

◇

LUIS MIRALLES CONESA

**DIFUSION DE PARTICULAS ALFA DE 38
MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO**

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

El Tribunal de examen estuvo constituido por:

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

Dr. D. Joaquín Catalá de Alemany.

Dr. D. José García Santesmases.

Dr. D. José Ignacio Fernández Alonso.

Dr. D. Carlos Sánchez del Río.

INTRODUCCIÓN

Rutherford para interpretar el fenómeno de la difusión elástica de las partículas α empleaba la Mecánica newtoniana haciendo las siguientes hipótesis:

- 1) La carga nuclear del átomo y la de la partícula se comportan como cargas puntuales.
- 2) Estas cargas interactúan siguiendo la ley de Coulomb.
- 3) Los fenómenos a pequeñas distancias del núcleo no son influidos por las cargas de los electrones periféricos.

Con estas hipótesis fue deducida por Rutherford la fórmula que corresponde a la distribución angular de las partículas α difundidas por un elemento pesado.

En las primeras experiencias las partículas α procedentes de fuentes radiactivas, y por tanto de energía inferior a 10 MeV, no eran capaces de atravesar la barrera repulsiva culombiana y alcanzar la zona correspondiente a las fuerzas específicamente nucleares.

Durante los últimos veinticinco años el progreso de la Física Nuclear ha sido muy rápido. El desarrollo de nuevas técnicas experimentales, especialmente el de aceleradores de elevada energía y detectores de alta precisión, hace que la difusión nuclear de partículas α presente hoy nuevo interés, como lo demuestra la abundante bibliografía sobre este tema.

Las partículas α son aceleradas artificialmente a energías suficientemente grandes para que logren aproximarse a los núcleos, hasta distancias del orden de 10^{-13} cm, incluso en los núcleos pesados.

Una serie de investigadores han publicado en los últimos años (1, 2), los resultados obtenidos en la difusión de partículas alfa sobre distintos elementos y diferentes energías. La sección eficaz elemental de difusión elástica sigue la ley de Rutherford para bajas energías y discrepa, bruscamente, de la citada ley cuando sobrepasa una energía crítica que depende del elemento difusor y del ángulo de difusión.

Las distribuciones angulares de las partículas α difundidas por un elemento pesado, a una determinada energía, también presenta un decrecimiento exponencial en la sección eficaz para ángulos mayores que un determinado ángulo crítico. Este comportamiento ha sido interpretado por diversos investigadores (3, 4, 5), admitiendo modelos nucleares semi-clásicos.

Nuestra contribución al estudio de las difusiones elásticas ha consistido en el análisis, mediante la técnica fotográfica, de las partículas α difundidas por el carbono 12 y el fluor 19, así como los productos de reacción obtenidas al bombardear un blanco de F_2C con un haz de partículas α acelerado en el ciclotrón de Birmingham con una energía de 38 MeV. Las partículas α difundidas impresionaron un lote de placas fotonucleares que después de reveladas fueron examinadas al microscopio en los Laboratorios del Centro de Física Fotocorpúscular de la Facultad de Ciencias de Valencia. El estudio de las placas nos puso en evidencia la existencia de partículas difundidas inelásticamente por el F^{19} y C^{12} .

G. Igo et al. y H. J. Watters (2, 5) han realizado un estudio de la difusión elástica de partículas α de 40 y 31,5 MeV respectivamente, sobre elementos ligeros, llegando a la conclusión de que en este caso el núcleo difusor se comporta como un medio óptico, presentándose fenómenos de difracción de la onda asociada a la partícula incidente, análogos a los de la luz en un disco opaco.

Estos fenómenos de difracción se han presentado de un modo convincente en nuestro caso y de su estudio hemos deducido los radios de interacción del C^{12} y F^{19} . Restando el valor del radio de la partícula α hemos calculado los radios nucleares de dichos elementos, en buen acuerdo, con los valores ya establecidos.

I. REALIZACIÓN DE LA EXPERIENCIA

La cámara que contenía el blanco de tetrafluoruro de carbono, sometida al bombardeo del haz de partículas α , es la misma utilizada en una serie de experiencias análogas realizadas en Liverpool y Birmingham en los últimos años. Algunas de estas reacciones han sido estudiadas en nuestro Centro, y por ello los detalles de la cámara han sido minuciosamente descritos en otros trabajos anteriores (6, 7).

En la Tabla I. 1 resumimos los datos de la experiencia facilitados por el Dr. Gibson, de la Universidad de Belfast.

TABLA I. 1

Haz: partículas α de 38 MeV.
Tiempo de exposición: 30 minutos.
Presión: 21,21 cm Hg.
Temperatura: 23,5° C.
Carga integrada: 1,175 μ coulombs.

Las placas fotográficas utilizadas eran Ilford C2, y estaban, durante la experiencia, perfectamente sujetas sobre una plataforma dispuesta en la cámara de difusión.

Inicialmente el espesor de las placas era de 200 μ , pero debido a la pérdida de haluro que se produce principalmente en el proceso de fijado, el espesor medio de las emulsiones quedó reducido a unas 85 μ (factor de contracción 2,35).

Para el revelado de estas placas fotonucleares no se puede aplicar la técnica empleada en las emulsiones ordinarias. El método usado en nuestro caso y que es el más generalizado en este tipo de emulsiones es el llamado "revelado de dos temperaturas", ideado por Dilworth, Occhialini y Payne (8), desarrollado posteriormente por el Grupo de Física Nuclear de la Universidad de Bruselas (9).

II. REACCIONES POSIBLES

Al incidir el haz de partículas α sobre el tetrafluoruro de carbono pueden tener lugar todas las reacciones que vienen indicadas en la Tabla II. 1.

TABLA II. 1

<i>Elemento</i>	<i>Reacción</i>	<i>Energía de desintegración</i>
C^{12}	$C^{12}(\alpha, \alpha)C^{12}$	0 (choque elástico)
F^{19}	$F^{19}(\alpha, \alpha)F^{19}$	0 (choque elástico)
C^{12}	$C^{12}(\alpha, \alpha')C^{12*}$	0 (choque inelástico)
F^{19}	$F^{19}(\alpha, \alpha')F^{19*}$	0 (choque inelástico)
F^{19}	$F^{19}(\alpha, p)Ne^{22}$	1,58 MeV
F^{19}	$F^{19}(\alpha, n)Na^{22}$	-1,84 MeV
C^{12}	$C^{12}(\alpha, \alpha)3\alpha$	-7,28 MeV

El único isótopo natural del fluor, que se conoce, tiene de masa atómica 19. Además del C^{12} se conoce otro isótopo, el C^{13} , pero su abundancia es del orden del 1 % (10).

Se hicieron experiencias previas en vacío que demostraron que el número de trazas espúreas procedentes de reacciones sobre oxígeno y nitrógeno eran prácticamente nulos.

III. MEDIDAS EXPERIMENTALES

Para la observación de las trazas registradas en las emulsiones se utilizaron los microscopios binoculares que dispone este Centro; sus características y detalles fundamentales han sido descritos en otros trabajos de este Centro (6, 7). La disposición de las placas durante la experiencia nos fue facilitada mediante un mapa auxiliar. El centrado de la placa en el microscopio se hace con la ayuda de éste.

Con el fin de no separarnos mucho de la dirección para la que ha sido centrada la placa, la anchura del área era pequeña.

El alcance total de una partícula viene dado por la fórmula:

$$R = l \cdot \sec \beta + k \cdot r \quad (\text{III. 1})$$

en donde l es la proyección horizontal, R el alcance total, β el ángulo de incidencia, r el recorrido de la partícula en el gas antes de alcanzar la emulsión. El ángulo de incidencia β se determina fácilmente por consideraciones geométricas.

Una partícula cargada que atraviese una substancia pierde gradualmente energía al sufrir colisiones con los átomos presentes, excitándolos o ionizándolos. El poder frenante de una substancia con respecto a otra standard no es constante, sino una función de la energía de la partícula incidente.

Se define el poder frenante de una substancia respecto al aire por la expresión:

$$K_a = \frac{-(dE/dx)_{\Delta E}}{-(dE_a/dx_a)_{\Delta E}} \quad (\text{III. 2})$$

dE/dx representa la pérdida específica de la energía de las partículas en el gas. La expresión $-(dE/dx)$ fue calculada teóricamente por Bethe y Livingstone (11), siguiendo tratamientos mecánico-cuánticos y aplicando ecuaciones relativistas.

Empleando los datos de nuestra experiencia, obtenemos para K_a

$$K_a = 11,96 (0,04545S_F + 0,011288S_C) \quad (\text{III. 3})$$

en donde S_F y S_C son los poderes frenantes relativos del fluor y carbono, respectivamente.

Para el cálculo de S_F y S_C , acudimos a las tablas de Bethe y Livingstone (12), que dan el poder atómico diferencial de distintos elementos respecto al aire en función de la energía. Por interpolación, determinamos los poderes atómicos relativos del F^{19} y C^{12} .

Una vez evaluado el cociente K_a a diversas energías, dividimos los valores diferenciales del alcance de las partículas α en aire standard $\Delta R_{\alpha(\text{aire})}$ para pequeños intervalos de energía, por los correspondientes valores de K_a , obteniendo así los alcances equivalentes diferenciales $\Delta R_{\alpha}(CF_a)$ en el gas. Sumando estos valores diferenciales para sucesivas energías, se obtienen

los alcances integrales $R_\alpha(\text{CF}_4)$ en el gas, de esta forma hemos obtenido la curva-energía (figura 1) para partículas α en gas CF_4 .

IV. ENERGÍA DEL HAZ

La energía del haz de partículas bombardeantes que se nos dio como dato de la experiencia fue de 38 MeV, aproximadamente, pero todos nuestros resultados experimentales se basan en un conocimiento preciso de esta energía. Las difusiones elásticas de las partículas α sobre F^{19} y C^{12} nos permiten hacer en distintos ángulos una serie de determinaciones de la energía del haz, en número suficiente para obtener resultados de la máxima precisión posible.

Elegimos las dos reacciones relativas a las difusiones elásticas, porque en casi todos los ángulos observados, los máximos correspondientes están perfectamente acusados, como puede verse de la simple observación de los histogramas.

Las fórmulas que nos dan los valores de la energía del haz, son:

$$E_0 = \frac{33,06 E_m}{(\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta + 21,56})^2} \quad (\text{IV. 1})$$

para el caso de difusiones elásticas del F^{19} . Para el C^{12} resulta:

$$E_0 = \frac{16 E_m}{(\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta + 8})^2} \quad (\text{IV. 2})$$

El alcance de las partículas α es el correspondiente al centro de gravedad del máximo. De la curva alcance-energía deducimos el valor de E_m . Las fórmulas (IV. 1) (IV. 2) nos proporcionan la energía del haz con un error que corresponde al "straggling" de la traza deducido de la anchura de la curva gaussiana, medido para una ordenada igual a la mitad de su máxima altura.

El valor medio de la energía del haz ha sido determinado por un método gráfico. El resultado obtenido fue

$$E_0 = 37,93 \pm 0,41 \text{ MeV}$$

lo que supone un error relativo del 1 %.

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

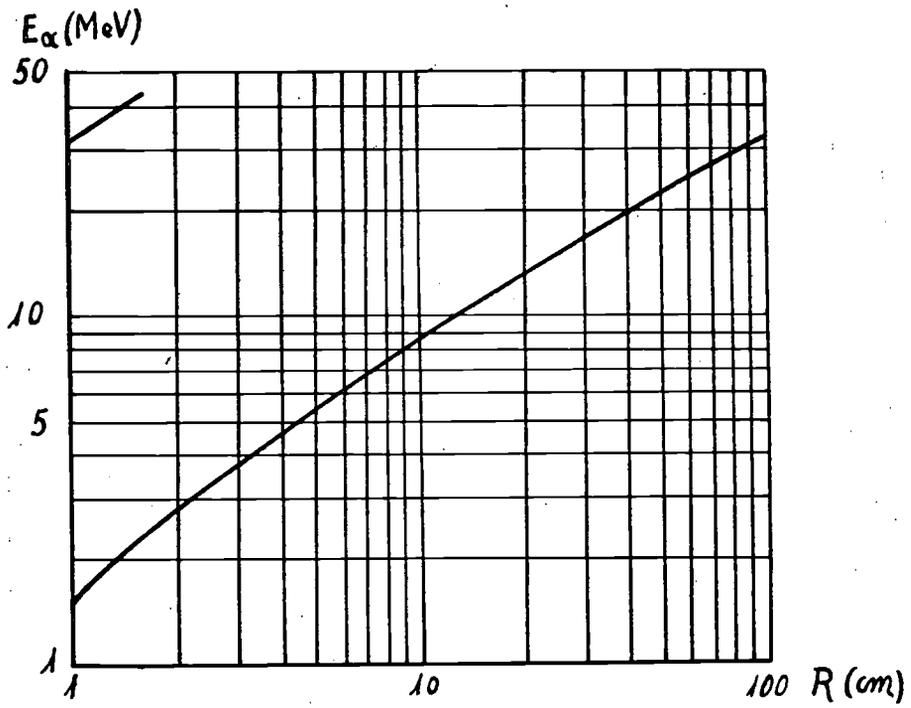


FIG. 1.—Relación alcance-energía de partículas α en gas CF_4

V. HISTOGRAMAS

Una vez corregidos los alcances de las partículas α , se representan en una serie de histogramas clasificados por el ángulo de observación. El número total de ángulos observados fue de 18, desde 10° a 70° , con intervalos que oscilaban entre 5° y $2,5^\circ$.

En todos los histogramas se observan claramente definidos dos máximos (figura 2), en la parte final del espectro, que fácilmente localizamos por su alcance como pertenecientes a las difusiones elásticas con el F^{19} y C^{12} .

La figura 2 es uno de nuestros histogramas más caracterizados. Estos dos máximos fueron señalados en los histogramas con las anotaciones I y II, respectivamente. En la zona de alcances más cortos apreciamos la presencia de un tercer máximo (numerado III), que por su alcance corresponde al conocido nivel 4,46 MeV del C^{12} .

VI. SECCIÓN EFICAZ: CÁLCULO

La probabilidad de que se produzca una determinada reacción se mide por su sección eficaz.

Nos interesa conocer la distribución angular de las partículas α difundidas elásticamente por el C^{12} y F^{19} . Para el cálculo de las secciones eficaces en coordenadas de laboratorio referentes a las difusiones elásticas de partículas α en C^{12} y F^{19} , así como para las difusiones inelásticas de partículas α por el núcleo de C^{12} excitado con una energía de 4,34 MeV, después de tener presente los datos de la experiencia resumidos en la Tabla I. 1, aplicamos, respectivamente, las expresiones:

$$\sigma_C(\theta) = 5,26 \cdot 10^{-5} \frac{r^2(r - 0,5 \operatorname{cosec} \theta)}{t \operatorname{S}\left(1 - \frac{t}{0,4} \cotg \theta\right)} \cdot N_C \quad (\text{VI. 1})$$

$$\sigma_F(\theta) = 1,315 \cdot 10^{-5} \frac{r^2(r - 0,5 \operatorname{cosec} \theta)}{t \operatorname{S}\left(1 - \frac{t}{0,4} \cotg \theta\right)} \cdot N_F \quad (\text{VI. 2})$$

$$\sigma_{C_2}(\theta) = 5,26 \cdot 10^{-5} \frac{r^2(r - 0,5 \operatorname{cosec} \theta)}{S(1 - \frac{t}{0,4} \cotg \theta)} \cdot N_{C_2} \quad (\text{VI. 3})$$

en donde: θ representa el ángulo de difusión; S el área de la superficie observada al microscopio; r la distancia del blanco a la placa; t el espesor de los bordes de la ventana; N_C , N_F y N_{C_2} representan el número de trazas que hay respectivamente en cada máximo.

VII. DISTRIBUCIONES ANGULARES

Las fórmulas anteriores vienen dadas en (C.L.) y para hacer la distribución angular necesitamos expresar estas fórmulas en coordenadas (C.M.).

El factor de conversión A para transformar los valores $\sigma(\theta)$ en (C.L.) en sección eficaces en el sistema (C.M.) (θ, α) viene dado por:

$$A = \frac{\operatorname{sen}^2 \theta}{\operatorname{sen}^2 \alpha} \cos C \quad (\text{VII. 1})$$

Sen C para los casos del C^{12} y F^{19} toma respectivamente los valores

$$\operatorname{sen} C = \frac{1}{3} \operatorname{sen} \theta \text{ y } \operatorname{sen} C = \frac{4}{19} \operatorname{sen} \theta.$$

Para el nivel de excitación 4,34 del C^{12} resulta:

$$\operatorname{sen} C = 0,362 \operatorname{sen} \theta \quad (\text{VII. 2})$$

El valor de α , ángulo que forma la dirección de la partícula emitida con la del haz de partículas bombardeantes se determina por la expresión

$$\alpha = \theta + C \quad (\text{VII. 3})$$

Aplicando los valores del factor de conversión a las fórmulas (VI. 1, VI. 2, VI. 3) de las secciones eficaces en (C.L.) hemos obtenido éstos en (C.M.) y los resultados vienen expresados en la Tablas VII. 1, VII. 2, VII. 3.

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

TABLA VII. 1

CÁLCULO DE SECCIONES EFICACES EN COORDENADAS C. M.
DIFUSIÓN ELÁSTICA $F^{19}(\alpha,\alpha)F^{19}$

θ	α	N	σ (α)
15°	18°7'	294	139,40 ± 8,14
17°30'	21°8'	281	417,00 ± 25,00
20°	24°8'	661	301,29 ± 11,72
22°30'	27°7'	99	96,96 ± 13,42
		52	22,41 ± 3,10
25°	30°6'		
		19	16,59 ± 3,80
		165	30,67 ± 2,39
30°	36°2'		
		127	25,55 ± 2,27
32°30'	39°	191	28,07 ± 2,03
		56	10,22 ± 1,37
35°	41°56'		
		44	10,72 ± 1,62
40°	47°46'	73	6,79 ± 0,79
42°30'	50°40'	32	8,89 ± 1,59
45°	53°34'	155	11,39 ± 0,92
47°30'	56°30'	130	9,83 ± 0,86
50°	59°17'	63	5,64 ± 0,71
52°30'	62°7'	27	4,78 ± 0,92
55°	64°56'	47	3,37 ± 0,49
		27	3,40 ± 0,65
60°	70°30'		
		12	2,69 ± 0,78
70°	81°24'	4	0,25 ± 0,10

TABLA VII. 2

CALCULO DE SECCIONES EFICACES EN COORDENADAS C. M.
DIFUSIÓN ELÁSTICA $C^{12(\alpha, \alpha)}C^{12}$

θ	α	N	σ (α)
15°	19°57'		6,76 ± 1,35*
17°	23°15'		97,92 ± 6,71*
20°	26°33'		217,69 ± 15,30*
22°30'	29°50'		179,40 ± 8,95*
25°	33°5'		76,00 ± 10,00*
		15	9,45 ± 2,50
30°	39°35'		
		8	5,44 ± 2,00
32°30'	42°49'	42	20,96 ± 3,23
		53	33,00 ± 4,50
35°	46°1'		
		37	30,74 ± 5,10
40°	52°22'	60	19,24 ± 2,50
42°30'	55°31'	15	14,52 ± 3,80
45°	58°38'	52	13,33 ± 1,90
47°30'	61°43'	62	16,48 ± 2,10
50°	64°47'	55	17,43 ± 2,30
52°30'	67°50'	33	20,81 ± 3,60
55°	70°51'	92	23,70 ± 2,40
		28	12,89 ± 2,52
60°	76°47'		
		16	13,14 ± 3,26
70°	88°15'	6	2,57 ± 1,10

(*) Las secciones eficaces de estos ángulos fueron calculados por el Dr. W. M. Gibson.

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

TABLA VII. 3

CÁLCULO DE SECCIONES EFICACES EN COORDENADAS C. M.
DIFUSIÓN INELÁSTICA $C^{12}(\alpha,\alpha')C^{12*}$ (4,34 MeV)

θ	α	N	(σ)
15°	22°22'	23	35,00 ± 7,30
17°30'	23°45'	7	33,20 ± 13,00
20°	27°7'	15	21,90 ± 5,70
		14	19,54 ± 5,20
25°	33°48'	7	19,79 ± 7,40
		45	27,30 ± 4,10
30°	40°26'	50	32,85 ± 4,50
32°30'	43°43'	53	25,50 ± 3,70
		23	13,80 ± 2,90
35°	46°59'	13	10,40 ± 2,90
40°	53°27'	35	10,90 ± 1,78
45°	59°50'	32	7,96 ± 1,41
47°30'	62°58'	31	7,97 ± 1,42
50°	66°6'	20	6,17 ± 1,38
55°	72°15'	22	5,55 ± 1,80
		21	9,50 ± 2,00
60°	78°16'	11	8,75 ± 2,60
70°	89°53'	20	8,48 ± 1,90

Los errores indicados para cada valor proceden del error estadístico inherente al cómputo de trazas.

Las figuras 3 y 4 representan en línea continua la distribución angular experimental en (C.M.) de las partículas α difundidas elásticamente por el F^{19} y el C^{12} . La figura 5 representa la distribución angular experimental de las partículas α difundidas inelásticamente por el C^{12} * con una energía de 4,34 MeV.

Las líneas de trazos representan la distribución angular teórica culombiana y ha sido obtenida aplicando la fórmula de Rutherford:

$$\sigma_R(\alpha) = \left(\frac{Z Z' e^2}{2 \mu v_0^2} \right)^2 \text{sen}^{-4} \frac{\alpha}{2} \quad (\text{VII. 4})$$

Z, Z' , representan la carga de la partícula bombardeante y del núcleo bombardeado, respectivamente; α el ángulo de difusión en coordenadas (C. M.); μ es la masa reducida en coordenadas (C. M.) dada por la expresión $m_0 M_A / (m_0 + M_A)$, y v_0 es la velocidad con que se mueven las partículas del haz bombardeante.

La expresión anterior, después de verificadas las operaciones y teniendo presente la energía del haz, quedaron reducidas respectivamente:

$$\sigma_R(\alpha)_{C^{12}} = 0,2299 \text{sen}^{-4} \frac{\alpha}{2} \quad (\text{VII. 5})$$

$$\sigma_R(\alpha)_{F^{19}} = 0,2065 \text{sen}^{-4} \frac{\alpha}{2} \quad (\text{VII. 6})$$

VIII. DISTANCIA APSIDAL

Recibe este nombre la distancia de máxima aproximación de la trayectoria hiperbólica de Coulomb correspondiente a una energía y un ángulo de difusión determinado, es decir, la distancia que existe entre el núcleo difusor y el vértice de la hipérbola descrita por la partícula difundida.

La fórmula que nos da el valor de esta distancia es la siguiente:

$$D = \frac{0,72 ZZ'}{E} 10^{-13} \left(1 + \text{cosec} \frac{\theta}{2} \right) \text{cm.} \quad (\text{VIII. 1})$$

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

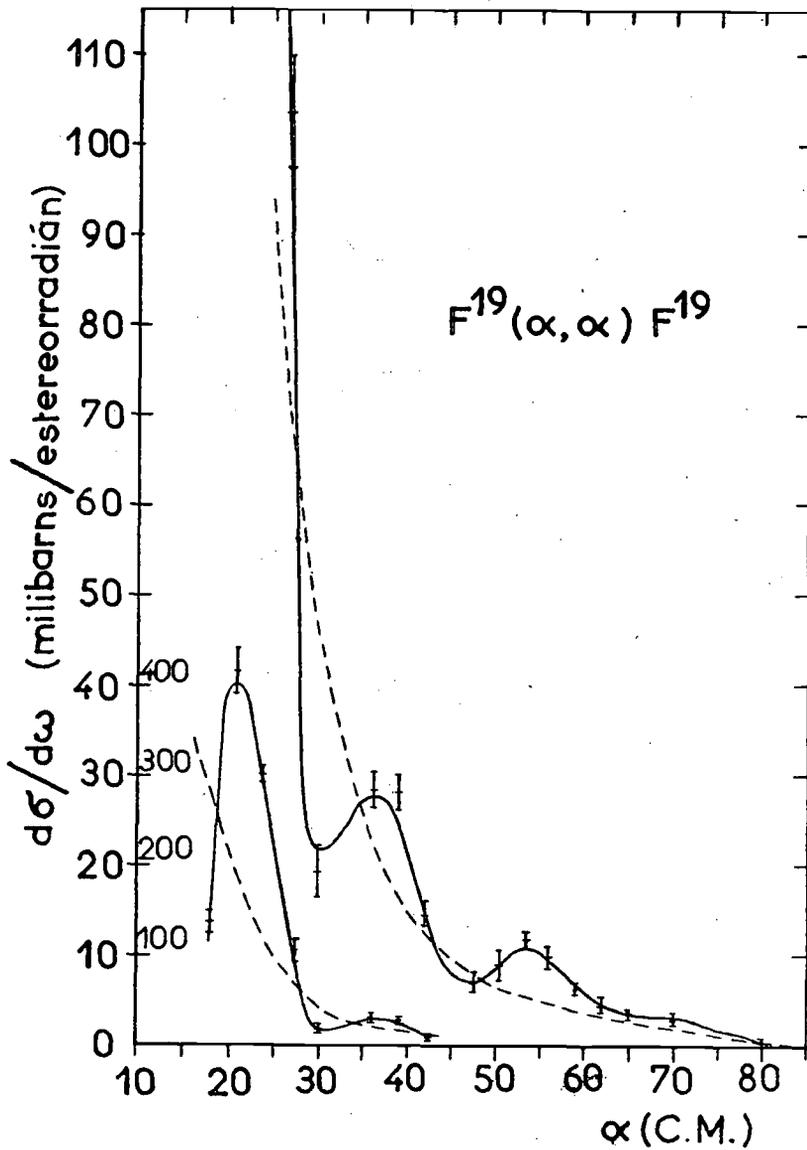


FIG. 3.—Distribución angular de las partículas α , difundidas elásticamente por el F^{19}

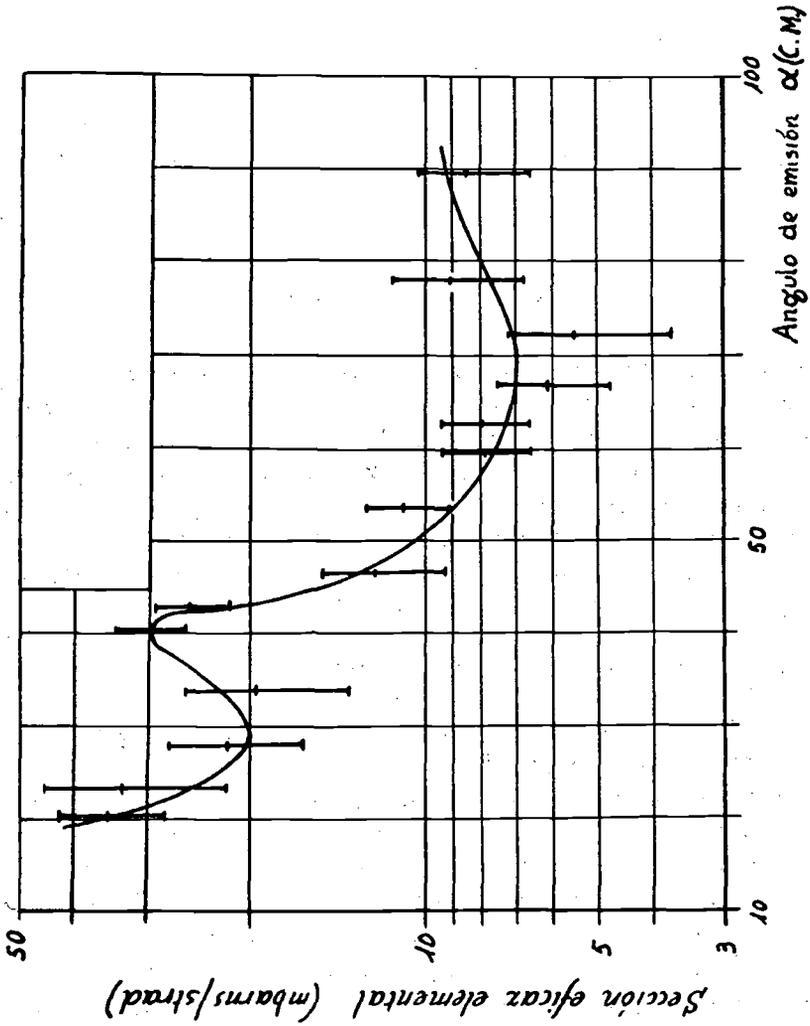


Fig. 5.—Distribución angular de las partículas α, difundidas por el C¹²* (Nivel 4.34 MeV)

Aplicando esta ecuación a la difusión de las partículas α en los núcleos de F^{19} y C^{12} , y teniendo en cuenta la energía del haz, resultan, respectivamente, las expresiones:

$$D_{F^{19}} = 0,3418 \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} \right) \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{VIII. 2})$$

$$D_{C^{12}} = 0,2272 \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} \right) \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{VIII. 3})$$

IX. FACTOR DE TRANSMISIÓN

Como puede verse en las figuras 3 y 4, las distribuciones angulares experimentales presentan una manifiesta discrepancia frente a las distribuciones teóricas, discrepancia perfectamente justificada, pues la experiencia se realizó bajo unas condiciones que no se cumplían en las difusiones de Rutherford.

La primera evidencia de discrepancia respecto a la ley de Coulomb, distinta a las observadas en la difusión de partículas α por hidrógeno y helio, fue obtenida por Bieler (1), quien estudió la distribución de partículas α del radio (B + C) difundidas por magnesio y aluminio. Para el aluminio el cociente $\frac{\sigma}{\sigma_R}$ entre la sección eficaz observada y la teórica, que denominaremos "factor de transmisión", disminuía desde el valor 1,0 para pequeños ángulos hasta el valor 0,6 para 110° .

Este factor de transmisión tiene la siguiente interpretación física: Si suponemos que el núcleo difusor está constituido por una carga eléctrica puntual y sobre él incide un haz de partículas cargadas, la distribución angular de la trayectoria será culombiana y se ajustará a la fórmula de Rutherford. En efecto, así se cumple para distancias inferiores a 10^{-12} cm., como lo demuestran las primeras experiencias de Rutherford.

Para distancias apsidales del orden de 10^{-13} cm., todas las experiencias realizadas hasta la fecha demuestran que las partículas α comienzan a sentir los efectos de las fuerzas nucleares produciéndose su absorción o su desviación en un ángulo distinto al que le correspondería según la teoría de Rutherford. Por este motivo, al estudiar la distribución angular experimental

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

se encuentran valores superiores a los teóricos ($T > 1$), mientras que para otros ángulos la distribución experimental es inferior a la de Rutherford ($T < 1$).

X. DIFRACCIÓN NUCLEAR

La relación que existe entre la sección eficaz experimental y la sección teórica de Coulomb (factor de transmisión) para el F^{19} y C^{12} , viene representada en función del ángulo de difusión en el sistema de coordenadas (C. M.) en las figuras 6 y 7 respectivamente. Como puede verse, se trata de figuras análogas a las de difracción, y de su estudio puede deducirse el radio del núcleo difusor.

Los máximos de difracción en el caso del F^{19} aparecen (figura 6) en 23° , 39° , 55° y 70° . Para el C^{12} los máximos aparecen (figura 7) en 30° , $48^\circ 30'$ y 70° .

XI. RADIO DE DIFRACCIÓN

Las figuras de difracción obtenidas para el F^{19} y C^{12} nos permiten determinar el radio nuclear, aplicando la fórmula de difracción de la luz en un disco opaco:

$$K R \Delta \left(\sin \frac{1}{2} \alpha \right) = \frac{\pi}{2} \quad (\text{XI. 1})$$

La magnitud $\Delta \left(\sin \frac{1}{2} \alpha \right)$ es la diferencia en $\sin \frac{\alpha}{2}$ entre las posiciones angulares de dos máximos adyacentes, K es el número de propagación de la partícula α en coordenadas (C. M.) cuyo valor viene dado por la expresión $K = 2 \frac{\pi}{\lambda}$, y R es el radio de interacción de la partícula α con el núcleo.

En la Tabla XI, 1, indicamos los resultados correspondientes a la aplicación de la fórmula XI, 1, a los máximos de la figura 6 de difracción del F^{19} . El valor medio para $\Delta \left(\sin \frac{\alpha}{2} \right)$ es de 0,12592, y teniendo en cuenta

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

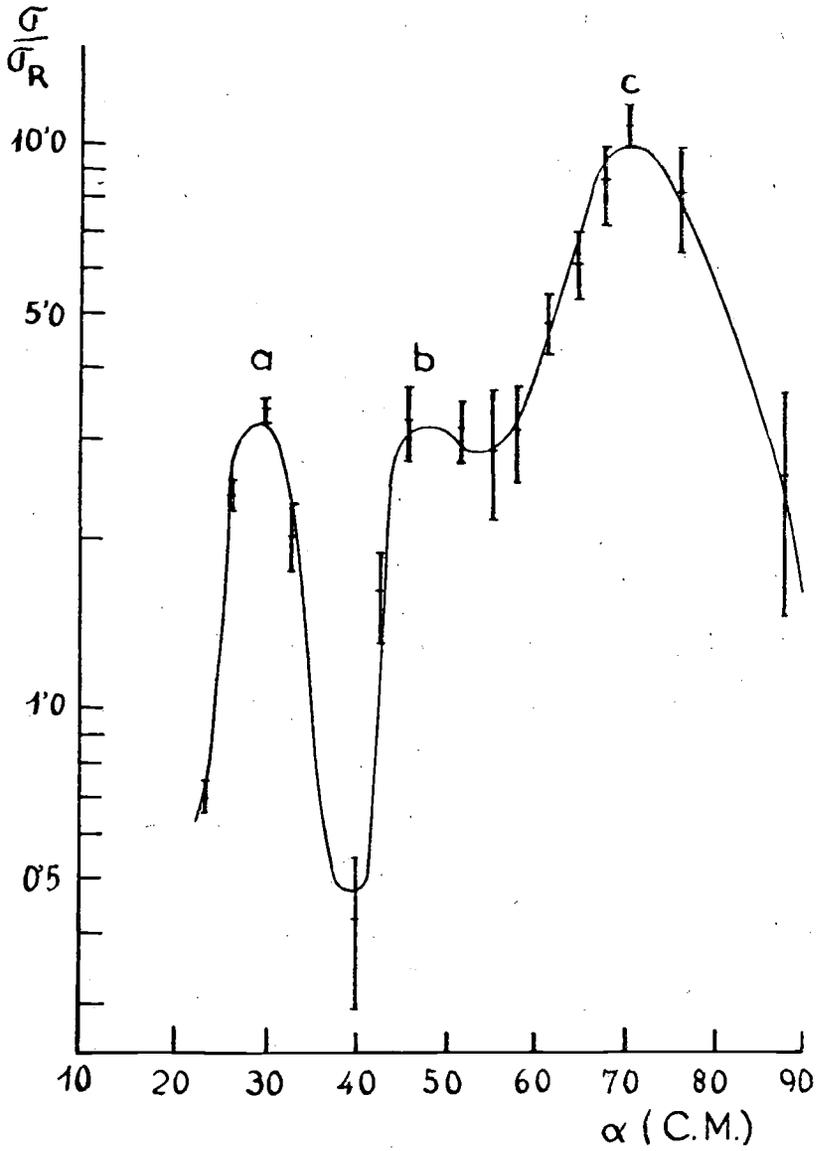


FIG. 7.—Variación del cociente $\frac{\sigma}{\sigma_R}$ para el C^{12} en función del ángulo α , en C. M.

la energía del haz en coordenadas de centro de masas, resulta para el radio de interacción de la partícula α con el F^{19} :

$$R = (5,09 \pm 0,30) \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

TABLA XI, 1

Máximo	α	$\text{sen} \frac{\alpha}{2}$	$\Delta \text{sen} \frac{\alpha}{2}$
a	23°	0,19937	0,13444
b	39°	0,33381	0,12794
c	55°	0,46175	0,11540
d	70° 30'	0,57715	

Para el C^{12} un cálculo análogo nos dio los resultados expresados en la Tabla XI, 2, con un valor medio 0,15738 para $\Delta \text{sen} \frac{\alpha}{2}$, resultando para el radio de interacción de la partícula α con el C^{12} :

$$R = (4,28 \pm 0,21) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

TABLA XI, 2

Máximo	α	$\text{sen} \frac{\alpha}{2}$	$\Delta \text{sen} \frac{\alpha}{2}$
a	30°	0,25882	0,15190
b	48° 30'	0,41072	0,16286
c	70°	0,57358	

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

Ambos radios de interacción se ajustan con suficiente aproximación a los valores determinados según la fórmula obtenida por G. Igo et al. (2) en estudios análogos:

$$R_i = (1,27 \pm 0,07) A^{1/3} + (1,60 \pm 0,23) \text{ fermis} \quad (\text{XI. 2})$$

como puede verse en la figura 8, en la que destacamos nuestros resultados junto con los deducidos por G. Igo para el Al, Ti, Cu, Nb y Ag.

XII. RADIOS NUCLEARES

El radio nuclear del F^{19} , puede calcularse mediante la expresión:

$$R_{F^{19}} = R_i - R_\alpha \quad (\text{XII. 1})$$

siendo R_i el radio de interacción ya determinado y R_α el radio de la partícula α deducido por la intersección de la recta con el eje de ordenadas. Así resulta:

$$R_{F^{19}} = 3,49 \pm 0,37 \text{ fermis}$$

De un modo análogo, resulta para el C^{12} el valor:

$$R_{C^{12}} = 2,68 \pm 0,28 \text{ fermis}$$

Aplicando los valores obtenidos a la expresión conocida de los radios nucleares:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (\text{XII. 2})$$

resulta respectivamente para R_0 los valores $1,30 \pm 0,14$ y $1,18 \pm 0,12$, en buen acuerdo con los deducidos por otros investigadores.

Con objeto de comprobar la validez del método empleado hemos determinado el valor de la distancia apsidal de la órbita hiperbólica de Coulomb seguida por una partícula α difundida por el F^{19} y C^{12} , aplicando las fórmulas (VIII. 2) (VIII. 3). Mediante esta expresión hemos calculado las distancias apsidales correspondientes a los máximos de difracción del F^{19} y C^{12} . En el caso más desfavorable, distancia apsidal para el F^{19} 2,38 fermis, la par-

tícula α penetra profundamente en el núcleo y por tanto es fuertemente absorbida, justificando así la existencia de los efectos de difracción y el empleo de la fórmula (XI. 1) para el cálculo del radio de interacción.

Estos efectos de difracción eran también de esperar sin más que considerar que la longitud de onda de Broglie de la partícula α , $\lambda = h / \sqrt{2 m E} = 2,33 \cdot 10^{-13}$ cm. es del mismo orden de magnitud que el radio de interacción deducido para el F^{19} ó C^{12} .

CONCLUSIONES

Mediante la Técnica Fotográfica hemos realizado el análisis de las partículas α difundidas, así como los productos de reacción resultantes del bombardeo de un blanco CF_4 gaseoso mediante un haz de partículas α aceleradas en el ciclotrón de Birmingham.

Las conclusiones de la presente Memoria son las siguientes:

- 1.^a Determinación de la relación alcance-energía para partículas α de 0 a 40 MeV, en gas CF_4 , en las condiciones de la experiencia.
- 2.^a Determinación de las secciones eficaces elementales y distribuciones angulares de las partículas α difundidas elásticamente por el F^{19} .
- 3.^a Determinación de las secciones eficaces elementales y distribuciones angulares de las partículas α difundidas elásticamente por el C^{12} .
- 4.^a Confirmación del nivel 4,34 MeV del C^{12} y determinación de las correspondientes secciones eficaces y su distribución angular.
- 5.^a Como aplicación de la teoría de difracción de la luz por un disco opaco se determinan los factores de transmisión correspondientes a las difusiones elásticas de las partículas α por el F^{19} y C^{12} .
- 6.^a Determinación de los radios nucleares del F^{19} y C^{12} .

BIBLIOGRAFÍA

- (1) BIELER, RUTHERFORD AND CHADWICK: *Proc. Roy. Soc.* 105, 434 (1924).
- (2) IGO, WEGNER AND EINSBERG: *Phys. Rev.* 101, 1508 (1956).
- (3) J. S. BLAI: *Phys. Rev.* 95, 1218 (1954).
- (4) D. D. KEERLER, J. S. BLAI AND J. W. FARWELL: *Phys. Rev.* 107, 1343 (1957).
- (5) H. J. WATTERS: *Phys. Rev.* 103, 1763 (1956).
- (6) F. SENENT: *Tesis Doctoral*. Anales Univ. Valencia (1954-55).
- (7) E. VILLAR: *Tesis Doctoral*. Madrid (1957).
- (8) DILWORTH, OCCHIALINI AND PAYNE: *Nature*, 162, 102 (1948).
- (9) DILWORTH, OCCHIALINI AND VERMAESEN: *Bul. Cent. Phys. Nuc. Univ. Libre Bruxelles*, n.º 13 A, Feb. (1950).
- (10) J. MATTAUCH: *Nuc. Phys. Tables*. N. York (1946).
- (11) H. A. BETHE and M. S. LIVINGSTONE: *Rev. Mod. Phys.*, 9, 283 (1937).
- (12) H. A. BETHE and M. S. LIVINGSTONE: *Rev. Mod. Phys.*, 9, 278 (1937).

OTROS TRABAJOS CONSULTADOS

- G. W. FARWELL, H. E. WEGNER: *Phys. Rev.*, 93, 356 (1954).
G. W. FARWELL and H. E. WEGNER: *Phys. Rev.*, 95, 1,212 (1954).
WALL, REES and FORD: *Phys. Rev.*, 97, 726 (1955).
L. SCHECHTER and R. ELLIS: *Phys. Rev.*, 99, 1,044 (1955).
WEGNER, EISBERG and IGO: *Phys. Rev.*, 99, 825 (1955).
L. SCHECHTER and R. ELLIS: *Phys. Rev.*, 101, 636 (1956).
H. E. GOVE: *Phys. Rev.*, 99, 1,353 (1955).
E. BLEULER and D. J. TENDAM: *Phys. Rev.*, 99, 1,606 (1955).
EISBERG, IGO and WEGNER: *Phys. Rev.*, 99, 1,606 (1955).
J. CATALÁ, L. MIRALLES, J. AGUILAR y M. DE LA CUADRA: *An. Fis. y Quím.* (pendiente de publicación).
H. B. BURROWS, C. F. POWELL and J. ROTBLAR: *Proc. Roy. A* 209, 461 (1951).
W. M. GIBSON, comunicación personal.
W. M. GIBSON, comunicación personal.
F. AJZENBERG and T. LAURITSEN: *Rev. Modern. Phys.* 27, 77-157 (1955).
D. W. MILLER *et al.*: *Phys. Rev.*, 95, 649 (1954).
Handbuch der Physik, vol. XXXIX, pág. 460. Berlín (1957).
J. ROTBLAT: *Photographic emulsion technique. Progress in Nuclear Physics*. London (1950).
P. H. FOWLER: *Phil. Mag.*, 41, 169 (1950).
CRUSSARD: *Tesis Doctoral Univ. París* (1952).
SÖRENSEN: *Phil. Mag.*, 42, 188 (1951).
J. CATALÁ, A. BONET y E. VILLAR: *Anales Fis. y Quím.* (pendiente publicación).

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS ALFA DE 38 MeV POR TETRAFLUORURO DE CARBONO

- Experimental Nuclear Physics*. E. Segre, 168. London (1952).
Experimental Nuclear Physics. E. Segré, 200. London (1952).
J. J. WILKINS, A. E. R. E.: *Report P/R-664*, Harwell Beks (1951).
C. M. G. LATTES, P. H. FOWLER, P. CUER: *Proc. Phys. Soc.*, 59, 883 (1947).
J. ROTBLAT: *Nature*, 165, 167, 387 y 550 (1950) (1951).
W. M. GIBSON y J. CATALÁ: *Anales Fis. y Quím.*, 47, 143 (1951).
J. H. WEBB: *Phys. Rev.*, 74, 514 (1948).
D. HALLIDAY: *Introducción a la Física Nuclear*, 270, Barcelona (1956).
HEYDENBURG and TEMMER: *Phys. Rev.*, 94, 1.252 (1954).
SHERR and MILLER: *Phys. Rev.*, 93, 1.076 (1954).
BLEULER and ZUNTI: *Hel. Phys. Acta*, 20, 195 (1947).
ARGO et al.: *Phys. Rev.*, 87, 205 A (1952).
BRAGG y KLEEMAN: *Phil. Mag.*, 10, 318 (1905).
HALLIDAY D.: *Introducción a la Física Nuclear*, 275, Barcelona (1956).
RUTHERFORD, E. and CHADWICK, J.: *Phil. Mag.*, 50, 889 (1925).
G. W. FARWELL: *Int. Conf. on Nuclear Reactions*, Amsterdam (1956).