

## ROZDZIAŁ III

### BUDOWA JĄDRA

#### A. Rozmiary jądra. Dokładne wartości mas atomowych.

W ostatnich czasach wykonano wiele prac teoretycznych poświęconych zagadnieniu budowy i trwałości jąder. Dane doświadczalne, na których opierają się te prace, wynikają ze znajomości masy, spinu oraz rozmiarów jąder.

Wielkość spinu wielu pierwiastków zdołano wyznaczyć na podstawie spektroskopowego badania subtelnej budowy prążków widmowych oraz stosunku natężeń pomiędzy prążkami parzystymi i nieparzystymi w niektórych widmach pasmowych. W przypadku lekkich pierwiastków zdołano sprawdzić, a nawet uzupełnić te dane na podstawie reakcyj jądrowych. W istocie istnieją znane reguły wyboru. Jedną z tych reguł opiewa, że suma spinów jądra i bombardującej cząstki nie ulega zmianie w reakcji, jeżeli pierwotne jądra posiadały spin równy 0.

Co się tyczy rozmiarów jądra, to wzór *Gamowa* (Promieniotwórczość str. 327) pozwala obliczyć wielkość promienia jądra na podstawie stałej przemiany  $\alpha$ . Z drugiej strony o wielkości jądra wnioskujemy na podstawie tzw. anormalnego rozproszenia cząstek  $\alpha$ . Rozproszenie staje się anormalne wtedy, kiedy cząstka  $\alpha$  przenika wewnątrz bariery potencjału, tj. gdy posiada energię zbliżoną do wysokości  $B$  tej bariery. Możemy oszacować w ten sposób wysokość bariery, a zatem i promień jądra. Mamy bowiem  $B = 2Ze^2/r$ , gdzie  $r$ , czyli odległość najwyższego punktu bariery od środka jądra, może być rozpatrywana jako promień jądra. Wszystkie te fakty prowadzą do wniosku, że «objętość» jądra jest proporcjonalna do liczby masy, tj. do liczby  $A$  cząstek elementarnych zawartych w jądrze, innymi słowy, mamy  $r = r_0 A^{1/3}$ , gdzie  $r_0$  jest to wielkość stała. Istnieje dosyć znaczna niepewność co do wartości tej stałej. Posługując się wzorem *Gamowa* otrzymujemy  $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$  cm. Należy jednak zaznaczyć, że wzór ten został otrzymany w założeniu, iż cząstka  $\alpha$  istnieje w jądrze jako cząstka indywidualna. Zgodnie z dzisiejszymi poglądami, składniki jądra są to protony i neutrony, cząstka  $\alpha$  nie istnieje zatem jako oddzielny utwór

i najpierw musi nastąpić jej synteza z cząstek elementarnych, a później dopiero emisja (*Bethe*). Ta okoliczność zmniejsza prawdopodobieństwo emisji; w celu otrzymania obserwowanych wartości stałych promieniotwórczości musimy skompensować to zmniejszenie prawdopodobieństwa drogą obniżenia wysokości bariery potencjału; ponieważ zaś ta ostatnia wielkość jest zależna, jak to wyjaśniliśmy, od promienia  $r$ , musimy przeto założyć, że promienie jądrowe posiadają większe wartości. *Bethe* znajduje  $r_0 = 2,05 \cdot 10^{-13}$  cm; jego metoda rozumowania nastrocza jednak poważne wątpliwości i większość autorów skłania się raczej do poglądu, że wartości wynikające z teorii *Gamowa* są przynajmniej w przybliżeniu dokładne.

Najpewniejsze dane doświadczalne, jakie posiadamy o jadrach, są to wartości mas atomowych czystych izotopów. W celu wyznaczenia tych mas posługujemy się dwiema bardzo dokładnymi metodami, mianowicie metodą bezpośrednią, opartą na spektrografii mas, oraz metodą pośrednią, polegającą na badaniu energii wydzielanej w reakcjach jądrowych.

W spektrografii mas osiągnięto w ostatnich czasach znaczne postępy, które zawdzięczamy głównie *Jordanowi* i *Bainbridge'owi*, oraz *Mattauchowi*. Jak wiadomo, spektrograf *Astona* skupia w jednym punkcie jony posiadające różne prędkości, lecz jednakowe  $e/m$ . Spektrograf ten wymaga użycia bardzo cienkich wiązek promieni kanalikowych. Niedogodność ta została usunięta przez wymienionych autorów. Dzięki zastosowaniu własności soczewek elektrostatycznych umiemy obecnie otrzymywać prawdziwe «obrazy» szczeliny, tj. skupiać jony biegnące w kierunkach o dosyć znacznej rozbieżności katowej. Wskutek tego natężenie jest znacznie większe, co pozwala posługiwać się węższymi szczelinami, a zatem otrzymywać ostrzejsze prążki. Ponadto dla utrzymania możliwie największej dokładności w pomiarach względnych posługujemy się nie tylko «dubletami», jak np.  $^{12}\text{C}^1\text{H}_2$  i  $^{14}\text{N}$ , lecz również trypletami, jak np.  $^{16}\text{O}^2\text{H}^1\text{H}$  i  $^{19}\text{F}$ .

Dzięki tym ulepszeniom zdołano osiągnąć bardzo wielką dokładność, która w przypadku lekkich pierwiastków osiąga kilka setnych części jednostki masy atomowej. Postępom analizy mas towarzyszyły coraz to dokładniejsze oznaczenia energetycznego bilansu reakcji jądrowych; wyniki zaś tych obu metod uzupełniały się wzajemnie. Co więcej, badania niektórych reakcji ujawniły istnienie sprzeczności w układzie mas, przyjętym aż do roku 1935. Z wartości mas atomowych, podanych w tym układzie, wynikało mianowicie, że przemiany jądrowe polegające na dezintegracji  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  i  $^{11}\text{B}$  powinny były wydzielać znacznie więcej energii niż to znaleziono doświadczalnie, w szczególności wydawało się, że jądro  $^9\text{Be}$  powinno być nietrwałe i ulegać samorzutnie rozkładowi na dwie cząstki  $\alpha$  i na neutron. *Oliphant*, *Rutherford* i *Kempton* zauważyli, że można przywrócić zgodność z doświadczeniem drogą zwiększenia mas atomowych wszystkich najlżejszych pierwiastków aż do litu. Nowe po-

miary, wykonane za pomocą ulepszonych spektrografów w zupełności stwierdziły słuszność tego poglądu. W poniższej tablicy podajemy przyjęte obecnie masy lekkich pierwiastków aż do magnezu.

TABLICA

Pierwiastek	$^1n$	$^1H$	$^2H$	$^3H$	$^3He$	$^4He$	$^6Li$
Masa . . .	1,0089	1,0081	2,0147	3,0170	3,0171	4,00389	6,01686
Pierwiastek	$^7Li$	$^8Be$	$^9Be$	$^{10}B$	$^{11}B$	$^{12}C$	$^{13}C$
Masa . . .	7,01818	8,00792	9,0150	10,0163	11,0129	12,00398	13,0076
Pierwiastek	$^{14}N$	$^{15}N$	$^{16}O$	$^{17}O$	$^{18}O$	$^{19}F$	$^{20}Ne$
Masa . . .	14,0075	15,0049	16,00	17,0045	18,0037	19,0045	19,999
Pierwiastek	$^{21}Ne$	$^{22}Ne$	$^{23}Na$	$^{24}Mg$	$^{25}Mg$		
Masa . . .	20,9997	21,9986	22,9961	23,9924	24,9938		

Powyższa tablica zawiera tylko masy atomowe izotopów trwałych. Ponadto znane są również masy izotopów nietrwałych obliczone na podstawie energii wydzielanej w ich samorzutnych przemianach; wreszcie udało się oznaczyć masy atomowe niektórych ciężkich pierwiastków z dostateczną dokładnością, aby można było na tych danych oprzeć rozważania dotyczące trwałości jąder<sup>1)</sup>.

#### B. Teoria deuteronu. Trwałość jąder.

Rozważania dotyczące trwałości jąder opierają się na hipotezach o naturze sił wiążących cząstki elementarne, tj. neutrony i protony. Jest rzeczą jasną, że te cząstki muszą przyciągać się wzajemnie, gdyż inaczej jądra nie mogłyby powstawać, a ponieważ protony odpychają się siłami *Coulomba*, musimy założyć, że siły specyficznie jądrowe dominują nad siłami elektrostatycznymi. Znajomość mas atomowych dostarcza cennych wskazówek dotyczących istoty tych sił. W istocie zgodnie z zasadą *Einsteina* masa jest proporcjonalna do całkowitej energii wewnętrznej. Z drugiej strony masy atomowe czystych izotopów są równe z dosyć znacznym przybliżeniem liczbom całkowitym, które interpretujemy jako liczby cząstek elementarnych zawartych w jądrze. Możemy stąd wyprowadzić następujące wnioski. Masa atomowa jądra jest równa sumie mas składników rozpatrywanych jako cząstki swobodne, zmniejszonej o deficyt masy odpowiadający energii wiązania. Ponieważ pierwszy wyraz jest proporcjonalny do liczby cząstek, przeto i drugi wyraz musi być proporcjonalny do tej liczby. Innymi słowy, energia wiązania danego jądra jest proporcjonalna do liczby zawartych w nim składników. Ten wynik jest z pozoru paradoksalny. W istocie

<sup>1)</sup> P. tabl. 1. Uzupełnień.



energia potencjalna układu  $n$  cząstek zawiera  $n(n-1)/2$  wyrazów, a chociaż wyrazy pochodzące od par cząstek sąsiadujących z sobą bezpośrednio są większe niż inne wyrazy, to jednak, biorąc rzeczy ogólnie, wszystkie wyrazy powinny być tego samego rzędu wielkości, całkowita energia potencjalna powinna być zatem w przybliżeniu proporcjonalna do  $n(n-1)$ , tj. w przypadku ciężkich jąder do kwadratu liczby cząstek zamiast do samej liczby, jak to zaznaczyliśmy poprzednio. Wobec tej oczywistej sprzeczności pomiędzy teorią i doświadczeniem musimy założyć, że każdej cząstce odpowiada bądź tylko jeden wyraz, bądź liczba wyrazów niezależna od całkowitej liczby cząstek. Innymi słowy, dana cząstka nie działa na wszystkie inne, lecz tylko na najbliższe sobie cząstki. Siły czynne wewnątrz jądra są zatem analogiczne do sił chemicznych, o których wiemy, że również dotyczą tylko atomów lub drobin stykających się bezpośrednio z sobą. Z tej analogii chemicznej wynika jeszcze inny ciekawy wniosek. Jeżeli energia wiązania jąder jest po prostu proporcjonalna do liczby cząstek, to jądra muszą zachowywać się jak skupienia materii o *określonej gęstości*, a zatem ich objętość powinna być proporcjonalna do całkowitej liczby cząstek. Przypominamy, że do tego samego wyniku prowadzą szacowania wielkości promienia jądrowego na podstawie wzoru *Gamowa* lub zjawisk anormalnego rozproszenia.

Wszystkie te wnioski są jednak słuszne tylko w pierwszym przybliżeniu. Energia wiązania  $L$  nie jest dokładnie proporcjonalna do  $A$ , co zresztą pozostaje w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi. W istocie przynajmniej część tej energii, mianowicie energia odpychania elektrostatycznego musi wyrażać się inaczej niż energia «specyficznie jądrowa»; mianowicie musi mieć postać  $Z(Z-1)e^2/2\bar{r}$ , gdzie  $\bar{r}$  jest to średnia odległość pomiędzy dwoma protonami w jądrze. Łatwo wykazać, że tak określona odległość stanowi ułamek promienia jądrowego  $R$ , w przybliżeniu jednakowy dla wszystkich jąder. Ponieważ zaś mamy  $r \sim A^{1/3}$ , a zatem  $r \sim Z^{1/3}$  (w przybliżeniu), przeto znajdujemy, że energia elektrostatyczna ciężkich jąder  $V \sim Z^{5/3}$ . Widzimy, że energia sił *Coulomba* wzrasta z  $Z$ , a zatem wraz z ciężarem atomowym, szybciej niż energia sił specyficznie jądrowych, ponieważ zaś obie te energie są przeciwnego znaku, przeto całkowita energia wiązania musi wzrastać wolniej niż ciężar atomowy; innymi słowy, energia wiązania jednej cząstki musi zmniejszać się w miarę, jak wzrasta ciężar atomowy. Krzywa jednostkowego deficytu masowego (Promieniotwórczość, rys. 40) potwierdza te wnioski; w istocie widzimy, że po osiągnięciu minimum w okolicy  $Z = 40$  jednostkowy deficyt masowy wzrasta prawidłowo<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Zgodnie z definicją (Promieniotwórczość, str. 57) współczynnik wiązania, tj. jednostkowy deficyt masy  $\Delta = \bar{m} - 1$ , gdzie  $\bar{m}$  jest to średnia masa cząstki elementarnej w jądrze; energia wiązania zaś jednej cząstki  $L/A = \mu - \bar{m}$ , gdzie  $\mu$  jest to masa neutronu lub protonu niezwiązanego; zatem  $\Delta + L/A = \mu - 1$ , czyli wielkości w przybliżeniu stałe; innymi słowy, jeżeli energia wiązania jednej cząstki zmniejsza się, to  $\Delta$  wzrasta.

Natomiast można by sądzić, że istnieje sprzeczność pomiędzy tymi rozważaniami i istnieniem szybkiego spadku w początkowej części krzywej. I ten fakt zdołano jednak wytłumaczyć (*Wick, Weizsäcker*) w sposób zupełnie zadowalający. Należy bowiem zaznaczyć, że cząstki znajdujące się wewnątrz jądra muszą zachowywać się inaczej niż cząstki stanowiące niejako warstwę powierzchniową jądra. Podobnie jak to się dzieje w cieczy, te ostatnie cząstki muszą być słabiej przyciągane niż cząstki położone głębiej, co możemy także opisać mówiąc, że energii wiązania przeciwstawia się energia analogiczna do energii sił kapilarnych, proporcjonalna do pola powierzchni jądra, a zatem do kwadratu promienia. Stosunek tej energii powierzchniowej do energii całkowitej jest tego samego rzędu wielkości, co stosunek powierzchni do objętości, a zatem «wpływ powierzchni», wyrażający się w osłabieniu energii wiązania, powinien zaznaczyć się tym silniej, im promień jądra, tj. im ciężar atomowy jest mniejszy. Ten wniosek jest zupełnie zgodny z tym, co dostrzegamy na krzywej *Astona*.

Jak widzieliśmy, całkowita energia wiązania  $L$  jest to suma (algebraiczna) trzech głównych wyrazów: energii  $E$  wiązania «zupełnego» (tj. dotyczącego cząstek położonych głęboko), energii elektrostatycznej  $V$  i energii powierzchniowej  $S$ . Jest rzeczą interesującą, że możemy w przybliżeniu obliczyć wielkość tych wyrazów opierając się na danych doświadczalnych i posługując się możliwie najmniejszą liczbą hipotez. Ograniczymy się do podania kilku przykładów zaczerpniętych z «*Nuclear Physics*» (Rev. of. Modern Physics, str. 167) (*Bethe i Bacher*).

W przypadku izotopu  $^{82}\text{Kr}$  całkowita energia wiązania wynosi około 0,74 jednostek masy, tj. około 690 *Mew.*; energia powierzchniowa  $S$  wynosi w przybliżeniu 0,27, energia *Coulomba* zaś ok. 0,19 jednostek masy. Ponieważ oba ostatnie wyrazy posiadają znak przeciwny niż właściwa energia wiązania, przeto gdyby tych wyrazów nie było, całkowita energia «wiązania zupełnego»  $E$  wynosiłaby 1,20. Mamy zatem  $S/E = 0,225$  oraz  $V/E = 0,16$ . W przypadku  $^{238}\text{U}$  znajdujemy  $S/E = 0,165$ , oraz  $V/E = 0,27$ , wreszcie  $E = 3,3$  (tj. 3,1 miliardów elektronowoltów). Widzimy zatem, że zgodnie z poprzednimi rozważaniami, wpływ powierzchni zmniejsza się, rola zaś energii elektrostatycznej powiększa się w miarę, jak wzrasta ciężar atomowy.

Istnieją wzory empiryczne wyrażające w dosyć dobrej zgodności z doświadczeniem zależność pomiędzy masami atomowymi i liczbą atomową, oraz liczbą masy. *Bethe i Bacher* podają w cytowanym dziele następujący wzór:

$$M = Nm_n + Zn_z + L(N, Z),$$

gdzie  $L$  jest to całkowita energia wiązania (w tysięcznych jednostki masy):

$$L = -14,9A + 21(A - 2Z)^2/A + 14,9A^{2/3} + 0,625Z^2A^{-1/3}. \quad (4)$$

Teoria nie przewiduje w zasadzie żadnej zależności pomiędzy liczbami  $A$  i  $Z$ . Doświadczenie wykazuje jednak, że liczba trwałych izoba-



rów jest na ogół bardzo ograniczona (niekiedy 2, tylko w wyjątkowych przypadkach 3). Jest rzeczą nieomal pewną, że trwałe izobary odpowiadają minimum energii dla danej wartości  $A$ . Wyrazimy najpierw masę jako funkcję  $A$  i  $Z$  i otrzymamy:

$$M = Am_n + Z(m_z - m_n) - 14,9A + 21(A - 2Z)^2A + 14,2A^{2/3} + 0,625Z^2A^{-1/3}.$$

W celu obliczenia minimum napiszemy, że pochodna  $M$  względem  $Z$  jest równa 0:

$$m_z - m_n - 84(A - 2Z)/A + 1,25ZA^{-1/3} = 0,$$

skąd

$$(168/A + 1,25A^{-1/3})Z = 84 + m_n - m_z = 84,8,$$

$$Z = \frac{84,8}{168/A + 1,25A^{-1/3}} = A \frac{84,8}{168 + 1,25A^{2/3}}.$$

Powyższy wzór daje np. w przypadku  $A = 200$  ( $Hg$ ),  $Z = 80,6$ ; w przypadku  $A = 238$  ( $U$ ),  $Z = 89$  (zamiast 92), co zgadza się dosyć dobrze z doświadczeniem.

Z wzoru (4) można wyprowadzić interesujące wnioski, dotyczące możliwości samorzutnego rozpadu jądra. Rozważmy najpierw możliwość emisji protonu i neutronu. Przemiana promieniotwórcza tego rodzaju jest możliwa tylko w przypadku, kiedy jej towarzyszy strata masy, tj. gdy różnica pomiędzy ciężarami atomowymi pierwiastka pierwotnego i pochodnego jest większa od masy atomu wodoru lub neutronu. Ta różnica wynosi (wzór 4):  $m_z + L(N, Z) - L(N, Z - 1) = m_z + \partial L / \partial Z$  w przypadku emisji protonu,  $m_n + L(N, Z) - L(N - 1, Z) = m_n + \partial L / \partial N$  w przypadku emisji neutronu. Z tego wynika, że warunek, który musi być spełniony, aby mogła zachodzić samorzutna przemiana jednego z wymienionych rodzajów, możemy napisać w postaci:  $\partial L / \partial Z > 0$  lub  $\partial L / \partial N > 0$ .

Z drugiej strony, biorąc pod uwagę zależność  $N + Z = A$  i kładąc  $A - 2Z = N - Z = I$  (liczba izotopowa), otrzymujemy:

$$dL/dZ = -14,9 - 21 \frac{I}{A} \left( 2 + \frac{I}{A} \right) + 9,4A^{-1/3} + 1,25ZA^{-1/3} - 0,208Z^2A^{-4/3}$$

oraz

$$dL/dN = -14,9 + 21 \frac{I}{A} \left( 2 - \frac{I}{A} \right) + 9,4A^{-1/3} + 0,208Z^2A^{-4/3}.$$

Wykonajmy obliczenie w przypadku uranu:  $A = 238$ ,  $Z = 92$ ,  $N = 146$ ,  $I = 54$ . Znajdujemy

$$\partial L / \partial Z = -6,56; \quad \partial L / \partial N = -6,13.$$

Widzimy więc, że uran jest trwały w znaczeniu niemożliwości procesu, w którym od jego jądra oddzieliłby się proton lub neutron. Istnieje natomiast możliwość odwrotna: mianowicie cząstka elementarna może być przyłączona do jądra z wydzielaniem energii. Należy jednak

zaznaczyć, że to powinowactwo uranu do protonu lub neutronu jest mniejsze niż analogiczna skłonność do syntezy pierwiastka o «średnim» ciężarze atomowym, np. kadmu. W tym przypadku wyliczamy:

$$\partial L/\partial Z = -7,35; \partial L/\partial N = -8,77.$$

Podane obliczenia dowodzą, że w zasadzie mogłyby istnieć pierwiastki znacznie cięższe od uranu. Gdyby rozpad jądra był możliwy tylko drogą utraty protonu lub neutronu, pierwiastki te byłyby zupełnie trwałe. Oczywiście, wobec zmniejszania się bezwzględnej wartości  $\partial L/\partial N$  i  $\partial L/\partial Z$  wraz ze wzrostem ciężaru atomowego, musiałby istnieć pewien kres trwałości osiągnięty wówczas, gdy  $\partial L/\partial N = \partial L/\partial Z = 0$ . Jest rzeczą interesującą, że ciężar atomowy odpowiadający tym wartościom granicznym byłby zbliżony do 700. W rzeczywistości jednak granica trwałości osiągnięta jest znacznie wcześniej, a to wskutek tego, że decyduje o niej zupełnie inne zjawisko, mianowicie przemiana jądrowa z emisją cząstki  $\alpha^1$ ). Przemiana ta może nastąpić samorzutnie, jeżeli różnica między ciężarem atomowym danego pierwiastka oraz pierwiastka powstającego drogą utraty cząstki  $\alpha$  jest większa od masy atomowej helu, tj. jeżeli

$$M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) > m_{He},$$

co możemy również napisać w postaci:

$$2m_n + 2m_z + 2\partial L/\partial N + 2\partial L/\partial Z > m_{He}.$$

Kładąc  $m_n = 1,0089$ ,  $m_z = 1,0081$ ,  $m_{He} = 4,0039$ , znajdujemy

$$\partial L/\partial N + \partial L/\partial Z > -15,10^{-3} \text{ lub innymi słowy:}$$

Promieniotwórczość typu przemiany  $\alpha$  jest możliwa w pierwiastkach, które posiadają *średnie* powinowactwo do protonu lub neutronu mniejsze od  $15/2 = 7,5$  tysięcznych części jednostki masy, tj. 7 milionów elektronowoltów. Jest rzeczą interesującą, że ten warunek jest już spełniony w przypadku pierwiastków, których ciężar atomowy przekracza 150. Emisja cząstek  $\alpha$  zachodzi jednak w dostrzegalnej ilości tylko wówczas, gdy prawdopodobieństwo przejścia cząstki przez barierę potencjału jest dostatecznie duże, tj. gdy energia kinetyczna cząstki  $\alpha$  jest porównywalna z wysokością bariery potencjału. Tym się tłumaczy okoliczność, że przemiany  $\alpha$  znamy tylko wśród pierwiastków o ciężarze atomowym większym od 200 (z wyjątkiem samaru).

### C. Siły wiązania jądrowego.

Nie zajmowaliśmy się dotąd hipotezami dotyczącymi natury sił, od których jest zależna budowa jądra. Wiemy tylko, że są to siły przyciągania posiadające większe natężenie od sił odpychania elektrostatycznego protonów. Ponieważ mamy do czynienia z cząstkami elemen-

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach odkryto jeszcze inną postać rozpadu bardzo ciężkich jąder (por. ustęp o sztucznej promieniotwórczości uranu i toru).

tarnymi dwóch rodzajów, przeto należy w zasadzie siły jądrowe podzielić na trzy typy: 1) siły działające między neutronami i protonami, 2) między neutronami i neutronami, 3) między protonami i protonami. Zrazu sądzono, że siły wiążące cząstki różnoimiennne są znacznie potężniejsze od sił między cząstkami jednoimiennymi; pierwsze teorie budowy jądra (*Heisenberg*) były oparte na tym założeniu upraszczającym. Dzisiaj wiemy, głównie na podstawie doświadczeń dotyczących anormalnego rozpraszania protonów, że wspomniane trzy typy nie różnią się zbytnio między sobą ani natężeniem, ani matematyczną postacią prawa sił.

Podkreśliliśmy już poprzednio, że prawo to nie może posiadać używanej zwykle w mechanice postaci  $f = cr^{-p}$ . W celu wytłumaczenia przybliżonej proporcjonalności między energią wiązania i liczbą cząstek w jądrze można uczynić różne hipotezy. Po pierwsze można założyć, że siły jądrowe zanikają nadzwyczaj szybko wraz ze wzrostem odległości, np. według prawa wykładniczego (*Wigner*). Po wtóre jest rzeczą możliwą, że prawo rządzące tymi siłami nie może być wyrażone za pomocą pojęć mechaniki klasycznej i że siły jądrowe należą do kategorii tzw. «sił wymiennych», które spotykamy w wielu zagadnieniach mechaniki kwantowej. Zgodnie z założeniem teorii kwantów energia potencjalna jest to operator przekształcający funkcję falową badanego układu. W szczególności energia wymienna oddziaływania dwóch cząstek jest to operator *permutacyjny*, wymieniający w funkcji falowej współrzędne obu cząstek między sobą. Sprawa komplikuje się nieco, jeżeli oprócz współrzędnych przestrzennych bierzemy pod uwagę spin. Rolę spinu możemy ująć w różny sposób. Według *Heisenberga* operator wymiany<sup>1)</sup> między protonem i neutronem może być z pewnym zastrzeżeniem traktowany jako energia potencjalna, zależna od wzajemnego położenia i wzajemnej orientacji spinów, natomiast spin nie odgrywa żadnej roli w teorii *Majorany*, która z tego powodu jest matematycznie prostsza. Jest rzeczą w zasadzie możliwą rozstrzygnąć na podstawie doświadczenia, która z tych teorii jest słuszna; jak się wydaje, należy przyjąć, że energia składa się z dwóch wyrazów: «wyrazu *Majorany*» i «wyrazu *Heisenberga*»; pierwszy z tych wyrazów jest większy<sup>1)</sup>. Nie będziemy zajmowali się

<sup>1)</sup> Należy zaznaczyć, że posługiwanie się wyrazami *Heisenberga* i *Majorany* miało do niedawna charakter postępowania czysto heurystycznego. Obecnie jednak zarysowuje się możliwość bardziej racjonalnej teorii sił jądrowych, gdyż istnienie sił wymiennych możemy uzasadnić logicznie na podstawie teorii ciężkiego elektronu (*mezonu*). Ta cząstka, posiadająca elementarny ładunek elektryczny i masę około 150 razy większą od masy elektronu, została niedawno odkryta w promieniowaniu kosmicznym i według nowych poglądów stanowi pośrednie ogniwo w emisji promieniowania  $\beta$  radiopierwiałków. Powstawanie sił wymiennych wyobrażamy sobie w ten sposób, że z neutronu (lub protonu) wybiega ujemny (lub dodatni) mezon i jest następnie chwytyany przez proton (lub neutron). W wyniku neutron (proton) zamienia się na proton (neutron) i odwrotnie, co według mechaniki kwantowej musi być związane z istnieniem specyficznej energii potencjalnej obu cząstek.



zawiłymi rachunkami, do których prowadzą te założenia: rozważymy tylko w krótkości zagadnienie budowy najprostszego ze złożonych jąder, mianowicie deuteronu. W tym zresztą przypadku obie teorie dają jednokowe wyniki, a nawet mogą być zastąpione do pewnego stopnia klasyczną teorią posługującą się pojęciem zwykłej energii potencjalnej. Istota sprawy jest następująca. Zasięg działania wzajemnego przyciągania neutronu i protonu jest mały w porównaniu z odległością obu cząstek, innymi słowy, chociaż te cząstki ciążą ku sobie, niemniej znajdują się w okolicy, w której pole sił przyciągania znika. Do przyjęcia tego paradoksalnego z pozoru wniosku skłania nas konieczność wytłumaczenia małej wartości energii wiązania deuteronu ( $2,3 \text{ Mew}$ ). W teorii klasycznej nie umiemy wyobrazić sobie modelu spełniającego ten warunek, gdyż cząstki musiałyby odbiec od siebie; wszelako w teorii kwantowej układ tego rodzaju może być trwały, jeżeli *średnia* energia potencjalna posiada dostatecznie wielką wartość ujemną. W istocie «odległość» jest to w mechanice kwantowej wielkość statystyczna; stan układu charakteryzujemy prawdopodobieństwem, aby cząstki znajdowały się w tej czy innej odległości od siebie. Jeżeli przeto prawdopodobieństwo znalezienia cząstek w okolicy, gdzie energia potencjalna jest znaczna, posiada stosownie wielką wartość, warunek trwałości może być spełniony. Dokładna postać funkcji, wyrażającej zależność energii potencjalnej  $V$  od odległości nie posiada w teorii deuteronu wielkiego znaczenia; możemy np. założyć, że mamy do czynienia z «dołem prostokątnym», tj. że mamy  $V = -V_0$  (gdzie  $V_0 > 0$ ) dla  $r < r_0$  oraz  $V = 0$  dla  $r > r_0$ , gdzie  $V_0$  jest to stała, tzw. «głębokość dołu»,  $r_0$  zaś zasięg działania sił. Te założenia oraz znajomość energii wiązania wystarczają do rozwiązania zagadnienia deuteronu. Znajdujemy, że średnia odległość  $d$  między neutronem i protonem wynosi  $4,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Co się tyczy zasięgu  $r_0$ , to możemy obrać wartość dowolną, lecz małą wobec  $d$ . Wybór ten określa jednoznacznie głębokość dołu, gdyż musimy mieć  $V_0 r_0^2 = \pi \hbar^2 / 4M$ . Np. kładąc  $r_0 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  znajdujemy  $V_0 = 25 \text{ Mew}$ . Oczywiście hipoteza dołu prostokątnego może być zastąpiona inną, np. możemy założyć, że  $V = -V_0 e^{-r/r_0}$  lub  $V = -V_0 e^{-r^2/r_0^2}$ , wszelako zależność między  $r_0$  i  $V_0$  zachowuje tę samą postać, mianowicie mamy  $V_0 r_0^2 = \text{const}$ ; tylko współczynnik liczbowy przybiera nieco inną wartość. W celu usunięcia dowolności w wyborze zasięgu  $r_0$  posługujemy się rozważaniami, w których bierzemy pod uwagę energię wiązania jąder położonych w układzie periodycznym poza deuteronom, tj. jąder  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ . Nie wchodząc w szczegóły tych rozważań zaznaczmy tylko, że wyjątkowo wielka trwałość jądra helu ( $28 \text{ Mew}$ ) zmusza nas do przyjęcia wielkiej wartości  $V_0$ , a zatem małego zasięgu  $r_0$ ; w celu wytłumaczenia tej trwałości wystarcza bowiemi przyjąć, że w jądrze helu cząstki elementarne są umieszczone bliżej od siebie niż w deuteronie, a zatem są bliższe okolicy, w której energia potencjalna jest wielka. Usiłowano na podstawie teorii

deuteronu opracować teorię ogólną, obejmującą jądra bardziej złożone; pomimo jednak wielkiej liczby prac poświęconych temu zagadnieniu, wyniki nie są zupełnie zadowalające. Teoria daje w gruncie rzeczy tylko ogólną postać zależności pomiędzy energią wiązania oraz liczbami  $N$  i  $Z$ ; natomiast współczynniki liczbowe muszą być wyznaczone doświadczalnie. Wzór (4), którym posługiwaliśmy się poprzednio, jest to uproszczona postać ogólnego wzoru, wynikającego z tych rozważań.

#### D. Złożone jądro (*Bohr*).

W ustępie o selektywnej absorpcji neutronów była mowa o wzorze *Breita* i *Wignera*, wyrażającym zależność czynnego przekroju w pochłanianiu neutronów przez jądra od energii neutronu. Ten wzór stosuje się do reakcyj jądrowych dowolnego typu, spowodowanych przez neutrony, protony, deuterony, cząstki  $\alpha$  lub fotony. We wszystkich tych przypadkach przekrój osiąga znaczną wartość wówczas, gdy zachodzi rezonans, przez co rozumiemy, że suma energii kinetycznej (lub energii kwantowej fotonu) oraz energii wiązania cząstki w jądrze jest dokładnie równa energii wzbudzonego stanu «jądra złożonego».

Koncepcja złożonego jądra stanowi charakterystyczny rys teorii reakcyj jądrowych *Bohra*. Wyłożymy w krótkości podstawy tej teorii.

Reakcje jądrowe stanowią szczególny przypadek rozległej klasy zjawisk noszących nazwę zderzeń atomowych. Dawną klasyczną teorię tych zjawisk zastąpiła teoria oparta na mechanice kwantowej, która daje znacznie lepszą zgodność z doświadczeniem, zwłaszcza w zastosowaniu do zderzeń wywołujących zmiany w zewnętrznej, tj. elektronowej powłoce atomu. Zgodnie z założeniami teorii cząstka wpadająca do atomu porusza się w polu sił atomowych. Tor cząstki (w obrazie klasycznym) lub jej funkcja (w interpretacji kwantowej) ulega zaburzeniom pod działaniem pola; zmianę toru lub funkcji falowej opisujemy jako *rozproszenie*. W przypadku, gdy następstwem zderzenia jest odłączenie się jednego z elektronów od atomu, rozumowanie jest zupełnie podobne, choć niekiedy bywa rzeczą korzystną obrać jako podstawę rozważania pole charakteryzujące *jon atomowy*, tj. atom pozostały po usunięciu elektronu wybiegającego w następstwie zderzenia.

Usiłowano, bez wielkiego powodzenia, zastosować tę samą metodę do zderzeń jądrowych. *Bohr* zwrócił uwagę na to, że między zderzeniami elektronowymi i jądrowymi istnieje zasadnicza różnica. W pierwszym przypadku elektron lub inna naładowana cząstka biegnie w obszarze nieomal pustym; oddziaływania, których doznaje, są na ogół słabe, co pozwala traktować te działania jako «zaburzenia» w znaczeniu, jakie to słowo posiada w zwykłej teorii zaburzeń. Teoria kwantowa opisuje taki stan rzeczy za pomocą funkcji falowej, która jest iloczynem funkcji cząstki oraz atomu (lub cząstki padającej, wysyłanego elektronu oraz



jonu atomowego). W zderzeniach jądrowych dzieje się zupełnie inaczej. Energia oddziaływania jest w tym przypadku tego samego rzędu wielkości, co energia kinetyczna cząstki, gęstość środowiska, do którego cząstka przenika, jest tak wielka, że prawdopodobieństwo przelotu — w odróżnieniu od zderzeń elektronowych — jest znikomo małe. Ruch cząstki zostaje niejako zniszczony, nie możemy dzielić funkcji falowej na wyrazy reprezentujące osobno cząstkę i jądro, co matematycznie znaczy, że utworzyło się nowe «złożone» jądro. Złożone jądro przejmuje razem z cząstką całą jej energię, mianowicie energię kinetyczną oraz energię wiązania; ta energia nie zostaje jednak przekazana bezpośrednio żadnej innej cząstce jądrowej; liczne i silne oddziaływania sprawiają raczej, że nadmiar energii zostaje podzielony pomiędzy wszystkie cząstki układu, który wskutek tego znajduje się w stanie wybitnie wzbudzonym. W tych warunkach nie możemy opisywać zderzenia li tylko jako *zaburzenia* stanu początkowego. Co więcej, musimy wyrzec się obrazu statycznego pola, w którym porusza się nadbiegająca cząstka. W istocie jądro nie posiada ani środka, ani żadnego innego określonego geometrycznie elementu, który umożliwiłby konstrukcję tego pola; wszystkie cząstki jądrowe w równym stopniu biorą udział w wytwarzaniu pola i w równym stopniu ulegają jego działaniu. Innymi słowy zagadnienie budowy jądra oraz zderzeń jądrowych jest to typowe zaganienie «*n* ciał»; metody mechaniki niebios, biorące za podstawę zaganienie dwóch ciał, nie mogą być stosowane w tym przypadku. Cząstka przenikająca do jądra traci energię kinetyczną, która wyróżniała ją spośród innych cząstek i staje się po prostu jednym z wielu elementów nowego układu, tj. «jądra złożonego». Jak to zaznaczyliśmy, złożone jądro powstaje w stanie silnie wzbudzonym. Ten stan jest nietrwały i po upływie bardzo krótkiego czasu następuje przejście do stanu ostatecznego. Jeżeli mamy do czynienia z syntezą ciężkiego jądra drogą wchłonięcia nadbiegającej cząstki, to stanem końcowym jest podstawowy (normalny) stan utworzonego jądra; zdarza się jednak również, że wzbudzone jądro ulega rozpadowi na jądro prostsze, oraz cząstkę jednego ze znanych nam typów. Mogłoby wydawać się, że koncepcja złożonego jądra jest użyteczna tylko w zagadnieniach syntezy; *Bohr* jednak wykazał, że nawet wówczas, gdy mamy do czynienia z reakcjami «podwójnej wymiany», tj. reakcjami:  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(d, n)$ ,  $(d, \alpha)$ ,  $(d, p)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, p)$ , możemy mówić o złożonym jądrze jako o dobrze określonym utworze przejściowym. W istocie skoro początkowa energia wzbudzenia rozkłada się równomiernie pomiędzy wszystkimi cząstkami jądrowymi, to emisja jakiejś cząstki może nastąpić tylko wtedy, kiedy energia zostanie skupiona na tej cząstce, a zatem po upływie pewnego czasu, którego długość może być określona tylko statystycznie, mianowicie jako średni czas trwania złożonego jądra.

Znany nam wzór *Breita* i *Wignera* może być traktowany jako mate-

matyczne ujęcie tego obrazu reakcyj jądrowych. Podobieństwo tego wzoru do wzoru dyspersji optycznej wynika z tego, że niema istotnej różnicy między przebiegiem reakcji jądrowej w rozumowaniu *Bohra*, a pochłonięciem fotonu przez atom. Jeżeli w reakcji danego typu zależność między przekrojem czynnym i energią została zbadana doświadczalnie, to wzór *Breita* i *Wignera* pozwala wyliczyć wartości współczynników  $\Gamma$ , tj. całkowitego prawdopodobieństwa zaniku stanu początkowego w jednostce czasu, oraz prawdopodobieństw *częściowych* odpowiadających różnym sposobom przejścia z tego stanu do stanu końcowego. Rachunek ten można wykonać np. w przypadku zjawisk spowodowanych przez powolne neutrony. Znajdujemy, że współczynnik  $\Gamma$  całkowitego zaniku jest rzędu wielkości  $1/10 \text{ ew}$ , skąd wyliczamy, że średni czas życia  $\tau$  wynosi

$$\tau = \frac{h}{2\pi\Gamma} = \frac{6,60 \cdot 10^{-27}}{6,28 \cdot 0,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 6,6 \cdot 10^{-15} \text{ sek.}$$

Z drugiej strony, jak to zaznaczaliśmy w rozdziale o neutronach, czas życia «neutronowy»  $\tau_n$  jest bardzo długi w porównaniu z całkowitym czasem życia, co znaczy, że prawdopodobieństwo reemisji neutronu (tj. rozproszenia sprężystego) jest bardzo małe wobec prawdopodobieństwa syntezy jądrowej.

Długość czasu  $\tau_n$  możemy oznaczyć na  $10^{-13} \text{ sek}$ , a chociaż rachunek jest tylko z gruba przybliżony, to jednak posiada wielkie znaczenie, gdyż stanowi uzasadnienie koncepcji złożonego jądra. W istocie, gdyby ta koncepcja była niesłuszna i gdyby można było mówić z niejakim prawdopodobieństwem o przejściu neutronu przez jądro, to czas, w ciągu którego neutron pozostawałby w jądrze, byłby rzędu wielkości «średnicy jądra» podzielonej przez prędkość neutronu, tj. w przypadku ciepłych neutronów zbliżony do  $10^{-12}/2 \cdot 10^8 = 5 \cdot 10^{-18} \text{ sek}$ . Widzimy jednak, że neutron pozostaje w jądrze w ciągu czasu wielokrotnie dłuższego. Z tego wynika, że przejściowy stan związania neutronu z uderzonym jądrem nie jest to bynajmniej błahy epizod w kolejności skutków zderzenia. Chociaż rzeczywisty czas życia złożonego jądra w stanie wzbudzonym jest znacznie krótszy od życia «neutronowego» ( $10^{-15} \text{ sek}$ ), to jednak jest wystarczający do tego, abyśmy mogli traktować złożone jądro jako układ zorganizowany, charakteryzujący się istnieniem dobrze określonych stanów statecznych.

We wzorze *Breita* i *Wignera* bierzemy pod uwagę tylko jeden stan stateczny; jest to wzór analogiczny do dyspersyjnych wzorów ciał posiadających tylko jeden prążek absorpcyjny. Jest jednak rzeczą jasną, że jądro musi posiadać pewną liczbę stanów statecznych. Możemy nawet twierdzić, że te stany są niezmiernie liczne. W istocie, jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, selektywna absorpcja powolnych neutronów w większości pierwiastków o średnim ciężarze atomowym nie



może być sprawą przypadku, lecz świadczy o tym, że odstęp energetyczny pomiędzy stanami statecznymi są bardzo wąskie, tj. że gęstość poziomów jest bardzo wielka. Do tego samego wniosku prowadzą również rozważania teoretyczne. Wobec znacznej liczby cząstek elementarnych w jądrze, istnieje wielka obfitość kombinacji odpowiadających poziomom o nieznacznie tylko różniące się energii wzbudzenia — oczywiście jeżeli mamy do czynienia ze stanem silnie wzbudzonym.

Z powyższego wynika, że wzór *Breita* i *Wignera* stanowi tylko pierwsze przybliżenie i musi być zastąpiony wzorem ogólniejszym, biorącym pod uwagę istnienie wielu poziomów. Wzór tego rodzaju, otrzymany przez *Bethego* i *Placzeka*, ma postać następującą:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi(2i+1)(2s+1)} \Sigma (2J+1) \left| \Sigma \frac{H_{pP}^{rJ} H_{qQ}^{rJ}}{E_p - E_0 + \frac{1}{2} i \Gamma} \right|^2 \quad (5)$$

W tym wzorze wielkości  $H$  są to wyrazy macierzowe, których kwadraty modułów są analogiczne do współczynników  $\Gamma$  wzoru *Breita* i *Wignera*. Każdy wyraz  $H_{qQ}^{rJ}$  odpowiada przejściu z danego stanu statecznego złożonego jądra do stanu końcowego, rozważanego bądź jako inny stan tego samego jądra, bądź jako wynik rozpadu tego jądra na emitowaną ( $Q$ ) cząstkę oraz na prostsze jądro. Wyrazy  $H_{pP}^{rJ}$  oznaczają przejście ze stanu początkowego, w którym mamy do czynienia z pierwotnym jądrem oraz nadbiegającą cząstką  $P$ , do jednego ze stanów złożonego jądra. Litery  $rJ$  oznaczają liczby kwantowe złożonego jądra:  $J$  jest to liczba azymutalna (spin),  $r$  reprezentuje pozostałe liczby kwantowe;  $p$  oraz  $q$  są to symbole zbioru liczb kwantowych jądra pierwotnego oraz jądra utworzonego;  $P$  i  $Q$  odnoszą się do cząstki nadbiegającej i cząstki emitowanej, wreszcie  $i$  i  $s$  oznaczają spin jądra pierwotnego i cząstki wywołującej reakcję. Wzór wyraża reakcję określonego typu, tj. prowadzącą do emisji określonej cząstki  $Q$  (która może być identyczna z cząstką  $P$ ) oraz określonego energetycznego stanu utworzonego jądra. Czynności sumowania wynikają z tego, że cząstka  $P$  może być przejściowo związana na różnych poziomach, tj. w różnych stanach ( $r, J$ ) złożonego jądra. Wreszcie współczynniki  $(2i+1)$ ,  $(2s+1)$ ,  $(2J+1)$  wyrażają stopień «zwyródnienia» jądra pierwotnego, cząstki oraz złożonego jądra, tj. mówiąc prościej, liczby możliwych orientacji odpowiadające wartościom spinów  $i$ ,  $s$  i  $J$ . Wzór *Breita* i *Wignera* stanowi przypadek szczególny tego ogólnego wzoru; należy założyć, że  $i = s = J = 0$ , przyjąć, że istnieje tylko jeden stan  $rJ$  i wykonać operację  $||^2$ , tj. obliczyć kwadrat modułu wyrażenia w nawiasie.

Wzór *Bethego* i *Placzeka* tłumaczy, dlaczego na ogół nie dostrzegamy rezonansu w przypadku szybkich cząstek oraz ciężkich jąder. W istocie założymy, że energia  $E_p$  jest wielka wobec średniego odstępu między poziomami. Ponieważ nie mamy nigdy do czynienia z cząstkami, których energia jest dokładnie jednakowa i ponieważ wyraz  $\lambda^2$  zmienia się wraz z energią w sposób ciągły i powolny, przeto możemy mówić tylko o średniej wartości przekroju czynnego w pewnym przedziale energetycznym  $\Delta E_p$ . Będziemy przeto mieli do czynienia z sumowa-

niem (oraz całkowaniem) wyrazów, z których nieliczne odpowiadają dokładnemu rezonansowi i są wielkie, inne zaś małe wobec tego, że warunek rezonansu nie jest spełniony. Jest zatem rzeczą zrozumiałą, że  $\sigma$  zmienia się w zależności od  $E$  w sposób monotoniczny bez wyraźnych maximów lub minimów.

W wielu innych przypadkach użyteczność wzoru (5) jest stosunkowo niewielka, ponieważ nie mamy sposobu teoretycznego obliczenia lub wyznaczenia drogą doświadczalną wielkości, które figurują w tym wzorze. Gdyby jednak było rzeczą możliwą posługiwać się średnimi wartościami współczynników charakteryzujących poziomy należące do wąskiego przedziału energii i gdyby gęstość poziomów, tj. ich liczba na jednostkę odstępu była znana, to można by było wyznaczyć te współczynniki doświadczalnie. W następnym ustępie zajmiemy się niezmiernie oryginalną metodą, której twórcą jest *Niels Bohr* i która pozwala obliczyć w przybliżony sposób rozmieszczenie poziomów jądra.

#### E. Termodynamiczna teoria jądra.

*Bohr* rozpatruje jądro jako układ zdolny do wykonywania drgań swobodnych. Musimy przy tym obrać pewien model mechaniczny. Najprostszy taki model to kropla «cieczy jądrowej». Dla uzasadnienia tej analogii możemy przytoczyć szereg faktów: gęstość jąder podobnie jak kropel określonej cieczy jest (w pierwszym przybliżeniu) niezależna od ich wielkości; odległości między cząstkami jądra są małe w stosunku do rozmiarów jądra, podobnie jak odległości między drobinami cieczy w stosunku do rozmiarów kropli; wreszcie w obu przypadkach siły spójności są wywierane na siebie wzajemnie tylko przez elementy sąsiadujące ze sobą.

Na podstawie hydrodynamiki możemy obliczyć «normalne» częstotliwości drgania kropli i liczbę tych drgań na jednostkę przedziału częstotliwości. Teoria kwantów podporządkowująca każdej częstotliwości  $\nu$  energię  $h\nu$  zamienia zagadnienie możliwych stanów drgających na zagadnienie możliwych stanów energetycznych. Jak widzimy, zagadnienie to jest w zasadzie identyczne z zagadnieniem ciepła właściwego, co nasuwa myśl o posługiwaniu się metodami termodynamiki i mechaniki statystycznej. Metody te rozwinęli w zastosowaniu do jądra *Frenkel*, *Weisskopf* i *Bethe*.

Jądro wzbudzone możemy traktować jako układ w równowadze cieplnej, posiadający określoną temperaturę. Zero tej skali temperatur jądrowych jest to zgodnie z umową temperatura stanu podstawowego. Wyłania się typowe zagadnienie termodynamiczno-statystyczne, które możemy rozwiązać, jeżeli zależność między energią  $U$  i temperaturą  $T$  jest znana. W istocie możemy wówczas obliczyć entropię  $S$  na podstawie wzoru  $dS = dU/T$  oraz energię swobodną  $F = U - ST$ . Znajac entropię wyliczamy gęstość poziomów w następujący sposób.



Założmy, że jądro znajduje się w równowadze cieplnej z otoczeniem, np. z promieniowaniem czarnym, wypełniającym pewien zamknięty obszar i posiadającym temperaturę  $T$ . Średnia energia jądra  $U$  będzie to funkcja temperatury  $U=f(T)$ ; będziemy jednak mieli do czynienia z fluktuacjami tej energii; średni kwadrat fluktuacji  $\Delta U$  jest dany przez wzór:

$$(\Delta U)^2 = 2\pi T^2 dU/dT,$$

jeżeli temperatura jest zdefiniowana na mocy założenia, że stała *Boltzmann*  $k=1$ .

W układzie «skwantowanym», którego stany tworzą zbiór nieciągły, istnienie fluktuacji interpretujemy w ten sposób, że układ może znajdować się w dowolnym stanie statecznym o energii zawartej w przedziale  $\Delta U$ . Z drugiej strony, zgodnie ze statystyczną definicją entropii, mamy  $S = \lg N$  (jeżeli  $k=1$ ), gdzie  $N$  jest to całkowita liczba stanów o energii mniejszej od  $U$ . Jak wiemy, te stany tworzą zbiór skupiony w najbliższej okolicy maksymalnej energii  $U$ ; nie popełnimy przeto wielkiego błędu rozpatrując  $N$  jako liczbę stanów zawartych w przedziale fluktuacji  $\Delta U$ . Gęstość rozmieszczenia tych stanów, tj. ich liczba na jednostkę odstepu energetycznego, wynosi  $\rho = N/\Delta U$ ; mamy zatem:

$$\rho = e^S (2\pi)^{-1/2} T^{-1} \left( \frac{dU}{dT} \right)^{-1/2} \quad (6)$$

W celu uzupełnienia tych rozważań termodynamicznych musimy zbadać zależność energii od temperatury. Jak to już zaznaczyliśmy, jest to zagadnienie analogiczne do zagadnienia ciepła właściwego lub gęstości promieniowania czarnego w zależności od temperatury.

Nie wchodząc w szczegóły ograniczymy się do stwierdzenia, że model kropli «cieczy jądrowej» pozwala wyliczyć tę zależność w założeniu, że kropla wykonywa drgania «normalne» dwóch rodzajów: drgania objętościowe i drgania powierzchniowe; w ujęciu kwantowym drgania pierwszego typu odpowiadają energii objętościowej (tj. głównemu wyrazowi energii wiązania), drgania zaś drugiego typu — energii powierzchniowej. Znając postać funkcji  $U=f(T)$  i  $S=\varphi(T)$  obliczamy gęstość poziomów na podstawie wzoru (6). Poniższa tablica, zapożyczona z dzieła *Bethego* «Nuclear Physics, Theoretical Part», zawiera temperatury odpowiadające stanom wzbudzenia jąder o różnym ciężarze atomowym oraz gęstości poziomów w okolicy tych stanów wzbudzenia. Temperatury są wyrażone w milionach elektronowoltów, podobnie jak energie stanów, co wynika z tego, że położyliśmy  $k=1$ .

Zauważmy najpierw, że temperatury jądrowe wahają się w stosunkowo znacznie mniejszych granicach niż energie stanów wzbudzonych. Na ogół danej energii wzbudzenia odpowiada tym niższa temperatura, im ciężar atomowy jest większy, co jest zrozumiałe, ponieważ energia zostaje wówczas podzielona między większą liczbę cząstek elementarnych.

TABLICA

	Ciężar atomowy $A$	10	20	50	100	200
Temperatura w $Mew$	$U = 5\text{ }Mew$	1,12	1,43	1,11	0,92	0,75
	$U = 10\text{ }Mew$	2,18	1,82	1,41	1,17	0,97
	$U = 20\text{ }Mew$	2,78	2,31	1,81	1,49	1,15
Odległość między sąsiednimi poziomami w $ew$	$U = 5\text{ }Mew$	$1,1 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	150
	$U = 10\text{ }Mew$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^3$	180	16	0,9
	$U = 20\text{ }Mew$	440	33	0,55	0,015	$1,5 \cdot 10^{-4}$

Odstępy pomiędzy sąsiednimi poziomami zmniejszają się bardzo szybko w miarę jak wzrasta energia wbudzenia oraz ciężar atomowy. Wytlumaczenie tego faktu jest również bardzo proste. Gęstość poziomów jest proporcjonalna do wykładniczego wyrazu  $e^S$ , entropia zaś jest to wzrastająca funkcja energii oraz liczby cząstek jądrowych.

Porównywając tę teorię z doświadczeniem musimy pamiętać o tym, że jest to teoria statystyczna, a zatem stosująca się z niejaką dokładnością tylko do układów zawierających wielką liczbę cząstek, np. zbliżoną do 100. Tablica pokazuje, że odległość między sąsiednimi poziomami energetycznymi jąder o masie atomowej tego rzędu wielkości wynosi ok. 20  $ew$ , jeżeli energia wzbudzenia wynosi 10  $Mew$ , tj. nieco więcej niż energia udzielona jądru wskutek wchłonięcia powolnego neutronu.

Do tego samego rzędu wielkości odstępów między poziomami prowadzi rozważania oparte na częstości występowania selektywnej absorpcji neutronów wśród pierwiastków o «średnim» ciężarze atomowym. Natomiast teoria statystyczna nie nadaje się w równym stopniu do interpretacji zjawisk rezonansu, obserwowanych przy emisji protonów przez jądra bombardowane cząstkami  $\alpha$ . W istocie odstępów między poziomami, np. w przypadku glinu bombardowanego cząstkami  $\alpha$ , są rzędu wielkości 300000  $ew$ . Energia wzbudzenia złożonego jądra fosforu ( $^{27}Al + ^4He \rightarrow ^{31}P$ ) jest rzędu wielkości 10  $Mew$ , gdyż do kinetycznej energii cząstki  $\alpha$  (ok. 6  $Mew$ ) należy dodać energię wiązania cząstki  $\alpha$  w jądrze, wynoszącą ok. 4  $Mew$ . Tablica daje w tym przypadku ( $U = 10\text{ }Mew$ ,  $20 < A < 50$ ),  $D < 2700\text{ }ew$ . Ta rozbieżność wynika, być może, z tego, że lekkie jądra, do których ograniczamy się w doświadczeniach z cząstkami  $\alpha$ , zawierają zbyt małą liczbę cząstek, aby można było mówić o poprawnym stosowaniu metody statystycznej.

Wszelako nawet w przypadku lekkich pierwiastków teoria Bohra tłumaczy szereg faktów, które dotąd wydawały się zupełnie niezrozumiałe. W reakcjach, którym towarzyszy emisja cząstki jądrowej, stwier-



dzamy na ogół istnienie kilku grup izokinetycznych; cząstki najszybsze unoszą całkowitą energię wydzieloną w transmutacji, innym grupom odpowiadają mniejsze wartości energii kinetycznej, co wynika z tego, że część energii zostaje przekazana jądro w postaci energii wzbudzenia. Uderzający jest jednak fakt, że najszybsza grupa występuje zawsze ilościowo najsłabiej, a niekiedy jest nawet niedostrzegalna. Przeoczenie tej grupy prowadzi, rzecz prosta, do mylnego szacowania bilansu energetycznego reakcji.

Z punktu widzenia teorii statystycznej grupy nie mogą być dokładnie izokinetyczne, gdyż każdy poziom końcowy musi być rozumiany jako zbiór poziomów o zbliżonych wartościach energii. Dla większej ogólności założmy, że gęstość poziomów jest tak wielka, iż wysyłane cząstki tworzą w przybliżeniu ciągle widmo prędkości. Jeżeli energia wydzielona w reakcji wynosi  $Q$ , cząstki, których energia jest  $E$ , opuszczają jądro w stanie o energii  $Q - E$ . Założmy, że prawdopodobieństwo emisji jest proporcjonalne do energii kinetycznej wybiegającej cząstki; wówczas liczba cząstek  $dv$ , których energia jest zawarta między  $E$  i  $E + dE$  będzie proporcjonalna do  $E\rho(Q - E)dE$ , gdzie  $\rho(Q - E)$  jest to gęstość stanów odpowiadających wzbudzeniu  $Q - E$ . Jak wiemy,

$$\rho \sim T^{-1} \left( \frac{dU}{dT} \right)^{-1/2} e^S = \varphi(Q - E) e^{\psi(Q - E)},$$

gdzie  $T$ , tj. temperatura stanu końcowego, jak również  $dU/dT$  i  $S$  są to funkcje energii tego stanu ( $Q - E$ ).  $\varphi$  jest to funkcja zmniejszająca się na ogół powoli wraz z energią, możemy przeto w pierwszym przybliżeniu zaniedbać jej zmienność wobec funkcji wykładniczej, zwłaszcza dla małych wartości  $E$ ; będziemy wówczas mieli

$$dv \sim E e^{\psi(Q - E)} dE = E e^{\psi(Q) - \frac{d\psi}{dU} E} dE = E e^{S - E/T} dE,$$

czyli  $dv \sim E e^{-E/T} dE$ , gdzie  $T$  jest to temperatura złożonego jądra w chwili początkowej. To wyrażenie równa się zeru dla  $E = 0$ , przechodzi przez maximum dla  $E = T$  i następnie dąży do zera wraz ze wzrostem  $E$ . Jak to jednak zaznaczaliśmy, temperatury odpowiadające stanom wzbudzenia są na ogół «niskie», mianowicie rzędu wielkości  $2 \text{ Mev}$ , nawet wtedy, gdy energia wzbudzenia jest zbliżona do  $20 \text{ Mev}$ . Stąd wynika, że największa liczba cząstek wybiega ze stosunkowo małą energią kinetyczną; liczba zaś cząstek posiadających całkowitą energię wydzieloną w reakcji jest bardzo mała.

Interesujące potwierdzenie tej teorii znajdujemy w energetycznym rozkładzie neutronów wysyłanych przez beryl bombardowany cząstkami  $\alpha$  polonu. Na podstawie wartości masy atomowej oraz energii cząstek  $\alpha$  wyliczamy, że neutrony powinny posiadać energię  $11 \text{ Mev}$ . W rzeczywistości jednak liczba tych najszybszych neutronów jest znikomo mała;

przeważają zaś neutrony stosunkowo powolne i wskutek tego średnia energia wynosi tylko 4 *Mew*.

Jeżeli wysyłane cząstki są naładowane, np. jeżeli są to protony biorące początek w transmutacji wywołanej przez cząstki  $\alpha$ , to należy wziąć pod uwagę, że bariera potencjału prawie zupełnie nie wypuszcza cząstek, których prędkość jest zbyt mała. I w tym przypadku maximum krzywej rozkładu przypada na protony o energii wynoszącej tylko ułamek całkowitej rozporządzalnej energii, maximum to jest jednak przesunięte w stronę większych wartości.

Podobne rozważania stosują się również do promieniowania  $\gamma$ , towarzyszącego pochłanianiu powolnych neutronów przez jądra. Ponieważ energia wydzielona w reakcji typu  $(n, \gamma)$  jest zbliżona do 8 *Mew*, fotony  $\gamma$  powinny by posiadać energię tego rzędu wielkości. W rzeczywistości jednak dzieje się inaczej: emisja zachodzi najczęściej w kilku etapach. Najpierw wybiega foton o małej energii, jądro zaś zachowuje znaczną część początkowego wzbudzenia; następuje emisja innego fotonu i proces ten powtarza się aż do zupełnego zużycia energii nagromadzonej w jądrze. Emisja fotonu unoszącego całkowitą energię wzbudzenia jest zjawiskiem stosunkowo rzadkim; *Griffiths* i *Szilard* wykazali, że absorpcji jednego neutronu odpowiada zazwyczaj emisja kilku fotonów o średniej energii 2 do 3 *Mew*.

Zajmowaliśmy się dotąd rolą, jaką w reakcjach jądrowych odgrywa gęstość poziomów w stanie końcowym (lub przynajmniej stanowiących zakończenie pierwszego etapu reakcji); powiemy teraz kilka słów o roli gęstości poziomów w początkowym stanie złożonego jądra. Jeżeli ta gęstość jest wielka, wzór *Bethego* i *Placzeka* upraszcza się w znacznym stopniu w zastosowaniu do szybkich cząstek. Po pierwsze, jak to już zaznaczaliśmy, energia nie jest dokładnie oznaczona, lecz jest zawarta w pewnym przedziale  $\Delta E$ . Możemy przeto zdefiniować przekrój czynny, jako wielkość średnią na podstawie wzoru  $\sigma = \int \sigma_E dE / \Delta E$ , gdzie  $\sigma_E$  jest to przekrój odpowiadający dokładnie energii  $E$ . Po wtóre możemy uprościć sumowanie tworząc iloczyn liczby wyrazów  $\rho \Delta E$  w przedziale  $\Delta E$ , gdzie  $\rho$  jest to gęstość poziomów, przez średnią wartość wyrazu. (Ściśle biorąc, należy tę operację wykonywać osobno dla wszystkich możliwych wartości  $J$  obrotowego momentu złożonego jądra). W ostatecznym wyniku  $\Delta E$  znika i po wykonaniu całkowań znajdujemy  $\sigma = \rho \lambda^2 \Gamma_P \Gamma_Q / 2\Gamma$ .

W tej postaci wzór *Bethego* i *Placzeka* posiada bardzo proste znaczenie fizyczne. Możemy go rozdzielić na dwa czynniki, z których pierwszy, mianowicie  $\rho \lambda^2 \Gamma_P / 2$ , oznacza całkowity przekrój czynny, odpowiadający schwytaniu cząstki  $P$  i utworzeniu złożonego jądra, drugi zaś, tj.  $\Gamma_Q / \Gamma$ , jest to prawdopodobieństwo, że zanik stanu początkowego zachodzi w postaci emisji cząstki  $Q$ . Jeżeli są możliwe różne sposoby przejścia ze stanu początkowego do końcowego, np. jeżeli może zachodzić emisja cząstek  $Q_1$ ,  $Q_2$  itd. (pomiędzy którymi znajdujemy zawsze



pierwotną cząstkę  $P$ ), to mamy  $\Sigma \Gamma_{Q_i} = \Gamma$ , co oznacza, że suma przekrojów czynnych charakteryzujących emisję poszczególnych cząstek jest równa całkowitemu przekrojowi czynnemu reakcji. Wynik ten jest zresztą oczywisty *a priori*.

Wreszcie należy zaznaczyć, że czynnik  $\rho \lambda^2 \Gamma_p / 2$  przybiera niezmiennie prostą postać w przypadku szybkich cząstek, które zgodnie z zasadą korespondencji powinny zachowywać się w sposób bardziej zbliżony do klasycznego niż cząstki powolne. W tym bowiem przypadku czynnik ten jest, jak tego można dowieść, równy  $\pi R^2 \xi$ , gdzie  $R$  jest to promień jądra,  $\xi$  zaś prawdopodobieństwo przyłgnięcia do jądra cząstki padającej na jego «powierzchnię». Ten sposób wyrażenia przekroju czynnego nasuwa analogię pomiędzy pochłonięciem cząstki i kondensacją drobiny pary na kropki, a także emisją cząstki ze wzbudzonego jądra oraz parowaniem kropli cieczy. Współczynnik  $\xi$  jest analogiczny do «prawdopodobieństwa przyłgnięcia», wielkości dobrze znanej w teorii parowania cieczy. Ten współczynnik dąży na ogół do jedności, w miarę jak energia nadbiegającej cząstki wzrasta.

---