

AURELIA BONET HORTELANO

**ESTUDIO DE LA REACCION $C^{12} (d, \alpha) B^{10}$
MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARÈS**

Esta Tesis Doctoral, leída en Valencia el día 4 de diciembre de 1958, obtuvo la calificación de Sobresaliente *cum laude*.

El Tribunal de examen estuvo formado por:

Dr. D. Luis Brú Vilaseca. *Presidente*.

Dr. D. Joaquín Catalá de Alemany. (Director de la Tesis.)

Dr. D. José García Santesmases.

Dr. D. José Ignacio Fernández Alonso.

Dr. D. Carlos Sánchez del Río.

Esta Memoria ha sido realizada en los Laboratorios del Centro de Física Fotocorpuscular de la Facultad de Ciencias de Valencia, bajo la dirección del Profesor Dr. Catalá, al cual deseo expresar mi agradecimiento por el interés, asesoramiento científico y ayuda de toda índole que constantemente ha puesto en la realización de este trabajo. Así mismo agradezco al equipo de investigación que tiene bajo su dirección y en especial al Dr. Senent, las discusiones y críticas técnicas tan necesarias en una labor de este tipo.

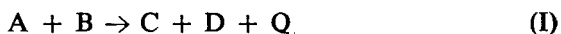
Por otra parte, quiero hacer constar mi reconocimiento a la Junta de Energía Nuclear por la ayuda moral y material que me ha prestado, el cual hago extensible a la Facultad de Ciencias de Valencia y al Instituto de Óptica "Daza de Valdés".

Por último, quiero expresar mi reconocimiento y gratitud a mi querido esposo, Eugenio Villar, ya que sin su ayuda y diaria colaboración no hubiese sido posible la realización de este trabajo.

Valencia, 20 de mayo de 1958.

I. INTRODUCCIÓN

Desde un punto de vista general, las reacciones nucleares tienen una gran semejanza con las reacciones químicas. En efecto, existe una ecuación para la interacción entre los núcleos, que puede representarse, similarmente a las reacciones químicas, de la forma



indicando con esta igualdad que los núcleos A y B interactúan entre sí para formar dos nuevos núcleos C y D, que reciben el nombre de productos de reacción. El símbolo Q representa el calor de reacción o energía liberada en el proceso, siendo Q negativo o positivo según que aquél sea endotérmico o exotérmico. Y del mismo modo que las reacciones entre sustancias se estudian desde el punto de vista de la interacción entre las moléculas de las especies químicas reaccionantes, con el fin de comprender mejor el proceso, las reacciones nucleares también se analizan como colisiones aisladas entre partículas o núcleos. Estos procesos pueden ser más o menos complejos y existen diversas teorías para poderlos interpretar con detalle, pero cualquiera que sea su complejidad deben cumplirse las leyes de la conservación de la cantidad de movimiento y de la energía. Es aquí, al considerar el balance energético, cuando se observa una gran discrepancia entre ambos tipos de reacción, pues, así como la energía de enlace entre las partículas nucleares (nucleones) es del orden de millones de electrón-volts, las energías de enlace molecular se evalúan solamente en unos pocos electrón-volts.

Similarmente también a las reacciones químicas, en todas las reacciones nucleares conocidas hasta ahora, se mantiene el principio de la conservación de la carga. Si un neutrón se convierte en protón, o bien desaparece un positrón o un mesón positivo, o bien aparece un electrón, de modo que la carga total permanece constante. Del mismo modo, el número total de nucleones se conserva durante el proceso. Por otra parte, el momento cinético total, que

incluye los momentos cinéticos de traslación (orbital) y de rotación (spin), también se conserva y, como las distribuciones angulares de los productos de reacción dependen fundamentalmente de los momentos cinéticos de los núcleos inicial y final, estas distribuciones son de gran interés para el análisis de las reacciones nucleares. Por último, la paridad de la función de ondas inicial del sistema total también debe conservarse, tratándose de interacciones fuertes, pues aunque la reciente hipótesis (1) de la violación de la ley de conservación de la paridad, implica núcleos producto con mezcla de paridades, la proporción de los estados con paridad distinta es despreciable; ahora bien, si la interacción es débil (desintegración de hiperones y mesones K, por ejemplo) la experiencia parece demostrar (2) (3) que la ley de conservación deja de cumplirse.

Refiriéndonos especialmente a la colisión de partículas tales como protones, deuteronos, etcétera, con los núcleos ligeros ($A < 50$) es interesante hacer resaltar, que así como en las reacciones químicas es suficiente la propia agitación térmica para que interactúen las moléculas A y B, en las reacciones nucleares, dada la gran repulsión eléctrica existente entre los núcleos, es necesario acelerar las partículas para que reaccionen con ellos. En otras palabras, la energía de activación de las reacciones nucleares es muy superior a la de las químicas. Para el cálculo del balance energético se considera el núcleo reaccionante en reposo, núcleo "blanco", sobre el cual incide una partícula bombardeante o "proyectil". En este sentido los aceleradores de partículas, tales como los ciclotrones, bevatrones, etcétera, desempeñan un gran papel en las experiencias de reacciones nucleares.

La gran importancia que tienen estas reacciones, dentro de la Física Nuclear, se debe a que de ellas se obtiene una buena información acerca de los núcleos. Ahora bien, para este fin se requiere planear la reacción bajo tres condiciones fundamentales: a) realizar la experiencia de tal manera que la energía, dirección, tipo de proyectil e intensidad del haz estén perfectamente definidos; b) conocer con exactitud la composición nuclear del "blanco", el cual debe ser de la máxima pureza isotópica y lo más homogéneo posible; c) establecer unas condiciones geométricas, para la difusión y detección de los productos de reacción, tales que puedan calcularse el número y la energía de los mismos para direcciones preestablecidas.

La que podíamos llamar Escuela de Bristol ha ido realizando en estos últimos años una serie, aún no interrumpida, de experiencias nucleares, destinadas casi exclusivamente a interpretar, utilizando la Técnica Fotográfica, la estructura de los núcleos, comprobando con los datos obtenidos las teorías

semiempíricas que se han elaborado acerca de los mismos. Gracias al Dr. Catalá, que mantiene colaboración con dicho Centro de Investigación, nos fue posible estudiar una de estas experiencias (4); concretamente, el trabajo consistió en interpretar los fenómenos nucleares producidos al paso de un haz de deuterones de 19 MeV por gas acetileno. Ahora bien, la experiencia fue fundamentalmente concebida para analizar la interacción de los deuterones con el C^{12} del acetileno, produciendo núcleos de C^{13} y C^{12} en estado excitado, merced a los procesos (d, p) y (d, d) determinando así sus niveles energéticos. Por esto, podríamos decir, que el presente trabajo ha surgido casi de un modo inesperado, como consecuencia de este estudio, pues en un principio no sospechábamos que la experiencia fuese útil para investigar la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$, ni era éste nuestro propósito inicial.

Como se verá en las siguientes páginas de esta Memoria, durante la observación al microscopio, se vieron en la emulsión fotográfica, utilizada para detectar los productos de reacción, una serie de "trazas" de características distintas a las que producen los protones y deuterones. Este hecho, nacido del adiestramiento en la observación microscópica, ha sido el punto de partida de esta investigación (5). En efecto, seleccionadas estas trazas solamente por su aspecto, determinamos posteriormente que habían sido producidas por partículas α de la reacción citada. La comprobación fue posible debido, por una parte, a que en las emulsiones Ilford C2, utilizadas en esta experiencia, las trazas producidas por los protones presentan una densidad de grano distinta a la de las partículas alfa del mismo alcance; y, por otra parte, a que los espectros de estas partículas, construidos a partir de la medida de sus trazas, nos demostraron que habían sido originadas en la interacción $d-C^{12}$, con formación del núcleo B^{10} .

El B^{10} forma parte de los núcleos de masa $4n + 2$, y su estudio resulta muy interesante desde el punto de vista de la estructura nuclear.

En primer lugar, puede considerarse formado por un complejo nuclear de 2 partículas α y de 2 nucleones "extra": un protón y un neutrón. El complejo nuclear básico es como una estructura cerrada y estable (número mágico 8), con el mismo número de protones y neutrones y con momento cinético total igual a cero, de modo que los números cuánticos que definen al núcleo B^{10} , en su estado fundamental o en cualquier estado excitado, depende del "estado" de estos dos nucleones extra; naturalmente, bajo el supuesto de que los núcleos ligeros pueden describirse con el "modelo de la partícula independiente", según el cual a cada nucleón se le supone moviéndose en el campo potencial isotrópico debido a los restantes nucleones (6).

Es característico de los isóbaros de masa $4n + 2$ agruparlos en tríadas, tales como (He^6 , Li^6 , Be^6), (Be^{10} , B^{10} , C^{10}), (C^{14} , N^{14} , O^{14}), caracterizados todos ellos por poseer dos nucleones en exceso sobre el complejo nuclear básico. En estos núcleos es en donde más claramente se manifiesta, el principio de la independencia de la carga (7), y de estas tríadas, la más interesante, desde este punto de vista, es la correspondiente al B^{10} . La independencia de la carga implica que la energía de enlace de un sistema p-p, es prácticamente igual a la de los sistemas n-n y n-p, de modo que las fuerzas nucleares de interacción entre estas partículas son independientes de las fuerzas repulsivas de Coulomb. La primera evidencia experimental de esta suposición se obtuvo de la difusión (p, p) (8). En los núcleos ligeros sigue cumpliéndose este principio, aunque sólo en primera aproximación, pues las repulsiones eléctricas, aunque pequeñas, son ya perceptibles. Desde luego, este principio no es aplicable a núcleos más pesados (9).

De los núcleos de cualquiera de estas tríadas isóbaras, el central tiene el mismo número de protones que de neutrones, por lo que los nucleones extra son distintos y puede suponerse que sus spines mecánicos son paralelos, pero pueden existir estados excitados con spines antiparalelos; en cambio, los dos elementos restantes de la tríada tienen idénticos nucleones extra, siendo los del primero dos neutrones y los del segundo dos protones, con spines antiparalelos y poseyendo ambos núcleos energías algo distintas debido a las fuerzas de Coulomb; todas estas consideraciones se explican teniendo en cuenta el número cuántico T, spin isotópico, que en las siguientes páginas se aplica al caso concreto del núcleo B^{10} , resultante de la reacción estudiada, comparando los estados de la misma multiplicidad $2T + 1$ de los tres isóbaros de $A = 10$.

Con este trabajo aportamos al campo de la Física Nuclear una nueva comprobación de los niveles del B^{10} , confirmando algunos de ellos, y además creemos haber contribuido a afirmar la validez de la ley de conservación del spin isotópico (10), al justificar con ella la ausencia de ciertos niveles de este núcleo, que han sido acusados mediante otras reacciones por distintos investigadores. Por último se han obtenido las distribuciones angulares de las partículas α correspondientes al estado fundamental y a los primeros niveles del B^{10} , absolutamente inéditas para la energía del haz utilizada, las cuales podrían analizarse (y éste es nuestro propósito), con el fin de comprobar la correspondiente teoría de las reacciones d- α , basada en un proceso "pick-up" (11).

II. BOMBARDEO DEL GAS ACETILENO Y DETECCIÓN DE LOS PRODUCTOS DE REACCIÓN

Detalles de la experiencia

El Profesor Rotblat, de la Universidad de Londres, envió a los Laboratorios del Instituto de Óptica "Daza de Valdés", Sección de Valencia, un lote de placas impresionadas por los productos de los procesos nucleares originados al bombardear gas acetileno con deuterones de 19 MeV acelerados en el ciclotrón de la Universidad de Birmingham.

La placa fotográfica expuesta estaba constituida por una plataforma de vidrio neutro de 1,5 mm cubierta de emulsión Ilford C2 de 400μ de espesor, seccionada en 21 partes de $4,2 \times 5$ cm.

Antes de la exposición se sometió la placa a un intenso vacío en presencia de pentóxido de fósforo, hasta alcanzar el equilibrio higroscópico correspondiente a 0,06 gr de agua, aproximadamente, por cm^3 de emulsión (12). Colocada la placa sobre la plataforma p de la cámara se efectuó en ésta un nuevo y prolongado vacío. A continuación se introdujo gas acetileno de la máxima pureza hasta alcanzar una presión de 19,981 cm de Hg. La exposición del gas al flujo de deuterones duró aproximadamente dos horas. La temperatura de la cámara fue de $17,3^\circ C$ y la carga eléctrica integrada, registrada en el contador al paso de los deuterones por la cámara de ionización, fue de $6,404 \mu$ coulombs.

Una vez realizada la exposición, se colocó sobre la placa una plataforma opaca provista de pequeños orificios, sometiéndose durante breves instantes a un foco luminoso de modo que se registraron sobre la superficie de la emulsión una serie de puntos, que constituyen una referencia necesaria para la localización del paso de las partículas según cualquier dirección θ de difusión (respecto a la dirección del haz) y cualquier distancia r al blanco.

El número de partículas detectadas durante un tiempo de exposición fijo, varía con la distancia r , existente entre el "blanco" y el punto de la emulsión por donde penetra, aproximadamente en la relación $1/r^3$ (13).

Tomando como origen de coordenadas la proyección del blanco puntual sobre el plano XY de las placas se deducen para las ecuaciones de los haces de líneas en forma paramétrica (4):

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cdot \cos \theta - 0,5 \cotg. \theta \\ y &= \sqrt{r^2 \cdot \text{sen}^2 \theta - 1,99^2} \end{aligned} \right\} \quad (II)$$

Sistemática general

Una vez registradas las "trazas" de los productos en las emulsiones detectoras, se eligen determinadas "zonas" sobre la superficie de las mismas para la observación al microscopio. De estas zonas se conoce su distancia al blanco, la dirección de los productos y el área "barrida" con el microscopio, con el cual se miden las longitudes de estas trazas. Entonces, para cada dirección θ , que forman los productos de reacción con la dirección del haz bombardeante, se construyen unos histogramas (espectros), en los que se representan el número de trazas medidas en función del alcance, una vez efectuadas las correcciones debidas a la geometría de la difusión. En estos espectros se observan una serie de máximos, sobre un fondo más o menos intenso de trazas espúreas, que en nuestro caso ha sido prácticamente nulo debido a la previa selección de las trazas medidas. Estos máximos nos indican que en la dirección elegida, para la observación, existen grupos monoenergéticos de partículas y por consiguiente otros tantos estados energéticos definidos en el núcleo residual.

Como las emulsiones fotográficas tienen una composición determinada, hay establecidas para cada una de ellas y para cada clase de partículas, una serie de funciones empíricas que relacionan el alcance de dichas partículas con su energía. De modo que, en los histogramas citados, del alcance medio de cada máximo puede calcularse la energía correspondiente a las partículas que lo han originado y aplicando las leyes de conservación es posible conocer el estado excitado del núcleo residual de la reacción correspondiente. Este es el método seguido para establecer niveles energéticos.

Por otra parte, para cada dirección de emisión, a partir del número de trazas de cada máximo, del área examinada al microscopio, de la distancia de la zona al blanco y de las condiciones y geometría de la difusión (véase apartado VII) pueden calcularse las secciones eficaces diferenciales. Representando éstas en función del ángulo de emisión, en coordenadas de centro de masas (C. M.), se construyen las distribuciones angulares correspondientes a cada nivel. Del análisis teórico de estas distribuciones pueden conocerse la paridad y spin de los núcleos resultantes.

Estos son a grandes rasgos los datos más inmediatos que pueden obtenerse del estudio de las reacciones nucleares, utilizando la Técnica Fotográfica, pero son otras muchas las consecuencias que pueden deducirse, como tendremos ocasión de comprobar en el apartado VI.

III. DISCRIMINACIÓN DE LAS TRAZAS DE PARTÍCULAS α *Posibilidad de estudiar la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$*

Cuando comenzó la observación y medida de las trazas impresionadas en las placas de esta experiencia sólo perseguíamos obtener, como ya indicamos en la Introducción, los espectros correspondientes a los protones y deuterones originados en la reacción $C^{12}(d, p)C^{13*}$ y en las difusiones $C^{12}(d, d)C^{12*}$ y $H(d, n)$. Además, el primer ángulo θ en el que se hizo la observación fue el de 120° y para esta dirección sólo se encontraron trazas que presentaban el clásico aspecto de los protones (ya que los deuterones no se distinguen de éstos al microscopio). Pero, al observar las trazas correspondientes a la dirección $\theta = 60^\circ$, nos percatamos de que existían en la emulsión trazas de distinto aspecto, hecho que nos indujo a pensar que se trataba de partículas α . Analizando las reacciones posibles, encontramos que sólo podían originarse merced a la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$. Nos llamó la atención que no las hubiésemos observado para el primer ángulo estudiado y al realizar el cálculo del alcance que tendrían las partículas α procedentes de la reacción citada, cuando el B^{10} queda en su estado fundamental (es decir, las de más largo alcance) para $\theta = 120^\circ$, comprobamos que perdían toda su energía atravesando el gas acetileno de la cámara, por lo que no alcanzaban la emulsión.

Este primer resultado nos animó a pensar que estábamos en lo cierto, por lo que se llevó el registro de la longitud de estas trazas para todos los ángulos que se estudiaron. Con ellas se fueron construyendo los histogramas, número de trazas-alcance, correspondientes a los distintos ángulos de emisión en coordenadas de laboratorio, respecto a la dirección del haz incidente, en los que se había hecho la observación. Del análisis de estos histogramas y de medidas de densidad de grano, comprobamos que efectivamente era posible realizar un estudio de los niveles del B^{10} .

Las trazas que seleccionamos como partículas α , presentaban al microscopio, para un observador avezado, unas peculiaridades bien distintas de las de protones. Sus características principales son las siguientes:

- 1.º Poseen, en general, una trayectoria muy rectilínea, mientras que los protones y deuterones presentan una curvatura más acentuada.
- 2.º El aspecto de la traza es como un trazo continuo, es decir, tiene

una densidad de grano (número de granos/ μ) que es mayor que la de las trazas de protones del mismo alcance.

3.º Prácticamente, no puede hablarse de granos en estas trazas, sino de conglomerados o "blobs", que detenidamente observados se aprecian dispuestos en zig-zag.

En la figura 1 se muestra una fotografía en la que puede comprobarse estas características.

Estudio de la densidad de grano

Con el fin de comprobar el criterio visual seguido para la selección de estas trazas, se ha hecho un estudio de la variación de la densidad media de grano D con el poder ionizante I , para trazas de protones observadas en las emulsiones Ilford C2, utilizadas en esta experiencia.

Como densidad de grano se ha tomado el cociente de dividir el número de granos contenidos en la traza por el alcance total $R = R_0 \cdot \sec \beta$, siendo R_0 la proyección de la traza sobre la superficie de la emulsión y β el ángulo de entrada de la misma. Cuando la continuidad de la traza es tan grande que es prácticamente imposible contar los granos, se ha asignado una densidad $D = 2,4$ granos/ μ que es el valor máximo admitido (14) en estas emulsiones. Para estas medidas se han utilizado como patrones las trazas de protones procedentes de la difusión $H(d,p)$, de alcances perfectamente conocidos para las distintas direcciones de emisión. Este índice es suficiente para demostrar que la emulsión utilizada es lo bastante sensible para discriminar las trazas de protones de las partículas α , permitiendo seleccionar una traza en caso de duda.

Para calcular el poder ionizante I para cualquier partícula se ha deducido la expresión

$$I = 68 \frac{e^2 \cdot m}{E} \quad \text{(III)}$$

en la que expresando la energía E en MeV, su carga e en cargas de electrón y su masa m en unidades de masa de protón, resulta el poder ionizante I en KeV/ μ .

En la figura 2 se ha representado la función $D = f(\log I)$. La gráfica muestra que dos partículas distintas de poder ionizante próximo a los 60



FIG. 1.—Fotografía en la que se muestra el distinto aspecto que presentan al microscopio los trozos de partículas α de las de protones (p)

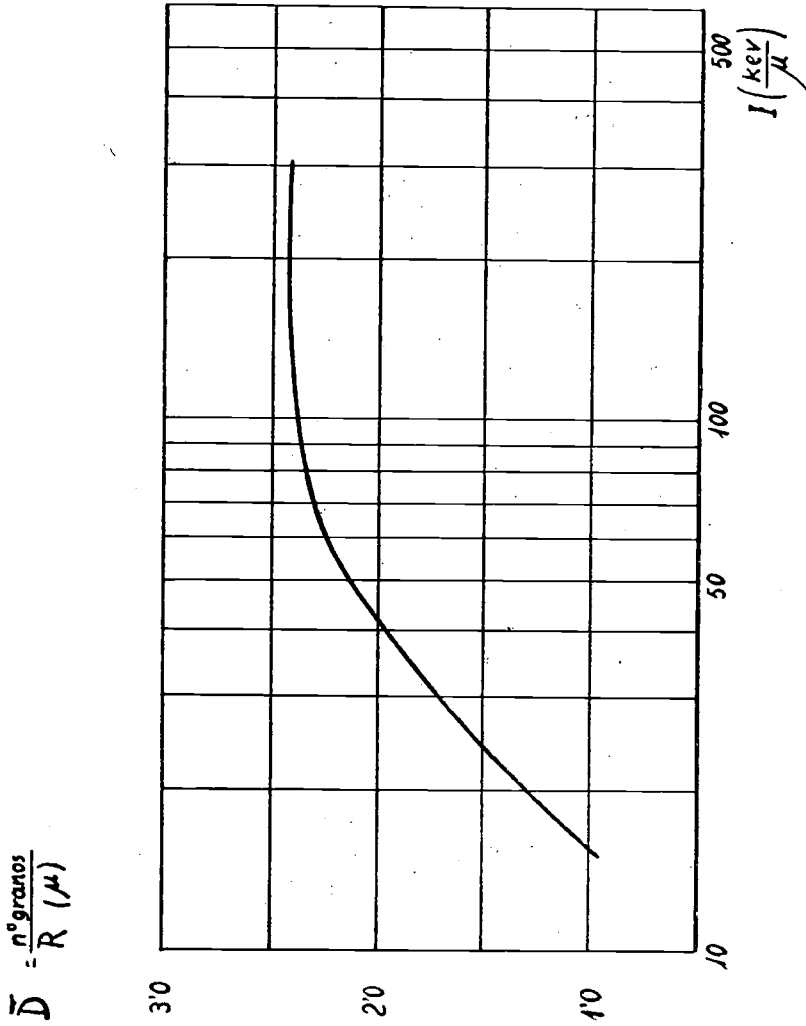


FIG. 2.—Variación de la densidad de grano media \bar{D} con el poder ionizante I , para protones, en las emulsiones Ilford-C2, utilizadas en este trabajo

ESTUDIO DE LA REACCIÓN $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARES

KeV/ μ , tienen una densidad de grano tan semejante que prácticamente es imposible distinguirlos.

Medidas experimentales de la densidad de grano de las trazas que seleccionábamos como partículas α han coincidido con el valor de \bar{D} que se obtiene de la gráfica 2 a partir del poder ionizante deducido del alcance de las mismas, con errores del orden de los 0,1 granos/ μ .

Comprobación espectral de la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$

La razón principal que nos indujo a estudiar la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ fue que los histogramas construidos, con las trazas que considerábamos de partículas α , presentaban para todos los ángulos de observación estudiados un intervalo de energías comprendido entre 4,5 MeV (energía perdida solamente en la emulsión) y la energía correspondiente a las partículas α originadas cuando el B^{10} queda en su estado fundamental. Este límite superior del espectro es muy significativo, pero todavía lo es más el inferior, si tenemos en cuenta los resultados que se expresan en la Tabla I, obtenida a partir de la expresión (III), de la gráfica 2 y de la relación alcance-energía para protones (15) y para partículas α (16). En esta Tabla se observa que para aproximadamente 17 μ , es decir, para partículas α de unos 4,5 MeV, no es posible distinguir si corresponde a esta clase de partículas o a protones, ya que, aunque sus poderes ionizantes sean muy distintos, los correspondientes valores de la densidad media de grano están muy próximos al "plateau" de la gráfica 2.

TABLA I

Valores de la densidad media de grano y del poder ionizante para protones y partículas α del mismo alcance.

Partícula	Alcance $R(\mu)$	Energía $E(\text{MeV})$	Poder ionizante $I(\text{KeV}/\mu)$	Densidad de grano \bar{D}
p	130	4,22	16	1,00
α		16,30	66	2,20
p	100	3,59	19	1,20
α		13,85	78	2,35
p	75	3,05	22	1,40
α		11,60	92	2,35
p	50	2,32	28	1,60
α		9,00	123	2,40
p	35	1,84	36	1,95
α		7,20	152	2,40
p	25	1,48	46	2,05
α		5,75	188	2,40
p	15	1,05	65	2,20
α		4,00	272	2,40
p	10	0,78	87	2,35
α		2,90	373	2,40

Así, pues, la razón de este límite inferior reside en el hecho de que todas las trazas observadas de alcance igual o inferior a las 17μ mencionadas, presentaban el mismo aspecto, pudiendo ser protones o partículas α , por lo que no fueron tenidas en cuenta.

IV. CONSTRUCCIÓN DE ESPECTROS

Energía de las partículas α

Para calcular la energía de las partículas α se han aplicado las leyes de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento a la interacción $d-C^{12}$, suponiendo que se forma el núcleo B^{10} y es emitida una partícula α .

Si designamos por E_0 la energía de los deuterones del haz, por E_α la de las partículas α , por Q el calor de reacción, por $E_{B^{10}}$ la energía de retroceso del núcleo resultante y por E^* su energía de excitación, el balance energético puede escribirse así:

$$E_0 + Q = E_\alpha + E_{B^{10}} + E^* \quad (IV)$$

Por otra parte, en (C. L.), si efectuada la reacción las trayectorias de la partícula α y del núcleo B^{10} forman los ángulos θ y φ con la dirección del deuterón incidente (figura 3), como la cantidad de movimiento ha de conservarse resultará que:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{2 \cdot E_\alpha \cdot m_\alpha} \cos \theta + \sqrt{2 \cdot E_{B^{10}} \cdot m_{B^{10}}} \cos \varphi &= \sqrt{2 E_0 m_d} \\ \sqrt{2 \cdot E_\alpha \cdot m_\alpha} \sin \theta - \sqrt{2 \cdot E_{B^{10}} \cdot m_{B^{10}}} \sin \varphi &= 0 \end{aligned} \right\} (V)$$

siendo m_α , m_d y $m_{B^{10}}$ las masas respectivas de la partícula α , del deuterón incidente y del núcleo resultante B^{10} . Teniendo en cuenta los valores enteros de estas masas atómicas, sabiendo que la energía del haz es de 19,17 MeV (4) y que el calor de reacción es $Q = -1,349$ MeV (17), del sistema formado por las ecuaciones (IV) y (V), resulta para la energía de las partículas α , cuando $E^* = 0$, la expresión:

$$E_\alpha = 0,7825 (\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta + 12,7685})^2 \quad (VI)$$

Espectros

Las energías de las partículas α deducidas de la expresión (VI) para el estado fundamental del B^{10} , no superan los 18 MeV para ninguna dirección de emisión. Para $\theta = 5^\circ$, les corresponde un alcance en emulsión del orden de las 142 μ .

Ahora bien, tratándose de bajas energías, la pérdida de ésta que experimentan las partículas α en un medio cualquiera es muy fluctuante; además, la relación alcance-energía en emulsión presenta una gran pendiente en la zona de cortos alcances (para partículas α de 68 μ , un error de 2 μ en el alcance supone un error de 0,20 MeV en la energía), y, por último, las dimensiones finitas del blanco y de la zona observada, influyen en la dispersión angular de los productos de reacción. Estos factores determinan una incertidumbre en el cálculo del alcance que tendrían estas partículas si toda su energía la hubiesen perdido en la emulsión. Por ello, los espectros correspondientes a cada ángulo de observación se han contruido, como se indicó anteriormente, teniendo en cuenta solamente la longitud de la traza en la emulsión

$$R = R_0 \cdot \sec \beta$$

es decir, sin considerar la pérdida de energía en el gas acetileno de la cámara. Construido el espectro de este modo se ha supuesto que el pico de mayor alcance corresponde al estado fundamental del B^{10} , y, calculado el alcance verdadero mediante la expresión (VI), se ha hecho una traslación de la escala de alcances hasta llevarla a coincidencia.

Con el fin de suavizar las irregularidades estadísticas del espectro $n = f(R)$, siendo n el número de trazas, se han construido histogramas especiales sobre papel milimetrado. En ellos, cada 2 mm. del eje de abscisas representa 1 μ y cada traza viene representada por un rectángulo, situado sobre el alcance correspondiente, de base igual a 1 mm y altura igual a 2 mm. De este modo las ordenadas representan un número N proporcional al número de trazas. Sobre cada ordenada se ha trazado el error "standard" $\pm \sqrt{N}$.

Se muestra a continuación un espectro de partículas α procedentes de la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ correspondiente al ángulo de $22^\circ 30'$ (figura 4).

Los espectros correspondientes a los 17 ángulos de observación medidos, se han construido con las medidas correspondientes a 10.000 trazas de partículas α observadas en 17 direcciones distintas de emisión (C. L.) comprendidas entre $\theta = 17,5^\circ$ y $\theta = 100^\circ$.

ESTUDIO DE LA REACCIÓN $C^{12}(d,\alpha)B^{10}$ MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARES

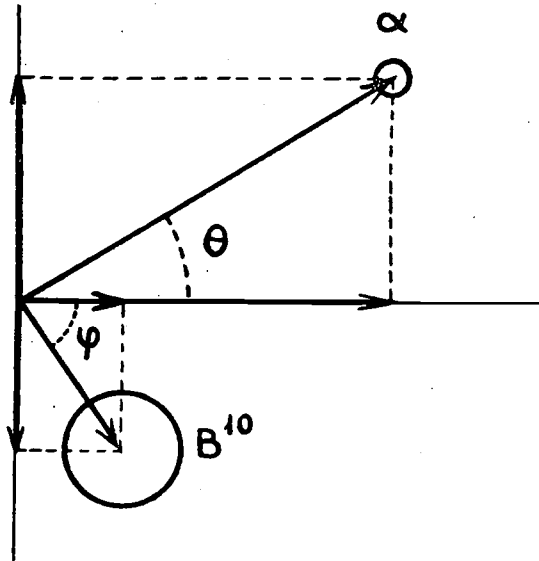


FIG. 3.—Diagrama en que se muestran los ángulos que forman las direcciones de los productos de reacción con la dirección del deuterón incidente

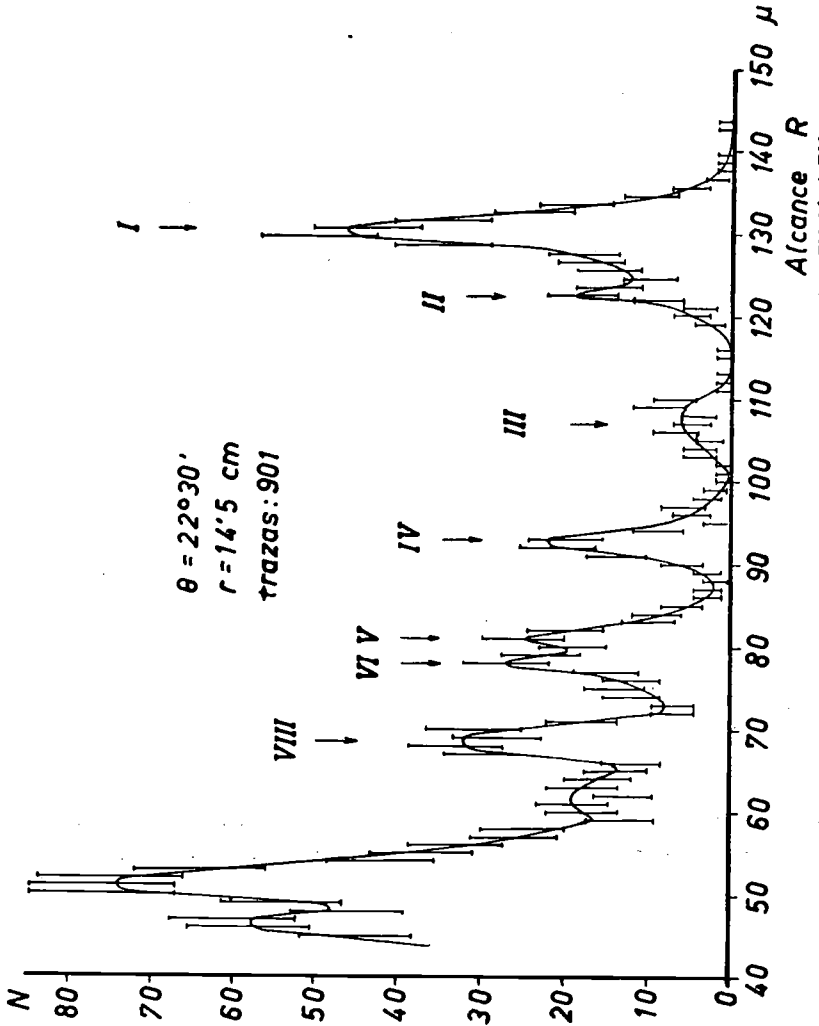


FIG. 4.—Espectro de alcances de partículas α de la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ para $\theta = 22^{\circ}30'$ en coordenadas de laboratorio

V. NIVELES DEL B^{10} *Niveles del B^{10}*

Por las razones indicadas en el capítulo IV, en los espectros obtenidos para los distintos ángulos de observación, se ha supuesto que el máximo de mayor alcance corresponde a las partículas α originadas en la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$, para el estado normal del B^{10} resultante. El alcance que verdaderamente deberían tener si toda la energía la hubiesen perdido en la emulsión, se ha obtenido mediante la relación alcance-energía dada por Wilkins (16) para estas partículas, ya que su energía se calcula a partir de la expresión (VI). Conocido este alcance se ha hecho una traslación de la escala de alcances hasta llevarla a coincidencia.

Conocida la energía media E_α de cada pico espectral, pueden deducirse las energías de excitación E^* del núcleo B^{10} resultante. En efecto, de las expresiones (IV) y (V) se deduce para el nivel considerado la fórmula:

$$E^* = E_0 \left(1 - \frac{m_0}{m_B}\right) - e_m \left(1 + \frac{m}{m_B}\right) + \frac{\sqrt{2 m_0 m E_0 e_m} \cdot \cos \theta}{m_B} + Q \quad (\text{VII})$$

en la que sustituyendo los valores correspondientes a la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10*}$, resulta para los distintos estados excitados del núcleo residual, la expresión:

$$E^* = 13,987 - 1,4 \cdot E_\alpha + \sqrt{6,1344 E_\alpha} \cos \theta \quad (\text{VIII})$$

Del alcance correspondiente al centro de gravedad de cada uno de los máximos espectrales, se ha deducido para cada uno de los ángulos de observación estudiados, mediante la expresión (VIII) la energía con que queda excitado el núcleo B^{10} . El resultado de estos cálculos se muestra en la Tabla II. Los errores en la energía del nivel, se han deducido de las abscisas correspondientes al punto de intersección de la gaussiana del pico con la horizontal que pasa por la mitad de la ordenada máxima.

Como se observa en la Tabla II, los valores obtenidos para la energía de nivel son muy concordantes. Los valores medios para estas energías de excitación del B^{10} , se han obtenido por el método acumulativo de área cons-

AURELIA BONET HORTELANO

T A B L A I I

ENERGIAS DE EXCITACION DEL 3^{10} DEDUCIDAS DE LOS MAXIMOS ESPECTRALES
(DEL I AL VIII), CORRESPONDIENTES A LOS DISTINTOS ANGULOS DE OBSERVACION θ

θ	picos	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
17°30'	Estado fundamental	0'66 ± 0'10	2'14 ± 0'16	3'47 ± 0'19	4'84 ± 0'27	5'20 ± 0'40	5'76 ± 0'21	6'21 ± 0'16	
20°	1a	0'72 ± 0'27	2'08 ± 0'26	3'54 ± 0'29	un solo pico 4'93 ± 0'43		5'49 ± 0'22	6'14 ± 0'35	
22°30'	1a	0'80 ± 0'08	2'20 ± 0'27	3'60 ± 0'11	4'85 ± 0'11	5'17 ± 0'20	—	6'18 ± 0'35	
27°30'	1a	0'71 ± 0'28	2'22 ± 0'31	3'60 ± 0'28	4'69 ± 0'22	5'18 ± 0'37	—	6'24 ± 0'37	
30°	1a	0'69 ± 0'30	2'16 ± 0'20	3'58 ± 0'30	4'60 ± 0'16	4'94 ± 0'16	—	5'95 ± 0'30	
35°	1a	0'71 ± 0'26	2'07 ± 0'27	3'49 ± 0'22	un solo pico 4'91 ± 0'35		5'72 ± 0'22	6'21 ± 0'43	
40°	1a	0'73 ± 0'23	2'13 ± 0'18	3'76 ± 0'32	un solo pico 5'00 ± 0'60		—	6'15 ± 0'31	
45°	1a	0'67 ± 0'33	2'22 ± 0'42	3'45 ± 0'28	4'66 ± 0'14	5'19 ± 0'39	—	6'14 ± 0'31	
47°30'	1a	0'77 ± 0'31	2'29 ± 0'23	3'78 ± 0'30	4'84 ± 0'17	5'19 ± 0'46	—	—	
55°	1a	0'67 ± 0'40	2'11 ± 0'07	3'65 ± 0'32	un solo pico 5'04 ± 0'17		—	6'23 ± 0'24	
60°	1a	0'62 ± 0'49	2'09 ± 0'26	3'48 ± 0'39	4'77 ± 0'24	5'28 ± 0'23	—	6'04 ± 0'46	
65°	1a	0'61 ± 0'24	2'12 ± 0'49	3'63 ± 0'29	un solo pico 5'40 ± 0'33				
70°	1a	0'70 ± 0'25	2'23 ± 0'39	3'68 ± 0'21	un solo pico 5'03 ± 0'32				
75°	1a	0'78 ± 0'42	1'98 ± 0'23	3'57 ± 0'32	4'59 ± 0'36				
80°	1a	0'77 ± 0'38	2'14 ± 0'36	3'54 ± 0'33					
85°	1a	0'67 ± 0'18	2'17 ± 0'48	3'67 ± 0'34					
100°	1a	0'83 ± 0'58							

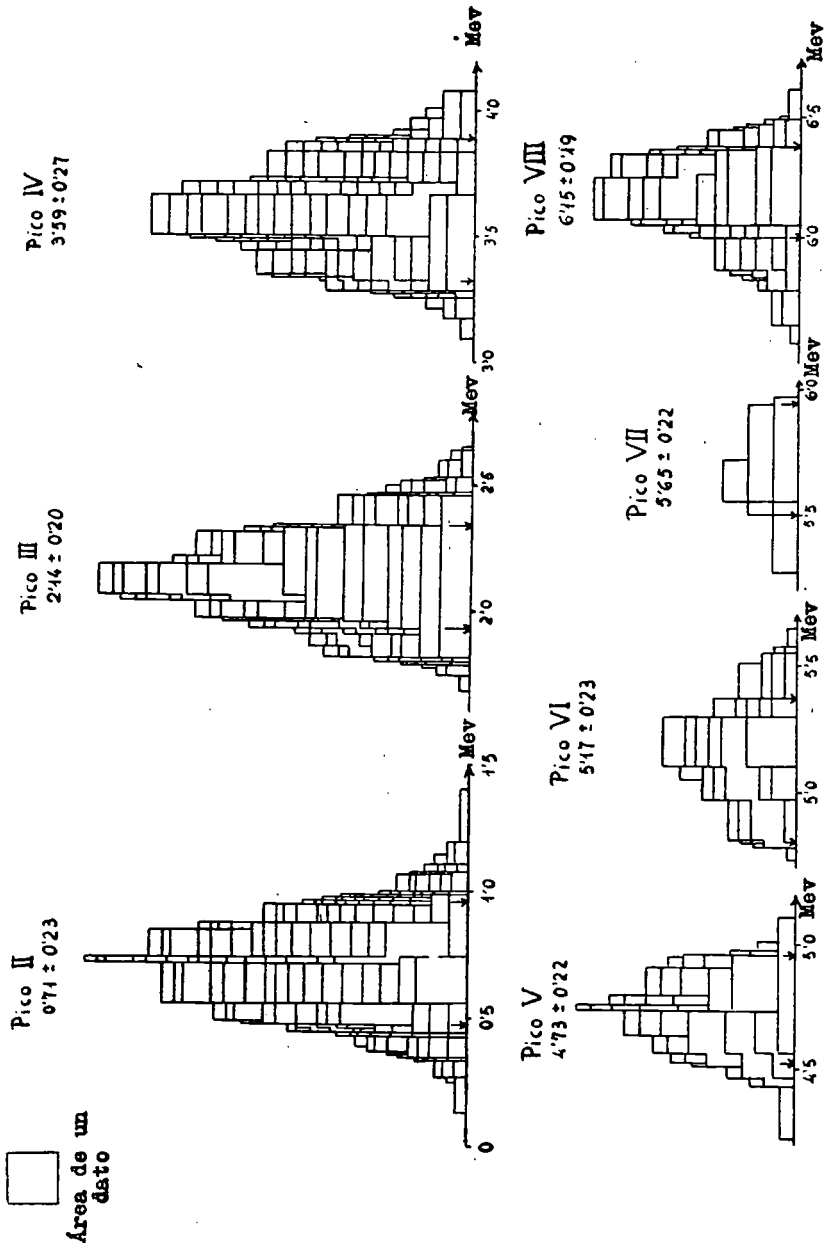


FIG. 5.—Distribuciones acumulativas de área constante, correspondientes a las energías de nivel del B^{10}

tante, es decir, cada uno de los valores $E^* \pm \Delta E^*$ se han representado sobre papel milimetrado por un rectángulo de base igual a $2 \Delta E^*$ y altura tal que todos ellos tienen la misma área; el centro de la base está situado sobre el correspondiente de E^* , estando estas energías representadas en abscisas. De este modo se han obtenido las distribuciones de la figura 5.

La abscisa correspondiente al centro de gravedad de cada distribución nos proporciona el valor medio de la energía de nivel. El error en energía se deduce de la abscisa del punto de intersección de la gaussiana con la paralela al eje de abscisas que pasa por la mitad de la ordenada correspondiente al centro de gravedad.

Los valores encontrados para las energías de excitación del B^{10} son:

TABLA III

<i>Máximos</i>	<i>Energía de excitación (MeV)</i>
I	0
II	$0,71 \pm 0,23$
III	$2,14 \pm 0,20$
IV	$3,59 \pm 0,27$
V	$4,73 \pm 0,22$
VI	$5,17 \pm 0,23$
VII	$5,65 \pm 0,22$
VIII	$6,15 \pm 0,19$

Discusión de los niveles

El nivel 0,71 lo detectó Berlman (18) por primera vez, utilizando también emulsiones nucleares, a partir de la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ con deuterones de 10 MeV. Asimismo, Ahsmore y Raffle (19), al estudiar esta reacción mediante contadores proporcionales, confirmaron este nivel. En nuestro estudio, el estado de excitación de 0,71 MeV es el primer nivel del núcleo B^{10} ; en cambio, Berlman dio a conocer un estado de 0,41 MeV que no se acusa en nuestros espectros. En 1957, El Bedewi y Hussein (20) no encuentran tampoco este último nivel, y en cambio aseguran la existencia del estado 0,71

como resultado de la reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$, detectando los productos sobre emulsiones Ilford C2 y utilizando un espectrógrafo magnético.

El segundo nivel de 2,14 MeV ha sido hasta ahora determinado por diversos investigadores, dando todos ellos valores muy concordantes con el nuestro. Entre ellos citaremos a Rasmussen y otros (21), Hornyak y Coor (22), Bockelman y otros (23) y El Bedewi y Hussein (20). En la recopilación de niveles del B^{10} , dada por Ajzenberg y Lauritsen en 1955 (17), no se cita el nivel 1,31 MeV determinado por vez primera por Haxel y Sthulinger (24) y posteriormente por Robbins (25). Este nivel intermedio entre nuestros dos primeros niveles del B^{10} no se ha acusado en este trabajo.

El estado energético de 3,59 MeV, tan bien definido en nuestros espectros, está en perfecto acuerdo con el nivel 3,58 MeV dado por Bockelman y otros (23), Hornyak y Coor (22), Shafroth y Hanna (26) y Ajzenberg (27).

Así como los máximos correspondientes al estado fundamental y a los tres primeros niveles del B^{10} están muy bien definidos en los espectros, los restantes picos, correspondientes a niveles superiores, se superponen con más frecuencia a medida que aumenta la energía de excitación, es decir, a medida que disminuye el alcance de las partículas α originadas en la reacción. Este fenómeno es debido a que el poder resolvente del método utilizado depende fundamentalmente del "stragglings" de las partículas en la emulsión y de la geometría de la difusión. Ocurre que este "stragglings" aumenta rápidamente en la zona de cortos alcances (28). A este hecho se suma la dispersión de las partículas debido a la abertura de la ventana de difusión y a la anchura de la "zona" estudiada en la emulsión, o sea que, en realidad se miden los alcances de todas las partículas de direcciones comprendidas entre θ y $\theta \pm \Delta \theta$, y siendo la energía una función de θ , se tiene una nueva fluctuación en la energía y, por lo tanto, en el alcance. Además, los máximos quedan más imprecisos en el intervalo espectral de cortos alcances, porque a los factores citados hay que añadir todavía: 1.º, que la relación alcance-energía para partículas α , presenta una gran pendiente para bajas energías, y 2.º, que la energía del haz bombardeante, determinada por un método indirecto (4), tenía una dispersión energética del 1 %.

Es por esto por lo que los máximos V y VI se confunden en un solo pico en seis de los ángulos estudiados, con una energía media de 5,00 MeV. De los espectros en los que se han resuelto ambos picos, resulta para las energías de excitación los valores $4,73 \pm 0,22$ MeV y $5,17 \pm 0,23$ MeV. El primero está en concordancia con el nivel 4,78 MeV dado por Ajzenberg (29) y por Bonner y Cook (30), así como con el valor 4,77 MeV acusado por

Bockelmann et al. (23). En cuanto al nivel 5,17 MeV podría corresponderse bien con el nivel de 5,11 MeV citado por Hornyak y Coor (22) y por Bonner y Cook (30), o bien con el nivel 5,17 MeV citado también por estos mismos autores. Si consideramos que realmente hemos encontrado para el nivel 5,11 el valor 5,17, hemos de suponer que, debido a las razones anteriormente expuestas, se ha cometido una imprecisión en la energía de 0,06 MeV, es decir, un error del orden del 1 % en energía; en las líneas siguientes discutiremos con más detalle este nivel a la luz del spin isotópico.

Al máximo VII, que solamente está resuelto en los ángulos $17^{\circ}30'$, 20° y 35° , le corresponde una energía media de 5,65 MeV. Bonner y Cook (30), que han estudiado el intervalo de niveles del B^{10} , desde 4,70 hasta 6,60 MeV, mediante contadores, no acusan este nivel. Sin embargo, Ajzenberg (29) encuentra un nivel de 5,58 MeV, no citado por otro autor, que podría corresponderse con el detectado por nosotros. Hay que suponer que este nivel se halla englobado en el máximo VIII en los ángulos de observación en los que no aparece.

Este último pico, al que correspondería un estado excitado para el B^{10} de 6,15 MeV, abarca probablemente el grupo de niveles 5,93, 6,06 y 6,16 MeV, citados por Bonner (30) y Ajzenberg (17). Este ha sido el nivel de mayor energía considerado en nuestro estudio, y en el cual, dado el poder resolvente del método para bajas energías de las partículas α , no ha sido posible acusar el triplete por separado.

La reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ y el spin isotópico.

Aplicando la ley de conservación del spin isotópico a nuestra reacción $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$, resulta que sólo es posible determinar experimentalmente los niveles del B^{10} con spin isotópico $T = 0$, ya que el C^{12} , por estar constituido por 6 protones y 6 neutrones, tiene $T = 0$; el deuterón, por ser un sistema (n,p) de estado S^3 (31), tiene $T = 0$; del mismo modo la partícula α , por tener carga simétrica, es $T = 0$; luego el B^{10} sólo puede producirse en estados energéticos de $T = 0$. Como, por otra parte, parece confirmado que el nivel 1,74 MeV tiene spin isotópico $T = 1$ (32), este nivel constituiría con los estados fundamentales del Be^{10} y del C^{10} , el primer triplete isobárico de $T = 1$. Del mismo modo se obtiene otro triplete con los niveles 3,37 del Be^{10} , 3,34 del C^{10} y uno de los dos niveles el 5,17 y el 5,11 del B^{10} .

Estas consideraciones justifican la ausencia del nivel 1,74 MeV en nuestros espectros. Por otra parte, el haber acusado en esta experiencia un nivel

ESTUDIO DE LA REACCIÓN $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARES

de 5,17 MeV nos induce a pensar: o que debido a una imprecisión del método experimental este nivel se corresponde con el 5,11 MeV, como apuntamos anteriormente, o que, como a cada estado no le corresponde un spin isotópico puro (33), este nivel sería una mezcla de los estados 5,11 y 5,17 MeV.

VI. DISTRIBUCIONES ANGULARES

Secciones eficaces elementales

Las partículas α procedentes de la reacción en estudio serán emitidas en todas las direcciones posibles θ , respecto a la dirección del haz de deuterones, definida por el eje del tubo de difusión.

La sección eficaz elemental $\sigma(\theta)$, en coordenadas del laboratorio, es decir, la probabilidad de que se produzcan dN partículas α en el ángulo sólido dw , viene dada teniendo en cuenta los datos experimentales (4) por:

$$\sigma(\theta) = 2,377 \cdot 10^{-6} \frac{r^2(r - 0,5 \operatorname{cosec} \theta)}{S(1 - 0,1375 |\operatorname{cotg} \theta|)} dN \frac{\text{mbarns}}{\text{strad}} \quad (\text{IX})$$

Distribuciones angulares

Representando la sección eficaz elemental en (C. M.), en función del ángulo α de emisión, también en (C. M.), se obtienen las distribuciones angulares, es decir, unas curvas que nos muestran cuáles son las direcciones preferentes para las partículas α emitidas, cuando el núcleo resultante B^{10} queda en determinado estado excitado.

Designando por $\sigma(\alpha)$ las secciones eficaces diferenciales en (C. M.), se tiene:

$$\sigma(\alpha) = F \cdot \sigma(\theta) \quad (\text{X})$$

en donde F es un factor de conversión.

A partir de la expresión (X) se han obtenido las distribuciones angulares correspondientes a las partículas α originadas, cuando el B^{10} resulta en su estado normal y en sus estados excitados con las energías 0,71, 2,14 y 3,59 MeV. Los errores de $\sigma(\alpha)$ se han calculado (34) a partir de:

$$\Delta(\alpha) = \pm F \sigma(\theta) \sqrt{N} \quad (\text{XI})$$

Las distribuciones obtenidas se muestran en la figura 6.

Dado que no se han podido realizar medidas (véase apartado V) para ángulos mayores de $\theta = 100^\circ$, no ha sido posible calcular las secciones eficaces totales Σ correspondientes a cada nivel, ya que éstas se obtienen por integración de las distribuciones angulares entre $\alpha = 0^\circ$ y $\alpha = 180^\circ$.

Por otra parte, si bien se han podido obtener las distribuciones de los niveles citados merced a lo bien definidos que se presentan en los espectros, no sucede lo mismo con los restantes niveles, ya que en muchas direcciones han aparecido superpuestos, no pudiéndose contar el número de trazas correspondientes.

VII. CONCLUSIONES

I. Relación $\bar{D} = f(I)$

Se ha determinado una curva semiempírica que relaciona la densidad media de grano \bar{D} con el poder ionizante I, para aquellas partículas que pierden su energía en emulsión Ilford C2, con un contenido de humedad de 0,06 gr de agua por cm^3 de emulsión.

A partir de esta curva y de la Tabla I (Capítulo III), que proporciona el valor de la densidad media \bar{D} con el alcance, para protones y para partículas α , es posible discriminar, mediante el recuento de granos, si la traza ha sido originada por un protón o por una partícula α .

II. Niveles del B^{10}

De la medida de 10.000 trazas de partículas α , se han obtenido 17 espectros de estas partículas, para 17 direcciones distintas de emisión. En estos espectros se han acusado los niveles: 0,71, 2,14, 3,59, 4,73, 5,17, 5,65 y 6,15 MeV del B^{10} , cuya discusión se ha expuesto en el Apartado V de esta Memoria y de la cual se concluyen los siguientes resultados:

a) *El primer estado excitado del B^{10} es de 0,71 MeV.*

El primer nivel que se ha acusado es el de 0,71 MeV, en concordancia con otros investigadores (19) (20) (21); sin embargo, Rasmussen et al. (22) determinaron por primera vez un nivel de 0,41 MeV, pero como ningún investigador posterior, excepto Berlman (19), ha acusado este nivel inter-

ESTUDIO DE LA REACCIÓN $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARES

medio, ni tampoco se ha puesto de manifiesto en esta experiencia, concluimos que el estado 0,71 MeV corresponde al primer estado excitado del B^{10} .

b) *La ausencia del nivel 1,74 MeV se justifica mediante la ley de conservación del spin isotópico.*

El segundo nivel detectado en esta experiencia es el de 2,14 MeV; sin embargo, diversos investigadores (23) (24) (27) (28), han confirmado la existencia de un nivel intermedio de 1,74 MeV, que no hemos observado en nuestro estudio. Este hecho lo hemos justificado (Apartado V), al aplicar la ley de conservación del spin isotópico, ya que al ser este nivel de $T = 1$, está prohibido en la reacción nuestra, a partir de la cual sólo es posible acusar los niveles con $T = 0$, confirmando las predicciones de Adair (35).

c) *Es posible que el nivel 5,17 sea una mezcla de los niveles 5,11 ($T = 0$) y 5,17 ($T = 1$).*

Existen dos niveles próximos en el B^{10} de 5,11 y 5,17 MeV (23) (30) (36), de los cuales al 5,17 se le asigna $T = 1$ (32). Ahora bien, en esta experiencia hemos acusado un nivel de energía media de 5,17 MeV en 7 ángulos de observación, pero en la zona espectral de cortos alcances, en donde el método es menos preciso como hemos expuesto en el Apartado V, por lo que teniendo en cuenta por otra parte que debería estar prohibido en esta reacción, llegamos a una de estas dos conclusiones:

1.^a Si debido a la imprecisión del método utilizado, nuestro nivel 5,17 se corresponde con el 5,11, puede admitirse que aquel nivel tiene verdaderamente spin isotópico $T = 1$.

2.^a Según Radicati (37) a cada estado no le corresponde un spin isotópico puro, sino que puede considerarse como una mezcla de estados con diferentes valores de T . En este caso concreto, con distinto porcentaje de $T = 0$ y $T = 1$, por lo que en realidad nuestro nivel sería una mezcla de los estados 5,11 y 5,17 MeV.

III. Distribuciones angulares

Hemos obtenido las distribuciones angulares de las partículas α correspondientes a los siguientes estados del B^{10} :

A) Estado fundamental.

- B) Estado excitado con energía $E^* = 0,71$ MeV.
 C) íd. íd. íd. íd. $E^* = 2,14$ íd.
 D) íd. íd. íd. íd. $E^* = 3,58$ íd.

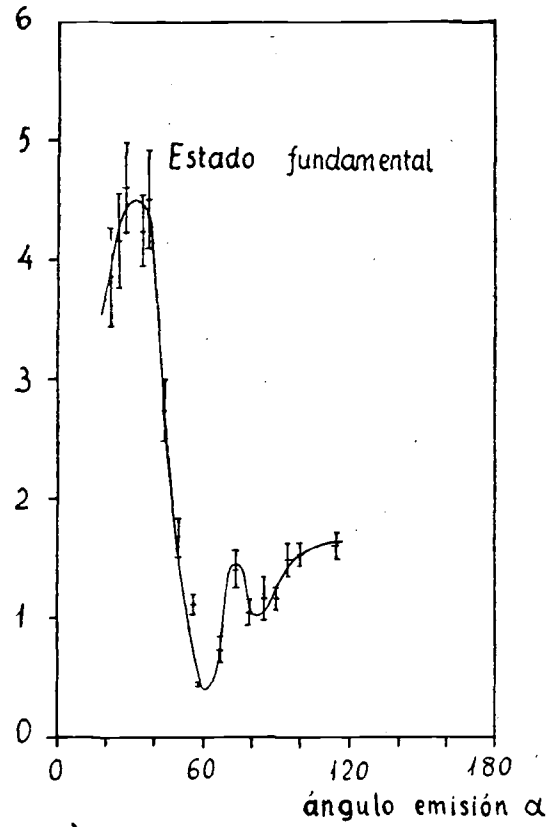
De todas estas distribuciones angulares inéditas se puede comprobar la baja sección eficaz de la reacción $C^{12}(d,\alpha)B^{10}$, por lo menos para la energía $E_0 = 19$ MeV del haz de deuterones utilizado. No se han podido obtener las de los restantes niveles, porque los máximos espectrales se confunden en algunos ángulos de observación, lo cual impide el recuento de trazas.

Como ya indicamos en la Introducción, sería de gran interés analizar estas distribuciones con el fin de comprobar la teoría de las reacciones d- α , basada en un proceso pick-up (11), que es la más reciente y que parece que se ha aplicado con éxito en muchos casos. Este análisis constituye uno de nuestros próximos objetivos.

VIII. BIBLIOGRAFÍA

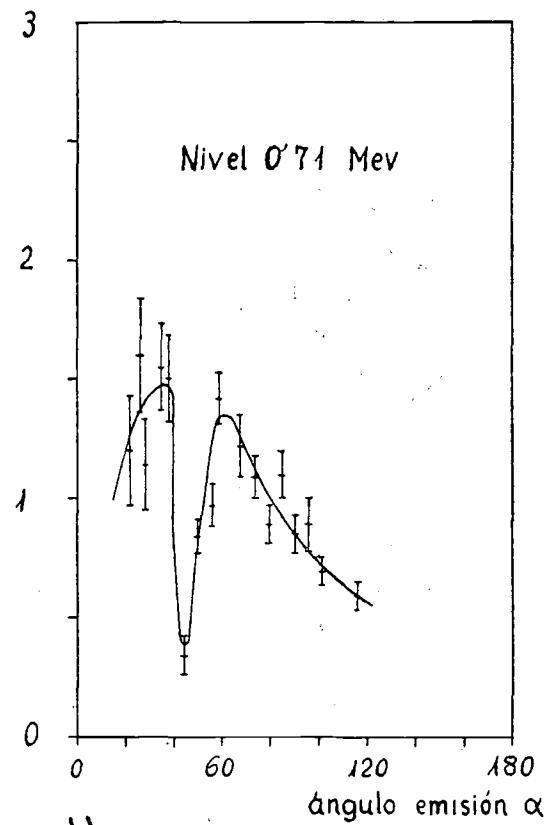
- (1) T. D. LEE y C. N. YANG. *Phys. Rev.* 104, 254 (1956).
- (2) F. S. CRAWFORD, JR. M. CRESTI, M. L. GOOD, K. GOTTSTEIN, E. M. LYMAN, F. T. SOLMITZ, M. L. STEVENSON y H. K. TICHO. *Phys. Rev.* 108, 1.102 (1957).
- (3) W. H. BARKAS, P. G. GILES, H. H. HECKMAN, F. W. INMAN, F. M. SMITH, W. ALLES, N. N. BISWAS, M. CECCARELLI y J. CRUSSARD. *Internacional Conference on Messons and Recently Discovered Particles Padova-Venèzia, 22-28 septiembre (1957)*.
- (4) E. VILLAR. *Análisis de los procesos nucleares ocurridos al bombardear gas acetileno con deuterones de 19,17 MeV*. Tesis Doctoral, Universidad de Madrid (1957-1958) (pendiente de publicación).
- (5) J. CATALÁ. *Las Investigaciones Nucleares en Valencia*. Anales R. S. E. F. y Q.
- (6) S. A. MOSZOWSKI. "Models of Nuclear Structure", *Handbuch der Physik*, vol. XXXIX, 467 (1957).
- (7) G. L. SQUIRES. *Progress in Nuclear Physics*, vol. 2, pág. 10 (1952).
- (8) M. A. TUVE, N. P. HEYDENBURG y L. R. HAFSTAD. *Phys. Rev.*, 50, 806 (1936).
- (9) J. P. ELLIOT y A. M. LANE. "The Nuclear shell model", *Handbuch der Physik*, vol. XXXIX, 319 (1957).
- (10) N. M. KROLL y L. L. FOLDY. *Phys. Rev.*, 88, 1.177 (1952).
- (11) MOHAMED EL NADI. *Proc. Phys. Soc.*, vol. 70, 445, 62 (1957).
- (12) M. W. GIBSON, D. J. PROUSE y J. ROTBLAT. *Nature*, 173, 1.180 (1954).
- (13) H. B. BURROWS, C. F. POWELL y J. ROTBLAT. *Proc. Roy. Soc., A*, 190, 196 (1947).
- (14) P. H. FOWLER y D. H. PERKINS. *Photografic Sensitivity*. Butherworths Publics. London, 340 (1951).
- (15) J. CATALÁ, E. VILLAR, A. BONET y L. MIRALLES. *Anales R. S. E. F. y Q.*
- (16) J. J. WILKINS. *A. E. R. E. G/R*, 664, 22 (1951).
- (17) F. AJZENBERG y T. LAURITSEN. *Rew. Mod. Phys.*, 27, 102 (1955).

$\sigma(\alpha) \frac{\text{milibarns}}{\text{estrad}}$



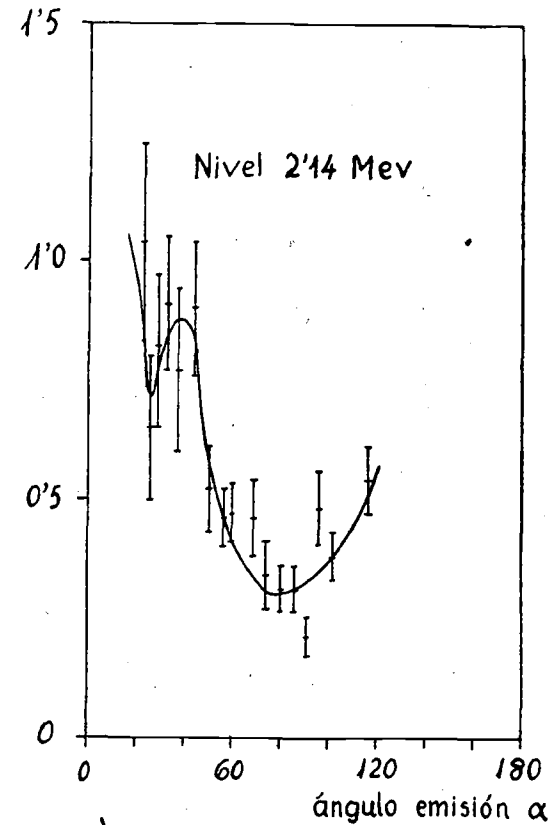
a)

$\sigma(\alpha) \frac{\text{milibarns}}{\text{estrad}}$



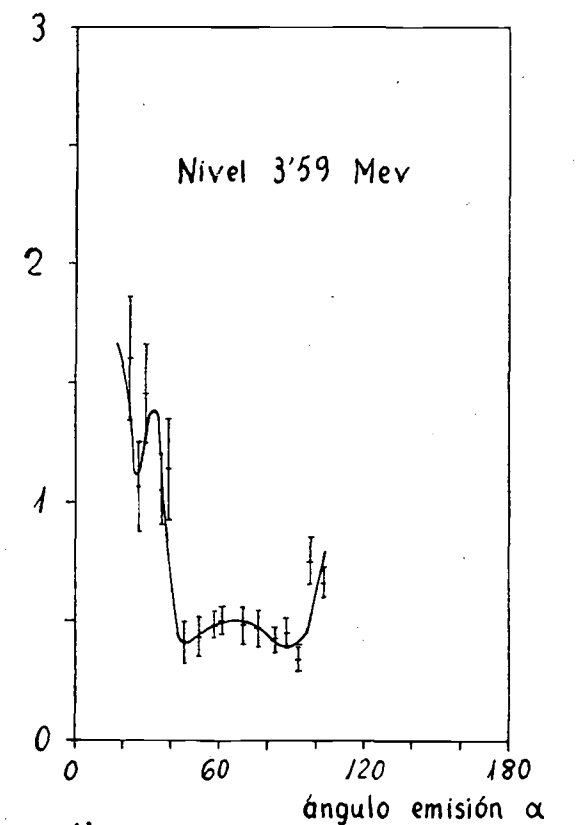
b)

$\sigma(\alpha) \frac{\text{milibarns}}{\text{estrad}}$



c)

$\sigma(\alpha) \frac{\text{milibarns}}{\text{estrad}}$



d)

Figura 6.- Distribuciones angulares de las partículas α originadas en la reacción $C^{12}(d,\alpha)B^{10*}$

ESTUDIO DE LA REACCIÓN $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ MEDIANTE EMULSIONES FOTONUCLEARES

- (18) I. B. BERLMAN. *Phys. Rev.*, 80, 775 (1950).
- (19) A. ASHMORE y J. F. RAFFLE. *Proc. Phys. Soc.*, 64, A, 754 (1951).
- (20) G. A. EL BEDEWI e I. HUSSEIN. *Proc. Phys. Soc.*, 70, A, 223 (1957).
- (21) V. K. RASMUSSEN, W. E. HORNYAK y T. LAURITSEN. *Phys. Rev.*, 76, 581 (1949).
- (22) W. F. HORNYAK y T. COOR. *Phys. Rev.*, 92, 675 (1953).
- (23) C. K. BOCKELMAN, C. P. BROUSE, W. W. BUECHNER y A. SPERDUTO. *Phys. Rev.*, 92, 665 (1953).
- (24) O. HAXEL y E. STUHLINGER. *Z. Physik*, 114, 178 (1939).
- (25) A. B. ROBBINS. *Phys. Rev.*, 101, 4, 1.373 (1956).
- (26) S. M. SHAFROTH y S. S. HANNA. *Phys. Rev.*, 95, 86 (1954).
- (27) F. AJZENBERG. *Phys. Rev.*, 88, 398 (1952).
- (28) J. ROTBLAT. "Photografic Emulsion Technique", *Progress in Nuclear Physics*, Ch. 3 London (1950).
- (29) F. AJZENBERG. *Phys. Rev.*, 82, 43 (1951).
- (30) T. W. BONNER y C. F. COOK. *Phys. Rev.*, 96, 122 (1954).
- (31) R. H. DALITZ. *Prog. Nucl. Phys.*, vol. 4, 129, Pergamon Press, London, New-York.
- (32) D. H. WILKINSON y G. A. JONES. *Phys. Rev.*, 91, 1.575 (1953).
- (33) L. A. RADICATI. *Phys. Rev.*, 87, 521 (1952).
- (34) H. J. BRODICK. *The Physics of Experimental Method*, 13, London (1954).
- (35) R. K. ADAIR. *Phys. Rev.*, 87, 1.041 (1952).
- (36) D. H. WILKINSON y G. A. JONES. *Phys. Rev.*, 90, 721 (1953).
- (37) RADICATI. *Proc. Phys. Soc.*, A, 66, 139 (1953).