

FIZYKA JĄDROWA

Fizyka jądrowa jest nauką o budowie jądra atomowego, jego przemianach promieniotwórczych i jego oddziaływaniach z innymi jądrami i cząstkami.

19.1. Pojęcia wstępne

Jądra dzielimy na dwie grupy:

- **jądra trwałe** (stabilne)
- **jądra nietrwałe** (promieniotwórcze).

Jądro składa się z protonów i neutronów związanych siłami jądrowymi.

Neutron i proton (zwane nukleonami) mają prawie taką samą masę i bardzo zbliżone właściwości:

$$m_n = 1.674 \cdot 10^{-27} \text{ kg},$$

$$m_p = 1.672 \cdot 10^{-27} \text{ kg}, \text{ czyli } m_p = 1836,1m_e \text{ i } m_n = 1838,6m_e.$$

Nazwa nuklid jest stosowana dla każdego jądra większego niż nukleon.

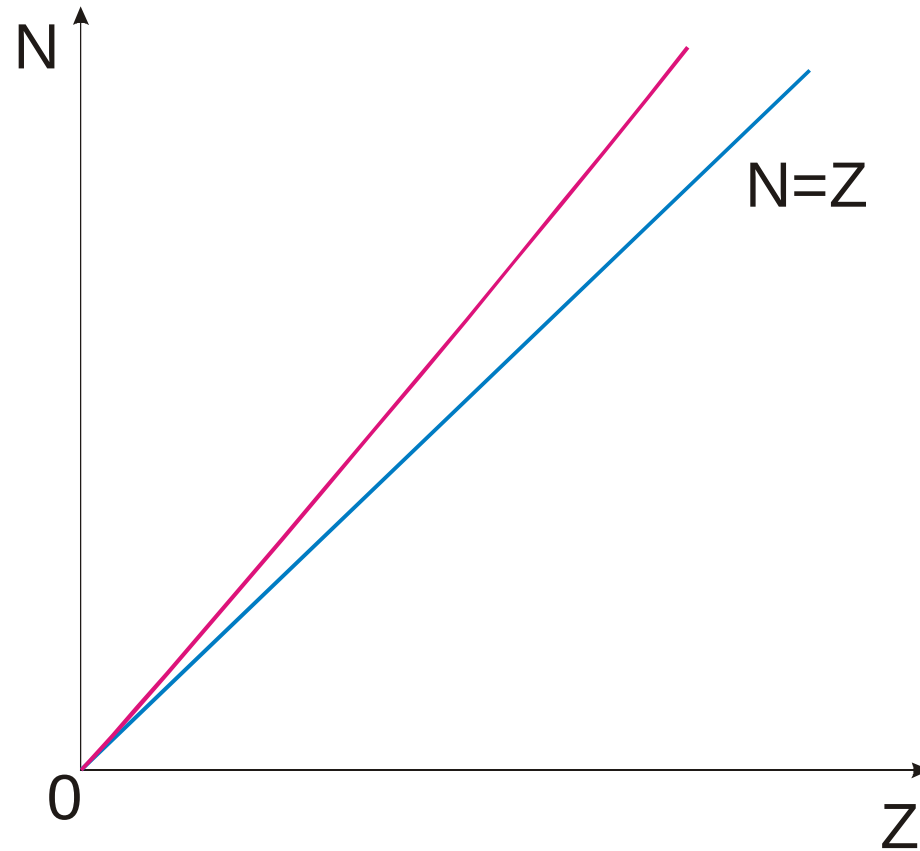
Nuklid pierwiastka o symbolu chemicznym X , oznaczamy symbolem ${}^A_Z X$:

A – liczba nukleonów (liczba masowa),

Z – liczba protonów (liczba atomowa – porządkowa).

Nuklidy o tej samej liczbie Z noszą nazwę izotopów, a o tej samej liczbie A – izobarów.

Jądra zawierające jednakowe liczby neutronów, czyli $N = A - Z = \text{const}$, nazywamy izotonami.



Rys. 19.1. Liczba neutronów N w miarę wzrostu liczby atomowej Z coraz bardziej przewyższa liczbę protonów w jądrach kolejnych pierwiastków.

Nuklid $^{12}_6\text{C}$ przyjęto do zdefiniowania jednostki masy atomowej (j.m.a. = 1.66×10^{-27} kg) – wynosi 12. Jednostka masy atomowej jest równoważna energii 931 MeV.

Znanych jest 105 pierwiastków chemicznych, z których przeważająca większość posiada izotopy. Istnieje około 300 izotopów trwałych i powyżej 1000 nietrwałych (promieniotwórczych).

Nukleony posiadają spin połówkowy, tj. $\frac{1}{2}\mathbf{h}$.

Spin jądra złożonego z parzystej liczby nukleonów jest liczbą całkowitą (w jednostkach $\mathbf{h}$).

Spin jądra złożonego z nieparzystej liczby cząstek jest liczbą połówkową (w jednostkach $\mathbf{h}$).

Jądra atomowe posiadają także momenty magnetyczne, których jednostką jest tzw. magnetron jądrowy

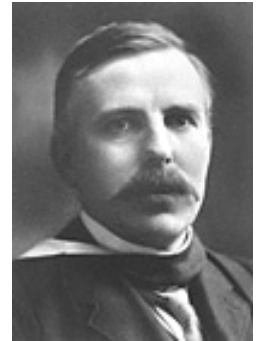
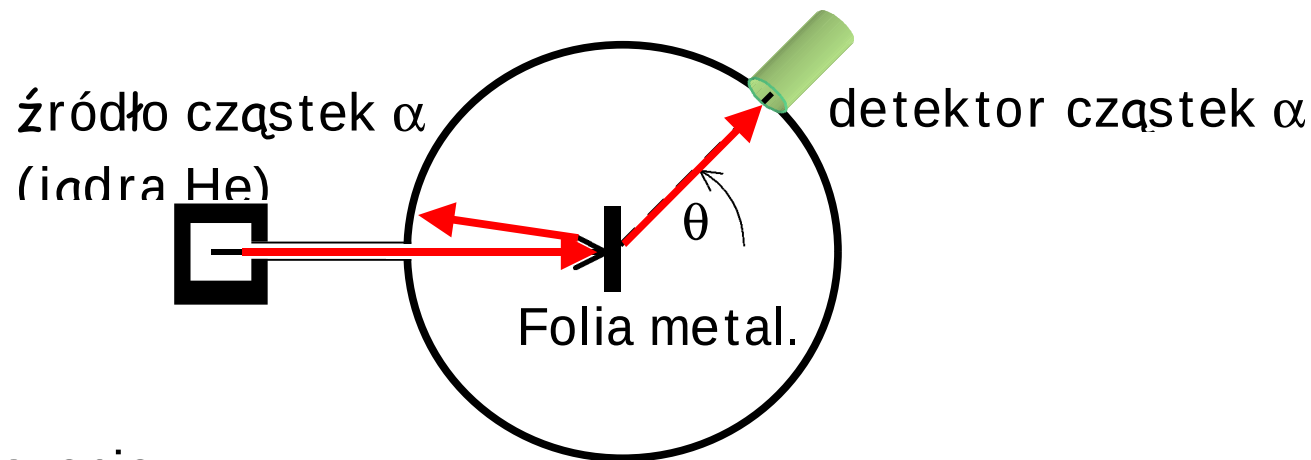
$$m_n = \frac{e\mathbf{h}}{2m_p} \approx 10^{-3} m_B \quad (19.1)$$

zdefiniowany wzorem podobnym do magnetronu Bohra. Magnetron jądrowy jest $m_p/m_e \approx 1836$ razy mniejszy od magnetronu Bohra.

19.2. Rozmiar jądra

Wynikiem doświadczeń Rutherforda (1911 r.), polegających na rozpraszaniu cząstek α przez cienkie folie złota, było odkrycie jądra atomowego i oszacowanie jego rozmiarów (promień mniejszy od 10^{-14} m). Później jako wiązki o małej długości fali stosowano wysokoenergetyczne protony i neutrony.

dośw. Ernsta Rutherforda (~1910)



1871-1937
Nobel 1908
(Chemia)

- rozproszenie:
cząstka naładowana $\rightarrow$ odpychające oddziaływanie kulombowskie
- silne wsteczne rozprosz. $\rightarrow$ silne oddz. $\rightarrow$ silne pola $\rightarrow$ ładunek $\sim$ punktowy

F

$\sim$ cała materia folii skupiona w ciężkim jądrze
atomy = ciężkie jądra naładowane dodatnio o b. małych rozmiarach
($\sim 10^{-14}$ m $\ll$ rozmiar atomu $\sim 10^{-10}$ m)

Średni promień jąder (oprócz najmniejszych)

$$R \approx (1.2 \times 10^{-15} \text{ m}) A^{1/3} \quad (19.2)$$

Jednostka: **fermii** = 10^{-15} m.

Jeżeli jądro potraktujemy jako kroplę cieczy jądrowej to liczba cząstek na jednostkę objętości wynosi

$$N = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = 1.38 \times 10^{44} \frac{\text{nukleonów}}{\text{m}^3} \quad (19.3)$$

Gęstość masy to iloczyn tej liczby i masy nukleonu

$$\rho = Nm_p = (1.38 \times 10^{44})(1.67 \times 10^{-27}) \text{ kg/m}^3 = 2.3 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3 \quad (19.4)$$

Wynika stąd, że **1 cm³ materii jądrowej ważyłby 230 milionów ton.**

Gęstość materii jądrowej nie zależy od rozmiarów jądra, ponieważ jego objętość jest proporcjonalna do liczby masowej A.



19.3. Energia wiązania jądra. Defekt masy

Jądro można traktować jako kulę zawierającą neutrony i protony. Odpychającym siłom kulombowskim między protonami przeciwdziałają silne, specyficzne siły jądrowe, które działają między wszystkimi nukleonami. Związana jest z nimi energia wiązania jądra.

Energia wiązania nukleonu nazywamy wielkość równą pracy potrzebnej na usunięcie danego nukleonu z jądra bez nadania mu energii kinetycznej.

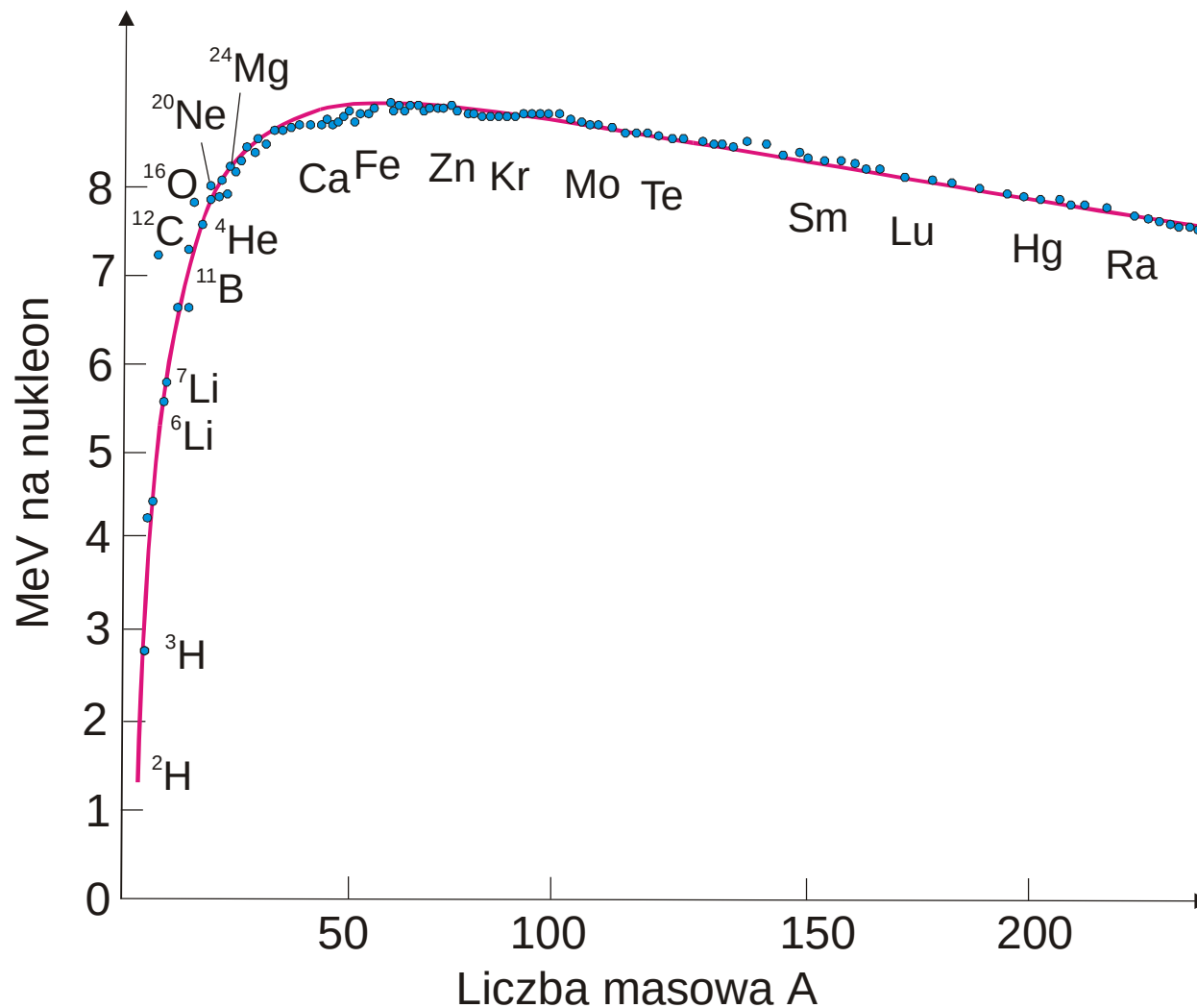
Całkowita energia wiązania jądra jest określona jako praca potrzebna na rozłożenie jądra na jego składowe nukleony bez nadania im energii kinetycznej.

Energię wiązania jądra określimy za pomocą "niedoboru masy" (defektu masy) jądra. **Suma mas atomowych poszczególnych nukleonów jest zawsze większa o kilka dziesiątych procent od masy jądra utworzonego z tych nukleonów.**

Zgodnie ze wzorem Einsteina

$$E_w = DMc^2 = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - M_j] \quad (19.5)$$

gdzie **DM jest defektem masy, czyli różnicą między sumą mas swobodnych nukleonów i masą jądra.**



Rys. 19.2. Energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w funkcji liczby masowej.

Krzywa osiąga maksimum 8.7 MeV w pobliżu $A = 60$. Spadek dla malejących A nie jest monotoniczny, lecz wykazuje ostre maksimum dla liczb masowych będących wielokrotnościami 4 (4, 12, 16,). Wzrosty energii wiązania występują dla magicznych liczbach nukleonów: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 (Z lub N).

Wśród nuklidów trwałych (niepromieniotwórczych) przeważają jądra parzysto-parzyste, tzn. o parzystych liczbach zarówno protonów jak i neutronów.

Tabela 19.1. Rozkład trwałych nuklidów według rodzaju ich parzystości.

A	N	Z	Liczna trwałych nuklidów
parzyste	parzyste	parzyste	161
	nieparzyste	nieparzyste	4
nieparzyste	parzyste	nieparzyste	50
	nieparzyste	parzyste	54

19.4. Modele struktury jądra atomowego

Modele stanowią uproszczone teorie o ograniczonym zakresie stosowalności:

- § **model kroplowy,**
- § **model powłokowy,**
- § **model kolektywny.**

Każdy z tych modeli jest w stanie wyjaśnić pewne właściwości, nie odwołując się do wszystkich szczegółowych właściwości sił jądrowych.

19.4.1. Model kroplowy

Model kroplowy, zaproponowany przez N. Bohra w 1939 r., powstał na gruncie podobieństw między jądrem atomowym a kroplą cieczy, takich jak:

- § stała gęstość materii jądrowej i energii wiązania na jeden nukleon,
- § stała gęstość cieczy nieściśliwej i stała jej energia wiązania na jednostkę objętości.

Model ten pozwolił na opisanie szeregu właściwości jąder, takich jak masa i energia wiązania oraz związanych z tym zagadnień stabilności, a ponadto pewnych faktów z fizyki rozszczepienia jądra.

W modelu kroplowym przyjmuje się, że jądro w przybliżeniu jest kulą, której gęstość jest wewnątrz stała i raptownie spada do zera przy przekraczaniu powierzchni. Promień kuli jest proporcjonalny do $A^{1/3}$, pole powierzchni do $A^{2/3}$, a objętość kuli zaś do A .

W pierwszym przybliżeniu energia wiązania jest proporcjonalna do liczby masowej A , czyli

$$E_w \approx aA \quad (19.6)$$

gdzie a jest współczynnikiem proporcjonalności.

Wzór (19.6) jest równoważny stwierdzeniu, że każdy nukleon w jądrze podlega identycznemu oddziaływaniu. W rzeczywistości tak nie jest, ponieważ nukleony leżące w pobliżu powierzchni jądra podlegają siłom napięcia powierzchniowego, tj. siłom skierowanym w głąb jądra.

We wzorze (19.6) należy uwzględnić poprawkę na:

- energię napięcia powierzchniowego,
- siły odpychania elektrostatycznego między protonami
- zależność energii wiązania od liczby nukleonów w jądrze
- fakt, że jądra o parzystej liczbie nukleonów jednego rodzaju są silniej związane i w związku z tym są bardziej stabilne w porównaniu z jądrami o nieparzystej liczbie nukleonów

Po uwzględnieniu wszystkich poprawek całkowita energia wiązania

$$E_w = aA - b\sqrt[3]{A^2} - g \frac{Z^2}{\sqrt[3]{A}} - e \frac{(A - 2Z)^2}{4A} + dA^{-3/4} \quad (19.22)$$

Wzór (19.22) nosi nazwę półempirycznego wzoru Weizsäckera (z 1935 roku), w którym:

$$\begin{array}{lll} a = 15.75 \text{ MeV} & b = 17.8 \text{ MeV} & g = 0.71 \text{ MeV} \\ e = 94.8 \text{ MeV} & d = \pm 34 \text{ MeV} & \end{array}$$

19.4.2. Model powłokowy

Model powłokowy powstał w analogii do istniejących powłok elektronowych atomu. Wśród jąder atomowych szczególną trwałością wyróżniają się jądra o pewnych, ściśle określonych liczbach protonów i neutronów, nazywanych **liczbami magicznymi**. W związku z tym wysunięto hipotezę, że pod względem energetycznym budowa jądra podobna jest do budowy atomu; nukleony w jądrze zachowują się tak, że ich stany o danej energii tworzą poszczególne powłoki. Stwierdzono, że powłoki energetyczne jądra obsadzone są przez protony i neutrony w sposób niezależny.

Ze względu na większą trwałość, izotopy o magicznych liczbach nukleonów występują w przyrodzie w szczególnie dużych ilościach. Zaliczamy do nich m. in. takie pierwiastki jak: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Cu}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

19.4.3. Model kolektywny

W modelu powłokowym poszczególne składniki jądra poruszają się niezależnie od siebie. Model kroplowy sugeruje coś wręcz przeciwnego, gdyż w kropli cieczy nieściśliwej ruch każdej cząstki składowej jest ściśle skorelowany z ruchami sąsiadujących z nią cząstek. W celu usunięcia sprzeczności między tymi modelami wprowadzono doskonalszy model, o szerszym zakresie stosowalności. Jest nim **kolektywny model jądra** zaproponowany w 1953 r. przez A. Bohra (syna twórcy modelu atomu) i B. Mottelсона.

W modelu kolektywnym nukleony poruszają się niezależnie (jak w modelu powłokowym) w polu sił jądrowych. Jednak potencjał związany z tymi siłami nie jest potencjałem statycznym (jak w modelu powłokowym), lecz jest potencjałem o zmiennym kształcie. Deformacje tego potencjału odzwierciedlają pewne skorelowane ruchy nukleonów w jądrze.

19.5. Siły jądrowe

Trwałe wiązania między nukleonami w jądrze wskazują na istnienie w jądrach atomowych specyficznych sił, tzw. **sił jądrowych** (oddziaływania silne):

- § oddziaływania te nie możemy wyjaśnić za pomocą klasycznych oddziaływań grawitacyjnych czy elektromagnetycznych (są zbyt słabe),
- § siły jądrowe są przyciągające,
- § są krótkozasięgowe. Zanikają na odległości około 2×10^{-15} m,
- § są niezależne od ładunku. Oznacza to, że nie rozróżniają one protonów od neutronów. Biorąc pod uwagę oddziaływanie protonu z protonem, należy oczywiście uwzględnić dodatkowo kulombowskie odpychanie między nimi,
- § wysycają się, co wskazuje że każdy nukleon oddziałuje z najbliższymi sąsiednimi nukleonami,
- § zależą od orientacji spinów oddziałujących nukleonów i nie są siłami centralnymi,
- § są **siłami wymiennymi**; istnieje cząstka wymieniana między nukleonami. Jest nią cząstka zwana **mezonem p** (pion). Istnienie takiej cząstki zostało potwierdzone eksperymentalnie. Mezonową teorię sił jądrowych przedstawił H. Yukawa w 1935 r. Siły jądrowe między protonem i neutronem możemy wyjaśnić przez wirtualną wymianę pionu naładowanego

$$p \leftrightarrow n + p^{+} \quad ; \quad n \leftrightarrow p + p^{-},$$

natomiast siły między dwoma neutronami lub między dwoma protonami, przez wymianę pionu neutralnego

$$p \leftrightarrow p + p^{0} \quad ; \quad n \leftrightarrow n + p^{0}$$

W 1947 r. odkryto mezony w promieniowaniu kosmicznym i stwierdzono, że ich masa wynosi $274m_e$.

Nukleony oraz **mezony** (poza pionami są jeszcze inne mezony) to **cząstki silnie oddziałujące – hadrony**.

Obecnie przyjmuje się, że **hadrony są podzielne – składają się z mniejszych cząstek, kwarków**. Przyjmuje się, że istnieje sześć kwarków i sześć antykwarków, chociaż dotychczas nikt nie wykazał doświadczalnie istnienia swobodnego kwarku. Być może, że istnieją tylko w postaci związanej jako składniki, np. protonu czy innego hadronu. Przyjmuje się, że **cząstką wymienną w oddziaływaniu kwarków jest gluon**.



19.6. Przemiany jądrowe

Jądra atomowe niektórych pierwiastków są nietrwałe i samorzutnie przekształcają się w jądra innych pierwiastków, czemu towarzyszy wysyłanie różnego rodzaju promieniowania. Przemiany (rozpady) te noszą historyczne nazwy **przemian** α , β i γ , a towarzyszące im promieniowania – odpowiednio promieniowań α , β i γ . **Promieniowanie α stanowi strumień jąder helu (${}^4_2\text{He}$), promieniowanie β – strumień elektronów, a promieniowanie γ – strumień kwantów promieniowania elektromagnetycznego o dużej energii.**

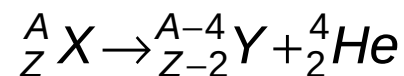
Naturalną radioaktywność obserwujemy w przypadku jąder ciężkich, które w układzie okresowym pierwiastków zajmują miejsca za ołowiem. Jednakże istnieją także jądra o mniejszej liczbie masowej wykazujące naturalną radioaktywność. Są to izotopy potasu ${}^{40}_{19}\text{K}$, węgla ${}^{14}_6\text{C}$, rubidu ${}^{87}_{37}\text{Rb}$, ziem rzadkich – lantanu, samaru, lutetu, a także indu i renu.

19.6.1. Promieniotwórczość naturalna

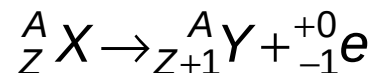
Zjawisko naturalnej promieniotwórczości zostało odkryte w związkach uranu w 1896 roku przez A.H. Becquerela. P. Curie i M. Skłodowska-Curie odkryli, że smolista ruda uranowa emituje promieniowanie 4-krotnie większe od promieniowania uranu, a następnie odkryli dwa nowe pierwiastki radioaktywne (polon ${}_{84}^{210}\text{Po}$ i rad ${}_{88}^{226}\text{Ra}$) wysyłające cząstki α , β i γ .

W przemianach jądrowych spełnione są prawa zachowania ładunku, liczby nukleonów, energii i pędu.

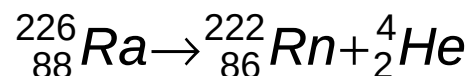
W przemianie α jądro pochodne ma liczbę masową i atomową mniejszą odpowiednio o 4 i 2 od odpowiednich liczb jądra macierzystego



W przemianie β liczba masowa nie ulega zmianie, a liczba atomowa zmienia się o 1 (rozpad β przemieszcza pierwiastek w tablicy Mendelegiewa o jedno miejsce w prawo)



Reguły te stanowią tzw. **prawo przesunięć F. Soddy'ego i K. Fajansa**. Ilustracją tych przemian jest np. rozpad radu, który odbywa się z wydzieleniem radonu i cząstki α



Istnieje również **promieniotwórczość sztuczna**.

Liczba jąder dN rozpadających się w przedziale czasu t i $t + dt$, jest proporcjonalna do przedziału czasu dt i do liczby N jąder:

$$dN = -l N(t)dt \quad (19.27)$$

gdzie l jest stałą rozpadu. Całkując powyższe równanie, otrzymujemy

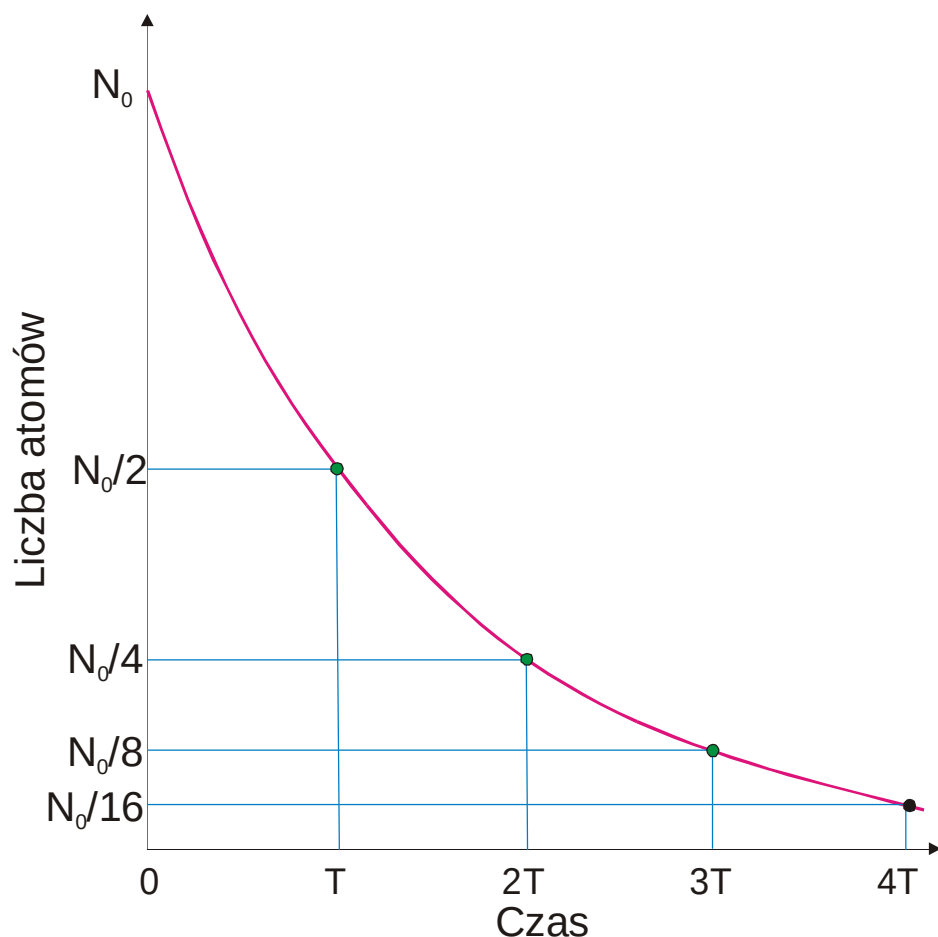
$$N(t) = N_0 e^{-lt} \quad (19.28)$$

Zależność (19.28) jest nazywana prawem rozpadu promieniotwórczego.

Liczba jąder dN żyje łącznie przez czas równy $t \div dN \div = t l N(t) dt$. Stąd średni czas życia t jądra pierwiastka promieniotwórczego wynosi

$$t = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} l t N(t) dt = l \int_0^{\infty} t e^{-lt} dt = \frac{1}{l} \quad (19.29)$$

Stała rozpadu jest odwrotnością średniego czasu życia danego pierwiastka promieniotwórczego, a więc czasu, w którym liczba jąder promieniotwórczych, która nie uległa rozpadowi maleje e -krotnie.



Rys. 19.4. Krzywa opisująca prawo rozpadu promieniotwórczego. Wykres obejmuje przedział czasu odpowiadający czterem okresom połowicznego zaniku.

Czas połowicznego zaniku $T_{1/2}$ jest definiowany jako wartość t , dla której $N = N_0/2$. Wstawiając to do równania (19.28), otrzymujemy

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2})$$

czyli

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = t \ln 2 \quad (19.30)$$

W przypadku gdy jądro pochodne rozpadu promieniotwórczego jest również jądrem promieniotwórczym, wówczas powstaje cały łańcuch przemian promieniotwórczych, zwany **rodziną promieniotwórczą**.

Istnieją cztery rodziny promieniotwórcze:

§ **rodzina toru** ${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{82}^{208}\text{Pb}$ ($T_{1/2} = 1.39 \times 10^{10}$ lat)

§ **rodzina uranu** ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$ ($T_{1/2} = 4.5 \times 10^9$ lat)

§ **rodzina aktynu** ${}_{89}^{235}\text{Ac} \rightarrow {}_{82}^{207}\text{Pb}$ ($T_{1/2} = 7.1 \times 10^8$ lat)

§ **rodzina neptunu** ${}_{93}^{237}\text{Np} \rightarrow {}_{83}^{209}\text{Bi}$ ($T_{1/2} = 2.2 \times 10^6$ lat)

Przejścia pomiędzy poszczególnymi członami rodzin promieniotwórczych odbywa się poprzez kolejne rozpady α , β i kończą się na trwałych izotopach ołowiu (trzy rodziny).

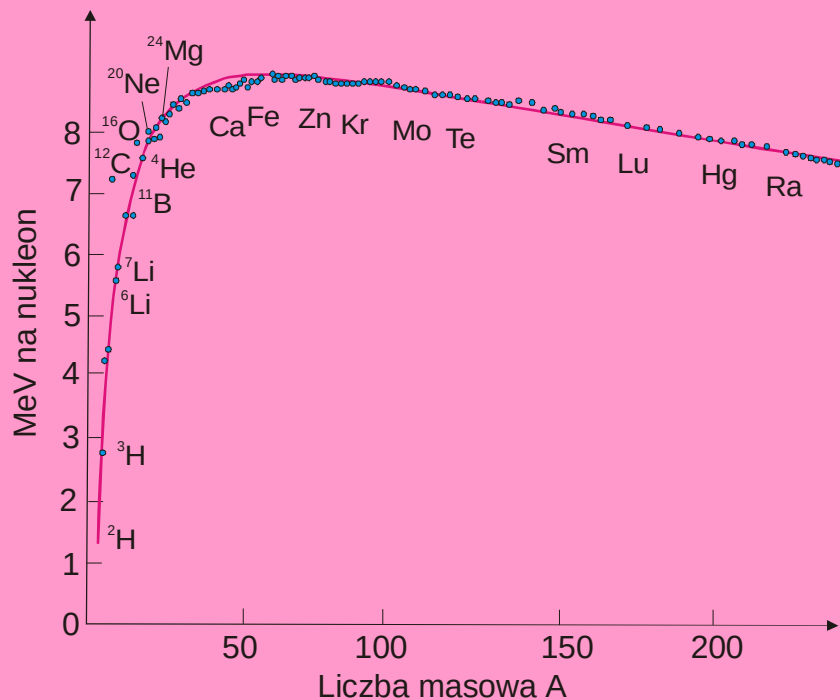
Ponieważ liczba masowa zmienia się tylko w przejściach α , liczby atomowe wszystkich pośrednich członków szeregów promieniotwórczych można opisać wzorem

$$A = 4n + m \quad (19.31)$$

gdzie n jest liczną całkowitą, a $m = 0, 2$ i 3 , odpowiednio dla szeregu toru, uranu i aktynu.

Rodzina neptunu ($m = 1$) kończy się na jądrze bizmutu (charakteryzuje się najkrótszym czasem połowicznego zaniku). Ponieważ wiek Ziemi ocenia się na 5×10^9 lat, dlatego rodzina neptunu w stanie naturalnym już nie istnieje.

19.6.2. Rozpad α



Energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w funkcji liczby masowej.

Rozpad α jest charakterystyczny tylko dla jąder ciężkich o $A > 200$, dla których ze wzrostem liczby masowej maleje energia wiązania pojedynczego nukleonu. Wyzwalana energia, przy zmniejszeniu liczby nukleonów A w jądrze o jeden nukleon, jest znacznie mniejsza od energii wiązania pojedynczego nukleonu w jądrze.

Rozpad α jest możliwy, jeżeli suma energii wiązania jądra otrzymanego po rozpadzie i cząstki α jest większa od energii wiązania jądra macierzystego.

Emisja jądra helu jest energetycznie możliwa, ponieważ energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w tym jądrze wynosi około 7.1 MeV.

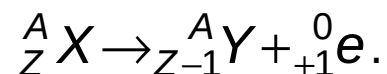
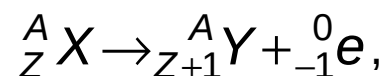
Energie rozpadu α zmieniają się w granicach od 4 do 9 MeV i praktycznie cała energia rozpadu unoszona jest przez cząstkę α .

Cząstki α oddziałują z materią (jonizacja, wzbudzenie, dysocjacja cząsteczek). Cząstki te, spośród cząstek α , β i γ , odznaczają się największym stopniem jonizacji; na drodze 1 mm wytwarzają około 3×10^3 par jonów w powietrzu w warunkach normalnych. Ponieważ ich strata energii jest duża, stąd mały ich zasięg, np. w powietrzu do około 10 cm, w Al zasięg jest znikomy.

19.6.3. Rozpad b

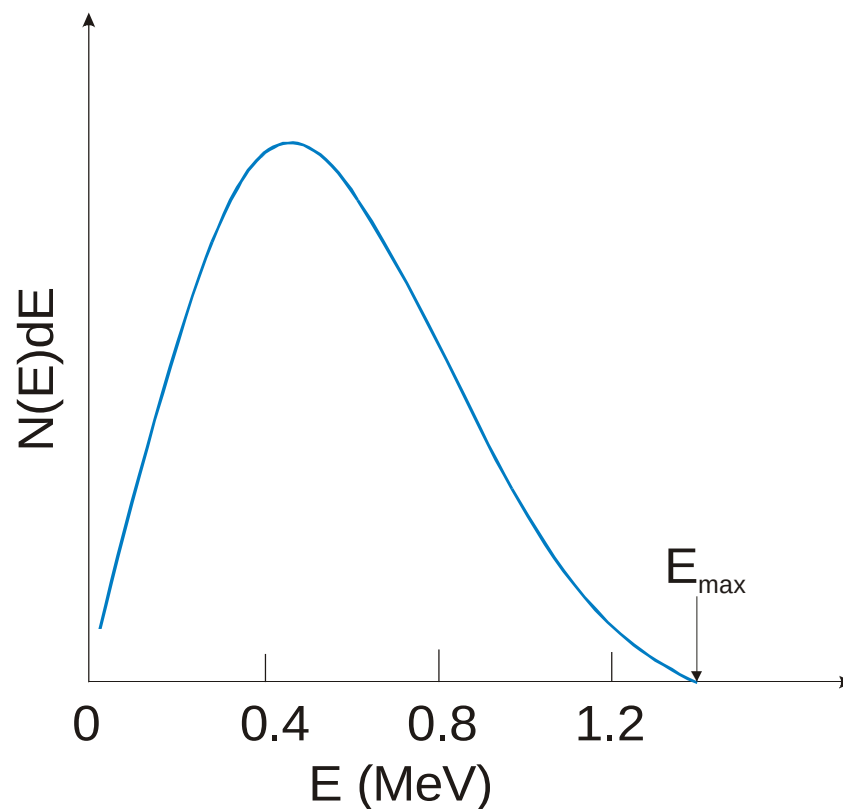
W **rozpadach b** rozróżniamy emisję b^- (elektron ${}_{-1}^0e$) i b^+ (pozyton ${}_{+1}^0e$).

W pierwszym przypadku jądro pochodne ma liczbę protonów zwiększoną o 1 ($DZ = +1$) w stosunku do jądra macierzystego, a w drugim zmniejszoną o 1 ($DZ = -1$). W obydwu przypadkach liczba masowa nie ulega zmianie.



Elektrony i pozytony powstają w procesie przejścia kwantowego, np. z neutronowego w protonowy z wyemitowaniem elektronu.

Pomiary eksperymentalne wykazały ciągłe widmo energetyczne rozpadu β . Fakt ten trudno jest wytłumaczyć biorąc pod uwagę dyskretność poziomów energetycznych jądra.



Rys. 19.6. Widmo energetyczne elektronów emitowanych przez ${}^{40}_{19}\text{K}$.

Elektron emitowany przez jądro ma spin połówkowy ($\hbar/2$). Wynikałoby stąd, że przy rozpadzie β powinien ulegać zmianie spin jądra. Jednakże taka zmiana nie następuje.

Trudności w wyjaśnieniu rozpadu β (ciągły charakter widma energetycznego i spin) zostały usunięte przez Pauliego w 1931 r. Założył, że podczas każdego aktu rozpadu β jądro emituje dwie cząstki: elektron i cząstkę obojętną elektrycznie o zerowej masie spoczynkowej i spinie połówkowym $\hbar/2$. Cząstkę tę nazwano **neutrinem** (0_0n_e) lub **antyneutrinem** (${}^0_0\bar{n}_e$).

Doświadczalnego potwierdzenia istnienia neutrina dokonali G.F. Reins i C.L. Cowan w 1956.

Obecnie rozpad β^- wyjaśnia się następująco



neutron zamienia się na proton, powstające przy tym elektron i antyneutrino są emitowane z jądra. Proton pozostaje w jądrze pochodnym i dlatego liczba masowa A nie ulega zmianie.

Rozpad β^+ wyjaśnia się przemianą protonu w neutron



Cząstki β oddziałują na materię głównie w procesach jonizacji oraz powstawania promieniowania hamowania. Charakteryzują się mniejszym stopniem jonizacji w porównaniu z cząstkami α , stąd ich zasięg w powietrzu dochodzi do kilkunastu metrów, a w Al do 4 mm.

Prędkość najbardziej energetycznych cząstek β wynosi około $0.9c$.

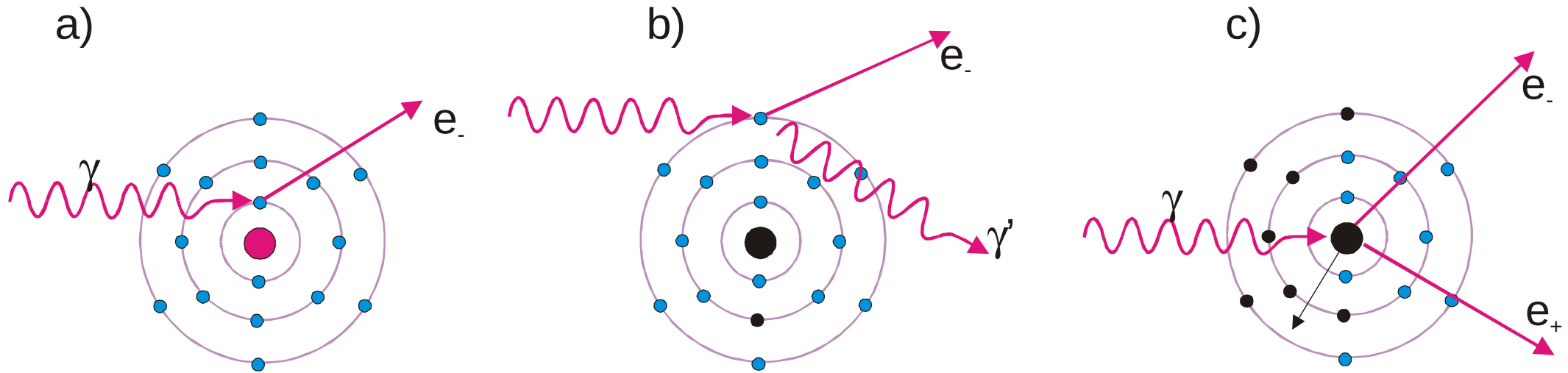


19.6.4. Promieniowanie γ

Promieniowanie γ jest emitowane przez wzbudzone jądra pierwiastka pochodnego, powstającego z rozpadu α , bądź β . Podobnie jak widmo energetyczne cząstek α , widmo promieniowania γ jest widmem liniowym. Emisji promieniowania γ może towarzyszyć emisja promieniowania X.

Promieniowanie γ oddziałuje na materię poprzez trzy zjawiska:

- § **zjawisko fotoelektryczne,**
- § **zjawisko Comptona,**
- § **zjawisko powstawania par.**



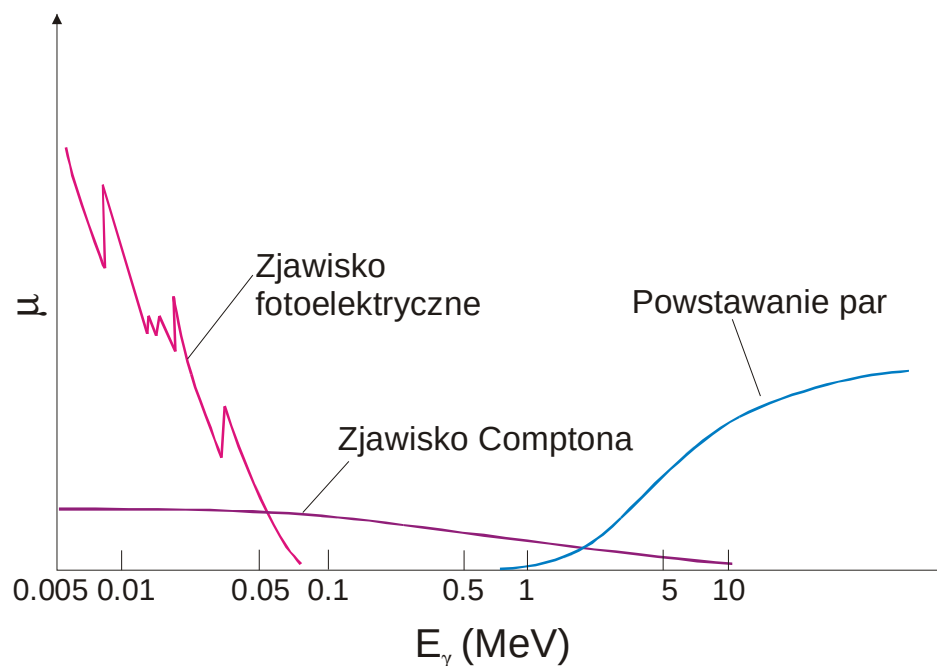
Rys. 19.7. Zjawiska oddziaływania kwantów γ z materią: (a) zjawisko fotoelektryczne, (b) zjawisko Comptona, (c) zjawisko tworzenia pary elektron-pozyton.

W zjawisku tworzenia pary elektronowej (ogólniej pary cząstka-antycząstka) kwant promieniowania γ ulega całkowitej absorpcji, a pojawia się para cząstek; elektron i pozyton. Z prawa zachowania energii wynika, że minimalna energia padającego fotonu musi być równa $2m_0c^2 = 1.02 \text{ MeV}$.

Wyżej wymienione trzy zjawiska są przyczyną pochłaniania wiązki promieniowania γ w materii. Natężenie wiązki zmienia się z wzorem

$$I = I_0 \exp(-mx) \quad (19.50)$$

gdzie I_0 – początkowe natężenie wiązki, I – natężenie po przejściu warstwy absorbenta o grubości x , a m – całkowity współczynnik pochłaniania.



Rys. 19.8. Zależność współczynników absorpcji promieniowania γ od energii dla zjawiska fotoelektrycznego, Comptona i tworzenia par.

19.7. Reakcje jądrowe

19.7.1. Charakterystyka reakcji jądrowych

Pierwszą reakcję jądrową odkrył Rutherford w 1919 r. bombardując jądra azotu cząstkami α (emitowanymi przez jądra $^{214}_{84}\text{Po}$):



Ogólnie reakcję jądrową zapisujemy w postaci

$$a + X \rightarrow b + Y \quad (19.52)$$

gdzie a jest cząstką bombardującą, X – jądrem-tarczą, Y i b odpowiednio jądrem i cząstką powstałymi w wyniku reakcji.

Często stosuje się uproszczony zapis $X(a,b)Y$, lub gdy interesuje nas tylko typ reakcji – (a,b) .

Zasada zachowania energii

$$E_a + m_a c^2 + m_X c^2 = (E_b + m_b c^2) + (E_Y + m_Y c^2) \quad (19.53)$$

gdzie E_i i m_i są odpowiednio energią kinetyczną i masą spoczynkową i -tego elementu reakcji. Przy tym przyjęliśmy, że $E_X = 0$, tzn. rozpatrujemy układ w którym jądro X spoczywa.

Ciepło reakcji

$$Q = [(m_a + m_x) - (m_b + m_Y)]c^2 \quad (19.54)$$

Uwzględniając równanie (19.53) mamy

$$Q = E_Y + E_b - E_a \quad (19.55)$$

Gdy $Q < 0$, to mamy reakcję endotermiczną, czyli całkowita energia spoczynkowa reagentów jest mniejsza od całkowitej energii produktów reakcji. Reakcja tego typu odbywa się kosztem energii kinetycznej cząstki padającej. Przykładem takiej reakcji jest reakcja przeprowadzona przez Rutherforda. Dla tej reakcji z równania (19.54) uzyskujemy $Q = -7 \text{ MeV}$. Reakcja ta zachodzi ponieważ cząstka α emitowana przez ${}^{214}_{84}\text{Po}$ ma energię 7.5 MeV.

Gdy $Q > 0$, to mamy reakcję egzotermiczną.

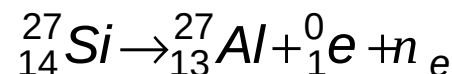
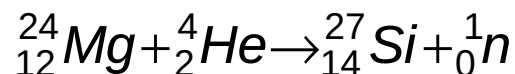
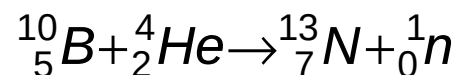
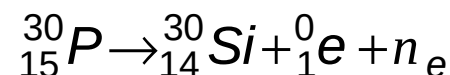
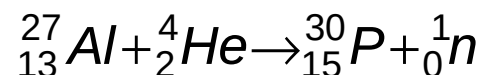
Do przeprowadzenia reakcji jądrowych mogą być użyte protony (1_1p lub 1_1H), deuterony (2_1H lub 2_1D), neutrony (1_0n), fotony (kwanty γ), trytony (3_1H lub 3_1T). Rzadziej stosuje się w tym celu ciężkie jądra; muszą posiadać dostatecznie dużą energię początkową, aby mogły zbliżyć się do jądra bombardowanego na odległość sił jądrowych.

W 1930 r. Bohe i Becker przeprowadzili reakcje jądrowe w których odkryto neutron:



Jednak identyfikacji neutronu dokonał Chadwick w 1932 r. [w reakcji (19.57)] i jemu przypisuje się odkrycie neutronu.

W 1934 r. Fryderyk i Irena Joliot-Curie przeprowadzili reakcje jądrowe, w których odkryli pierwiastki sztucznie promieniotwórcze:



W jądrach sztucznie promieniotwórczych ($^{30}_{15}\text{P}$, $^{13}_7\text{N}$, $^{27}_{14}\text{Si}$) zachodzi przemiana protonu w neutron według schematu opisanego wzorem (19.47). Cząstka ^1_0e o dodatnim ładunku jednostkowym ma masę równą masie elektronu, spin równy $\hbar/2$ i nazywa się pozytonem.



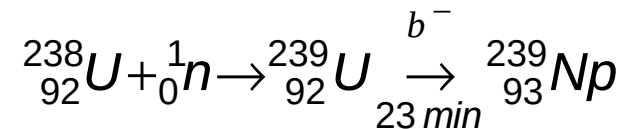
Reakcja (19.60) prowadzi do powstawania radioaktywnego węgla C-14 i zachodzi w atmosferze ziemskiej. Ten izotop węgla jest β -promieniotwórczym ($^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + ^0_{-1}\text{e} + ^0_0\bar{\nu}_e$) o półokresie zaniku 5100 lat.

Drugą reakcję [wzór (19.61)] przeprowadzili w 1932 r. Cockroft i Walton i była to pierwsza reakcja jądrowa przeprowadzona przy pomocy cząstek przyśpieszanych w akceleratorze.

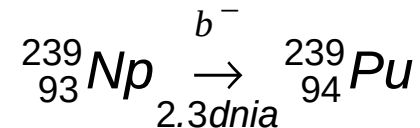
19.7.2. Reakcje rozszczepienia

Spośród wszystkich cząstek wywołujących reakcje jądrowe, najbardziej skuteczne są neutrony. Wzbudzone jądro, które powstaje w wyniku wychwytu neutronu, ulega różnym przemianom jądrowym z których najważniejsze to reakcje typu (n,α), (n,p), (n,2n).

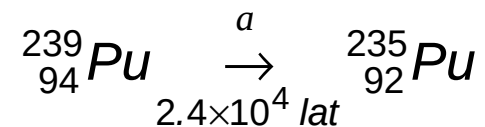
Absorpcja powolnych neutronów przez najbardziej rozpowszechniony izotop uranu $^{238}_{92}\text{U}$ prowadzi do powstania radioaktywnego izotopu $^{239}_{93}\text{U}$, który ulegając przemianie β^- przekształca się w izotop neptunu $^{239}_{93}\text{Np}$:



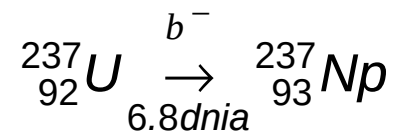
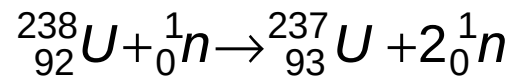
Z kolei jądro izotopu $^{239}_{93}\text{Np}$ o okresie połowicznego rozpadu 2.3 dnia, przekształca się w pluton $^{239}_{94}\text{Pu}$ według reakcji



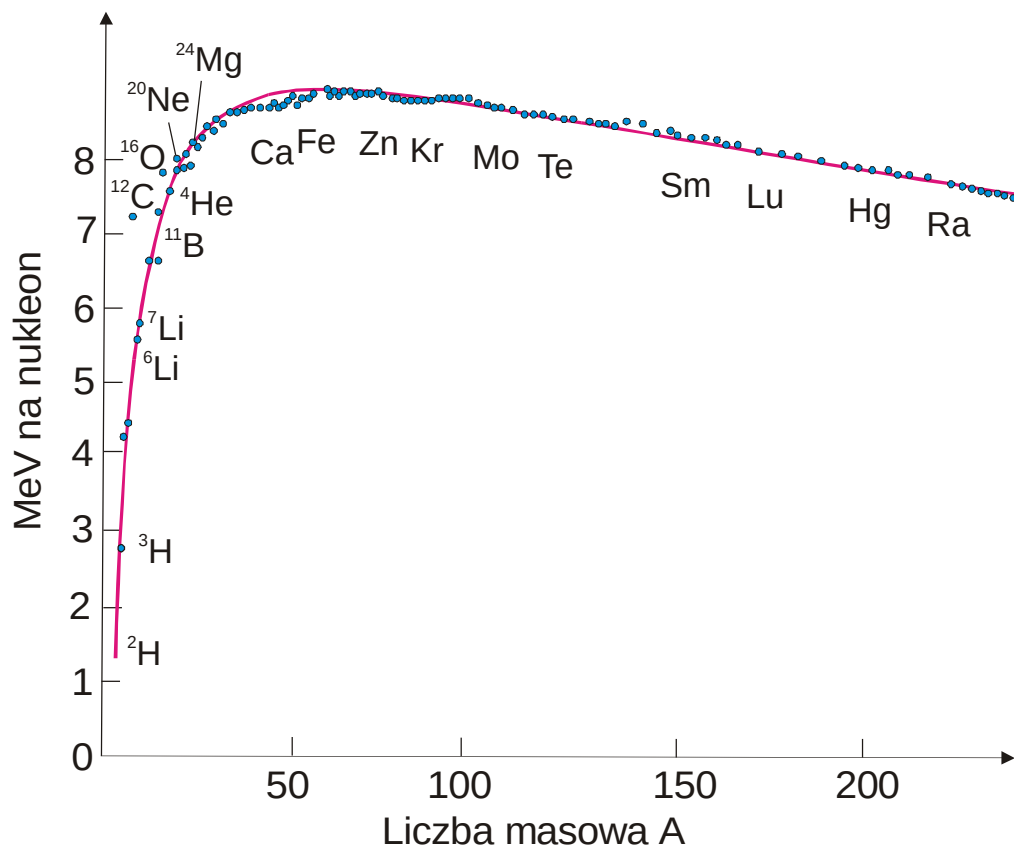
Pluton $^{239}_{94}\text{Pu}$ jest cennym paliwem jądrowym, dzięki wydajnemu rozszczepianiu się pod wpływem neutronów termicznych odgrywa on podstawową rolę przy otrzymywaniu energii jądrowej. Pluton $^{239}_{94}\text{Pu}$ jest α -radioaktywny i ma bardzo duży półokres rozpadu (24 000 lat). Zmienia się na stabilny izotop uranu $^{235}_{92}\text{U}$:



Reakcja (n,2n) przekształca izotop uranu $^{238}_{92}\text{U}$ w sztuczny izotop radioaktywny $^{237}_{92}\text{U}$. Ten izotop z kolei emitując cząstkę β^- przekształca się w izotop neptunu $^{237}_{93}\text{Np}$, który jest α -promieniotwórczy i posiada długi półokres rozpadu 2.2×10^6 lat:



Izotop $^{237}_{93}\text{Np}$ daje początek jednej z rodzin promieniotwórczych.



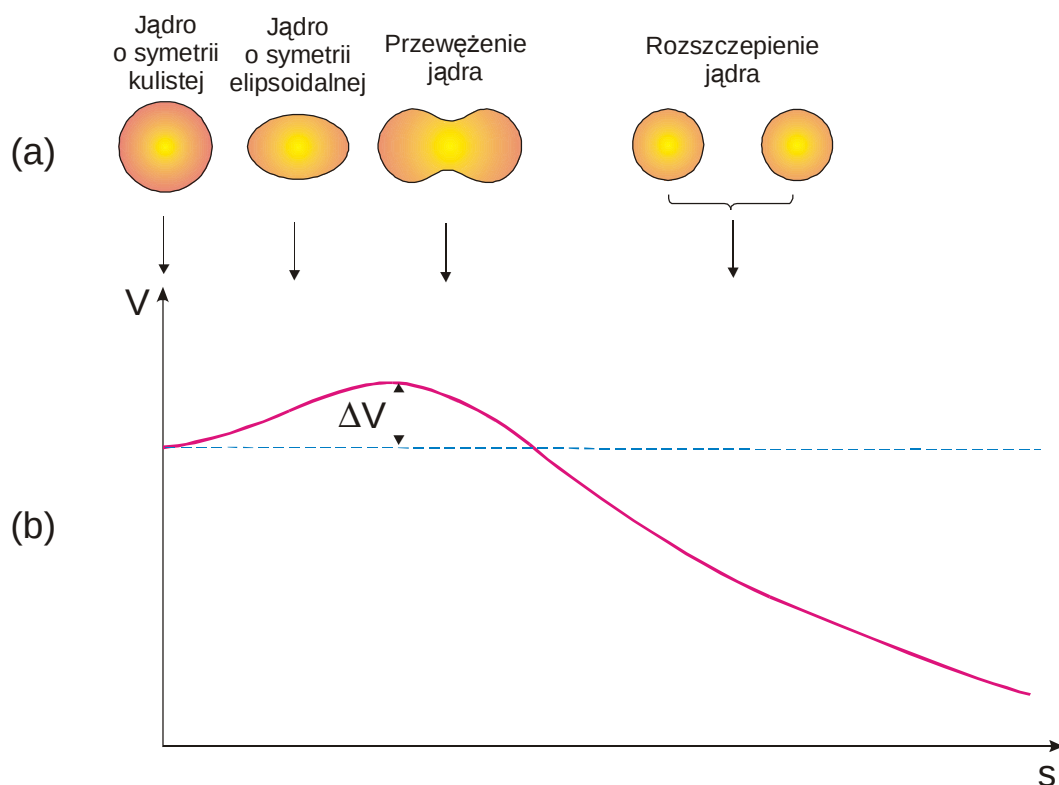
Energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w funkcji liczby masowej.

Rozpad ciężkich jąder atomowych na dwie części jest korzystny energetycznie. Wynika to z kształtu zależności średniej energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od liczby atomowej. Poczynając od $A \approx 60$, energia ta maleje ze wzrostem wartości A i np. dla ciężkiego jądra uranu wynosi około 7.6 MeV, podczas gdy dla jąder o masie o połowę mniejszej wynosi około 8.3 MeV.

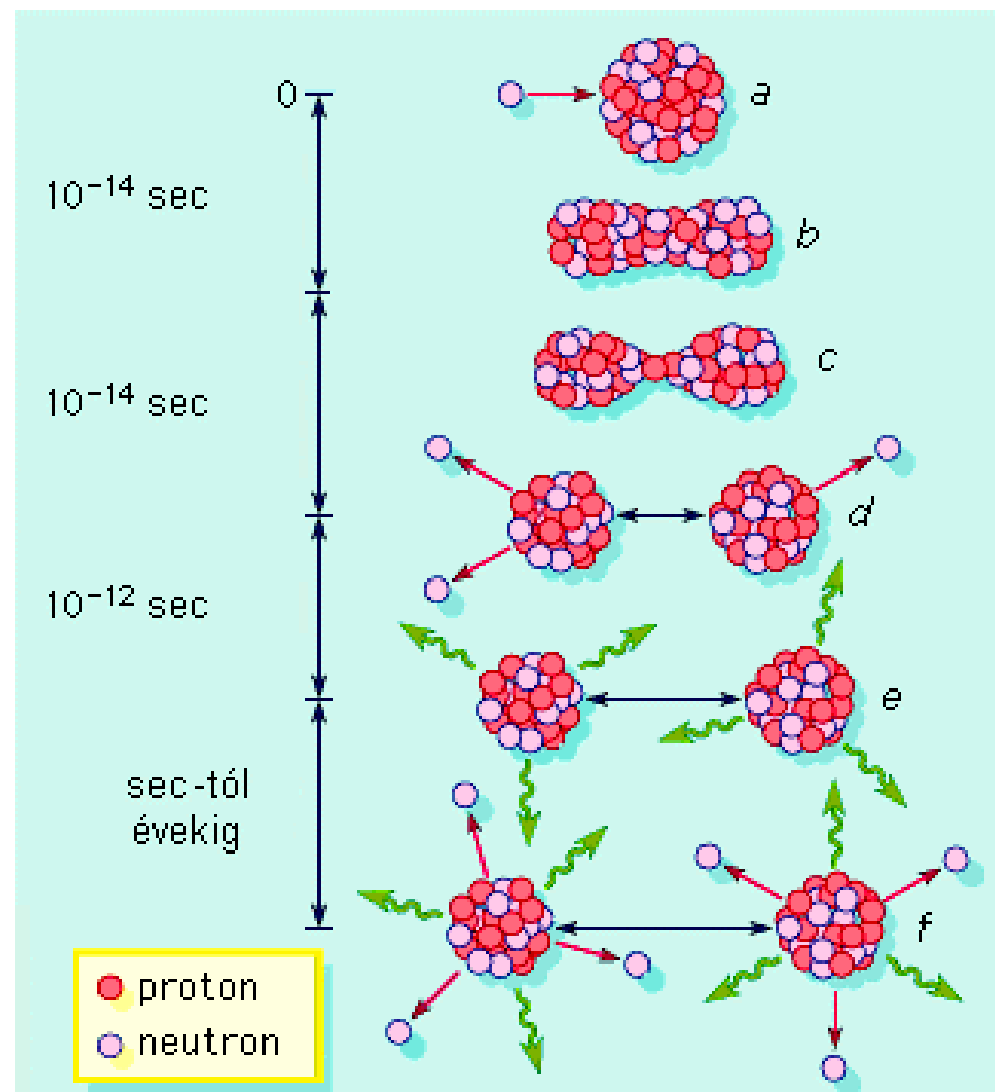
Gdyby jądro $^{238}_{92}\text{U}$ rozpadło się na dwie równe części, to wydzielłoby się około 0.7 MeV na każdy nukleon, czyli rzędu 200 MeV na każde jądro uranu. Zysk energetyczny jest więc duży i wydawać by się mogło, że jądra te samorzutnie powinny ulegać temu procesowi. Tak jednak nie jest.

Podobnie jak w przypadku rozpadu α , czynnikiem warunkującym reakcję jest prawdopodobieństwo przeniknięcia cząstki przez barierę kulombowską, które w przypadku rozszczepienia jest znikomo małe. **Energię, jakiej należy dostarczyć jądro, aby mogło ulec rozszczepieniu nazywa się energią progową rozszczepienia lub energią aktywacji.**

Proces rozszczepienia ciężkiego jądra można wyjaśnić na podstawie modelu kroplowego jądra. Przed rozdzieleniem się na dwie części jądro przechodzi przez pośrednie etapy zniekształceń (rys. 19.9): jądro o symetrii kulistej zmienia początkowo swój kształt na elipsoidalny, następnie ulega przewężeniu i po osiągnięciu stanu krytycznego rozpada się na dwie części. Zwiększenie powierzchni wskutek zniekształceń powoduje wzrost energii napięcia powierzchniowego jądra oraz nieznaczne zmniejszenie energii odpychania kulombowskiego (ponieważ ładunki przemieszczają się na niewielką odległość), i przeciwdziałają tym odkształceniom.



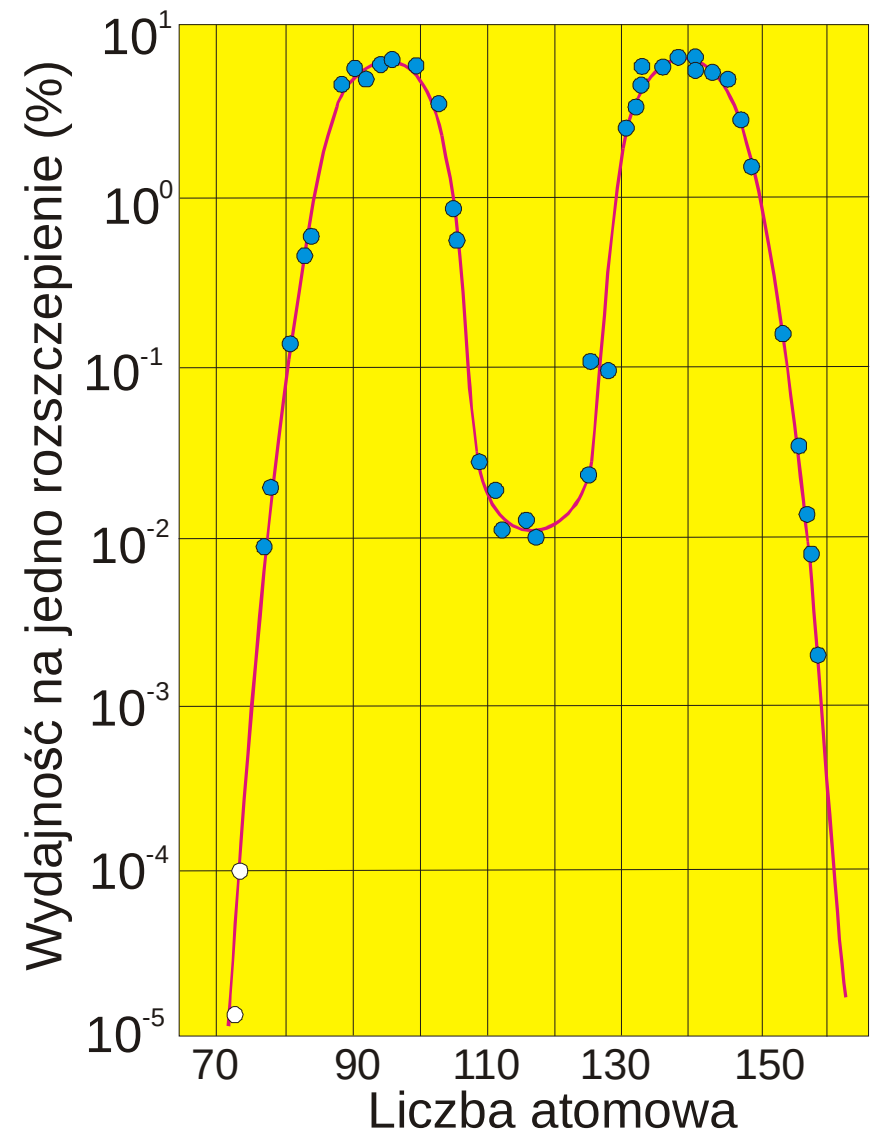
Rys. 19.9. Proces rozszczepienie jądra wg modelu kroplowego: (a) konfiguracja układu, (b) energia potencjalna w funkcji parametru rozszczepienia s .



Obliczenia wykazują, że wysokość maksimum energii liczonego w stosunku do jądra wyjściowego (parametr DV) wynosi kilka MeV. Wystarczy więc dostarczyć tej energii (przez pochłonięcie protonu, neutronu lub kwantu γ) aby nastąpił rozpad jądra na dwie części.

Wysokość bariery DV wynosi około 6.5 MeV dla jądra $^{235}_{92}\text{U}$ i około 7.0 MeV dla jądra $^{238}_{92}\text{U}$.

W reakcji rozszczepienia najbardziej prawdopodobny jest podział jądra na dwa fragmenty o stosunku mas około 3:2 (patrz rys. 19.10).



Rys. 19.10. Zależność procentowego udziału rozkładu mas fragmentów przypadająca na jedno rozszczepienie jądra uranu $^{235}_{92}\text{U}$ pod wpływem promieniowania neutronowego.

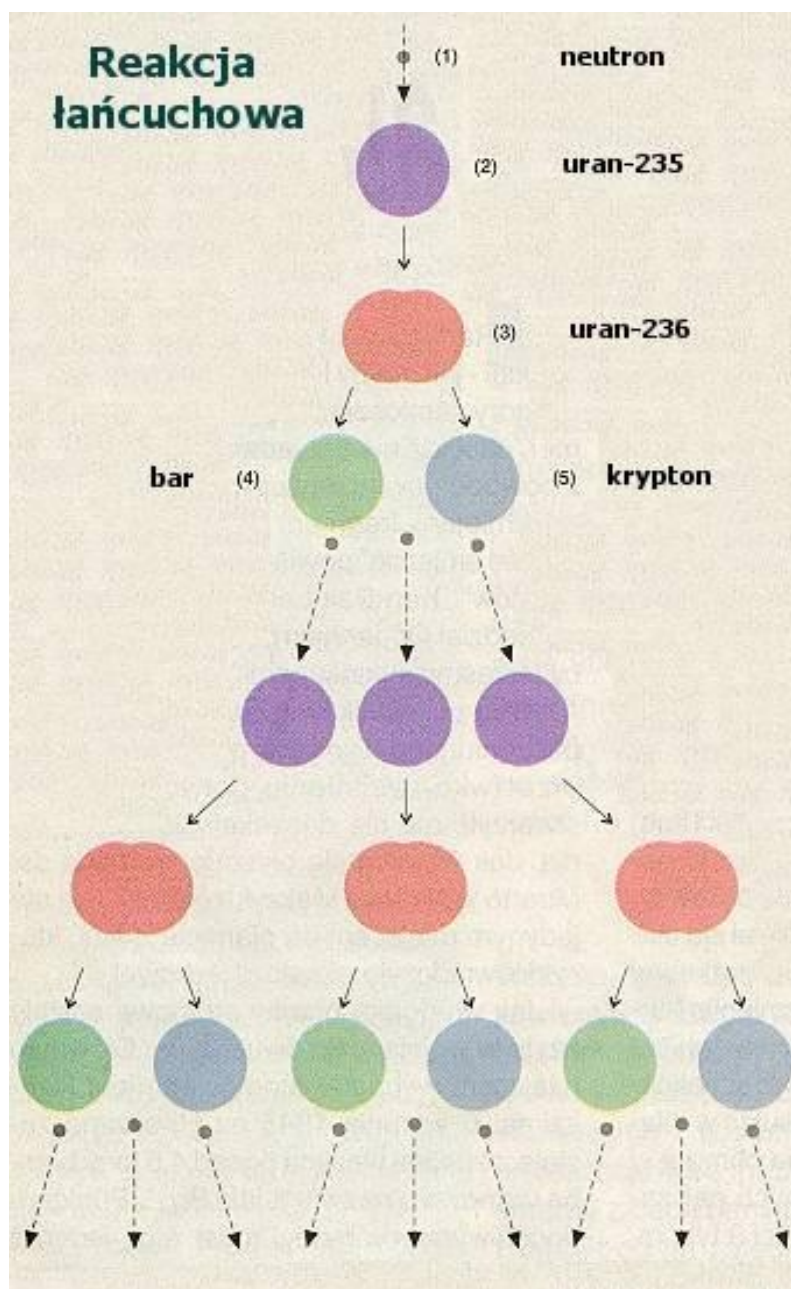
Reakcję rozszczepienia po raz pierwszy przeprowadził E. Fermi w 1934 r. Zauważył, że uran napromieniowany przez neutrony daje produkty radioaktywne o kilku okresach połowicznego zaniku.

W 1939 r. Hahn i Strassmann wykazali, że napromieniowanie uranu prowadzi do pojawienia się pierwiastków chemicznych ze środka układu okresowego. Następnie Frisch i Meitner podali wyjaśnienie tego zjawiska jako **rozszczenie jądra** na dwa jądra ze środkowej części układu okresowego pierwiastków. Przykłady reakcji rozszczepienia są przytoczone poniżej:



gdzie Q jest energią jądrową (200 MeV), wydzielającą się w jednym akcie rozszczepienia jednego jądra uranu.

19.7.3. Reakcje łańcuchowe. Reaktor atomowy



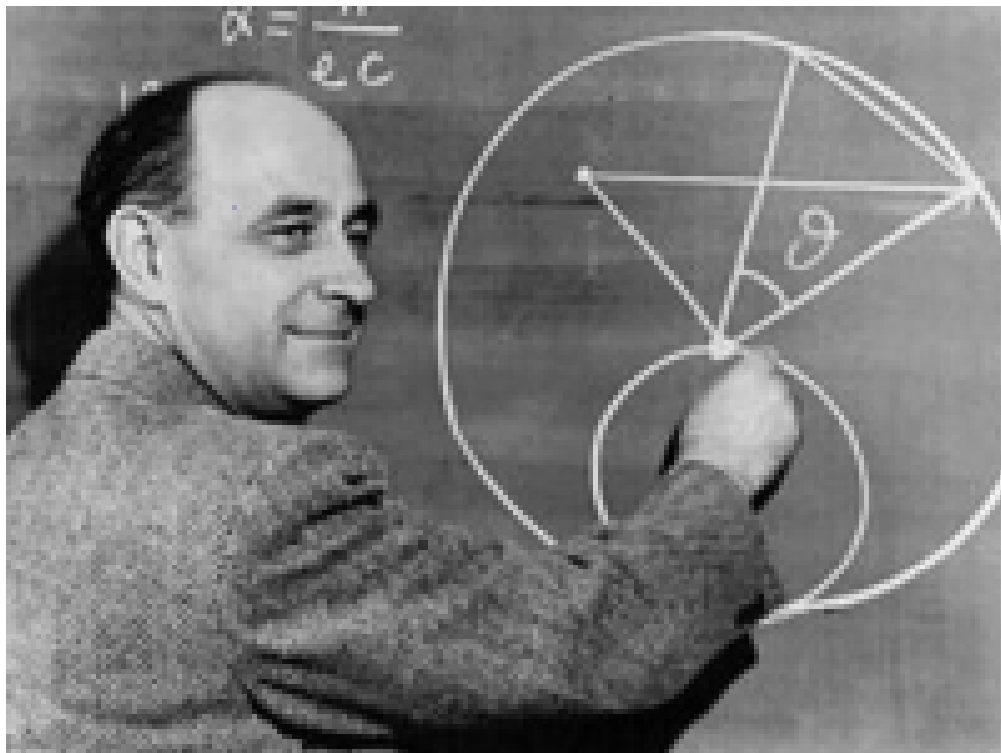
Zjawisko rozszczepienia jąder uzyskało ogromne znaczenie praktyczne dzięki możliwości wykorzystania go do produkcji energii. Możliwość ta wiąże się z występowaniem tzw. **reakcji łańcuchowej**. W procesie rozszczepienia uranu powstaje średnio 2.5 nowego neutronu. Jeżeli średnio więcej niż jeden z nich wywoła dalsze rozszczepienia, to liczba powstających neutronów i rozszczepionych jąder będzie się samorzutnie zwiększać.

Uran naturalny posiada 0.7% izotopu U-235; resztę stanowi izotop U-238. Uran U-238 rozszczepia się tylko pod wpływem neutronów szybkich, natomiast U-235 może rozszczepiać się pod wpływem neutronów o dowolnej energii.

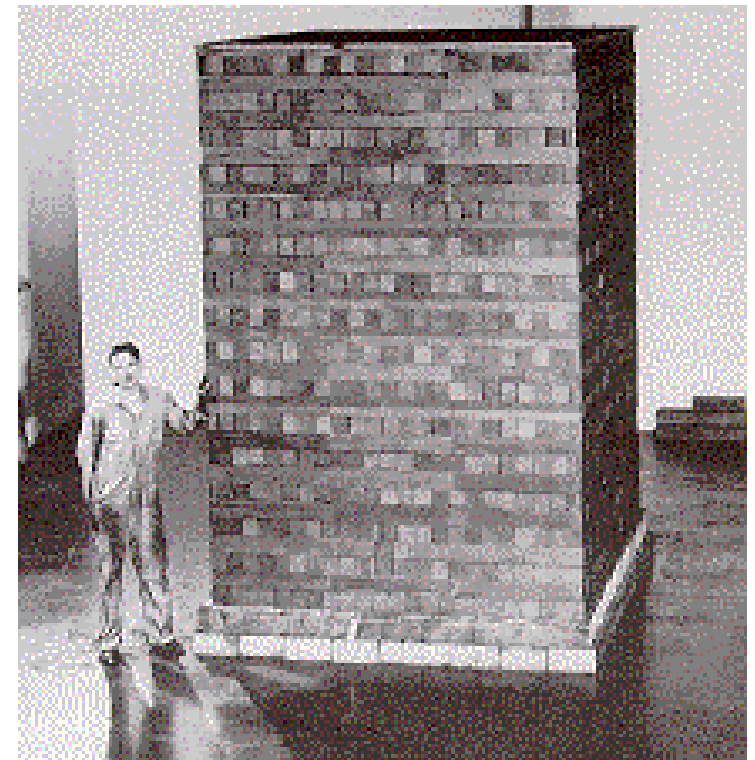
Neutrony powstające po rozszczepieniu charakteryzują się energią niższą od energii progowej rozszczepienia U-238 co powoduje, że neutrony te będą silnie pochłaniane przez U-238 nie prowadząc do reakcji rozszczepienia. Wynika z tego konieczność wzbogacania masy rozszczepialnej o U-235 i zastosowanie moderatorów (spowalniaczy) neutronów.

Najmniejsza masa, w której jest możliwe rozwinięcie reakcji łańcuchowej nazywa się masą krytyczną. W celu zmniejszenia strat neutronów i zmniejszenia masy krytycznej, materiał rozszczepialny otacza się reflektorem neutronów. Reflektor stanowią substancje stosowane na moderatory takie jak: H_2O , D_2O , grafit, beryl czy związki berylu.

Urządzenia w których przeprowadza się kontrolowane łańcuchowe reakcje rozszczepienia, nazywają się reaktorami jądrowymi lub atomowymi. Pierwszy reaktor jądrowy zbudowany został pod kierunkiem E. Fermiego w Chicago w 1942 r.



Enrico Fermi (1901–1954)
Nagroda Nobla 1938



Reactor Fermiego
Uniwersytet w Chicago, 1942

Jako paliwo jądrowe stosuje się: $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{94}\text{Pu}$, $^{238}_{92}\text{U}$ i $^{232}_{90}\text{Th}$.

Energia neutronów rozszczepialnych uranu U-235 wynosi około 0.7 MeV. Warunkiem rozwinięcia reakcji łańcuchowej w termicznych reaktorach jądrowych jest zastosowanie moderatora w celu zmniejszenia wychwytu neutronów przez jądra uranu U-238. Paliwo jądrowe (najczęściej w postaci prętów) umieszczane jest wewnątrz moderatora, np. w graficie lub ciężkiej wodzie. Pierwsze reaktory zawierały około 45 ton uranu i około 450 ton grafitu (służącego jako moderator i reflektor neutronów).

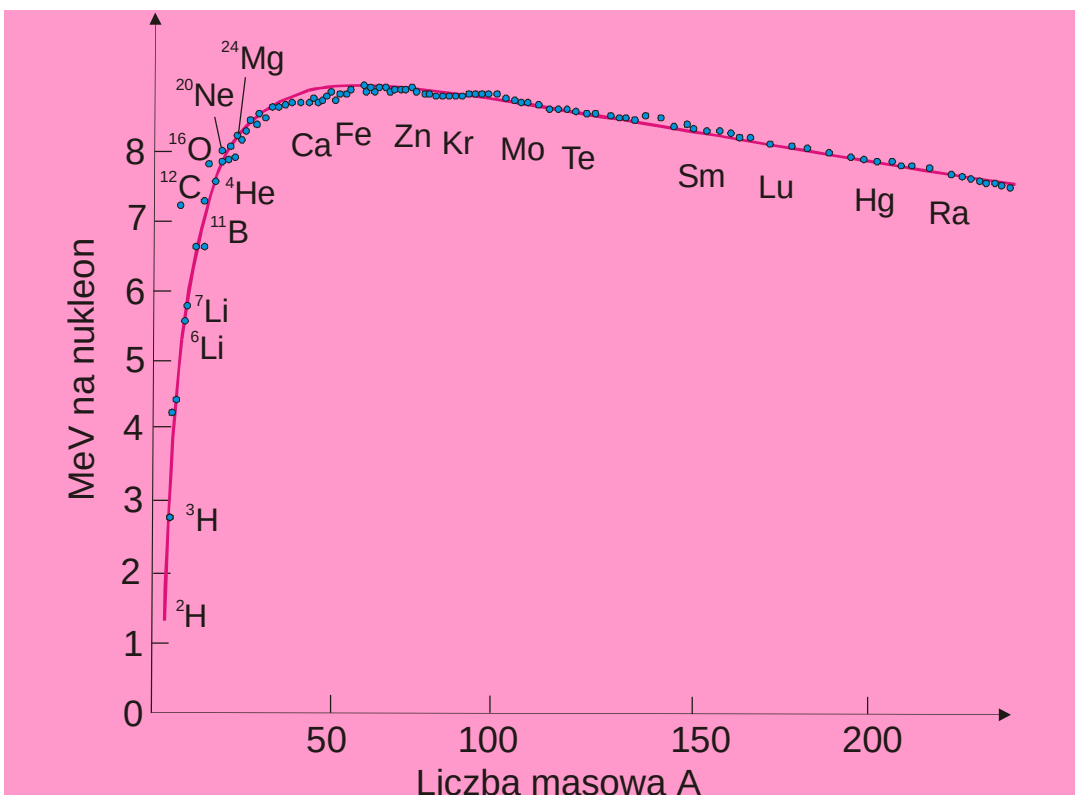
Podczas rozruchu reaktora jądrowego rośnie ilość wydzielanej energii (reaktor stanowi układ nadkrytyczny) i kiedy zostanie osiągnięta żądana moc reaktora, musi on przejść w stan krytyczny i ten stan musi być utrzymany przez cały czas pracy reaktora.

W celu zmniejszenia współczynnika powielania neutronów do rdzenia reaktora wprowadza się pręty z materiałów, które silnie pochłaniają neutrony termiczne, np. z boru lub kadmu.

Rozróżniamy **reaktory badawcze i techniczne**; m.in. reaktory do produkcji pierwiastków promieniotwórczych, stosowanych w medycynie i technice, reaktory do wytwarzania energii (elektrownie jądrowe). Ważną rolę spełniają reaktory wytwarzające paliwo jądrowe, stosowane w bombach atomowych i reaktorach jądrowych.



19.7.4. Reakcje termonuklearne



Energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w funkcji liczby masowej.

Z rysunku wynika, że masa lub energia spoczynkowa dwóch lekkich nuklidów jest większa niż masa jądra powstającego po ich połączeniu. Np. dwa deuteriumy mogą się połączyć tworząc jądro helu.

Masa jądra helu jest o około 24 MeV mniejsza, niż suma mas deuterów i energia 24 MeV wyzwoli się przy takim połączeniu (syntezie) jąder. Jeżeli dwa deuteriumy łączą się tworząc jądro helu, to 0.6% masy spoczynkowej jest zamieniane na energię.

Podobnie, w procesie syntezy czterech protonów na jądro helu uwalnia się energia około 26 MeV, co stanowi zamianę około 7% początkowej masy spoczynkowej na energię.

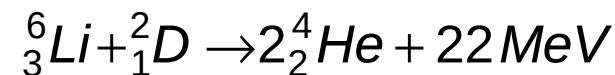
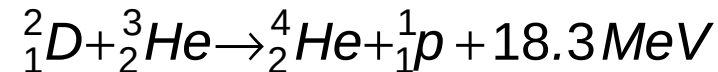
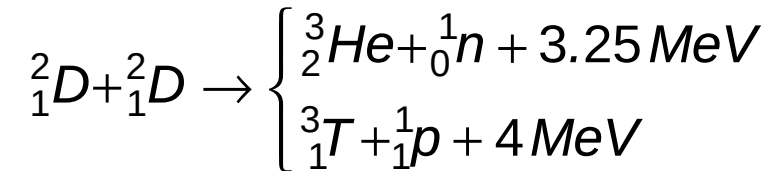
Gdyby proces syntezy mógł być wykorzystywany do produkcji energii mielibyśmy metodę sześć razy wydajniejszą niż rozszczepienie uranu. Poza tym mamy do dyspozycji niemal nieograniczone i niedrogie źródło deuteriumu w wodzie mórz i oceanów, znacznie łatwiej dostępne niż źródła materiałów do reakcji rozszczepienia.

Procesy syntezy pierwiastków są realizowane we Wszechświecie. Stanowią one główne źródło energii gwiazd; ich temperatura jest rzędu 10^7 K. Taka temperatura jest warunkiem zajścia **reakcji termonuklearnych, tj. reakcji syntezy jąder**. Cząstki dodatnie charakteryzują się wysoką energią kinetyczną wystarczającą do pokonania sił kulombowskiego odpychania umożliwiając przez to ich zbliżenie na odległość działania sił przyciągania jądrowego. Słońce w 80% składa się z wodoru a swoją energię zawdzięcza reakcjom termonuklearnym przebiegającym w zamkniętym cyklu reakcji.

Z chwilą zrealizowania w warunkach ziemskich produkcji energii w wyniku rozszczepienia ciężkich jąder, zaczęto zastanawiać się nad możliwością uzyskania w tych warunkach produkcji energii w reakcjach termojądrowych z lekkimi pierwiastkami. Pierwsze praktyczne tych wysiłków nastąpiło w tzw. bombie wodorowej. Bardzo wysokie temperatury osiągnęte przy wybuchu zwykłej bomby atomowej stworzyły warunki konieczne do uzyskania reakcji termojądrowej. Bomba atomowa jest więc zapalnikiem dla przebiegających również wybuchowo reakcji syntezy.

Poszukuje się rozwiązań przeprowadzenia reakcji termojądrowych w sposób kontrolowany, dzięki czemu energia ta mogłaby być wykorzystywana do celów pokojowych.

Jako **paliwo termojądrowe** można wykorzystać szereg substancji.



Podstawowym warunkiem uzyskania kontrolowanej reakcji termojądrowej jest utrzymanie stabilnej, wysokiej temperatury dziesiątek i setek milionów stopni w pewnej objętości deuteru lub jego mieszaniny z trytem. Przy tak wysokiej temperaturze gaz będzie całkowicie zjonizowany; taki stan gazu nazywamy plazmą. Zauważmy, że jeżeli problem kontrolowanej reakcji termonuklearnej zostanie rozwiązany, to ludzkość rozwiąże problem braku energii na zawsze.

Obecnie **na świecie pracuje około 400 elektrowni atomowych o łącznej mocy około 1000 GW**. Obserwuje się jednak spadkową tendencję rozwoju energetyki atomowej. Jest to wynikiem problemów związanych z jej rozwojem, takich jak: bezpieczeństwo, odpady promieniotwórcze (a dokładniej ich pozbywanie się), nieprolifercja (rozprzestrzenienie się broni jądrowej), likwidacja obiektów po zakończeniu produkcji (po 30 latach), opłacalność ekonomiczna. Spadkową tendencję obserwuje się również w produkcji bomb jądrowych (procesy rozbrojeniowe i ekonomiczne).

Bomba atomowa składa się z dwu lub więcej kawałków uranu ^{235}U (lub plutonu ^{239}Pu , który zachowuje się podobnie), przy czym masa każdego z tych kawałków jest mniejsza od masy krytycznej. Wobec tego w kawałkach nie może rozwijać się reakcja łańcuchowa (masa krytyczna ^{235}U wynosi 43 kg; 50 kg tej masy stanowi więc stan nadkrytyczny – wybuchowy; czas wybuchu wynosi $2.4\ \mu\text{s}$).

Jeżeli kawałki te złączą się, to powstaje bryła ^{235}U o rozmiarach przewyższających krytyczne i następuje wybuchowa reakcja lawinowa. Energia wydzielana przy wybuchu bomby atomowej jest porównywalna do energii wyzwalamanej przy wybuchu 20–100 tysięcy trójnitoluenu (TNT). W chwili wybuchu bomby wytwarza się w jej wnętrzu temperatura rzędu 10 milionów K, po czym spada.

W pierwszych chwilach po wybuchu powstają w niewielkiej objętości warunki zbliżone do panujących we wnętrzu gwiazd, a więc warunki umożliwiające przeprowadzenie reakcji termonuklearnej. Wykorzystano to do produkcji jeszcze potężniejszego narzędzia niszczenia – bomby wodorowej. **W temperaturze rzędu 10^7 K zachodzi reakcja opisana wzorem (19.65), która stanowi podstawę działania bomb wodorowych.**



Energia wyzwolana przez bomby wodorowe odpowiada energii otrzymanej przy wybuchu od kilku do kilkunastu milionów ton TNT (MT TNT).

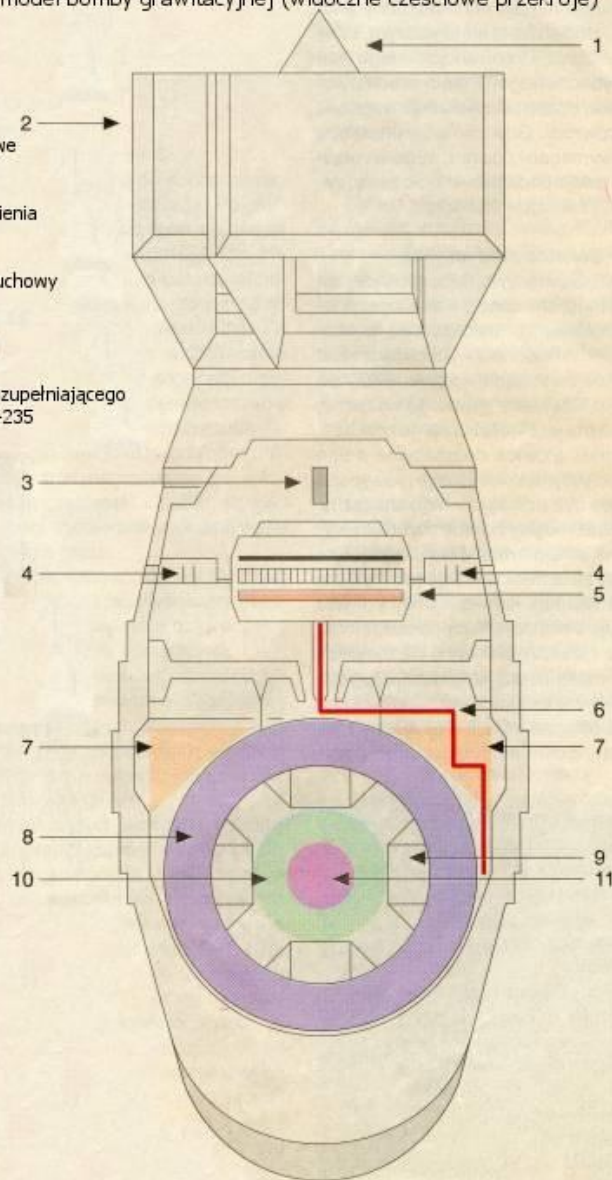
Trzecim rodzajem bomby nuklearnej jest bomba wodorowo-uranowa. W tym przypadku bomba wodorowa otoczona jest masą uranu ${}^{238}\text{U}$ (w postaci płaszcza), który ulega rozszczepieniu pod wpływem szybkich neutronów powstających w dużych ilościach w reakcji termojądrowej [wzór (19.65)]. W ten sposób powstaje dodatkowa energia oraz chmura promieniotwórczych produktów rozszczepienia, wśród których najbardziej długowieczne są ${}^{90}\text{Sr}$ (okres połowicznego rozpadu 28 lat), ${}^{137}\text{Cs}$ (27 lat), ${}^{144}\text{Ce}$ (290 dni) i ${}^{95}\text{Zr}$ (65 dni). Bomby wodorowo-uranowe (${}^{238}\text{U}$) mają moc około 100 MT TNT.

W arsenałach broni nuklearnej USA i Rosji znajduje się około 20–30 tysięcy pocisków z głowicami jądrowymi różnego typu. W całym świecie jest ich około 50 tysięcy, a ich moc jest wystarczająca aby wielokrotnie zniszczyć życie na Ziemi.

Schemat bomby uranowej - model bomby grawitacyjnej (widoczne częściowe przekroje)

Objaśnienia:

- [1] stożek
- [2] stabilizujące brzechwy ogonowe
- [3] detonator ciśnieniowy
- [4] rurki wlotowe powietrza
- [5] wysokościomierz - czujniki ciśnienia
- [6] ołowiany pojemnik osłonowy
- [7] głowica detonacyjna
- [8] konwencjonalny ładunek wybuchowy
- [9] uszczelka
- [10] uran (U-235)
- [11] reflektor neutronów (U-238)
- [12] czujniki telemetryczne
- [13] gniazdko do wyrzucania uzupełniającego masę krytyczną segmentu U-235



Schemat bomby uranowej

Pierwsze bomby atomowe wyprodukowano pod kierownictwem Oppenheimera, Comptona, Fermiego, Lawrence'a i Bethego.



Dnia 15 lipca 1945 r. wybuchła na pustyni w New Mexico (USA) pierwsza w historii ludzkości bomba atomowa

6 sierpnia 1945 startująca z wyspy Tinian superforteca B-29 *Enola Gay* lotnictwa USA, pilotowana przez płk. Paula Tibbetsa, zrzuciła na miasto 4-tonową uranową bombę atomową **Little Boy**.

W chwili ataku w Hiroszynie mieszkało 275 tysięcy ludzi, oprócz tego stacjonował tam 40-tysięczny garnizon wojskowy. Bombę zrzuciono na śródmieście miasta (celem był most Aioi). Wybuchła o godzinie 8:16:02 na wysokości 580 metrów z siłą około 15 kiloton trotylu, zabijając 78100 mieszkańców. i ciężko raniąc 37424. 13983 osób uznano za zaginione, a dziesiątki tysięcy zostało napromieniowanych lub odniosło inne obrażenia.



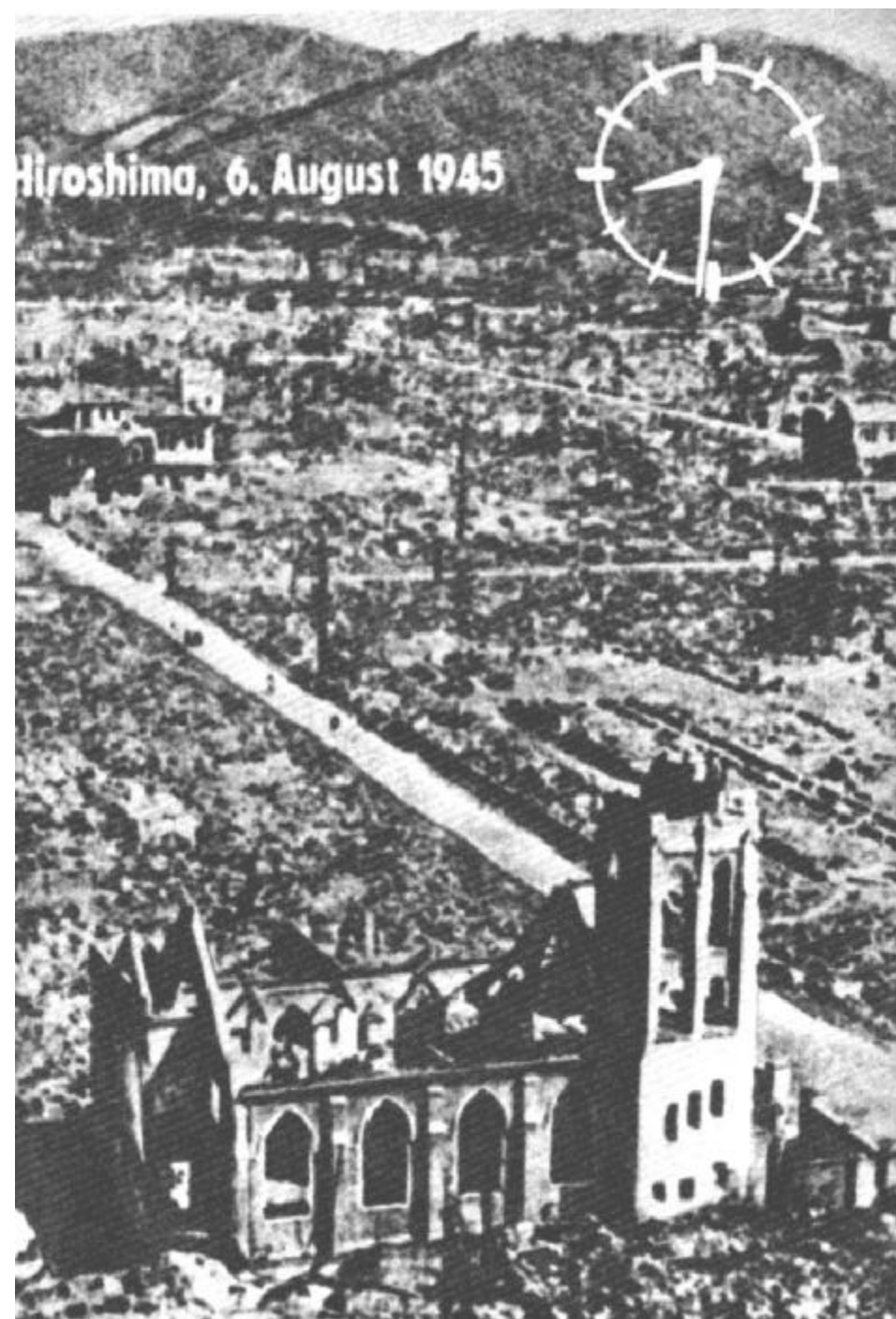
Little Boy miał długość 3 metrów, średnicę, w najgrubszym miejscu, 71 cm i ważył 4035 kg, choć ładunek uranu 235 ważył zaledwie 1 kg. Nazwano go **Little Boy** (mały chłopiec), gdyż pod takim kryptonimem kryły się też duże bomby zapalające, które masowo zrzucano już wcześniej na Japonię. **Little Boy** odziedziczył po tych bombach zewnętrzny pancerz, co upodabniało go do złudzenia do tych bomb. Bomba posiadała zapalnik ciśnieniowy, który uruchamiał eksplozję automatycznie na zadanej wysokości.

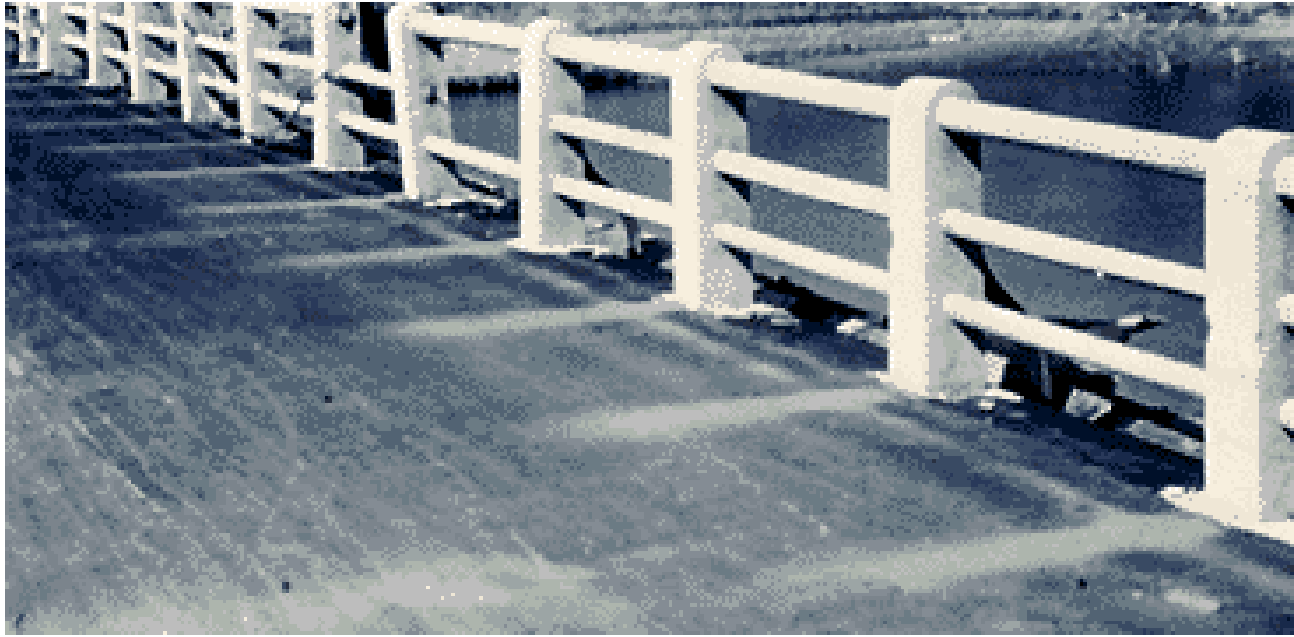
"Serce" **Little Boy** składało się ze sfery wypełnionej ok. 0.5 kg izotopu uranu. Sfera była podzielona na trzy sekcje odseparowane od siebie cienkimi foliami ołowianymi. W każdej znajdowała się 1/3 całkowitej ilości uranu. Wybuch został inicjowany przez symetrycznie rozmieszczone wokół tej sfery ładunki trotylu, które wtłoczyły trzy fragmenty uranu do środka sfery tworząc odpowiednią masę krytyczną uranu.

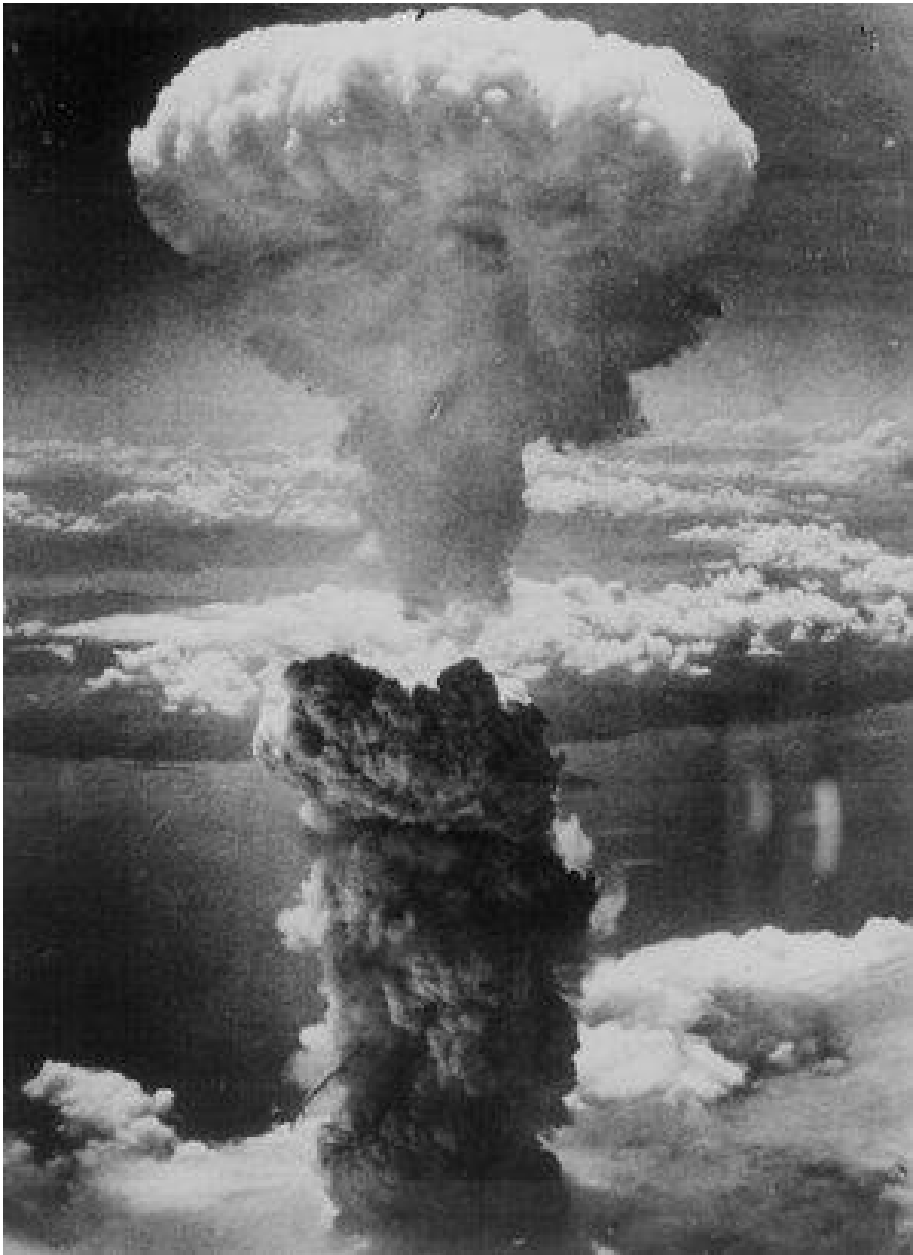
W czasie II wojny światowej 9 sierpnia 1945 roku o godz. 11:02 amerykański pilot Charles Sweeney sterujący *superfortecą* B-29 *Bock's Car* zrzucił na Nagasaki drugą bombę atomową, która zabiła 75 tysięcy ludzi oraz zniszczyła blisko połowę miasta. W eksplozji w Nagasaki zginęło 74300 osób.



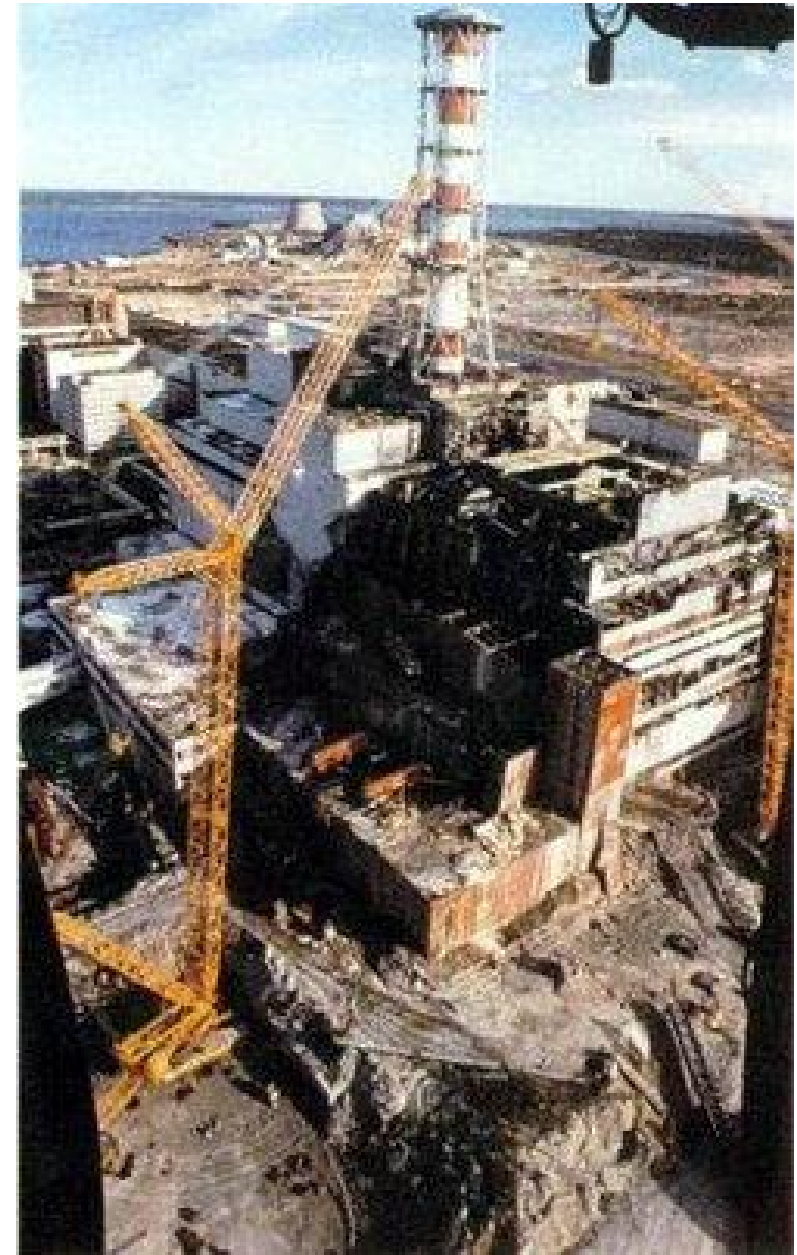
W odróżnieniu od **Little Boy** zbudowanej ze wzbogacanego uranu, **Fat Man** zawierał ładunek z plutonu. Bomba miała długość ponad 3 m, średnicę 1.5 m i ważyła 4.5 tys. kg. Siła ładunku wynosiła 20 kiloton (84 TJ).







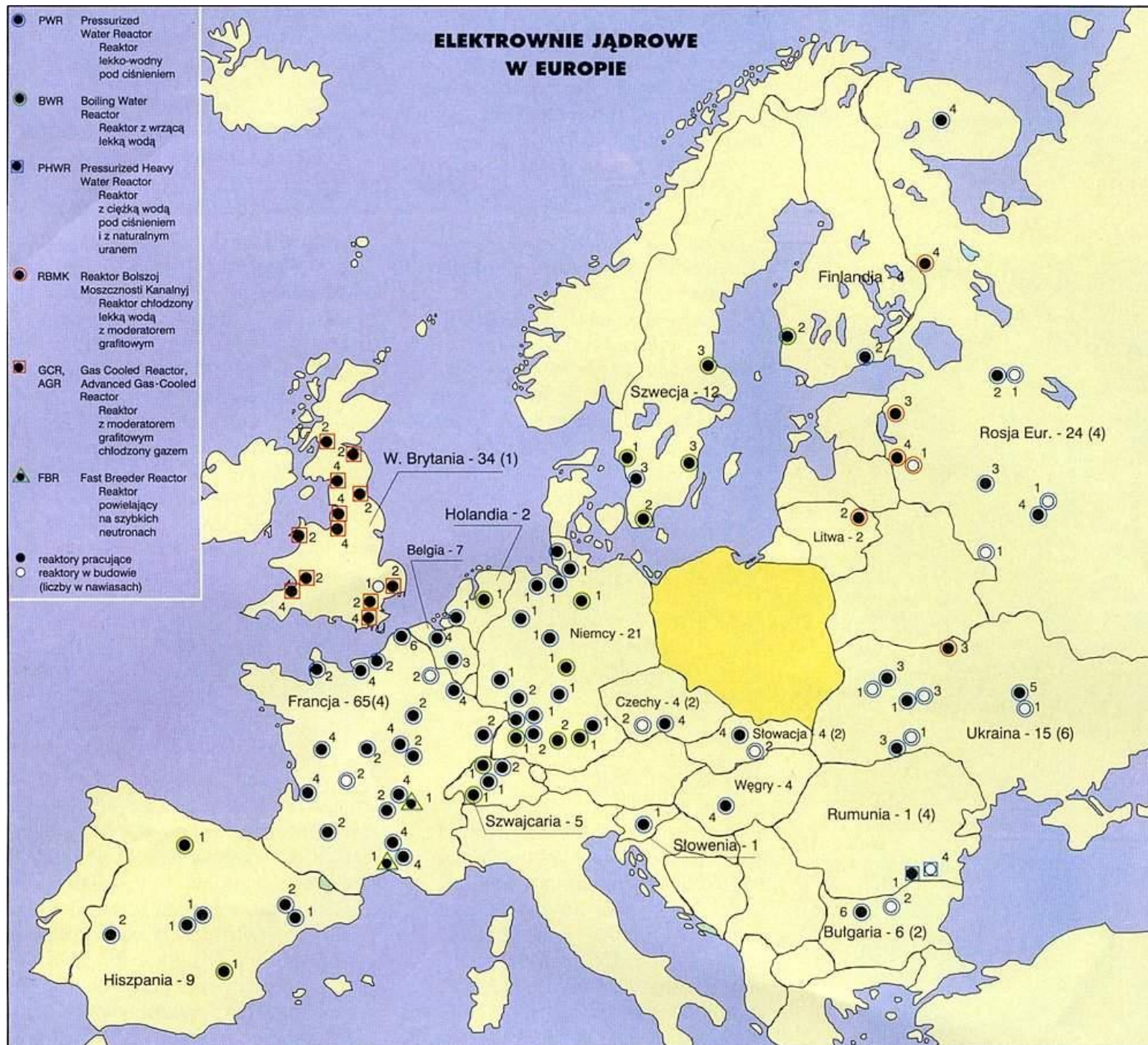
**Wybuch bomby atomowej w Nagasaki
9 sierpnia 1945**

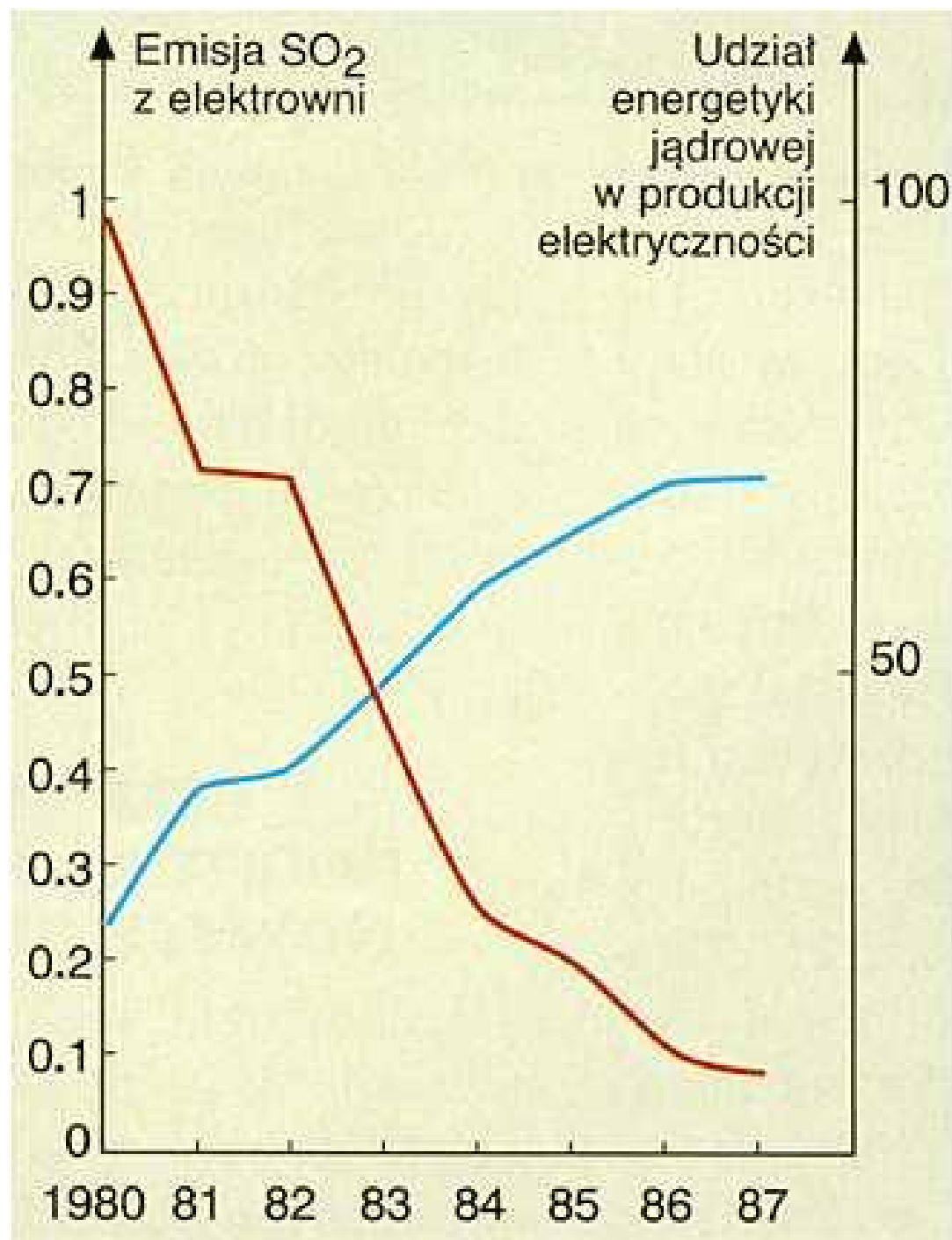


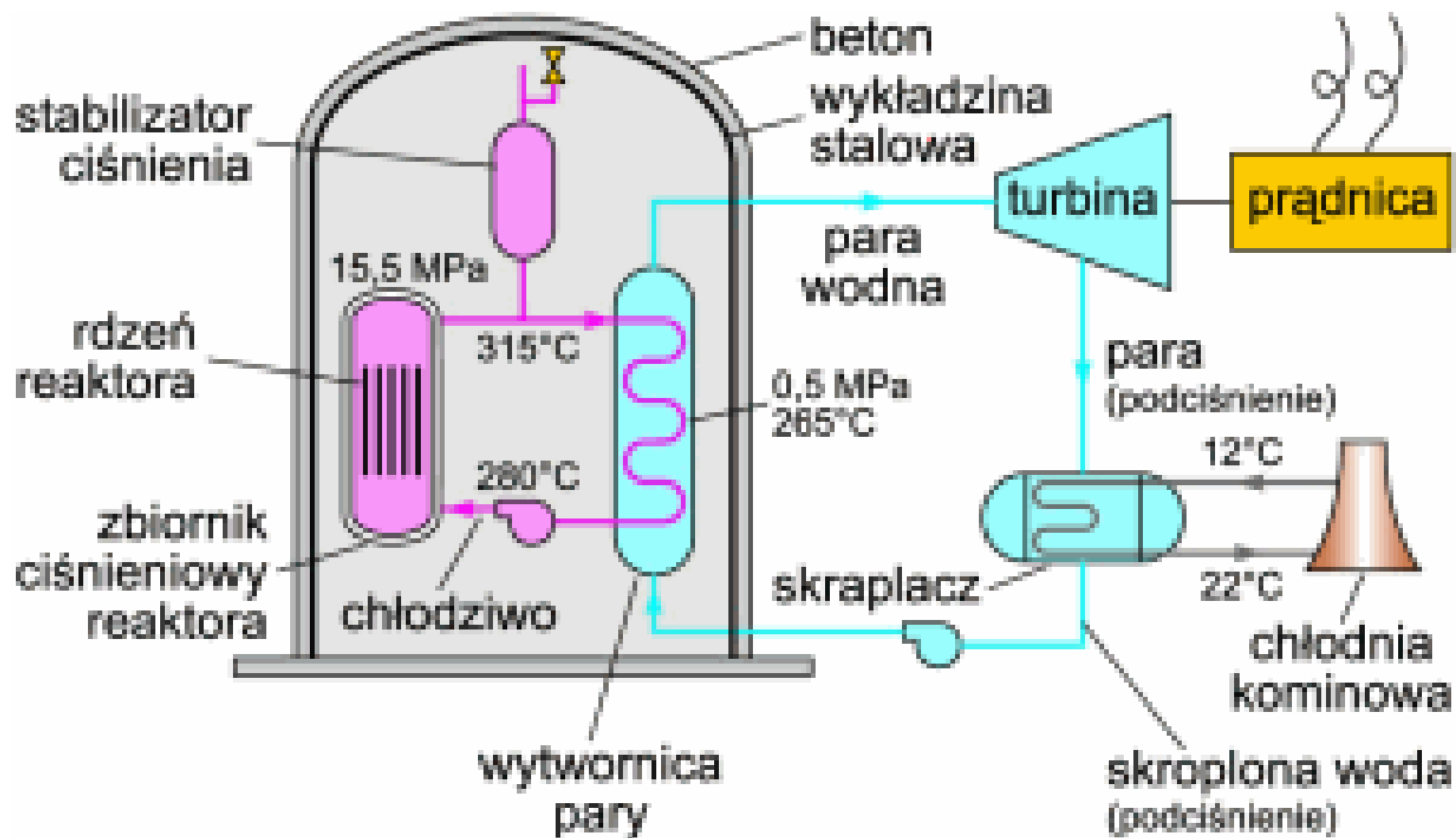
**Blok reaktora nr 4 w Czarnobylu
po wybuchu 28 kwietnia 1986 r.**

1 listopada 1952 roku na atolu Eniwetok na południowym Pacyfiku odbył się pierwszy w historii test bomby wodorowej. Rozpoczęła się era termojądrowa. Pierwsza eksplozja termojądrowa - "**Ivy Mike**" - miała miejsce na atolu Eniwetok 1 listopada 1952r. prawie kwadrans po godzinie siódmej. Jej siłę oszacowano na 10,4 Mt, czyli ponad 500 razy więcej niż bomb z Hiroszimy czy Nagasaki.









Elektrownia atomowa