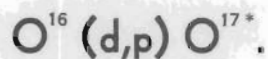
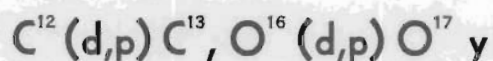


UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

• ESTUDIO DE LAS REACCIONES



T E S I S que para obtener el
grado de: Doctor en Ciencias presenta:

FERNANDO ALBA ANDRADE



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

He de expresar mi profundo agradecimiento al Dr. Nabor Carrillo Flores, Rector de la Universidad, al Dr. Alberto Barajas Celis, Coordinador Científico y al Dr. Carlos Graef Fernandez, Director del Instituto de Física, por la continúa e incondicional ayuda que han dado al Laboratorio de Física Nuclear de la U.N.A.M. en donde fué realizado el presente trabajo.

INTRODUCCION

En los últimos cinco años, se ha realizado un gran progreso en la determinación de spins y paridades de los niveles de energía de los núcleos ligeros.

Uno de los métodos que ha dado magníficos resultados es el desarrollo por Butler. Esta teoría trata del despojo (stripping) del deuterón (1951).

La teoría ha sido empleada con éxito para energías del deuterón mayores de 3 MeV.

El objeto del presente trabajo, es el de averiguar si la teoría puede aplicarse cualitativamente a energías menores de 2 MeV.

Parte de los resultados obtenidos fueron publicados recientemente (Alba et. al. 1955).

I. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

- a. Equipo empleado
- b. Preparación de blancos
- c. Revelado de placas
- d. Lectura de placas

II. APLICACION DE LA TEORIA DE BUTLER. CALCULOS DE LAS CURVAS DE BUTLER.

III. RESULTADOS OBTENIDOS.

- a. Reacción $C^{12}(d,p)C^{13}$
- b. Reacción $O^{16}(d,p)O^{17}$
- c. Reacción $O^{16}(d,p)O^{17*}$
- d. Errores

I a. EQUIPO EMPLEADO

Este trabajo se realizó empleando el generador electrostático de Van de Graaff del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México.

Este aparato, acelera protones o deuterones a energías hasta de 2 MeV (Fig.1).

El deuterio necesario para producir el haz de deuterones se obtuvo por electrólisis de agua pesada; el agua pesada fué comprada en Noruega.

Por el tubo acelerador bajan deuterones (masa 2), moléculas ordinarias de deuterio ionizado (masa 4) y moléculas ionizadas más complejas (masa 6) como por ejemplo, 3 deuterones ligados por 2 electrones. Todas estas partículas de diferentes masas salen del tubo acelerador, con la misma energía.

El campo magnético sirve para separarlas y además para medir con gran precisión la energía de los deuterones que van a emplearse como proyectiles.

Para calibrar el campo magnético, se bombardeó ${}_{9}\text{F}^{19}$ con protones y se observaron los rayos gama emitidos.

Se sabe (Ajzenberg y Lauritsen 1955) que a energías del protón de 1.355 y 1.381 MeV existen niveles de energías del ${}_{10}\text{Ne}^{20}$ con anchuras de 8.6 y 15.0 keV respectivamente.

En el intervalo de interés se incrementó la energía de los protones en intervalos de 5 keV aproximadamente y se registró el número (relativo) de rayos γ emitidos por el blanco (Fig.2).

Cada vez que se cambiaba la energía de los proyectiles, se cambiaba la energía del campo magnético.

El campo magnético se midió con un flúxmetro de inducción nuclear que transforma la medición de un campo magnético en la medición de una frecuencia, cosa que puede hacerse con gran precisión.

En el caso que nos ocupa, se produjo la inducción nuclear, sobre una cápsula que contiene deuterio y la relación entre H y ν está dada por:

$$H = 1530.2 \nu$$

H en gauss, ν en megaciclos por segundo.

El nivel correspondiente a la energía del protón de 1.355 MeV se observó cuando la frecuencia del flúxmetro fué de 2.710 Mc/s o sea para un campo magnético de 4147 gauss.

Para el otro nivel [E (protón) = 1.381 MeV] la frecuencia fué de 2.737 Mc/s, que corresponde a un campo magnético de 4188 gauss.

La energía cinética del proyectil está relacionada con el campo magnético y el radio de curvatura por la siguiente fórmula relativista.

$$E_d = 2.396006 \times 10^{-2} (H\rho)^2 - 1.5305 \times 10^{-10} (H\rho)^4 + 1.96 \times 10^{-18} (H\rho)^8$$

en donde $H\rho$ está dado en kgauss-cm y E_d en keV.

Disponemos además de tablas que relacionan, para diferentes proyectiles E_d y $H\rho$ tomando en cuenta las correcciones relativistas (Enge).

El aparato de Van de Graaff dispone de una serie de rendijas que solo permite dar en el blanco a los proyectiles que se mueven con radio muy próximo a ρ que es el que se determinó por este método.

El radio que corresponde al primer nivel de energía mencionada es:

$$\rho_1 = 40.58 \text{ cm}$$

y el que corresponde al segundo nivel de energía es:

$$\rho_2 = 40.57 \text{ cm}$$

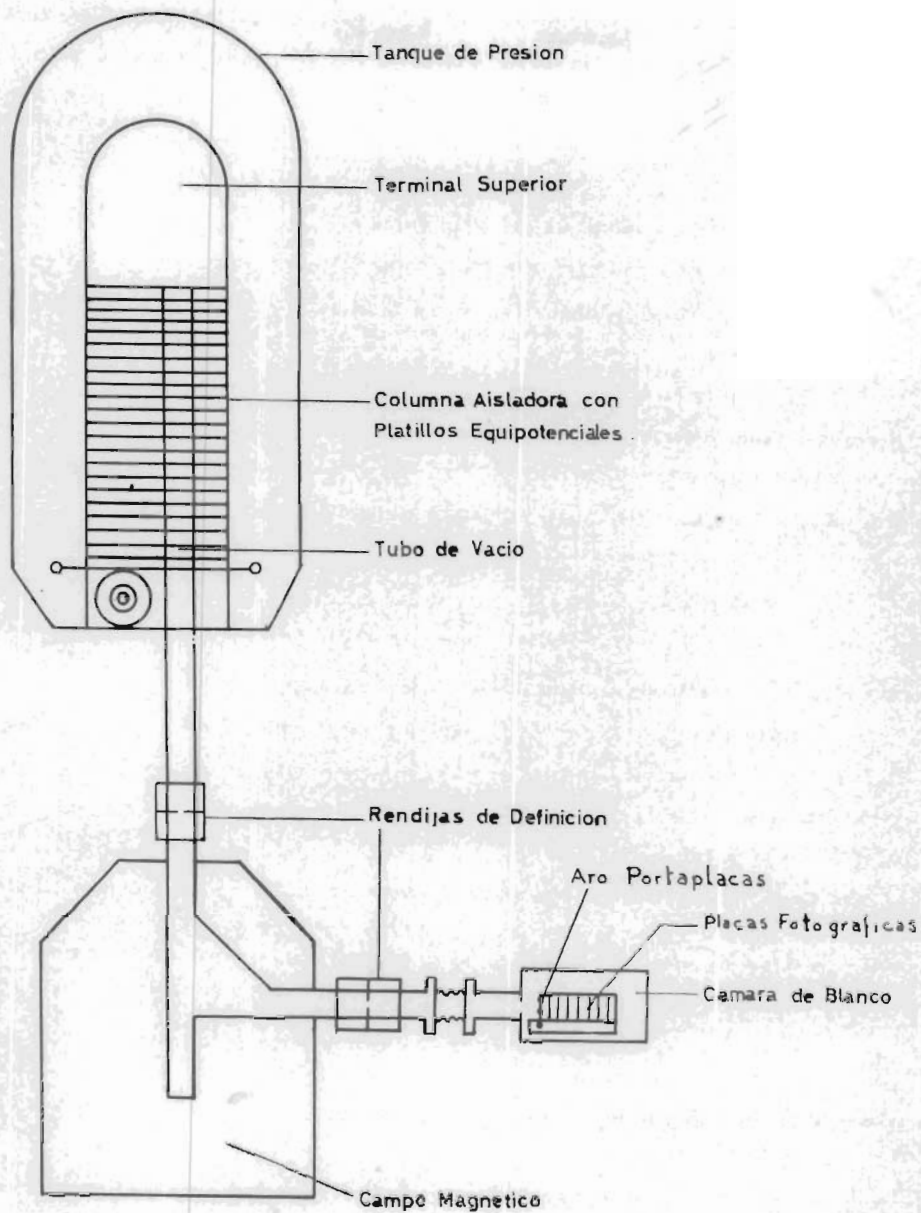


Fig. 1

Disposicion del Van de Graaff, del campo magnetico analizador y de la cámara de blancos.



FACULTAD DE CIENCIAS
Biblioteca

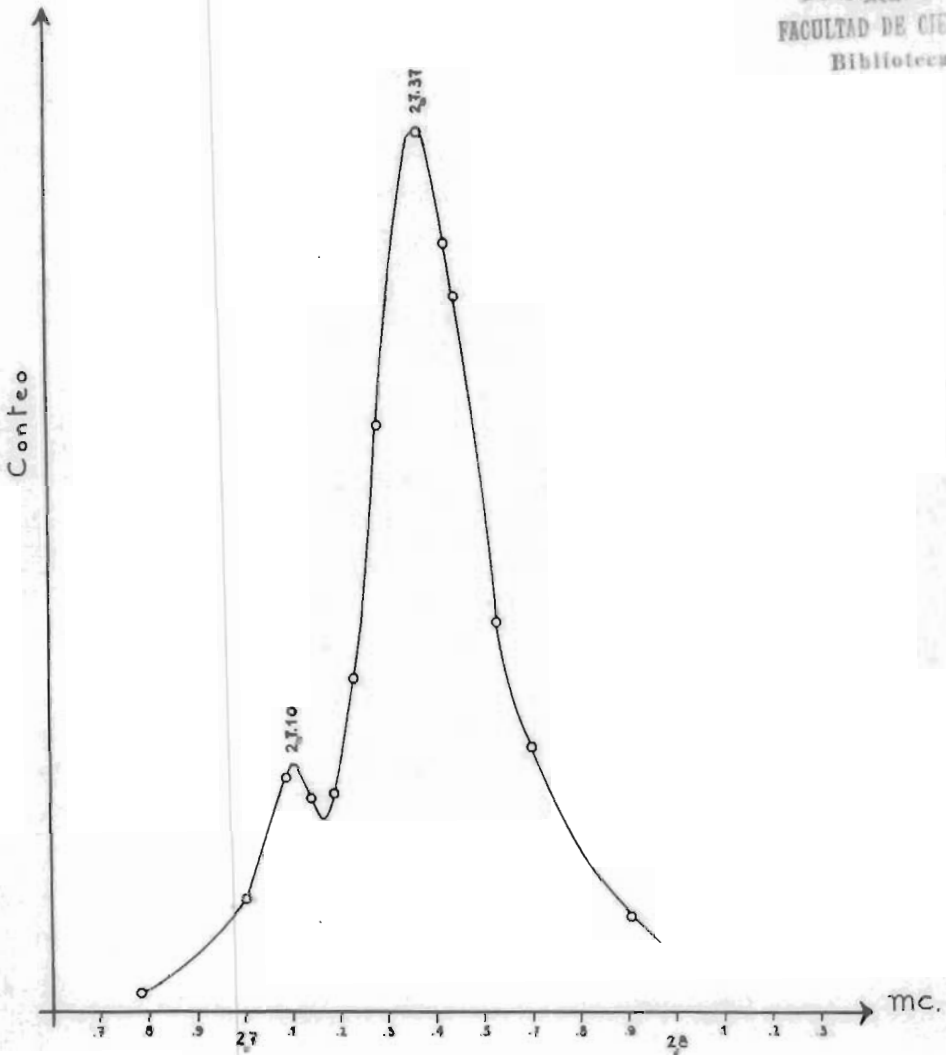


Fig. 2

Resonancias de la reacción $F^{19}(p, \gamma) Ne^{20}$, empleadas en la calibración de energías.

El hecho de que los dos radios determinados independientemente casi coinciden es una comprobación de que la energía del proyectil está perfectamente definida.

Para encontrar la energía de un proyectil, se mide el campo magnético empleado H con ayuda del flúxmetro de inducción nuclear, se encuentra el producto $H\rho$ ($\rho = 40.58 \text{ cm}$) y de ahí E .

Los deuterones que salen del campo magnético deflector, van a dar en el blanco, como se muestra en la Fig. 3. El blanco fué en unos casos de formvar y en otros de polietileno, el primero es un compuesto de oxígeno, carbono e hidrógeno y se utilizó para estudiar los niveles y distribución angular de los protones que se producen en las reacciones $C^{12}(d,p)C^{13}$ y $O^{18}(d,p)O^{17}$. El blanco de polietileno contiene únicamente carbono e hidrógeno y se utilizó para estudiar la reacción $C^{12}(d,p)C^{13}$. Como todos los protones provienen de esta reacción, su estudio es más sencillo en este caso.

Los protones producidos en el blanco, fueron registrados por emulsiones fotográficas nucleares, principalmente del tipo Ilford C2 de 50μ , colocadas de manera que los protones lleguen a ellas bajo un ángulo de incidencia de 80° .

Se colocaron filtros de aluminio para evitar que los deuterones dispersados o los protones de baja energía llegaran a las placas.

A 10° se colocó un filtro de 0.0196 gr/cm^2 , a 20° se colocó otro de 0.0112 gr/cm^2 y de 30° a 120° se utilizó uno de 0.0094 gr/cm^2 .

Con las tablas (Bethe y Ashkin 1953) se encontró una grafica (Fig. 4) que nos dá la energía de salida del protón, si se conoce la energía con que este llega a cada uno de los filtros.

Los deuterones, después de atravesar el blanco, fueron colectados en una placa conectada a un integrador de corriente; se encontró que una carga de $40 \mu\text{-coulombs}$ en el integrador, era suficiente para producir una exposición apropiada de las placas.

I b. PREPARACION DE LOS BLANCOS

a. BLANCO DE POLIETILENO $(C_2H_4)_n$. Se disuelve el polietileno en tolueno o xileno, a una temperatura poco menor que la de ebullición del solvente . Esta solución se coloca en un vidrio por medio de un gotero de manera que la capa sea muy delgada. Cuando el solvente se ha evaporado, queda una película muy delgada de polietileno. Al colocar el vidrio en agua la película se despegas y flota, después de lo cual se coloca en el marco deseado.

Se le coloca en una campana al vacío y se le deposita una capa de oro muy delgada por el método de evaporación. En esta forma el blanco resiste mucho mejor al haz de deuterones, ya que se vuelve mucho mejor conductor térmico y eléctrico, de manera que no se acumulen altas cargas electrostáticas debidas al haz.

b. BLANCO DE FORMVAR. Se disuelve un gramo de formvar en 100 cm^3 de dicloruro de etileno.

Al colocar una gota en agua se forma una película delgada que flota en el agua. Se recoge con un marco de blancos y se repite para depositar una capa doble.

El proceso puede repetirse varias veces de acuerdo con el espesor deseado.

Se deposita una capa de oro sobre el mismo.

I c. REVELADO DE LAS PLACAS.

El método de revelado de placas de $50\ \mu$ no presenta complicaciones.

1º Se colocan las **placas** durante 4 minutos en revelador Kodak D19, una parte de agua por una de revelador a 20° C .

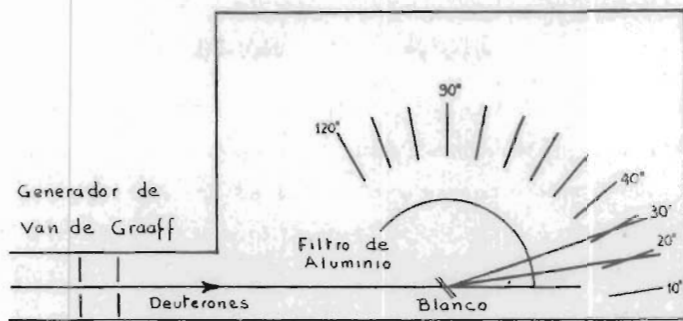


Fig. 3
Esquema de la cámara de placas con las placas fotográficas.

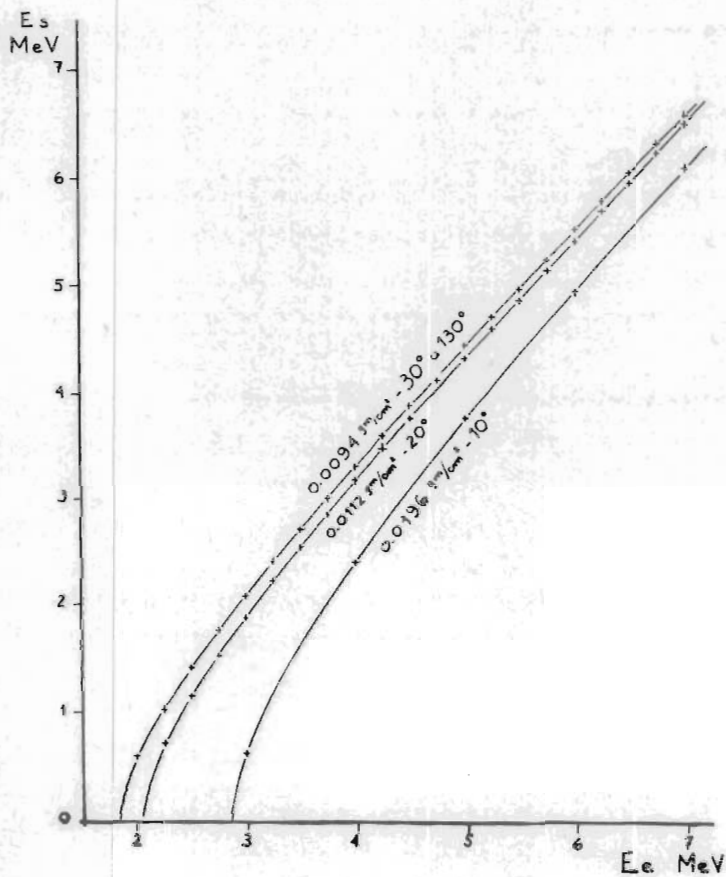


Fig. 4
Pérdida de energía de los protones en los filtros (Bethe y Ashkin 1953).
 E_e energía inicial, E_s energía de salida.

2º Se lavan durante 6 minutos en agua corriente.

3º Se colocan en fijador Kodak F5, a 20° C, el doble de tiempo empleado en aclararse. Este paso requiere aproximadamente una hora.

4º Se lavan 30 minutos en agua corriente.

5º Se dejan secar.

Las placas empleadas fueron en un principio Kodak N.T.A., de 50 μ y luego Ilford C2 de 50 μ 1" x 3" .

Se observaron antes de usarse, con una lámpara de seguridad Kodak de la serie 0A, para comprobar que la emulsión se encontraba en buen estado. Se cortaron en dos pedazos de 1" x 1 ½" para colocarlas en la cámara de blancos.

Después de haber sido expuestas, se pintaron sus bordes con mixtión de plátano, para evitar que se despegara la emulsión al ser revelada, ya que durante cierto tiempo fueron colocadas en vacío.

I d. LECTURA DE LAS PLACAS.

Los protones entran a las placas formando un ángulo 80° con la normal, siendo paralelas las trayectorias. En este caso es muy fácil distinguir una trayectoria que no venga del blanco.

Las longitudes de las trayectorias fueron medidas con microscopios Zeiss "Standard" equipadas con un ocular que contiene una escala de 0 a 100. Esta escala fué calibrada en micras contra una escala colocada en el objetivo y que tiene 100 divisiones/mm.

En este trabajo se utilizó un objetivo de 100 X de inmersión y los oculares 8 X . Se encontró que con esta amplificación la medida de las trayectorias es más sencilla y más precisa.

Los protones sólo tienen acceso a las placas a través de una ventana rectangular cuyo ancho es mayor que el de la placa y cuya altura es de 6 mm.

Se midió la franja que corresponde al eje horizontal de simetría de la ven-

tana y las adyacentes de manera que el número de trayectorias registradas fuera aproximadamente de 1000 en cada placa.

Teniendo en cuenta que la longitud que medimos es la proyección de la trayectoria sobre un plano, es necesario corregirla para obtener la verdadera magnitud.

$$l = \frac{l'}{\cos 10^\circ}$$

De la curva alcance-energía (Fig. 5) o de tablas equivalentes a la misma, se puede saber la energía de los protones al llegar a la emulsión y con ayuda de la Fig. 4, se puede saber la energía de los protones al salir del blanco.

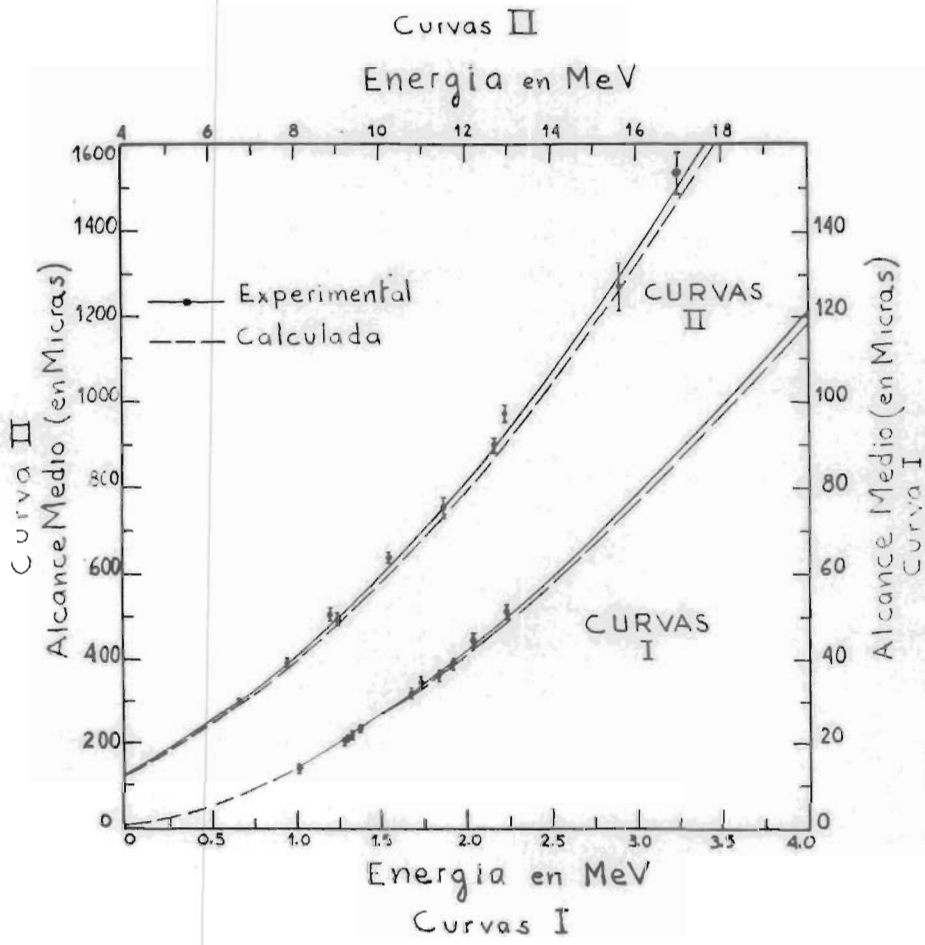


Fig. 5

Alcance de protones en emulsiones Kodak NTA, en función de su energía.

II. RESUMEN DE LA TEORIA DE BUTLER.

Para poder comparar las curvas de Butler con los resultados obtenidos, es necesario explicar brevemente (sin entrar en desarrollos matemáticos), en qué consiste la teoría de Butler (1951), y cómo se calculan sus curvas.

Nos concretaremos únicamente al caso en el que el proyectil sea un deuterón y la partícula capturada un neutrón.

En el modelo del núcleo compuesto, el proyectil es capturado por el blanco, los nucleones del deuterón interaccionan con los del blanco y pierden totalmente su identidad. Este núcleo compuesto tiene una vida media que es mucho mayor que el tiempo que hubiera empleado el deuterón en recorrer una distancia igual al diámetro del núcleo blanco. El núcleo compuesto decae en el llamado núcleo final, al emitir una partícula.

En el proceso del despojo (stripping) del deuterón no se forma un núcleo compuesto. En este caso uno de los nucleones del deuterón es capturado por el núcleo blanco y el otro es rechazado sin haber formado parte del mismo en algún momento.

Cuando es capturado el protón, la partícula saliente es un neutrón.

El proceso que nos interesa en este trabajo es en el que el neutrón es capturado y la partícula saliente es un protón.

El despojo del deuterón, es generalmente más probable que la formación del núcleo compuesto, debido a la pequeña energía de amarre y el gran diámetro del deuterón.

Cuando el proceso del despojo es predominante en una reacción dada, se observa que la distribución angular de la partícula saliente tiene un máximo notable para un ángulo relativamente pequeño.

La posición del máximo depende únicamente de los spins y paridades de los estados inicial y final. Los máximos bien definidos se deben a la conservación del momento angular y la paridad, que permiten al blanco aceptar un nucleón

con un momento angular que puede tener un número muy limitado de valores, para formar un núcleo final en un estado dado.

En sus desarrollos, Butler supone que la probabilidad de formación del núcleo compuesto es despreciable. Esta suposición se justifica en muchos casos con los resultados experimentales, y sobre todo a energías mayores de 4 MeV.

En esta teoría se desprecia también el efecto coulombiano.

Esto significa que la teoría vale únicamente cuando la energía del deuterón es suficientemente grande, de manera que el efecto coulombiano sea pequeño.

Se ha comprobado experimentalmente que la teoría de resultados cualitativos a energías del deuterón menores que 2 MeV.

Butler ha calculado las distribuciones angulares, acoplado, en la superficie nuclear, la función de onda exacta de una partícula que se encuentra exterior al núcleo, con la función de onda interior. Las condiciones a la frontera resultantes pueden resolverse de manera que los factores que dependen de la función de onda nuclear exacta, afecta a la distribución angular únicamente como factores constantes.

Esta teoría puede utilizarse para determinar el momento angular con que es capturado el neutrón, comparando la distribución angular experimental a pequeños ángulos, con las curvas teóricas de Butler para diferentes momentos angulares del neutrón capturado.

Una vez conocido el momento angular con que es capturado el neutrón, se puede obtener una valiosa información sobre el spin y la paridad del estado final del núcleo si se conocen el spin y la paridad del estado base del núcleo blanco.

Las curvas de Butler se calculan con la fórmula siguiente, cuando el neutrón es capturado y el protón rechazado.

$$\sigma(\theta_p) = B \left[\frac{1}{K_s^2 + a^2} - \frac{1}{K_s^2 + (a+b)^2} \right]^2 \sum_{q=0}^{l_{ns}} \frac{(l_{ns} + q)!}{q! (l_{ns} - q)! (2K_s r_o)^q} \times$$

$$\times \left\{ [K_s r_o + q - l_{ns}] J_{l_{ns} + \frac{1}{2}}(Z_s r_o) + Z_s r_o J_{l_{ns} - \frac{1}{2}}(Z_s r_o) \right\}^2$$

en donde

$$B = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2J_s + 1}{(2j_s + 1)(2s_{ns} + 1)} \frac{2\pi^2 C^2 k_{ps}}{K_d r_o} \sum_{l_{ns}} N_{l_{ns} s_{ns} j_s}^J(k_{ps}, r_o)$$

$$K_s = | \frac{1}{2} K_d - k_{ps} | = \sqrt{\frac{1}{4} K_d^2 + k_{ps}^2 - K_d k_{ps} \cos \theta_p}$$

$$Z_s = | K_d - k_{ps} | = \sqrt{K_d^2 + k_{ps}^2 - 2K_d k_{ps} \cos \theta_p}$$

$$k_{ps} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_f m_p}{m_f + m_p} \left(\frac{m_i}{m_i + m_d} E_d + Q - E_{excit} \right)}$$

$$K_s = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\hbar^2 k_{ps}^2 - 2m_n \left(\frac{m_i}{m_i + m_d} \right)^2 E_d + 2m_n | E_{amarre} |}$$

$$K_d = \frac{1}{\hbar} \frac{m_i}{m_i + m_d} \sqrt{2m_d E_d}$$

$$Q = (m_i + m_d - m_p - m_f) c^2$$

El significado de las literales es el siguiente:

B es un factor que depende de las propiedades de los estados final e inicial del núcleo y como se mencionó anteriormente, entra únicamente como una constante multiplicativa en el cálculo de las curvas de Butler.

K_s número de onda del neutrón capturado.

K_d número de onda del deuterón.

k_{ps} número de onda del protón emitido.

Q balance de la energía de la reacción.

r_0 radio de acción del núcleo inicial, $= 1.47 \times 10^{-13} (A^{1/3} + 1)$.

J_s momento angular del estado final.

i_s momento angular del estado base del blanco.

s_{ns} spin del neutrón capturado.

μ_{ns} momento angular del neutrón capturado.

$a = 0.23 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1}$.

$b = 1.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1}$.

E_d energía del deuterón en el sistema laboratorio.

E_{excit} energía de excitación del núcleo residual.

E_{amarre} energía de amarre del deuterón

C Factor de normalización de la función de onda interna del deuterón.

$N_{i_{ns} s_{ns} i_{ns}}^J$ factor dependiente sólo de las propiedades de los núcleos inicial y final, y que no influye sobre la distribución angular si, como en la mayoría de casos, un solo valor de i_{ns} es posible.

m_i masa del núcleo inicial

m_f masa del núcleo final

m_d masa del deuterón

m_p masa del protón

m_n masa del neutrón

c velocidad de la luz.

La conservación del momento angular requiere que:

$$\overline{J}_s = \overline{I}_s + \overline{l}_{ns} + \overline{s}_{ns}$$

o lo que es lo mismo, los valores posibles de l_{ns} están dados por:

$$|\overline{J}_s + \overline{i}_s + \overline{s}_{ns}|_{\min} \leq l_{ns} \leq J_s + i_s + s_{ns}$$

Además las consideraciones de paridad requieren que l_{ns} sea par cuando el estado inicial y final tienen la misma paridad, y l_{ns} impar cuando las paridades del estado inicial y final son diferentes.

Las curvas de Butler pueden darnos valiosa información sobre la paridad y momento angular del estado final, en la siguiente forma.

1º Para un estado inicial y final dados, calculamos las curvas para diferentes valores de l_{ns} (0,1,2).

2º Comparamos la distribución angular de los protones emitidos en la reacción (d,p) con las curvas de Butler y observamos a cual se asemeja. En esta forma obtenemos l_{ns} y de ahí si cambió la paridad.

Conociendo l_{ns} se pueden encontrar los posibles valores de J_s de acuerdo con el modelo vectorial.

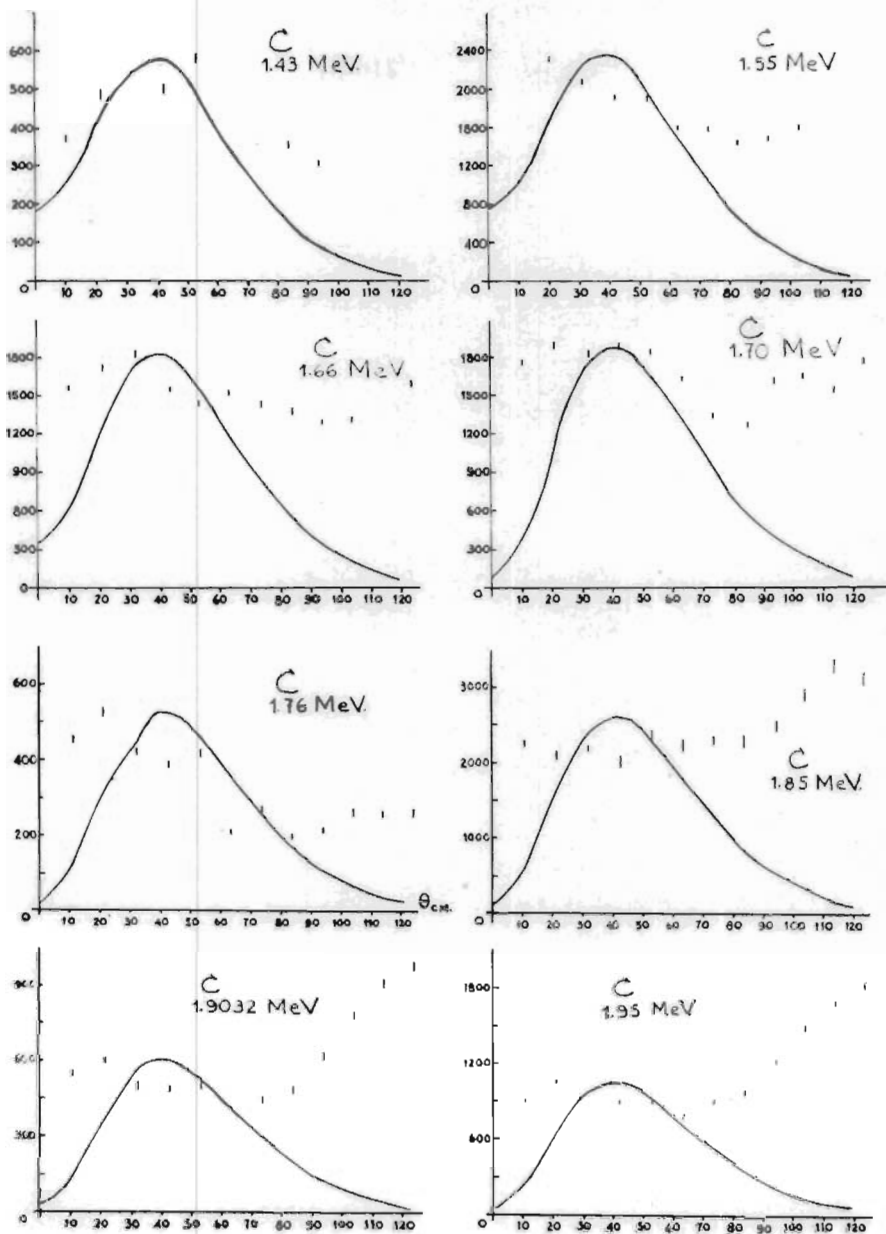
III. RESULTADOS OBTENIDOS

Los niveles de energía estudiados fueron el estado base del C^{13} el estado base del O^{17} y el primer nivel de excitación (0.872 MeV) del O^{17} .

Estos niveles han sido bien estudiados y de ellos se conoce su momento angular y su paridad.

El objeto de la presente investigación es encontrar la distribución angular de los protones obtenidos en las reacciones dadas a continuación; para diferentes valores de la energía del deuterón y con el fin de determinar hasta qué la energía del deuterón se puede aplicar la teoría de Butler y de qué modo falla a energías inferiores.

$$\begin{array}{ll} C^{12} (d,p) C^{13} & l_{ns} = 1 \\ O^{16} (d,p) O^{17} & l_{ns} = 2 \\ O^{16} (d,p) O^{17*} & l_{ns} = 0 \\ \bar{E}_{(excitación)} & = 0.872 \text{ MeV.} \end{array}$$



Figs. 8-13

Distribuciones angulares de los protones de la reacción $C^{13}(d,p)C^{12}$ a las energías de bombardeo indicadas (sistema laboratorio). Los límites de error son las desviaciones normales. Las curvas continuas corresponden a la teoría de Butler (1953).

III a. LA REACCION $C^{12}(d,p)C^{13}$: RESULTADOS.

Blancos de pilielileno fueron expuestos a energías de bombardeo (sistema de laboratorio) de 1.43, 1.55, 1.66, 1.70, 1.76, 1.85, 1.90 y 1.95 MeV.

El número de trazas contadas en cada placa fué directamente convertido al sistema del centro de masa, utilizando las tablas de Moskow (1948) y su extensión calculada por Nieto Casas y Serment (1954). Los resultados obtenidos con un total de 308207 trazas contadas en estas ocho series de placas se ven en la Fig. 6 a 13. Los errores son estadísticos exclusivamente, sin tomar en cuenta errores sistemáticos como la variación del ángulo de salida de la reacción a través de la placa. En la fig.14 pueden verse los niveles más bajos del núcleo residual C^{13} . El filtro empleado para evitar la llegada de deuterones dispersados a las placas fotográficas, también impide la observación de los niveles 3.86, 3.68 y 3.09, por lo que sólo obtendremos resultados del estado base del C^{13} .

Se verificó la presencia de un solo grupo de protones en las placas expuestas a 1.43 MeV, a 10° y a 90° , midiendo la longitud de las trazas. Los resultados vienen representados en la fig. 15.

En este caso están en competencia dos procesos que son el despojo del deuterón y la formación del núcleo compuesto N^{14} . En la fig.16 puede verse que en esta región existen muchos niveles del nitrógeno catorce.

Las curvas continuas representan los valores calculados por la teoría de Butler, sin correcciones y normalizados al máximo de las secciones diferenciales experimentales. El momento angular del neutrón capturado se tomó igual a 1, en conformidad con los datos obtenidos de la reacción a energías de bombardeo más altas (Rotblat 1951).

Es evidente que la teoría sencilla de Butler falla para estas energías. Sólo para 1.43 MeV la curva experimental tiene cierto parecido con la teoría; y aún ahí las formulas mejoradas deducidas por Horowitz y Messiah (1953) darían una

adaptación mejor, ya que indican picos bastante más achataados. Pero para los demás valores de la energía de bombardeo, ninguna de las dos teorías es capaz de interpretar adecuadamente estos datos.

La falla de la teoría de Butler se debe al desprecio de la interacción coulombiana y de la posibilidad de formación de un núcleo compuesto. Correcciones para tener en cuenta el efecto coulombiano han sido calculadas por Tobocman (1954, Tobocman y Kalos 1955), por Grant (1954, 1955) y por Yoccoz (1954). Los dos primeros autores obtienen un levantamiento de la curva de distribución angular a pequeños ángulos y un corrimiento de los picos hacia ángulos mayores; Yoccoz indica que las curvas deben achatarse. Tobocman y Grant toman en cuenta también otros efectos; Tobocman incluye la interacción del protón saliente con el núcleo final y la dispersión del haz de deuterones, mientras Grant trata además la formación de un núcleo compuesto por intercambio del protón, suponiendo un potencial de oscilador armónico para el núcleo blanco a fin de tener una representación más apropiada que el potencial infinito de Horowitz y Messiah.

Las variaciones propuestas de la sección diferencial no están siempre de acuerdo entre sí, aunque se puede decir de manera general que todas estas teorías indican máximos y mínimos bastante más pronunciados que los que muestran nuestras curvas experimentales. La distribución aproximadamente isotrópica que se obtiene para 1.66 y 1.70 MeV indica una preponderancia de la formación de un núcleo compuesto en la reacción; sería deseable una extensión de los experimentos más allá de 120° ya que en oposición a la teoría de Butler parece existir una contribución importante a ángulos grandes. Una extensión hacia ángulos grandes haría posible también aplicar el análisis propuesto por Bowcock (1951) a los datos.

Phillips (1950) ha determinado distribuciones angulares para esta reacción a energías más bajas, y obtiene curvas del mismo tipo.

III b. LA REACCION $O^{18} (d,p) O^{17}$: RESULTADOS.

Blancos de formvar fueron expuestos a energías de bombardeo (sistema de

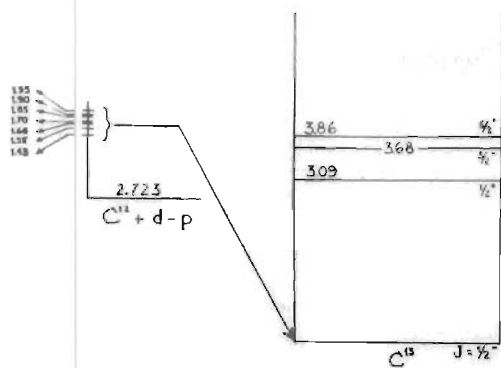


Fig. 14
Niveles de energía del núcleo C^{13} (A Jensen y Lounisen 1955).

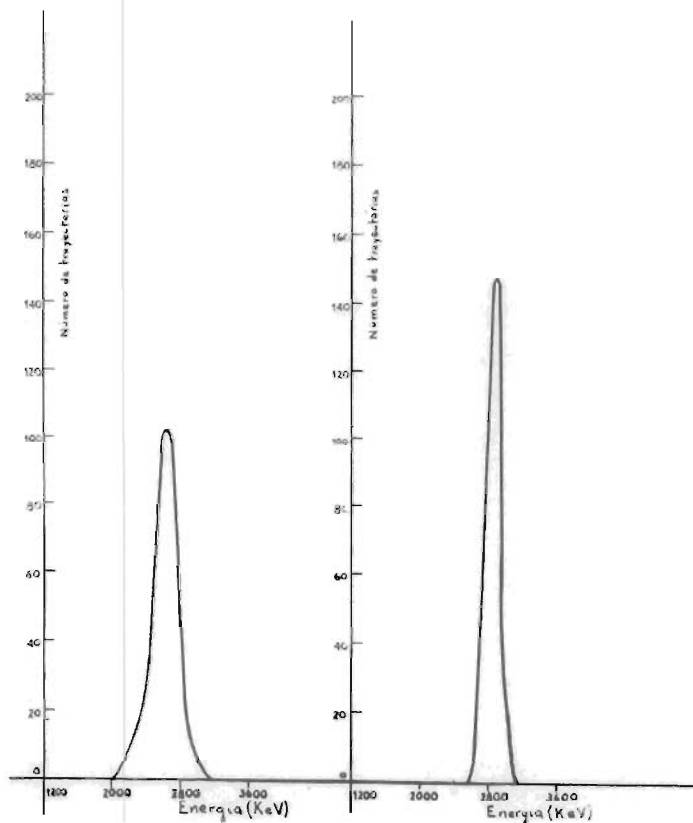


Fig. 15
Distribución de energías de 1000 trazos en dos placas expuestas a 10^6 β 90° para deuterones de 1.43 MeV con un blanco de polietileno. Las irregularidades isotópicas han sido eliminadas.

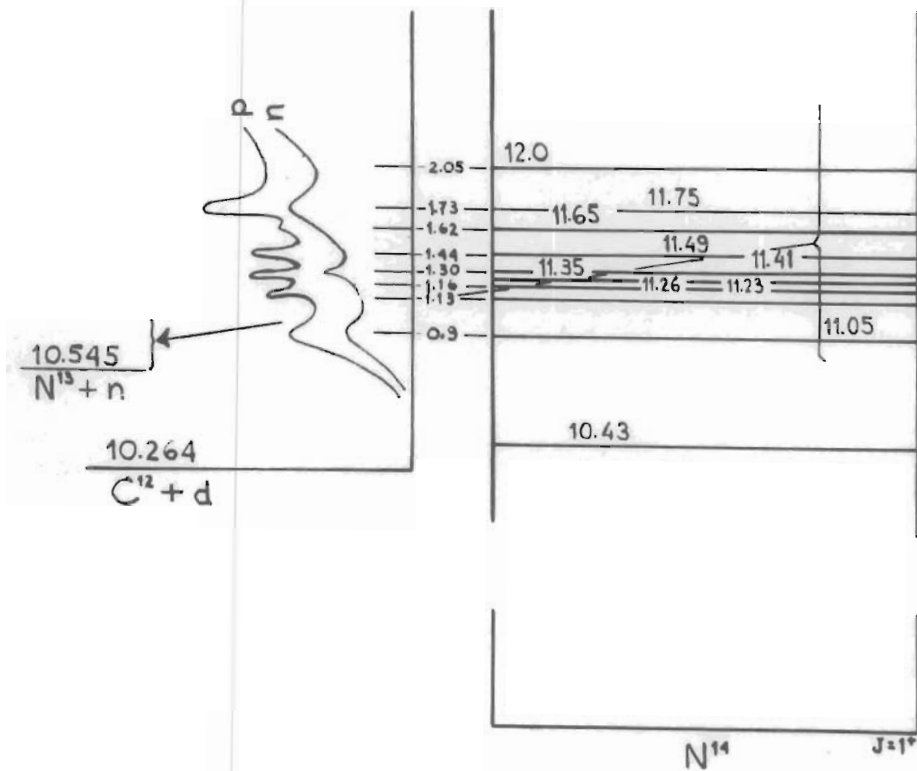


Fig. 16
Niveles de energía del núcleo N^{14} (Aijzenberg y Lauritsen 1955).

laboratorio) de 1.43, 1.71, 1.84, 1.90, 1.95 y 2.00 MeV.

En cada placa se midieron 1000 trazas (en algunos casos menos) y además se contó el número de trazas en tres franjas con la misma técnica que la aplicada para los blancos de polietileno, para poder calcular la frecuencia en trazas por unidad de área, con la cual ocurren las tres reacciones producidas.

En la fig. 17 pueden observarse los primeros niveles del núcleo residual O^{17} . Debido al filtro empleado, sólo se observaron los dos niveles más bajos, o sea el base y el excitado a 0.872 MeV.

En la fig.18 pueden observarse los niveles del núcleo compuesto F^{18} , sólo los niveles 9.0 o 9.5 MeV que corresponden a energías del deuterón de 1.7 y 2.2 MeV pueden intervenir en este estudio.

Se dibujaron los alcances medidos de las trazas contra las frecuencias; una de estas gráficas está dada en las figs. 19 - 30.

Se nota que los tres picos debidos a las tres reacciones se diferencian claramente. Hay un fondo de unas pocas trazas para cada longitud: este fondo se debe a la dispersión inelástica de protones en los bordes de la rendija que define el haz de protones y en el filtro, y a protones de reculada producidos en la emulsión por neutrones de las reacciones (d,n).

El número de partículas para cada reacción se tomó como el número de trazas contenido en el pico correspondiente, considerando que el pico queda entre los dos puntos en donde la frecuencia empieza a exceder la del fondo. Ninguna corrección se aplicó en forma de una sustracción del fondo, por la imposibilidad de estimar de una manera apropiada su valor. Ignorar el fondo no puede haber afectado notablemente los dos picos debidos al estado excitado del oxígeno y al carbono; solamente el nivel fundamental de oxígeno contiene muy pocas trazas (1732 sobre un total de 23,884 medidas) y la corrección sería de alguna importancia, del orden del error estadístico en este caso.

Se pasa de la distribución de alcances en cada placa a la distribución angular para cada nivel y cada energía de bombardeo, y los valores así obtenidos se transfieren al sistema del centro de masa mediante las tablas ya mencionadas.

Los resultados para el nivel base de O^{17} se ven en las figs. 31 a 35. En las figuras están indicados los errores estadísticos. Las curvas continuas representan los valores calculados mediante la teoría de Butler y normalizados para coincidir con el máximo de los valores experimentales. El momento angular del neutrón capturado es igual a 2, según la determinación a altas energías de Burge, Burrows, Gibson y Rotblat (1951). Debido al número pequeño de trayectorias que corresponden a este nivel, los errores experimentales son grandes, por lo que es difícil sacar conclusiones. Se ve, sin embargo, que hay una mejor coincidencia con las previsiones de la teoría de Butler que para el caso del carbono, particularmente a las energías de 1.84 y 1.90 MeV.

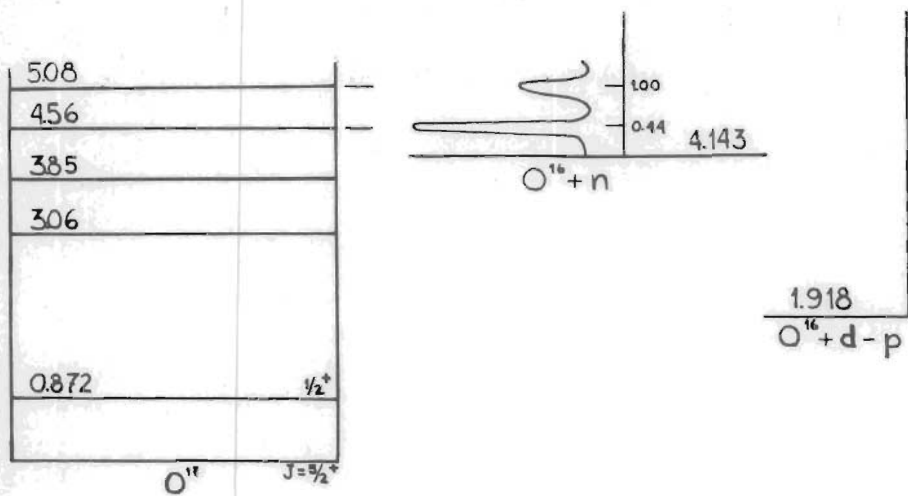


Fig. 17
Niveles de energía del núcleo O^{17} (Ajzenberg y Lauritsen 1955).

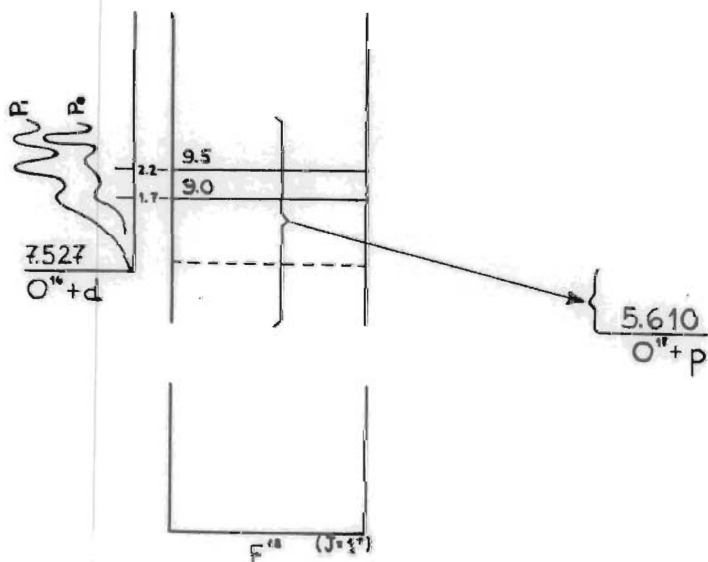
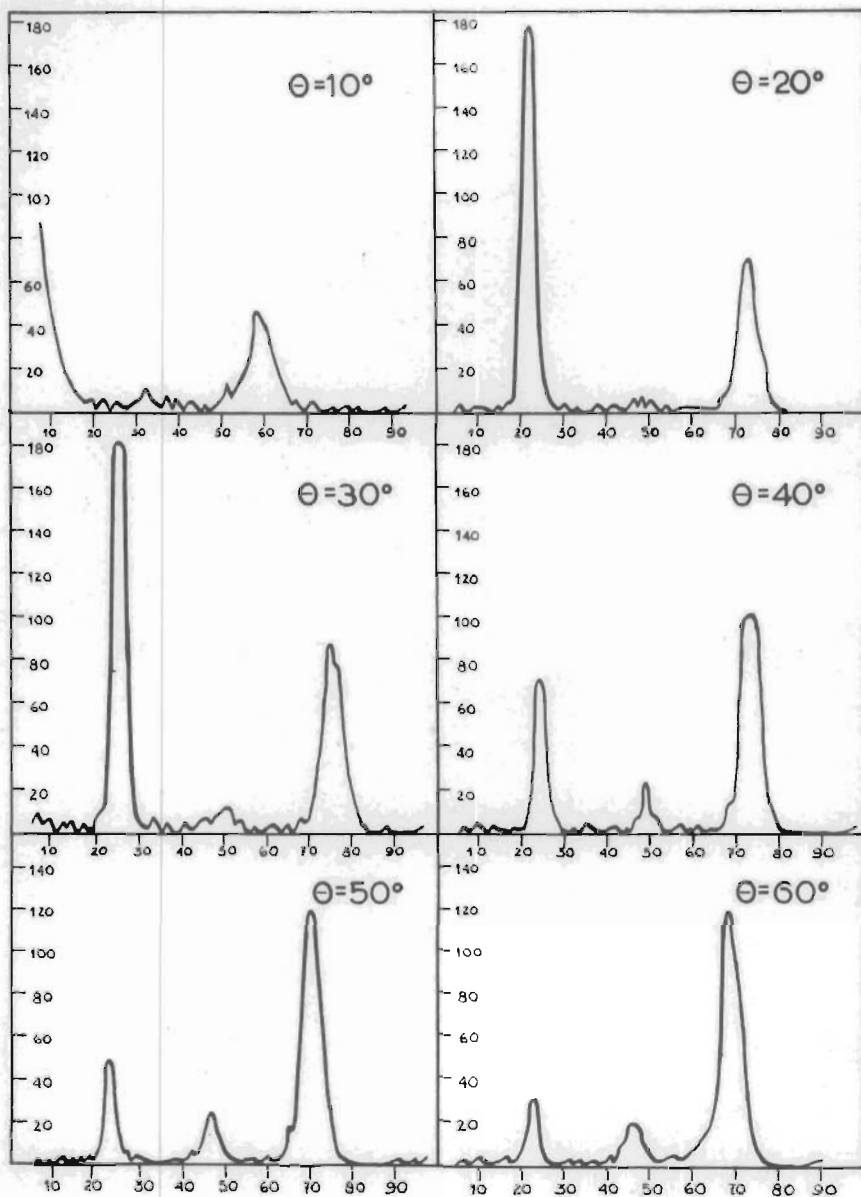
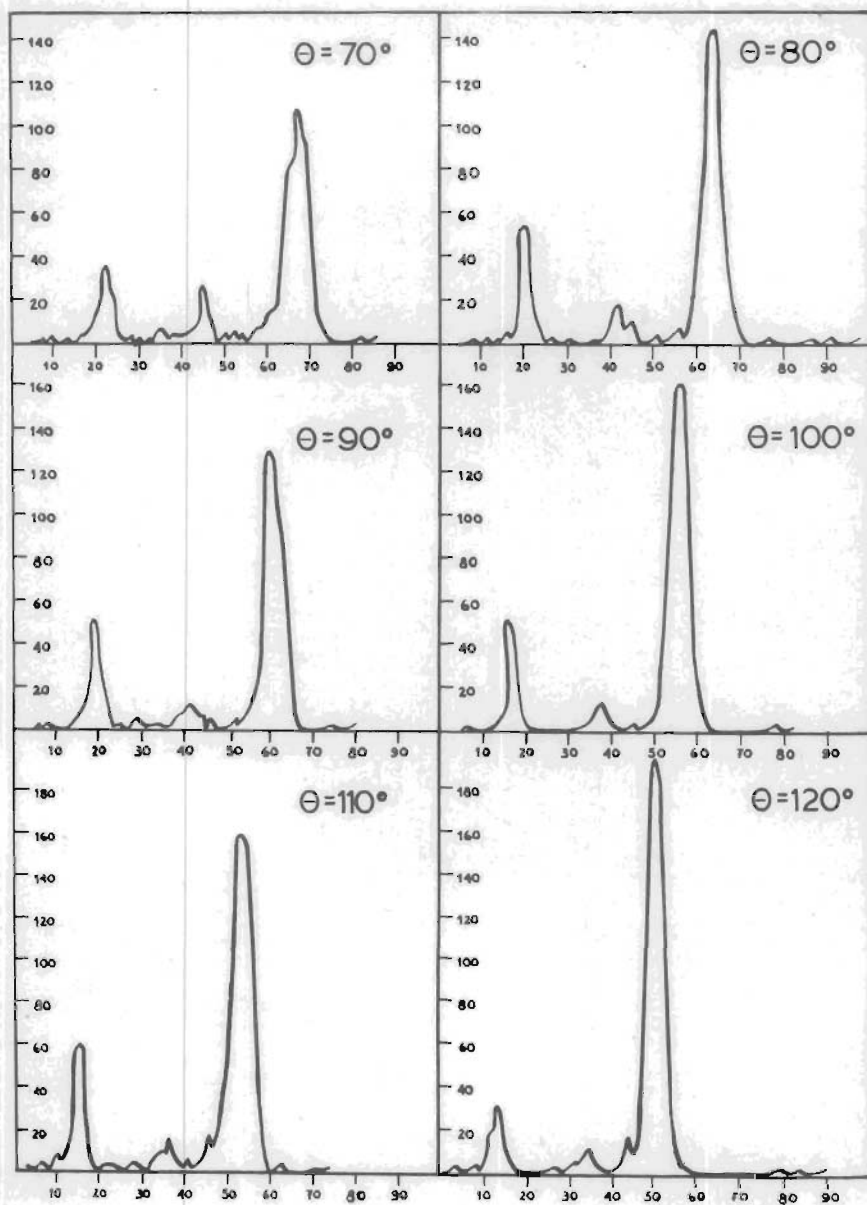


Fig. 18
Niveles de energía del núcleo F^{18} (Ajzenberg y Lauritsen 1955).



Figs. 19-24

Distribución de alcances de protones para energía del deuterio de 2,00 MeV. Abscisas: 1 división = 1,6 μ . Ordenados: número de trayectorias. Los ángulos se indican en el sistema laboratorio. Las variaciones estadísticas no han sido eliminadas. El pico cortado por el filtro a 10° corresponde al estado base del oxígeno; el pico del estado excitado prácticamente no se nota a 10° y 20° .



Figs. 25-30

Distribución de alcances de protones para energía del deuterón de 2.00 MeV. Abscisas: 1 División = 1,0 μ . Ordenadas: número de trayectorias. Los ángulos se indican en el sistema laboratorio. Las variaciones estadísticas no han sido eliminadas.



FACULTAD DE CIENCIAS
Biblioteca

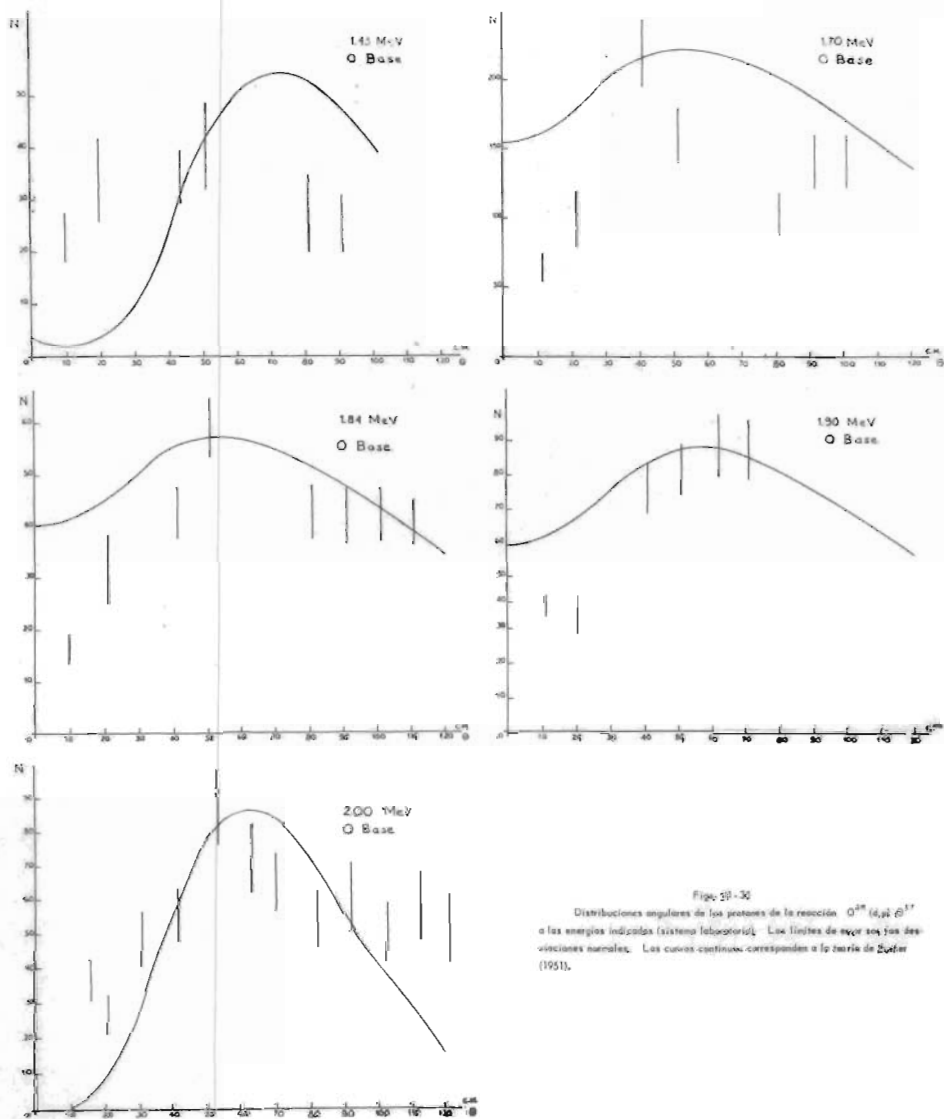


Fig. 53-30
Distribuciones angulares de los protones de la reacción $O^{16}(\alpha, p)O^{17}$
a las energías indicadas (sistema laboratorio). Los límites de error son las des-
viaciones normales. Las curvas continuas corresponden a la teoría de Ziegler
(1951).

III c. LA REACCION $O^{18}(d,p)O^{17*}$: RESULTADOS

En las mismas placas en que se observaron los grupos de protones correspondientes al estado base del oxígeno, se observaron también los grupos mucho más abundantes del primer estado excitado (0,872 MeV). De las 23,884 trazas medidas 9221 pertenecían a estos grupos. Después de los mismos cálculos que para los grupos del estado base, se obtuvieron los resultados representados en las figs. 36 a 40. Las curvas de Butler dibujadas para la comparación corresponden a un momento angular de cero para el neutrón capturado (Burge, Burrows, Gibson y Rotblat 1952). En la ausencia de datos a 0° , la normalización se hizo a 20° .

Debido a la mejor estadística, los errores son más pequeños. Los datos experimentales concuerdan relativamente bien con la teoría de Butler para ángulos menores de 50° ; pero más allá aparece en todos los casos un máximo secundario que la teoría no predice. Este máximo es particularmente pronunciado para la energía de 1,71 MeV. La explicación puede encontrarse en el hecho de que a esta energía el núcleo compuesto, flúor 18, tiene un nivel excitado de 9 MeV (Ajzenberg y Lauritsen 1955).

La misma reacción ha sido estudiada con el nuevo acelerador electrostático de Saclay (Berthelot et. al. 1954 y 1955); los resultados para energías de 1,66, 1,78, 1,82 y 1,94 MeV obtenidos por este grupo concuerdan muy bien con los presentados aquí. Las conclusiones difieren, sin embargo, notablemente en cuanto al nivel de resonancia de 9,5 MeV en el F^{18} : mientras la resonancia de 9 MeV influye mucho sobre la forma de la distribución angular, la de 9,5 MeV no la afecta y se muestra solamente en las curvas de excitación.

Las paridades y spines de estos dos niveles de F^{18} son todavía desconocidos; pese a esto, parece lícito suponer que la diferente influencia de la formación de un núcleo compuesto en los dos casos se debe a una diferencia en las propiedades de estos dos estados excitados del flúor.

El máximo secundario observado no se puede explicar por el efecto coulombiano; a pesar de sus divergencias, ninguna de las formulaciones teóricas ci-

tadas indica un máximo a estos ángulos.

III d. ERRORES EXPERIMENTALES.

a. BLANCOS DE POLIETILENO. La energía de los deuterones se conoce con una precisión de ± 15 keV. El espesor del blanco produce un error de ± 20 keV. Los ángulos del sistema centro de masa varían de $\pm 2^\circ$.

Los errores en el recuento de las trazas se deben a las siguientes causas:

i. Fondo por dispersión y otras reacciones: aproximadamente 40 trazas sobre 1000 contadas, o sea 4 por ciento.

ii. Errores de lectura 1 por ciento. Esta estimación incluye el error en el recuento de las franjas, así como los errores debidos a la longitud variable de las franjas y el error sobre la determinación de la anchura de las franjas.

iii. Error estadístico. Este error depende del número contado y se ha indicado en las figuras 6 a 13, 31 a 40 para cada punto.

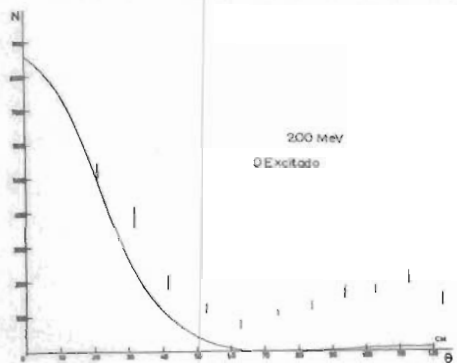
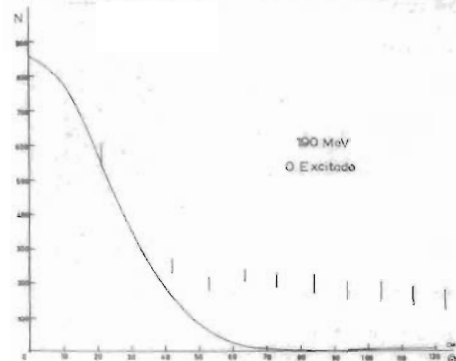
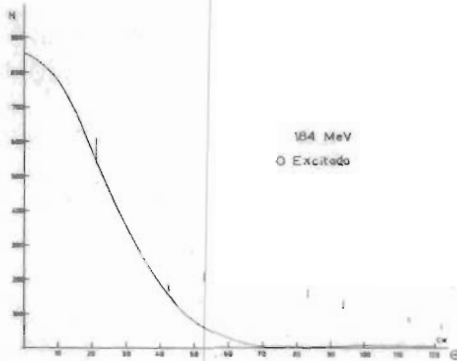
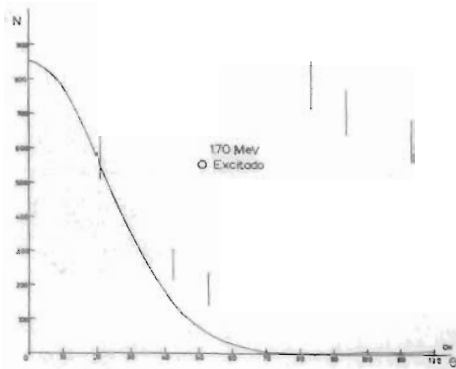
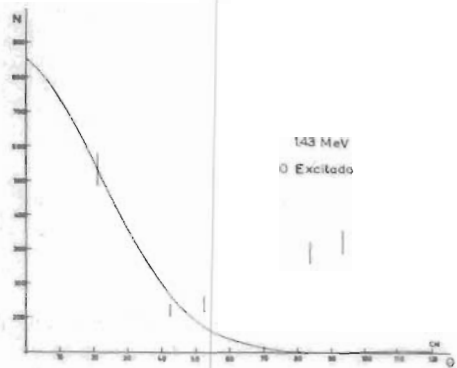
La distribución de las trazas a lo largo de la franja no es uniforme, debido a la variación del ángulo sólido. En la fig. 41 se compara la distribución experimental del número de trazas en cada $0,085 \text{ mm}^2$ de la placa con la distribución teórica. La concordancia es buena, excepto en el extremo alejado del blanco; la pequeña desviación que se observa allí no ha recibido una explicación satisfactoria, pero su influencia sobre el error global de las determinaciones es despreciable.

b. BLANCOS DE FORMVAR. La precisión de la energía de los deuterones, el espesor del blanco, y el error sobre los ángulos son los mismos que para los blancos de polietileno.

Los errores en la determinación del número de trazas en cada grupo de protones son los siguientes:

i. Fondo por dispersión y otras reacciones: aproximadamente 40 trazas sobre 1000, o sea 4 por ciento.

ii. El esparcimiento ("stragling") causa una incertidumbre de 7 keV en la



Figs. 36-40
Distribuciones angulares de los protones de la reacción $O^{16}(d,p)O^{17}$ a las energías indicadas (sistema laboratorio). Los límites de error son las desviaciones normales. Las curvas continuas corresponden a la teoría de Butler (1951).

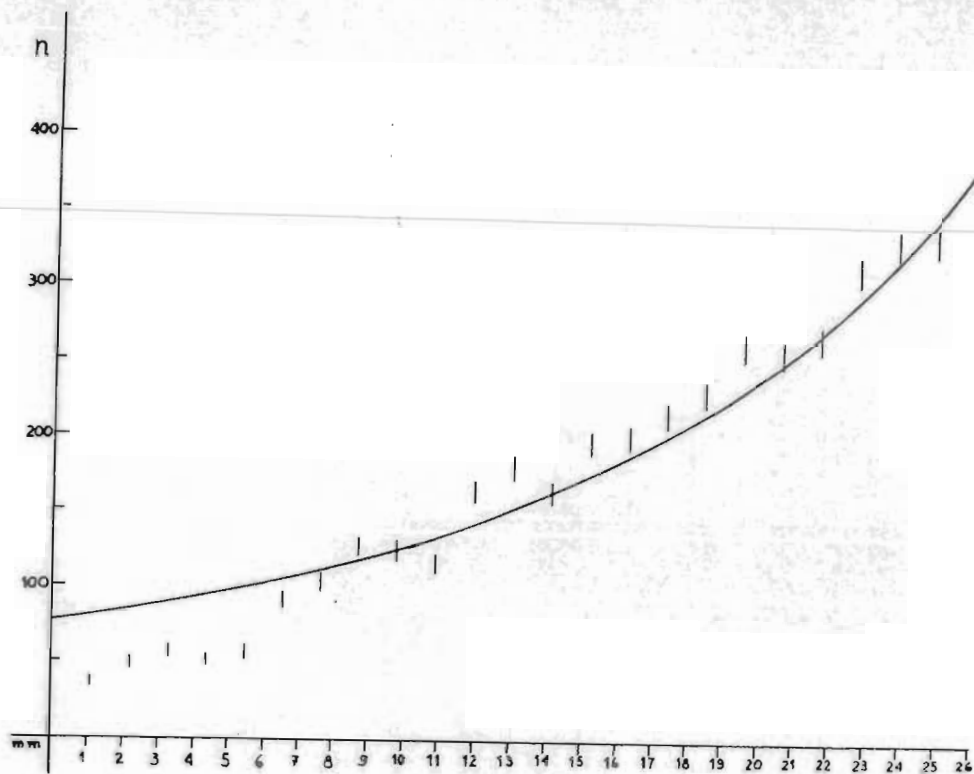


Fig. 41

Variación del número de trazas en una placa en función de la distancia del borde. El origen es el borde alejado del blanco. La curva continua representa la variación del ángulo sólido subtendido al blanco por la unidad de área. Para 26 mm el borde del aluminio elimina una parte de las trazas.

energía de las partículas o sea, para protones saliendo del blanco con una energía de 1 MeV, un error de 1 por ciento.

iii. La precisión en la determinación del número de trazas en cada pico es 2 por ciento para un pico conteniendo 1000, y proporcionalmente mayor para los picos más pequeños. Este error incluye errores en la determinación de los alcances, errores en la delimitación de los picos y errores debidos a cambios en la longitud y anchura de las franjas.

iv. Errores estadísticos. Este error depende del número medido y se ha indicado en las figuras 6 a 13, 31 a 40 para cada punto.

Los señores Luis y Juan Velázquez fueron responsables del manejo del acelerador de Van de Graaff y de su mantenimiento en buen estado. Las señoritas Lilia Aldave L. y Gloria Cadena G. se encargaron del escrutinio microscópico de las placas. Jorge Dorantes y Alfonso Urbina hicieron el revelado de las placas, Gilberto López dibujó las figuras.

Mi agradecimiento va también al Dr. Marcos Moshinsky y al Profesor W.W. Buechner, con los cuales he tenido muchas discusiones fructíferas acerca del presente trabajo.



REFERENCIAS

- Ajzenberg, F. y T. Lauritsen, *Rev.Mod.Phys.*, **27**, 77, (1955).
- Alba, F. , T. A. Brody. A. Fernández, M. Mazari, V. Serment y M. Vásquez B.
Rev.Mex.Fis., **4**, 207, (1955).
- Berthelot, A. et al., *C.R.* **238**, 1312, (1954).
- Berthelot, A. et al., *J. Phys.Rad.*, 241. (1955).
- Bethe H.A, y J. Ashkin, en Segré, *Experimental Nuclear Physics*, New York 1953,
Vol. 1, p. 166, (1953).
- Bowcock, R., *Proc.Phys.Soc.*, **A 68**, 512, (1955).
- Burge, E.J. , H.B. Burrows, W.M. Gibson y J. Rotblat, *Proc.Roy.Soc.*, **A 210**, 543,
(1951).
- Butler, S.T., *Proc.Roy.Soc.*, **A 208** , 559, (1951).
- Enge, A. Harald, Bergen, Noruega.
- Grant, I.P., *Proc.Phys.Soc.*, **A 57**, 981, (1954).
- Grant, I.P., *Proc.Phys.Soc.*, **A 68** , 244, (1955).
- Horowitz, J. y A.M. Messiah, *J.Phys.Rad.*, **14**, 695, (1953).
- Moskow, M., Tesis Johns Hopkins University, Baltimore., (1948).
- Nieto Casas, L. y V. Serment, *Cosmos y Ciencia*, **1**, No. 1 , (1954).
- Phillips, G. C., *Phys.Rev.*, **80**, 164, (1950).
- Rotblat, J. , *Nature*, **167** , 1027., (1951).
- Tobocman, W., *Phys.Rev.* , **94** , 1655., (1954).
- Tobocman, W., y M. H. Kalos, *Phys.Rev.* , **97**, 132., (1955).
- Yoccoz, J. *Proc.Phys.Soc.*, **A 67** , 813., (1954).