

El Atomo, su Desintegración y su Integración

Como siempre ha ocurrido en la historia de las ciencias, una vez más nos encontramos frente al hecho de que las aplicaciones sorprendentes de investigaciones, en un principio puramente teóricas, llaman bruscamente la atención de todo el mundo, haciendo salir a la luz de la publicidad conceptos, teorías y experimentos científicos, antes sólo conocidos por algunos especializados en la materia. Hoy, el invento de un arma potente, basada en la liberación de energías intraatómicas, ha despertado el interés por lo que sintetizando podemos llamar Física Atómica. De ahí la razón de presentar en estas líneas una sencilla síntesis de los conceptos actuales sobre la constitución del átomo, su desintegración y, lo que es más importante todavía, su integración.

Que la materia está realmente constituida por moléculas y átomos queda, ya desde el siglo pasado, definitivamente comprobado por la física molecular. Esta disciplina, tal vez la mejor sentada de la física clásica, nos proporciona, al mismo tiempo, la primera posibilidad de calcular el diámetro de los átomos. Sea citado aquí sólo el valor encontrado para el átomo de hidrógeno que es del orden de 10^{-8} cm. Asimismo conduce la ley de Faraday a la conclusión, expresada por primera vez por *Helmholtz*, de una constitución atómica de la carga eléctrica. Una vez observado este «átomo de electricidad», el electrón, en los rayos catódicos, es posible medir el valor numérico de la carga y de la masa electrónica. Resulta la carga igual a $4,77 \times 10^{-10}$ unidades electrostáticas, la masa igual a 9.0×10^{-28} gr. Ahora bien, si un cuerpo esférico de radio r tiene la carga e y la masa correspondiente a esta carga m , y si, además, la carga se distribuye uniformemente sobre su superficie, existe la relación:

$$m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{r}$$

Esta ecuación nos permite calcular el radio del electrón, suponiendo que su masa se debe exclusivamente a la carga eléctrica. Tal suposición no podemos comprobarla estrictamente, pero poseemos varios indicios que nos autorizan a hacerla. Resulta entonces para el radio del electrón 2×10^{-13} cm.

El papel fundamental que desempeñan los electrones en la constitución del átomo, nos muestran los fenómenos de radioactividad. Observamos tres clases distintas de radiaciones provenientes de las sustancias radioactivas, una, los rayos γ , electromagnética, las otras dos, los rayos α y β , corpusculares. En especial, los rayos α consisten de átomos de helio con 2 cargas elementales positivas, son, por consiguiente, idénticos a los rayos canales al llenar el tubo de descarga con helio. Los rayos β , a su vez, se componen de electrones al igual que los rayos catódicos, de

los cuales difieren únicamente por su velocidad, alcanzando hasta un 98% de la velocidad de propagación de la luz. Pero lo más interesante es, que las substancias radioactivas se transforman en otros elementos químicos al emitir las radiaciones nombradas. Siendo los nuevos átomos formados también generalmente radioactivos, es decir, inestables, se originan entonces series de desintegración, que terminan al formarse el elemento estable del plomo. Así distinguimos entre tres series distintas, la del uranio, del actinio y del torio. La característica común a todas estas transformaciones espontáneas de los átomos es la siguiente: Al emitir rayos α , se transforma el elemento radioactivo en otro cuyo número en el sistema periódico es en dos unidades menor que el número correspondiente al átomo antes de su desintegración, mientras que la emisión de rayos β lleva al elemento que sigue en el sistema periódico directamente al elemento de partida. Así el uranio de número atómico 92 se transforma al emitir partículas α en uranio X_1 de número atómico 90 que a su vez se transforma en uranio X_2 de número atómico 91 bajo la emisión de rayos β .

La explicación de los fenómenos radioactivos no es posible sin la suposición de una estructura compleja del átomo. Por consiguiente, es necesario introducir un modelo atómico de acuerdo tanto con los fenómenos observados en las substancias radioactivas como también con los resultados espectroscópicos. Sabiendo que los espectros discontinuos de emisión y absorción son características de los elementos químicos, es menester llegar hacia ellos mediante deducciones puramente teóricas basadas en el modelo atómico. De ahí también, que la espectroscopía aporta la base fundamental a todo concepto sobre el átomo.

El primer modelo atómico, ideado por *Thomson*, fuera de añadirle cierta estructura eléctrica, todavía no es otra cosa que la esfera de la física molecular, cuya masa se esparce uniformemente dentro de su volumen. Pero este modelo fracasa, cuando *Lenard* deja caer rayos catódicos sobre diversas substancias, observando que la mayor parte de los electrones atraviesan estas substancias irradiadas sin sufrir mayores consecuencias. Ni siquiera las partículas α , miles de veces más pesadas que los electrones, son impelidas por los átomos irradiados según los experimentos de *Rutherford*. Solamente algunas pocas se desvían o se reflejan hacia atrás. Estas últimas deben haber chocado contra las partes impenetrables de los átomos. Tomando en cuenta, que la masa de los electrones es casi despreciable en comparación con las partículas α , el choque se tiene que haber producido sólo en las partes positivas del átomo, donde al mismo tiempo debe hallarse reunida prácticamente toda la masa atómica. Las desviaciones bruscas de las partículas α , que en ocasiones llegan hasta 180° junto con los resultados anteriores indican entonces, que el átomo consiste en un núcleo positivo, en el cual se concentra prácticamente toda su masa, mientras que los electrones se encuentran bastante alejados del núcleo en las partes exteriores del átomo en número tal, que compensan justamente la carga nuclear, si el átomo se encuentra en estado eléctricamente neutral. La falta o la añadidura de uno o varios de estos electrones exteriores produce, por consiguiente, la carga positiva o negativa del átomo entero. Además, para impedir la caída de los electrones en el núcleo, es necesario que los electrones circulen alrededor del núcleo con tales velocidades, que la fuerza centrífuga compensa la atracción eléctrica. Por supuesto, que también las partículas α deben ser de dimensiones subatómicas, es decir, núcleos de helio. Pero como su carga es igual a dos cargas elementales, el átomo de helio debe poseer justamente dos electrones exteriores al encontrarse en estado neutral.

El hecho, de que las partículas α pasan, según las observaciones, a través de unos 130.000 átomos sin aproximarse lo bastante a sus núcleos como para sufrir dos o tres veces desviaciones en forma apreciable, sirve directamente a calcular las dimensiones nucleares. El resultado fué para el núcleo del átomo de oro de 10^{-12} cm., para el núcleo del hidrógeno de 10^{-13} cm. Estos valores representan límites superiores para las dimensiones nucleares. Estos resultados son tanto más interesantes, cuanto son idénticos a los que encontraríamos al deducirlos a base de la ecuación arriba mencionada, suponiendo la masa nuclear exclusivamente propia a su carga eléctrica. Tenemos aquí un indicio sugestivo del origen eléctrico de la masa.

Por supuesto, que la envoltura electrónica es la parte decisiva en las características físicas y químicas del átomo. En especial, la emisión y absorción de la luz por los átomos debe estar ligada íntimamente a esta envoltura. Es decir, las frecuencias características en los espectros atómicos deben encontrar su explicación en características de los electrones exteriores del átomo. La suposición de Rutherford, que el número de revoluciones que ejecutan los electrones alrededor del núcleo por cada segundo sea idéntico con las frecuencias que emite el átomo, conduce a resultados en contradicción con los espectros discontinuos de los átomos y, además, implica la inestabilidad del átomo. Es la teoría de los cuantos, fundada por *Max Planck* e introducida al modelo atómico por *Niels Bohr*, la que resuelve el problema. Según Bohr, el átomo puede encontrarse en diversos estados estacionarios de distinto contenido energético sin emitir energía. El contenido energético intraatómico, la suma de la energía cinética y de la energía potencial, se calcula a base de la velocidad del electrón, de su distancia del núcleo y de la carga nuclear mediante las constantes atómicas. Introduciendo en estos valores la condición cuántica, de que el momento del impulso $p = mva$ (m = masa del electrón, v su velocidad, a su distancia del núcleo) debe ser múltiplo entero de $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck se llega a las expresiones:

$$v = \frac{2\pi Ze^2}{nh} ; \quad a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ze^2} ; \quad W = - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} ,$$

llamando Z el número de cargas elementales del núcleo, e la carga del electrón, W la energía total y siendo n un número entero cualquiera, con el cual pudiéramos enumerar las posibles órbitas electrónicas. El signo negativo de la energía significa únicamente que la empezamos a contar partiendo del estado para el cual $n = a = \infty$, es decir, cuando el átomo esté ionizado.

Al existir, entonces, sólo un número discreto, aunque infinitamente grande, de órbitas electrónicas posibles y de sus estados energéticos correspondientes, el átomo tampoco puede emitir o absorber energía, sino en cantidades bien determinadas, que equivalen a la diferencia de dos de estas energías atómicas posibles. Es decir, a la emisión corresponde el salto de un electrón de una órbita exterior hacia otra más cercana al núcleo, a la absorción un salto electrónico en sentido inverso. Sean n y m los números de ambas órbitas, podemos, por consiguiente, calcular la energía de la línea espectral correspondiente mediante:

$$E = h\nu = W_n - W_m = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

siendo ν la frecuencia de la línea espectral y R una constante característica del átomo dada por la ecuación anterior. Realmente se sabe ya desde las investigacio-

nes de *Balmer*, *Ritz* y *Rydberg*, que en esta forma se pueden expresar las frecuencias de cualquiera línea de los espectros atómicos. Además, el valor de R deducido por mediciones espectroscópicas es idéntico al valor calculado según la teoría de Bohr.

Si se supone, que el hidrógeno normal es aquél en que el electrón se halla en la órbita más interna posible, es decir, aquella para la cual $n=1$, el radio del hidrógeno resulta ser de $0,528 \times 10^{-8}$ cm. Este valor está completamente de acuerdo con mediciones del tamaño del átomo de hidrógeno basadas en relaciones fundamentalmente distintas.

Naturalmente, las ecuaciones indicadas aquí se refieren al caso más sencillo, cuando el átomo tenga un solo electrón. También para átomos más complicados podemos establecer relaciones análogas para la interpretación teórica de las líneas espectrales. Pero al profundizar más y más la sistemática de los espectros se levantan serias dificultades. Ya el mismo átomo de hidrógeno presenta fenómenos que están en contradicción con el modelo atómico de Bohr. El modelo adecuado para vencer estas dificultades lo debemos a *Schrödinger* (1926). Según él, los resultados del modelo de Bohr se pueden considerar como primera aproximación. Además, el modelo atómico de Schrödinger se basa más en los conceptos clásicos, evitando así de antemano las asperezas de la teoría de Bohr. Por su importancia para los fenómenos de desintegración atómica indicamos aquí en forma breve las partes fundamentales de este nuevo modelo.

Según *De Broglie* se puede coordinar a cada masa en movimiento un movimiento ondulatorio, cuya longitud de onda λ se determina por la ecuación fundamental: $\lambda = h/mv$. Para la aplicación de esta relación a los electrones conviene reemplazar la velocidad v por el valor $U = mv^2/2e$. Midiendo U en volts y substituyendo los valores numéricos en h , m , e , se transforma la ecuación anterior en esta otra:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

Es decir, a electrones de la velocidad de 150 volts corresponde la longitud de onda de 1 Å.

Por consiguiente, no existe ninguna diferencia fundamental entre un corpúsculo en movimiento y un fenómeno ondulatorio. El corpúsculo en movimiento debe presentar las características de una onda, en especial, debe producir fenómenos de difracción. La existencia real de tales ondas materiales la han demostrado ya en 1927 *Davisson* y *Germer* al dirigir electrones contra una red cristalina de metal, observando franjas de difracción de acuerdo con la teoría de *De Broglie*. Hasta los rayos de átomos enteros, usados por *Otto Stern* y sus colaboradores presentan las características típicas de la onda.

Apliquemos ahora estos conceptos nuevos al electrón que circula alrededor del núcleo atómico. También a él le corresponde una onda. Pero debido a que un punto cualquiera de la órbita electrónica puede poseer en un momento dado solamente un valor único de vibración, la órbita entera debe ser igual a un múltiplo entero de la longitud de onda que corresponde al electrón en movimiento. Esta condición, exigida sin hipótesis alguna por la naturaleza física de una onda, conduce matemáticamente en forma directa a la misma condición cuantística que Bohr había introducido para las órbitas electrónicas. Este éxito de la mecánica ondulatoria comprueba la posibilidad de considerar al átomo como estado vibratorio de cierto valor físico en un principio todavía desconocido y de representar sus estados estacionarios co-

mo formas posibles de vibración. Como vemos, el problema se basa de esta manera enteramente en conceptos clásicos de la física.

La propagación ondulatoria de un valor físico cualquiera se puede representar por una ecuación diferencial de la forma:

$$\Delta \psi + \frac{4\pi^2 \nu^2}{u^2} \psi = 0,$$

si ψ es la amplitud, ν la frecuencia y u la velocidad de propagación de la onda. Substituyendo en esta ecuación

$$\frac{u}{\nu} = \lambda = \frac{h}{mv}$$

obtenemos:

$$\Delta \psi + 4\pi^2 \frac{m^2 v^2}{h^2} \psi = 0.$$

Para llegar de esta relación a una expresión para la energía de un corpúsculo en movimiento, según la mecánica ondulatoria, basta introducir la energía total y potencial mediante:

$$E_c = \frac{mv^2}{2} = W - E_p$$

llegando finalmente a la ecuación

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - E_p) \psi = 0.$$

Esta ecuación representa la propagación de vibraciones elásticas de cierta frecuencia en un medio no homogéneo, cuya densidad en cada punto es proporcional a $\frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - E_p)$. Interpretando ópticamente la misma ecuación, significa la propagación de un rayo en un medio cuyo índice de refracción es variable. Pero el aspecto más interesante de nuestra ecuación es cierta particularidad matemática. No existen para ella soluciones de sentido físico sino para ciertos valores bien determinados de la energía, conocidos matemáticamente como valores propios de la ecuación diferencial. Es decir, también el modelo atómico de Schrödinger llega matemáticamente a la selección de valores discretos como los únicos posibles de la energía.

En el caso del átomo de hidrógeno, la energía potencial es según la ley de Coulomb: $E_p = -e^2/r$. De ahí, que la ecuación diferencial toma la forma especial:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(W + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

entonces, los valores propios que permiten una solución son:

$$W = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2},$$

si n es un número entero cualquiera. Es decir, otra vez se obtiene un resultado idéntico al de la teoría de Bohr.

En lo que se refiere a la interpretación física de la amplitud ψ , el cuadrado de esta es, según Schrödinger, proporcional a la densidad de la carga eléctrica. La emi-

sión luminosa del átomo se explica ahora en forma sencilla, si suponemos que en el átomo pueden existir simultáneamente dos frecuencias. Entonces, ambas vibraciones se superponen produciendo pulsaciones, cuya amplitud varía con un ritmo igual a la diferencia de las dos frecuencias. Es decir, la densidad de la carga eléctrica ya no queda constante en un punto considerado sino varía en forma sinusoidal. En otras palabras, se emite una onda electromagnética de la frecuencia $\nu = \nu_1 - \nu_2$.

En el átomo del helio la energía potencial no se debe solamente a la interacción entre el núcleo y cada uno de los dos electrones, sino también al influjo mutuo entre ambos electrones. Este influjo es de la mayor importancia para que teoría y observación estén de acuerdo. Es ahí justamente, donde la mecánica ondulatoria llega a explicaciones satisfactorias, mientras que la teoría de Bohr fracasa. Tal diferencia de éxito se debe al fenómeno de resonancia, propio exclusivamente a la mecánica ondulatoria, y que interviene debido a la igualdad de todos los electrones. Si un sistema atómico contiene varias partes integrantes, como p. ej. electrones del mismo período de vibración, se producen, en analogía al caso mecánico de dos péndulos acoplados, frecuencias de acoplamiento, cuyo número es en el caso del átomo de helio igual a 2. Estas frecuencias originan el mismo número de estados energéticos distintos. Realmente se observan en el helio para cada combinación de valores propios dos posibilidades, a saber, los estados del llamado ortohelio y parahelio.

Resumiendo podemos decir: Siempre que dos sistemas mecánico-ondulatorios de la misma naturaleza entran en interacción, existe la posibilidad de dos funciones propias del sistema total, que poseen distintos valores de energía. Estas dos posibilidades podemos observar también al acercarse un átomo de hidrógeno a otro igual. Según *Heitler* y *London* existen dos soluciones. Según la primera, ambos átomos se repulsan a cualquiera distancia, es decir, se reflejan elásticamente. Según la segunda, los dos átomos se atraen para distancias mayores que una distancia mínima determinada. Para distancias menores se originan también fuerzas de repulsión. Es decir, en este caso se origina una molécula de H_2 , en la cual la distancia entre ambos núcleos queda claramente definida. El valor observado de 0,75 Å está de acuerdo con el valor calculado de 0,74 Å.

Sea añadido aquí también, que según otros autores se puede dar otra interpretación física a ψ^2 en vez de la densidad de carga. Realmente es posible deducir ψ^2 como la probabilidad de encontrar en un momento dado un electrón en un punto determinado.

El modelo atómico de la mecánica ondulatoria permite también una explicación de los fenómenos radioactivos. La base experimental necesaria para tal explicación debemos a Rutherford. Al acercarse un corpúsculo positivo a un núcleo se manifiestan primero fuerzas de repulsión de acuerdo con la ley de Coulomb hasta distancias de 10^{-11} cm. o también menores. Pero muy cerca del centro nuclear deben existir simultáneamente fuerzas de atracción; en caso contrario, el núcleo explotaría. De ahí, que alrededor del núcleo debe existir una distribución del potencial eléctrico cuya forma característica es conocida bajo el nombre de pozo de potencial de Gamow. Según las deducciones de este físico ruso, el núcleo está rodeado por una barrera de potencial positivo, mientras que hacia el centro este potencial toma valores negativos. Para que el corpúsculo positivo pueda penetrar en el núcleo, debe vencer esta barrera de potencial, es decir, debe poseer una energía por lo menos igual al valor máximo de ella. Pero según experimentos de *Rausch von Traubenberg* es posible que protones, es decir, núcleos de hidrógeno, penetren real-

mente aunque no tengan mayor energía que 10^4 electrón-volts, mientras que la barrera de potencial alcanza un valor de 10^6 electrón-volts. Por supuesto, que la probabilidad de penetración es bastante pequeña en estos casos. Exactamente lo mismo, pero en sentido contrario, indican los resultados de observación de Rutherford. Al dirigir partículas α de la energía de 14×10^{-6} ergs contra átomos de uranio se satisface la ley de Coulomb. La aproximación máxima al núcleo de uranio es en este caso 3×10^{-12} cm. De ahí, que la distancia entre el máximo de la barrera de potencial y el núcleo de uranio es menor de 3×10^{-12} cm. y el máximo de potencial mayor de 14×10^{-6} ergs. Pero el uranio emite en su desintegración partículas α de una energía de sólo 6.6×10^{-6} ergs. Es decir, a pesar de que su energía es menor que la barrera de potencial, sin embargo, las partículas α son capaces de desprenderse del núcleo y de vencer la barrera.

Para la explicación de estos fenómenos contrarios a los conceptos clásicos tenemos que recordarnos, que el núcleo corresponde a una región de índice de refracción variable, dentro de la cual las ondas materiales de las partículas elementales sufren una reflexión total. Pero de acuerdo con teoría y experimento, en la reflexión óptica total parte del movimiento ondulatorio pasa al otro medio. Sólo que la amplitud de la vibración disminuye rápidamente en forma exponencial con la distancia de la superficie de separación. En forma análoga, parte de las ondas materiales atraviesa la barrera. La probabilidad de este suceso es tanto mayor, cuanto mayor sea la energía de las partículas en comparación con el potencial máximo. De ahí, que las sustancias radioactivas deben ser aquellas, en cuyos núcleos las partículas α poseen energías comparables con la altura de la barrera de potencial. Desde este punto de vista, *Gamow* ha calculado la probabilidad de penetración de una partícula α a través de la barrera de un núcleo en desintegración llegando a una relación entre la constante de desintegración de las sustancias radioactivas y las constantes atómicas. Esta relación satisface bien las observaciones e indica, al mismo tiempo, que la ecuación de *Geiger-Nutall* sobre el recorrido máximo de partículas α y la velocidad de desintegración presenta sólo una aproximación.

En forma completamente análoga explica *Oppenheimer* los fenómenos de la emisión fría, estudiados por *Millikan* y *Eyring*. En este caso los electrones se filtran a través de la barrera de potencial de una superficie metálica fría, originando corrientes estacionarias, al aplicar campos eléctricos suficientemente intensos. Entonces, la mecánica ondulatoria relaciona la intensidad i de esta corriente con el campo aplicado F en la forma $i = Ce^{-b/F}$, relación que representa exactamente los resultados de observación.

Teniendo en esta forma ya un concepto general sobre el átomo entero, que satisface las exigencias de observaciones de precisión, es necesario considerar ahora la constitución de su núcleo. Es especialmente el valor de la carga nuclear el que interesa, ya que las calidades físicas y químicas del átomo dependen del número de sus electrones envolventes, número que es igual al de las cargas elementales que posee el núcleo con signo positivo. El choque producido entre partículas α y núcleos atómicos observado por *Chadwick* en la cámara de Wilson sirve para este objeto, ya que las fuerzas de repulsión se deben en tales casos exclusivamente a las cargas eléctricas de ambos corpúsculos. El resultado es, que la carga nuclear es, dentro de la precisión del experimento, siempre igual al número que le corresponde al átomo en el sistema periódico de los elementos. La identidad real de ambos números la comprueba definitivamente la medición de los espectros de los rayos Röntgen. Así p.

ej. se puede representar la frecuencia de la primera línea de la serie K, como ha demostrado *Moseley*, por la relación:

$$\frac{\nu}{R} = (Z - 1)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{4}\right),$$

donde R es una constante. Es decir, la medición de esta línea sirve para la deducción exacta de Z.

Si consideramos este gran número de cargas elementales, que lleva el núcleo atómico, así como la emisión de rayos α y β en las sustancias radioactivas, tenemos que preguntarnos por los elementos constituyentes del núcleo en general. La ley de *Moseley* ya nos hace suponer que por lo menos una de las partes integrantes de importancia fundamental en el núcleo es el protón. Esta afirmación no expresa otra cosa, sino lo que ya había pronunciado *Prout* basándose en el hecho de que gran número de los átomos posee pesos atómicos de un número entero. El fenómeno de que para muchos elementos se encuentran pesos atómicos distintos a números enteros, realmente no contradice la suposición de una constitución nuclear exclusivamente a base de protones. Los fenómenos de radioactividad muestran la existencia de isótopos, es decir, de átomos químicamente iguales, pero de peso atómico distinto. De ahí, que al no poderlos distinguir químicamente por la identidad de sus cargas nucleares, las mediciones de pesos atómicos se refieren de hecho a mezclas de átomos de distinta masa permitiendo, por consiguiente, como resultados números fraccionarios que tenemos que considerar como términos medios de los pesos de varios isótopos. Así dan las mediciones de *Hönigschmid* para el plomo como producto de la desintegración del uranio el peso 206.046 y para el plomo formado por la transmutación radioactiva del torio 207,90. En general, sabemos hoy en día, que el elemento plomo se compone de un 50,05% del isótopo 208, un 20,4% del isótopo 207, un 28,03% del isótopo 206 y un 1,52% del isótopo 204 dando como valor medio el peso atómico 207,2. Por supuesto, que no son solamente las sustancias radioactivas las que producen isótopos. Al contrario, prácticamente todos los elementos los tienen. También conocemos dos isótopos del hidrógeno, el deuterio de peso atómico 2 y el triplón de peso atómico 3.

Para separar los isótopos del mismo elemento existen varias posibilidades, a saber la difusión a través de paredes porosas, la evaporización a temperaturas bajas y la evaporización a presiones muy pequeñas. Naturalmente conviene partir ya desde un principio de una materia prima lo más posible enriquecida del isótopo cuya obtención interesa. Así p. ej. la relación entre la cantidad de hidrógeno y la cantidad de deuterio contenidas corrientemente en el agua es de 4.000 : 1. Pero el contenido de deuterio aumenta considerablemente al electrolizar el agua. Esta es la razón por qué las plantas hidroeléctricas de Noruega son las mayores productoras de agua pesada en todo el mundo. Si no interesa aumentar la concentración de un isótopo en una sustancia química, sino separar completamente todos los isótopos para investigar la composición isotópica de un elemento, hay que recurrir al llamado espectrógrafo de masas de *Aston*, perfección del método parabólico de *Thomson*. Mediante este espectrógrafo de masas es posible determinar pesos atómicos con una precisión del 0,01%. Este aparato se basa en separar los átomos emitidos en forma de rayos canales según su carga específica e/m dejándolos pasar primero a través de un campo eléctrico, después a través de un campo magnético.

En lo que se refiere a la diferencia entre la masa atómica, que consideramos compuesta de protones, y la carga nuclear, se puede eliminar tal dificultad al ad-

mitir que, además de los protones, entran también algunos electrones en la composición del núcleo atómico de tal modo que éstos electrones nucleares compensan en parte la carga positiva del conjunto de los protones. Pero es forzoso cambiar de idea, debido a ciertos fenómenos, observados por primera vez por *Bothe y Becker* en 1930. Según estos investigadores alemanes, el berilio y otros elementos livianos al ser expuestos a los rayos α , emiten a su vez rayos de un poder de penetración varias veces mayor que el de los rayos γ de mayor energía. Además, estos rayos son capaces, como han demostrado después *Irene Curie y F. Joliot*, de sacar protones de sustancias hidrogenadas, imprimiéndoles energías de $4,5 \times 10^6$ electrón-volts. Pero de hecho, la transferencia de momento y energía de un fotón a un protón de otro núcleo está en plena contradicción con las leyes fundamentales de momento y energía. Sin embargo, queda resuelta la dificultad, al demostrar *Chadwick* en 1932 en forma ingeniosa, la posibilidad de mantener el principio de la conservación del momento, interpretando los rayos de Bothe y Becker por rayos corpusculares, siendo el corpúsculo de la masa de un protón, pero faltándole carga eléctrica alguna. Entonces, estos corpúsculos, llamados neutrones, junto con los protones forman las partes integrantes del núcleo atómico.

La existencia de los neutrones no tiene que cambiar necesariamente el concepto sobre los electrones nucleares. Podemos imaginarnos al neutrón como la unión íntima de un protón con un electrón. Pero un nuevo problema fundamental se presenta respecto a los neutrones con el descubrimiento de los positrones, es decir, electrones positivos, hecho en 1932 por *Anderson*. Descubiertos en un principio como producto de los rayos cósmicos podemos observar también la formación de positrones como consecuencia del bombardeo del berilio por rayos α . De ahí, que también estos nuevos corpúsculos deben formar parte en la constitución nuclear. Naturalmente, que es posible, que los positrones se forman junto con electrones mediante los rayos γ , al transformarse esta energía radiante en masa según la ecuación de *Einstein* $E = mc^2$ (c = velocidad de propagación de la luz) y como realmente ya se ha observado. Entonces el protón queda el ente fundamental y el neutrón la partícula compuesta. Pero existe también la otra posibilidad, de que el neutrón es el ente fundamental y el protón sólo consecuencia de la unión entre neutrón y positrón. De todo modo existen en total tres corpúsculos elementales de la materia: o el electrón, el positrón y el protón o el electrón, el positrón y el neutrón.

Existe la posibilidad de decidir en favor o en contra de uno de estos conceptos mediante el experimento. Según las mediciones de mayor precisión, la masa del átomo de hidrógeno es igual a 1.0081. Expresada en las mismas unidades la masa del electrón, le corresponde el valor de 0,00055. De ahí, que la masa del protón resulta con mucha precisión igual a 1,0075, pues la energía de unión entre el electrón y el protón en el átomo de hidrógeno es sólo de 14 electrón-volts y, por consiguiente, despreciable. Supongamos ahora el neutrón como ente fundamental. Entonces, la suma de su masa n y la masa de un electrón positivo, disminuída por la energía de unión E , expresada en masa según la ecuación de *Einstein*, debe dar la masa del protón. Es decir: $n + 0,00055 - E = 1,0075$. De ahí, la masa del neutrón: $n = 1,0070 + E$. En otras palabras, si el neutrón es el ente fundamental, su masa debe ser de todo modo mayor de 1,0070. Al revés, si el neutrón es el producto de un protón asociado a un electrón, podemos establecer la relación: $1,0075 + 0,00055 - E = n$; $n = 1,0080 - E$. Es decir, en tal caso la masa del neutrón debe ser inferior al valor de 1,0080. Ahora bien, las mejores mediciones de la masa del neutrón dan 1,0084. Según este resultado, el ente fundamental es el neutrón, mientras que el

protón es el conjunto de un neutrón y un positrón. Pero tenemos que añadir, que las mediciones de la masa del neutrón, por la dificultad de efectuarlas, están todavía afectadas de un error relativamente grande, que encierra cierta inseguridad en las consecuencias sacadas aquí.

En lo anterior hemos hecho uso de la energía de unión entre las partículas elementales de los átomos. Por la equivalencia de masa y energía esta energía de unión debe expresarse como déficit de masa en los núcleos de todos los elementos. En otras palabras, el déficit de masa sirve para determinar la mayor o menor estabilidad de los núcleos. Así p. ej. el déficit de masa del helio es igual a 640×10^6 calorías grandes. Esto nos viene demostrar, que el núcleo del helio es la partícula más estable que conocemos y que como tal puede ser lanzado como un todo desde substancias radioactivas bajo la forma de partículas α . Algo semejante observamos también en los núcleos de los demás elementos, especialmente de los livianos, como muestra la siguiente tabla 1 de valores de precisión de las masas de los primeros átomos.

TABLA 1.

Elemento	Masa	Elemento	Masa	Elemento	Masa
n	1,0084	Li.....	7,0170	N	15,004
H	1,0081	Be	9,0136	O.....	16
D	2,0142	B.....	10,0145	O.....	17,0040
T.....	3,0161	B.:.....	11,0110	O.....	18,0065
He	3,0170	C.....	12,0032	F	19,0000
He	4,0034	C.....	13,005	Ne	19,9967
Li.....	6,0162	N	14,008	Ne	21,9947

De esta tabla podemos también deducir, que p. ej. el triplón es mucho más estable que el isótopo de helio de la misma masa atómica. Que naturalmente no todos los átomos poseen el mismo grado de estabilidad, muestran también los fenómenos de radioactividad.

En el momento en que intentamos a desintegrar artificialmente un átomo, es decir a arrancarle a su núcleo o sea partículas elementales o sea partes integrantes más complejas, tenemos que vencer esta energía de unión que corresponde al déficit de masa. Es decir, en vez de ganar energía mediante procesos de desintegración, es necesario gastarla. Al contrario, es realmente posible liberar energías considerables, cuando se trata de la síntesis o integración de núcleos. De ahí, que aparentemente observamos muy a menudo energía liberada por un proceso de desintegración, mientras de hecho esta energía se debe al fenómeno de la integración. Así p. ej. al bombardear litio con protones, se transmuta el litio artificialmente en dos núcleos de helio según la reacción: ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} = {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. En esta transmutación se trata realmente de dos procesos: uno de desintegración del litio en dos par-

tes y uno de integración al incorporarse el protón en uno de los núcleos de helio resultantes. La energía liberada en esta transmutación de 17×10^6 volts representa entonces, sólo la diferencia entre la energía gastada en la desintegración y ganada en la síntesis.

El ejemplo anterior nos muestra, al mismo tiempo, la posibilidad de transmutaciones artificiales. Tales transmutaciones son conocidas desde la observación, hecha por primera vez por *Rutherford*, en 1919, de una emisión de protones desde núcleos de nitrógeno sometidos a la acción de partículas α . En este proceso de desintegración del nitrógeno en oxígeno e hidrógeno tenemos al mismo tiempo un ejemplo para un proceso en que se pierde la energía de más de 10^6 volts. Pero en otros casos se transmuta el mismo nitrógeno bajo la acción de las partículas α en fluor, emitiendo un neutrón y, además, la energía sobrante en forma de rayos γ . Transmutaciones análogas se obtienen hoy día en elementos ligeros, comprendidos entre el boro y el potasio. A esta clase de procesos pertenece también la reacción observada por *Bothe y Becker*, a la cual ya hemos hecho referencia, interpretándola ahora en la forma: $\text{Be}^9 + \text{He}^4 = \text{C}^{12} + \text{n}^1$. Asimismo, mediante el bombardeo por protones y deuterones se han alcanzado ciertas desintegraciones atómicas. Así es posible la transmutación del litio en helio, citada arriba, o la del berilio en litio y helio. El bombardeo de deuterio con deuterones mismos conduce a la formación de triplón e hidrógeno o a la de un isótopo del helio y la emisión de un neutrón.

Sin embargo, en todas estas transmutaciones la ganancia es sumamente pequeña. La probabilidad de que el proyectil usado llegue a desintegrar a un núcleo, se reduce enormemente debido a la presencia de la barrera de potencial. De ahí, que de 20.000 fotografías tomadas por *Blackett* mediante una cámara de *Wilson*, sólo en 8 negativos hay evidencia del efecto de la desintegración. Para aumentar el número de casos favorables, es necesario utilizar proyectiles sin carga eléctrica. Tales proyectiles pueden ser, p. ej. los corpúsculos que, según la relación de *De Broglie*, corresponden a la radiación γ , siempre que su energía sea lo suficientemente elevada. De tal modo se puede transmutar con toda seguridad el deuterio en un protón y neutrón y el aluminio en magnesio bajo la emisión de un positrón.

Naturalmente son los neutrones los agentes más apropiados de desintegración. Ellos en primer lugar, no tienen carga eléctrica y, en segundo lugar, llevan una energía cinética bastante grande para que pudiéramos esperar grandes efectos. Sin embargo, al chocar el neutrón con un núcleo atómico, por lo general se produce únicamente un choque elástico, pero no la desintegración. Solamente en algunos casos, especialmente cuando se trata de átomos de nitrógeno, podemos observar transmutaciones nucleares.

Es el carácter ondulatorio del neutrón en movimiento el que nos hace entender, bajo qué condiciones el neutrón puede transmutar los elementos con mayor facilidad. Así es, que tenemos que pensar en fenómenos de resonancia, si según el descubrimiento de *Fermi* los neutrones lentos son agentes ideales de la desintegración nuclear, mucho más aptos que neutrones rápidos. Para obtener neutrones lentos se expone primero polvo de berilio a la actuación de las partículas α . Entonces se transmuta el berilio en carbono según las reacciones: $\text{B}^8 + \alpha = \text{C}^{11} + \text{n}$, y $\text{Be}^9 + \alpha = \text{C}^{12} + \text{n}$. Los neutrones emitidos en ambas reacciones son rápidos pero se pueden frenar fácilmente dejándolos pasar después a través de una capa gruesa de parafina u otra substancia hidrogenada. Tales neutrones lentos dan lugar a las más diversas transmutaciones atómicas, algunas de las cuales muestra la siguiente tabla 2, tomada de «*Phys. Zeitschr.* t. 36».

TABLA 2.

$\text{Li}^6 + n = \text{He}^4 + \text{T}^3$	$\text{Mg}^{26} + n = \text{Ne}^{23} + \text{He}^4$	$\text{Cr}^{52} + n = \text{V}^{52} + \text{H}^1$
$\text{B}^{10} + n = 2\text{He}^4 + \text{T}^3$	$\text{Al}^{27} + n = \text{Na}^{24} + \text{He}^4$	$\text{Mn}^{55} + n = \text{V}^{52} + \text{He}^4$
$\text{C}^{12} + n = \text{Be}^9 + \text{He}^4$	$\text{Al}^{27} + n = \text{Mg}^{27} + \text{H}^1$	$\text{Fe}^{56} + n = \text{Mn}^{56} + \text{H}^1 + \gamma^0$
$\text{N}^{14} + n = \text{B}^{11} + \text{He}^4$	$\text{Si}^{28} + n = \text{Al}^{28} + \text{H}^1 + \gamma^0$	$\text{Co}^{59} + n = \text{Mn}^{56} + \text{He}^4$
$\text{N}^{14} + n = \text{C}^{14} + \text{H}^1$	$\text{P}^{31} + n = \text{Si}^{31} + \text{H}^1$	$\text{As}^{75} + n = \text{As}^{76}$
$\text{O}^{16} + n = \text{N}^{16} + \text{H}^1$	$\text{P}^{31} + n = \text{Al}^{28} + \text{He}^4$	$\text{Br}^{79} + n = \text{Br}^{80}$
$\text{F}^{19} + n = \text{N}^{16} + \text{He}^4$	$\text{S}^{32} + n = \text{P}^{32} + \text{H}^1$	$\text{Br}^{81} + n = \text{Br}^{82}$
$\text{Ne}^{20} + n = \text{O}^{17} + \text{He}^4$	$\text{Cl}^{35} + n = \text{P}^{32} + \text{He}^4$	$\text{Ag}^{107} + n = \text{Ag}^{108}$
$\text{Na}^{23} + n = \text{F}^{20} + \text{He}^4$	$\text{Se}^{45} + n = \text{K}^{42} + \text{He}^4$	$\text{Ag}^{109} + n = \text{Ag}^{110}$
$\text{Na}^{23} + n = \text{Ne}^{23} + \text{H}^1$	$\text{V}^{51} + n = \text{V}^{52}$	$\text{I}^{127} + n = \text{I}^{128}$
$\text{Mg}^{24} + n = \text{Na}^{24} + \text{H}^1$		

Como puede verse en esta tabla, en las transmutaciones originadas por neutrones se forman con preferencia núcleos de helio y protones. Pero en gran número de reacciones se puede observar también, que se trata exclusivamente de procesos de integración, procesos, por consiguiente, que pueden liberar grandes energías. Sea citado también como caso interesante la formación de un elemento transurano de carga nuclear 93 al bombardear uranio con neutrones lentos.

Asimismo, presenta la tabla anterior algunos ejemplos de liberación de energía en forma de rayos γ . Tal emisión de radiaciones electromagnéticas caracteriza muchos procesos de transmutaciones atómicas, incluyendo los originados no por neutrones sino también por otros corpúsculos usados en el bombardeo. Así p. ej., el litio bajo la acción de los protones emite rayos γ al desintegrarse en dos núcleos de helio: Pero en este caso, los rayos γ se componen de dos tipos de distinta energía. La mayor parte lleva una energía de 13×10^6 electrón-volts, los restantes una energía de sólo 4×10^6 electrón-volts. Un estudio profundo de este fenómeno, realizado por *Lauritsen y Crane*, demuestra que la energía de 17×10^6 electrón-volts, liberada en la transmutación del litio, puede ser aprovechada totalmente en la energía cinética de las dos partículas α disparadas en sentidos opuestos, o que también una de las partículas α recién originadas puede ser llevada en el momento de su formación a un estado de excitación correspondiente a la misma energía total. De este estado excitado vuelve la partícula α al normal en dos pasos energéticos de 4 y 13 millones de electrón-volts respectivamente. Por supuesto, que en el último caso las partículas α llevan una energía cinética bastante reducida. Si a estas dos posibilidades de una sola transmutación añadimos la emisión de protones, neutrones, positrones y electrones de otras reacciones nucleares, nos podemos formar una ligera idea sobre la complejidad de los fenómenos intranucleares que acompañan la transmutación de los elementos.

A pesar de que los neutrones lentos son aptos para producir reacciones nucleares en forma relativamente apreciable, los efectos energéticos quedan siempre bastante reducidos, ya que para la emisión de un sólo neutrón se requiere la incidencia de millares de partículas α sobre el berilio y solamente un porcentaje pequeño de los neutrones originados se aprovecha después en la desintegración. La liberación de energía verdaderamente grande se puede esperar sólo, si los neutrones se automultiplican. La posibilidad de tal automultiplicación se conoce desde el año 1939, al bombardear entonces *Hahn* uranio y torio con neutrones. Como dijimos arriba, el uranio de peso atómico 238 se transforma en este caso en un elemento transura-

nio. Pero existe un isótopo del uranio de peso atómico 235, que bajo el impacto del neutrón se desintegra en dos partes casi iguales, expulsando, al mismo tiempo, fragmentos nucleares más pequeños en forma de dos, tres y a veces hasta de cuatro neutrones más. Es decir, al iniciar la transmutación mediante un solo neutrón, obtenemos además de la energía liberada por la desintegración otros nuevos neutrones más, que a su vez transmutan los átomos vecinos del mismo isótopo de uranio. Así sigue hasta que todos los átomos inestables presentes se hayan desintegrado lo que, en vista de la rapidez de los procesos, debe ocurrir casi instantáneamente. Pero ocurre que el isótopo de peso atómico 235 se encuentra mezclado con uranio de peso atómico 238 en la concentración tan pequeña de únicamente un 0,7%. De ahí, que la mayoría de los neutrones liberados se utiliza para la integración de los átomos del uranio 238, proceso que libera bastante energía en forma de rayos γ muy duros. Pero muy pocos son los neutrones que encuentran átomos del uranio 235, manteniendo por medio de estos encuentros el proceso multiplicativo. De ahí, que para la obtención de energías muy grandes será necesario trabajar con mayores concentraciones de uranio 235, concentraciones por lo demás bien determinadas para alcanzar simultáneamente un proceso multiplicativo eficaz y, además, la síntesis de un número suficiente de átomos.

Para aumentar la concentración del isótopo más liviano del uranio se puede proceder en la forma corrientemente usada para la separación de isótopos, es decir, usando el método de las difusiones sucesivas. Pero debido a la diferencia relativamente pequeña de los pesos atómicos de ambos isótopos, este procedimiento es sumamente lento. También la separación de los isótopos al pasar a través de un campo eléctrico y magnético, método usado por *Nier*, da resultados demasiado pequeños. Pero existe la posibilidad de eliminar en parte la acción absorbente del isótopo más pesado del uranio sin sacarlo de su mezcla. Esta posibilidad se basa en el carácter ondulatorio del neutrón en movimiento. Tanto la incorporación del neutrón por el uranio 238 como la desintegración del uranio 235 son fenómenos de resonancia. Pero en el primer caso, la resonancia se produce para velocidades del neutrón superiores a las velocidades requeridas para la resonancia en el segundo caso. De ahí, que al frenar convenientemente los neutrones se puede aumentar el proceso multiplicativo, disminuyendo al mismo tiempo el proceso de la síntesis. Es decir, es posible llegar a la obtención de las energías deseadas al mezclar el uranio con hidrógeno, usando p. ej. una solución acuosa de sales de uranio, o tal vez también con deuterio.

Por supuesto, que el proceso de desintegración termina a más tardar al haberse desintegrado el último núcleo que participa en la transmutación. Sin embargo, entre los productos finales de la desintegración atómica se conocen desde el año 1934 muchos que son radioactivos. Es decir, es posible provocar una radioactividad artificial como consecuencia de los fenómenos de desintegración. Así, según *I. Curie* y *Joliot*, el boro bajo el bombardeo de rayos α se hace radioactivo, consistiendo la radiación radioactiva de positrones y siendo el tiempo de semidesintegración igual a 14 minutos. En este caso, la activación artificial del boro se basa en el empleo de partículas α , es decir, en la existencia de radiaciones radioactivas primarias y naturales. Pero es posible también producir una radioactividad totalmente artificial, al usar como proyectiles de bombardeo iones de los elementos más livianos que se aceleran en un tubo de rayos Röntgen, diseñado por *Lauritsen*, al que se aplica un voltage hasta $1,2 \times 10^6$ volts. Con tal dispositivo se alcanza producir rayos γ dotados de una intensidad no igualada por 100 gramos de radio, usando como pro-

yectil primario protones, deuterones o núcleos de helio. Por supuesto, que rayos γ tan duros tienen enormes efectos fisiológicos, por lo cual ya se están aprovechando para el uso terapéutico en los hospitales. Pero naturalmente y por la misma razón, hay que temer los efectos de la radioactividad artificial como consecuencia de desintegraciones nucleares, especialmente cuando éstas se producen en presencia de átomos de azufre o cloro, ya que ambos elementos bajo el impacto de neutrones dan origen a un radiofósforo, cuyo período de semidesintegración es de 13 días. En la tabla 3 indicamos algunos elementos activados, los procesos que originan el elemento activo, la naturaleza de la radiación radioactiva y el período de semidesintegración.

TABLA 3.

Elemento	Reacción de formación	Emisión	Período
Li^8	$\text{Li}^7 + \text{D}^2 = \text{Li}^8 + \text{H}^1$	e^-	7
C^{11}	$\text{B}^{10} + \text{D}^2 = \text{C}^{11} + n$	e^+	20 m
C^{11}	$\text{N}^{14} + \text{H}^1 = \text{C}^{11} + \alpha$	e^+	2 m
N^{13}	$\text{B}^{10} + \alpha = \text{N}^{13} + n$	e^+	14 m
O^{15}	$\text{N}^{14} + \text{D}^2 = \text{O}^{15} + n$	e^+	2 m
P^{32}	$\text{S}^{32} + n = \text{P}^{32} + \text{H}^1$	e^-	13 d
P^{32}	$\text{U}^{35} + n = \text{P}^{32} + \alpha$	e^-	13 d
V^{52}	$\text{Er}^{52} + n = \text{V}^{52} + \text{H}^1$	e^-, γ	4 m
Ge^{69}	$\text{Zn}^{66} + \alpha = \text{Ge}^{69} + n$	e^+	—
As^{76}	$\text{As}^{75} + n = \text{As}^{76}$	e^-, γ	1 d
Br^{80}	$\text{Br}^{79} + n = \text{Br}^{80}$	e^-	30 m
Br^{82}	$\text{Br}^{81} + n = \text{Br}^{82}$	e^-	6 h
Ag^{108}	$\text{Ag}^{107} + n = \text{Ag}^{108}$	e^-	20 s
Ag^{110}	$\text{Ag}^{109} + n = \text{Ag}^{110}$	e^-	2 m
I^{128}	$\text{I}^{127} + n = \text{I}^{128}$	e^-	30 m

El conocimiento de las enormes energías liberadas en algunas transmutaciones nucleares nos da también la explicación de cómo puede mantenerse la radiación ininterrumpida desde las estrellas. Todos los conceptos clásicos, como p. ej. la contracción estelar, la combustión química o la radioactividad natural, no bastan para abastecer una radiación, que ya en el caso del sol es de $3,8 \times 10^{33}$ ergs/segundo. Ahora sin embargo, podemos añadir a las energías estelares conocidas en la física clásica, como son energía electromagnética, energía de gravitación, energía cinética y energía de radiación, dos otras energías más, la energía correspondiente a las masas de las partículas elementales en reposo y la energía de ligación entre estas partículas al componer el núcleo atómico. Solamente estas dos últimas clases de energía, es decir la transformación de la materia en energía y la desintegración o integración de núcleos atómicos, son suficientes como fuente de energía estelar. Precizando más, basta con la suposición de ciertas transmutaciones atómicas para explicar las pérdidas de energía por radiación. La transformación de corpúsculos en energía, aunque observada en el laboratorio, con toda seguridad no ocurre en el interior de las estrellas como tampoco se puede usar hasta hoy en día en la técnica.

Debido a la falta de neutrones libres en el interior estelar, sólo se pueden originar reacciones nucleares a base del impacto de protones provistos de grandes energías cinéticas. De ahí, que las posibles transmutaciones nucleares dependen del

contenido en hidrógeno y del estado físico de la materia en el interior de las estrellas. Estos valores conocemos con bastante aproximación para todos los tipos espectrales y especialmente bien para el sol. En el centro solar tenemos que contar con una temperatura de 20×10^6 grados, una densidad de 76 veces la del agua, una presión de 10^{11} atmósferas y con un 35% de contenido de hidrógeno. En las otras estrellas cambian los valores del estado físico ligeramente respecto a los valores solares, mientras que la concentración del hidrógeno aumenta hasta un 80% en las estrellas más calientes.

Según estos datos, la energía cinética de los protones es más o menos igual a 3.000 electrón-volts, es decir, bastante baja para la producción de reacciones nucleares, cuya probabilidad es, por consiguiente, pequeña considerando un solo átomo. Pero debido al inmenso número de átomos presentes, en cada momento se va a realizar siempre gran número de reacciones. En la siguiente tabla 4 encontramos todas las reacciones entre protones y átomos livianos. Al lado de cada reacción se indica la vida media de los núcleos hasta que se produzca la reacción.

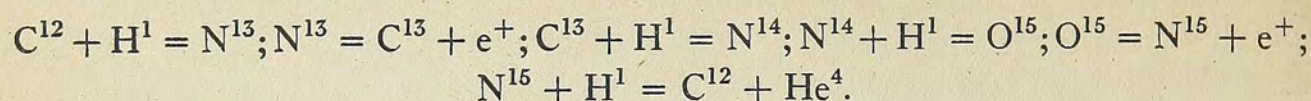
TABLA 4

Reacción	Vida media	Reacción	Vida media	Reacción	Vida media
$H^1 + H^1 = H^2 + e +$	$1,2 \times 10^{11} a$	$Be^7 + H^1 = B^8$	2.000 a	$C^{13} + H^1 = N^{14}$	$5 \times 10^4 a$
$H^2 + H^1 = He^3$	2 seg.	$Be^9 + H^1 = Li^6 + He^4$	15 m	$N^{14} + H^1 = O^{15}$	$5 \times 10^7 a$
$H^3 + H^1 = He^4$	0,2 seg.	$B^9 + H^1 = C^{10}$	5.000 a	$N^{15} + H^1 = C^{12} + He^4$	2.000 a
$He^3 + H^1 = Li^4$	1 d	$B^{10} + H^1 = C^{11}$	1.000 a	$O^{16} + H^1 = F^{17}$	$10^{12} a$
$He^4 + H^1 = Li^5$	6 d	$B^{11} + H^1 = 3He^4$	3 d	$F^{19} + H^1 = O^{16} + He^4$	$3 \times 10^7 a$
$Li^6 + H^1 = He^4 + He^3$	5 seg.	$C^{11} + H^1 = N^{12}$	$10^8 a$	$Ne^{22} + H^1 = Na^{23}$	$2 \times 10^{13} a$
$Li^7 + H^1 = 2He^4$	1 m	$C^{12} + H^1 = N^{13}$	$2,5 \times 10^6 a$	$Mg^{26} + H^1 = Al^{27}$	$10^{17} a$

Según esta tabla, la vida media de los núcleos más pesados que el nitrógeno es demasiado larga en relación a la edad estelar, que estimamos en unos 3×10^9 años término medio. Así también hay que excluir todas aquellas transmutaciones cuya vida es demasiado corta. Tales núcleos no pueden existir en el interior estelar sino en las cantidades en las cuales los producen continuamente otras reacciones nucleares. De ahí que para el mantenimiento de la energía estelar no pueden usarse otras transmutaciones nucleares, sino las del hidrógeno, carbono, nitrógeno y oxígeno.

Basándose en estos hechos se pueden indicar dos series de reacciones nucleares, encontradas por *von Weizsacker*, *Gamow* y *Bethe*, que están de acuerdo con los modelos estelares y con las energías irradiadas que observamos. En la primera reaccionan dos protones entre sí formando deuterio bajo la emisión de un positrón. El deuterio reacciona en seguida con otro protón conduciendo al isótopo de helio de peso atómico 3. Por fin, este isótopo se apodera de otro protón, para lo cual tiene varias posibilidades, llegando a formar helio de peso atómico 4. Es decir, en resu-

men se integran 4 protones en un proceso nuclear en cadena. La segunda serie posible se basa igualmente en un proceso en cadena. Este proceso abarca las siguientes reacciones:



El balance final muestra, que el C^{12} regenera completamente y que se forma helio por la síntesis de 4 protones. De ahí, que la energía liberada es igual al déficit de masa del helio. El carbono sirve exclusivamente de catalizador.

Como vemos, la energía atómica es la que abastece las radiaciones estelares. Y si hoy en día podemos hacer uso técnico de esta misma energía sólo es posible gracias al progreso de nuestros conocimientos sobre la constitución del átomo, en especial a la interpretación que la mecánica ondulatoria ha dado al modelo atómico. Además, el «éxito» obtenido en la aplicación práctica de los procesos nucleares comprueba la exactitud de nuestros actuales conceptos sobre tales procesos. En esta comprobación, en el significado que tiene para la ciencia, está, a mi parecer, el único lado positivo de la bomba atómica.
