

Tesis Doctoral

Estudio sobre reacciones con transferencia de dos partículas en la capa - P

Dragún, Olga

1972

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

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

This document is part of the Master's and Doctoral Theses Collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Dragún, Olga. (1972). Estudio sobre reacciones con transferencia de dos partículas en la capa - P. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://hdl.handle.net/20.500.12110/tesis_n1466_Dragun

Cita tipo Chicago:

Dragún, Olga. "Estudio sobre reacciones con transferencia de dos partículas en la capa - P". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1972.
http://hdl.handle.net/20.500.12110/tesis_n1466_Dragun

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales

ESTUDIO SOBRE REACCIONES CON TRANSFERENCIA DE
DOS PARTICULAS EN LA CAPA - P

Olga Dragún

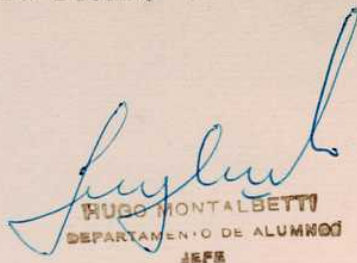
Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Física

- 1972 -

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas
y Naturales

Buenos Aires, 1 de marzo de 1972.

Presentada en la fecha.


HUGO MONTALBETTI
DEPARTAMENTO DE ALUMNOS
JEFE

Buenos Aires, 1 de marzo de 1972.

Pase al Departamento de Física, a fin de que
se sirva considerar la Tesis presentada por la Licenciada OLGA
DRAGUN.

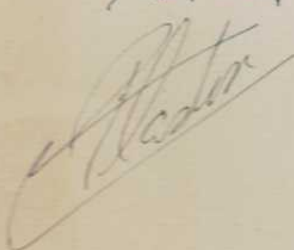
INTERVINO



ENRIQUE JOSE CANTILO
SECRETARIO ACADEMICO (INT.)

Buenos Aires, 17 de marzo de 1972.

En el día de la fecha el Jurado designado
procedió a considerar la presente Tesis, resolviendo aceptarla.
nt.-

Daniel Mey


L. A. Luand. 

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales

ESTUDIO SOBRE REACCIONES CON TRANSFERENCIA DE
DOS PARTICULAS EN LA CAPA - P

Olga Dragún

1466

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Física

- 1972 -

Este trabajo fue realizado en el Departamento
de Física Nuclear de la CNEA

A Gabriela

ESTUDIO SOBRE REACCIONES CON TRANSFERENCIA DE
DOS PARTICULAS EN LA CAPA - P

Olga Dragún

- INDICE -

1.	RESUMEN	1
2.	INTRODUCCION	2
3.	REACCIONES DIRECTAS	4
3.1	Generalidades	4
3.2	Aproximación DWBA para transferencia de dos nucleones	5
3.3	Efectos de intercambios	7
3.4	Cálculo del elemento de matriz "efectivo" y el coeficiente de parentesco fraccional	8
3.5	Función de onda de dos partículas. Aproximaciones usadas	11
3.6	Amplitud de la transferencia. Transformaciones de coordenadas. Aproximación de rango cero	14
3.7	Expresión de la sección eficaz diferencial. Coeficientes de estructura y factor de forma modificado	19
3.8	Uso del programa C-JULIE modificado para transferencia de dos nucleones. Normalización. Comparación con el programa TWO PAR	24
3.9	Influencia de la capa (s-d). Coeficientes de estructura perturbados	28
4.	APLICACIONES	34
4.1	Generalidades. Constante de normalización	34
4.2	Reacciones (p,t)	36
4.3	Reacciones (p, ^3He)	36
4.4	Reacciones (d, α)	37
5.	CONCLUSIONES	39

Apéndice 1. Funciones de onda de núcleos de la capa-p en el modelo de acoplamiento intermedio y coeficiente de parentesco fraccional

Apéndice 2. Cálculo de Ω_n . Reglas de suma

Apéndice 3. Función de onda de dos partículas en la capa-(s-d)

AGRADECIMIENTOS

REFERENCIAS

TABLAS

FIGURAS

1. RESUMEN.

Se calculan coeficientes de estructura para transferencia de 2 partículas entre núcleos de la capa - p ($5 \leq$ número de masa ≤ 16). Se utilizan funciones de onda en acoplamiento intermedio para la configuración p. También se introduce, como perturbación, la capa (S-d).

Se utilizan los coeficientes en la configuración p para analizar tres grupos de reacciones: (p,t), (p,³He), (d, α), mediante el tratamiento de ondas distorsionadas en la aproximación de Born (DWBA).

2. INTRODUCCION.

Para los estados con paridad natural en núcleos de la capa-p, se pueden obtener descripciones relativamente simples en el modelo de capas que dan, en general, un buen acuerdo con los niveles experimentales.

Estas funciones de onda se han usado anteriormente para obtener factores espectroscópicos para reacciones con transferencia de un solo nucleon ⁽⁶⁾, que han dado un acuerdo satisfactorio con las experiencias ⁽³⁴⁾.

Similarmente, en este trabajo se han obtenido los coeficientes de estructura para transferencia de dos nucleones entre núcleos de la capa-p.

En el capítulo 3 se exponen sucesivamente las fórmulas y aproximaciones usadas hasta llegar a la expresión de la sección eficaz en función de los coeficientes de estructura.

Estos coeficientes se muestran en la tabla 1, para todos los blancos estables dentro de la región que se estudia. El programa (tabulador 1) que produjo esta tabla, también puede ser usado para calcular otros estados para transferencia de 2 nucleones en la capa-p, con otros conjuntos de funciones de onda.

El capítulo 3 incluye la modificación del programa, para transferencia de 1 nucleon, C-JULIE, para el caso de dos, obteniéndose así el C-JULIE-MOD que da las distribuciones angulares teóricas para nuestro caso.

Finalmente, en el capítulo 4, se aplican los cálculos teóricos anteriores a 73 reacciones medidas experimentalmente y divididas en 3 grupos: (p,t), (p, ³He) y (d,α). La verificación entre experiencia y teoría se hace utilizando en esta última conjuntos únicos de parámetros ópticos para cada clase de reacción. De esta manera, aparte del acuerdo en forma de la distribución angular para cada caso individual, se está en condiciones de relacionar intensidades de secciones eficaces entre reacciones del mismo grupo con el fin de poner en evidencia la va-

3. REACCIONES DIRECTAS.

3.1 Generalidades.

Los procesos de reacciones directas dan, en general, una buena información sobre las propiedades de los niveles energéticos nucleares. Esto es compatible con el hecho de considerar que en una reacción directa el choque tiene lugar con un mínimo de reordenamiento de los nucleones y por lo tanto la intensidad de la reacción está casi directamente relacionada a la superposición de las funciones nucleares iniciales y finales, es decir, del blanco y del residual.

Para transferencia de un solo nucleón, la descripción del mecanismo de la reacción utiliza la aproximación de ondas distorsionadas de la aproximación de BORN (DWBA) y la sección diferencial, en ausencia de spin-órbita para los canales ópticos se puede expresar como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_{l, j, m} S(l, j) |B_m^l(\theta, E, Q)|^2 \quad (3.1.1.)$$

donde l y j son los números cuánticos de momento angular del nucleón transferido, θ es el ángulo de centro de masa, E la energía del proyectil l incidente y Q , es el Q de la reacción. $S(l, j)$ es el factor espectroscópico que es independiente de la cinemática, siendo una medida de la probabilidad de que los nucleones que son comunes en los estados nucleares inicial y final tengan configuraciones idénticas en ambos.

Como se ve claramente, S depende de las funciones de onda de los estados nucleares del blanco y del núcleo residual y da una buena herramienta de comparación entre experiencia y predicciones de distintos modelos nucleares.

Hasta ahora, las reacciones con transferencia de 2 núcleos han sido principalmente útiles en la localización y espectroscopía de niveles nucleares que no podían ser producidos por reacciones de una sola transferencia.

Debido al uso de la DWBA en este tipo de reacciones se

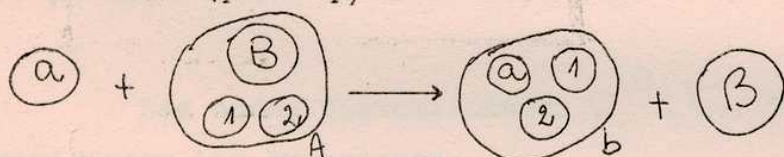
ha hecho del análisis de experimentos un arma más poderosa para investigaciones espectroscópicas.

Hay dos hechos muy importantes, para la transferencia de dos nucleones.

- a) Pueden producir estados finales para los cuales $T > |T_z|$
- b) Las secciones eficaces son más sensibles a los signos de las componentes de las funciones nucleares.

3.2 Aproximación DWBA para transferencia de 2 nucleones.

Consideremos, para la representación un proceso de extracción (pick-up) de 2 nucleones



La teoría formal de scattering nos da la expresión exacta de la amplitud de la transición:

$$T_{fi} = \langle \Psi_f^- | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \phi_i^+ \rangle \quad (3.2.1.)$$

donde V_{aA} es la suma de todos los potenciales de interacción de 2 cuerpos entre cada nucleón del blanco A y el proyectil a, \bar{U}_{aA} es el potencial óptico que describe el scattering elástico en el canal incidente i.

Si H_i es el Hamiltoniano para el canal i en el infinito y E es la energía total del sistema se tiene:

$$(H_i + \bar{U}_{aA}) \phi_i^{(+)} = E \phi_i^{(+)} \quad (3.2.2.)$$

Similarmente, para el Hamiltoniano total H:

$$H \Psi_f^{(-)} = E \Psi_f^{(-)} \quad (3.2.3.)$$

Donde (+) y (-) significa que las funciones de onda deben satisfacer las condiciones de contorno asintóticas de ondas esféricas salientes y entrantes respectivamente.

La aproximación DWBA consiste en reemplazar $\Psi_f^{(-)}$ por $\phi_f^{(-)}$ en T_{fi} , donde $\phi_f^{(-)}$ es solución de:

$$(H_f + \bar{U}_{bB}) \phi_f^{(-)} = E \phi_f^{(-)} \quad (3.2.4.)$$

Las funciones $\phi_f^{(-)}$ y $\phi_f^{(+)}$ se pueden escribir en términos de funciones que dependan separadamente de coordenadas internas y relativas:

$$\phi_i^{(+)} \propto \Psi_{aA}(\xi_a, \xi_A) \phi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA}) \quad (3.2.5.)$$

$$\phi_f^{(-)} \propto \Psi_{bB}(\xi_b, \xi_B) \phi^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) \quad (3.2.6.)$$

Las ondas distorsionadas $\phi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA})$ y $\phi^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB})$ satisfacen las ecuaciones:

$$(-\nabla_{aA}^2 + \frac{2\mu_a}{\hbar^2} \bar{U}_{aA}) \phi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA}) = k_a^2 \phi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA}) \quad (3.2.7.)$$

$$(-\nabla_{bB}^2 + \frac{2\mu_b}{\hbar^2} \bar{U}_{bB}) \phi^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) = k_b^2 \phi^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) \quad (3.2.8.)$$

donde μ_a ; μ_b y $\hbar k_a$, $\hbar k_b$ son las masas reducidas y momentos relativos en los canales inicial y final.

De esta manera se llega a la expresión para T_{fi} :

$$T_{fi} = J \int \phi^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) \langle \Psi_{bB} | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_{aA} \rangle \phi^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_{aA}) d\underline{r}_{aA} d\underline{r}_{bB} \quad (3.2.9.)$$

donde J es el Jacobiano de la transformación a las coordenadas relativas \underline{r}_{aA} y \underline{r}_{bB} .

Se ve que dentro del elemento de matriz

$$\langle \Psi_{bB} | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_{aA} \rangle \quad (3.2.10.)$$

están contenidos los detalles de la interacción real, mientras que la dinámica de la reacción, caracterizada por las ondas distorsionadas, se puede determinar a través del conocimiento de toda la relación (3.2.9.).

3.3. Efectos de Intercambios.

Debido a que las funciones $\Psi_{a,A}$ y $\Psi_{b,B}$, son totalmente antisimétricas se pueden desarrollar como productos de funciones antisimétricas separadas en la forma:

$$\Psi_{aA} = \binom{a+A}{a}^{-1/2} \sum_{m=0}^a (-)^m \binom{a}{m} \binom{A}{m} P_{aA}^m \Psi_a \Psi_A \quad (3.3.1.)$$

en donde P_{aA}^m hace m intercambios de partículas entre los grupos a y A , e idénticamente para $\Psi_{b,B}$, se llega a⁽²⁾

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{bB} | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_{a,A} \rangle &= \binom{a+2}{2}^{1/2} \binom{A}{2}^{1/2} \langle \Psi_b \Psi_B | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_a \Psi_A \rangle - \\ &- \frac{1}{3} a (A-2) \binom{a+2}{2}^{1/2} \binom{A}{2}^{1/2} \langle \Psi_b \Psi_B | P_{aB} (V_{aA} - \bar{U}_{aA}) | \Psi_a \Psi_A \rangle + \\ &+ \frac{1}{24} a (a-1) (A-2) (A-3) \binom{a+2}{2}^{1/2} \binom{A}{2}^{1/2} \langle \Psi_b \Psi_B | P_{aA}^2 (V_{aA} - \bar{U}_{aA}) | \Psi_a \Psi_A \rangle + \dots \end{aligned} \quad (3.3.2.)$$

Es decir, el elemento de matriz (3.2.10), tiene $(a+1)$ términos; el primero es el directo; el segundo corresponde a una partícula de a intercambiada con el "core" B , el tercero corresponde a dos partículas a ser intercambiadas, y así siguiendo.

Cálculos aproximados para transferencia de un sólo nucleón (3), (4) indican que los términos de intercambio son en general, menores que el término directo.

En este cálculo sólo se consideró el primer término de (3.3.2.).

El potencial de interacción que aparece en la amplitud de la transición se puede escribir explícitamente:

$$V_{aA} - \bar{U}_{aA} = \sum_{k=3}^b (V_{1k} + V_{2k}) + \sum_{j=1}^B \sum_{k=3}^b V_{jR} - \bar{U}_{aA} \quad (3.3.3.)$$

donde V_{jk} es el potencial entre los dos nucleones j y k ; la suma k es sobre todos los nucleones en el proyectil a , y la suma j sobre los del "core" B.

Se puede hacer la aproximación de que el segundo término en (3.3.3.) es aproximadamente cero. Por supuesto, no hay una cancelación exacta, desde el momento de que V_{jk} es real mientras que \bar{U}_{aA} generalmente es complejo. Sin embargo, si lo que se trata son transferencias sin excitación de "core", éstas transferencias dominan sobre las que implican mecanismos que primero exciten y después desexciten el "core" B (5).

De aquí en adelante sólo consideraremos transiciones en las que el núcleo B se inerte.

$$\langle \Psi_{bB} | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_{aA} \rangle = \binom{a+2}{2}^{1/2} \binom{A}{2}^{1/2} \langle \Psi_b | \Psi_B | \sum_{k=3}^b V_{1k} + V_{2k} | \Psi_a | \Psi_A \rangle \quad (3.3.4.)$$

3.4. Cálculo del Elemento de Matriz "Efectivo" y el Coeficiente de Parentesco Fraccional.

La evaluación de la (3.3.4.) depende principalmente del modelo nuclear elegido para describir las funciones de onda Ψ_A, Ψ_B . Es objeto principal de este trabajo el cálculo de dicha relación para núcleos que pertenecen a la capa p ($5 \leq N^\circ \text{ de masa} \leq 16$).

Para ello se utilizan descripciones provistas por el modelo de capas, descripciones que para los estados de paridad natural dan un buen ajuste de energías (6).

Si ahora se escribe la función de onda del estado A como

$$\Psi_A = \Psi_{B+(1+2)} \left(\alpha_A J_A T_A M_{J_A} M_{T_A} \right) = \sum_{\alpha' J' T'} \sum_{T S L J} \langle J' M_{J'} M_{S'} | J_A M_{J_A} \rangle^* \langle T' M_{T'} M_{S'} | T_A M_{T_A} \rangle^* \Psi_B \left(\alpha' J' T' M_{J'} M_{T'} \right)^* \quad (3.4.1.)$$

donde α, J, T , con los subíndices que correspondan, son los números cuánticos necesarios para describir cada estado, y donde se ha definido:

$$\int_{\alpha'' J'' T'', T S L J}^{\alpha_A J_A T_A} = \int \left[\Psi_{J'' T''}^* \left(\begin{matrix} \alpha_B \\ m \end{matrix} \right) \Psi_{T S L T}^* \left(\begin{matrix} (1+2) \\ m_1, m_2 \end{matrix} \right) \right]_{M_{J_A} M_{T_A}}^{J_A T_A} \Psi_{M_{J_A} M_{T_A}}^{J_A T_A} \left(\begin{matrix} \alpha_B \\ m \end{matrix}, \begin{matrix} m_1, m_2 \end{matrix} \right) \quad (3.4.2.)$$

$$* \int_{m}^{\alpha_B} d r_1 d r_2$$

Ahora se puede escribir la (3.3.4.) como:

$$\langle \Psi_{bB} | V_{aA} - \bar{U}_{aA} | \Psi_{aA} \rangle \approx \binom{\alpha+2}{z}^{\frac{1}{2}} \binom{A}{z}^{\frac{1}{2}} \sum \langle J_B J_M J_B M_J | J_A M_A \rangle \langle T_B T_M T_B M_T | T_A M_{T_A} \rangle \quad (3.4.3.)$$

$$* \langle \Psi_b | \sum_{k=3}^b (V_{1k} + V_{2k}) | \Psi_a \rangle \Psi_{T S L J M_J M_T}^{(1+2)} \int_{\alpha_B J_B T_B, T S L J}^{\alpha_A J_A T_A}$$

De acuerdo a los coeficientes de parentesco fraccional (de peso, carga-spin, orbitales) para 2 partículas (7) en acoplamiento L - S, y a los coeficientes $([f] \rho T S \alpha L | \alpha J)$ obtenidos de un cálculo en acoplamiento intermedio (Apéndice 1) podemos redefinir (3.4.2.) para nuestro cálculo en particular:

$$\int_{\alpha_B J_B T_B, T S L J}^{\alpha_A J_A T_A} = \binom{k}{z}^{\frac{1}{2}} \sqrt{(2J_B+1)(2J+1)} \sum_{\substack{f_A \rho_A S_A \chi_A L_A \\ f_B \rho_B S_B \chi_B L_B}} \sqrt{(2S_A+1)(2L_A+1)} *$$

$$* ([f_A] \rho_A T_A S_A \chi_A L_A | \alpha_A J_A) ([f_B] \rho_B T_B S_B \chi_B L_B | \alpha_B J_B) * \quad (3.4.4.)$$

$$\int_{[f_B] \rho_B T_B S_B, [f_{k-1}, f_k] T S}^{[f_A] \rho_A T_A S_A} \int_{[f_B] \chi_B L_B, [f_{k-1}, f_k] L}^{[f_A] \chi_A L_A} *$$

$$* \sqrt{\frac{m [f_B]}{n [f_A]}} \left\{ \begin{matrix} L_B & S_B & J_B \\ L & S & J \\ L_A & S_A & J_A \end{matrix} \right\}$$

donde se ha reemplazado $\binom{A}{z}^{\frac{1}{2}}$ por $\binom{k}{z}^{\frac{1}{2}}$, donde k es el número de partículas no inertes y el resto de los factores han sido definidos en el Apéndice 1.

Los $\begin{matrix} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{matrix} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix}$ se calcularon mediante el

programa TABULADOR 1 cuyo diagrama de flujo se representa en la Figura 1. Corresponden a la columna FPC de la TABLA 1 para el caso de acoplamiento intermedio, en el cual se usaron las interacciones efectivas de Cohen y Kurath (8).

Los resultados corresponden a funciones de onda 2BME (en la notación de la ref. (8)) para los casos de "stripping" con blancos A = 6, 7 y "pick-up" con blancos A=7, 9, 10 y funciones de onda POT (8) para todas las otras reacciones y blancos.

El coeficiente $\begin{matrix} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{matrix} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix}$ mide el paren-

tesco del núcleo A, respecto al del núcleo B con 2 nucleones (1 + 2) en el estado (T S L J). Más adelante volveremos a discutir el sentido de este coeficiente, dado que en él está contenida la información sobre la estructura nuclear.

Las reglas de suma que satisfacen los coeficientes de parentesco son:

a) Para "pick-up" A(a,b)B

$$\sum_{\substack{\alpha_B J_B T_B, \\ TSLJ}} \left| \begin{matrix} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{matrix} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix} \right|^2 = \binom{k}{2} \quad (3.4.5.)$$

que tiene el sentido de cuántas formas posibles, dentro de las k partículas disponibles del núcleo A, 2 de ellas se transferirán en la reacción dejando al núcleo B en cualquier estado natural dentro de las configuraciones del modelo.

b) Para "stripping" B(b,a)A

$$\frac{1}{(2J_B+1)(2T_B+1)} \sum_{J_A T_A} (2J_A+1)(2T_A+1) \sum_{\alpha_A, TSLJ} \left| \begin{matrix} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{matrix} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix} \right|^2 = \binom{h}{2} \quad (3.4.6.)$$

donde h es el número de agujeros disponibles en el núcleo B y por lo tanto la (3.4.6.) la cantidad de formas posibles de llenar 2 de estos agujeros, dejando el núcleo A en cualquier estado dentro de las configuraciones del modelo.

3.5. Función de Onda de Dos Partículas - Aproximaciones Usadas

En la (3.4.1.) interviene la función de onda de dos partículas $\Psi_{TSLJM_T M_T}^{(1+2)}$

La manera de expresar esta función es una de las partes más discutidas del cálculo de transferencia de dos nucleones.

La $\Psi_{(1+2)}$ está dada en función de las coordenadas r_{k-1} , r_k de cada partícula referida al centro de masa del núcleo B, y representa a dos nucleones en el estado $(n_1 l_1 n_2 l_2)$ LSJT.

Es decir, un sistema de dos partículas, sin interacción entre ellas, con energía total igual a la suma de las energías de cada una. Se quiere expresar a $\Psi_{(1+2)}$ en función de coordenadas relativas entre 1 y 2 y del centro de masa del par haciendo uso de los paréntesis de transformación de Moshinsky-Brody (9).

Se está suponiendo que la función de onda de cada partícula es la que corresponde a un pozo de oscilador armónico con cierto ω que en general se toma

$$\omega \approx \frac{1}{\hbar} 41 B^{-1/3}$$

Por lo tanto, la ecuación de Schrödinger para esas 2 partículas es:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M_1} \Delta_1 + U(\underline{r}_1) - \frac{\hbar^2}{2M_2} \Delta_2 + U(\underline{r}_2) \right] \Psi_{(1+2)}^{n_1 l_1 n_2 l_2}(\underline{r}_1, \underline{r}_2) =$$

$$= (e_1 + e_2) \Psi_{(1+2)}^{n_1 l_1 n_2 l_2}(\underline{r}_1, \underline{r}_2) \quad (3.5.1.)$$

donde no hemos tenido en cuenta la parte de spin e isospin.

Si suponemos, como se dijo antes, que:

$$U(\underline{r}_1) = \frac{1}{2} M_1 \omega^2 r_1^2 \quad (3.5.2.)$$

$$U(\underline{r}_2) = \frac{1}{2} M_2 \omega^2 r_2^2 \quad (3.5.3.)$$

y se hace la transformación usada por Moshinsky (9)

$$\underline{r} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{r}_1 - \underline{r}_2) \quad \underline{R} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{r}_1 + \underline{r}_2) \quad (3.5.4.)$$

se llega a:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\underline{r}} + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \right] \phi_{n\lambda}(\underline{r}) = e_r \phi_{n\lambda}(\underline{r}) \quad (3.5.5.)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\underline{R}} + \frac{1}{2} m \omega^2 R^2 \right] \psi_{N\Lambda}(\underline{R}) = e_R \psi_{N\Lambda}(\underline{R})$$

$$\text{donde } m = M_1 = M_2 \quad (3.5.6.)$$

$$e_1 + e_2 = e_r + e_R \quad (3.5.7.)$$

$$2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2 = 2n + \lambda + 2N + \Lambda \quad (3.5.8.)$$

$$e_r = (2n + \lambda + 3/2) \hbar \omega \quad (3.5.9.)$$

$$e_R = (2N + \Lambda + 3/2) \hbar \omega \quad (3.5.10.)$$

Con todas estas suposiciones se puede expresar

$$\begin{aligned} \Psi_{(1+2)}^{(TSLJ, M_J M_T)} &= \left[\Psi(n_1, l_1, n_2, l_2, L) \chi(TSM_T) \right]_{nJM_T}^{JT} = \\ &= \sum_{n\lambda N\Lambda} \langle n\lambda N\Lambda, L | n_1, l_1, n_2, l_2, L \rangle \left\{ \left[\phi_{n\lambda}(\underline{r}) \psi_{N\Lambda}(\underline{R}) \right] \chi(TSM_T) \right\}_{nJM_T}^{JT} \quad (3.5.11.) \end{aligned}$$

Ahora bien, si se considera que en proyectiles livianos (número de masa 3 y 4) el movimiento relativo es estado S puro, en la superposición entre el movimiento relativo de los nucleones del proyectil (entrante o saliente, según cual sea el de mayor masa) y el movimiento relativo de estos nucleones en el núcleo de masa A, sólo contribuyen los estados con $\lambda = 0$.

Además, para el caso particular que se calcula, en el cual los 2 nucleones están en la capa p ($n_1 = n_2 = 1$ $l_1 = l_2 = 1$):

$$\Psi_{(1+2)}^{(TSLJ, M_T M_S)} = \sum_{N M M_S} \langle n_0 N L, L | n_1 l_1 n_2 l_2, L \rangle \langle L M L M_S / J M_J \rangle *$$

(3.5.12.)

$$* \phi_{n_0}^0(r) \Psi_{NL}^M(R) \chi(TSM_T M_S)$$

La suma es sobre N ya que en (3.5.8.) queda:

$$6 = 2n + 2N + L \quad (3.5.13.)$$

Por lo tanto, para cada L posible, existe una relación entre n y N.

Dentro de las aproximaciones usadas, la función de onda $\Psi_{(1+2)}$ queda expresada en función de funciones de onda de oscilador armónico para el movimiento relativo y movimiento del centro de masa. Como es sabido, estas funciones no tienen, en general, el comportamiento asintótico que el problema real exige. Más adelante, al tratar sobre el factor de forma modificado se volverá sobre este problema.

Mientras tanto, cabe señalar otra manera de expresar la función $\Psi_{(1+2)}$ (10) ya que también se comparará, para algún caso particular, como influyen en la distribución angular las distintas maneras de calcular dicha función de onda:

$$\Psi_{(1+2)}^{(n_1 l_1 n_2 l_2, J T)} = \sum_{L S} \left((l_1 \frac{1}{2})_{j_1} (l_2 \frac{1}{2})_{j_2} | (l_1 l_2)_L (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_S \right)_J \quad (3.5.14.)$$

$$\left[\sum_{\lambda \Lambda} \frac{f_{\lambda, \Lambda}^L(r, R)}{r R} \left[Y^\lambda(\hat{r}) Y^\Lambda(\hat{R}) \right]^L \left[\chi_{\frac{1}{2}(1)} \chi_{\frac{1}{2}(2)} \right]^S \right]_{M_J}$$

donde \underline{r} y \underline{R} tienen el significado de la transformación (3.5.4) y, para el término de interés, $\lambda = 0$, se llega:

$$f_{0, L}^L(r, R) = \frac{1 + (-)^{l_1 + l_2 - L}}{2} \frac{\sqrt{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)}}{\sqrt{2(2L + 1)(1 + \delta_{n_1 n_2} \delta_{l_1 l_2} \delta_{j_1 j_2})}} r R \int_{-1}^1 dx u_{l_1}(r_1) u_{l_2}(r_2) \left[(l_1 l_2 0 0 | L 0) d_{0,0}^{l_1}(\theta_1) d_{0,0}^{l_2}(\theta_2) + \sum_m 2(l_1 l_2 m - m | L 0) * d_{m,0}^{l_1}(\theta_1) d_{m,0}^{l_2}(\theta_2) \right] \quad (3.5.15.)$$

donde,

$$r_1 = \sqrt{\frac{R^2 + r^2 - 2rR\chi}{2}} \quad r_2 = \sqrt{\frac{R^2 + r^2 + 2rR\chi}{2}} \quad (3.5.16.)$$

$$\left. \begin{array}{l} \cos \frac{\theta_1}{2} \\ \sin \frac{\theta_1}{2} \end{array} \right\} = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{R - r\chi}{2\sqrt{2} r_1}} \quad \left. \begin{array}{l} \cos \frac{\theta_2}{2} \\ \sin \frac{\theta_2}{2} \end{array} \right\} = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{R + r\chi}{2\sqrt{2} r_2}} \quad (3.5.17.)$$

La integral de (3.5.15) se calcula numéricamente utilizando un potencial finito de partícula independiente (generalmente un Saxon-Woods) para cada una de las funciones $U_{\ell_1}(r_1)$, $U_{\ell_2}(r_2)$

Este es el método que utiliza el programa TWO-PAR para calcular el factor de forma.

3.6. Amplitud de la Transferencia. Transformaciones de Coordenadas. Aproximación de Rango Cero.

De acuerdo a las (3.4.3), (3.4.4) y (3.5.12) se puede escribir ahora la (3.2.9) como:

$$T_{fi} = \binom{a+z}{z}^{\frac{1}{2}} \sum_{TSLJM_JM_T} \sum_{NMM_S} \langle J_B J M_{J_B} M_{J_T} | J_A M_A \rangle \langle T_B T M_{T_B} M_T | T_A M_{T_A} \rangle$$

$$\langle L S M M_S | J M_J \rangle \langle m_0 N L, L | n_1 \ell_1, n_1 \ell_1, L \rangle \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix} * J_{\text{Jacob}} *$$

$$\int \phi^{(-)*}(\underline{k}_b, \underline{r}_{bB}) \langle \psi_b(\underline{r}_b) \chi(T_b S_b M_{T_b} M_{S_b}) | \sum_{k=3}^b (V_{1k} + V_{2k}) | \psi_a(\underline{r}_a) \rangle$$

$$\chi(T_a S_a M_{T_a} M_{S_a}) \phi_{n_0}^0(\underline{r}) \psi_{NL}^M(\underline{r}) \chi(T_S M_T M_S) \rangle \phi^{(+)}(\underline{k}_a, \underline{r}_{aA})$$

$$\times d\tau_{aA} d\tau_{bB}$$

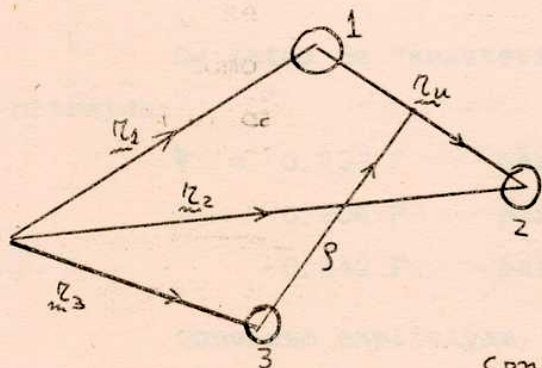
(3.6.1)

En la (3.6.1) se ha hecho explícita la dependencia en spin e isospin de los proyectiles entrantes y salientes, la $\Psi_a(a)$ es la función de onda interna del proyectil entrante a . El movimiento relativo de éste respecto al núcleo A está descrito por $\phi^{(+)}(k_a, \tau_{aA})$. La $\Psi_b(\tau_b)$ de (3.6.1) se puede expresar en términos del movimiento relativo del par que se le transfirió y de la coordenada que vincula el centro de masa de este par respecto al restante nucleón ($b=3$) o del centro de masa del otro par ($b=4$).

Si se supone una función Gaussiana para el nucleido b veamos, como ejemplo, como se hace la transformación anterior para el caso $b=3$.

$$\Psi_b(\tau_b) = \Psi_{3\text{He o } 3\text{H}}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) = \sqrt{e^{-\eta^2 [(\tau_1 - \tau_2)^2 + (\tau_2 - \tau_3)^2 + (\tau_3 - \tau_1)^2]}} \quad (3.6.2.)$$

COMO:



$$\left. \begin{aligned} \tau_1 - \tau_2 &= \tau_{\mu} \\ \tau_1 - \tau_3 &= \rho + \frac{\tau_{\mu}}{2} \\ \tau_2 - \tau_3 &= \rho - \frac{\tau_{\mu}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3.6.3.)$$

$$\text{con } \tau_{\mu} = \sqrt{2} \tau \quad (3.6.4.)$$

donde \underline{r} es la transformación (3.5.4.)

$$\begin{aligned} \Psi_{3\text{He o } 3\text{H}} &= \sqrt{\exp(-\eta^2 \tau_{\mu}^2) \exp(-\eta^2 [\rho^2 + (\frac{\tau_{\mu}}{2})^2 - 2 \cos(\rho, \tau_{\mu})])} \\ &\times \exp(-\eta^2 [\rho^2 + (\frac{\tau_{\mu}}{2})^2 + 2 \cos(\rho, \tau_{\mu})]) = \quad (3.6.5.) \\ &\sqrt{\exp(-\eta^2 [\frac{3}{2} \tau_{\mu}^2 + 2\rho^2])} \end{aligned}$$

Ahora se puede reemplazar esta función Gaussiana por la de oscilador armónico con la misma dependencia exponencial (11).

$$\psi_{nl}^m(\nu r^2) = u_{nl}(\nu r^2) Y_l^m(\hat{r}) = \left[\frac{2\nu^{3/2}(n-1)!}{\Gamma(n+l+1/2)} \right]^{1/2} (\nu^{1/2} r)^l$$

$$e^{-\nu r^2/2} L_{n-1}^{l+1/2}(\nu r^2) Y_l^m(\hat{r}) \quad (3.6.6.)$$

donde:

$$L_{n-1}^{l+1/2}(x) = \sum_{k=0}^{n-1} \binom{n+l-1/2}{n-k-1} \frac{(-x)^k}{k!} \quad n \gg 1$$

Por lo tanto la (3.6.5) queda:

$$\psi_{b=3}(r_b) = \psi_{10}^0(3\eta^2 r_u^2) \psi_{10}^0(4\eta^2 r^2) \quad (3.6.7.)$$

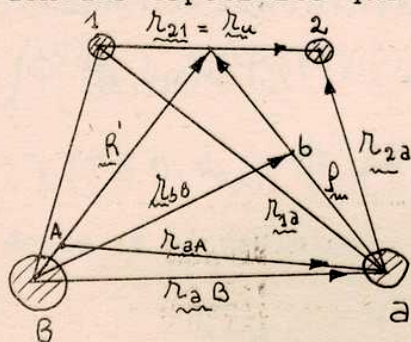
Para $b=4$ se llega a:

$$\psi_{b=4}(r_b) = \psi_{10}^0(4\eta^2 r_u^2) \psi_{10}^0(4\eta^2 r_a) \psi_{10}^0(8\eta^2 r^2) \quad (3.6.8.)$$

De datos de "scattering" de electrones (11) se ha obtenido:

$$\begin{aligned} \eta &= 0.233 \text{ F} && \text{para } {}^4\text{He} \\ &0.206 \text{ F} && \text{para } {}^3\text{He} \\ &0.242 \text{ F} && \text{para } {}^3\text{H} \end{aligned}$$

Conviene explicitar, mediante un gráfico, las coordenadas especiales que intervienen en la (3.6.1).



$$\underline{r} = \underline{r}' - r_{aB} = \frac{R}{\sqrt{2}} - r_{aB} \quad (3.6.9.)$$

Se necesita \underline{r} en función de r_{aA} y r_{bB}

Por definición de centro de masa:

$$b r_{bB} = (1+2) \underline{r}' + a r_{aB} \quad (3.6.10.)$$

$$-A r_{aA} = -B r_{aB} + (1+2) \underline{r} = (1+2) \underline{r}' - r_{aB} A$$

Este sistema tiene como solución:

$$\underline{R}' = \frac{A \cdot b \cdot \underline{r}_{bB} - \partial A \underline{r}_{aA}}{(1+2)(A+2)} \quad (3.6.11.)$$

$$\underline{r}_{aB} = \frac{(1+2)A \underline{r}_{aA} + (1+2)b \underline{r}_{bB}}{(1+2)(A+2)}$$

La (3.6.9) queda:

$$\underline{p} = \frac{bA}{(1+2)(A+2)} \left(\underline{r}_{aA} - \frac{B}{A} \underline{r}_{bB} \right) \quad (3.6.12.)$$

y el Jacobiano de la transformación:

$$\text{Jacob} = \frac{\partial(\underline{r}_{aB}, \underline{p})}{\partial(\underline{r}_{aA}, \underline{r}_{bB})} = \left[\frac{bA}{(1+2)(A+2)} \right]^3 \quad (3.6.13.)$$

iano de rmación:

Debido a la complejidad del problema es usual hacer una aproximación de rango cero que reduzca la (3.6.1) a una integral simple. Para llegar a esta aproximación primero consideraremos que la interacción responsable de la reacción actúa entre los centros de masa de los nucleidos livianos que se juntan para formar el proyectil saliente, es decir $V \sim V(\underline{p})$

Ahora se puede escribir la (3.6.1) como:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \binom{Q+2}{2}^{1/2} \Omega_a \sum_{\substack{TSLJ \\ M_J M_T}} \sum_{NMM_S} \langle J_B J_{M_{J_B}} M_{J_B} | J_A M_{J_A} \rangle \langle T_B T_{M_{T_B}} M_{T_B} | T_A M_{T_A} \rangle \times \\ &\times \langle L S M_S | J M_J \rangle \langle m_0 N L, L | m_1 l_1, m_1 l_1, L \rangle \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, TSLJ \end{matrix} \cdot \Omega_\pi \cdot \text{Jacob} \times \\ &\int \phi^{(+)*}(\underline{r}_a, \underline{r}_{bB}) \langle \Psi_b(\underline{p}) \chi(T_b S_b M_{T_b} M_{S_b}) | V(\underline{p}) | \Psi_{NL}^M(\underline{R}) \chi(T_a S_a M_{T_a} M_{S_a}) \rangle \times \\ &\cdot \chi(T S M_T M_S) \rangle \phi^{(+)}(\underline{r}_a, \underline{r}_{aA}) d\underline{r}_{aA} d\underline{r}_{bB} \quad (3.6.14) \end{aligned}$$

donde se ha definido:

$$\Omega_a = \langle \Psi_b(\underline{r}_a) | \Psi_a(\underline{r}_a) \rangle \quad (3.6.15.)$$

$$\Omega_m = \langle \Psi_b(\underline{r}_m) | \Phi_{m_0}^0(\underline{r}) \rangle \quad (3.6.16.)$$

Se ve de (3.6.7) y (3.6.8) que $\Omega_a = 1$ para $b=3$, mientras que si b es una partícula α ($b=4$), Ω_a da la superposición entre el deuterón como proyectil y la parte deuterón de la α saliente. Es evidente que Ω_a actúa como un factor de normalización. Ω_n es un elemento importante en la amplitud de la transferencia e indica la superposición entre el movimiento relativo del par (1+2) en el núcleo A y el movimiento de este mismo par en el nucleido b.

Teniendo en cuenta las (3.5.12), (3.6.7) y (3.6.8) se obtiene (Apéndice 2).

$$\Omega_n = \frac{[(2n-1)!]^{1/2}}{2^{n-1} (n-1)!} (x \cdot y)^{3/2} (1-x)^{n-1} \cdot 2^{3/4} \quad n \geq 1 \quad (3.6.17.)$$

donde:
$$x = \frac{2\gamma}{2b\eta^2 + \gamma} \quad y = \eta \left(\frac{2b}{\gamma} \right)^{3/2}$$

para η según los valores dados anteriormente y $\gamma = \frac{M}{\hbar} \omega$ con ω correspondiente a las (3.5.2), (3.5.3). Se puede observar que Ω_n es una función decreciente de n .

Si además, en principio, suponemos que el potencial V no contiene términos de intercambio de spin e isospín, que la

$\chi(T_b S_b M_{T_b} M_{S_b})$ se puede desarrollar en función de $\chi(T_a S_a M_{T_a} M_{S_a})$ y $\chi(T S M_T M_S)$ y definimos:

$$G_{NLSJT}(\alpha_A J_A T_A, \alpha_B J_B T_B) = \sqrt{2} \Omega_n \times \langle n 0 n L, L | n, 0, n, L, L \rangle \times \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, T S L J \end{matrix} \quad (3.6.18.)$$

y:

$$B_{NL}^M(\underline{k}_a, \underline{k}_b) = \frac{i^{-L}}{\sqrt{2L+1}} \text{Jacob} \int \phi^{(+)}(\underline{k}_b, \underline{k}_{bb}) \times \langle \varphi_b(\rho) | V(\rho) | \psi_{NL}^M(\underline{R}) \rangle \times \phi^{(+)}(\underline{k}_a, \underline{k}_{aA}) d\underline{k}_{aA} d\underline{k}_{bB} \quad (3.6.19.)$$

la (3.6.14) queda:

$$T_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \binom{Q+2}{2}^{1/2} \Omega_a \sum_{\substack{T S L J M \\ M_T M_S M_J}} \sqrt{2L+1} \langle J_B J M_{J_B} M_J | J_A M_{J_A} \rangle \times \langle T_B M_T M_{T_B} | T_A M_{T_A} \rangle \langle L S M M_S | J M_J \rangle \langle S S_a M_S M_{S_a} | S_b M_{S_b} \rangle \times \langle T T_a M_T M_{T_a} | T_b M_{T_b} \rangle \times G_{NLSJT}(\alpha_A J_A T_A, \alpha_B J_B T_B) B_{NL}^M(\underline{k}_a, \underline{k}_b) \quad (3.6.20.)$$

La aproximación de rango cero consiste en hacer

$$\psi_b(p) V(p) = D_0 S(p) \quad (3.6.21.)$$

$$S(p) = \frac{1}{(\text{Jacob})^3} S\left(\frac{B}{A} \underline{\underline{\mu_{bB}}} - \underline{\underline{\mu_{aA}}}\right) \quad (3.6.22.)$$

y por la (3.6.9), cuando se cumple (3.6.22):

$$\underline{\underline{R}} = \sqrt{2} \frac{A}{B} \underline{\underline{\mu_{aA}}} \quad (3.6.23.)$$

$$B_{NL}^M(\underline{\underline{k_a}}, \underline{\underline{k_b}}) \Big|_{\text{rango cero}} = \frac{D_0 i^{-L}}{\sqrt{2L+1}} \int \Phi^{(G)*}(\underline{\underline{k_b}}, \frac{A}{B} \underline{\underline{\mu_{aA}}}) \Psi_{NL}^M(\sqrt{2} \frac{A}{B} \underline{\underline{\mu_{aA}}})^* \\ * \Phi^{(+)}(\underline{\underline{k_a}}, \underline{\underline{\mu_{aA}}}) d\underline{\underline{\mu_{aA}}}$$

y por lo tanto se ha llegado a la expresión final de la amplitud de la transferencia con la aproximación de rango cero.

3.7 Expresión de la Sección Eficaz Diferencial. Coeficientes de Estructura y Factor de Forma Modificado.

La sección eficaz diferencial está relacionada a la amplitud de la transición T_{fi} mediante la expresión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} S_{fi} |T_{fi}|^2$$

donde S_{fi} indica suma sobre estados finales y promedio sobre los iniciales.

Utilizando la expresión última de T_{fi} y las propiedades de ortogonalidad de los coeficientes Clebsh Gordon se llega a:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{pick-up}} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{(2S_b+1)}{(2S_a+1)} \Omega_0^2 \sum_{LSJT} C_{ST}^2 \sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} \cdot B_{NL}^M \right|^2 \quad (3.7.1.)$$

donde:

$$C_{ST} = \frac{1}{\sqrt{2}} \binom{a+2}{2}^{1/2} \frac{\langle T T_a M_T M_{T_a} | T_b M_{T_b} \rangle \langle T_b T M_{T_b} M_T | T_a M_{T_a} \rangle}{\sqrt{2S+1}}$$

$$= b_{ST} \cdot \langle T_b T M_{T_b} M_T | T_a M_{T_a} \rangle \quad (3.7.2.)$$

Para la reacción inversa $B(b,a)A$, la sección eficaz resulta⁽¹²⁾

$$\left. \frac{dG}{d\Omega} \right|_{\text{STRIPPING } B(b,a)A} = \frac{k_a^2}{k_b^2} \frac{2S_a+1}{2S_b+1} \frac{2J_A+1}{2J_B+1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{pick-up } A(a,b)B} \quad (3.7.3.)$$

Para los casos de interés y con las aproximaciones usadas:

$$b_{ST} = \begin{aligned} & - \delta_{S,0} \delta_{T,1} \quad (p, t) \\ & + \delta_{S,0} \delta_{T,1} \quad (n, {}^3\text{He}) \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{S,0} \delta_{T,1} - \delta_{S,1} \delta_{T,1}) \quad (p, {}^3\text{He}) \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{S,0} \delta_{T,1} + \delta_{S,1} \delta_{T,1}) \quad (n, t) \\ & - \delta_{S,1} \delta_{T,0} \quad (d, \alpha) \end{aligned} \quad (3.7.4.)$$

En la tabla 1 se tabulan los factores $b_{ST} \cdot G_{NLSJT}$ para las diferentes reacciones dentro del modelo y aproximaciones hechas.

En la tabla 2 se comparan algunos resultados para los dos conjuntos de funciones de onda 2BME y POT⁽⁸⁾. En cambio, en la tabla 3 la constatación se hace entre algunos resultados de la tabla 1 y aquellos que se obtienen usando las funciones de onda de Boyarkina⁽¹³⁾. En ambos casos se puede verificar que los factores de estructura G_{NLSJT} son esencialmente independientes del conjunto de funciones de onda, siempre que éstas den un buen acuerdo entre los correspondientes espectros energéticos experimental y teórico, como es el caso de las funciones POT, 2BME y Boyarkina.

Las pequeñas discrepancias entre las diferentes predicciones prácticamente no pueden verificarse mediante las experiencias de transferencia. Es en este sentido que las

magnitudes de los factores de estructura, y por lo tanto de la tabla 1, parecen suficientemente confiables en predecir secciones eficaces nucleares. Se volverá sobre esto al comparar los resultados con distribuciones experimentales.

En la (3.7.1) se puede notar cuáles son las sumas coherentes e incoherentes.

A diferencia con las reacciones de transferencia de un solo nucleón, para el caso de dos hay una suma coherente sobre las configuraciones (n, l, j) de los nucleones transferidos, que en el formalismo usado acá se traduce en una suma coherente sobre N , o sea, sobre el número cuántico radial del movimiento del centro de masa del par transferido.

Esta coherencia tiene el efecto de incrementar la sensibilidad de la sección eficaz a los signos de las componentes de las funciones de onda nucleares del blanco y residual.

Debido a haber despreciado el potencial spin-orbita en los canales ópticos de entrada y salida en la (3.7.1) aparece una suma incoherente en L, S, JT .

Si se levanta esta restricción, se llega a ⁽¹⁴⁾:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{p-v} \propto \sum_{J M} \sum_{\sigma_a \sigma_b} \left\{ \sum_{M' \sigma'_a \sigma'_b} \sum_{LS} C_{ST} \left| \sum_N G_{NLSJT} B_{NLSJ}^{M M' \sigma_a \sigma'_a \sigma_b \sigma'_b} \right|^2 \right\} \quad (3.7.5)$$

donde las amplitudes para las ondas distorsionadas tienen sumas discretas sobre las proyecciones de spin para los distintos canales ⁽¹⁵⁾.

Algo importante a señalar es que si se usa un potencial dependiente de spin para el elemento de matriz efectivo, el factor b_{ST}^2 que se obtiene (sin potencial spin-orbita para canales ópticos de entrada y salida) es ⁽¹⁴⁾:

$$b_{ST}^2 = \begin{cases} \alpha_0^2 \delta_{S,0} \delta_{T,1} & (p, t) \quad (m, {}^3\text{He}) \\ \frac{1}{2} [\alpha_0^2 (\delta_{S,0} \delta_{T,1}) + \alpha_1^2 (\delta_{S,1} \delta_{T,0})] & (p, {}^3\text{He}) \quad i(m, t) \\ \alpha_1^2 \delta_{S,1} \delta_{T,0} & (d, \alpha) \end{cases} \quad 3.7.6.)$$

donde:

$$a_0 = 3/4 A^T + 1/4 A^S \quad (3.7.7.)$$

$$-a_1 = 1/4 A^T + 3/4 A^S$$

representando por A^S la intensidad del potencial para el estado singlete ($S = 0$) y A^T para el estado triplete ($S=1$).

Se volverá sobre este punto cuando se analice la reacción ($p, {}^3\text{He}$) en la que son posibles ambos estados: $S=0, S=1$.

Es interesante analizar la expresión

$$\sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} B_{NL}^M(k_a, k_b) \right|^2 \quad (3.7.8.)$$

Como ya hemos dicho, los distintos estados radiales caracterizados por N , para un mismo L , contribuyen coherentemente a la sección eficaz con pesos dados por los G_{NLSJT} , donde éstos son sensibles a las correlaciones inducidas por las interacciones residuales, que, como hemos visto se manifiestan a través de los FPC sobre sumas de las amplitudes de las configuraciones que se usan.

En cuanto a la amplitud B_{NL}^M es análoga a la que se usa en la transferencia de una partícula, sólo que ahora contiene la función de onda $\Psi_{NL}^M(R)$ para el centro de masa del par, en lugar de la función $U_{nl}^m(r)$ que representa el estado ligado del nucleón transferido.

Es decir, en el interior de la suma sobre N , se tiene factorizada la expresión en una parte (G_{NLSJT}) que contiene la información sobre la estructura nuclear y otra (B_{NL}^M) que depende de la cinemática y representa la amplitud de la probabilidad para transferir un nucleido en un orbital N,L dentro de un núcleo sin estructura.

La sección eficaz diferencial puede escribirse:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_{LST} C_{ST}^2 \sum_M |B_L^M|^2 \quad (3.7.9.)$$

a la que se llega, si se introduce la suma sobre N dentro de B_{NL}^M . Por lo tanto, en el interior de B_L^M aparece el "factor

de forma modificado"

$$\tilde{\Psi}_{LSJT}^M(R) = \sum_N G_{NLSJT} \Psi_{NL}^M(R) \quad (3.7.10.)$$

Como las $\Psi_{NL}^M(R)$ son funciones de oscilador armónico (3.6.6.), tienen signos $(-)^{N+1}$ ($N \gg 1$) para R grande. Por lo tanto, si la estructura nuclear conduce a G_{NLSJT} que tengan el mismo signo para todos los N, $\tilde{\Psi}$ será grande en el interior nuclear, pero disminuye en la superficie nuclear, mientras que si los G_{NLSJT} tienen signos alternativos, $\tilde{\Psi}$ se concentra en la superficie y se suma positiva asintóticamente.

Como estamos tratando reacciones directas en las que se supone que el proceso de transferencia se lleva a cabo fundamentalmente en la superficie nuclear, el comportamiento del factor de forma modificado en dicha superficie se evidencia con un crecimiento o decrecimiento de la sección eficaz.

Pero se debe tener en cuenta que en G_{NLSJT} interviene el factor Ω_n (3.6.16). Para estudiar la influencia de éste, veamos antes cuáles son las reglas de selección para las transferencias que tratamos:

$$\underline{J} = \underline{J}_A - \underline{J}_B = \underline{L} + \underline{S} \quad \underline{T} = \underline{T}_A - \underline{T}_B \quad (3.7.11.)$$

además, por las transformaciones y aproximaciones usadas:

$$\underline{L} = \underline{\Lambda} + \underline{\lambda} = \underline{\Lambda} = \underline{l}_1 + \underline{l}_1 \quad \therefore \Delta \pi = (-)^L \quad (3.7.12.)$$

Por lo tanto, L debe ser par, debido a que describimos reacciones entre estados de paridad natural.

Así, para $L = 0$ de (3.5.13)

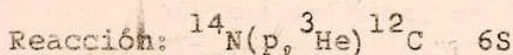
n	N
1	2
2	1
1	1

y para $L = 2$

Es decir, la suma coherente sobre N sólo tiene lugar, dentro de nuestro modelo y zona para la componente $L=0$.

Aparte de que Ω_n sea una función decreciente de n , el hecho que signifique la superposición de los movimientos relativos de dos nucleones en núcleos que no difieren demasiado en masa, hace que la contribución más importante corresponda al $\Omega_{n=1}$ ($N=2$) lo que se puede notar a través de casi toda la tabla 1, haciéndose más evidente cuanto más pesado es el blanco, como era de esperar.

El efecto, no la sección eficaz, de desprestigiar la componente $\Omega_{n=2}$ ($N=1$) se puede observar en el siguiente ejemplo:



L	S	J	T	N	G	G aprox.
0	1	1	0	1	-0.014	0.
				2	-0.085	-0.085
2	1	1	0	1	0.416	0.416

θ_{cm}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{aprox.}}$	
1)	0.	$0.32900 \cdot 10^{-2}$	0.31227×10^{-2}
2)	15.	$0.49738 \cdot 10^{-2}$	0.49544×10^{-2}
3)	30.	$0.18806 \cdot 10^{-2}$	0.18651×10^{-2}

1)	$\frac{1.0536}{1) \text{ aprox.}}$	2)	$\frac{1.00391}{2) \text{ aprox.}}$	3)	$\frac{1.00831}{3) \text{ aprox.}}$
----	------------------------------------	----	-------------------------------------	----	-------------------------------------

(Los resultados anteriores se obtuvieron con el programa CJULIE modificado para transferencia de 2 partículas, que se describirá más adelante).

3.8 Uso del Programa CJULIE Modificado para Transferencia de 2 Nucleones - Normalización - Comparación con el Programa TWO PAR.

Para calcular las distribuciones angulares con el modelo de ondas distorsionadas en la aproximación de Born, se hizo uso del programa CJULIE⁽¹⁶⁾.

Este programa es específico para transferencias de un solo nucleón y calcula el factor de forma, o sea la función de onda ligada de la partícula transferida en un pozo Saxon-Woods

$$1 + e^{-\frac{r-R_0}{a_0}}$$

donde R_0 : radio nuclear, a_0 : difusividad, V_0 : pro-

fundidad.

Para adaptar este programa al caso de transferencia de dos partículas, se tienen varios problemas. En principio hay que reemplazar el factor de forma de una partícula por el factor de forma modificado (3.7.10). En este figura la función $\Psi_{NL}^M(R)$ que depende de la distancia entre los centros de masa de B y el par transferido y que en nuestro cálculo debería ser una función de oscilador armónico del tipo (3.6.6), de masa $m=1$ en un autoestado de energía $e_R = (2N + L + 3/2) \hbar \omega$

Lo que se hace, en la modificación, es reemplazar esta función por la que resulte de la integración en el pozo Saxon-Woods, el que ajusta su profundidad según la energía de ligadura y el número de modos de la partícula (el radio y la difusividad se dan como datos) y el comportamiento asintótico corresponde a una función de Coulomb para energías negativas, si la partícula es cargada o a una función de Hankel para el caso (p,t).

La energía de ligadura que se adjudica a la partícula que representa el centro de masa del par es la que corresponde a la extracción de dicho par (n,p); (n,n) o (p,p) del núcleo $A^{(17)}$.

Respecto a la masa de la partícula, se puede demostrar a partir de la (3.5.1), que si en lugar de la transformación (3.5.4) se hiciera la:

$$\underline{r}_u = \underline{r}_1 - \underline{r}_2 \quad \underline{R}_u = \frac{\underline{r}_1 + \underline{r}_2}{2} \quad (3.8.1.)$$

para el movimiento del centro de masa se resuelve una ecuación equivalente a la (3.5.5), pero para una partícula de masa $2m$ y coordenada $\underline{R}_u = \frac{\underline{R}}{\sqrt{2}}$

Por lo tanto, para el programa CJULIE modificado es indistinto calcular el factor de forma modificado con masa $m=1$, coordenada $R (= \sqrt{2} \frac{A}{B} r_{aA}$ para la aproximación de rango cero), radio nuclear $\sqrt{2} R_0$, difusividad $\sqrt{2} a_0$, o masa $m=2$, coordenada R_u , radio nuclear R_0 , difusividad a_0 . Sólo hay diferencia en la normalización de la función de onda, que se mantiene constante a lo largo de los casos calculados en la capa p y por lo tanto se puede incluir en el D_0^2 .

Lo señalado se puede ver en las figuras 2 y 3.

También es interesante notar que si se hace uso del programa TWO-PAR, que calcula el factor de forma según la (3.5.15) las diferencias en las distribuciones angulares que salen del CJULIE modificado y del TWO-PAR no son significativas (Figura 4).

Como uno de los objetos de este trabajo es encontrar conjuntos de parámetros ópticos promedio para cada clase de reacción, y a través de éstas, una normalización independiente del blanco usado a lo largo de la capa p, es necesario establecer una relación entre la normalización del CJULIE y el CJULIE modificado.

Se sabe que, para transferencia de una partícula⁽¹⁶⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{lsj} = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \frac{|B_{lsj}|^2}{1.0 \times 10^4} \frac{\sigma_{CJULIE}^{lsj}}{2j+1} \quad (3.8.2.)$$

independiente de que la reacción sea "stripping" o "pick-up".

El coeficiente B_{lsj} proviene del elemento de matriz reducido del CJULIE:

$$\begin{aligned} \langle J_B M_B S_b m_b | V | J_A M_A S_a m_a \rangle &= \sum_{lsj} B_{lsj} \langle J_A J M_A m | J_B M_B \rangle \times \\ &\times \langle S_b S m_b m | S_a m_a \rangle \langle l s m m_s | j m_j \rangle \times \\ &\times F_{lsj}(r_{aA}) \int \left(\frac{B}{A} r_{bB} - r_{aA} \right) \end{aligned} \quad (3.8.3.)$$

donde $F_{lsj}(r_{aA})$ es el factor de forma para transferencia de una partícula.

Para el caso de transferencia de dos nucleones, se tiene:

$$\begin{aligned} \langle J_B M_B S_b M_b | V | J_A M_A S_a M_a \rangle &= \sum_{LSJ} \left\{ \sqrt{2S+1} \langle T_B T M_T M_T | T_A M_T \rangle \right. \\ &\times \left. \sqrt{\frac{2J_A+1}{2J_B+1}} \sqrt{\frac{2S_b+1}{2S_a+1}} (-)^{J_A+J-J_B} \right\} \langle J_A J M_{J_A} M | J_B M_{J_B} \rangle \langle L S M M_S | J M_J \rangle \\ &\langle S_b S M_{S_b} M_S | S_a M_{S_a} \rangle \int \left(\frac{B}{A} r_{bB} - r_{aA} \right) \times \sum_N (b_{ST} G_{NLSJT}) \Psi_{NL}^{M(R)} \end{aligned} \quad (3.8.4.)$$

$$\therefore B_{LSJ} = D_0 \sqrt{2S+1} \sqrt{\frac{2J_A+1}{2J_B+1}} \langle T_B T M_{T_B} M_T | T_A H_{T_A} \rangle \times \sqrt{\frac{2S_b+1}{2S_a+1}} (-)^{J_A+J-J_B} \quad (3.8.5.)$$

y por lo tanto, para el "pick-up" de dos partículas:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{LSJ} = \frac{2S_b+1}{2S_a+1} \frac{D_0^2}{1. \times 10^4} \frac{2S+1}{2J+1} G_{CJULIE-MOD}^{LSJ} \times \langle T_B T M_{T_B} M_T | T_A H_{T_A} \rangle^2 \quad (3.8.6.)$$

mientras, que para "stripping":

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{LSJ} = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \frac{D_0^2}{10^4} \frac{2S+1}{2J+1} \times G_{CJULIE-MOD}^{LSJ} \times \langle T_A T M_{T_A} M_T | T_B H_{T_B} \rangle^2 \quad (3.8.7.)$$

Otra modificación útil, para nuestro caso, en el cual la sección eficaz diferencial generalmente consta de sumas incoherentes sobre L, S, J, T, es que el programa las haga automáticamente cuando así se lo indique mediante alguna opción, y además dé el resultado de dicha sección eficaz, a menos del factor constante para cada tipo de reacción:

$$\left(\frac{2S_b+1}{2S_a+1} \times \frac{D_0^2}{10^4} \text{ para "pick-up"} \quad \& \quad \frac{D_0^2}{10^4} \text{ para "stripping"} \right)$$

También se tuvo en cuenta que el factor de forma del CJULIE es siempre positivo para R grandes y por lo tanto, para el caso L=0 (N=1, 2) se debe agregar la fase $(-)^N$ a cada G_{NLSJT} para que el factor de forma modificado tenga el comportamiento asintótico de acuerdo a nuestro cálculo.

3.9 Influencia de la capa (s-d). Coeficientes de estructura perturbados.

Para núcleos que corresponden a la parte superior de la capa-p ($A=12,13,14,15$), es interesante investigar la influencia de la capa (s-d). En este trabajo se lo hace a través de un tratamiento perturbativo, llegando a establecer los coeficientes de estructura perturbados y su influencia en los G_{NLSJT} , calculados previamente.

Para la función de onda perturbada de A nucleones, se tiene la siguiente expresión:

$$\tilde{\Psi}_A(\alpha_A J_A T_A) = \Psi_A^{ACOP.INT}(\alpha_A J_A T_A) + \sum_{\substack{\alpha_B J_B T_B \\ \gamma_2 J_2 T_2}} \frac{\langle \alpha_B J_B T_B, (sd)^2 \gamma_2 J_2 T_2; J_A T_A | V | \alpha_A J_A T_A \rangle}{E(\alpha_B J_B T_B \gamma_2 J_2 T_2) - E(\alpha_A J_A T_A)} \times \Psi_A(\alpha_B J_B T_B, (sd)^2 \gamma_2 J_2 T_2; J_A T_A) \quad (3.9.1)$$

donde $\Psi_A(\alpha_B J_B T_B, (sd)^2 \gamma_2 J_2 T_2; J_A T_A)$ representa la función de onda antisimétrica y normalizada de (A-2) nucleones en la capa-p más 2 nucleones en la (s-d), acoplados (los A) a J_A y T_A . Dicha función de onda puede escribirse:

$$\sum_{i < j} (-)^{i+j+1} \Psi_{p^{A-2}}^{ACOP.INT.}(x_1, \dots, x_{i-1}, x_{i+1}, \dots, x_{j-1}, x_{j+1}, \dots, x_A) \Phi_{(sd)^2}(x_i, x_j) / \sqrt{\binom{A-2}{2}} \quad (3.9.2)$$

Esta suma tiene $\binom{A-2}{2}$ términos (consideramos, como siempre, la capa ls cerrada), ortogonales entre sí. Por lo tanto, si $\Phi_{(sd)^2}$ y $\Psi_{p^{A-2}}$ son antisimétricas y normalizadas, la función total también lo es. Para calcular:

$$\langle \alpha_B J_B T_B, (sd)^2 \gamma_2 J_2 T_2; J_A T_A | \sum_{i < j} V_{ij} | \alpha_A J_A T_A \rangle \quad (3.9.3)$$

debemos tener en cuenta que, por simetría, cada uno de los sumandos de la (3.9.2) contribuye igual. Es decir la (3.9.3) resulta:

$$\langle [\Phi_{(sd)^2}(x_1, x_2) \Psi_{p^{A-2}}^{ACOP.INT.}(x_3, \dots, x_A)]^{J_A T_A} | V_{12} | \alpha_A J_A T_A \rangle \times \sqrt{\binom{A-2}{2}} \quad (3.9.4)$$

La (3.9.1) se puede escribir, entonces:

$$\tilde{\Psi}_A(\alpha_A J_A T_A) = \Psi_A^{ACOP.INT}(\alpha_A J_A T_A) + \sum_{\substack{\alpha_B J_B T_B \\ \gamma_2 J_2 T_2}} \sqrt{\binom{A-2}{2}} \frac{\langle [\Phi_{(sd)^2} \Psi_{p^{A-2}}^{ACOP.INT.}(\alpha_B J_B T_B)]^{J_A T_A} | V_{12} | \alpha_A J_A T_A \rangle}{E(\alpha_B J_B T_B \gamma_2 J_2 T_2) - E(\alpha_A J_A T_A)} \times \sum_{i < j} (-)^{i+j+1} \Psi_{p^{A-2}}^{ACOP.INT.}(x_1, \dots, x_A) \Phi_{(sd)^2}(x_i, x_j) / \sqrt{\binom{A-2}{2}} \quad (3.9.5)$$

Reemplazando la (3.9.5) en la expresión de T_{fi} , se obtiene

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{fi} = & \binom{Q+2}{2} \binom{A-2}{2}^{1/2} \text{Jacob} \left\{ \int \phi^{(-)*}(\underline{r}_b, \underline{r}_{b'}) \Psi_b \Psi_B |V(\rho)| \cdot \right. \\ & \Psi_A \Psi_a \phi^{(+)}(\underline{r}_a, \underline{r}_{a'}) + \sum_{\substack{\alpha_B J_B T_B \\ \delta_2 J_2 T_2}} \sqrt{\binom{A-2}{2}} \frac{\langle \Phi_{sd}^2 \Psi_{A-2} | V_{12} | \alpha_A J_A T_A \rangle}{E(\alpha_B J_B T_B \delta_2 J_2 T_2) - E(\alpha_A J_A T_A)} \times \\ & \times \left. \int \phi^{(-)}(\underline{r}_b, \underline{r}_{b'}) \Psi_b \Psi_B |V(\rho)| \left[\sum_{i < j} (-)^{i+j+1} \frac{\Psi_{A-2}(x_1, \dots, x_A) \Phi_{sd}^2(x_i, x_j)}{\sqrt{\binom{A-2}{2}}} \right] \right. \\ & \times \Psi_a \phi^{(+)}(\underline{r}_a, \underline{r}_{a'}) d\underline{r}_{aA} d\underline{r}_{bB} \quad (3.9.6) \end{aligned}$$

En la segunda integral de (3.9.6) sólo contribuye el sumando que contenga en Ψ_{A-2} las mismas coordenadas que Ψ_B .

La $\Phi_{sd}^2(\gamma_2 J_2 T_2)$, se puede expresar como:

$$|\Phi_{sd}^2 \delta_2 J_2 T_2\rangle = \sum_{(\lambda\mu) L' S'} \Delta_{(\lambda\mu) L' S'}^{\delta_2 J_2 T_2} |(\lambda\mu) L' S' J_2 T_2\rangle \quad (3.9.7)$$

tomando como base las funciones $|(\lambda\mu) L S J T\rangle$ dadas por la representación $SU_3^{(19)}$ y obteniendo los coeficientes $\Delta_{(\lambda\mu) L S}^{\delta J T}$

de diagonalizar la interacción residual, ajustando el esquema de niveles de energía de la masa 18 (Apéndice 3).

Además:

$$|(\lambda\mu) L' S' J_2 T_2\rangle = \sum_{l_a l_b} A_{l_a l_b}^{(\lambda\mu) L' S'} (l_a l_b)^{(2T_2+1)(2S'+1)} |L' J_2\rangle \quad (3.9.8)$$

Para la $|l_a l_b\rangle L' S' J_2 T_2$ se utiliza la transformación (3.5.11) suponiendo, como antes, que el movimiento relativo es un estado s ($\lambda=0$):

$$|l_a l_b\rangle L' S' J_2 T_2 = \sum_{N_d M_d L' M_s'} \langle m_a 0 N_d L', L' | l_a l_b, l_b l_b, L' \rangle \quad (3.9.9)$$

$$\langle L' S' M_{L'} M_{S'} | J_2 M_{J_2} \rangle \Phi_{M_d 0}^0(\underline{r}) \Psi_{N_d L'}^{M_{L'}}(\underline{r}) \chi(T_2 S' M_{S'} M_{T_2})$$

Finalmente, la (3.9.6):

$$\tilde{T}_{fi} = 1/\sqrt{2} \binom{Q+2}{2}^{1/2} \Omega \sum_{T S \square M} \sum_{M_T M_S M_{T_2} M_{S_2}} \sqrt{2L+1} \langle J_B J_B M_J | J_A M_{J_A} \rangle \langle T_B M_{T_B} M_T | T_A M_{T_A} \rangle$$

$$\langle L S M M_S | J M_J \rangle \langle S S_2 M_S M_{S_2} | S_B M_{S_B} \rangle \langle T T_2 M_T M_{T_2} | T_B M_{T_B} \rangle \times$$

$$\times \left\{ \sqrt{2} \Omega_{np} \langle n_p 0 N L, L | 0 1 0 1, L \rangle \cdot \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, L S J T \end{matrix} + \sum_{\delta_2(\lambda \mu)} \sqrt{2} \Omega_{nd} \right.$$

$$\times \langle m_a 0 N L, L | m_a l_a m_b l_b, L \rangle (i)^{l_a+l_b} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T \end{matrix} \Delta_{(\lambda \mu) L S}^{\delta_2 J T} A_{l_a l_b}^{(\lambda \mu) L S}$$

$$\cdot B_{NL}^M(k_a, k_b) \quad (3.9.10)$$

Análogamente a la (3.6.20), queda ahora definido el coeficiente de estructura perturbado:

$$G_{NLSJT} = G_{NLSJT}(p^2) + G_{NLSJT}((sd)^2) \quad (3.9.11)$$

con:

$$G_{NLSJT}((sd)^2) = \sum_{\delta_2(\lambda \mu) l_a l_b} \sqrt{2} \Omega_{nd} \langle m_b 0 N L, L | \mu_a l_a \mu_b l_b, L \rangle$$

$$\times (i)^{l_a+l_b} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T \end{matrix} \Delta_{(\lambda \mu) L S}^{\delta_2 J T} A_{l_a l_b}^{(\lambda \mu) L S} \quad (3.9.12)$$

donde:

$$\begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T \end{matrix} = \sqrt{\binom{A-2}{2}} \frac{\langle \Delta_{(\lambda \mu) L S}^{\delta_2 J T} \Psi_{p^{A-2}}^{\alpha_B J_B T_B} \rangle J_A T_A | V_{12} | \alpha_A J_A T_A \rangle}{E(\alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T) - E(\alpha_A J_A T_A)} \quad (3.9.13)$$

Para calcular la (3.9.13) hay que tener en cuenta las expresiones (3.4.1), (3.4.4), (3.9.7), (3.9.8), obteniéndose:

$$\begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T \end{matrix} = (E(\alpha_B J_B T_B, \delta_2 J T) - E(\alpha_A J_A T_A))^{-1} \sum_{\substack{(\lambda'' \mu'') L''_2 \\ S''_2, l'_a l'_b, L'_2}} \begin{matrix} \alpha_A J_A T_A \\ \alpha_B J_B T_B, \delta_2 L'_2 S''_2 J T \end{matrix}^*$$

$$\times \Delta_{(\lambda'' \mu'') L''_2}^{\delta_2 J T} A_{l'_a l'_b}^{(\lambda'' \mu'') L''_2} \cdot \langle (l'_a l'_b)^{sd} L''_2 S''_2 J T | V_{12} | p^2 L''_2 S''_2 J T \rangle \quad (3.9.14)$$

Veamos la expresión general de $\langle n_1 l_1, n_2 l_2, L S J T | V_{12} | n'_1 l'_1, n'_2 l'_2, L' S' J T \rangle$, utilizando la transformación (3.5.11) y reacomodando convenientemente:

$$\langle n_1 \ell_1 \mu_1 \ell_2 \mu_2, LSJT | V_{12} | n'_1 \ell'_1 \mu'_1 \ell'_2 \mu'_2, L'S'JT \rangle = \sum_{\substack{m \lambda N \Lambda \\ m' \lambda' N' \Lambda'}} \sum_{II'} (-)^{S+L-J} \cdot$$

$$(-)^{S'+L'-J} \begin{Bmatrix} S & \lambda & I \\ \Lambda & J & L \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S' & \lambda' & I' \\ \Lambda' & J' & L' \end{Bmatrix} \sqrt{(2I+1)(2L+1)(2I'+1)(2L'+1)} (-)^{S+\lambda+\Lambda+J}$$

$$(-)^{S'+\lambda'+\Lambda'+J} \langle m \lambda N \Lambda, L | \mu_1 \ell_1 \mu_2 \ell_2, L \rangle \langle m' \lambda' N' \Lambda', L' | \mu'_1 \ell'_1 \mu'_2 \ell'_2, L' \rangle$$

$$(-)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 0 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \langle (S, m \lambda) I, N \Lambda; JT \| V_{12} \| (S', m' \lambda') I', N' \Lambda'; JT \rangle$$

(3.9.15)

Como V_{12} actúa sobre la parte relativa, la (3.9.15), puede escribirse:

$$\sum_{\substack{m \lambda N \Lambda \\ m' \lambda' N' \Lambda'}} \sum_{II'} (-)^{S+L-J} \begin{Bmatrix} S & \lambda & I \\ \Lambda & J & L \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S' & \lambda' & I' \\ \Lambda' & J' & L' \end{Bmatrix} \sqrt{(2I+1)(2L+1)(2I'+1)(2L'+1)} \times$$

$$\times (-)^{S+\lambda+\Lambda+J} (-)^{S'+\lambda'+\Lambda'+J} \langle m \lambda N \Lambda, L | \mu_1 \ell_1 \mu_2 \ell_2, L \rangle \langle m' \lambda' N' \Lambda', L' |$$

$$| \mu'_1 \ell'_1 \mu'_2 \ell'_2, L' \rangle (-)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 0 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} (-)^{I+\Lambda+J} \sqrt{2I+1} \times$$

$$\langle (S, m \lambda) I \| V_{12} \| (S', m' \lambda') I' \rangle \begin{Bmatrix} I & J & \Lambda \\ J & I & 0 \end{Bmatrix} \delta(N \Lambda') \delta(\Lambda \Lambda')$$

(3.9.16)

que puede expresarse:

$$\sum_{m \lambda m' \lambda'} \sum_{N \Lambda I} (-)^{L+\lambda+L'+\lambda'} \cup (S \lambda J \Lambda, I L) \cdot$$

$$\cup (S' \lambda' J' \Lambda', I' L') (m \lambda N \Lambda, L | \mu_1 \ell_1 \mu_2 \ell_2, L) (m' \lambda' N' \Lambda', L' | \mu'_1 \ell'_1 \mu'_2 \ell'_2, L')$$

$$\times \langle (m \lambda, S) I | V_{12} | (m' \lambda', S') I' \rangle \quad (3.9.17)$$

En la (3.9.17), los elementos de matriz de la interacción nucleon-nucleon se han obtenido de ref. (35).

Teniendo en cuenta la contribución de la capa (s-d), el momento angular L del centro de masa del par transferido puede ahora tomar

los valores 0, 2, 4. De la relación:

$$2n_d + 2N + L = 2n_a + l_a + 2n_b + l_b = 8$$

resulta:

		n_d	N
Para L = 0	$4 = n_d + N$	1	3
		2	2
		3	1
Para L = 2	$3 = n_d + N$	1	2
		2	1
Para L = 4	$2 = n_d + N$	1	1

Por lo tanto, los $G_{NLSJT} ((sd)^2)$ se suman coherentemente a los $G_{NLSJT} (p^2)$ en todos los casos calculados para estos anteriormente, pero, además dan lugar a nuevas contribuciones (L = 0, N = 3; L = 2, N = 2; L = 4, N = 1).

Respecto de la diferencia de energía $E(\alpha_B J_B T_B \gamma_2 J_2 T_2) - E(\alpha_A J_A T_A)$, ésta puede expresarse como:

$$\Delta E = \mathcal{E}_{\alpha_B J_B T_B}^{p^B} + \mathcal{E}_{\gamma_2 J_2 T_2}^{(sd)^2} + 2\Delta - \mathcal{E}_{\alpha_A J_A T_A}^{p^A}$$

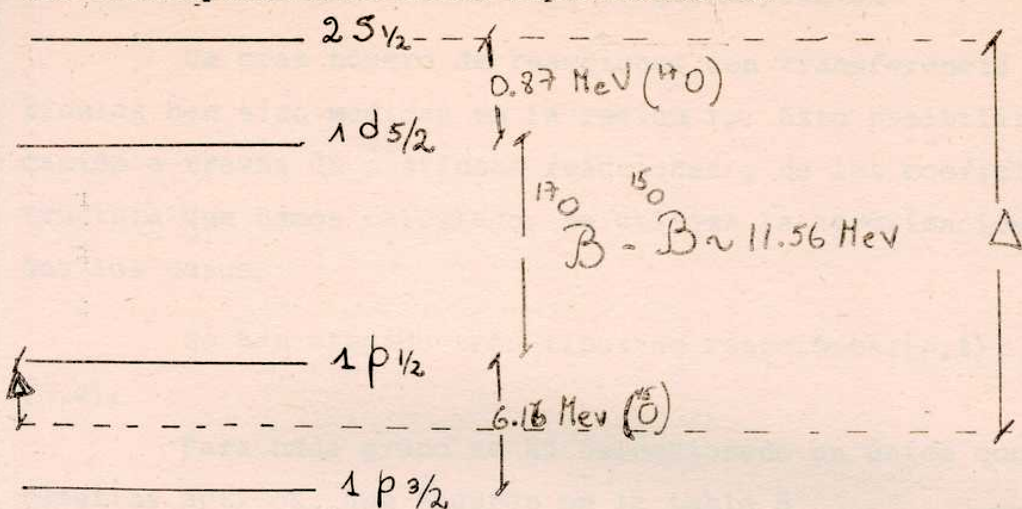
donde :

$\mathcal{E}_{\alpha_B J_B T_B}^{p^B}$ = autovalor de la energía del estado $\alpha_B J_B T_B$ del núcleo B, obtenido en la diagonalización para el acoplamiento intermedio.

$\mathcal{E}_{\gamma_2 J_2 T_2}^{(sd)^2}$ = autovalor para el estado $\gamma_2 J_2 T_2$ de dos partículas en la capa (sd), obtenido en la diagonalización correspondiente. (Apéndice 3)

$\mathcal{E}_{\alpha_A J_A T_A}^{p^A}$ = autovalor del estado $\alpha_A J_A T_A$ del núcleo A, en acoplamiento intermedio.

Para determinar Δ , se tiene en cuenta el siguiente esquema, con los correspondientes datos experimentales:



Como $\Delta : -a \bar{l} \cdot \bar{s} = -a \frac{1}{2} (j(j+1) - 11/4)$

Para $j = 1/2$:

$$= -a \quad 4.11 \text{ MeV} \quad (\text{en el } ^{15}\text{O})$$

Por lo tanto:

$$\Delta \cong (4.11 + 11.56 + 0.87) \text{ MeV} \sim 16.54 \text{ MeV}$$

Si ahora se hace este cálculo, pero a través de un modelo de capas deformado, con deformación típica de la zona que se trata, se llega a : $\Delta \sim 7 \text{ MeV}$

Mediante el programa TABULADOR 3 se calcularon los $G_{\text{NLSJT}} ((sd)^2)$ para todos los casos de interés, comenzando con "pick-up" sobre un blanco de ^{12}C , llegando hasta "pick-up" en un blanco de ^{15}N .

En general, estos coeficientes casi no contribuyen a los calculados con la configuración p, es decir, su influencia no puede ser observada a través del cambio de forma o normalización en las distribuciones angulares.

En la tabla 7, se muestran algunos resultados.

4. APLICACIONES.

4.1 Generalidades. Constante de normalización

Un gran número de reacciones con transferencia de dos partículas han sido medidas en la región $1p$. Esto posibilita la verificación a través de distintas reacciones, de los coeficientes de estructura que hemos calculado. Se utiliza la aproximación DWBA en todos los casos.

Se han elegido tres tipos de reacciones: (p,t) , $(p, {}^3\text{He})$ y (d,α) .

Para cada grupo se ha seleccionado un único conjunto de parámetros ópticos, que figuran en la tabla 6.

El hecho de utilizar un único conjunto posibilita relacionar intensidades de secciones eficaces en diferentes núcleos a través de una sola constante de normalización.

Es importante señalar diversos factores que influyen en el acuerdo entre la experiencia y el modelo teórico usado:

- a) Es posible que, para algunos estados excitados la contribución de otras capas sea no despreciable.
- b) Nuestro tratamiento supone mecanismo de interacción directa, "stripping" o "pick-up", mientras que es factible que contribuyan también otros mecanismos de reacción como ser el de formación de núcleo compuesto.
- c) El haber despreciado efectos de interacción spin-órbita para los canales ópticos de entrada y salida trae como consecuencia la suma incoherente sobre L, S, J, T .

Si se tuviera en cuenta la interacción spin-órbita, la expresión (3.7.5) muestra una suma coherente sobre L y S , que en algunos casos se traduce en una disminución de la sección eficaz y cambio de forma. Este efecto podría modificar los casos $(p, {}^3\text{He})$ que contienen contribuciones de $S=0$ y $S=1$.

- d) El elegir un único conjunto de parámetros ópticos tiene la desventaja de que éste no describe apropiadamente las formas de las distribuciones angulares en algunos casos.
- e) La correspondencia entre los niveles observados experimentalmente y los obtenidos del cálculo de acoplamiento intermedio ha sido tomada de referencia (8) y para aquéllos estados no asignados allí,

usando argumentos de ordenamiento energético. Cabe la posibilidad de que algunas funciones de onda no estén correctamente asignadas al nivel experimental correspondiente.

- f) El modelo óptico es, generalmente exitoso para núcleos pesados y medios ⁽²⁰⁾, es decir, cuanto más cerca estén estos de la materia nuclear uniforme. Para núcleos muy livianos, como es el caso de los de la capa-p, este modelo es válido, a priori, para ángulos de "scattering" pequeños. Lamentablemente las distribuciones experimentales están medidas a partir de aproximadamente 20°, lo que hace que no se tenga información a comparar con la parte más delantera.

Para determinar la constante de normalización se usó, como medida de la intensidad de la transición los valores de las secciones eficaces experimentales integradas en un rango de $\theta_{CM}=15^{\circ}-50^{\circ}$ para (p,t) y (p, ³He) y $\theta_{CM}=20^{\circ}-60^{\circ}$ para (d, α). En general, estos rangos son compatibles con la información experimental y la validez del modelo óptico cubriendo el segundo pico para transiciones con L=0 y el primer pico para las de L=2. Los valores de dichas integrales, dentro de cada grupo de reacciones se podrían ordenar de acuerdo a distintas propiedades, por ejemplo número de masa del blanco y energías de excitación. Esto daría como resultado un gráfico con puntos dispersos que dificultaría su relación con las análogas integrales teóricas. Por esta razón, se eligió ordenar los valores experimentales en orden decreciente de intensidad poniendo en evidencia, para cada grupo de reacciones estudiadas, una cierta y determinada tendencia en el decrecimiento. Graficando los correspondientes valores de las secciones eficaces teóricas integradas en los mismos rangos, se puede observar un agrupamiento alrededor de la tendencia experimental de aquellos puntos bien descritos por la teoría a menos del factor a determinar, o sea la constante de normalización. Al efectuar el ajuste entre la curva decreciente experimental y los puntos teóricos, se debe tener en cuenta que los casos en que el desvío del punto teórico respecto de la función experimental es mucho mayor que el desvío promedio, son probablemente casos afectados por algunos de los factores (a)...(f) mencionados anteriormente.

4.2 Reacciones (p, t)

Se estudian 17 reacciones (p, t) cuyas características principales (Números cuánticos, energía de excitación, número de reacción y referencia) se dan en la Tabla 4, mientras que en la Tabla 5 figuran respectivamente: Q de la reacción, energía de ligadura del par (n, n) respecto del estado fundamental del núcleo residual, energía de excitación máxima que se ha tenido en cuenta y energía del proyectil (protón) incidente.

Como puede verse, si bien las energías del protón incidente están restringidas a un rango de 40-50 MeV, las energías de los tritones salientes varían entre 13-40 MeV. Es de suponer, entonces, que los parámetros ópticos apropiados para el canal de salida deberían variar considerablemente. A pesar de esta posible objeción al uso de un conjunto de parámetros promedio puede verse, en las figuras 5 y 6, que las distribuciones angulares ajustan muy bien para las reacciones nº 1, 2, 5, 6, 7 y 13 y aceptablemente en casi todos los otros casos para el rango de integración.

En la figura 13 se puede observar la relación entre las intensidades teóricas y experimentales que se traduce en un factor de normalización $\mathcal{N} = 100$ donde

que para el caso (p, t) resulta :
$$\mathcal{N} = \frac{D_0^2}{10^4} a_0^2$$
 donde D_0^2 tiene el significado dado por la (3.6.21) y a_0^2 el de la (3.7.6)

4.3 Reacciones (p, ^3He)

En este caso se estudiaron 32 reacciones (p, ^3He) cuyas características pueden verse en las Tablas 4 y 5 y los parámetros ópticos en la Tabla 6. El rango de energía del protón incidente es de 40-50 MeV. Para el ^3He saliente se tiene una variación de 16-46 MeV. Sin embargo, en las figuras 7, 8_a, 8_b y 9 pueden observarse muy buenos acuerdos en forma para las distribuciones nº 1, 2, 4, 12, 17', 16, 18, 19, 21, 22, 29 y 30, siendo aceptable en la mayoría de los casos restantes.

Para esta reacción tenemos 3 subgrupos: transferencias con T=0, transferencias con T=1 y, por último, transferencias con mezclas de T=0 y T=1. Si en principio se considera $a_0 = a_1$ (intensidad del

canal singlete = intensidad del canal triplete) la (3.7.6) se hace igual a la (3.7.4) y la relación entre las secciones eficaces integradas teóricas y experimentales se pueden observar en las figuras 14_a, 14_b y 15_a, que lleva a:

$$\int_{T=0}^{a_0=a_1} = 20 \quad \int_{T=1}^{a_0=a_1} = 80 \quad \int_{T=0,1}^{a_0=a_1} = 40$$

Si ahora consideramos $\int_{T=0} = a_1^2 D_0^2$; $\int_{T=1} = a_0^2 D_0^2$, se deduce que $a_0^2 / a_1^2 = 4$

Por lo tanto, teniendo en cuenta esta diferencia de intensidad entre los canales singlete y triplete para el caso T=0,1 (figura 15_b) se obtiene:

$$\int_{T=0,1}^{a_0=2a_1} = 20$$

Con este último resultado se infiere un único D_0^2 para el caso (p, ³He), ya que

$$\int_{T=0} = a_1^2 D_0^2 = 20 \quad \int_{T=1} = a_0^2 D_0^2 = 4 a_1^2 D_0^2 = 80$$

$$\int_{T=0,1} = a_1 D_0^2 = 20 \quad \therefore \frac{\int_{T=0}}{\int_{T=0,1}} = 1 \quad \frac{\int_{T=1}}{\int_{T=0,1}} = \frac{4 a_1^2 D_0^2}{a_1^2 D_0^2} = \frac{80}{20} = 4$$

Este resultado es interesante porque pone en evidencia la necesidad de usar en las fuerzas entre dos nucleones partes con intercambio de spin.

4.5 Reacciones (d,α)

Se analizaron para este grupo 24 casos cuyas características pueden verse en las Tablas 5 y 6 y los parámetros ópticos en la Tabla 6. El rango energético del deuterón, como proyectil, va desde 13-27.5 MeV, mientras que el de la alfa saliente va de 14 a 28 MeV.

Los acuerdos en forma para las distribuciones angulares teóricas y experimentales pueden observarse en las figuras 10, 11 y 12.

Si bien la pendiente de las curvas teóricas reproduce en general la de las experimentales, el detalle de la estructura de las distribuciones no es bueno.

En la figura 15, se muestra la relación entre las secciones integradas teóricas y experimentales que lleva a determinar la constante de

normalización:

$$\chi_{(d,\alpha)} = 50 = \sum_d D_0^2 \alpha_1^2$$

5. CONCLUSIONES.

A través de un gran número de transiciones en diferentes núcleos de la capa p se ha correlacionado la experiencia con las predicciones teóricas obtenidas usando la descripción de acoplamiento intermedio para la estructura nuclear y la aproximación DWBA para la amplitud de la transferencia.

En general se ha obtenido un buen acuerdo en la forma de las distribuciones angulares y, fundamentalmente, se ha observado que las intensidades de las secciones eficaces teóricas se agrupan, en promedio, alrededor de las análogas experimentales.

Este resultado nos indica que la aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA) puede aplicarse con cierta confianza a reacciones en esta región de la tabla periódica a pesar de ser una zona límite en cuanto a la validez del modelo óptico.

Por otra parte, las discrepancias que pudiera haber en algunos casos particulares, respecto de las formas de las distribuciones angulares, son probablemente una consecuencia del uso de un único conjunto de parámetros ópticos para cada tipo de reacción, sin variarlos según las diferentes masas de los blancos y energías de las partículas de entrada y salida. En cambio, la filosofía de usar estos conjuntos únicos nos permite relacionar las intensidades a lo largo de toda la región.

Para un estudio más en detalle de los acuerdos entre los resultados experimentales y las predicciones de esta tesis, debemos recordar que las funciones de onda para los núcleos de la capa $1p$ se obtienen con un modelo de interacciones efectivas⁽⁸⁾, donde éstas se ajustan a fin de reproducir el espectro de energía de los niveles más bajos. En su momento se vio que los resultados no dependían críticamente del modelo, siempre que se cumpliera la condición de ajustar el espectro de energías.

Es interesante, entonces, notar que en estos casos los elementos de matriz de la transferencia de dos nucleones también tienen, en general, un buen ajuste con la experiencia.

Es de esperar, asimismo, que las transferencias de pares con momento angular J e isospin T correspondientes a términos impor-

tantes de la fuerza sean los mejor descriptos. En efecto, las transferencias de pares con $J=0$, $T=1$ están muy bien predichas, tanto en (p,t) como en $(p, {}^3\text{He})$. El correspondiente elemento de matriz de la fuerza es de los más grandes, y en un esquema de fuerza de apareamiento, correspondería a un G propio de zona superconductora (41). También las transferencias tipo deuterón ($J=1$, $T=0$) están bien dadas, y se corresponden con un elemento de matriz grande de la fuerza. Estas son las interacciones efectivas importantes en la obtención del espectro de energía a lo largo de toda la zona.

Otros términos J , T intervienen de manera menos fundamental en el cálculo de acoplamiento intermedio, o porque lo hacen de una manera poco directa, o porque su valor está dado por la necesidad de obtener correctamente uno solo de los 35 datos usados en el ajuste de ref. (8). Los resultados de esta tesis indican que las transferencias subestimadas en las reacciones (p,t) tienen una fuerte contribución $J=2$, $T=1$ y corresponden a núcleos con estructura complicada. Es este uno de los casos donde, aparentemente, un cálculo de interacciones efectivas obtenidas sólo ajustando energías no produce funciones de onda apropiadas o, invirtiendo el argumento, donde valores diferentes del término $J=2$, $T=1$, por ej., podrían dar funciones de onda que produjesen mejores resultados para la transferencia correspondiente, sin afectar mayormente los ajustes de las energías.

Un estudio sistemático de las reacciones de transferencia de dos partículas en la capa p nos permite subrayar su valor como herramienta espectroscópica, al tiempo que confirmar la validez de la aproximación de Born de ondas distorsionadas y la bondad del modelo de capas en acoplamiento intermedio para describir los núcleos de la zona.

APENDICE 1

FUNCIONES DE ONDA DE NUCLEOS DE LA CAPA-P EN EL MODELO DE ACOPLAMIENTO INTERMEDIO. COEFICIENTE DE PARENTESCO FRACCIONAL.

Las funciones de onda de los núcleos pertenecientes a la capa-p, se dan en este trabajo en la representación de acoplamiento L-S.

Para indicar la base de funciones en acoplamiento L-S, se usa la siguiente notación:

$$|p^n [f] p T S \chi L J M_T M_J \rangle \quad (A. 1. 1)$$

donde: p es el momento orbital de cada nucleon, n es el número de nucleones en la capa; T , S , L , J son, respectivamente, el isospin, spin, momento angular orbital y el momento total del estado.

$[f]$ indica la partición (diagrama de Young), ligado a la simetría orbital del estado.

Los números adicionales p, χ se introducen a fin de distinguir estados para los cuales las representaciones irreducibles de la cadena grupal $SU_{21+1} \supset SU_2 \cdot SU_2$, no alcanzan a clasificarlos completamente.

De esta manera, cada estado nuclear puede ser desarrollado en la siguiente forma:

$$|\alpha J T \rangle = \sum_{[f] p S \chi L} A_{[f] p S \chi L}^{\alpha J T} |[f] p T S \chi L J \rangle \quad (A. 1. 2)$$

Los coeficientes $A_{[f] p S \chi L}^{\alpha J T}$ se obtienen al diagonalizar la matriz de interacción. Es decir, el problema consiste en determinar los elementos de matriz:

$$H_{ij} = \langle [f_i] p_i T_i S_i \chi_i L_i, J T | \sum_{i < j} V_{ij} | [f_j] p_j T_j S_j \chi_j L_j, J T \rangle \quad (A. 1. 3)$$

Esto se lleva a cabo expresando la (A.1.1), como combinación de estados de $(n-2)$ partículas y de las dos restantes, acopladas a los números cuánticos del sistema total ⁽⁷⁾:

$$|p^n [f] p T S L \chi L J \rangle = \sum_{\substack{[f'] p' T' S' \chi' L' \\ f_{12} T_{12} S_2 L_{12}}} \sqrt{\frac{n_{[f']}}{n_{[f]}}} C_{[f'] p' T' S', [f_{12}] T_{12} S_2}^{[f] p T S}$$

$$x \begin{matrix} \curvearrowright [f] \chi_L \\ \curvearrowleft [f'] \chi' L', [f_{12}] L_{12} \end{matrix} \cdot \left| \rho^{n-2} [f'] \rho' T' S' X' L', \rho^2 [f_{12}] T_{12} S_{12} L_{12}, TSL \right\rangle$$

(A - 1 - 4)

donde:

$n_{[f']}$ y $n_{[f]}$ son las dimensiones de las representaciones $[f']$ de S_{n-2} y $[f]$ de S_n ; $\begin{matrix} \curvearrowright [f'] PTS \\ \curvearrowleft [f] \rho' T' S' [f_{12}] T_{12} S_{12} \end{matrix}$ y

$\begin{matrix} \curvearrowright [f] \chi_L \\ \curvearrowleft [f'] \chi' L', [f_{12}] L_{12} \end{matrix}$ son coeficientes de parentesco fraccional puramente carga-spin y puramente orbital, respectivamente (7).

La interacción más general entre dos partículas i y j es: (36)

$$V_{ij} = (S_{(ij)}^\lambda \cdot L_{(ij)}^\lambda) \bar{C}_0^\rho (ij) \quad (A.1.5)$$

- S^λ = operador tensorial de orden λ en el espacio spin.
- L^λ = operador tensorial de orden λ en el espacio orbital.
- \bar{C}^ρ = operador tensorial de orden ρ en el espacio isospin.

Teniendo en cuenta la (A.1.4) y (A.1.5), finalmente la (A.1.3), queda expresado en función de elementos de matriz entre estados de dos partículas.

Es en esta etapa que quedan dos caminos a seguir:

- a) dar los elementos de matriz como parámetros.
- b) proponer una interacción y dar sus parámetros.

Tanto en un caso, como en el otro, los elementos de matriz o los parámetros de la interacción se obtienen ajustando los valores teóricos con los experimentales.

S. Cohen y D. Kurath (8), obtuvieron los valores numéricos para los

distintos 15 elementos de matriz en la capa-p. Haciendo uso de estos valores se calcularon los (A.1.3) y, por último, los coeficientes $A^{\alpha J T}$ (37) que son los que figuran en la (3.4.4), como $[f] p_T s_{XL} ([f] p_T s_{XL} | \alpha J)$.

Además de calcular los esquemas de los niveles de energía para todos los núcleos entre $A = 6$ y $A = 15$, con los potenciales de Cohen-Kurath, también se lo hizo para un potencial escalar con parámetros dados por Boyarkina⁽¹³⁾, y en los extremos J-J y L-S.

-.-.-.-.-

En la expresión (3.4.1) se ha escrito en forma general, la función de onda de A nucleones en función de las de B y 2 nucleones. Ahora se demostrará, dentro del modelo usado su forma particular en la que aparece la (3.4.4).

Por (A.1.2)

$$|\alpha_A J_A T_A\rangle = \sum_{[f_A] p_A s_A \chi_A L_A} ([f_A] p_A T_A s_A \chi_A L_A | \alpha_A J_A T_A) | [f_A] p_A T_A s_A \chi_A L_A, J_A \rangle \quad (A.1.6)$$

Por (A.1.4) :

$$= \sum_{[f_A] p_A s_A \chi_A L_A} ([f_A] p_A T_A s_A \chi_A L_A | \alpha_A J_A T_A) \sum_{\substack{[f_B] p_B s_B \chi_B L_B \\ [f_{12}] T_{12} S_{12} L_{12}}} \sqrt{\frac{n [f_B]}{n [f_A]}} .$$

$$* \left(\begin{array}{c} [f_A] p_A T_A s_A \\ [f_B] p_B T_B s_B, [f_{12}] T_{12} S_{12} \end{array} \right) * \left(\begin{array}{c} [f_A] \chi_A L_A \\ [f_B] \chi_B L_B, [f_{12}] L_{12} \end{array} \right) *$$

$$* \left| p^{n-2} [f_B] p_B T_B s_B \chi_B L_B, p^2 T_{12} L_{12} S_{12}, T_A s_A L_A J_A \right\rangle =$$

$$= \sum_{\substack{\alpha_B J_B T_B \\ M_{J_B} M_{T_B}}} \sum_{\substack{T_{12} S_{12} L_{12} J_{12} \\ M_{J_{12}} M_{T_{12}}}} \langle J_B J_{12} M_{J_B} M_{J_{12}} | J_A M_{J_A} \rangle \langle T_B T_{12} M_{T_B} M_{T_{12}} | T_A M_{T_A} \rangle.$$

$$\cdot \left\{ \sqrt{(2J_B+1)(2J_{12}+1)} \sum_{\substack{[\phi_A] P_A S_A \chi_A L_A \\ [\phi_B] P_B S_B \chi_B L_B}} \sqrt{(2S_A+1)(2L_A+1)} \begin{pmatrix} S_B & L_B & J_B \\ S_{12} & L_{12} & J_{12} \\ S_A & L_A & J_A \end{pmatrix} \right\}.$$

$$\cdot ([\phi_A] P_A T_A S_A \chi_A L_A | \alpha_A J_A T_A) ([\phi_B] P_B T_B S_B \chi_B L_B | \alpha_B J_B T_B).$$

$$\cdot \sqrt{\frac{n[\phi_B]}{n[\phi_A]}} \left\{ \begin{array}{l} [\tilde{\phi}_A] P_A T_A S_A \\ [\tilde{\phi}_B] P_B T_B S_B, [\tilde{\phi}_{12}] T_{12} S_{12} \end{array} \right\}$$

$$\cdot \left\{ \begin{array}{l} [\phi_A] \chi_A L_A \\ [\phi_B] \chi_B L_B, [\phi_{12}] L_{12} \end{array} \right\} | \alpha_B J_B T_B \rangle \cdot | p^2 T S L J \rangle$$

(A-1-6)

OBTENCION DE Ω_n .

En la expresión (3.6.16) se ha definido:

$$\Omega_n = \langle \Psi_b(\underline{r}_u) | \Phi_{m_0}^0(\underline{r}) \rangle$$

donde \underline{r}_u y \underline{r} están relacionadas por : $\underline{r}_u = \sqrt{2} \underline{r}$ (3.6.4)

Reemplazando en la (3.6.16) $\Psi_b(\underline{r}_u)$ y $\Phi_{m_0}^0(\underline{r})$ por sus correspondientes valores de acuerdo a (3.6.6), (3.6.7.) o (3.6.8.), se obtiene:

$$\begin{aligned} \Omega_n &= \int_0^\infty \left[\frac{2 \nu^{3/2} (n-1)!}{\Gamma(m+l+1/2)} \right]^{1/2} \left(\nu^{1/2} \frac{r_u}{\sqrt{2}} \right)^0 L_{n-1}^{1/2} \left(\nu \frac{r_u^2}{2} \right) e^{-1/2 \nu \frac{r_u^2}{2}} \cdot \left[\frac{2 \cdot (3\eta^2)^{3/2}}{\Gamma(3/2)} \right]^{1/2} \\ &\cdot \left((3\eta^2)^{1/2} r_u \right)^0 \cdot L_0^{1/2} (3\eta^2 r_u^2) \cdot e^{-1/2 \cdot 3\eta^2 r_u^2} \cdot r_u^2 dr_u^2 = \\ &= 2 \left[\frac{\nu^{3/2} (n-1)! (3\eta^2)^{3/2}}{\Gamma(3/2) \Gamma(m+l+1/2)} \right]^{1/2} \sum_{k=0}^{n-1} \binom{m+l-1/2}{m-k-1} \left(-\frac{\nu}{2} \right)^k \\ &\cdot \int_0^\infty r_u^{2(k+1)} e^{-1/2 r_u^2 (\nu/2 + 3\eta^2)} dr_u \end{aligned} \tag{A.2.1}$$

Como : $\int_0^\infty x^n e^{-r^2 x^2} dx = \frac{\Gamma(\frac{n+1}{2})}{2 r^{n+1}}$, (A-2-1) resulta:

$$\begin{aligned} &\frac{\left[(\nu \cdot 3\eta^2)^{3/2} (n-1)! \right]^{1/2}}{\left[\frac{1}{2} (\frac{\nu}{2} + 3\eta^2) \right]^{3/2}} \frac{\Gamma(m+l+1/2)}{\Gamma(3/2) \Gamma(m+l+1/2)^{1/2}} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(-\nu/2)^k}{k! (m-k-1)! \left\{ \frac{1}{2} (\frac{\nu}{2} + 3\eta^2) \right\}^k} \\ &\left[\frac{(\nu \cdot 3\eta^2)^{1/2}}{\frac{1}{2} (\frac{\nu}{2} + 3\eta^2)} \right]^{3/2} \left[\frac{\Gamma(m+1/2)}{\Gamma(3/2) (n-1)!} \right]^{1/2} \sum_{k=0}^{n-1} \binom{m-1}{k} (-)^k \left[\frac{\nu}{\frac{1}{2} + 3\eta^2} \right]^k \end{aligned} \tag{A.2.2}$$

Pero la sumatoria, en la última expresión es igual a :

$$(1-x')^{n-1} \quad \text{con} \quad x' = \frac{\nu}{\frac{1}{2} + 3\eta^2}$$

... la (A.2.2) queda:

$$\left[\frac{(\nu \cdot 3\eta^2)^{1/2}}{\frac{1}{2} (\frac{\nu}{2} + 3\eta^2)} \right]^{3/2} \left[1 - \frac{\nu}{\frac{1}{2} + 3\eta^2} \right]^{n-1} \left[\frac{\Gamma(m+1/2)}{\Gamma(3/2) (n-1)!} \right]^{1/2} \tag{A.2.3}$$

Si se define:

$$x = \frac{2v}{v + 3 \cdot 2 \cdot \eta^2} \quad y = \eta \left(\frac{2 \cdot 3}{v} \right)^{3/2}$$

la (A.2.3) resulta:

$$x^{3/2} [2^{3/4}] y^{3/2} (1-x)^{n-1} \left[\frac{\Gamma(n+1/2)}{\Gamma(3/2)(n-1)!} \right]^{1/2}$$

como: $\Gamma(n+1/2) = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{2^n} \Gamma(1/2)$, $\Gamma(3/2) = 1/2 \Gamma(1/2)$

$$\frac{\Gamma(n+1/2)}{\Gamma(3/2)(n-1)!} = \frac{((2n-1)!)^{1/2}}{2^{n-1}(n-1)!}$$

$$\therefore \Omega_n = \frac{[(2n-1)!]^{1/2} \cdot 2^{3/4}}{2^{n-1}(n-1)!} (x \cdot y)^{3/2} (1-x)^{n-1} \quad (A-2.4)$$

La (A.2.4) es el resultado (3.6.17) del subcapítulo 3.6)

REGLAS DE SUMA.

En el subcapítulo 3.4 se mencionaron las reglas de suma que satisfacen los coeficientes de parentesco fraccional (3.4.4). En este apéndice se demostrará el caso "pick-up":

$$\left| \begin{matrix} \alpha_2 J_2 T_2 \\ \alpha_1 J_1 T_1, T S L J \end{matrix} \right|^2 = \frac{(A_1-2)(A_1-3)}{2} (2J_1+1)(2J+1) \cdot$$

$$\sum \sqrt{(2S_2+1)(2L_2+1)(2S_2'+1)(2L_2'+1)} \cdot$$

$$[\phi_2] P_2 S_2 X_2 L_2$$

$$[\phi_2'] P_2' S_2' X_2' L_2'$$

$$[\phi_1] P_1 S_1 X_1 L_1$$

$$[\phi_1'] P_1' S_1' X_1' L_1'$$

$$\cdot ([\phi_2] P_2 T_2 S_2 L_2 X_2 | \alpha_2 J_2) ([\phi_2'] P_2' T_2' S_2' L_2' X_2' | \alpha_2 J_2) \cdot$$

$$([\phi_2][\phi_1]) ([\phi_2'] \cdot [\phi_1']) \cdot ([\phi_1] p_1 T_1 S_1 L_1 X_1 | \alpha_1 J_1) \cdot$$

$$([\phi_1'] p_1' T_1' S_1' L_1' X_1' | \alpha_1 J_1) \cdot \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2] p_2 T_2 S_2 \\ [\phi_1] p_1 T_1 S_1, TS \end{matrix}$$

$$\cdot \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2'] p_2' T_2' S_2' \\ [\phi_1'] p_1' T_1' S_1', TS \end{matrix} \cdot \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2] X_2 L_2 \\ [\phi_1] X_1 L_1, L \end{matrix} \cdot \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2'] L_2' L_2' \\ [\phi_1'] X_1' L_1', L \end{matrix}$$

$$\cdot \left\{ \begin{matrix} L_1 S_1 J_1 \\ L S J \\ L_2 S_2 J_2 \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} L_1' S_1' J_1' \\ L S J \\ L_2' S_2' J_2' \end{matrix} \right\} \cdot (A. 2. 5)$$

La suma sobre α_1 , es decir $\sum_{\alpha_1} |FPC|^2$

involucra $\delta_{[\phi_1][\phi_1']}$; $\delta_{p_1, p_1'}$; $\delta_{S_1, S_1'}$; $\delta_{X_1, X_1'}$; $\delta_{L_1, L_1'}$

\therefore La (A. 2. 5), sumada sobre α_1 , queda:

$$\sum_{\alpha_1} (FPC)^2 = \frac{(A_1-2)(A_1-3)}{2} (2J_1+1) (2J_1+1) \sum \begin{matrix} [\phi_2] p_2 S_2 X_2 L_2 \\ [\phi_2'] p_2' S_2' X_2' L_2' \\ [\phi_1] p_1 S_1 X_1 L_1 \end{matrix}$$

$$\cdot \sqrt{(2S_2+1)(2L_2+1)(2S_2'+1)(2L_2'+1)} ([\phi_2] p_2 T_2 S_2 X_2 L_2 | \alpha_2 J_2) ([\phi_2'] p_2' T_2' S_2' L_2' X_2' | \alpha_2 J_2)$$

$$\cdot ([\phi_2][\phi_1]) ([\phi_2'][\phi_1']) \cdot \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2] p_2 T_2 S_2 \\ [\phi_1] p_1 T_1 S_1, TS \end{matrix} \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2'] p_2' T_2' S_2' \\ [\phi_1'] p_1' T_1' S_1', TS \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} \leftarrow [\phi_2] X_2 L_2 \\ [\phi_1] X_1 L_1, L \end{matrix} \begin{matrix} \leftarrow [\phi_2'] X_2' L_2' \\ [\phi_1'] X_1' L_1', L \end{matrix} \left\{ \begin{matrix} L_1 S_1 J_1 \\ L S J \\ L_2 S_2 J_2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L_1 S_1 J_1 \\ L S J \\ L_2' S_2' J_2' \end{matrix} \right\}$$

Ahora:

$$\sum_{J_1 J_2 \alpha} (FPC)^2 = \frac{(A_1-2)(A_1-3)}{2} \sum_{\phi_2 p_2 S_2 X_2 L_2} ([\phi_2] p_2 T_2 S_2 L_2 X_2 | \alpha_2 J_2) \cdot \begin{matrix} \phi_2' p_2' X_2' \\ \phi_1 p_1 S_1 X_1 L_1 \end{matrix}$$

$$\cdot ([\phi_2'] p_2' T_2' S_2' L_2' X_2' | \alpha_2 J_2) ([\phi_2][\phi_1]) ([\phi_2'][\phi_1']) \cdot$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\phi_2] P_2 T_2 S_2 \\ \curvearrowleft [\phi_1] P_1 T_1 S_1 TS \end{matrix} \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\tilde{\phi}_2] P_2' T_2 S_2 \\ \curvearrowleft [\tilde{\phi}_1] P_1 T_1 S_1 TS \end{matrix} \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\phi_2] X_2 L_2 \\ \curvearrowleft [\phi_1] X_1 L_1 L \end{matrix} \\
 & \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\phi_2'] X_2' L_2 \\ \curvearrowleft [\phi_1] X_1 L_1 L \end{matrix}
 \end{aligned}$$

$$\sum_{ST J_1 J \alpha_1} (FPC)^2 = \frac{(A_1 - 2)(A_1 - 3)}{2} \sum_{\substack{\phi_2 P_2 S_2 X_2 L_2 \\ X_2' \\ \phi_1' X_1 L_1}} ([\phi_2] P_2 T_2 S_2 L_2 X_2 | \alpha_2 J_2)$$

$$\cdot ([\phi_2] P_2 T_2 S_2 L_2 X_2' | \alpha_2 J_2) ([\phi_1] [\phi_1]) ([\phi_2'] [\phi_2]) \cdot$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\phi_2] X_2 L_2 \\ \curvearrowleft [\phi_1] X_1 L_1 \end{matrix} \cdot \begin{matrix} \curvearrowright [\phi_2'] X_2 L_2 \\ \curvearrowleft [\phi_1] X_1 L_1 L \end{matrix}
 \end{aligned}$$

$$\sum_L \sum_{ST J_1 J \alpha_1} (FPC)^2 = \frac{(A_1 - 2)(A_1 - 3)}{2} \sum_{\substack{\phi_2 P_2 S_2 X_2 L_2 \\ \phi_1}} ([\phi_2] P_2 T_2 S_2 X_2 | \alpha_2 J_2)$$

$$([\phi_2] P_2 T_2 S_2 L_2 X_2 | \alpha_2 J_2) ([\phi_2] [\phi_1])^2 =$$

$$= \frac{(A_1 - 2)(A_1 - 3)}{2} \sum_{\phi_2 P_2 S_2 X_2 L_2} ([\phi_2] P_2 T_2 S_2 L_2 X_2 | \alpha_2 J_2)^2 = \binom{A_1 - 2}{2}$$

c.q.d

APENDICE 3

FUNCIONES DE ONDA DE DOS PARTICULAS EN LA CAPA (s-d)

Se toma como base las funciones de onda dadas por la clasificación SU_3 , para hallar los coeficientes $\Delta_{(\lambda\mu)LS}^{\delta JT}$ tal que:

$$|(sd)^2 \delta JT \rangle = \sum_{(\lambda\mu)LS} \Delta_{(\lambda\mu)LS}^{\delta JT} |(\lambda\mu) LSJT \rangle \quad (A.3.1)$$

donde se usan los números $(\lambda\mu)$ para indicar las representaciones irreducibles de SU_3 .

Como:

$$|(\lambda\mu) LSJT \rangle = \sum_{l_a l_b} A_{l_a l_b}^{(\lambda\mu)LS} |(l_a l_b) L^{(2T+1) (2S+1) J} \rangle \quad (A.3.2)$$

da origen a las siguientes funciones de onda

$$|(\lambda \mu) L \rangle :$$

$$|(4 0) S \rangle = \sqrt{5/9} |(s^2) S \rangle + \sqrt{4/9} |(d^2) S \rangle$$

$$|(0 2) S \rangle = \sqrt{4/9} |(s^2) S \rangle - \sqrt{5/9} |(d^2) S \rangle$$

$$|(2 1) P \rangle = |(d^2) P \rangle$$

$$|(4 0) D \rangle = \sqrt{7/9} \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |(ds)D \rangle + |(sd)D \rangle \} - \sqrt{2/9} |(d^2)D \rangle$$

$$|(0 2) D \rangle = \sqrt{2/9} \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |(ds)D \rangle + |(sd)D \rangle \} + \sqrt{7/9} |(d^2)D \rangle$$

$$|(2 1) D \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |(ds)D \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |(sd)D \rangle$$

$$|(2 1) F \rangle = |(d^2) F \rangle$$

$$|(4 0) G \rangle = |(d^2) G \rangle$$

(A - 3 - 3)

La interacción consta de parte spin-órbita, cuadrupolar, de apareamiento y tipo deuterón. Es decir, los elementos de matriz a calcular son los siguientes:

a) Parte spin-órbita : (38)

$$\begin{aligned} \langle TS L J (l_1 l_2) | \sum \underline{l}_i \cdot \underline{s}_i | (l'_1 l'_2) L' T' S' J \rangle = \\ \delta_{l_1 l'_1} \delta_{l_2 l'_2} \left\{ (-)^{L-L'} \sqrt{l_1(l_1+1)(2l_1+1)} \begin{Bmatrix} l_1 & L & l_2 \\ L' & l_1 & 1 \end{Bmatrix} + (-)^{S-S'} \right. \\ \left. \sqrt{l_2(l_2+1)(2l_2+1)} \begin{Bmatrix} l_2 & L & l_1 \\ L' & l_2 & 1 \end{Bmatrix} \right] (-)^{l_1+l_2+J+1} \cdot \sqrt{(2S+1)(2S'+1)(2L+1)(2L'+1)} \\ \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{Bmatrix} 1/2 & S & 1/2 \\ S' & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S & L & J \\ L' & S' & 1 \end{Bmatrix} \quad (A.3.4) \end{aligned}$$

b) Parte cuadrupolar : (39)

$$\begin{aligned} \langle TS(\lambda\mu) L J | -\frac{\chi}{2} Q \cdot Q | T'S'(\lambda'\mu') L' J \rangle = \delta_{TT'} \delta_{SS'} \delta_{(\lambda\mu)} \delta_{(\lambda'\mu')} \chi \\ \cdot \delta_{LL'} \left[4(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu) + 12(\lambda + \mu) - 3L(L+1) \right] \quad (A.3.5) \end{aligned}$$

c) Parte de apareamiento :

$$\begin{aligned} \langle TS (l_1 l_2) L J | H_p | T'S' (l'_1 l'_2) L' J \rangle = -\frac{G}{2} \sqrt{(2l_1+1)(2l'_1+1)} \cdot \\ \cdot \delta_{J0} \delta_{T1} \delta_{LL'} \delta_{SS'} \delta_{S0} \delta_{L0} \quad (A.3.6) \end{aligned}$$

d) Parte tipo "deuterón"

$$\begin{aligned} \langle TS (l_1 l_2) L J | H_D | T'S' (l'_1 l'_2) L' J \rangle = -\frac{D}{2} \sqrt{(2l_1+1)(2l'_1+1)} \cdot \\ \delta_{J1} \delta_{T0} \delta_{LL'} \delta_{SS'} \delta_{S1} \delta_{L0} \quad (A.3.7) \end{aligned}$$

Se determinaron las constantes χ , G , D de manera de minimizar las diferencias entre las energías de 18 niveles observados experimentalmente ⁽⁴⁰⁾ de la masa $A=18$ con los correspondientes autovalores obtenidos de la diagonalización.

El ajuste se muestra en la figura 16.

Los valores obtenidos para las constantes son: $\chi = -0.1 \frac{\text{MeV}}{\hbar^2}$;
 $\chi = 0.08768 \left(\frac{M \omega}{\hbar^2} \right) \text{ MeV}$ $G = 0.4865 \text{ MeV}$ $D = 0.417 \text{ MeV}$.

A G R A D E C I M I E N T O S

Agradezco :

Al Dr. E.E. Maqueda en su carácter de padrino de tesis, asesor y colaborador constante en este trabajo.

Al Dr. J.E. Testoni por haberme guiado en el estudio del modelo de ondas distorsionadas en la aproximación de Born y en distintas etapas de esta tesis.

A los Dres. A. Evans y Guillermo Dussel por las discusiones respecto de algunos aspectos de la parte teórica y aplicaciones de la misma.

A la Profesora Alicia Díaz Romero, por su inestimable ayuda técnica.

Al personal científico y técnico del Laboratorio del Sincrociclotrón de CNEA por su asistencia en la realización de este trabajo.

REFERENCIAS

- 1) N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories (Wiley-Interscience, 1970).
- 2) I. S. Towner and J. C. Hardy, Direct two Nucleon transfer Reactions and their interpretation in terms of the Nuclear Shell Model (Oxford Univ, 1970).
- 3) G.L. Strobel and B.L. Scott Phys. Rev. 140 (1965) B 311.
- 4) H.W. Barz, Nucl. Phys. A, 91 (1967) 262.
- 5) N. Austern, R. Drisko, E. Halbert and G. Satchler, Phys. Rev. B3 (1964) B3
- 6) S. Cohen and D. Kurath, Nuclear Physics A 101 (1967) 1.
- 7) J.P. Elliott, J. Hope and H.A. Jahn, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) A 246 (1953) 241.
- 8) S. Cohen and D. Kurath, Nuclear Physics 73 (1965) 1.
- 9) T.A. Brody and M. Moshinsky, Tables of Transformation Brackets (Univ. Nac. Autónoma de México, México, 1960).
- 10) B.F. Bayman and A. Kallio, Relative angular momentum zero part of two-Nucleon wave functions - COO-1371-37.
- 11) N.K. Glendenning, Phys. Rev. 137 (1965) B 102.
- 12) G.R. Satchler, Nucl. Phys., 55 (1964), 1.
- 13) A.N. Boyarkina, Izv. Akad. Nauk SSSR 28 (1964) 337.
- 14) D.G. Fleming, UCRL - 17790 - Tesis.
- 15) G.R. Satchler, Some Topics in the Theory of Direct Nuclear Reactions (Theoretical Physics Institute, Univ. of Colorado, 1965)
- 16) P.D. Kunz. Comunicación privada.
- 17) J.H. Mattauch, W. Thiele and A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 (1965) 54.
- 18) B. Bayman, programa Two Par, cedido gentilmente por su autor.
- 19) J.P. Elliott, Collective Motion in the Nuclear Shell Model; I. Classification Schemes for States of Mixed configurations, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, 1957.
- 20) P.E. Hodgson, The Optical Model of Elastic Scattering (Oxford at the Clarendon Press, 1963).

- 21) J. Cerny and R.H. Pehl, Phys. Rev. Lett. 12, N° 22 (1964) 619.
- 22) S. Kahana and D. Kurath, Physical Review C, 3, N° 2 (1971) 543.
- 23) S.W. Cospers, H. Brunnader, J. Cerny and L.M.C. Grath, Phys. Lett. 25 B, N° 5 (1967) 324.
- 24) J.C. Hardy, J.M. Loiseaux and J. Cerny, Nucl. Phys. A 162 (1971) 552.
- 25) G.T.A. Squier, A.R. Johnston, E.W. Spiers, S.A. Harbison and N.M. Stewart, Nucl. Phys. A 141 (1970) 158.
- 26) D.K. Olsen, Tesis (no publicada).
- 27) D.K. Scott, P.M. Portner, J.M. Nelson, A.C. Shotter, A.J. Mitchell, N.S. Chant, D.G. Montague and K. Ramavataran, Nucl. Phys. A 141 (1970) 497.
- 28) G.T.A. Squier, A.R. Johnston, E.W. Spiers, S.A. Harbison and N.M. Stewart, Nucl. Phys. A 160 (1971) 602.
- 29) R.H. Pehl, J. Cerny, E. Rivet and B.G. Harvey, Phys. Rev 140, B 605 (1965).
- 30) J.R. Priest and J. S. Vincent, Phys. Rev. 167, N° 4 (1968), 993.
- 31) R. Klages, F. Baldweg, V. Bredel, H. Guratzsch, G. Stiller and S. Tesch, Nucl. Phys. A 152 (1970) 232.
- 32) N. Cindro, M. Cerineo, A. Strzalkowsky, Nucl. Phys. 24 (1961) 107.
- 33) S. Mayo, J.E. Testoni, O.M. Bilaniuk, Phys. Rev. 133, N° 2 B, B 350 (1964).
- 34) G. G. Morrison, J.P. Schiffer, R.H. Siemssen and B. Zeidman, Proc. Int. Conf. Nucl. Structure Tokio (Physical Society of Japan. (1967) pag. 269, 328 y 688.
- 35) P. Ripa and E. Maqueda, Nucl. Phys. A 166 (1971) 534.
- 36) J.P. Elliott, Theoretical studies in Nuclear Structure. V. The Matrix Elements of non-central forces with an application to the 2p-shell (Dep. of Mathemat. University of Southampton - 1952).
- 37) S. Reich y E.E. Maqueda (Comunicación privada).
- 38) A. De Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York, 1963).
- 39) J.P. Elliott, Group Theory and Nuclear Shell Model-E.L.A.F.-1962-México.
- 40) A. Zucker, Phys. Rev. Lett. Vol 23, N° 17 (1967) 983.
- 41) O. Dragun, G. Dussel, R. Perazzo, E. Maqueda, Nucl. Phys. A 167 (1971) 529.

TABLE 1

AI= 4 JI= 0 TI= 0			TARGET 4HE			STRIPPING				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
0	1	2.51	0001	1	1.000	-0.224	0.317	-0.439	0.311	
		6HE 0.		2		-0.667	0.944	-0.867	0.613	
		6LI 3.562								
		6BE (0.)								
		14.01	0001	1	0.024	-0.005	0.008	-0.010	0.008	
1	0	0.	0110	1	0.958	-0.016	0.023	-0.021	0.015	0.198
		6LI 0.		2		0.215			0.298	
		5.06	2110	1	0.277	-0.639			0.587	
		6LI 6.0	0110	1	-0.281	-0.062			-0.086	-0.057
		9.38	0110	1	-0.064	-0.063			-0.087	-0.058
			2110	1	0.959	-0.188			-0.172	
			0110	1	-0.064	-0.215			-0.298	-0.199
			2110	1	-0.054	-0.014			-0.020	-0.013
2	0	5.23	2120	1	1.000	-0.043			-0.039	
		6LI 4.57		2		-0.012			-0.017	0.011
2	1	6.03	2021	1	0.983	-0.224	-0.311	0.432	-0.305	-0.207
		6HE (1.80)								
		6LI (5.36)								
		6BE (1.5)								
3	0	10.45	2021	1	-0.185	-0.041	0.059	-0.081	0.058	
		2.14	2130	1	1.000	-0.224			-0.311	-0.207
		6LI 2.184								

AI= 6 JI= 1 TI= 0			TARGET 6LI			STRIPPING				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
0	0	0.	0110	1	1.212	0.200			0.329	0.137
		8BE 0.		2		0.832			0.779	1.205
		18.50	2110	1	0.114	0.078			0.073	0.113
		8BE(24.0)	0110	1	0.395	0.065			0.107	0.045
		22.95	2110	1	0.262	0.271			0.254	0.393
		8BE(24.0)	0110	1	-0.711	-0.180			-0.169	-0.261
			2110	1	0.229	-0.117			-0.193	-0.080
1	0	14.90	2110	1	-0.020	-0.488			-0.457	-0.707
		8BE(18.15)	0110	1	0.229	-0.157			-0.147	0.228
			2110	1	-0.020	-0.003			-0.005	-0.002
			2120	1	0.084	-0.013			-0.013	-0.019
		18.46	0110	1	0.128	-0.078			-0.073	-0.113
			2110	1	-0.114	0.057			0.054	0.083
			0110	1	0.128	0.021			0.035	0.014
			2110	1	-0.467	-0.088			0.082	0.127
			2120	1	-0.864	-0.321			-0.300	-0.464
1	1	17.32	0001	1	0.104	-0.593	0.024	-0.040	0.028	
		6LI (0.975)		2		-0.017	0.101	-0.094	0.067	
		8BE(17.64)				-0.071				
		8B (0.78)								
		18.45	2021	1	-0.088	0.060	-0.085	0.080	-0.056	
			0001	1	-0.052	0.009	-0.012	0.020	-0.014	
				2		0.036	-0.051	0.048	-0.034	
		20.74	2021	1	0.186	-0.128	0.181	-0.169	0.120	
			0001	1	0.474	-0.078	0.110	-0.182	0.129	
				2		-0.325	0.460	-0.431	0.305	
2	0	3.51	2021	1	-0.657	0.451	-0.638	0.598	-0.423	
		8BE 2.90	0110	1	0.137	0.023			0.037	0.015
				2		0.094			0.088	0.136
			2110	1	0.563	0.386			0.362	0.559
			2120	1	0.548	0.376			0.352	0.545
			2130	1	0.670	0.460			0.431	0.666
		14.62	0110	1	-0.216	-0.036			-0.059	-0.024
		8BE(16.93)		2		-0.148			-0.139	-0.214
			2110	1	-0.011	-0.007			-0.007	-0.011
			2120	1	0.016	0.011			-0.010	-0.016
			2130	1	-0.151	-0.104			-0.097	-0.150
		17.85	0110	1	-0.438	-0.072			-0.119	-0.049
		8BE(19.9)		2		-0.300			-0.281	-0.435
			2110	1	0.441	0.303			0.283	0.435
			2120	1	0.252	0.173			0.162	0.250
			2130	1	-0.456	-0.313			-0.294	-0.454
		20.78	0110	1	-0.926	-0.153			-0.252	-0.104
		8BE(22.5)		2		-0.636			-0.595	-0.920
			2110	1	-0.496	-0.340			-0.319	-0.493
			2120	1	0.039	0.027			0.025	0.039
			2130	1	0.488	0.335			0.314	0.485
		23.75	0110	1	-0.271	-0.045			-0.074	-0.031
		8BE(25.2)		2		-0.186			-0.174	-0.269
			2110	1	0.181	0.124			-0.115	-0.180
			2120	1	-0.130	-0.030			-0.083	-0.129
			2130	1	0.209	0.144			0.135	0.208

TABLE 1 (Continued)

AI= 6 JI= 1 TI= 0			TARGET 6LI			STRIPPING BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
2	1	16.11	2021	1	-0.307	0.211	-0.298	0.279	-0.197	
		8LI (16.63)								
		8BE (0.)								
		19.78	2021	1	-0.235	-0.161	-0.228	-0.214	-0.151	
3	0	20.80	2021	1	0.556	-0.382	0.540	-0.506	0.358	
		16.69	2120	1	0.679	0.466			0.437	0.675
		8BE (19.22)								
		21.14	2130	1	0.563	0.387			0.362	0.560
			2120	1	0.184	-0.126			0.118	0.183
			2130	1	-0.471	-0.323			-0.303	-0.468
		23.02	2120	1	-0.254	-0.174			-0.163	0.252
			2130	1	-0.557	-0.383			-0.358	-0.554
3	1	17.99	2021	1	-0.615	0.422	-0.597	0.559	-0.395	
		8LI (2.26)								
		8BE (19.22)								
		8BE (2.17)								
4	0	21.73	2021	1	0.141	-0.097	0.137	-0.128	0.090	
		11.71	2130	1	0.186	0.128			0.120	0.185
		8BE 11.4								
		18.41	2130	1	-0.387	-0.266			-0.249	-0.385
		8BE 23.								
		23.54	2130	1	0.346	0.237			0.222	0.343

AI= 7 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 7LI			PICK UP BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	3.75	0110	1	0.627	0.122			0.184	0.101
		5HE 2.6				0.425			0.395	0.319
		5LI 5.10								
			2021	1	0.573	-0.389	0.550	-0.510	0.361	
			2110	1	-0.171	-0.116			-0.108	-0.169
			2120	1	-0.462	-0.313			-0.291	-0.456
3/2	1/2	0.	0001	1	0.942	-0.183	0.259	-0.390	0.276	
		5HE 0.				-0.638	0.903	-0.838	0.593	
		5LI 0.								
			0110	1	-0.610	-0.119			-0.179	-0.098
				2		-0.413			-0.384	-0.602
			2021	1	0.520	-0.352	0.498	-0.462	0.327	
			2110	1	0.173	-0.118			-0.109	0.171
			2120	1	-0.021	-0.014			-0.013	-0.020
			2130	1	-0.675	-0.458			-0.425	-0.666

AI= 7 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 7LI			STRIPPING BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
1/2	1/2	2.22	0110	1	0.302	0.040			0.075	0.020
		9BE 2.78				0.210			0.198	0.301
			2021	1	-0.832	-0.578	0.817	-0.772	0.546	
			2110	1	-0.228	-0.158			-0.150	-0.228
			2120	1	-0.534	-0.370			-0.350	-0.532
		11.47	0110	1	-0.567	-0.076			-0.141	-0.037
				2		-0.394			-0.372	-0.566
			2021	1	0.154	-0.107	0.152	-0.143	0.101	
			2110	1	0.136	-0.095			0.089	0.136
		12.23	2120	1	-0.256	-0.177			-0.168	-0.255
			0110	1	0.415	0.056			0.103	0.027
				2		0.288			0.272	0.414
			2021	1	-0.170	0.118	-0.167	0.158	-0.112	
			2110	1	0.112	0.078			0.074	0.112
		17.84	2120	1	-0.334	-0.232			-0.219	-0.333
			0110	1	0.209	0.028			0.052	0.014
				2		0.028			0.137	0.208
			2021	1	-0.169	-0.117	-0.166	0.156	-0.111	
			2110	1	-0.371	-0.257			-0.243	-0.370
			2120	1	-0.390	-0.270			-0.256	-0.389
1/2	3/2	16.55	2021	1	0.349	-0.242	0.342	-0.323	0.229	
3/2	1/2	0.	0001	1	0.356	-0.048	0.068	-0.125	0.089	
		9BE (0.)				-0.247	0.350	-0.331	0.234	
		9B (0.)								
			0110	1	0.189	0.025			0.047	0.012
				2		0.151			0.124	0.189
			2021	1	-0.309	0.214	-0.303	0.286	-0.202	
			2110	1	0.090	0.063			-0.059	0.090
			2120	1	-0.126	-0.087			-0.082	-0.125
			2130	1	-0.684	-0.475			-0.449	-0.683

TABLE 1 (Continued)

AIP 7 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 7LI			STRIPPING BST*GNLSJT				
JF 3/2	TF 1/2	E 5.01	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
			0001	1	-0.074	0.010	-0.014	0.026	-0.018	
				2		0.051	-0.072	0.068	-0.048	
			0110	1	-0.135	-0.018			-0.033	-0.009
				2		-0.093			-0.088	-0.134
			2021	1	0.726	-0.504	0.712	-0.673	0.476	
			2110	1	-0.329	-0.228			-0.216	-0.329
			2120	1	-0.391	-0.271			-0.256	-0.390
			2130	1	0.047	0.032			0.031	0.046
		9.98	0001	1	-0.337	0.045	-0.064	0.119	-0.084	
				2		0.234	-0.331	0.313	-0.221	
			0110	1	-0.212	-0.028			-0.053	-0.014
				2		-0.147			-0.139	-0.212
			2021	1	0.124	-0.086	0.121	-0.115	0.081	
			2110	1	0.046	0.032			0.030	0.046
			2120	1	0.165	0.114			0.108	0.164
		13.28	2130	1	-0.390	-0.271			-0.256	-0.389
			0001	1	-0.505	0.068	-0.096	0.177	-0.126	
				2		0.350	-0.495	0.468	-0.331	
			0110	1	0.648	0.087			0.161	0.042
				2		0.450			0.425	0.647
			2021	1	0.181	-0.126	0.178	-0.168	0.119	
			2110	1	-0.165	-0.114			-0.108	-0.164
			2120	1	-0.148	-0.103			-0.097	-0.148
			2130	1	-0.032	-0.022			-0.021	-0.032
		15.54	0001	1	0.070	-0.009	0.013	-0.025	0.017	
				2		-0.049	0.069	-0.065	0.046	
			0110	1	-0.047	-0.006			-0.012	-0.003
				2		-0.033			-0.031	-0.047
			2021	1	-0.422	-0.293	-0.414	0.391	-0.277	
			2110	1	-0.305	-0.212			-0.200	-0.304
			2120	1	-0.515	-0.357			-0.338	-0.514
		17.43	2130	1	-0.236	-0.164			-0.155	-0.235
			0001	1	-0.111	0.015	-0.021	0.039	-0.028	
				2		0.077	-0.109	0.103	-0.073	
			0110	1	0.231	0.031			0.057	0.015
				2		0.160			0.151	0.230
			2021	1	0.083	-0.057	0.081	-0.077	0.054	
			2110	1	0.644	0.447			0.422	0.643
			2120	1	-0.261	-0.181			-0.171	-0.261
		18.24	2130	1	-0.179	-0.124			-0.117	-0.178
			0001	1	0.125	-0.017	0.024	-0.044	0.031	
				2		-0.087	0.123	-0.116	0.082	
			0110	1	-0.003	-0.002			-0.002	-0.003
			2021	1	-0.285	-0.198	-0.280	0.264	-0.187	
			2110	1	-0.062	-0.043			-0.041	-0.062
			2120	1	-0.149	-0.103			-0.097	-0.148
			2130	1	-0.096	-0.067			-0.063	-0.096
3/2	3/2	13.57	0001	1	0.914	-0.123	0.173	-0.322	0.227	
				2		-0.634	0.897	-0.848	0.599	
			2021	1	-0.325	0.226	-0.319	0.302	-0.213	
			0001	1	0.124	-0.017	0.024	-0.044	0.031	
				2		-0.086	0.122	-0.115	0.082	
			2021	1	0.635	-0.441	0.623	-0.589	0.416	
5/2	1/2	2.72	0110	1	0.050	0.007			0.012	0.003
		98E (2.43)		2		0.035			0.033	0.050
		98 (2.33)								
			2021	1	-0.680	0.472	-0.667	0.630	-0.446	
			2110	1	0.250	0.173			0.164	0.249
			2120	1	-0.133	-0.092			-0.087	-0.133
			2130	1	-0.554	-0.385			-0.363	-0.553
		7.42	0110	1	0.191	0.026			0.047	0.012
				2		0.132			0.125	0.190
			2021	1	0.002	-0.002	0.002	-0.002	0.002	
			2110	1	-0.466	-0.324			-0.306	-0.466
			2120	1	-0.297	-0.206			-0.195	-0.297
			2130	1	-0.226	-0.157			-0.148	-0.225
		11.43	0110	1	-0.825	-0.111			-0.205	-0.824
				2		-0.573			-0.541	-0.823
			2021	1	0.062	-0.043	0.061	-0.057	0.041	
			2110	1	0.055	0.038			0.036	0.055
			2120	1	-0.457	-0.317			-0.300	-0.456
			2130	1	0.145	0.101			0.095	0.145
		13.21	0110	1	0.311	0.042			0.077	0.020
				2		0.216			0.204	0.311
			2021	1	0.512	-0.355	0.502	-0.474	0.335	
			2110	1	0.257	0.179			0.169	0.257
			2120	1	-0.520	-0.361			-0.341	-0.519
			2130	1	-0.350	-0.243			-0.230	-0.350
		15.31	0110	1	-0.073	-0.010			-0.018	-0.005
				2		-0.051			-0.048	-0.073
			2021	1	0.444	-0.308	0.436	-0.412	0.291	
			2110	1	-0.138	-0.096			-0.091	-0.138
			2120	1	0.401	0.279			0.263	0.401
			2130	1	-0.408	-0.283			-0.267	-0.407

TABLE I (Continued)

Al# 7 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 7LI			STRIPPING BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
5/2	1/2	18.42	0110	1	-0.012	-0.002			-0.003	
				2		-0.006			-0.008	-0.012
			2021	1	-0.278	0.193	-0.272	0.257	-0.182	
			2110	1	0.049	0.034			0.032	0.048
			2120	1	0.028	0.020			0.018	0.028
			2130	1	0.105	0.073			0.069	0.105
		19.62	0110	1	-0.033	-0.004			-0.008	-0.002
				2		-0.023			-0.022	-0.033
			2021	1	0.081	-0.056	0.079	-0.075	0.053	
			2110	1	-0.235	-0.163			-0.154	-0.234
			2120	1	-0.130	-0.090			-0.085	-0.129
			2130	1	-0.100	-0.069			-0.065	-0.100
5/2	3/2	17.13	2021	1	-0.839	0.582	-0.823	0.778	-0.550	
7/2	1/2	6.45	2021	1	-0.606	0.420	-0.594	0.562	-0.397	
		9BE 6.66								
			2120	1	-0.281	-0.195			-0.184	-0.281
			2130	1	-0.655	-0.455			-0.430	-0.654
		10.22	2021	1	-0.301	0.209	-0.295	0.279	-0.197	
			2120	1	-0.416	-0.289			-0.273	-0.415
			2130	1	0.590	0.409			0.387	0.589
		12.47	2021	1	0.135	-0.094	0.132	-0.125	0.088	
			2120	1	-0.059	-0.041			-0.039	-0.059
			2130	1	0.321	0.223			0.211	0.321
		15.75	2021	1	-0.017	-0.012	-0.017	0.016	-0.011	
			2120	1	-0.015	-0.011			-0.010	-0.015
			2130	1	0.188	0.130			0.123	0.187
		19.10	2021	1	0.177	-0.123	0.174	-0.165	0.116	
			2120	1	-0.155	-0.108			-0.102	-0.155
			2130	1	0.241	0.167			0.156	0.240
7/2	3/2	20.00	2021	1	-0.279	0.194	-0.274	0.259	-0.183	
9/2	1/2	11.43	2130	1	0.035	0.024			0.023	0.035
		16.79	2130	1	0.242	0.168			0.159	0.242

Al# 9 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 9BE			PICK UP BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	1.00	0110	1	-0.176	-0.024			-0.044	-0.011
		7LI 0.478		2		-0.122			-0.115	-0.176
		7BE 0.431								
			2021	1	-0.774	0.537	-0.759	0.717	-0.507	
			2110	1	0.047	0.032			0.031	0.047
			2120	1	-0.306	-0.212			-0.201	-0.306
		10.22	0110	1	-0.335	-0.045			-0.083	-0.022
				2		-0.233			-0.220	-0.335
			2021	1	0.303	-0.210	0.298	-0.281	0.199	
			2110	1	0.124	0.086			0.081	0.124
			2120	1	0.139	0.096			0.091	0.139
		12.35	0110	1	-0.014	-0.002			-0.003	
				2		-0.010			-0.009	-0.014
			2021	1	0.217	-0.151	0.213	-0.201	0.142	
			2110	1	-0.133	-0.092			-0.087	-0.132
			2120	1	-0.305	-0.212			-0.200	-0.304
		17.37	0110	1	0.038	0.005			0.010	0.003
				2		0.027			0.025	0.038
			2021	1	-0.063	0.044	-0.062	0.059	-0.042	
			2110	1	0.286	0.198			0.187	-0.285
			2120	1	-0.072	-0.050			-0.047	-0.072
1/2	3/2	10.22	2021	1	0.496	-0.344	0.487	-0.460	0.325	
3/2	1/2	0.	0001	1	0.356	-0.048	0.068	-0.125	0.089	
		7LI 0.		2		-0.247	0.350	-0.331	0.234	
		7BE (0.)								
			0110	1	0.189	0.025			0.047	0.012
				2		0.131			0.124	0.189
			2021	1	-0.309	0.214	-0.303	0.286	-0.202	
			2110	1	0.090	0.063			-0.059	0.090
			2120	1	-0.126	-0.087			-0.082	-0.125
			2130	1	-0.684	-0.475			-0.449	-0.683
		10.61	0001	1	-0.216	0.029	-0.041	0.076	-0.054	
		7BE (9.9)		2		0.150	-0.211	0.200	-0.141	
			0110	1	-0.259	-0.035			-0.064	-0.017
				2		-0.180			-0.170	-0.259
			2021	1	0.004	-0.002	0.003	-0.003	0.002	
			2110	1	-0.015	-0.010			-0.010	-0.015
			2120	1	-0.141	-0.098			-0.092	-0.140
			2130	1	-0.402	-0.279			-0.264	-0.402
		11.96	0001	1	-0.403	0.054	-0.076	0.142	-0.100	
				2		0.280	-0.395	0.374	-0.264	
			0110	1	0.611	0.082			0.152	0.040
				2		0.424			0.400	0.609
			2021	1	0.065	-0.045	0.064	-0.060	0.043	
			2110	1	0.024	0.017			0.016	0.024
			2120	1	0.027	0.018			0.017	0.027
			2130	1	-0.042	-0.020			-0.027	-0.041

TABLE 1 (Continued)

TABLE 1 (Continued)

AI= 9 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 9BE		PICK UP					
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
3/2	1/2	14.72	0001	1	-0.109	0.015	-0.021	0.038	-0.027	
			0110	1	-0.073	0.075	-0.107	0.101	-0.071	
			2021	1	-0.267	-0.010			-0.018	-0.005
			2110	1	0.076	-0.050			-0.048	-0.072
			2120	1	0.334	0.185	-0.262	0.248	-0.175	
			2130	1	-0.070	0.053			0.050	0.076
		16.97	0001	1	0.077	0.232			0.219	0.333
			0110	1	0.093	-0.048	0.015	-0.027	-0.019	-0.069
			2021	1	0.202	-0.054	0.076	-0.072	0.051	
			2110	1	0.342	0.012			0.023	0.006
			2120	1	0.082	0.064	0.198	-0.187	0.132	0.093
			2130	1	-0.002	-0.140			0.224	0.341
3/2	3/2	13.17	0001	1	-1.082	0.237	-0.205	0.381	-0.269	-0.082
		7HE (0.)	0110	1	0.234	0.057	-1.062	1.004	-0.710	-0.002
		7LI (11.13)	2021	1	-0.040	0.028			0.037	-0.026
		7BE (10.79)	0001	1	-0.018	0.002	-0.039	0.037	-0.026	
		7B (0.)	0110	1	-0.401	0.013	-0.018	0.017	-0.012	
		17.06	2021	1	-0.401	0.278	-0.393	0.372	-0.263	
5/2	1/2	7.28	0110	1	0.234	0.031			0.058	0.015
		7LI (6.56)	2021	1	0.031	0.162			0.153	0.233
		7BE 6.51	0110	1	-0.031	-0.022	0.030	-0.029	-0.020	
			2110	1	-0.493	-0.342			-0.323	-0.492
			2120	1	0.142	-0.099			-0.093	-0.142
			2130	1	-0.119	-0.083			-0.078	-0.119
		9.18	0110	1	0.591	0.079			0.147	0.039
		7LI 7.48	2021	1	-0.037	0.026	-0.036	0.034	-0.024	
		7BE (7.19)	2110	1	0.122	0.084			0.080	0.121
			2120	1	-0.151	-0.105			-0.099	-0.151
			2130	1	-0.113	-0.078			-0.074	-0.113
		12.08	0110	1	-0.083	-0.011			-0.021	-0.005
			2021	1	0.154	-0.057	0.151	-0.143	-0.054	-0.083
			2110	1	0.022	-0.107			0.101	
			2120	1	0.412	0.015			0.015	0.022
			2130	1	-0.041	0.286			0.270	0.411
		14.89	0110	1	0.540	-0.028			-0.027	-0.041
			2021	1	-0.169	0.072	-0.166	0.157	0.134	0.035
			2110	1	0.101	0.375			0.354	0.539
			2120	1	0.141	0.117			-0.111	0.101
			2130	1	0.339	0.070			0.066	0.140
5/2	3/2	9.18	2021	1	-0.606	0.098	-0.595	0.562	-0.092	0.338
7/2	1/2	5.06	2021	1	0.626	0.235	0.614	-0.580	0.222	
		7LI (4.63)	2120	1	-0.468	0.421			-0.398	-0.468
		7BE 4.55	2130	1	0.132	-0.434			0.086	0.131
			2021	1	-0.049	0.034	-0.049	0.046	-0.032	
		11.19	2120	1	0.241	0.167			0.158	0.241
			2130	1	0.436	0.302			0.286	0.435

AI= 9 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 9BE		STRIPPING					
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
1/2	1/2	1.71	0110	1	-0.635	-0.047			-0.127	0.016
		11B	0110	2		-0.446			-0.429	-0.635
		11C	2021	1	-0.706	0.497	-0.702	0.675	-0.477	
		2.124	2110	1	-0.141	-0.099			-0.095	-0.141
		1.995	2120	1	-0.552	-0.388			-0.373	-0.552
			0110	1	-0.436	-0.032			-0.087	0.011
		11.61	0110	2		-0.307			-0.295	-0.436
			2021	1	-0.191	0.135	-0.190	0.183	-0.129	
			2110	1	0.456	0.321			0.308	0.456
			2120	1	0.361	0.254			0.244	0.361
		12.01	0110	1	-0.063	-0.005			-0.013	0.002
			2021	1	-0.094	-0.045	-0.094	0.090	-0.043	-0.063
			2110	1	-0.052	0.066			-0.064	
			2120	1	0.136	-0.037			-0.035	-0.052
		16.82	0110	1	0.240	0.096			0.092	0.136
			2021	1	-0.219	0.018	-0.218	0.210	0.048	-0.006
			2110	1	-0.067	0.168			0.162	0.240
			2120	1	0.218	0.124			-0.148	-0.067
						-0.047			-0.045	
						0.153			0.147	0.218

TABLE 1 (Continued)

AI= 9 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 98E			STRIPPING BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
1/2	3/2	13.56 118E (0.32) 118 13.02 11C 12.45	2021	1	0.325	-0.229	0.324	-0.311	0.220	
3/2	1/2	0. 118 0. 11C 0.	0001	1	1.054	-0.078 -0.741	0.110 1.049	-0.299 -1.008	0.211 0.713	
			0110	1	-0.305	-0.022 -0.214			-0.061 -0.206	0.007 -0.305
			2021	1	0.307	-0.216	0.305	-0.293	0.207	
			2110	1	0.265	-0.187			0.179	0.265
			2120	1	-0.092	-0.065			-0.062	-0.092
			2130	1	-0.667	-0.469			-0.451	-0.667
		5.39 118 (5.019) 11C 4.794	0001	1	0.131	-0.010 -0.092	0.014 0.130	-0.037 -0.125	0.026 0.088	
			0110	1	-0.420	-0.031 -0.295			-0.084 -0.284	0.010 -0.420
			2021	1	0.352	-0.247	0.350	-0.336	0.238	
			2110	1	-0.084	-0.059			-0.057	-0.084
			2120	1	0.043	-0.030			0.029	0.043
			2130	1	-0.157	-0.110			-0.106	-0.157
		11.44 118 (10.25)	0001	1	-0.052	0.004 0.037	-0.005 -0.052	0.015 0.050	-0.010 -0.035	
			0110	1	-0.594	-0.044 -0.418			-0.119 -0.401	0.015 -0.594
			2021	1	0.412	-0.290	0.410	-0.394	0.278	
			2110	1	-0.297	-0.209			-0.201	-0.297
			2120	1	-0.352	-0.248			-0.238	-0.352
			2130	1	-0.050	-0.035			-0.034	-0.050
		13.36	0001	1	0.027	-0.002 -0.019	0.003 0.027	-0.008 -0.026	0.005 0.018	
			0110	1	-0.076	-0.006 -0.053			-0.015 -0.051	0.002 -0.076
			2021	1	0.088	-0.062	0.088	-0.084	0.060	
			2110	1	-0.209	-0.147			-0.141	-0.209
			2120	1	-0.332	-0.234			-0.225	-0.332
			2130	1	-0.095	-0.067			-0.064	-0.095
		13.44	0001	1	0.073	-0.005 -0.051	0.008 0.073	-0.021 -0.070	0.015 0.049	
			0110	1	-0.024	-0.002 -0.017			-0.005 -0.017	-0.024
			2021	1	-0.168	-0.118	-0.167	0.161	-0.114	
			2110	1	-0.038	-0.027			-0.026	-0.038
			2120	1	0.186	0.131			0.126	0.186
			2130	1	0.222	0.156			0.150	0.222
		15.05	0001	1	-0.247	-0.018 0.174	-0.026 -0.245	0.070 0.236	-0.049 -0.167	
			0110	1	0.231	0.017 0.163			0.046 0.156	-0.006 0.231
			2021	1	0.248	-0.174	0.246	-0.237	0.167	
			2110	1	0.251	-0.176			0.169	0.251
			2120	1	-0.084	-0.059			-0.057	-0.084
			2130	1	0.215	0.151			0.145	0.215
		16.77	0001	1	-0.087	0.006 0.061	-0.009 -0.087	0.025 0.083	-0.017 -0.059	
			0110	1	0.010	0.007 -0.002			0.007 0.002	0.010
			2021	1	0.003	-0.002	0.003	-0.003	0.002	
			2110	1	-0.020	-0.014			-0.014	-0.020
			2120	1	0.005	0.004			0.004	0.005
			2130	1	0.287	0.202			0.194	0.287
3/2	3/2	15.84	0001	1	0.484	-0.036 -0.340	0.050 0.481	-0.137 -0.462	0.097 0.327	
			2021	1	-0.547	0.384	0.544	0.523	-0.369	
		18.48	0001	1	-0.454	0.033 -0.319	-0.047 -0.452	0.129 0.434	-0.091 -0.307	
			2021	1	0.539	-0.370	0.536	-0.515	0.364	
5/2	1/2	4.35 118 4.444 11C 4.305	0110	2	-0.002	-0.001			-0.001	-0.002
			2021	1	0.121	-0.085	0.121	-0.116	0.082	
			2110	1	0.149	0.105			0.101	0.149
			2120	1	-0.002	-0.001			-0.001	-0.002
			2130	1	-0.002	-0.002			-0.002	-0.002
		8.10 118 (8.93) 11C (8.42)	0110	1	0.447	0.033 0.314			0.090 0.302	-0.011 0.447
			2021	1	-0.284	0.200	-0.282	0.271	-0.192	
			2110	1	-0.347	-0.244			-0.235	-0.347
			2120	1	0.183	0.129			0.124	0.183
			2130	1	-0.370	-0.260			-0.250	-0.369
		10.68 118 (10.33)	0110	1	0.214	0.016 0.150			0.043 0.144	-0.005 0.214
			2021	1	0.567	-0.399	0.564	-0.542	0.383	
			2110	1	0.138	0.097			0.093	0.138
			2120	1	-0.613	-0.431			-0.414	-0.613
			2130	1	0.002	0.001			0.001	0.002
		14.40 118 (11.0)	0110	1	0.261	0.019 0.183			0.052 0.176	-0.006 0.261
			2021	1	-0.240	0.160	-0.238	0.229	-0.162	
			2110	1	-0.139	0.098			-0.094	0.139
			2120	1	-0.066	-0.047			-0.045	-0.066
			2130	1	-0.501	-0.353			-0.339	-0.501

TABLE 1 (Continued)

AI=9 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 9BE			SIRIPPING BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
5/2	1/2	15.81	0110	1	0.057	0.004			0.011	-0.001
				2		0.040			0.039	0.057
			2021	1	0.142	-0.100	0.141	-0.136	0.096	
			2110	1	-0.023	-0.016			-0.016	-0.023
			2120	1	-0.112	-0.079			-0.076	-0.112
			2130	1	-0.084	-0.059			-0.057	-0.084
		17.10	0110	1	0.251	0.018			0.050	-0.006
				2		0.176			0.169	0.251
			2021	1	0.045	-0.031	0.044	-0.043	-0.030	
			2110	1	-0.059	-0.041			-0.040	-0.059
			2120	1	-0.122	-0.086			-0.083	-0.122
			2130	1	-0.083	-0.059			-0.056	-0.083
5/2	3/2	18.22	2021	1	-0.400	0.281	-0.397	0.382	-0.270	
7/2	1/2	5.84	2021	1	-0.648	0.455	-0.644	0.619	-0.438	
		11B								
		11C								
					6.743					
					6.48					
			2120	1	0.181	0.127			0.122	0.181
			2130	1	0.450	0.317			0.304	0.450
		12.64	2021	1	-0.062	-0.043	-0.061	0.059	-0.042	
			2120	1	-0.098	-0.069			-0.066	-0.098
			2130	1	0.501	0.352			0.338	0.501
		15.07	2021	1	0.059	-0.041	0.058	-0.056	0.040	
			2120	1	0.182	0.128			0.123	0.182
			2130	1	-0.202	-0.142			-0.136	-0.202
		16.61	2021	1	-0.028	-0.020	-0.028	0.027	-0.019	
			2120	1	-0.017	-0.012			-0.012	-0.017
			2130	1	0.068	0.048			0.046	0.068
		19.82	2021	1	-0.004	-0.003	-0.004	0.004	-0.003	
			2120	1	-0.149	-0.105			-0.100	-0.149
			2130	1	0.179	0.126			0.121	0.179
7/2	3/2	21.55	2021	1	0.080	-0.056	0.079	-0.076	-0.054	
9/2	1/2	12.72	2130	1	-0.010	-0.007			-0.007	-0.010
		19.67	2130	1	0.052	0.037			0.035	0.052

AI=10 JI=3 TI=0			TARGET 10B			PICK UP BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(V,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
0	0	0.	2130	1	0.529	0.370			0.353	0.529
		8BE 0.								
		18.50	2130	1	0.293	0.205			0.195	0.293
		8BE(24.0)								
		22.95	2130	1	0.140	0.098			0.093	0.140
		8BE(24.0)								
1	0	14.90	2120	1	-0.199	-0.139			-0.132	-0.199
		8BE(18.15)								
		18.46	2130	1	-0.126	-0.088			-0.084	-0.126
			2120	1	-0.226	-0.158			-0.150	-0.226
			2130	1	0.242	0.169			0.161	0.242
1	1	17.32	2021	1	0.630	-0.440	0.623	-0.594	0.420	
		8L1 (0.975)								
		8BE(17.64)								
		8BE (0.78)								
		18.45	2021	1	-0.324	0.226	-0.320	0.305	-0.216	
		20.74	2021	1	0.221	-0.155	0.219	-0.208	0.147	
2	0	3.51	0110	2	0.053	0.006			0.012	
		8BE 2.90				0.037			0.036	0.053
			2110	1	-0.299	-0.209			-0.199	-0.299
			2120	1	0.662	0.463			0.441	0.662
			2130	1	-0.643	-0.450			-0.429	-0.643
		14.62	0110	1	-0.087	-0.009			-0.020	-0.002
		8BE(16.93)				-0.061			-0.058	-0.087
			2110	1	-0.175	-0.123			-0.117	-0.175
			2120	1	-0.314	-0.220			-0.210	-0.314
			2130	1	-0.313	-0.219			-0.209	-0.313
		17.85	0110	1	-0.200	-0.021			-0.045	-0.004
		8BE(19.9)				-0.140			-0.134	-0.200
			2110	1	0.218	0.152			0.145	0.218
			2120	1	-0.206	-0.144			-0.137	-0.206
			2130	1	-0.013	-0.009			-0.009	-0.013
		20.78	0110	1	0.087	0.009			0.019	0.002
		8BE(22.5)				0.061			0.058	0.087
			2110	1	0.121	0.085			0.081	0.121
			2120	1	0.250	0.175			0.166	0.250
			2130	1	0.040	0.028			0.027	0.040
		23.75	0110	1	0.024	0.003			0.005	
		8BE(25.2)				0.017			0.016	0.024
			2110	1	-0.219	-0.153			-0.146	-0.219
			2120	1	0.149	0.104			0.099	0.149
			2130	1	-0.040	-0.028			-0.027	-0.040
2	1	16.11	2021	1	0.203	-0.142	0.201	-0.191	0.135	
		8L1 0.								
		8BE(16.63)								
		8BE (0.)								
		19.78	2021	1	-0.171	-0.120	-0.169	0.161	-0.114	
		20.80	2021	1	0.667	-0.467	0.660	-0.629	0.445	

TABLE 1 (Continued)

AI=10 JI= 3 TI= 0 TARGET 10B PICK UP
BST*GNLSJT

JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
3	0	16.69 8BE(19.22)	0110	1	0.234	0.024			0.053	0.004
				2		0.164			0.156	0.234
			2110	1	0.006	0.004			0.004	0.006
			2120	1	-0.318	-0.223			-0.212	-0.318
		21.14	2130	1	-0.595	-0.416			-0.397	-0.595
			0110	1	-0.109	-0.011			-0.024	-0.002
				2		-0.076			-0.073	-0.109
			2110	1	-0.416	-0.291			-0.277	-0.416
			2120	1	0.129	0.090			0.086	0.128
			2130	1	-0.251	-0.176			-0.168	-0.251
		23.02	0110	1	-0.500	-0.054			-0.112	-0.009
				2		-0.350			-0.333	-0.500
			2110	1	-0.129	-0.090			-0.086	-0.129
			2120	1	-0.456	-0.319			-0.304	-0.456
			2130	1	-0.020	-0.014			-0.013	-0.020
3	1	17.99 8L1 2.26 8BE(19.22) 8B(2.17)	0001	1	-0.782	0.084	-0.114	0.248	-0.175	-0.020
				2		0.547	-0.774	0.737	-0.521	
		21.73	2021	1	-0.649	-0.454	-0.642	-0.612	0.433	
			0001	1	-0.526	0.054	-0.077	0.167	-0.118	
				2		0.368	-0.521	0.496	-0.351	
			2021	1	-0.220	-0.154	-0.218	0.207	-0.147	
4	0	11.71 8BE 11.4	0110	1	-0.041	-0.004			-0.009	
				2		-0.029			-0.027	-0.041
			2110	1	0.509	0.356			0.340	0.509
			2120	1	-0.133	-0.093			-0.089	-0.133
			2130	1	-0.034	-0.024			-0.023	-0.034
		18.41 8BE 23.	0110	1	-0.190	-0.020			-0.043	-0.003
				2		-0.133			-0.127	-0.190
			2110	1	-0.177	-0.124			-0.118	-0.177
			2120	1	-0.120	-0.084			-0.080	-0.120
			2130	1	0.736	0.515			0.491	0.736
		23.54	0110	1	0.752	0.077			0.169	0.014
				2		0.526			0.501	0.752
			2110	1	-0.145	-0.102			-0.097	-0.145
			2120	1	-0.286	-0.200			-0.190	-0.286
			2130	1	0.055	0.038			0.037	0.055
4	1	17.63	2021	1	-0.879	0.615	-0.869	0.829	-0.586	

AI=10 JI= 3 TI= 0 TARGET 10B STRIPPING
BST*GNLSJT

JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
0	0	0. 12C	2130	1	-1.361	-0.961			-0.932	-1.358
		13.47 12C (7.653)	2130	1	-0.292	-0.206			-0.200	-0.292
1	0	12.44 12C 12.71	2120	1	0.727	0.513			0.497	0.725
		19.18	2130	1	0.233	0.165			0.160	0.233
			2120	1	-0.372	-0.263			-0.255	-0.371
			2130	1	-0.391	-0.276			-0.267	-0.390
1	1	15.08 12B 0. 12C 15.11 12N 0.	2021	1	-0.077	0.054	-0.077	0.075	-0.053	
		19.50 12B (5.00)	2021	1	-0.135	0.095	-0.134	0.130	-0.092	
2	0	4.64 12C 4.439	0110	1	0.541	0.022			0.093	-0.039
				2		0.382			0.371	0.540
			2110	1	0.030	-0.021			-0.021	-0.030
			2120	1	-0.102	-0.072			-0.070	-0.102
			2130	1	0.291	0.205			0.199	0.290
		15.73 12C(19.39)	0110	1	-0.019	-0.013			-0.003	-0.001
				2		-0.013			-0.013	-0.019
			2110	1	-0.201	-0.142			-0.138	-0.201
			2120	1	-0.316	-0.223			-0.216	-0.315
			2130	1	0.947	0.668			0.648	0.944
		18.12 12C (19.39)	0110	1	0.355	0.015			0.061	-0.025
				2		0.251			0.243	0.354
			2110	1	-0.597	-0.422			-0.409	-0.596
			2120	1	0.036	0.026			0.025	0.036
			2130	1	-0.171	-0.121			-0.117	-0.171
2	1	16.68 12B 0.953 12C 16.11 12N (0.969)	2021	1	-0.530	0.374	-0.529	0.513	-0.363	
		20.03 12B 3.76 12C 18.84	2021	1	0.486	-0.343	0.486	-0.471	0.333	
3	0	17.25	0110	1	0.468	0.019			0.081	-0.033
				2		0.330			0.320	0.466
			2110	1	0.262	-0.185			-0.180	0.262
			2120	1	-0.035	-0.024			-0.024	-0.034
			2130	1	-0.098	-0.069			-0.067	-0.098

TABLE 1 (Continued)

AI=10 JI= 3 TI= 0			TARGET 10B			STRIPPING				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
3	1	19.62	0001	1	-0.638	0.026	-0.037	0.155	-0.110	
				2		0.450	-0.637	0.618	-0.437	
4	0	13.49	2021	1	0.090	-0.064	0.090	-0.088	0.062	
		12C (14.08)	0110	1	-0.011				-0.002	
				2		-0.008			-0.008	-0.011
			2110	1	-0.328	-0.232			-0.225	-0.327
			2120	1	-0.357	-0.252			-0.245	-0.356
			2130	1	-0.648	-0.457			-0.443	-0.646
4	1	26.26	2021	1	0.009	-0.007	0.009	-0.009	0.006	

AI=11 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 11B			PICK UP				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	1.79	0110	1	0.390	0.029			0.078	-0.010
		9BE 2.78		2		0.274			0.263	0.390
			2021	1	0.345	-0.243	0.343	-0.330	0.233	
			2110	1	0.078	0.055			0.053	-0.078
		11.02	2120	1	-0.393	-0.276			-0.266	-0.393
			0110	1	-0.157	-0.012			-0.031	0.004
				2		-0.110			-0.106	-0.157
			2021	1	0.137	-0.096	0.136	-0.131	0.092	
			2110	1	0.401	0.282			0.271	0.400
		12.04	2120	1	0.443	0.311			0.299	0.443
			0110	1	0.363	0.027			0.073	-0.009
				2		0.256			0.246	0.363
			2021	1	0.396	-0.279	0.394	-0.379	0.268	
			2110	1	0.108	0.076			0.073	0.108
		16.70	2120	1	-0.074	-0.052			-0.050	-0.074
			0110	1	0.030	0.002			0.006	
				2		0.021			0.020	0.030
			2021	1	0.198	-0.139	0.197	-0.189	0.134	
			2110	1	-0.178	-0.125			-0.120	-0.178
		19.88	2120	1	0.232	0.163			0.157	0.232
			0110	1	-0.216	-0.016			-0.043	0.005
				2		-0.152			-0.146	-0.216
			2021	1	0.127	-0.089	0.126	-0.121	0.086	
			2110	1	-0.332	-0.234			-0.224	-0.332
			2120	1	0.059	0.042			0.040	0.059
1/2	3/2	11.58	2021	1	0.009	-0.007	0.009	-0.009	0.006	
		17.49	2021	1	1.113	-0.787	1.107	-1.064	0.752	
3/2	1/2	0.9BE	0001	1	1.054	-0.078	0.110	-0.299	0.211	
		9B (0.)		2		-0.741	1.049	-1.008	0.713	
			0110	1	-0.305	-0.022			-0.061	0.007
				2		-0.214			-0.206	-0.305
			2021	1	0.307	-0.216	0.305	-0.293	0.207	
			2110	1	0.265	0.187			0.179	0.265
			2120	1	-0.092	-0.065			-0.062	-0.092
		4.66	2130	1	-0.667	-0.469			-0.451	-0.667
			0001	1	0.211	-0.016	0.022	-0.060	0.042	
				2		-0.148	0.209	-0.201	0.142	
			0110	1	0.389	0.029			0.078	-0.010
				2		0.273			0.263	0.389
			2021	1	-0.387	0.272	-0.385	0.370	-0.262	
			2110	1	0.099	-0.069			0.067	0.099
			2120	1	-0.112	-0.079			-0.076	-0.112
		10.04	2130	1	-0.007	-0.005			-0.005	-0.007
			0001	1	-0.056	0.004	-0.006	0.016	-0.011	
				2		0.039	-0.055	0.053	-0.038	
			0110	1	0.215	0.016			0.043	-0.005
				2		0.151			0.145	0.215
			2021	1	-0.111	0.078	-0.110	0.106	-0.075	
			2110	1	0.144	0.102			0.098	0.144
			2120	1	0.286	0.201			0.193	0.286
		12.66	2130	1	0.699	0.491			0.472	0.699
			0001	1	-0.244	0.018	-0.025	0.069	-0.049	
				2		0.172	-0.243	0.233	-0.165	
			0110	1	-0.398	-0.029			-0.080	0.010
				2		-0.280			-0.269	-0.398
			2021	1	0.103	-0.073	0.103	-0.099	0.070	
			2110	1	0.051	0.036			0.034	0.051
			2120	1	0.055	0.039			0.037	0.055
		15.46	2130	1	0.018	0.012			0.012	0.018
			0001	1	-0.100	0.007	-0.010	0.028	-0.020	
				2		0.071	-0.100	0.096	-0.068	
			0110	1	0.003	0.002			0.002	0.003
			2021	1	-0.303	0.213	-0.302	0.290	-0.205	
			2120	1	-0.153	-0.108			-0.103	-0.153
			2130	1	0.074	0.052			0.050	0.074

TABLE 1 (Continued)

AI=11 JI=3/2 TI=1/2			TARGET 11B			PICK UP				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(V,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
3/2	1/2	16.10	0001	1	-0.098	0.007	-0.010	0.028	-0.020	
			0110	1	0.155	0.069	-0.097	0.094	-0.066	
			2021	1	-0.198	0.011			0.031	-0.004
			2110	1	-0.229	0.109	-0.197	0.190	0.105	0.155
			2120	1	-0.425	-0.161			-0.134	-0.229
			2130	1	-0.165	-0.299			-0.288	-0.425
		16.93	0001	1	-0.038	-0.116			-0.111	-0.165
			0110	1	0.070	0.003	-0.004	0.011	-0.008	
			2021	1	0.283	0.027	-0.038	0.037	-0.026	
			2110	1	-0.313	0.005			0.014	-0.002
			2120	1	-0.181	0.049	0.281	-0.270	0.048	0.070
			2130	1	-0.280	-0.199			0.191	-0.313
			0001	1	-0.816	-0.220			-0.211	-0.181
3/2	3/2	13.61	0001	1	-0.816	-0.127			-0.122	-0.181
		91 (0.)		2		0.197			0.189	0.280
		9BE (14.39)				0.060	-0.085	0.231	-0.164	
		9B (14.67)				0.574	-0.812	0.780	-0.552	
		9C (0.)								
		18.48	2021	1	-0.230	-0.161	-0.228	-0.219	0.155	
			0001	1	-0.378	0.028	-0.039	0.107	-0.076	
			2021	1	-0.528	0.266	-0.376	0.361	-0.255	
5/2	1/2	2.94	0110	1	-0.187	0.371	-0.525	0.505	-0.357	
		9BE (2.43)		2		-0.014			-0.037	-0.005
		9B (2.33)				-0.131			-0.126	-0.187
			2021	1	-0.048	0.033	-0.047	0.046	-0.032	
			2110	1	0.360	0.253			0.243	0.360
			2120	1	0.269	0.189			0.182	0.269
			2130	1	0.039	0.027			0.026	0.039
		7.37	0110	2	-0.004	-0.003			-0.003	-0.004
			2021	1	0.160	-0.112	0.159	-0.153	0.108	
			2110	1	-0.592	-0.416			-0.400	-0.592
			2120	1	0.322	0.227			0.218	0.322
		10.87	0110	1	-0.582	-0.043			-0.117	-0.014
			2021	1	0.024	-0.410	0.024	-0.023	0.394	-0.582
			2110	1	0.031	-0.017			0.016	
			2120	1	0.108	0.022			0.021	0.031
			2130	1	0.124	0.076			0.073	0.108
		12.51	0110	1	0.035	0.087			0.084	0.124
			2021	1	-0.116	0.003	-0.115	0.110	0.007	
			2110	1	-0.183	0.025			0.024	0.035
			2120	1	0.341	-0.081			-0.078	-0.183
			2130	1	0.018	-0.120			-0.124	-0.341
		13.95	0110	1	-0.395	0.240			0.230	0.341
			2021	1	-0.158	0.012	-0.157	0.151	0.012	0.017
			2110	1	-0.173	-0.020			-0.079	-0.010
			2120	1	-0.197	-0.278			-0.267	-0.395
			2130	1	-0.539	0.111			-0.107	-0.173
		18.01	0110	1	-0.006	-0.121			-0.117	-0.197
			2021	1	-0.004	-0.138			-0.133	-0.539
			2110	1	-0.047	-0.379			-0.364	-0.006
			2120	1	0.036	-0.004	-0.004	0.004	-0.004	-0.006
			2130	1	0.120	0.003			0.003	-0.047
		18.78	2021	1	0.260	0.026	0.259	-0.249	0.025	0.036
			2110	1	0.228	0.084			0.081	0.120
			2120	1	-0.193	-0.183			0.176	-0.228
			2130	1	0.067	0.160			0.154	0.228
5/2	3/2	17.39	2021	1	-0.436	-0.136	-0.433	0.416	-0.130	-0.193
7/2	1/2	6.19	2021	1	-1.008	0.047	-1.003	0.964	0.045	0.067
		9BE 6.66	2120	1	-0.606	0.306			-0.294	
			2130	1	0.267	0.709			-0.681	
			2021	1	-0.425	-0.426			-0.410	-0.606
			2120	1	-0.415	0.188			0.180	0.267
			2130	1	-0.343	0.299	-0.423	0.406	-0.287	-0.415
		12.86	2021	1	-0.159	-0.292			-0.281	-0.343
			2120	1	0.174	-0.241			-0.232	-0.159
			2130	1	-0.371	0.112	-0.158	0.152	-0.108	-0.371
			2021	1	0.007	0.122			0.118	0.174
			2120	1	-0.286	-0.261	0.007	-0.007	-0.005	-0.286
			2130	1	-0.155	-0.005			-0.193	-0.286
			2021	1	-0.057	-0.201	-0.057	0.054	-0.105	-0.155
			2120	1	0.072	-0.109			-0.038	-0.057
			2130	1	0.177	0.040			0.049	0.072
		19.49	2021	1	-0.034	0.051	-0.034	0.033	0.119	0.177
			2120	1	-0.245	0.124			-0.023	-0.245
			2130	1	-0.081	-0.172			-0.165	-0.081
7/2	3/2	19.78	2021	1	0.099	-0.057	0.099	-0.095	0.067	
9/2	1/2	11.01	2130	1	-0.007	0.070			-0.005	-0.007
		16.29	2130	1	0.016	-0.005			0.005	0.016

TABLE 1 (Continued)

AI=11			JI=3/2		TI=1/2		TARGET 11R			STRIPPING RST=GNLSJT			
JF 1/2	TF 1/2	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)			
		0.13C 13N	0110	1 2	0.067	0.048			0.010 0.048	-0.008 0.067			
		8.78 13C 13N	2021 2110 2120 0110	1 1 1 2	0.300 -0.218 -0.561 0.179	-0.212 -0.154 -0.397 0.002 0.127	0.300	-0.293	0.207 -0.151 -0.388 0.026 0.124	-0.216 -0.558 -0.020 0.178			
		13.81 13C 13N	2021 2110 2120 0110	1 1 1 2	0.079 -0.101 -0.147 0.178	-0.056 -0.071 -0.104 0.002 0.126	0.079	-0.078	0.055 -0.070 -0.102 0.026 0.123	-0.100 -0.146 -0.020 0.177			
		17.41	2021 2110 2120 0110	1 1 1 2	-0.006 -0.152 -0.222 0.467	0.004 -0.107 -0.157 0.005 0.330	-0.006	0.006	-0.004 -0.105 -0.154 0.068 0.323	-0.151 -0.223 -0.053 0.464			
1/2	3/2	18.79 3.59 13C 13N	2021 2110 2120 2021 0001 0110	1 1 1 1 1 2	-0.008 -0.218 -0.162 -0.128 0.400 0.055	-0.006 -0.154 -0.115 -0.091 -0.004 -0.283	0.008	0.008	-0.006 -0.151 -0.112 -0.089 -0.058 0.276	-0.217 -0.181			
3/2	1/2	3.684 3.509 10.43 13C 13N	0001 0110 2021 2110 2120 2130 0001	1 2 1 1 1 1 2	0.400 0.055 -0.727 -0.137 -0.263 -0.321 -0.312	-0.004 0.039 0.514 0.097 -0.186 -0.227 0.003 0.221	0.400	0.400	-0.006 0.008 0.038 0.095 -0.182 -0.222 -0.045 0.305	0.058 -0.006 0.055 0.136 -0.261 -0.319			
		14.00 13C 13N	0110 2021 2110 2120 2130 0001	1 2 1 1 1 2	-0.044 0.427 -0.171 -0.165 -0.150 -0.178	-0.051 -0.305 -0.121 -0.117 -0.106 0.002 0.126	0.427	-0.418	-0.006 -0.051 0.295 -0.118 -0.114 -0.104 -0.026 0.174	0.005 -0.044 -0.170 -0.164 0.149			
		17.44	0110 2021 2110 2120 2130 0001	1 2 1 1 1 2	0.072 -0.122 -0.003 0.041 0.057 -0.017	0.051 -0.086 -0.002 0.029 0.040	0.122	-0.119	0.010 0.050 0.084 -0.002 0.028 0.039	-0.008 0.071 -0.003 0.041 0.056			
		19.84	0110 2021 2110 2120 2130 0001	1 2 1 1 1 2	0.320 0.465 0.361 0.130 0.236 0.797	0.002 -0.329 0.255 0.092 0.167 -0.008 -0.564	0.320	0.320	-0.028 0.046 0.222 0.322 0.250 0.090 0.163 0.116 0.551	-0.037 0.318 0.358 0.130 0.234			
3/2	3/2	14.79 13B 13C 13N	0001	1 2	0.797	-0.008 -0.564	0.011 0.797	-0.163 -0.780	0.116 0.551				
5/2	1/2	7.40 13C 13N	2021 0110	1 2	-0.315 -0.052	0.223 -0.034	-0.315	0.308	-0.218 -0.007 -0.036	-0.006 -0.051			
		13.17 13N	2021 2110 2120 2130 0110	1 1 1 1 2	-0.348 0.155 0.293 -0.029 -0.450	0.246 0.110 0.207 -0.020 -0.005 -0.318 -0.037 0.139 -0.173 0.181 -0.001 -0.101 -0.154 0.083 -0.270 -0.141 -0.209 -0.137	-0.348	0.341	-0.241 0.107 0.203 -0.020 -0.065 -0.311 0.036 0.136 -0.170 0.254 0.016 -0.142 0.132 0.081 -0.264 -0.138 0.204 0.134	-0.154 0.291 -0.028 0.051 -0.447 0.196 0.244 0.254 0.016 -0.142 0.116 -0.379 -0.199			
5/2	3/2	21.26 13C	2021	1	0.194	-0.137	0.295	-0.288	0.204				
7/2	1/2	11.07 13C 13N	2021	1	0.194	-0.137	0.193	-0.189	0.134				
		19.50	2120 2130 2021 2120 2130	1 1 1 1 1	0.073 0.387 0.085 0.135 -0.443	0.052 0.274 -0.060 0.094 -0.314	0.085	-0.084	0.050 0.268 0.059 0.094 -0.307	0.072 0.385 0.134 -0.441			

TABLE 1 (Continued)

AI=13 JI=1/2 TI=1/2			TARGET 13C			PICK UP RST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	1.71	0001	1	0.534	-0.005	0.008	-0.110	0.077	
		11B 2.124		2		-0.378	0.534	-0.523	0.370	
		11C 1.995	0110	1	0.063				0.009	-0.007
				2		-0.044			-0.043	0.062
		11.61	2110	1	-0.405	-0.286			-0.280	-0.402
			0001	1	-0.403	0.004	-0.006	0.083	-0.058	
				2		0.285	-0.403	0.394	-0.279	
			0110	1	0.208	0.002			0.030	-0.024
				2		0.147			0.144	0.207
		12.01	2110	1	0.082	-0.058			0.056	0.081
			0001	1	-0.095		-0.001	0.020	-0.014	
				2		0.067	-0.095	0.093	-0.066	
			0110	1	-0.503	-0.005			-0.073	0.057
				2		-0.356			-0.348	-0.500
		16.82	2110	1	0.446	0.315			0.308	0.443
			0001	2	0.003	-0.002	0.003	-0.003	0.002	
			0110	1	-0.419	-0.004			-0.061	0.048
				2		-0.296			-0.290	-0.416
			2110	1	-0.206	-0.145			-0.142	-0.204
1/2	3/2	13.56	0001	1	-1.400	0.014	-0.020	0.287	-0.203	
		11BE (0.32)		2		0.990	-1.400	1.369	-0.968	
		11B 13.02								
		11C 12.45	0110	1	0.067				0.010	-0.008
3/2	1/2	0.		2		0.048			0.046	0.067
		11B 0.	2021	1	0.300	-0.212	0.300	-0.293	0.207	
		11C 0.	2110	1	-0.218	-0.154			-0.151	-0.216
			2120	1	-0.561	-0.397			-0.388	-0.558
		5.39	0110	1	0.043				0.006	-0.005
		11B (5.019)		2		0.030			0.030	0.043
		11C 4.794	2021	1	0.865	-0.612	0.865	-0.846	0.598	
			2110	1	0.148	0.104			0.102	0.147
			2120	1	0.004	0.002			0.002	0.003
		11.44	0110	1	0.195	0.002			0.028	-0.022
		11B (10.25)		2		0.138			0.135	0.194
			2021	1	-0.236	-0.167	-0.236	0.231	-0.163	
			2110	1	-0.166	-0.117			-0.115	-0.165
			2120	1	-0.345	-0.244			-0.238	-0.342
		13.36	0110	1	0.551	0.006			0.080	-0.063
				2		0.390			0.381	0.548
			2021	1	-0.065	0.046	-0.065	0.063	-0.045	
			2110	1	-0.125	-0.088			-0.087	-0.124
			2120	1	-0.618	-0.437			-0.427	-0.614
		13.44	0110	1	-0.063				-0.009	0.007
				2		-0.045			-0.044	-0.063
			2021	1	-0.877	0.620	-0.877	0.858	-0.607	
			2110	1	0.592	0.418			0.409	0.588
			2120	1	0.561	0.397			0.388	0.558
		15.05	0110	1	0.694	0.007			0.101	-0.079
				2		0.491			0.480	0.690
			2021	1	-0.351	0.248	-0.351	0.344	-0.243	
			2110	1	-0.255	0.181			0.177	0.254
			2120	1	-0.119	-0.084			-0.083	-0.119
		16.77	0110	1	0.437	0.004			0.063	-0.050
				2		0.309			0.302	0.434
			2021	1	-0.608	0.430	-0.608	0.595	-0.421	
			2110	1	0.091	0.064			-0.063	0.090
			2120	1	-0.004	-0.003			-0.003	-0.004
3/2	3/2	15.84	2021	1	-0.315	0.222	-0.314	0.308	-0.218	
		18.48	2021	1	-0.725	0.513	-0.725	0.709	-0.502	
5/2	1/2	4.35	2021	1	-0.740	0.523	-0.740	0.723	-0.512	
		11B 4.444								
		11C 4.305	2120	1	0.417	0.295			0.288	0.414
			2130	1	0.346	0.244			0.239	0.343
		8.10	2021	1	0.451	-0.319	0.451	-0.441	0.312	
		11B (8.93)								
		11C (8.42)	2120	1	0.515	0.364			0.356	0.512
			2130	1	-0.459	-0.324			-0.317	-0.456
		10.68	2021	1	-0.129	0.092	-0.129	0.127	-0.090	
		11B (10.33)	2120	1	-0.208	-0.147			-0.144	-0.207
			2130	1	0.557	0.394			0.385	0.553
		14.40	2021	1	-0.014	0.010	-0.014	0.013	-0.009	
		11B (11.0)	2120	1	-0.174	-0.123			-0.120	-0.173
			2130	1	0.767	0.542			0.530	0.762
		15.81	2021	1	0.641	-0.453	0.641	-0.626	0.443	
			2120	1	0.281	0.198			0.194	0.279
			2130	1	0.576	0.407			0.398	0.572
		17.10	2021	1	-0.222	0.157	-0.222	0.217	-0.154	
			2120	1	-0.153	-0.108			-0.106	-0.152
			2130	1	-0.061	-0.043			-0.042	-0.061
5/2	3/2	18.22	2021	1	0.343	-0.243	0.343	-0.336	0.237	
7/2	1/2	5.84	2130	1	-1.130	-0.799			-0.781	-1.123
		11B 6.743								
		11C 6.48	2130	1	0.066	0.047			0.046	0.066
		12.64	2130	1	-1.073	-0.759			-0.742	-1.066
		15.07	2130	1	0.270	0.191			0.187	0.269
		16.61	2130	1	0.069	0.049			0.048	0.069
		19.82								

TABLE 1 (Continued)

AI=13 JI=1/2 TI=1/2 TARGET 13C STRIPPING
BST*GNLSJT

JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(T,N)	(T,P)	(HE3,N)	(HE3,P)	(HE4,D)
1/2	1/2	0.15N 150	0001	1 2	1.001	-0.054 -0.705	-0.077 0.998	-0.119 -0.994	0.084 0.703	
			0110	1 2	0.051	-0.003 -0.036			0.004 0.036	-0.010 -0.050
3/2	1/2	6.32 15N	2110	1	-0.865	-0.610			-0.608	-0.847
			0110	1 2	0.387	-0.021 0.273			0.033 0.272	-0.078 0.379
			2021	1	0.300	-0.212	0.299	-0.298	0.211	
			2110	1	-0.066	-0.046			-0.046	-0.064
			2120	1	-0.392	-0.277			-0.275	-0.384

AI=14 JI= 1 TI= 0 TARGET 14N PICK UP
BST*GNLSJT

JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
0	0	0.12C	0110	1 2	-0.122	0.003 -0.086			-0.014 -0.085	0.019 -0.121
			2110	1	0.596	0.421			0.416	0.589
		13.47 12C	0110	1 2	-0.127	0.003 -0.090			-0.015 -0.088	0.020 -0.125
1	0	12.44 12C	2110	1	0.577	-0.408			0.402	0.570
			0110	1 2	0.274	-0.006 0.194			0.032 0.191	-0.043 0.271
			2110	1	0.097	0.069			0.068	0.096
		19.18	2120	1	0.908	0.642			0.633	0.896
			0110	1 2	-0.357	0.008 -0.252			-0.041 -0.249	0.056 -0.352
			2110	1	0.089	0.063			0.062	0.088
			2120	1	-0.085	-0.060			-0.059	-0.084
1	1	15.08 12B 12C 12N	0001	1 2	0.182	0.004 -0.129	-0.006 0.182	-0.030 -0.180	0.021 0.127	
			2021	1	0.376	-0.266	0.376	-0.371	0.262	
		19.50 12B	0001	1 2	-1.176	-0.026 0.831	0.037 -1.175	0.192 1.160	-0.135 -0.820	
2	0	4.64 12C	2021	1	0.244	-0.173	0.244	-0.241	0.170	
			0110	1 2	0.458	-0.010 0.324			0.053 0.319	-0.072 0.452
			2110	1	0.370	0.262			0.258	0.365
			2120	1	0.583	0.412			0.406	0.575
			2130	1	0.030	0.021			0.021	0.030
		15.73 12C	0110	1 2	-0.148	0.003 -0.105			-0.017 -0.103	0.023 -0.146
			2110	1	-0.240	-0.169			-0.167	-0.237
			2120	1	-0.604	-0.427			-0.421	-0.596
			2130	1	-0.623	-0.440			-0.434	-0.615
		18.12 12C	0110	1 2	0.054	-0.001 0.038			0.006 0.038	-0.009 -0.054
			2110	1	-0.294	-0.207			-0.205	-0.290
			2120	1	-0.340	-0.240			-0.237	-0.336
			2130	1	1.048	0.741			0.731	1.035
2	1	16.68 12B 12C 12N	2021	1	-0.849	0.600	-0.849	0.838	-0.592	
			2021	1	0.131	-0.092	0.131	-0.129	0.091	
		20.03 12B 12C	2120	1	-0.145	-0.103			-0.101	-0.143
			2130	1	-0.790	-0.558			-0.551	-0.780
3	0	17.25	2021	1	-0.541	0.382	-0.541	0.534	-0.377	
3	1	19.62	2130	1	1.563	1.104			1.090	1.543
4	0	13.49 12C	2130	1						

AI=15 JI=1/2 TI=1/2 TARGET 15N PICK UP
BST*GNLSJT

JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	0.13C 13N	0001	1 2	1.001	0.054 -0.705	-0.077 0.998	-0.119 -0.994	0.084 0.703	
			0110	1 2	0.051	-0.003 0.036			0.004 0.036	-0.010 -0.050
			2110	1	-0.865	-0.610			-0.608	-0.847
		8.78 13C 13N	0001	1 2	0.018	-0.012	-0.001 0.018	-0.002 -0.017	0.001 0.012	
			0110	1 2	-0.489	0.027 -0.345			-0.041 -0.344	0.098 -0.479
			2110	1	0.671	0.473			0.471	0.657

TABLE 1 (Continued)

TABLE 2

AI=15 JI=1/2 TI=1/2			TARGET 15N			PICK UP BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
1/2	1/2	13.81 13C 13N	(11.08) (10.78)	0001	1	0.168	-0.009	-0.013	-0.020	0.014
					2		-0.118	0.167	-0.167	0.118
				0110	1	0.618	-0.034			0.052
					2		0.436			0.434
		17.41		2110	1	0.174	-0.123			0.122
				0001	1	-0.347	-0.019	-0.027	0.041	-0.029
					2		0.244	-0.346	0.344	-0.243
				0110	1	-0.158	0.009			-0.013
					2		-0.111			-0.111
1/2	3/2	18.79		2110	1	-0.211	-0.148			-0.148
				0001	1	-1.155	-0.063	-0.089	0.137	-0.097
					2		0.814	-1.151	1.146	-0.811
3/2	1/2	3.59 13C 13N	3.684 3.509	0110	1	-0.594	-0.032			-0.050
					2		-0.419			-0.417
				2021	1	-0.601	0.424	-0.599	0.597	-0.422
				2110	1	0.010	0.007			0.007
				2120	1	-0.374	-0.263			-0.262
		10.43 13C 13N	9.50 9.52	0110	1	0.132	-0.007			0.011
					2		0.093			0.093
				2021	1	0.180	-0.127	0.180	-0.179	0.127
				2110	1	0.354	0.249			0.248
				2120	1	1.398	0.986			0.982
		14.00 13C 13N	(11.72) 11.87	0110	1	-1.159	-0.053			-0.097
					2		-0.817			-0.814
				2021	1	-0.711	0.501	-0.709	0.706	-0.499
				2110	1	-0.173	-0.122			-0.121
				2120	1	-0.244	-0.172			-0.171
		17.44		0110	1	-0.205	0.011			-0.017
					2		-0.144			-0.144
				2021	1	0.929	-0.655	0.927	-0.923	0.653
				2110	1	0.303	0.214			0.213
				2120	1	-0.304	-0.214			-0.213
		19.84		0110	1	0.147	-0.008			0.012
					2		0.104			0.103
				2021	1	0.269	-0.189	0.268	-0.267	0.189
				2110	1	0.475	0.335			0.333
				2120	1	-0.051	-0.036			-0.036
3/2	3/2	14.79 138 13C 13N	0. 15.11 15.07	2021	1	-0.249	0.176	-0.248	0.247	-0.175
				2120	1	-0.714	-0.503			-0.501
				2130	1	0.766	0.540			0.538
		13.17 13N	10.35	2021	1	0.372	-0.262	0.371	-0.369	0.261
				2120	1	-0.733	-0.516			-0.514
				2130	1	-0.613	-0.432			-0.430
		17.17		2021	1	-0.869	0.613	-0.867	0.863	-0.610
				2120	1	0.214	0.151			0.150
				2130	1	1.393	0.982			0.978
5/2	3/2	21.26		2021	1	-1.414	0.997	-1.410	1.404	-0.993
7/2	1/2	11.07 13C 13N	(11.97) 10.36	2130	1	-1.889	-1.332			-1.326
		19.50		2130	1	-0.657	-0.463			-0.461

AI=16 JI= 0 TI= 0			TARGET 160			PICK UP BST*GNLSJT				
JF	TF	E	LSJT	N	FPC	(N,T)	(P,T)	(N,HE3)	(P,HE3)	(D,HE4)
0	1	2.69 14C 14N	0. 2.31	0001	1	1.488	0.125	-0.177	-0.114	0.081
					2		-1.045	1.477	-1.483	1.045
		16.33 14C 14N	6.58 8.61	0001	1	-0.887	-0.075	-0.105	0.068	-0.048
					2		0.623	-0.880	0.884	-0.625
1	0	0. 14N	0.	0110	1	0.128	-0.011			0.007
					2		0.090			-0.090
		3.62 14N	3.94	2110	1	-1.644	-1.154			-1.159
				0110	1	-1.635	-0.137			-0.089
					2		-1.148			-1.153
		15.24 14N	(6.20)	2110	1	-0.286	-0.201			-0.201
				0110	1	0.554	-0.047			0.050
					2		0.389			0.391
				2110	1	-0.462	-0.325			-0.325

TABLE 2

AI	JI	TI	R	JF	TF	ENERGY	LSJT	POT	2BME
7	3/2	1/2	S	3/2	1/2	0.	0001	0.441	0.356
							0110	0.126	0.189
							2021	-0.316	-0.309
							2110	0.093	0.090
							2120	-0.144	-0.126
							2130	-0.625	-0.684
				5/2	1/2	2.43	0110	0.076	0.050
							2021	-0.712	-0.680
							2110	0.172	0.250
							2120	-0.191	-0.133
							2130	-0.517	-0.554
				7/2	1/2	6.66	2021	-0.488	-0.606
							2120	-0.206	-0.281
							2130	-0.798	-0.655
				3/2	3/2	14.39	0001	0.963	0.914
							2021	-0.253	-0.325
10	3	0	P	0	0	0.	2130	0.507	0.529
				2	0	2.90	0110	-0.021	0.053
							2110	-0.333	-0.299
							2120	0.597	0.662
							2130	-0.602	-0.643
				4	0	11.4	0110	-0.119	-0.041
							2110	0.549	0.509
							2120	-0.124	-0.133
							2130	0.181	-0.034
				2	1	16.63	2021	0.326	0.203

TABLE 3

AI	JI	TI	R	JF	TF	ENERGY	LSJT	C.-K.	BOYARKINA							
7	$3/2$	$1/2$	P	$3/2$	$1/2$	0.	0001	0.942	0.913							
							0110	-0.610	-0.734							
							2021	0.520	0.598							
							2110	0.173	0.010							
							2120	-0.021	0.032							
							2130	-0.675	-0.769							
							$1/2$	$1/2$	2.6	0110	0.627	0.510				
										2021	0.573	0.521				
										2110	0.171	0.091				
										2120	-0.462	-0.291				
							12	0	0	S	1	0	0.	0110	-0.122	-0.207
														2110	0.596	0.585
														0	1	2.31
1	0	3.94	0110	0.586	0.631											
			2110	0.025	0.075											
3	0	6.44	2130	0.174	0.147											
2	0	7.03	2120	0.311	0.276											
0	1	8.61	0001	-0.144	-0.245											
2	1	9.17	2021	0.226	0.255											
13	$1/2$	$1/2$	S	$1/2$	$1/2$	0.								0001	1.001	0.920
							0110	0.051	0.364							
							2110	-0.865	-1.100							
							$3/2$	$1/2$	6.32	0110	0.387	0.317				
										2021	0.300	0.314				
										2110	-0.066	0.084				
										2120	-0.392	-0.166				

Blanco		(p, t)						(p, ³ He)						(d, α)						
$J_i T_i$	resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac}	Ref resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac}	Ref resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac}	Ref	
¹⁶ O	14 ⁰						14 ^N	1 0	GS	0,2	0	1	26	14 ^N	1 0	GS	0,2	0	1	29
		0 1	GS	0	1	1	21	0 1	2,31	0	1	2	26		1 0	3,95	0,2	0	2	29
								1 0	3,95	0,2	0	3	26		1 0	6,21	0,2	0	3	29
¹⁵ N	13 ^N	$\frac{1}{2}$	GS	0	1	2	14	$\frac{1}{2}$	GS	0,2	1,0	4	14	13 ^C	$\frac{1}{2}$	GS	0,2	0	4	30
		$\frac{3}{2}$	3,51	2	1	3	14	$\frac{3}{2}$	3,68	0,2	1,0	5	14							
		$\frac{5}{2}$	7,38	2	1	4	14	$\frac{5}{2}$	7,55	2	1,0	6	14							
								$\frac{1}{2}$	8,86	0,2	1,0	7	14							
								$\frac{3}{2}$	9,52	0,2	1,0	8	14							
								$\frac{7}{2}$	12,40	2	0	11	14							
		$\frac{3}{2}$	15,07	2	1	5	14	$\frac{3}{2}$	15,11	2	1	12	14							
¹⁴ N	12 ^N							0 0	GS	0,2	0	13	26	12 ^C	0 0	GS	0,2	0	7	29
								2 0	4,43	0,2	0	14	26		2 0	4,43	0,2	0	8	29
								1 0	12,71	0,2	0	15	27		0 0	7,66	0,2	0	9	29
								4 0	14,08	2	0	17	27		1 0	12,71	0,2	0	10	27
															4 0	14,08	2	0	11	27

Tabla 4

Blanco		(p, t)						(p, ³ He)						(d, α)									
$J_i T_i$	resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac.}	Ref	resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac.}	Ref	resid	$J_F T_F$	E	L	T	N ^o _{reac.}	Ref		
14 _N	1 0 12 _N	1 1	GS	0,2	1	6	22	12 _C	1 1	15.11	0,2	1	16	27	12 _C								
13 _C	1/2 1/2 11 _C	3/2 1/2	GS	2	1	7	14	11 _B	3/2 1/2	GS	0,2	10	18	11	11 _B	3/2 1/2	GS	0,2	0	12	31		
		1/2 1/2	2	0	1	8	14		1/2 1/2	2.12	0,2	10	19	11		1/2 1/2	2.12	0,2	0	13	31		
		5/2 1/2	4.32	2	1	9	14		5/2 1/2	4.44	2	10	20	11		5/2 1/2	4.46	2	0	14	31		
				0	1	10	14		3/2 1/2	5.02	0,2	10	21	11		3/2 1/2	5.03	0,2	0	15	31		
									1/2 3/2	12.84	0	1	23	11									
12 _C	0 0 10 _C							10 _B	3 0	GS	2	0	24	26	10 _B	3 0	GS	2	0	16	29		
									1 0	0.72	0,2	0	25	26		1 0	0.72	0,2	0	17	29		
		0 1	GS	0	1	11	23		0 1	1.74	0,1	26	26										
									1 0	2.15	0,2	0	27	26		1 0	2.15	0,2	0	18	29		
									2 0	3.59	2	0	28	26		2 0	3.59	2	0	19	29		
																2 0	4.77	2	0	20	29		
																1 0	5.18	0,2	0	21	29		
																2 0	6.04	2	0	21	29		

Tabla 4

REACCIÓN	Q_{GS} (MeV)	BE (MeV)	Ex Max (MeV)	E (MeV) proy. Inc.
$^{16}\text{O}(p,t)^{14}\text{O}$	-20.4055	28.887	G.S	43.7
$^{15}\text{N}(p,t)^{13}\text{N}$	-12.91	21.388	15.07	43.7
$^{14}\text{N}(p,t)^{12}\text{N}$	-22.14	30.643	G.S	43.7
$^{13}\text{C}(p,t)^{11}\text{C}$	-15.18	23.667	12.48	49.6
$^{12}\text{C}(p,t)^{10}\text{C}$	-23.32	31.801	3.35	50
$^{11}\text{B}(p,t)^9\text{B}$	-11.41	19.894	14.67	43.7
$^{10}\text{B}(p,t)^8\text{B}$	-18.53	27.014	2.29	50
$^{16}\text{O}(p,^3\text{He})^{14}\text{N}$	-15.24	22.9607	3.95	39.8
$^{15}\text{N}(p,^3\text{He})^{13}\text{C}$	-10.67	18.3847	15.11	43.7
$^{14}\text{N}(p,^3\text{He})^{12}\text{C}$	- 4.78	12.4967	16.11	39.8
$^{13}\text{C}(p,^3\text{He})^{11}\text{B}$	-13.185	20.9035	12.84	49.6
$^{12}\text{C}(p,^3\text{He})^{10}\text{B}$	-19.6945	27.4126	3.59	39.8
$^{11}\text{B}(p,^3\text{He})^9\text{Be}$	-10.3252	18.0432	14.39	45
$^{10}\text{B}(p,^3\text{He})^8\text{Be}$	- 0.5344	8.2523	2.9	49.5
$^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$	3.1109	22.9607	6.21	24
$^{15}\text{N}(d,\alpha)^{13}\text{C}$	7.687	18.3847	6.5	20.9
$^{14}\text{N}(d,\alpha)^{12}\text{C}$	13.5749	12.4967	14.08	24.20
$^{13}\text{C}(d,\alpha)^{11}\text{B}$	5.1681	20.9035	5.03	14.1
$^{12}\text{C}(d,\alpha)^{10}\text{B}$	- 1.3410	27.4126	6.04	24
$^{10}\text{B}(d,\alpha)^8\text{Be}$	17.8192	8.2523	2.9	13
$^9\text{Be}(d,\alpha)^7\text{Li}$	7.1544	18.9172	7.48	27.5

TABLA 5

PARAMETROS OPTICOS

Partícula	V	r	a	W	W _s	r _w	a _w	R _c	Ref
Protón	50	1.20	0.60	5	8	1.20	0.60	1.3	22
Tritón ³ He	160	1.20	0.80	0	30	1.40	0.80	1.3	22
Deuterón	282	1	1.09	0	6.99	1.1935	0.485	1.25	27
Alfa	200	1.97	0.5	0	10	1.6	0.3	1.22	27

$$V(r) = V_f u(r) - i w f w(r) + 4 i a_w W_s a f w(r) \text{ donde } f x(r) = (1 + e^{-(r-r_x A^{1/3} a x)^{-1}})^{-1}$$

óptico

Tabla 6

TABLE 7

AI = 15			JI = C.5			TI = C.5			PICK UP			RST * GNL SJT PIRT				
JF	TF	C	LSJT N	(N,T)	(P,T)	(N,PF3)	(P,PF3)	(N,HE4)	(P,HE4)	(N,HE4)	(P,HE4)	(N,HE4)	(P,HE4)	(N,HE4)	(P,HE4)	
0.5	C.5	C.0														
			0001	1	-0.13247E-04	0.18735E-04	-0.27154E-02	0.19108E-02	0.0							
				2	-0.14408E-02	0.20376E-02	-0.20587E-01	0.29115E-01	0.0							
				3	-0.70505E-01	0.99709E-01	-0.68960E-01	0.97524E-01	0.0							
			0110	1	-0.13145E-07	0.0	0.0	-0.3806E-05	-0.11843E-05							
				2	0.46908E-04	0.0	0.0	0.94791E-03	-0.52780E-03							
				3	-0.69960E-04	0.0	0.0	-0.96771E-04	-0.98306E-04							
			2110	1	-0.11293E-03	0.0	0.0	-0.22821E-02	0.12707E-02							
				2	-0.12095E-01	0.0	0.0	-0.16730E-01	-0.16996E-01							
		13.81														
			0001	1	-0.15035E-05	0.21263E-05	-0.31186E-03	0.44386E-03	0.0							
				2	-0.16692E-03	0.23606E-03	-0.23851E-02	0.33731E-02	0.0							
				3	-0.80021E-02	0.11317E-01	-0.78268E-02	0.11064E-01	0.0							
			0110	1	0.18224E-05	0.0	0.0	0.11284E-02	0.34419E-03							
				2	0.39609E-03	0.0	0.0	0.80040E-02	-0.44567E-02							
				3	0.20343E-01	0.0	0.0	0.28140E-01	0.28586E-01							
			2110	1	0.28985E-04	0.0	0.0	0.58972E-03	-0.32614E-03							
				2	0.87743E-03	0.0	0.0	0.12137E-02	0.12329E-02							
		8.78														
			0001	1	-0.15771E-06	0.22304E-06	-0.32923E-04	0.46560E-04	0.0							
				2	-0.16991E-04	0.24028E-04	-0.24278E-03	0.34334E-03	0.0							
				3	-0.81939E-03	0.11871E-02	-0.82100E-03	0.11611E-02	0.0							
			0110	1	-0.31012E-05	0.0	0.0	-0.91552E-03	-0.27941E-03							
				2	-0.35467E-03	0.0	0.0	-0.71670E-02	0.39907E-02							
				3	-0.16505E-01	0.0	0.0	-0.22831E-01	-0.23193E-01							
			2110	1	0.58539E-04	0.0	0.0	0.11829E-02	-0.65867E-03							
				2	0.80068E-02	0.0	0.0	0.11075E-01	0.11251E-01							
		1.5	0.5	3.59												
			0110	1	-0.47679E-05	0.0	0.0	-0.14076E-02	-0.42958E-03							
				2	-0.49580E-03	0.0	0.0	-0.10019E-01	0.55787E-02							
				3	-0.25376E-01	0.0	0.0	-0.35100E-01	-0.35657E-01							
			2021	1	0.18203E-03	-0.25742E-03	0.26010E-02	-0.36781E-02	0.0							
				2	0.31148E-02	-0.44050E-02	0.30466E-02	-0.43085E-02	0.0							
			2110	1	-0.14587E-04	0.0	0.0	-0.29477E-03	0.16413E-03							
				2	0.11123E-02	0.0	0.0	0.15386E-02	0.15610E-02							
				3	-0.88021E-04	0.0	0.0	-0.17787E-02	0.99019E-03							
			2120	1	0.86355E-03	0.0	0.0	0.11945E-02	0.12134E-02							
		14.00														
			0110	1	-0.70784E-05	0.0	0.0	-0.20897E-02	-0.63775E-03							
				2	-0.73964E-03	0.0	0.0	-0.14946E-01	0.83222E-02							
				3	-0.37673E-01	0.0	0.0	-0.52110E-01	-0.52937E-01							
			2021	1	0.16888E-03	-0.23826E-03	0.24073E-02	-0.34045E-02	0.0							
				2	0.28296E-02	-0.40017E-02	0.27676E-02	-0.39140E-02	0.0							
			2110	1	-0.39886E-04	0.0	0.0	-0.80599E-03	0.44878E-03							
				2	-0.15534E-03	0.0	0.0	-0.21488E-03	-0.21829E-03							
				3	-0.45174E-04	0.0	0.0	-0.91287E-03	0.50829E-03							
			2120	1	0.43403E-03	0.0	0.0	0.60036E-03	0.60988E-03							
		10.43														
			0110	1	0.10234E-05	0.0	0.0	0.30211E-03	0.92202E-04							
				2	0.92538E-04	0.0	0.0	0.18700E-02	-0.10412E-02							
				3	0.54465E-02	0.0	0.0	0.75338E-02	0.76533E-02							
			2021	1	-0.46171E-04	0.65295E-04	-0.65973E-03	0.93300E-03	0.0							
				2	-0.77953E-03	0.11024E-02	-0.76245E-03	0.10783E-02	0.0							
			2110	1	0.37638E-04	0.0	0.0	0.76059E-03	-0.42350E-03							
				2	0.34780E-02	0.0	0.0	0.48109E-02	0.48872E-02							
				3	0.27924E-03	0.0	0.0	0.56428E-02	-0.31420E-02							
			2120	1	-0.26991E-02	0.0	0.0	-0.37335E-02	-0.37928E-02							
		1.5	1.5	14.79												
			2021	1	0.57720E-04	-0.81628E-04	0.82476E-03	-0.11664E-02	0.0							
				2	0.96179E-03	-0.13602E-02	0.94072E-03	-0.13304E-02	0.0							
		2.5	0.5	7.40												
			2021	1	-0.41113E-03	0.58142E-03	-0.58746E-02	0.83079E-02	0.0							
				2	-0.60780E-02	0.98685E-02	-0.68252E-02	0.96523E-02	0.0							
			2120	1	-0.15283E-01	0.0	0.0	-0.30884E-02	0.17197E-02							
				2	0.14861E-02	0.0	0.0	0.20556E-02	0.20888E-02							
			2130	1	0.12727E-03	0.0	0.0	0.28718E-02	-0.14432E-02							
				2	0.21782E-02	0.0	0.0	0.30130E-02	0.30680E-02							
			4130	1	0.14174E-02	0.0	0.0	0.19607E-02	0.19918E-02							
		3.5	0.5	11.07												
			2130	1	-0.28728E-03	0.0	0.0	-0.58054E-02	0.32325E-02							
				2	-0.48842E-02	0.0	0.0	-0.17574E-02	-0.68644E-02							
			4130	1	-0.31951E-02	0.0	0.0	-0.44195E-02	-0.44897E-02							

TABULADOR 1

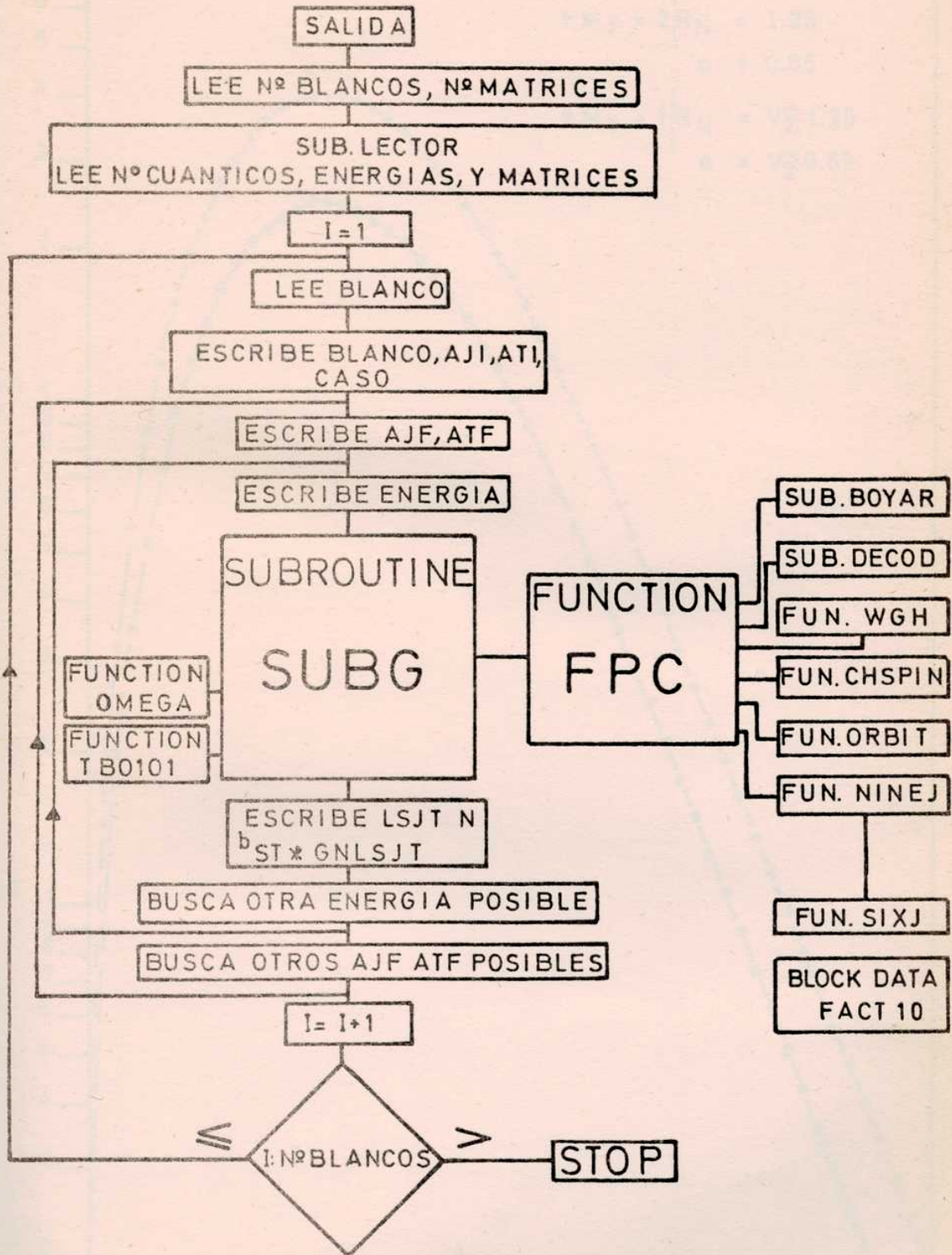


FIG.: 1

FACTOR DE FORMA MODIFICADO

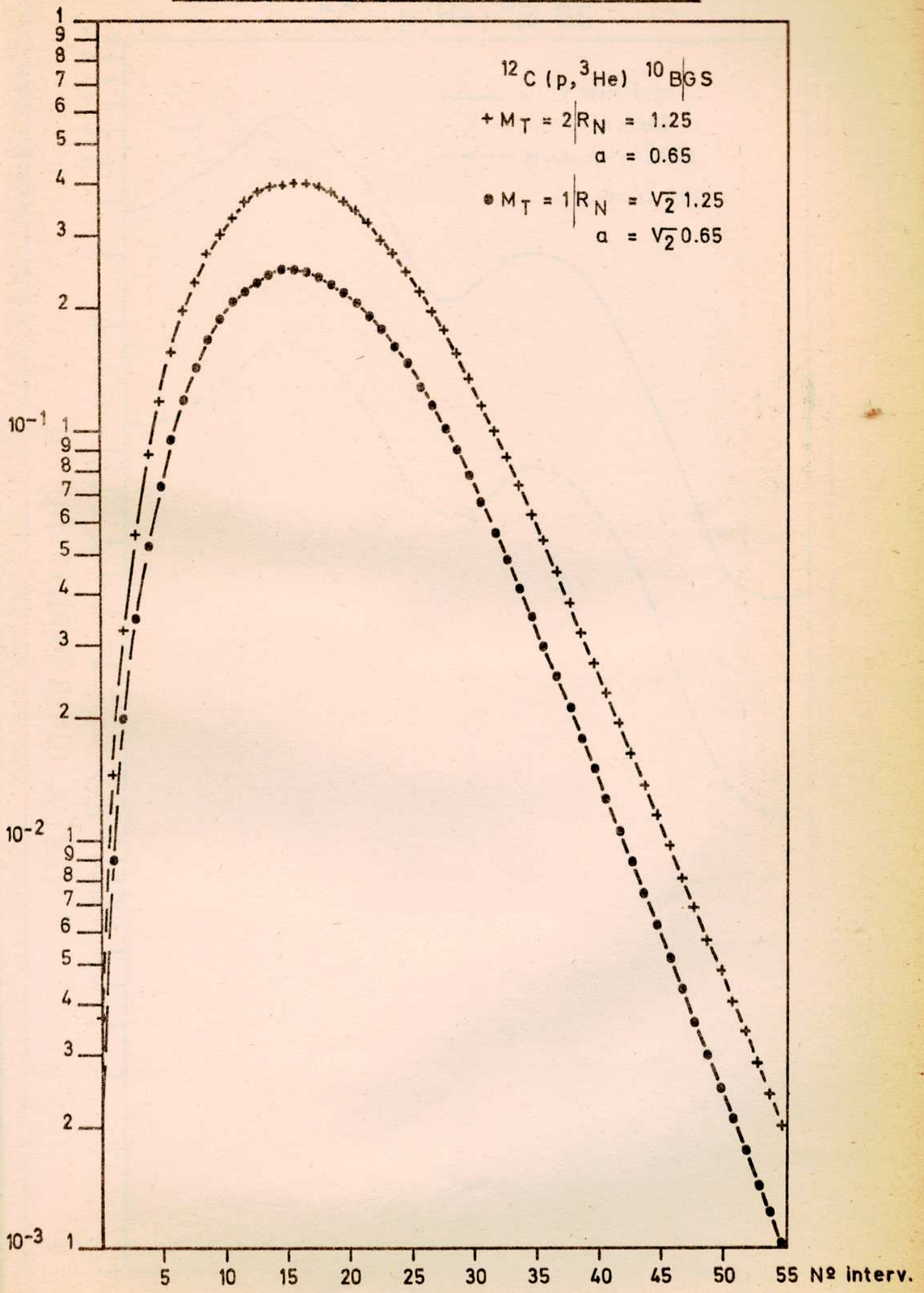
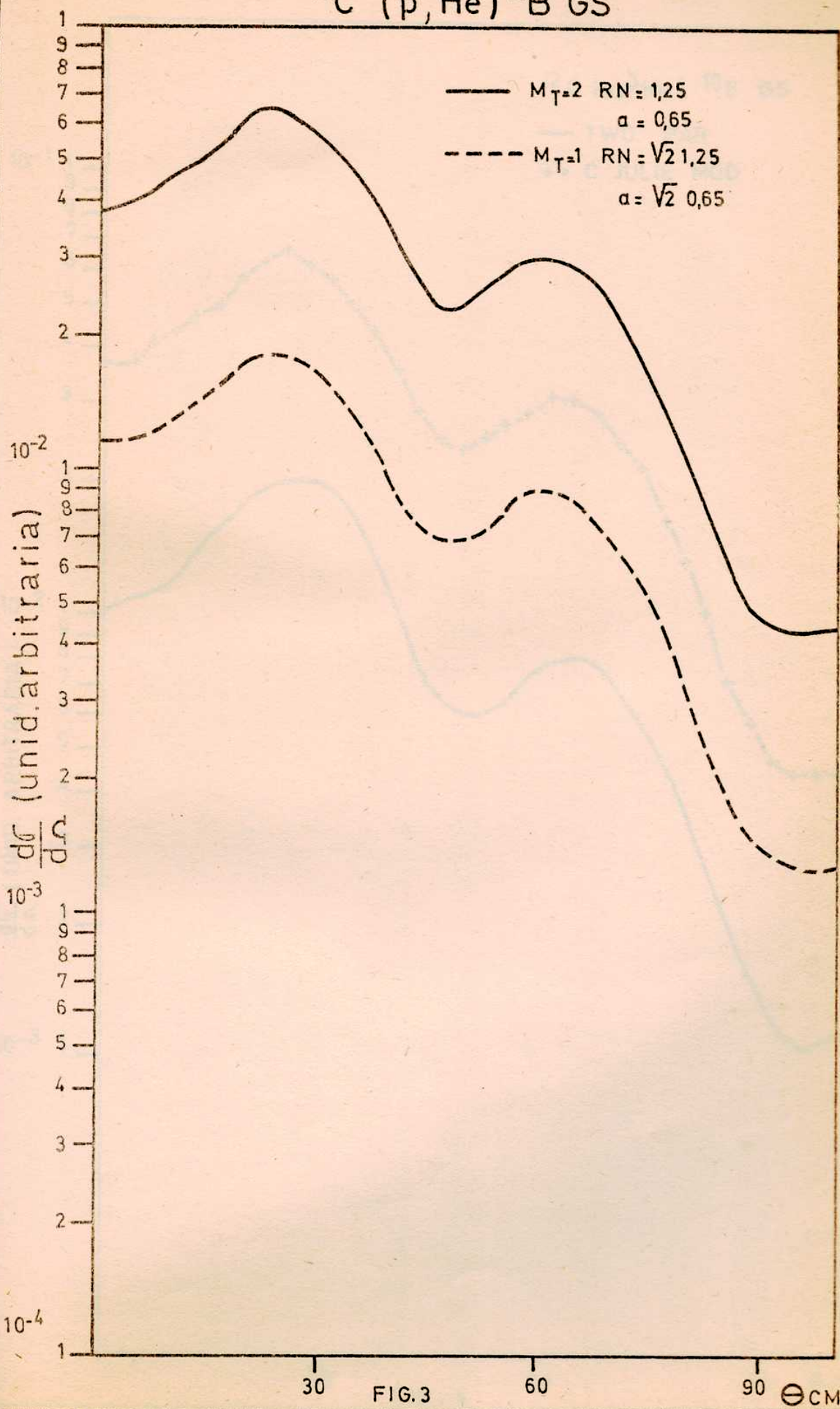
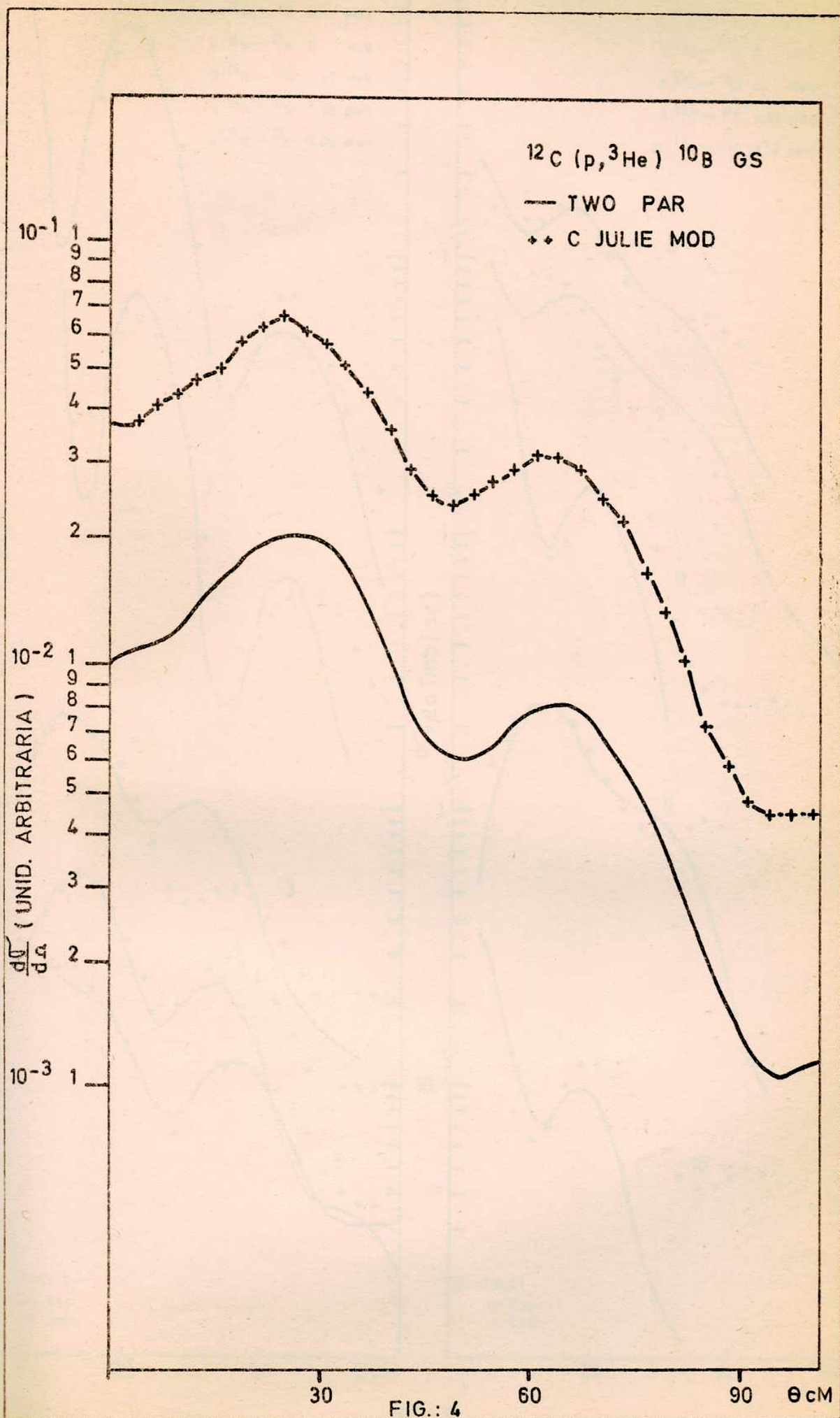


FIG.: 2

$^{12}\text{C} (p, ^3\text{He}) ^{10}\text{B}$ GS





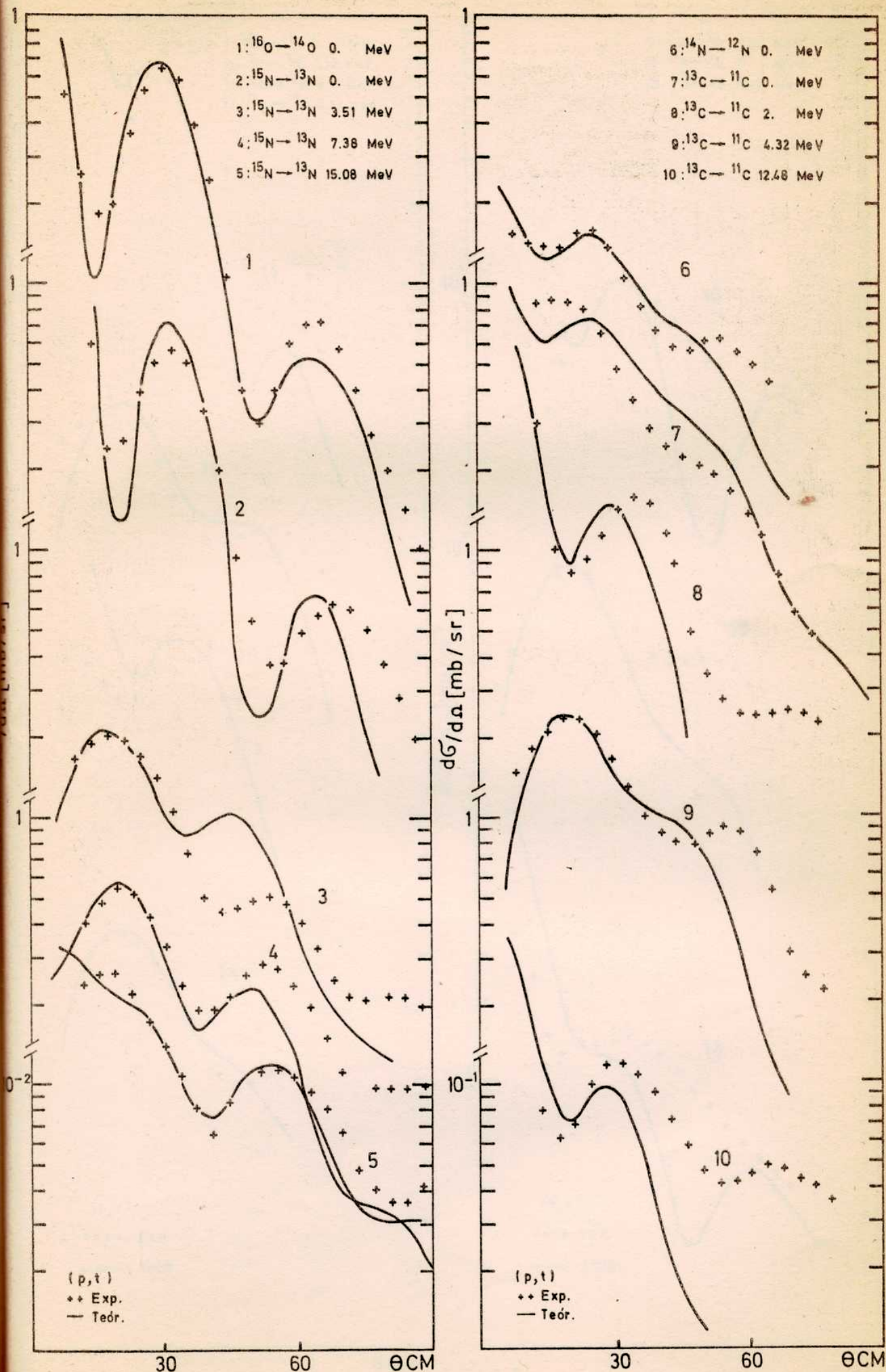


FIG: 5

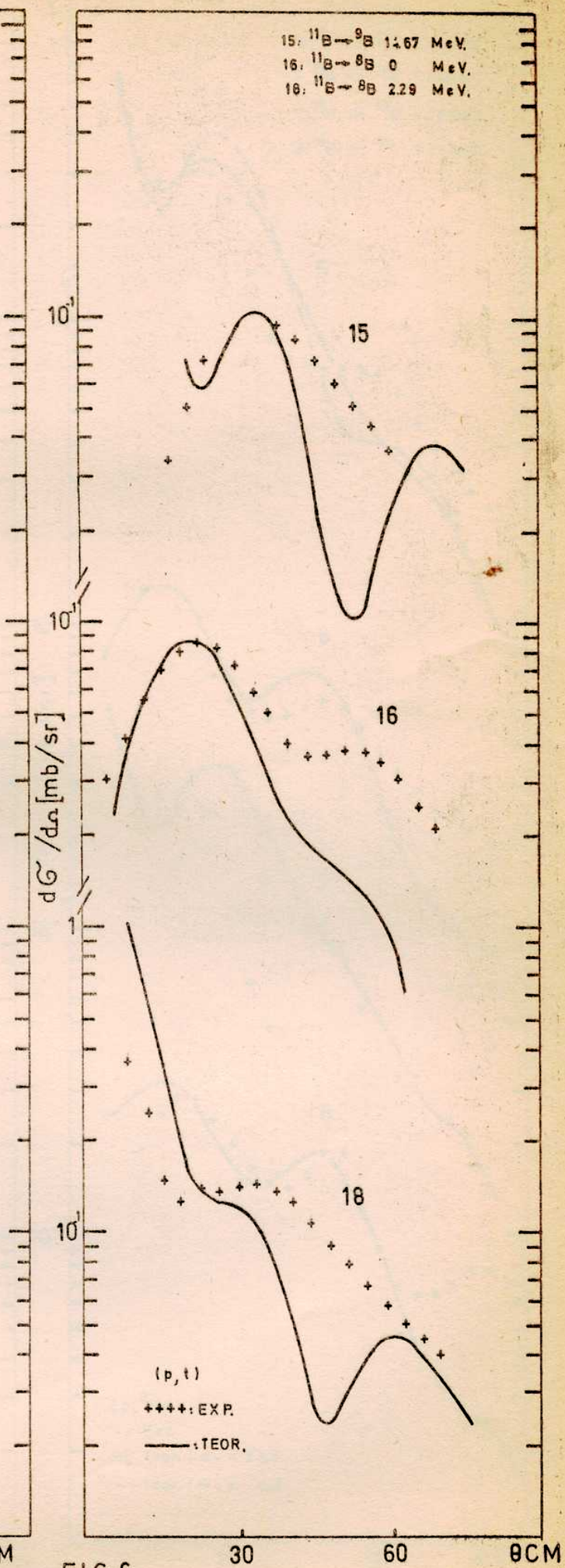
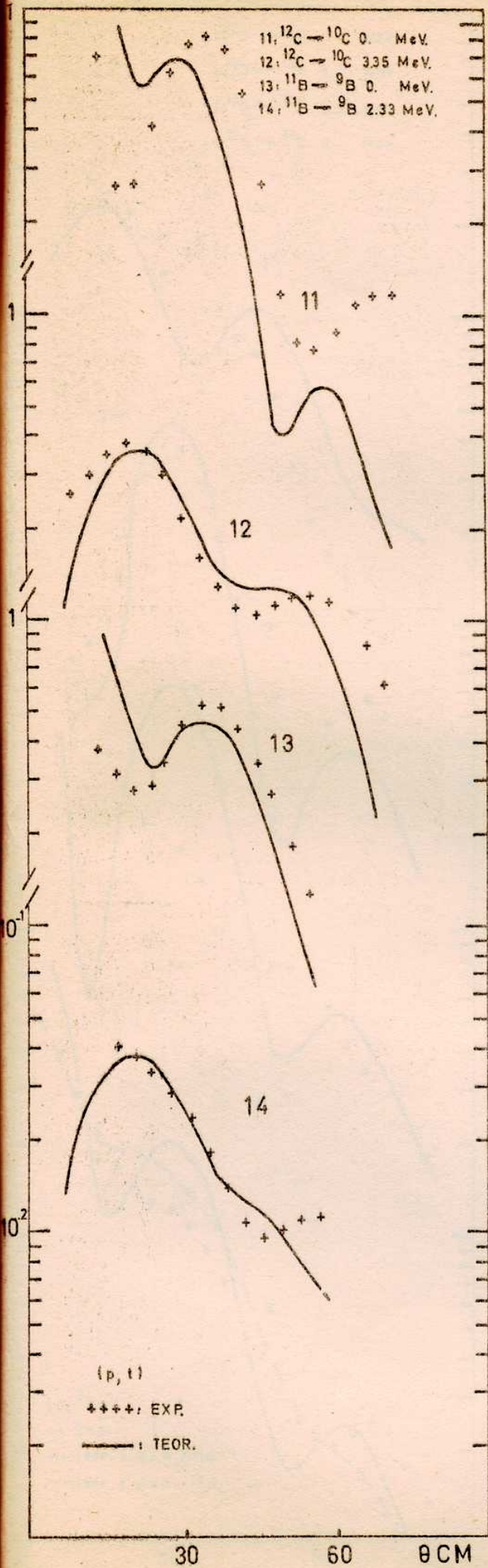


FIG 6

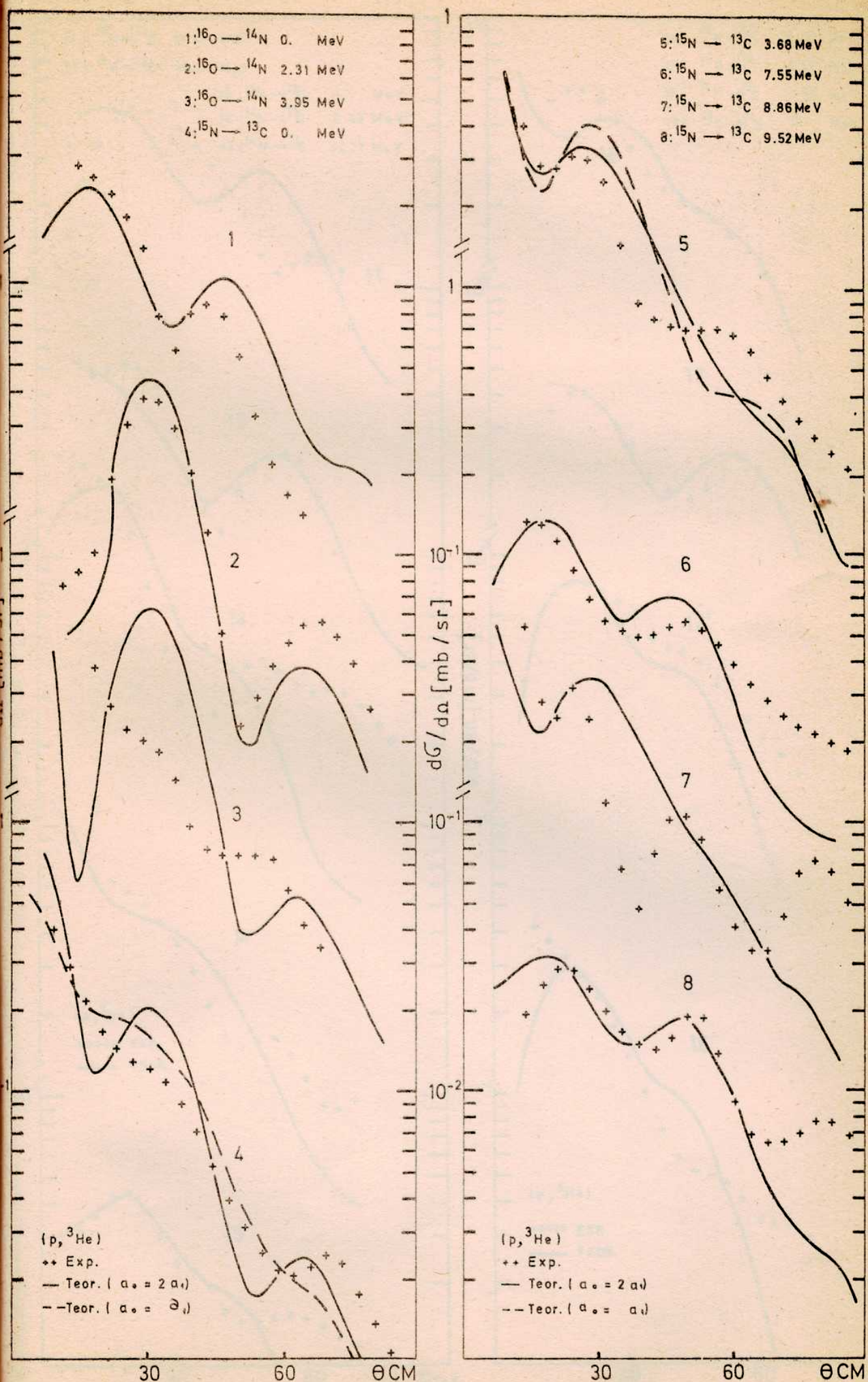


FIG. 7

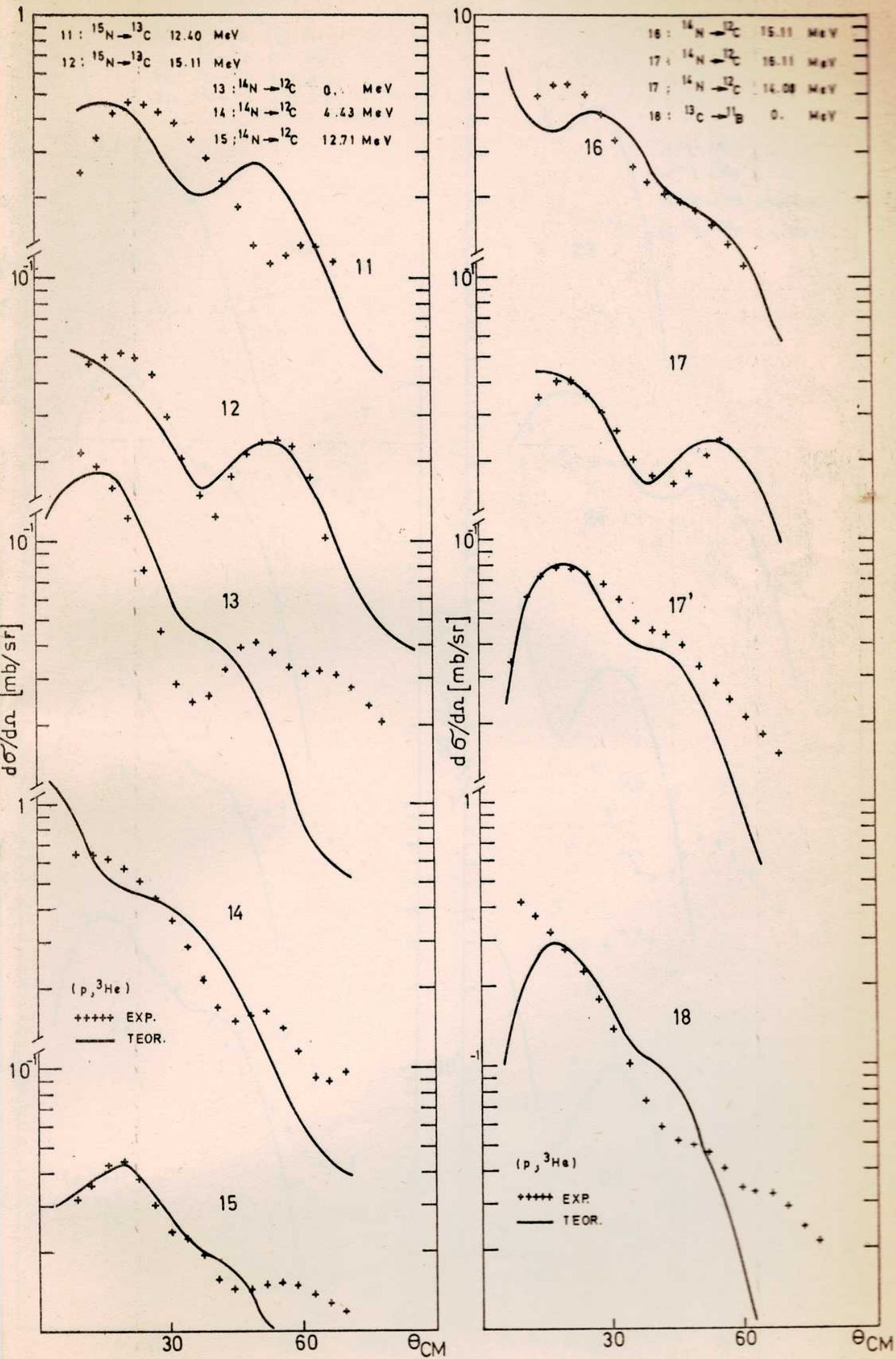


Fig 8a

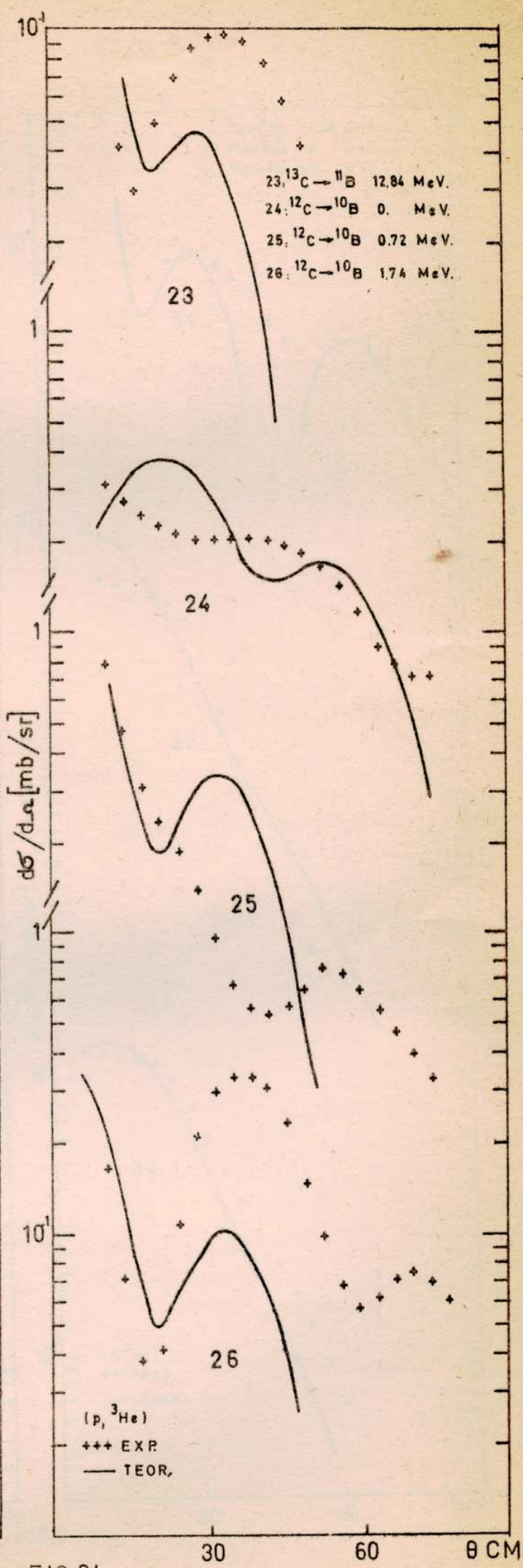
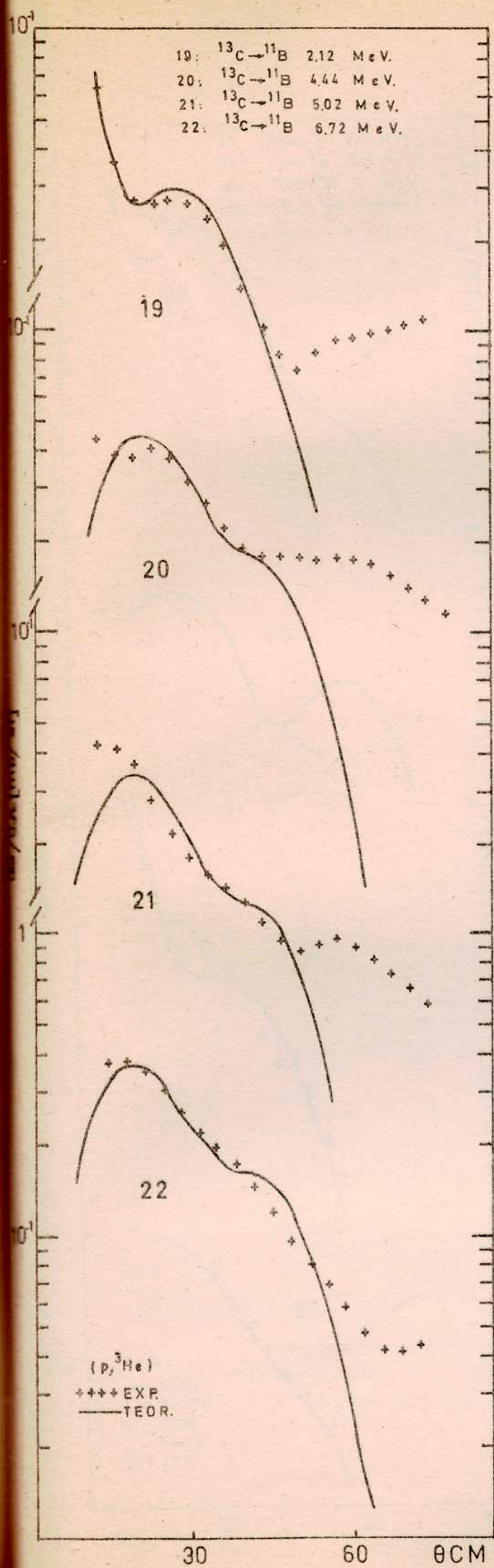
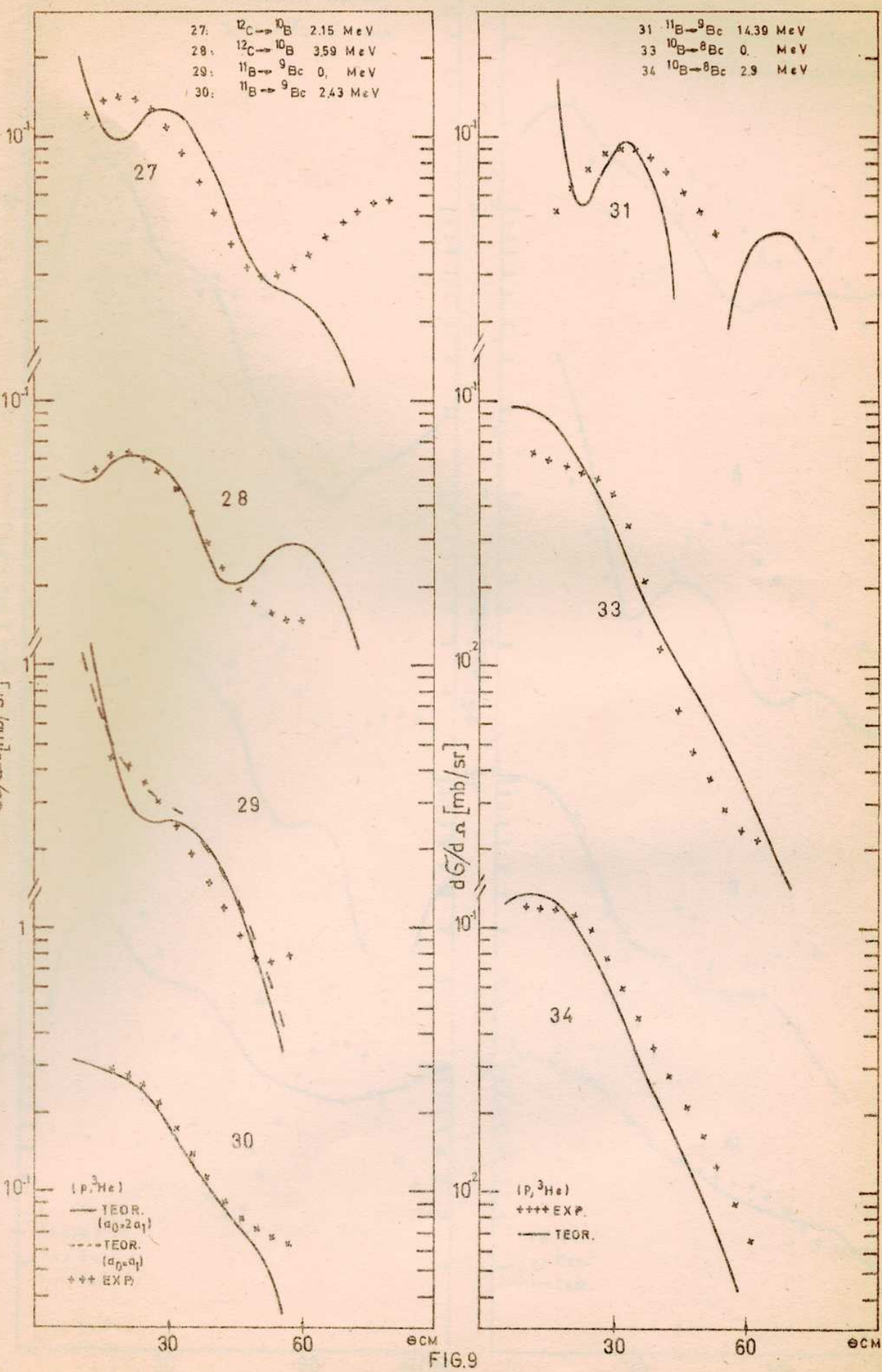


FIG. 8b.



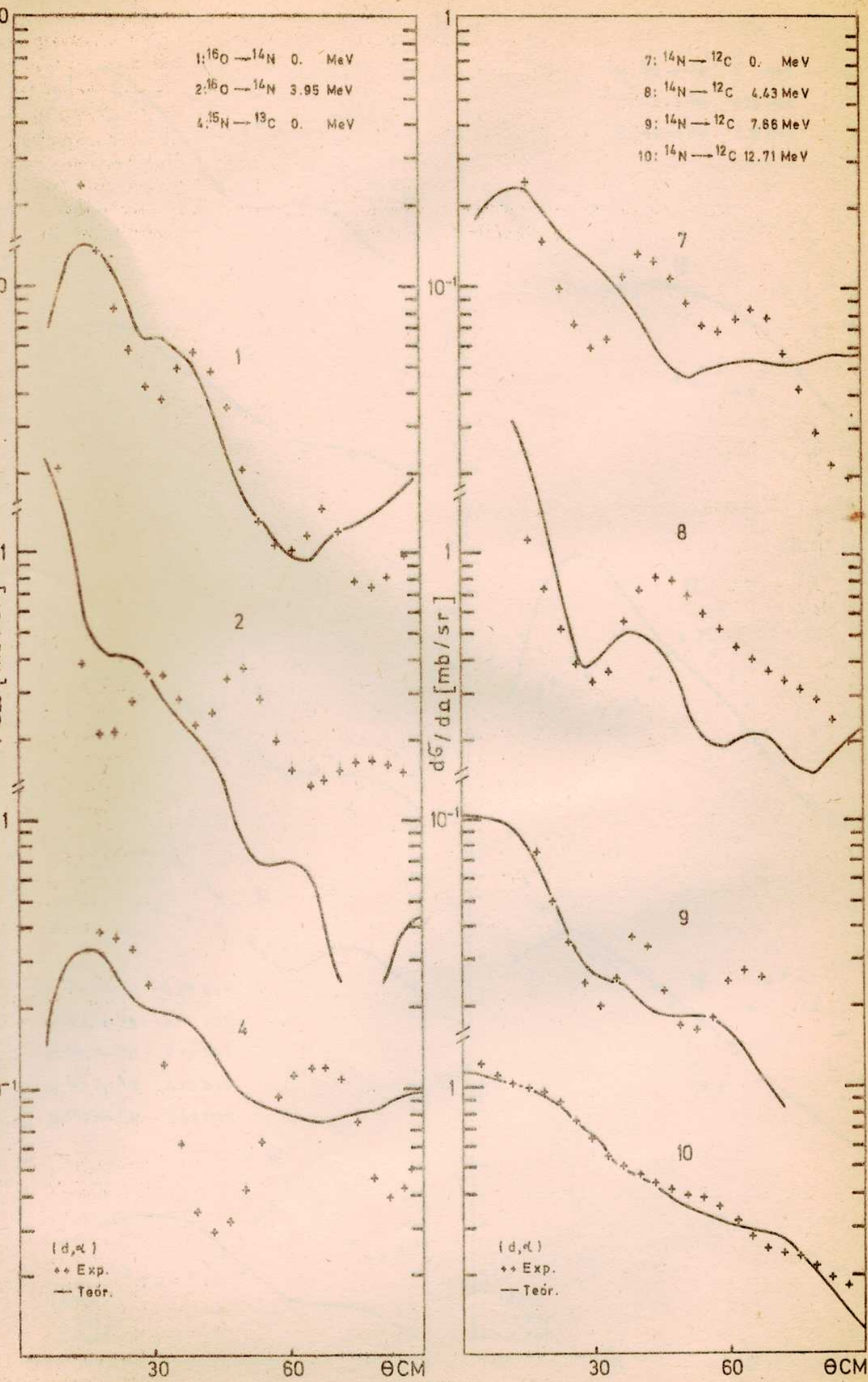


FIG. 10

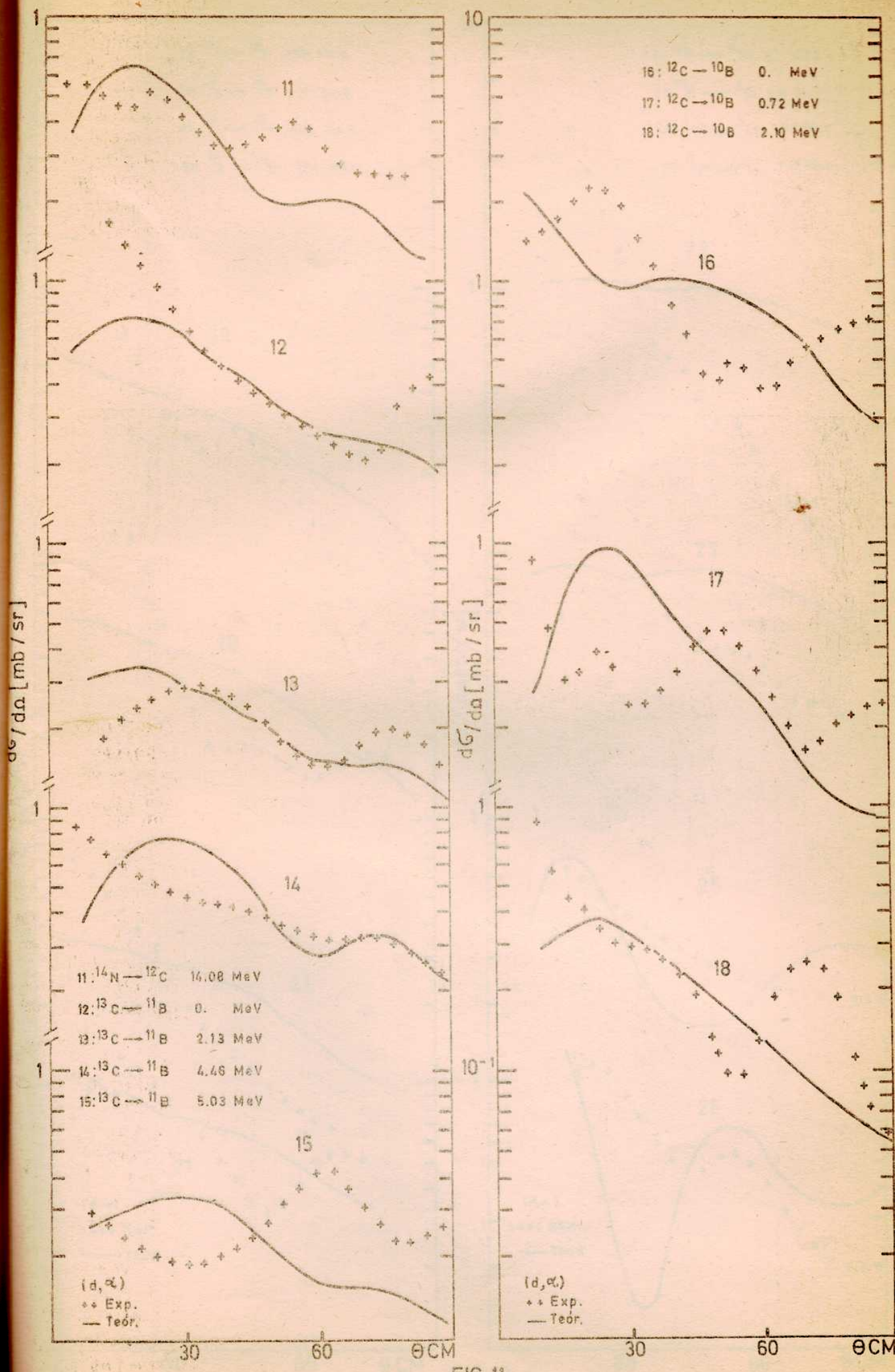


FIG. 11

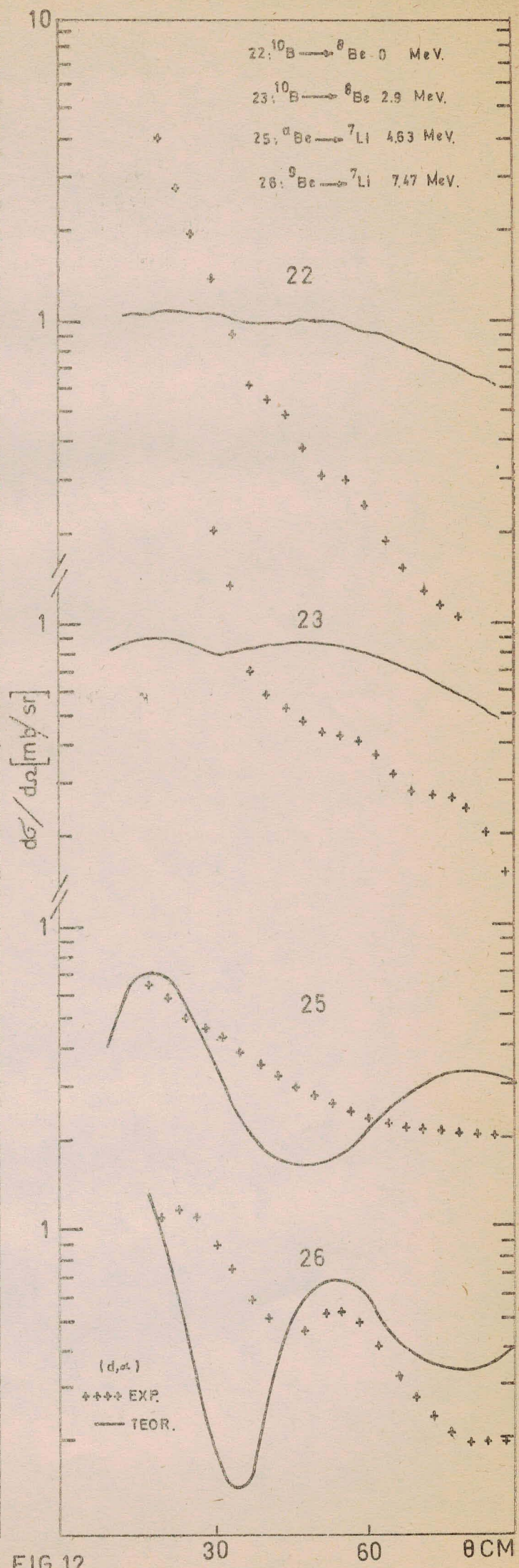
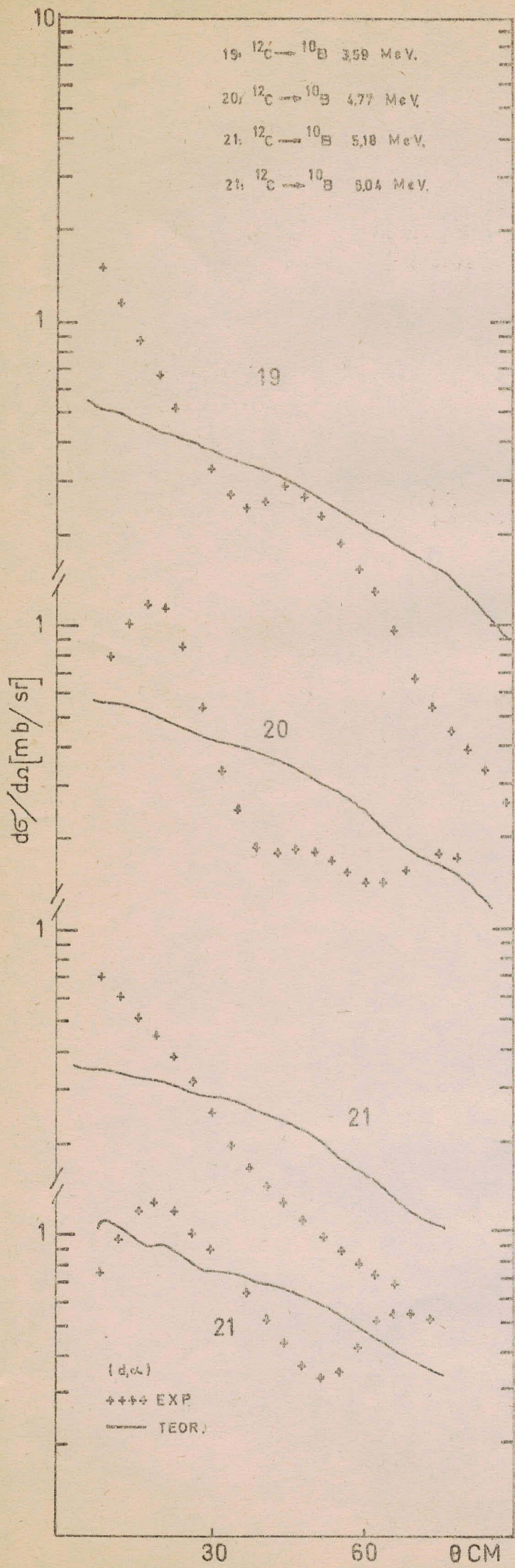


FIG. 12

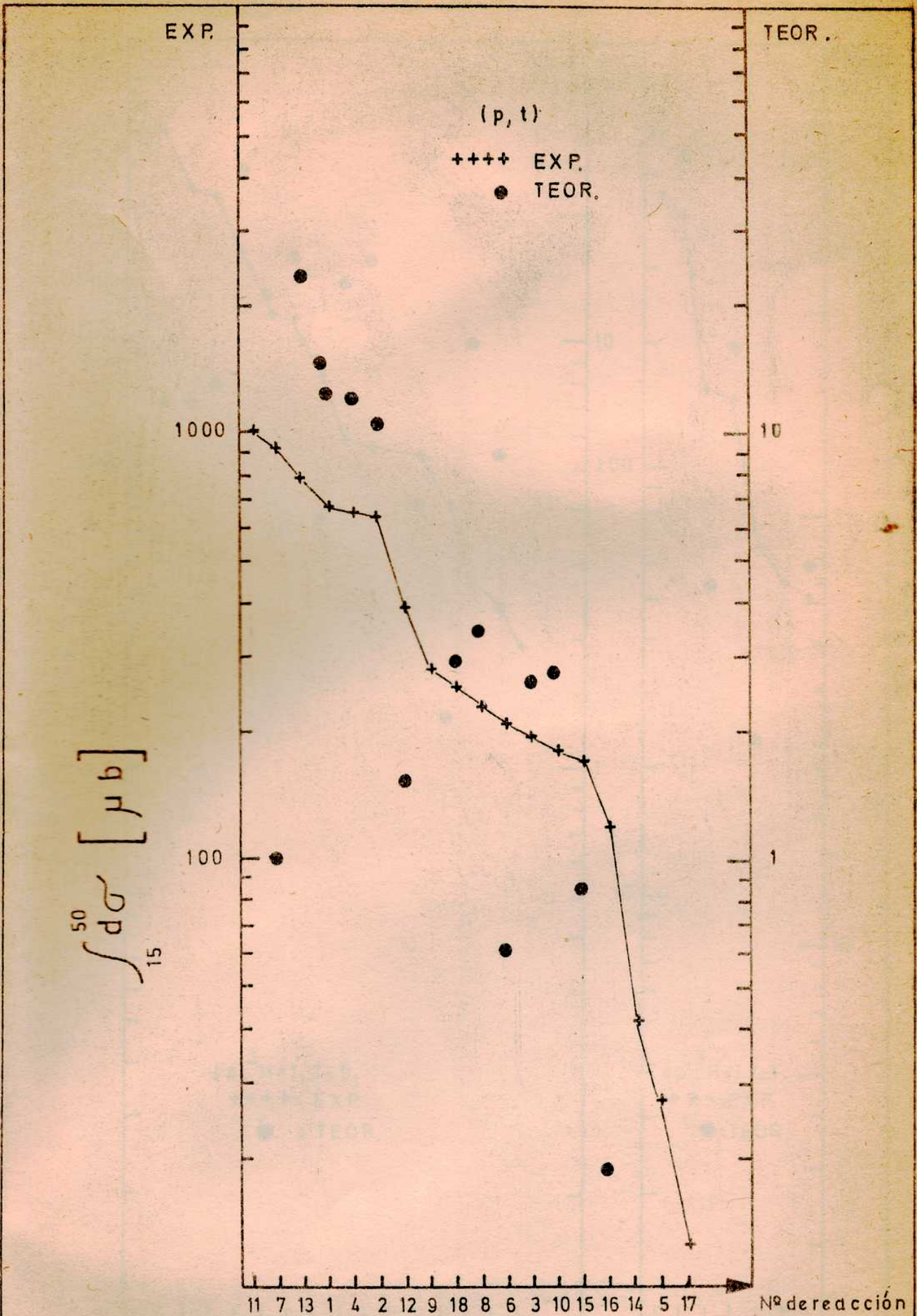


FIG. 13

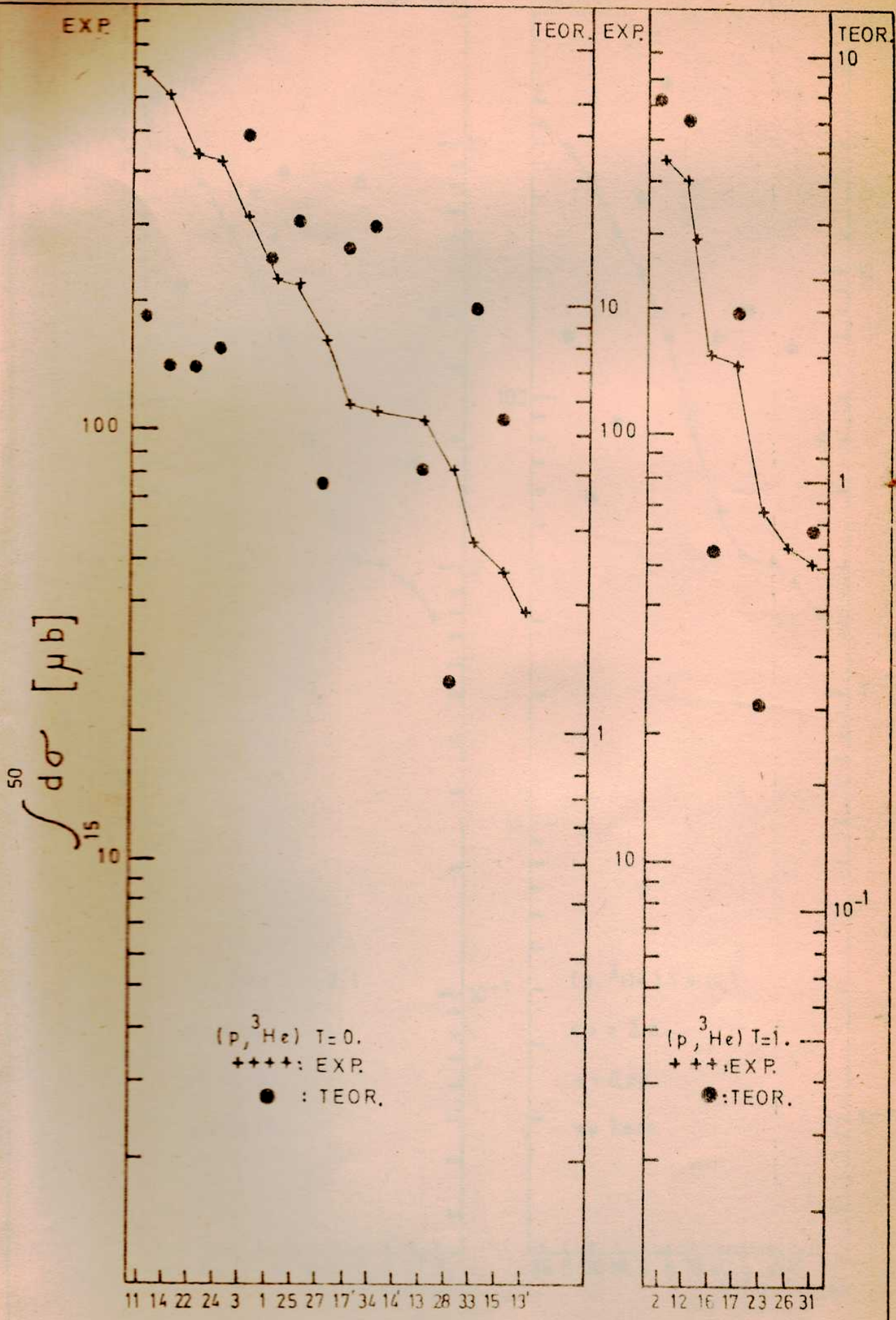
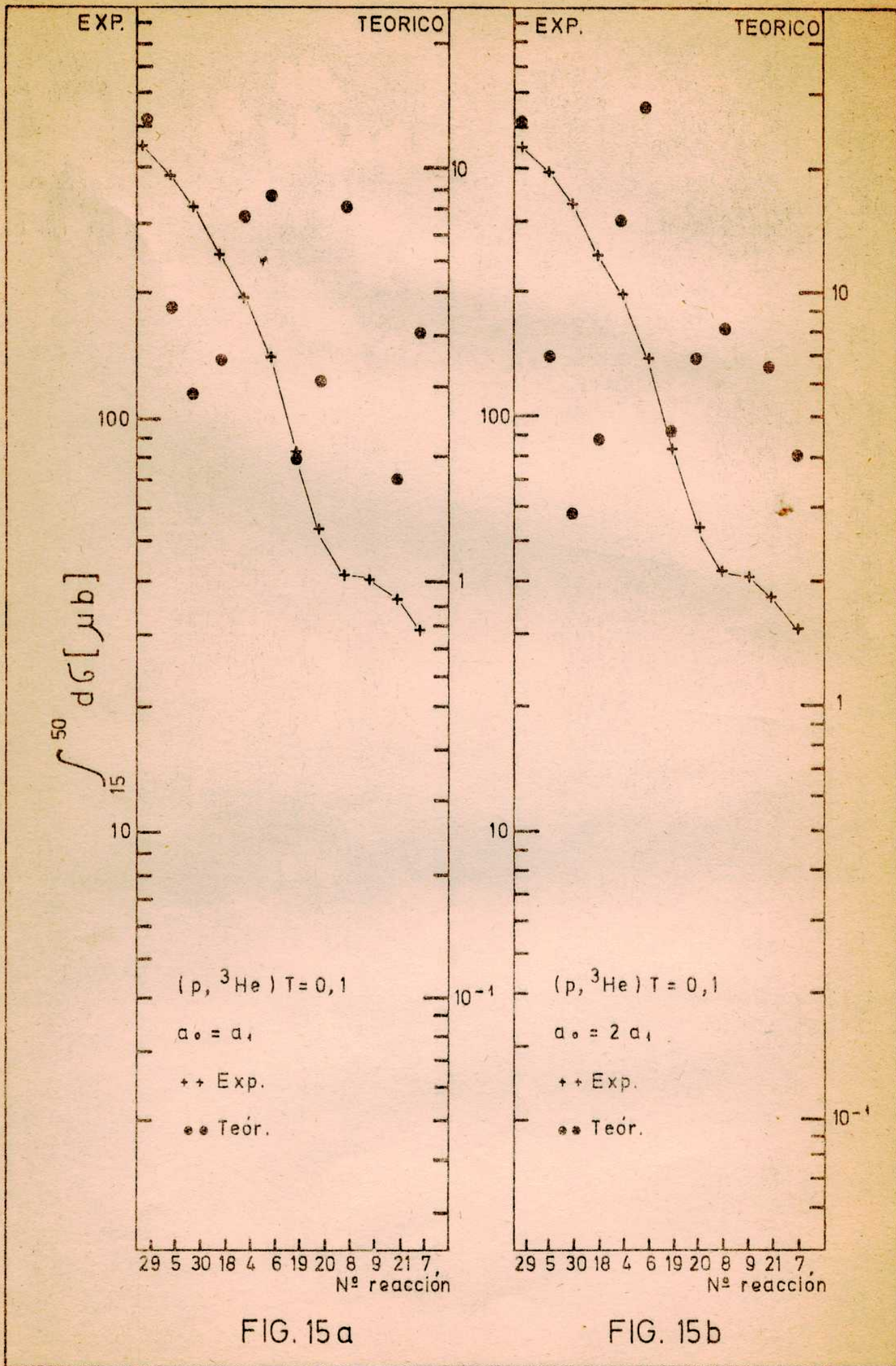


FIG. 14 a.

FIG. 14 b.



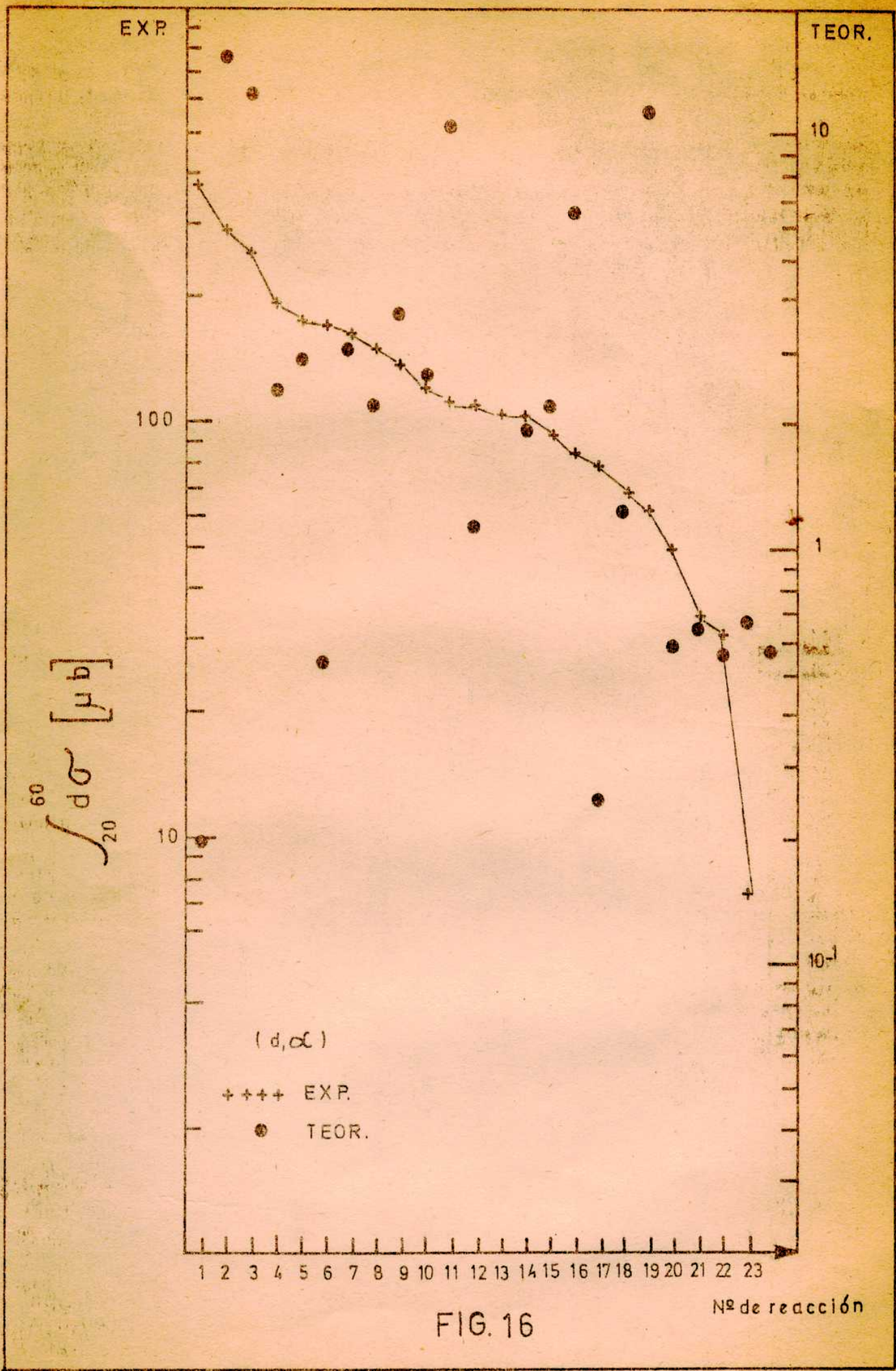


FIG. 16

Masa A = 18

6.56
6.47 ————— 3⁺1
6.37 ————— 0⁺1
 ————— 2⁺1

————— 2⁺1 ——— 1⁺0
 ————— 2⁺0
 ————— 2⁺0
 ————— 3⁺1 ——— 2⁺1
 ————— 3⁺0
 ————— 4⁺1

4.97 ————— 2⁺1
 ((4.84)) — 1⁺0 ——— 2⁺1
 4.65 4.74 ————— 0⁺1
 ————— 4⁺1

————— 1⁺1 ——— 0⁺1
 ————— 2⁺1 ——— 1⁺0
 (3.0) ————— 2⁺0
 ————— 3⁺1 ——— 4⁺1
 ————— 4⁺0
 ————— 5⁺0 ——— 0⁺1
 ————— 1⁺1 ——— 2⁺1

4.12 ————— 3⁺0
(3.72) ————— 2⁺0
 ————— 1⁺0

3.36 ————— 3⁺0
3.06 ————— 2⁺1

————— 1⁺0
 ————— 2⁺0 ——— 2⁺1
 ————— 3⁺0

2.52 ————— 2⁺0

1.7 ————— 1⁺0

OR4 1.04 1.13 ————— 5⁺0
 ————— 0⁺1
 ————— 3⁺0

————— 0⁺1

0. Mev ————— 1⁺0

————— 1⁺0

EXPERIMENTAL

TEORICO

FIG. 16