

## Wykład 41

---

### Liczby magiczne. Model powłokowy jąder

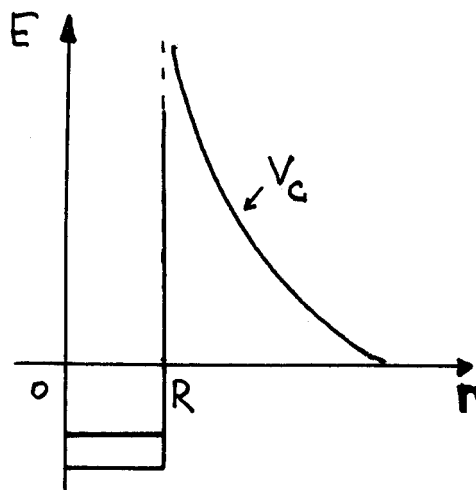
---

Na podstawie modelu kropłowego można prawidłowo ocenić masy, energii wiązania jąder, wyznaczyć energetyczne warunki rozpadu jąder, zbudować jakościową teorię rozszczepienia jąder itp. Jednak do wyjaśnienia wielu zagadnień model kropłowy jest zupełnie bezużyteczny. Do zagadnień tych należą indywidualne charakterystyki jąder w stanach podstawowych i wzbudzonych: energia wiązania, spiny, momenty magnetyczny i kwadrupolowe momenty jąder, parzystości różnych stanów jąder itp. Okazało się, że wymienione wyżej oraz pewne inne własności jąder zależą w szczególny sposób od liczby nukleonów jądra. Jeżeli porównamy między sobą wartości energii wiązania  $\mathcal{E}$  przypadającej na jeden nukleon dla wszystkich jąder, to okazuje się, że jądra zawierające 2, 8, 20, 28, 50, 82 lub 126 neutronów lub protonów (liczba 126 odnosi się jedynie do neutronów) mają anomalnie dużą energię wiązania (są szczególnie trwałe). Liczby te oraz jądra o tej liczbie protonów lub neutronów nazywają się *magicznymi*. Największą stabilnością odznaczają się jądra *podwójnie magiczne*, składające się z magicznej liczby protonów i magicznej liczby neutronów (np.  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ).

Okresowa zmiana właściwości jąder atomowych w zależności od liczby wchodzących w ich skład nukleonów przypomina okresową zmianę właściwości atomów w zależności od liczby wchodzących w ich skład elektronów. Podobnie jak jądra magiczne, atomy zawierające określoną parzystą liczbę elektronów (2, 10, 18, 36, 54, 86) są szczególnie trwałe (gazy szlachetne). Ta swoista okresowość właściwości jąder, podobna do okresowości właściwości atomów, pozwala wysunąć przypuszczenie, że w analogii do atomu - jądra atomowe mają również strukturę powłokową. Model odpowiadający temu założeniu nazywa się *modelem powłokowym* lub *modelem powłok jądrowych*.

Najprostszym modelem powłokowym jest model jednocząstkowy: w polu sferycznie symetrycznego potencjału poruszają się nieoddziałujące ze sobą cząstki - protony i neutrony o spinie połówkowym, a więc podlegające zasadzie Pauliego. W pierwszym przybliżeniu możemy przyjąć, że potencjał dla neutronów i protonów jest taki sam, ponieważ kulombowskie odpychanie między protonami jest zauważalne dla jąder ciężkich. Wniosek ten znajduje swoje odzwierciedlenie w pokrywaniu się liczb magicznych dla protonów i neutronów. Dzięki sferycznej symetrii potencjału, orbitalny moment pędu cząstki  $\vec{l}$  jest całką ruchu, przy czym wszystkim  $(2l+1)$  możliwym orientacjom wektora  $\vec{l}$  odpowiada ta sama wartość energii.

Zgodnie z zasadą Pauliego na takim poziomie energetycznym może znajdować się  $2(2l+1)$  nukleonów określonego rodzaju (dwójka odpowiada dwóm możliwym orientacjom spinu).



W pierwszym przybliżeniu można przyjąć studnie potencjału w postaci prostokątnego dołu o szerokości  $2R$  ( $R$  - promień jądra) i głębokości  $\approx 8 \text{ MeV}$  (średnia energia wiązania nukleonu w jądrze). Rozwiązanie równania Schrödingera w tym przypadku daje następującą kolejność stanów:

Stany	1s	1p	2s	1d	1f	2p	1g	2d	3s	1h	2f	3p
$l$	0	1	0	2	3	1	4	2	0	5	3	1
$N = 2(2l+1)$	2	6	2	10	14	6	18	10	2	22	14	6
$\sum N$	2	8	8+12=20		20+20=40		40+30=70			70+42=112		

W powyższym schemacie poziomy (stany) są rozmieszczone w kolejności wzrastającej energii: charakteryzują się oni liczbą kwantową  $n$  (określającą liczbę węzłów funkcji własnych poziomów) oraz orbitalną liczbą  $l$ . Na każdym poziomie, zgodnie z zasadą Pauliego, mieści się  $N = 2(2l+1)$  nukleonów określonego rodzaju (protonów lub neutronów).

Zmiana kształtu studni potencjału powoduje przesuwanie się poziomów w skali energetycznej (czasami zmienia się również ich kolejność) oraz łączenie się poziomów w grupy

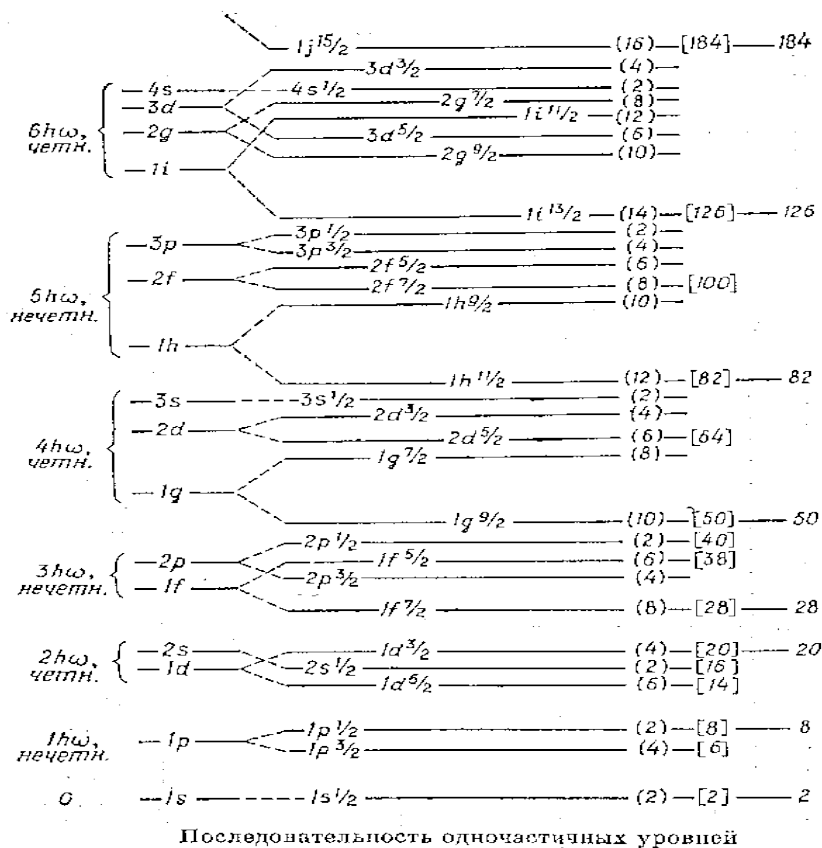
leżących blisko siebie poziomów, między którymi występują duże przerwy energetyczne. Grupy leżących blisko siebie poziomów można utożsamić z powłokami jądrowymi. W prawidłowym modelu liczba obsadzeń nukleonów ( $\sum N_i$ ) w całkowicie zapelnionych kolejnych powłokach powinna pokrywać się z kolejną liczbą magiczną. Duża przerwa energetyczna między powłokami warunkuje dużą stabilność jąder magicznych oraz utrudnia przyłączenie do nich następującego nukleonu.

Modyfikując kształt studni potencjału można uzyskać całkowitej zgodności ze wszystkimi liczbami magicznymi. Jednak nie jedna z tych modeli nie pozwala wyjaśnić wszystkie fakty doświadczalne.

Dla prawidłowego odzwierciedlenia liczb magicznych Meyer założyła istnienie silnego sprzężenia spinowo-orbitalnego. Zgodnie z tą hipotezą, przyjmujemy potencjał sferycznie symetryczny postaci

$$U = U(r) + J(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad ,$$

przy czym  $U(r)$  ma kształt studni o płaskim dnie i zaokrąglonych brzegach. Wyraz  $J(\vec{l} \cdot \vec{s})$  określa energię oddziaływania spin-orbitalnego.



Energia stanu teraz zależy od wzajemnej orientacji orbitalnego i spinowego momentów nukleonu, przy czym równoległej orientacji ( $J < 0$ ) odpowiada mniejsza wartość energii (czyli większa energia wiązania). Zachodzi wówczas rozszczepienie poziomów o danym  $l$  na dwa podpoziomy o wartości  $j = l \pm 1/2$  i na przykład zamiast jednego poziomu  $np$  pojawiają się dwa poziomy  $np_{3/2}$  i  $np_{1/2}$ , przy czym stanom o większej wartości  $J$  odpowiadają większe energie wiązania nukleonu.

Rozszczepienie to jest małe dla małych  $l$  (dla  $s$  - stanów  $l = 0$  i oddziaływanie spin-orbitalne nie występuje), ale rośnie ze wzrostem  $l$  i już dla  $l \geq 4$  jest na tyle duże, że podpoziomy  $l + 1/2$  i  $l - 1/2$  przemieszczają się do różnych powłok (patrz rysunek wyżej)

Powłoka	Stan	$m = 2j + 1$	$N = \sum m$
I	1 $s_{1/2}$	2	2
II	1 $p_{3/2}$ 1 $p_{1/2}$	4+2 = 6	8
III	1 $d_{5/2}$ 2 $s_{1/2}$ 1 $d_{3/2}$	6+2+4 = 12	20
IV	1 $f_{7/2}$ 2 $p_{3/2}$ 1 $f_{5/2}$ 2 $p_{1/2}$ 1 $g_{9/2}$	8+4+6+2+10 = 30	50
V	1 $g_{7/2}$ 2 $d_{5/2}$ 2 $d_{3/2}$ 3 $s_{1/2}$ 1 $h_{11/2}$	8+6+4+2+12 = 31	82
VI	1 $h_{9/2}$ 2 $f_{7/2}$ 2 $f_{5/2}$ 3 $p_{3/2}$ 3 $p_{1/2}$ 1 $i_{13/2}$	10+8+6+4+2+14 = 44	126

W tabelicy wyżej przedstawiono rozmieszczenie stanów w poszczególnych powłokach z uwzględnieniem oddziaływania spinowo-orbitalnego, liczby obsadzeń  $m = 2j + 1$  każdego z poziomów oraz liczby  $N$  dla poszczególnych zamkniętych powłok. Z tabelicy tej widać, że liczby obsadzeń wszystkich powłok zamkniętych pokrywają się z doświadczalnymi wartościami liczb magicznych.

### Przemiany promieniotwórcze jąder

Wszystkie jądra nietrwale, a także wszystkie jądra znajdujące się w stanie wzbudzonym ulegają samorzutnej spontanicznej przemianie, prowadzącej do zmiany składu i energii jądra. Przemiany tego rodzaju, zachodzące samorzutnie, nazywają się przemianami promieniotwórczymi (radioaktywnymi). Do przemian promieniotwórczych należą: rozpad  $\alpha$ , rozpad  $\beta$ , promieniowanie  $\gamma$ , rozszczepienie spontaniczne jąder ciężkich, a także emisja opóźnionych neutronów i protonów w reakcjach jądrowych.

## Prawo rozpadu promieniotwórczego

Promieniotwórczość jest właściwością samego jądra i jest procesem *spontanicznym*. Dla danego jądra znajdującego się w określonym stanie energetycznym możemy określić tylko prawdopodobieństwo rozpadu promieniotwórczego  $\lambda$  przypadające na jednostkę czasu. Jeżeli mamy zespół z  $N$  jąder, to w czasie  $dt$  średnia liczba aktów rozpadu promieniotwórczego wynosi

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt, \quad dN < 0 . \quad (41.1)$$

Wielkość  $\lambda$  nazywa się *stałą rozpadu*. Stała rozpadu  $\lambda$  stanu jądra nietrwałego jest własnością tylko stanu jądra, a więc nie zależy od czasu.

Rozwiązując równanie (41.1) znajdziemy *prawo rozpadu*, według którego zmienia się w czasie średnia liczba jąder promieniotwórczych

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} . \quad (41.2)$$

Z równania (41.1) wynika, że tempo zmiany średniej liczby promieniotwórczych jąder w czasie jest

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = (\lambda N_0) \cdot e^{-\lambda t} \equiv A_0 \cdot e^{-\lambda t} . \quad (41.3)$$

Wielkość  $A$  nazywa się *aktywnością*.

Czas, w ciągu którego średnia liczba jąder promieniotwórczych  $N$  zmniejsza się o połowę nosi nazwę *czasu połowicznego zaniku*  $t_{1/2}$ . Wstawiając do równania rozpadu  $N = N_0 / 2$  otrzymujemy

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda} . \quad (41.4)$$

Średni czas życia jądra  $\tau$  definiujemy

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = 1,443 \cdot t_{1/2} . \quad (41.5)$$

Dla  $t = \tau$  aktywność spada o czynnik  $1/e = 0,36788$ .

Zgodnie z zasadą nieoznaczoności  $\Delta E \cdot \Delta t \approx h$ , rozpadającemu się stanowi jądra można formalnie przypisać pewien przedział energii. Definiujemy więc *szerokość naturalną rozpadu*  $\Gamma$  jako energię

$$\Gamma = \frac{h}{\tau} = h \lambda .$$

Jeżeli rozpad stanu nietrwałego może zachodzić na różne sposoby, scharakteryzowane stałymi rozpadu  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ , to wypadkowa stała rozpadu jest równa

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots .$$

Stałą rozpadu  $\lambda$  wyraża się zwykle w  $s^{-1}$ . Jednostką aktywności  $A$  jest specjalna jednostka 1 *kiur*. Jej definicja jest następująca

$$1 \text{ kiur} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ rozpadów/s} .$$

Początkowo jeden kiur był definiowany jako aktywność 1 grama radu. Tą historyczną już jednostkę zastępuje się inną jednostką

$$1 \text{ bekerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} = 0,27 \cdot 10^{-10} \text{ Ci} .$$

Pod względem działania promieniowania ważniejszą rolę odgrywa zazwyczaj dawka energii udzielonej przez promieniowanie danej ilości substancji. Jej jednostką jest 1 *rad*

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg} .$$

### **Rodziny promieniotwórcze. Jądrowe metody datowania obiektów geologicznych i biologicznych**

Systematyczne badania pierwiastków promieniotwórczych występujących w przyrodzie wykazały, że pierwiastki te można ustawić w łańcuchy - zwane *rodzinami* lub *szeregami promieniotwórczymi*.

1. Pierwsza rodzina nazywa się *uranową*. Rozpoczyna się ona promieniotwórczym izotopem uranu  ${}^{238}_{92}\text{U}$  o okresie połowicznego zaniku  $4,5 \cdot 10^9$  lat, który ulegając rozpadowi alfa, przekształca się w izotop toru  ${}^{234}_{90}\text{Th}$ . Z kolei promieniotwórczy izotop toru  ${}^{234}_{90}\text{Th}$  z okresem połowicznego zaniku 24 dni przekształca się w wyniku przemiany

beta w promieniotwórczy izotop protaktynu  ${}_{91}^{234}Pa$  itd. Rodzina ta kończy się trwałym izotopem ołowiu  ${}_{82}^{206}Pb$ .

2. Druga rodzina - *aktynowa (aktynouranowa)*, rozpoczyna się od drugiego promieniotwórczego izotopu uranu  ${}_{92}^{235}U$ , który w wyniku przemiany alfa przekształca się w promieniotwórczy izotop toru  ${}_{90}^{231}Th$  z okresem połowicznego zaniku około  $7 \cdot 10^8$  lat. Izotop ten w wyniku przemiany beta przekształca się w protaktyn  ${}_{91}^{231}Pa$  itd. Rodzina ta kończy się innym trwałym izotopem ołowiu  ${}_{82}^{207}Pb$ .
3. Trzecią rodzinę - *torową*, rozpoczyna promieniotwórczy tor  ${}_{90}^{232}Th$  z okresem połowicznego zaniku  $1,4 \cdot 10^{10}$  lat. Rodzina ta kończy się trwałym izotopem ołowiu  ${}_{82}^{208}Pb$ .

Ponieważ podczas alfa rozpadu liczba masowa  $A$  zmienia się o 4, a przy beta i gamma rozpadach pozostaje niezmienną, to liczby masowe wszystkich rodzin promieniotwórczych można opisać wzorem

$$A = 4 \cdot n + C,$$

gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą, a stała  $C$  dla każdej rodziny jest taką samą.

Dla rodziny uranowej otrzymujemy:  ${}_{92}^{238}U \rightarrow 238/4 = 4 \cdot (59) + 2$ ;  ${}_{90}^{234}Th \rightarrow 234/4 = 4 \cdot (58) + 2$  itd.; a więc dla rodziny uranowej znajdujemy  $C = 2$ . W podobny sposób znajdziemy, że dla rodzin aktynowej:  ${}_{92}^{235}U \rightarrow 235/4 = 4 \cdot (58) + 3$   $235/4 = 4(58) + 3$ , a więc  $C = 3$ . Dla rodziny torowej:  ${}_{90}^{232}Th \rightarrow 4 \cdot (58) + 0$ , a zatem  $C = 0$ .

Zwraca uwagę brak czwartej rodziny charakteryzującej się stałą  $C = 1$ . Rodzinę tą wykryto dopiero wówczas, gdy nauczono się sztucznie wytwarzać różne izotopy. Rodzina ta nazywa się rodziną *neptunową* i zaczyna się ona z izotopu neptunu  ${}_{93}^{237}Np$  z okresem połowicznego zaniku  $2,14 \cdot 10^6$  lat. Ponieważ wiek Ziemi jest około  $4,6 \cdot 10^9$  lat, to pierwiastki szeregu neptunowego nie występują na Ziemi. Rodzina neptunowa kończy się trwałym izotopem bizmutu  ${}_{83}^{209}Bi$ .

Znajomość długich czasów połowicznego zaniku umożliwia stosowanie geologicznych metod datowania. Opiera się ta metoda na założeniu, że proces tworzenia minerałów zachodził w

czasie bardzo krótkim w porównaniu z ich obecnym wiekiem. Jeżeli oznaczmy przez  $N_1(0)$  liczbę jąder promieniotwórczych w czasie tworzenia minerału, to po upływie czasu  $t$  wskutek rozpadu jąder pozostanie ich

$$N_1(t) = N_1(0) e^{-\lambda_1 t},$$

a  $\Delta N_1(t) = N_1(0) - N_1(t)$  będzie równą liczbie jąder, które powstają przy rozpadzie jądra macierzystego, a więc

$$N_2(t) \equiv \Delta N_1(t) = N_1(0) \cdot (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_1(t) \cdot (e^{\lambda_1 t} - 1).$$

Czas, jaki upłynął od chwili utworzenia danego minerału wynika ze stosunku mierzonych koncentracji jąder macierzystych i pochodnych w chwili  $t$

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = (e^{\lambda_1 t} - 1).$$

Koncentracji można zmierzyć np. metodami spektrometrii masowej. Dokładność wyznaczenia czasu jest oczywiście największa, gdy  $\lambda_1 t \approx 1$ , tzn. wiek minerału jest tego samego rzędu co czas połowicznego zaniku substancji macierzystej. Do datowania obiektów możemy mierzyć koncentracji nie tylko końcowych izotopów danego szeregu, a również inne izotopy szeregu. Najważniejsze przykłady rozpadów stosowanych do celów geologicznych są:  $^{230}\text{Th} \rightarrow$  (alfa rozpad)  $\rightarrow ^{226}\text{Ra}$  ( $t_{1/2} = 7,5 \cdot 10^5$  lat);  $^{10}\text{Be} \rightarrow$  (beta rozpad)  $\rightarrow ^{10}\text{B}$  ( $t_{1/2} = 1,6 \cdot 10^6$  lat);  $^{40}\text{K} \rightarrow$  (beta rozpad)  $\rightarrow ^{40}\text{Ar}$  ( $t_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$  lat) i inne. Wiek Ziemi, Księżyca oraz meteorytów w Układzie Słonecznym został określony za pomocą jądrowych metod datowania na około  $4,6 \cdot 10^9$  lat.

Do datowania obiektów archeologicznych szczególnie dobrze nadaje się inny "naturalny" pierwiastek promieniotwórczy, mianowicie izotop węgla  $^{14}\text{C}$ . Powstaje on stale w atmosferze ziemskiej pod wpływem promieniowania kosmicznego z izotopu  $^{14}\text{N}$  ( $e^- + ^{14}_7\text{N} \rightarrow ^{14}_6\text{C} + \nu_e$ ) i ulega ponownemu przekształceniu w azot  $^{14}\text{N}$  ( $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- + \tilde{\nu}_e$ ) w rozpadzie beta z czasem połowicznego rozpadu 5730 lat. Stosunek  $^{14}\text{C}$  do  $^{12}\text{C}$  w atmosferze wynosi około  $1,5 \cdot 10^{-12}$ . Organizmy żywe (rośliny i zwierzęta) zawierają  $^{14}\text{C}$  w stężeniu równowagowym. Po śmierci, jądra  $^{14}\text{C}$  ulegają stopniowemu rozpadowi. W oparciu o aktualną aktywność można określić moment, w którym nastąpiła przerwa w przyswajaniu węgla.



## Energetyczny bilans alfa rozpadu

Rozpadem alfa nazywamy proces spontanicznej emisji jądra  ${}^4_2\text{He}$  (cząstki  $\alpha$ ) przez jądro  ${}^A_ZX$ . W wyniku rozpadu alfa powstaje jądro o liczbie masowej  $(A-4)$  i liczbie atomowej  $(Z-2)$ . Warunkiem koniecznym zajścia rozpadu alfa jest, aby masa jądra początkowego była większa od sumy mas jąder produktów rozpadu

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

Jeżeli rozpad alfa rzeczywiście zachodzi, to różnica mas, wyrażona w jednostkach energetycznych, jest energią rozpadu alfa

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})] \cdot c^2 .$$

Energia  $E_\alpha$  wydziela się podczas rozpadu alfa w postaci energii kinetycznej, która rozdziela się między cząstką alfa i jądrem końcowym tak, aby spełnione zostały zasada zachowania energii, tj.

$E_\alpha = T_\alpha + T_j$  i zasada zachowania pędu:  $\vec{p}_\alpha + \vec{p}_j = 0$  (przyjmujemy, że rozpadające się jądro znajduje się w spoczynku). Z zasady zachowania pędu mamy  $M_j \vec{v}_j + m_\alpha \vec{v}_\alpha = 0$ . Stąd  $T_j = T_\alpha \cdot (m_\alpha / M_j)$ , a zatem

$$E_\alpha = T_\alpha + T_j = T_\alpha \cdot (m_\alpha + M_j) / M_j \approx T_\alpha .$$

A więc większa część energii kinetycznej, wydzielającej się w rozpadzie alfa, unosi z sobą cząstka alfa i tylko znikomą część (około 2 % w przypadku jąder ciężkich) - jądro końcowe.

## Podstawowe dane doświadczalne dotyczące alfa rozpadu

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

- 1) Energii kinetyczne  $T_\alpha$  alfa cząstek i okresy połowicznego zaniku  $t_{1/2}$  wszystkich znanych jąder alfa promieniotwórczych, są zawarte w przedziale

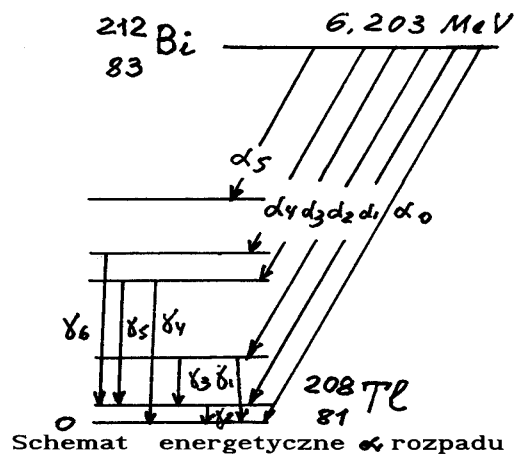
$$9 \text{ MeV} \geq T_\alpha \geq 4 \text{ MeV}$$

$$10^{10} \text{ lat} \geq t_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ s} .$$

Średnia energia emitowanych cząstek alfa jest równa  $6 \text{ MeV}$ .

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

Istnienie *subtelnej struktury* widma cząstek alfa, można wytłumaczyć stosując tzw. schematy energetycznego rozpadu alfa. Ze schematów tych widać, że subtelna struktura widma cząstek alfa jest związana z istnieniem stanów wzbudzonych. Subtelnej strukturze widma prędkości cząstek alfa zawsze towarzyszy promieniowanie gamma.

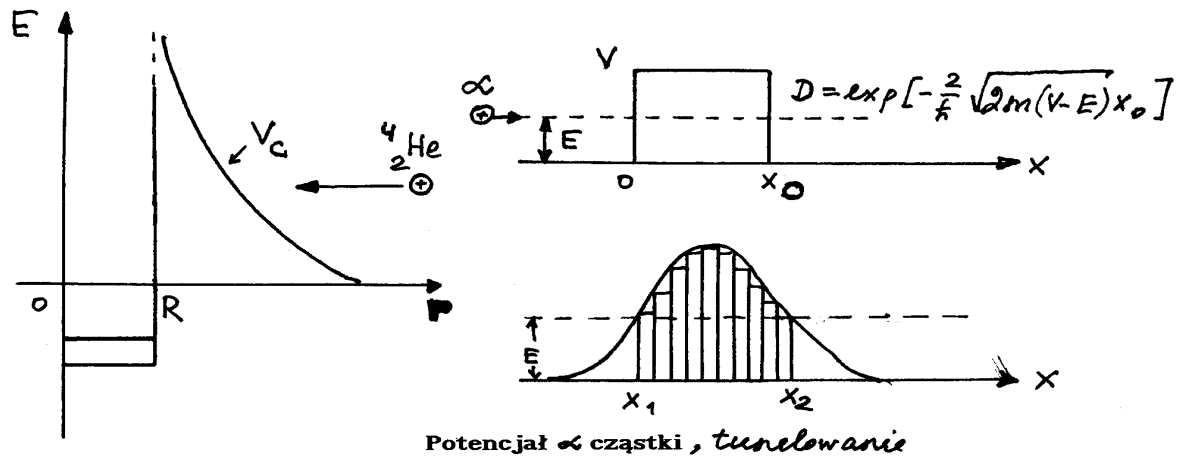


### Mechanizm rozpadu alfa. Przejście tunelowe

Dla wyjaśnienia mechanizmu alfa rozpadu rozpatrzmy najpierw niektóre problemy związane z przejściem cząstki przez potencjał kulimbowski (alfa cząsteczka i jądro są naładowanymi dodatnio i między nimi działają duże siły kulombowskiego odpychania).

Rozważmy najpierw produkty końcowe rozpadu alfa i wyobraźmy sobie, że wyemitowaną cząstkę alfa chcemy ponownie przyłączyć do pozostałego jądra. Podczas zbliżania się do jądra, cząstka alfa dozna odpychania, wskutek działania kulombowskiej siły o potencjale  $U = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 r$ . Dopiero gdy cząstka alfa i jądro zetkną się zaczną działać krótko zasięgowe siły jądrowe i energia potencjalna cząstki alfa maleje. Więc dla tego, żeby cząstka alfa mogła przekonać barierę kulombowską, ona musi posiadać w jądrze energię większą niż  $30 \text{ MeV} - W_{wz} = 20 \text{ MeV}$  (gdzie  $W_{wz}$  - energia wiązania cząstki alfa w jądrze) i po przekonaniu

bariery, zgodnie z zasadami fizyki klasycznej, powinna mieć energię kinetyczną rzędu  $20 \text{ MeV}$ . W rzeczywistości, jak mówiliśmy już energia kinetyczna alfa cząstek leży w zakresie od  $4 \text{ MeV}$  do  $9 \text{ MeV}$ . Więc z pozycji mechaniki klasycznej alfa rozpad nie jest możliwym.



Gamow po raz pierwszy zwrócił na to uwagę i opracował teorię alfa rozpadu na podstawie tunelowania cząstki alfa przez barierę kulombowską. Z mechaniki kwantowej wynika, że jeżeli energia kinetyczna jest mniejsza niż wysokość bariery, to możliwy jest tzw. przejścia tunelowe, tj. przejścia cząstki pod barierą. Z punktu widzenia fizyki klasycznej taki proces jest sprzecznym z zasadą zachowania energii. Dla prostokątnej bariery o długości  $x_0$  współczynnik przenikalności bariery  $D$  można znaleźć rozwiązując równanie Schrödingera:

$$D = \frac{\text{liczba skutecznych prób przenikania}}{\text{liczba wszystkich prób}} = \exp\left[-\frac{2}{h} \sqrt{2m(V-E)} \cdot x_0\right]$$

Wynik ten łatwo uogólnić na barierę o dowolnym kształcie, którą można przybliżyć szeregiem elementarnych barier prostokątnych. Sumując przyczynki pochodzące od poszczególnych barier, otrzymamy

$$D = \exp\left[-\frac{2}{h} \int_{x_1}^{x_2} dx \cdot \sqrt{2m(V-E)}\right]$$

W przypadku trójwymiarowym i  $V = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 r$  mamy

$$D = \exp\left[-\frac{2}{h} \int_R^{r_T} dr \cdot \sqrt{2m\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - E\right)}\right].$$

Tu  $E = T$  jest energią kinetyczną cząstki alfa,  $R$  oznacza promień jądra,  $r_T = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 T$  jest tzw. punktem zwrotnym, który wyznacza się z warunku, aby  $V_C(r_T) = T$ , a  $m$  jest masą cząstki alfa.

### Stosunki energetyczne i trzy rodzaje rozpadu beta

Rozpadem  $\beta$  nazywamy spontaniczny proces przemiany jądra w wyniku emisji elektronu (albo pozytonu) lub wychwytu elektronu w jądro z powłoki K atomu. Okresy połowicznego zaniku jąder ulegających rozpadowi  $\beta$  zawierają się w granicach od około  $10^{-2}$  s do około  $2 \cdot 10^{15}$  lat. Energia wyzwolana podczas rozpadu  $\beta$  waha się w granicach od 18 keV do 16,6 MeV.

Znane są trzy rodzaje rozpadu  $\beta$ : rozpad  $\beta^-$  (albo elektronowy (negatonowy) rozpad), rozpad  $\beta^+$  (albo pozytonowy rozpad) i wychwyt elektronu (wychwyt K).

Przy  $\beta^-$  rozpadzie macierzyste jądro  $(A, Z)$  przechodzi w jądro o liczbie atomowej  $Z+1$ , tj.  $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ . Dla elektronowego  $\beta$  rozpadu masa macierzystego jądra powinna być większa od sumy mas jądra końcowego i masy elektronu, czyli

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e.$$

Dodając do lewej i prawej stron tej nierówności wielkość  $(Z m_e)$  warunek energetyczny dla  $\beta^-$  rozpadu możemy zapisać przez masy atomów

$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1),$$

$$E_{\beta^-} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z+1)] c^2.$$

Przy  $\beta^+$  rozpadzie jądro  $(A, Z)$  przechodzi w jądro  $(A, Z-1)$ . Energetyczny warunek  $\beta^+$  rozpadu wyraża się następująco

$$M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e.$$

Masa pozytonu jest taką samą co i masa elektronu.

Jeżeli dodamy do obydwu stron tej nierówności  $(Z m_e)$ , to przejdziemy od mas jąder do mas atomów i nierówność przyjmuje postać

$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z-1) + 2 m_e.$$

Zatem energia wydzielająca się podczas rozpadu  $\beta^+$  wynosi

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z-1) - 2m_e] c^2.$$

Trzeci rodzaj promieniotwórczości beta - wychwyty elektronu (wychwyty K) - polega na wychwycie przez jądro elektronu z własnej powłoki elektronowej. Istotę procesu wychwyty elektronu poznano badając towarzyszące mu promieniowanie rentgenowskie. Okazało się, że promieniowanie to odpowiada przejściom elektronów na opróżnione miejsce w powłoce elektronowej atomu (A, Z-1), powstającego po wychwycie elektronu. Wychwyty elektronu odgrywa istotną rolę w jądrach ciężkich, w których powłoka K (n = 1) znajduje się blisko jądra. Obok wychwyty z powłoki K (wychwyty K) obserwuje się również wychwyty elektronów z powłoki L (n = 2) (L wychwyty) oraz z powłoki M (n = 3) (wychwyty M) itd.

Warunek energetyczny wychwyty elektronu można zapisać w postaci

$$M(A, Z) + m_e > M(A, Z-1),$$

skąd po dodaniu do prawej i lewej strony (Z-1) mas elektronowych otrzymujemy

$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z-1).$$

Energia wydzielająca się w procesie wychwyty K wynosi

$$E_K = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z-1)] c^2.$$

### **Kształt widma beta rozpadu. Hipoteza Pauliego o istnieniu neutrina**

Pomiary energetycznego rozkładu elektronów (pozytonów) podczas rozpadu  $\beta$  dokonuje się za pomocą spektrometrów magnetycznych  $\beta$ , które są zbudowane na tej samej zasadzie co spektrometry masowe. Pomiary wykazały, że w procesie rozpadu beta są emitowane elektrony o widmie ciągłym - od energii zerowej aż do energii  $(T_e)_{\max}$ , która w przybliżeniu jest równa różnicy energii jądra macierzystego i jądra końcowego

$$(T_e)_{\max} \approx [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z \pm 1)] c^2.$$

Interpretacja ciągłego charakteru widma energetycznego elektronów (pozytonów) z rozpadu  $\beta$  napotkała się w swoim czasie z bardzo dużymi trudnościami. Wydawało się, że podobnie jak w rozpadzie alfa, w którym emitowane są cząstki alfa mające ściśle określone energii, również rozpad beta musi doprowadzić do emisji monoenergetycznych elektronów (pozytonów), których energii będą określone energiami stanów jądra macierzystego i jądra końcowego

$$T_e = E_{\beta^\pm} .$$

W 1931 roku Pauli wysunął hipotezę, że w rozpadzie beta oprócz elektronu o energii  $T_e$  jest emitowana jeszcze inna cząstka - neutrino  $\nu$ , która unosi z sobą część energii równą ( $E_\beta - T_e$ ), tak że sumaryczna energia elektronu i neutrina jest równa energii  $E_\beta$  rozpadu  $\beta$ . Nietrudno przewidzieć własności neutrina. Z zasady zachowania ładunku wynika, że ładunek neutrina powinien być równy zero. Masa neutrina też powinna być równa zero (w każdym razie o wiele mniejszą od masy elektronu). Jest to związane z tym, że neutrino może unosić z sobą dużą część energii rozpadu beta ( przy  $T_e \approx 0$ ). Z doświadczeń wynika, że przy rozpadzie  $\beta$  spin jądra nie ulega zmianie. Ponieważ elektron emitowany unosi spin równy  $1/2$ , to z zasady zachowania momentu pędu wynika, że neutrino powinno mieć spin równy  $1/2$ .

Doświadczalne potwierdzenie istnienia neutrina udało się przeprowadzić dopiero w 1953 roku C.Cowanowi i F.Reinesowi.