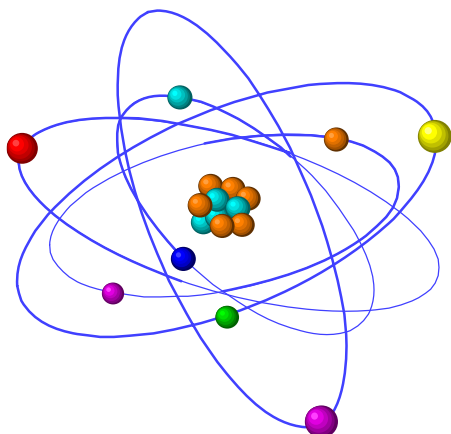


ELEMENTY FIZYKI JĄDROWEJ I REAKTOROWEJ

Ludwik Dobrzyński¹

ROZDZIAŁ I. INFORMACJE WSTĘPNE

1.1 Atom i jego promieniowanie; podstawowe definicje i pojęcia



W niniejszym opisie będziemy posługiwać się, dla prostoty, *modelem atomu Bohra*, w którym ujemnie naładowane elektrony krążą po *orbitach elektronowych* w ściśle określonych, dla danego atomu, odległościach od dodatnio naładowanego jądra atomowego.

Rys. 1.1 Model atomu Bohra

Rys. 1.1 jest oczywiście tylko impresją artystyczną modelu Bohra. W istocie rzeczy nie istnieją trajektorie elektronów, a więc orbity, a możemy jedynie mówić o miejscach wokół jądra atomowego, w których występuje największe prawdopodobieństwo znalezienia elektronów. Atom jako całość jest elektrycznie obojętny, tj. ładunek jądra jest kompensowany przez sumę ładunków elektronów znajdujących się w atomie. Na każdej orbicie elektron ma także określoną energię.

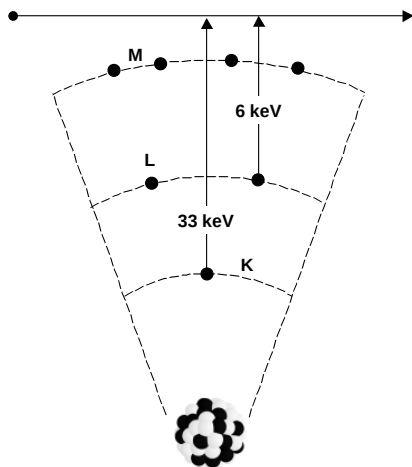
Orbity elektronowe, a więc również energie elektronów, numerowane tzw. główną liczbą kwantową $n = 1, 2, \dots$ oznaczamy kolejno (od najbliższej jądra w stronę dalszych) literami K, L, M, N, itd. Na każdej z orbit (powłok) może znajdować się co najwyżej pewna, ściśle określona dla tej orbity, liczba elektronów. Elektrony te charakteryzują się *skwantowanym* (tj. dyskretnym, nieciągłym) momentem pędu $\ell\hbar$, przy czym $\ell = 0, 1, \dots, n-1$, a $\hbar$ oznacza stałą Plancka h podzieloną przez 2π . Dla $\ell = 0, 1, 2$ i 3 , elektrony nazywane są *s*, *p*, *d* i *f*. Oprócz powyższych wartości momentu pędu, związanego z orbitalnym ruchem elektronów

¹ Wydział Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku oraz Instytut Problemów Jądrowych w Świerku

² $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ J·s

wokół jąder, elektrony wykazują też wewnętrzny moment pędu, zwanym *spinem*. Spin ten może być zorientowany zgodnie lub przeciwnie do orbitalnego momentu pędu. Stosownie do orientacji jego wartość wynosi $\pm \frac{1}{2}\hbar$. Daną wartość ℓ może mieć nie więcej niż $2(2\ell+1)$ elektronów, a więc dla danej głównej liczby kwantowej n , określającej, jak wspomnieliśmy, energię - liczba elektronów na powłoce może maksymalnie wynosić $2n^2$. Pierwsze cztery powłoki mogą przyjąć więc odpowiednio 2, 8, 18 i 32 elektronów.

Aby oderwać elektron od atomu potrzebna jest energia zwana *energią wiązania elektronu* w atomie. I tak, usunięcie elektronu z powłoki K atomu wodoru, wymaga energii 13,5 eV³, natomiast usunięcie elektronu z powłoki K atomu ołowiu, wymaga już 88,0 keV, a więc energii ponad 5000 razy większej. Energia wiązania elektronu na danej orbicie rośnie proporcjonalnie do kwadratu wielkości efektywnego ładunku jądra, tj. ładunku „widzianego” przez elektron na orbicie. Dla elektronów K w cięższych atomach energia wiązania zmienia się jak $13,6(Z-3)^2$ eV. Im elektron znajduje się na wyższej orbicie, tym jego energia wiązania jest mniejsza, i tym łatwiej oderwać go od atomu. Z kolei, jeśli na niecałkowicie zapełnionej orbicie danego jonu nastąpi przyłączenie elektronu, wówczas



Rys. 1.2 Im elektron znajduje się na wyższej orbicie, tym mniejsza jest jego energia wiązania

zmniejszającej się energii układu będzie towarzyszyć emisja promieniowania elektromagnetycznego o energii równej energii wiązania elektronu.

Emisja taka będzie również powstawała podczas przechodzenia elektronu z orbity wyższej, na której jest słabiej wiązany, na orbitę niższą. Wypromieniowana wówczas energia musi być – zgodnie z zasadą zachowania energii - równa różnicy energii obu powłok.

Ogólnie terminem *promieniowanie* nazywamy sam akt wysłania oraz rozchodzenie się w przestrzeni strumienia energii przenoszonego przez cząstki lub fale. Ze względu na dualizm

³ 1 eV = energia nabywana przez elektron w polu elektrycznym o różnicy potencjałów 1 V = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J

korpuskularno-falowy, fale elektromagnetyczne możemy opisać jako strumień szczególnych cząstek - kwantów promieniowania, zwanych *fotonami*.

Jonizacją nazywamy proces odłączania elektronów od atomów. W takim procesie pozostały fragment atomu - jon - ma ładunek dodatni równy ładunkowi odłączonych elektronów. Powstały jon dodatni i elektron nazywane są *parą jonów*. W zasadzie przyłączenie elektronu do obojętnego elektrycznie atomu można również nazwać jonizacją, gdyż w takim procesie tworzy się jon, tyle że naładowany ujemnie. W stanie swobodnym taki jon jest jednak nietrwały. Jeśli istnieje on natomiast w stanie związanym, np. w cząsteczce NaCl, kolejna jonizacja któregośkolwiek z jonów będzie polegać na zmianie stanu ładunkowego w drodze usunięcia jednego lub więcej elektronów.

Dostarczając elektronowi pewnej energii z zewnątrz możemy spowodować, iż przejdzie on z niższej na wyższą orbitę i wtedy taki proces będziemy nazywać **wzbudzeniem** atomu. Ponieważ przy opisywanym przejściu na niższej orbicie pozostanie na powłoce wolne miejsce, albo, jak mówimy, **stan niezapełniony**, wzbudzony elektron będzie miał naturalną tendencję do zmniejszenia swej energii przez wypromieniowanie fali elektromagnetycznej o energii równej różnicy energii obu powłok i zajęcia ponownie poprzedniego stanu o niższej energii (większej energii wiązania). W szczególnych przypadkach możemy mieć do czynienia z kaskadą wypromieniowywanych fotonów (kwantów promieniowania elektromagnetycznego), związaną z sekwencją przejść z wyższych powłok na niższe. Emisja fotonu nie jest jednakże jedynym sposobem na zmniejszenie przez atom czy jon swej energii. Energia wzbudzenia może być bowiem przekazana elektronowi wyższej powłoki, np. L, i spowodować jego wyrzucenie z atomu, a więc jego jonizację. Ponieważ któryś z elektronów wyższych powłok zapełni pusty stan np. na powłoce K, to wraz z emisją elektronu na zewnętrznych powłokach będziemy teraz mieli dwa stany nieobsadzone, a więc atom będzie dwukrotnie zjonizowany. Elektrony, przejmujące na siebie energię przejścia i emitowane z powłoki atomowej nazywamy *elektronami Auger'a*.

O ile rozmiary atomu są mikroskopijnie małe⁴, typową wartością jest tu 10^{-10} m, rozmiary **jądra atomowego** są jeszcze mniejsze, typową wartością jest 10^{-15} m. Podstawowymi składnikami jądra są **nukleony**: obojętny elektrycznie neutron i dodatnio naładowany proton

⁴ W człowieku znajduje się około $5 \cdot 10^{27}$ atomów. Gdyby je umieścić jeden za drugim, utworzyłby się łańcuch o długości około 10^{15} km. Na pokonanie łańcucha o takiej długości światło musiałoby zużyć około 100 lat.

o ładunku równym **ładunkowi elementarnemu** tj. takiemu jaki ma elektron. Ze względu na elektryczną neutralność atomu, liczba protonów w jądrze musi być równa liczbie elektronów na powłokach elektronowych. Oba składniki jądra są cząstkami o masie około 1840 razy większej niż masa elektronu, przy czym masa neutronu jest minimalnie większa od masy protonu (patrz ramka niżej)⁵.

Ze względu na specyfikę sił jądrowych charakteryzujących oddziaływania pomiędzy nukleonami, w jądrze o danej liczbie protonów Z (tzw. **liczbie atomowej**) mogą znajdować się różne liczby neutronów. Inaczej mówiąc, dany pierwiastek chemiczny, składający się z atomów o ustalonej liczbie Z , może mieć jądra zawierające różne liczby neutronów. Mówimy wtedy, że istnieje szereg **izotopów** danego pierwiastka. Izotopy oznaczamy przy pomocy liczby Z , pisanej jako dolny wskaźnik przy nazwie pierwiastka (powiedzmy – X) oraz **liczby masowej** A , będącej sumą liczb nukleonów w jądrze i pisanej jako wskaźnik górny. Tak więc symbol izotopu wygląda następująco:

$${}^A_Z X$$

Każdy pierwiastek chemiczny może mieć wiele izotopów. Np. jod ma 23 izotopy o liczbach masowych A od 117 do 139. Jądra o takiej samej liczbie masowej A mogą różnić się względną zawartością protonów i neutronów. Mówimy wtedy o **izobarach**. Izobarami są np.

- ${}^{131}\text{I}$ (53 protony, 78 neutronów) i ${}^{131}\text{Xe}$ (54 protony i 77 neutronów)
- ${}^{29}\text{Al}$, ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{29}\text{P}$ i ${}^{29}\text{S}$

Z kolei jądra o takiej samej liczbie neutronów, ale różnej liczbie protonów nazywamy **izotonami**. Izotony różnią się właściwościami chemicznymi, gdyż o tych decyduje głównie liczba elektronów, a więc i liczba protonów – liczba atomowa.

Ze względów historycznych masy atomów podawane są często w tzw. **jednostkach masy atomowej (j.m.a.)**, przy czym za jednostkę obrano 1/12-tą masy atomu najbardziej

⁵ Gdyby kostkę o objętości 1 cm^3 [taka objętość wody waży 1 g] wypełnić wyłącznie jądrami atomowymi, wówczas jej masa wynosiłaby około miliarda ton! Pokazuje to dowodnie, jak wielka jest gęstość materii jądrowej.

rozpowszechnionego izotopu węgla ^{12}C . Poniższa ramka podaje niektóre podstawowe dane dotyczące atomu i jąder.

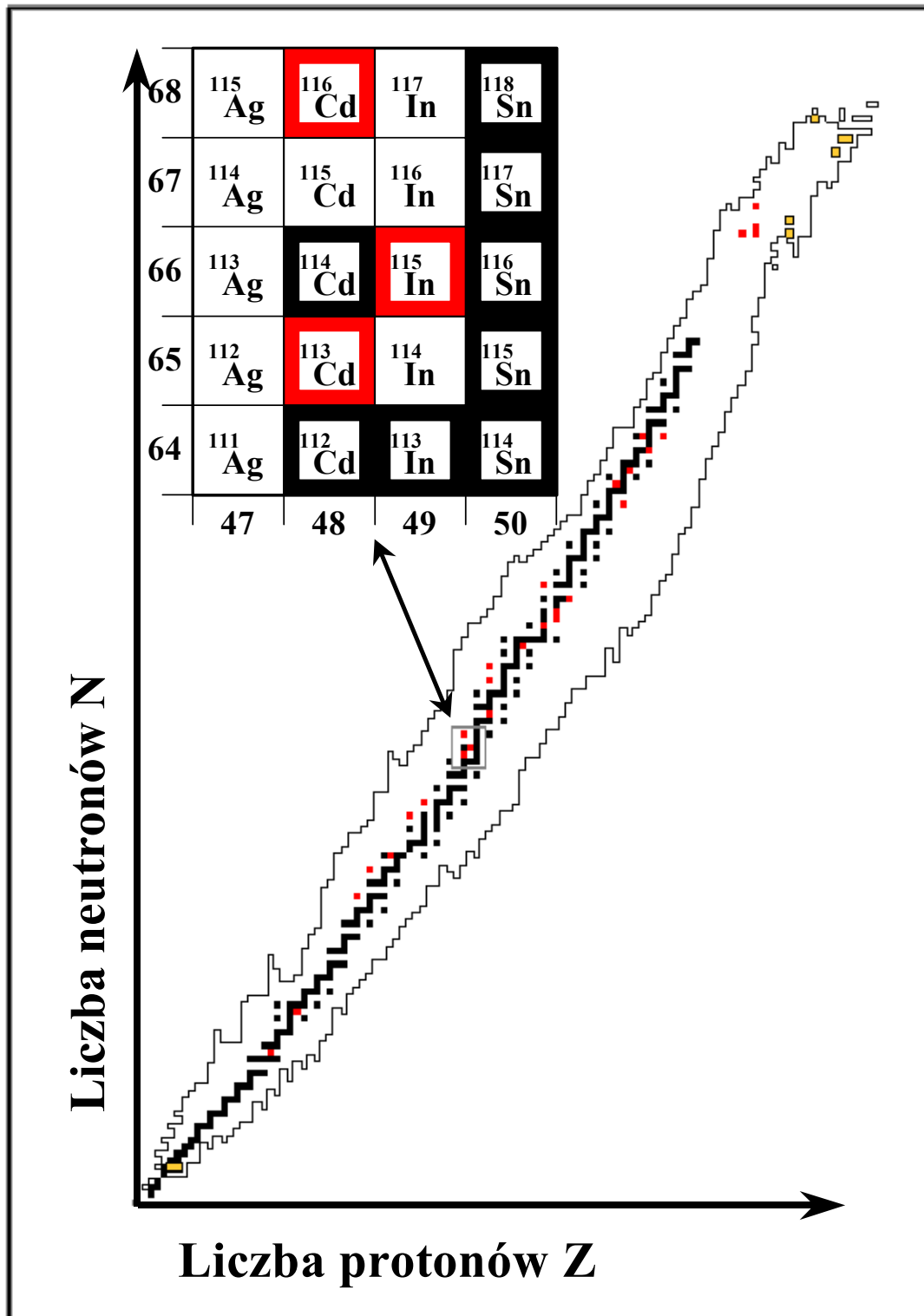
Ładunek elektronu: $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Jednostka masy atomowej (j.m.a.) = $1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1/12$ masy atomowej węgla
Masa elektronu: $0,9109 \cdot 10^{-27} \text{ g} = 0,00055 \text{ j.m.a.} = 0,511 \text{ MeV}$
Masa protonu: $1,6726 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,00728 \text{ j.m.a.} = 938,28 \text{ MeV}$
Masa neutronu: $1,6747 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,00867 \text{ j.m.a.} = 939,57 \text{ MeV}$
Rozmiar atomu (powłok elektronowych): $0,1 - 0,2 \text{ nm}$
Rozmiar jądra atomowego: ok. 10^{-15} m

Na rys. 1.3 pokazano charakterystyczny wykres tablicy izotopów: każda kratka odpowiada jednemu izotopowi. Dziś znamy ich około 3500, jednak jedynie niewielka część z nich, zaledwie 259, to izotopy stabilne, zaznaczone na rysunku na czarno. Linię czarnych pól nazywamy ścieżką stabilności i nad nią się nieco skupimy. Wpierw jednak rozpatrzmy problemy związane z promieniowaniem jonizującym wysyłanym przez izotopy niestabilne.

1.2. Powstawanie i rodzaje promieniowania jonizującego

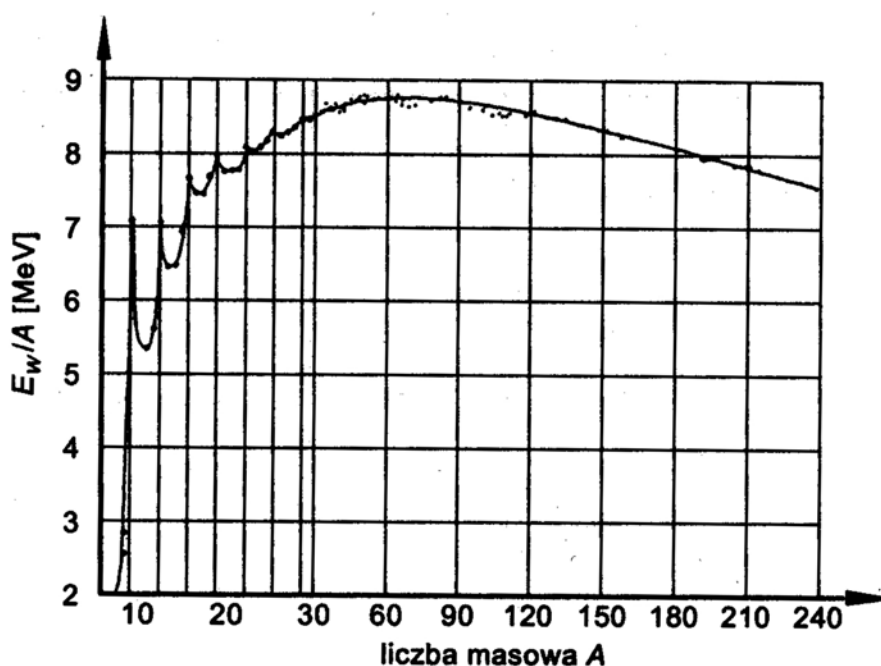
Jak sama nazwa wskazuje, **promieniowaniem jonizującym** nazywamy promieniowanie, które w wyniku oddziaływania z atomami może spowodować usunięcie z nich elektronów i przekształcenie atomów w jony. I chociaż już wysokoenergetyczne promieniowanie ultrafioletowe jest w stanie zjonizować niektóre atomy (dla fal elektromagnetycznych polskie „Prawo Atomowe” przyjmuje dla promieniowania jonizującego granicę 100 nm), w tym paragrafie zajmiemy się jedynie promieniowaniem wysyłanym spontanicznie przez jądra atomowe (**promieniotwórczość naturalna**), ewentualnie powstałym w wyniku reakcji jądrowych – **promieniotwórczość sztuczna**. Zanim zaczniemy omawiać to zagadnienie należy sobie uświadomić, że tak jak przy tworzeniu atomów energia atomu jest mniejsza od energii odseparowanego jądra i elektronów o energie wiązania tych ostatnich, tak i suma energii oddzielnych nukleonów jest wyższa od energii tychże nukleonów związanych w jądrze. A ponieważ każdej masie m odpowiada „równoważna” energia $E=mc^2$, więc też masa jądra m_J będzie mniejsza o

$$\delta M = Zm_P + (A-Z)m_N - m_J \quad (1.1)$$



Rys. 1.3 Tablica izotopów. Na czarno – ścieżka stabilności. Pola czerwone – izotopy „starsze niż Świat”, tj. o odpowiednio długich czasach życia

od sumy mas nukleonów (m_P i m_N oznaczają odpowiednio masy protonu i neutronu) w tym jądrze. Jest to tzw. **defekt masy**. Oczywiście, całkowita energia wiązania nukleonów w jądrze jest równa $\delta M \cdot c^2$. Dzieliąc tę wartość przez liczbę masową otrzymamy średnią energię wiązania przypadającą na nukleon (Rys.1.4). Energia ta dość gwałtownie rośnie w obszarze od lekkich pierwiastków aż do żelaza, a następnie stopniowo maleje. Dlatego też jąder cięższych od jądra żelaza nie można uzyskać w drodze stopniowego „składania” jąder w procesie syntezy jądrowej.



Rys. 1.4 Energia wiązania na nukleon

Relacja Einsteina pozwala na wyrażenie mas w jednostkach energii (zrobiliśmy to już w ramce). I tak $1 \text{ j.m.a.} = 931 \text{ MeV}$; masa nieruchomego elektronu odpowiada energii 511 keV.

Zauważmy, że dla liczby masowej około 60 zależność energii wiązania na nukleon prawie nie zależy od A , co oznacza, iż zasięg oddziaływania między neutronami nie może być duży, a dodawane neutrony nie oddziałują z neutronami w centrum jądra. Jak mówimy, następuje **wysycanie sił jądrowych**.

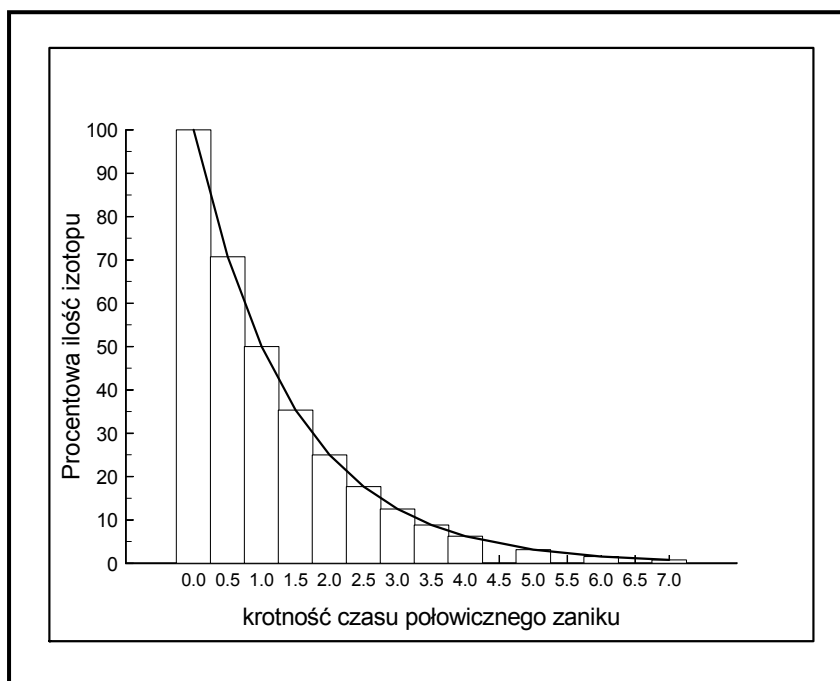
To, że dany izotop istnieje w naturze nie oznacza, że jest on stabilny. Takim on będzie wtedy, gdy energia jądra będzie najmniejszą z możliwych. Przyłączenie dodatkowego neutronu lub

zmniejszenie liczby neutronów będzie z reguły prowadziło do sytuacji, w której jądro jest wzbudzone, przy czym energie wzbudzeń jąder są typowo 1000 - 100 000 razy większe od energii wzbudzeń atomów. Rzeczywiście, spośród przebadanych ok. 3500 izotopów zaledwie 259 (zaznaczonych na rys. 1.3 kolorem czarnym) jest stabilnych, reszta rozpada się w krótszym lub dłuższym czasie; charakterystyczne czasy rozpadu zawarte są w przedziale od nanosekund do nawet 10^{25} lat. Te ostatnie mówią nam o obecnej granicy mierzalności czasów rozpadu.

Efekt czasowy przemiany jest niezmiernie ważną charakterystyką izotopu. Bez względu bowiem na rodzaj przemiany jądrowej, w jednostce czasu przemianom ulega ten sam ułamek jąder. Prowadzi to do uniwersalnego prawa przemian rozpadu promieniotwórczego w funkcji czasu: jeśli w chwili początkowej mieliśmy substancję, w której było N_0 jąder niestabilnych, to po czasie t ich liczba zmniejszy się do

$$N = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (1.2)$$

gdzie τ jest tzw. średnim czasem życia. Przebieg tej funkcji pokazany jest na rys. 1.5.



**Rys. 1.5 Zanik materiału promieniotwórczego w funkcji czasu wyrażonego jako
krotność okresu połowicznego zaniku**

Często operujemy pojęciem okresem połowicznego zaniku, tj. czasu, po którym przemianie ulega średnio połowa jąder. Okres ten, oznaczany $T_{1/2}$, związany jest z czasem życia prostą relacją:

$$T_{1/2} = \tau / \ln 2 \approx \tau / 0.693 \quad (1.3)$$

Ponieważ celem każdej przemiany jest zmniejszenie energii jądra, musi jej towarzyszyć emisja promieniowania. Może ono być promieniowaniem elektromagnetycznym, zwanym tu⁶ **promieniowaniem γ** , może też być **promieniowaniem korpuskularnym**, np. tzw. promieniowaniem α lub β . W dalszej części wykładu omówimy podstawowe rodzaje przemian jądrowych. Omówienie to poprzedzimy jednak ważnym dla źródeł promieniotwórczych pojęciem **aktywności**. Przez aktywność rozumiemy zachodzącą w źródle promieniotwórczym liczbę rozpadów w jednostce czasu. Jeśli jednostką tą będzie sekunda, aktywność mierzona będzie w **bekerelach** (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} \quad (1.4)$$

Aktywności typowych źródeł promieniotwórczych są z reguły mierzone w jednostkach tysięcy i milion razy większych (tj. kilo- i megabekerelach). W szczególnym przypadku „bomby” kobaltowej mamy do czynienia z aktywnościami rzędu setek terabekereli ($1 \text{ TBq} = 10^{12} \text{ Bq}$). Wcześniej używana jednostka aktywności, kiur (Ci), była natomiast jednostką tak dużą, że w praktyce częściej wyrażano aktywność w podwielokrotnościach tej jednostki, jak mili- czy mikrokiur. Relacja pomiędzy obiema jednostkami jest następująca:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (1.5)$$

Oczywiście, zgodnie z naszymi wcześniejszymi uwagami, aktywność źródła jest funkcją czasu zależną od czasu życia izotopu promieniotwórczego w źródle. Dla obliczenia aktywności źródła w danej chwili można zastosować wzór (1.2), w którym w miejsce liczb jąder promieniotwórczych N i N_0 podstawimy odpowiednio aktywności bieżącą i początkową. Kończąc ten wątek należy podkreślić, że pojęcie okresu połowicznego zaniku, czy też czasu

⁶ *Nota bene*, promieniowanie elektromagnetyczne zawsze towarzyszy rozpadom α i β , gdyż w przemianach tych zmienia się liczba atomowa, a więc powstaje nowy pierwiastek chemiczny. To z kolei wymaga przebudowy powłok elektronowych atomu, czemu towarzyszy "atomowe" promieniowanie charakterystyczne obejmujące zakres energii promieniowania rentgenowskiego ($<120 \text{ keV}$). Zwyczajowo symbol γ rezerwujemy dla promieniowania powstającego w procesach jądrowych, tak jak symbol β zarezerwowany jest dla emisji elektronów z jądra, a nie z powłok atomowych.

życia, ma sens głęboko probabilistyczny. Tylko w wypadku zbioru dużej liczby jąder można mieć nadzieję na spełnienie równania rozpadu (1.2). W przypadku pojedynczego jądra nie jesteśmy w stanie przewidzieć, czy jądro to rozpadnie się wcześniej, czy później.

Każdemu przejściu jądra ze stanu niestabilnego do stabilnego musi towarzyszyć emisja energii, natomiast samo przejście może odbywać się w różnoraki sposób (mówimy o różnych kanałach rozpadu). Do takich specyficznych przejść należy w wypadku ciężkich jąder rozszczepienie, emisja cząstek, wreszcie najbardziej typowe – **przejście radiacyjne**, które nas szczególnie interesuje np. w medycynie nuklearnej. Przejściu radiacyjnemu towarzyszy przekształcanie masy w energię, zgodnie z Einsteinowską relacją $E = mc^2$. Warto uzmysłowić sobie, że przekształcenie masy 1 g w energię oznacza produkcję 25 mln kWh!

1.3 Energia wiązania jądra

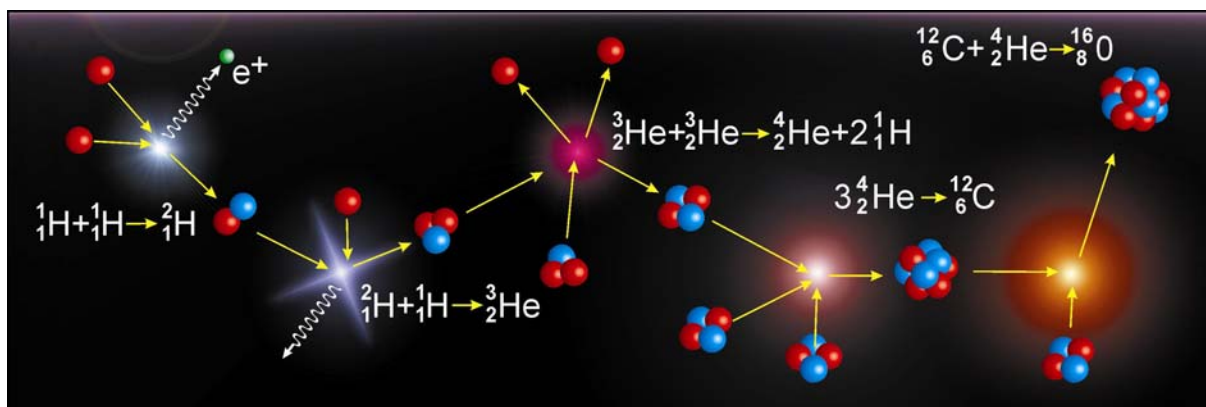
W niniejszym wykładzie przedstawimy podstawy fizyki jądrowej, niezbędne do rozumienia procesów zachodzących w reaktorze, do rozumienia istoty energii jądrowej oraz zjawiska promieniotwórczości. Jak mówiliśmy, rozróżniamy promieniotwórczość naturalną i sztuczną, ta ostatnia powstająca w wyniku reakcji jądrowych. Szczególnie ważną dla nas reakcją będzie reakcja rozszczepienia jądra uranu. Takie rozszczepienie może zajść spontanicznie, to jednak następuje rzadko, natomiast możemy względnie łatwo spowodować rozszczepienie tego jądra (przede wszystkim izotopu ^{235}U) przez neutron o niewielkiej energii. Również w wypadku syntezy (fuzji) jąder, np. jak na rys. 1.6, wydzielą się energia. A wszystko bierze swój początek w zależności *energii wiązania*, przypadającej na nukleon, od *liczby masowej A*. Zależność tę, przedstawioną już na rys.1.4, nazwał Hryniewicz⁷ „najważniejszym wykresem Wszechświata”.

Rekapitulując, co powiedzieliśmy w paragrafie 1.2, o istnieniu energii wiązania spajającej jądro mówi istnienie różnicy masy sumy nukleonów w jądrze i masy jądra. Różnica tych dwóch mas jest dodatnia, a to oznacza, zgodnie z relacją Einsteina pomiędzy energią a masą, że energia jądra jako całości jest niższa niż sumaryczna energia oddzielnych nukleonów. Tak więc układ nukleonów obniża swą energię, gdy połączy się w jądro. Różnica energii:

⁷ A.Hryniewicz, *Energia. Wyzwanie XXI wieku*, Wyd. UJ, Kraków (2002)

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (1.6)$$

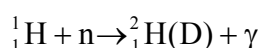
gdzie Δm oznacza różnicę mas cząstek przed i po reakcji, jest **energią wiązania jądra**.



Rys. 1.6 Reakcje syntezy prowadzące od wodoru do tlenu

Energia wiązania na nukleon jest średnio tą energią, którą trzeba dostarczyć do jądra, aby uwolnić z niego jeden nukleon. Podobnie, jeśli nukleony wiążą się ze sobą w jedno jądro, wydziela się energia równa sumie energii wiązania nukleonów w tym jądrze. Z rys.1.4 wynika, że energia wiązania dla jądra o liczbie masowej $A = 4$, a więc dla helu-4 (^4He), wynosi ponad 7 MeV/nukleon⁸, podczas gdy dla ^3He wynosi ona ok. 2,5 MeV. Synteza jąder wodoru w jądro helu (reakcja zachodząca często na Słońcu), rys.1.6, powoduje wydzielenie energii 26,1 MeV. Widać także, że energia wiązania nukleonu zmniejsza się dla ciężkich jąder, a to oznacza, że rozpad ciężkiego jądra oznacza zysk energetyczny. Właśnie dlatego, że przedstawiony na rys.1.4 wykres wyjaśnia z jednej strony źródło energii gwiazd, a z drugiej możliwość uzyskiwania energii z rozpadów, a w szczególności z rozszczepienia jąder ciężkich, jak np. uran, wykres ten można rzeczywiście uznać „najważniejszym wykresiem Wszechświata”.

Dla ilustracji rozpatrzmy przypadek reakcji jądrowej neutronu z protonem, w wyniku której tworzy się deuter oraz foton gamma:



⁸ 1 eV = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J

Utworzone jądro (deuter) doznaje odrzutu, a ponadto foton też unosi część energii. Suma tych dwóch energii, wynosząca w tym wypadku $\Delta E = 2,22 \text{ MeV}$, jest energią wiązania deuteronu. Aby rozbić deuteron należy teraz użyć pocisku o energii przekraczającej $2,22 \text{ MeV}$. Różnica mas przed i po reakcji wynosi tu

$$\Delta m = (m_p + m_n) - M_D \quad (1.7)$$

W jednostkach masy atomowej $[u]^9$ wynosi ona $(1,0078252 + 1,0086654) - 2,0141022 = 0,0023784$, co odpowiada energii $2,22 \text{ MeV}$, a więc $1,11 \text{ MeV}$ na nukleon. Bez względu na to, czy mamy do czynienia z rozpadem promieniotwórczym, czy syntezą, warunkiem ich zajścia jest aby obliczana ze wzoru (1.6) różnica energii ΔE była większa od zera.

1.4 Modele jądrowe

Teoretyczne obliczenia energii wiązania opierają się modelach i związanych z nimi przybliżeniach, niemniej jednak otrzymywane na ich podstawie wartości są w dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi. W tzw. *modelu kropłowym*, sprawdzającym się szczególnie dobrze w wypadku jąder ciężkich, a te nas będą głównie interesować, nukleony w jądrze traktuje się w podobny sposób jak cząsteczki w kropli cieczy, której gęstość nie zależy od rozmiarów kropli. Całkowita energia wiązania w takiej kropli jest proporcjonalna do liczby cząsteczek, a kształt powierzchni kropli jest ściśle związany z pojęciem napięcia powierzchniowego, zmniejszającego energię układu. Zgodnie z tym modelem energia powierzchniowa jest proporcjonalna do liczby nukleonów na powierzchni, a więc $A^{2/3}$. Energia ta będzie obniżała energię wiązania, podobnie jak energia związana z odpychaniem kulombowskim pomiędzy protonami, której wielkość jest proporcjonalna do $Z(Z - 1)$, gdzie Z jest liczbą atomową, a odwrotnie proporcjonalna do średniej odległości między nukleonami, proporcjonalnej do $A^{1/3}$. Tak więc w takim podejściu quasi-klasycznym energię wiązania możemy przedstawić jako

$$E_b = a_0 A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z - 1)}{A^{1/3}} \quad (1.8)$$

⁹ $1 \text{ u} = 1,66053 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931 \text{ MeV}$

Do tego wyrażenia należy jeszcze wprowadzić poprawki, które uzależnione są od asymetrii pomiędzy liczbą protonów i neutronów oraz od tzw. efektu *pairingu*, tj. parzystości liczb protonów i neutronów. Pierwszy efekt opisujemy parametrem $(A-2Z)^2/A$, który jest tożsamościowo równy zeru, gdy liczba neutronów w jądrze jest równa liczbie protonów. Drugi efekt opisuje różnicę energii wiązania związaną z konfiguracją parzysto-parzystą i nieparzysto-nieparzystą. Efekt ten nie występuje dla jąder parzysto-nieparzystych i nieparzysto-parzystych. Ostatecznie, z dobrym przybliżeniem¹⁰

$$E_b = 15,75A - 17,8A^{2/3} - 0,71 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - 94,8 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} \pm \frac{34}{A^{3/4}} \quad (1.9)$$

gdzie energia wiązania wyrażona jest w MeV, znak plus obowiązuje dla jąder parzysto-parzystych, a minus dla jąder nieparzysto-nieparzystych. Dzieląc tę energię przez liczbę masową, A , otrzymujemy energię wiązania na nukleon. Wzór (1.9) pozwala łatwo ocenić przybliżoną wartość energii wyzwalaną podczas np. emisji jakiejś cząstki czy w rozszczepieniu. Generalnie, przemiana jądrowa może nastąpić tylko wtedy, gdy różnica energii wiązania przed i po przemianie jest ujemna lub różnica mas - dodatnia. Np. warunkiem na spontaniczną przemianę α jest, aby różnica mas $M(Z,A) - [M(Z-2,A-4) + M(2,4)]$ była większa od zera.

Model kroplowy nie jest jedynym modelem i nie wszystko wyjaśnia. Przede wszystkim należy zauważyć, że nukleony są *fermionami*, tj. cząstkami o spinie połówkowym. Konsekwencją tego faktu jest podleganie nukleonów statystyce Fermiego, nie pozwalającej na obsadzanie jednego stanu przez dwa identyczne nukleony. Dalszą konsekwencją jest możliwość wyznaczenia energii Fermiego, tj. maksymalnej wartości energii, którą mogą obsadzić nukleony oraz odpowiadającej tej energii - pędu Fermiego. Energia Fermiego wiąże się ze średnią energią kinetyczną cząstek, a jej obliczenia dają wartość około 30 MeV, skąd wartość pędu Fermiego wynosi około 240 MeV/c. Traktowanie nukleonów w jądrze jak gazu fermionów nosi nazwę *modelu gazu Fermiego*.

¹⁰ Wartości współczynników podane są w podręczniku K.N.Muchina, *Doświadczalna fizyka jądrowa*, t.I, WNT, Warszawa (1978). W podręczniku E.Skrzypczak i Z.Szeftlińskiego, *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych*, PWN, Warszawa (2002) kolejne współczynniki wynoszą odpowiednio 15,85; 18,34; 0,71, 92,88, natomiast ostatni wyraz przedstawiono jako $11,46/A^{1/2}$

Masy jąder, obliczane z relacji (1.9), różnią się od wyznaczanych doświadczalnie. Wyjątkowo duże różnice, polegające na energii wiązania na nukleon (E_b/A) wyraźnie większej od obliczonej, obserwujemy dla tzw. *jąder magicznych*, przy czym *liczbami magicznymi* są: 2 (np. ^4He , w którym magiczną jest zarówno liczba protonów, jak i neutronów), 8 (^{16}O – podobnie jak ^4He jądro podwójnie magiczne), 20 (podwójnie magiczne ^{40}Ca), 28 (Ni ze względu na liczbę protonów i ^{51}V ze względu na liczbę neutronów), 50 (Sn ze względu na liczbę atomową i Zr ze względu na liczbę neutronów), 82 (odpowiednio Pb i ^{136}Xe) oraz 126 (podwójnie magiczny ^{208}Pb : $Z=82$ i $N=126$).

Z wielu interesujących cech jąder magicznych zwracamy uwagę na wyraźnie zmniejszone wartości prawdopodobieństwa absorpcji powolnych neutronów. Jednocześnie z tych właśnie jąder jest stosunkowo najłatwiej wyrwać neutrony. Istnienie liczb magicznych nadzwyczaj przypomina sytuację w atomie, w którym mamy powłoki elektronowe, na których można maksymalnie umieszczać ściśle określoną liczbę elektronów. Spowodowało to rozwój tzw. **modelu powłokowego jądra**, którego podwaliny zawdzięczamy laureatom Nagrody Nobla Marii Goeppert-Mayer i Hansowi Jensenowi (rys. 1.7).

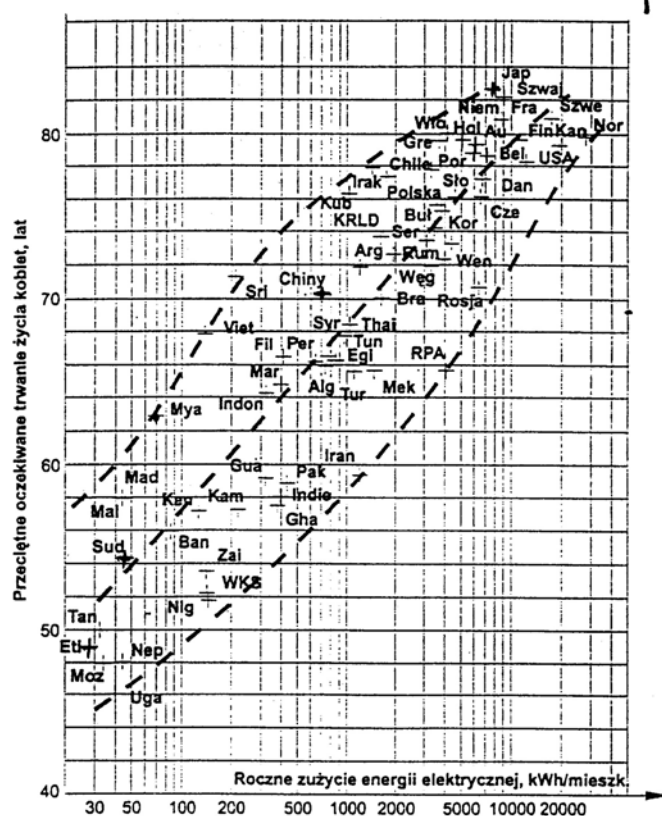


Rys. 1.7 Maria Goeppert-Mayer i Johannes Hans Jensen

Model powłokowy przypomina w znacznym stopniu model atomu Bohra i „magiczność” liczb obsadzeń powłok elektronowych elektronami. Zasadniczą jednak różnicą jest tu kwestia znajomości potencjału, w polu którego poruszają się elektrony i jądra. Ten pierwszy znamy bardzo dobrze, drugi musimy modelować. Podobnie, jak w fizyce atomowej, przybliżenie jednoelektronowe, a w fizyce jądra atomowego przybliżenie jednocząstkowe, jest nie zawsze

wystarczające i należy stosować modele znacznie bardziej zaawansowane, uwzględniające np. możliwą deformację jąder i oscylacje nukleonów w jądrze.

1.5 Kilka słów na temat potrzeb energii



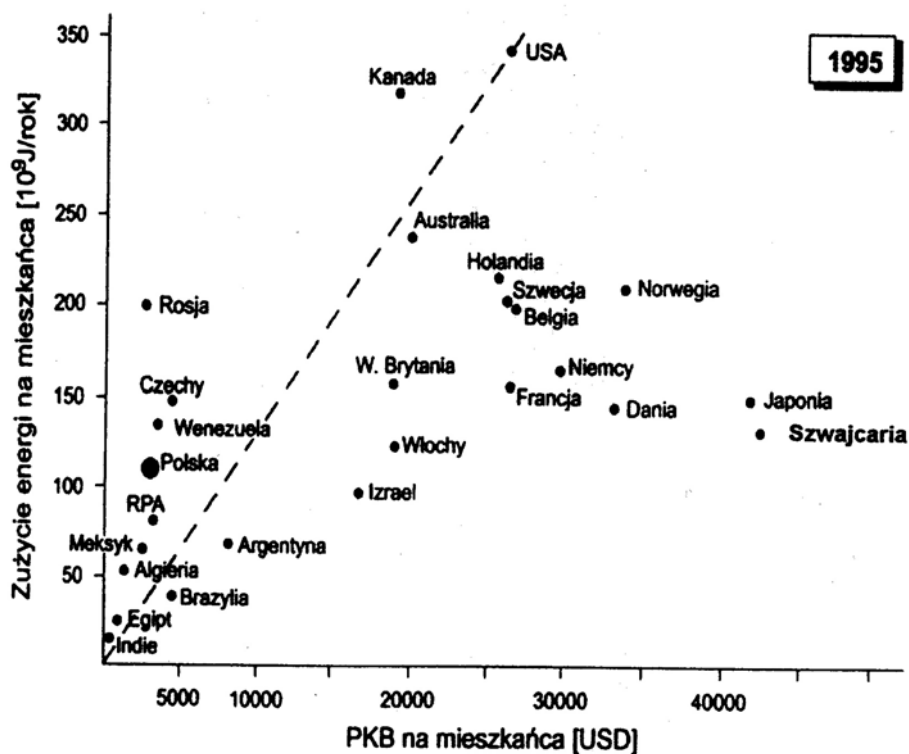
Świat potrzebuje energii i to coraz większej, tym większej im większa jest liczba mieszkańców naszego globu. Jednocześnie dane z różnych krajów wskazują, że im więcej energii elektrycznej produkują one na mieszkańca, tym średnia długość życia się wydłuża. Zależność tę przedstawiamy na rys. 1.8 (w istocie rysunek ten dotyczy tylko kobiet, to jednak wiąże się z faktem, że są kraje, w których dyskryminacja kobiet powoduje skrócenie ich życia, tak więc wyniki powinny być reprezentatywne tam, gdzie tej dyskryminacji nie ma).

Rys. 1.8 Oczekiwany średni czas życia kobiet w różnych krajach Świata w zależności od rocznego zużycia energii przypadającej na mieszkańca¹¹

Bardzo ważną okolicznością jest też fakt, że istnieją całe połacie Ziemi (Azja, Afryka), w których obecnie mamy wyraźny deficyt energii (patrz rys. 1.9) i należy przewidywać, że tam przyrost wytwarzanej energii powinien być bardzo znaczący. Około 2 miliardy mieszkańców Ziemi nie ma energii elektrycznej! Dziś, udział energetyki jądrowej w ogólnym bilansie produkcji energii elektrycznej wynosi średnio ok. 16-17%. Nie jest to bynajmniej mała liczba, a można oczekiwać, że udział ten będzie wzrastał. Ponieważ obecnie cała ta

¹¹ A.Strupczewski, *Analiza korzyści i zagrożeń związanych z różnymi źródłami energii elektrycznej*, Raport PTN 3/1999, Warszawa (1999)

energia pochodzi z reaktorów jądrowych, których działanie opiera się na rozszczepianiu jąder uranu neutronami, następny rozdział poświęcimy scharakteryzowaniu neutronu jako cząstki elementarnej.



Rys.1.9 Zużycie energii w funkcji PKB przypadającego na mieszkańca¹²

1.6 Kilka słów o historii odkryć

Aby wykład był możliwie pełny, nie można pominąć kilku faktów z historii rozwoju energii jądrowej. Zaczyna się ona od przypadkowego odkrycia przez Henri Becquerela (rys. 1.10) dziwnej emanacji z rudy uranowej, która to emanacja zaczerśniła film rentgenowski owinięty w czarny papier. Wykazał on, że promieniowanie to składało się z promieniowania alfa i beta, nieco później zaś Villard odkrył, że w promieniowaniu znajduje się także składowa elektromagnetyczna – promieniowanie gamma.

¹² E.Boeker, *Fizyka Środowiska*, PWN, Warszawa (2002)



Rys. 1.10 Henri Becquerel, Maria i Piotr Curie



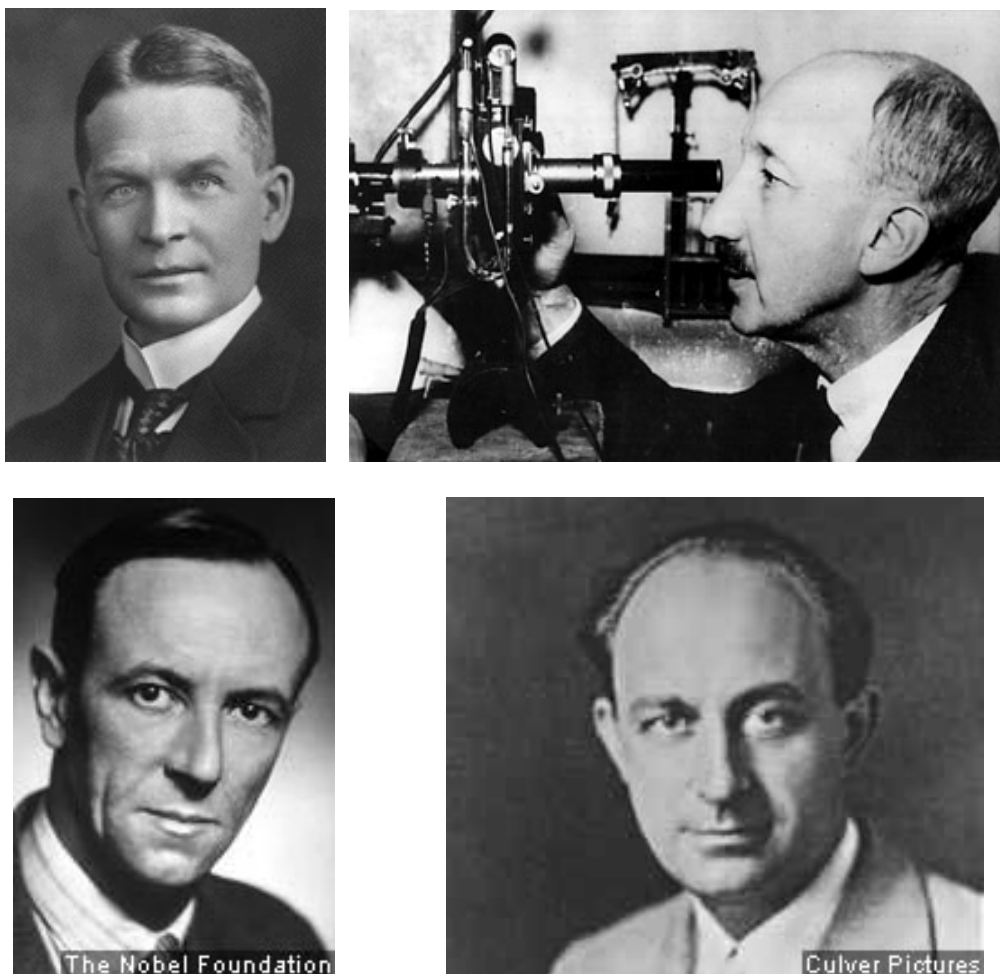
Rys. 1.11 Ernest Rutherford

W 1898 r. Piotr i Maria Curie wyizolowali polon i rad. W tym samym roku Samuel Prescott pokazał, że promieniowanie radu zabija bakterie w pożywieniu. W roku 1902 Ernest Rutherford (rys. 1.11) dowiódł, że emisja cząstek alfa lub beta przekształca oryginalny pierwiastek w inny, a w toku dalszych badań nad rozpraszaniem cząstek alfa wykazał, że wewnątrz atomu musi znajdować się znacznie mniejsze od niego jądro o ładunku dodatnim.

Rosja włączyła się do intensywnych badań promieniotwórczości około roku 1909.

W roku 1911 Frederic Soddy (rys. 1.12) odkrył istnienie różnorodnych izotopów danego pierwiastka, a George de Hevesy (rys. 1.12) stwierdził, że łatwość wykrycia promieniowania pozwala na wykorzystanie izotopów promieniotwórczych jako znaczników.

W roku 1932 James Chadwick (rys. 1.12) odkrył neutrony, a rok później Cockroft i Walton stwierdzili istnienie promieniotwórczości produktów reakcji z przyspieszonymi w akceleratorze protonami. Wreszcie Enrico Fermi (rys. 1.12) wykazał, że użycie neutronów pozwala na wyprodukowanie znacznie większej liczby izotopów promieniotwórczych niż przy użyciu protonów.



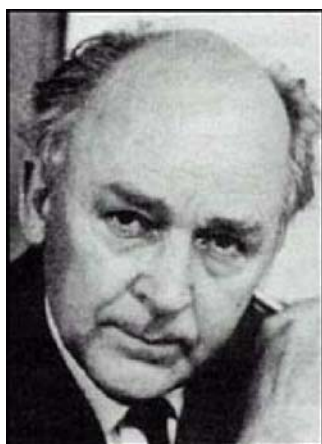
Rys. 1.12 Frederick Soddy, Georges de Hevesy, James Chadwick i Enrico Fermi



Rys. 1.13 Trzej Nobliści: Otto Hahn, Niels Bohr i Albert Einstein

W roku 1939 Otto Hahn (rys. 1.13) i Fritz Strassman (rys. 1.14) odkryli zjawisko rozszczepienia, choć interpretację ich eksperymentu należy zawdzięczać Lise Meitner (rys. 1.14) i Jej siostrzeńcowi Otto Frischowi (rys. 1.14), którzy pracowali w tym czasie na

wygnaniu pod okiem Nielsa Bohra (rys. 1.13). Obserwacja reakcji rozszczepienia przyniosła pierwsze potwierdzenie eksperymentalne słuszności relacji równoważności masy i energii, zapostulowanej przez Alberta Einsteina (rys. 1.13). Fizycy szybko zdali sobie sprawę z ogromnej energii wyzwalaanej w procesie rozszczepienia jąder uranu, a że czasy były wojenne, między Niemcami a Anglią i Ameryką toczyła się gra o to, kto pierwszy będzie umiał skorzystać z tej energii. Nie każdy wie, że pojęcie masy krytycznej, o którym powiemy więcej w dalszych rozdziałach, zawdzięczamy francuskiemu fizykowi, Jean Baptiste Perrinowi (rys. 1.15), laureatowi Nagrody Nobla za weryfikację hipotezy o istnieniu atomów. Teorie Perrina samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej zostały następnie rozwinięte przez angielskiego fizyka Rudolfa Peierlsa (rys. 1.15). Doceniając nowe możliwości stwarzane przez energię wyzwalaną w takiej reakcji, w Związku Radzieckim utworzono w roku 1940 specjalny Komitet ds. Problemu Uranu. Prace naukowe tego Komitetu zostały przerwane w związku z napaścią Niemiec na ZSRR.



Rys. 1.14 Fritz Strassman, Lise Meitner i Otto Frisch

W trakcie trwania intensywnego, wojennego wyścigu zbrojeń Peierls i Frisch wystosowali do rządu brytyjskiego dokument znany pod nazwą Memorandum Peierlsa-Frischa, w którym wykazywali, że z 5 kg ^{235}U można stworzyć bardzo skuteczną bombę, której detonacja będzie równoważna kilku tysiącom ton dynamitu. Wskazali oni również na znaczenie izotopu ^{235}U . Memorandum spowodowało silne zainteresowanie wielu brytyjskich uniwersytetów rozszczepieniem uranu. Uczeń ci utworzyli tzw. Komitet MAUD (od imienia niani jednego z członków). Już w roku 1940 wykazano na Uniwersytecie w Cambridge, że przy użyciu powolnych neutronów można otrzymać samopodtrzymującą się reakcję w mieszaninie tlenku

uranu i ciężkiej wody. Wkrótce też odkryto możliwość przekształcenia ^{238}U w rozszczepialny ^{239}Pu . W wyniku dalszych prac grupa MAUD przedstawiła raport wykazujący, że kontrolowana reakcja łańcuchowa może zostać wykorzystana do produkcji ciepła lub energii elektrycznej. Amerykanie nieco później niż Brytyjczycy zabrali się za studia nad nowymi możliwościami stworzenia broni, niemniej jednak szybko przegonili Brytyjczyków. Było to związane z intensywnie prowadzonymi badaniami nad separacją i wzbogacaniem uranu oraz produkcją rozszczepialnego plutonu. Tym ostatnim zagadnieniem zajmował się w szczególności odkrywca neutronu – James Chadwick. W roku 1942 badania przejęła pod swą „opiekę” armia, a same badania utajniono nawet przed dotychczasowymi partnerami – Brytyjczykami i Kanadyjczykami. Cała działalność naukowa została skierowana na produkcję bomby jądrowej.

W 1942 r. Enrico Fermi skonstruował pierwszy *stos atomowy*, w którym przeprowadził kontrolowaną reakcję łańcuchową. W Argonne zbudowano pierwszy reaktor, w którym produkowano pluton na potrzeby militarne. Trzy wytwórnie ciężkiej wody zbudowano w Ameryce, jedną w Kanadzie. Pracujący pod kierunkiem Roberta Oppenheimera (rys. 1.15) zespół najbardziej utalentowanych fizyków, techników i matematyków pracował nad konstrukcją bomb uranowych i plutonowych w ramach tzw. *Projektu Manhattan*. 16 lipca 1945 r. przeprowadzono pierwszą eksplozję jądrową bomby plutonowej w Almagordo w Nowym Meksyku. O teście prostszej bomby uranowej nawet nie myślano, gdyż miano pewność, że detonacja nastąpi zgodnie z planem.



Rys. 1.15 Jean Baptiste Perrin, Rudolf Peierls i Robert Oppenheimer

6 sierpnia 1945 r. zdetonowano nad Hiroszimą pierwszą bombę zbudowaną z uranu-235, a 9-go sierpnia zrzucono bombę plutonową nad Nagasaki. Następnego dnia, 10-go sierpnia, rząd japoński poddał się, co zakończyło ostatecznie II Wojnę Światową.

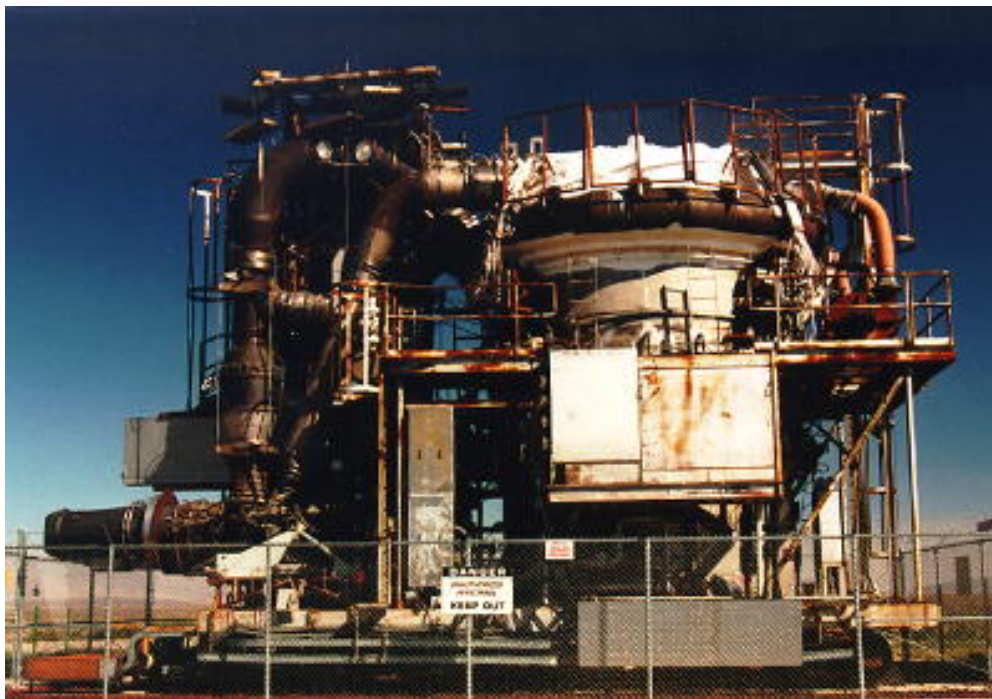
Rosjanie rozwijali swoje badania w wolniejszym tempie. Pierwszy stos atomowy do produkcji plutonu, tzw. F-1, został skonstruowany przez Igora Kurczatowa (rys.1.16) w 1946 roku. Centrum badań znajdowało się około 40 km od Moskwy w zamkniętej miejscowości Arzamas-16, w której budowano bombę plutonową. Pierwszy próbny wybuch takiej bomby został przeprowadzony w sierpniu 1947 roku na poligonie blisko Semipałatyńska w Kazachstanie. W tym czasie Andrej Sacharow i Igor Tamm (rys. 1.16) pracowali już nad konstrukcją bomby wodorowej.



Rys. 1.16 Igor Kurczatow, Andrej Sacharow i Igor Tamm

Koniec wojny zwrócił także uwagę na możliwości pokojowego wykorzystania energii jądrowej choćby do produkcji elektryczności. Pierwszym zbudowanym reaktorem i to typu reaktora powielającego był reaktor EBR-1 (od ang. *Experimental Breeder*) w Idaho w USA, rys. 1.17. Uruchomiono go w grudniu 1951 r. Równolegle w USA i ZSRR prowadzono prace nad konstrukcją reaktorów różnych typów – nastąpiła era energetyki jądrowej, której zadanie jednak nie zawsze miało jedynie pokojowy charakter. Wystarczy choćby wspomnieć o budowie statków wojennych, w tym okrętów podwodnych, napędzanych energią jądrową. Pierwszym takim okrętem podwodnym był USS Nautilus zwodowany w 1954 roku. Pierwsze okręty pojawiły się w obu konkurujących krajach w roku 1959. Na lądzie zaś budowano reaktory do produkcji plutonu, pozwalające usuwać z rdzenia pluton w chwili gdy zawartość izotopu nadającego się do bomby atomowej była w nim największa. Reaktory te powstawały

w ośrodkach militarnych i ich bezpieczeństwo było znacznie niższe niż bezpieczeństwo elektrowni jądrowych. Utrzymywano je jednak w ruchu, gdyż uzyskiwany w ten sposób pluton nadawał się doskonale do bomb atomowych.



Rys. 1.17 Pierwszy reaktor powielający EBR-1 w Idaho, USA

Ponieważ USA zdominowały produkcję wzbogaconego uranu, Brytyjczycy skoncentrowali się na budowie reaktorów opartych na naturalnym uranie metalicznym, z moderatorem grafitowym i chłodzeniem gazowym. Pierwszy reaktor Calder Hall-1 typu Magnox o mocy 50 MWe (rys. 1.18) uruchomiono w roku 1956 i pracował do roku 2004. Ogółem pracuje dziś na świecie około 440 bloków energetycznych napędzanych energią jądrową. Swoistym potentatem jest tu Francja, w której niemal 80% produkowanej energii elektrycznej pochodzi z energetyki jądrowej. Choć początek francuskiej energetyki jądrowej opierał się na reaktorach typu Magnox, wkrótce zostały one zdominowane przez tzw. reaktory wodno-ciśnieniowe – PWR (od ang. *Pressurized Water Reactor*). Związek Radziecki zbudował swoje pierwsze dwie wielkie elektrownie w roku 1964: w Białojarsku uruchomiono 100 MW reaktor z wrzącą wodą, w Nowoworoneżu zaś reaktor typu PWR (wg rosyjskiego skrótu – WWER: *Wodno-Wodiannyj Energetičeskij Reaktor*) o mocy 210 MW. Rok 1973 przyniósł pierwszy reaktor typu RBMK, reaktor, którego konstrukcję oparto na schematach reaktorów

do produkcji plutonu. Chociaż reaktory RBMK (od ros. *Реактор Большой Мощности Канальный*) nie były stosowane do celów militarnych, pozwalały one jednak w razie potrzeby na przestawienie cyklu pracy tak by szybko uzyskiwać duże ilości plutonu do produkcji bomb. Reaktor ten zbudowano także w Czarnobylu. Był on obciążony wadami w zakresie bezpieczeństwa, typowymi dla tych reaktorów i zawierał ponadto błędy konstrukcyjne, które pozostawały ukryte ze względu na wymagania tajności, które otaczały konstrukcję reaktorów RBMK. Wybuch reaktora RBMK w elektrowni jądrowej (EJ) w Czarnobylu 26 czerwca 1986 r. znacząco zahamował na świecie prace nad energetyką jądrową.



Rys. 1.18 Elektrownia jądrowa Calder Hall w ośrodku Sellafield w Anglii

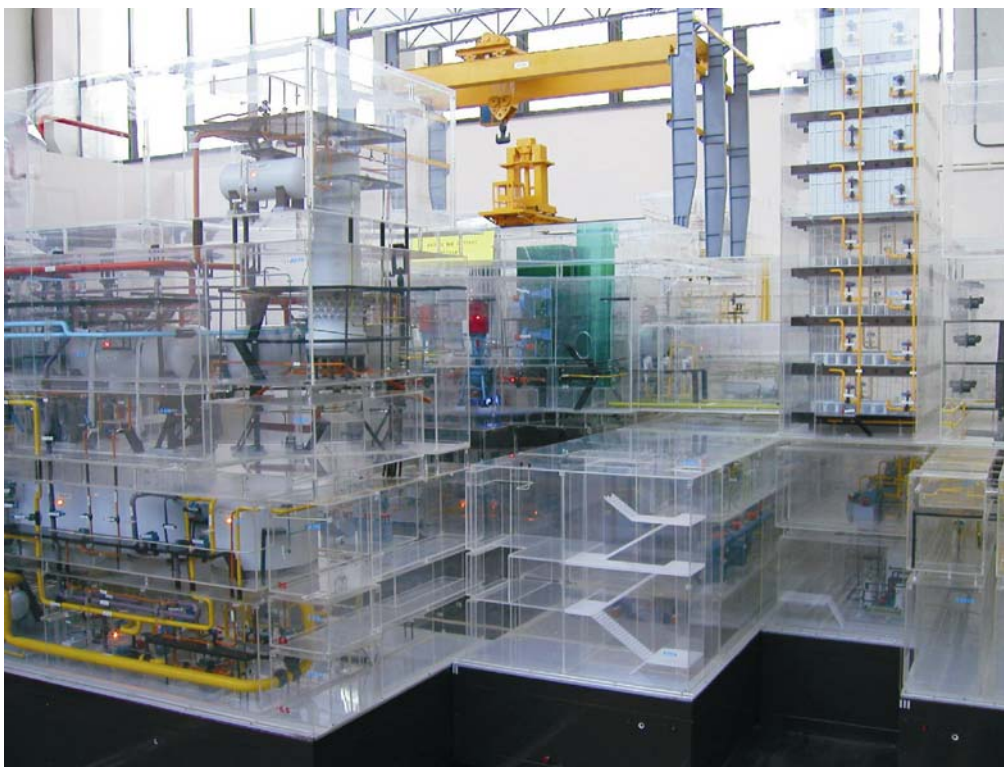
W Polsce planowano w latach 80. ubiegłego stulecia budowę około 10 reaktorów energetycznych (rys. 1.19). Pierwszy miał powstać w miejscowości Żarnowiec na Wybrzeżu, względnie niedaleko Gdańska. Niestety, ulegając naciskom społecznym, rząd polski podjął w 1990 roku decyzję o zaprzestaniu już rozpoczętej budowy. Konsekwencje tej decyzji są dla Polski fatalne i dobrze się dzieje, że obecnie znów wraca się do planów rozwoju energetyki jądrowej. Na rys. 1.20 i 1.21 przedstawione są mapa topograficzna terenu planowanej elektrowni oraz jej model, będący – oprócz zalanych wodą fundamentów w Żarnowcu – jedyną pozostałością niedoszłego projektu.



Rys. 1.19 Planowane w Polsce rozmieszczenie elektrowni jądrowych w latach 80. ub. wieku



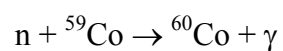
Rys.1.20 Mapa topograficzna terenu planowanego dla Elektrowni Jądrowej w Żarnowcu



Rys.1.21 Model Elektrowni Jądrowej dla Żarnowca¹³

1.7 Przemiany jądrowe

Pod terminem wymienionym w powyższym tytule rozumiemy zarówno rozpad promieniotwórczy, jak i reakcje jądrowe. Należy zwrócić uwagę na fakt, że z nuklidu stabilnego może się utworzyć w drodze reakcji nuklid promieniotwórczy. Taką reakcją jest np.



Taką reakcję nazywamy **aktywacją**, ale też jest ona przykładem tzw. **wychwytu radiacyjnego**, tj. reakcji, w której po wychwycie cząstki (tu neutronu) pojawia się emisja kwantu gamma.

Do najczęściej omawianych rozpadów promieniotwórczych należą rozpady α , β i γ . Omówimy je po kolei.

¹³ można oglądać w Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku

1.7.1. Przemiana (rozpad) α

Cząstka α jest jądrem helu-4 i składa się więc z dwóch protonów i dwóch neutronów - można ją zatem traktować również jako dwuwartościowy jon helu. Jest więc rzeczą zrozumiałą, że jeśli jądro A_ZX rozpada się i w wyniku rozpadu emituje tę (i tylko tę) cząstkę, samo musi przejść w jądro o liczbie masowej mniejszej o cztery jednostki i liczbie atomowej mniejszej o dwie jednostki:



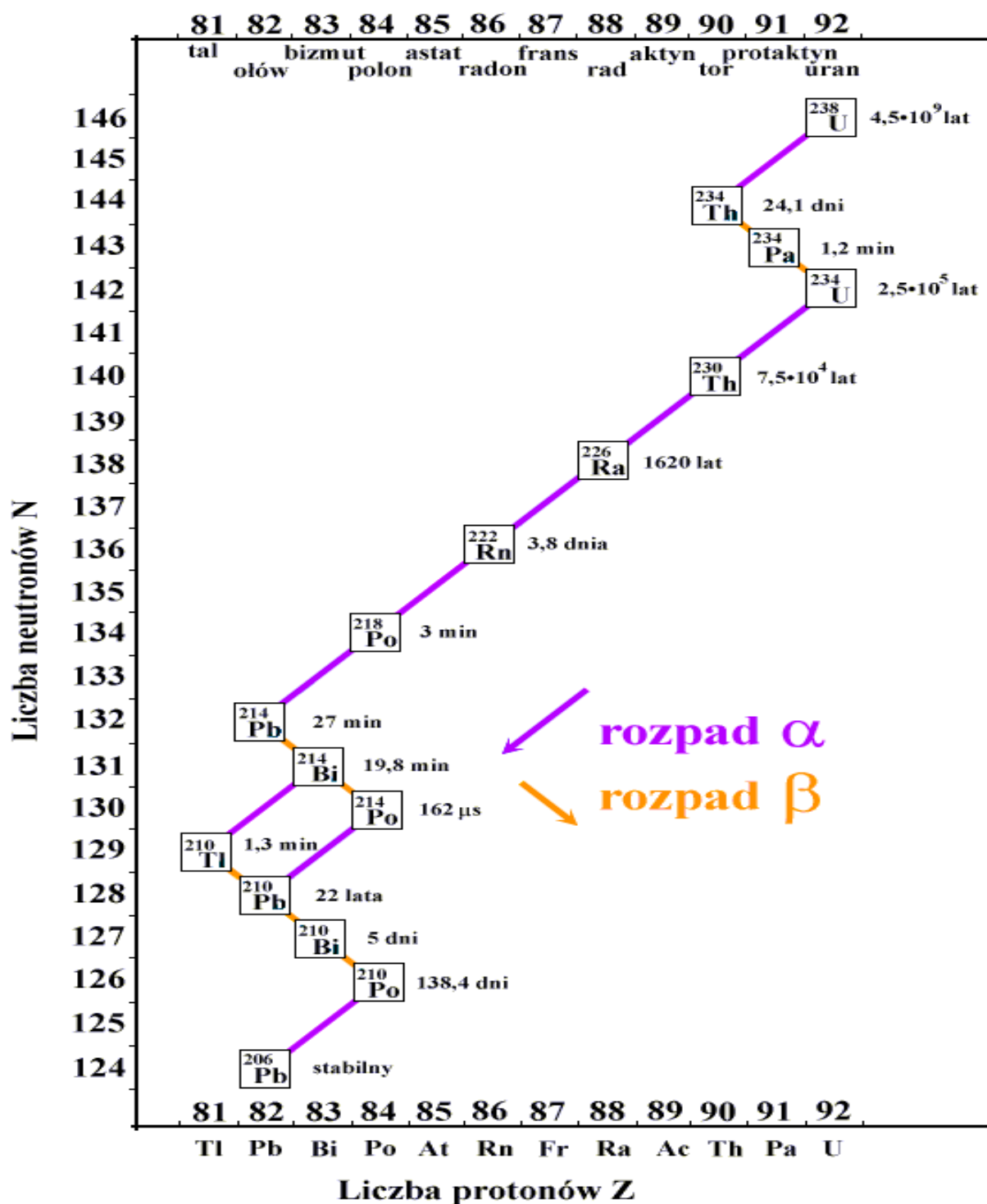
Przykładem tego typu rozpadu jest rozpad radu-226 emitującego cząstkę α o energii 4,78 MeV:



Niestabilne jądro (nuklid) może rozpaść się na więcej sposobów. W szczególności, w przypadku radu-226 powyższy rozpad dotyczy nie wszystkich lecz "tylko" 95% rozpadów. Pozostałe 5% zachodzi z emisją cząstki α o energii 4,60 MeV, co oznacza, że w tym rozpadzie energia tworzonego ${}^{222}_{86}Rn$ jest o 0,18 MeV wyższa niż w poprzednim. Jądro to, przechodząc do stanu o swej najniższej energii, będzie pozbywało się energii wzbudzenia, tym razem emitując foton o energii 0,18 MeV. Nie jest to jednak koniec historii, gdyż izotop radonu-222 jest izotopem niestabilnym i rozpada się dalej. W istocie rzeczy mamy tu do czynienia z całą serią rozpadów α , β i γ zanim osiągnięte zostanie jądro stabilne ${}^{206}_{82}Pb$. W takich sytuacjach mówimy o istnieniu szeregów promieniotwórczych. Przykład jednego z możliwych szeregów podaje rys. 1.22.

Rozpad α jest dosyć typowym rozpadem jąder ciężkich, mechanizm zaś polega na tzw. zjawisku tunelowym. Istotną cechą tego rozpadu jest emisja cząstki o ściśle określonej energii, jednej dla danego typu rozpadu (jako że w rozpadach α możemy mieć kilka grup cząstek), co wiąże się z faktem, że w wyniku rozpadu powstaje tylko ta cząstka oraz nowe jądro: rozdział nadmiarowej energii jądra początkowego (w przykładzie rozpadu (1.11) -

radu-226) pomiędzy obie cząstki jest jednoznacznie określony z zasad zachowania energii i pędu.

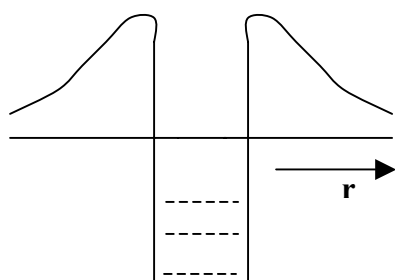


Rys. 1.22 Szereg promieniotwórczy uranu-238

W takiej sytuacji, energia cząstki α jest ustalona, a uzyskane widmo promieniowania – liniowe. Powstałe jądro może być w dalszym ciągu α -promieniotwórcze i w rezultacie możemy obserwować szereg linii widmowych, niemniej jednak jednemu procesowi odpowiada jedna, dobrze określona energia cząstki α . Taka sytuacja jest typowa np. dla rozpadu radonu. Do częstej sytuacji należy też towarzyszące przemianie promieniowanie gamma, gdyż nuklid A_ZX może przejść do nuklidu ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ w stanie wzbudzonym, z którego jądro będzie przechodziło do stanu podstawowego w drodze emisji promieniowania gamma. Jeśli pomiędzy tym stanem wzbudzonym a stanem podstawowym istnieć będą jeszcze inne poziomy energetyczne jądra pochodnego, liczba linii energetycznych promieniowania γ może być odpowiednio większa. Na ogół emisja promieniowania γ poprzedza ewentualny dalszy rozpad α .

Do zaskakujących cech rozpadu należą dwie: rozpad odbywa się drogą *efektu tunelowego* oraz istnieje ścisła korelacja pomiędzy okresem połowicznego zaniku a energią promieniowania: $\log T_{1/2}$ okazuje się liniową funkcją $\log E_\alpha$ o ujemnym nachyleniu. Wspomniane okresy połowicznego zaniku leżą w przedziale od mikrosekund do miliardów lat.

Gdyby chcieć w najprostszy sposób zilustrować sytuację energetyczną cząstki α w jądrze atomowym, należałoby sobie wyobrazić tzw. *studnię potencjału*, wewnątrz której znajduje się szereg poziomów energetycznych, na których może przebywać cząstka. Studnia dodatkowo otoczona jest tzw. *barierą kulombowską* – swoistym wałem, który nie pozwala cząstce α wnikać do jądra ze względu na odpychanie kulombowskie (rys. 1.22). Wysokość tej bariery wynosi od kilku do kilkudziesięciu MeV (30 MeV w wypadku jądra uranu). Tymczasem charakterystyczne energie cząstek α , to kilka MeV, tak więc cząstka na pewno nie przechodzi ponad barierą.



Rys. 1.23 Wewnątrz studni potencjału znajdują się poziome energetyczne cząstki (tzw. stany związane). Powyżej kreski poziomej rozciąga się bariera kulombowska

Wysokość bariery kulombowskiej zależy od dodatniego ładunku ze rozpatrywanej cząstki i wynosi Zze^2/R_n , gdzie Ze oznacza ładunek jądra, a R_n – jego promień. Wspomniany efekt tunelowy oznacza po prostu możliwość przeniknięcia cząstki przez barierę kulombowską, jakby cząstka wyłobila sobie w wale bariery tunel. Taki efekt jest oczywiście ściśle kwantowy.

1.7.2 Przemiana β

Jak mówiliśmy, stabilność jądra jest związana z pewną równowagą pomiędzy liczbą neutronów i protonów w danym jądrze. Jądro nietrwałe może polepszyć swój stosunek liczby neutronów do protonów na drodze jednego z trzech procesów:

- rozpadu β^-
- rozpadu β^+
- wychwytu elektronu (EC, od angielskiej nazwy *electron capture*).

W dwóch ostatnich przemianach proton zmienia się w neutron, w rozpadzie β^- zaś neutron rozpada się i tworzy się proton. We wszystkich tych przemianach liczba masowa A jądra nie zmienia się (takie przejścia nazywamy *izobarycznymi*), natomiast zmienia się o jeden liczba atomowa Z . Ponieważ mechanizmy przemian β są związane z tzw. *oddziaływaniami słabymi*, oprócz emitowanego w nich elektronu (cząstki β^- , czyli e^-) czy pozytonu (cząstki β^+ , czyli e^+), odpowiednio emitowane jest także antyneutrino elektronowe ($\bar{\nu}_e$), lub neutrino elektronowe (ν_e). Opisane przemiany nukleonów zapisujemy jako

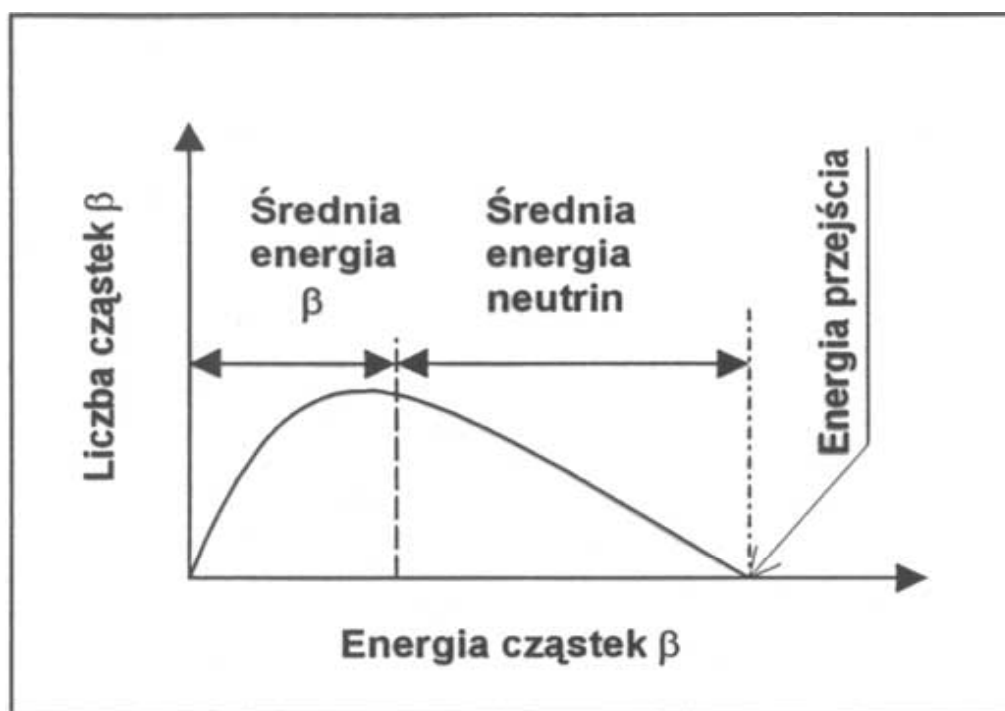
$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (1.12)$$

i

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.13)$$

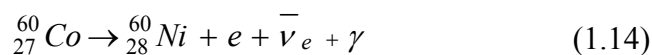
W tym ostatnim wypadku proces rozpadu jest złożony (pamiętajmy, że masa neutronu jest większa od masy protonu!). Mianowicie, gdy jądro ma nadmiar energii powyżej 1,02 MeV, a więc równoważną energię dwóch mas spoczynkowych elektronu, może powstać para elektron-pozyton, a następnie proton w oddziaływaniu z elektronem przekształcić się

w neutron i neutrino. Ponieważ w obu typu przemianach nukleonów energia wzbudzenia jądra rozkłada się, jak widać, na trzy części, energia emitowanych elektronów czy pozytonów może być zarówno równa całej energii przemiany (tj. różnicy energii jądra początkowego i końcowego) jak i zeru, kiedy to energia przemiany będzie unoszona przez neutrino (lub antyneutrino). Mamy tu zatem do czynienia z emisją cząstek o pewnym widmie energetycznym (schemat takiego widma energii cząstek β pokazuje rys. 1.24), w którym możemy określić w szczególności energię średnią (na ogół 25-30% całkowitej energii przemiany), jak i energię najbardziej prawdopodobną. Znajomość energii średniej jest dla nas istotna, gdyż pozwala na ocenę dawki pozostawionej przez to promieniowanie w ciele człowieka. Np. dla izotopu ^{32}P średnia energia cząstek beta wynosi 0,7 MeV, maksymalna zaś – 1,71 MeV.



Rys. 1.24 Liczba cząstek β z przemian promieniotwórczych w funkcji energii cząstek

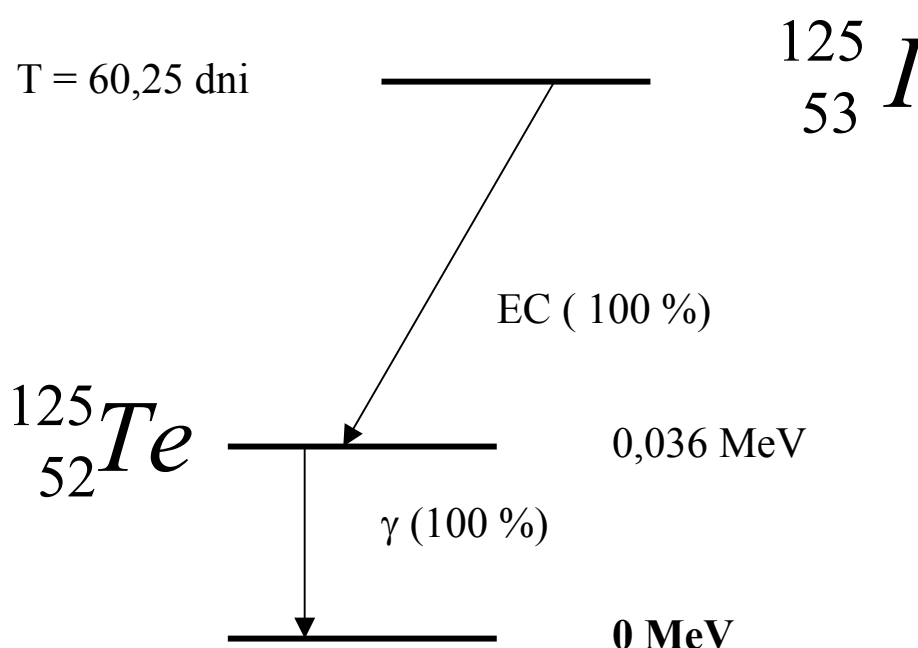
Oczywiście, przemianom β mogą towarzyszyć emisje promieniowania γ z jądra atomowego oraz fotony "atomowe". Na przykład rozpad izotopu $^{60}_{27}\text{Co}$ przebiega w następujący sposób:



przy czym w ogólnym przypadku należy pamiętać, iż w zależności od energii emitowanego elektronu jądro końcowe może wysłać jeden lub większą liczbę fotonów. Przykładem rozpadu β^+ jest



Jak wspomnieliśmy, dla rozpadu β^+ niezbędną rzeczą jest posiadanie przez jądro wzbudzenia co najmniej 1,02 MeV. Może się jednak zdarzyć, że jądro ma nadmiarowy proton, ale energia wzbudzenia jest niższa. Wówczas możliwością staje się rozpad na drodze wychwytu elektronu. W procesie tym jądro wychwytuje elektron z atomowej powłoki K lub wyższej, dzięki czemu następuje neutralizacja ładunku protonu i zachodzi reakcja

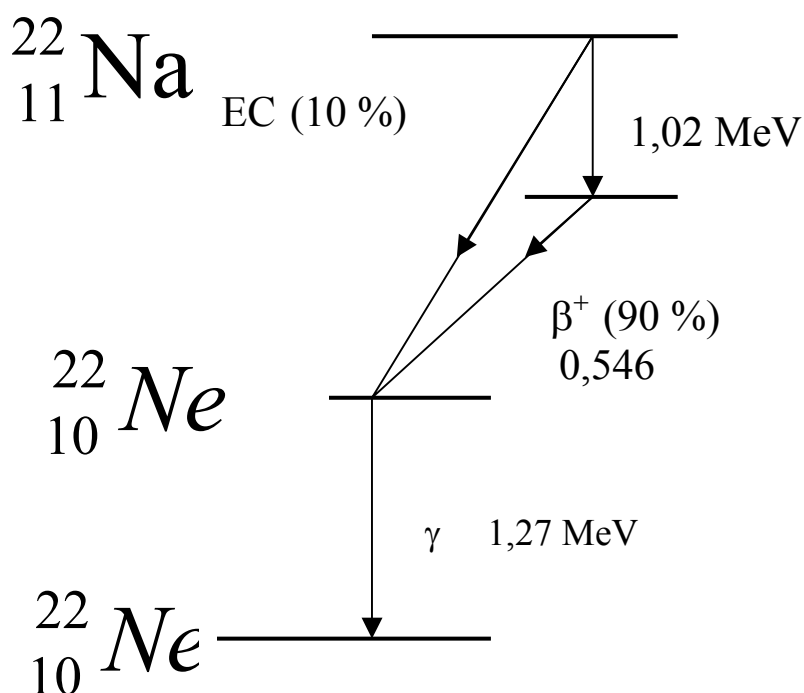
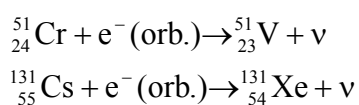


Rys. 1.25 Schemat rozpadu ${}^{125}\text{I}$

Jest rzeczą zrozumiałą, że po wychwycie elektronu obojętny elektrycznie atom staje się jonem wzbudzonym, w wyniku czego emitowane zostają promienie X lub elektrony Augera.

Przejścia zachodzące z emisją elektronu Augera są stosowane w medycynie nuklearnej ponieważ energia produkowanego promieniowania X jest niemal idealną dla celów tej gałęzi medycyny.

Przykładem jądra, które rozpada się wyłącznie na drodze wychwytu elektronu jest $^{125}_{53}\text{I}$, który przechodzi we wzbudzone jądro $^{125}_{52}\text{Te}$ (rys. 1.25). Energia wzbudzenia jest tracona na emisję kwantu γ o energii 0,036 MeV. Innymi przykładami reakcji z wychwytem elektronu mogą być:

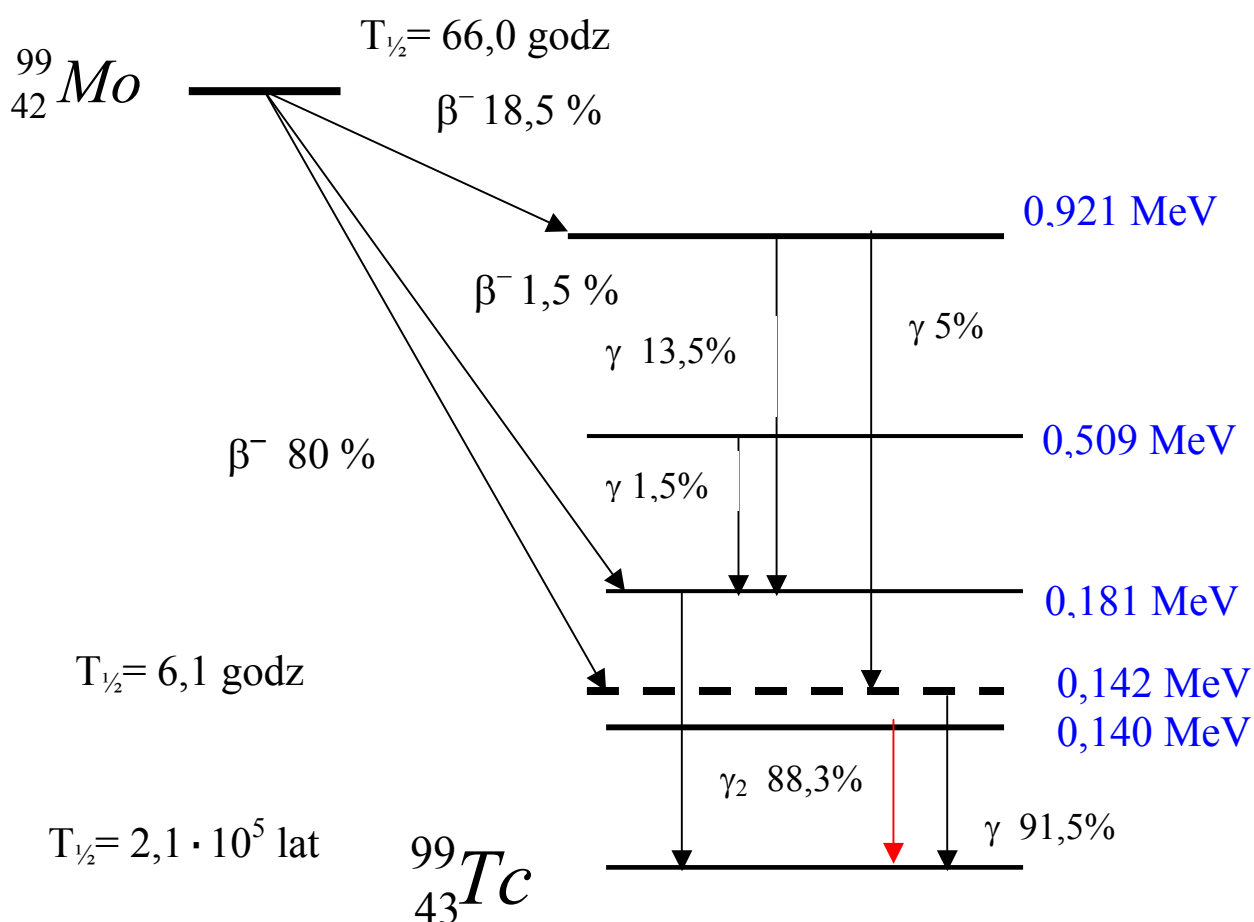


Rys. 1.26 Schemat rozpadu ^{22}Na

Natomiast w przypadku izotopu $^{22}_{11}\text{Na}$ tylko 10% przejść zachodzi przez wychwyt elektronu, 90% zaś związane jest z rozpadem β^+ (rys. 1.26): wpierw jądro traci 1,02 MeV na

wyprodukowanie pary elektron-pozyton, a dopiero następnie następuje emisja pozytonu o maksymalnej energii 0,91 MeV. W obu rozpatrywanych przypadkach tworzy się wzbudzone jądro $^{22}_{10}\text{Ne}$. Utrata wzbudzenia następuje w drodze emisji kwantu γ o energii 1,27 MeV.

1.7.3 Przejście izomeryczne



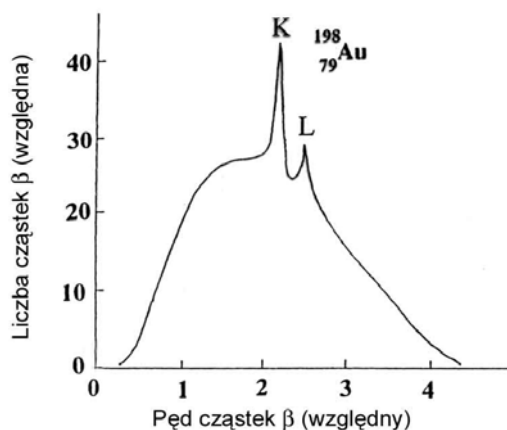
Rys. 1.27 Schemat poziomów ^{99}Mo oraz ^{99}Tc ; zaznaczony poziom izomeryczny ^{99m}Tc

W najczęściej spotykanych przypadkach emisja promieniowania gamma, towarzysząca rozpadom α lub β , jest emisją natychmiastową. Może się jednak zdarzyć, że jądro wzbudzone może pozostawać w takim stanie przez stosunkowo długi okres. Stan taki nazywamy

metastabilnym lub **izomerycznym**. Typowym przykładem jest tu szeroko stosowany w medycynie nuklearnej (rys. 1.26) izotop $^{99m}_{43}\text{Tc}$ (litera *m* oznacza właśnie stan metastabilny tego izotopu technetu), którego czas życia wynosi 6,1 godziny. W wyniku deekscytacji emitowany jest kwant gamma, a samo przejście, podczas którego zmienia się tylko stan energetyczny izotopu nazywamy **przejściem izomerycznym**. *Nota bene*, technet nie występuje w przyrodzie, jako że żaden z izotopów technetu nie jest stabilny.

1.7.4 Konwersja wewnętrzna

Jeśli w wyniku przemiany tworzy się jądro w stanie wzbudzonym, wzbudzenie to może zostać zniesione nie tylko na drodze emisji kwantu γ . W szczególności energia wzbudzenia może zostać przekazana któremuś z elektronów powłok K, M lub L. Wyrzucone wówczas z atomu elektrony znane są pod nazwą elektronów konwersji. Oczywiście ich energie będą różnicą energii wzbudzenia jądra i energii wiązania elektronu w atomie. W każdym razie, w odróżnieniu od typowego promieniowania β , te elektrony będą miały energie dyskretne, które można czasem zobaczyć nawet na tle ciągłego widma β o ile podstawowym rozpadem jest właśnie rozpad β , patrz rys. 1.28.



Rys. 1.28 Widmo promieniowania β powstałego w wyniku konwersji wewnętrznej w izotopie ^{198}Au

Emisja elektronów konwersji jest procesem alternatywnym do emisji promieniowania gamma, a tym która z tych emisji nastąpi rządzi prawdopodobieństwo. Do jego opisu służy

współczynnik wewnętrznej konwersji, zdefiniowany jako stosunek całkowitej wyemitowanej liczby elektronów do całkowitej liczby emitowanych fotonów gamma. Współczynnik ten może być zarówno mniejszy, jak i większy od jedności:

$$ic = \frac{N_{EC}}{N_{\gamma}} \quad (1.17)$$

Podsumowując nasze dotychczasowe rozważania możemy powiedzieć, że każdemu przejściu jądrowemu ze stanu o wyższej energii do stanu o energii niższej towarzyszy emisja promieniowania, przy czym emitowany może być foton (X lub γ), albo cząstka materialna, przy czym w wypadku promieniowania β może to być elektron, pozyton, elektron konwersji wewnętrznej, a w konsekwencji jego powstania elektron Auger'a lub promieniowanie X.

1.8 Przekrój czynny

Każda reakcja jądrowa, w tym pochłanianie, zachodzą z pewnym prawdopodobieństwem. Prawdopodobieństwo to przedstawiane jest przez tzw. **przekrój czynny**, które to pojęcie będzie nam coraz bardziej potrzebne. Niech zmiana natężenia po przejściu infitezymalnie małej drogi dx będzie dI , podczas gdy natężenie wiązki padającej na próbkę wynosi I . Osłabianie wiązki jest wynikiem jej oddziaływania z jądrami tarczy. Jeśli w jednostce objętości tarczy znajduje się n jąder, a osłabianie wiązki przez każde jądro scharakteryzujemy przekrojem czynnym σ , to możemy napisać:

$$dI = -\sigma n I dx \quad (1.18)$$

Równanie to jest w gruncie rzeczy równaniem definiującym przekrój czynny. Należy jednak zwrócić uwagę, że osłabianie wiązki może być wynikiem działania różnych mechanizmów: pochłaniania i rozpraszania. Tak więc będziemy mogli rozpatrywać przekrój czynny na pochłanianie i na rozpraszanie. Podobnie możemy rozpatrywać przekrój czynny na konkretną reakcję jądrową. Ostatecznie, całkowity przekrój czynny będzie sumą wszystkich przekrojów czynnych na zachodzące procesy prowadzące do osłabiania przechodzącej wiązki promieniowania. Łatwo zauważyć, że przekrój czynny ma wymiar $[m^2]$, a więc reprezentuje

pewną powierzchnię, którą możemy sobie wyobrazić jako efektywną powierzchnię wystawioną przez jądro na zadziaływanie danego mechanizmu. Typowa wartość przekroju czynnego, to 10^{-24} cm^2 . Taka wielkość nosi nazwę **1 barna**.

W wypadku reakcji rozszczepienia ^{235}U przez neutron o energii rzędu 1 MeV, przekrój czynny na takie rozszczepienie jest zbliżony do geometrycznego przekroju jądra uranu, tj.

$$\sigma_g = \pi R^2 \quad (1.19)$$

gdzie promień jądra wynosi $8,6 \cdot 10^{-15} \text{ m}$. Gęstość n jąder uranu (w cm^3) możemy łatwo obliczyć znając gęstość uranu ρ , liczbę Avogadro, N_{Av} , i liczbę masową, A :

$$n = \frac{N_{Av} \rho}{A}, \quad (1.20)$$