

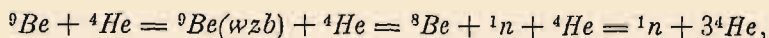
krytym przez *Oppenheimera* i *Phillipsa*. Dzieje się mianowicie tak, że w silnym polu elektrostatycznym otaczającym jądro deuteron polaryzuje się i prosta łącząca neutron z protonem ustawia się w kierunku jądra, przy czym neutron jako cząstka przyciągana znajduje się bliżej, proton zaś dalej od jądra. W tych warunkach przyciąganie neutronu może być tak silne, że deuteron ulega dysocjacji (energia wiązania deuteronu jest stosunkowo niewielka i wynosi 2,3 *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.

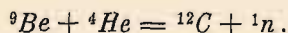
1. *Uwagi ogólne.* Reakcje spowodowane przez neutrony są niezmiernie ważne zarówno z punktu widzenia teoretycznego jak i doświadczalnego. Ponieważ neutron jest to cząstka nienaładowana, przeto przenika bardzo łatwo do jądra; wskutek tego reakcje neutronów są nader liczne i różnorodne i nadają się bardzo 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 *eV*. Neutrony, których energia jest zawarta między 1000 i kilkuset tysiącami *eV*., nazywamy neutronami «pośrednimi», wreszcie neutrony o energii rzędu wielkości 10^6 *eV*. 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.

Mianowicie w «widmie» tych neutronów stwierdzamy istnienie kilku «prążków» oraz (w przypadku cząstek α o dostatecznie wielkiej energii) widmo ciągłe, reprezentowane z dużym natężeniem i posiadające maximum w okolicy 1 *Mew*. Cząstki α polonu nie dają tego widma; przypisujemy je reakcji wielocząstkowej



pochłaniającej znacznie więcej energii niż reakcja główna



Sztuczne źródła prędkich neutronów zostały opisane w poprzednim ustępie.

Jako typowe źródło neutronów «pośrednich» wymienimy beryl bombardowany promieniami γ *RaC*. Neutrony te są w przybliżeniu izokinetyczne i posiadają energię zbliżoną do 100000 *ew*; ich liczba wynosi ok. 3000 neutronów na sekundę i na miligram radu w przypadku, gdy promienie γ przechodzą przez 100 *g* berylu rozmieszczonego w warstwie kulistej dookoła źródła. Nie posiadamy żadnego bezpośredniego źródła neutronów powolnych. Jak to jednak wykazał *Fermi*, źródło to możemy zrealizować drogą zwolnienia neutronów pierwotnych w środowisku obfitującym w protony.

2. *Zderzenia prędkich neutronów z protonami.* Zderzenia pomiędzy neutronami i jądrami prowadzą między innymi do sprężystego lub niesprężystego rozpraszania neutronów. Rozproszenie sprężyste charakteryzuje się tym, że całkowita energia kinetyczna cząstek nie ulega zmianie wskutek zderzenia. Natomiast w zderzeniu niesprężystym część energii zostaje przekazana jądro w postaci energii wzbudzenia i wyzwala się następnie jako energia fotonu. W przypadku ciężkich jąder te oba rodzaje rozproszenia występują jednakowo często. Biorąc rzeczy ogólnie rozproszenie sprężyste lub niesprężyste nie może być źródłem powstawania powolnych neutronów nawet wówczas, gdy neutrony są rozpraszane w stosunkowo wielkiej ilości materii. W istocie zderzenie sprężyste zmniejsza energię neutronów w bardzo nieznacznym stopniu, gdyż odskok ciężkiego jądra jest bardzo słaby (energia odskoku wynosi co najwyżej $4M/(M+1)^2$ energii pierwotnej, gdzie M jest to masa jądra). Strata energii kinetycznej jest większa w przypadku zderzenia niesprężystego, wszelako zderzenia tego rodzaju zachodzą tylko wtedy, kiedy neutron posiada prędkość dostatecznie dużą, aby jądro mogło ulec wzbudzeniu. Proces ten zatrzymuje się przeto z chwilą, gdy energia neutronu spada poniżej pewnej wartości krytycznej.

Zderzenia sprężyste z jądrami mogą jednak spowodować bardzo znaczną stratę prędkości w wyjątkowym przypadku, gdy uderzane jądra są bardzo lekkie; w szczególności neutron zderzający się z protonem może utracić prawie całkowitą energię kinetyczną na rzecz tego

ostatniego. Dzieje się to wówczas, gdy proton wybiega w kierunku zgodnym z kierunkiem pierwotnego ruchu neutronu; jest to zjawisko «klasyczne», analogiczne do znanego przypadku zderzenia kul bilardowych. Jeżeli proton wybiega ukośnie, to strata energii neutronu jest mniejsza. Po zderzeniu kierunki ruchu obu cząstek tworzą kąt w przybliżeniu prosty (wskutek przybliżonej równości mas protonu i neutronu).

Kładąc $M = M'$ otrzymujemy na podstawie równań dotyczących zderzenia elastycznego (Promieniotwórczość, str. 256)

$$v = v_0 \cos \theta,$$

czyli

$$E = E_0 \cos^2 \theta; (E_0 - E)/E = E'/E = \tan^2 \theta,$$

gdzie E i E_0 są to energie neutronu przed zderzeniem i po zderzeniu, E' — energia protonu. Widzimy, że jeżeli kąt odchylenia nie jest zbyt mały, to względna strata energii jest rzędu wielkości 1. Średnia zaś energia neutronu po zderzeniu jest równa $E_0 \overline{\cos^2 \theta}$, tj. połowie energii początkowej. Z tego wynika, że w miarę jak liczba zderzeń wzrasta w postępie arytmetycznym, energia zmniejsza się w postępie geometrycznym, zwolnienie jest przeto bardzo skuteczne i może doprowadzić do zupełnego wyczerpania energii kinetycznej.

Te wnioski teoretyczne zostały sprawdzone w doświadczeniach, w których źródło neutronów ($Rn + Be$) było otoczone wielką ilością substancji obfitującej w wodór (woda lub parafina). W jednym z późniejszych ustępów opiszemy jądrowe reakcje neutronów «prędkich» i «powolnych»; na tym miejscu ograniczymy się do stwierdzenia, że istnieją ilościowe działania proporcjonalne do liczby neutronów, przy czym współczynnik proporcjonalności jest zależny od energii neutronów. Posługując się detektorami, w których działania tego rodzaju mogą być zużytkowane, *Fermi* i jego współpracownicy przekonali się, że neutrony wychodzące ze środowiska «wodorowego» lub poruszające się w tym środowisku posiadają zupełnie inne własności niż neutrony wychodzące bezpośrednio ze źródła. Najbardziej interesujące były zjawiska otrzymane z neutronami poruszającymi się wewnątrz środowiska, gdyż świadczyły o tym, że zwolnione neutrony znajdują się w stanie zupełnego rozproszenia, analogicznego do stanu drobin gazu. W celu interpretacji tych faktów *Fermi* założył, że w następstwie zderzeń między neutronami i protonami, powstaje stan niemal stateczny, w którym średnia energia neutronów jest równa średniej energii kinetycznej drobin gazu w temperaturze doświadczenia. Jest to możliwe w założeniu, że neutrony posiadają dostatecznie krótką drogę swobodną, tak iż można je traktować jako drobin «gazu neutronowego» o koncentracji w przybliżeniu jednostajnej. Nie należy jednak rozumieć dosłownie tej koncepcji gazu neutronowego. W istocie, jakkolwiek z biegiem czasu wszystkie neutrony muszą znaleźć się w wymienionym stanie (z wyjątkiem neutronów, które

zdołały opuścić środowisko rozpraszające lub uległy absorpcji zanim zostały dostatecznie zwolnione), w środowisku muszą być również reprezentowane wszystkie pośrednie prędkości. Z drugiej strony można by mniemać, że liczba neutronów ciepłych, rozproszonych w dostatecznie wielkiej masie substancji zwalniającej, nie powinna być stała, lecz stale *wzrastać* (jeżeli źródło jest stałe), ponieważ neutrony są wciąż wytwarzane, liczba zaś neutronów wybiegających na zewnątrz z wielkiej objętości jest stosunkowo bardzo mała i może być zaniedbana. Jest przeto rzeczą oczywistą, że stan stateczny może ustalić się tylko w przypadku, gdy neutrony znikają w miarę powstawania. To znikanie neutronów jest następstwem ich łączenia się z protonami, przy czym energia wydzielona w reakcji ujawnia się w postaci promieniowania γ . Zjawisko odwrotne, tj. rozkład deuteronów na protony i neutrony pod działaniem promieni γ (promienie γ *ThC'*), zostało odkryte przez *Chadwicka* i *Goldhabera*.

Teorię tych zjawisk opracowali najpierw *Bethe* i *Peierls*. W ostatecznej postaci teorii podanej przez *Fermiego* zakładamy, że w przypadku małych prędkości czynny przekrój rekombinacji z protonami (prawdopodobieństwo rekombinacji odniesione do natężenia jednostkowego, tj. wiązki przenoszącej 1 neutron na sekundę i cm^2) jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów. Z tego wynika, że liczba rekombinacji w jednostce czasu, określona jako iloczyn koncentracji neutronów przez ich prędkość i przez przekrój czynny, jest niezależna od prędkości. Wynik ten możemy sformułować inaczej mówiąc, że średni czas życia poprzedzający zniknięcie neutronu w danej substancji zawierającej wodór jest to wielkość stała. Oznaczmy przez N liczbę neutronów ciepłych znajdujących się w danej chwili w substancji rozpraszającej, przez τ średni czas życia, przez ν liczbę rekombinacji w jednostce czasu. Między tymi wielkościami zachodzi związek $\nu = N/\tau$. Z drugiej strony w stanie statecznym ν musi być równe liczbie n neutronów wysyłanych przez źródło w jednostce czasu; mamy zatem $N = n\tau$.

Zgodnie z pomiarami *Amaldiego* i *Fermiego* $\tau = 1,8 \cdot 10^{-4}$ sek. W przypadku źródła dostarczającego 10^7 neutronów w sekundzie (400 milicurie) całkowita liczba neutronów ciepłych jest zbliżoną do 1800. Te neutrony są z natury rzeczy rozmieszczone w wielkiej objętości. Koncentracja tego «gazu» jest różna w różnych odległościach od źródła, jest jednak zawsze bardzo mała, co najwyżej rzędu jednośc. Jest rzeczą niezmiernie interesującą, że, jak to wykazał *E. Fermi*, klasyczne rozważania kinetycznej teorii gazów mogą być stosowane do «gazu neutronowego».

3. *Sposób powstawania powolnych neutronów*. W przebiegu zwalniania neutronów wskutek zderzeń z protonami, główną rolę odgrywa energetyczny rozkład cząstek obu rodzajów po każdym zderzeniu. Teoria tych zderzeń stanowi ciekawy przykład zgodności pomiędzy wnioskami wynikającymi z mechaniki klasycznej i mechaniki kwantowej, gdyż

funkcja falowa opisująca zjawisko przybiera w danym wypadku postać niezmiernie prostą. Jeżeli odnosimy ruchy obu cząstek do środka masy układu, to znajdujemy, że rozkład przestrzenny jest kulisto symetryczny, innymi słowy, liczba neutronów wybiegających w dowolnym kierunku, w kącie bryłowym określonej wielkości, jest stała. W tym układzie mamy przeto

$$dN/N = \sin \theta d\theta/2,$$

gdzie θ jest to kąt odchylenia, N — całkowita liczba cząstek, które uległy zderzeniu. Ponieważ prędkość względna v nie zmienia się w zderzeniu, przeto obie cząstki wybiegają w dokładnie przeciwnych kierunkach z prędkością $v/2$. Jeżeli natomiast rozpatrujemy zjawisko w układzie, w którym proton znajduje się w spoczynku, to dla otrzymania prędkości obserwowanych należy utworzyć wektorową sumę prędkości względnej i prędkości środka masy, wynoszącej $v/2$; znajdujemy wówczas, że rzeczywisty kąt odchylenia $\varphi = \theta/2$, liczba zaś neutronów wybiegających w kierunkach tworzących z kierunkiem pierwotnym kąt zawarty pomiędzy φ i $\varphi + d\varphi$ jest równa

$$dN/N = 2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = -d \cos^2 \varphi = -dE/E_0, \quad (2)$$

gdzie $-dE$ jest to strata energii neutronu.

Sprawdzenie powyższego wzoru (2) było przedmiotem licznych doświadczeń. Doświadczenia polegają na tym, że bada się katowy rozkład torów odskoku protonów w komorze *Wilsona* wypełnionej wodorem, w której biegają neutrony wychodzące ze źródła punkowego. Główna trudność wynika z tego, że niekiedy nie mamy pewności co do początkowej energii oraz początkowego kierunku ruchu neutronu; w istocie oprócz neutronów wysyłanych bezpośrednio przez źródło mamy do czynienia z licznymi neutronami rozproszonymi wskutek odbicia od ścian komory i innych przedmiotów, a zatem biegnących w kierunku, którego nie sposób oznaczyć. Inna trudność wynika z tego, że prawie wszystkie źródła wysyłają neutrony, których prędkość waha się w szerokich granicach. Nic przeto dziwnego, że pierwsze doświadczenia poświęcone temu zagadnieniu, wykonane przez różnych autorów, dawały wyniki sprzeczne. Jak się jednak wydaje, doświadczenia wykonane w ostatnich czasach przez *Dee* oraz przez *Krügera* i *Schoupa* rozstrzygnęły zagadnienie w zupełności. Ci autorzy używali neutronów izokinetycznych, powstających w reakcji ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} = {}^3\text{He} + {}^1_0\text{n}$ i potwierdzili słuszność wzoru (2).

Z wzoru (2) wynika, że średnia energia neutronu po zderzeniu jest równa $E_0/2$. W celu obliczenia następstwa wielu zderzeń kolejnych jest rzeczą użyteczną wziąć pod uwagę średni logarytm energii zamiast średniej energii; w istocie po każdym zderzeniu średni logarytm zmniejsza się o 1, a zatem po n zderzeniach zmniejsza się o n . Z tego wynika, że zwolnienie neutronów posiadających energię początkową 5 *Mew* aż do 1 *ew* następuje po liczbie zderzeń wynoszącej $\ln(5.10^6) = 15,4$. Jeżeli

posługujemy się średnią energią zamiast średniego logarytmu energii, znajdujemy, że liczba zderzeń prowadząca do tej samej energii końcowej wynosi około 24. Tak czy inaczej widzimy, że zwolnienie następuje stosunkowo szybko, gdyż swobodna droga neutronów (w wodzie) jest krótka: mianowicie waha się tylko między 5 i 1 *cm* dla neutronów, których energia waha się pomiędzy 5 *Mew* i 1 *ew*, prędkość zaś zmienia się od $3,2 \cdot 10^9$ *cm/sek* do $1,4 \cdot 10^6$ *cm/sek*. Możemy przyjąć, że zwolnienie odbywa się w czasie rzędu 10^{-6} *sek* i dokonywa się po przebyciu odległości rzędu 10 *cm*. Jest rzeczą oczywistą, że całkowita długość drogi neutronu jest wielokrotnie większa, gdyż ta droga jest to linia łamana, składająca się z bardzo wielu odcinków.

Zwolnienie «ostateczne», tj. zamieniające neutrony o energii 1 *ew* na neutrony ciepłe wymaga znacznie dłuższego czasu. W istocie warunkiem stosowalności wzoru (2) jest, że proton musi być traktowany jako swobodny, tj. że można zaniedbać energię jego wiązania chemicznego wobec energii kinetycznej neutronu. Warunek ten przestaje być spełniony z chwilą, gdy obie energie stają się porównywalne. W granicznym przypadku neutronów bardzo małej energii proton zachowuje się tak, jak gdyby był sztywno związany z pozostałymi atomami drobin, do której należy (woda, parafina); rozprasza przeto neutrony tak, jakby to czynił ciężki atom, tj. nie zmienia prawie wcale prędkości. W przypadku pośrednim mamy do czynienia z pewną stratą energii wskutek wzbudzenia drgań protonów w drobinie, stosunek jednak tej straty do energii początkowej neutronu jest znacznie mniejszy niż w przypadku zderzenia prędkiego neutronu. W następstwie tego stanu rzeczy ostatnia faza zwolnienia wymaga stosunkowo znacznej liczby zderzeń i na ogół nie prowadzi do doskonałej równowagi cieplnej, charakteryzowanej jak wiadomo rozkładem prędkości, zgodnym z prawem *Maxwella*.

Natomiast jest rzeczą łatwą obliczyć rozkład energii powolnych neutronów powyżej 1 *ew*. Bierzemy pod uwagę przedział $E, E + dE$ i piszemy, że liczba neutronów znikających z tego przedziału wskutek zderzeń oraz wskutek tworzenia deuteronów jest równa liczbie neutronów przenikających do wymienionego przedziału wskutek zderzeń neutronów, których energia przewyższa E . Posługując się wzorem (2) znajdujemy, że koncentracja neutronów należących do wymienionego przedziału jest dana przez wzór

$$N(E)dv = 2Qlv dv / (v + l/\tau)^3,$$

gdzie Q jest to liczba zderzeń pierwotnych neutronów w jednostce czasu i objętości, l — średnia swobodna droga oraz τ — średni czas życia neutronów o prędkości v . Wyras l/τ może być na ogół zaniedbany z wyjątkiem przypadku, gdy neutrony są bardzo powolne, w tym przypadku jednak wzór (2) nie może być stosowany. Znajdujemy przeto, że koncentracja jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości. Z tego wynika, że neutrony, których energia jest najmniejsza, znajdują się

w znacznie większej ilości niż wszystkie pozostałe. W największej ilości są reprezentowane, rzecz prosta, neutrony ciepłe. Porównajmy np. koncentrację ρ_0 neutronów ciepłych oraz koncentrację ρ neutronów o energii zawartej pomiędzy 2 i 200 $e\text{v}$.

$$\text{Mamy } \rho = 2Ql \int_{v_1}^{v_2} dv/v^2 = 2Ql (1/v_1 - 1/v_2),$$

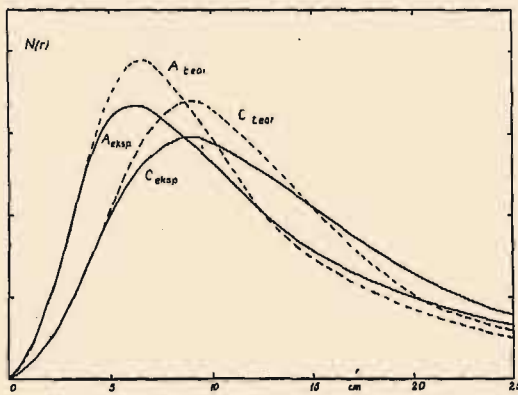
gdzie v_1, v_2 są to prędkości odpowiadające granicom rozpatrywanego przedziału energii. Mamy $v_1 = \sqrt{2E_1/m} = \sqrt{4 \times 1,59 \cdot 10^{-12} \times 6,03 \cdot 10^{23}} = 1,96 \cdot 10^6 \text{ cm/sek}$, oraz $v_2 = 1,95 \cdot 10^7 \text{ cm/sek}$; zakładając przeto, że długość swobodnej drogi neutronów «dosyć powolnych» $l = 1 \text{ cm}$, otrzymujemy $\rho \Big|_{2 \text{ eV}}^{200 \text{ eV}} = Q \times 9,2 \cdot 10^{-7}$.

Z drugiej zaś strony mamy $\rho_0 = Q\tau = Q \times 1,8 \times 10^{-4}$.

Liczba neutronów należących do badanego przedziału jest przeto około 200 razy mniejsza od liczby neutronów ciepłych. Należy jednak wziąć pod uwagę, że w przypadku, gdy chodzi o porównanie wydajności neutronów należących do określonych grup neutronowych, o przebiegu zjawisk decyduje nie tyle koncentracja, ile natężenie, tj. iloczyn koncentracji przez prędkość. Ta okoliczność poprawia nieco stosunki na korzyść neutronów, których energia jest większa od energii neutronów ciepłych. Inne interesujące zagadnienie dotyczy odległości od źródła, którą neutrony muszą przebiec, aby dana grupa neutronów wykształciła się w zupełności. W istocie, jak to zaznaczaliśmy poprzednio, średnia liczba zderzeń potrzebna do tego, aby została osiągnięta dana energia końcowa, jest tym większa, im ta energia jest mniejsza; neutron zaś oddala się od źródła tym bardziej, im liczba zderzeń jest większa.

Obliczenia tego rodzaju zostały wykonane przez *Fermiego*. Rzecz prosta, wymieniona odległość jest to pewna wielkość średnia, gdyż zjawisko przebiega zgodnie z prawami statystycznymi i neutrony w danej grupie znajdujemy nie tylko w odległości średniej lub poza nią, lecz również w każdym innym miejscu. Przy pomocy niektórych założeń upraszczających *Fermi* zdołał obliczyć przestrzenny rozkład neutronów o danej, określonej energii E . Rozkład ten charakteryzuje się przede wszystkim współczynnikiem proporcjonalnym do $1/r^2$, który spotykamy we wszystkich zjawiskach o charakterze promieniowania. W celu wyrugowania tego współczynnika mnożymy wszystkie wyliczone koncentracje przez r^2 , tj. obrachowujemy liczbę P neutronów zawartą w warstwie kulistej stałej grubości, w zależności od promienia tej warstwy. Rys. 8 przedstawia rozkład neutronów ciepłych (C), oraz neutronów o energii 3 $e\text{v}$ (A) według *Bethego* (krzywe kreskowane) oraz według doświadczeń *Amaldi* i *Fermiego* (krzywe pełne); jak widzimy, zgodność między teorią i doświadczeniem jest wystarczająca. Wszyst-

kie krzywe posiadają początkową rzędną równą 0, co wynika z mnożenia wszystkich wartości przez r^2 , następnie jednak wykazują szybki wzrost, świadczący o stopniowym wykształcaniu się grupy. Po osiągnięciu maximum P zmniejsza się według prawa wykładniczego charakteryzującego absorpcję pierwotnego promieniowania neutronowego. Odległość odpowiadająca największej wartości P jest większa w przypadku neutronów ciepłych niż neutronów o energii 3 eV ; jest to rzeczą zrozumiałą, gdyż w pierwszym przypadku potrzebna jest większa liczba zderzeń do osiągnięcia tego maximum.



Rys. 8.

4. *Własności gazu neutronowego.* Te własności są zupełnie oznaczone, jeżeli znamy swobodną drogę neutronu l i średni czas życia neutronu τ . Za pomocą nader pomysłowych doświadczeń *Fermi* i *Amaldi* zdołali oznaczyć doświadczalnie obie wymienione wielkości.

Rolę zbiornika gazu neutronowego odgrywa wielki blok parafinowy, np. o średnicy 20 cm i wysokości 20 cm . Źródło neutronów znajduje się w osi cylindra, na głębokości kilku cm poniżej górnej powierzchni. W celu oznaczenia liczby neutronów wychodzących z bloku oraz przebiegających wewnątrz parafiny posługujemy się receptorami w postaci płaskich płytek, uzyskującymi promieniotwórczość pod działaniem neutronów, oraz absorbentami, również w postaci płaskich płytek. Jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, w zbiorniku znajdują się neutrony posiadające wszelkie możliwe prędkości. Jest jednak rzeczą możliwą badać oddzielnie neutrony ciepłe. Możliwość ta wynika stąd, że neutrony ciepłe są bardzo silnie pochłaniane przez niektóre pierwiastki, np. przez kadm, który całkowicie absorbuje te neutrony nawet wówczas, gdy grubość ekranu kadmowego wynosi tylko $0,5\text{ mm}$. Wszystkie liczby dotyczące neutronów ciepłych otrzymujemy w ten sposób, że badamy osobno efekty dawane przez neutrony przepuszczone przez kadm oraz w nieobecności kadmu, i tworzymy różnicę tych efektów.

Średnia droga dyfuzji. Absorpcja neutronów ciepłych. Beładne ruchy neutronów ciepłych mogą być rozpatrywane jako ruchy dyfuzyjne, gdyż neutron znajdujący się w stanie «ciepłym» pozostaje w tym stanie pomimo zderzeń z drobinami dopóty, dopóki nie zostanie schwytany przez proton. Ta uwaga nie stosuje się do neutronów należących do określonej grupy energetycznej, ponieważ w tym przypadku każde zderzenie przenosi neutron do grupy o mniejszej wartości

energii. Średni czas wędrówki «dyfuzyjnej» neutronu ciepłego jest to wymieniony poprzednio średni czas życia; w ciągu tego czasu neutron doznaje liczby N zderzeń, danej przez wzór $Nl/v = \tau$, gdzie l jest to droga swobodna, v — średnia prędkość (arytmetyczna) ruchu ciepłego. Możemy określić średni kwadrat drogi «dyfuzyjnej», L^2 , jako średni kwadrat rzutu na dowolny kierunek drogi przebytej przez neutron od chwili powstania neutronu ciepłego, aż do chwili jego schwytania przez proton. Jest to wielkość do pewnego stopnia analogiczna do średniego kwadratu przesunięcia cząsteczki koloidalnej w ruchach *Browna*. Mamy

$$L^2 = D\tau = l^2 N/3 = lv\tau/3; \quad l/L = (3/N)^{1/2},$$

gdzie D jest to współczynnik dyfuzji gazu neutronowego. Wielkość l/L może być rozpatrywana jako współczynnik absorpcji neutronów ciepłych. W istocie wyobraźmy sobie, że w płaszczyźnie położonej na głębokości x poniżej górnej powierzchni bloku pojawia się p neutronów ciepłych. Te neutrony dyfundują we wszystkich możliwych kierunkach i w szczególności w kierunku prostopadłym do płaszczyzny, w stronę zwróconą na zewnątrz bloku. Spośród tych neutronów tylko część dobiega do zewnętrznej powierzchni, mianowicie neutrony, które podczas dyfuzji nie zostały schwytane przez protony. Jeżeli L jest to średnia droga dyfuzyjna, liczba neutronów, które uniknęły schwytania, jest dana przez wzór $pe^{-x/L}$, a zatem przez funkcję charakteryzującą zjawisko absorpcji.

W celu oznaczenia L umieszczamy na górnej powierzchni detektor neutronów i mierzymy jego aktywność; następnie powtarzamy pomiary umieszczając wewnątrz bloku na różnych głębokościach x płytkę kadmową, pochłaniającą neutrony ciepłe. Załóżmy najpierw, że gęstość neutronów wewnątrz parafiny jest stała. W tym przypadku liczba neutronów p usuniętych przez absorbent jest niezależna od głębokości x wszelako liczba neutronów padających na receptor *nie zmniejsza się o p* , gdyż spośród p neutronów, które biegły w kierunku receptora, tylko część, mianowicie $pe^{-x/L}$ zdołałaby osiągnąć cel; zmniejszenie aktywności jest przeto proporcjonalne nie do p , lecz do $pe^{-x/L}$. W zasadzie zatem, badając to zmniejszenie w zależności od x , otrzymujemy wartość L . W rzeczywistości sprawa jest nieco bardziej skomplikowana, gdyż koncentracja neutronów, a zatem również p , nie jest to wielkość stała; zmianę tej wielkości wraz z głębokością wyznaczamy umieszczając receptory również wewnątrz bloku na różnych głębokościach. Doświadczenia tego rodzaju wykonane przez *Amaldiego* i *Fermiego* dały $L = 2,1$ cm.

Jest również rzeczą możliwą oznaczyć osobno l i N . W celu oznaczenia pierwszej z tych wielkości umieszczamy receptor małych rozmiarów w odległości D od «punktowego» źródła neutronów ciepłych i na drodze wiązki umieszczamy ciało rozpraszające, w postaci cienkiej płytki parafinowej. (Źródło w przybliżeniu punktowe otrzymujemy przykrywając blok parafinowy płytką kadmową z małym otworkiem). Niech

będzie d grubość płytki parafinowej, p — liczba neutronów padających na płytkę, l — długość średniej drogi swobodnej w parafinie. Wskutek zderzeń w parafinie liczba p ($1 - e^{-d/l}$) ulegnie rozproszeniu i nie osiągnie detektora, jeżeli jego rozmiary są małe, odległość zaś D dostatecznie wielka.

W przypadku cienkiej płytki możemy zastąpić funkcję wykładniczą dwoma pierwszymi wyrazami jej rozwinięcia i znajdujemy, że aktywność receptora zmniejsza się o wielkość proporcjonalną w pierwszym przybliżeniu do d/l . W ten sposób *Amaldi i Fermi* znaleźli $d = 0,3$ cm.

Pomiar N jest nieco bardziej skomplikowany; ograniczymy się przeto do opisanie metody w najogólniejszych zarysach. Jeżeli wewnątrz bloku neutrony posiadają koncentrację ρ , efekt zmierzony za pomocą receptora jest proporcjonalny do «prądu neutronowego», tj. do ρv . Natężenie tego prądu nie jest stałe wewnątrz bloku, lecz zmniejsza się stopniowo w miarę zbliżania się do górnej powierzchni bloku. W istocie, zgodnie z prawami dyfuzji natężenie prądu wynosi $-D d\rho/dx$, z czego wynika, że ρ wzrasta wraz z x . Równanie zjawiska dyfuzji w stanie stacjonarnym jest następujące

$$Q = \rho/\tau - D\Delta\rho = (\rho - L^2\Delta\rho)/\tau.$$

Równanie to wyraża, że zachodzi stan równowagi pomiędzy powstawaniem neutronów ciepłych (Q), przybywaniem neutronów wskutek dyfuzji ($D\Delta\rho$) oraz zanikaniem neutronów wskutek łączenia się z protonami (ρ/τ). Rozpatrując zagadnienie jako jednowymiarowe otrzymujemy rozwiązanie postaci:

$$\rho = Q\tau(1 - e^{-x/L}) + ae^{-x/L}.$$

Współczynnik a jest to gęstość neutronów w płaszczyźnie $x = 0$. ($-Q\tau + a$) $D/L = -QL + aL/\tau$ jest to prąd neutronowy na powierzchni wyjściowej (znak ujemny oznacza, że prąd jest skierowany na zewnątrz bloku). Z drugiej strony na dostatecznej głębokości mamy $\rho = Q\tau$; prąd neutronowy wynosi zatem $Q\tau v$. Zaniedbując w pierwszym przybliżeniu a , otrzymujemy jako stosunek R prądów neutronowych (mierzonych jako wielkość aktywacji) wewnątrz i zewnątrz bloku $R = \tau v/L = N/L = (3N)^{1/2}$ (p. str. 508). Dokładniejszy rachunek, w którym bierzemy pod uwagę okoliczność, iż w płaszczyźnie $x = 0$ gęstość jest różna od zera i że neutrony padają na detektor oraz na absorbent z różnymi pochyleniami, daje stosunek R nieco inny, mianowicie $N^{1/2}$. Jest rzeczą godną uwagi, że można na podstawie takich prostych doświadczeń oznaczyć liczbę zderzeń poprzedzających schwytanie neutronu przez proton. *Amaldi i Fermi* znaleźli, że $R = 11$ i stąd $N = 121$.

Znajomość l , L i N pozwala sprawdzić wzór wyrażający zależność między tymi wielkościami. Otrzymujemy $L^2 = l^2 N/3 = (0,3)^2 \cdot 121/3 = 3,63$, co daje $L = 1,9$ cm, natomiast wartość doświadczalna wynosi 2,1 cm; zgodność jest zatem zadowalająca. Wreszcie zaznaczymy, że na podstawie znajomości L możemy obliczyć średni czas życia τ . W istocie $L = (D\tau)^{1/2} = (lv\tau/3)^{1/2}$. Kładąc $v = (8 kT/\pi m)^{1/2} = 2,48 \cdot 10^5$, tj. $T = 293^\circ$

znajdujemy $4,41 = 2,48 \cdot 10^4 \tau$; $\tau = 1,78 \cdot 10^{-4}$ sek — jest to wartość, którą posługiwaliśmy się poprzednio. Dokładna znajomość tej stałej posiada wielkie znaczenie dla teorii budowy deuteronu oraz sił działających pomiędzy protonem i neutronem.

Za pomocą analogicznych metod możemy badać własności powolnych neutronów, należących do grup w przybliżeniu izokinetycznych. Możliwość wydzielania i badania grup tego rodzaju wynika z istnienia selektywnej absorpcji neutronów. Zanim jednak zajmniemy się tą sprawą, musimy zaznajomić się w ogólnych zarysach z jądrowymi reakcjami neutronów.

5. Reakcje neutronów.

a) Uwagi ogólne. Jak to zaznaczaliśmy poprzednio, dla badania neutronów posługujemy się prawie zawsze promieniotwórczością wzbudzoną działaniem neutronów w różnych pierwiastkach. Rozpoznanie chemicznej natury utworzonego radiopierwiastka pozwala w wielu przypadkach scharakteryzować jednoznacznie rodzaj reakcji, w której ten pierwiastek został utworzony. Oznaczmy przez Z i Z' liczby atomowe pierwiastka naświetlonego oraz powstającego radiopierwiastka. Jeżeli $Z - Z' = 1$, reakcja musi polegać na emisji protonu (emisja deuteronu jest zjawiskiem bardzo mało prawdopodobnym i nie została dotąd nigdy zaobserwowana). Jeżeli $Z - Z' = 2$, to mamy do czynienia z emisją cząstki α . Przypadek $Z = Z'$ jest bardziej skomplikowany, gdyż reakcja może polegać bądź na schwytaniu neutronu (n, γ), bądź na emisji dwóch neutronów ($n, 2n$)¹⁾; rozróżnienie tych możliwości wymaga uwzględnienia różnych okoliczności, w których powstaje dany radiopierwiastek (rzęd wielkości energii neutronów, izotopowy skład naświetlonego pierwiastka oraz pierwiastków sąsiednich, porównanie transmutacji wywołanych przez pociski innego rodzaju). Pomiar aktywności pozwala wyznaczyć bezpośrednio wydajność reakcji. Możemy zmieniać tę wydajność przepuszczając neutrony przez różne ciała, które zależnie od położenia działają bądź jako absorbenty, bądź jako ekrany rozpraszające; w ten sposób zdobywamy wiadomości dotyczące pochłaniania i rozpraszania neutronów wywołujących daną aktywację. W doświadczeniach tego rodzaju radiopierwiastek odgrywa rolę wskaźnika reakcji jądrowych zachodzących w ciałach, które modyfikują promieniowanie neutronowe. Jest to metoda bardzo cenna, zwłaszcza w przypadku, gdy mamy do czynienia z ciałami, które pod działaniem neutronów nie uzyskują promieniotwórczości; w innych przypadkach metoda dostarcza wiadomości uzupełniających wyniki otrzymane na podstawie badania aktywności.

Znamy obecnie z pewnością 5 typów reakcji neutronowych (n, p), (n, α), (n, γ), ($n, 2n$), (n, n); ten ostatni symbol oznacza rozproszenie

¹⁾ Według najnowszych doświadczeń może zachodzić jeszcze inny rodzaj reakcji «izotopowej», mianowicie powstawanie jądra «izomerycznego» (por. rozdz. IV, C).

sprężyste, lub niesprężyste. Ponadto jest rzeczą prawdopodobną, że istnieje szósty rodzaj $(n, 3n)^1$). Reakcje (n, p) i (n, α) są najczęściej endoergiczne; jeżeli zaś wydzielają energię, to zazwyczaj w bardzo małej ilości; ponadto naładowana cząstka może opuścić jądro tylko w tym przypadku, gdy posiada dostateczną energię kinetyczną, aby przejść przez barierę potencjału. Z tego powodu reakcje tego typu mogą być spowodowane tylko przez prędkie neutrony i zachodzą ze szczególną łatwością w lekkich pierwiastkach, których bariera potencjału posiada niewielką wysokość. Reakcja $(n, 2n)$ jest zawsze wybitnie endoergiczna, co pozostaje w związku z wielkim nadmiarem masy neutronu; otrzymujemy ją również tylko za pomocą neutronów o wielkiej energii; natomiast wysokość bariery potencjału nie odgrywa w tym przypadku żadnej roli, ponieważ wysyłana cząstka nie jest naładowana. Co się tyczy reakcji (n, n) , to neutrony powolne, których energia nie wystarcza do wzbudzenia poziomów rozpraszającego jądra, mogą doznawać tylko rozproszenia sprężystego; prędkie neutrony mogą być rozpraszane zarówno sprężysto jak i niesprężysto. Wreszcie reakcja (n, γ) , tj. schwytanie neutronu z jednoczesną emisją protonu γ oraz przemianą danego izotopu na cięższy izotop tego samego pierwiastka, zachodzi na ogół z tym większą łatwością, im energia neutronów jest mniejsza. Badania poświęcone tej reakcji odegrały bardzo wielką rolę w rozwoju poglądów na przebieg reakcji jądrowych.

a) Reakcja (n, γ) . Absorpcja selektywna. Na ogół dany pierwiastek (lub raczej izotop) może ulegać jednocześnie przemianom wynikającym ze wszystkich wymienionych reakcji. Wszelako w przypadku lekkich jąder przeważają reakcje (n, α) i (n, p) , gdy tymczasem pierwiastki o większym ciężarze atomowym dają z większą łatwością reakcję (n, γ) . W tym przypadku zachodzą dwie możliwości. Jeżeli pierwiastek naświetlony jest nieparzysty, np. srebro posiadające izotopy 107 i 109, to w następstwie reakcji (n, γ) powstają izotopy ^{108}Ag i ^{110}Ag , z konieczności nietrwałe (nieparzystej liczbie atomowej nie może odpowiadać parzysty ciężar atomowy), a zatem promieniotwórcze. Natomiast pierwiastki parzyste, np. kadm, posiadające wielką liczbę izotopów, których ciężary atomowe różnią się o 1, mogą chwytac neutrony nie uzyskując promieniotwórczości, gdyż z jednego izotopu trwałego może powstać cięższy izotop, również trwały. Badanie aktywacji typu (n, γ) pierwiastków nieparzystych, np. *V*, *Mn*, *Br*, *Rh*, *Ag*, *J* itd., doprowadziło *Fermiego* do odkrycia pierwszorzędного znaczenia, dotyczącego działania bardzo powolnych neutronów.

Rozpatrzmy w sposób nieco bardziej szczegółowy przypadek *Ag*. Radioizotopy ^{108}Ag i ^{110}Ag , o których była mowa poprzednio, posia-

¹⁾ W tej klasyfikacji pomijamy zjawisko podziału ciężkich jąder uranu i toru (p. rozdz. IV, D).

dają okresy 2,3 *min* i 22 *sek* i drogą emisji promieni β zamieniają się w trwałe izotopy ^{108}Cd i ^{110}Cd ¹⁾. Dla przykładu podamy, że płytka srebrna o rozmiarach $2 \times 2\text{cm}$, naświetlana w ciągu 5 *min* neutronami ze źródła $\text{Ra} + \text{Be}$ (100 *mc*) w odległości ok. 3 *cm* od źródła, umieszczona natychmiast po ekspozycji tuż obok cienkościennego licznika *Geigera-Müllera* daje początkowo ok. 20 impulsów na *min*. Jeżeli pomiędzy źródłem i receptorem umieszczamy płytkę parafinową, liczba ta wzrasta wraz z grubością najpierw powoli, a później bardzo prędko. Np. aktywność podwaja się przy użyciu płytki o grubości 1 *cm* i wzrasta 10-krotnie, jeżeli grubość parafiny wynosi 3 *cm*. Ten wzrost aktywności jest znacznie większy w przypadku, gdy posługujemy się «źródłem powolnych neutronów», tj. umieszczamy preparat $\text{Ra} + \text{Be}$ wewnątrz bloku parafinowego, jak to było objaśnione poprzednio. Płytką *Ag* położona na bloku uzyskuje promieniotwórczość 40 razy większą niż «normalnie», tj. w tej samej odległości, lecz bez parafiny. Wreszcie umieszczając płytkę «w gazie neutronowym», tj. po prostu przykrywając ją innym blokiem parafiny, otrzymujemy współczynnik wzrostu rzędu 200. Maksymalna wartość tego współczynnika jest to wielkość charakterystyczna dla naświetlonego pierwiastka (lub, mówiąc dokładniej, dla izotopu, z którego powstaje radiopierwiastek o danym okresie). Ponieważ powiększenie objętości parafiny prowadzi do zwiększenia liczby powolnych neutronów, przeto na podstawie tych doświadczeń, możemy wyciągnąć wniosek, że neutrony powolne wywołują reakcję (n, γ) ze znacznie większą łatwością niż neutrony prędkie. W jednym z późniejszych ustępów zajmiemy się teoretycznym uzasadnieniem tej różnicy działania; obecnie zajmujemy się zagadnieniem związku pomiędzy wydajnością reakcji (n, γ) i prędkością neutronów.

W celu badania tego związku osłaniamy receptor od źródła różnymi ciałami odgrywającymi rolę absorbentów. Stwierdzamy, że istnieją pierwiastki pochłaniające bardzo silnie neutrony, które powodują badaną aktywację. Niektóre spośród tych absorbentów działają w sposób mniej więcej jednakowy na wszystkie aktywowane pierwiastki. Krzywe absorpcji otrzymane drogą zwiększania grubości absorbenta wykazują, że czynne promieniowanie zawiera co najmniej dwa składniki, z których jeden jest pochłaniany według prawa wykładniczego (w rzeczywistości analiza krzywej daje pewne odchylenie od prawa wykładniczego, które tłumaczymy tym, że neutrony padające na absorbent są pochłaniane tym silniej, im pochylenie jest większe), drugi zaś jest pochłaniany przez absorbent w bardzo nieznacznym stopniu. Pochłanianie pierwszego składnika w niektórych pierwiastkach odznacza się bardzo wielkim współczynnikiem absorpcji, jak to widać na następującej tablicy.

¹⁾ Sztuczna promieniotwórczość będzie rozpatrywana w rozdziale IV. Niektóre fakty podane w tym ustępie są konieczne dla zrozumienia okoliczności zachodzących w absorpcji neutronów.

TABLICA I

Pierwiastek	Współczynnik absorpcji μ cm ² /g	Przekrój czynny $\sigma = \mu A/N$ cm ²
Lit.	6,3	72.10 ⁻²⁴
Bor	35	620
Kadm.	13,9	2600
Gadolin	116	30000
Samar.	16,2	4300
Rtęć	1,33	440

Jak to już zaznaczyliśmy poprzednio, kadm pochłania neutrony ciepłne i wywiera bardzo małe działanie na inne neutrony. Ta uwaga stosuje się również do niektórych innych absorbentów, np. do gadolinu, samaru, rtęci; ponieważ jednak kadm został najlepiej zbadany, przeto zajmijmy się tylko absorpcją w kadmie. Przykrywając kadm srebrem lub inne ciała ulegające reakcji (n, γ) stwierdzamy, że aktywność otrzymana za pomocą powolnych neutronów wybitnie się zmniejsza (np. dwukrotnie w przypadku *Ag* i czterokrotnie w przypadku *Rh*). Fakt ten dowodzi, że neutrony ciepłne wytwarzają znaczną część obserwowanej aktywności. Badanie aktywności pozostałej, tj. pochodzącej od neutronów przefiltrowanych przez kadm, ujawniło fakt wielkiego znaczenia. Mianowicie stwierdzono (*Moon i Tillmann, Chalmers i Szilard, Fermi i Amaldi*), że działanie pochodzące od tych neutronów zmniejsza się w bardzo znacznym stopniu, jeżeli użyjemy absorbenta z tego samego materiału, co detektor. Innymi słowy, mamy do czynienia z selektywną absorpcją neutronów. Tak np. płytka *Ag* o grubości 0,05 mm, użyta jako drugi absorbent (po uprzedniej absorpcji neutronów ciepłych w kadmie), zmniejsza dwukrotnie pozostałą aktywność cienkiego receptora srebrnego, gdy tymczasem nawet gruby ekran z innego materiału nie wywiera na ogół żadnego działania. Selektywność absorpcji dotyczy nie tylko natury absorbenta, lecz również rodzaju promieniotwórczości; np. w wymienionym przykładzie zmniejsza się wydatnie tylko promieniotwórczość o okresie 23 sek. Zupełnie podobne zjawiska zostały zauważone w przypadku innych pierwiastków, np. *J, Rh, Br, Au* itd.

W celu interpretacji tych zjawisk zakładamy, że każdemu z tych pierwiastków odpowiada jedna grupa lub kilka grup neutronów w przybliżeniu izokinetycznych, bardzo silnie absorbowanych w danym pierwiastku. Mechanizm tej absorpcji polega po prostu na schwytaniu neutronów, czemu towarzyszy, jak wiemy, powstawanie radioizotopu. Jeżeli mamy do czynienia z tylko jedną grupą, absorpcja tej grupy w badanym pierwiastku powinna charakteryzować się prostym prawem wykładniczym, a zatem istnieniem określonego współczynnika absorpcji. W rze-

czywistości absorpcja ma charakter wykładniczy tylko w przypadku, gdy warstwa absorbenta jest bardzo cienka, wiązka zaś równoległa; ograniczając się jednak do cienkich warstw możemy oznaczyć współczynnik absorpcji z dosyć wielką dokładnością. W przypadku kilku grup jest rzeczą konieczną rozłożyć krzywą absorpcji drogą analizy matematycznej na kilka składników, co jest możliwe tylko wtedy, kiedy współczynniki absorpcji nie są zbyt zbliżone do siebie. Na poniższej tablicy są podane wartości współczynników selektywnej absorpcji niektórych pierwiastków (ze wskazaniem odpowiednich okresów).

TABLICA II

Pierwiastek	Okres	$\mu \text{ cm}^2/\text{g}$	$\sigma = \mu A/N$
Srebro	22"	39,3	$14000 \cdot 10^{-24}$
Rod	44"	35	6000
Iryd	19,2 g	1,9	600
Złoto	2,7 d	7,7	2500

Interpretację grup utrudnia okoliczność, że nie posiadamy na ogół metod pozwalających zmierzyć bezpośrednio prędkość neutronów. Prędkość tę zdołano zmierzyć tylko w kilku przypadkach, a m. i. w przypadku absorpcji neutronów cieplnych w kadmie. Użyta metoda jest podobna do metody zastosowanej przez *Laporte'a* w badaniu ruchliwości jonów gazowych (Promieniotwórczość, str. 21). Dwa równoległe krążki umieszczone w odległości l od siebie obracają się dookoła tej samej osi. Na krążkach są umieszczone wycinki z blachy kadmowej, przedzielone wycinkami pustymi mniej więcej tej samej wielkości. Neutrony przechodzące przez «okna», tj. puste wycinki pierwszego krążka w kierunku równoległym do osi¹⁾, ulegają pochłonięciu przez pełne wycinki drugiego krążka, jeżeli te ostatnie obróć się w ciągu czasu, w którym neutrony przebiegają odległość l , o kąt $\theta = 2\pi n l / v = \pi / m$, gdzie n jest to liczba obrotów w sekundzie, v — prędkość neutronów, m — liczba pełnych sektorów. Kładąc $n = 50$, $l = 50$, $v = 2,5 \cdot 10^5$ znajdujemy $\theta = 6,25 \cdot 10^{-2} \sim 3,5^\circ$.

Zastosowanie metody wymaga przeto użycia bardzo wąskich wycinków i w bardzo znacznej liczbie. Za pomocą tej metody zdołano przekonać się, że neutrony pochłaniane przez kadm posiadają prędkości «cieplne», których rozkład nie różni się zbyt od rozkładu zgodnego z prawem *Maxwella*.

¹⁾ W celu utworzenia wiązki neutronów równoległej do osi posługujemy się krążkiem nieruchomym, umieszczonym między źródłem i pierwszym, krążkiem ruchomym i posiadającym takie same wycinki.

Opisana metoda nie nadaje się do mierzenia prędkości grup absorbowanych selektywnie, gdyż te prędkości są wielokrotnie większe od prędkości neutronów ciepłych. Prędkości te zdołano jednak oznaczyć pośrednio w inny sposób. W odróżnieniu od kadmu bor i lit pochłaniają nie tylko neutrony ciepłe, lecz również neutrony powolne w ogólnym znaczeniu tego słowa, tj. neutrony, których energia waha się od 0 do kilkuset *ew*. Jak wynika z rozważań teoretycznych, współczynniki absorpcji neutronów określonej prędkości w borze lub w litie są odwrotnie proporcjonalne do prędkości. Te wnioski teoretyczne zostały potwierdzone doświadczalnie. Doświadczenie polegało na tym, że neutrony ciepłe padały na warstwę boru złożoną na brzegach krążka obracającego się z wielką prędkością, tak iż prędkość liniowa ekranu była tego samego rzędu wielkości, co prędkości ciepłe. Odwracając kierunek obrotu krążka zmieniano w znacznym stopniu prędkość neutronów odniesioną do jąder boru, tj. prędkość względną, a zatem ten właśnie czynnik, od którego zależy wartość współczynnika absorpcji. Jest rzeczą jasną, że doświadczenie tego rodzaju może dotyczyć tylko bardzo wąskiego przedziału prędkości. Niemniej jednak prowadzi ono do wniosku, że absorpcja jest istotnie odwrotnie proporcjonalna do prędkości; możemy z dużym stopniem prawdopodobieństwa przyjąć, że to prawo stosuje się w znacznie większym przedziale, np. aż do 1000 elektronowoltów. Tę własność boru zastosowano do badania selektywnej absorpcji w następujący sposób. Najpierw usuwa się neutrony ciepłe za pomocą ekranu kadmowego, następnie zaś bada się absorpcję pozostałych neutronów w borze. Jeżeli istnieje tylko jedna grupa, to absorpcja ma charakter wykładniczy (w idealizowanym przypadku wiązki równoległej, w rzeczywistości jednak, jak to było zaznaczone, krzywa posiada przebieg różny od wykładniczego) i można oznaczyć wartość współczynnika absorpcji. Fakt ten dowodzi, że grupa «selektywna» składa się z neutronów, których prędkości są w przybliżeniu jednakowe. W celu obliczenia prędkości konieczna jest znajomość współczynnika absorpcji neutronów ciepłych w borze. Zagadnienie jest dosyć skomplikowane wskutek istnienia Maxwellowskiego rozkładu prędkości neutronów ciepłych. Rachunek wykazuje, że współczynnik absorpcji jest zależny od grubości boru; możemy jednak na podstawie danych doświadczalnych obliczyć wartość współczynnika absorpcji odpowiadającą jakiejś określonej energii wybranej z przedziału energii ciepłych, np. energii kT . Niech będzie A_T wartość współczynnika absorpcji tych neutronów, A_S — współczynnik absorpcji neutronów należących do badanej grupy selektywnej, E_S energia neutronów tej grupy. Mamy: $E_S = kT(A_T/A_S)^2 = 0,0257 \cdot (28,7/A_S)^2$ *ew*, jeżeli współczynniki absorpcji są wyrażone w cm^2/g .

Następująca tablica zawiera niektóre wartości energii grup absorpcji selektywnej w różnych pierwiastkach lub w oddzielnych izotopach.

TABLICA III

Pierwiastek	Okres	E_s (ew)
Rod	44"	1,3
"	3,9'	1,1
Srebro	22"	3,0
"	"	5,5 (druga grupa)
Mangan.	150'	60
Brom	18'	100
Złoto	2,7 d	3,0

Jest rzeczą użyteczną wyrażać współczynniki absorpcji jako *przekroje czynne*, czyli współczynniki absorpcji odniesione do jednego atomu. Znaczenie fizyczne tej wielkości posiadającej wymiary pola jest następujące. Istnieje pewne pole związane z danym jądrem, określone warunkiem, że neutron, który pada wewnątrz tego pola, ulega pochłonięciu. Jak to wynika z tablicy II, absorpcja różnych grup w niektórych pierwiastkach jest bardzo wielką, niekiedy nawet większą niż absorpcja promieni α . Ten fakt może wydawać się zadziwiający, zwłaszcza jeżeli zważymy, że neutron został odkryty na podstawie wprost przeciwnej własności, mianowicie na podstawie bardzo wielkiej przenikliwości. Ten kontrast uderza w jeszcze większym stopniu, jeżeli posługujemy się pojęciem przekroju czynnego. W istocie przekrój czynny prędkiego neutronu jest rzędu wielkości 10^{-24} cm^2 , tj. rzędu wielkości przekroju samego jądra; natomiast czynne przekroje w absorpcji powolnych neutronów są wielokrotnie większe, np. czynny przekrój kadmu względem ciepłych neutronów wynosi $2,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$, co znaczy, że neutron może być schwytyany nawet wtedy, gdy przebiega w odległości od jądra 50 razy większej od jego promienia. Niemniej uderzający jest fakt istnienia selektywnej absorpcji neutronu, ponieważ zjawiska tego rodzaju charakteryzują zazwyczaj promienie falowe, nie zaś korpuskularne. Wszystkie te fakty, niezrozumiałe z punktu widzenia teorii klasycznych, znalazły zupełnie zadowalające wytłumaczenie w mechanice kwantowej. Można by powiedzieć, że badanie powolnych neutronów dostarczyło nowych i wysoce przekonujących dowodów słuszności falowej teorii materii. W istocie długość fali *de Broglie'a* przynależnej neutronowi o energii E_{ew} jest dana przez wzór

$$\lambda = 8.10^5 \hbar / \sqrt{2mE} = 8.10^5 \cdot 6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 5,5 \cdot 10^{11} / \sqrt{E} = 2,85 \cdot 10^{-9} / \sqrt{E} \text{ cm.}$$

Z tego wynika, że neutron ciepły ($E = 0,025$) posiada długość fali równą $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Z drugiej strony, jak wynika z teorii falowej, przekrój czynny, charakteryzujący oddziaływanie jakiegokolwiek zjawiska fa-

lowego na atom, zawiera jako czynnik kwadrat długości fali (ściślej biorąc, $\lambda^2/4\pi^2$) i może osiągnąć wartość porównywalną z tą ostatnią wielkością. Widzimy zatem, że w przypadku neutronów ciepłych przekrój czynny mógłby w zasadzie osiągnąć wartość 10^{-17}cm^2 , a zatem wartość niezmiernie wielką w porównaniu z rozmiarami jądrowymi. W świetle tych danych wymienione poprzednio wielkie wartości współczynników absorpcji stają się zrozumiałe.

Mechanika kwantowa tłumaczy absorpcję selektywną jako zjawisko rezonansu. Schwytaniu neutronu towarzyszy wydzielenie się wielkiej ilości energii, równej sumie deficytu masy W_n oraz energii kinetycznej E_n . Ta energia pozostaje niejako uwięziona w jądrze, zanim nastąpi emisja fotonu γ . Jak wynika z zasad mechaniki kwantowej, zjawisko to zachodzi z bardzo wielkim stopniem prawdopodobieństwa w przypadku rezonansu, tj. wówczas, gdy rozporządzalna energia $E_n + W_n$ jest równa energii jednego ze wbudowanych poziomów utworzonego jądra. Przekrój czynny, tj. współczynnik absorpcji atomowej wyraża się w tym przypadku wzorem

$$\sigma = g\lambda^2\Gamma_n\Gamma_\gamma/4\pi[(E_n - E_0)^2 + \Gamma^2/4], \quad (3)$$

gdzie λ jest to długość fali *de Broglie'a*, E_0 — energia kinetyczna, którą neutron posiadałby w przypadku dokładnego rezonansu. Γ_n , Γ_γ posiadają następujące znaczenie. Dany stan wzbudzenia jest nietrwały i zanika (mówiąc ściśle, prawdopodobieństwo znalezienia jądra w tym stanie zmniejsza się) z czasem według prawa wykładniczego $e^{-2\pi\Gamma t/h}$; Γ jest to zatem wielkość analogiczna do stałej przemiany promieniotwórczej; Γ_n i Γ_γ mogą być traktowane jako stałe «cząstkowe», odpowiadające różnym sposobom zanikania wbudzonego stanu; mianowicie Γ_n charakteryzuje prawdopodobieństwo reemisji neutronu, Γ_γ — emisji fotonu; mamy przy tym $\Gamma_n + \Gamma_\gamma = \Gamma$. Wreszcie g jest to współczynnik zależny od «spinów» neutronu i jądra, a zatem od liczby możliwych wzajemnych ustawień cząstek biorących udział w reakcji.

Powyższy wzór (3) jest zupełnie analogiczny do wzoru wyrażającego współczynnik absorpcji fotonu świetlnego o częstotliwości ν w atomach, których częstota własna wynosi ν_0 .

$$\sigma = \frac{\lambda^2\Gamma^2}{8\pi[(\nu - \nu_0)^2 h^2 + \Gamma^2/4]}.$$

W zgodności z teorią doświadczenie poucza, że w przypadku powolnych neutronów reemisja neutronu jest to zjawisko bardzo mało prawdopodobne w porównaniu z emisją fotonu; innymi słowy, Γ_n jest małe w porównaniu z Γ_γ i możemy położyć $\Gamma_n \cong \Gamma$. W tych warunkach wzór (3) pisze się $\sigma_{\text{rez}} = g\lambda^2\Gamma_n/\pi\Gamma$. Z tego wynika, jak to już zaznaczaliśmy, że przekrój czynny może osiągnąć wartość tego samego rzędu wielkości, co kwadrat długości fali. Jest zatem rzeczą jasną, że absorpcja selektywna jest

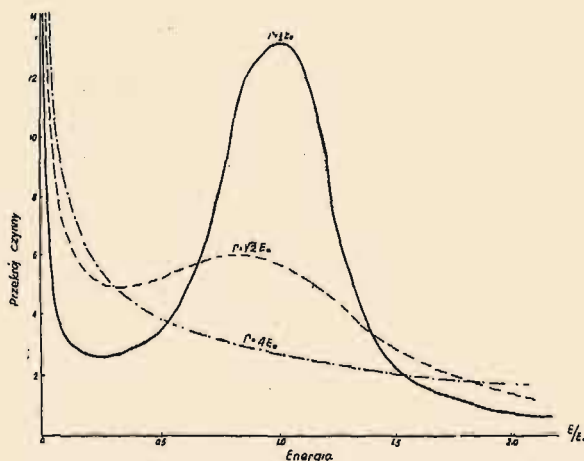
największa wtedy, kiedy długość fali odpowiadająca dokładnemu rezonansowi jest bardzo wielka. Z drugiej strony, jak wiemy, wielkiej długości fali odpowiada mała prędkość. Rezonansowe poziomy silnie pochłaniających pierwiastków muszą zatem odpowiadać bardzo małym wartościom energii kinetycznej elektronu, rzędu wielkości kilku elektronowoltów.

Jest rzeczą godną uwagi, że znaczna liczba pierwiastków posiada poziomy rezonansowe spełniające ten warunek. W istocie *absolutna wartość* energii tych poziomów jest bardzo znaczna, gdyż równa się sumie energii kinetycznej neutronu oraz wyrażonego w jednostkach energetycznych deficytu masy, wynoszącego około 8 *Mew*. Jest przeto rzeczą zadziwiającą, że w tak licznych przypadkach energie rezonansowe różnią się zaledwie o kilka elektronowoltów od energii wiązania neutronu. Zgodności tej nie przypisujemy przypadkowi, lecz zakładamy, że silnie wzbudzone jądra posiadają bardzo liczne poziomy, położone bardzo gęsto. Jak o tym będzie mowa w następnym rozdziale, założenie to stanowi jedną z podstaw «termodynamicznej» teorii jądra podanej przez *Nielsa Bohra*. Inny interesujący fakt dotyczy ostrości «absorpcyjnych pasm» jądrowych. Podobnie jak w optyce, możemy zdefiniować szerokość pasma absorpcyjnego jako wartość współczynnika Γ we wzorze (3), gdyż w przypadku $E_n - E_0 = \Gamma/2$ współczynnik absorpcji wynosi połowę wartości maksymalnej. Z punktu widzenia doświadczalnego należy rozróżniać szerokość «naturalną», tj. wymienioną wartość oraz szerokość obserwowaną, która wskutek istnienia zjawiska *Dopplera* jest większa od naturalnej. W istocie należy pamiętać o tym, że jądra pierwiastka pochłaniającego neutrony wykonywają ruchy cieplne, prędkość względna neutronu waha się przeto w pewnym przedziale nawet wtedy, kiedy wiązka jest dokładnie izokinetyczna. Niech będzie E energia neutronu, T — temperatura; bezwzględna prędkość v neutronu o masie m wynosi $(2E/m)^{1/2}$, średnia prędkość jądra M w określonym kierunku wynosi $(kT/2\pi M)^{1/2}$; fluktuacja Δv prędkości względnej jest zatem rzędu wielkości $(2kT/\pi M)^{1/2}$, fluktuacja zaś energii względnej wynosi w przybliżeniu $m v \Delta v = 2(mEkT/\pi M)^{1/2} = 0,192(E/M)^{1/2}$, jeżeli E jest wyrażone w elektronowoltach. Dla przykładu podamy, że w przypadku jądra o masie 100 i energii rezonansowej $E = 4 \text{ ew}$ wymieniona fluktuacja, tj. szerokość prążka *Dopplera*, wynosi 0,038 *ew*. *Halban* i *Paxton* wykazali, że doświadczalna szerokość rezonansowego pasma srebra jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość *Dopplera*. Ci autorowie badali zależność pomiędzy absorpcją rezonansowych neutronów srebra w cienkiej blaszce srebrnej oraz temperaturą tej blaszki, mianowicie porównywali absorpcję w temperaturze pokojowej oraz w temperaturze wynoszącej około 800°. W tym ostatnim przypadku szerokość wynikająca ze zjawiska *Dopplera* powinna być prawie dwa razy większa niż w temperaturze pokojowej. Gdyby szerokość naturalna była znacznie większa od szeroko-

kości Dopplera, ten wzrost zjawiska *Dopplera* nie mógłby wywierać żadnego wpływu. Jeżeli jednak szerokość naturalna jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość Dopplera, podwyższenie temperatury o 800° musi prowadzić do wyraźnego powiększenia szerokości pasma, a zatem, jak to wykazuje rachunek, do zmniejszenia współczynnika absorpcji. W istocie *Halban* i *Paxton* znaleźli, że srebro pochłania neutrony w mniejszym stopniu w 800° niż w temperaturze pokojowej; względna różnica współczynników absorpcji wynosi około 4%. Na tej podstawie wnioskujemy, że szerokość naturalna jest zbliżona do 0,1 ew. Należy zaznaczyć, że teoria selektywnej absorpcji opracowana przez *Breita* i *Wignera*, a następnie udoskonalona przez *Bethego* i *Placzeka*, prowadzi do wniosku, że pasma rezonansowe powinny być bardzo wąskie; szerokość teoretyczna jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość oznaczona doświadczalnie.

Na podstawie wzoru (3) możemy wykreślić krzywą pochłaniania neutronu w zależności od jego energii (rys. 9). Na tej krzywej rozróżniamy co najmniej dwa przedziały «wielkiej absorpcji». W okolicy $E = 0$ σ jest w przybliżeniu proporcjonalne do $\lambda^2 \Gamma_n$, gdyż inne wyrazy są w przybliżeniu stałe; należy bo-

wiem wziąć pod uwagę, że Γ_n dotyczy reemisji neutronu posiadającego energię początkową E , współczynnik Γ_n jest zatem szybkozmienny w okolicy $E=0$. Z teorii wynika, że $\Gamma_n \sim E^{1/2}$, tj. do prędkości v ; z drugiej strony $\lambda \sim 1/v$, mamy przeto $\sigma \sim 1/v$. Szerokość przedziału, w którym współczynnik absorpcji jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości, jest tym większa, im E_0 lub

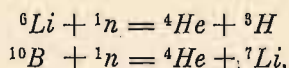


Rys. 9.

Γ są większe; natomiast w okolicy $E = E_0$ krzywa przybiera typowy wygląd krzywej rezonansowej, tj. posiada maximum, którego ostrość jest zależna od szerokości pasma, w dalszej zaś części krzywej absorpcja zmniejsza się w sposób prawidłowy aż do ewentualnego ukazania się nowego maximum. Dokładna postać krzywej jest zależna od wartości E_0 oraz współczynników Γ . Niekiedy zdarza się, że E_0 jest bardzo zbliżone do 0 lub posiada nawet wartość ujemną; w pierwszym przypadku początkowa część krzywej jest spłaszczona, w drugim zaś przypadku początkowy spadek może być nawet szybszy niż to odpowiada prawu proporcjonal-

ności absorpcji do $1/\nu$. W celu badania tej początkowej części krzywej absorpcji, możemy posługiwać się opisaną poprzednio metodą ruchomego ekranu; jest jednak rzeczą znacznie prostszą badać absorpcję w zależności od temperatury neutronów cieplnych. (Średnia energia kinetyczna tych neutronów jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej). W tym celu zmieniamy temperaturę środowiska, przez które przechodzą neutrony, np. umieszczamy w termostacie do niskich temperatur płytkę parafinową o grubości wystarczającej do tego, aby neutrony, które przez nią przeszły, osiągnęły stan równowagi cieplnej z otoczeniem, i następnie badamy absorpcję tych neutronów w różnych pierwiastkach. Liczne doświadczenia tego rodzaju wykonane w szeregu laboratoriów wykazały, że współczynnik absorpcji neutronów cieplnych w niektórych pierwiastkach, np. w borze i srebrze, jest proporcjonalny do $(1/T)^{1/2}$, natomiast inne pierwiastki, jak np. kadm i rtęć, nie stosują się do tego prawa. Tak np. absorpcja w kadmie nie zmienia się prawie wcale, gdy temperaturę kadmu obniżamy do $20^\circ K$, gdy tymczasem absorpcja w rtęci wzrasta szybciej niż $(1/T)^{1/2}$. Możemy przeto traktować kadm i rtęć jako absorbenty realizujące dwa wymienione poprzednio szczególne przypadki prawa absorpcyjnego. Zakładamy, że poziom rezonansowy *Cd* odpowiada energii $+0,17 \text{ ew}$, poziom rezonansowy *Hg* energii $-0,3 \text{ ew}$.

c) Absorpcja w borze i w litie. Dotąd zajmowaliśmy się tylko reakcją (n, γ) , jako typową reakcją powolnych neutronów. Wszelako absorpcja powolnych neutronów *B* i *Li* nie jest związana z reakcją tego typu. Doświadczenia *Chadwicka* i *Goldhabera*, jak również *Fermiego* i jego współpracowników wykazały, że w tym przypadku zachodzą następujące reakcje:



a zatem należące do typu (n, α) . Reakcje (n, α) zachodzą na ogół tylko pod działaniem prędkich neutronów, gdyż cząstka α musi posiadać energię wystarczającą do przekroczenia bariery potencjału. Pierwiastki *B* i *Li* stanowią zatem wyjątek, który tłumaczy się tym, że wymienione reakcje są wybitnie egzoergiczne oraz tym, że bariery potencjału pierwiastków ${}^3\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ posiadają bardzo małą wysokość i wskutek tego są «przezroczyste» nawet dla cząstek α o stosunkowo małej energii.

Jak to już zaznaczaliśmy, absorpcja w borze i w litie stosuje się dokładnie do prawa $\sim 1/\nu$. Z punktu widzenia teoretycznego proporcjonalność do $1/\nu$ oznacza, że obserwowana krzywa odpowiada początkowej części typowej krzywej (rys. 9) lub innymi słowy, że pasmo rezonansowe jest bardzo oddalone od początku. Poziom, na którym neutrony są schwytane przez jądra boru lub litu, musi zatem odpowiadać stosunkowo wielkiej energii kinetycznej neutronu. Zakładamy, że ta energia

jest rzędu 100000 ew i że «stała promieniotwórczości» (którą w tym przypadku możemy po prostu rozpatrywać jako stałą przemiany α) jest tego samego rzędu wielkości.

d) Reakcje (n, α) , (n, p) , (n, n) i $(n, 2n)$. Jak to już zaznaczaliśmy, reakcje (n, α) i (n, p) wymagają na ogół użycia neutronów o wielkiej energii kinetycznej. Reakcje te zostały odkryte nieomal bezpośrednio po odkryciu neutronu; pierwsze obserwacje dotyczące lekkich pierwiastków (C, N, O) zostały dokonane za pomocą komory *Wilsona*. W przypadku ciężkich pierwiastków wszystkie wiadomości o tych reakcjach zawdzięczamy badaniu sztucznej promieniotwórczości. Pod względem bilansu energetycznego reakcje (n, α) są na ogół uprzywilejowane w stosunku do (n, p) , ponieważ nadmiar masy cząstki α jest mniejszy niż nadmiar masy protonu; różnice te kompensuje jednak częściowo okoliczność, że wysokość bariery potencjału jest dwa razy większa dla cząstki α niż dla protonu; aby zatem emisja odbywała się w obu przypadkach z jednakową łatwością, cząstki α muszą posiadać energię dwa razy większą niż protony. Z tego powodu reakcje (n, p) są obserwowane częściej niż (n, α) , z wyjątkiem lekkich pierwiastków, których wysokość bariery potencjału odgrywa mniejszą rolę. Obserwowane czynne przekroje są rzędu wielkości 10^{-24} cm^2 , tj. znacznie mniejsze niż w reakcji (n, γ) .

Reakcja (n, n) , tj. rozproszenie neutronów, zachodzi zarówno w przypadku neutronów prędkich jak powolnych. Z punktu widzenia teoretycznego rozproszenie sprężyste jest równie prawdopodobne jak rozproszenie niesprężyste. Ostatnie badania *Soltana* oraz *Grahame'a* i *Seaborga* dowodzą, że rozproszenie obu rodzajów jest tego samego rzędu wielkości. Istnienie rozproszenia niesprężystego zostało udowodnione przez *Wertensteina* i współpracowników w następujący sposób. Badano reakcję (n, γ) za pomocą promieniotwórczości wzbudzonej w srebrze; neutrony powodujące tę reakcję przechodziły przez warstwę substancji rozpraszającej neutrony. Znalezione, że w tych warunkach reakcja (n, γ) ulega wzmocnieniu, co świadczy o tym, że neutrony zostały zwolnione wskutek zderzeń w substancji rozpraszającej, tj. że doznały rozproszenia niesprężystego. W zjawisku rozproszenia zarówno sprężystego jak i niesprężystego przekrój czynny wzrasta wraz z ciężarem atomowym pierwiastka rozpraszającego.

Inny sposób badania rozproszenia niesprężystego wynika z tego, że energia utracona przez neutron w zderzeniu ujawnia się w postaci energii promieniowania γ wysyłanego przez trafione jądra. W istocie stwierdzono (*Lea, Kikuchi, Aoki i Musimi*), że promieniowanie γ towarzyszy przejściu prędkich neutronów przez materię; energia kwantowa jest rzędu wielkości kilku milionów elektronowoltów; przekroje zaś czynne nie różnią się zbyt od przekrojów czynnych obserwowanych w reakcjach (n, p) i (n, α) .

Reakcja $(n, 2n)$, w której mamy do czynienia z reemisją neutronu

pierwotnego oraz z emisją drugiego neutronu odłączonego od jądra, może być traktowana jako szczególny przypadek rozproszenia niesprężystego; w istocie po odrzuceniu pierwotnego neutronu jądro pozostaje w stanie wzbudzenia tym większego, im znaczniejsza była strata energii kinetycznej neutronu. Może nawet zdarzyć się, że energia wzbudzenia jądra jest większa od energii wiązania (8 do 9 *Mew*) neutronu należącego do tego jądra. W tym przypadku odłączenie neutronu jest zjawiskiem bardziej prawdopodobnym niż emisja fotonu. Istnienie reakcji $(n, 2n)$ zostało udowodnione drogą otrzymywania radioizotopów, które nie powstają pod działaniem powolnych neutronów i posiadają ciężar atomowy mniejszy od ciężaru atomowego bombardowanego pierwiastka.

Biorąc rzeczy ogólnie posiadamy znacznie mniej wiadomości o reakcjach neutronów prędkich niż o reakcjach neutronów powolnych, co tłumaczy się głównie tym, że neutrony prędkie nie dają zjawisk rezonansu, na których podstawie można by było przypisać daną reakcję neutronom o określonej energii.

D. Fotony. Reakcja (γ, n) .

Do niedawna znano trzy rodzaje absorpcji promieni γ , a mianowicie: absorpcję fotoelektryczną, rozproszenie związane z efektem *Comptona* oraz absorpcję wskutek materializacji, tj. wytwarzania par. Obecnie znamy czwarty rodzaj, mianowicie absorpcję fotonów w jądrze. Absorpcję tę możemy badać za pomocą tzw. zjawiska fotojądrowego, tj. rozkładu jądra, które pochłonięło foton o bardzo wielkiej energii. We wszystkich badanych dotąd przypadkach ten rozkład należy do typu (γ, n) , tj. polega na emisji neutronu. Zjawisko fotojądrowe zostało odkryte przez *Chadwicka* i *Goldhabera*, którzy wykazali, że deuterium naświetlane promieniami γ ThC'' (energia kwantowa 2,6 *Mew*) staje się źródłem emisji neutronów. Odkrycie to posiada duże znaczenie, gdyż pozwala oznaczyć energię wiązania deuteronu. W istocie energia wiązania jest równa energii fotonu zmniejszonej o energię kinetyczną $Q_n + Q_p$ cząstek powstających w reakcji:

$${}^2H + h\nu = {}^1n + {}^1H + Q_n + Q_p, \quad W = h\nu - Q_n - Q_p.$$

Z drugiej strony Q_n jest w przybliżeniu równe Q_p , pierwsza zaś z tych wielkości może być mierzona w zwykły sposób drogą badania maksymalnej energii odskoku protonów, np. na podstawie działania jonizacyjnego w komorze wypełnionej wodorem i umieszczonej w pobliżu naświetlanego deuterium. *Chadwick* i *Goldhaber* znaleźli, że $Q_n = 150000$ ew, mamy zatem $W = 2,3$ *Mew*¹⁾.

¹⁾ *Frisch*, *Halban* i *Koch* stwierdzili, że ta reakcja zachodzi również pod działaniem promieni γ *RaC*. Najtrwalszy ze znanych dotąd składników promieniowania γ tego pierwiastka posiada energię 2,2 *Mew*; należałoby przeto przypuszczać, że istnieje nie wykryty dotąd prążek o energii większej od 2,3 *Mew*.

Inna ważna reakcja, odkryta przez *Szilarda* i *Chalmersa*, jest to dysocjacja fotojądrowa berylu.

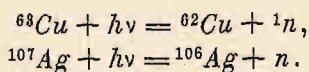


Ta reakcja zachodzi ze stosunkowo znaczną wydajnością, nawet pod działaniem promieni γ *RaC*.

Jak wynika z rachunku mas, do wytworzenia dysocjacji potrzebna jest co najmniej energia 1,6 *Mew*, w przypadku zatem promieni γ *RaC* czynne są dwa najtwardsze składniki o energii 1,8 i 2,2 *Mew*. *Rotblat* wykazał, że można zmierzyć bezpośrednio absorpcję tych składników w różnych pierwiastkach na podstawie liczby wytworzonych neutronów; w ten sposób unika się konieczności uprzedniego filtrowania promieni γ , co jest konieczne przy użyciu innych metod. *Paneth* i *Glückauf* udowodnili, że beryl 8 dzieli się po utworzeniu na dwa atomy helu. Doświadczenie polegało na porównaniu ilości helu, wytworzonego w berylu w ciągu oznaczonego czasu pod działaniem silnego promieniowania γ , z ilością helu, nagromadzonego w roztworze boranu sodowego, w którym neutrony wysyłane przez beryl ulegały całkowitej absorpcji; jak wiadomo bowiem, w tym ostatnim przypadku pochłonięciu każdego neutronu odpowiada powstanie jednego atomu helu¹⁾. Znalezione zgodnie z przewidywaniami, że stosunek tych ilości jest zbliżony do 2.

Neutrony fotojądrowe berylu składają się z kilku grup izokinetycznych, z których najliczniejsza posiada energię zbliżoną do 100000 eV. W niektórych doświadczeniach jest rzeczą korzystną posługiwać się izokinetyczną grupą neutronów o energii tego rzędu wielkości.

Dysocjacja lekkich pierwiastków pod działaniem promieni γ radiopierwiastków naturalnych jest możliwa dlatego, że jądra tych pierwiastków posiadają neutron stosunkowo słabo związany. Ten przypadek jest do pewnego stopnia wyjątkowy, gdyż energia wiązania neutronów jest na ogół rzędu wielkości 8 eV; zjawisko fotojądrowe jest przeto możliwe w innych pierwiastkach tylko wówczas, gdy rozporządzamy fotonami o energii większej od 8 *Mew*. Jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, fotony o bardzo wielkiej energii mogą być otrzymane drogą bombardowania lekkich pierwiastków protonami. *Bothe* i *Gentner* naświetlali szereg ciał promieniami γ o energii 17 *Mew*, wysyłanymi przez lit bombardowany protonami, i znaleźli, że niektóre pierwiastki ulegają w tych warunkach przemianie (γ , n). We wszystkich badanych przypadkach powstaje radiopierwiastek izotopowy względem pierwiastka naświetlanego i posiadający ciężar atomowy o 1 mniejszy. Przytoczymy następujące przykłady:



Wszystkie te radiopierwiastki mogą być otrzymane również działaniem prędkich neutronów. Oczywiście może to być tylko reakcja (n , $2n$),

¹⁾ Na podstawie reakcji ${}^1_0\text{n} + {}^{10}\text{Be} = {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$.

ponieważ powolne neutrony jej nie dają. Jest to ciekawy przykład rozpoznania charakteru reakcji oraz utworzonego radioizotopu na podstawie wyników otrzymanych drogą zastosowania dwóch zupełnie różnych czynników. Należy zaznaczyć, że reakcja (γ, n) spotyka się stosunkowo rzadko i jak się zdaje, możliwość tej reakcji wynika nie tylko z korzystnego bilansu energetycznego, lecz jest uzależniona od innych, bliżej nie znanych czynników.
