

Muchin „Dośw. Fiz. Jądrowe” t. 1.

3.2. Rozpad α

3.2.1. Podstawowe dane doświadczalne dotyczące rozpadu α

Charakterystycznymi własnościami jąder promieniotwórczych, emitujących cząstki α jest okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$, energia kinetyczna T_α cząstek α oraz ich zasięg R .

Okres połowicznego zaniku można wyznaczyć bezpośrednio mierząc zanikanie aktywności wraz z upływem czasu lub też określając liczbę rozpadów zachodzących w jednostce czasu, a także na podstawie równania wiekowego.

Do pomiaru zasięgu cząstek α w różnych ośrodkach dokonuje się różnymi metodami. W ośrodkach gazowych — za pomocą komory Wilsona, w ośrodkach ciekłych — za pomocą komór pęcherzykowych, a w ośrodkach stałych — za pomocą emulsji fotograficznych. Stosuje się również różne metody kombinowane z wykorzystaniem filtrów z cienkich płytek lub folii oraz liczników.

W pierwszych doświadczeniach energię cząstek α określano na podstawie ich zasięgu.

Przy obliczaniu energii cząstek α na podstawie ich zasięgu korzystamy z empirycznych lub teoretycznych wzorów, wiążących energię cząstek α

z ich zasięgiem w danym ośrodku (zob. p. 4.2.3). W pierwszym przybliżeniu zasięg cząstek α w powietrzu jest związany z ich energią zależnością postaci

$$R \approx 0,3 T_\alpha^{3/2} \quad (3.2.1)$$

gdzie R jest wyrażone w cm, a energia T_α w MeV.

Do dokładnego pomiaru energii cząstek α stosuje się metodę analizy magnetycznej, w której porównuje się energię badanych cząstek z energią cząstek α wybranych jako cząstki skalujące¹⁾.

Spektrometr magnetyczny jest urządzeniem działającym na tej samej zasadzie co spektrometr masowy. Podstawową częścią przyrządu jest elektromagnes, który ogniskuje cząstki α o różnych energiach w różnych miejscach. Jako źródło cząstek α używa się bardzo cienkich płytek z substancji promieniotwórczych, a jako detektorów — płyt fotograficznych lub liczników. Zdolność rozdzielcza spektrometrów magnetycznych jest bardzo duża; w dobrych spektrometrach ok. 5 keV (a nawet mniej). Umożliwia to wyodrębnienie w widmie cząstek α słabych linii struktury subtelnej o zbliżonych energiach na tle linii o dużym natężeniu.

Inną rozpowszechnioną metodą pomiaru energii cząstek α jest metoda komór jonizacyjnych, w których mierzy się prąd elektronów powstałych w wyniku jonizacyjnego działania cząstek α . Na ogół komorę wyposaża się w analizator impulsów prądu. Zdolność rozdzielcza tej metody jest gorsza — ok. 25 keV dla lepszych komór — jednak jest ona bardziej wydajna, ponieważ rejestruje ok. 50% emitowanych cząstek α . W związku z tym metodą tą można badać znikomo małe ilości (kilkadziesiąt jąder) substancji promieniotwórczej.

Pomiary zasięgu i energii cząstek α , a także okresów połowicznego zaniku różnych jąder promieniotwórczych emitujących cząstki α , doprowadziły do odkrycia następujących praw i własności rozpadu α .

1. W roku 1911 W. Geiger i J. M. Nuttall zauważyli, że dla wszystkich pierwiastków o promieniotwórczości α należących do trzech rodzin promieniotwórczych stała rozpadu λ i zasięg R_α emitowanych cząstek α są powiązane zależnością

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (3.2.2)$$

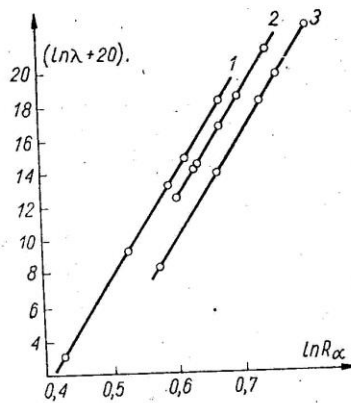
¹⁾ Wiadomo na przykład, że energia cząstek α emitowanych w rozpadzie $^{214}_{84}\text{Po}$ wynosi $(7,6804 \pm 0,0009)$ MeV.

w której stała A ma jednakową wartość dla wszystkich trzech rodzin, a stałe B różnią się między sobą dla poszczególnych rodzin o ok. 5%.

Ponieważ zasięg i energia cząstek α są powiązane funkcją wykładniczą, to prawo Geigera-Nuttalla można przedstawić w innej postaci

$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B' \quad (3.2.3)$$

przy czym stałe A' i B' są powiązane ze stałymi A i B .



Rys. 74

Rysunek 74 przedstawia graficznie prawo Geigera-Nuttalla. W skali logarytmicznej prawo to w przybliżeniu przedstawiają trzy proste równoległe. Prosta 1 odpowiada rodzinie uranu, prosta 2 — rodzinie toru, a prosta 3 — rodzinie aktynouranowej. Posługując się prawem Geigera-Nuttalla można znaleźć stałe rozpadu jąder, do których nie stosują się metody bezpośredniego pomiaru okresu połowicznego zaniku (np. w przypadku cząstek α o długim zasięgu).

Obecnie zamiast wzoru (3.2.3) stosuje się dokładniejszy wzór (3.2.38), podany dalej.

2. Zwraca uwagę stosunkowo wąski zakres energii emitowanych cząstek α przez jądra radioaktywne oraz bardzo szeroki przedział wartości ich okresów połowicznego zaniku. Pomiary wykazały, że z wyjątkiem nielicznych przypadków energie T_α cząstek α i okresy połowicznego zaniku $T_{1/2}$ wszystkich znanych do chwili obecnej jąder α promieniotwórczych, są zawarte w przedziale

$$\left. \begin{aligned} 4 \text{ MeV} \leq T_\alpha \leq 9 \text{ MeV} \\ 10^{10} \text{ lat} \geq T_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ s} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.4)$$

Średnia energia emitowanych cząstek α jest równa w przybliżeniu 6 MeV.

3. Wszystkie jądra okresowego układu pierwiastków można podzielić na dwie grupy: promieniotwórcze i stabilne ze względu na rozpad α . Jest prawie regułą, że jądra o ładunku $Z > 82$ (cięższe od ołowiu) są promieniotwórcze, przy czym energia emitowanych cząstek α rośnie ze wzrostem ładunku jądra Z . Wyjątek stanowi kilka jąder ziem rzadkich (np. $^{146}_{62}\text{Sm}$, $^{190}_{78}\text{Pt}$), a także niektóre sztucznie otrzymane jądra, charakteryzujące się dużym niedoborem neutronów.

W przypadku pierwiastków ziem rzadkich energie cząstek α są znacznie mniejsze, a okresy połowicznego zaniku większe niż w przypadku pierwiastków ciężkich (np. dla $^{144}_{60}\text{Nd}$ energia emitowanych cząstek α wynosi $T_\alpha = 1,8 \text{ MeV}$, a okres połowicznego zaniku $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{15} \text{ lat}$).

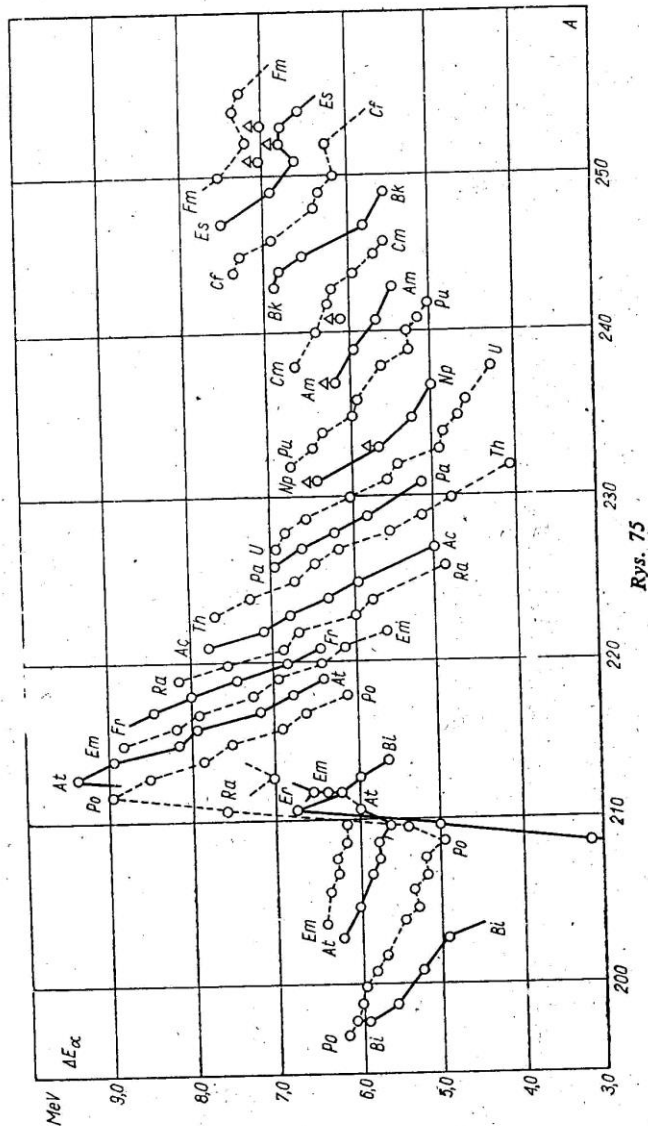
4. Porównując ze sobą energie E_α rozpadu α różnych izotopów tego samego pierwiastka, obserwujemy z reguły zmniejszenie energii ze wzrostem liczby masowej (rys. 75). Szczególnie wyraźnie widać to na przykładzie jąder parzysto-parzystych. Dokładna analiza wskazuje, że prawidłowość ta jest słuszna dla $A > 215$ i $A < 209$, a zostaje naruszona dla pośrednich wartości liczb masowych. Prawidłowość ta jest pomocna w przewidywaniu energii cząstek α nieznanymi izotopów danego pierwiastka.

5. Zastosowanie dokładnych metod pomiaru energii cząstek α doprowadziło do wykrycia tzw. *struktury subtelnej* widma cząstek α . Okazało się, że jądra na ogół emitują cząstki α nie o jednej ściśle określonej energii, a o kilku zbliżonych do siebie energiach kinetycznych.

Tablica 12

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa ¹⁾	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa ¹⁾
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~0,016

¹⁾ Odstępstwo sumy zawartości procentowej od 100% jest uwarunkowane dokładnością pomiarów stosowanych dla poszczególnych grup. Z niezgodnością tego rodzaju będziemy spotykać się i w innych tablicach.



Rys. 75

Jako przykład może posłużyć jądro ThC ($^{212}_{83}\text{Bi}$), którego widmo cząstek α jest podane w tabl. 12. Zauważono, że największa liczba linii struktury subtelnej występuje w widmie cząstek α dla tych jąder, których jądra pochodne (jądra powstałe po rozpadzie) charakteryzują się dużym odchyleniem od kształtu sferycznego; ponadto zwrócono uwagę, że w jednakowych warunkach, cząstki α o mniejszej energii są emitowane z mniejszym prawdopodobieństwem.

6. Istnieją dwa przypadki rozpadu α charakteryzujące się tym, że odpowiednie jądra (ThC' i RaC') emitują oprócz podstawowej grupy cząstek α także znikomo małą liczbę cząstek α o bardzo długim zasięgu (dużej energii). Skład widma cząstek jąder ThC' jest podany w tabl. 13. Jądra RaC' emitują cząstki α o długim zasięgu jeszcze w znacznie mniejszych ilościach, ale za to o 12 różnych energiach kinetycznych (tabl. 14).

Tablica 13

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa
α_1	8,78	100	α_2	10,422	0,002
α_2	9,492	0,0035	α_3	10,543	0,018

Zwróćmy uwagę, że obydwa przypadki odnoszą się do izotopów tego samego pierwiastka — polonu: $^{212}_{84}\text{Po}$ (ThC') i $^{214}_{84}\text{Po}$ (RaC').

Podane prawidłowości i własności rozpadu α przeanalizujemy bardziej szczegółowo nieco później.

Tablica 14

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa
α_0	7,680	100	α_7	9,779	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_1	8,277	$4 \cdot 10^{-5}$	α_8	9,905	$4 \cdot 10^{-5}$
α_2	8,938	$4 \cdot 10^{-5}$	α_9	10,074	$1,7 \cdot 10^{-4}$
α_3	9,065	$2,2 \cdot 10^{-3}$	α_{10}	10,146	$4 \cdot 10^{-5}$
α_4	9,313	$4 \cdot 10^{-5}$	α_{11}	10,326	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_5	9,489	$1,4 \cdot 10^{-4}$	α_{12}	10,526	$2 \cdot 10^{-5}$
α_6	9,657	$4 \cdot 10^{-5}$			

3.2.2. Analiza energetyczna rozpadu α . Rola zasad zachowania

Rozpad α należy do procesów jądrowych, uwarunkowanych oddziaływaniem silnym. Dlatego też dla dozwolonych przejść α muszą być spełnione wszystkie znane zasady zachowania, włączając zasadę zachowania parzystości P oraz izospinu T . Każda z zasad zachowania nakłada określone ograniczenia na dozwolone przejścia α . Na przykład, z zasady zachowania izospinu wynika, że jądro (A, Z) , ulegające rozpadowi α , i jądro pochodne $(A-4, Z-2)$, powstające w wyniku tego rozpadu, powinny mieć taki sam izospin T (ponieważ izospin cząstki α wynosi $T_\alpha = 0$). Z zasady zachowania parzystości P i spinu I wynika, że parzystość i spin stanu początkowego (P_p i I_p) oraz końcowego (P_k i I_k) jąder powinny być związane z orbitalnym momentem pędu l_α cząstki α zależnością

$$\left. \begin{aligned} |I_p - I_k| &\leq l_\alpha \leq I_p + I_k \\ P_p/P_k &= (-1)^{l_\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.5)$$

(ponieważ $P_\alpha = +1$, a $I_\alpha = 0^{11}$) itd. Zatrzymamy się nieco dłużej przy zasadzie zachowania energii i pędu.

W rozdziale I wykazaliśmy, że miarą stabilności jądra ze względu na jego rozpad na jakiegokolwiek części składowe jest energia wiązania jądra względem tych części składowych. Im większa jest energia wiązania, tym trudniej rozdzielić jądro. Jeżeli energia wiązania jest ujemna, to jądro może ulec spontanicznemu rozpadowi, przy czym proces ten będzie związany z wydzieleniem energii, równej co do wartości bezwzględnej energii wiązania. Zgodnie z powyższym, energetyczny warunek rozpadu można zapisać w następującej postaci

$$\varepsilon_\alpha = [M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He}) - M(A, Z)] c^2 < 0 \quad (3.2.6)$$

lub w postaci

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He})$$

Masa (energia) jądra początkowego powinna być większa od sumy mas (energii) jądra końcowego i cząstki α . Nadmiar energii jądra macierzystego wydziela się podczas rozpadu α w postaci energii kinetycznej.

¹¹ Rozpady α wzbronione ze względu na zachowanie parzystości są rozpatrzone w p. 3.2.6.

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4\text{He})] c^2 = T_\alpha + T_j \quad (3.2.7)$$

która rozdziela się między cząstkę α i jądro końcowe tak, aby spełniona była zasada zachowania pędu

$$p_\alpha + p_j = p(A, Z)$$

Przyjmując, że rozpadające się jądro znajduje się w spoczynku, otrzymamy

$$|p_\alpha| = |p_j|, \quad \text{stad } T_j = T_\alpha \frac{M_\alpha}{M_j} \quad \text{lub}$$

$$E_\alpha = T_\alpha + T_j = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_j}\right) \Rightarrow T_\alpha = E_\alpha \frac{M_j}{M_j + M_\alpha} \quad (3.2.8)$$

A więc lwią część energii kinetycznej, wydzielającej się w rozpadzie α , unosi z sobą cząstka α , a tylko znikomą część (ok. 2% w przypadku rozpadu α jąder ciężkich) — jądro końcowe. Na przykład, we wspomnianym rozpadzie α jądra ThC (${}_{83}^{212}\text{Bi}$) energia kinetyczna cząstek α jest równa 6,086 MeV. Oznacza to, że jądro końcowe unosi z sobą energię

$$T_j = 6,086 \frac{4}{208} = 0,117 \text{ MeV}$$

a całkowita energia kinetyczna E_α , wydzielająca się podczas rozpadu α , wynosi

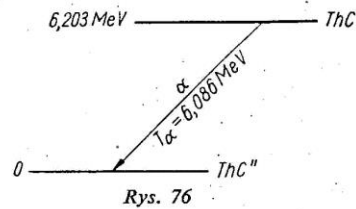
$$E_\alpha = (6,086 + 0,117) \text{ MeV} = 6,203 \text{ MeV}$$

W rozpadzie α wygodnie jest posługiwać się tzw. schematami energetycznymi. Stan energetyczny układu zaznaczamy poziomą linią znajdującą się na wysokości charakteryzującej energię jądra w megaelektronowoltach. Ponieważ całkowita energia jądra jest duża (rzędu 931 A MeV, gdzie A jest liczbą masową), a w procesie rozpadu α wydziela się znikomo mała jej część (rzędu 10 MeV), to dla wygody za punkt odniesienia przyjmuje się sumę energii spoczynkowej jądra końcowego i cząstki α

$$[M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He})] c^2$$

Na rysunku 76 jest przedstawiony uproszczony schemat rozpadu α jądra ThC.

Górny poziom o energii $E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = 6,203 \text{ MeV}$ odpowiada energetycznemu stanowi jądra ThC (${}_{83}^{212}\text{Bi}$) przed rozpadem α . Dolny poziom o energii



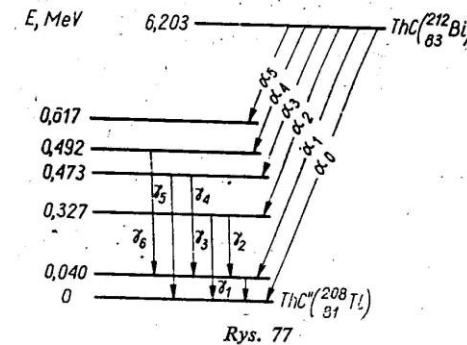
Rys. 76

równej zeru odpowiada stanowi energetycznemu układu składającego się z jądra końcowego i cząstki α (o zerowych energiach kinetycznych). Obok poziomu zerowego pisze się symbol jądra końcowego, a fakt przynależności do niego cząstki α zaznacza się strzałką skierowaną w lewo od poziomu górnego do poziomu dolnego. Obok strzałki podaje się zazwyczaj energię emitowanych cząstek α (choć znając różnicę energii między poziomami energię tę można obliczyć na podstawie wzoru (3.2.8)).

Schemat przedstawiony na rys. 76 odpowiada najprostszemu przypadkowi rozpadu α , gdy emitowane cząstki α mają jedną, ściśle określoną energię. Nie jest to jednak jedyny możliwy przypadek. Wiemy, że w widmie cząstek α obserwuje się często grupy cząstek α o mniejszych energiach (struktura subtelna widma α), a niekiedy również o energiach większych od energii podstawowej grupy cząstek α (długozasięgowe cząstki α). Zatrzymamy się nad wyjaśnieniem energetycznej strony tego zagadnienia.

Dotychczas mówiąc o rozpadzie α zakładaliśmy, że obydwie jądra (macierzyste i końcowe) znajdują się w stanach podstawowych. W rzeczywistości każde z nich ma swój własny układ poziomów wzbudzonych, które charakteryzują się określoną wartością energii E , spinu I , parzystości P oraz izospinu T . Między tymi stanami wzbudzonymi jąder może również zachodzić przemiana (jeżeli tylko proces taki nie jest wzbroniony przez zasady zachowania).

Cząstki α grupy podstawowej o określonej energii (zob. rys. 76) odpowiadają przejściom między stanem podstawowym jądra macierzystego i końcowego. Jeżeli jednak przemiana α prowadzi do jądra końcowego w stanie wzbudzonym lub, na odwrót, zachodzi ze stanu wzbudzonego jądra macierzystego, to energia cząstek α będzie odpowiednio mniejsza lub większa od energii cząstek α grupy podstawowej. Przypadek pierwszy odpowiada pojawieniu się struktury subtelnej w widmie cząstek α , drugi — występowaniu długozasięgowych cząstek α . Na rysunku 77 jest podany schemat



Rys. 77

energetyczny, ilustrujący powstawanie struktury subtelnej widma cząstek α jądra ThC. Na rysunku tym oprócz stanu podstawowego jądra końcowego o zerowej energii (z uwzględnieniem energii spoczynkowej cząstki α) zaznaczono pięć stanów wzbudzonych o energiach odpowiednio równych: 0,040; 0,327; 0,473; 0,492 i 0,617 MeV. Jeżeli na przykład, rozpad α prowadzi do powstania jądra końcowego w czwartym stanie wzbudzenia, to w procesie tym wydzieli się energia, kinetyczna $E_{\alpha_4} = (6,203 - 0,492) \text{ MeV} = 5,711 \text{ MeV}$, przy czym, zgodnie ze wzorem (3.2.8), cząstka α unosi tylko część tej energii

$$T_{\alpha_4} = E_{\alpha_4} \frac{M_j}{M_j + M_{\alpha}} = 5,711 \frac{208}{212} \text{ MeV} = 5,603 \text{ MeV}$$

Analogicznie możemy obliczyć energie pozostałych cząstek α , tworzących widmo struktury subtelnej (zob. tabl. 12). Słuszność przedstawionej argumentacji, dotyczącej struktury subtelnej widma cząstek α , znajduje swoje potwierdzenie w pomiarach widma promieniowania γ towarzyszącego rozpadowi α jąder ThC, dały następujące wartości ich energii: 0,040; 0,287; 0,327; 0,433; 0,452; 0,473 MeV. Łatwo się przekonać, że takie wartości liczbowe energii można otrzymać, biorąc różnice energii odpowiednich poziomów jądra końcowego. Oznacza to, że kwanty γ towarzyszące rozpadowi α są emitowane podczas przejścia jądra końcowego ze

⁴³ O metodach pomiaru widma kwantów γ zob. p. 3.4 i 4.7.

stanu wzbudzonego do stanu podstawowego lub do jednego ze stanów wzbudzonych o mniejszej energii wzbudzenia.

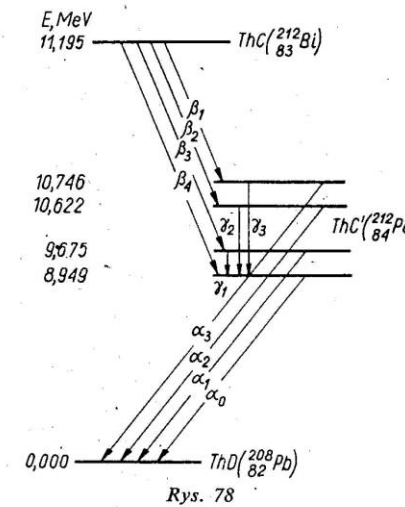
Niektóre linie struktury subtelnej widma cząstek α charakteryzują się bardzo małym natężeniem. Na przykład, w widmie cząstek α jąder ThC znajduje się tylko 0,15% cząstek o energii 5,622 MeV, a o energii 5,481 MeV jedynie 0,016%. Oczywiście pomiar tak słabych linii na tle silnego strumienia cząstek α grupy podstawowej nastęrcza duże trudności doświadczalne. Trzeba stosować specjalne metody (α - γ) koincydencji.

Istota metody koincydencyjnej (szeroko rozpowszechnionej w doświadczalnej fizyce jądrowej), zastosowana do wymienionego wyżej przypadku, jest następująca. Pomiar rozpadu przeprowadza się za pomocą dwóch detektorów. Jeden z detektorów mierzy energię cząstek α ze stosunkowo małą dokładnością (ok. 95%), drugi zaś — energię kwantów γ . Impulsy od obu detektorów są przekazywane do specjalnego układu elektronicznego, który włącza się tylko w tym przypadku, gdy obydwa impulsy dochodzą jednocześnie. Oznacza to, że przy dobrej czasowej zdolności rozdzielczej układu elektronicznego oraz przy odpowiedniej regulacji detektorów będą rejestrowane tylko te cząstki α , z którymi jednocześnie emitowane są kwanty γ , a więc będą wybierane żądane procesy z ogólnego tła. Metodą tą można zmierzyć natężenie linii ok. 10^5 razy mniejsze od natężenia linii widma podstawowej grupy cząstek α .

Struktura subtelna w widmie cząstek α występuje dość często. Największą liczbę linii struktury subtelnej obserwujemy w widmach cząstek α , odpowiadających przejściom do stanów wzbudzonych niesferycznych jąder końcowych. Wiąże się to z tym, że jądra zdeformowane mają poziomy o małej energii wzbudzenia, uwarunkowane rotacją jądra. Przejściom do tych stanów (o energiach bliskich energii stanu podstawowego) towarzyszy emisja cząstek α o zbliżonych wartościach energii, które zgodnie z prawem Geigera-Nuttalla powinny być emitowane z porównywalnymi prawdopodobieństwami.

Pomiary struktury subtelnej widma cząstek α są bardzo interesujące, ponieważ na ich podstawie można zbudować schemat energetyczny poziomów jądra końcowego, powstałego w wyniku rozpadu α .

Z podobnych względów zbadanie widma cząstek α o długim zasięgu dostarcza informacji o strukturze poziomów jądra macierzystego. Schemat ideowy powstawania długozasięgowych cząstek α jest równie prosty jak



Rys. 78

schemat powstawania struktury subtelnej. Emisja długozasięgowych cząstek α jest uwarunkowana rozpadami α ze stanów wzbudzonych jądra macierzystego do stanu podstawowego jądra końcowego.

Na rysunku 78 przedstawiono schemat odpowiadający emisji długozasięgowych cząstek α podczas rozpadu jądra ThC ($^{212}_{83}\text{Bi}$). Jądro to powstaje w wyniku przemiany β jądra ThC ($^{212}_{83}\text{Bi}$), przy czym w zależności od charakteru przejścia β może ono znajdować się w stanie podstawowym lub w jednym ze stanów wzbudzonych (por. analogiczną sytuację prowadzącą do powstania struktury subtelnej widma cząstek α). Cząstki α emitowane przez jądro ThC' ze stanu wzbudzonego są cząstkami długozasięgowymi. W tablicy 15 są podane wartości energii cząstek α , energii

Tablica 15

Grupy cząstek	Energia MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek	Energia MeV	Zawartość procentowa
α_0	8,780	100	β_3	1,520	6
α_1	9,492	0,0035	γ_1	0,729	—
β_4	2,250	40			

wydzielającej się w procesie rozpadu β^1), procentowe zawartości cząstek α i β oraz wartości energii kwantów γ towarzyszących rozpadowi α .

Dla uproszczenia w tabl. 15 podano wielkości dotyczące emisji tylko jednej grupy długozasięgowych cząstek α o energii kinetycznej $T_{\alpha_1} = 9,492 \text{ MeV}$. Z tablicy tej widać, że przedstawiony na rys. 78 schemat poziomów jądra ThC' znajduje swoje uzasadnienie we wzajemnym porównaniu energii wydzielającej się podczas rozpadów α_1 , β i γ .

Na pierwszy rzut oka wydaje się niezrozumiałe, dlaczego natężenie długozasięgowych cząstek α jest tak niesłychanie małe ($10^{-3}\%$). Wielkość ta nie pozostaje w żadnej relacji ze stosunkowo dużym procentowym udziałem ($1 \div 10\%$) przejść β prowadzących do odpowiedniego stanu wzbudzonego jądra ThC'.

Rzecz w tym, że jądro wzbudzone może wyemitować cząstkę α lub też przejść do stanu podstawowego emitując kwant γ , przy czym prawdopodobieństwo tego drugiego procesu jest znacznie większe od prawdopodobieństwa emisji cząstki α , a więc stała rozpadu $\lambda_{\alpha_{diz}} \ll \lambda_{\gamma}$.

Wobec tego, zgodnie ze wzorem (3.1.4), przemianę promieniotwórczą jądra ThC' opisuje wzór

$$dN = -(\lambda_{\gamma} + \lambda_{\alpha_{diz}}) N dt \quad (3.2.9)$$

gdzie N jest liczbą jąder promieniotwórczych w chwili t , a dN — liczbą rozpadających się jąder w czasie dt w wyniku obydwu rozważanych procesów.

Z drugiej strony liczba rozpadających się jąder dN w czasie dt jest równa sumie liczb emitowanych w tym czasie kwantów γ oraz długozasięgowych czątek α , czyli

$$dN = dN_{\gamma} + dN_{\alpha_{diz}} \quad (3.2.10)$$

przy czym

$$dN_{\gamma} = \lambda_{\gamma} N dt$$

$$dN_{\alpha_{diz}} = \lambda_{\alpha_{diz}} N dt$$

Stąd

$$\frac{dN_{\gamma}}{dN_{\alpha_{diz}}} = \frac{\lambda_{\gamma}}{\lambda_{\alpha_{diz}}} \quad (3.2.11)$$

¹⁾ W punkcie 3.3 przekonamy się, że energia wydzielająca się w procesie rozpadu β nie pokrywa się z energią kinetyczną cząstek β i jest równa maksymalnej energii kinetycznej cząstek β .

Trzy, spośród czterech wchodzących tu wielkości (dN_{γ} , $dN_{\alpha_{diz}}$ i $\lambda_{\alpha_{diz}}$), można zmierzyć doświadczalnie. Umożliwia to obliczenie λ_{γ} oraz $\lambda = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\alpha_{diz}}$, a więc czas życia stanu wzbudzonego

$$\tau = 1/\lambda$$

Z pomiarów dN_{γ} i $dN_{\alpha_{diz}}$ dla stanu o energii $9,675 \text{ MeV}$ ($T_{\alpha} = 9,492 \text{ MeV}$) otrzymano $dN_{\gamma}/dN_{\alpha_{diz}} = 4000$ oraz oszacowanie¹⁾ stałej $\lambda_{\alpha_{diz}} = 10^9 \text{ s}^{-1}$. Stąd $\lambda_{\gamma} = 10^{13} \text{ s}^{-1} \gg \lambda_{\alpha_{diz}}$, $\lambda = \lambda_{\alpha_{diz}} + \lambda_{\gamma} \approx \lambda_{\gamma}$ oraz

$$\tau = 1/\lambda \approx 1/\lambda_{\gamma} = 10^{-13} \text{ s}$$

Wypada jeszcze raz podkreślić, że w rozważanym przypadku czas życia jądra w stanie wzbudzone jest określony obydwojma sposobami jego rozpadu. Dlatego parcjalne czasy życia $\tau_{\gamma} = 1/\lambda_{\gamma}$ i $\tau_{\alpha_{diz}} = 1/\lambda_{\alpha_{diz}}$, ściśle mówiąc, nie mają bezpośredniego znaczenia fizycznego. Wielkość $\tau_{\alpha_{diz}} = 1/\lambda_{\alpha_{diz}}$ oznaczałaby fizycznie czas życia względem rozpadu $\alpha_{\alpha_{diz}}$, jeżeli można by było „wyłączyć” emisję kwantów γ . Ponieważ jest to niemożliwe, więc rzeczywisty czas życia jądra $\tau \ll \tau_{\alpha_{diz}}$. Niemniej jednak pojęcie parcjalnego czasu życia (parcjalnemu okresu połowicznego zaniku) jest wielkością często spotykaną w literaturze przy analizie równoległych kanałów rozpadu. W podobnych przypadkach trzeba zawsze pamiętać, że pojęcie to ma umowny charakter (pozwala porównywać między sobą względne prawdopodobieństwa λ_i różnych kanałów rozpadu).

W zasadzie warunki sprzyjające emisji długozasięgowych cząstek α występują u dużej liczby jąder, powstałych w wyniku przemiany β prowadzącej do stanów wzbudzonych. Jednak prawdopodobieństwo emisji kwantów γ jest na ogół tak duże w porównaniu z prawdopodobieństwem emisji cząstki α ($\lambda_{\gamma} \gg \lambda_{\alpha_{diz}}$), że nie udaje się wykryć doświadczalnie aktywności związanej z długozasięgowymi cząstkami α . Jedynie w przypadku jąder ThC' ($^{212}_{84}\text{Po}$) i RaC'' ($^{214}_{84}\text{Po}$) stałe rozpadów λ_{α} są tylko o kilka rzędów większe od $\lambda_{\alpha_{diz}}$, dzięki czemu długozasięgowe cząstki α udaje się wykryć doświadczalnie. Stosunkowo duże prawdopodobieństwo emisji długozasięgowych cząstek α przez te jądra wskazuje na to (zgodnie z prawem

¹⁾ Oszacowania stałej rozpadu cząstek α o długim zasięgu dokonuje się na podstawie prawa Geigera-Nuttalla; $\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B$, gdzie A i B — stałe dla danej rodziny promieniotwórczej, a R_{α} — długość zasięgu cząstek α , którą można łatwo zmierzyć doświadczalnie.

Geigera-Nuttalla), że energia kinetyczna emitowanych cząstek α jest duża, a to oznacza, że różnica energii między poziomami jądra macierzystego i końcowego jest większa niż zazwyczaj. Jądra końcowymi w przypadku obu wymienionych jąder są izotopy ołowiu o $Z=82$, co po raz któryś z rzędu podkreśla szczególną trwałość jąder o magicznej liczbie protonów $Z=82$ w porównaniu z sąsiednimi jądrami izobarycznymi.

Niektóre z wyżej opisanych własności rozpadu α można wyjaśnić opierając się na modelu kropłowym jądra. Przypominamy, że w modelu tym energia wiązania jądra o liczbie masowej A i ładunku Z wyraża się wzorem

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (3.2.12)$$

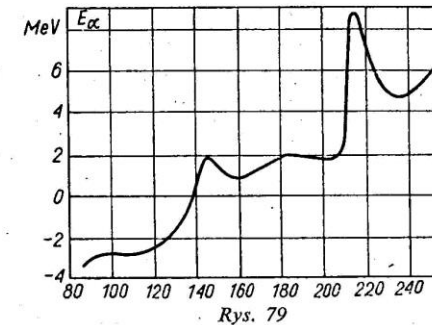
Stałe współczynniki występujące w tym wzorze dobiera się tak, aby wzór ten dawał wartości ΔW zgodne z wartościami mas jąder zmierzonych doświadczalnie za pomocą spektrometrów masowych.

Zgodnie ze wzorem (3.2.12), energetycznym warunkiem niestabilności jądra względem rozpadu α jest, aby energia wiązania ϵ_α cząstki α w jądrze macierzystym była ujemna ($\epsilon_\alpha < 0$). Zgodnie z wyliczeniami otrzymanymi w p. 1.3 mamy

$$\epsilon_\alpha = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-4, Z-2) - \Delta W({}_2^4\text{He}) = -E_\alpha \quad (3.2.13)$$

Każdy składnik występujący w powyższym wyrażeniu jest określony wzorem (3.2.12), a więc ϵ_α i E_α można wyrazić przez A i Z jądra macierzystego. Z analizy wzoru (3.2.13) wynika, że E_α staje się dodatnie dla $Z > 73$, przy czym energia E_α oraz związana z nią (wzorem (3.2.8)) energia kinetyczna T_α , wzrastają ze wzrostem Z . Zatem jedną z prawidłowości rozpadu α — która mówi, że promieniotwórczość α występuje jedynie w przypadku jąder pierwiastków ciężkich oraz że energia kinetyczna emitowanych cząstek α wzrasta ze wzrostem liczby Z — można łatwo uzasadnić na gruncie modelu kropłowego.

Czywiście, wnioski wypływające z modelu kropłowego, podobnie jak i z dowolnego innego przybliżonego modelu, nie mogą pretendować do zbyt dużej ścisłości. W szczególności, z faktu istnienia pierwiastków promieniotwórczych ulegających rozpadowi α wśród pierwiastków ziem rzadkich ($Z \approx 60$) wynika, że model kropłowy daje zawyżoną wartość energii ścieżki stabilności względem rozpadu α .



Dokładniejszą wartość energii ścieżki stabilności względem rozpadu α można otrzymać ze wzoru (3.2.7), przez podstawienie doświadczalnie zmierzonych wartości mas jąder. Obliczenia wykonane dla najbardziej stabilnych izobarów względem przemiany β wskazują, że $E_\alpha > 0$ dla wszystkich jąder ciężkich, poczynając od pierwiastków ziem rzadkich, przy czym krzywa zależności E_α od liczby masowej A ma dwa maksima: dla $A \approx 145$ i $A \approx 212$ (rys. 79). Pierwsze maksimum odpowiada jądrom końcowym o 82 neutronach ($N=82$), a drugie — jądrom końcowym o 82 protonach ($Z=82$). W obu przypadkach jądra końcowe odznaczają się szczególnie dużą trwałością (a więc małą masą), co oznacza, że rozpady α prowadzące do powstania takich jąder końcowych są związane z wydzieleniem dużych energii. Podkreślalimy niejednokrotnie, że liczba 82 jest jedną z liczb magicznych, której pochodzenia nie da się wyjaśnić w ramach modelu kropłowego jądra i wymaga wprowadzenia innego modelu — modelu powłokowego (zob. rozdz. 2).

Osobliwości krzywej, przedstawionej na rys. 79, wyjaśniają istnienie praktycznej ścieżki stabilności ze względu na rozpad α jąder ciężkich dla $Z=82$, występowanie promieniotwórczości α wśród jąder pierwiastków ziem rzadkich, występowanie długozasięgowych cząstek α izotopów polonu (Po) oraz istnienie dolnej granicy możliwych wartości energii kinetycznej cząstek α . Wszystkie te osobliwości rozpadu α wiążą się z tym, że zgodnie z prawem Geigera-Nuttalla rozpad α można wykryć doświadczalnie tylko wówczas, gdy energia tego rozpadu jest dostatecznie duża.

Drugą doświadczalnie ustaloną prawidłowość rozpadu α — zmniejszenie energii cząstek α różnych izotopów danego pierwiastka ze wzrostem

liczby masowej — także można uzasadnić na gruncie modelu kropłowego jądra

Okazuje się, że jeżeli za pomocą wzorów (3.2.8), (3.2.12) i (3.2.13) znajdziemy pochodną $(\partial T_\alpha / \partial A)_Z$, to dla A i Z odpowiadających jądrom o promieniotwórczości α , otrzymamy $(\partial T_\alpha / \partial A)_Z < 0$, a więc energia kinetyczna cząstek α różnych izotopów tego samego pierwiastka jest funkcją malejącą liczby masowej A . Odstępstwa od tej reguły, obserwowanego dla jąder o $209 < A < 215$, nie można objaśnić w ramach modelu kropłowego jądra. Występuje ono dla jąder, które zawierają 126 neutronów, a liczba 126, podobnie jak i liczba 82, odznacza się szczególnymi własnościami w modelu powłokowym jądra.

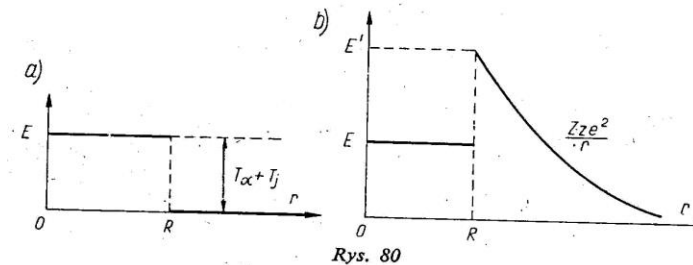
3.2.3. Mechanizm rozpadu α . Przejście tunelowe

Energetyczna analiza rozpadu α wyjaśniła nam wiele doświadczalnych prawidłowości tego procesu. Do wyjaśnienia pozostało jedynie prawo Geigera-Nuttalla, którego w żaden sposób nie można wyprowadzić z warunków energetycznych rozpadu α .

Zgodnie z tym co powiedzieliśmy poprzednio, rozpad α staje się możliwy, jeżeli $\mu_\alpha < 0$, tzn. gdy energia jądra macierzystego jest większa od sumy mas jądra końcowego i masy cząstki α . W takim jednak przypadku nasuwa się pytanie, dlaczego rozpad α nie zachodzi natychmiast (tj. w czasie $\tau = R/v$, gdzie R jest promieniem jądra, a v — prędkością cząstki α)? Odpowiedź na to pytanie uzyskano po przeprowadzeniu przez Rutherforda doświadczeń nad rozpraszaniem cząstek α , pochodzących z rozpadu ThC' ($^{212}_{84}\text{Po}$), na ciężkich α promieniotwórczych jądram i zinterpretowaniu otrzymanych wyników przez Gamow, Gurneya i Condon.

W roku 1927 Rutherford ustalił, że cząstki α , pochodzące z rozpadu ThC' , o energiach kinetycznych $T_\alpha = 8,8$ MeV są rozpraszane przez jądra ciężkie wykazujące promieniotwórczość α (emitujące cząstki α o mniejszych energiach kinetycznych) zgodnie z prawem Coulomba. Żadnego odchylenia, świadczącego o jądrowym charakterze oddziaływania cząstek α z jądrami tarczy nie zaobserwowano.

Wyniki doświadczeń Rutherforda są przedstawione schematycznie na rys. 80. Rysunek 80a przedstawia schemat rozpadu α : na osi rzędnych odłożono odległość r między jądrem końcowym i cząstką, α a więc dla układu



przed rozpadem mamy $r < R$, a po rozpadzie $r \gg R$ (R jest promieniem jądra), a na osi odciętych odłożono energię układu. Za początek układu, jak zwykle, obrano sumę mas spoczynkowych jądra końcowego i cząstki α . Poziom E odpowiada energii jądra początkowego ulegającego rozpadowi α , przy czym $E < 8,8$ MeV (np. dla uranu $E \approx 4$ MeV). W wyniku rozpadu α odległość r wzrasta, a układ przechodzi ze stanu o energii E do stanu o energii zerowej. Energia E wydzieliła się w postaci energii kinetycznej cząstki α i jądra końcowego.

Na rysunku 80b przedstawiono schemat rozpraszania cząstek α , pochodzących z rozpadu ThC' ($T_\alpha = 8,8$ MeV). Pierwsza faza rozpraszania (zbliżenie cząstki α do jądra), odpowiada zmniejszeniu się r oraz wzrostowi energii układu według prawa Coulomba od zera do wartości E' , przy czym dla $r = R$ wartość ta powinna być większa od 8,8 MeV — zgodnie z wynikami doświadczeń Rutherforda. A więc energia układu dla $r \approx R$ jest większa zarówno od energii stanu początkowego (E), jak i od energii stanu końcowego (0).

Krzywa energii potencjalnej dla $r = R$ ma maksimum, noszące nazwę *bariery kulombowskiej*. Dlatego nie ma nic dziwnego w tym, że rozpad α nie jest procesem natychmiastowym. Wręcz odwrotnie, należy się dziwić, że rozpad α w ogóle zachodzi. Rzeczywiście, pokonanie przez cząstkę α o energii kinetycznej 4 MeV bariery kulombowskiej o wysokości $E' > 8,8$ MeV można porównać ze zjazdem sanek ze wzgórza o wysokości 4 m, a następnie wzniesienia się na wysokość większą od 8,8 m wskutek działania siły inercji. Nedoręczność takiego zjawiska jest dla każdego oczywista. Jednak wyjaśnienie doświadczenia Rutherforda, jak wykazali w latach 1928—1929 Gamow, Gurney i Condon, opiera się na takim nie-

Dokładny opis zjawiska tunelowego nie jest tutaj potrzebny – należy jedynie znać ideę tego zjawiska.