

Elementy Fizyki Jądrowej cz.2

Dr Krystyna Wosińska

Wydział Fizyki PW

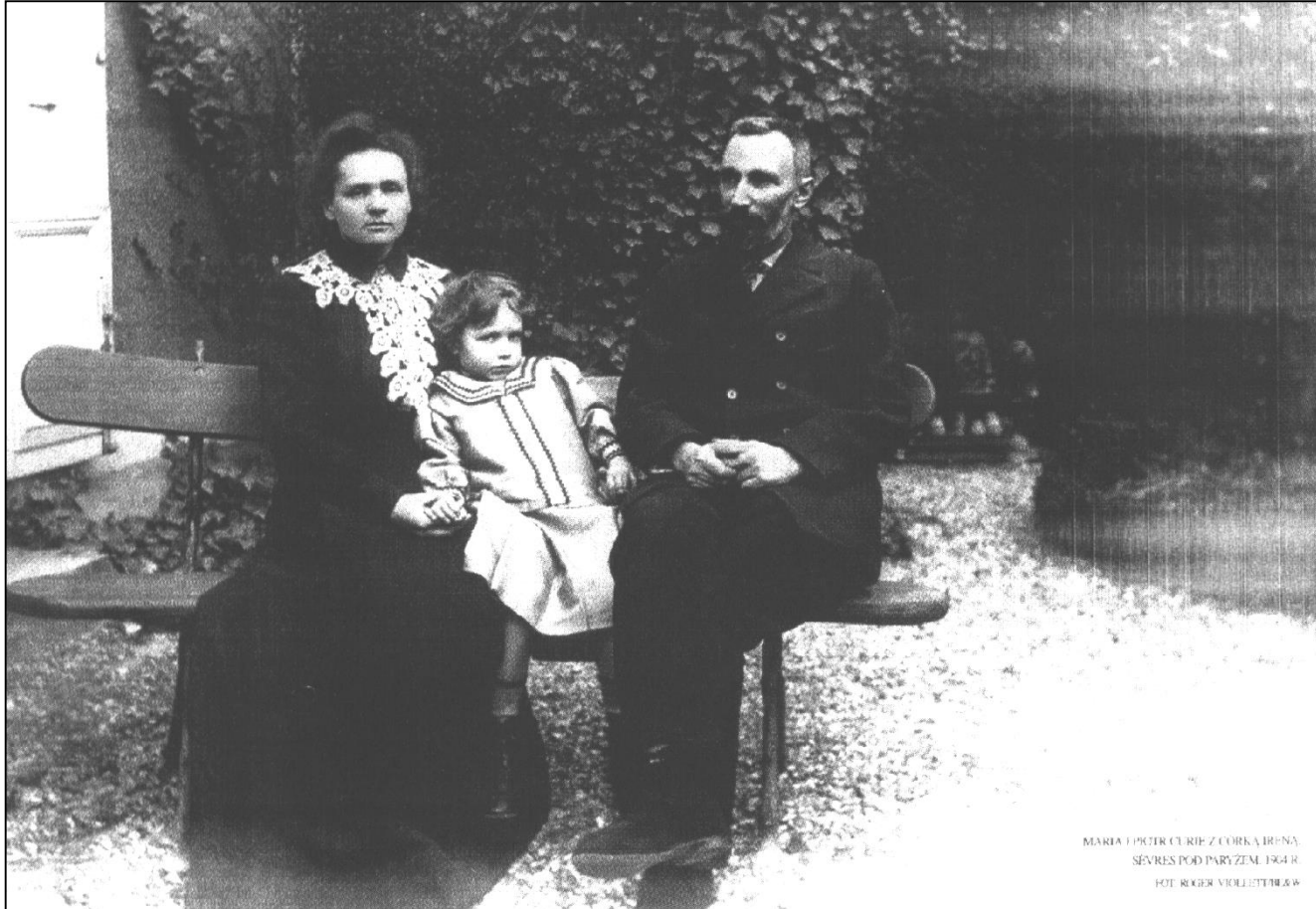
wosinska@if.pw.edu.pl

Literatura:

1. E.Skrzypczak, Z.Szeflinski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych, PWN*
2. B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski: *Zarys teorii jądra atomowego, PWN*
3. D.H. Perkins, *Wstęp do fizyki wysokich energii, PWN*

5. Promieniotwórczość

Troje noblistów



- 1903 – M. Skłodowska-Curie, P. Curie, H. Becquerel (promieniotwórczość)
- 1911 - M. Skłodowska-Curie (rad i polon)
- 1935 - Irena Joliot-Curie, F. Joliot (synteza nowych nuklidów promieniotwórczych)

Przemiany jądrowe



Przemiany jądrowe

- spontaniczne
- przypadkowe

Aktywność – liczba rozpadów na jednostkę czasu: $A = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{dN}{dt}$

jednostka - bekerel: $1 \text{ Bq} = \frac{1}{\text{s}}$

dawna jednostka – kiur (aktywność 1g Ra)

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{s}}$$

Prawo rozpadu

Proces statystyczny – zmiana (ubytek) jąder proporcjonalny do całkowitej liczby jąder N oraz do czasu Δt .

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t$$

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

$$\ln N = -\lambda t + \ln C \quad \longrightarrow \quad N(t) = C e^{-\lambda t}$$

Prawo rozpadu

warunki początkowe: $N(0) = N_0 \rightarrow C = N_0$

stała rozpadu

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

średni czas życia:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t N_0 e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} N_0 e^{-\lambda t} dt} = \frac{1}{\lambda}$$

Prawo rozpadu

Aktywność źródła:

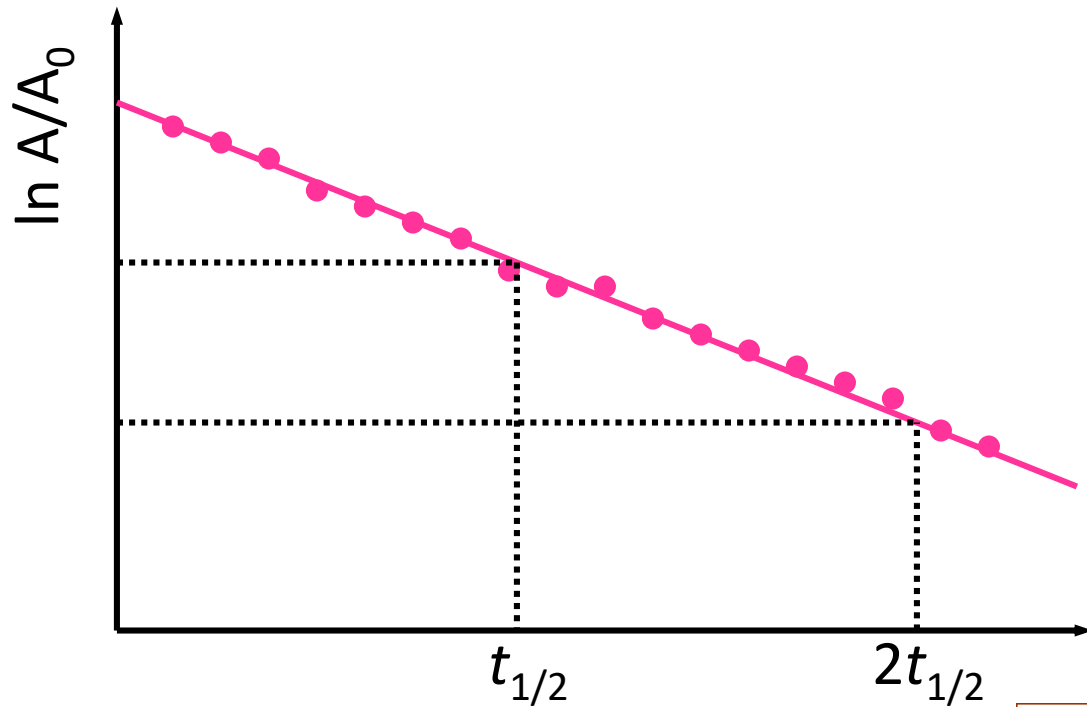
$$A = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t$$

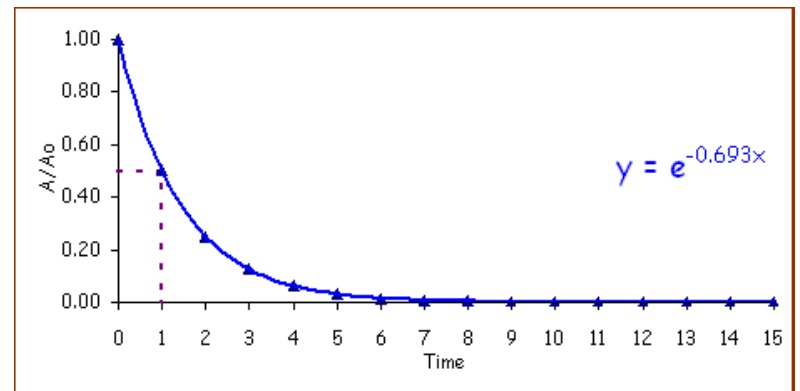
mierzymy
aktywność

$$\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) = -\lambda t$$

Pomiar stałej rozpadu



$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$$



Prawo rozpadu

Ile jąder się rozpadło?

$$N_0 - N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

Czas połowicznego zaniku:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \rightarrow T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot \tau$$

Przemiany jądrowe

Proces statystyczny – liczba jąder, które ulegną rozpadowi w czasie $T_{1/2}$ fluktuuje wokół wartości $N_0/2$

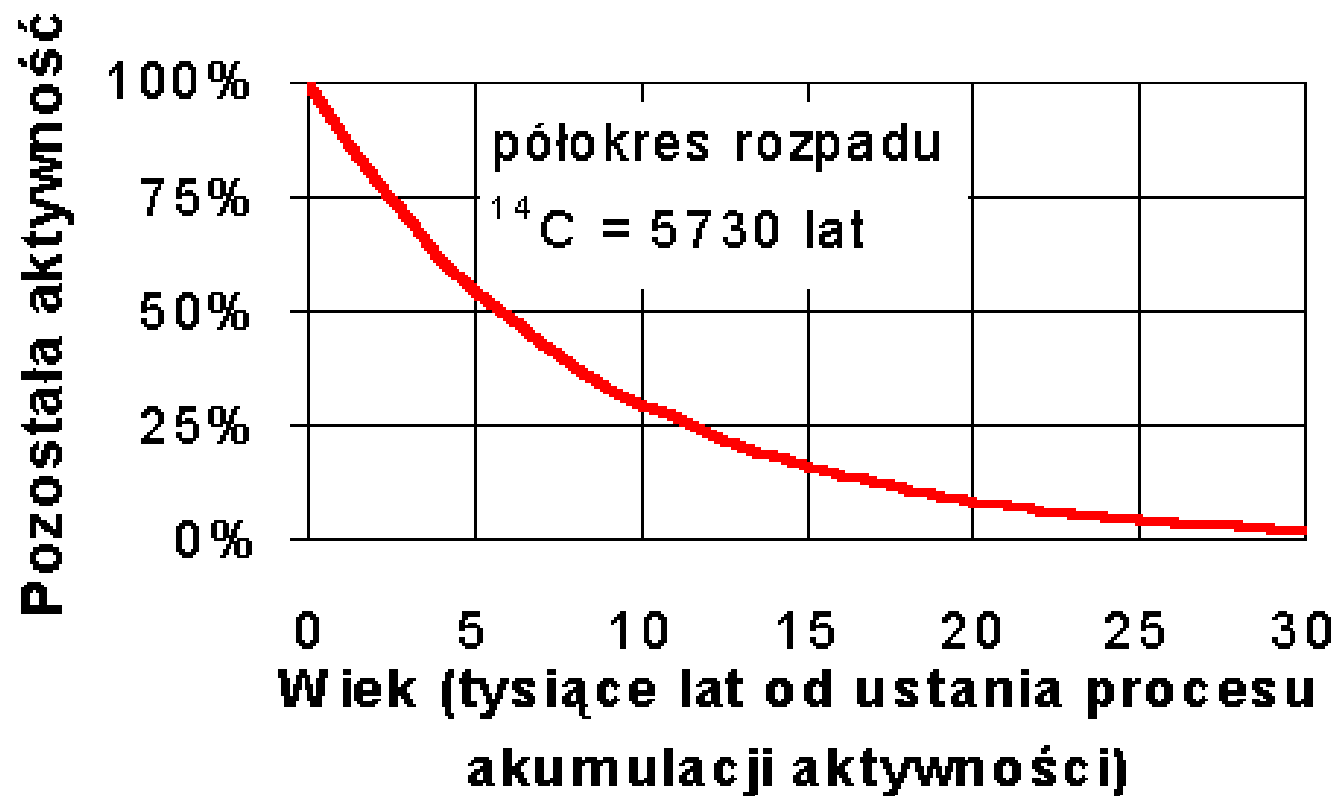
fluktuacje statystyczne

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

fluktuacje względne

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

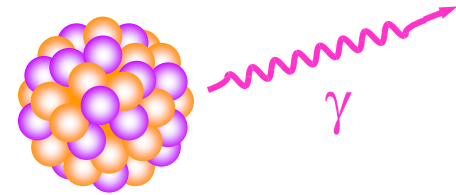
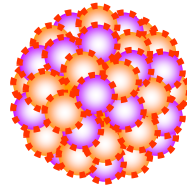
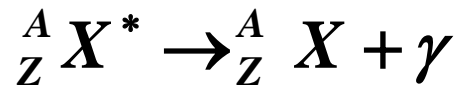
Datowanie promieniotwórcze



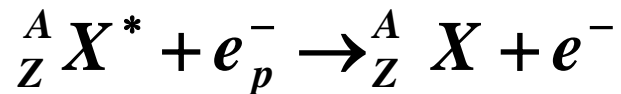
Przemiana γ

Jądro wzbudzone przechodzi do stanu podstawowego pozbywając się energii wzbudzenia.

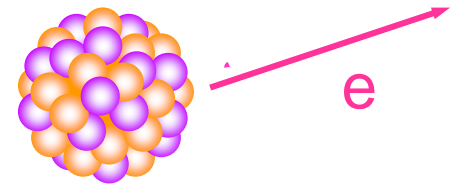
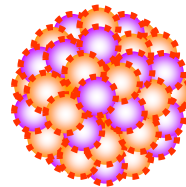
przemiana γ



wewnętrzna konwersja



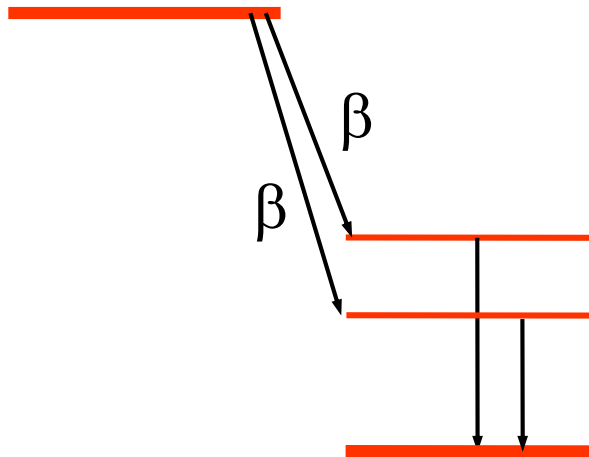
elektron orbitalny atomu



Przemiana γ

- przemiana γ jest procesem wtórnym – następuje po procesach prowadzących do wzbudzenia jądra (zderzenie, rozpad α lub β)

jądro macierzyste



- widmo energetyczne dyskretne:

$$h\nu = E_i - E_f$$

- energia: kilka, kilkanaście MeV

jądro pochodne

Przemiana γ

- czas życia stanu wzbudzonego: $\tau = 10^{-16} - 10^{-15} \text{ s}$
- izomeria jądrowa – bardzo długie czasy życia stanu wzbudzonego
- Procesem konkurencyjnym do emisji kwantu γ jest proces wewnętrznej konwersji – energia wzbudzenia jądra jest przekazywana bezpośrednio elektronowi z powłoki bliskiej jądra (K lub L) i elektron wylatuje z atomu.

współczynnik konwersji: $\longrightarrow \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_\gamma}$

Przemiana γ

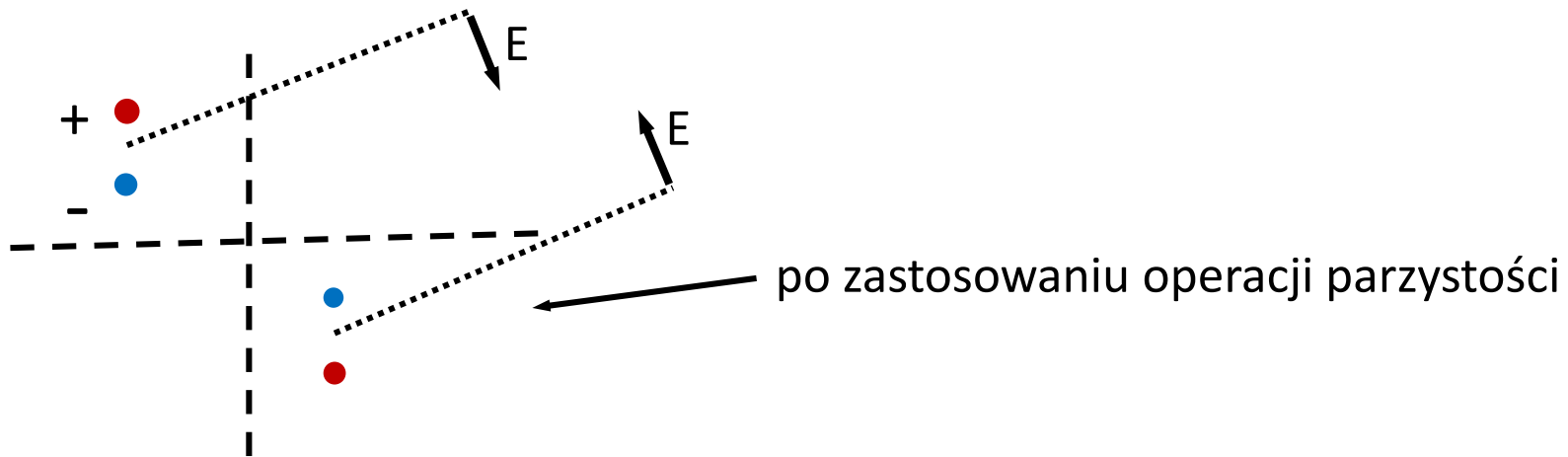
Pełny opis przejść radiacyjnych w jądrach daje elektrodynamika kwantowa.

Dla przejścia między dwoma stanami jądra o określonym spinie i parzystości: $J_1^{P_1} \rightarrow J_2^{P_2}$ musi być spełniona zasada zachowania momentu pędu i parzystości.

- spin kwanu gamma - $1 \hbar$
- zakaz przejścia $0 \rightarrow 0$

Całkowity moment pędu L unoszony przez kwant γ -multipolowość przejścia

Multipolowość – dipol elektryczny

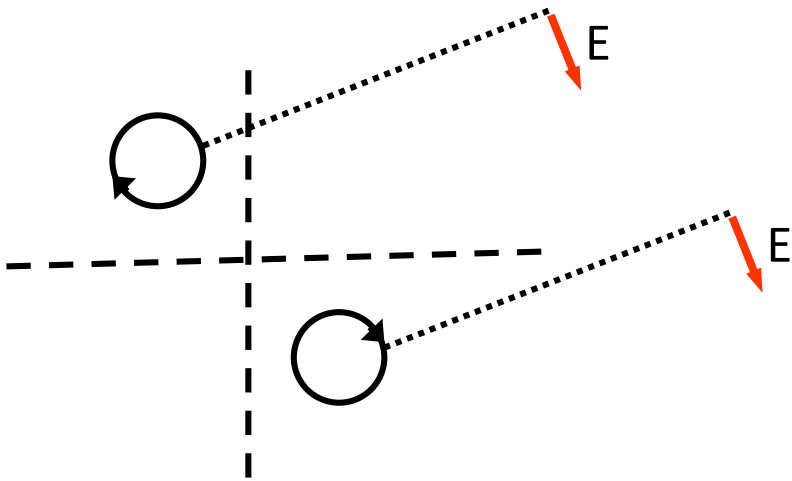


Parzystość jądra rozpadającego się równa iloczynowi parzystości produktów rozpadu.



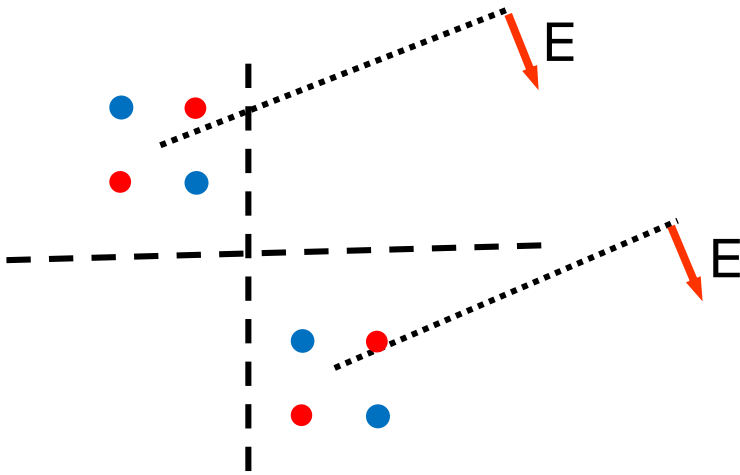
Elektryczne promieniowanie dipolowe (E1) zmienia parzystość stanu.

Multipolowość – dipol magnetyczny



Magnetyczne promieniowanie dipolowe (M1)
nie zmienia parzystości stanu.

Multipolowość – kwadrupol elektryczny



Elektryczne promieniowanie kwadrupolowe ($E2$)
nie zmienia parzystości stanu.

Multipolowość

ogólnie:
$$\frac{P_p}{P_k} = \begin{cases} (-1)^L & \text{przejście E} \\ (-1)^{L+1} & \text{przejście M} \end{cases}$$

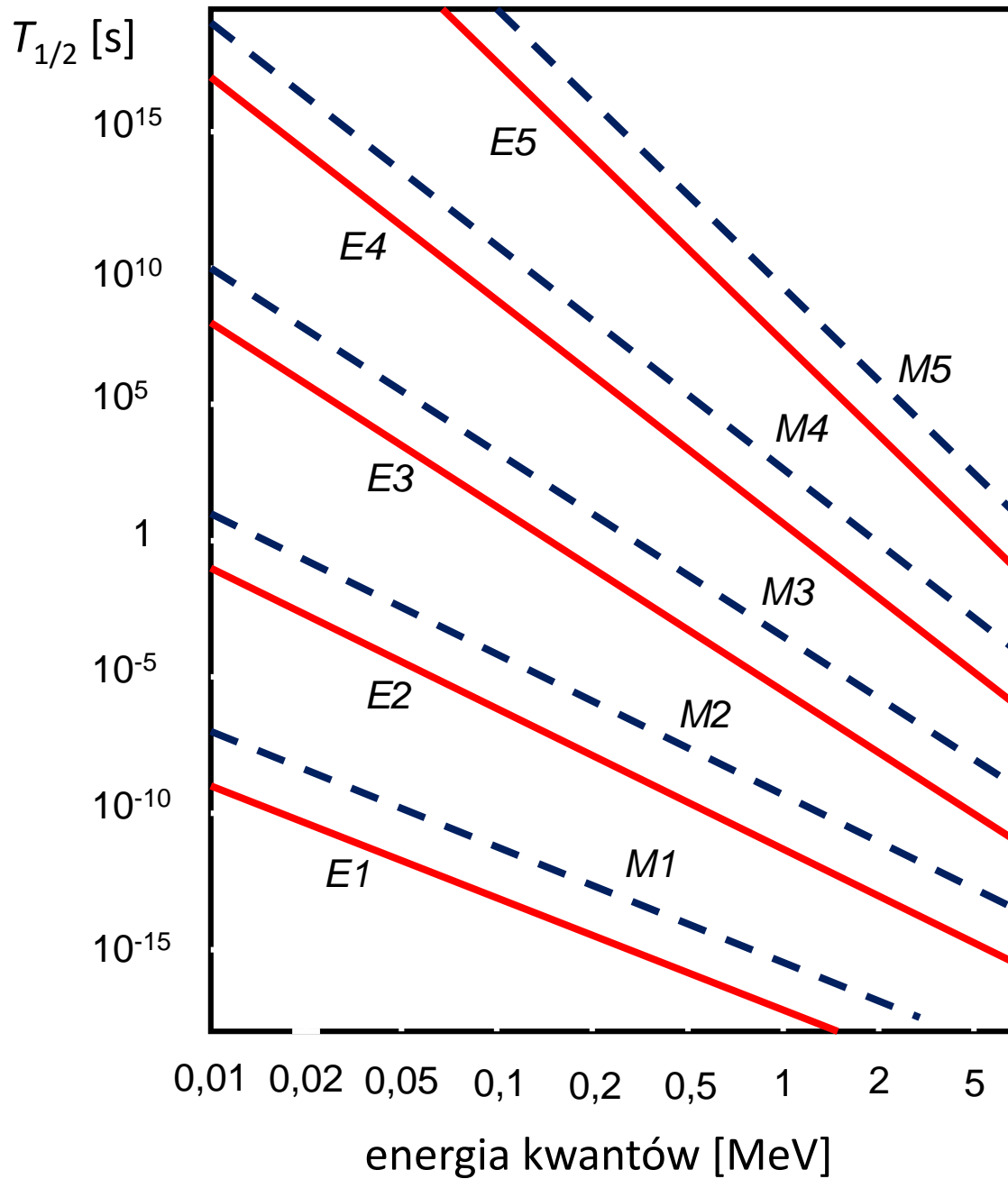
zmienia parzystość: E1, M2, E3,...itd.

Zasada zachowania całkowitego momentu pędu:

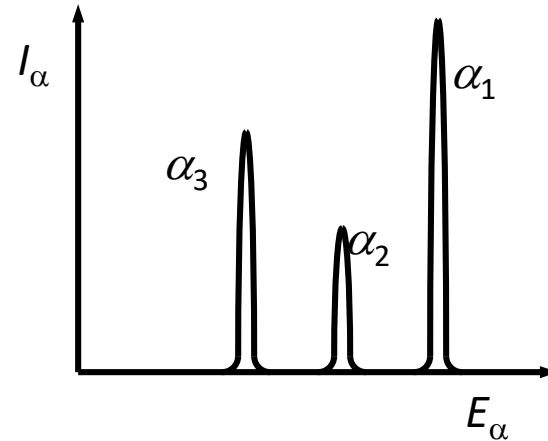
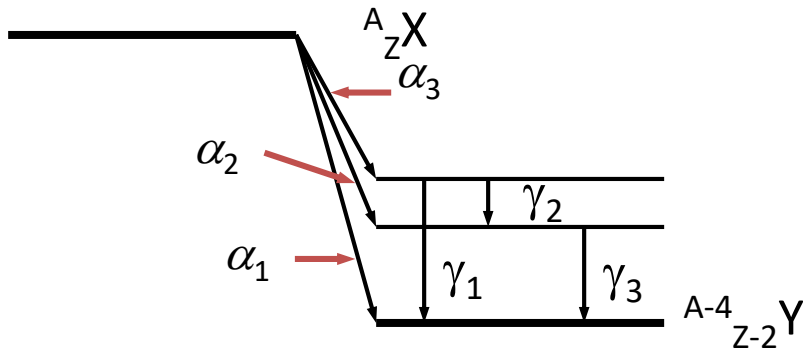
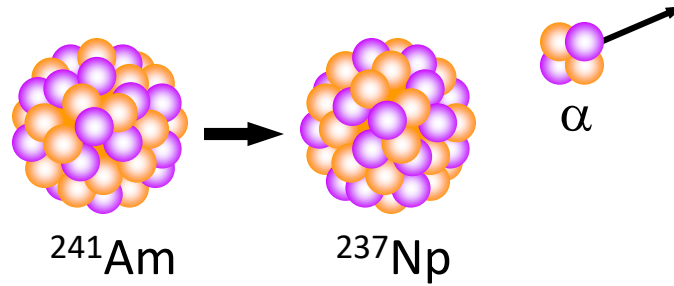
$$\vec{J}_p - \vec{J}_k = \vec{L}$$

$$|\mathbf{J}_p - \mathbf{J}_k| \leq L \leq \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_k$$

dla danych spinów jądra J_p i J_k dopuszczone są tylko pewne wartości połowoci przejść radiacyjnych



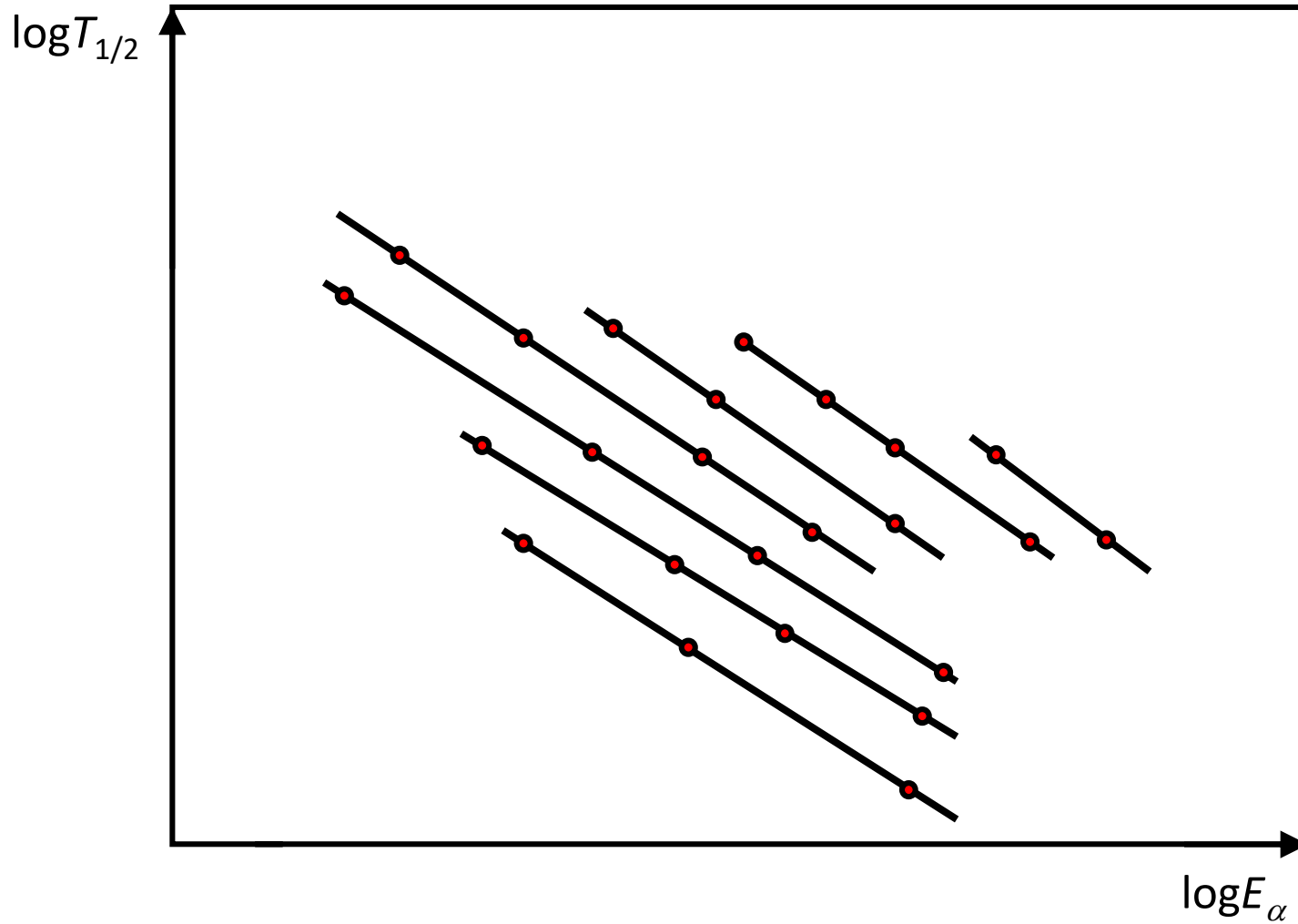
Rozpad α



parcjalne czasy życia:

$$\lambda = \sum \lambda_i \quad 1/\tau = \sum 1/\tau_i$$

Rozpad α

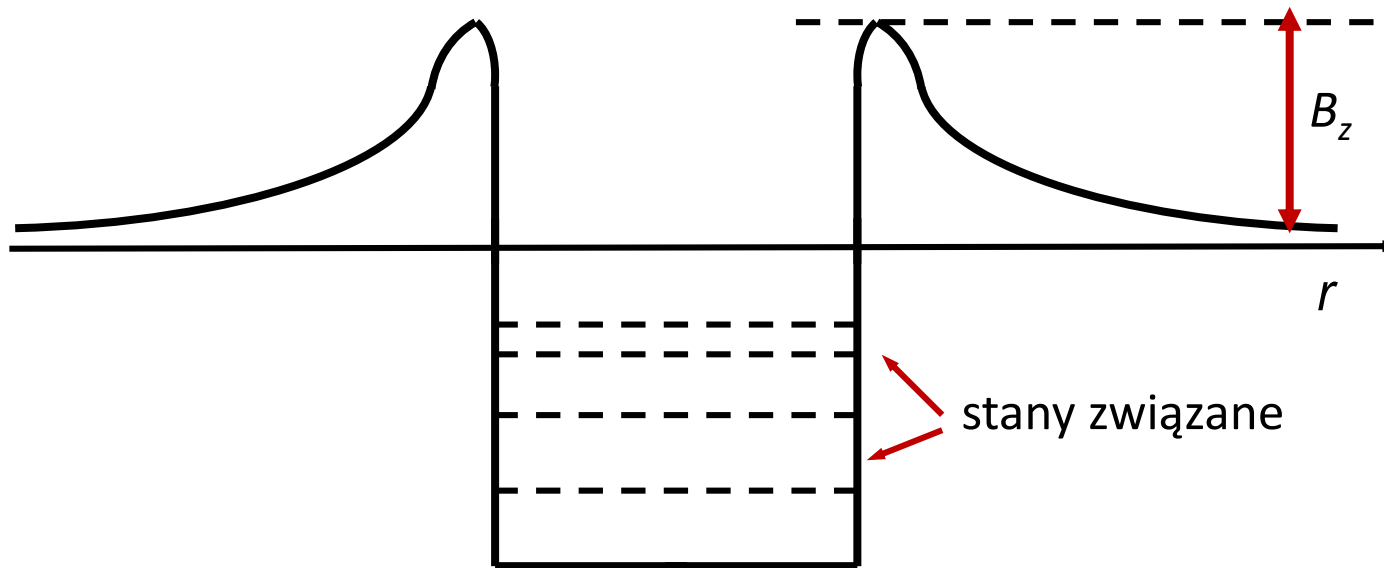


Korelacja między czasami życia a energiami cząstek α

Rozpad α

energie cząstek α : < 10 MeV

czasy życia: od 10^{-6} s do 10^{17} s



$$B_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Zze^2}{r_0 A^{1/3}}$$

ze – ładunek emitowanej cząstki

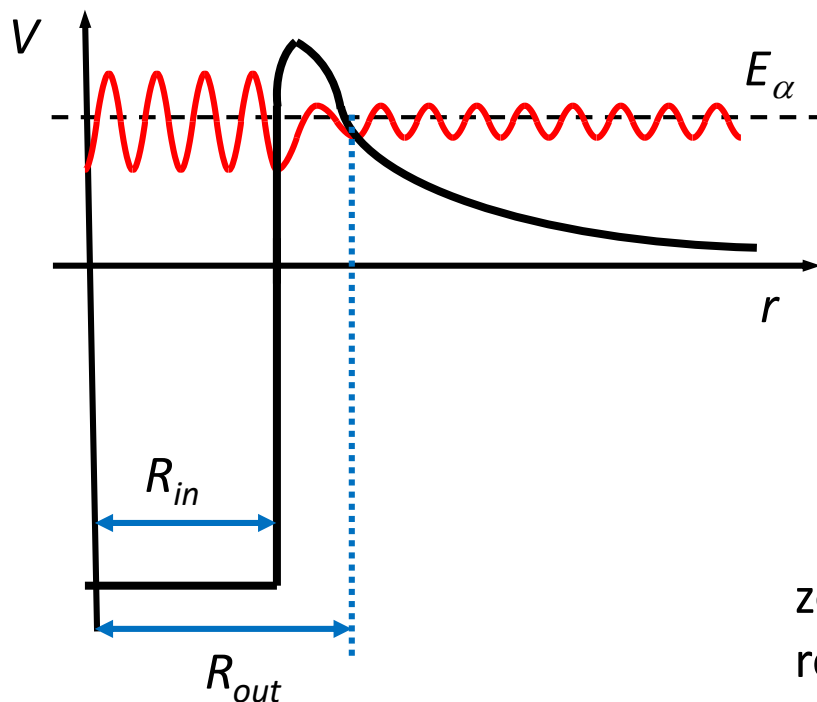
Dla cięższych jąder i cząstek α wysokość bariery ponad 20 MeV.

Klasyczny opis – emisja cząstki α niemożliwa!

Rozpad α

G. Gamov (1904 – 1968) – opis kwantowy:

- cząstka α istnieje wewnątrz studni potencjału
- cząstka α opisywana funkcją falową może przenikać barierę potencjału w zjawisku tunelowania



prawdopodobieństwo emisji:

$$P \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{R_{in}}^{R_{out}} \sqrt{2m(V - E_\alpha)} dr\right)$$

ze wzrostem E_α maleje wykładnik – silnie rośnie prawdopodobieństwo

Rozpad α

- monoenergetyczne, $E_\alpha \in (4 - 9) \text{ MeV}$
- szeroki zakres czasów, $t_{1/2} \in (10^{-7} \text{ s}, 10^{10} \text{ lat})$
- ciężkie jądra, $Z > 82$
- cząstki α są słabo przenikliwe
- moment pędu cząstki α : $|J_p - J_k| \leq J_\alpha \leq J_p + J_k$
- parzystość: $P_p / P_k = (-1)^{J_\alpha}$

Rozpad α

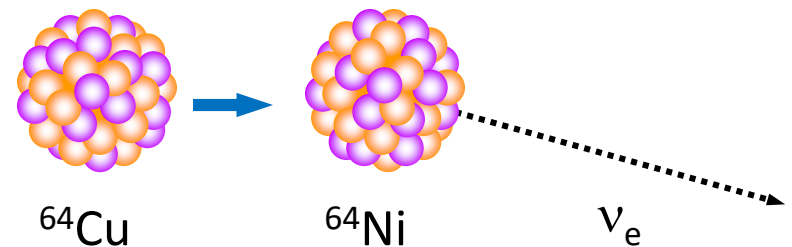
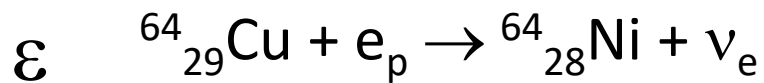
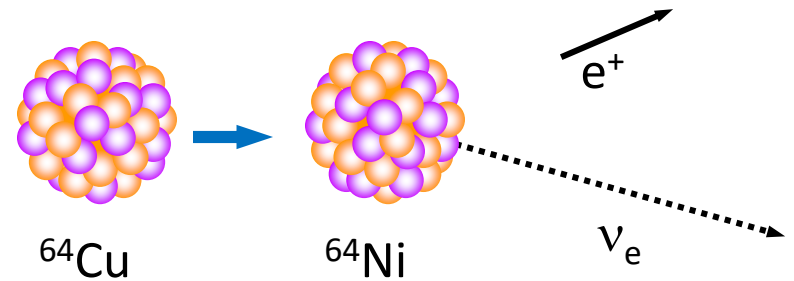
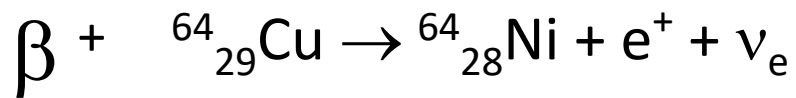
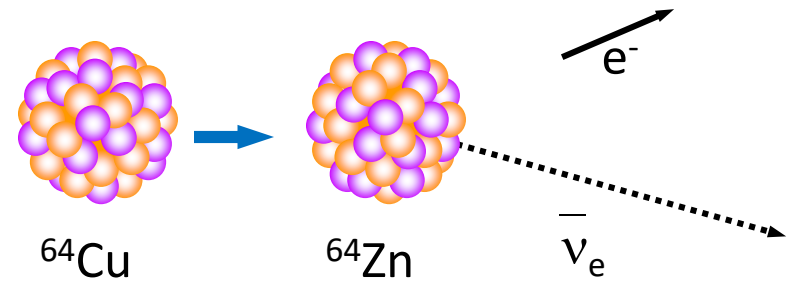
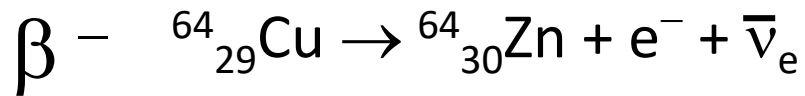
rozpad w spoczynku: $\mathbf{p}_\alpha = \mathbf{p}_j$

$$E_j = \frac{p_j^2}{2(m_j - m_\alpha)} = \frac{p_\alpha^2}{2(m_j - m_\alpha)} \qquad E_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha}$$

$$\frac{E_\alpha}{E_j} = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} \cdot \frac{2(m_j - m_\alpha)}{p_\alpha^2} = \frac{(m_j - m_\alpha)}{m_\alpha} \geq 20$$

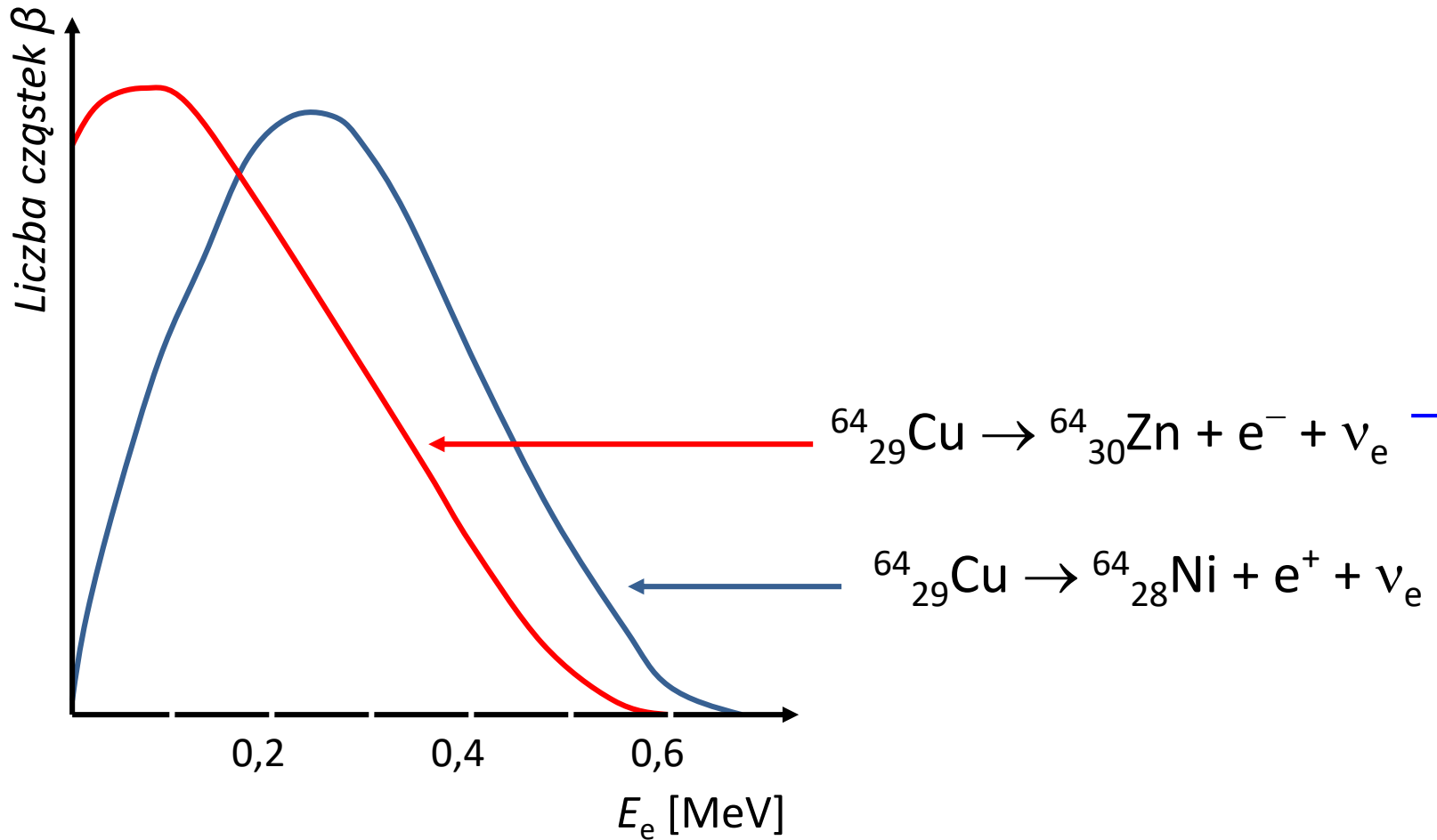
~ 98% energii unosi cząstka α

Rozpad β



wychwył elektronu

Widma beta



Neutrino

Trzecia cząstka, neutralna, o bardzo małej (zerowej?) masie

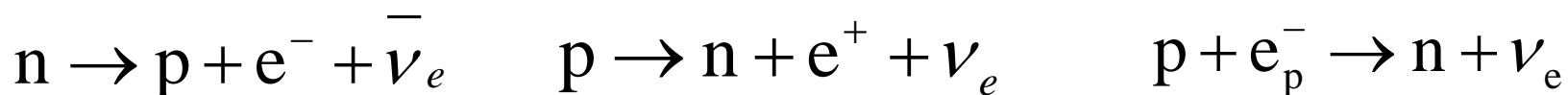
- nie gamma, bo spin połówkowy, np. : $n \rightarrow p + e^- + ?$

+ liczba leptonowa

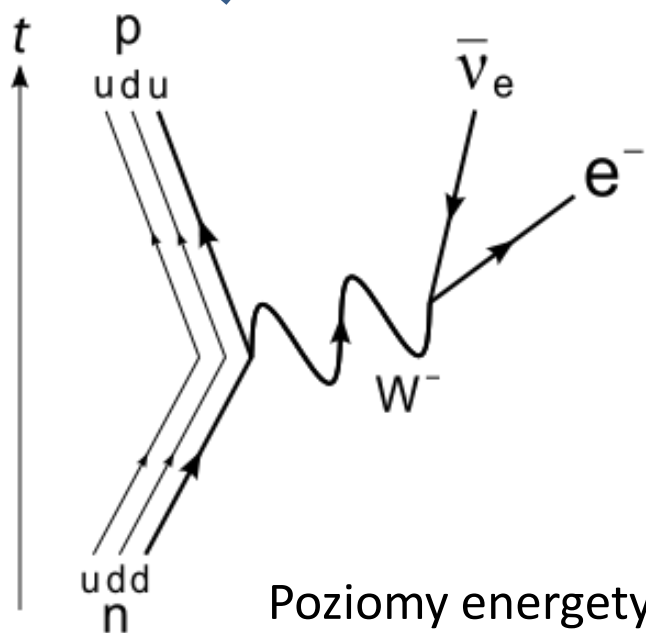
Hipoteza neutrino: *W. Pauli* (1932), $m = 0$, $J = \frac{1}{2} h/2\pi$

Neutrino odkryte w 1957 r.

Rozpad β

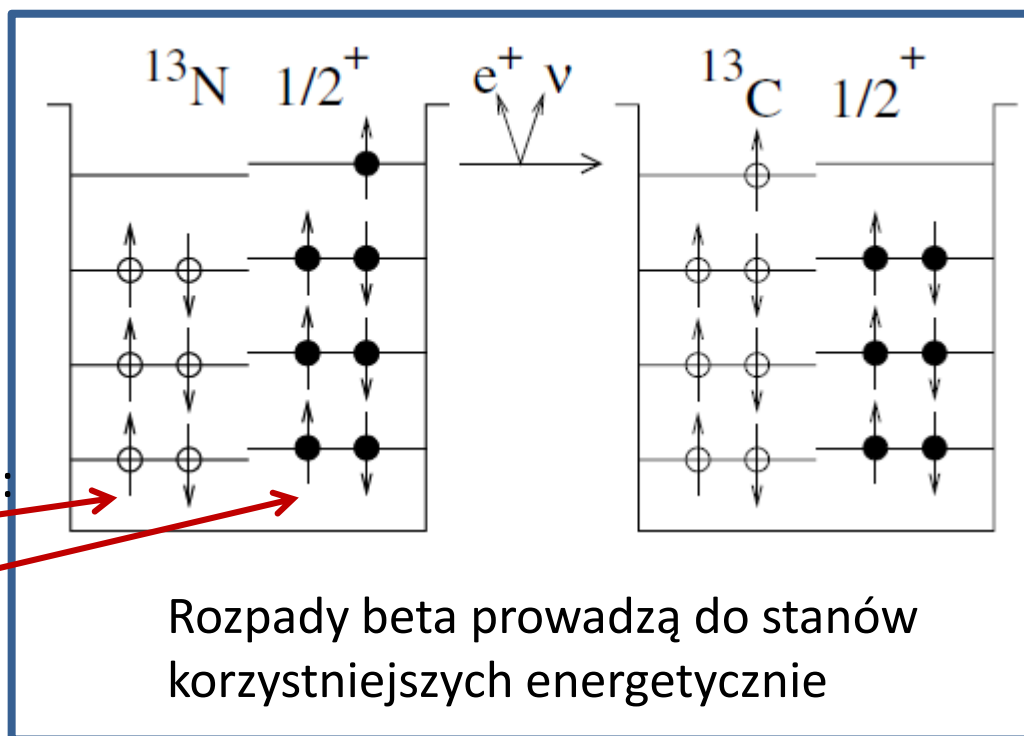


↓ Oddziaływanie na poziomie kwarków



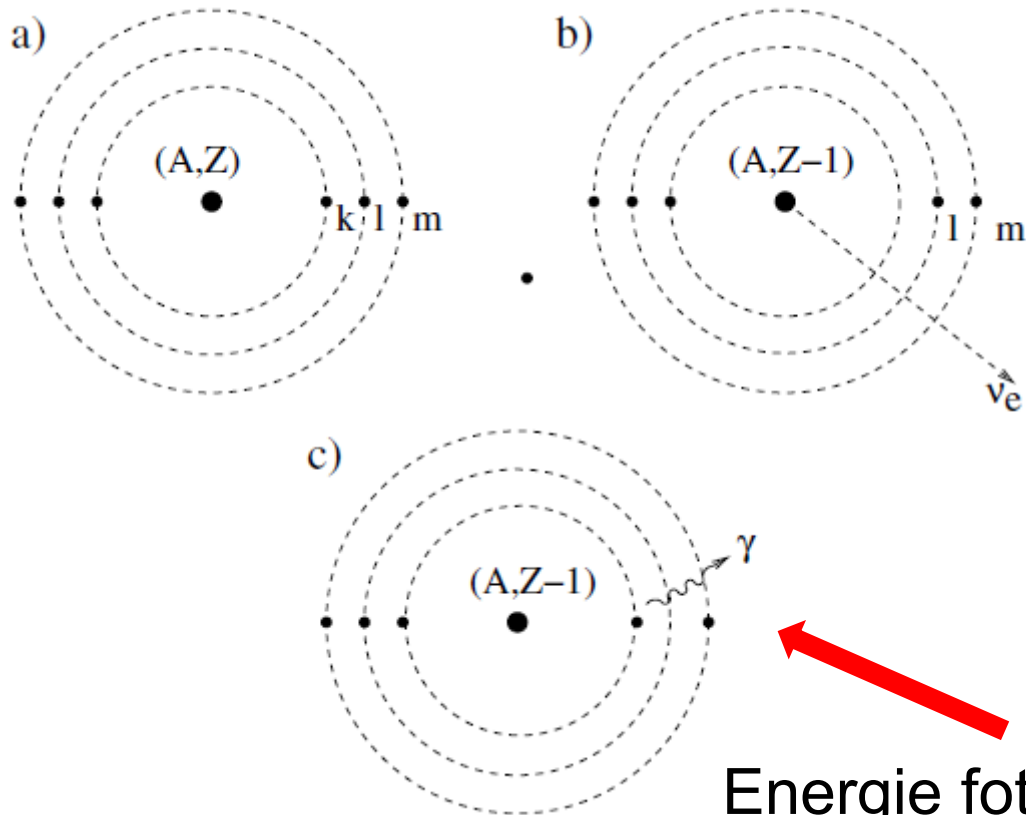
Poziomy energetyczne:

- neutronów
- protonów



Rozpady beta prowadzą do stanów korzystniejszych energetycznie

Wychwyty k (elektronu z powłoki k)

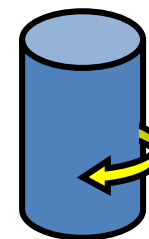
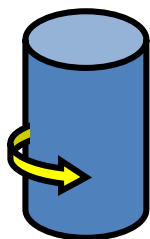


Energie fotonów \sim keV
(promienie X)

Niezachowanie parzystości

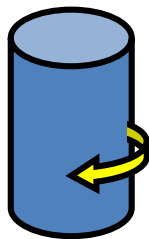
Parzystość jest zachowana, jeśli nie można odróżnić laboratorium od jego lustrzanego odbicia.

Niezachowanie parzystości

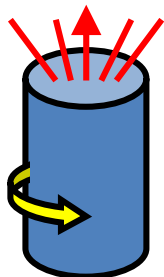


odbicie
lustrzane

„do góry
nogami”

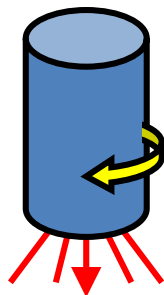


Lustrzana symetria zachowana



odbicie
lustrzane

„do góry
nogami”

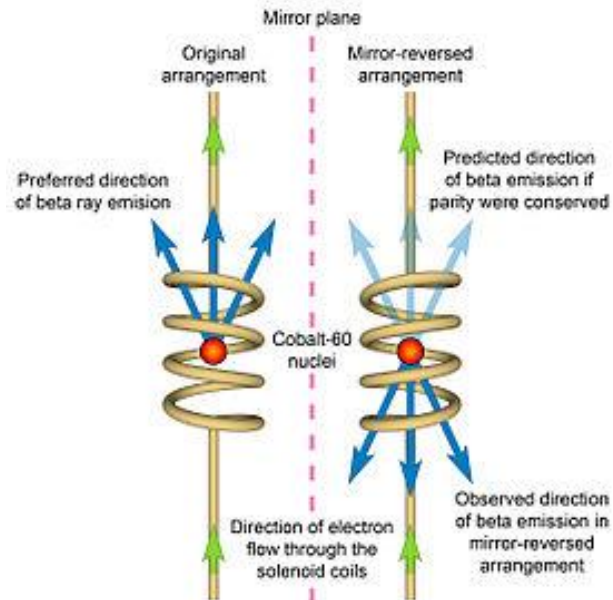
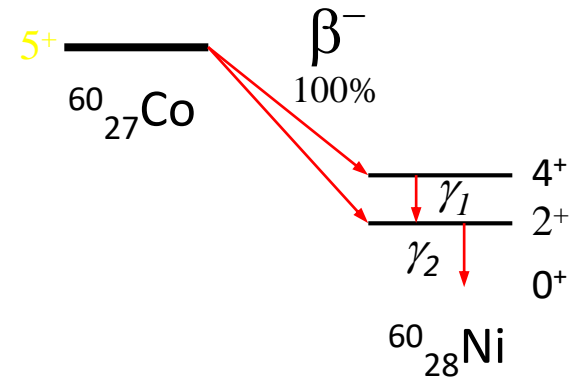
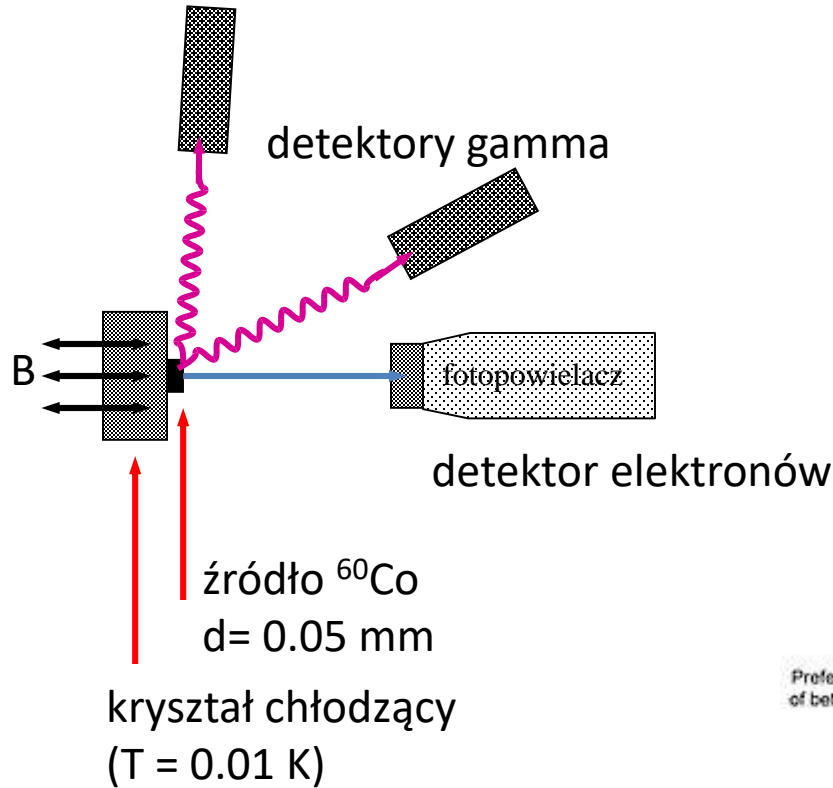


Lustrzana symetria nie jest zachowana

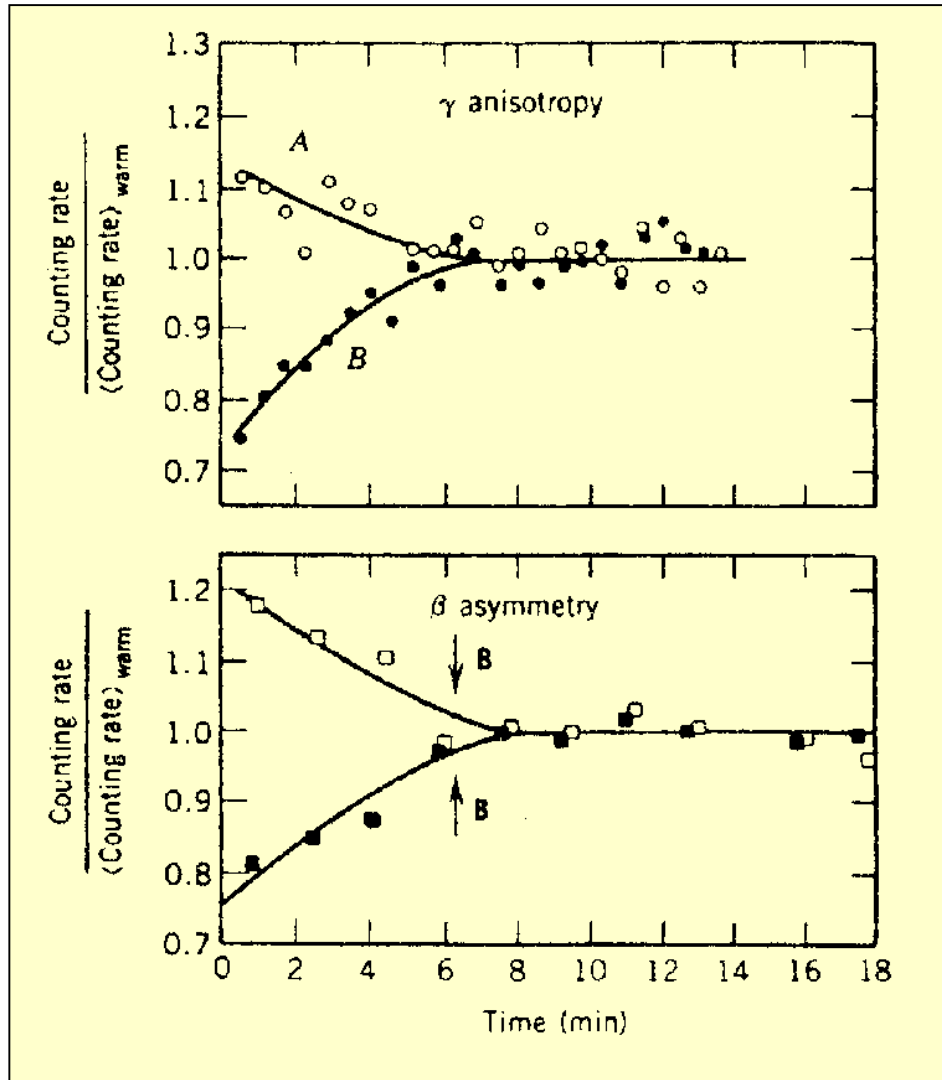
Niezachowanie parzystości

- *T.D.Lee, C.N.Yang*: nie ma podstaw przyjmowania zasady zachowania parzystości w procesach słabych.
- doświadczenie C.S.Wu (1957): ${}^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni} + e^{-} + \tilde{\nu}_e$
- stan podstawowy kobaltu $J^P = 5^+$, łatwo spolaryzować.
- $\hat{P} \Psi(r, \vartheta, \varphi) = \Psi(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)$
- zachowanie parzystości $\Rightarrow |\Psi(r, \vartheta, \varphi)|^2 = |\Psi(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)|^2$
- jeśli prawdopodobieństwo emisji elektronów $f(\vartheta) = f(\pi - \vartheta)$ to zachowana parzystość.

Eksperyment C.S.Wu



Wyniki eksperymentu

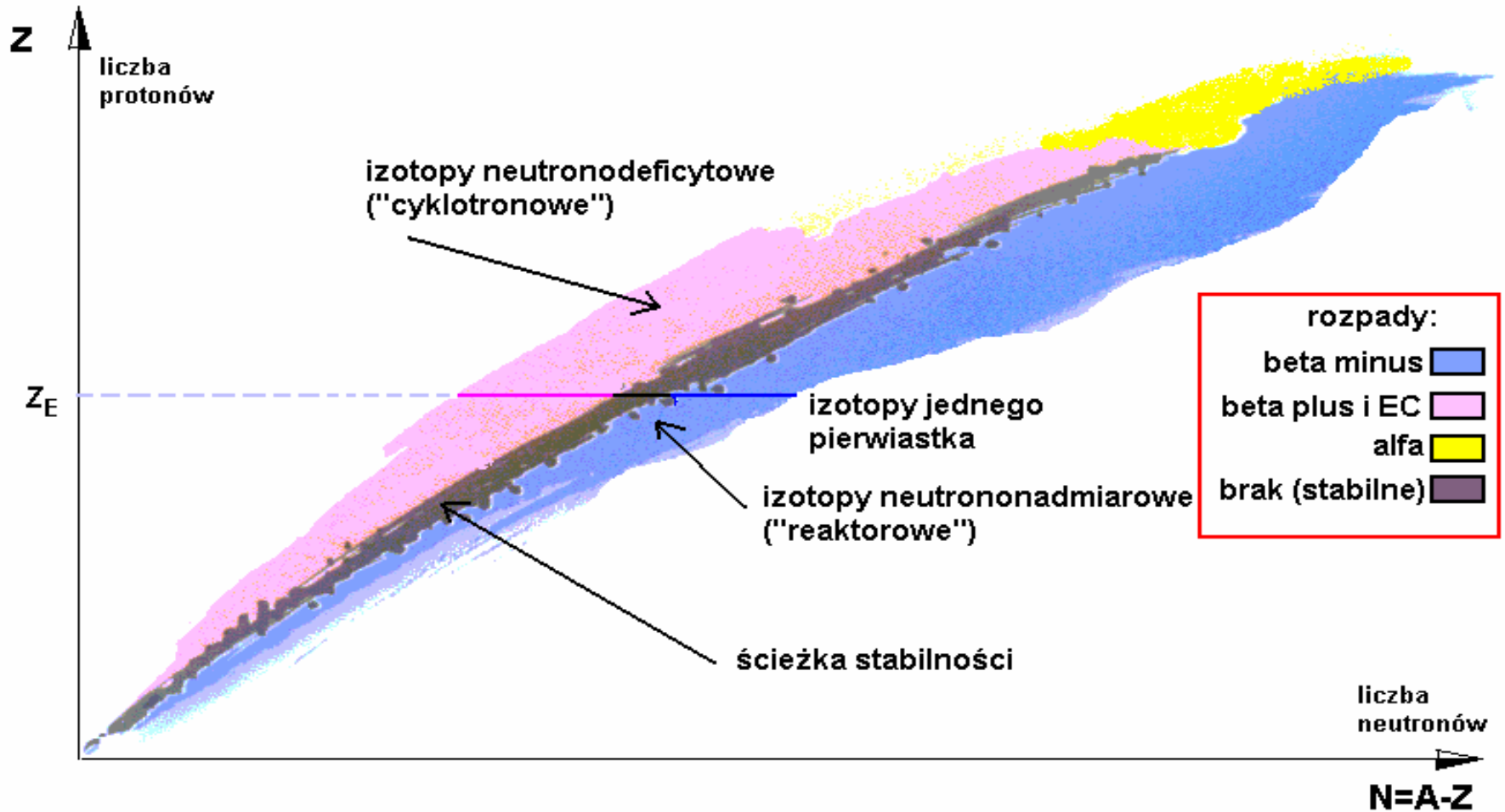


Wyniki dla różnej orientacji
poła magnetycznego

W rozpadach beta parzystość
nie musi być zachowana



Typy rozpadów



Naturalne pierwiastki promieniotwórcze

Izotop	$T_{1/2}$ [lata]
^{235}U	$7 \cdot 10^8$
^{238}U	$4.47 \cdot 10^9$
^{232}Th	$1.4 \cdot 10^{10}$
^{176}Lu	$3.6 \cdot 10^{10}$
^{187}Re	$4.3 \cdot 10^{10}$
^{87}Rb	$4.9 \cdot 10^{10}$
^{138}La	$1 \cdot 10^{11}$
^{147}Sm	$1.05 \cdot 10^{11}$
^{190}Pt	$6.9 \cdot 10^{11}$



Początek trzech naturalnych szeregów promieniotwórczych

Początek czwartego szeregu: ^{237}Np
($T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6 < \text{wiek Ziemi}$)
- nie występuje naturalnie

4 szeregi, bo tylko rozpad α zmienia liczbę nukleonów (zmiana o 4 nukleony)

Szeregi promieniotwórcze

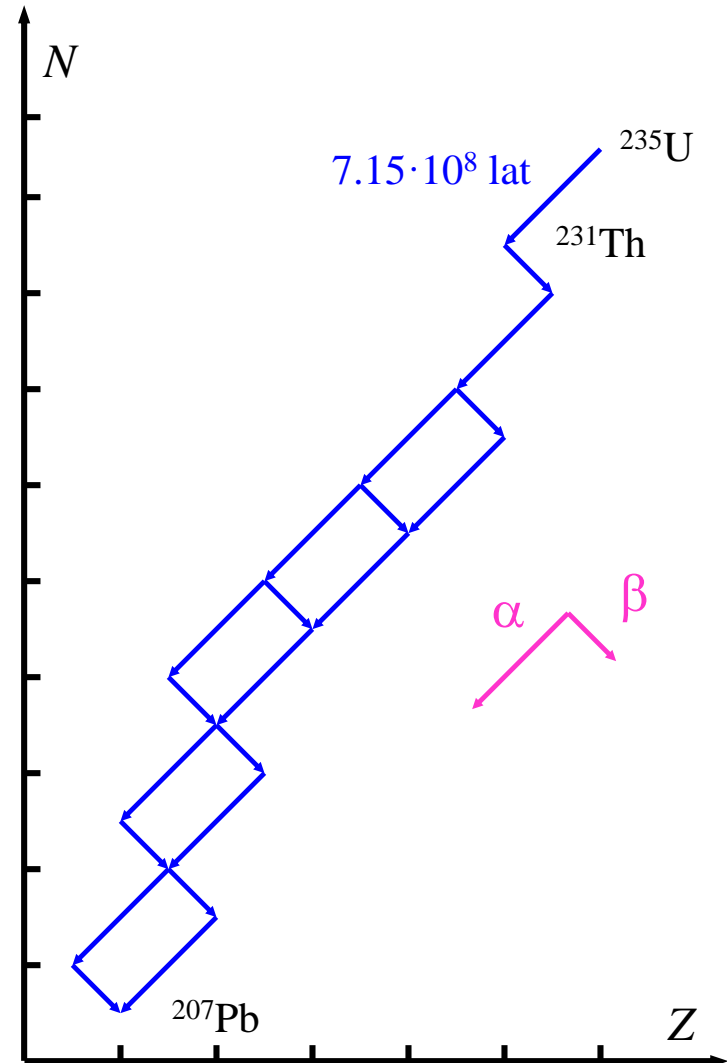
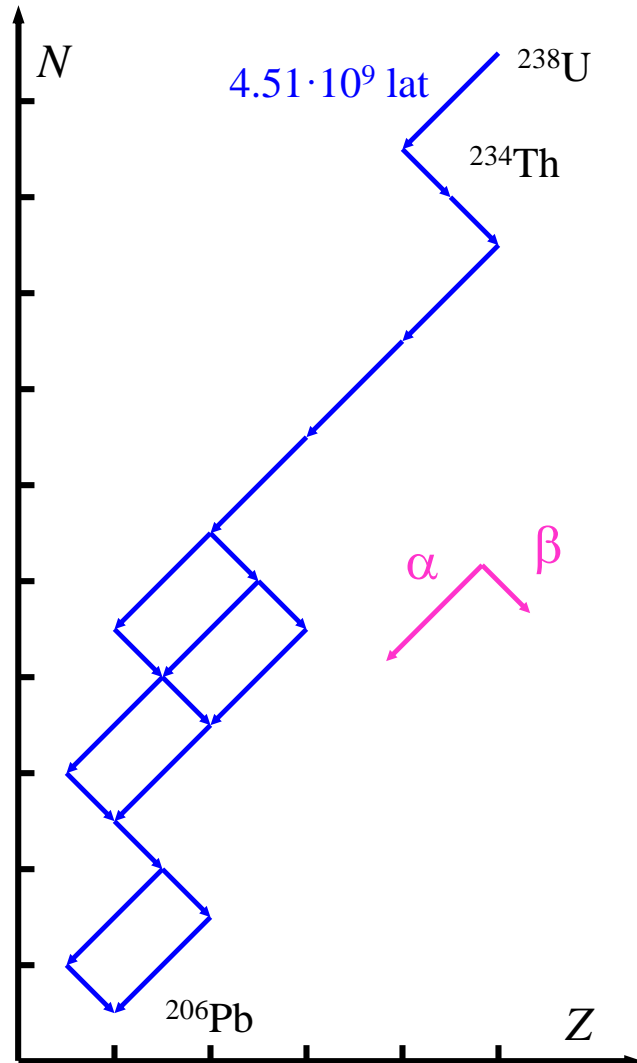
$A = 4n + m$ liczba masowa pierwiastków w szeregu

n – liczba całkowita

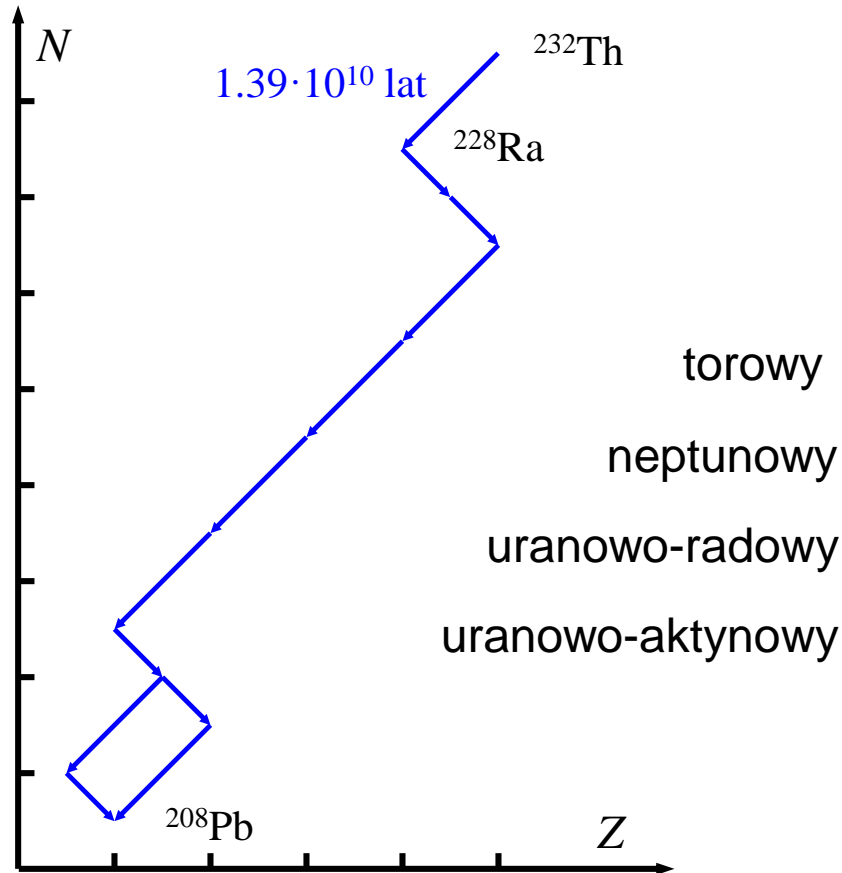
m – charakteryzuje szereg: $m = 0, 1, 2, 3$

Liczba masowa	Szereg	Nuklid początkowy	n początkowe	n końcowe	$T_{1/2}$ [lata]	Nuklid końcowy
$4n$	torowy	${}^{232}_{90}\text{Th}$	58	52	$1.33 \cdot 10^{10}$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$
$4n + 1$	neptunowy	${}^{237}_{93}\text{Np}$	59	52	$2.20 \cdot 10^6$	${}^{209}_{83}\text{Bi}$
$4n + 2$	uranowo-radowy	${}^{238}_{92}\text{U}$	59	51	$4.51 \cdot 10^9$	${}^{206}_{82}\text{Pb}$
$4n + 3$	aktyno-uranowy	${}^{235}_{92}\text{U}$	58	51	$7.15 \cdot 10^8$	${}^{207}_{82}\text{Pb}$

Szeregi promieniotwórcze

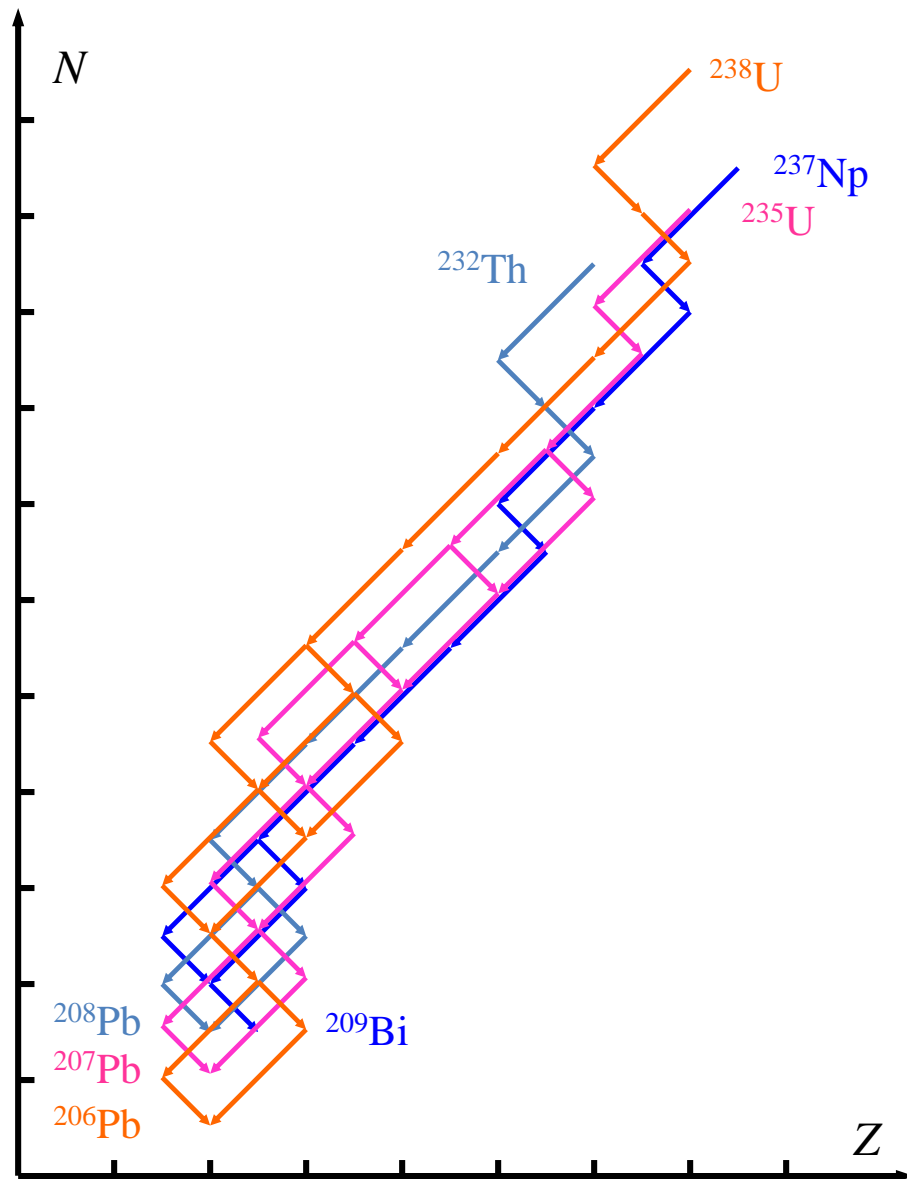
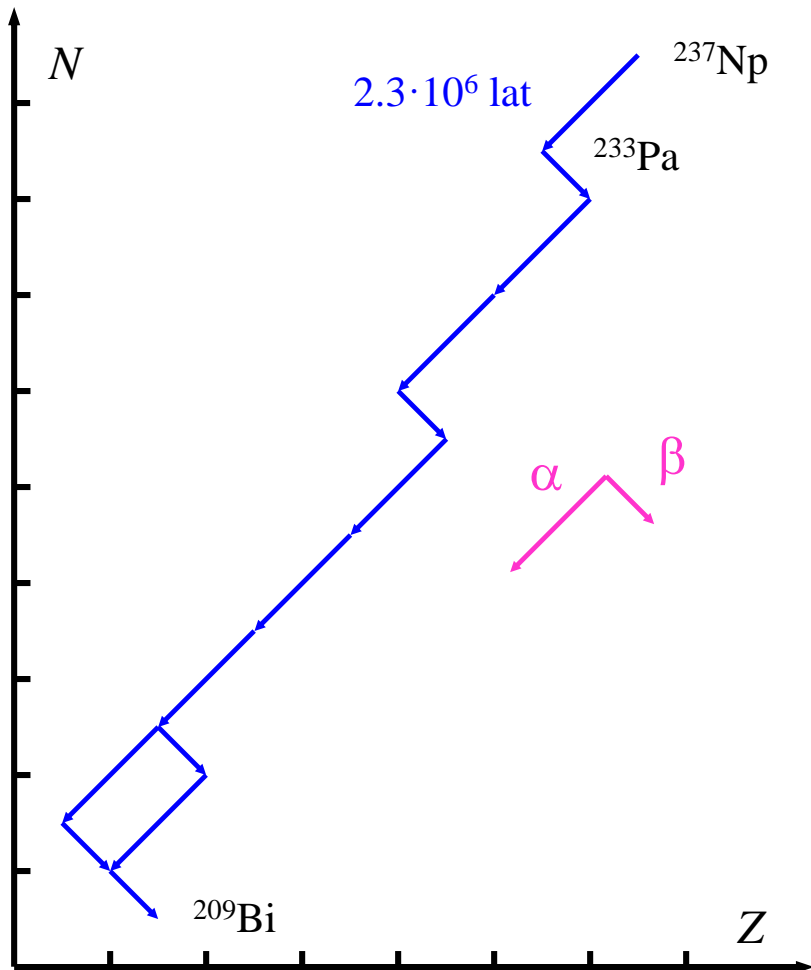


Szeregi promieniotwórcze



jądro pocz.	A	$t_{1/2}$	jądro końc.
$^{232}_{90}\text{Th}$	$4n$	$1.39 \cdot 10^{10}$	$^{208}_{82}\text{Pb}$
$^{237}_{93}\text{Np}$	$4n+1$	$2.20 \cdot 10^6$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
$^{238}_{92}\text{U}$	$4n+2$	$4.51 \cdot 10^9$	$^{206}_{82}\text{Pb}$
$^{235}_{92}\text{U}$	$4n+3$	$7.15 \cdot 10^8$	$^{207}_{82}\text{Pb}$

Szeregi promieniotwórcze



Równowaga dynamiczna

powstawanie jąder N_i

rozpad jąder N_i

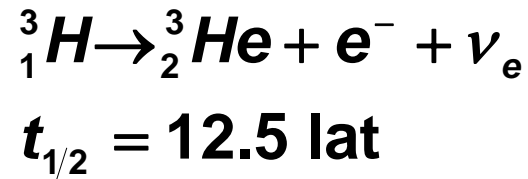
$$\frac{dN_i}{dt} = N_{i-1}\lambda_{i-1} - N_i\lambda_i$$

warunki pocz. $N_1(0) = N$
 $N_{i>1}(0) = 0$

$$\frac{dN_i}{dt} = \mathbf{const} \quad (\text{równowaga wiekowa gdy } t \rightarrow \infty)$$

ustalone aktywności kolejnych członów łańcucha

najlżejsze radioaktywne jądro:



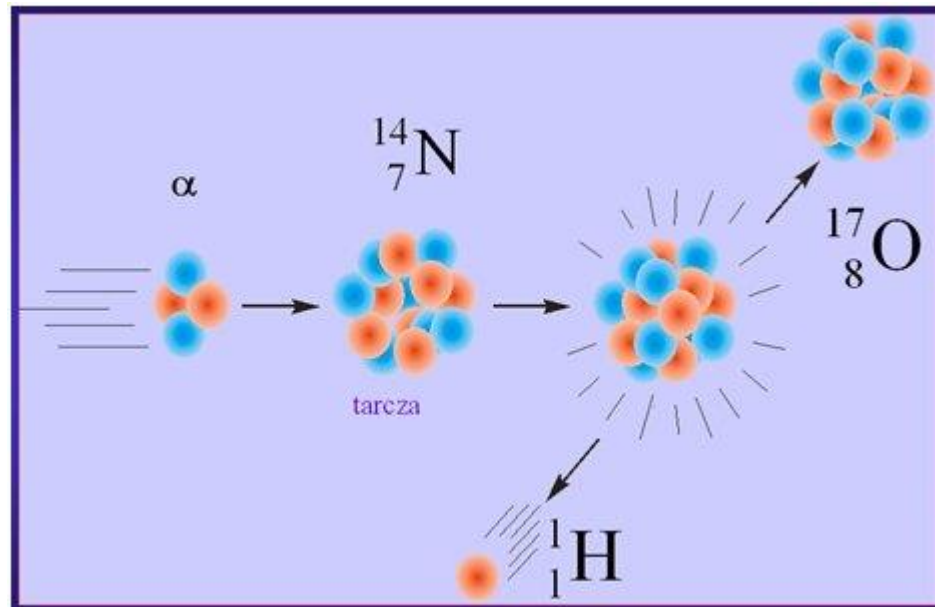
6. Reakcje jądrowe

Reakcje jądrowe

Reakcja jądrowa – oddziaływania dwóch obiektów, z których przynajmniej jeden jest jądrem.

W wyniku reakcji jądrowych powstają:

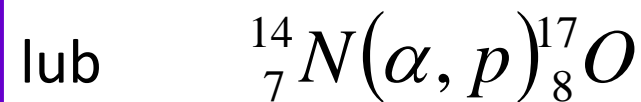
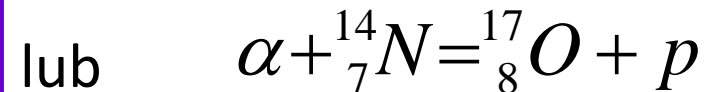
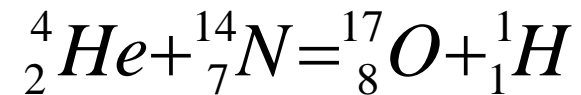
- Nowe jądra
- Jądra w innym stanie niż początkowe



transmutacja – zamiana jednego jądra na inne

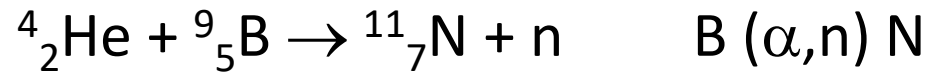
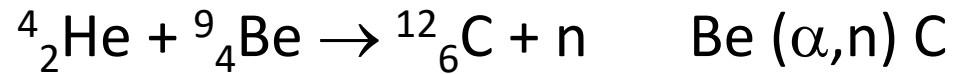
Pierwsza zaobserwowana reakcja jądrowa (Rutherford, 1919)

Zapisujemy:



„Historyczne” reakcje jądrowe

1932 Chadwick: odkrycie neutronu

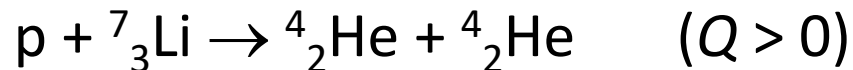


Źródło neutronów - sproszkowana mieszanina radu i berylu

Ra-Be:



1932 r. protony z akceleratora Cocrofta-Waltona



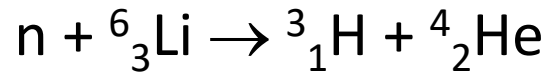
Bariera kulombowska – potrzebna niezerowa energia pocisku

Reakcje syntezy

deuter



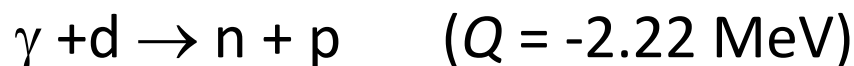
tryt



wysokoenergetyczne neutrony (ok. 14 MeV)

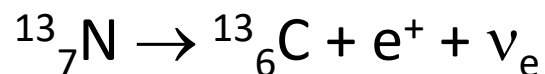
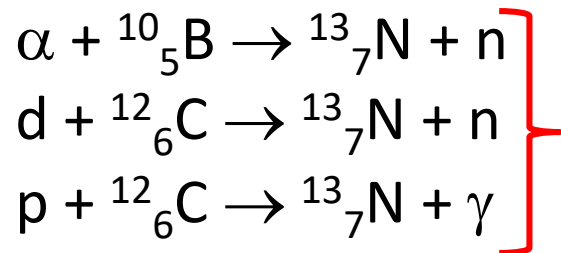
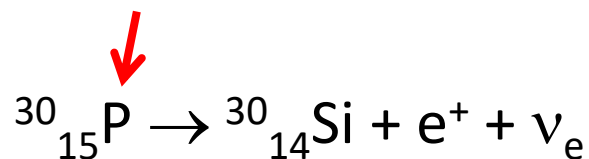
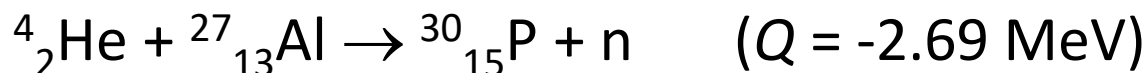
Reakcje jądrowe

Fotoreakcja



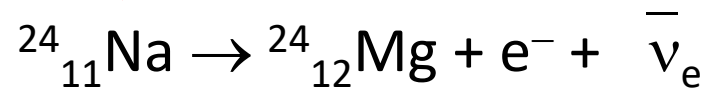
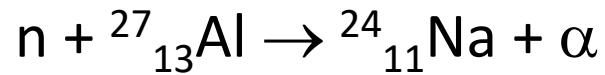
Brak stanów wzbudzonych deuteru

Sztuczna promieniotwórczość – F. i I. Joliot-Curie



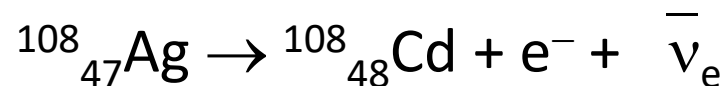
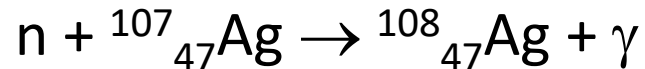
Wychwył neutronu

Enrico Fermi



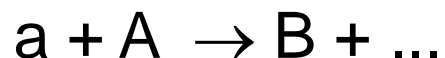
początek drogi do energetyki jądrowej

Reakcja aktywacji srebra:



Reakcje jądrowe

kanał wejściowy \rightarrow kanał wyjściowy



$a + A \rightarrow a + A$ rozpraszanie elastyczne

$a + A \rightarrow a + A^*$ rozpraszanie nieelastyczne

Energie:

- niskie < 20 MeV
- średnie do kilkaset MeV
- wielkie do kilku GeV
- ultrawielkie powyżej kilku GeV

Badamy:

- przekroje czynne – miara prawdopodobieństwa zajścia danego procesu
- tożsamości cząstek (masa, ładunek, spin, parzystość)
- charakterystyki kinematyczne (p_t, p_l, E, ϑ)

Eksperymenty ekskluzywne – pełna informacja o wszystkich produktach reakcji.

Eksperymenty inkluzywne – badanie niektórych produktów reakcji

Przekrój czynny

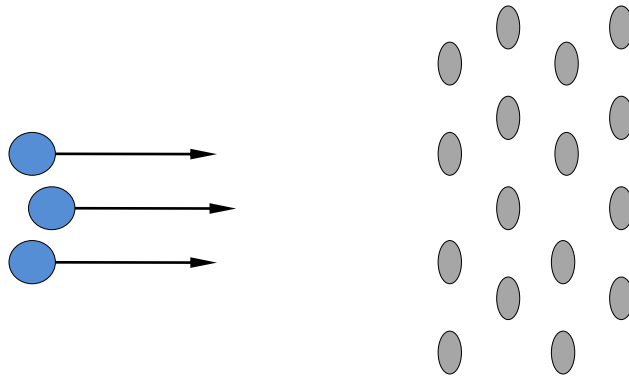


oddziaływanie

pomiar prawdopodobieństwa



przekrój czynny σ



n - strumień padających cząstek

k - koncentracja centrów tarczy (identycznych), m^{-3}

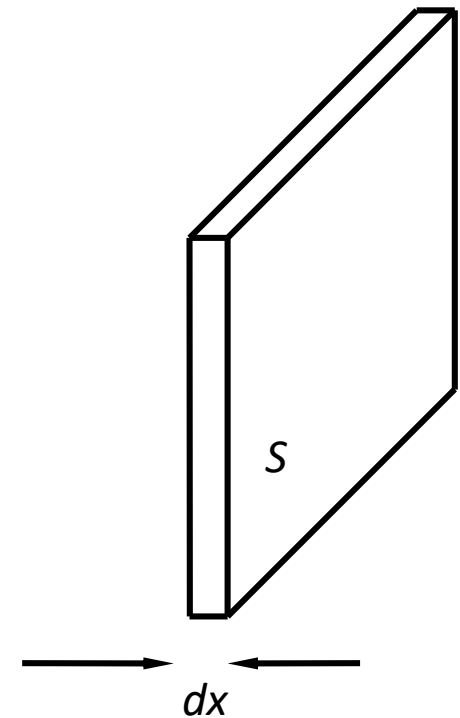
σ - efektywna powierzchnia centrów, m^2

Sdx - objętość warstwy

$kSdx$ - ilość centrów w warstwie

$kSdx\sigma$ - efektywna powierzchnia czynna warstwy

(bez przekrywania)



ułamek cząstek, które uległy oddziaływaniu:

$$\frac{-dn}{n} = \frac{kSdx\sigma}{S}$$



prawdopodobieństwo oddziaływania

$$\frac{dn}{n} = -kdx\sigma$$



$$n(x) = n_0 e^{-k\sigma x}$$

pomiar σ

$$\ln n(x) = \ln n_0 - k\sigma \cdot x$$

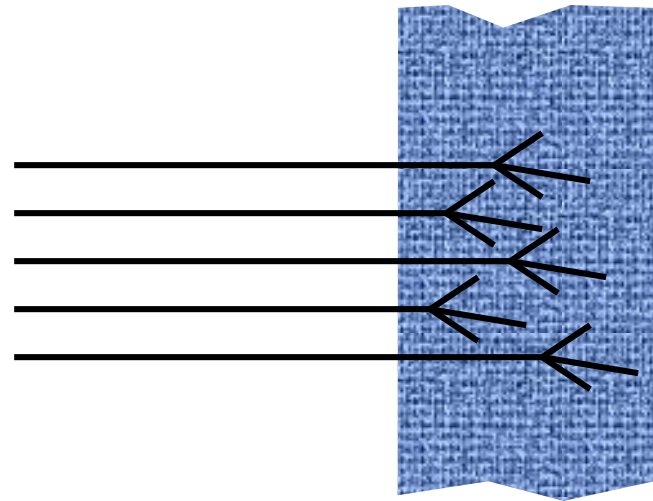
mierzymy $n(x)$ dla różnych grubości x ,
znając k (koncentrację centrów) -
wyznaczamy σ

średnia droga
swobodna:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-k\sigma x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-k\sigma x} dx} = \frac{1}{k\sigma}$$

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

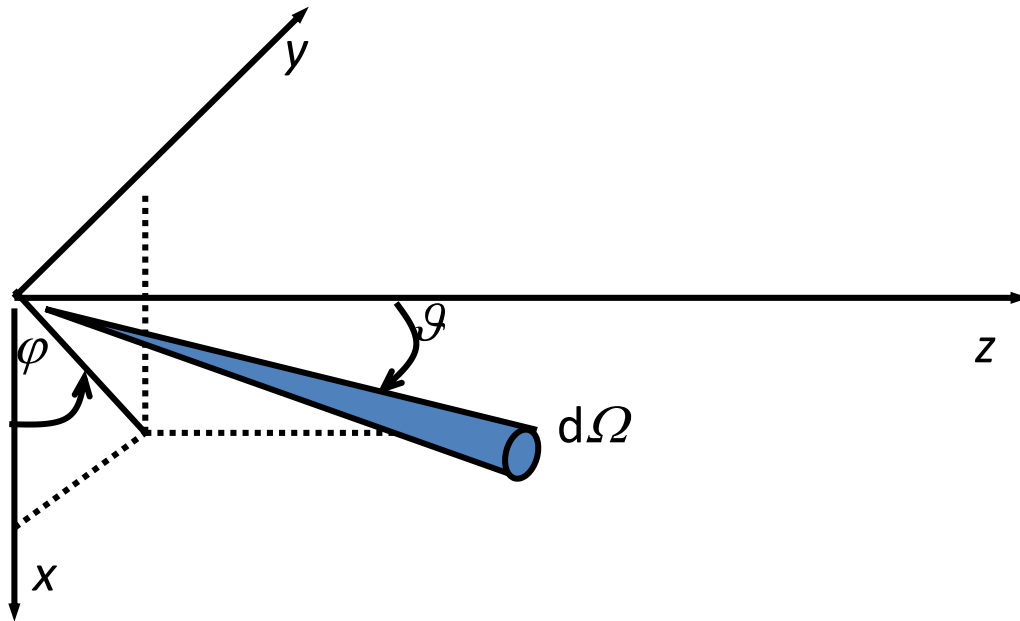
pomiar σ przez pomiar
średniej drogi swobodnej



jednostka przekroju czynnego:

barn, $b=10^{-28} \text{ m}^2$ (geometryczny przekrój
poprzeczny jądra $A \sim 120$)

Różniczkowy przekrój czynny

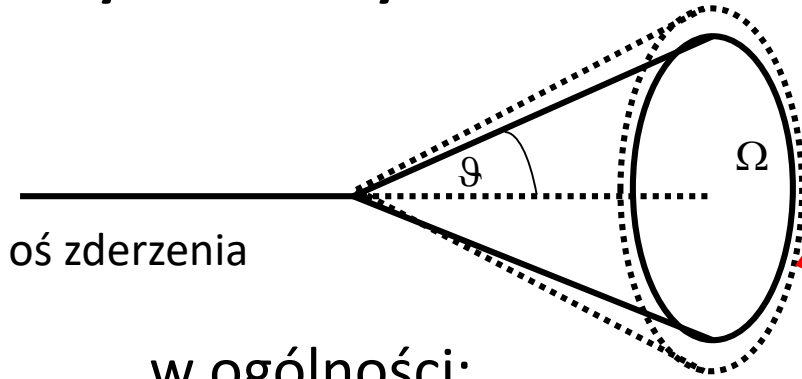


$$\frac{d\sigma}{d\Omega}$$

(Ω - kąt bryłowy)

Różniczkowy przekrój czynny – prawdopodobieństwo, że produkty reakcji wylecą w kierunku wyznaczonym przez kąty θ i φ .

symetria azymutalna:



$$d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$$
$$= 2\pi |d(\cos \vartheta)|$$

w ogólności:

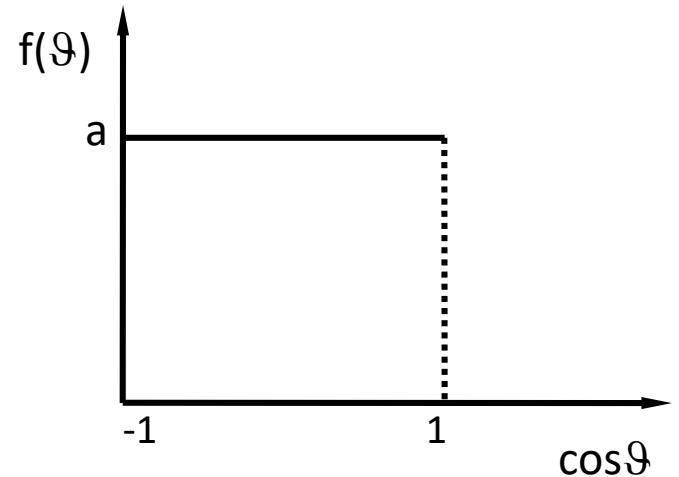
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\vartheta)$$

$$\sigma_{tot} = \int f(\vartheta) d\Omega = \int_{-1}^{+1} 2\pi f(\vartheta) d(\cos \vartheta)$$

Izotropia:

$$f(\vartheta) = a$$

$$\sigma_{tot} = 4\pi a$$



Reakcje jądrowe



Zasada zachowania energii:

$$(M_A + m_a) \cdot c^2 = (M_B + m_b) \cdot c^2 + Q$$

$Q > 0$ – reakcja egzoenergetyczna

$Q < 0$ – reakcja endoenergetyczna



Energia progowa

Zasady zachowania

Zasada zachowania ładunku: $\sum Z_i = \text{const}$

Zasada zachowania liczby barionowej: $\sum A_i = \text{const}$

przykłady:

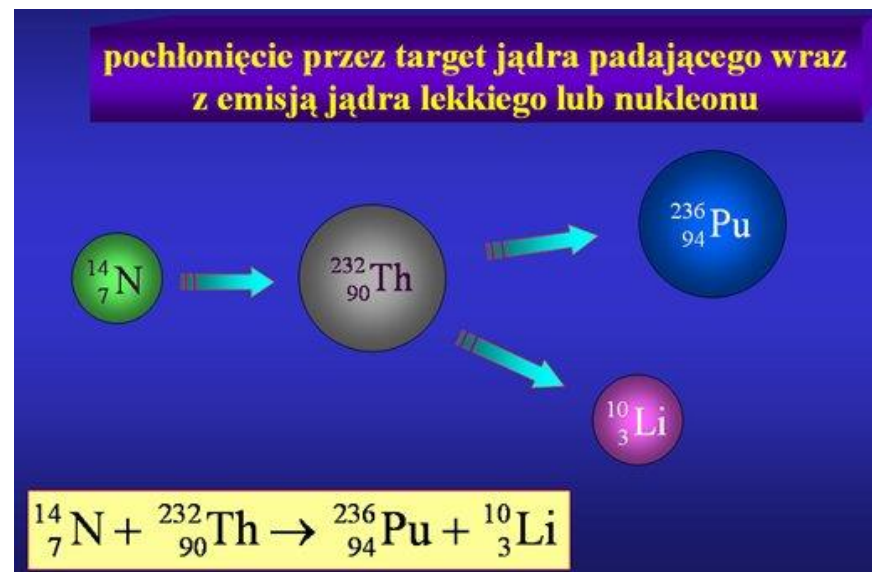
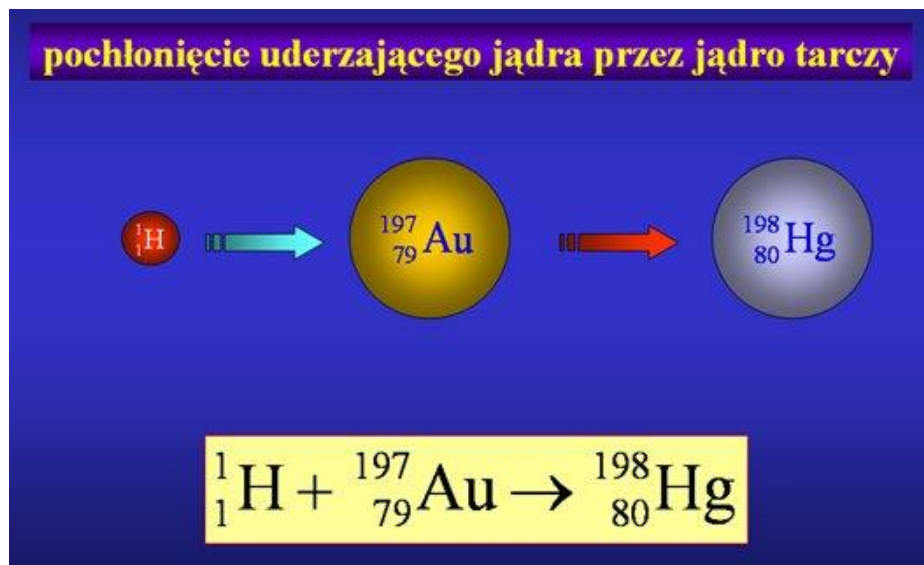
reakcja	ładunek	liczba nukleonów
${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \text{n}$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$\text{p} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \text{n}$	$1 + 3 = 4 + 0$	$1 + 7 = 7 + 1$
${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \text{n}$	$2 + 4 = 6 + 0$	$4 + 9 = 12 + 1$
${}^4_2\text{He} + {}^{11}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \text{n}$	$2 + 5 = 7 + 0$	$4 + 11 = 14 + 1$

Model jądra złożonego

Dwa etapy reakcji:

- I. pocisk wchłonięty przez jądro – powstaje wzbudzone jądro złożone
- II. rozpad jądra złożonego z emisją cząstek

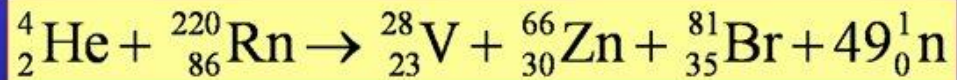
Przykłady:



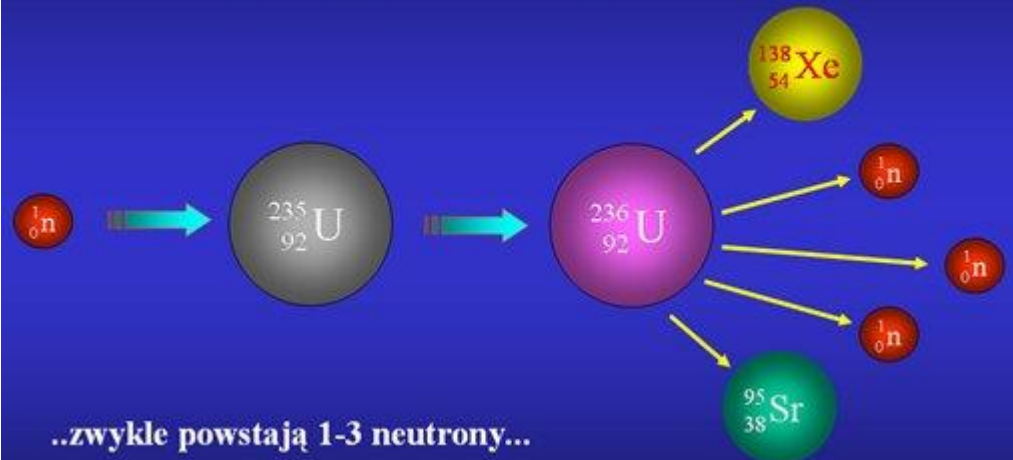
Model jądra złożonego

Przykłady:

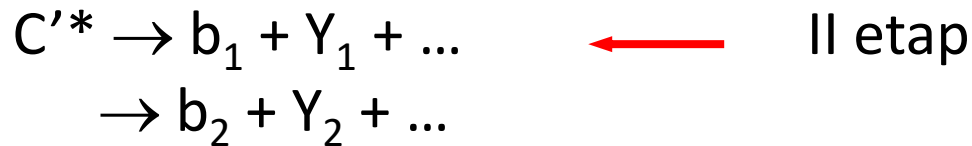
kruszenie jądra



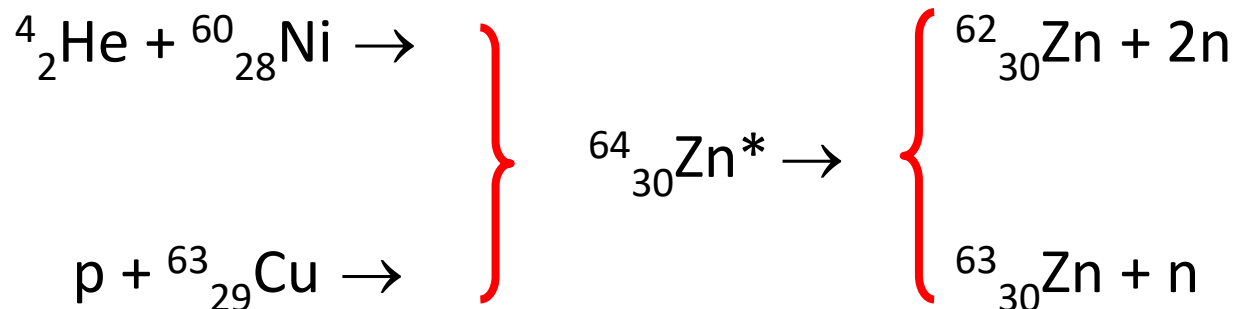
Rozszczepienie jądra atomowego



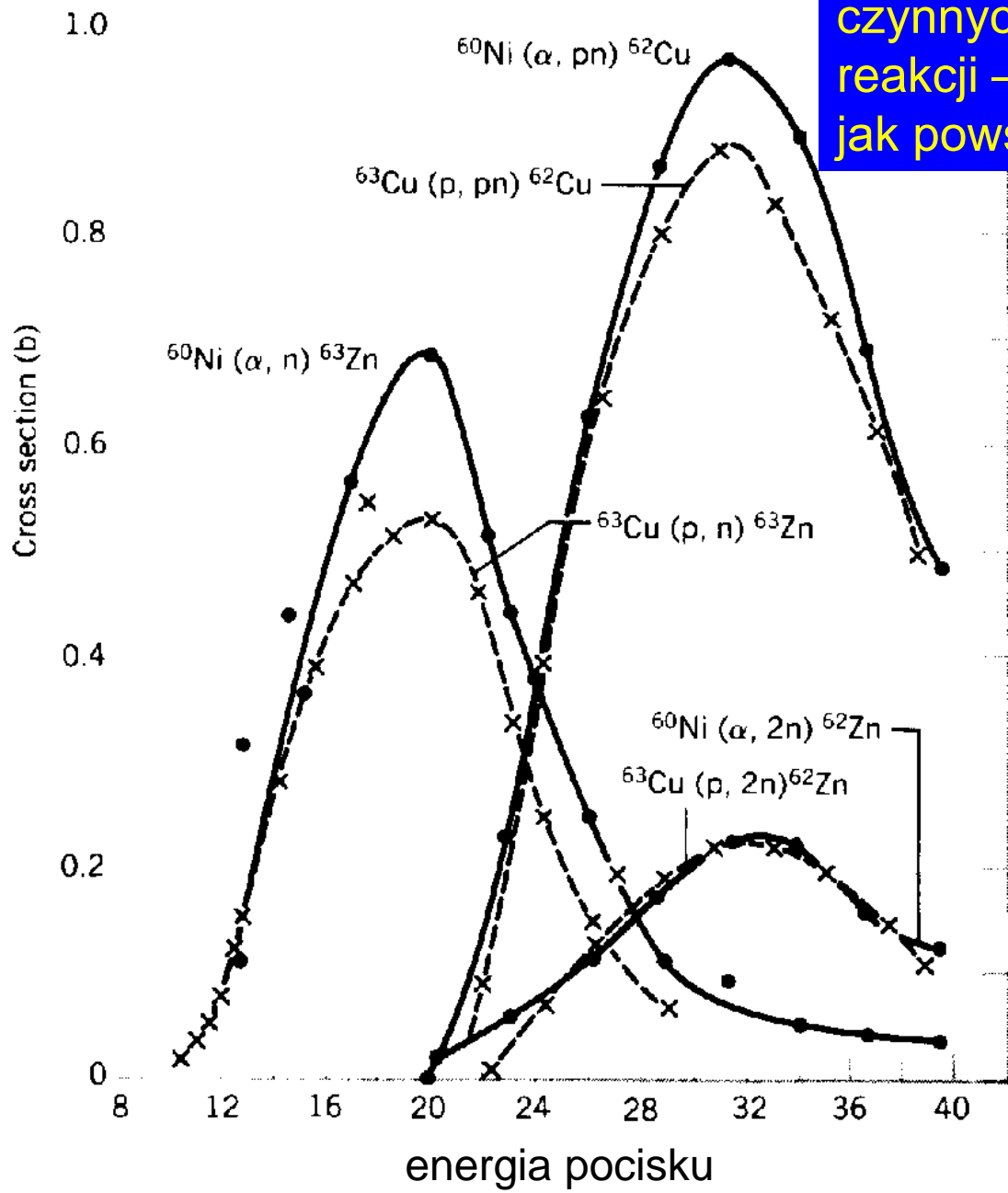
Model jądra złożonego



np.:

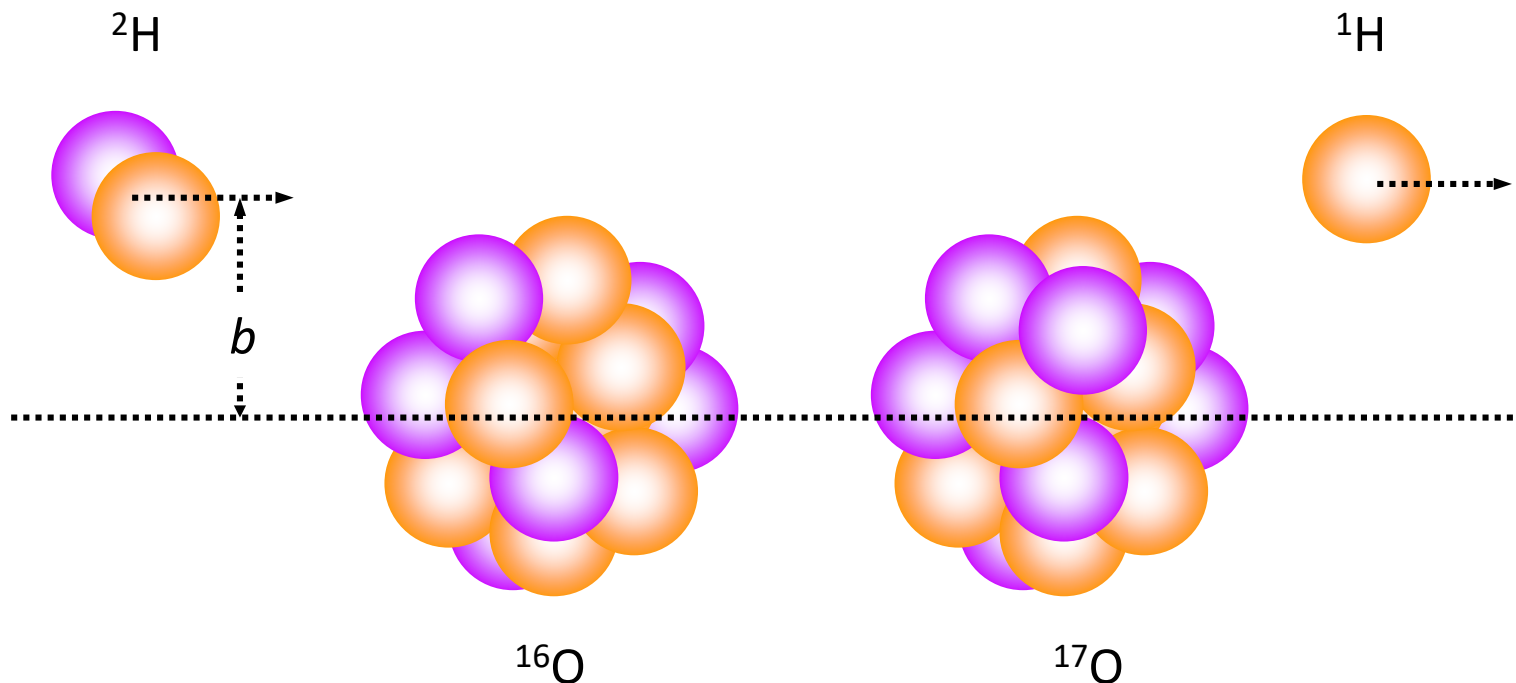


kształty rozkładów przekrojów czynnych podobne dla różnych reakcji – jądro złożone „nie pamięta” jak powstało.



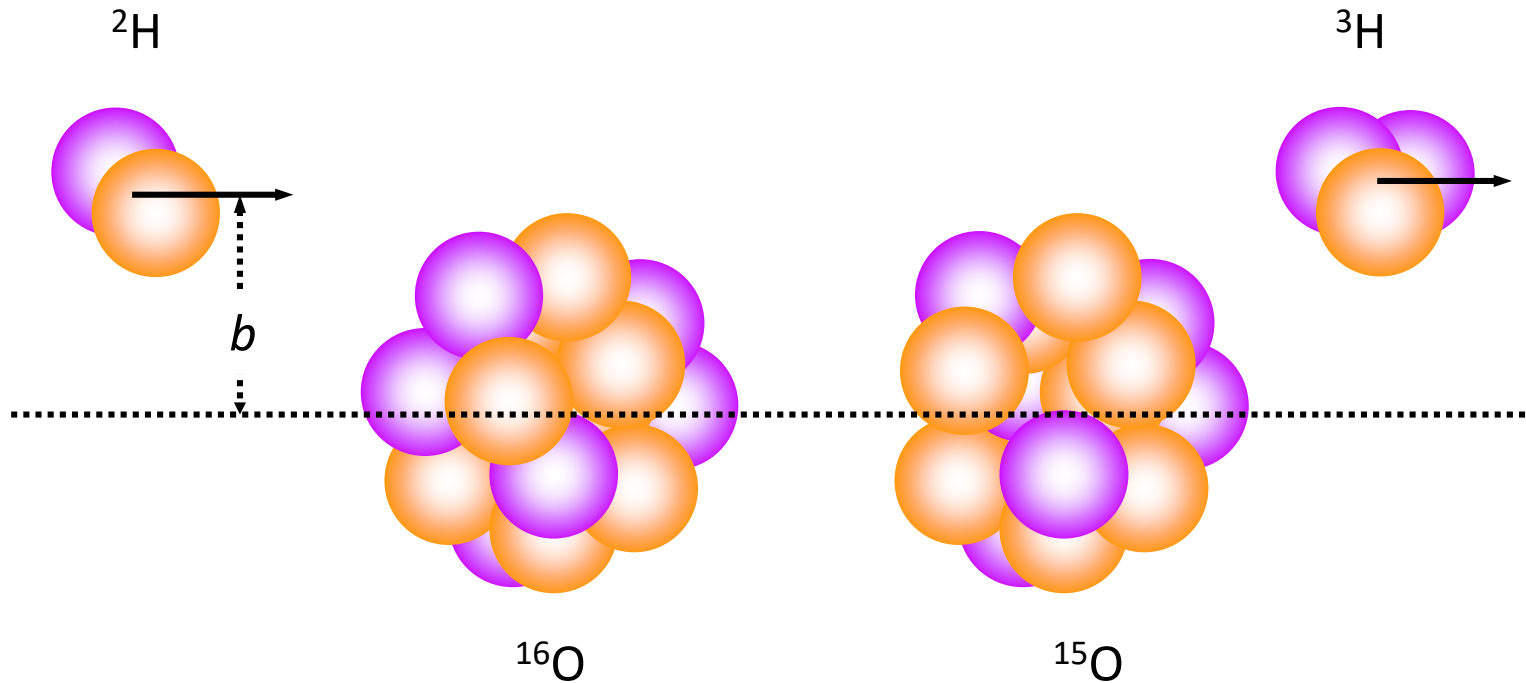
rozkłady pędów i energii neutronów wtórnych również podobne

Reakcje bezpośrednie



stripping (zdarcie): $d + {}^{16}\text{O} \rightarrow p + {}^{17}\text{O}$ ($Q=1.92$ MeV)

Reakcje bezpośrednie



pick-up (poderwanie): $d + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^{15}\text{O}$

Reakcje bezpośrednie

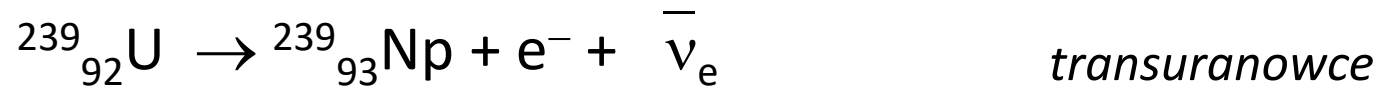
- twarde widma (przesunięte do wyższej energii) z ostrym maksimum



- Anizotropowy rozkład kątowy z maksimum dla małych kątów
- Słaba zależność przekroju czynnego od energii cząstki padającej
- Nukleony z którymi nie oddziałuje pocisk bezpośrednio nie uczestniczą w reakcji
- Czas trwania całej reakcji porównywalny z czasem przelotu nukleonu przez obszar jądra, $\sim 10^{-22}$ s

Rozszczepienie

lata 30 XX w. – poszukiwanie nowych nuklidów



↓ kolejna przemiana β

Ponadto stwierdzono obecność w stanie końcowym jąder środkowej części układu okresowego.



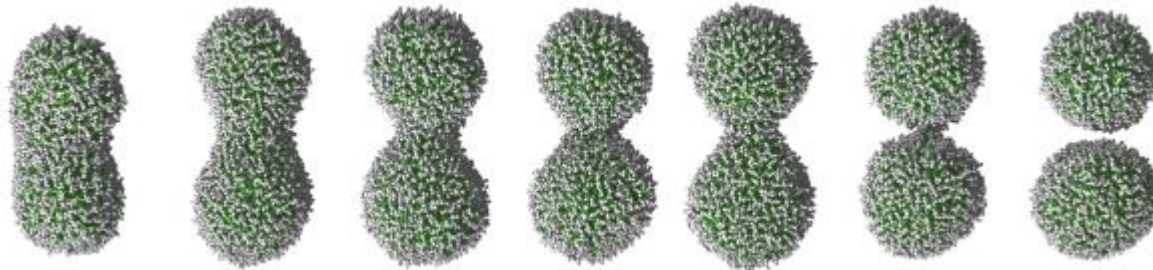
7. Rozszczepienie jąder i fizyka neutronów

Rozszczepienie

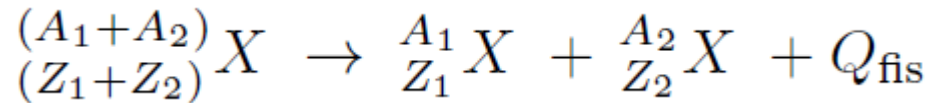
Reakcji jądrowa, w której jądro dzieli się na mniejsze fragmenty.

Rozszczepienie spontaniczne – zjawisko tunelowania przez barierę potencjału

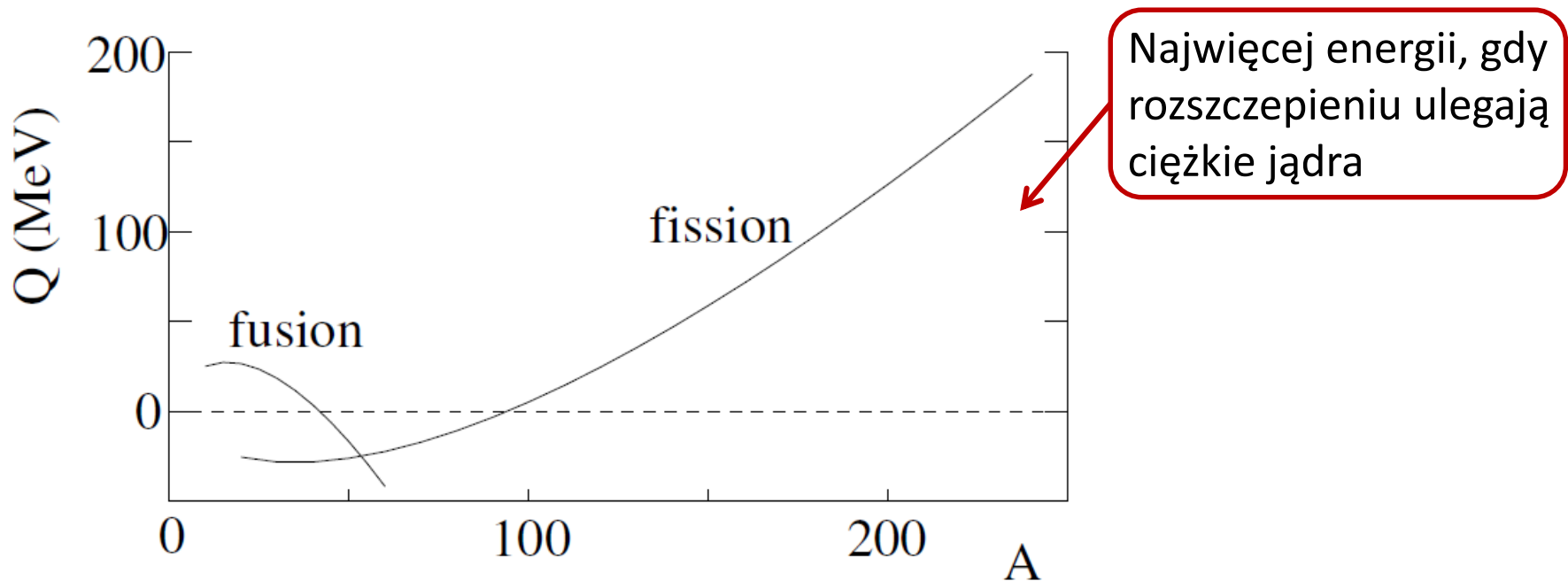
Rozszczepienie indukowane - najczęściej przez neutrony



Rozszczepienie – wyzwolona energia

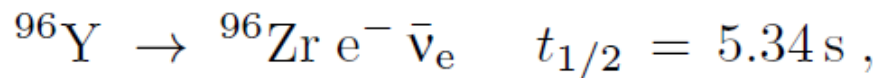
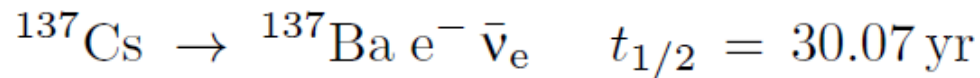
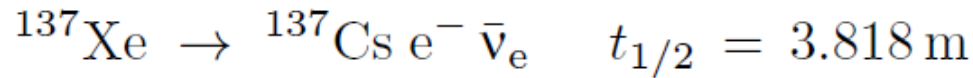
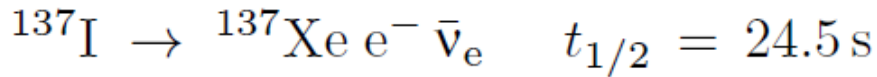
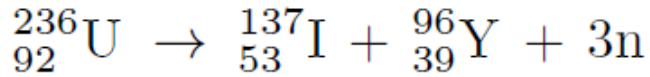


$$Q_{\text{fis}} = m(A_1 + A_2, Z_1 + Z_2)c^2 - [m(A_1, Z_1) + m(A_2, Z_2)]c^2$$

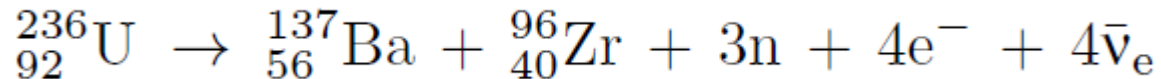


Energia wydzielana dla symetrycznego rozszczepienia $A_1=A_2$

Przykład spontanicznego rozszczepienia

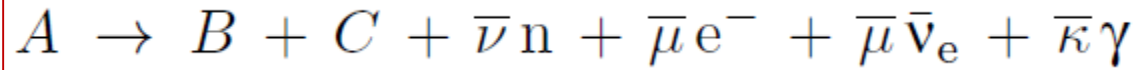


U – Uran
I – Jod
Y - Itr
Xe – Ksenon
Cs – Cez
Ba – Bar
Zr - Cyrkon



- Rozszczepienie prowadzi zazwyczaj do produkcji elementów niesymetrycznych $A_1 \neq A_2$
- Produkty rozszczepienia są zazwyczaj
 - β -niestabilne
 - Posiadają nadmiar neutronów
- Energia uwalnia się jako energia kinetyczna produktów rozszczepienia

Bilans energetyczny



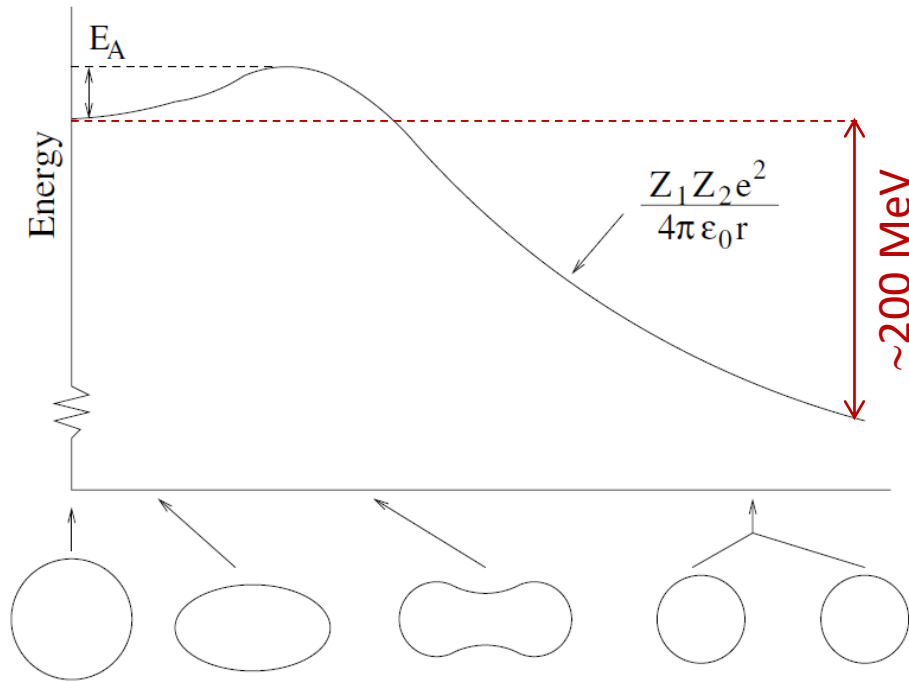
Średnie liczby neutronów,
elektronów, neutrin, kwantów γ

Średnie wartości energii dla rozpadu 1 jądra

	MeV
Kinetic energy of fragments	165 ± 5
Energy of prompt photons	7 ± 1
Kinetic energy of neutrons	5 ± 0.5
Energy of β decay electrons	7 ± 1
Energy of β decay antineutrinos	10
Energy of γ decay photons	6 ± 1
Total	200 ± 6

Dla porównania:
energia uwalniana
w reakcji spalania węgla
wynosi **4 eV/atom**

Tunelowanie przez barierę



Energia aktywacji E_A - różnica pomiędzy wartością maksymalną bariery a energią stanu podstawowego.

Dla $A \sim 240$ energia aktywacji wynosi od 6 do 7 MeV

Energia wiązania w modelu kroplowym

$$E_B = a_V \cdot A - a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} - a_C \cdot Z^2 \cdot A^{-\frac{1}{3}} + \dots$$

Zwiększanie deformacji

1. Zwiększa powierzchnię w stosunku do objętości (zwiększa a_S)
2. Zmniejsza siłę odpychania kulombowskiego (zmniejsza a_C)

Bariera potencjału – nałożenie się tych 2 procesów

Rozszczepienie indukowane

Wzbudzenie jądra



Redukcja bariery



Wzrost prawdopodobieństwa tunelowania (rozszczenia)

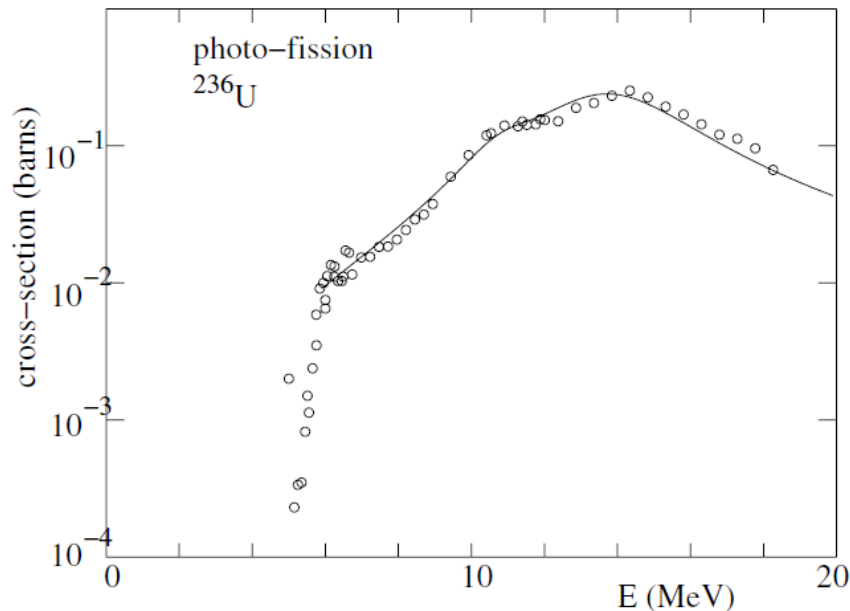


foto-rozszczenie

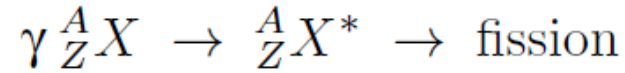
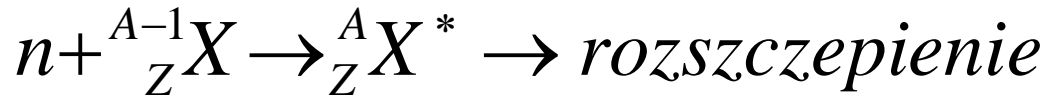


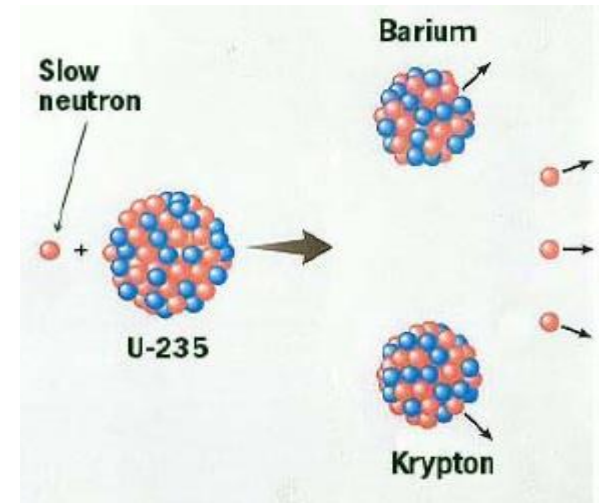
Fig. 6.5. Cross-section for $\gamma^{236}\text{U} \rightarrow \text{fission}$ [30].

Rozszczepienie indukowane absorpcją neutronu



Jeśli energia wzbudzenia większa od energii aktywacji,
neutron może mieć dowolnie małą energię

neutrony termiczne (0.025 eV, 2200 m/s)



Energia wzbudzenia mniejsza od energii aktywacji → energia progowa neutronu

Parametr rozszczepienia

Trwałości jądra sprzyja mała liczba nukleonów powierzchniowych $\sim A^{2/3}$

Nietrwałości jądra sprzyja odpychająca siła kulombowska $\sim Z^2 / A^{1/3}$

Parametr rozszczepienia: $x \cong \frac{Z^2 / A^{1/3}}{A^{2/3}} \quad x = \frac{Z^2}{48A}$

Rozszczepienie samoistne, gdy $x \geq 1$ ($Z > 114, A > 270$)

x	Jądro	$T_{1/2}$
0,74	^{238}U	$6 \cdot 10^{15}$ lat
0,82	^{254}Fm	220 dni
0,87	$^{258}\text{104}$	0,01 s

Przyjmuje się, że od wartości Z^2/A **33-33,7** jądra są rozszczepialne przez neutrony prędkie, a od **35,7** przez neutrony o dowolnej energii.

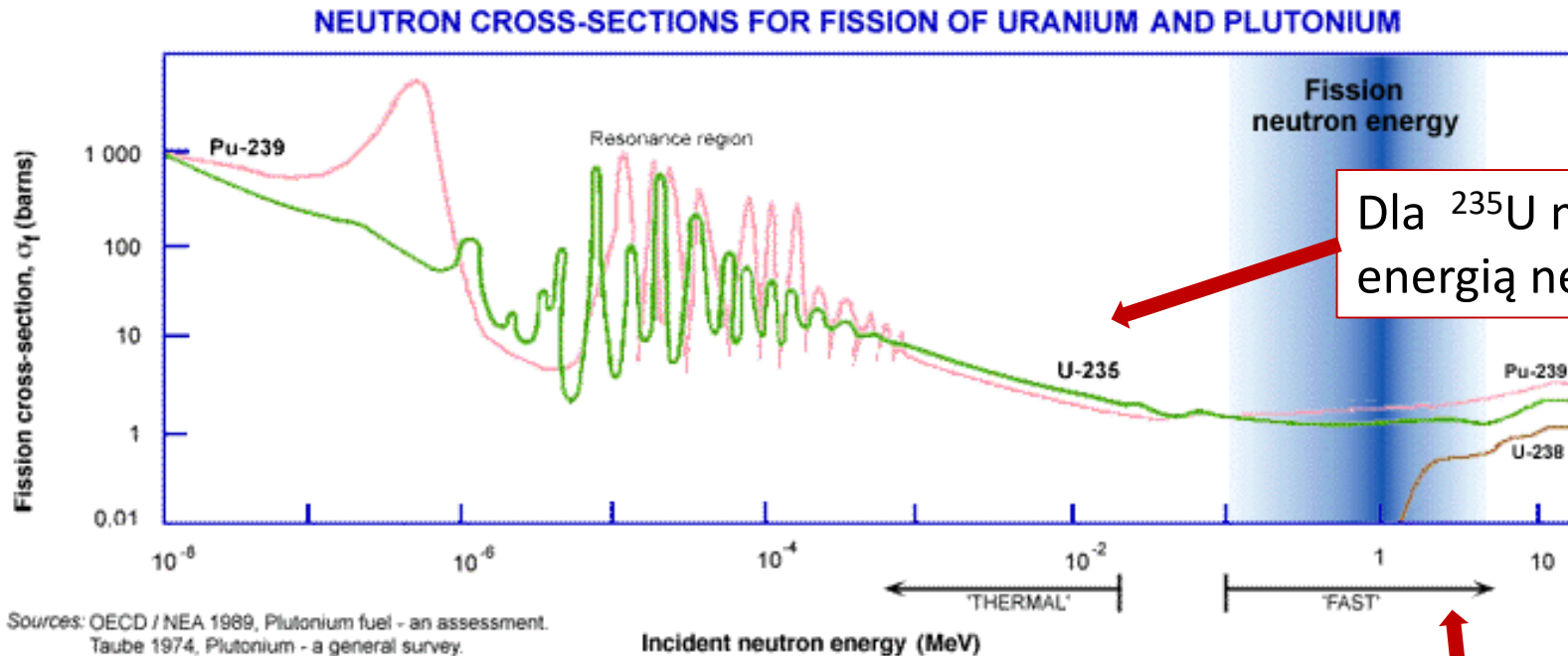
Rozszczepienie samoistne

Szybkość zachodzenia spontanicznego rozszczepienia

Nuklid	Czas półżycia	Liczba rozszczepień samorzutnych na 100 rozpadów
^{235}U	$7,04 \cdot 10^8$ lat	$7,0 \cdot 10^{-9}$
^{238}U	$4,47 \cdot 10^9$ lat	$5,4 \cdot 10^{-5}$
^{239}Pu	$2,41 \cdot 10^4$ lat	$4,4 \cdot 10^{-10}$
^{240}Pu	6569 lat	$5,0 \cdot 10^{-6}$

Dla jąder występujących w przyrodzie rozszczepienie samoistne praktycznie nie zachodzi.

Przekroje czynne na rozszczepienie indukowane



Sources: OECD / NEA 1989, Plutonium fuel - an assessment.
Taube 1974, Plutonium - a general survey.
1 barn = 10⁻²⁸m², 1 MeV = 1.6 x 10⁻¹³J

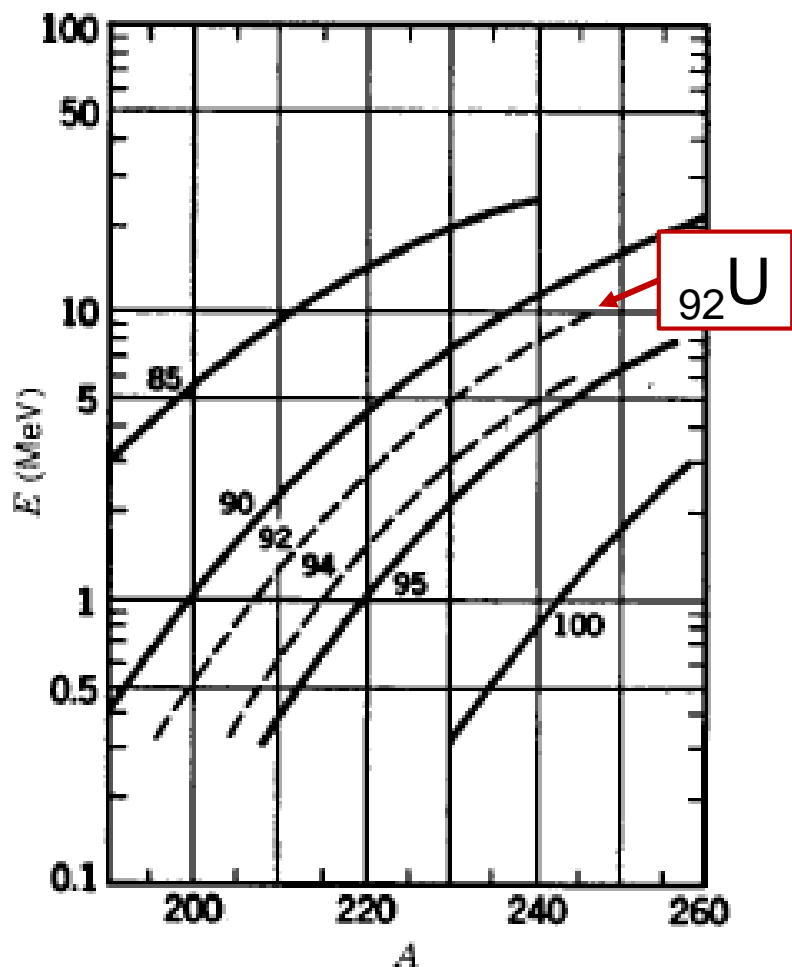
Dla ²³⁵U maleje z energią neutronu

Obszar rezonansowy –
struktura powłokowa jądra

Dla ²³⁸U energia
progowa

Rozszczepienie indukowane absorpcją neutronu

Energia aktywacji



Dla $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{236}\text{U}^*$

$E_x = 6,5 \text{ MeV}$ (energia wzbudzenia jądra ${}^{236}\text{U}^*$)

$E_A = 6,2 \text{ MeV}$ (energia aktywacji)

Rozszczepienie dla neutronów termicznych
($0,025 \text{ eV}$, 2200 m/s)

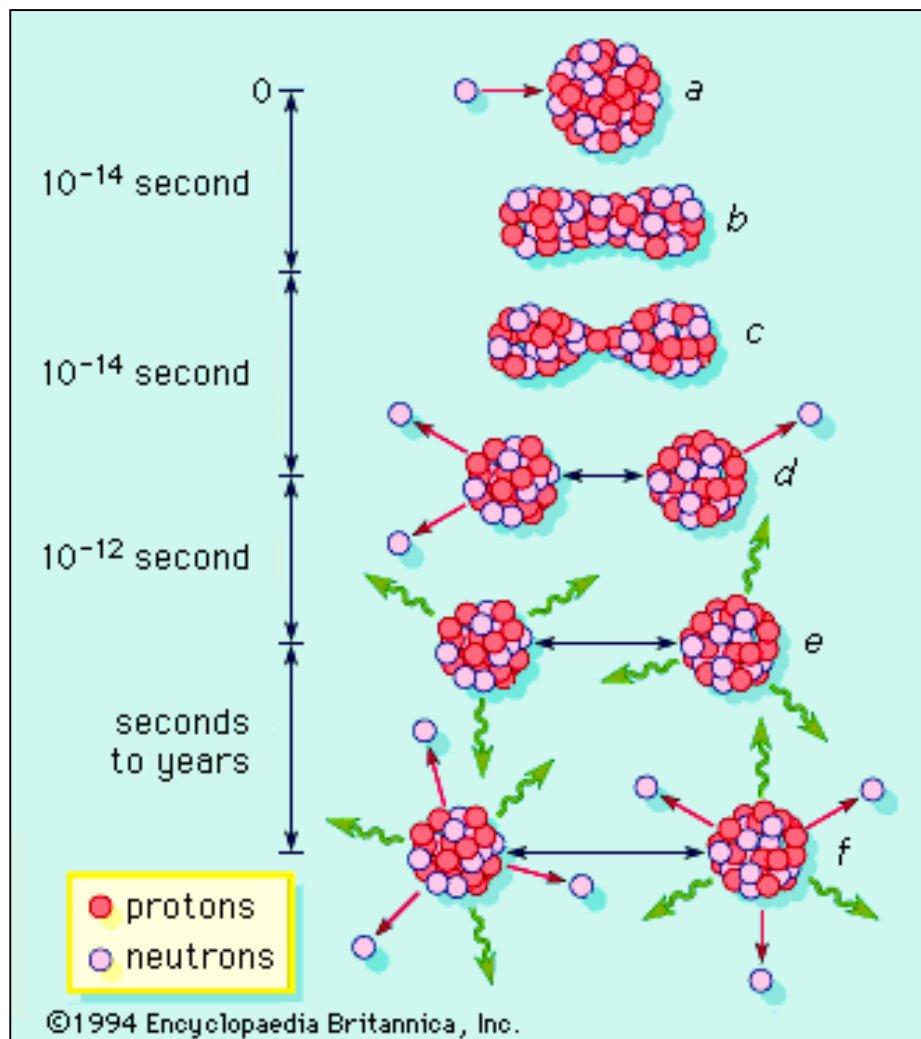
Dla $n + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{239}\text{U}^*$

$E_x = 4,8 \text{ MeV}$ (energia wzbudzenia jądra ${}^{239}\text{U}^*$)

$E_A = 6,6 \text{ MeV}$ (energia aktywacji)

Rozszczepienie dla energii kinetycznej
neutronów od $\sim 2 \text{ MeV}$

Skala czasowa

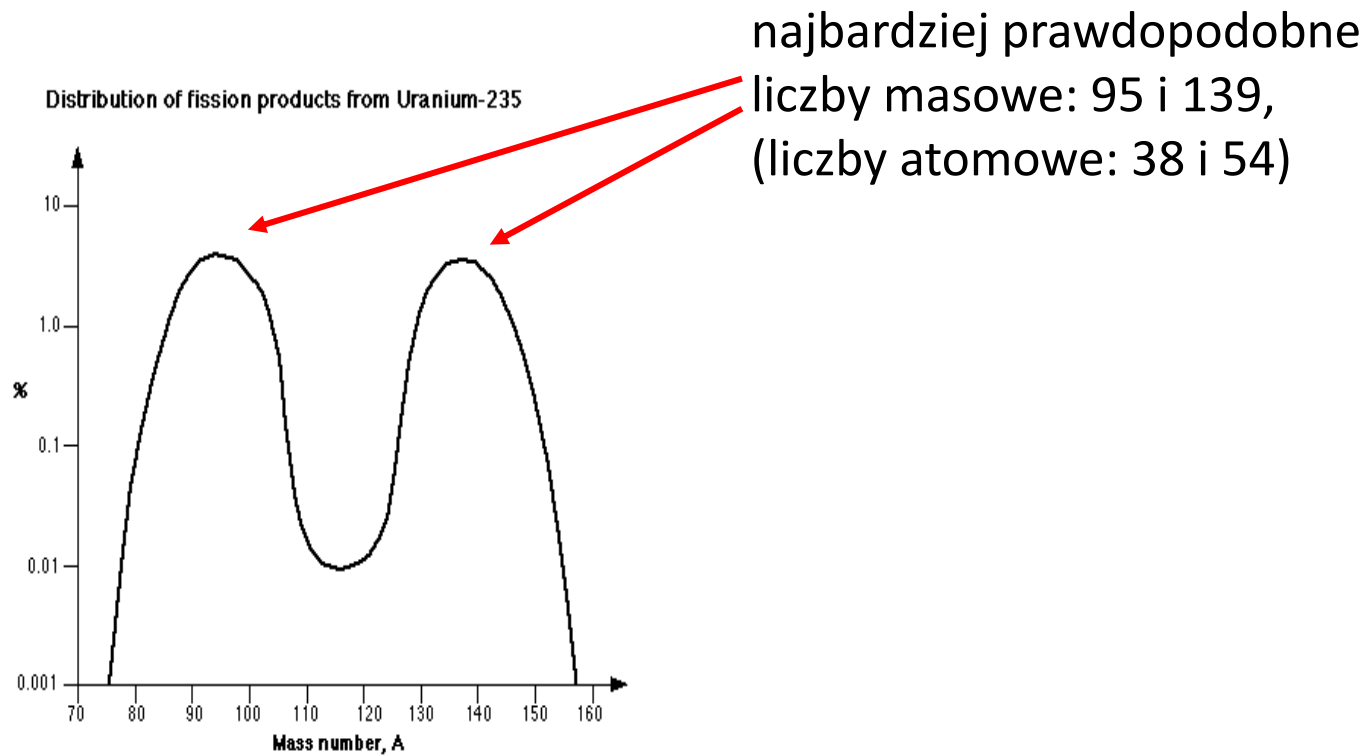


← Szybki proces

← Promieniotwórcze produkty rozszczepienia o długich czasach połowicznego zaniku

Charakterystyka procesu rozszczepienia

Rozszczepienie nie jest procesem symetrycznym

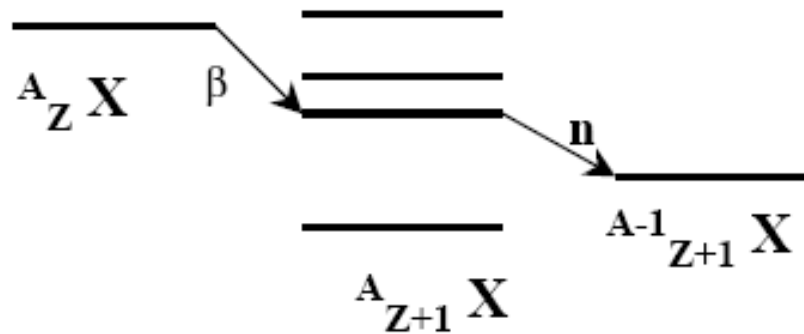


Udział procentowy fragmentów rozszczepienia $^{235}_{92}\text{U}$
w zależności od liczby masowej A

Charakterystyka procesu rozszczepienia

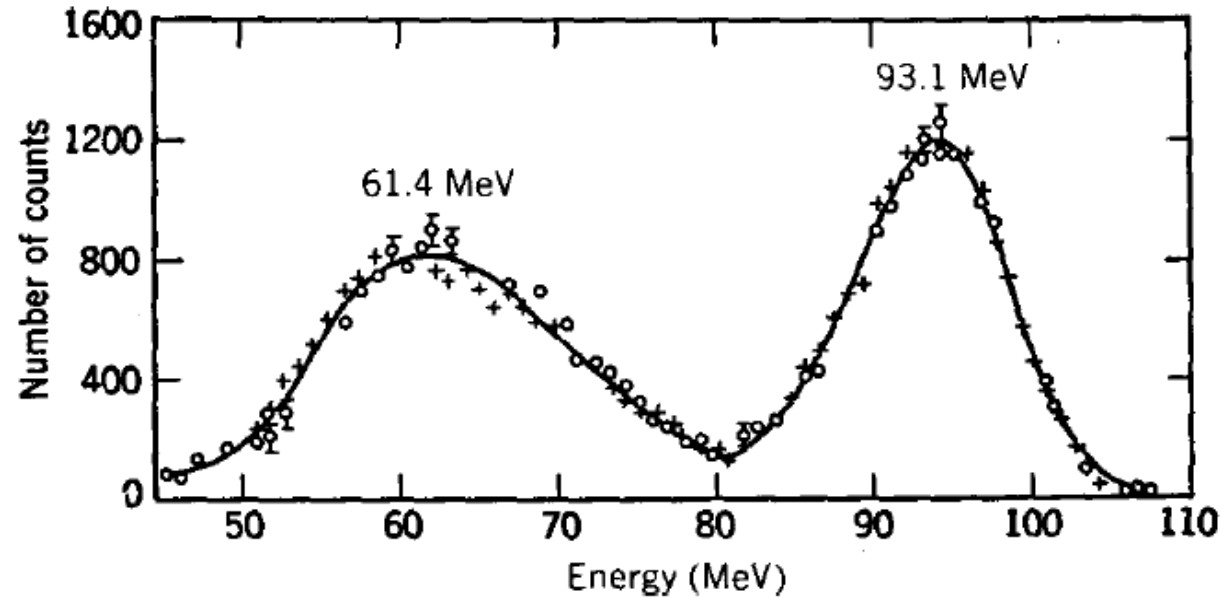
Emisja neutronów

1. **natychmiastowa**, średnio 2,5 neutronów, $\tau \approx 10^{-16} s$
2. **opóźniona**, emisja neutronów po rozpadzie fragmentów, $\sim 0,7\%$ liczby neutronów, średnio $\tau \approx 12,5 s$

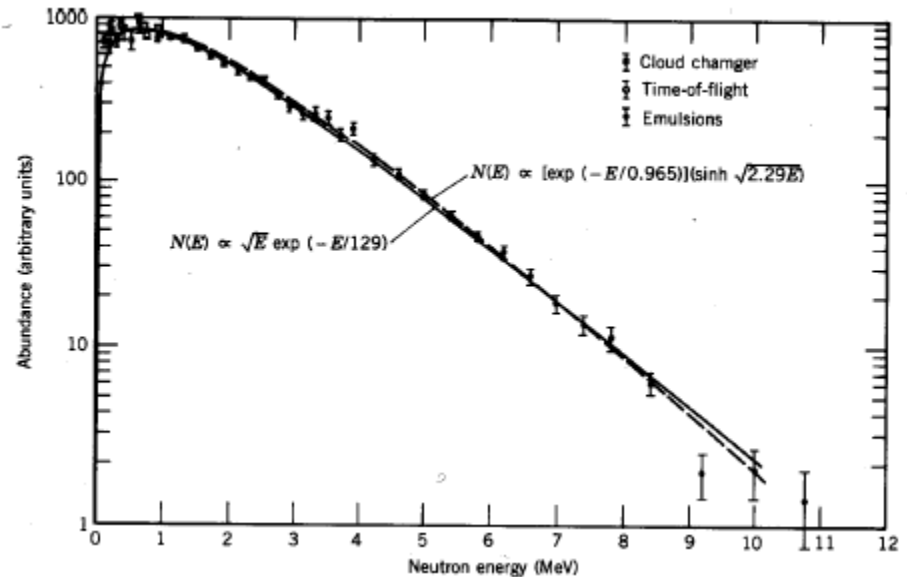


Charakterystyka procesu rozszczepienia

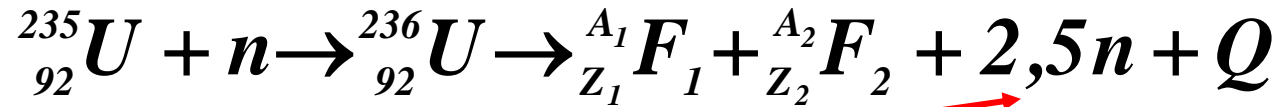
Rozkład energii kinetycznej fragmentów
(w sumie ok. 180 MeV)



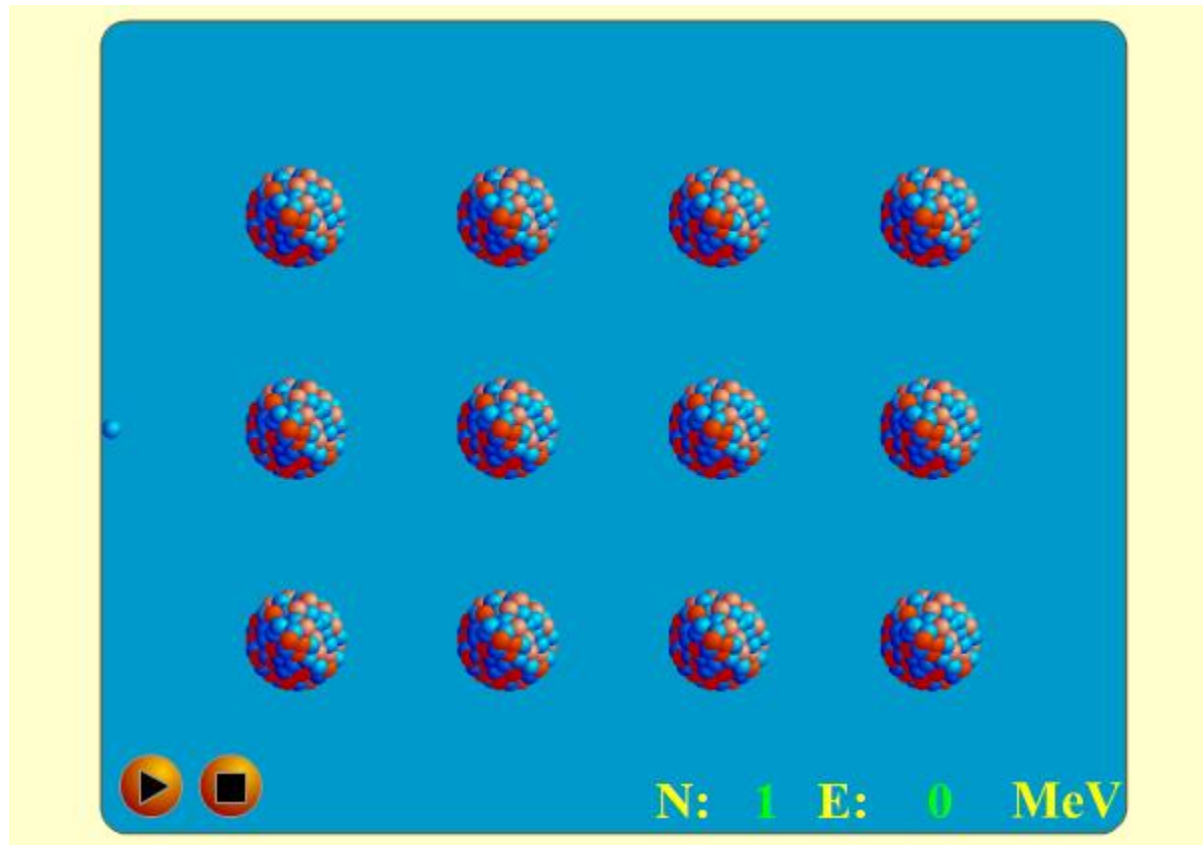
Widmo energetyczne emitowanych neutronów
(średnio ok. 2 MeV)



Reakcja łańcuchowa



liczba neutronów 0 – 8, (średnio 2,5) – te neutrony powodują następne rozszczepienie



Paliwo reaktora

Izotop ${}^{235}_{92}\text{U}$ jest jedynym nuklidem występującym w stanie naturalnym w przyrodzie, który można rozszczepić neutronami termicznymi.

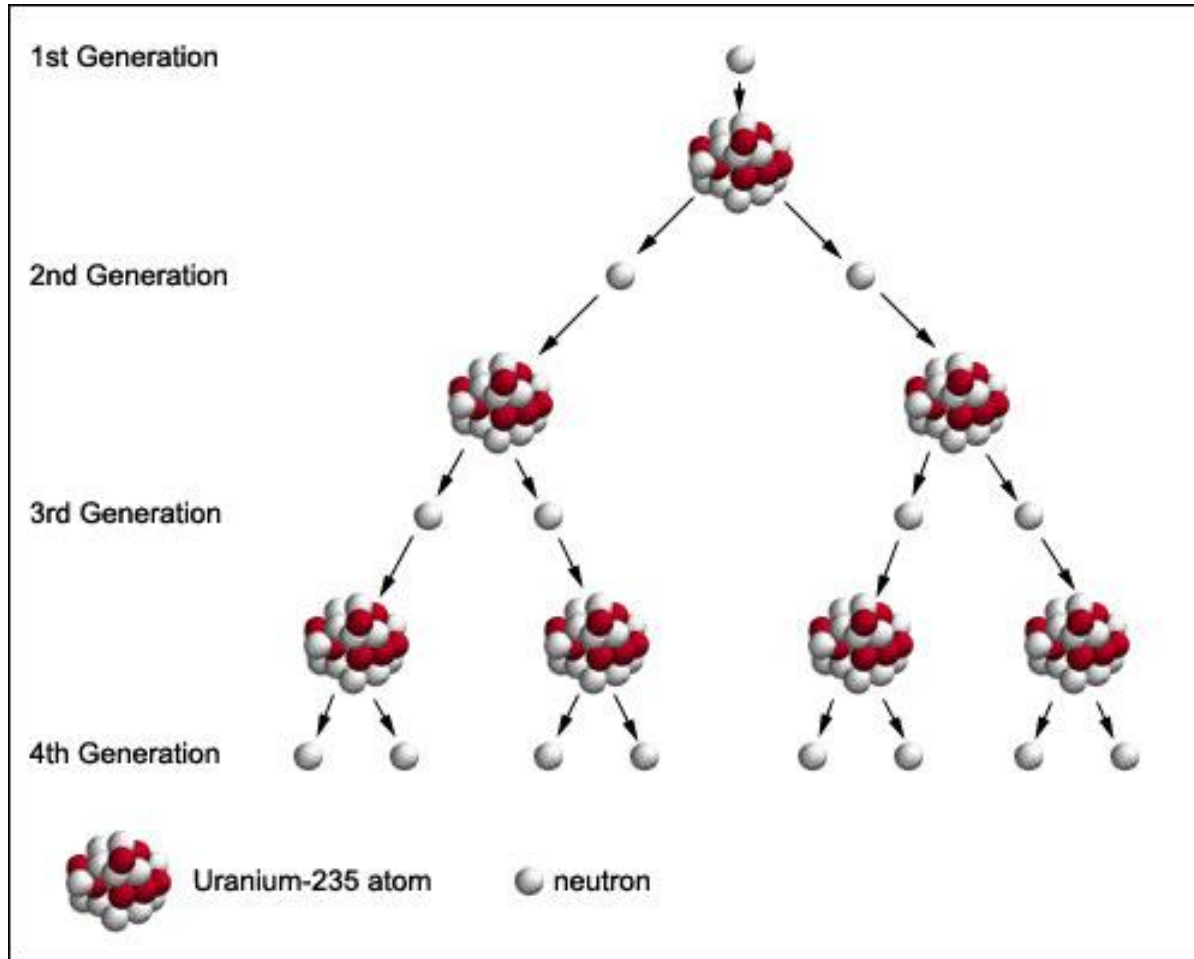
${}^{235}_{92}\text{U}$ stanowi wagowo 0,71% uranu naturalnego, resztę stanowi izotop ${}^{238}_{92}\text{U}$

wzbogacanie paliwa

Neutronami termicznymi można rozszczepić także jądra izotopów ${}^{233}_{92}\text{U}$ i ${}^{239}_{94}\text{Pu}$.

nuklidy wytwarzane z toru ${}^{232}_{90}\text{Th}$ i uranu ${}^{238}_{92}\text{U}$

Warunki podtrzymania reakcji:

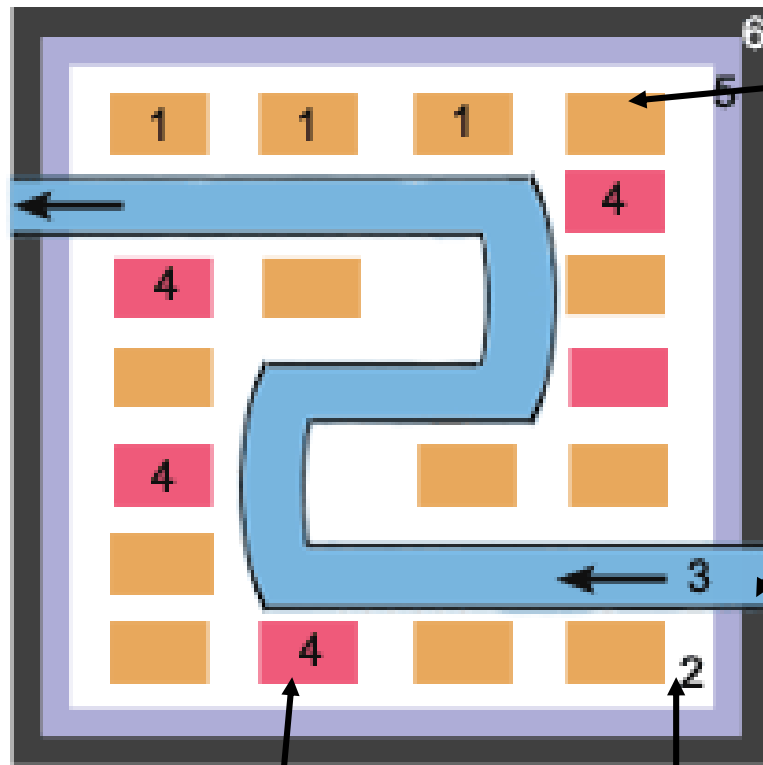


- masa krytyczna

- spowalnianie neutronów

2 MeV \rightarrow 0,025 eV

Reaktor jądrowy

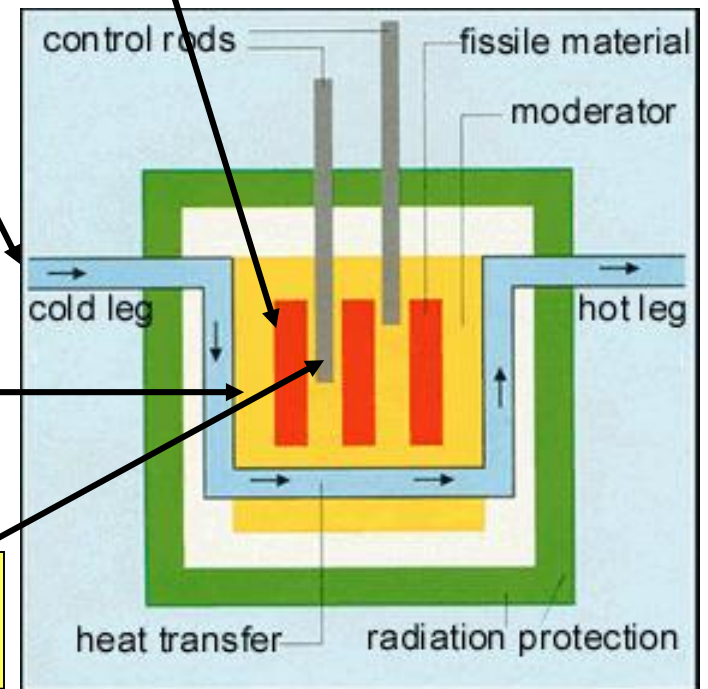


1. Pręty paliwowe – materiał rozszczepialny

3. Kanał chłodzenia - ciekły sód lub woda

2. Moderator (spowalnia neutrony) - grafit lub tzw. ciężka woda

4. Pręty regulacyjne (kadm pochłania neutrony - ma spowalniać lub przyspieszać reakcję)



Jak spowolnić neutrony?

Moderator powinien zawierać jądra zbliżone masą do neutronu (jądra o małym A).

- H_2O – łatwo dostępna, może absorbować neutrony,
- D_2O – droga, mały przekrój czynny σ_a na pochłanianie, może powstać radioaktywny, niebezpieczny tryt,
- C (grafit) – mały przekrój czynny σ_a , tani.

Wydajność reakcji rozszczepienia

Jeśli pojawi się n neutronów, to $\eta \cdot n$ będzie po rozszczepieniu.

ale... l_f prędkich neutronów ucieknie, l_s neutronów ucieknie po spowolnieniu, pozostanie $\eta(1-l_f)(1-l_s)n$ neutronów.

Wydajność reakcji rozszczepienia

Nieliczne neutrony spowodują rozszczepienie zanim zostaną spowolnione, co prowadzi do współczynnika efektu prędkiego ε (nieco większy od 1), niektóre neutrony uzyskają energię rezonansową i zostaną pochłonięte bez rozszczepienia – współczynnik $p < 1$.

Pozostanie $\eta(1 - l_f)(1 - l_s)n\varepsilon p$ neutronów powolnych.

Tylko część z nich, f , zostanie zaabsorbowana przez paliwo:

$$\eta(1 - l_f)(1 - l_s)n\varepsilon pf$$

Wydajność reakcji rozszczepienia

Liczba neutronów użytecznych w procesie rozszczepienia:

$$kn = \eta \varepsilon p f (1 - l_f)(1 - l_s)n$$

k - współczynnik mnożenia reaktora

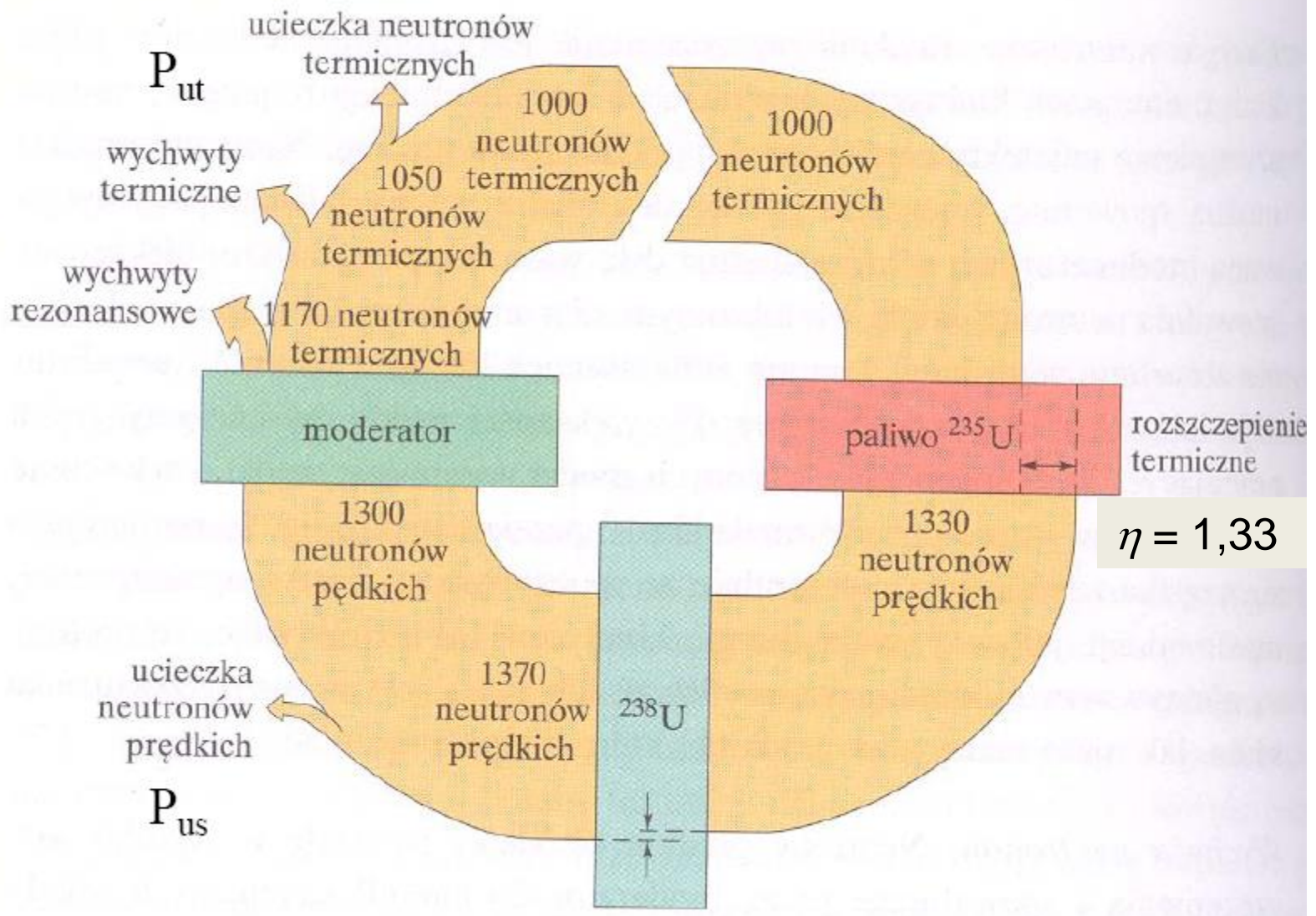
Dla bardzo dużego reaktora znikają czynniki związane z ucieczką neutronów:

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon p f \quad \begin{array}{ll} \eta > 1 & p < 1 \\ \varepsilon > 1 & f < 1 \end{array}$$

$\eta = 1,33$ dla uranu naturalnego

$\eta = 2$ dla uranu wzbogaconego (5%)

$\eta = 2,08$ dla czystego uranu ^{235}U



P_{ut}

wychwyty termiczne

wychwyty rezonansowe

ucieczka neutronów termicznych

1000 neutronów termicznych

1000 neutronów termicznych

1050 neutronów termicznych

1170 neutronów termicznych

moderator

paliwo ^{235}U

rozszczepienie termiczne

1300 neutronów prędkich

1330 neutronów prędkich

$\eta = 1,33$

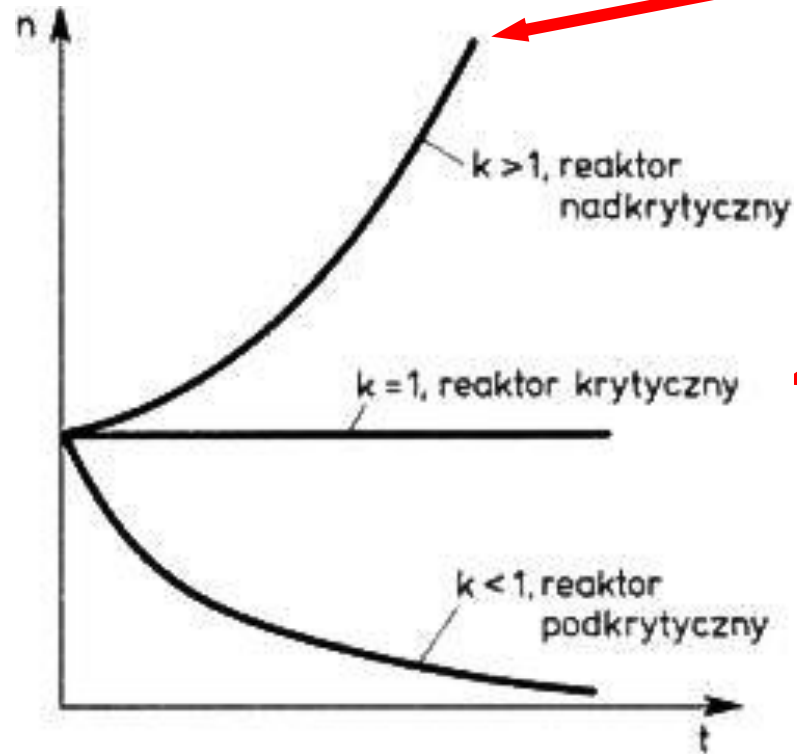
ucieczka neutronów prędkich

1370 neutronów prędkich

^{238}U

P_{us}

Współczynnik mnożenia reaktora k



Grozi wybuchem

W reaktorze zachodzi kontrolowana, samopodtrzymująca się, reakcja łańcuchowa.

Reakcja wygasa

Systemy hybrydowe

Bezpieczny reaktor: $k < 1$

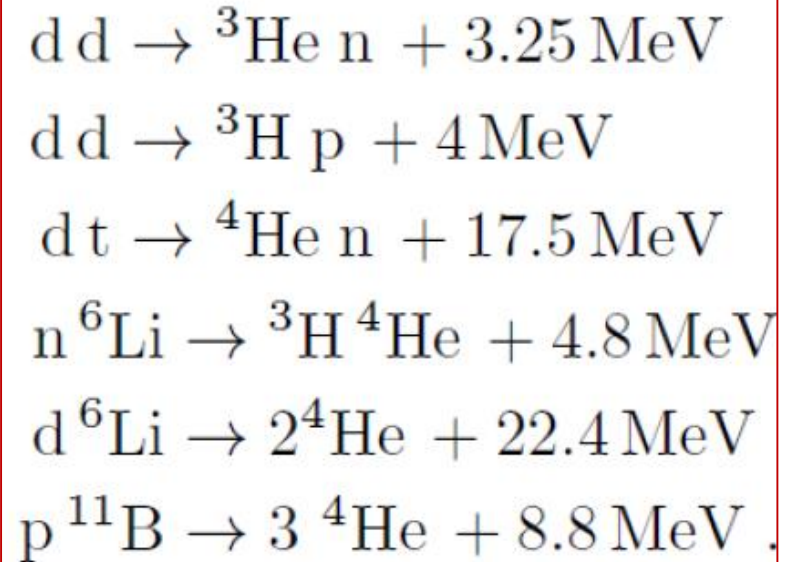
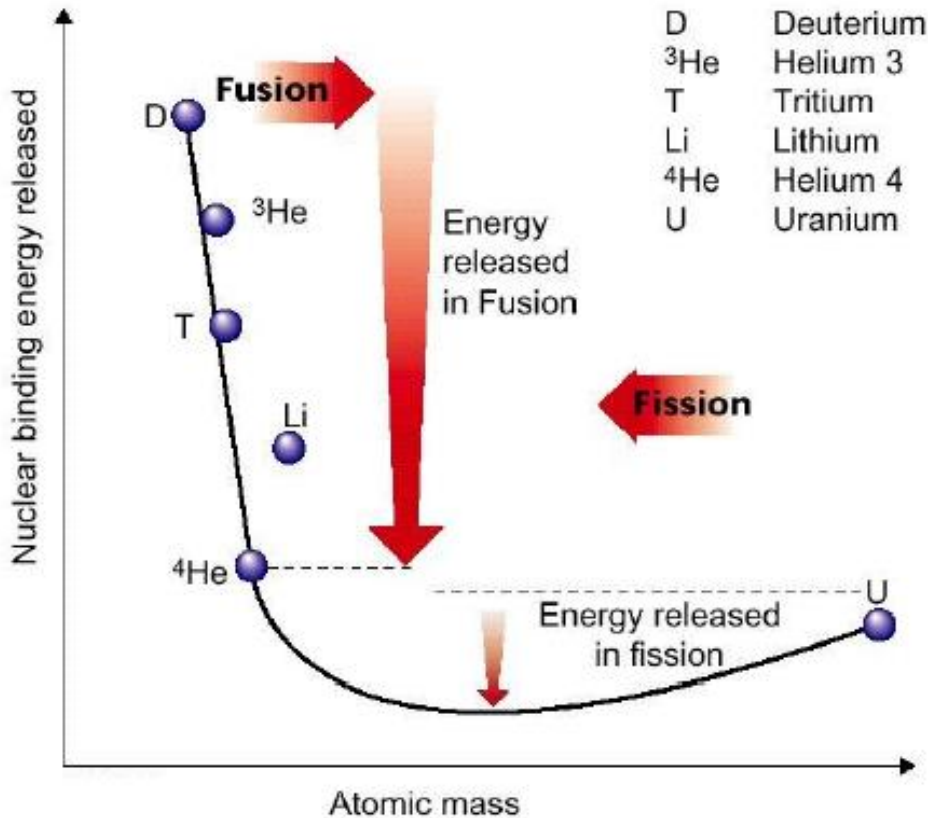
Do podtrzymania reakcji potrzebne dodatkowe źródło neutronów:

spalacja (kruszenie) – jądra bombardowane protonami o energii 1 GeV emitują neutrony.

System złożony z reaktora i akceleratora.

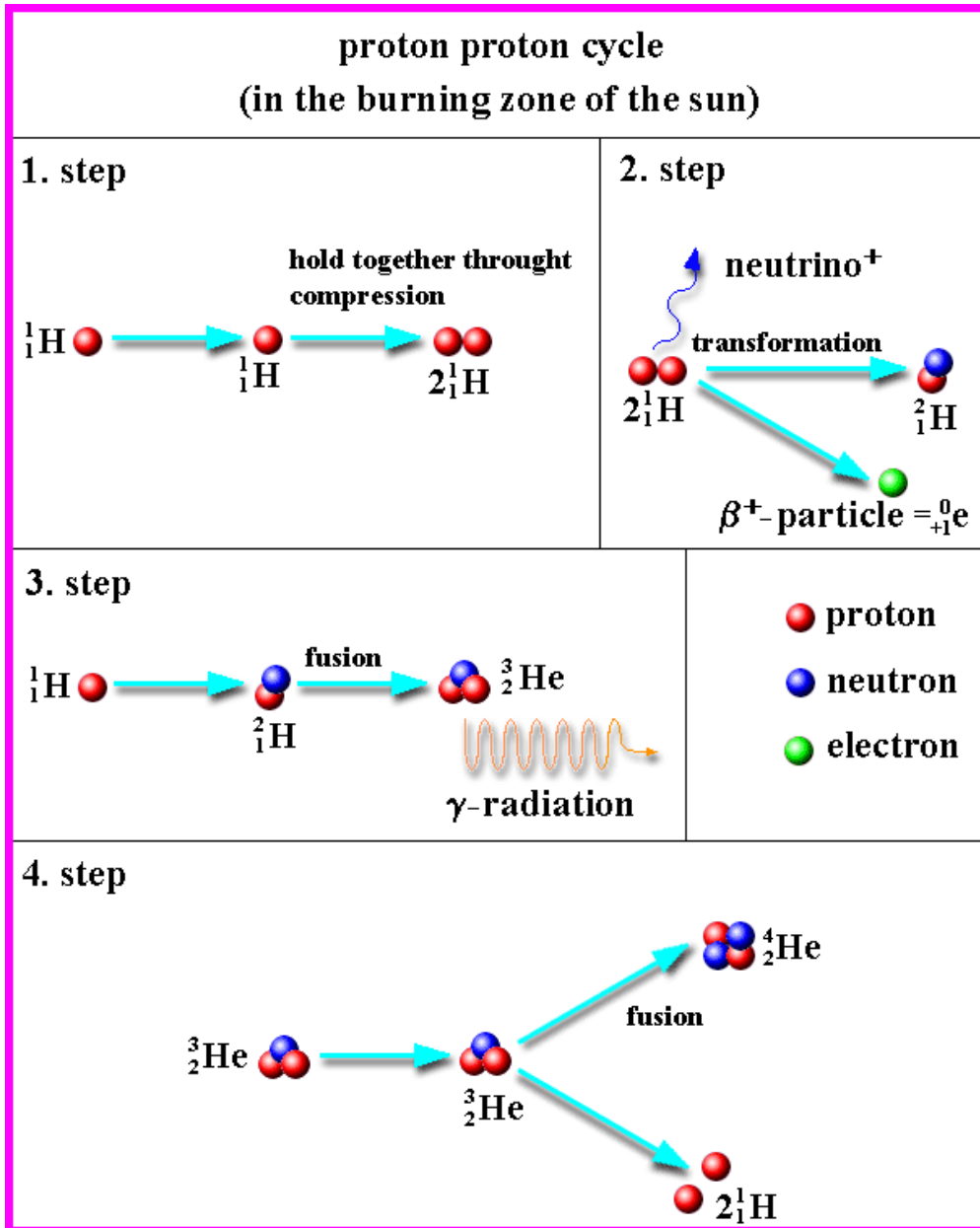
8. Synteza termojądrowa

Synteza jądrowa



Bariera kulombowska wymaga nadania deuteronom energii kinetycznej $E_k \cong 0,01 \text{ MeV}$ ($T = 10^9 \text{ K}$)

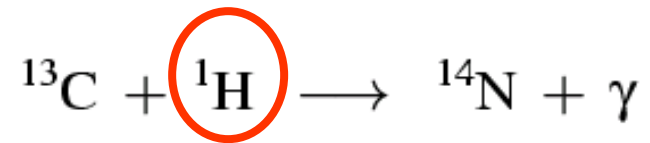
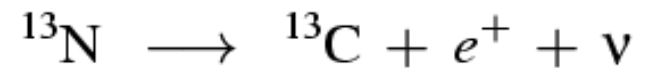
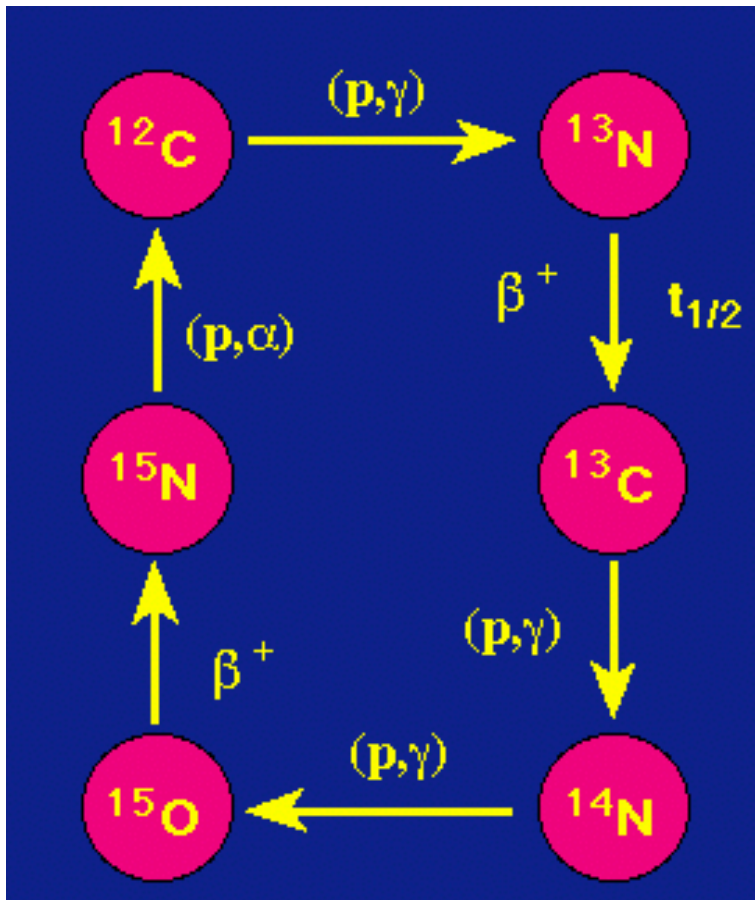
Cykl proton - proton



Takie warunki panują w jądrach gwiazd i do 3 minut po Wielkim Wybuchu

Źródło energii gwiazd o masie podobnej do masy Słońca

Cykl CNO



Źródło energii gwiazd o masie większej od masy Słońca

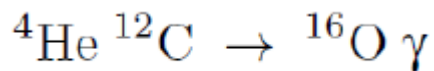
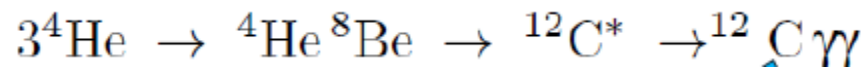
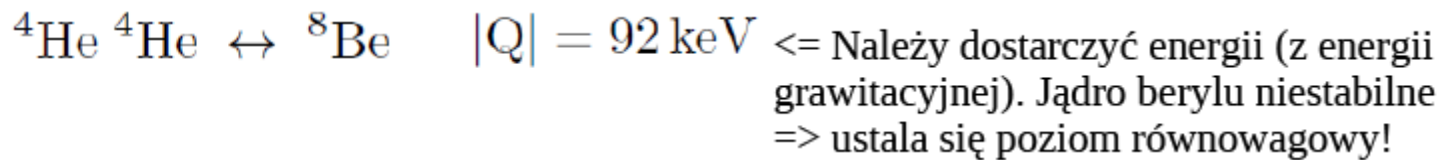
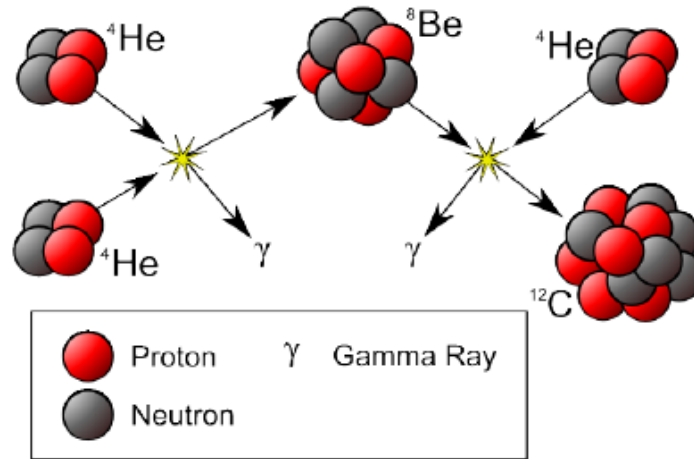
W jego wyniku liczba jąder węgla i azotu zostaje nie zmieniona, natomiast znikają 4 protony, na których miejsce pojawia się jądro helu.

Spalanie helu

Po wyczerpaniu wodoru w centrum gwiazdy, reakcja syntezy ustaje i gwiazda zapada się

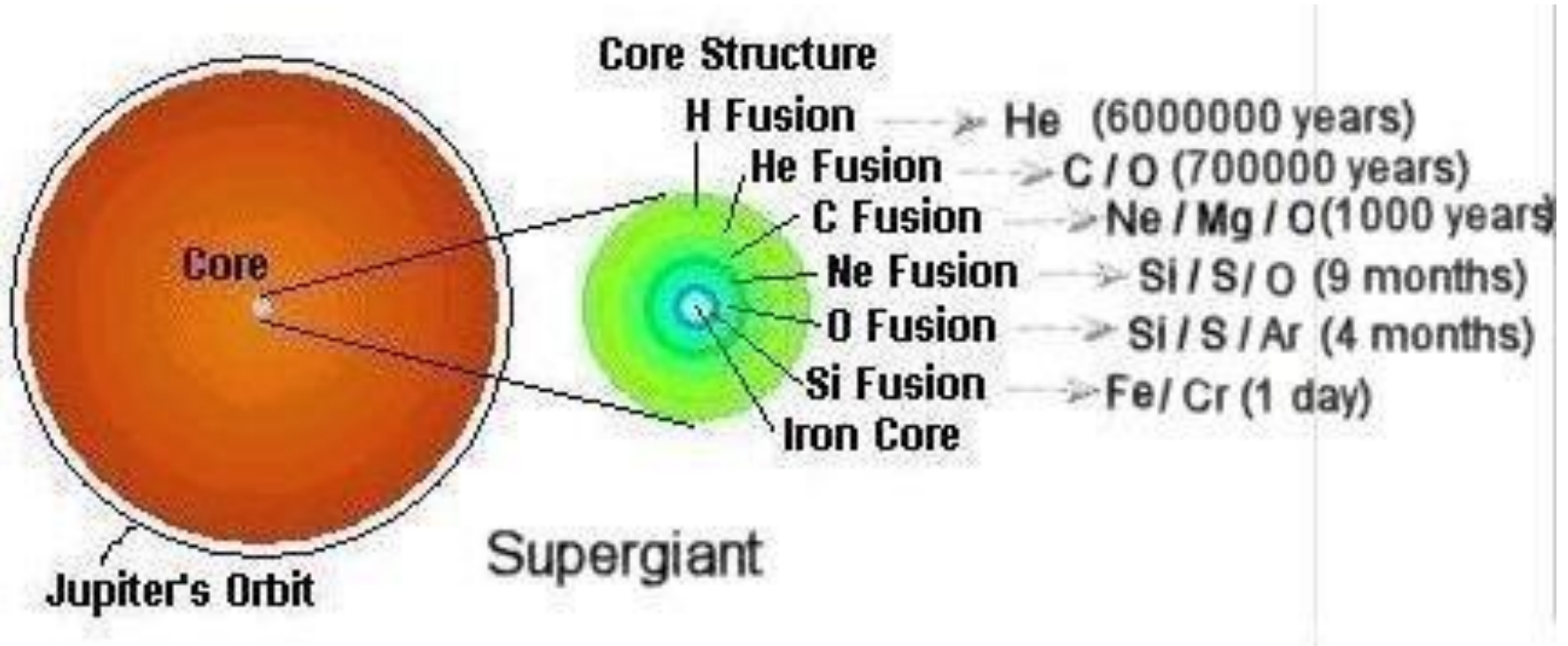


Wzrost temperatury i kolejna reakcja syntezy



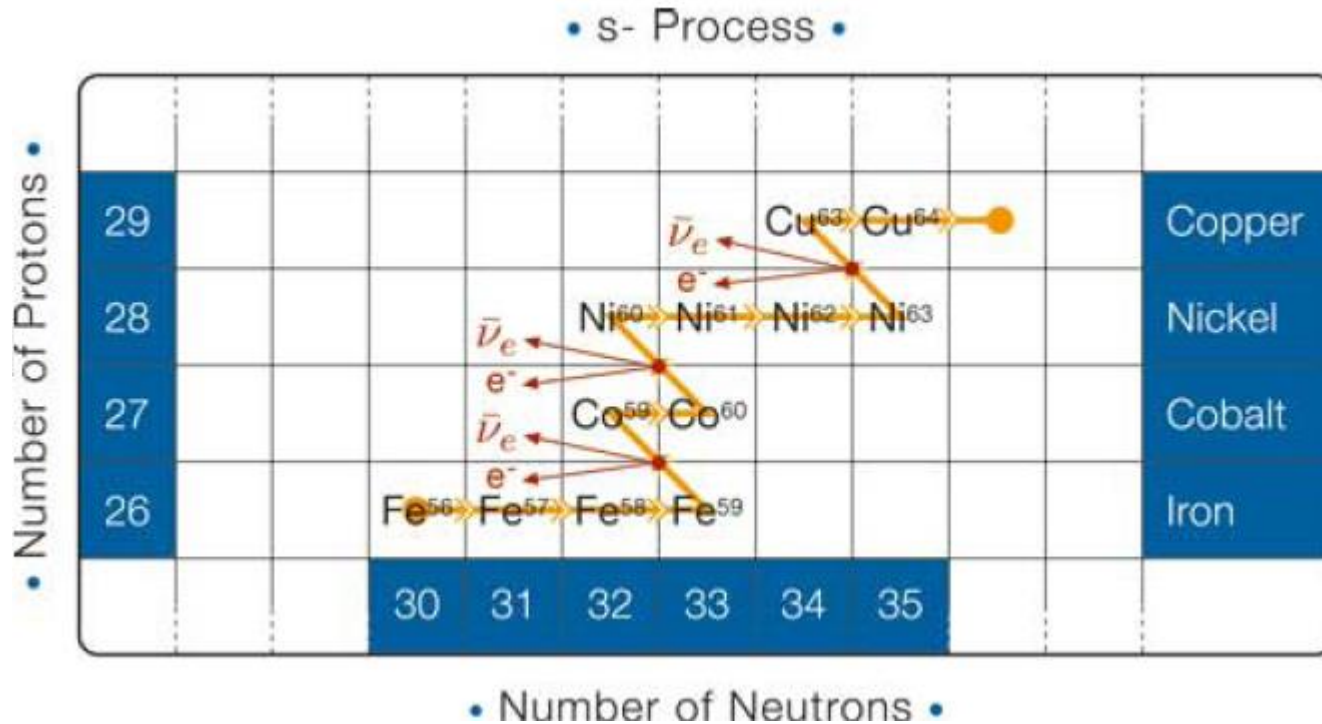
Biały karzeł – końcowe stadium ewolucji gwiazdy typu Słońca

Ewolucja gwiazd masywnych



Synteza coraz cięższych jąder trwa coraz krócej!

Proces s



Jądro żelaza ma duży przekrój czynny na wychwyt neutronu

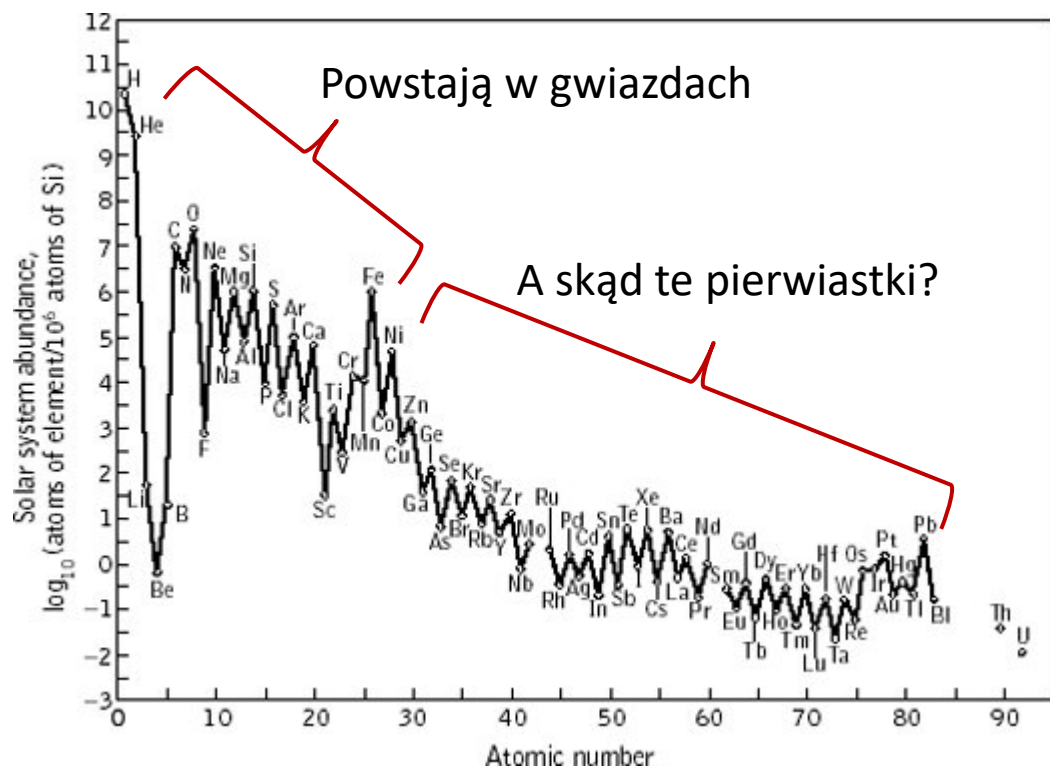
Tworzy się izotop niestabilny ze względu na rozpad β -

Proces powolny (slow):

średni czas wychwytu neutronu \gg średni czas rozpadu β

Proces r

- Obserwowane rozpowszechnienie można wyjaśnić zakładając, że istnieje szybki wychwyt neutronów (czas pomiędzy kolejnymi wychwytemi, krótszy niż czas potrzebny na rozpad)
- Proces r (*r-rapid*) możliwy tylko gdy występują silne strumienie neutronów



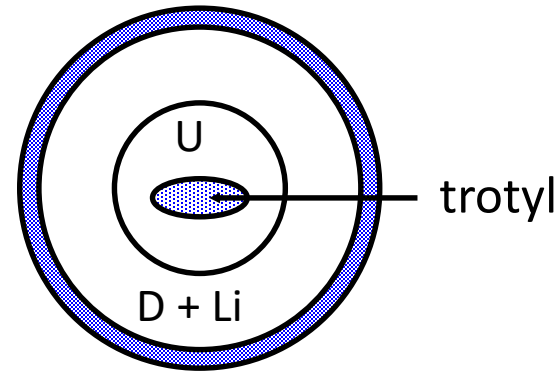
Powstanie gwiazdy neutronowej i wybuch supernowej

Synteza jądrowa

Reakcja termojądrowa $T \cong 10^9$ K

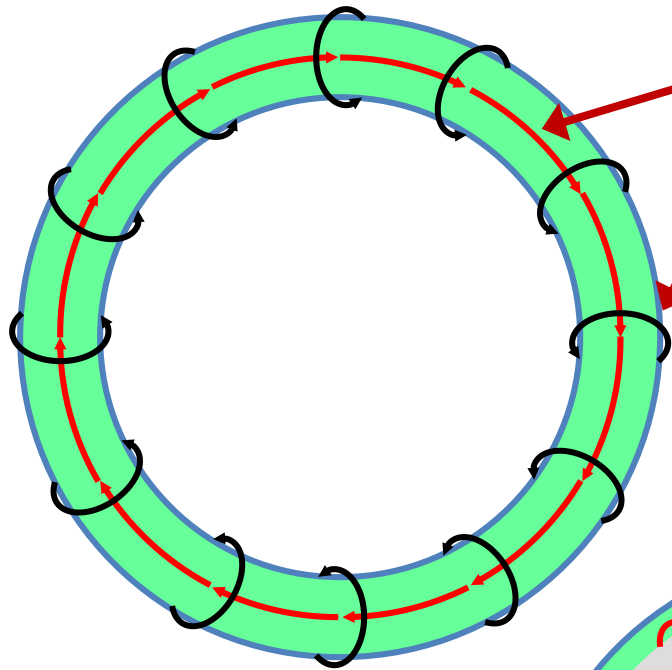
Przy temperaturze $T \cong 10^7$ K materia jest w postaci całkowicie zjonizowanej plazmy

Bomba wodorowa



kontrolowana synteza jądrowa?

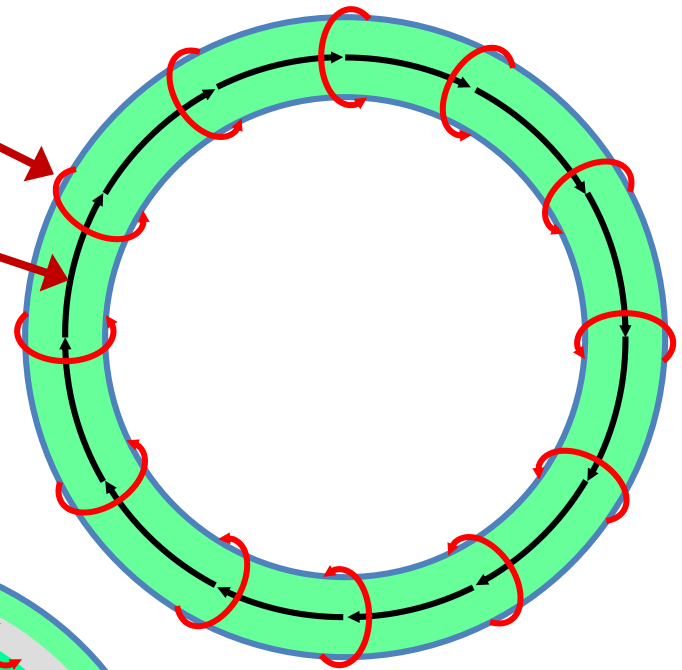
Tokamak



pole toroidalne

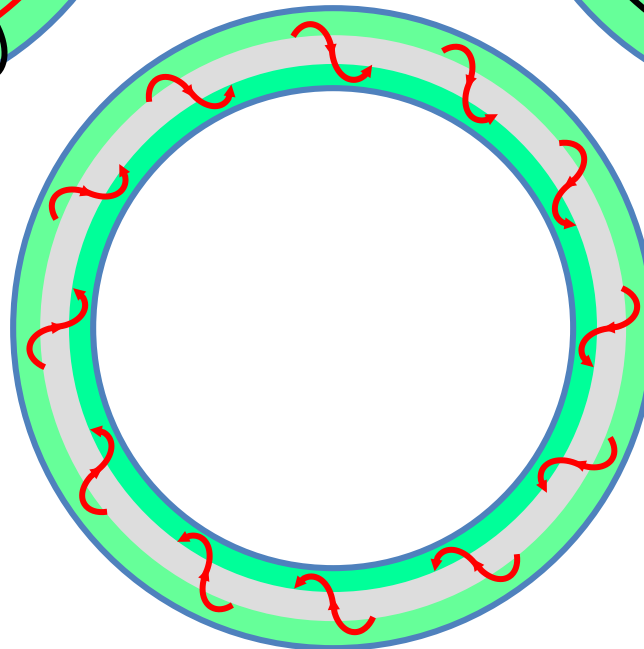
linie pola
magn.

uzwojenie



pole poloidalne

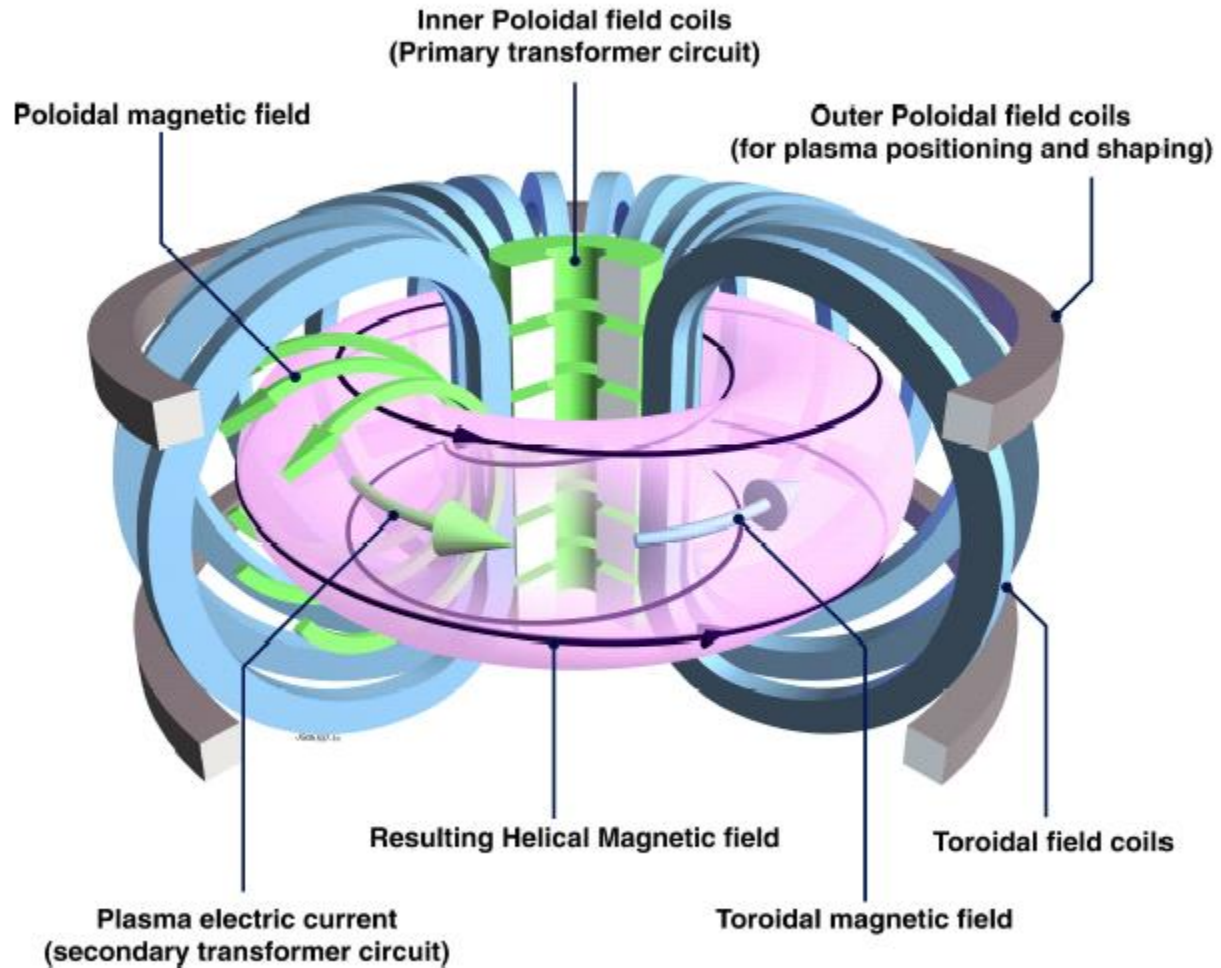
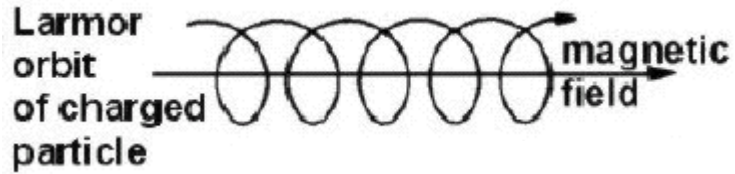
pole typu tokamak –
pułapka magnetyczna



тороидальная камера
в магнитных катушках

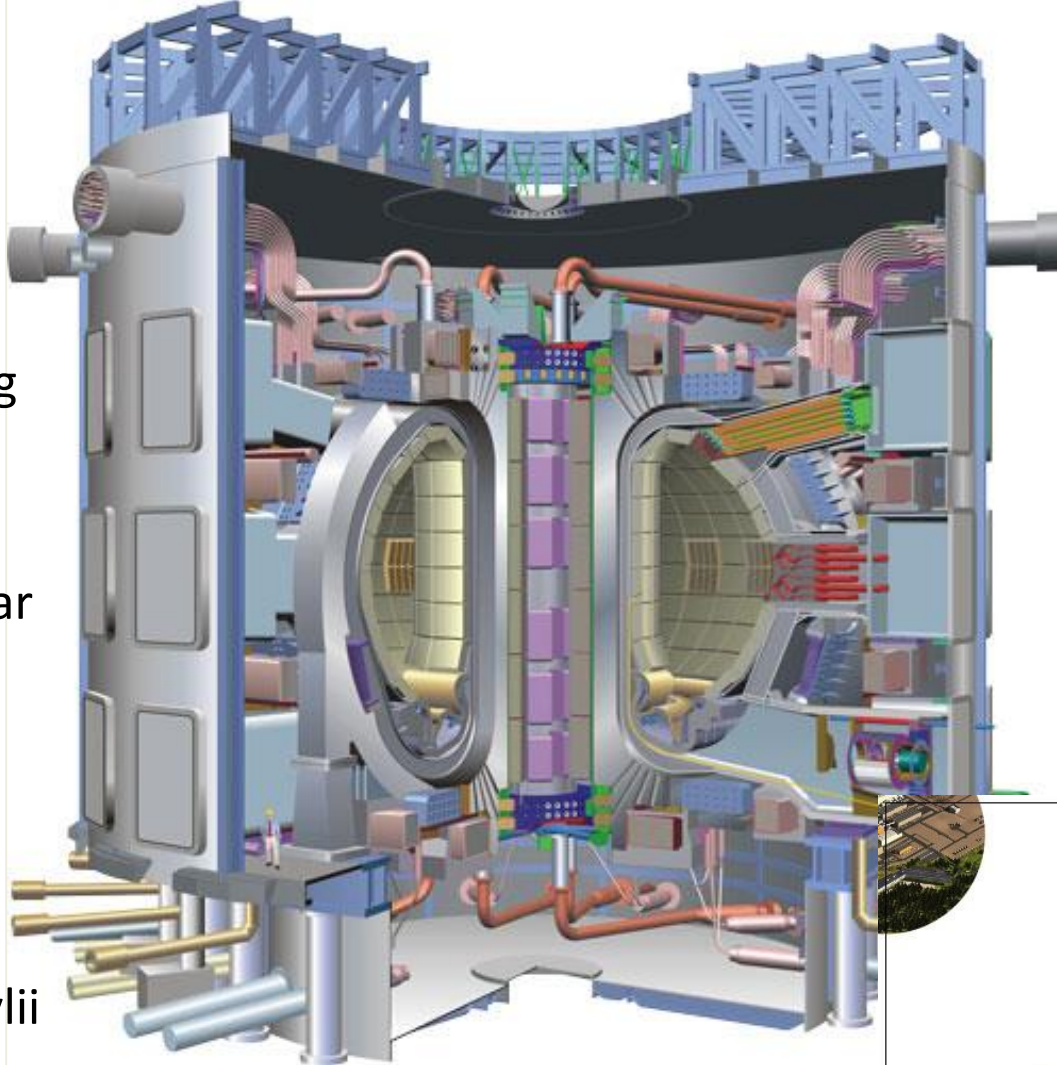
I.Tamm, A.Sakharov - 1950

Tokamak





www.iter.org



International
Thermonuclear
Experimental
Reactor

Caradache w
poblizu Marsylii
UE, Japonia,
Chiny, Rosja,
Korea Płd.

ITER's First Plasma is scheduled for December 2025

