

ROZDZIAŁ II

REAKCJE JĄDROWE

A. Uwagi ogólne.

Przez «reakcję jądrową» rozumiemy zjawisko, w którym jądro trafione przez stosowny pocisk (cząstkę materialną lub foton) ulega przemianie połączonej z emisją cząstki naładowanej, neutronu lub fotonu. Zgodnie z dzisiejszymi poglądami na budowę jądra zaliczamy również do reakcyj jądrowych przypadek, gdy jądro wysyła cząstkę tego samego rodzaju, co cząstka trafiająca jądro, tj. przypadek sprężystego lub niesprężystego rozproszenia nadbiegających cząstek. W celu spowodowania reakcyj jądrowych posługujemy się cząstkami α , protonami, deuteronami, neutronami oraz fotonami o bardzo wielkiej energii. Źródła tych pocisków są to bądź pierwiastki promieniotwórcze, bądź generatory opisane w poprzednim rozdziale. Te «sztuczne źródła» są bez porównania potężniejsze od naturalnych w tym znaczeniu, że dostarczają znacznie większej liczby cząstek bombardujących; ponadto w przyrządach dzisiaj używanych energia indywidualnych cząstek dorównywa, a nawet niekiedy przewyższa energię cząstek α . Należy rozróżniać pociski dostarczane bezpośrednio przez wymienione źródła oraz pociski powstające w reakcjach jądrowych, transformujących niejako cząstki pierwotne. Źródła promieniotwórcze dostarczają bezpośrednio cząstek α o energii równej co najwyżej $8,6 \cdot 10^6$ ew (ThC') oraz fotonów γ o energii nie przewyższającej $2,6 \cdot 10^6$ ew (ThC''). Przyrządy używane obecnie do przyspieszania cząstek dostarczają protonów o maksymalnej energii $4 \cdot 10^6$ ew, deuteronów o energii $5,5 \cdot 10^6$ ew i cząstek α o energii $11 \cdot 10^6$ ew. Przyrządy obecnie budowane pozwolą niewątpliwie przekroczyć te wartości. Pociski otrzymywane drogą pośrednią są to neutrony lub fotony o bardzo wielkiej energii. Źródła naturalne dostarczają neutronów o maksymalnej energii $14 \cdot 10^6$ ew, ich średnia energia wynosi jednak zaledwie kilka milionów ew. Te szybkie neutrony powstają w berylu bombardowanym cząstkami α . Ponadto działanie promieni γ RaC i ThC'' na beryl dostarcza neutronów powolnych o energii rzędu wielkości 10^6 ew. Bez porównania potężniejsze źródła neutronów otrzymujemy drogą działania deuteronów na niektóre lekkie pierwiastki, mianowicie na deuterium (reakcja ${}^2D + {}^2D = {}^3He + {}^1n$,

energia zbliżona do 2,5 *Mew*, w przypadku deuteronów o energii 0,5 *Mew*), na lit (reakcja ${}^7\text{Li} + {}^2\text{D} = {}^8\text{Be} + {}^1\text{n}$, maksymalna energia równa 17 *Mew*, w przypadku deuteronów o energii ok. 4 *Mew*) oraz na beryl (${}^9\text{Be} + {}^2\text{D} = {}^{10}\text{B} + {}^1\text{n}$, energia równa 8.10⁶ *ew*). O ile chodzi o promienie γ wielkiej energii, to promienie tego rodzaju powstają pod działaniem promieni α na beryl (5.10⁶ *ew*), natężenie ich jest jednak niewystarczające do doświadczeń transmutacyjnych. Natomiast otrzymujemy promienie odpowiednie dla doświadczeń tego rodzaju bombardując protonami lit (${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} = {}^8\text{Be} + h\nu$, energia 17.10⁶ *ew*), beryl (${}^9\text{Be} + {}^1\text{H} = {}^{10}\text{B} + h\nu$, energia 6.10⁶ *ew*) oraz bor (${}^{11}\text{B} + {}^1\text{H} = {}^{12}\text{C} + h\nu$, energia 14.5.10⁶ *ew*).

W celu oznaczania w dogodny sposób reakcyj spowodowanych przez te cząstki oznaczamy «pociski» oraz cząstki wysyłane wtórnie literami *p* — proton, *n* — neutron, *d* — deutron, *a* — cząstka α oraz γ — foton, i charakteryzujemy reakcję jądrową nawiasem zawierającym te litery, z których pierwsza stosuje się do cząstki padającej, druga do cząstki wysyłanej. Tak np. (*n*, γ), oznacza, że neutron został pochłonięty, foton zaś wysłany. Podobnie (*d*, *p*) oznacza, że deutron został schwytyany powodując emisję protonu.

Sposób badania tych reakcyj bywa różny w zależności od tego czy w reakcji powstaje jądro trwałe, czy nietrwałe. W pierwszym przypadku rozpoznajemy wysyłaną cząstkę oraz badamy jej energię i tor za pomocą komory *Wilsona* lub wzmacniacza proporcjonalnego. Emisja fotonu może być wyznaczona drogą badania elektronów *Comptona* lub par (elektronu oraz pozytonu) powstających wskutek materializacji. Jest rzeczą oczywistą, że te metody mogą być stosowane również w przypadku, gdy utworzone jądro jest nietrwałe. Jest jednak wówczas rzeczą bez porównania dogodniejszą badać wydajność i istotę reakcji jądrowej w inny sposób, mianowicie drogą pomiarów promieniotwórczości utworzonego pierwiastka i rozpoznawania jego typu chemicznego za pomocą stosowanych reakcyj. Należy zaznaczyć, że źródła sztuczne, a zwłaszcza cyklotron, pozwalają otrzymywać nowe radiopierwiastki w ilości porównywalnej z ilością radiopierwiastków naturalnych. Badanie sztucznej promieniotwórczości posiada zresztą wielką doniosłość nie tylko z punktu widzenia reakcyj jądrowych, w których ta promieniotwórczość powstaje; jest to ponadto nowa i rozległa dziedzina nauki o promieniotwórczości czystej i stosowanej. Tymi zagadnieniami zajmiemy się w jednym z późniejszych rozdziałów. W tym zaś rozdziale będzie mowa tylko o reakcjach jądrowych. Ze względu na różnorodność zjawisk tego rodzaju wiadomości nasze o tej dziedzinie nie są jeszcze całkowicie usystematyzowane. Możemy jednak już obecnie sformułować kilka praw o charakterze ogólnym.

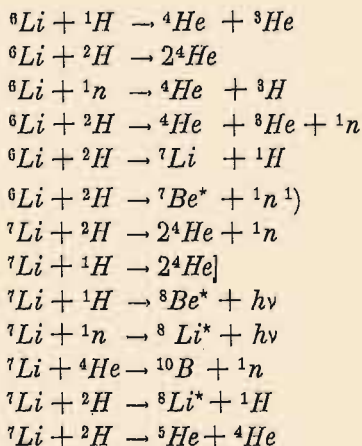
Jako prawo podstawowe wymienimy zasadę zachowania energii w postaci zasady równoważności *Einsteina*: $\Delta E + \Delta Mc^2 = 0$. W celu sprawdzenia tej zasady dokonano licznych i bardzo dokładnych pomiarów energii wydzielonej lub pochłoniętej w reakcjach jądrowych. Pomiaru te

polegają na tym, że porównywa się energię kinetyczną cząstki wywołującej reakcję (lub energię kwantową fotonów) z sumą energii kinetycznych produktów reakcji (do której w razie emisji fotonu należy doliczyć energię tego ostatniego). Energia odpowiadająca stanowi początkowemu jest na ogół znana zarówno w przypadku, gdy mamy do czynienia z substancją promieniotwórczą jako źródłem pocisków, jak i wówczas, gdy tym źródłem jest przyrząd wytwarzający przyśpieszenia i dostarczający cząstek o określonej energii. Jeżeli jednak cząstki powstają w następstwie zjawiska wtórnego (neutrony lub fotony o bardzo wielkiej energii), to do obliczenia ich energii musimy się posługiwać zasadą równoważności; jest przeto rzeczą oczywistą, że reakcje spowodowane przez te cząstki nie mogą służyć do sprawdzenia wymienionej zasady. Co się tyczy energii kinetycznej, to jej wyznaczenie jest stosunkowo łatwe w przypadku emisji naładowanej cząstki materialnej. Mierzymy zasięg tej cząstki w komorze *Wilsona* lub za pomocą komory jonizacyjnej, połączonej ze wzmacniaczem proporcjonalnym; na tej podstawie wyliczamy jej energię kinetyczną w chwili emisji i następnie posługujemy się zasadą zachowania pędu dla wyliczenia energii jądra powstającego w reakcji. Równania potrzebne do wykonania tego rachunku są podane w dziele p. *Curie* na str. 256. Dla wykonania rachunku konieczna jest znajomość natury cząstki, gdyż związek między zasięgiem i energią jest różny w przypadku różnych cząstek. Związek ten wyraża się ogólnie wzorem postaci $R = m \cdot f(v) / z^2 e^2$, gdzie R jest to zasięg, m — masa, ze — ładunek, v — prędkość cząstki. Widzimy zatem, że w przypadku trzech rodzajów cząstek najczęściej obserwowanych, mianowicie p , d i α , zasięgi cząstek p i α odpowiadające danej prędkości są równe, natomiast zasięg deuteronu tej samej prędkości jest dwa razy większy. Ponieważ funkcja $f(v)$ jest, przynajmniej w ograniczonym zakresie (i w grubym przybliżeniu), proporcjonalna do sześcianu prędkości, przeto możemy powiedzieć, że prędkości v odpowiadające danej długości zasięgu pozostają do siebie w stosunku $1:2^{-1/3}:1$ w przypadku trzech wymienionych cząstek, energie zaś w stosunku $1:2^{1/3}:4 \approx 1:1,22:4$. W celu rozpoznania natury cząstki w sposób zupełnie niewątpliwy należałoby dokonać pomiaru odchylenia elektrycznego lub magnetycznego (co zresztą daje tylko e/m); doświadczenie tego rodzaju jest jednak możliwe tylko w wyjątkowych warunkach i najczęściej rozróżniamy cząstki na podstawie wytworzonej przez nie jonizacji: mianowicie jonizacja właściwa, odpowiadająca danej długości zasięgu pozostałego, jest cztery razy większa w przypadku cząstek α niż protonów, oraz 3 razy większa niż deuteronów. W celu zmierzenia tej jonizacji posługujemy się płytką komorą jonizacyjną lub niekiedy dwiema komorami, stanowiącymi układ różnicowy.

Opisane metody pozwoliły stwierdzić, że zasada równoważności sprawdza się z wielką dokładnością w przypadku, gdy masy atomowe cząstek biorących udział w reakcji są dokładnie znane. Jest rzeczą wysoce inte-

resującą, że rozbieżności pomiędzy teorią i doświadczeniem, ujawnione w niektórych reakcjach jądrowych (w przypadku berylu i boru), dały pobudkę do dokładniejszego wyznaczenia mas atomowych. Po dokonaniu tej rewizji zgodność z doświadczeniem została całkowicie przywrócona. Sprawą tą będziemy się jeszcze zajmowali w jednym z dalszych ustępów.

Inny uderzający rys reakcyj jądrowych polega na ich niezmiernie wielkiej obfitości. Gdy 20 lat temu sądzono, że jądro jest niedostępne dla wszelkich sposobów działania, obecnie po odkryciu odpowiednich metod doświadczalnych stwierdzamy, że jądra są bardzo podatne dla najróżnorodniejszych reakcyj. Ta różnorodność występuje w sposób jaskrawy zwłaszcza w przypadku lekkich pierwiastków, których przemiany zostały zbadane z największą starannością. Jako przykład wymienimy reakcje będące następstwem zderzeń między pociskami jądrowymi i jądrami litu:



Można by powiedzieć, że spotykane są wszystkie reakcje zgodne z zasadą zachowania energii i tylko ich wydajność bywa mniejsza lub większa. Istnieją jednak niektóre ograniczenia analogiczne do optycznych reguł wyboru. Ponadto należy zaznaczyć, że cząstki naładowane nie mogą opuszczać jądra w dostrzegalnej ilości, jeżeli ich energia nie jest porównywalna z wysokością bariery potencjału.

Wreszcie trzecia uwaga dotyczy roli liczby atomowej przeobrażanego jądra. Jak wiemy, w przypadku cząstek α pochodzenia naturalnego nie otrzymujemy żadnych wyników z pierwiastkami położonymi poza wapniem²⁾. Natomiast za pomocą sztucznych pocisków zdołano zrealizować

¹⁾ Gwiazdki oznaczają jądra niestrawne.

²⁾ W ostatnich czasach zdołano znacznie rozszerzyć zakres działania naturalnych cząstek α , gdyż zaobserwowano transmutacje tytanu, skandu i cynku pod działaniem cząstek α ThC'.

transmutację zarówno najcięższych jak i najlżejszych pierwiastków. Możliwość działania na ciężkie jądra tłumaczy się łatwo w przypadku, gdy jako pocisków używamy neutronów, cząstek, które nie napotykają przeszkody w postaci bariery potencjału, postępy zaś osiągnięte w przypadku protonów, deutronów i cząstek α należy przypisać z jednej strony bardzo wielkiemu natężeniu promieniowania otrzymywanego za pomocą sztucznych źródeł (źródła używane obecnie są równoważne pod względem liczby neutronów i cząstek α ilości radu rzędu 1 kg), z drugiej zaś strony temu, że zdołano osiągnąć energie cząstek przewyższające energię naturalnych cząstek α . Zapewne nie jesteśmy zbyt oddaleni w fizyce jądrowej od sytuacji, która istnieje od dawna w innych gałęziach fizyki, np. w badaniu zjawisk magnetycznych; wiemy przecież, że naturalne źródła magnetyzmu odgrywają znikomą zupełnie rolę wobec pól magnetycznych otrzymywanych sposobami technicznymi.

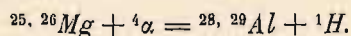
Jest rzeczą użyteczną podzielić reakcje jądrowe na trzy grupy: 1) reakcje spowodowane przez naładowane cząstki, 2) reakcje spowodowane przez neutrony, 3) reakcje pochodzące od promieni γ . Zgodnie z uwagą uczynioną poprzednio, zajmiemy się również zjawiskami rozproszenia, tj. zjawiskami, w których cząstka wysyłana jest identyczna co do natury z cząstką pierwotną. Ponadto w ustępie poświęconym neutronom, zajmiemy się nie tylko charakterystycznymi reakcjami neutronowymi, lecz również bardzo interesującymi własnościami «gazu neutronowego», które znamy głównie dzięki pracom *Fermi*'ego i jego współpracowników.

B. Reakcje cząstek naładowanych.

1. *Cząstki α* . Jak wiadomo, pierwsze pomyślnie próby transmutacji zostały dokonane za pomocą promieni α . Wyniki te stanowią podstawę współczesnej fizyki jądrowej. W r. 1919 (*Promieniotwórczość*, str. 306), *Rutherford* stwierdził, że jądra niektórych lekkich pierwiastków bombardowanych cząstkami α wysyłają protony. Cząstka α łączy się z trafionym jądrem. W r. 1934 małżonkowie *Joliot-Curie* (*Promieniotwórczość*, str. 318), dokonali doniosłego odkrycia sztucznej promieniotwórczości i dali początek nowej bardzo rozległej dziedzinie badań. Sztuczna promieniotwórczość wzbudzona działaniem cząstek α jest również następstwem przyłączenia cząstki α do jądra; syntezie tej towarzyszy jednak najczęściej emisja neutronu, nie zaś protonu. W ostatnich czasach zasób wiadomości o reakcjach cząstek α został znacznie rozszerzony. Z jednej strony stwierdzono, że naturalne cząstki α wzbudzają sztuczną promieniotwórczość w całym szeregu lekkich pierwiastków, z drugiej strony stosując cząstki α o wielkiej energii otrzymywane za pomocą cyklotronu zdołano zrealizować transmutację ciężkich jąder. Najczęściej badamy te transmutacje nowego typu, posługując się promieniotwór-

czością pierwiastków powstających w tych reakcjach. Ponieważ jest rzeczą wskazaną rozpatrywać radiopierwiastki powstające pod działaniem promieni α obok radiopierwiastków wytwarzanych innymi sposobami, przeto w tym ustępie ograniczymy się do następujących uwag:

a) W dziedzinie lekkich pierwiastków sztuczna promieniotwórczość jest prawie zawsze następstwem reakcji (α, n) . Okoliczność ta tłumaczy się tym, że pierwiastki ulegające przemianę tego typu posiadają najczęściej nieparzysty ciężar atomowy i nieparzystą liczbę atomową, i wskutek tego reakcja (α, n) daje w wyniku pierwiastek o nieparzystym Z i parzystym A . Otóż poza azotem pierwiastki tego typu są zawsze nietrwałe, muszą być zatem promieniotwórcze; przemiana promieniotwórcza musi być związana z emisją pozytonów, gdyż utrata neutronu sprawia, że w utworzonym jądrze powstaje nadmiar względnej liczby protonów. Jedyny znany przypadek, w którym promieniotwórczość wynika z reakcji (α, p) , jest to przypadek magnezu, a zatem pierwiastka parzystego. Reakcje są następujące:



Obie powstające odmiany glinu są β promieniotwórcze, tj. wysyłają elektrony.

b) Reakcja (α, n) została zaobserwowana w przypadku wszystkich pierwiastków, o których wiadano dawniej, że wysyłają protony pod działaniem cząstek α , z wyjątkiem krzemu i siarki, z których mogłyby powstawać radiopierwiastki ^{31}S i ^{35}A , a które tej reakcji nie dają.

c) Reakcja (α, p) odznacza się na ogół znacznie większą wydajnością niż reakcja (α, n) . Ta ostatnia zachodzi tylko w przypadku, gdy energia cząstek α jest dostatecznie wielka; np. dla spowodowania przemiany N na radiopierwiastek należy rozporządzać energią cząstek α zbliżoną do $7 \cdot 10^6$ ew. Ta różnica działania wynika stąd, że reakcja (α, n) pochłania więcej energii niż (α, p) ; w istocie masa neutronu jest większa od masy protonu, ponadto zaś znaczna część energii dostarczonej jądrze musi być niejako przechowana jako źródło energii następującej później przemiany promieniotwórczej. Wysokość bariery potencjału nie odgrywa w tym przypadku roli decydującej, o ile energia cząstek α jest dostatecznie wielka.

d) Badając wydajność reakcji (α, n) , tj. ilość utworzonego radiopierwiastka w zależności od energii kinetycznej cząstek α , stwierdzamy istnienie poziomów rezonansowych, których położenie jest dokładnie takie samo jak w przypadku reakcji (α, p) dotyczącej badanego pierwiastka. Ponadto stwierdzamy, że całkowita liczba przemian jądrowych, tj. suma liczb protonów oraz neutronów wysyłanych przez jądra trafione cząstkami α , jest w przybliżeniu niezależna od energii cząstek α . Teoria Bohra tłumaczy te fakty w następujący sposób: cząstka α zostaje najpierw schwytana tworząc tzw. *jądro złożone*; to jądro rozpada się na-

stepnie wysyłając bądź proton, bądź neutron. Obserwowane poziomy są w obu przypadkach identyczne, gdyż reprezentują wzbudzone stany jądra złożonego.

e) Powyższe uwagi stosują się tylko do pierwiastków położonych poza azotem. Izotopy wodoru i helu nie ulegają przemianom pod działaniem cząstek α ¹⁾. W przypadku ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ i ${}^{11}\text{B}$ reakcja (α, n) daje pierwiastki trwałe: ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{14}\text{N}$. Natomiast izotop ${}^{10}\text{B}$ zachowuje się podobnie do pierwiastków cięższych, gdyż powstaje z niego radiopierwiastek ${}^{13}\text{N}$, jeden z trzech radiopierwiastków odkrytych w podstawowych pracach małżonków Joliot-Curie. Reakcja berylu wyróżnia się wyjątkowo wysoką wydajnością i jest stale używana w laboratoriach w celu otrzymywania neutronów. Najdogodniejsze «naturalne» źródło neutronów stanowi mieszanina drobno sproszkowanego berylu oraz soli radowej, zawarta w szczelnej rurce szklanej lub platynowej. W mieszaninie tego rodzaju wytwarzanie neutronów zachodzi pod działaniem wszystkich czterech grup promieni α . Dla otrzymywania neutronów można również posługiwać się radonem. W tym celu ekstrahuje się z roztworu w prawidłowych odstępach czasu radon, który po oczyszczeniu bywa wprowadzany do rurek szklanych, napełnionych sproszkowanym berylem i zaopatrzonych w przewężenia służące do odlutowania rurki. Zgodnie z najnowszymi oznaczeniami, źródła tego ostatniego typu dostarczają około 20000 neutronów na sekundę i na 1 milicurie radonu.

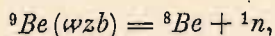
Reakcja (α, n) w berylu została zbadana w sposób bardzo szczegółowy. Jeżeli energia E_α cząstek α nie jest zbyt wielka, mianowicie jeżeli nie przekracza $5 \cdot 10^6$ ew (przypadek *Po*), to zachodzi tylko ta reakcja. Jej końcowy produkt jest to ${}^{12}\text{C}$; z wartości mas atomowych wynika, że maksymalna energia neutronów *odniesiona do środka masy* układu utworzonego z cząstki α i jądra berylu powinna wynosić $\frac{12}{13} (5,8 \cdot 10^6 \text{ ew} + E'_\alpha)$, gdzie E'_α jest to *rozporządzalna* energia cząstek α , tj. energia odniesiona do tego samego środka masy; mamy przy tym $E'_\alpha = 9/13 E_\alpha$.

Analizując «widmo neutronowe» źródła ($\text{Be} + \text{Ra}$) za pomocą jonizacji wytworzonej przez odskok protonów w komorze połączonej ze wzmacniaczem proporcjonalnym, stwierdzamy, że te najszybsze neutrony występują w niewielkiej liczbie; natomiast wykrywamy kilka grup neutronów o mniejszej energii; emisja tych grup jest następstwem powstawania ${}^{12}\text{C}$ w stanie wzbudzonym i pozostaje w ścisłym związku z promieniowaniem γ berylu, którego badanie doprowadziło, jak wiadomo, do odkrycia neutronu.

Jeżeli energia cząstek α jest dostatecznie wielka, to zachodzi inna, bardziej skomplikowana reakcja; jądro «złożone» ${}^{13}\text{C}$ (zakładamy mianowicie zgodnie z poglądami *Bohra*, że pierwszy etap reakcji jest to

¹⁾ W ostatnich czasach Joliot i Kowarski stwierdzili powstawanie *trwałego* jądra ${}^6\text{He}$ pod działaniem cząstek α polonu na ciężki wodór.

${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} = {}^{13}\text{C}$) powstaje w stanie bardzo silnie wzbudzonym, wskutek czego zachodzi możliwość rozproszenia niesprężystego, polegającego na tym, że jądro wysyła cząstkę α , której energia, jakkolwiek znacznie mniejsza od pierwotnej, wystarcza w zupełności do przekroczenia bariery potencjału. W tych warunkach powstaje z powrotem jądro ${}^9\text{Be}$, wbudzone stosunkowo nieznacznie resztą energii pozostałą po zjawisku rozproszenia niesprężystego. To jądro rozpada się natychmiast w sposób następujący:



ponieważ zaś jądro ${}^8\text{Be}$ jest nietrwałe, przeto rozpada się na dwie cząstki α .

Całość reakcji możemy opisać symbolicznie jako $(\alpha, 2\alpha + n)$ lub wyrażniej



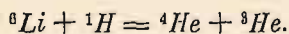
W przypadku szybkich cząstek α ta reakcja zachodzi bardzo obficie i dostarcza neutronów o małej energii (1.10^6 eV), występujących w wielkiej ilości w promieniowaniu źródeł $(\text{Be} + \text{Rn})$ lub $(\text{Be} + \text{Ra})$.

f) W przypadku ciężkich pierwiastków reakcja (α, n) jest spotykana częściej niż (α, p) , co należy przypisać coraz to większej roli bariery potencjału, przeciwstawiającej się emisji protonów.

2. *Protony i deuterony*. Jakkolwiek reakcje spowodowane przez deuterony różnią się w charakterze od reakcyj wywołanych przez protony, to jednak jest rzeczą pożyteczną opisać działania obu rodzajów cząstek w tym samym ustępie. W istocie te cząstki są używane najczęściej w przyrządach wytwarzających pociski jądrowe i służą bądź jako źródła działania bezpośredniego, bądź też jako źródła promieniowań wtórnych (neutrony, promienie γ), wywołujących, rzecz prosta, zupełnie inne zjawiska. Reakcje spowodowane bezpośrednio przez protony i deuterony zostały zbadane w niektórych przypadkach w sposób szczegółowy i bardzo dokładny, i dostarczyły wyników pierwszorzędного znaczenia dla fizyki jądrowej. Najważniejsze z tych wyników dotyczą odkrycia niektórych trwałych izotopów poprzednio nieznanymi, doświadczalnego sprawdzenia prawa równoważności *Einsteina*, wreszcie rewizji ciężarów atomowych lekkich pierwiastków. W pierwszych doświadczeniach transmutacyjnych, opartych na działaniu aparatów wysokiego napięcia, wykonanych w roku 1932 posługiwano się protonami, gdyż ciężki wodór był wówczas jeszcze nieznanym. Po transmutacji litu dokonanej przez *Cockcrofta* i *Waltona* nastąpiło natychmiast badanie innych pierwiastków, spośród których otrzymano wyniki dodatnie z berylem, borem i fluorem, natomiast środki techniczne, którymi rozporządzali ci badacze, nie wystarczały do osiągnięcia przemiany pierwiastków położonych poza fluorem. Ten stan rzeczy zmienił się zasadniczo z chwilą odkrycia deuterium i zbudowania cyklotronu; okazało się bowiem, że deuterony przyspieszone za pomocą cyklotronu są znacznie skuteczniejszym czyn-

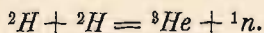
nikiem przemiany niż protony; obok neutronów są to obecnie cząstki, których działaniu zawdzięczamy największą liczbę znanych reakcji jądrowych. W tym ustępie zajmujemy się głównie reakcjami lekkich pierwiastków. Jakkolwiek te reakcje są na ogół bardzo skomplikowane, wszelako zdołano zanalizować je szczegółowo za pomocą komory *Wilsona* i wzmacniacza proporcjonalnego. Trudność rozwikłania otrzymywanych wyników jest szczególnie wielka w przypadku, gdy bombardowany pierwiastek składa się z kilku izotopów, których względna zawartość jest tego samego rzędu wielkości (np. lit i bor). W celu przypisania obserwowanych zjawisk oddzielnym izotopom posługujemy się zazwyczaj rozumowaniami opartymi na znajomości ciężarów atomowych i bilansów energetycznych; te wnioski mogły być sprawdzone w przypadku litu, gdyż za pomocą spektrografu mas zdołano rozdzielić izotopy ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$. Ilości rozdzielone były niezmiernie małe, a jednak wystarczające do doświadczeń transmutacyjnych. Najważniejsza reakcja, mianowicie powstawanie cząstek α pod działaniem protonów na ${}^7\text{Li}$, oraz deuteronów na ${}^6\text{Li}$, została opisana w książce pani *Curie* (str. 380). Ta ostatnia reakcja wydzielą znacznie więcej energii — co pozostaje w związku ze znacznym nadmiarem masy atomowej deuteronu — i prowadzi do emisji dwóch cząstek α wybiegających w przeciwnych kierunkach. Cząstka α wyrzucona pod prostym kątem do kierunku deuteronów posiada zasięg o długości 12,7 cm; wyliczamy, że wydzielona energia wynosi $22,07 \cdot 10^6$ ew.

Nowe rodzaje jąder. Bombardując protonami ${}^6\text{Li}$ otrzymujemy cząstki o zasięgach 11 mm i 6 mm. Mamy zatem do czynienia ze zjawiskiem, w którym wyzwala się bardzo mała ilość energii, co świadczy o powstawaniu jąder o wielkim nadmiarze masy. W istocie zachodzi tu reakcja



Mamy zatem do czynienia z nieznanym dotąd izotopem helu; ponieważ wydzielona energia wynosi tylko $3,72 \cdot 10^6$ ew, znajdujemy, że masa ${}^3\text{He}$ powinna wynosić: $6,01686 + 1,0081 - (0,00107 \cdot 3,727 + 4,00389) = 3,017^1$. Nowy izotop helu jest szczególnie interesujący z tego powodu, że jądro ${}^3\text{He}$ posiada więcej protonów niż neutronów. Można by zatem przypuszczać, że to jądro jest nietrwałe; nie zdołano jednak dotąd otrzymać żadnej wskazówki świadczącej o nietrwałości tego izotopu.

Istnienie ${}^3\text{He}$ wynika również z doświadczeń *Rutherforda*, *Kinsleya* i *Oliphanta* dotyczących bombardowania związków deuterium, np. ND_4Cl , deuteronami o niezbyt wielkiej energii. Bombardowane ciało staje się w tych warunkach obfitym źródłem neutronów, których energia (mierzona za pomocą odskoku protonów) jest zbliżona do $2,58 \cdot 10^6$ ew (jeżeli deuterony posiadają energię $0,5 \cdot 10^6$ ew). Prawdopodobny przebieg reakcji jest następujący



¹⁾ Por. tabl. 1 Uzupełnień.

Jeżeli Q jest to wydzielona energia (w milionach elektronowoltów), możemy wyliczyć masę ${}^3\text{He}$ za pomocą następującego wzoru

$${}^3\text{He} = 2{}^2\text{H} - {}^1\text{n} - 1,07 \cdot 10^{-3} Q.$$

Ponieważ jest to reakcja typowa i dosyć ważna, przeto podamy szczegółowo sposób obliczenia.

Niech będzie E energia neutronu wybiegającego pod prostym kątem do kierunku deuteronów o energii E_0 . Niechaj M_1 , M_2 , M_3 , v_1 , v_2 , v_3 będą masy i prędkości deuteronu, jądra ${}^3\text{He}$ oraz neutronu, wreszcie θ — kąt pomiędzy kierunkiem ruchu jądra i neutronu. Mamy

$$M_2 v_2 \cos \theta = M_1 v_1 \text{ (składowa pędu } {}^3\text{He w kierunku ruchu deuteronu),}$$

$$M_2 v_2 \sin \theta = M_3 v_3 \text{ (składowa prostopadła do kierunku deuteronu).}$$

$$\text{stad: } M_2^2 v_2^2 = M_3^2 v_3^2 + M_1^2 v_1^2,$$

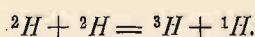
$$2M_2 [M_2 v_2^2/2] = 2M_3 [M_3 v_3^2/2] + 2M_1 [M_1 v_1^2/2] = 2M_3 E + 2M_1 E_0;$$

dalej wyliczamy

$$Q = M_2 v_2^2/2 + E - E_0 = [M_3/M_2 + 1] E + [M_1/M_2 - 1] E_0 = 4E/3 - E_0/3.$$

Doświadczalnie znaleziono $E = 2,53 \text{ Mew}$ przy $E_0 = 0,5 \text{ Mew}$. Mamy zatem $Q = 3,37 - 0,17 = 3,2 \text{ Mew}$. Kładąc ${}^2\text{H} = 2,0147$, $n = 1,009$ otrzymujemy ${}^3\text{He} = 4,0294 - 1,009 - 0,00342 = 3,0171$. Ta wartość zgadza się bardzo dobrze z wartością uzyskaną na podstawie reakcji poprzedniej.

Działanie deuteronów na deuterium jest godne uwagi również z tego powodu, że prowadzi do powstawania jeszcze innego trwałego izotopu, mianowicie izotopu wodoru o masie 3. W istocie bombardowane preparaty wysyłają oprócz neutronów protony o zasięgu 14,3 cm. Protony te należy przypisać reakcji



Jest rzeczą bardzo interesującą, że energia protonów przewyższa tylko nieznacznie energię neutronu, masa ${}^3\text{H}$ jest zatem nieomal dokładnie równa masie ${}^3\text{He}$. Znaczenie odkrycia ${}^3\text{H}$ i ${}^3\text{He}$ polega na tym, że te izotopy wypełniają lukę pomiędzy ${}^2\text{H}$ i ${}^4\text{He}$. Sposób powstawania i warunki trwałości tych postaci «pośrednich» mają wielkie znaczenie dla teorii kolejnej syntezy pierwiastków drogą łączenia się protonów i neutronów. Dokładna znajomość mas ${}^3\text{H}$ i ${}^3\text{He}$ pozwala porównywać z doświadczeniem różne hipotezy dotyczące jądrowych sił spójności. W przeciwieństwie do ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ posiada budowę normalną, tj. nadmiar neutronów; można było przeto przypuszczać, że ten izotop istnieje co najmniej w postaci śladów w zwykłym wodorze, a zatem w stosunkowo większej zawartości w deuterium. Wszelako próby frakcjonowania 43,4 kg ciężkiej wody, przedsięwzięte z inicjatywy *Rutherforda* przez Norske Hydroelektrisk Kvaelfaktilienselskab, nie dały żadnych dodatnich wyników.

Inne izotopy, wypełniające luki w zbiorze izotopów dotąd znanych

i powstające w różnych reakcjach spowodowanych przez protony i deuterony, są to ${}^5\text{He}$ i ${}^8\text{Be}$. Pierwszy z tych izotopów odkryty w ostatnich czasach przez *Joliotę* i *Kowarskiego*, powstaje drogą działania cząstek α polonu na ciężki wodór. Istnienie ${}^8\text{Be}$ jako «jądra złożonego» w znaczeniu teorii *Bohry* odgrywa wielką rolę w reakcjach ${}^7\text{Li} + \text{H}$ i ${}^6\text{Li} + \text{H}$. ${}^8\text{Be}$ powstaje wówczas w stanie silnie wzbudzonym i rozszczepia się na dwie cząstki α o wielkiej energii. Istnieje jednak inna ważna reakcja, w której ${}^8\text{Be}$ może powstawać w stanie normalnym. Jest to reakcja ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} = {}^8\text{Be} + h\nu$, wydzielająca energię w postaci emisji fotonów o energii 17 *Mew* i posiadająca typowe cechy reakcji rezonansowej, gdyż występuje tylko wtedy, gdy energia protonu przekracza pewną wartość krytyczną. Okoliczność, że jądro zamiast rozłożyć się na dwie cząstki α wysyła foton, należy przypisać pewnym szczególnym wartościom spinu oraz momentu obrotowego tego jądra. Masa ${}^8\text{Be}$ obliczona na podstawie wymienionej energii kwantowej oraz na podstawie innych reakcji jest równa 8,0079, tj. tylko bardzo nieznacznie większa od sumy mas dwóch cząstek α . Z tego wynika, że ${}^8\text{Be}$ musi być samorzutnie promieniotwórczy i wysyłać cząstki α , których energia jest zresztą niedostrzegalnie mała. Pomimo to jednak okres tego radiopierwiastka powinien być niezmiernie krótki (zapewne mniejszy od 10^{-13} sek), gdyż bariera potencjału berylu posiada niewielką wysokość ($3,9 \cdot 10^6$ ew). Chociaż jądro ${}^8\text{Be}$ jest to forma wybitnie nietrwała, jednakże zachowuje się w licznych reakcjach jądrowych jako cząstka posiadająca dobrze określoną masę. ${}^8\text{Be}$ odgrywa zwłaszcza rolę w tzw. reakcjach wielocząstkowych, którymi zajmujemy się w następnym paragrafie.

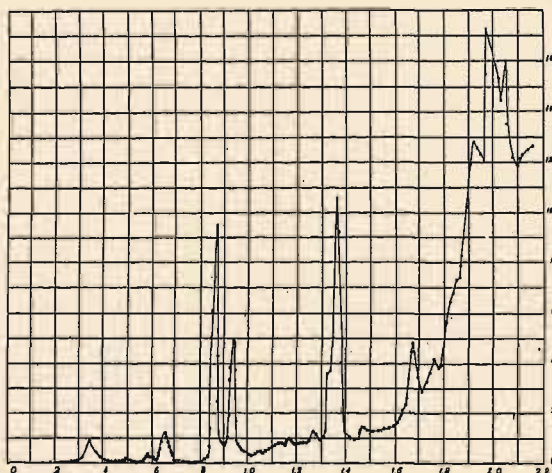
Reakcje wielocząstkowe. Jak wiemy, najprostsze reakcje jądrowe charakteryzują się emisją jednej lub kilku grup izokinetycznych (np. protonów w reakcjach (α, p) , opisanych w książce p. *Curie*, str. 366 i 398). Jeżeli natomiast trafione jądro dzieli się na trzy lub na większą liczbę części, to rozkład energii jest na ogół ciągły. Tak np. w reakcji ${}^7\text{Li} + {}^2\text{H} = {}^4\text{He} + {}^1\text{n}$ nie znajdujemy cząstek α o określonym zasięgu, lecz cząstki, których zasięg waha się pomiędzy 1 i 7,8 cm. Fakt ten tłumaczy się łatwo z punktu widzenia teorii zderzeń: w przypadku trzech cząstek istnieje nieskończenie wielka liczba sposobów zadośćuczynienia zasadom zachowania pędu i energii. Wszelako nowoczesne teorie nie ujmują tego zagadnienia w taki prosty sposób. Sądzymy mianowicie, że jednoczesna emisja kilku cząstek jest to zjawisko niezmiernie mało prawdopodobne i że w rzeczywistości reakcja odbywa się w kilku etapach, z których każdy może być opisany jako reakcja znanego nam prostego typu. «Widmo ciągłe» wynika po prostu z tego, że siedliskiem następnej reakcji jest jądro posiadające prędkość uzyskaną wskutek odskoku i że cząstki wysłane w tej reakcji wybiegają w kierunkach tworzących dowolny kąt z prędkością środka masy układu. Rozpatrzmy z tego punktu widzenia reakcję ${}^{11}\text{B} + {}^1\text{H} = {}^3\text{He}$. Prędkości trzech czą-

stek α tworzą niekiedy między sobą kąt 120° , jest to jednak przypadek wyjątkowy. Z drugiej strony stwierdzamy, że jedna z cząstek posiada zawsze zasięg $2,4 \text{ cm}$, tj. energię $3,64 \text{ Mew}$. Zakładamy, że ta cząstka bierze początek w reakcji $^{11}\text{B} + ^1\text{H} = ^8\text{Be}(\omega\text{zb}) + ^4\text{He}$, stanowiącej pierwszy etap reakcji złożonej. Z zasady zachowania pędu wynika, że jeżeli energia protonu jest mała, jądro ^8Be uzyskuje energię $m_c v_c^2/2$ nieomal dokładnie równą $4/8 \cdot \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = 3,64 \cdot 4/8 = 1,82 \text{ Mew}$. Całko-

wita wydzielona energia wynosi zatem $5,46 \text{ Mew}$ i jest mniejsza od energii wynikającej z rachunku mas atomowych ($8,7 \text{ Mew}$). Z tego wynika, że ^8Be musi powstawać w stanie wzbudzonym i natychmiast po utworzeniu dzielić się na dwie cząstki α , z których każda posiada energię $m v_r^2/2 = 1,62 \text{ Mew}$ odniesioną do środka masy jądra ^8Be , posiadającego prędkość v_c . Absolutna wartość energii kinetycznej musi zatem wahać się pomiędzy $m(v_c + v_r)^2/2$ oraz $m(v_c - v_r)^2/2$, tj. między $4,96 \text{ Mew}$ i $0,04 \text{ Mew}$. Jak widzimy, pojawianie się widma ciągłego jest w tych warunkach zupełnie zrozumiałe. Analogiczne rozważania stosują się również do innych reakcyj wielocząstkowych.

Wtórne źródła otrzymywane za pomocą protonów i deuteronów. Używane obecnie «sztuczne» źródła neutronów oraz promieni γ bardzo wielkiej częstości otrzymujemy drogą bombardowania niektórych lekkich pierwiastków protonami i deuteronami. Mamy wówczas do czynienia z reakcjami (d, n) i (p, γ) .

Źródła promieni γ . Wspominaliśmy już o reakcji $^7\text{Li} + ^1\text{H} = ^8\text{Be} + \text{H}$. Ta reakcja dostarcza najtwardszych znanych obecnie promieni γ . ^8Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}O , ^{19}F dają również promienie γ o wielkiej energii, która w przypadku ^{11}B osiąga $14,5 \text{ Mew}$. Reakcja (p, γ) polega na schwytaniu



Rys. 7.

protonu przez jądro, które następnie pozbywa się nadmiaru udzielonej mu energii drogą emisji tego promieniowania. Zjawiska tego typu wyróżniają się charakterem rezonansowym, niespotykanym na ogół wśród reakcyj $^1\text{H} + ^2\text{H}$, którym towarzyszy emisja ciężkich cząstek. Tak np. w reakcji $^7\text{Li} + ^1\text{H}$ stwierdzamy istnienie ostrego rezonansu przy energii protonów wynoszących 440 , oraz 850 keV . Zjawiska rezonansu występują rów-

niez bardzo wyraźnie w reakcji $^{19}\text{F} + ^1\text{H} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + h\nu$ (lub $\rightarrow ^{16}\text{O} + ^4\text{He} + h\nu$), jak to widać z krzywej na rys. 7 przedstawiającej natężenie powstającego promieniowania γ w zależności od energii protonów.

Źródła neutronów. W celu wytwarzania neutronów drogą eksperymentalną posługujemy się najczęściej preparatami ^2H , ^7Li oraz ^9Be , które bombardujemy deuteronami. Każde z tych źródeł posiada właściwe mu zalety. Neutrony dawane przez deuterium są dosyć powolne (energia $E/4 + 2,4 \text{ Mew}$ w kierunku prostopadłym do ruchu deuteronów, gdzie E jest to energia deuteronu), badane jednak w określonym kierunku są dokładnie izokinetyczne, co sprawia, że to źródło jest bardzo użyteczne w niektórych badaniach. Lit 7 dostarcza neutronów posiadających ciągły rozkład energii (reakcja trójcząstkowa), natomiast maksymalna energia neutronów jest bardzo wielka i osiąga 20 Mew w przypadku deuteronów o energii 6 Mew . Beryl daje 4 jednorodne grupy neutronów, odpowiadające różnym stanom wzbudzenia jądra ^{10}Be (reakcja $^9\text{Be} + ^2\text{H} = ^{10}\text{B} + ^1\text{n}$). Najszybsza grupa posiada energię $3,8 + E$ (E — energia deuteronu) i występuje bardzo słabo, natomiast całkowita wydajność reakcji jest bardzo wielka. Używając do bombardowania wiązki deuteronów przenoszącej prąd o natężeniu 7 mikroamperów i napięciu 5 Mew , otrzymujemy około $2,5 \cdot 10^{11}$ neutronów w sekundzie. Ażeby otrzymać natężenie tego rzędu wielkości za pomocą źródeł naturalnych należałoby mieć do rozporządzenia ok. 10 kg Ra . To potężne promieniowanie neutronowe może spowodować niebezpieczne uszkodzenia wewnętrzne, głównie wskutek jonizującego działania odskoku protonów, pochodzących od związków wodoru zawartych w organizmie. Doświadczenia wykazały, że skuteczność biologiczna neutronów jest znacznie większa niż promieni X, oczywiście jeżeli porównujemy dawki równoważne, tj. wytwarzające jednakową całkowitą jonizację.

Reakcje (p, n) , (d, α) , (d, n) i (d, p) w ciężkich pierwiastkach. Te reakcje są najczęściej badane metodą pośrednią, tj. za pomocą promieniotwórczości przeobrażonych jąder. Liczba poznanych dotąd reakcyj tego rodzaju jest bardzo wielka i wzrasta nieomal z każdym dniem w miarę jak używamy pocisków o coraz to większej energii. Na ogół deuterony oddają większe korzyści niż protony, a to z następujących powodów. Nadmiar masy deuteronu ($0,0147$) jest znacznie większy od nadmiaru masy protonu ($0,0081$), schwytanie przeto deuteronu przez jądro musi powodować silniejsze działania energetyczne, co na ogół pociąga za sobą większą wydajność reakcji jądrowej. Po wtóre, przyrząd najczęściej używany do przyspieszania cząstek, cyklotron, dostarcza deuteronów, których energia kinetyczna jest w przybliżeniu dwa razy większa niż protonów. Wreszcie deuteron przenika stosunkowo łatwiej do jądra niż proton, pomimo że wysokość bariery potencjału broniącej obu cząstkom dostępu do jądra jest w obu przypadkach w przybliżeniu jednakowa. Przyczyna tego faktu leży w szczególnym mechanizmie od-

krytym przez *Oppenheimera* i *Phillipsa*. Dzieje się mianowicie tak, że w silnym polu elektrostatycznym otaczającym jądro deuteronu polaryzuje się i prosta łącząca neutron z protonem ustawia się w kierunku jądra, przy czym neutron jako cząstka przyciągana znajduje się bliżej, proton zaś dalej od jądra. W tych warunkach przyciąganie neutronu może być tak silne, że deuteron ulega dysocjacji (energia wiązania deuteronu jest stosunkowo niewielka i wynosi $2,3 \text{ Mew}$), mianowicie neutron zostaje schwytany, proton zaś odbiega. Ponieważ w tym zjawisku bariera potencjału jądra nie odgrywa roli, przeto reakcja (d, p) zachodzi z większą łatwością niż reakcja (d, n) . W istocie stwierdzamy w przypadku ciężkich pierwiastków większą obfitość reakcyj pierwszego rodzaju niż drugiego.

C. Neutrony.

1. *Uwagi ogólne.* Reakcje spowodowane przez neutrony są niezmiernie ważne zarówno z punktu widzenia teoretycznego jak i doświadczalnego. Ponieważ neutron jest to cząstka nienaładowana, przeto przenika bardzo łatwo do jądra; wskutek tego reakcje neutronów są nader liczne i różnorodne i nadają się bardzo dobrze do badania wewnętrznej budowy jąder. Chociaż nie posiadamy jeszcze dostatecznych wiadomości o istocie sił występujących w tych reakcjach, to jednak posiadamy zupełnie zadowalającą teorię tych zjawisk, opartą na ogólnych zasadach mechaniki kwantowej. Okoliczność tę zawdzięczamy temu, że neutron jest w wielu przypadkach najskuteczniejszym czynnikiem przemiany wówczas, kiedy jego prędkość jest niezmiernie mała. Wiązka powolnych neutronów może być w tych warunkach rozpatrywana jako ciąg fal o długości fali znacznej wobec rozmiarów jądra. Obserwowane zjawiska mogą być przeto opisane za pomocą teorii ruchu falowego jako zjawiska dyfrakcji i rezonansu. Wreszcie badanie tych zjawisk stało się punktem wyjścia teorii jądra «pośredniego» lub «złożonego», którą zawdzięczamy *Bohrowi* i która w zadowalający sposób zdaje sprawę z licznych faktów dotyczących reakcyj jądrowych. W tym ustępie zajmujemy się najpierw warunkami powstawania oraz własnościami powolnych neutronów.

Jest rzeczą do pewnego stopnia umowną, jakie mianowicie neutrony mamy charakteryzować jako «powolne», jakie zaś jako «prędkie». Najczęściej jednak mówimy, że neutrony są powolne, jeżeli posiadają energię kinetyczną mniejszą od 1000 ew . Neutrony, których energia jest zawarta między 1000 i kilkuset tysiącami ew ., nazywamy neutronami «pośrednimi», wreszcie neutrony o energii rzędu wielkości 10^6 ew . nazywamy neutronami prędkimi. Najczęściej używane źródła naturalne prędkich neutronów, tj. preparaty sproszkowanego berylu bombardowanego cząstkami α ciał promieniotwórczych, dostarczają neutronów o maksymalnej energii 13 Mew i o dosyć skomplikowanym rozkładzie energii.