

LA TRANSMUTACION DE LOS ELEMENTOS Y LA ESTRUCTURA DEL NUCLEO ATOMICO (*)

POR RAFAEL GRINFELD

Profesor suplente de Trabajos Prácticos de Física
y Asistente Principal del Instituto de Física

RÉSUMÉ

La transmutation des éléments et la structure du noyau atomique (I) Désintégration artificielle. Le neutron. — Dans le présent compte-rendu, nous donnons un résumé des conférences dictées par l'auteur à l'Institut de Physique de cette Faculté, dans les réunions scientifiques de l'année passée.

Nous publions à présent, dans les paragraphes 1) et 2) les résultats des investigations sur la désintégration artificielle des corps légers, lors qu'ils sont bombardés avec des particules α du *Po*. Après une brève exposition des idées de la théorie du noyau de *Gurney* et *Condon* et de *Gamow*, ainsi que de la prédiction du phénomène de résonance du noyau par *Gurney* et sa découverte expérimentale faite par *Pose*, nous étudions avec *Chadwick*, *Constable* et *Pollard* la désintégration de l'*Al*, avec et sans capture de la particule α .

Dans la troisième partie, nous traitons de la découverte du neutron, en commençant par les travaux de *Bhote* et *Becker*, les époux *Curie-Joliot*, pour étudier, après l'article fondamental de *Chadwick*. Détermination de la masse du neutron. Sa constitution. Nous faisons une rapide référence au problème de la structure du noyau et aux travaux de *Heisenberg*, etc. Cette partie finit avec la critique des valeurs de la masse du neutron et les spéculations se rapportant à quelle des deux particules, le proton ou le neutron est élémentaire.

Dans le prochaine numéro de la revue, il paraîtra:

4) La découverte du positron. 5) Radioactivité induite. Matérialisation et dématérialisation. Désintégration avec bombardement de neutrons. 6) Transmutation avec des particules (protons et deutons) artificiellement accélérées. Référence particulière aux travaux de *Lawrence* et ses collaborateurs.

*) Resumen de las conferencias dadas en los coloquios o reuniones científicas del Instituto de Física de esta Facultad, en los meses de Mayo, Junio y Setiembre 1934.

I. — DESINTEGRACION ARTIFICIAL. EL NEUTRON.

1) *Introducción.* — En el año 1919, el mundo científico vióse conmovido por los resultados de las investigaciones de RUTHERFORD ¹⁾. Este genial físico bombardeó nitrógeno con partículas α (núcleos de helio) del elemento radioactivo *Thc*, y observó como consecuencia la aparición de los entonces llamados rayos *H*, que por sus propiedades parecían núcleos de hidrógeno (protones) de una gran energía cinética. De donde podían provenir esos protones?. Del nitrógeno bombardeado, contestó, RUTHERFORD. Es el núcleo de dicho elemento que al ser alcanzado por una partícula, se transforma en otro, arrojando de sí uno de dichos protones. Admitida esta explicación, nos encontramos frente a la primera desintegración o transmutación de un elemento en otro, realizado y dirigido por el hombre. RUTHERFORD, es, pues, el primer hombre de ciencia, que realiza el sueño dorado de los alquimistas.

2) *Desintegración artificial.* — La hipótesis de RUTHERFORD vióse brillantemente confirmada en el año 1925 por los notables experimentos, del entonces joven físico de Cambridge, (Inglaterra) P. M. S. BLACKETT ²⁾



FIG. 1.

Fotografía, tomada por BLACKETT con una cámara de expansión de WILSON, del choque inelástico de una partícula α del *Po* y un átomo de *N*, con la consiguiente emisión de un protón de gran velocidad. En la figura hay uno de estos casos: el que aparece bifurcado, siendo el trazo fino de la izquierda el del protón.

En efecto, BLACKETT, usando la cámara de expansión de WILSON, pudo fotografiar, directamente, el proceso del choque de una partícula α con el nitrógeno y su desintegración con la emisión de una partí-

cula de largo alcance. En la fig. 1 se ve una de esas fotografías tomadas por BLACKETT²⁾. Por el tipo de ionización producida (trazo largo) se constata directamente que se trata de un protón y como, además, después del choque no aparece la huella correspondiente a la partícula α incidente, concluimos con BLACKETT, de acuerdo a RUTHERFORD, que la partícula α al chocar contra el núcleo de hidrógeno penetra en su interior, quedando capturada por él; pero el núcleo nuevo así formado es inestable, por lo cual, emitiendo un protón, pasa a un estado estable, en el cual perdura. En resumen: el núcleo del nitrógeno, ${}^7N^{14}$ que tiene carga eléctrica positiva *siete* veces mayor que la del hidrógeno (protón), valor escrito abajo y a la izquierda del símbolo del elemento, y un peso atómico 14, escrito arriba a la derecha, absorbe una partícula α (${}^2He^4$) de carga nuclear doble a la del protón y de peso atómico 4, con el cual su carga Z aumenta en 2 y su peso atómico en 4; pero al emitir un protón ${}^1H^1$ su carga disminuyó en uno y lo mismo su peso atómico. El resultado será un elemento de peso atómico $A = 14 + 3 = 17$ y de carga nuclear $Z = 7 + 1 = 8$. Ahora bien, el elemento de número de orden 8 es el oxígeno. Luego, el N^{14} resulta transmutado en O^{17} , isótopo del oxígeno de peso 16.

El proceso total vendría expresado, teniendo en cuenta el principio de la conservación de la energía, así:

$${}^7N^{14} + {}^2He^4 + E_i = {}^8O^{17} + {}^1H^1 + E_p + E_r. \quad [1]$$

Donde los símbolos de los elementos representan sus masas en reposo o peso atómico referido al $O^{16} = 16.0000$, E_i la energía cinética inicial de la partícula α , E_p y E_r las energías cinéticas del protón de desintegración y del núcleo o fragmento residual (O^{17} en este caso) respectivamente. Las energías cinéticas deben expresarse también en unidades de masa atómica ($m_H = 1.0078$) en virtud de la relación fundamental de EINSTEIN de la equivalencia entre masa y energía, siendo: *)

$$m_o = \frac{e V}{300} \frac{N}{c^2} \quad [2]$$

*) Es sabido que de acuerdo a la teoría de la relatividad restringida, a una partícula de la masa m_o le corresponde una energía intrínseca igual a $m_o c^2$ donde $c = 3.10^{10}$ cm/seg. es la velocidad de la luz en el vacío. Además, en general en estos trabajos, las energías se dan en electrón-volts. Entendiendo con ello, el po-

Pero no solamente el N emite protones nucleares al ser bombardeado con partículas α . Este tipo de desintegración fué también probado experimentalmente en el $B, F, Ne, Na, Ma, Al, Si, P, S, Cl, A$ y K . Resultados negativos dan el Ca, Cu, Ni, Fe . ^{3), 4), 5), 6), 7), 8), 9), 10)}. — CHADWICK ^{5), 6)} y sus colaboradores usan el siguiente dispositivo experimental, fig. 2. A es la cámara con la fuente F de P_0 que emite

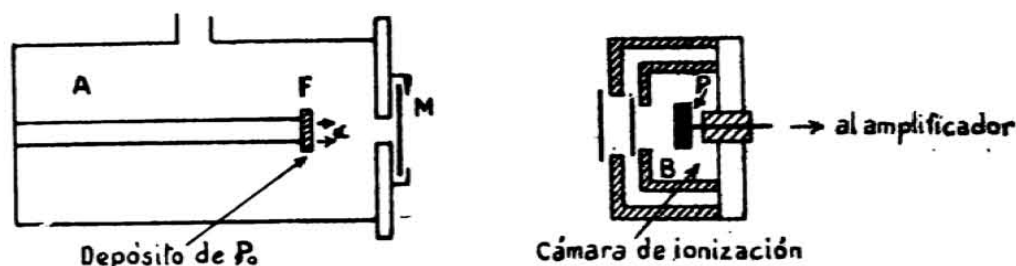


FIG. 2.

Dispositivo experimental de CHADWICK y colaboradores para el estudio de la desintegración artificial de los elementos por partículas α del Pt . En la fig. M indica una hoja de Pt . que lleva un depósito de la substancia a desintegrar.

las partículas α , las cuales van a chocar con el cuerpo que se quiere estudiar, M . De éste, los protones de desintegración penetran en la cámara de ionización B , cuyo cuerpo metálico está a un potencial de unos 1000 volts, de manera que los iones positivos que se producen en B son todos captados por la placa P , unida a la red de la primer válvula de un dispositivo de amplificación, cuya fase final, va a un galvanómetro sensible (de EINTHOVEN p. ej.). La distribución de la

tencial que un electrón debe recorrer, para adquirir una energía cinética T . Así, cuando se dice que un átomo de N tiene una energía cinética de 2 millones de electrón-volts ($2 M. e. V = 2 \times 10^6 e. V.$), se entiende, que su energía es igual a la de un electrón, que fuese acelerado por un potencial de $2 M.$ de V . — Luego, si tenemos una partícula de energía expresada por V electrón-volts, su energía cinética $\frac{1}{2} mv^2$, es:

$$T = \frac{eV}{300},$$

donde e , es la carga del electrón en unidades electrostáticas absolutas.

Por la relación de EINSTEIN, $T = m_0c^2$, obtenemos la masa m , que es equivalente a la energía T . Para obtener una masa en unidades atómicas, debemos multiplicar m_0 por N (número de AVOGADRO). Combinando estas dos expresiones obtenemos la (2).

energía de los productos de desintegración, se encuentra determinando su curva de absorción, en hojas de aluminio de diferente espesor.

Ahora bien el alcance máximo de las partículas α del P_0 es de 3.9 cm. en aire a 15°C . y 760 mm de presión. Dicho alcance corresponde a una energía de $5,25 \cdot 10^6 \text{ eV}$ o a una velocidad inicial de $1,59 \times 10^9 \text{ cm/seg.}$, según puede verse en el gráfico de la fig. 3 y la explicación que

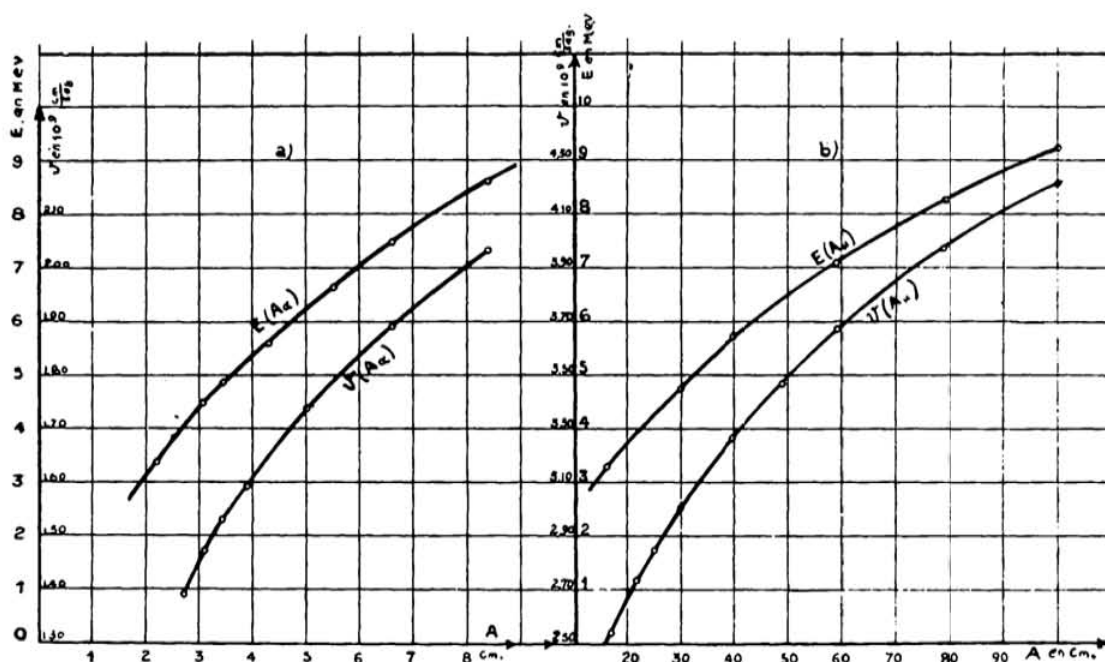


FIG. 3.

En a) hemos representado la energía E en M. e. v. y la velocidad v en unidades 10^9 cm/seg de la partícula α como función de su alcance en aire a 15°C y 760 mm. de Hg y en b) las mismas magnitudes para un protón.

la acompaña. Estudiando la energía de los protones de desintegración del Al , en función de la energía de las partículas α , que puede ser variada, encuentran CHADWICK y CONSTABLE, ocho grupos de protones, cuatro de ellos cuyos alcances están comprendidos entre 20 y 35 cm. de aire y cuatro entre 49 y 66 cm. de aire. Además, dichos grupos aparecen y desaparecen de a pares, fig. 4, formados, por un protón del grupo lento y otro del grupo veloz. Sin embargo, POSE ⁷⁾, que emplea un electrómetro bifilar de HOFFMANN*, en lugar del sistema amplificador de CHADWICK, encuentra, solamente, 3 grupos de protones de desintegración provenientes del Al bombardeado con las mismas partículas α del P_0 . Esos grupos tienen alcances de 29, 50 y

(*) *Ann. d. Phys.* 88, 779, 1926.

61 cm de aire, correspondiendo, así, a tres de los ocho grupos encontrados por CHADWICK y CONSTABLE, de alcances, respectivamente iguales a 30,5, 49 y 61 cm.

STEUDEL, también halla los tres grupos de protones arriba citados, cuya existencia, queda así, bien probada. No así, los restantes grupos descubiertos por la escuela de Cambridge.

HAXEL ⁹⁾, DUNCANSEN y MILLER han empleado partículas α del ThC' y del RaC' cuyas energías llegan hasta 9 millones de electrón-volts. De esta manera encontraron protones de alcance, aún mayor a 66 cm de aire.

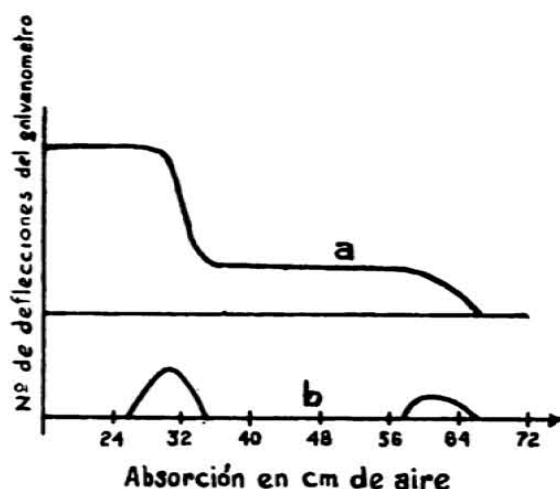


FIG. 4.

Curvas de absorción total (a) y absorción diferencial (b) obtenidas por CHADWICK y CONSTABLE, de los protones de desintegración producidos, en una hoja de Al de espesor equivalente a 0,8 mm. de aire, por partículas α de 3,9 cm. de alcance. Se ve, bien claramente, la aparición del único par de protones de alcance respectivamente igual a 34 y 66 cm. de aire. Par que desaparece completamente cuando el alcance de las partículas α es de 3,55 cm. de aire y en su lugar se encuentra el par de alcances de 30,5 y 61 cm.

Desintegrando el Nitrógeno, obtienen, CHADWICK y STEUDEL, un grupo solo de protones de transmutación de unos 10 cm de alcance. POLLARD, pone de manifiesto, además del grupo anterior, otro de unos 6,3 cm de alcance.

Los resultados expuestos, no son, ciertamente, del todo concordes entre los varios experimentadores. Esperemos que nuevas investigaciones, arrojen más luz sobre este campo de la física nuclear tan nuevo como importante.

Con el objeto de poder comprender los hechos arriba expuestos, digamos dos palabras sobre la teoría nuclear de GURNEY y CONDON¹¹⁾ y de GAMOW¹²⁾.

De acuerdo a esta teoría, se representa, esquemáticamente, al núcleo por una alta barrera potencial positiva, de la forma de la fig. 5, en cuyo interior están las partículas elementales que lo constituyen: protones y partículas α , etc.

Fuera de esta barrera potencial una partícula (positiva) es rechazada de acuerdo a la ley de COULOMB, que vale según los experimentos de RUTHERFORD, hasta valores de $r \cong 10^{-12}$ cm. Para distancias del orden 10^{-13} aparece una dispersión anómala de partículas α (RIEZLER¹³) que indica la terminación de la validez de la ley de COU-

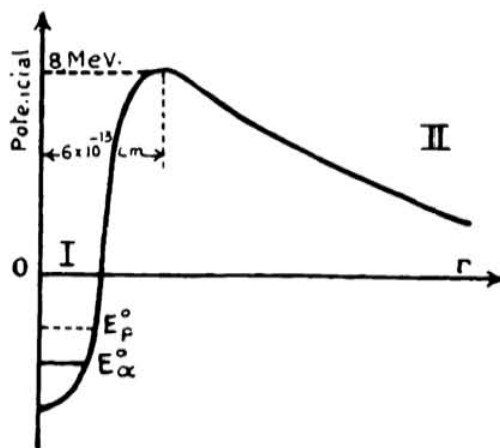


FIG. 5.

Barrera potencial del núcleo de Al. para partículas α . r distancia al centro O del núcleo.

LOMB, distancia, ésta, que dá, aproximadamente, la de la cumbre de la curva potencial o sea el valor del «radio» clásico, del núcleo atómico.

Ahora bien, si una partícula (protón, part. α), de energía total $E < V_c$ (potencial de la cumbre) se mueve (movimiento periódico) en el valle I, tendrá que permanecer en él siempre. Si en cambio fuera una partícula extra-nuclear de la misma energía E , se movería con un movimiento aperiódico y se alejaría constantemente del núcleo o se acercaría a él, hasta una distancia en que la altura de la barrera potencial sea $V = E$.

Conocemos, sin embargo, los procesos de radio-actividad natural en los cuales se produce la desintegración y por ende, la transmutación de la materia (núcleos atómicos) y en el caso de las partículas α expulsadas por el Uranio, su energía total E es, seguramente, menor que el potencial V_c . Para la mecánica y el electromagnetismo clásicos, estos hechos constituyen, pues, una dificultad insalvable. Pero no así para la mecánica ondulatoria.

Se trata aquí de un caso típico que pone de manifiesto una de las diferencias esenciales entre ambas teorías: *Donde la explicación clásica exige certidumbre, la interpretación cuántica actual solo habla de probabilidad.* En efecto, resuelta la ecuación de SCHRÖDINGER para una partícula x del núcleo atómico, el producto $\psi\bar{\psi} dx$, de la función ondulatoria por su conjugada, da, de acuerdo a BORN, la probabilidad de existencia de dicha partícula entre x y $x + dx$ y la integral $2\int_0^a \psi\bar{\psi} dx$ da su probabilidad de existencia en el interior del núcleo de radio a , integral, que no es igual a la unidad; existe, pues, una probabilidad finita, si bien en ciertos casos muy pequeña, de que la partícula se encuentre fuera del núcleo (desintegración). El caso inverso, y que nos interesa especialmente, se presenta cuando nos preguntamos en qué condiciones una partícula lanzada contra el núcleo, puede producir su desintegración o transmutación. Ocurren dos casos diferentes; uno, en que la partícula incidente penetra y es «capturada» por el núcleo y el otro, en que se produce la desintegración sin «captura».

Ambos tipos han sido encontrados experimentalmente. Ahora bien, para que una partícula penetre o atraviese la barrera potencial del núcleo, será siempre necesario que su energía cinética E sea mayor que V_c , el potencial de la cumbre? Repitamos, clásicamente, ello es imprescindible, cuánticamente no. Pero en la mayor parte de los casos la probabilidad de captura es tan pequeña que no hace esperar un efecto observable. Se admite, de acuerdo a la experiencia, como tendremos oportunidad de ver más adelante, que las partículas, en el núcleo, están en niveles energéticos perfectamente definidos, cuantificados si se quiere, como los electrones en la periferia del átomo. Pero no todos los niveles nucleares son estables, los hay de energía (menor que V_c , se entiende) positiva, inestable, los que normalmente no están ocupados. GURNEY hace notar que en el caso en que la partícula incidente tenga una energía igual o muy próxima a la de uno de esos niveles inestables, la probabilidad de atravesar la barrera potencial y entrar en el núcleo, se hace muy grande, produciéndose una especie de «resonancia» entre el núcleo y la partícula incidente. Resulta pues, de acuerdo a la teoría ondulatoria nuclear, que partículas de energía cinética $E < V_c$ deben poder penetrar en el núcleo y por ende desintegrarlo. Esta predicción tan revolucionaria, fué confirmada experimentalmente primero por POSE ⁷⁾ y posteriormente por CHADWICK, CONSTABLE y POLLARD, como veremos con más detalle en lo que sigue.

a). *Desintegración con «captura»*: En este caso la partícula α viene con la energía cinética E_α y queda capturada en el núcleo bombardeado, el que en general, emite un protón de energía E_p . Si admitimos que el protón, antes de la desintegración y la partícula α después, están en el núcleo en niveles energéticos (negativos) E_p^0 , E_α^0 respectivamente (fig. 6), la energía del protón de transmutación será

$$E_p = E_\alpha + E_\alpha^0 - E_p^0, \quad [3]$$

despreciando la pequeña energía cinética E_n del núcleo residual y admitiendo el principio de conservación de la energía. Es decir, que en este tipo de transmutación, el núcleo puede entregar o recibir la energía $Q = E_\alpha^0 - E_p^0$. Tendremos, pues, como resulta experimentalmente, que si la desintegración la produce un haz monocromático (de igual velocidad) de partículas α , los protones emitidos deben constituir también uno o más grupos monocromáticos.

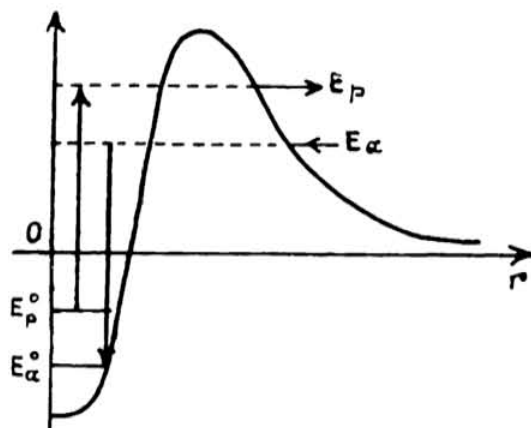


FIG. 6.

Desintegración con «captura» de la partícula α .

La energía Q puesta en juego en la desintegración puede calcularse en virtud de los principios de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento, de la siguiente manera:

$$\frac{1}{2} m_p v_p^2 + \frac{1}{2} m_n v_n^2 = \frac{1}{2} MV^2 + Q \quad [4]$$

y

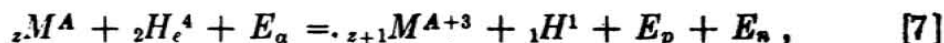
$$m_p v_p \cos \psi + m_n v_n \cos w = MV. \quad [5]$$

De donde,

$$Q = \frac{1}{2 m_n} [m_p v_p^2 (m_p + m_n) - M V^2 (m_n - M) - 2 M V m_p v_p]. \quad [6]$$

Donde $M, V; m_p, v_p; m_n, v_n$ son las masas y velocidades de la partícula α , protón y núcleo residual, respectivamente. La expresión de Q dada por la [5] es para el caso en que los productos de la transmutación sean observados en la dirección del haz α incidente, o sea cuando $\psi = 0$ y $w = 180^\circ$.

En resumen, el proceso de la transmutación artificial con captura producida por partículas α (H_e^{++}) se produce, en general, de acuerdo a la ecuación siguiente y con emisión de protones:



donde un átomo de peso atómico A y número de orden Z se transmuta en otro de peso atómico $A + 3$ y número de orden $Z + 1$.

En esta ecuación, como en la [1], debe expresarse, ya sea todas las energías en unidades atómicas de masa o las masas en millones — electrón — volts, de acuerdo a la equivalencia relativista de masa y energía. Ahora bien E_α es conocida, E_p se puede medir, con lo cual se puede determinar E_n . Conociendo, bien, la masa del elemento primitivo ${}_Z M^A$ y la del producto de la transformación ${}_{Z+1} M^{A+3}$, podemos calcular en unidades de masa el valor de $E_p - E_\alpha = Q = E_n^0 - E_p^0$ que debe ser igual dentro de los errores de observación al obtenido experimentalmente.

Pero, será imprescindible que la energía de las partículas α sea siempre igual o mayor que la energía de la cumbre potencial del núcleo primitivo, para que dichas partículas α puedan penetrar en el núcleo y ser capturado por él?. Además nos preguntamos, nuevamente, si existe alguna prueba experimental del fenómeno predicho por GURNEY¹⁴⁾ de la resonancia nuclear.

El alto de la cumbre potencial del Al fué determinada por RIEZLER¹³⁾ en sus experimentos sobre la dispersión anómala de las partículas α y resulta ser de unos 8 millones de electrón-volts. Las partículas α usadas en los trabajos anteriores de desintegración tienen una energía máxima de $5,25 \times M. e. V$. Hemos visto que los resultados experimentales obtenidos evidencian claramente que se trata de transmutación con captura. Luego, partículas de energía cinética $E = 5,25$

$M. e. V.$ pueden atravesar una barrera potencial $V = 8. M. e. V.$ Queda probada así, la primera parte de la cuestión planteada. En cuanto a la segunda, los resultados de las investigaciones de POSE y de CHADWICK, son también afirmativos, aunque discordantes.

Por ejemplo, según CHADWICK y CONSTABLE, partículas α del P_0 de $5,25 M. e. V.$ excitan en el Al bombardeado, dos grupos de protones de alcance igual a 34 y 66 cm respectivamente; mientras que partículas α de $5,0 M. e. V.$, originan, además, otro par de grupos de protones de transmutación, de alcances igual a $30,5$ y 61 cm. cuyo número llega a un máximo cuando la energía de las α es de $4,85 M. e. V.$ y habiendo entonces, desaparecido yá, el primer par. Análogamente, observan la aparición de los pares de grupos de protones de $26,5$ y 55 cm y los protones de 22 y 49 cm. de alcance, que atribuyen a partículas α de $4,5$ y $4,0 M. e. V.$ respectivamente.

Debemos hacer notar, que estos físicos, no consiguen separar nítidamente, los diferentes grupos de protones arriba mencionados. Es decir, antes de que desaparezca un par de grupos ya se tienen los protones del siguiente. Los valores de las energías de las α dados arriba no son los únicos, pues, que originan los respectivos grupos.

Pero estas partículas α , que para ciertos valores de su energía son capaces de penetrar en el núcleo y desintegrarlo y para valores mayores o menores de su velocidad ya pierden dicha capacidad, presentan bien los caracteres de selectividad propios del fenómeno de resonancia. Los grupos protónicos así liberados son grupos de resonancia. Las energías E de las partículas α que los arrancan representan, pues, los niveles inestables del núcleo o sea los niveles de resonancia. Dichos niveles son, siempre de acuerdo a CHADWICK, relativamente anchos: de $0,2$ a $0,3 M. e. V.$ de extensión.

POSE que fué el primero y es hasta el presente el que mejor ha logrado poner de manifiesto los grupos protónicos monocromáticos de resonancia, solo encuentra que dos de estos son de resonancia. Digamos, aún, que STEUDEL, que estudió también el Al cree que ninguno de los protones por él observados sean de resonancia.

Según las investigaciones de CHADWICK y CONSTABLE, hemos visto que partículas α de energía E pueden excitar en el Al dos grupos de protones de transmutación: uno de los grupos lentos y el correspondiente veloz. En el primero de estos casos la energía E de los protones es aproximadamente igual a la energía E de las partículas α resultando, de acuerdo a (6), $Q = 0,1 M. e. V.$; mientras que los grupos veloces dan $Q = 2,3 M. e. V.$ Ahora bien, si el núcleo trans-

mutado y el nuevo son en ambos casos los mismos, cómo se explica esta diferencia entre la energía de los productos de desintegración, si vale, como admitimos, el principio de conservación al de la energía?

La explicación, según dichos autores, se debe al hecho de que en un caso la partícula α capturada queda en un estado excitado y en el otro cae directamente a un nivel estable, más profundo. La diferencia de $2,2 \times 10^6$ e. V. debe emitirse en forma de una radiación γ de frecuencia equivalente, cuando la partícula α excitada pasa al nivel estable. Esta predicción parece haber sido confirmada experimentalmente por WEBSTER quien observa una radiación γ , emitida por el Al al ser bombardeado con partículas α del Po, cuya energía $h\nu$ está comprendida entre 2 y 3 M. e. V.

b) *Desintegración sin captura*: En ciertos casos como en el del B, BOTHE y FRANZ ³⁾ ⁴⁾, encuentran protones de desintegración cuyas

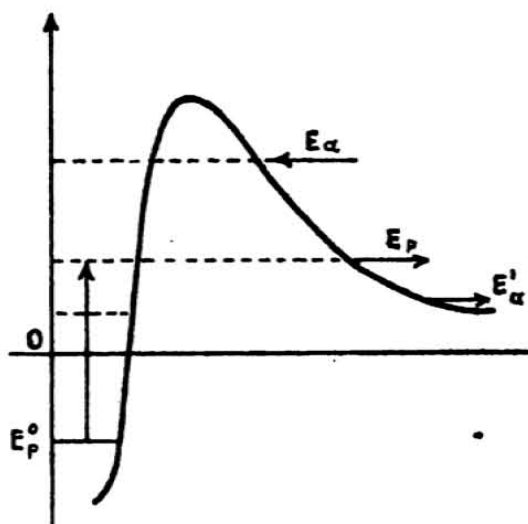


FIG. 7.

Desintegración sin «captura» de la partícula α desintegrante y expulsión de un protón de energía E_p .

energías varían continuamente entre un máximo bien definido, siempre menor que la energía E_α de las partículas α incidentes y un mínimo de energía que podemos decir prácticamente igual a cero.

La interpretación de ese «espectro continuo de protones» de transmutación, en oposición al espectro de líneas de protones que se obtienen en el caso a, se presenta ella misma, admitiendo que una partícula α , que choca contra un núcleo atómico, tiene la capacidad de desintegrarlo sin penetrar en él, sin ser capturado por el mismo. La fig. 7 representa este tipo de transmutación.

Si E_p^0 es el nivel del protón en el núcleo desintegrado, E_α y E'_α las energías inicial y final de la partícula α , la energía E_p del protón de desintegración podrá variar entre $E_\alpha - E_p^0$ y cero. En el caso de un solo grupo de protones del caso *a* y uno del *b* se puede representar el espectro energético de los productos de desintegración como en la fig. 8 donde *b* representa la parte continua correspondiente a la transformación nuclear sin captura y *a* la «línea» perteneciente al caso en que la partícula α es capturada por el núcleo. Experimentalmente una manera de distinguir entre los dos tipos de protones, es el estudio de la distribución de su energía en función del ángulo que forman con el haz incidente, debiendo esperarse que los protones

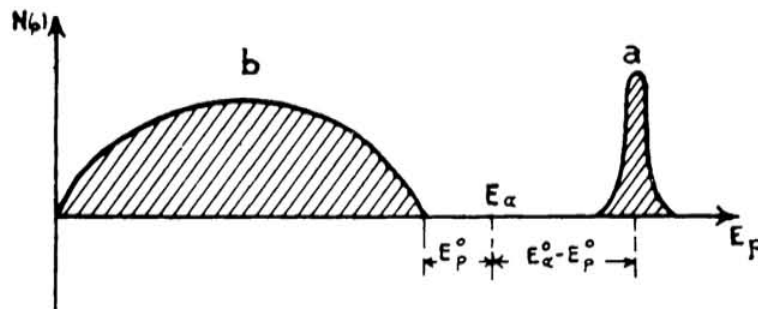


FIG. 8.

a - Espectro de línea de protones de desintegración producidos cuando la partícula α de energía E_α es capturada por el núcleo y *b*) espectro «continuo» en el caso en que la partícula α no es capturada, siendo repelida con una energía E_α' .

del espectro de línea tengan una distribución uniforme en todas las direcciones; mientras los protones del espectro energético continuo tenga su máximo en la dirección del haz incidente.

En resumen: la desintegración y transmutación de los elementos es hoy un hecho perfectamente probado; que experimentalmente se ha encontrado los dos tipos de desintegración con y sin «captura» de la partícula α causante de la transformación; que la energía del haz α puede ser menor que la de la cumbre del potencial nuclear y ser capaz aún de atravesar dicha barrera potencial y que también fué probada experimentalmente la predicción teórica, basada en la mecánica ondulatoria, del fenómeno de «resonancia» nuclear (GURNEY). Ver también ¹⁵⁾ y ¹⁶⁾.

Finalmente, de acuerdo con CHADWICK el nuevo núcleo puede formarse ya sea en su estado normal o bien en un estado energético excitado, siendo en este último caso la partícula α la que estaría en un nivel nuclear superior al normal, al cual pasaría en un proceso cuántico con la emisión de un cuanto de radiación $h\nu$ de energía equi-

valente. Llegamos pues a la interesante e importantísima conclusión, que en el núcleo atómico son los saltos de las partículas α entre diferentes niveles energéticos los que darían origen a las radiaciones γ que emite el núcleo; cuando, como es notorio, en la periferia del átomo los cambios energéticos, emisión y absorción de luz, son realizados por los saltos cuánticos de los electrones que forman su atmósfera eléctrica.

3. *El neutrón.* — Continuando BOTHE y BECKER¹⁷⁾ sus estudios sobre la desintegración artificial de los elementos livianos al ser bombardeados con partículas α del Po , trataron de ver, si de esa manera era posible excitar en ellos, una radiación γ como la que emiten los cuerpos radioactivos en sus transformaciones espontáneas.

Con tal fin, bombardearon con partículas α del Po los elementos desde hidrógeno al aluminio. Ponían la fuente activa y el cuerpo a estudiar, directamente encima de un «contador puntual» con aire a la presión de 26 cm de Hg . Encontrando que, simultáneamente con el bombardeo, se registraba en el contador, una radiación emitida por el Li ; Be ; B ; Mg y Al . Siendo dicha radiación suficientemente intensa en el Be y el B , como para estudiar su absorción, encontraron que era capaz de atravesar más de 2 cm de Pb . La energía del cuanto de tal radiación es evidentemente mayor, que la energía de una partícula α del Po .

Trabajos posteriores hechos por Mme. CURIE-JOLIOT¹⁸⁾ y WEBSTER¹⁹⁾ sobre la radiación emitida por el Be , probaron que su poder penetrante era superior al de los rayos γ más duros hasta entonces conocidos.

Fué a principios de 1932 que los esposos CURIE-JOLIOT²⁰⁾ hicieron el importante descubrimiento de que la radiación $Po - Be$ (emitida por el Be al ser bombardeado con partículas α del Po) arrancaba protones de gran velocidad de substancias ricas en hidrógeno, como la parafina.

El método seguido por los CURIE-JOLIOT, en su ya famosa investigación, consiste en observar la ionización que esa radiación produce en una cámara montada sobre un electrómetro de HOFFMANN. Dicha radiación pasaba a la cámara atravezando una fina hoja de Al , después de haber sido filtrada por 1,5 cm de Pb . La ionización quedaba sensiblemente constante si colocaban a la entrada de la cámara de ionización hojas de C , Ag o Pb en lugar de la primera de Al . Pero, si en lugar de dichos cuerpos ponían parafina, la ionización llegaba hasta a duplicarse. Fotografiando con la cámara de expansión de

WILSON, los rayos ionizantes emitidos por la parafina, descubrieron que se trataba de protones, los cuales, según sus medidas, poseen un alcance de 26 cm de aire, que corresponde a una energía (ver fig. 3) de $4,5 \times 10^6$ e. V.

¿Cómo explicar estos hechos singulares? Partiendo de la idea de que se trata de una radiación de fotones de gran poder penetrante o sea de una frecuencia ν muy alta, la explicación más plausible es la que adoptaron, precisamente, los CURIE-JOLIOT, admitiendo de que se tratara de un efecto COMPTON sobre los protones de la parafina.

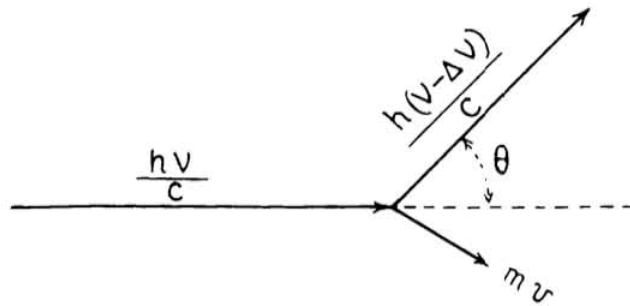


Fig. 9.

Es decir, fig. 9, que la radiación incidente de frecuencia ν y cantidad de movimiento $\frac{h\nu}{c}$ es difundida por la partícula material de masa m (en nuestro caso protón) la que adquiere una cantidad de movimiento $m\nu$. El cuanta difundido sale en consecuencia, con un aumento de su longitud de onda o sea con una disminución de su frecuencia.

Los protones observados por los CURIE-JOLIOT serían, pues, protones de retroceso. Ahora bien, se puede calcular cual debe ser la energía del fotón para que en dicho proceso el protón adquiriera una cierta energía ΔE . En efecto, sabemos que el aumento de longitud de onda del cuanta difundido por la partícula de masa m en un ángulo θ con la dirección primitiva, fig. 9, es:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc} \operatorname{sen}^2 \frac{\theta}{2},$$

o sea:

$$\Delta\nu = \frac{2\nu}{2 + \frac{1}{\frac{h}{c} \nu \operatorname{sen}^2 \frac{\theta}{2}}}$$

donde
$$\Lambda = \frac{h}{mc}$$

Si queremos la energía máxima, ΔE_{max} , la obtendremos haciendo Δv máximo, que acaece cuando $\Theta = 180^\circ$, o sea cuando los protones son observados en la dirección del haz incidente. En tal caso es:

$$\Delta v_{max} = \frac{2v}{2 + \frac{mc^2}{hv}}$$

de donde:
$$\Delta E_{max} = h \cdot \Delta v_{max} = hv \frac{2}{2 + \frac{mc^2}{hv}}$$

Se puede ver de aquí, que para que la energía del protón de retroceso sea igual a la máxima medida por CHADWICK²¹⁾ de $5,7 \times 10^6 e. V$, la radiación del $P_o - B_e$ debe tener una energía equivalente a 55 millones de electrón-volts. En cambio, la radiación del $P_o - B$ tendría una energía correspondiente a 35×10^6 electrón-volts.

CHADWICK y FEATHER y posteriormente FEATHER²²⁾ observaron en la cámara de expansión que la misma radiación del $P_o - B_e$ produce átomos de retroceso de nitrógeno, con un alcance máximo de más o menos 3,5 mm de aire, que corresponde, aproximadamente, a una energía de $1,2 \times 10^6 e. V$. Para que un fotón o radiación γ pueda entregar tal energía al átomo de retroceso en cuestión, su energía $h\nu$ debe ser de unos $90 \times 10^6 e. V$!

Ahora bien, aquella hipótesis (de la naturaleza cuántica de la nueva radiación) y esta explicación (entrega de energía de la radiación γ a las partículas materiales protón y nitrógeno por efecto COMPTON), por natural la una y atrayente la otra, traen consigo dificultades cuyo análisis nos llevará con CHADWICK, a desecharlas.

En efecto, veamos si es posible la obtención de una radiación de energía equivalente a $55 \times 10^6 e. V$., al bombardear B_e con partículas α del P_o . El proceso que va a liberar la máxima energía es el siguiente:



o sea, la transmutación del B_e^9 en C^{13} por la captura de la partícula α y la emisión de una cuanta $h\nu$ que vendría a ser la radiación que estudiamos. Donde E_α representa la energía de la partícula α del P_o .

Sabemos que el «defecto de masa» del C^{13} es de unos $10 \times 10^6 e.V^{22}$). Entendiendo por defecto de masa, a la diferencia, entre la suma de las masas atómicas de las partículas elementales constitutivas del núcleo, tomadas fuera de él y la masa atómica del núcleo integrado.

Dicho defecto de masa de un núcleo atómico mide, en virtud de la relación de EINSTEIN $E = \Delta m \cdot c^2$, la energía de su formación, energía que debe entregarse al mismo si deseáramos desintegrarlo en sus elementos constituyentes. El defecto de masa representa, pues, la mayor o menor estabilidad del núcleo. El del Berilio, no es bien conocido, pero obtendremos el máximo valor para $h\nu$ si suponemos que es nulo. Resulta así un límite superior de $15 \times 10^6 e.V.$ para la energía del cuanta, en lugar de $55 \times 10^6 e.V.$ que obtienen los CURIE-JOLIOT. Si queremos pues, sostener la hipótesis de una radiación cuántica y explicar la aceleración de los protones de la parafina por efecto COMPTON, debemos renunciar al principio de conservación de la energía, ya que además de aparecer el cuanta $h\nu$ con un exceso de energía de $40 \times 10^6 e.V.$ sobre el límite superior arriba calculado, resulta para la misma radiación en un caso, una energía equivalente a $55 \times 10^6 e.V.$ y en otro (nitrógeno de retroceso) de $90 \times 10^6 e.V.$

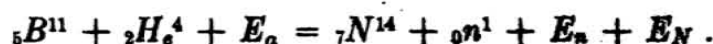
CHADWICK²¹) salva brillantemente esas dificultades en su trabajo de Junio de 1932 que se ha hecho histórico, rechazando la hipótesis de la naturaleza cuántica de la nueva radiación y postulando, en cambio, de que se trata de una radiación corpuscular de masa aproximadamente igual (ver más abajo) a la del protón y de carga eléctrica cero. Corpúsculos, que llama *neutrones* (eléctricamente neutros, que fueron predichos por RUTHERFORD en 1920²⁴). En primera aproximación, admitimos se trate de la íntima unión de un protón y un electrón o, de un protón «embebido» en un electrón...

Los fenómenos observados referentes a la radiación del $P_o - B_c$ o del $P_o - B$, deben pues interpretarse, en la hipótesis de los neutrones, como un proceso de desintegración de los átomos del B_c y del B con la captura de la partícula α del P_o y la emisión de un neutrón, cuya energía dependerá de la reacción nuclear correspondiente. El hecho de habersele confundido con una radiación γ se debe a su gran facilidad de atravesar la materia, lo cual es debido a su carga eléctrica nula.

Su poder de arrancar y acelerar protones al atravesar materia rica en hidrógeno y a producir átomos de nitrógeno de retroceso se debe a su masa, que supusimos, próxima a la del protón. De aquí sacamos la importante conclusión, de que la energía máxima de los protones

acelerados por el choque con los neutrones, nos da la energía de los neutrones mismos. Luego, la energía del neutrón de la reacción $P_0 - Be$ será de unas $6 \times 10^6 e.V.$, ya que esta es la máxima energía que encuentra CHADWICK para los protones emitidos por la parafina, al ser alcanzada por la radiación del B_0 .

La emisión por el B , al ser bombardeado por partículas α del P_0 , de una radiación penetrante de iguales propiedades que la del B_0 , nos hace suponer que se trate también de neutrones, de acuerdo al proceso siguiente:



Conocemos con cierta exactitud (ASTON) las masas del B^{11} y del N^{14} . Sabemos que la energía máxima de las partículas α del P_0 es de $5,25 \times 10^6 e.V.$ El alcance máximo de los protones acelerados por el choque de los neutrones es de 16 cm, de donde sacamos que la energía de dichos neutrones es igual a $3,3 \times 10^6 e.V.$ La energía E_N de los núcleos de N formados en la transmutación, puede calcularse admitiendo válido el principio de la conservación de los momentos. Tenemos entonces, que $E_\alpha = 0.00565$, $E_n = 0.0035$ y $E_N = 0.0006$, unidades atómicas de masa. Los pesos atómicos del He^4 , B^{11} y N^{14} son respectivamente: 4,00216, 11,0110 y 14,0080. Reemplazando estos valores en la ecuación anterior, nos queda como único sumando desconocido, el de la masa n^1 del neutrón, que resulta ser:

$${}_0n^1 = 1,0067.$$

La masa del protón + electrón es 1.0078. Resulta, pues, para el neutrón, un defecto de masa de 0,0011, admitida la hipótesis de CHADWICK, de que está constituido por un protón y un electrón íntimamente unidos. Su energía de unión, de acuerdo a la masa 1.0067 del neutrón, sería del orden de un millón de electrón-volts.

LOS CURIE-JOLIOU ²⁵⁾ ²⁶⁾ observan después de la aparición de la hipótesis del neutrón, que el B_0 también emite una radiación γ que es capaz de arrancar electrones de gran velocidad al pasar por la materia. La energía de dicha radiación cuántica sería de unos 5 millones de volts. CHADWICK logra explicar este hecho nuevo con su hipótesis del neutrón, admitiendo como en el caso de la desintegración con emisión de protones, la formación de un núcleo de C^{12} excitado, que después pasa al estado normal, emitiendo el cuanto γ que observan los CURIE-JOLIOU.

En cuanto a la eficacia del nuevo tipo de desintegración, estima CHADWICK, que el B_e emite 30 neutrones por 10^6 partículas α del P_o que lo alcanzan.

No solamente el B_e y el B emiten neutrones cuando son bombardeados con partículas α del P_o , sino que la Escuela de CAVENDISH y los CURIE-JOLIOT creen que expulsan neutrones, los siguientes elementos: Li ; F ; Ne ; Na ; Mg ; Al .

Los CURIE-JOLIOT encuentran que no emiten neutrones, en esas condiciones, los cuerpos H^1 ; C ; O ; N ; P ; Cu .

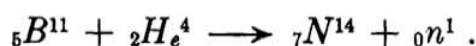
Parece que siempre que la desintegración es con producción de neutrones, la partícula α queda fusionada al núcleo, de acuerdo a la siguiente ecuación general, donde las letras tienen un significado análogo a los de la ecuación (7) y ${}_0n^1$ representa la masa del neutrón.

$${}_z M^A + {}_2 H_e^4 + E_\alpha = {}_{z+2} M^{A+3} + {}_0 n^1 + E_n + E_N .$$

FEATHER²²) primero y posteriormente varios autores, en especial FERMI y sus colaboradores, han estudiado la desintegración de los elementos (desde los más livianos a los más pesados) al ser bombardeados con neutrones del B_e . Citemos como ejemplo, el caso encontrado por FEATHER que está sintetizado en la ecuación:



que viene a ser así, una transformación reversible, ya que vimos que:



El descubrimiento del neutrón ha venido, no solamente, a explicar los hechos aquí tratados, sinó, a resolver uno de los problemas que más ha preocupado a los físicos, al tratar de buscar algún entendimiento de la constitución del núcleo atómico. Me refiero a la existencia de electrones libres en los núcleos. En efecto, resulta incomprendible que a distancias como las intranucleares puedan existir, sin combinarse, el protón y el electrón, a pesar de la atracción coulombiana recíproca.

Fué precisamente esta idea, la que llevó a RUTHERFORD, a predecir la existencia de un neutrón, en el año 1920.

Pero hay más. Es sabido que el electrón, fuera del núcleo, tiene

un momento intrínseco (SPIN) igual a $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ y un momento magnético igual a un magnetón BOHR o sea $\frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi}$.

De la estructura hiperfina de las líneas espectrales de un elemento, puede deducirse el momento mecánico I de su núcleo. También puede determinarse dicho momento I , estudiando la ley de alternancia de las intensidades de las líneas de una banda, correspondiente a una molécula homopolar. Además, el momento magnético que es igual al factor de LANDE g por el momento mecánico, puede, pues, determinarse también. Se encuentra que dicho momento magnético intrínseco de los núcleos, es del orden de un milésimo de un magnetón BOHR, que es el momento magnético intrínseco de un electrón.

R. de L. KRONIG, encuentra del estudio de la alternancia de las intensidades de las líneas del espectro de bandas del N_2 , que el momento mecánico del núcleo de nitrógeno es $I = 2 \times \frac{1}{2} \frac{2\pi}{h}$.

Si admitimos, como hasta el descubrimiento del neutrón fué forzoso asumir, que el núcleo está constituido por partículas α (4 protones + 2 electrones formando una unidad: el núcleo del H^4), protones y electrones; el núcleo del N debería estar formado por 3 partículas α , 2 protones y un electrón. No se comprende como puede tener su momento mecánico $I = 2 \times \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, habiendo un único electrón, cuyo spin no está compensado; y cómo es posible que el orden de magnitud del momento magnético sea, 1000 veces menor al del electrón, si este contribuye a su formación.

Todo sucede pues, como si el electrón en el núcleo, perdiera sus propiedades esenciales, lo cual resultaba una paradoja incomprensible hasta la aparición del neutrón.

La dificultad se salva con CHADWICK²¹), HEISENBERG²⁷) y otros autores²⁸) suponiendo que el núcleo está, ya sea constituido únicamente por protones y neutrones o por estos elementos, más el deutón (núcleo del recientemente descubierto H^2), el protón negativo (GAMOW²⁹) y la partícula α . En la teoría de HEISENBERG el N estaría formado por 7 protones y 7 neutrones. Seis protones y seis neutrones formarían 3 partículas α y el restante protón y neutrón sumarían vectorialmente sus momentos mecánicos con una resultante

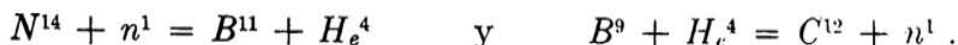
$I = 2 \times \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ y un momento magnético del orden del valor experimental encontrado, como resulta evidente, si reemplazamos la masa m del electrón por la masa M del protón o la del neutrón, en la fórmula que da su momento magnético, o sea

$$\frac{e}{2Mc} \frac{h}{2\pi}$$

Antes de finalizar este informe sobre el neutrón, debemos decir algunas palabras sobre el valor de su masa y la hipótesis de su constitución.

Vimos que analizando con CHADWICK la desintegración del B^{11} obtenemos para la masa del neutrón el valor ${}_0n^1 = 1,0067$, con un error probable de 1 a 2 unidades de la tercera cifra decimal, debido a la inseguridad de los pesos atómicos usados, ASTON³⁰⁾.

Experimentos posteriores de los CURIE-JOLIOT³¹⁾, han hecho que estos encontraran una masa del neutrón de 1,011, la que viene a ser mayor que la suma de las masas del protón y electrón. Consecuencia lógica de ello, es la hipótesis opuesta a la de CHADWICK, de que el neutrón es una partícula elemental y el protón una combinación de un neutrón y un *electrón positivo*, partícula descubierta también en 1932, por CARL D. ANDERSON³²⁾ y de la que nos ocupamos más adelante. ¿Cuál de las dos hipótesis es cierta? Tal vez lo son las dos? Mientras las masas de esas partículas no sean definitivamente conocidas y el error probable no cubra su diferencia como sucede hoy, no habrá una respuesta decisiva a esas preguntas. Por de pronto, demuestran BONNER y MOTT-SMITH³³⁾ que el proceso estudiado por los CURIE-JOLIOT, de acuerdo a nuevos datos, da, para el neutrón, una masa igual a $1,0058 + 0010$, en perfecto acuerdo con la hipótesis de CHADWICK. También HARKINS y GANS³⁴⁾ dan la masa del neutrón como igual a 1,006, de acuerdo a los valores obtenidos en las desintegraciones siguientes:



Sin embargo, el valor más preciso de la masa del neutrón es el dado por CHADWICK y GOLDHABER³⁵⁾, ${}_0n^1 = 1,0080 \pm 0005$ obtenido del proceso de desintegración siguiente:



Donde ${}_1D^2$ representa el núcleo del recientemente descubierto, denterio, isótopo del hidrógeno de peso atómico 2; núcleo que se suele llamar deutón. $h\nu$ representa la energía del cuanta de la radiación γ cuya absorción produce la desintegración del deutón en un protón y un neutrón.

Según ese valor de σn^1 y por dificultades teóricas importantes se debe admitir como más probable la hipótesis de que el neutrón es una partícula elemental $\left(\text{spin} = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}\right)$ y el protón una unión entre un neutrón y un positrón. Sin embargo, en su teoría nuclear atribuye HEISENBERG tanto al neutrón como al protón propiedades de partículas elementales, como ser la suposición de que ambos constituyentes nucleares tienen igual spin $\left(s = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}\right)$.

(Continuaré)

BIBLIOGRAFIA

- 1) E. RUTHERFORD, Phil. Mag. 37, 581, 1919.
- 2) P. M. S. BLACKETT, Proc. Roy. Soc. 107 A, 349-360, 1925.
- 3) W. BOTHE y FRANZ, Z. f. Phys. 49, 1, 1928.
- 4) W. BOTHE, Z. f. Phys. 63, 381, 1930.
- 5) CHADWICK, CONSTABLE, POLLARD (I) Proc. Roy. Soc. 130 A, 463-489, 1931.
- 6) CHADWICK y CONSTABLE (II) Proc. Roy. Soc. 135 A, 48-68, 1932.
- 7) POSE, Z. f. Phys. 64, 1, 1930.
- 8) K. K. DAROW, Rev. of Sc. Inst. 5, N° 2, 66-77, 1934.— The Bell System Techn. J. 13, 145, 1934. (General y con bibliografía casi completa).
- 9) O. HAXEL, Z. f. Phys. 83, 323, 1933; 88, 346, 1934.
- 10) F. HEINDENREICH, Z. f. Phys. 86, 675, 1933.
- 11) GURNEY y CONDON, Phys. Rev. 33, 127-140, 1929.
- 12) G. GAMOW, Z. f. Phys. 51, 204; 52, 510, 1928. Phys. Zeit. 32, 651, 1931.
- 13) RIEZLER, Proc. Roy. Soc. 133 A, 154, 1931.
- 14) GURNEY, Nature, 123, N° 3102, 565, 1929.
- 15) E. POLLARD, Phys. Rev. 45, 218, 1934.
- 16) H. MARGENAU y E. POLLARD, Phys. Rev. 46, 228 (L), 1934.
- 17) W. BOTHE y H. BECKER, Zeit. f. Phys. 66, 289, 1930.
- 18) J. CURIE-JOLIOT, C. R. de la Acad. d. Sci. d. Paris, 193, 1412, 1931.
- 19) H. C. WEBSTER, Proc. Roy. Soc. A, 136, 428, 1932.
- 20) CURIE-JOLIOT, C. R. 194, 273, 1932.
- 21) J. CHADWICK, Proc. Roy. Soc. A, 136, 692, 1932.
- 22) N. FEATHER, Proc. Roy. Soc. A, 136, 709, 1932.
- 23) A. S. KING y R. T. BIRGE, Astrophys. J. 72, 19, 1930.
- 24) E. RUTHERFORD, Proc. Roy. Soc. 97 A, 374, 1920.
- 25) CURIE-JOLIOTS, C. R. 194, 1229, 1932; J. de Phys. et. Rad. 4, 21, 273, 1933.

- 26) K. K. DARROW, *Rev. of. Se. Inst.* **4**, 58, 1932. (Historia y bibliografía del descubrimiento del neutrón).
- 27) W. HEISENBERG, *Z. f. Phys.* (I) **77**, 1, 1932; (II) **78**, 156, 1932, (III) **80**, 587, 1933. Ver, también, E. D. EASTMAN, *Phys. Rev.* **46**, 1, 1934.
- 28) H. WALKE, *Phil. Mag.* **18**, 129, 1934.
- 29) G. GAMOW, *Phys. Rev.* **115**, 728, 1934.
- 30) F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc.* **115**, 487, 1927.
- 31) CURIE-JOLIOTS, *C. R.* **197**, 237, 1933.
- 32) CARL D. ANDERSON, *Science*, **76**, 238, 1932.
- 33) T. W. BONNER y L. M. MOTT-SMITH, *Phys. Rev.* **46**, 258, 1934.
- 34) W. D. HARKINS y D. M. GANS, *Nature*, **134**, 968, 1934.
- 35) *NATURE*, **134**, 237, 1934.

