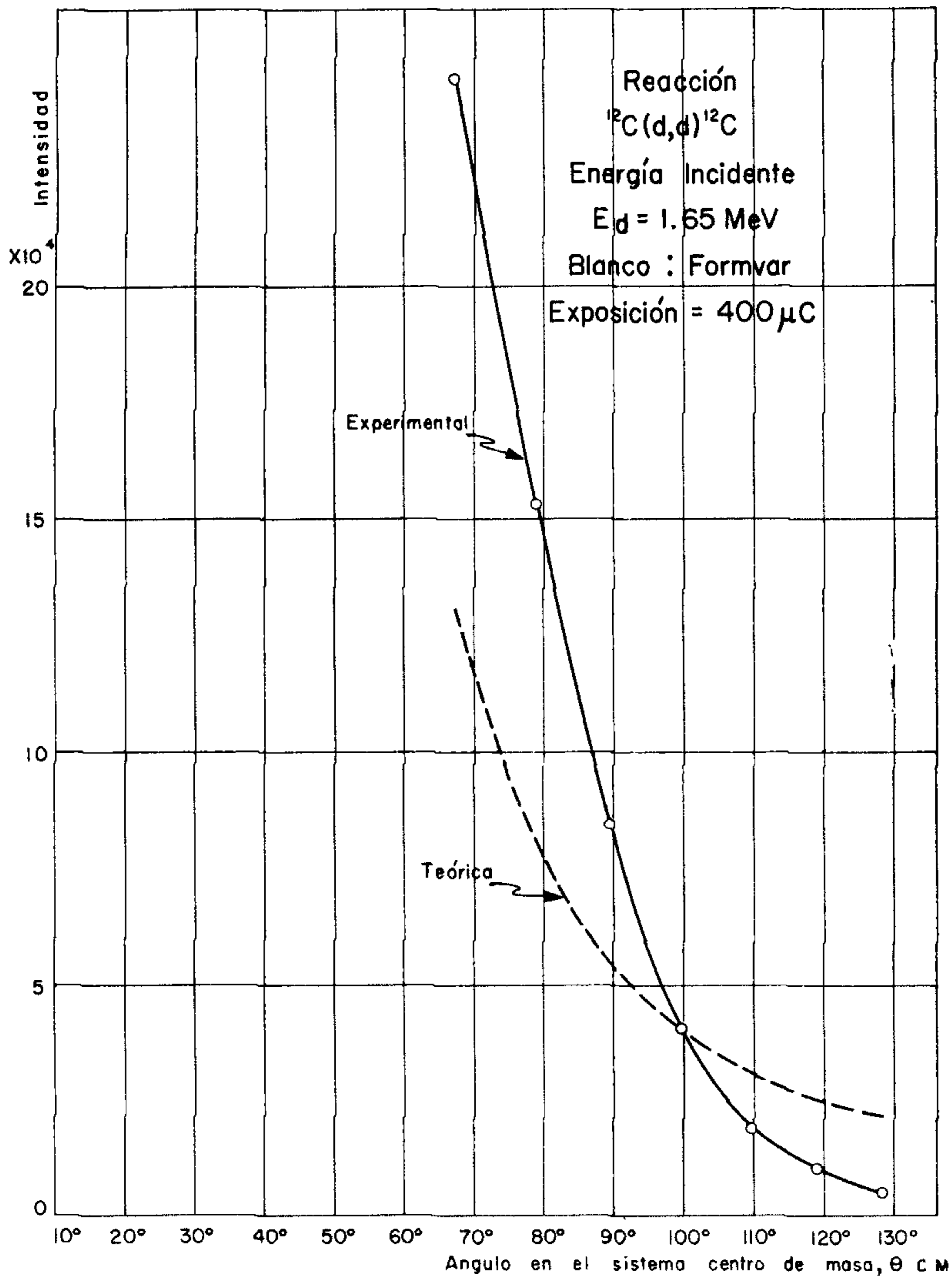
DISTRIBUCION ANGULAR DEL PRIMER ESTADO EXCITADO DE ^{17}O



DISTRIBUCION ANGULAR DEL ESTADO BASE DE ^{13}C



DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS DEUTERONES ELASTICOS DE ^{16}O



DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS DEUTERONES ELASTICOS DE ^{12}C

Esta página está intencionalmente en blanco