

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

PROPIEDADES DE RESONANCIAS EN EL INTERVALO

$$4.1 < E_p < 6.1 \text{ MeV}$$

DE LAS REACCIONES (p,p) y $(p,p)^{\rightarrow}$ SOBRE ^{18}O

T E S I S

que para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

p r e s e n t a

RAFAEL ALMANZA SALGADO

México, D. F.

1974



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A Marcia

A mis hijos

A mis Padres y Hermanos

AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer muy sinceramente al Dr. Sperry E. Darden por la proposición, dirección y participación del tema; al Ing. Marcos Mazari por su empeño y consejos para que se pudieran llevar a cabo estos experimentos. A Ghiraldo Murillo su colaboración en la obtención de datos y análisis. A Andrés Sandoval por su ayuda en la programación.

A la Universidad de Notre Dame por haber permitido que se llevara a cabo parte del experimento. A las siguientes personas que colaboraron en una u otra forma: Ma. Esther Ortíz de L, A. Dacal, M. Balcázar, P. Estrada, S. Sen, J. Yoh, W. Domínguez, R. Alba, M. Zavala, E. Reyes, M. Velasco, M. Trejo y C. Orta.

Al I.N.E.N. por la ayuda económica para la impresión de esta tesis.

I N D I C E

I INTRODUCCION.

II EXPERIMENTO.

- 1) Aparatos y procedimientos.
- 2) Mediciones de la sección diferencial.
- 3) Mediciones de la polarización.

III RESULTADOS EXPERIMENTALES.

- 1) Distribuciones angulares de la sección diferencial absoluta.
- 2) Distribuciones angulares de la sección de polarización.
- 3) Función de excitación de la sección diferencial.

IV RESONANCIAS Y ESTADOS ISOBAROS ANALOGOS.

- 1) Resonancias.
- 2) Estados isóbaros análogos.

V ANALISIS Y DISCUSION

- 1) Análisis.
- 2) Discusión.

VI CONCLUSIONES.

BIBLIOGRAFIA.

I.- INTRODUCCION.

En los núcleos compuestos $^{12}\text{C}+n$ y $^{16}\text{O}+n$ se han encontrado resonancias anchas $d_{3/2}$ con energías de neutrón del orden de 3 MeV y 1 MeV, respectivamente. Estos resultados sugieren la existencia de una resonancia ancha en el sistema compuesto $^{18}\text{O}+n$ alrededor de 1.5 MeV. Donoghue et al.⁽¹⁾ y Voughn et al.⁽²⁾ observaron una resonancia ancha por esta energía, aunque no les fué posible determinar sus características de espín J y paridad π .

Este estado debería aparecer como un estado isóbaro análogo en el sistema $^{18}\text{O}+p$ a una $E_p \sim 5$ MeV. Además se conocen otros niveles en ^{19}O , a los cuales por medio de este estudio probablemente pudieran interpretarse como estados isóbaros - análogos en ^{19}F ; este experimento podría ampliar el conocimiento acerca de la estructura del ^{19}O .

Diferentes tipos de funciones de excitación empleando protones sobre ^{18}O han sido utilizados: K. Yagi^(3,4) et al., usando energías de protón de 0.6 a 1.45 MeV encontró resonancias en $^{18}\text{O} (p,p)$ a $E_p = 0.633, 0.68, 0.987, 1.169, 1.239$ y 1.403 MeV dando la resonancia a 0.846 MeV como un estado isóbaro análogo del ^{19}O con $J^\pi = 1/2^+$; da la asignación de $T = 3/2$ a esta resonancia, debido a que ésta se encuentra desplazada dentro de 75 KeV respecto a su nivel correspondiente en ^{19}O y además las anchuras reducidas para protón en $^{18}\text{O}+p$ concuerdan bastante bien con el factor espectroscópico con el estado 1.468 MeV del ^{19}O .

Mediciones entre $E_p = 0.790$ y 3.550 MeV fueron hechas - por Carlson⁽⁵⁾ et al, de protones elásticos y reacciones (p, p') , (p, α_0) y $(p, \alpha_{1,2} \gamma_{1,2})$, encontrando 35 resonancias.

D. L. Sellin^(6, 7) et al. hicieron un estudio de alta - resolución en las reacciones $^{18}\text{O}(p, p)$, ^{18}O y $^{18}\text{O}(p, \alpha)$ - ^{15}N en el intervalo de energía $E_p = 1.39$ a 3.20 MeV encontrando en 12 resonancias propiedades de J^π , siendo siete de ellas ondas d, tres de ondas s, las dos restantes $p_{1/2}$ y una onda f; la resonancia a $E_p = 2.728$ ($5/2^+$) la interpretan como un - estado isóbaro análogo del nivel 3.16 MeV en ^{19}O , en base a - un análisis teórico basado principalmente en las configuraciones $2p - 1h$ dan la asignación $T = 3/2$.

Gorodetzky⁽⁸⁾ et al. investigaron la reacción $^{18}\text{O}(p, \alpha_0)$ ^{15}N entre 2.2 y 6 MeV encontrando 73 resonancias en este intervalo de energía.

Estudios de las reacciones (p, n) , $(p, p' \gamma)$, y $(p, \alpha_{1,2} \gamma)$ sobre el ^{18}O fueron llevadas a cabo por Prosser⁽⁹⁾ et al., - identificando cinco resonancias en el canal de neutrones, - tres en el canal de alfas y cinco en el canal de protones dando J^π para algunas de ellas; asignan isospín a cuatro de ellas al comparar con niveles de ^{19}O y por la ausencia de decaimiento a través de los canales α y n. H. Mark⁽¹⁰⁾ et al. estudiaron la reacción $^{18}\text{O}(p, n)^{19}\text{F}$ entre $E_p = 2.5$ y 3.8 MeV, encontrando diez resonancias. G. O. Din⁽¹¹⁾ bombardeó con protones el ^{18}O en el intervalo de 3 a 7 MeV y estudiando las reacciones $(p, p' \gamma)$, $(p, \alpha' \gamma)$ y $(p, n' \gamma)$ encontró cuarenta resonancias siendo el estado a 12.52 MeV en ^{19}F probablemente el aná

logo del 5.05 MeV en ^{19}O debido a la ausencia de α y n a esta energía de bombardeo.

Curvas de excitación entre 3.2 y 5.4 MeV fueron medidas por Bergdolt⁽¹²⁾ et al. para las reacciones $^{18}\text{O} (p, p_1 \gamma)$ - $^{18}\text{O}^*$ y $^{18}\text{O} (p, \alpha_{1,2,3} \gamma)$ deduciendo que las resonancias a $E_p = 3.744, 4.590, 4.810$ y 5.230 MeV tienen probablemente un $T = 3/2$, ya que en las curvas de excitación para (p, p_1) aparecen máximas, mientras en $(p, \alpha_{1,2})$ y (p, α_3) aparecen mínimas.

Los estudios más recientes han sido llevados a cabo por Orihara⁽¹³⁾ et al. y Fritsch⁽¹⁴⁾ et al.; Orihara estudió la reacción $^{18}\text{O} (p, p)$ para $E_p = 3.4$ a 6.2 MeV a siete ángulos de laboratorio y encontrando 20 resonancias, 2 de ellas a $E_p = 5.13$ y 6.06 MeV parecen ser los estados isóbaros análogos de los niveles $5.45 (3/2^+)$ y 6.28 MeV $(7/2^-)$ del ^{19}O , debido a que existen niveles correspondientes en ^{19}O ; mientras que Fritsch encuentra dos resonancias en la reacción $^{18}\text{O} (p, n) ^{18}\text{F}$ en la región de $E_p = 4.6$ a 6.6 MeV, estando éstas a $E_p = 5.622$ y 6.061 MeV y dándolas como posibles estados análogos de los niveles 5.706 y 6.276 MeV en ^{19}O al comparar las reacciones $^{18}\text{O} (p, n)$ y $^{18}\text{O} (n, n)$.

Como se ve, el núcleo compuesto ^{19}F ha sido objeto de considerable actividad experimental, sin embargo los resultados obtenidos a partir de 4 MeV en adelante no son muy claros, ya que pueden existir ambigüedades en algunos de los resultados obtenidos hasta ahora, en gran parte debido a la falta de medidas de polarización.

El experimento de que se informa aquí, fue llevado a cabo para medir la variación con la energía incidente y el ángulo emergente, de las secciones elásticas de protones y de protones polarizados sobre blancos de ^{18}O , con el objeto de poder asignar espín, paridad e isospín a las resonancias observadas en la región de energías $4.1 < E_p < 6.1$ MeV. En este estudio, de la asignación de propiedades intrínsecas, de las trece resonancias observadas en ^{19}F , cuatro de ellas sean estados isóbaros análogos del ^{19}F con los estados $E_x = 4.583$ MeV ($J^\pi = 3/2^-$), 5.086 ($1/2^-$), 5.460 ($3/2^+$), y 6.276 ($7/2^-$) del ^{19}O , mientras que dos de ellas sean probables estados con $T = 3/2$, 5.097 ($5/2^+$), 5.264 ($1/2^-$) y la resonancia a 5.609 ($7/2^-$) es probablemente una mezcla de $T = 1/2$ y $3/2$.

II.- EXPERIMENTO

1) Aparatos y Procedimiento

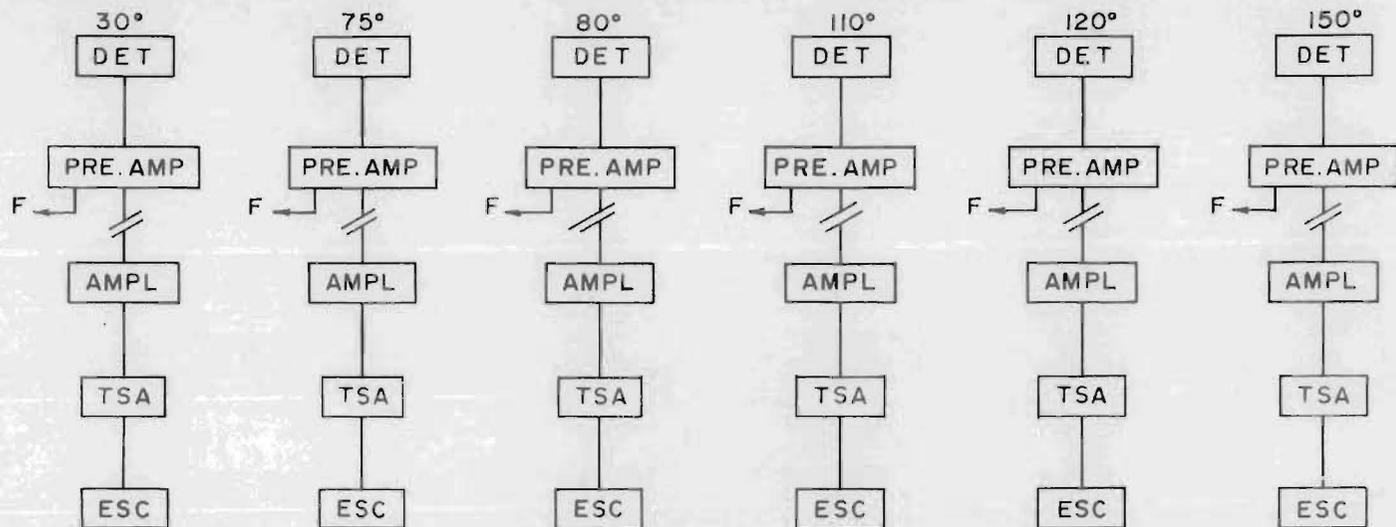
En una primera exploración, un blanco autosoportado de Al_2O_3 enriquecido en ^{18}O a más del 95%, fue bombardeado con protones en incrementos de 25 KeV entre 4 y 8 MeV, observando los protones emergentes a 90° , 120° y 150° , ángulos de laboratorio. Estas funciones de excitación mostraron fluctuaciones interesantes, lo que indujo a efectuar un estudio más amplio y más detallado.

Se decidió utilizar un blanco gaseoso de ^{18}O isotópicamente enriquecido a 99.5% contenido en una cámara cilíndrica de 1 cm de diámetro y paredes de acero de 4 μm de espesor. El registro de las partículas emergentes de la reacción, se

hizo mediante seis detectores de Si de barrera superficial (600 μm) colocados estratégicamente, de tal modo que girando los sin romper el vacío bajo cuatro posiciones⁽¹⁵⁾, fuera posible obtener distribuciones angulares entre 30 y 150° con 24 puntos y en otras tantas posiciones la normalización entre ellos, de los ángulos sólidos de aceptación de partículas. Para limitar dentro de la cámara de gas la región donde se produjeran reacciones nucleares, el haz de proyectiles fue colimado mediante un sistema de tres rejillas de 1 x 4 mm, así como otras rejillas limitadoras en dirección de los detectores. Frente a los detectores en la región de 50°, 110°, 120° y 150°, se instalaron láminas de fierro de 5 μm , a fin de eliminar el paso de partículas α , que a estas energías producían pulsos que llegaban a traslaparse con los de los protones elásticos.

Información por pulsos eléctricos de grupos de protones registrados en los detectores para las medidas de sección elástica, fueron amplificados en la cercanía de la cámara y mandados a través de ventanas electrónicas ajustables para dejar pasar únicamente los pulsos de los protones elásticos de ^{18}O para ser sumados en escaladores (Fig. 1); a cada 200 KeV las ventanas eran ajustadas para compensar por el corrimiento de energía del espectro.

El blanco mencionado fue bombardeado con protones del acelerador Van de Graaff Tandem del Centro Nuclear de México, entre 4.1 y 6.1 MeV, en intervalos de 25 keV, con intensidades del orden de 20 nA.



DET = DETECTOR

PRE. AMP = PREAMPLIFICADOR

AMPL = AMPLIFICADOR

T.S.A. = VENTANA (TIMING SINGLE CHANNEL ANALYSER)

ESC = ESCALADOR

F = FUENTE DE ALTO VOLTAJE

FIG. I ELECTRONICA UTILIZADA PARA OBTENER DATOS DE SECCION

Protones polarizados de una fuente del tipo Lamb-Schiff⁽¹⁶⁾ en este mismo intervalo de energías, fueron utilizados en la Universidad de Notre Dame para efectuar las medidas de la reacción $^{18}\text{O}(\text{p},\text{p})^{18}\text{O}$. A la entrada de la cámara Ortec de dispersión de 17" de diámetro de esa Universidad, existen rejillas colimadoras del haz de 1 x 3 mm. Fue empleada una cámara de gas de 25 mm de diámetro y paredes de acero de 4 μm . Las mediciones también fueron efectuadas con incrementos de 25 KeV en el mismo intervalo de energías, obteniendo distribuciones angulares entre 32.5 y 150°, ángulo de laboratorio, con 18 ángulos a cada paso de energía. Fueron utilizados 6 detectores de Si con Li difundido de 2000 μm de espesor. En estos experimentos, la intensidad del haz incidente sobre el blanco, fue aproximadamente de 1 nA.

Información referente a las medidas de polarización, se obtuvo del siguiente modo: los pulsos amplificados fueron enviados directamente a una computadora PDP-9 capaz de registrar el espectro completo enviado por cada detector, mediante un sistema electrónico asociado a la computadora (Fig. 2).

Ambos aceleradores fueron operados con una dispersión en energía de los proyectiles del orden de $\Delta E \sim 10 \text{ keV}$; se estima que la dispersión causada en el blanco mismo sea del orden de $\Delta E \sim 35 \text{ KeV}$

Para obtener una correspondencia en las funciones de excitación (sección y polarización) efectuadas en los dos aceleradores, se hizo una calibración previa alrededor de la resonancia bien definida $f_{7/2}$ que se encuentra a una energía $E_p = 5.609 \text{ MeV}$ para un ángulo de laboratorio $\theta = 150^\circ$; Oriha

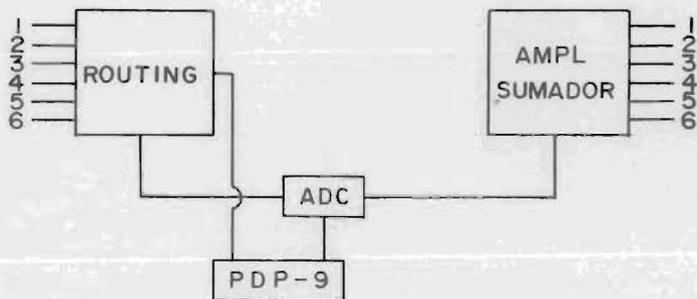
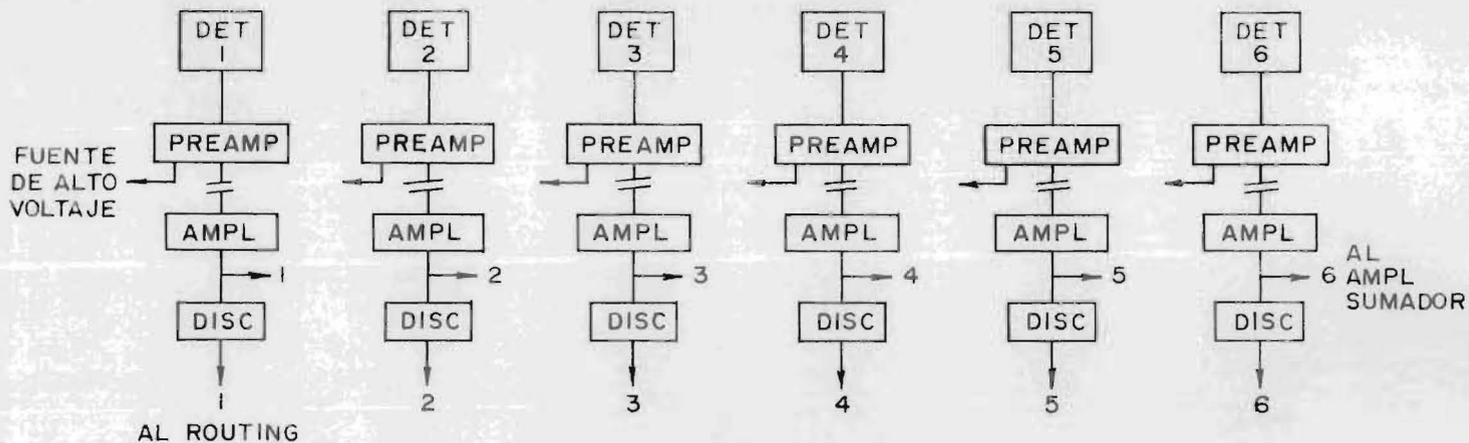


FIG. 2 ELECTRONICA UTILIZADA PARA OBTENER DATOS DE POLARIZACION

ra et al. encuentra esta resonancia a $E_p = 5.625$ MeV, mientras que Fritsch et al. a $E_p = 5.622$ MeV.

2) Mediciones de la Sección Diferencial (17)

La sección diferencial eficaz viene dada por $\sigma(\theta) = \frac{N(\theta)}{fn_0}$

donde

f = número de partículas por unidad de tiempo del haz incidente.

n_0 = número de núcleos por unidad de área en el blanco

$N(\theta)$ = número de partículas dispersadas (o producidas en una reacción) por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido.

$\sigma(\theta)$ tiene las dimensiones de área y usualmente se da en barns.

(1 barn = 10^{-24} cm²; 1 milibarn = 10^{-27} cm²).

Para un blanco de gas contenido en un cilindro con ventanas sólidas muy delgadas, la sección diferencial fue deducida por Silverstein (18), expresada como:

$$\sigma(\theta) = \frac{Y(\theta) \text{ sen } \theta}{n_\infty n G} \quad (1)$$

donde $Y(\theta)$ = número de partículas registradas

n_∞ = número de núcleos por unidad de volumen

n = número de partículas del haz incidente

G = factor geométrico.

Nótese que $n_0 \propto \frac{n_\infty}{\text{sen } \theta}$

$$G = G_0 \left\{ 1 + \Delta_0 + \frac{\sigma'}{\sigma} \Delta_1 + \frac{\sigma''}{\sigma} \Delta_2 + \dots \right\} \quad (2)$$

$$G_0 = \frac{b_1 b_2 \ell}{R_0 H} \quad (3)$$

estas cantidades aparecen en la Fig. 3

$$\sigma' = \frac{d\sigma(\theta)}{d\theta}, \quad \sigma'' = \frac{d^2\sigma(\theta)}{d\theta^2}, \quad \dots$$

$$\Delta_0 = \frac{1}{3} \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \frac{b_2^2}{R_0^2} - \frac{1}{2H^2} (b_1^2 + b_2^2) - \frac{1}{8} \frac{\ell^2}{R_0^2} + \frac{1}{12 R_0^2} \left\{ \frac{x_0^2}{\sin^2 \theta} + \frac{y_0^2}{2} \right\} \quad (4)$$

$$\Delta_1 = \frac{1}{3} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \left\{ \frac{\ell^2}{8 R_0^2} - \frac{b_2^2}{R_0 H} \right\} + \frac{1}{24} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{y_0^2}{R_0^2} \quad (5)$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{\cos \theta} \left\{ \frac{b_1^2 + b_2^2}{H^2} \right\} \quad (6)$$

siendo x_0 y y_0 las dimensiones transversales del haz. -

Por ejemplo en nuestro caso tenemos:

$$x_0 = 1 \text{ mm} \quad y_0 = 4 \text{ mm} \quad R_0 = 140.3 \text{ mm} \quad H = 121.2 \text{ mm}$$

$$b_1 = 1.5 \text{ mm} \quad b_2 = 3 \text{ mm} \quad \ell = 4 \text{ mm} \quad \theta = 30^\circ$$

$$\Delta_0 = 0.2347 \times 10^{-4} \quad G_0 = 1.55 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

Para ángulos en que $\frac{d\sigma(\theta)}{d\theta}$ es grande, las correcciones - pueden ser del orden del 1%, pero debido a que las secciones obtenidas experimentalmente tienen un error entre 2 y 8%, no vale la pena hacer esta corrección. Por lo tanto basta la - aproximación $G \approx G_0$. Ya que algunas mediciones geométricas - no pudieron conocerse con suficiente aproximación, no fue po

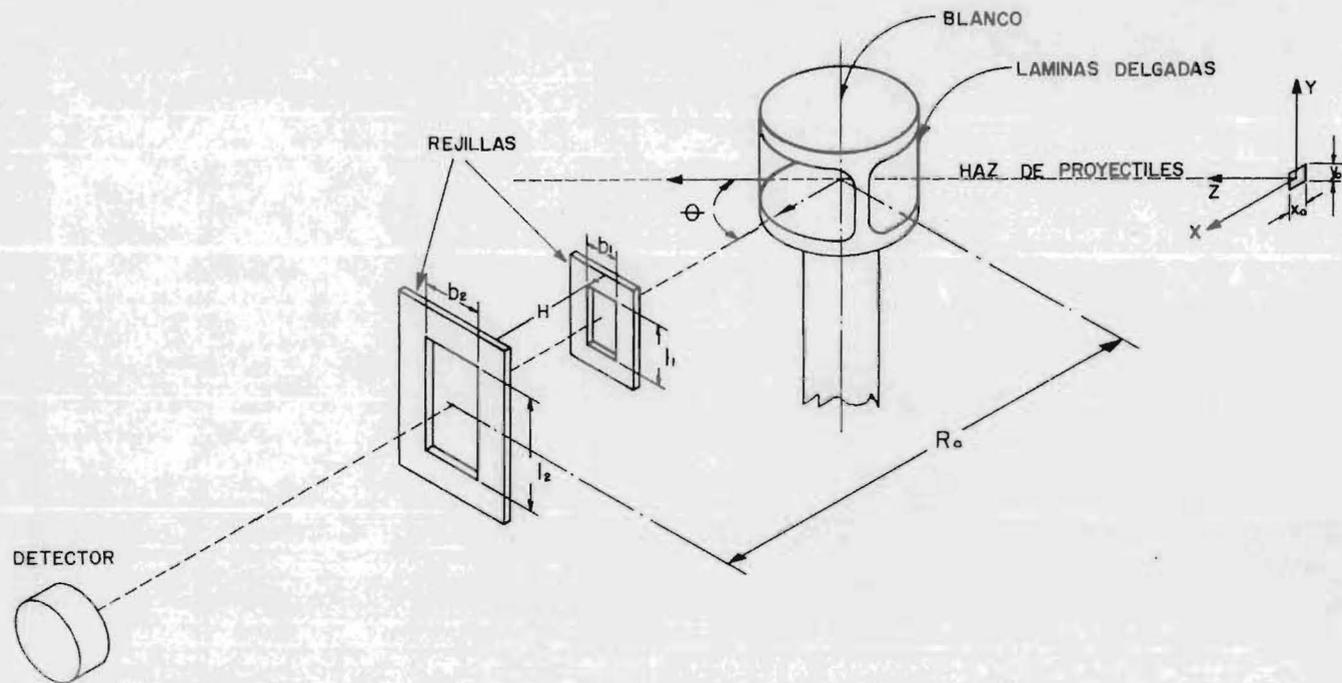


Fig. 3 GEOMETRIA DE DETECCION ALREDEDOR DE UN BLANCO GASEOSO

sible utilizar este método para obtener las secciones eficaces. El método utilizado para medir las secciones eficaces, fué el de normalizar a secciones bien medidas, como se discute adelante.

Los ángulos escogidos para registrar partículas en este experimento se indican en la Fig. 4;

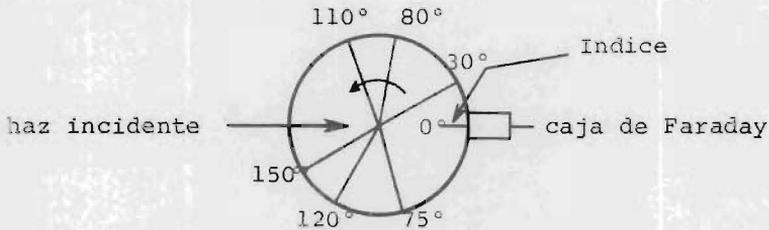


Fig. 4. Geometría adoptada para la colocación de los detectores.

El plato donde van montados los detectores se giró en tres incrementos de 6.5° en el sentido mostrado por la flecha con los siguientes ángulos de laboratorio:

30	36.5	43	49.5
75	68.5	62	55.5
80	86.5	93	99.5
110	116.5	123	129.5
120	113.5	107	100.5
150	143.5	137	131.5

Para poder obtener las distribuciones angulares relativas a cada energía, se normalizaron los ángulos sólidos de los detectores de la siguiente forma;

$$\text{ya que } \sigma_L^i(\theta) = \left(\frac{N}{\text{carga}} \right) \frac{\text{sen} \theta_L}{f_i} \quad (7)$$

en el factor N entran términos tales como: grueso de blanco, número de partículas incidentes sobre el blanco y partículas registradas; f_i es el factor de liga entre los ángulos sólidos de los detectores.

Al localizar el índice del plato a los 22.5° , 20° , 5° y -2.5° resulta que a -2.5° los detectores de 75° y 80° están al mismo ángulo de 77.5° , a 22.5° los de 30° y 75° están a 52.5° , a los 5° los detectores de 110° y 120° coinciden con el ángulo de 115° y al ángulo 20° los detectores de 80° y -120° están a 100° , mientras que los de 110° y 150° se encuentran a 130° .

De aquí se pueden extraer las siguientes relaciones para los valores f_i , que comparan entre sí los ángulos sólidos.

$$\begin{aligned}
 f_1 &= 1 \\
 f_2 &= \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \left(\frac{N(2)}{N(1)} \right)_{22.5^\circ} f_1 \\
 f_3 &= \frac{\Omega_3}{\Omega_1} = \left(\frac{N(3)}{N(2)} \right)_{2.5^\circ} f_2 \\
 f_5 &= \frac{\Omega_5}{\Omega_1} = \left(\frac{N(5)}{N(3)} \right)_{20^\circ} f_3 \\
 f_4 &= \frac{\Omega_4}{\Omega_1} = \left(\frac{N(4)}{N(5)} \right)_{5^\circ} f_5 \\
 f_6 &= \frac{\Omega_6}{\Omega_1} = \left(\frac{N(6)}{N(4)} \right)_{20^\circ} f_4
 \end{aligned}$$

Siendo (1) $\Rightarrow 30^\circ$, (2) $\Rightarrow 75^\circ$, (3) $\Rightarrow 110^\circ$, (5) $\Rightarrow 120^\circ$, (6) $\Rightarrow 150^\circ$; con $N(i)$ el número de cuentas en el detector (i). De este modo se obtienen las secciones relativas (normaliza-

das al detector de 30° o se puede usar otro detector para normalizar). Por ejemplo en este experimento a la energía $E_p = 5.025$ MeV y poniendo $f_6 = 1$, resultaron; $f_1 = .258$ $f_2 = 1.15$ $f_3 = 1.022$ $f_4 = 1.44$ y $f_5 = 0.946$.

Para poder obtener secciones absolutas, lo que se hizo fue normalizar nuestros datos con secciones bien conocidas; siendo una de las más fáciles y conocidas la reacción $^{16}\text{O}(p, p)$ obtenidas en Wisconsin⁽¹⁹⁾ y Rice⁽²⁰⁾.

Tal normalización se efectuó introduciendo ^{16}O en el blanco de gas bombardeándolo con protones de $E_p = 5.0$ MeV y 6.0 MeV; el detector de 80° registró los siguientes resultados:

$$\left. \begin{array}{l} E_p = 5.0 \text{ MeV, } \frac{\text{Cuentas}}{\text{Carga}} = \frac{6446}{2000} \\ E_p = 6.0 \text{ MeV, } \frac{\text{Cuentas}}{\text{Carga}} = \frac{6000}{2000} \end{array} \right\} \theta_{\text{Lab}} = 80^\circ \Rightarrow \theta_{\text{CM}} = 84^\circ$$

De las distribuciones angulares de $^{16}\text{O}(p, p)$ a $E_p = 5$ MeV y $E_p = 6$ MeV, graficada para ángulos vs. secciones relativas, ambas en el centro de masa (ver Fig. 5), se obtiene la relación

$$\frac{\sigma(\theta_{\text{CM}} = 90^\circ)}{\sigma(\theta_{\text{CM}} = 84^\circ)} = 1.08$$

(este valor se conserva para las dos energías). El factor que convierte la sección en el sistema C.M. al sistema de laboratorio, es aproximadamente 1 para 90°.

En estas mediciones f_3 resultaba con un valor $f_3 = 1.10$

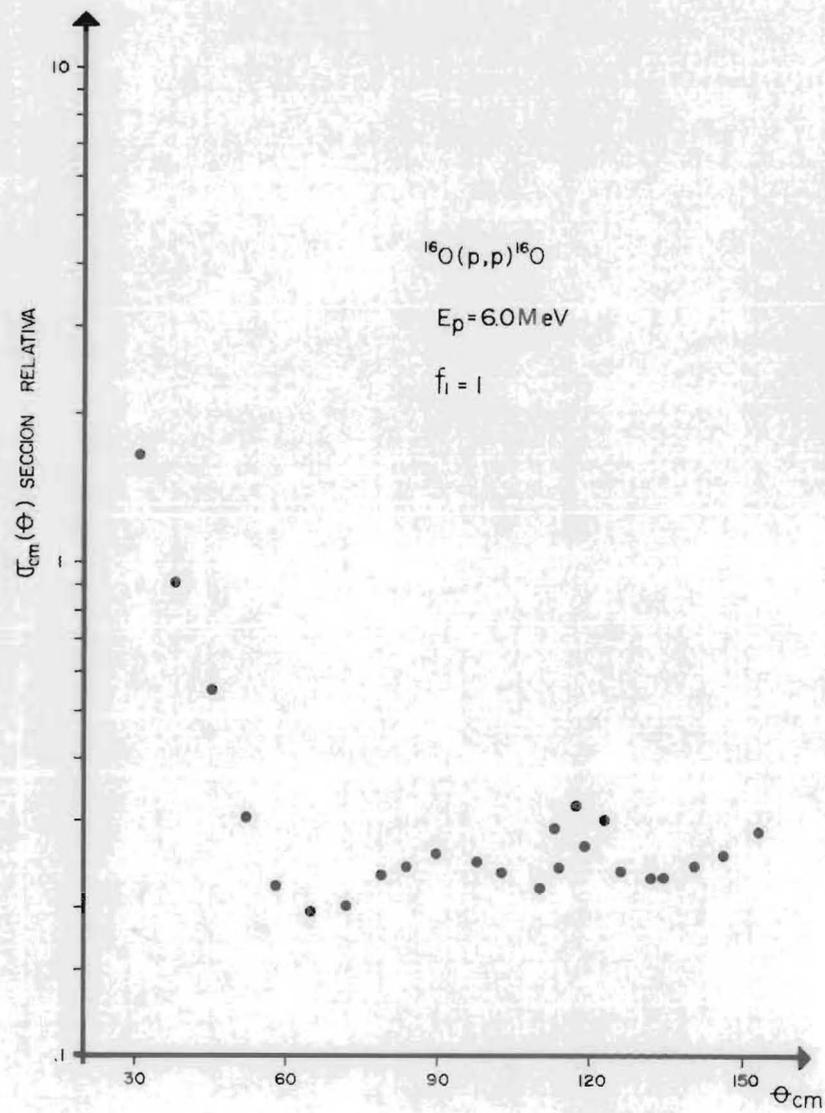
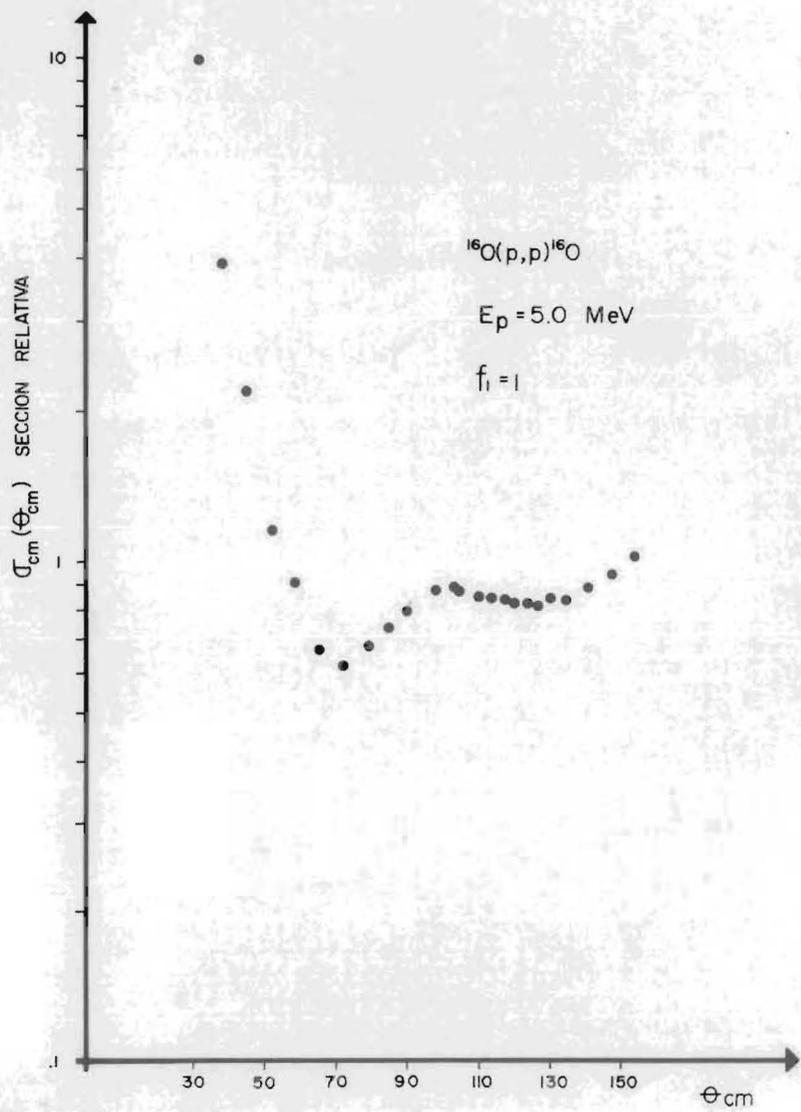


Fig 5 DISTRIBUCIONES ANGULARES DE $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ USANDO EL BLANCO GASEOSO

con una presión $P_r = 17.8$ divisiones en la carátula del micrómetro ($\sim \frac{1}{2}$ atm).

Haciendo uso de la ecuación (7), pero puesta en forma más detallada $\sigma(\theta) = F \frac{\text{cuentas}}{\text{carga}} \frac{\text{sen } \theta_i}{f_i (\text{presión})}$ (8)

y haciendo uso de los valores de Rice y Winsconsin para

$$\begin{aligned} E_p &= 5 \text{ MeV } 90^\circ \text{ C.M.}, \sigma(\theta) = 86.0 \text{ mb/sr} \\ \text{y } E_p &= 6 \text{ MeV } 90^\circ \text{ C.M.}, \sigma(\theta) = 82.0 \text{ mb/sr.} \end{aligned}$$

Sustituyendo valores en (8) se obtiene

$$86.0 = F \frac{(6446)(1.08)(1.00)}{(2000)(1.10)(17.8)} \therefore F = 484$$

$$82.0 = F \frac{(6000)(1.08)(1.00)}{(2000)(1.10)(17.8)} \therefore F = 496$$

adoptando un valor medio de $F = 490$.

Dicho factor es el que se usa en el cálculo de los datos experimentales al sustituirlos en la fórmula (8). Esta comparación proporciona los valores más confiables en valor absoluto. La sección diferencial en el sistema C.M. está relacionada con la sección diferencial en el sistema de laboratorio a través de

$$\sigma_{\text{lab}}(\theta_L) = \sigma_{\text{CM}}(\theta_{\text{CM}}) \frac{[\text{sen}^2 \theta_{\text{CM}} + (\rho_1 + \cos \theta_{\text{CM}})^2]^{3/2}}{(1 + \rho_1 \cos \theta_{\text{CM}})} \quad (9)$$

donde

θ_{CM} = ángulo en el sistema centro de masa

θ_L = ángulo en el sistema de laboratorio

$$\begin{aligned}
 & M_1 = \text{protón entrante} \\
 & M_I = \text{protón saliente} \\
 \text{Y } \rho_1 = & \frac{\sqrt{M_1 M_I E_I}}{M_2 M_{II} E_I} \quad M_2 = M_{II} = \text{núcleo blanco} \\
 & E_I = \text{energía incidente}
 \end{aligned}$$

3) Mediciones de la Polarización (21,17)

Para protones dispersados elásticamente por blancos con espín cero, la aplicación del método de corrimientos de fase a los datos de la sección a través de resonancias, permite la determinación de valores de " ℓ " y las mediciones de polarización una determinación única del espín de la resonancia. Esto se debe al hecho que las curvas de excitación de la sección para resonancias aisladas tienen casi la misma forma para $j = \ell + \frac{1}{2}$ que para $j = \ell - \frac{1}{2}$.

Se puede deducir el momento angular total $\bar{j} = \bar{\ell} + \bar{s}$ de experimentos que distinguen los dos posibles estados del espín \bar{s} del protón saliente. Si el número de protones salientes con espines paralelos a una dirección especificada es N^+ y el número con espines antiparalelos es N^- , la polarización está dada por $P_R = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$. Si \bar{k} es el vector de onda del haz, que apunta en la dirección incidente y \bar{k}' el vector de onda del haz dispersado, entonces el producto vectorial $\bar{k} \times \bar{k}'$ perpendicular al plano de dispersión, define un eje privilegiado para la orientación del espín del protón, debido a la conservación de la paridad.

La cantidad P_R se puede obtener de la segunda dispersión

de los protones dispersados por el blanco en estudio, al medir sobre un segundo blanco y midiendo el número de protones a través de iguales ángulos a la izquierda y derecha del eje de las partículas emergentes. Otro método comúnmente usado - emplea la dispersión elástica por el blanco en estudio sobre el cual incide un haz polarizado, primero con el espín hacia arriba y luego invirtiendo el espín del protón en dicho haz. Entonces se puede obtener la polarización substituyendo en - la expresión

$$P_R = \frac{N - R}{N + R} \frac{1}{P_B} \quad (10)$$

Refiriéndose al primer método mencionado, R y N representan el número de protones dispersados a la izquierda y derecha por el segundo dispersor, respectivamente.

En el caso del haz polarizado, N son los protones dispersados cuando el espín del protón apunta hacia arriba y medidos a la izquierda de la dirección del haz y R los protones dispersados cuando el espín del protón apunta hacia abajo en las mismas condiciones del detector anterior. Cuando el detector se encuentra a la derecha de la dirección del haz polarizado entonces, N representa a los protones dispersados - cuando el espín del protón del haz polarizado apunta hacia - abajo y R cuando apunta hacia arriba. P_B es la polarización producida en el caso del segundo dispersor o la polarización del haz incidente sobre el blanco y la cual se determina a través de elementos con buenas propiedades polarizadoras.

Los ángulos utilizados para registrar las partículas -

dispersadas del haz polarizado sobre el blanco se muestran - en la Fig. 6

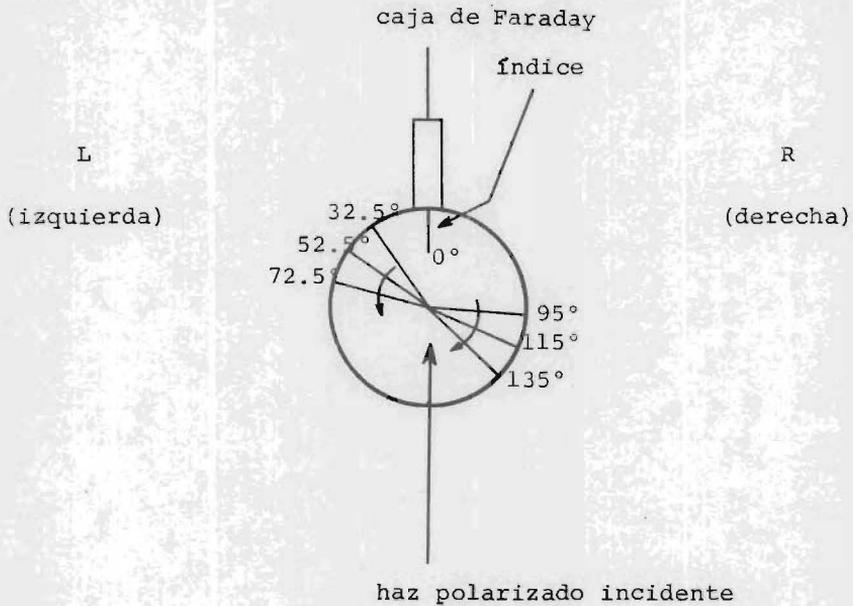


Fig. 6. Geometría utilizada para mediciones de la polarización.

El plato se giró 7.5° , dos veces en el sentido mostrado por las flechas en la figura, independientemente y por lo tanto, se obtuvo información de las distribuciones angulares a los siguientes ángulos:

L	{	32.5	40	47.5
		52.5	60	67.5
		72.5	80	87.5
R	{	95	102.5	110
		115	122.5	130
		135	142.5	150

La polarización del haz se calibró introduciendo ^4He en el blanco de gas de la cámara, ya que dicho gas es útil como polarímetro debido a que sus propiedades de polarización han sido muy bien estudiadas⁽²²⁾; la polarización del haz P_B resultó ser de 0.5 ± 0.02 . Respecto del plano dispersor, las distribuciones angulares fueron realizadas alternadamente con el vector de espín hacia arriba y hacia abajo.

El error en las medidas de polarización además de considerar la variación en la polarización del haz, toma en cuenta la incertidumbre estadística en las medidas mismas de polarización; dicho error viene dado por⁽²³⁾

$$\delta P = \frac{1}{P_B(N+R)} \left[\frac{4RN}{(N+R)} + \frac{(N-R)^2 (\delta P_B)^2}{P_B^2} \right]^{1/2} \quad (11)$$

siendo P_B la polarización del haz, N las mediciones de los protones dispersados por el blanco al incidir el haz polarizado con espín apuntando hacia arriba y estando el detector a la izquierda de la dirección del haz, R el número de protones dispersados por el blanco al incidir el haz polarizado pero ahora con su espín apuntando hacia abajo y el detector en la misma posición. δP_B es el error en la polarización del haz.

III.- RESULTADOS EXPERIMENTALES.

1) Distribuciones Angulares de la Sección Diferencial Absoluta.

En la Fig. 7 se muestran algunas distribuciones angulares θ_{CM} vs. $\sigma_{CM}(\theta)$ graficadas para diferentes energías. El -

error experimental es del tamaño de los círculos ⁽²⁴⁾. Fueron obtenidas 77 distribuciones angulares, las líneas continuas muestran la parte calculada que mejor se adapta a los puntos experimentales, ejemplos sobre los que se comenta más adelante.

2) Distribuciones Angulares de la Polarización.

Algunas ⁽²⁵⁾ de éstas han sido dibujadas en la Fig. 8. - El error experimental aparece en forma de barras; las curvas teóricas que mejor se adaptan a los puntos experimentales - son las líneas continuas. Las mediciones de polarización fueron hechas en 78 distribuciones angulares.

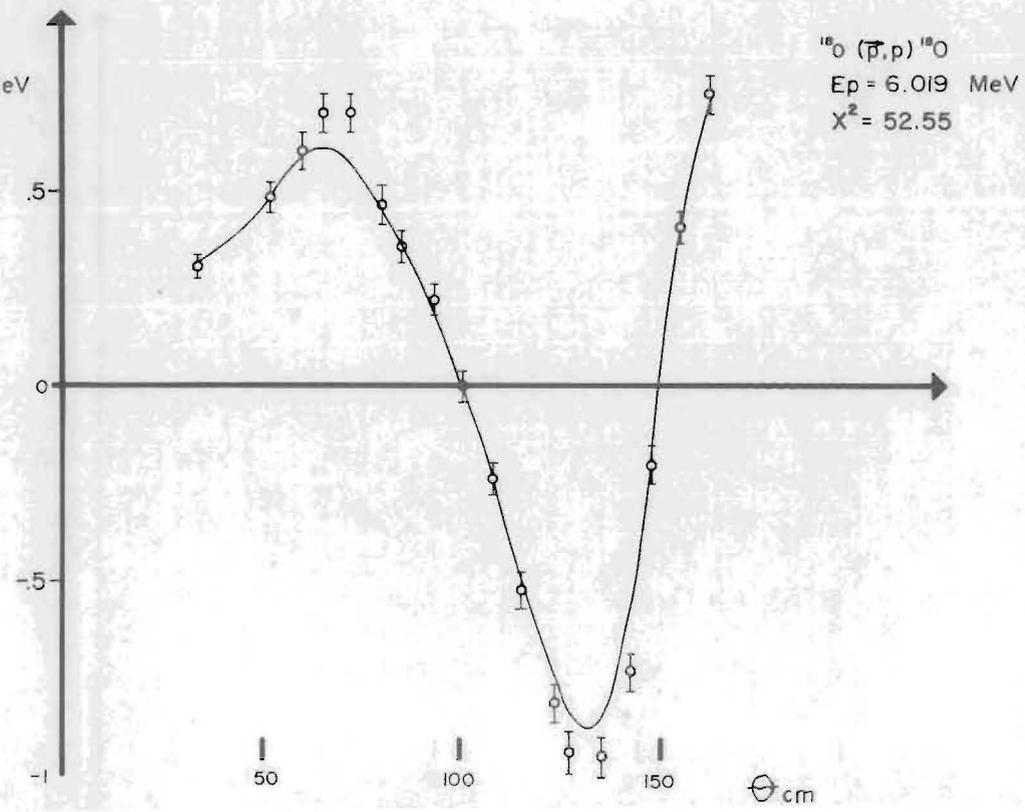
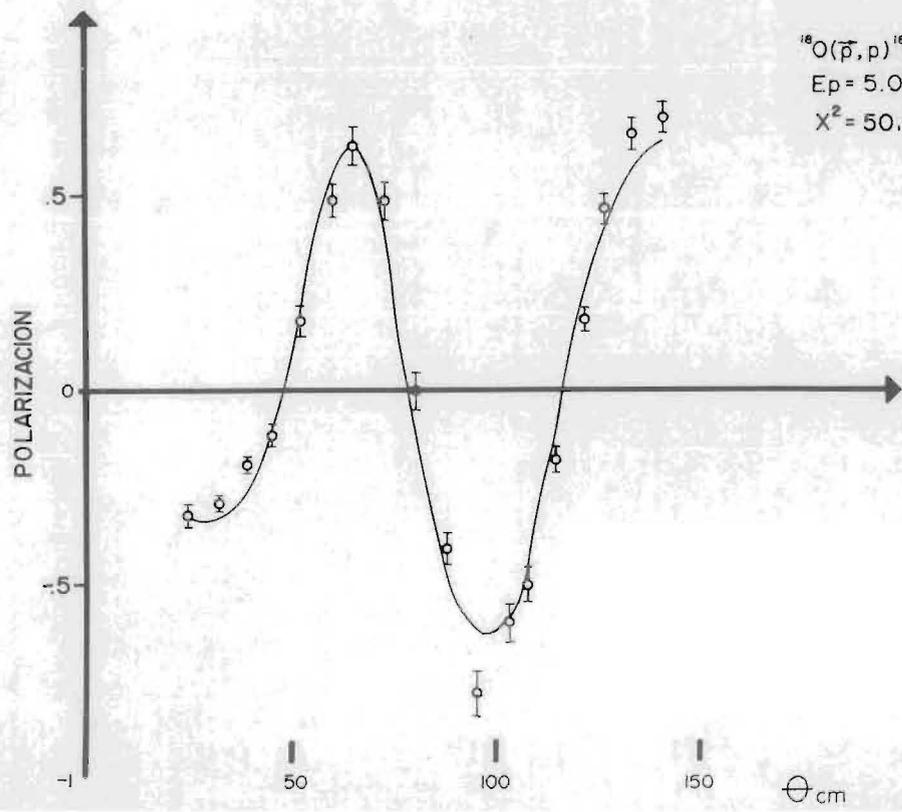
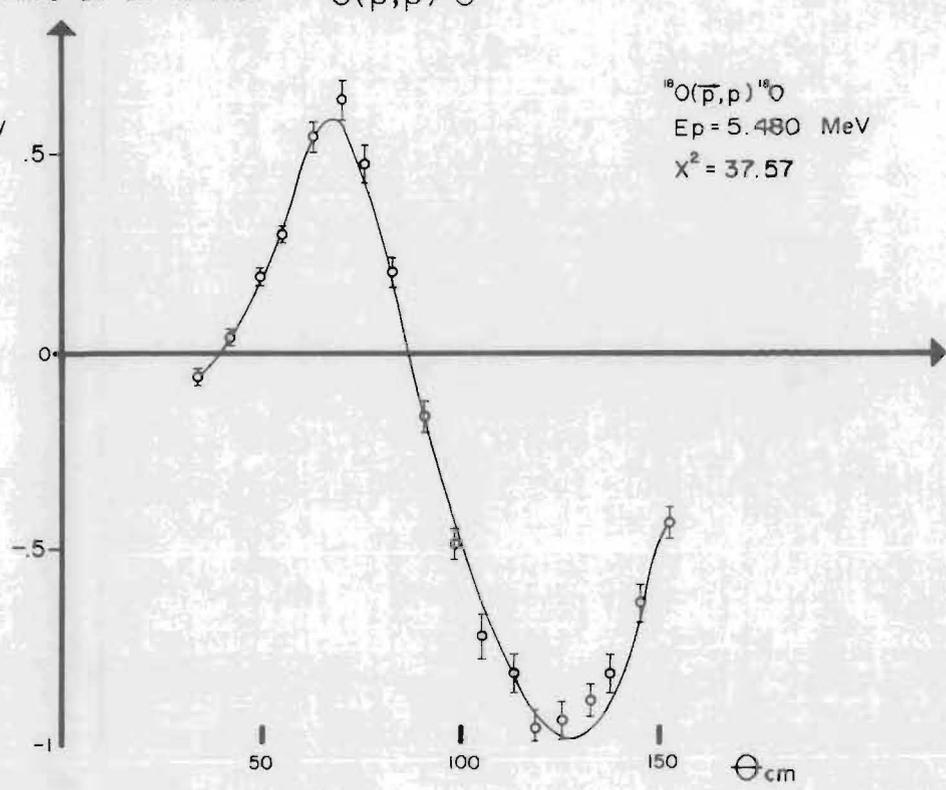
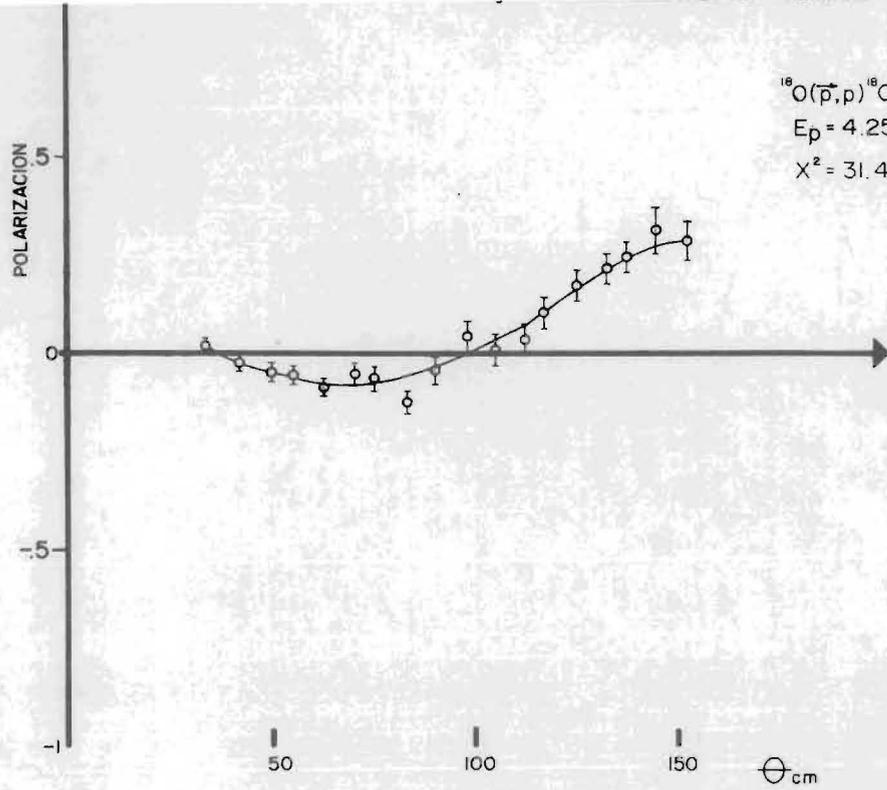
3) Funciones de Excitación de la Sección Diferencial.

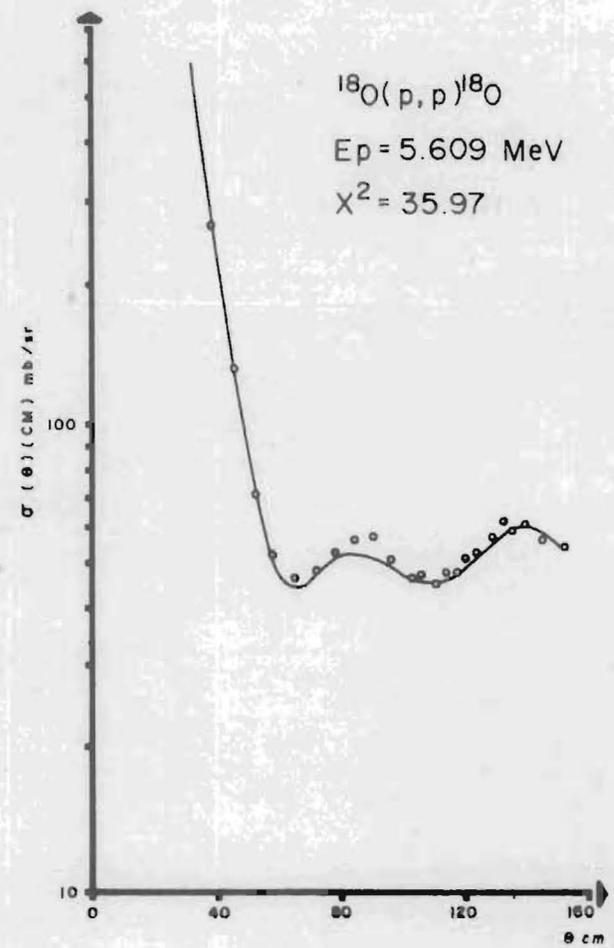
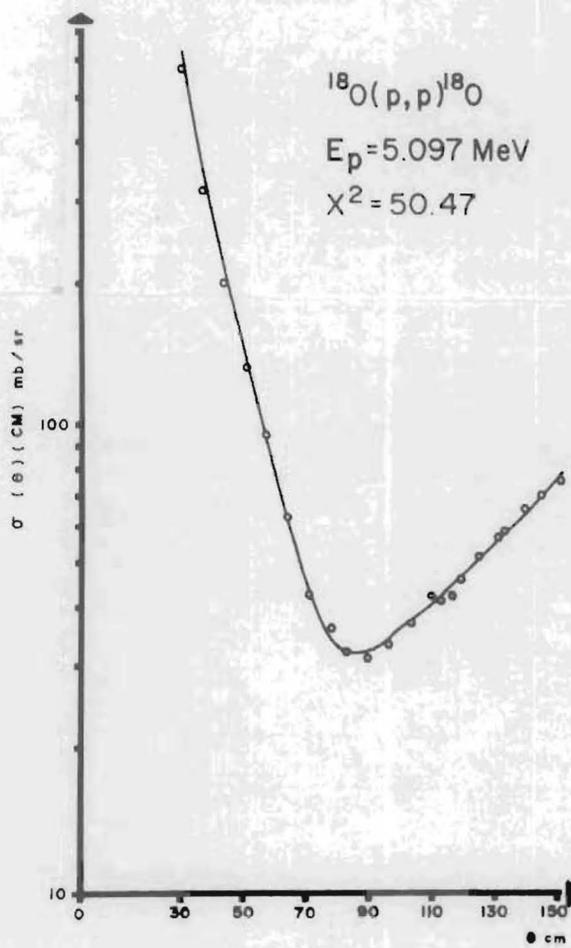
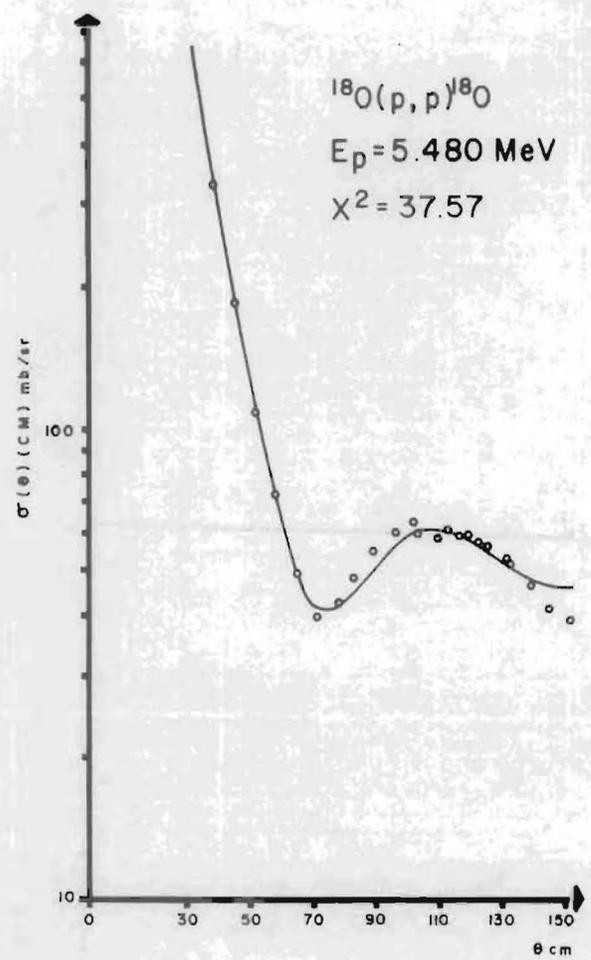
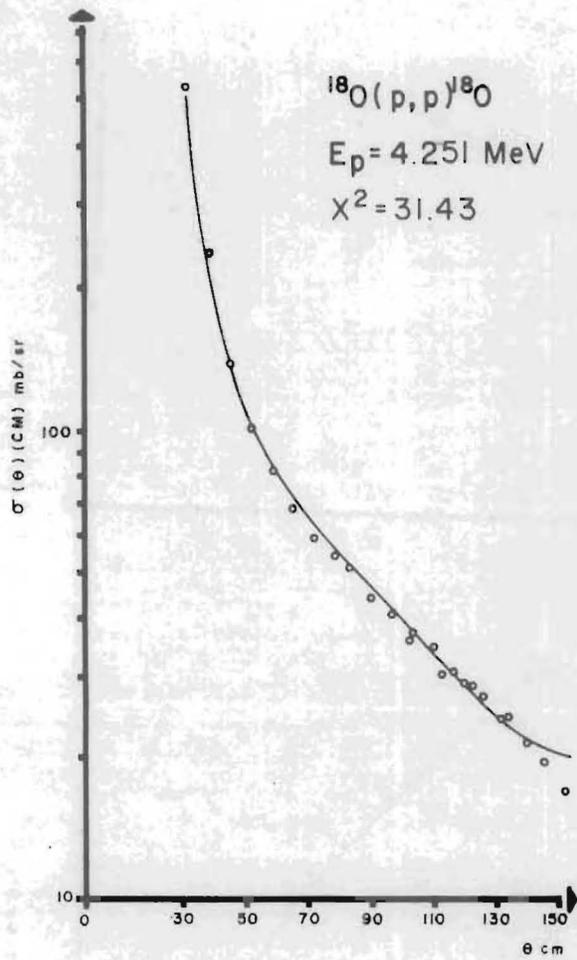
Solamente se ha escogido la función de excitación en todo el intervalo de energía explorado, correspondiente al ángulo de 150° (ver Fig. 9) en las que aparecen fluctuaciones, siendo muchas de ellas probables resonancias, sobre las que se hizo un análisis de sus propiedades.

IV.- RESONANCIAS Y ESTADOS ISOBAROS ANALOGOS.

1) Resonancias.

La sección y poder analizador ^(26,17) para dispersión nuclear de partículas de espín $1/2$ sobre núcleos de espín 0 - pueden ser parametrizados en términos de la amplitud parcial de dispersión dada por





**FIG. 7 DISTRIBUCIONES ANGULARES EN ALGUNAS
 RESONANCIAS DE LA REACCION $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$**

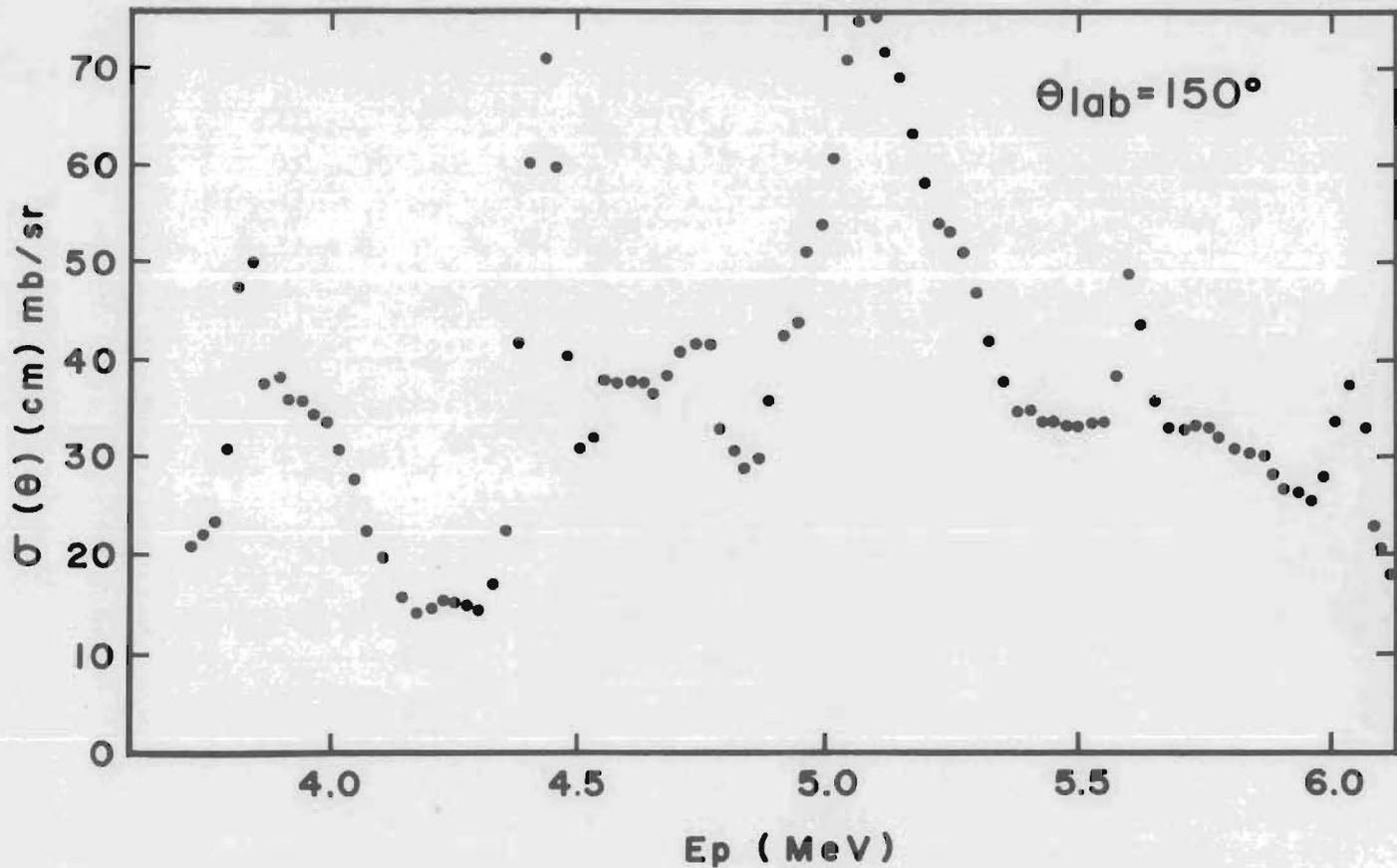


FIG. 9 FUNCION DE EXCITACION PARA $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$

$$f_{\ell}^{\pm} = \frac{(e^{2i\delta_{\ell}^{\pm j}} - 1)}{2i} \quad (12)$$

donde \pm representa los valores posibles de j ($j = \ell \pm \frac{1}{2}$) y $\delta_{\ell}^{\pm j}$ los corrimientos de fase.

Cuando existen canales abiertos de inelásticos, entonces los corrimientos de fase se vuelven complejos o sea

$$\delta_{\ell}^{\pm j} = \lambda_{\ell}^{\pm} + i\eta_{\ell}^{\pm} \quad (13)$$

Si se define a $e^{-2\eta_{\ell}^{\pm}} = \gamma_{\ell}^{\pm}$ como el parámetro de amortiguamiento, entonces

$$f_{\ell}^{\pm} = (\gamma_{\ell}^{\pm} e^{2i\lambda_{\ell}^{\pm}} - 1)/2i \quad (14)$$

Cuando existe una resonancia aislada, la parte real e imaginaria de los corrimientos de fase para valores apropiados de ℓ y j deben variar en tal forma que reproduzcan la dispersión. Para investigar la variación esperada de los corrimientos de fase con la energía, debe asumirse un término Breit-Wigner con lo que los corrimientos de fase obedecen a la relación

$$\gamma_{\ell}^{\pm} e^{2i\lambda_{\ell}^{\pm}} = e^{2i\lambda_0} \left[\gamma_0 - \frac{i\Gamma_p e^{i\phi}}{(E-E_R) + i\Gamma/2} \right] \quad (15)$$

donde E es la energía del protón en el sistema centro de masa, E_R es la energía de la resonancia, Γ_p la anchura parcial ($\Gamma_p = 2P_{\ell}\gamma_p^2$ con P_{ℓ} la penetrabilidad y γ_p la anchura reducida) y Γ la anchura total, la cual debido al principio de in-

certidumbre se relaciona con la vida media τ del estado por $h \approx \Gamma\tau$. λ_0 es la parte real de los corrimientos de fase y γ_0 el parámetro de amortiguamiento, siendo λ_0 y γ_0 valores fuera de resonancia o sea el fondo; estos valores pueden considerarse que varían muy lentamente a lo largo de una resonancia, de maera que se pueden usar valores promedios de los mismos (esto no es válido si la resonancia es demasiado ancha). Si se grafican en el plano complejo, asociando r con $\frac{\pm}{\gamma_\ell}$ y θ con $2\lambda_\ell^\pm$, resulta que los puntos representando a $2f_\ell^\pm$ forman un círculo (Gráficas de Argand) con radio Γ_p/Γ como se ve en la Fig. 10, el cual se llama círculo de la resonancia.

En esta figura los puntos colocados sobre el círculo son los valores de los corrimientos de fase a intervalos iguales en energía, en el cual se muestra que a medida que cambia la energía sobre la resonancia, los cambios más grandes en los corrimientos de fase ocurren cerca de la energía de la resonancia y cambios pequeños en los corrimientos, a los lados de ella. También se han incluido en esta figura las relaciones geométricas para $\Gamma, \Gamma_p/\Gamma$, etc. Los mismos corrimientos de fase vs. E se han graficado en la Fig. 11, la parte real λ muestra primero una elevación (máxima) y después una depresión (mínimo) en la proximidad de los límites de la resonancia, mientras que el parámetro de amortiguamiento γ indica un mínimo característico. El máximo de la parte real, y el mínimo característico del parámetro de amortiguamiento están defasados 90° . Además en esta figura se indican las relaciones geométricas $\Gamma, \Gamma_p/\Gamma$. En este experimento las relaciones

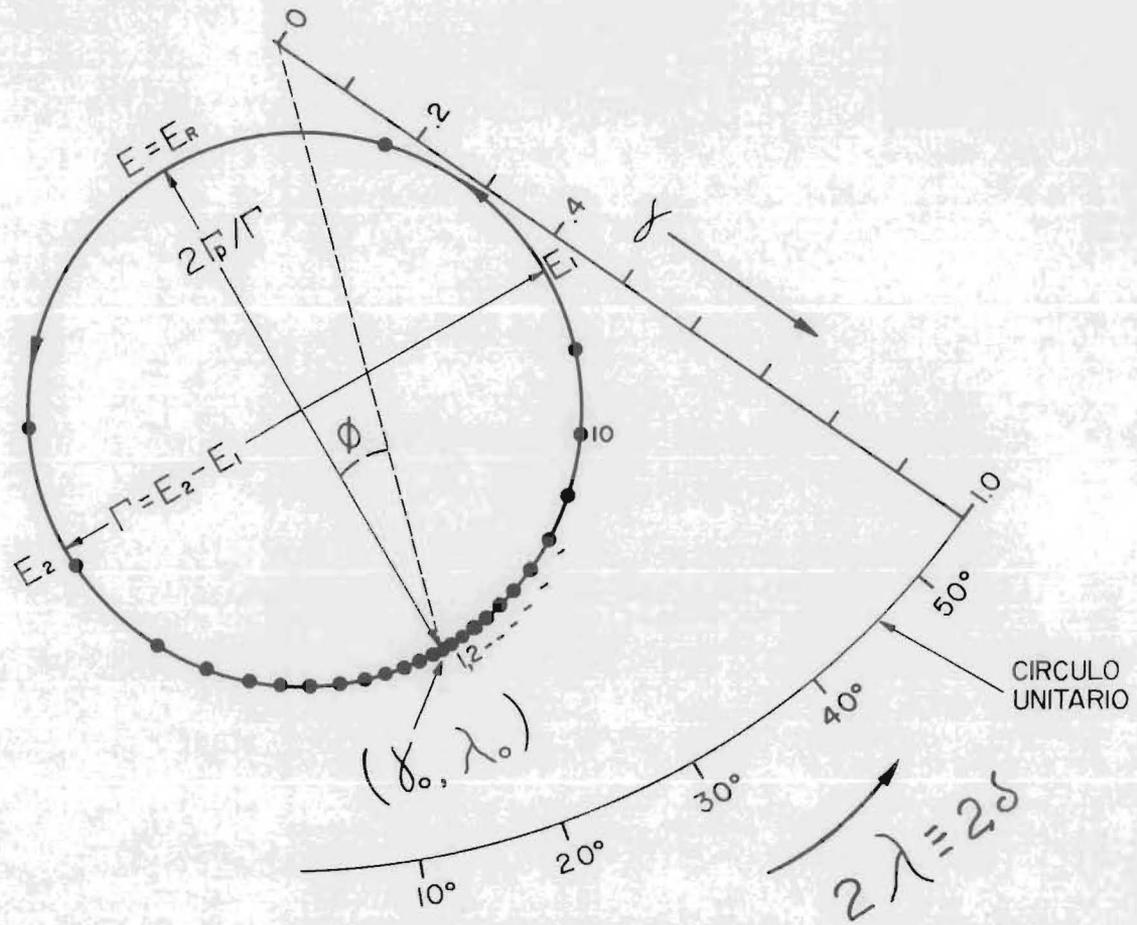


Fig. 10 REPRESENTACION POLAR DE UN CIRCULO RESONANTE

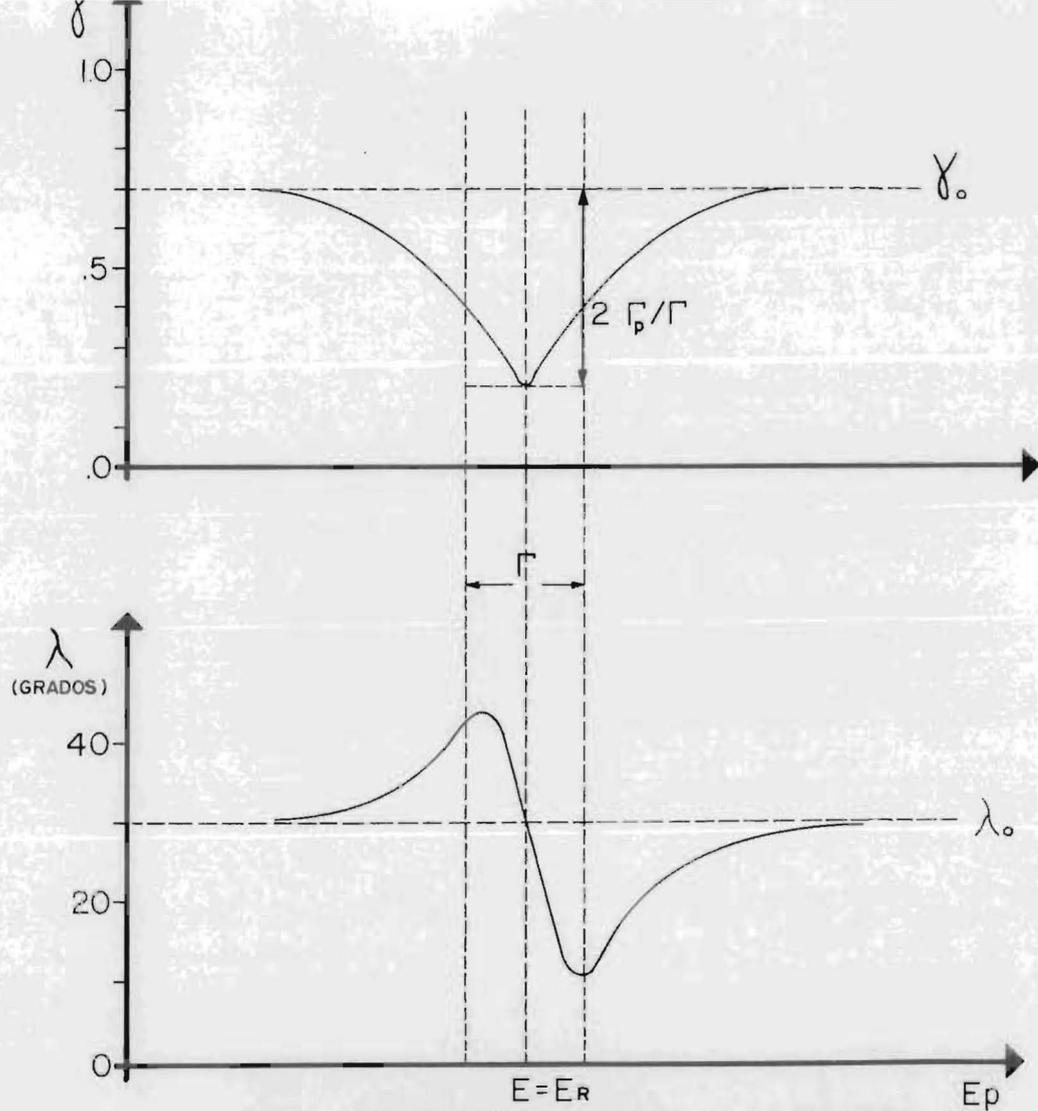


Fig.II CORRIENTE DE FASE Vs. ENERGIA

geométricas $\Gamma, \Gamma_p/\Gamma, E_R$, fueron obtenidas de esta manera y en general la situación no es tan perfecta como está descrita - aquí, pero en general esta característica del comportamiento resonante de los corrimientos de fase prevalece.

Al parametrizar los datos obtenidos en términos de corrimientos de fase se espera obtener alguna dispersión de los valores debido a irregularidades en los datos y de ambigüedades en posibles soluciones. Sin embargo, cambios regulares - son una indicación de algún efecto físico y en particular la probabilidad de correlación accidental de los valores reales e imaginarios en la manera característica de una resonancia, se espera sea muy pequeña.

El programa SCRAM^(23,27) fue usado para manejar simultáneamente los datos de polarización y de sección diferencial a cada energía. Este programa busca corrimientos de fase ajustando datos de $\sigma(\theta)$ y $P(\theta)$ obtenidos para valores particulares de ℓ y j dejando constantes los otros hasta que el valor de χ^2 es minimizado. Para obtener un ajuste aceptable, el criterio que se siguió fue el de la minimización de χ^2 , dada por

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{calc}}(\theta_i) - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta_{\text{exp}} \sigma(\theta_i)} \right]^2 + \left| \frac{P_{\text{calc}}(\theta_i) - P_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta_{\text{exp}} P(\theta_i)} \right|^2$$

$$+ \left[\frac{\sigma_{\text{inel.exp.}} - \sigma_{\text{inel.calc.}}}{\Delta \sigma_{\text{inel.exp.}}} \right]^2 + \left[\frac{\sigma_{\text{tot.calc.}} - \sigma_{\text{tot.exp.}}}{\Delta \sigma_{\text{tot,exp.}}} \right]^2 \quad (16)$$

Este programa determina los corrimientos de fase en la dispersión de partículas con espín 1/2 sobre núcleos de espín 0 haciendo uso de las secciones diferenciales $\sigma(\theta)$ y polarizaciones $P(\theta)$ dadas por

$$\sigma(\theta) = \lambda^2 \{ |A|^2 + |B|^2 \} \quad (17)$$

$$P(\theta) = \frac{2P.I. (B^*A)}{|A|^2 + |B|^2} \quad (18)$$

P.I. = parte imaginaria

donde $A = -\frac{1}{2} \eta \csc^2\left(\frac{\theta}{2}\right) e^{i\eta \ln \csc^2 \theta/2} +$

$$+ \sum_{\ell} P_{\ell}(\theta) \{ (\ell+1) e^{i\alpha_{\ell}} \left[\frac{\gamma_{\ell}^{+} e^{2i\delta_{\ell}^{+}} - 1}{2i} \right] \} + \quad (19)$$

$$+ \ell e^{i\alpha_{\ell}} \left[\frac{\gamma_{\ell}^{-} e^{2i\delta_{\ell}^{-}} - 1}{2i} \right] \}$$

$$B = \operatorname{sen} \theta \sum_{\ell} \frac{dP_{\ell}}{d \cos \theta} \left\{ e^{i\alpha_{\ell}} \left[\frac{\gamma_{\ell}^{-} e^{2i\delta_{\ell}^{-}} - 1}{2i} \right] - e^{i\alpha_{\ell}} \left[\frac{\gamma_{\ell}^{+} e^{2i\delta_{\ell}^{+}} - 1}{2i} \right] \right\} \quad (20)$$

θ = Angulo de dispersión en el sistema centro de masa,

$P_{\ell}(\cos \theta)$ es en el polinomio de Legendre de orden ℓ

$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ parámetro de Coulomb

$\lambda = \hbar/\mu v$

v = velocidad relativa de las dos partículas

$Z_1 e$ = carga de la partícula entrante

$Z_2 e$ = carga del núcleo dispersor

μ = masa reducida del sistema.

$$\alpha_\ell = (\sigma_\ell - \sigma_0) = 2 \sum_{S=1}^{\ell} \tan^{-1} \eta/S$$

$$\sigma_\ell = \arg \Gamma (1 + \ell + i\eta) = \sigma_0 + \sum_{S=1}^{\ell} \tan^{-1} \eta/S \quad \text{corrimiento de fase Coulombiano}$$

En la ecuación para χ^2 el último término se incluye únicamente en el caso de que exista dispersión de neutrones.

El programa SCRAM necesita valores iniciales de los corrimientos de fase como datos, los cuales se obtuvieron del programa JUPITER⁽²⁸⁾ que se basa en el modelo óptico. A partir de estos valores, calcula entonces $P(\theta_1)$ y $\sigma(\theta_1)$ y un valor inicial de χ^2 . Luego empiezan a cambiar las δ_ℓ^+ y γ_ℓ^+ para mejorar el ajuste o sea para minimizar χ^2 ; éste método se llama búsqueda de gradiente, el cual se entiende si se considera χ^2 como una función en un espacio cuyas coordenadas son las δ_ℓ^+ y las γ_ℓ^+ o sea que $\chi^2(\delta_0^+, \gamma_0^+, \delta_1^-, \gamma_1^-, \delta_1^+, \text{etc})$ describe una superficie en este espacio, por lo tanto al conjunto $\delta_\ell^+, \gamma_\ell^+$ corresponde para una situación física a un mínimo en esta superficie.

Para descender en esta región al mínimo, hay que calcular las siguientes pendientes,

$$\frac{d\chi^2}{d\delta_0^+}, \frac{d\chi^2}{d\gamma_0^+}, \frac{d\chi^2}{d\delta_0^-},$$

etc en el punto del espacio que corresponde al valor inicial

de las δ^+ y γ^+ . Este cálculo lo hace el programa a partir de las expresiones A y B en función de las δ^+ y γ^+ , y a partir de sus derivadas respecto de las mismas. Por ejemplo:

$$\frac{\Delta \sigma_{\text{calc}}(\theta_1)}{\Delta \delta_0^{1/2}} = \chi^2 \frac{\Delta(|A|^2 + |B|^2)}{\Delta \delta_0^{1/2}}$$
$$= \chi^2 \left\{ A^* \frac{\Delta A}{\Delta \delta_0^+} + A \frac{\Delta A^*}{\Delta \delta_0^{1/2}} + B^* \frac{\Delta B}{\Delta \delta_0^{1/2}} + B \frac{\Delta B^*}{\Delta \delta_0^{1/2}} \right\}$$

Una vez calculadas todas las derivadas $\frac{d\chi^2}{d\delta_\ell^+}$ y $\frac{d\chi^2}{d\gamma_\ell^+}$, el programa cambia todos los corrimientos de fase proporcionalmente a los valores de las derivadas, pero con el signo cambiado, ya que un valor positivo de $\frac{d\chi^2}{d\delta_\ell^+}$ requiere un cambio negativo en δ_ℓ^+ para producir un mejor ajuste. Todos los cambios en las δ_ℓ^+ y γ_ℓ^+ de este primer cálculo son proporcionales a un parámetro Q. El programa sigue cambiando las δ_ℓ^+ y γ_ℓ^+ hasta que la χ^2 ya no mejora. Después de esto, el parámetro Q se divide por un factor (por ejemplo el usado en los cálculos es 4) y los cálculos siguen pero ahora efectuando pasos más finos. Cuando χ^2 ya no disminuye, el parámetro Q vuelve a dividirse por el factor y el programa sigue cambiando las δ_ℓ^+ , γ_ℓ^+ en pasos aún más finos. Este proceso sigue hasta alcanzar un valor Q mínimo que existe como parámetro fijo en el programa, el cual se encuentra de manera que el cálculo total se haga en un tiempo razonable. Además los datos experimentales no justifican una exactitud mayor que $\pm 2^\circ$.

Además se introducen como datos del programa los errores experimentales de la sección que fue tomado como 5% estimado estadísticamente y el de la polarización a través de la expresión

$$\Delta P(\theta_i) = \left\{ [0.05P(\theta_i)]^2 + [\delta P(\theta_i)]^2 \right\}^{1/2}$$

en donde $\delta P(\theta_i)$ es el error estadístico calculado con la fórmula (11).

2) Estados Isóbaros Análogos. (17, 29, 30, 21)

Para hacer uso de estas técnicas es necesario conocer ciertos formalismos utilizados en física nuclear teórica tales como espín isobárico o isospín.

El concepto de isospín es utilizado en física nuclear debido a que las interacciones entre protones y protones, neutrones y neutrones, y protones y neutrones son esencialmente las mismas. Esta se basa en un hecho experimental y por lo tanto se requiere que el protón y neutrón se puedan considerar como dos estados de una sola partícula, el nucleón. Uno de los aspectos más interesantes del concepto de isospín es su comportamiento como espín intrínseco del nucleón y por tanto se puede extender a sistemas de varios nucleones.

Es posible definir análogamente como se hace con el espín, operadores, funciones propias y valores propios para el isospín:

El operador del isospín de un solo nucleón se define como $\bar{t} = \frac{1}{2} \bar{\tau}$ y tiene componentes $t_1 = \frac{1}{2} \tau_1$, $t_2 = \frac{1}{2} \tau_2$, $t_3 = \frac{1}{2} \tau_3$,

$$\text{siendo } \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Las funciones propias a los operadores τ_1 , τ_2 , τ_3 se representan por $\phi^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ $\phi^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ y satisfacen las ecuaciones

$$\tau^2 \phi^{\pm} = 3\phi^{\pm} \quad \text{o sea} \quad t^2 \phi^{\pm} = \frac{3}{4} \phi^{\pm}$$

$$\tau_3 \phi^{\pm} = \pm \phi^{\pm} \quad t_3 \phi^{\pm} = \frac{1}{2} \phi^{\pm}$$

Por convención en física nuclear el valor propio $-\frac{1}{2}$

correspondiente al operador t_3 , se atribuye al protón y el valor $+\frac{1}{2}$ al neutrón.

Se definen operadores $\tau_{\pm} \equiv \frac{1}{2} (\tau_1 \pm i\tau_2)$ con las propiedades $\tau_+ \phi^+ = 0$, $\tau_+ \phi^- = \phi^+$ las cuales son operadores que aumentan o disminuyen la carga de la partícula en una unidad - efectuando la conversión de una partícula en la otra; similarmente $\tau_- \phi^- = 0$ y $\tau_- \phi^+ = \phi^-$

La carga de un nucleón puede expresarse como una función del operador τ_3

$$Q = \frac{e}{2} (1 + \tau_3)$$

$$Q\phi^- = e\phi^- \text{ o sea } Q_p = +e \text{ y } Q\phi^+ = 0 \text{ o sea}$$

$$Q_N = 0$$

Una herramienta útil para obtener información detallada respecto a la estructura del núcleo atómico es la técnica experimental que se ha utilizado en los últimos años, conocido como "resonancias de estados isóbaros análogos". Se ha visto que la dispersión elástica de protones produce resonancias, las cuales pueden ser interpretadas como estados isóbaros - análogos del núcleo compuesto (protón más blanco); dichas resonancias resultan útiles en espectroscopía nuclear. Estados análogos en el núcleo compuesto (C + p) pueden decaer al estado base o a estados poco excitados del núcleo blanco C; - por esto se esperan resonancias en dispersión elástica e inelástica a ciertas energías apropiadas del protón incidente. Por lo que respecta a la dispersión inelástica a través de - resonancias de isóbaros análogos, éstas proporcionan informa

ción de configuración del carozo excitado de estados nucleares, o sea de las funciones de onda del núcleo padre en sus estados base y excitados.

J. D. Fox⁽³¹⁾ et al., en una serie de experimentos de dispersión elástica, produjeron resultados sorprendentes desde 1962; empleando protones de baja energía sobre núcleos pesados apareció un comportamiento de resonancias muy fuertes. Estas resonancias fueron a energías consistentes con la interpretación de que se trataba de estados isóbaros análogos en el núcleo compuesto $p + C$.

Tal sistema compuesto de un protón entrante y un blanco pesado con espín isobárico $T = T_0$ y $T_3 = T_0$, no tiene un isospín puro, sino que contiene estados "ordinarios" con isospín $T_0 - 1/2$ y también estados con isospín $T_0 + 1/2$, que son los isóbaros análogos de los estados $T_0 + 1/2$ del sistema neutrón más blanco. Para entender esto con mayor facilidad, considérense una reacción específica, $^{18}O(p,p)^{18}O$. El núcleo ^{18}O tiene espín isobárico $T_0 = 1$, $T_{03} = 1$. Si el espín isobárico es conservado, las reacciones inducidas por el protón incidente pueden contener solamente estados o "canales" con $T_3 = T_0 - 1/2$, y $T = T_0 \pm 1/2$; esto es $3/2$ y $1/2$ en este caso. El canal de reacción con $T = T_0 + 1/2$ es frecuentemente llamado el canal $T >$ y el $T = T_0 - 1/2$ el $T <$. Estos dos canales estarían desacoplados, no podrían influenciarse uno a otro, sin la fuerza Coulombiana.

Primero considérense el Canal $T >$. Hay cuatro configuraciones nucleares posibles con espín isobárico $T >$, interesándonos solo dos, el estado de reacción mismo, $p + ^{18}O \rightarrow ^{19}F^*$,

que contiene las resonancias isóbaras análogas ($T = T_0 + 1/2$, $T_3 = T_0 - 1/2$) y los estados de poca excitación del núcleo ^{19}O ($T = T_0 + 1/2$, $T_3 = T_0 + 1/2$). Estos estados poco excitados (hasta 15 MeV) de ^{19}O son los estados "padre" de las resonancias isóbaras análogas. Las resonancias diferirán en energía de los estados padre alrededor de la energía Coulombiana de un solo protón, ΔE_C , que para ^{19}O es ≈ 3.405 MeV. Esta fué obtenida por Prosser et al. ⁽⁹⁾ basada en la diferencia de masas del $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$ corregidas por efectos de tamaño y de la diferencia de masas del $^{19}\text{O} - ^{19}\text{F}$. También puede obtenerse como un promedio experimental de varios datos, resumidos por De Meyer et al. ⁽³²⁾ con la cual se obtiene una $\Delta E_C = 3.391$ MeV; existe una pequeña diferencia de 14 KeV entre el desplazamiento Coulombiano de estas dos referencias. La energía de separación para un neutrón del ^{19}O está dada por $S_n = M_{^{18}\text{O}} + M_n - M_{^{19}\text{O}} = 3.957$ MeV, de manera que el isóbaro análogo del estado base del ^{19}O está a una energía en el sistema centro de masa alrededor de $E_p^{\text{CM}} = \Delta E_C - S_n = 3.405 - 3.957 = -0.552$ MeV, por lo tanto es un estado ligado y no puede ser observado al bombardear el ^{18}O con protones. E_p^{lab} y E_p^{CM} están relacionados por $E_p^{\text{CM}} = \frac{M_r}{M_r + M_p} E_p^{\text{lab}}$ (M_r = masa del ^{18}O y M_p = masa del protón) que en este caso da $E_p^{\text{CM}} = .947 E_p^{\text{lab}}$. La energía de excitación en ^{19}F de este estado es $E_x(^{19}\text{F}) = S_p + E_p^{\text{CM}}$ donde S_p es la energía de separación para un protón del ^{19}F , la cual está dada por $S_p = M_{^{18}\text{O}} + M_p - M_{^{19}\text{F}} = 7.993$ MeV y $E_x(^{19}\text{F}) = 7.441$ MeV.

El primer estado isóbaro análogo (Fig. 12) que debe observarse experimentalmente como una resonancia en ^{19}F correspondería al nivel 1.4717 en ^{19}O ($1/2^+$) y el que debería encontrarse alrededor $E_p^{\text{lab}} = .9712$ MeV o sea $E_x(^{19}\text{F}) = 8.9127$ MeV. Este ha sido observado experimentalmente a $E_p^{\text{lab}} = .846$ MeV por Yagi et al.⁽⁴⁾ y a la cual identifica con el nivel mencionado.

Otro ejemplo sería la resonancia observada en este trabajo a $E_p = 6.032$ MeV ($7/2^-$), la que al calcular el nivel correspondiente en ^{19}O , usando el desplazamiento Coulombiano da un valor de $E_x(^{19}\text{O})$ de 6.264 MeV, correspondiente a un nivel $7/2^-$ en ^{19}O a 6.276 MeV, por lo tanto, energéticamente esta resonancia sería el isóbaro análogo del nivel aludido.

Un resumen de los probables estados isóbaros análogos del ^{19}F con su núcleo padre ^{19}O , energéticamente posibles, se muestran en la parte superior de la Fig. 12. Una discusión más amplia de las propiedades de estas resonancias se encuentran en el siguiente capítulo.

El isospín total de un sistema de A nucleones es

$$\bar{T} = \sum_{i=1}^A \bar{t}(i) \quad \text{y similarmente} \quad T_3 = \sum_{i=1}^A t_3(i), \quad T_{\pm} = \sum_{i=1}^A t_{\pm}(i)$$

los valores de T_3 son $T_3 = \frac{N - Z}{2}$

Los estados de un isóbaro con un cierto valor de T_3 , pueden tener valores de $T = T_3, T_3 + 1, \dots A/2$.

La independencia de las cargas en las interacciones nucleares, lo que implica la validez de los valores de T como números buenos cuánticos, tiene como consecuencia ciertas reglas de selección en las reacciones nucleares. Estas reglas

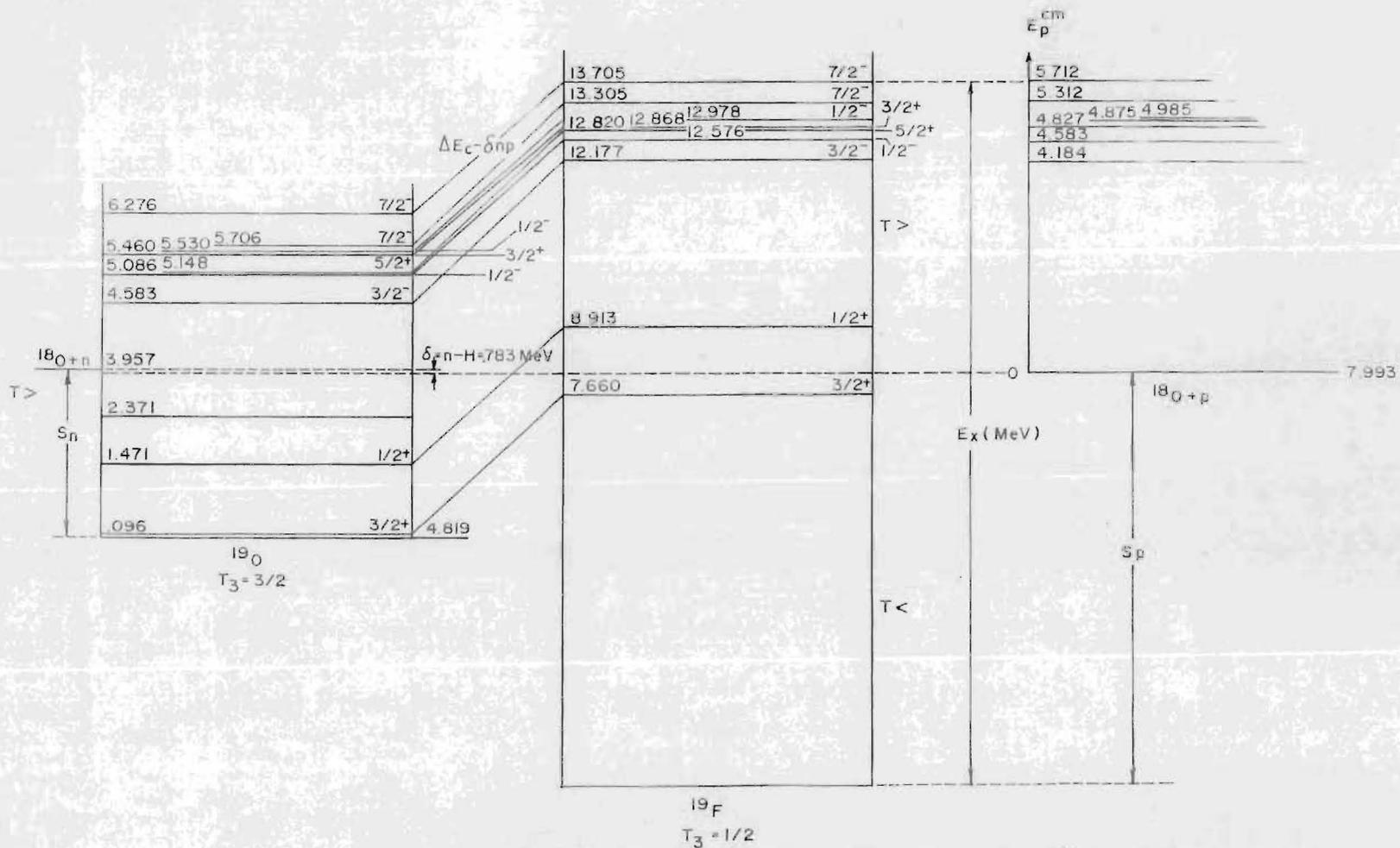


FIG. 12 ESQUEMA DE NIVELES DE ENERGIA DEL ^{19}O Y ^{19}F

tienen tres aspectos importantes.

- 1) Reacciones prohibidas por las reglas de selección.
- 2) Efectos de resonancias aisladas que tienen valores - definidos de T
- 3) Relaciones entre secciones eficaces en varios canales salientes de una reacción.

Todos estos aspectos siguen directamente del acoplamiento de los valores de T y sus expresiones cuantitativas en términos de los coeficientes de acoplamiento.

Para la reacción $a + A \rightarrow C \rightarrow B + b$ los vectores \bar{T} se acoplan así: $\bar{T}_a + \bar{T}_A = \bar{T}_C = \bar{T}_B + \bar{T}_b$, esta ecuación es análoga a la del momento angular total. Por ejemplo, por lo que se refiere al aspecto 1) en la reacción $^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{14}\text{N}^*(2.31 \text{ Mev}) + \alpha$, $T_{^{16}\text{O}} = 0$, $T_{^{14}\text{N}^*} = 1$, $T_d = 0$, $T_\alpha = 0$, de modo que $\vec{0} + \vec{0} \rightarrow \vec{0} + \vec{1}$, lo que significa que está prohibida. Estas reacciones se han estudiado desde hace más de 17 años.

Por lo general, las secciones eficaces son muy pequeñas (~ 10 veces menores de las reacciones que van a estados con las mismas J^π). El hecho de que estas reacciones ocurran significa que las fuerzas coulombianas están produciendo una mezcla de valores de T en: I) Los estados iniciales (A y a) o los estados finales (B y b) o, II) en los estados del sistema C.

Siendo estados muy puros en cuanto a sus valores de T - los estados básicos y bajos de los núcleos ligeros, no es muy probable la posibilidad I), por lo tanto la mejor explicación está en II).

Para reacciones que van a través del núcleo intermedio

C se pueden definir tres regiones de excitación del núcleo C; según Wilkinson⁽³³⁾ estas tres regiones son:

a) Una región de excitación muy baja en la que los estados de C con el mismo valor de J no se traslapan y tienen valores de T bien definidos. Esta región de excitación es una región con $E \leq \sim 10$ MeV; aquí se espera que la regla de selección se cumpla bien.

b) Una región de excitación tal que los estados con el mismo valor de J^π , pero con valores diferentes de T, están tan cerca que pueden mezclarse a causa de la interacción Coulombiana. La interacción que produce la mezcla se escribe $\langle V_{\text{coul}} \rangle$ según la ecuación de Schrödinger en función del tiempo; el tiempo característico para la mezcla es $t_c \sim \hbar / \langle V_{\text{coul}} \rangle$. Si la vida media de los estados es igual a, o más grande que este tiempo, $\hbar / \Gamma \geq \hbar / \langle V_{\text{coul}} \rangle$ o sea $\langle V_{\text{coul}} \rangle \geq \Gamma$ entonces los estados del núcleo compuesto no van a tener T como buen número cuántico. En tales casos no están satisfechas las reglas de selección. Esta región de energía está localizada entre 14 y 18 MeV, en los núcleos ligeros.

c) Si la región de excitación es tan alta ($E > 20$ MeV) que $\Gamma > \langle V_{\text{coul}} \rangle$, la vida media de los estados del núcleo compuesto no es suficientemente larga para permitir la mezcla de los estados con valores diferentes de T. En tal caso queda satisfecha la regla de selección.

Si las fuerzas $p = p$, $n = n$ y $p = n$ fueran estrictamente iguales, la reacción $^{16}\text{O} (d, \alpha) ^{14}\text{N}^*(2.31)$ sería completamente prohibida, pero la existencia de la interacción Coulombiana, la cual no conserva isospín, hace que los estados del

núcleo compuesto no tengan valores definidos de T y por lo tanto la reacción ocurre aunque con una sección eficaz reducida. En cambio en la región (b) en la cual están mezcladas las resonancias con valores diferentes de T , ésta se observa con valores de energía de bombardeo $E_d \sim 7$ MeV; en esta región la sección eficaz tiene el mismo orden de magnitud que la sección eficaz de la reacción $^{16}\text{O}(d, \alpha_0)^{14}\text{N}$. Para energías más altas ($E_d \sim 13$ MeV) la sección eficaz para $^{16}\text{O}(d, \alpha_1)^{14}\text{N}$ (2.31 MeV), es menor, relativa a la sección eficaz de $^{16}\text{O}(d, \alpha_0)^{14}\text{N}$.

Como resultado de estas observaciones se puede concluir que la violación de la regla de selección del isospín es producida por la mezcla de valores de T en los estados del núcleo compuesto. Por lo tanto, en una reacción directa de un solo paso, no se espera una violación de la regla de selección, al no haberse formado un núcleo compuesto.

En lo referente a los efectos de resonancias aisladas, hay muchas reacciones que tienen más de un solo valor de $\bar{T} = \bar{T}_A + \bar{T}_a$ en el canal entrante. Por ejemplo el sistema $^9\text{Be} + p$ puede existir en dos estados de isospín: $^9\text{Be} = \frac{1}{2}$, $T_p = \frac{1}{2}$, $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \bar{0}, \bar{1}$, por tanto se pueden excitar estados de ^{10}Be con $T = 1$ y $T = 0$.

En la reacción $^9\text{Be} + p \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha_0$ puede verse que el sistema $^6\text{Li} + \alpha$ tiene $T = 0$ ya que $T_{^6\text{Li}}$ y T_α son cero. Por consiguiente esta reacción no va a ocurrir a través de estados resonantes con $T = 1$. Por otro lado la reacción $^9\text{Be} + p \rightarrow ^6\text{Li} (5.56 \text{ MeV}; T = 1) + \alpha$ no va a excitar resonancias con $T=0$ porque el decaimiento de un estado con $T = 0$ en un sistema

con $T = 1$ no está permitido. Así se ve como la ausencia o la presencia de una u otra reacción sirve para identificar el valor de T de la resonancia correspondiente. En las reacciones $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$; $^{18}\text{O}(p,p')^{18}\text{O}^*$, $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ y $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ - $T_{^{18}\text{O}} = 1$, $T_{^{18}\text{F}} = 0$, $T_{^{15}\text{N}} = 1/2$; el sistema $p + ^{18}\text{O}$ puede formarse con estados $\bar{T} = 1\frac{1}{2} + \frac{1}{2}$, o sea $T = 1/2, 3/2$. Las reacciones $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$ y $^{18}\text{O}(p,p')^{18}\text{O}^*$ pueden excitar resonancias de $T = 1/2$ y de $T = 3/2$; en cambio las reacciones $^{18}\text{O}(p,n_0)^{18}\text{F}$ y $^{18}\text{O}(p,\alpha_0)^{15}\text{N}$ necesitan estados de $T = 1/2$, puesto que el valor de T en el canal saliente en ambos casos es $T = 1/2$.

V).- ANALISIS Y DISCUSION.

1) Análisis.

Valores iniciales de los corrimientos de fase usados en este análisis fueron elegidos basándose en el modelo óptico, modelo de una sola partícula en el que la interacción del nucleón con el núcleo se representa por un potencial complejo. Este potencial tiene tres términos: a) Una parte central real con una profundidad alrededor de 50 MeV y con un alcance del orden de $R \approx 1.2 A^{1/3}$ fermis. b) Una parte imaginaria que está concentrada en la superficie del núcleo; esta parte del potencial produce una absorción de las ondas que corresponden al haz entrante y así representa a todas las interacciones en que no interviene la parte real del potencial o sea la dispersión inelástica, reacciones como (p, α) , (p, n) , etc.

además de los procesos elásticos que ocurren a través de los estados excitados del núcleo compuesto. c) Una parte de interacción espín-órbita en él; es un potencial real con la forma $V(r)(\vec{l} \cdot \vec{s})$ y hace que los neutrones en estados con $j = \ell + 1/2$ se muevan en un potencial más profundo que los nucleones con $j = \ell - 1/2$. Este potencial está concentrado en la superficie del núcleo como la parte imaginaria y tiene una profundidad de más de 8 MeV y es el que produce la polarización de los nucleones dispersados elásticamente.

Los valores iniciales de los corrimientos de fase fueron obtenidos al ajustar simultáneamente datos de sección y polarización, por medio del programa JUPITOR⁽²⁸⁾. Los parámetros variables fueron el pozo real, pozo superficie-imaginario, pozo espín-órbita, radio y difusibilidad.

En el análisis con SCRAM solo se utilizaron corrimientos de fase con $\ell < 4$; los corrimientos finales obtenidos en cada energía fueron usados como corrimientos iniciales en la energía siguiente superior. Inicialmente todas las fases fueron dejadas como parámetros libres, pero la χ^2 resultó muy alta y no aparecían círculos resonantes. Posteriormente las fases $s_{1/2}$, $f_{5/2}$ y $f_{7/2}$ se mantuvieron fijas y así se lograron círculos resonantes en la región de baja energía. Sin embargo, en la región de alta energía la χ^2 fue muy alta, usando este último criterio. Permitiendo variar $f_{7/2}$ desde 5.148 MeV en adelante se obtuvieron círculos con una $\bar{\chi}^2 = 56$ en todo el intervalo de energía; como se muestra en la tabla I.

T A B L A I

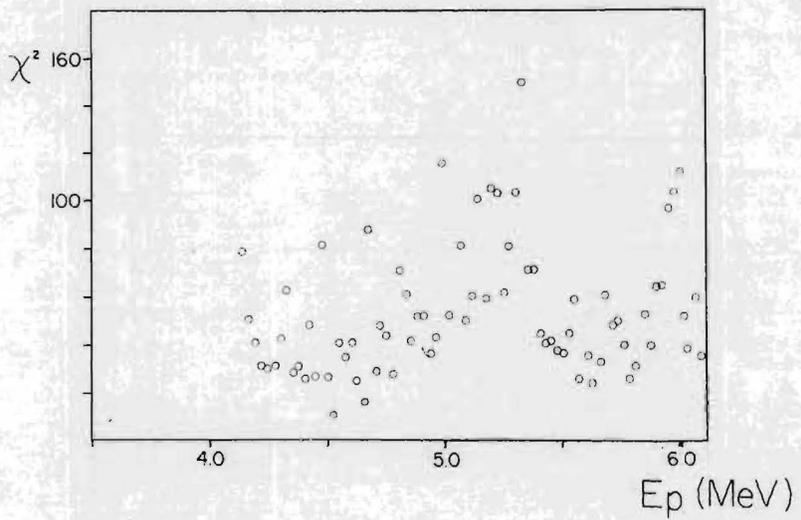
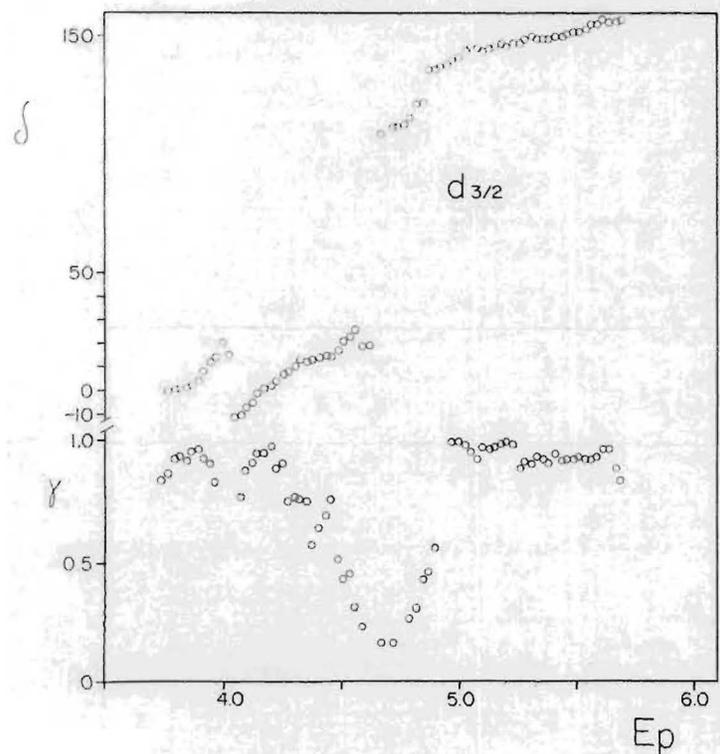
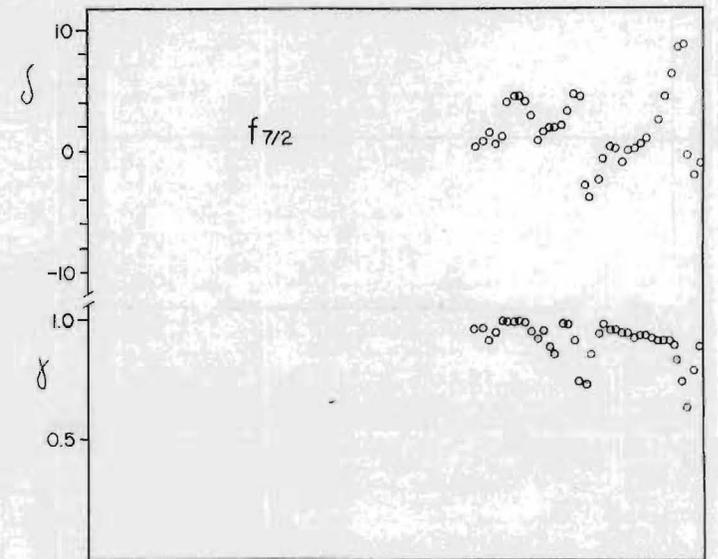
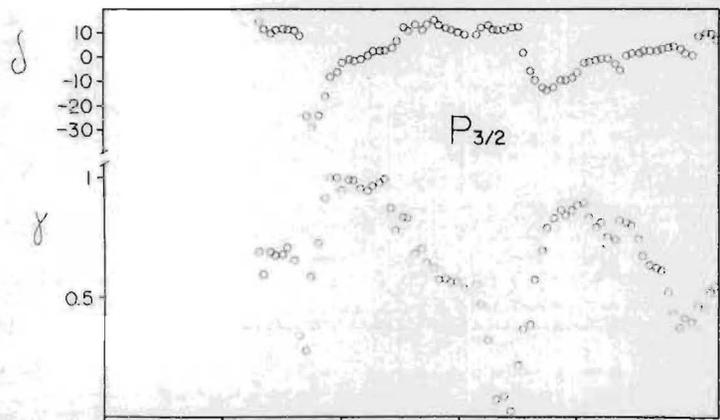
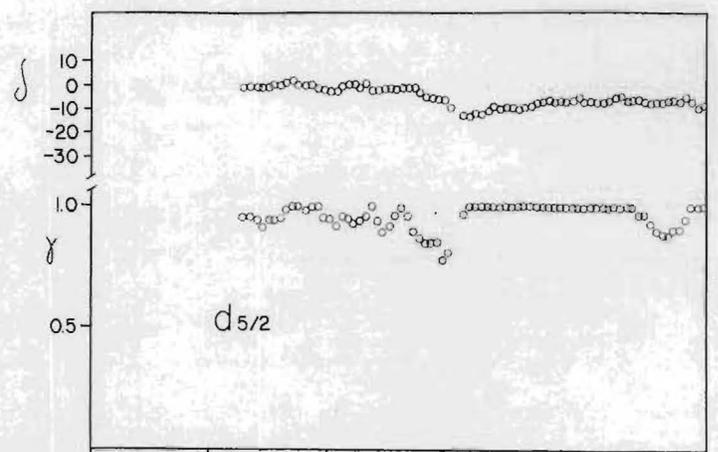
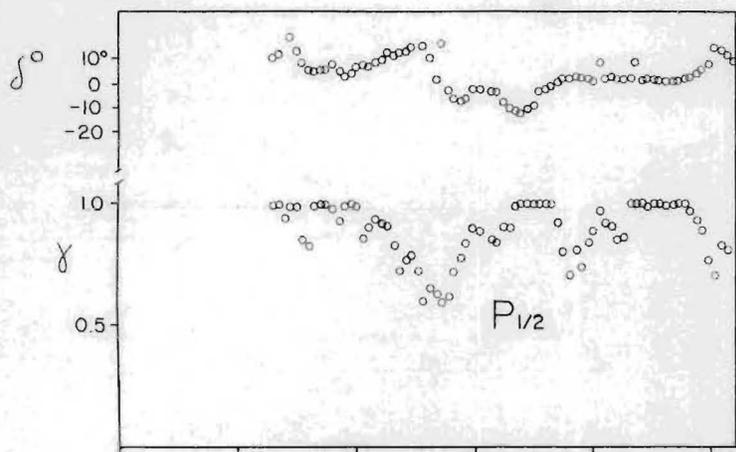
E_p (MeV)	J^π	E_p (MeV)	J^π
4.29	$1/2^-$	5.097	$5/2^+$
4.138	$3/2^-$	5.148	$3/2^+$
4.444	$3/2^+$	5.264	$1/2^-$
4.777	$1/2^-$	5.480	$3/2^-$
4.841	$1/2^-$	5.699	$7/2^-$
4.841	$5/2^+$	5.662	$3/2^-$
		6.032	$7/2^-$

Al dejar la $s_{1/2}$ fija en ciertas regiones de energía en base a los resultados de JUPITOR, no se obtuvieron buenos círculos resonantes o la χ^2 era alta. Al introducir corrimientos $g_{7/2}$ y $g_{9/2}$ en la región de alta energía no se lograron nuevos resultados por lo que se sugiere que en la región de energías estudiada, este tipo de ondas no influyen. También al variar $s_{1/2}$ por 10° o 20° por arriba del valor utilizado en los cálculos, o 10° o 20° por abajo, los círculos no eran buenos o la χ^2 crecía.

De esto se puede concluir que los resultados dependen mucho de los valores iniciales. Puede inferirse de estos cálculos que la onda $s_{1/2}$ cambia lentamente en el intervalo de energía explorado.

Los resultados finales de los corrimientos de fase obtenidos se muestran en la Fig. 13. En la Fig. 14 aparecen la dependencia en energía de los corrimientos de fase cerca de posibles resonancias en cada canal. También han sido graficados a la misma escala los corrimientos de fase en el plano ..

Fig. 13 CORRIMIENTOS DE FASE Vs. ENERGIA



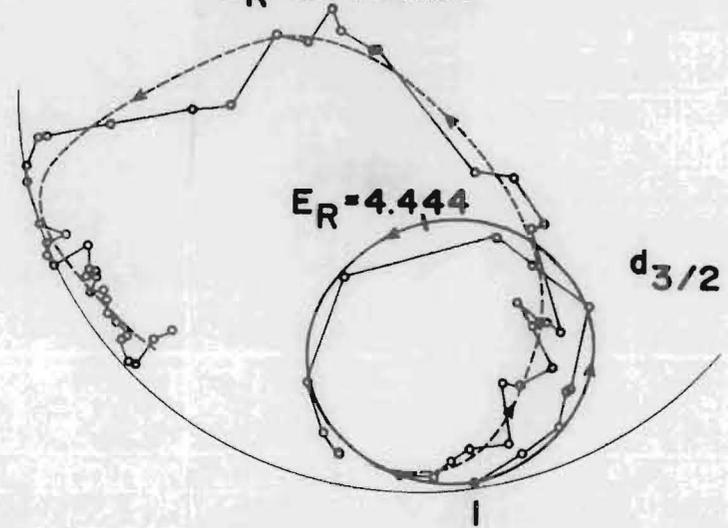
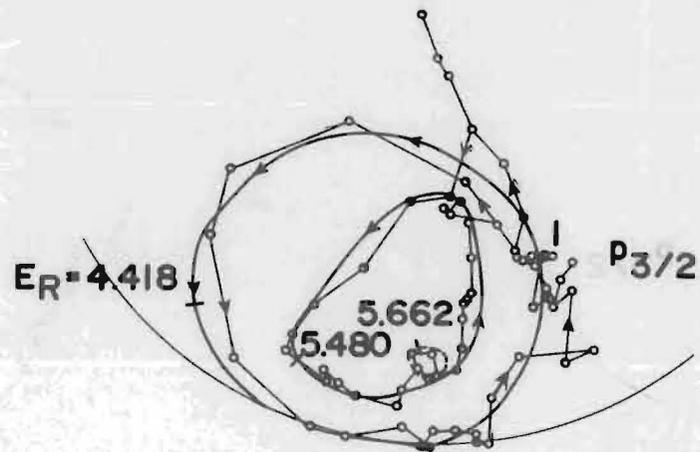
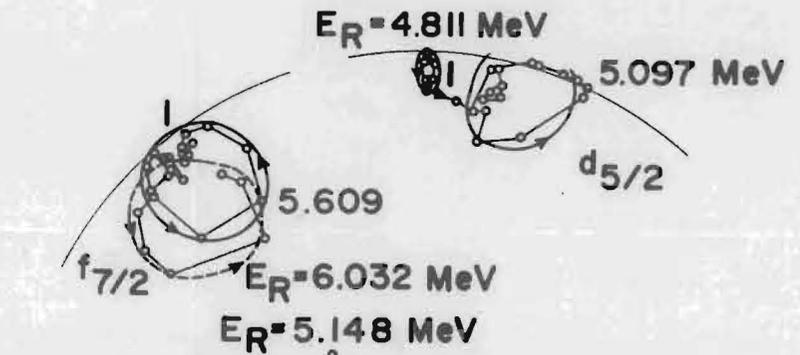
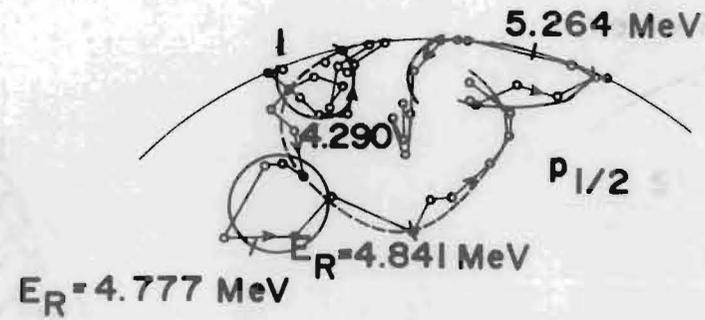


FIG.14 CIRCULOS RESONANTES OBTENIDOS DEL ANALISIS EN LAS REACCIONES $^{18}\text{O}(p,p)$ Y $^{18}\text{O}(\bar{p},p)^{18}\text{O}$

complejo.

La Tabla II muestra los parámetros obtenidos de la extracción geométrica de los círculos que mejor se adaptaron a los puntos experimentales mostrados en la misma Fig. 14.

2) Discusión.

De las 13 resonancias mostradas en la Tabla II, seis tienen posibles $T = 1/2$, cuatro tienen $T = 3/2$, las cuales resultan ser los estados isóbaros análogos del ^{19}O y las tres restantes son también probablemente estados con $T = 3/2$ o mezclas con $T = 1/2$.

La resonancia $3/2^-$ a $E_p = 4.418$ MeV se asemeja al estado isóbaro análogo del nivel 4.583 MeV en ^{19}O con $J^\pi = 3/2^-$. De los datos ⁽¹¹⁾ en la reacción $^{18}\text{O}(p, n_2\gamma)^{18}\text{F}^*$ el cual se queda en el nivel con $T = 1$ en ^{18}F , se nota una producción fuerte de rayos γ a esta energía la que no aparece con intensidad suficiente de γ en el primer y tercer estados excitados en ^{18}F con $T = 0$. Esto hace que la asignación $T = 3/2$ sea más acertada.

Para una $E_p = 4.841$ y 5.097 MeV existen resonancias con $J^\pi = 5/2^+$, al menos una de las cuales podría ser $T = 3/2$, ya que energéticamente existe un nivel correspondiente ⁽³⁵⁾ en ^{19}O a $E_x = 5.148$ MeV.

La resonancia $1/2^-$ a $E_p = 4.841$ MeV probablemente también es un estado isóbaro análogo del ^{19}O perteneciente al nivel 5.806 MeV con $J^\pi = 1/2^-$; esto puede fundamentarse por su correspondencia en energía. Además, Bergdolt ⁽¹²⁾ y Din -

T A B L A II

RESUMEN DE PARAMETROS RESONANTES DE $^{18}\text{O}(p,p)$ ^{18}O y $^{18}\text{O}(\bar{p},p)$ ^{18}O EN LA REGION $4.1 < E_p < 6.1$ MeV

I. A. R.										Padre		
$E_x(^{19}\text{F})$ (MeV)	E_p (MeV)	Γ gas (KeV)	Γ sol. (KeV)	J^π	Γ_p/Γ	Γ_p	$E_p(\text{CM})$	$E_x(^{19}\text{O})$	T	$E_x(^{19}\text{O})$	J^π	Γ_n
12.056	~ 4.290	~ 80	~ 70	$1/2^-$.1	8	4.063	4.615	1/2			
12.177	~ 4.418	~ 150		$3/2^-$.375	56	4.184	4.736	$3/2^*$	4.583	$3/2^-$	53
12.201	~ 4.444	~ 90	~ 80	$3/2^+$.35	32	4.208	4.760	1/2			
12.517	~ 4.777	~ 60		$1/2^-$.125	8	4.524	5.076	1/2			
12.576	~ 4.841	~ 275		$1/2^-$.25	69	4.583	5.135	$3/2^*$	5.086	$1/2^-$	49
12.577	~ 4.841	~ 60		$5/2^+$.05	3	4.584	5.136	1/2			
12.820	~ 5.097	~ 175	~ 140	$5/2^+$.15	26	4.827	5.354	$(3/2)^*$	5.148	$5/2^+$	<15
12.868	~ 5.148	~ 500		$3/2^+$.5	250	4.875	5.427	$3/2^*$	5.460	$3/2^+$	310
12.978	~ 5.264	~ 150		$1/2^-$.1	15	4.985	5.537	$(3/2)^*$	5.53	$(1/2^-)$	380
13.182	~ 5.480	~ 436		$3/2^-$.25	109	5.189	5.741	1/2			
13.305	~ 5.609	~ 75	~ 40	$7/2^-$.15	11	5.312	5.864	$\left\{ \begin{matrix} (3/2)^* \\ (1/2) \end{matrix} \right.$	5.706		
13.555	~ 5.662	~ 50		$3/2^-$.025	1	5.362	5.914	1/2			
13.705	~ 6.032	~ 65	~ 70	$7/2^-$.15	10	5.712	6.264	$3/2^*$	6.276	$7/2^-$	19

* Estados isóbaros análogos del ^{19}F (I.A.R.) con los del núcleo padre ^{19}O .

encuentran que esta resonancia a ($E_p = 4.810$ MeV y 4.78 MeV, respectivamente), puede tener $T = 3/2$.

La resonancia $d_{3/2}$ a $E_p \sim 5.148$ MeV es $T = 3/2$, ya que en la reacción⁽¹¹⁾ $^{18}\text{O}(p, n_2\gamma)^{18}\text{F}$ la producción de γ es muy fuerte y en la reacción⁽⁸⁾ $^{18}\text{O}(p, \alpha_0)^{15}\text{N}$ la producción de α_0 es muy débil. En el trabajo de Sen et al.⁽³⁴⁾ relativo a la reacción $^{18}\text{O}(d, p)$ se propone la existencia de un nivel $3/2^+$ muy ancho ($\Gamma = 152$ kv) en la región correspondiente de energía del ^{19}O al igual que Wiza⁽³⁵⁾, el cual encuentra un nivel en ^{19}O a 5.460 MeV y una $\Gamma = 310$ KeV.

La resonancia $p_{1/2}$ a $E_p = 5.264$ MeV también puede ser probablemente $T = 3/2$ por la correspondencia en energía con el estado a 5.53 MeV en ^{19}O además, por comparación con los resultados obtenidos por Bergdolt⁽¹²⁾, el cual encuentra esta resonancia a $E_p = 5.230$ MeV.

Se ha asignado un valor de $J^\pi = 7/2^-$ a la resonancia con $E_p = 5.609$ MeV, la que puede tener $T = 3/2$ o ser una mezcla con $T = 1/2$; la asignación $T = 3/2$ es debida a que existe una resonancia en la reacción $^{18}\text{O}(p, n)$ y $^{18}\text{O}(n, n)$ investigadas por Fritsch⁽¹⁴⁾ et al. y Donghue⁽¹⁾ et al.; ^{sin} embargo el nivel correspondiente en ^{19}O ha sido dado como $3/2$ pero podría dudarse de esta asignación de J , ya que en el trabajo de S. Sen et al.⁽³⁴⁾ el poder analizador se adapta tanto a los datos experimentales con $3/2^+$, como a los de $7/2^-$. El valor $T=1/2$ puede deberse al hecho de que existe una resonancia en (p, α_0) a esta energía de bombardeo. Para comprobar la asignación de $J^\pi = 7/2^-$ que aparece a través de la reacción (p, α_0) se hicieron tres distribuciones angulares en la región de

$E_p \approx 5.65$ MeV, o sea en la vecindad de esta resonancia, con un blanco sólido enriquecido en ^{18}O autosoportado de Al_2O_3 . En la Fig. 15 se muestra la distribución angular experimental obtenida con una energía sobre la resonancia. Se intentó reproducir teóricamente la forma de esta curva bajo la hipótesis de dos o tres resonancias contribuyendo a la reacción en esta energía; fué posible reproducir la forma general de esta distribución suponiendo que una de las resonancias era $J^\pi = 7/2^-$. Sin embargo, no fué posible adaptar curvas semejantes a los datos experimentales con valores distintos de $7/2^\pm$.

En la misma Fig. 16 aparecen los resultados obtenidos de estos cálculos en base a los parámetros $J^\pi = 7/2^-, 1/2^+, 3/2^+$. Estos resultados son consistentes con la asignación $7/2^-$ extraídos de la información a través de la dispersión elástica.

La última resonancia en la Tabla II es un nivel $f_{7/2}$ y se trata del análogo del estado a 6.276 MeV en ^{19}O . La asignación $T = 3/2$ se basa en la ausencia de esta resonancia⁽⁸⁾ en la reacción $^{18}\text{O} (p, \alpha_0)$ y por el hecho de que su energía tiene buena correspondencia con el estado $7/2^-$ en ^{19}O . Además Din la observa muy fuertemente en $^{18}\text{O} (p, n_2\gamma)$, con lo cual queda confirmada su asignación de T.

El nivel $1/2^-$ a $E_p = 4.290$ MeV es probablemente $T = 1/2$ ya que no hay un nivel $1/2^-$ en esta región de energía de ^{19}O . También existe una resonancia prominente a la energía $E_p = 4.285$ MeV en la reacción $^{18}\text{O} (p, \alpha_0)^{15}\text{N}$ ⁽⁸⁾. Este nivel fue

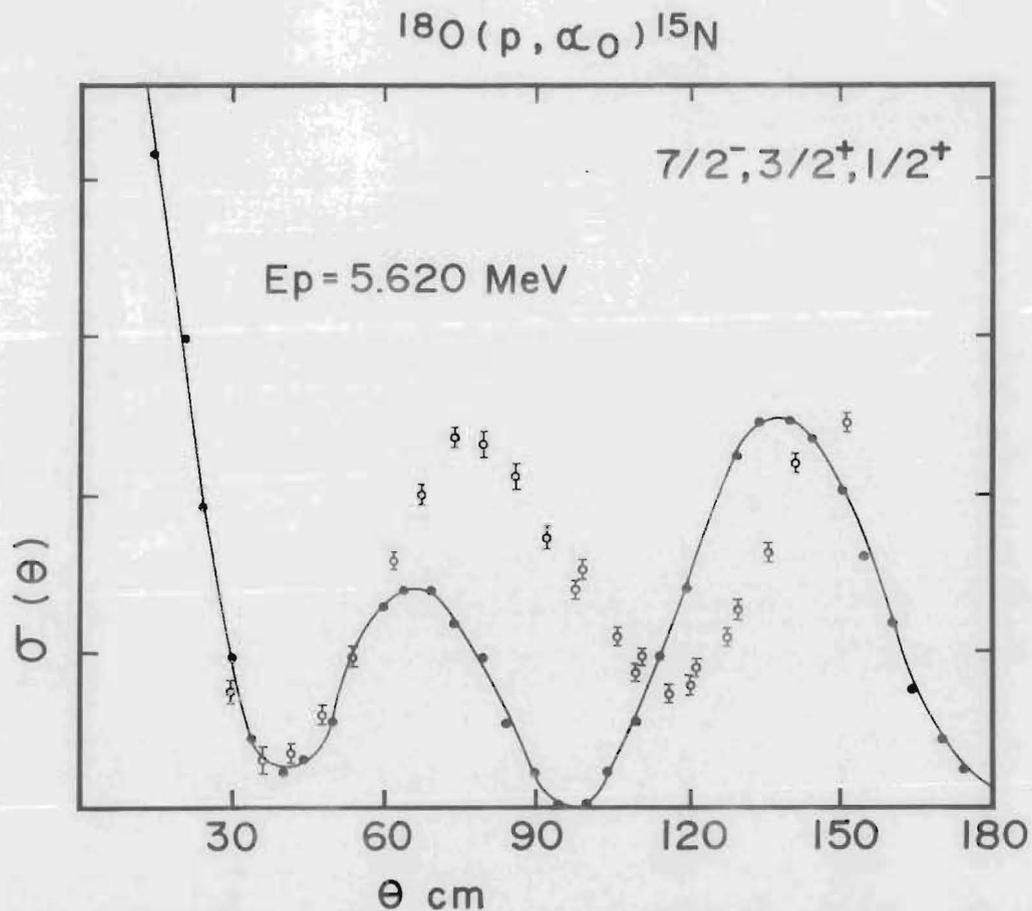


FIG. 15 DISTRIBUCION ANGULAR EXPERIMENTAL Y CALCULADA EN RESONANCIA DE LA REACCION $^{18}\text{O}(p, \alpha_0)^{15}\text{N}$

visto por Din⁽¹¹⁾ a $E_p = 4.28$ y Orihara⁽¹³⁾ a 4.22 MeV.

A la $E_p = 4.444$ MeV con $J^\pi = 3/2^+$, la asignación de $T = 1/2$ queda verificada por el hecho de que no ha sido encontrado un nivel con $J^\pi = 3/2^+$ en la correspondiente región de energía en ^{19}O .

Queda confirmada la asignación $J^\pi = 1/2^-$ y $T = 1/2$ a la resonancia $E_p = 4.777$ pues energéticamente no existe un nivel $J^\pi = 1/2^-$ en el ^{19}O , en cambio aparece una resonancia⁽⁸⁾ en $^{18}\text{O} (p, \alpha_0)$ a $E_p = 4.744$ MeV.

La resonancia $p_{3/2}$ a $E_p = 5.480$ MeV probablemente es $T = 1/2$, ya que ningún estado $3/2^-$ ha sido encontrado en la región de energía correspondiente de ^{19}O .

VI).- CONCLUSIONES

Al proponerse este experimento se esperaba encontrar una resonancia ancha $d_{3/2}$, la cual efectivamente apareció muy bien definida [$E_x(^{19}\text{F}) = 12.868 \text{ MeV}$, $\Gamma \sim 500 \text{ KeV}$ y $\Gamma_p \sim 250 \text{ KeV}$].

También fué posible confirmar algunos valores con espín y paridad de los estados del ^{19}F , 12.056 ($1/2^-$), 12.177 ($3/2^-$), 12.701 ($3/2^+$), 12.577 ($1/2^-$), 12.868 ($3/2^+$), 13.305 ($7/2^-$), y 13.705 ($7/2^-$), asignados por Orihara⁽¹³⁾ et al. en base a medidas de la sección solamente. Nuestro experimento es más completo, pues fue posible determinar los valores de J^π en las otras resonancias y de haber podido asignar con mayor exactitud los valores de Γ_p y Γ que no habían sido determinados anteriormente, ya que se dispuso de haces de protones polarizados, con los que se eliminaron las ambigüedades de los valores de espín y paridad, además de haber efectuado 77 distribuciones angulares. Esta investigación hizo posible la asignación, sin ambigüedades, de los valores de la energía de excitación, espín y paridad de las trece resonancias observadas en el intervalo $4.1 < E_p < 6.1 \text{ MeV}$.

La información obtenida en el experimento que aquí se reporta y la información ya existente obtenida en otros laboratorios (1,8,11,13,34,35), han permitido identificar con certeza cuatro estados del ^{19}F como isóbaros análogos de cuatro estados de ^{19}O .

Estos resultados se muestran en la Tabla II. Otras dos resonancias ($E_x \doteq 12.820$ y 12.978 MeV) también pueden consi-

derarse estados isóbaros análogos con $T = 3/2$, aunque esta asignación sea discutible. Los datos de la resonancia a $E_p = 5.609$ MeV [$E_x(^{19}\text{F}) = 13.305$ MeV ($7/2^-$)] permiten suponer que ésta corresponde a un estado formado por una mezcla de $T = 1/2$ y $T = 3/2$.

Este experimento permite ampliar el estudio del ^{19}F , ya que a mayores energías se esperan estados con $T = 3/2$, además de los estados que puedan existir con $T = 1/2$ o mezcla de ellos. La ampliación mencionada se está efectuando actualmente por medio de las reacciones $^{18}\text{O}(p,p)$, (p,p') , (\vec{p},p) , (\vec{p},p') y (p,α_0) .

En vista de que el modelo de capas⁽⁷⁾ ha sido capaz de explicar algunos niveles del espectro a energías más bajas, parece conveniente efectuar un estudio teórico más detallado en esta región de energías a fin de entender mejor la estructura del ^{19}O .

BIBLIOGRAFIA

- 1.- T. R. Donoghue, A.F. Behof and S.E.Darden, "Angular Dis-
tributions of Neutrons Elastically Scattered from ^{18}O ".
Nucl. Phys. 54(1964) 33.
- 2.- F.J. Vaughn, H. A. Grench, W. L. Imhof, J. H. Rowland -
and M. Walt, "The Total Neutron Cross Section of ^{18}O from
0.14 to 2.47 MeV", Nucl. Phys. 64(1965) 336.
- 3.- K. Yagi, K. Katori, H. Ohnuma, Y. Hashimoto and Y. Noga-
mi. "Experiment on Elastic Scattering of Protons by ^{18}O ",
J. Phys. Soc. Japan 17 (1962) 595.
- 4.- K. Yagi, "An Interpretation of the 8.795 MeV State in ^{19}F
as a $T = 3/2$ and $2S\ 1/2^+$ State", J. Phys. Soc. Japan 24
(1968) 947.
- 5.- R. R. Carlson, C. C. Kim, J. A. Jacobs and A. C. L. Bar-
nard, "Elastic Scattering and Reactions of Protons on -
 O^{18} ". Phys. Rev. 122 (1961) 607.
- 6.- D. L. Sellin, H. W. Newson and E. G. Bilpuch, "High Reso-
lution Investigation of Resonances. in ^{19}F ", Ann. of Phys.
51 (1969) 461.
- 7.- D. L. Sellin, W. P. Beres and E. G. Bilpuch, "Shell Model
Interpretation of the Resonances in ^{19}F ", Ann. of Phys.
51 (1969) 476.
- 8.- S. Gorodetzky, M. Port, J. Graff and J. M. Thirion, -
"Niveaux Excités du F^{19} par L'etude de la Réaction O^{18}
(p, α) N^{15} entre 2.2 et 6 MeV", Nucl. Phys. 42 (1963) -
462.
- 9.- F. W. Prosser, Jr., G. U. Din and D. D. Tolbert, "Study

- of the Reactions $O^{18} (p,n)F^{18}$, $O^{18} (p,p'\gamma)O^{18}$, and $O^{18} (p, \alpha_1, \alpha_2\gamma) N^{15}$ from $E_p = 2500$ to 3000 KeV", Phys. Rev. 157 (1967) 779.
- 10.- H. Mark and C. Goodman, "Angular Distribution of Neutrons from $O^{18} (p,n)F^{18}$ ", Phys. Rev. 101 (1956) 768.
- 11.- G. U. Din, "Proton-Induced Reactions on ^{18}O from 3.00 to 7.00 MeV", Nucl. Phys. A. 134 (1969) 655.
- 12.- G. Bergdolt and G. Guillaume, "Courbes D'Excitation des Réactions $^{18}O (p, p_1\gamma)^{18}O^*$ et $^{18}O (p, \alpha_{1,2,3})^{15}N^*$ de 3, 2 a 5, 4 MeV", J. de Phys. 30 (1969) 145.
- 13.- H. Orihara. G. Rudolf and Ph. Gorodetzky, "Resonances - in $^{18}O (p,p)^{18}O$ for $E_p = 3,4-6,2$ MeV", Nucl. Phys. - A-203 (1973) 78.
- 14.- W. Fritsch, K. D. Buchs, E. Finckh, P. Pietrzyk and B. Schreiber, "Investigation of two resonances in the $^{18}O (p,n)^{18}F$ Reaction", Z. Phys. 262 (1973) 65.
- 15.- R. Almanza, J. Calvillo. M. Mazari, S. Rodriguez y A. - Castro, "Cámara de Dispersión para Reacciones Nucleares", Rev. Mex. Fis. 18 (1969) s-71.
- 16.- G. Michel, K. Corrigan, H. Meiner, R. M. Prior and S.E. Darden, "Notre Dame Lamb-Shift Polarized Ion Source", - Nucl. Instr. and Meth. 78 (1970) 261.
- 17.- S. E. Darden. Curso en Física Nuclear, (1973).
- 18.- E. A. Silverstein, "Calculation of the G. Factor for - gas scattering experiments", Nucl. Instr. and Meth. 4 - (1959) 53.
- 19.- S. R. Salisbury et. al. Nucl. Data A 3 (1967) 192.
- 20.- R. W. Harris, G. C. Phillips and C. M. Jones, Nucl. -

- Data A 3 (1967) 192.
- 21.- W. R. Coker and C. F. Moore, "Isobaric Analog Resonances", Phys today 22 (1969) 53.
 - 22.- P. Schwandt, T. B. Clegg and W. Haeberli, "Polarization Measurements and Phase Shifts for p- ^4He Scattering between 3 and 8 MeV", Nucl. Phys. A. 163 (1971) 432.
 - 23.- S. J. Moss and W. Haeberli, Nucl. Phys. 72 (1965) 417.
 - 24.- R. Almanza, S. E. Darden, and G. Murillo, " ^{18}O (p,p) ^{18}O from $E_p = 4.0$ MeV to $E_p = 7.0$ MeV", Bull. Am. Phys. Soc. 18(1973)1390.
 - 25.- R. Almanza, G. Murillo, S. E. Darden, S. Sen and J. W. - Yoh, " $^{18}\text{O}(\vec{p},p)^{18}\text{O}$ and $^{18}\text{O}(\vec{p},p)^{18}\text{O}^*$ (1.98 MeV) for $E_p=4.1 - 6.1$ MeV", Bull. Am. Phys. Soc 19 (1974) 16.
 - 26.- H. R. Hiddleston, J. A. Aymar and S. E. Darden, "Elastic Scattering of Polarized Protons by ^{16}O for Proton Energies of 10 to 16 MeV", Nuclear Structure Laboratory, Univ. of Notre Dame (1971).
 - 27.- R. A. Blue and W. Haeberli, "Polarization of Protons - Elastically Scattered by Oxygen", Phys. Rev. 137 (1965) B-284.
 - 28.- T. Tamura, ORNL 4152 (1967).
 - 29.- D. H. Wilkinson, "Isospin in Nuclear Physics", North Holland Publishing Company (1969).
 - 30.- G. M. Temmer, "Isospin and its consequences in nuclear Physics", Fundamentals in Nuclear Theory IAEA, Viena - (1967).
 - 31.- J. D. Fox et al. Phys. Rev. Letters 12 (1964) 198.
 - 32).- R. J. de Meijer, H. F. J. Van Royen and P. J. Brussard,

"Calculation of Coulomb Displacement Energies in Light Nuclei", Nucl. Phys A164 (1971) 11.

33.- Wilkinson, D.H. 1956 a, Phil. Mag. 1, 379.

34.- S. Sen, S. E. Darden, H. R. Hiddleston and W. A. Yoh, -
"Study of the (\vec{d},p) reaction to bound and unbound states of ^{19}O ", Nucl. Phys. A219 (1974) 429.

35.- J. L. Wiza and R. Middleton, "Study of O^{19} by the $^{17}\text{O}(t,p)\text{O}^{19}$ and $\text{O}^{18}(d,p)\text{O}^{19}$ Reactions", Phys. Rev. 143 (1966) 676.