

Wybrane zagadnienia fizyki subatomowej

Zenon Janas

26 stycznia 2015 r.

Fizyka subatomowa

Fizyka subatomowa zajmuje się badaniem własności i oddziaływań obiektów o rozmiarach mniejszych niż rozmiary atomów.

Działy fizyki subatomowej:

- fizyka cząstek elementarnych
- fizyka jąder atomowych

Większość zjawiska fizycznych w skali subatomowej może być opisywane jedynie w języku mechaniki kwantowej i fizyki relatywistycznej.

Model Standardowy

Model Standardowy (MS) opisuje silne, słabe i elektromagnetyczne oddziaływania i własności cząstek subatomowych.

Cząstki elementarne MS: leptony, kwarki, bozony pośredniczące

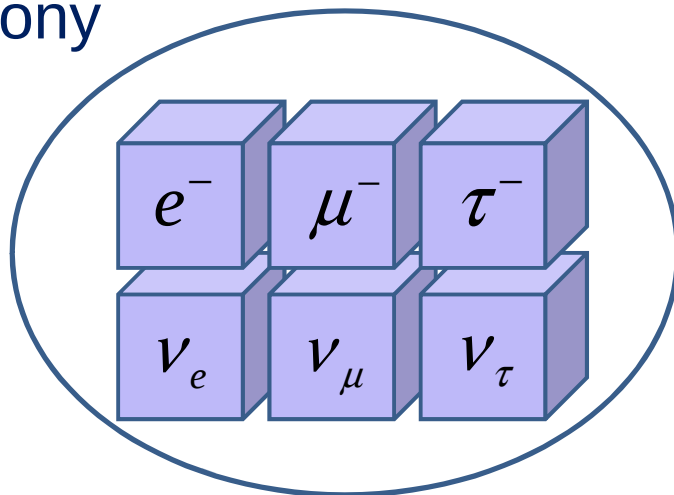
Oddziaływania MS: elektromagnetyczne, słabe, silne

Formalizmy:

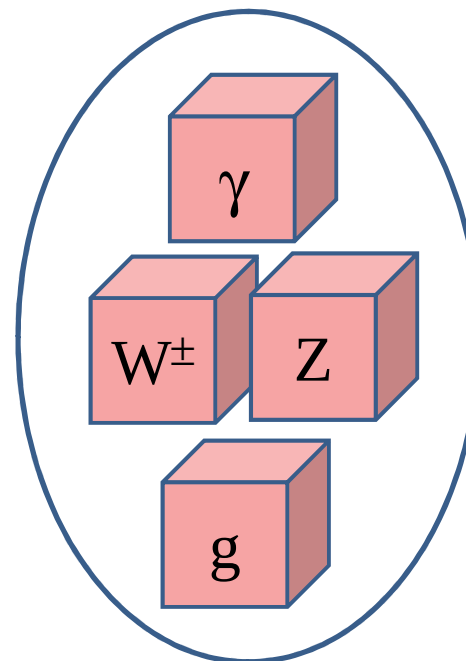
- teoria oddziaływań elektroślabych – kwantowa teoria pola opisująca oddziaływania E-M i słabe
- chromodynamika kwantowa (QCD) – kwantowa teoria pola opisująca oddziaływania silne

Cząstki elementarne Modelu Standardowego

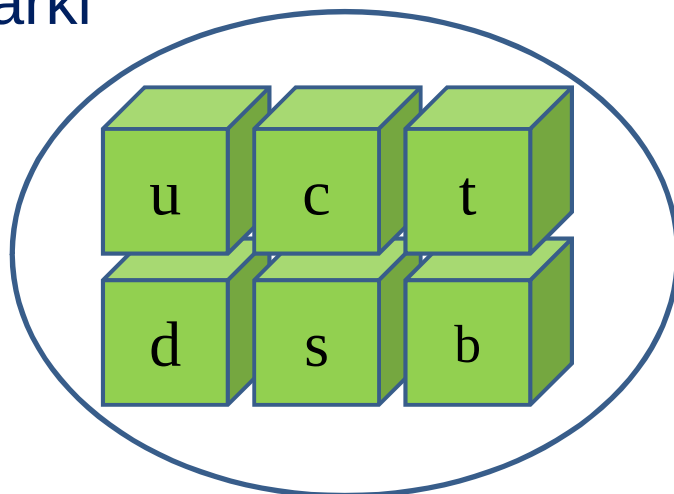
leptony



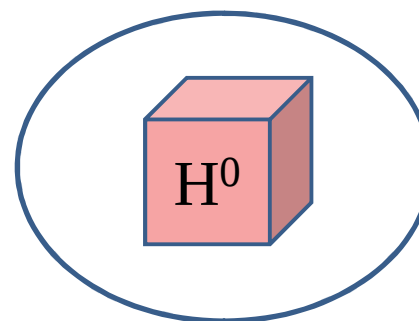
bozony
pośredniczące



kwarki



bozon
Higgsa



Oddziaływania fundamentalne

Rodzaj oddziaływania	Źródło	Względne natężenie	Zasięg
Grawitacyjne	masa	10^{-38}	∞
Słabe	ładunek słaby	10^{-5}	10^{-18} m
Elektromagnetyczne	ładunek elektryczny	10^{-2}	∞
Silne	ładunek kolorowy	1	10^{-15} m

Uwagi

- w układach subatomowych można zaniedbać wpływ oddziaływania grawitacyjnego.
- oddziaływanie elektromagnetyczne i grawitacyjne mają nieskończony zasięg.
- oddziaływanie grawitacyjne jest zawsze przyciągające.
- oddziaływanie elektromagnetyczne może być przyciągające i odpychające. Prowadzi to do ekranowania ładunków.

Zasięg oddziaływania a masa bozonu pośredniczącego

zasada nieoznaczoności narzuca ograniczenie:

$$\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar/2$$

przyjmując

$$\Delta E = mc^2$$

$$\Delta x = c \cdot \Delta t$$

otrzymujemy

$$\Delta E \cdot \Delta t = mc^2 \cdot \frac{\Delta x}{c} \leq \frac{\hbar}{2}$$

$$\Delta x \leq \frac{\hbar c}{2mc^2} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2mc^2}$$

im cięższy bozon
tym krótszy zasięg
oddziaływania

Przykład

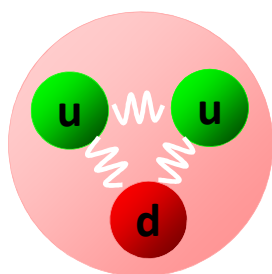
Oddziaływanie słabe ma zasięg rzędu 10^{-18} m. Oszacować masę bozonu pośredniczącego będącego nośnikiem tego oddziaływania.

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{2mc^2} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2mc^2}$$

$$mc^2 \approx \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2\Delta x} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot 10^{-15} \text{ m}}{2 \cdot 10^{-18} \text{ m}} \approx 100 \text{ GeV}$$

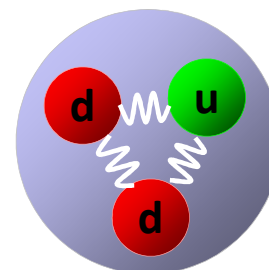
Formy organizacji materii

proton

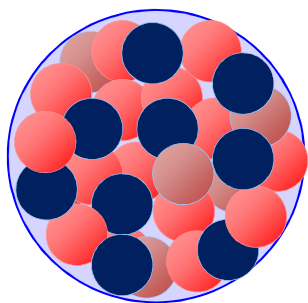


$$r = 1.35 \times 10^{-15} \text{ m}$$

neutron



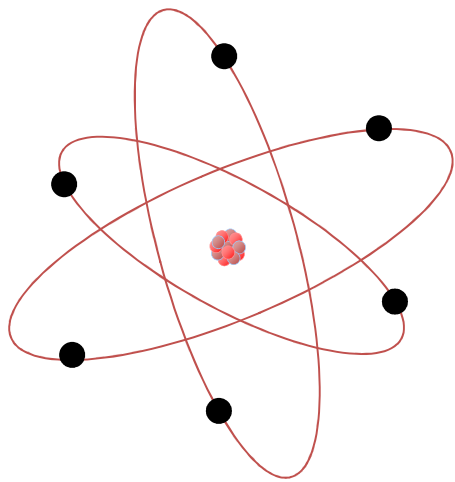
jądro atomowe: **Z** - protonów, **N** - neutronów



$$^{238}\text{U} \quad Z = 92 \quad N = 146$$

$$r = 7 \times 10^{-15} \text{ m} = 7 \text{ fm}$$

atomy



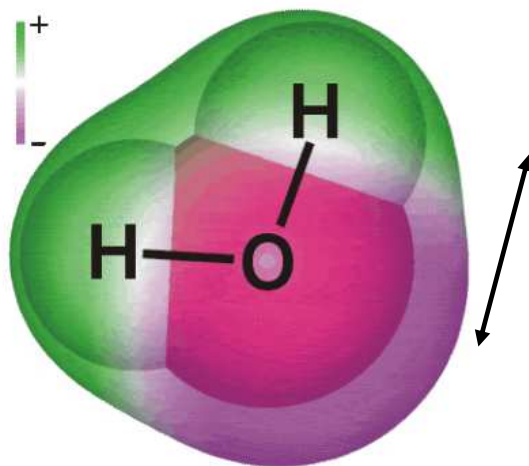
atom węgla

6 protonów w jądrze

6 elektronów

$$r = 0.7 \times 10^{-10} \text{ m} = 0.7 \text{ \AA}$$

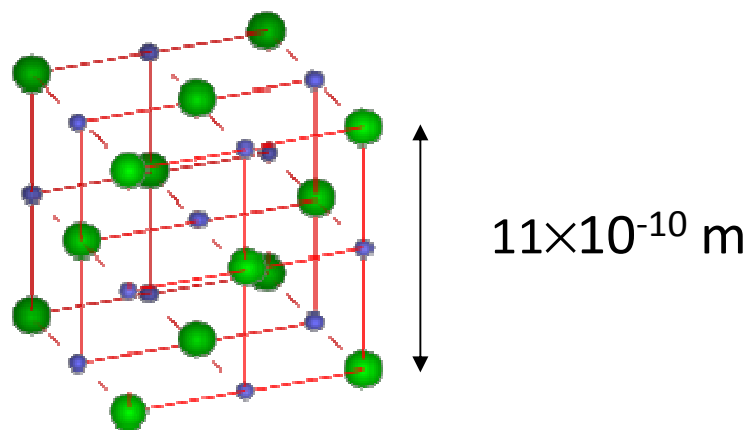
związki chemiczne



$$r = 1 \times 10^{-10} \text{ m}$$

kryształy

NaCl

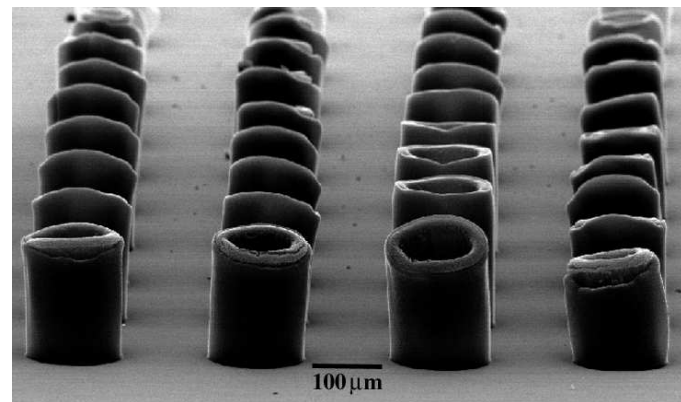


cząsteczki DNA



$$r = 1 \times 10^{-9} \text{ m}$$

nanostruktury



$$\longleftrightarrow 1 \times 10^{-4} \text{ m}$$

Obiekty astronomiczne

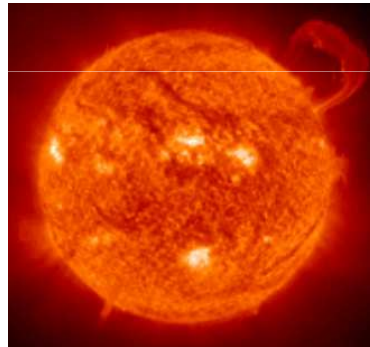
planety



Ziemia

$$r = 6.4 \times 10^6 \text{ m}$$

gwiazdy



Słońce

$$r = 7 \times 10^8 \text{ m}$$

galaktyki



galaktyka M101

$$r = 8 \times 10^{20} \text{ m}$$

Podstawowe własności cząstek

masa

czas życia

ładunek

spin

moment magnetyczny

parzystość

izospin

liczba barionowa

liczby leptonowe

zapachy: dziwność, powab...

Energia i masa

W fizyce cząstek elementarnych i w fizyce jądrowej energię podaje się w elektronowoltach

$$1 \text{ eV} = 1|e| \cdot 1\text{V} = 1.60 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1\text{V} = 1.60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ J} = 6.25 \cdot 10^{18} \text{ eV}$$

Przykłady

Średnia energia kinetyczna ruchu termicznego

$$\overline{E}_k = \frac{3}{2} kT$$

$$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} = 1.38 \cdot 10^{-23} \times 6.25 \cdot 10^{18} \text{ eV/K} = 8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$$

$$\overline{E}_k = \frac{3}{2} \times 8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eV / K} \times 300 \text{ K} = 0.039 \text{ eV}$$

Przykłady

Energia jonizacji atomu wodoru

$$E_j = 13.6 \text{ eV}$$

Energia potrzebna do rozbicia jądra deuteru

$$E_d = 2.22 \text{ MeV}$$

Energia paczki 10^{11} protonów w LHC

$$10^{11} \cdot 4 \text{ TeV} = 4 \cdot 10^{23} \text{ eV}$$

Energia 2-tonowego samochodu jadącego z pr. 30 km/h

$$2 \cdot 10^3 \text{ kg} \times (8 \text{ m/s})^2 / 2 \times 6.25 \cdot 10^{18} \text{ eV/J} = 4 \cdot 10^{23} \text{ eV}$$

Masę cząstek podaje się w jednostkach energii/c²

$$1 \text{ eV/c}^2 = 1.60 \cdot 10^{-19} \text{ J} / (3 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.78 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$$

$$1 \text{ kg} = 5.61 \cdot 10^{35} \text{ eV/c}^2$$

Przykłady

Masa spoczynkowa elektronu

$$\begin{aligned} m_e &= 9.12 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 9.12 \cdot 10^{-31} \times 5.61 \cdot 10^{35} \text{ eV/c}^2 = \\ &= 0.511 \text{ MeV/c}^2 \end{aligned}$$

Jednostka masy atomowej

$$1 \text{ u} = 1.66 \cdot 10^{-30} \text{ kg} = 931.50 \text{ MeV/c}^2$$

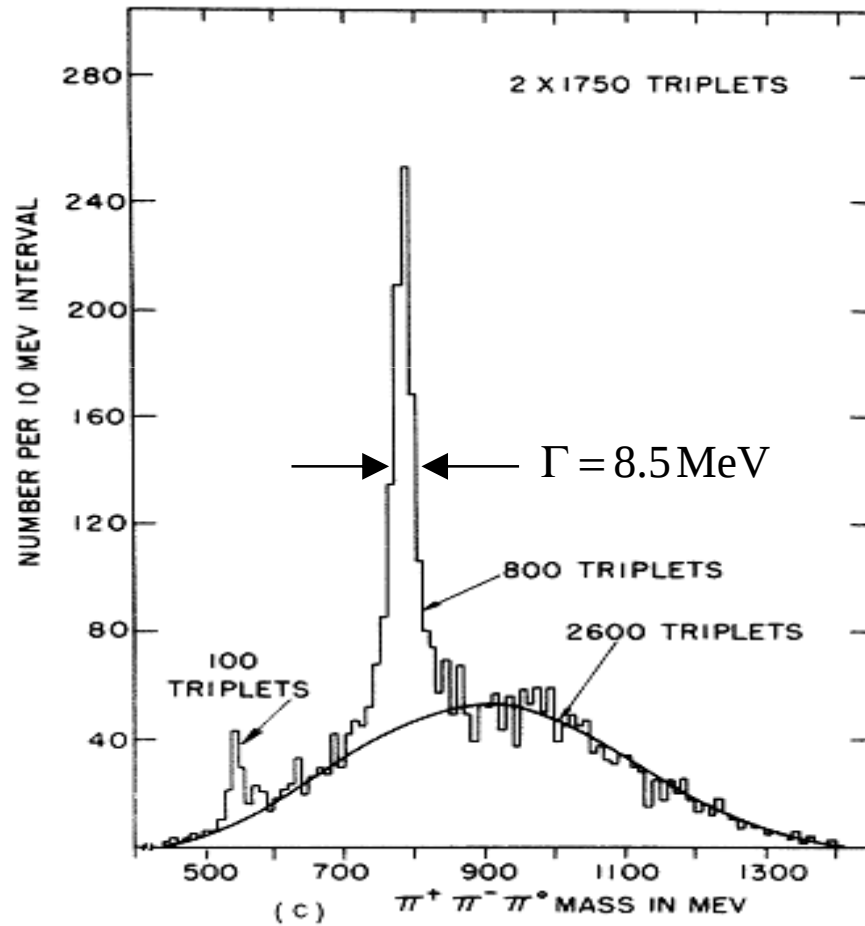
Czas życia cząstek

- czas życia określany jest w układzie odniesienia, w którym cząstka spoczywa
- w przypadku najkrócej żyjących cząstek, zamiast średniego czasu życia podaje się szerokość charakteryzującą nieokreśloność energii spoczynkowej cząstki nietrwałej:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.58 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}}{\tau}$$

Przykład

$$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$



$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.58 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}}{8.5 \text{ MeV}} = 8 \cdot 10^{-23} \text{ s}$$

$$c\tau = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \times 8 \cdot 10^{-23} \text{ s} = 24 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Spin

- cząstkom elementarnym przypisujemy „własny” moment pędu – **spin**, nie związany z ich ruchem w przestrzeni
- spin cząstek może przyjmować wartości całkowite lub połówkowe:

$$J = 0\hbar, \frac{1}{2}\hbar, 1\hbar, \frac{3}{2}\hbar \dots$$

- cząstki o spinie połówkowym nazywamy **fermionami**.
- cząstki o spinie całkowitym nazywamy **bozonami**.
- długość wektora spinu dana jest przez wyrażenie

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

- orientacja spinu cząstki w przestrzeni określona jest przez rzut spinu na oś kwantyzacji J_z

Funkcja falowa układu bozonów i fermionów

- funkcja falowa układu nierozróżnialnych bozonów musi być symetryczna ze względu na zamianę cząstek:

$$\Psi(1, 2) = +\Psi(2, 1)$$

- funkcja falowa układu nierozróżnialnych fermionów musi być antysymetryczna ze względu na zamianę cząstek:

$$\Psi(1, 2) = -\Psi(2, 1)$$

- Konsekwencją tej własności f.f. układu fermionów jest **zakaz Pauliego**:

W układzie identycznych fermionów nie mogą istnieć cząstki posiadające wszystkie takie same liczby kwantowe.

Własności bozonów pośredniczących

Nazwa	Symbol	Masa (GeV/c ²)	Ładunek (e)	J ^π (ħ)	Średni czas życia (s)	Uwagi
foton	γ	0	0	1 ⁻	∞	o. E-M
gluony	g	0	0	1 ⁻		o. silne
bozon Z ⁰	Z ⁰	91.19	0	1	2.6·10 ⁻²⁵	o. elektrosłabe
bozony W ⁺ ,W ⁻	W ⁺ , W ⁻	80.39	+1, -1	1	3.2·10 ⁻²⁵	o. elektrosłabe
bozon Higgsa	(H ⁰)	125.9	0	0 ⁺	1.6·10 ⁻²²	
grawiton	G	0	0	2	∞	o. graw.

Własności leptonów (z gr. *leptós* – drobny, lekki)

Gene- -acja	Nazwa	Symbol	Masa (MeV/c ²)	Ładunek (e)	Średni czas życia	Spin (ħ)	Liczba leptono wa
I	elektron	e^-	0.511	-1	$> 5 \cdot 10^{26}$ lat	1/2	$L_e = +1$
	neutrino elektronowe	ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	∞^*	1/2	$L_e = +1$
II	mion	μ^-	106	-1	$2.2 \cdot 10^{-6}$ s	1/2	$L_\mu = +1$
	neutrino mionowe	ν_μ	< 0.19	0	∞^*	1/2	$L_\mu = +1$
III	taon	τ^-	1777	-1	$2.9 \cdot 10^{-13}$ s	1/2	$L_\tau = +1$
	neutrino taonowe	ν_τ	< 18.2	0	∞^*	1/2	$L_\tau = +1$

*) Neutrina nie rozpadają się, ale ulegają oscylacjom.

Własności leptonów

- leptony są cząstkami punktowymi, nie posiadają struktury wewnętrznej

$$r_e < 10^{-22} \text{ m}$$

- wszystkie leptony są fermionami o spinie 1/2
- leptony nie oddziałują silnie

Kwarki

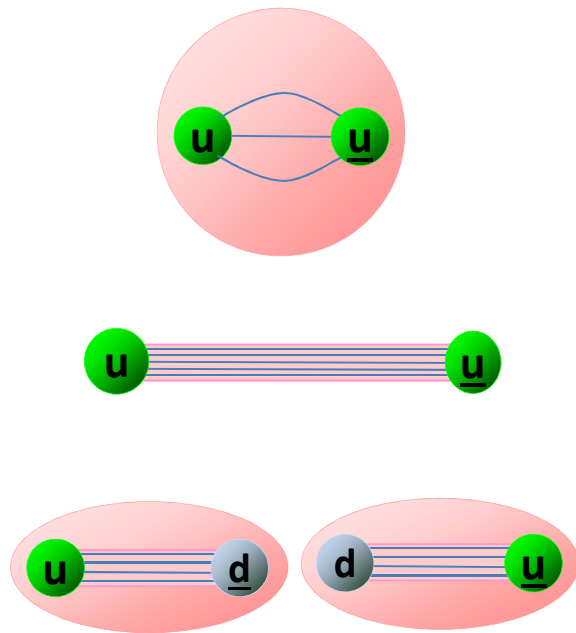
Gene- racja	Nazwa	Symbol	Ładunek ($ e $)	Masa efektywna (GeV/c^2)	J^π ($\hbar$)	Izospin I_z	Liczba barion- owa	Zapach
I	up (górnny)	u	+ 2/3	0.350	$1/2^+$	+1/2	1/3	
	down (dolny)	d	- 1/3	0.350	$1/2^+$	-1/2	1/3	
II	strange (dziwny)	s	- 1/3	0.500	$1/2^+$	0	1/3	$S = -1$
	charm (powabny)	c	+ 2/3	1.5	$1/2^+$	0	1/3	$C = +1$
III	bottom (niski)	b	- 1/3	4.7	$1/2^+$	0	1/3	$B' = -1$
	top (wysoki)	t	+ 2/3	173.5	$1/2^+$	0	1/3	$T = +1$

Masa efektywna – masa tzw. kwarków „ubranych”

Własności kwarków

- nie obserwuje się kwarków swobodnych
- kwarki występują w trzech kolorach: **Red**, **Green**, **Blue**
- wszystkie kwarki są fermionami o spinie $1/2$
- kwarki oddziałują silnie, słabo i elektromagnetycznie
- silne oddziaływanie pomiędzy kwarkami odbywa poprzez wymianę gluonów (8 rodzajów)
- na małych odległościach kwarki zachowują się jak cząstki swobodne (asymptotyczna swoboda)
- siła oddziaływania rośnie z odległością, prowadzi to do uwięzienia kwarków

Uwięzienie kwarków



Ze wzrostem odległości między kwarkami rośnie energia oddziaływania.

W pewnym momencie energia jest dostatecznie wysoka do utworzenia pary kwark - anty-kwark.

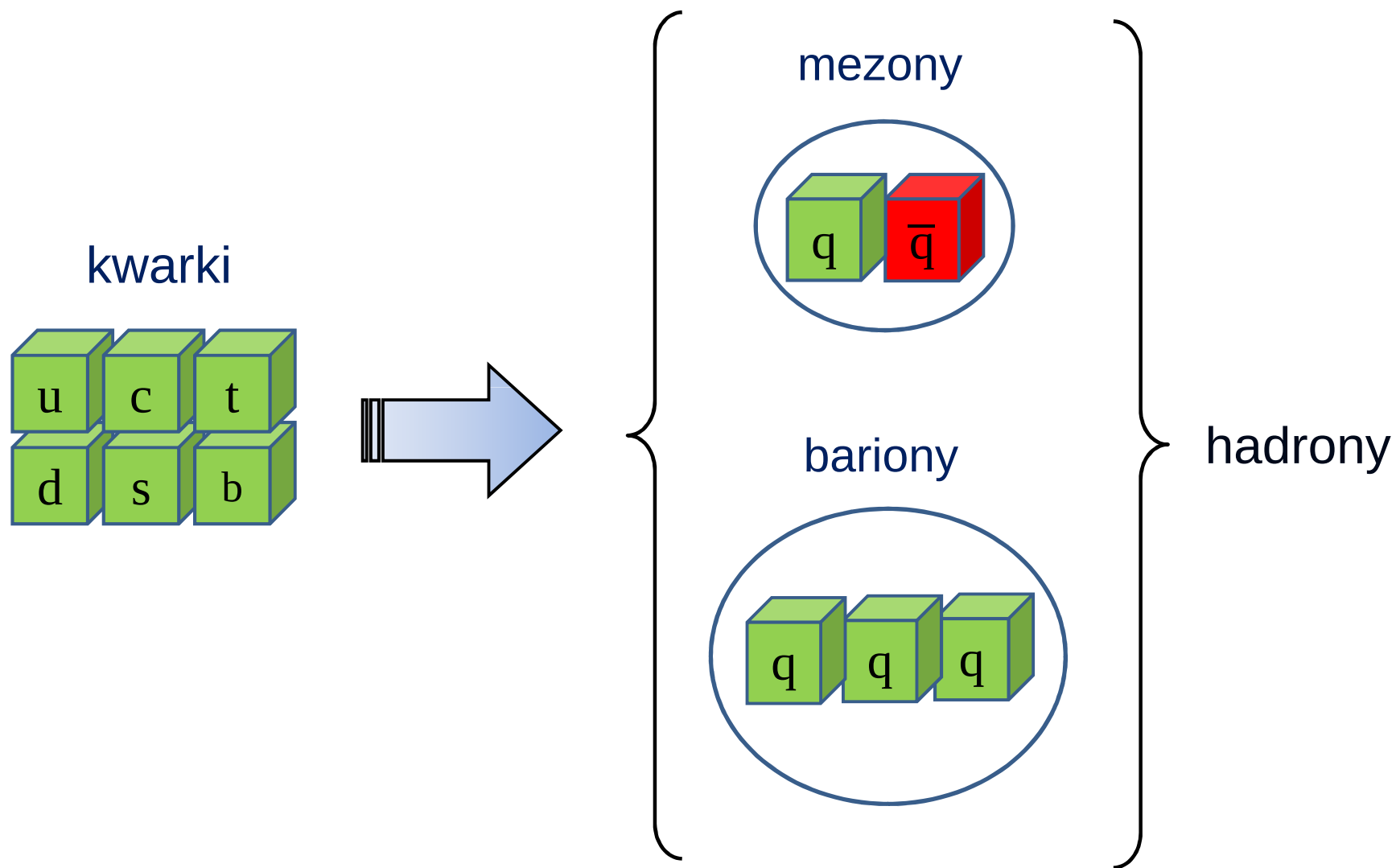
Powstają nowe cząstki w których kwarki pozostają uwięzione.

Własności cząstek i antycząstek

Wielkość	cząstka	antycząstka
Masa spoczynkowa	m	m
Czas życia	τ	τ
Ładunek elektryczny	Q	$-Q$
Spin	J	J
Moment magnetyczny	μ	$-\mu$
Parzystość	π	$-\pi$ dla fermionów π dla bozonów
Izospin, I_z	I, I_z	$I, -I_z$
Liczba barionowa	B	$-B$
Liczba leptonowa	L_e, L_μ, L_τ	$-L_e, -L_\mu, -L_\tau$
Zapach	S, C, B', T	$-S, -C, -B', -T$
Kolor	R, G, B	$\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$

Istnieją cząstki identyczne ze swoimi antycząstkami – są tzw. cząstki istotnie obojętne np. foton, π^0

Cząstki zbudowane z kwarków



Mezony (z *gr. mesón* – środkowy)

- mezony są zbudowane z par kwark - antykwark

$$q_i \bar{q}_j$$

- antycząstką mezonu $q_i \bar{q}_j$ jest mezon $\bar{q}_i q_j$
- mezony są bozonami o spinach 0 lub 1
- liczba barionowa mezonów wynosi $B = 0$
- wszystkie mezony są nietrwałe
- mezony są „bezbarwne”, tzn. zawierają kwarki o danym kolorze i jego anty-kolorze

Własności wybranych mezonów o spinie 0

	Symbol	Q/e	Masa (MeV/c ²)	τ (s)	J^π ($\hbar$)	Izospin (I, I _z)	S	C
piony	π^+	+1	139.6	2.6×10^{-8}	0^-	1, +1	0	0
	π^0	0	135.0	8.4×10^{-17}	0^-	1, 0	0	0
	π^-	-1	139.6	2.6×10^{-8}	0^-	1, -1	0	0
kaony	K^+	+1	493.7	1.2×10^{-8}	0^-	1/2, +1/2	+1	0
	K^0	0	497.6		0^-	1/2, -1/2	+1	0
	D^+	+1	1870	1.0×10^{-12}	0^-	1/2, +1/2	0	+1
	D^0	0	1865	4.1×10^{-13}	0^-	1/2, -1/2	0	+1

Skład kwarkowy mezonów $\pi^\pm$

$$\pi^+ : Q/e = +1, J = 0, (l, l_z) = (1, +1), S, C, B', T = 0$$

$$\pi^+ = (u \bar{d})$$

$$Q/e = +1 = 2/3 + 1/3$$

$$l_z = +1 = 1/2 + 1/2$$

$$\pi^- : Q/e = -1, J = 0, (l, l_z) = (1, -1), S, C, B', T = 0$$

$$\pi^- = (\bar{u} d)$$

$$Q/e = -1 = -2/3 - 1/3$$

$$l_z = -1 = -1/2 - 1/2$$

Mezon π^- jest antycząstką π^+

Bariony (z gr. *barus* - ciężki)

- bariony są zbudowane z trójek kwarków

$$q_i q_j q_k$$

- bariony są fermionami o spinach 1/2 lub 3/2
- liczba barionowa barionów jest równa $B = 1$
- bariony są „bezbarwne”, tzn. zawierają kwarki o kolorach RGB
- anty-bariony są zbudowane z trójek anty-kwarków

$$\bar{q}_i \bar{q}_j \bar{q}_k$$

Własności wybranych barionów o spinie 1/2

	Symbol	Q/e	Masa (MeV/c ²)	τ (s)	J ^{π} ($\hbar$)	Izospin (I, I _z)	S	C
nukleony {	p	+1	938.2	> 10 ³⁵ lat	1/2 ⁺	1/2, +1/2	0	0
	n	0	939.6	886	1/2 ⁺	1/2, -1/2	0	0
hiperony {	Λ^0	0	1116	2.6×10 ⁻¹⁰	1/2 ⁺	0, 0	-1	0
	Σ^+	+1	1189	8.0×10 ⁻¹¹	1/2 ⁺	1, +1	-1	0
	Σ^0	0	1193	7.4×10 ⁻²⁰	1/2 ⁺	1, 0	-1	0
	Σ^-	-1	1197	1.5×10 ⁻¹⁰	1/2 ⁺	1, -1	-1	0
	Ξ^0	0	1315	2.9×10 ⁻¹⁰	1/2 ⁺	1/2, +1/2	-2	0
	Ξ^-	-1	1322	1.6×10 ⁻¹⁰	1/2 ⁺	1/2, -1/2	-2	0

Skład kwarkowy nukleonów

Proton: $Q/e = +1$, $J = 1/2$, $(I, I_z) = (1/2, +1/2)$

$$\text{proton} = (u \quad u \quad d)$$

$$Q/e = +1 = 2/3 + 2/3 - 1/3$$

$$I_z = +1/2 = 1/2 + 1/2 - 1/2$$

Neutron: $Q/e = 0$, $J = 1/2$, $(I, I_z) = (1/2, -1/2)$

$$\text{neutron} = (u \quad d \quad d)$$

$$Q/e = 0 = 2/3 - 1/3 - 1/3$$

$$I_z = -1/2 = 1/2 - 1/2 - 1/2$$

Skład kwarkowy hiperonu Λ^0

$$\Lambda^0: \quad Q/e = 0 \quad , \quad J = 1/2, \quad (I, I_z) = (0, 0), \quad S = -1$$

$$\Lambda^0 = (\quad s \quad \quad u \quad \quad d \quad)$$

$$Q/e = \quad +1 \quad = -1/3 \quad + 2/3 \quad - 1/3$$

$$I_z = \quad 0 \quad = 0 \quad + 1/2 \quad - 1/2$$

$$S = \quad -1 \quad = -1 \quad + 0 \quad + 0$$

Atomy, nuklidy, jądra atomowe

Atomy – obiekt zbudowany z jądra atomowego, w którym skupiona jest prawie cała masa i krążących wokół niego elektronów.

Jądro atomowe – związany układ protonów i neutronów

Nuklid – atom, którego jądro ma określoną liczbę protonów, neutronów oraz określony stan fizyczny

Podgrupy nuklidów

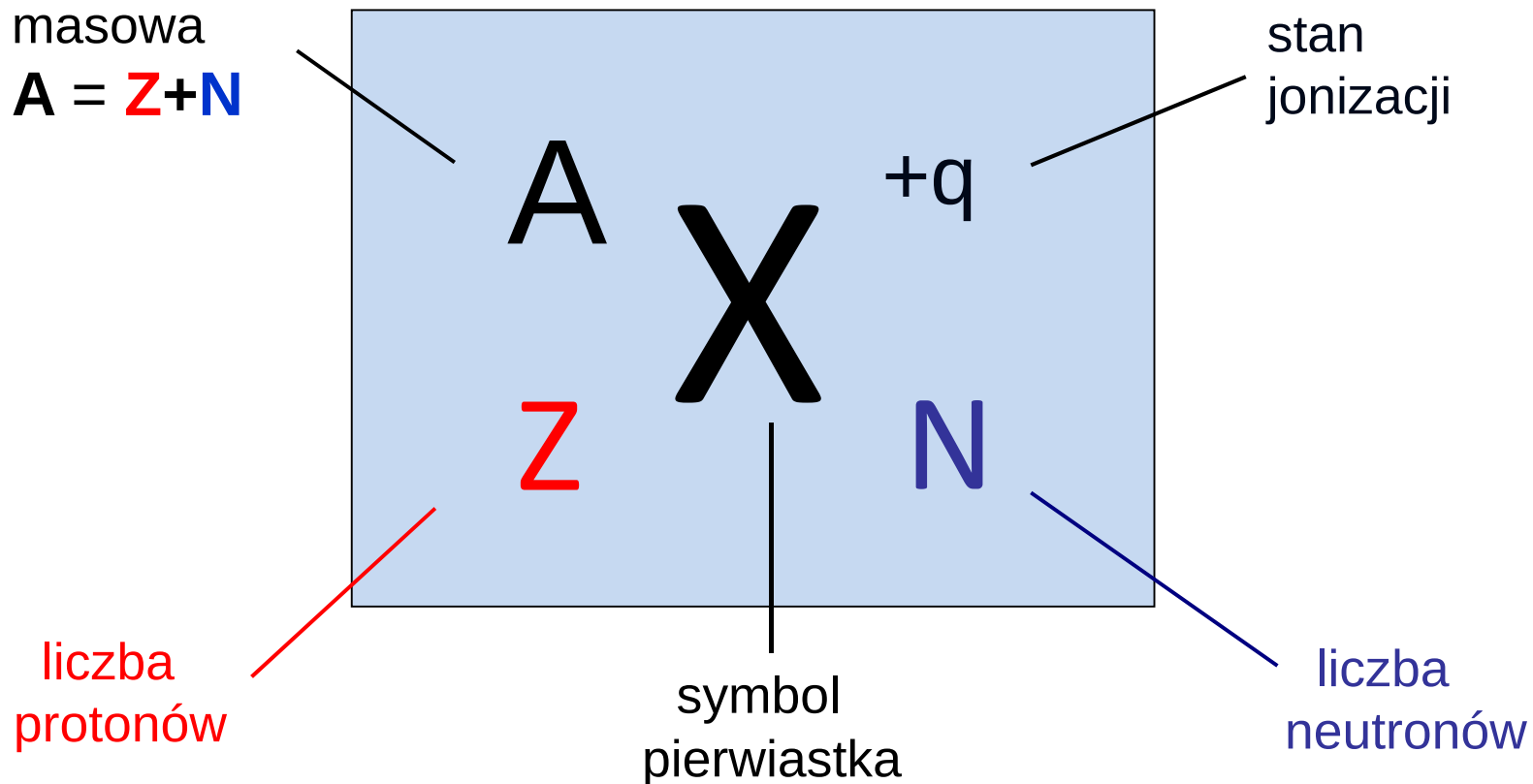
ustalone Z - izotopy (pierwiastka)

ustalone N - izotony

ustalone $A=Z+N$ - izobary

Symbole nuklidów

liczba
masowa
 $A = Z + N$



stan
jonizacji

liczba
protonów

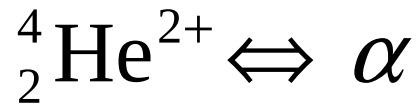
symbol
pierwiastka

liczba
neutronów

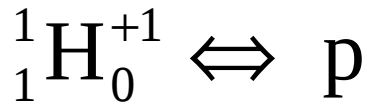
Przykłady



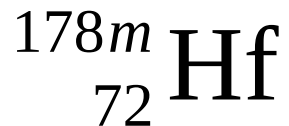
obojętny atom helu z jądrem zawierającym
2 protony i 2 neutrony



dwukrotnie zjonizowany atom helu z jądrem zawierającym
2 protony i 2 neutrony – cząstka alfa



jednokrotnie zjonizowany atom wodoru - proton

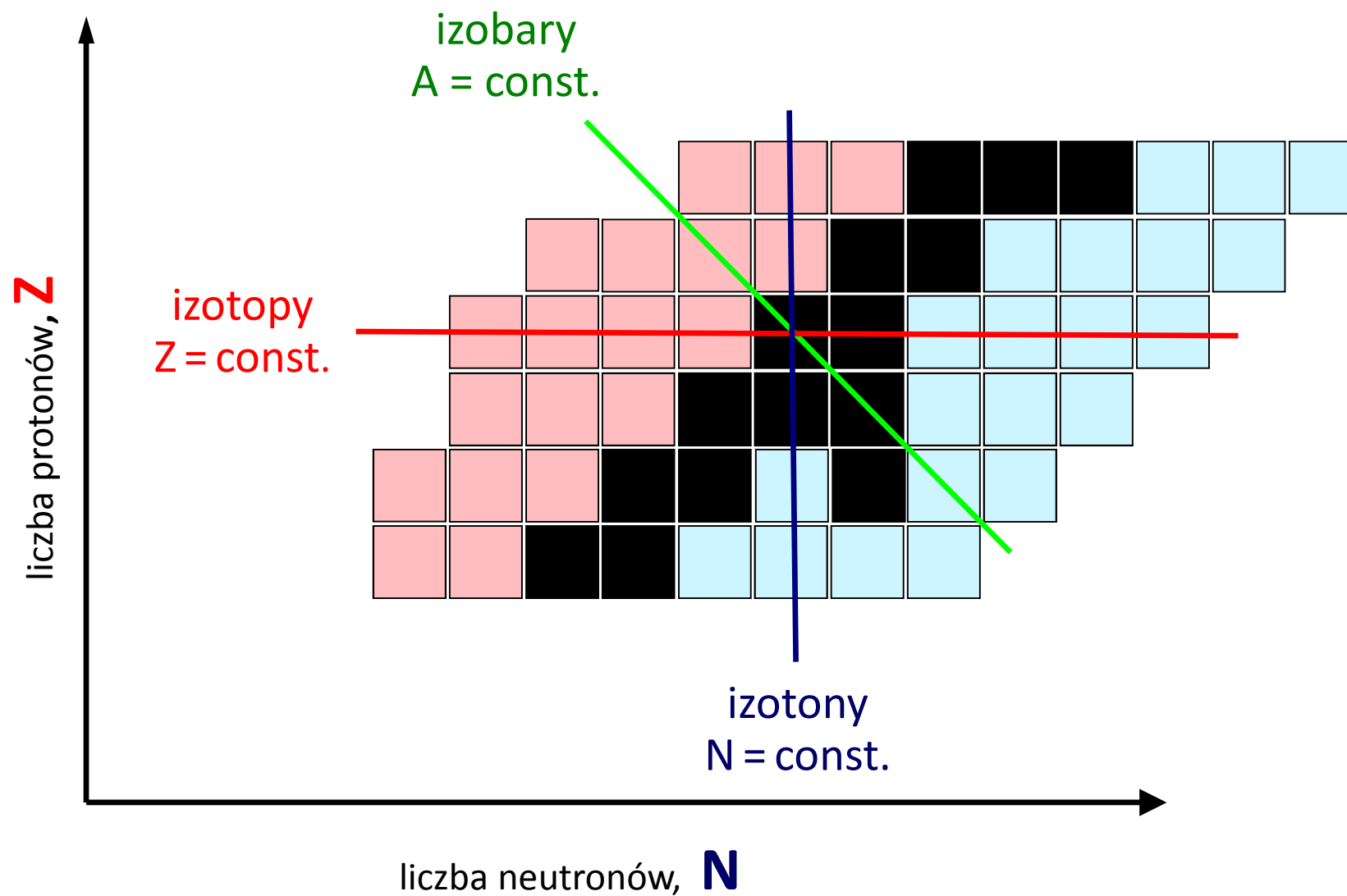


obojętny atom hafnu z jądrem w stanie izomerycznym
zawierającym 72 protony i $178-72=106$ neutronów

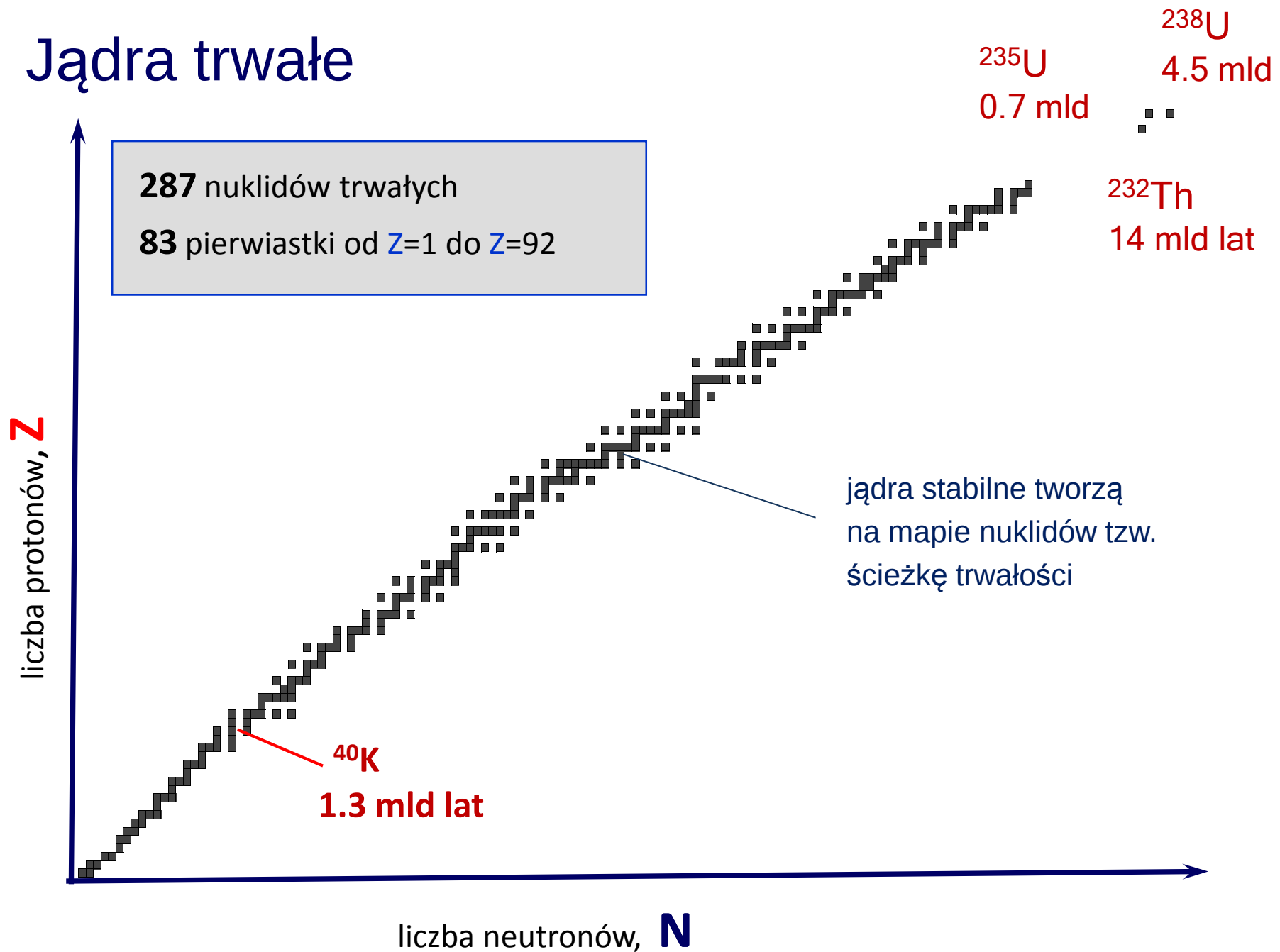


dwukrotnie zjonizowany atom uranu z jądrem
zawierającym 92 protony i $238-92=146$ neutronów

Mapa nuklidów



Jądra trwałe



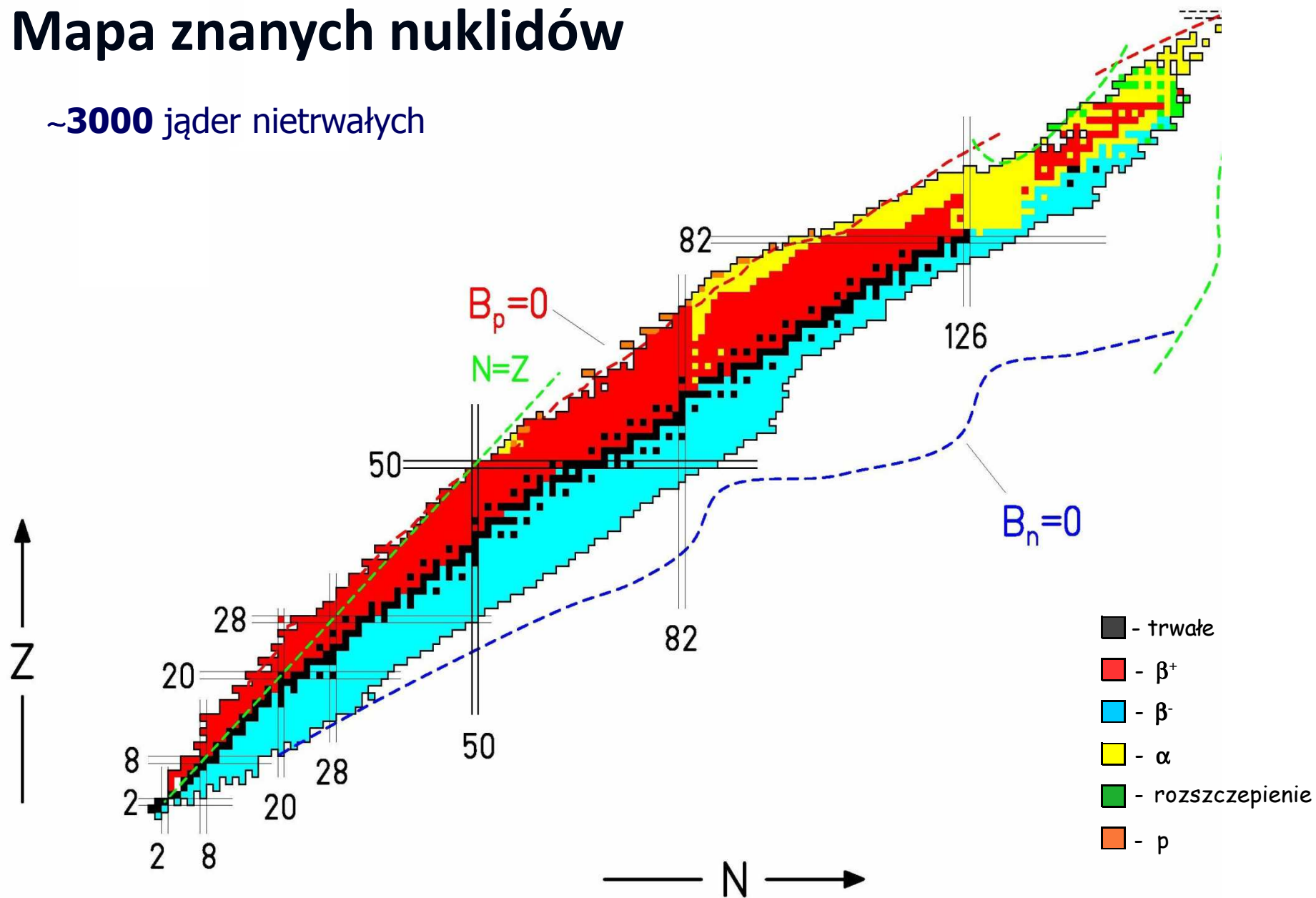
Rozpowszechnienie nuklidów trwałych i długożyciowych ($T_{1/2} > 10^9$ lat)

Z	N	trwałe	długożyciowe
parzyste	parzyste	155	11
parzyste	nieparzyste	53	3
nieparzyste	parzyste	50	3
nieparzyste	nieparzyste	4	5
Suma =		262	22

- nie istnieją trwałe izotopy technetu ($Z=43$) i prometu ($Z=61$)
- nie istnieją trwałe izotopy o $83 < Z < 90$
- nie istnieją trwałe izobary o $A=5$ i $A=8$

Mapa znanych nuklidów

~3000 jąder niestabilnych



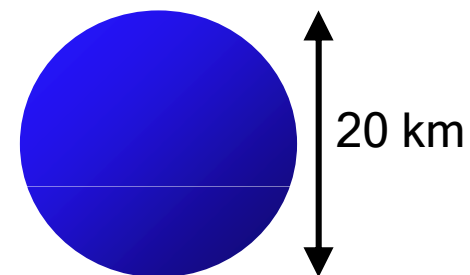
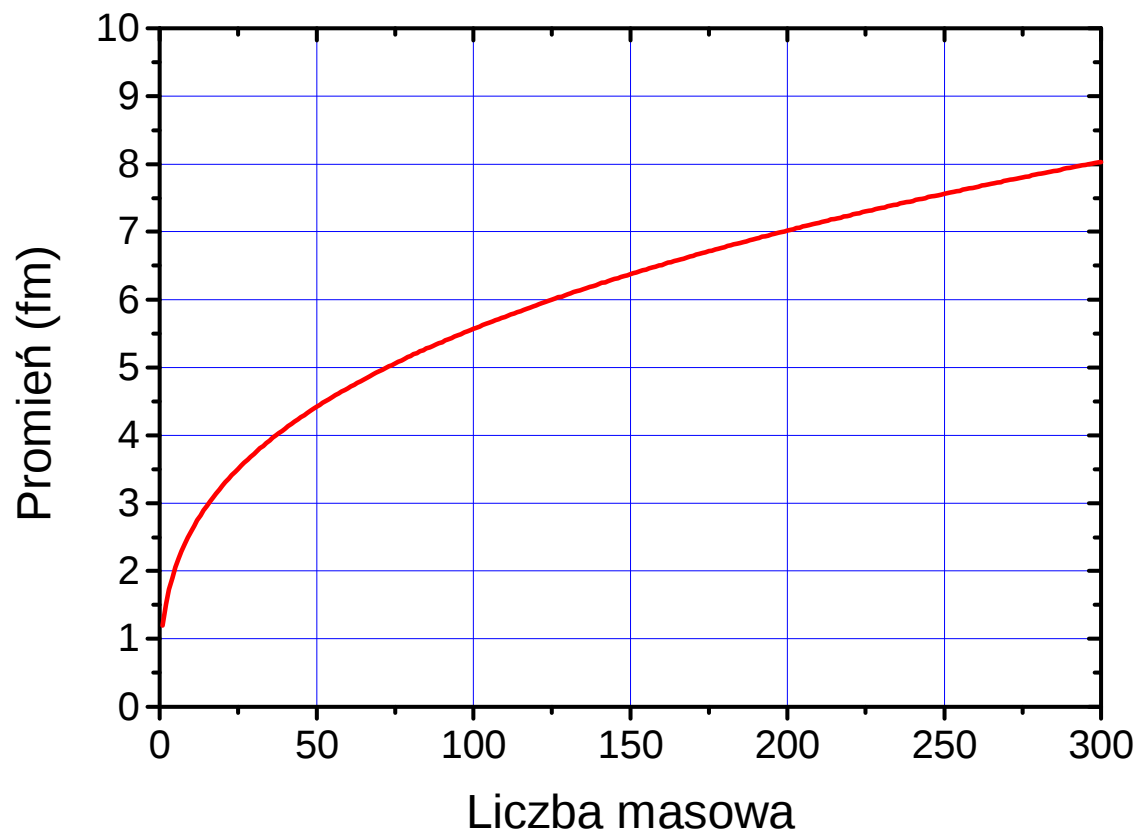
Podstawowe własności jąder atomowych

- rozmiar
- kształt
- masa i energia wiązania
- sposoby rozpadu
- czas życia

Rozmiary jąder atomowych

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$$

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$



→
gwiazda
neutronowa

Gęstość nukleonów w jądrze

$$\rho_{nukl} = \frac{A}{V}$$

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi \cdot (1.2 \cdot A^{1/3} \text{ fm})^3 = \frac{4}{3} \pi \cdot 1.7 \cdot A \text{ fm}^3 = 7 \cdot A \text{ fm}^3$$

$$\rho_{nukl} = \frac{A}{7 \cdot A \text{ fm}^3} = \frac{1}{7 \text{ fm}^3} = 0.14 \text{ nukleonu/fm}^3$$

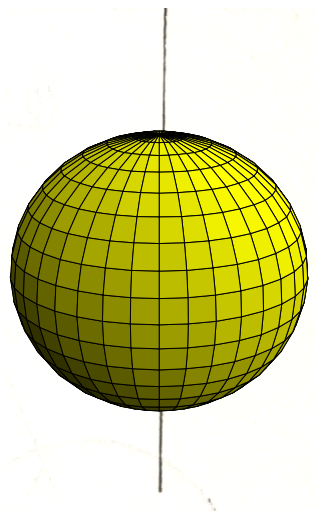
Gęstość materii jądrowej

$$\rho_m = \rho_{nukl} \cdot u = \frac{0.14}{(10^{-13} \text{ cm})^3} \cdot 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$$

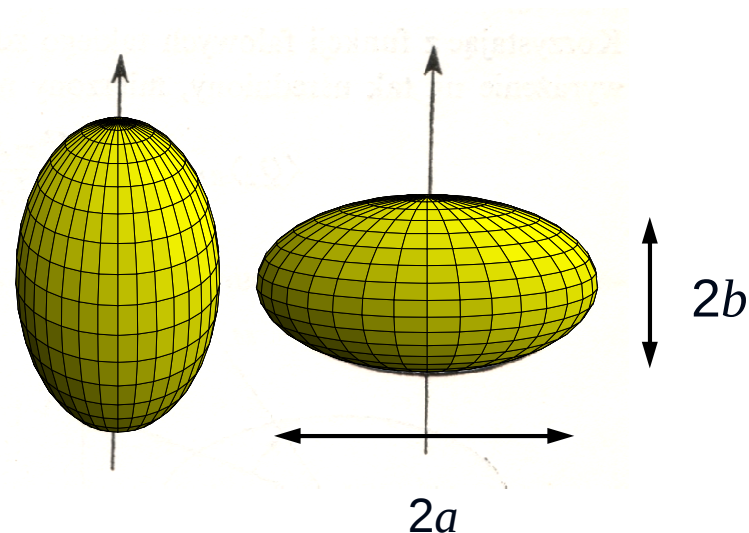
$$1u = 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

Kształty jąder atomowych

sferyczny



elipsoidalny



Miarą deformacji jąder jest tzw. elektryczny moment kwadrupolowy

$$Q_2 = \int \rho \cdot (3z^2 - r^2) dV$$

ρ – rozkład gęstości ładunku

Masa nuklidu

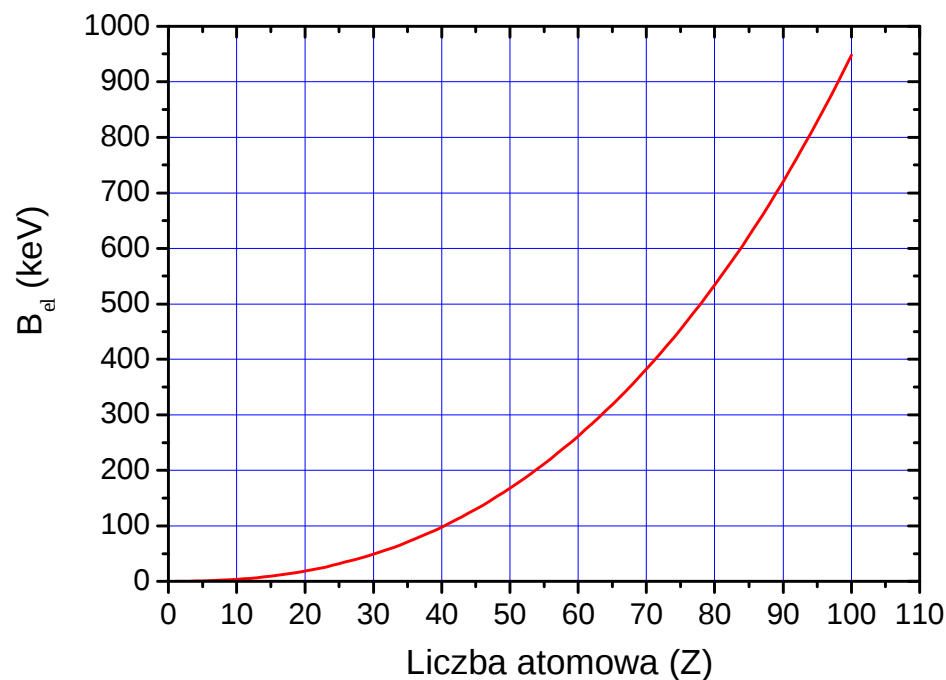
$$M(Z, N) = Z \cdot m_p + Z \cdot m_e + N \cdot m_n - B_{el}/c^2 - B_j/c^2$$

gdzie

B_j – energia wiązania nukleonów w jądrze

B_{el} – całkowita energia wiązanie elektronów w atomie

$$B_{el}(Z) = \left(\frac{Z}{100} \right)^{2.5} \text{ MeV}$$



zaniedbując energię wiązania elektronów otrzymujemy

$$M(Z, N) \approx Z \cdot M_H + N \cdot m_n - B_j / c^2$$

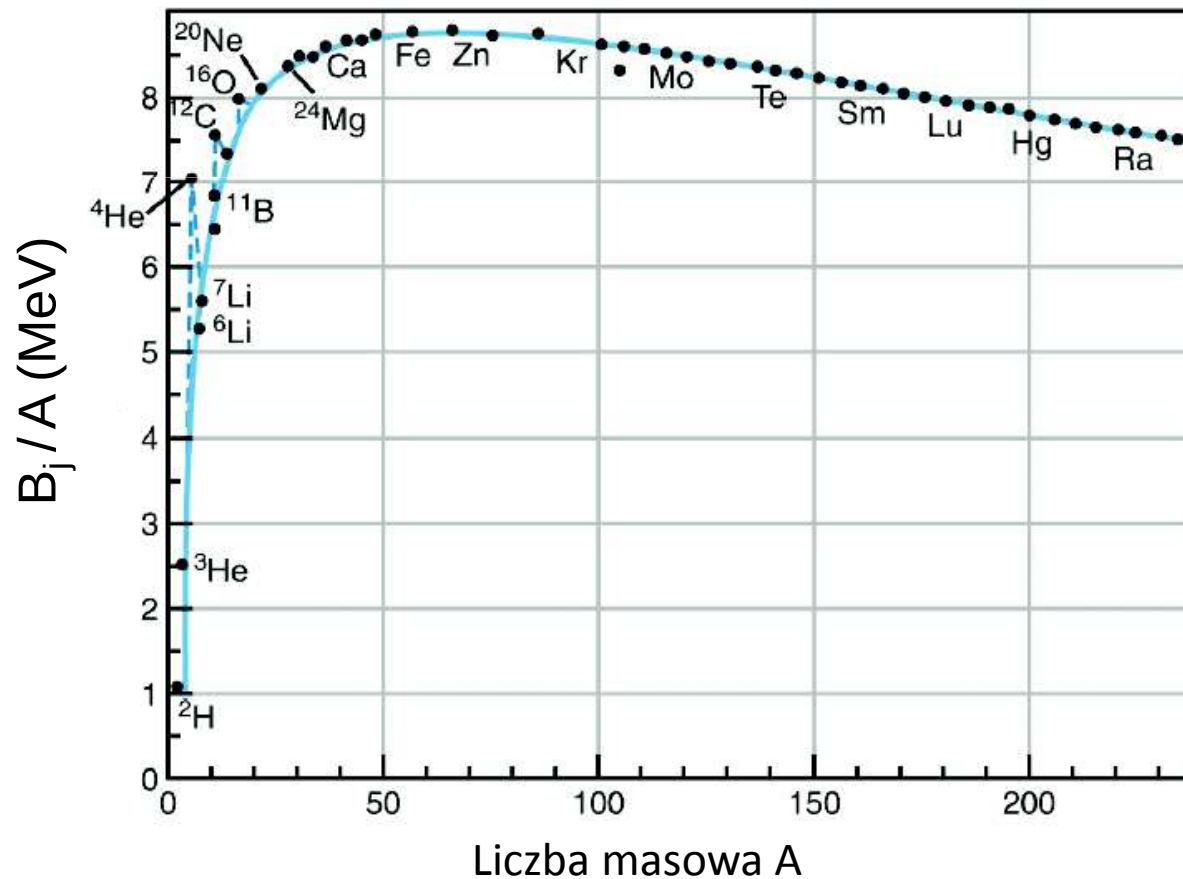
gdzie

M_H – masa atomu wodoru

Energia wiązania

$$B_j = Z \cdot M_H + N \cdot m_n - M(Z, N)$$

Energia wiązania na nukleon



Przykłady

Nuklid	B_j (MeV)	B_j/A (MeV)
^2H	2.22	1.11
^3H	8.48	2.83
^3He	7.72	2.57
^4He	28.29	7.07
^6Li	31.99	5.33
^{56}Fe	492.24	8.790
^{58}Fe	509.94	8.792
^{62}Ni	544.98	8.794



cząstka alfa jest
wyjątkowo
silnie związana

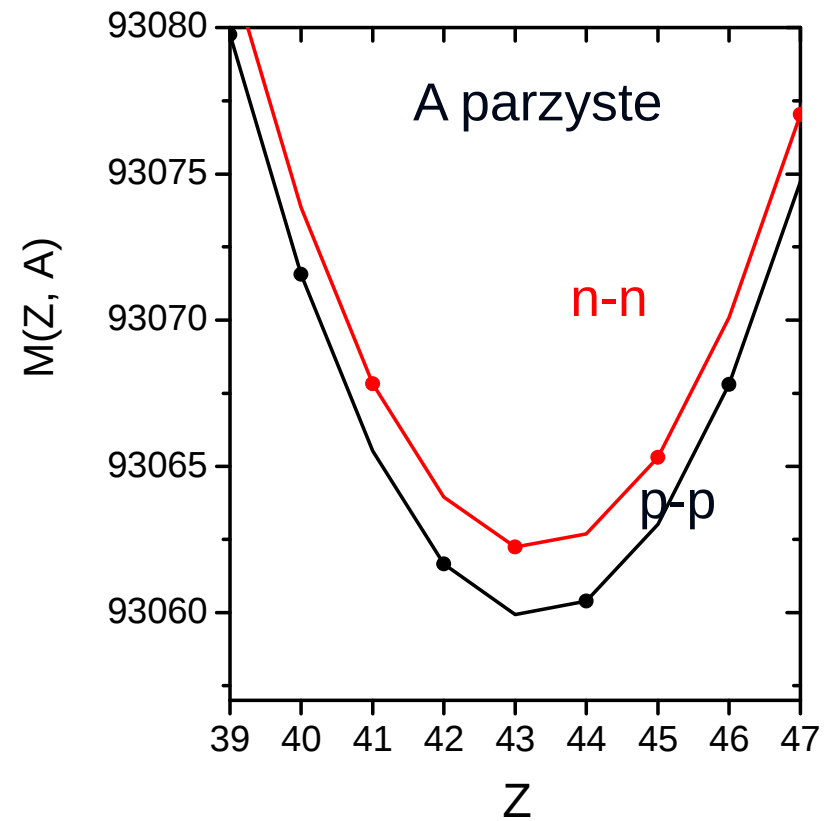
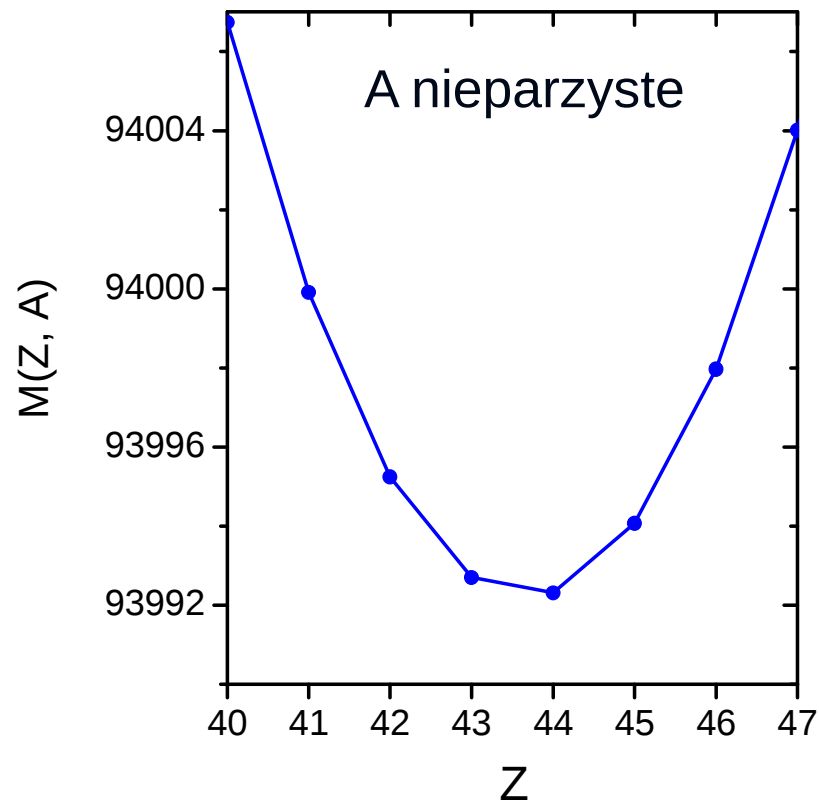


nuklidy
o największych
wartościach B_j/A

Masy izobarów – parabole mas

Masa jąder o ustalonym A jest kwadratową funkcją liczby atomowej Z .

Jądra o nieparzystej liczbie neutronów i nieparzystej liczbie protonów są słabiej związana (cięższe) niż jądra parzysto-parzyste.



Energia separacji cząstek

Energia separacji cząstki to energia jaką trzeba dostarczyć do jądra aby uwolnić z niego daną cząstkę.

Energia separacji protonu

$$M(Z, A)c^2 + S_p = M(Z - 1, A - 1)c^2 + M_H c^2$$

$$S_p = M(Z - 1, A - 1)c^2 + M_H c^2 - M(Z, A)c^2$$

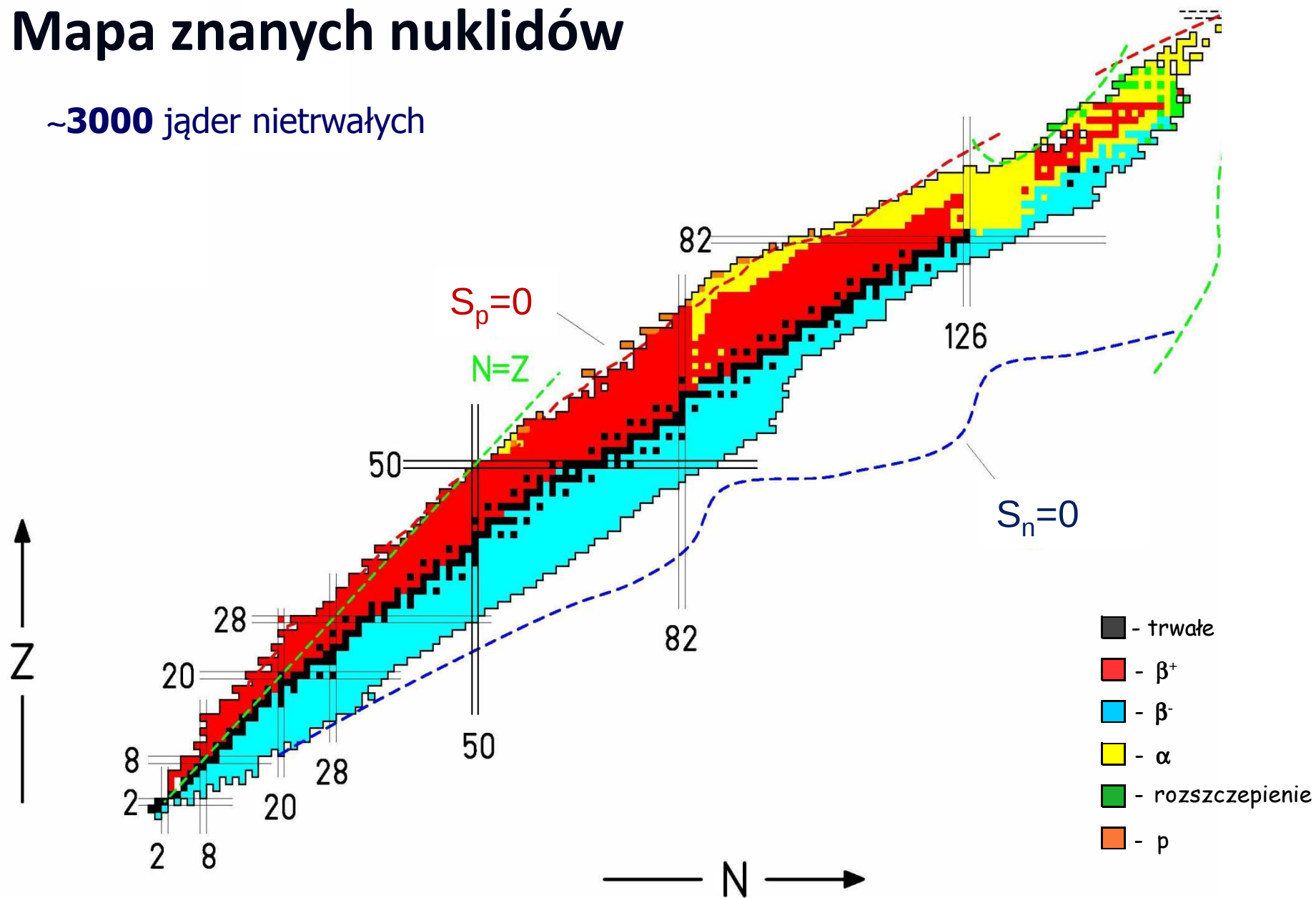
Energia separacji neutronu

$$S_n = M(Z, A - 1)c^2 + m_n c^2 - M(Z, A)c^2$$

Linie zerowej wartości energii separacji protonu i neutronu ($S_n=0$, $S_p=0$) ograniczają obszar istnienia jąder atomowych.

Mapa znanych nuklidów

~3000 jąder niestabilnych



Rozpad promieniotwórczy

- Rozpad promieniotwórczy - samorzutna przemiana jądra w wyniku której powstaje nowe jądro lub to samo jądro w stanie o niższej energii.
- Dla pojedynczego jądra prawdopodobieństwo rozpadu na jednostkę czasu jest stałe i nie zależy od:
 - historii rozpadającego się jądra,
 - czynników zewnętrznych (*wyjątek stanowią procesy, w których biorą udział elektrony atomowe.*)

Prawo rozpadu promieniotwórczego

Ubytek liczby jąder z liczby $N(t)$ w przedziale czasu $(t, t+dt)$ wynosi:

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt$$

Rozwiązanie tego równania ma postać

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

- prawo rozpadu
promieniotwórczego

Średni czas życia

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Po czasie $t = \tau$ liczba jąder spada o czynnik $e=2.718$.

$T_{1/2}$ - czas połowicznego zaniku to czas po którym, wskutek rozpadu, liczba jąder spada o połowę

$$N(T_{1/2}) = N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$1/2 = e^{-\lambda T_{1/2}} \quad / \ln$$

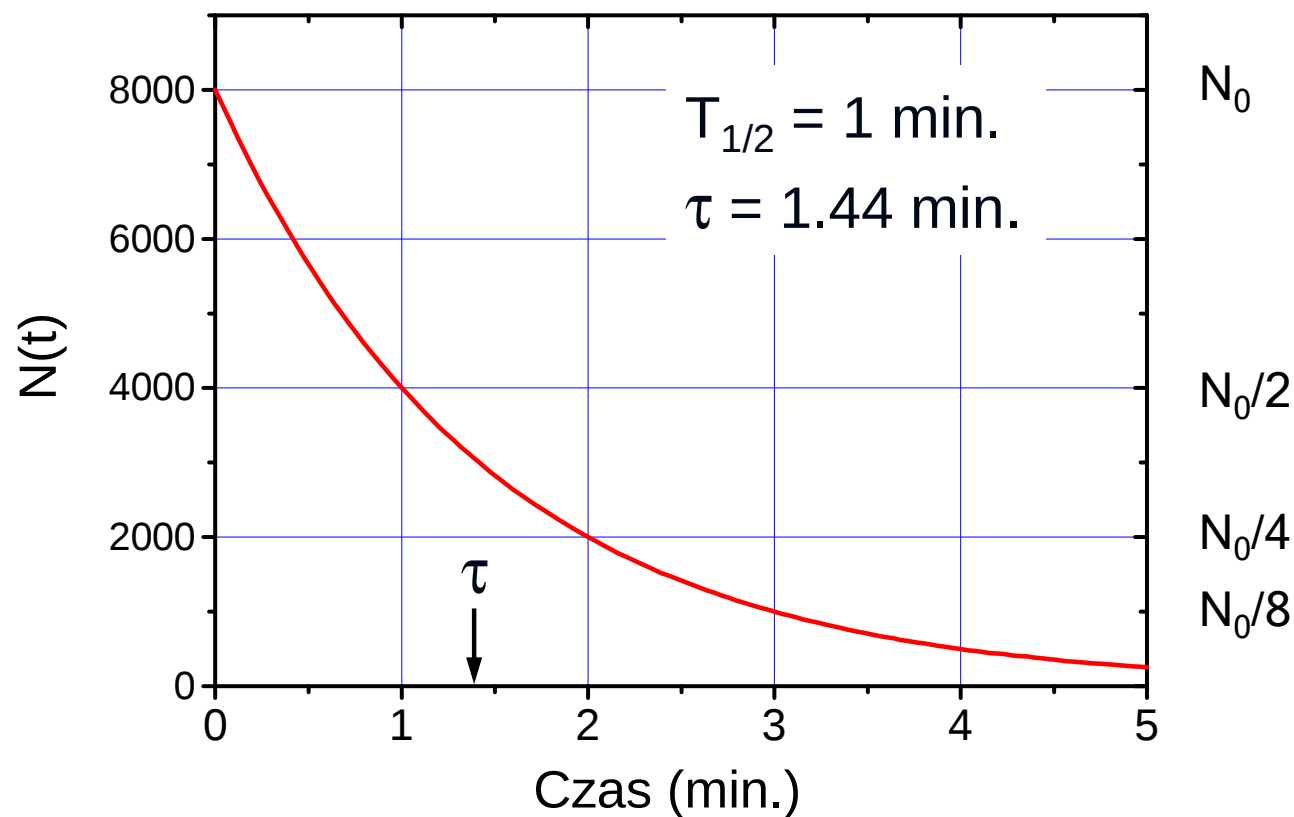
$$\ln(1/2) = \ln e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$-\ln 2 = -\lambda T_{1/2}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Prawo rozpadu promieniotwórczego

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}$$



Aktywność

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N(t)$$

Zmiana aktywności próbki w czasie opisywana jest zależnością:

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) = \lambda \cdot N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Jednostki aktywności

1 bekerel = 1 Bq = 1 rozpad/s

1 kiur = 1 Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ rozpadów/s

1 kiur odpowiada aktywności 1 grama ^{226}Ra

Rozpad alfa

Rozpad alfa to przemiana promieniotwórcza, w której rozpadające się jądro emituje jądro ${}^4\text{He}$:

$$(Z, N) \rightarrow (Z-2, N-2) + \alpha$$

Zasada zachowania energii w rozpadzie alfa:

$$M(Z, A)c^2 = M(Z-2, A-4)c^2 + M({}^4\text{He})c^2 + \underbrace{K_{\text{rec}} + K_{\alpha}}$$

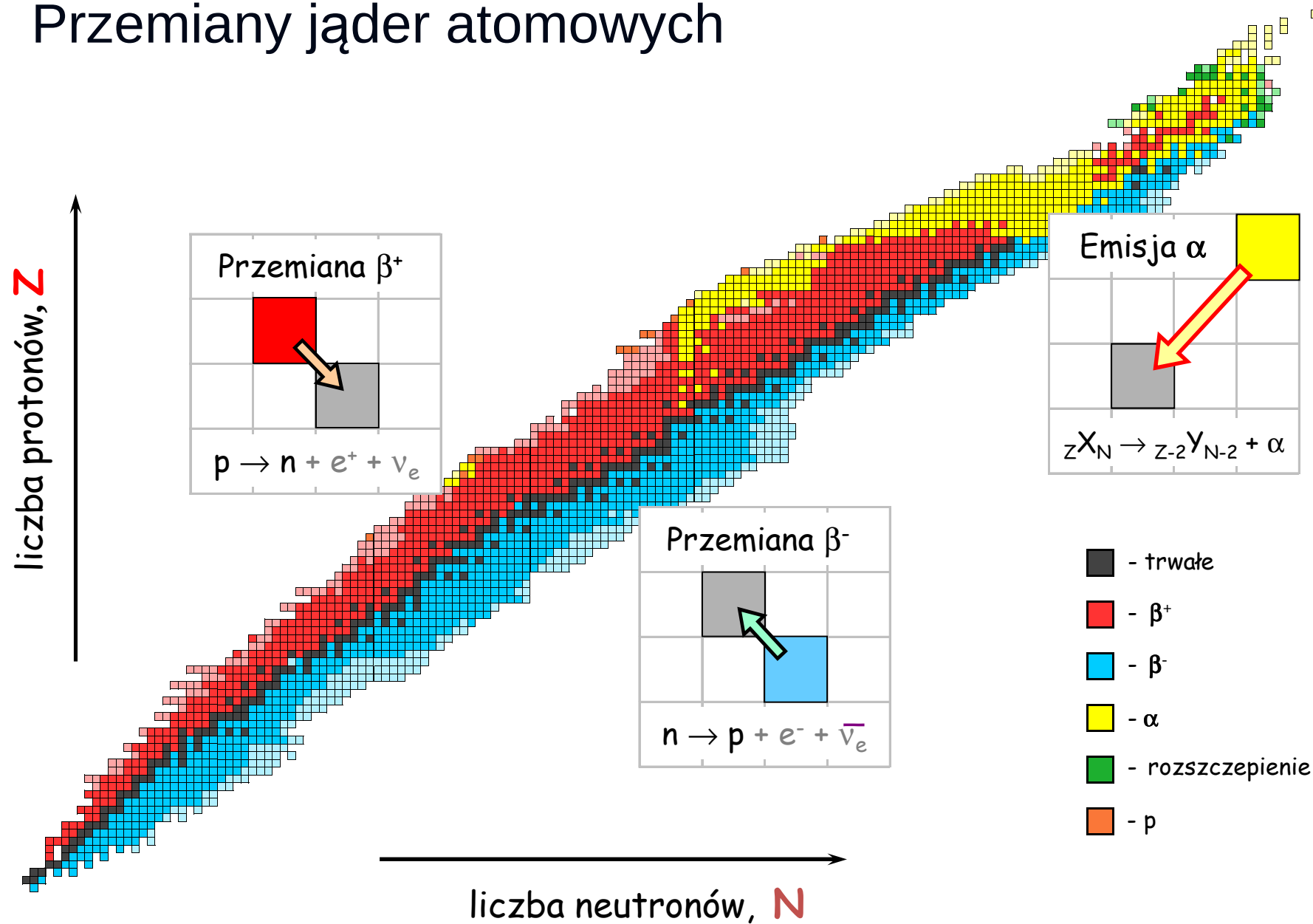
energia kinetyczna cząstki
alfa i jądra końcowego

Definiujemy energię przemiany alfa:

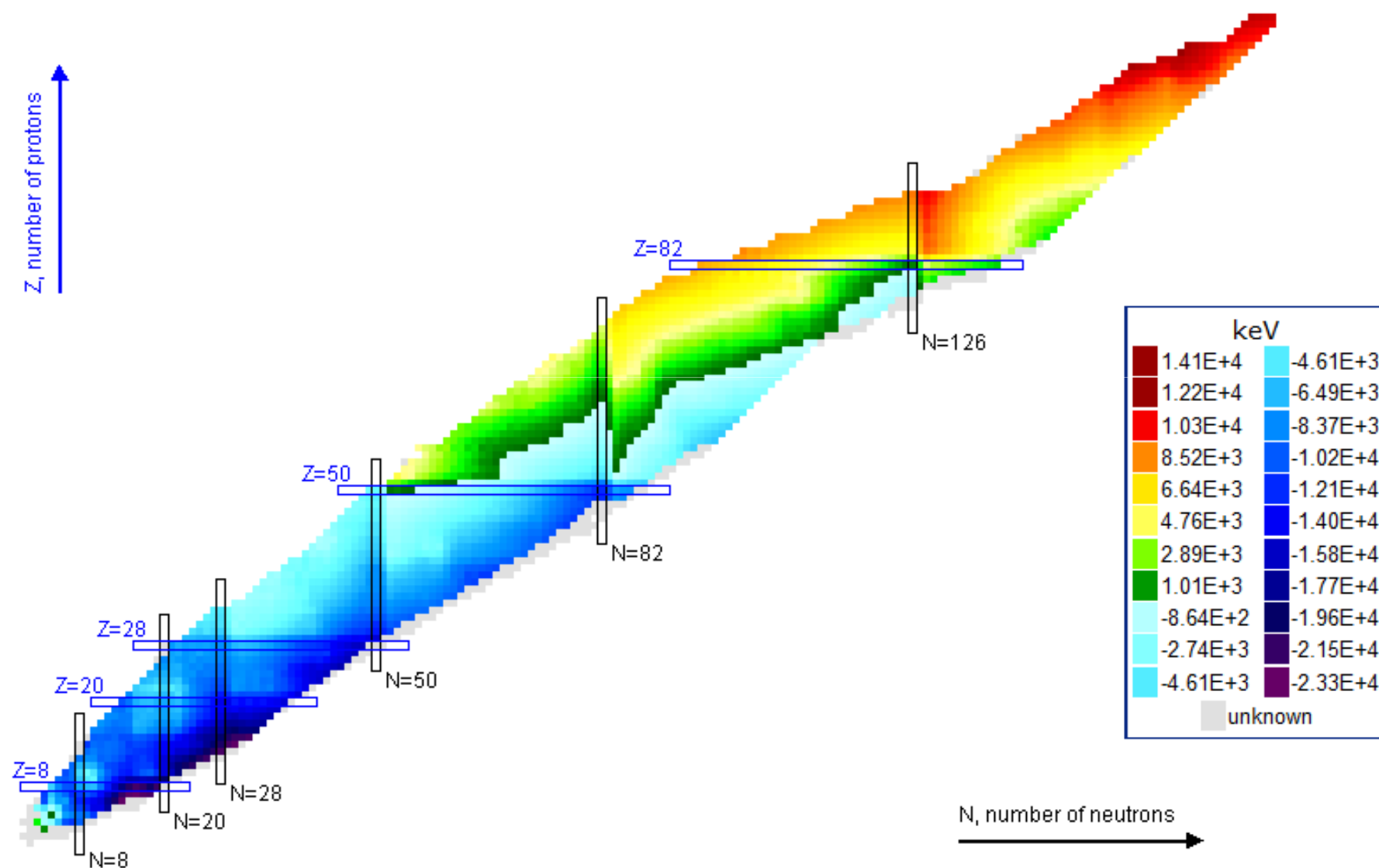
$$Q_{\alpha} = K_{\text{rec}} + K_{\alpha} = M(Z, A)c^2 - M(Z-2, A-4)c^2 - M({}^4\text{He})c^2$$

Rozpad alfa jest możliwy, gdy $Q_{\alpha} > 0$

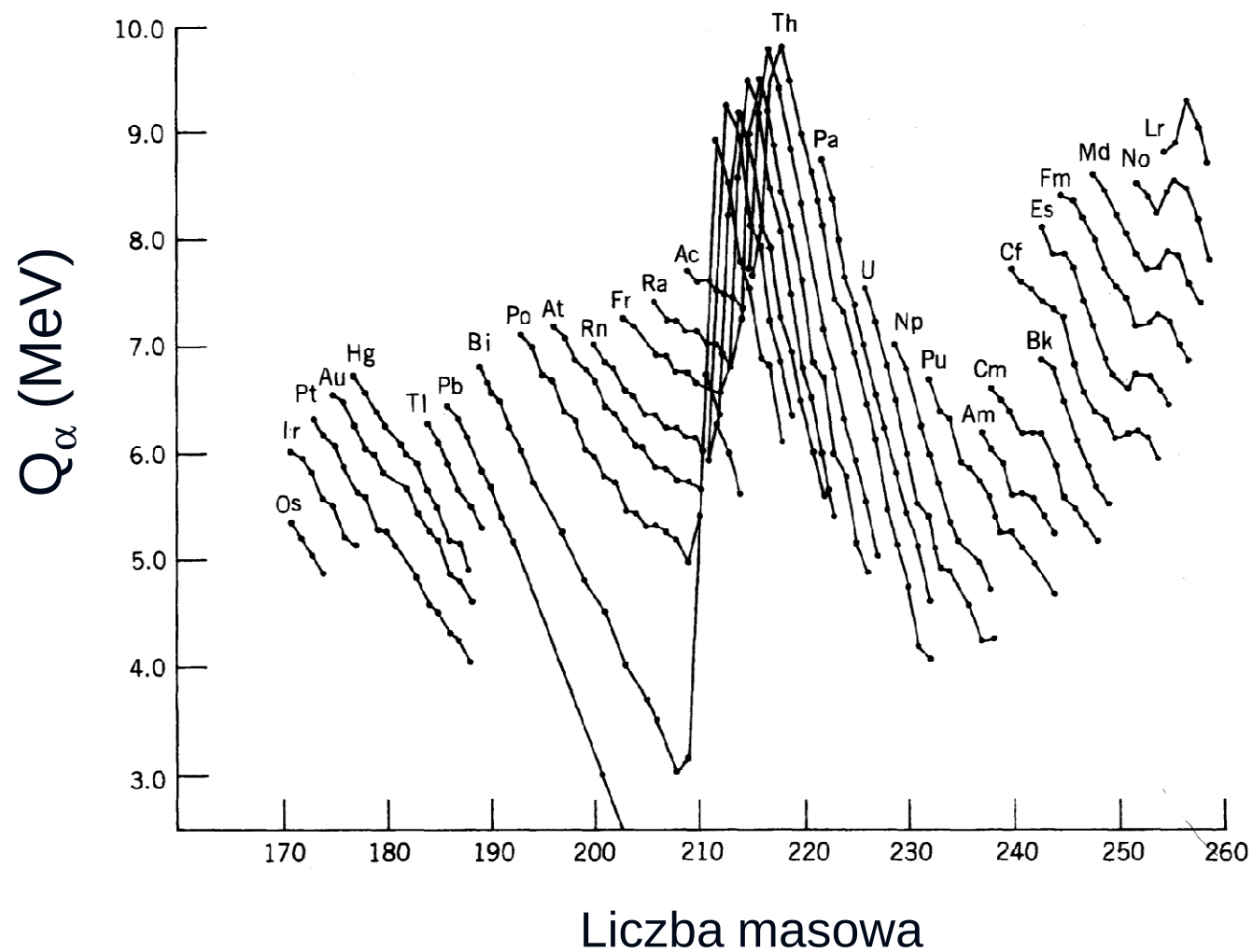
Przemiany jąder atomowych



Wartości Q_α na mapie nuklidów

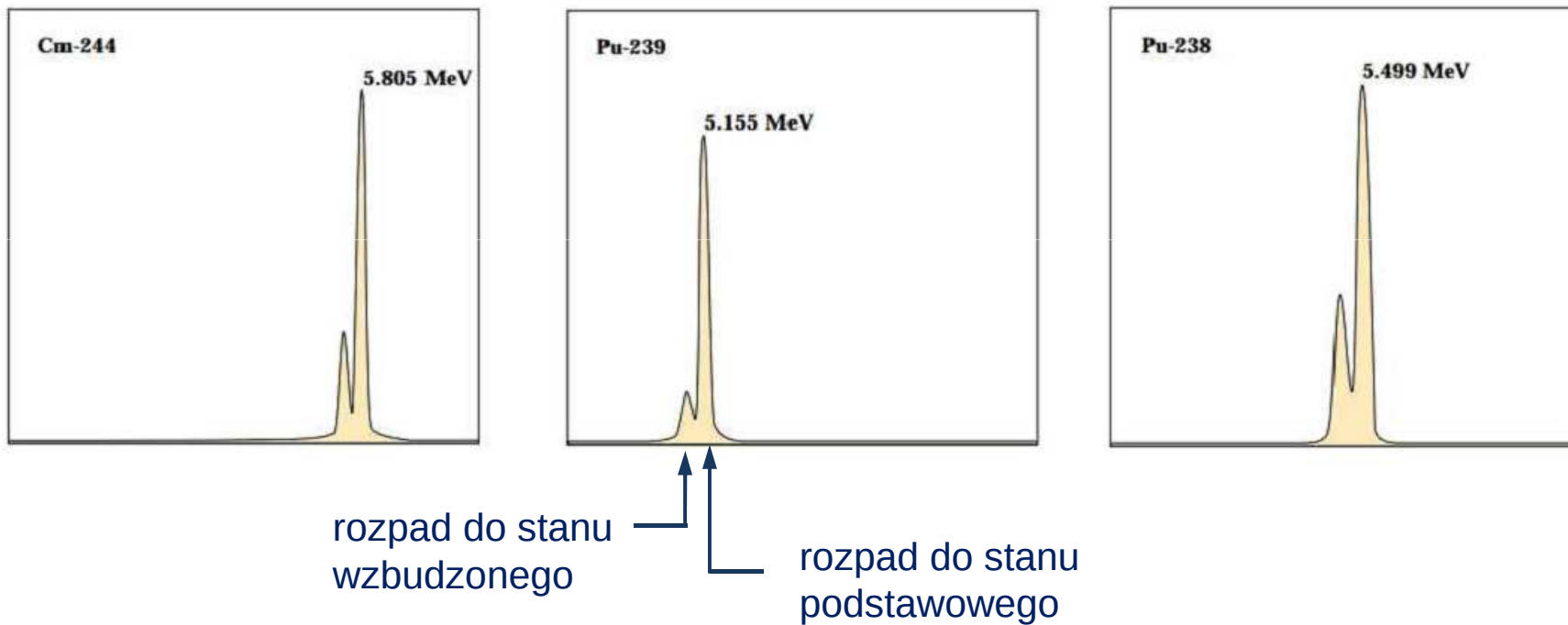


Systematyka energii rozpadów alfa

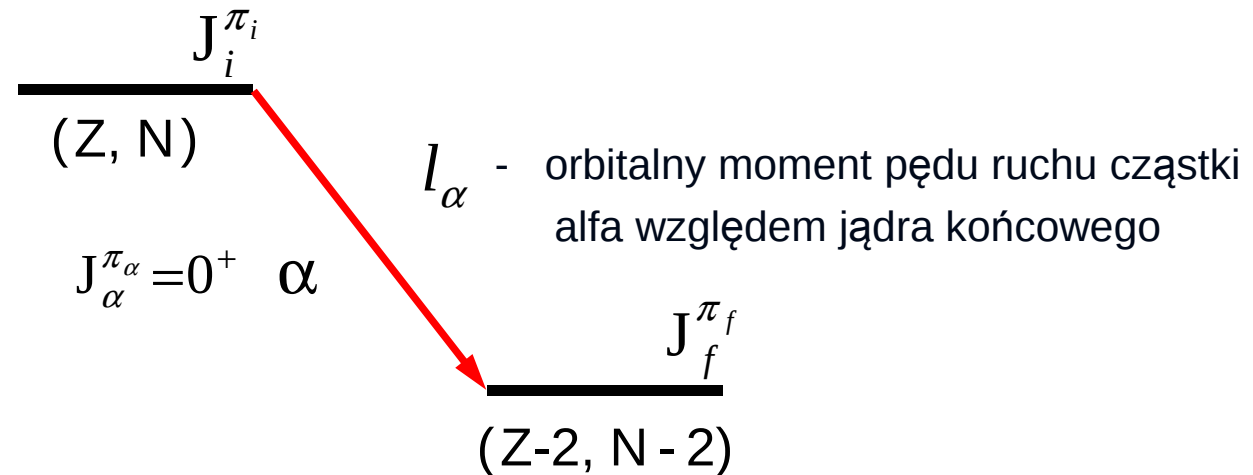


Widmo energii cząstek alfa

rozpad alfa jest procesem dwuciałowym – widmo energii emitowanych cząstek jest widmem dyskretnym



Zachowanie momentu pędu i parzystości



Zasada zachowania momentu pędu

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \underbrace{\vec{J}_\alpha}_{=0} + \vec{l}_\alpha = \vec{J}_f + \vec{l}_\alpha$$

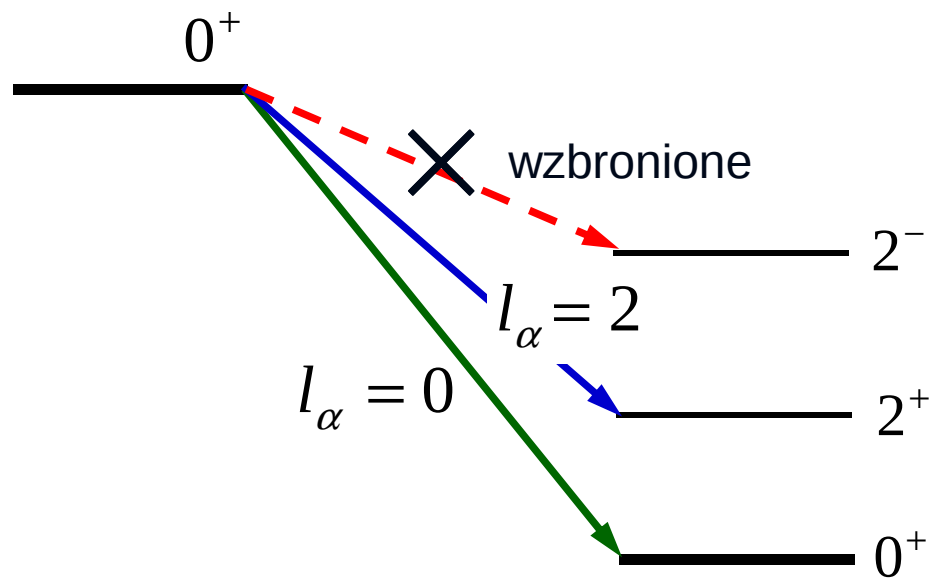
Zasada zachowania parzystości

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\alpha \cdot (-1)^{l_\alpha} = \pi_f \cdot (-1)^{l_\alpha}$$

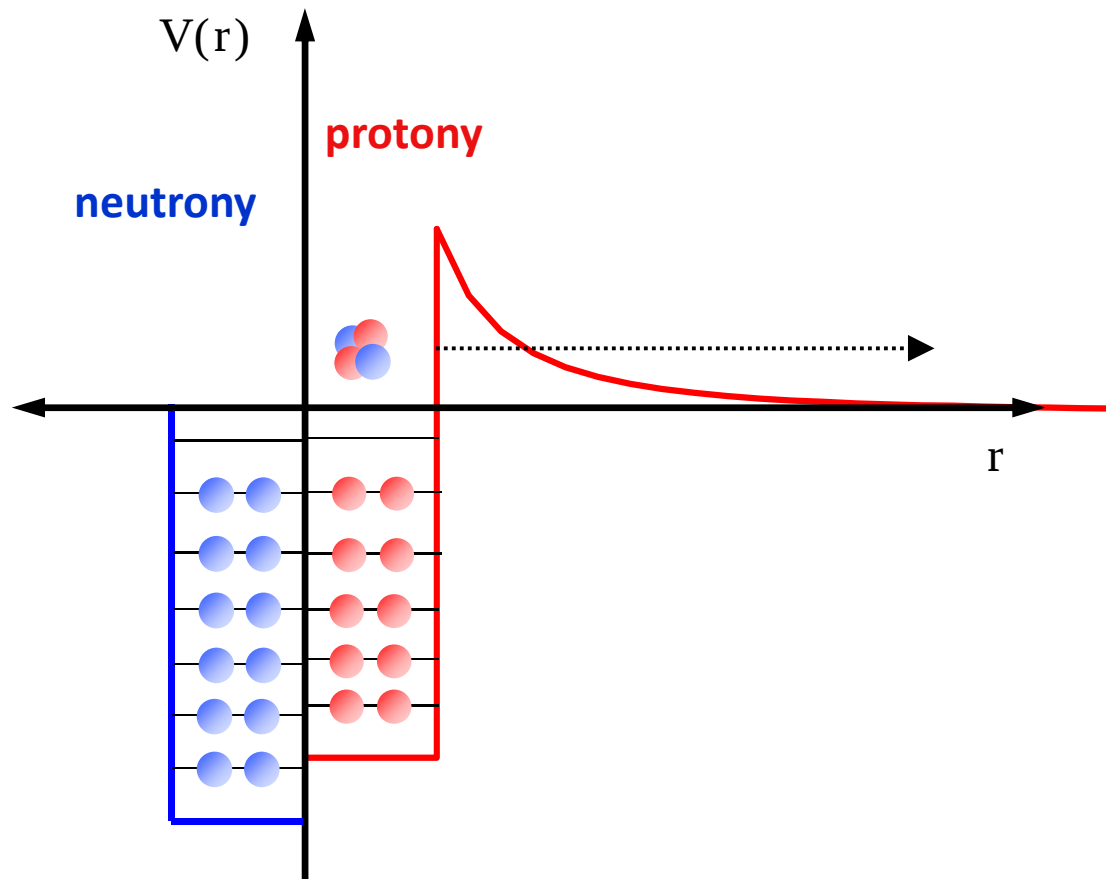
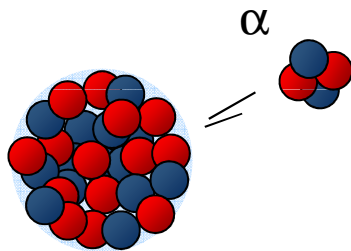
Przykład

$$\vec{J}_i = 0 = \vec{J}_f + \vec{l}_\alpha$$

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{l_\alpha}$$



Rozpad alfa (375 izotopów)



Prawdopodobieństwo rozpadu alfa

$$\lambda_{\alpha} = S \cdot \nu \cdot P_l$$

S – prawdopodobieństwo utworzenia w jądrze cząstki alfa

ν – częstość ruchu cząstki alfa w jądrze

$$\nu = \frac{v}{2R} = \frac{1}{2R} \sqrt{\frac{2 \cdot (|V_0| + Q_{\alpha})}{m_{\alpha}}} \approx 10^{21} \text{ s}^{-1}$$

P_l – prawdopodobieństwo przejścia przez barierę potencjału

$$P_l = e^{-G_l}$$

G_l – czynnik Gamowa

Czynnik Gamowa

$$G_{\ell} = \int_{R_{in}}^{R_{out}} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - Q_{\alpha})} dr$$

R_{in} , R_{out} – punkty zwrotne klasycznego ruchu cząstek alfa

$V(r)$ – potencjał oddziaływania jądra końcowego i cząstki alfa

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_l(r)$$

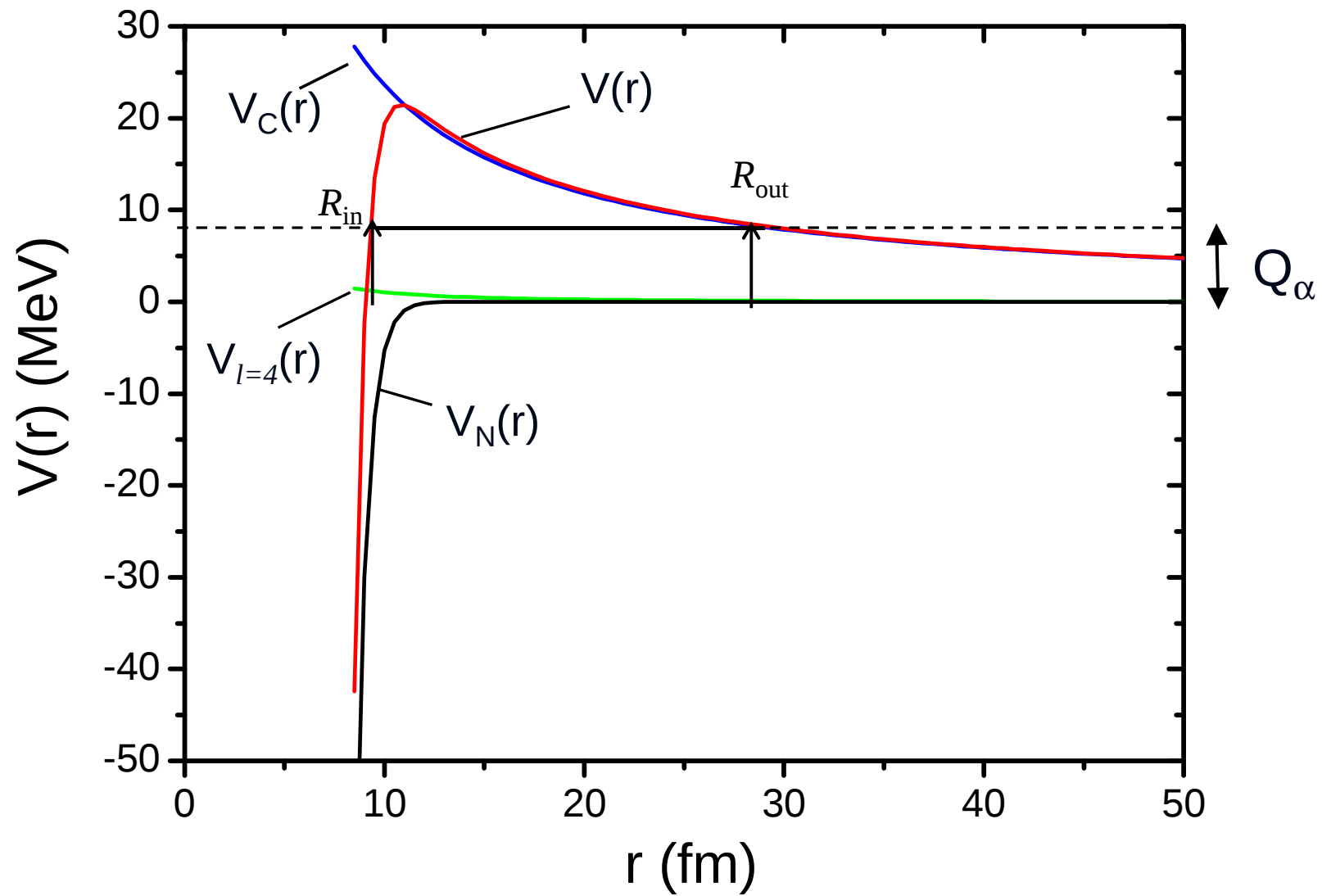
gdzie

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp((r - R_{1/2})/a)} \quad - \text{potencjał jądrowy}$$

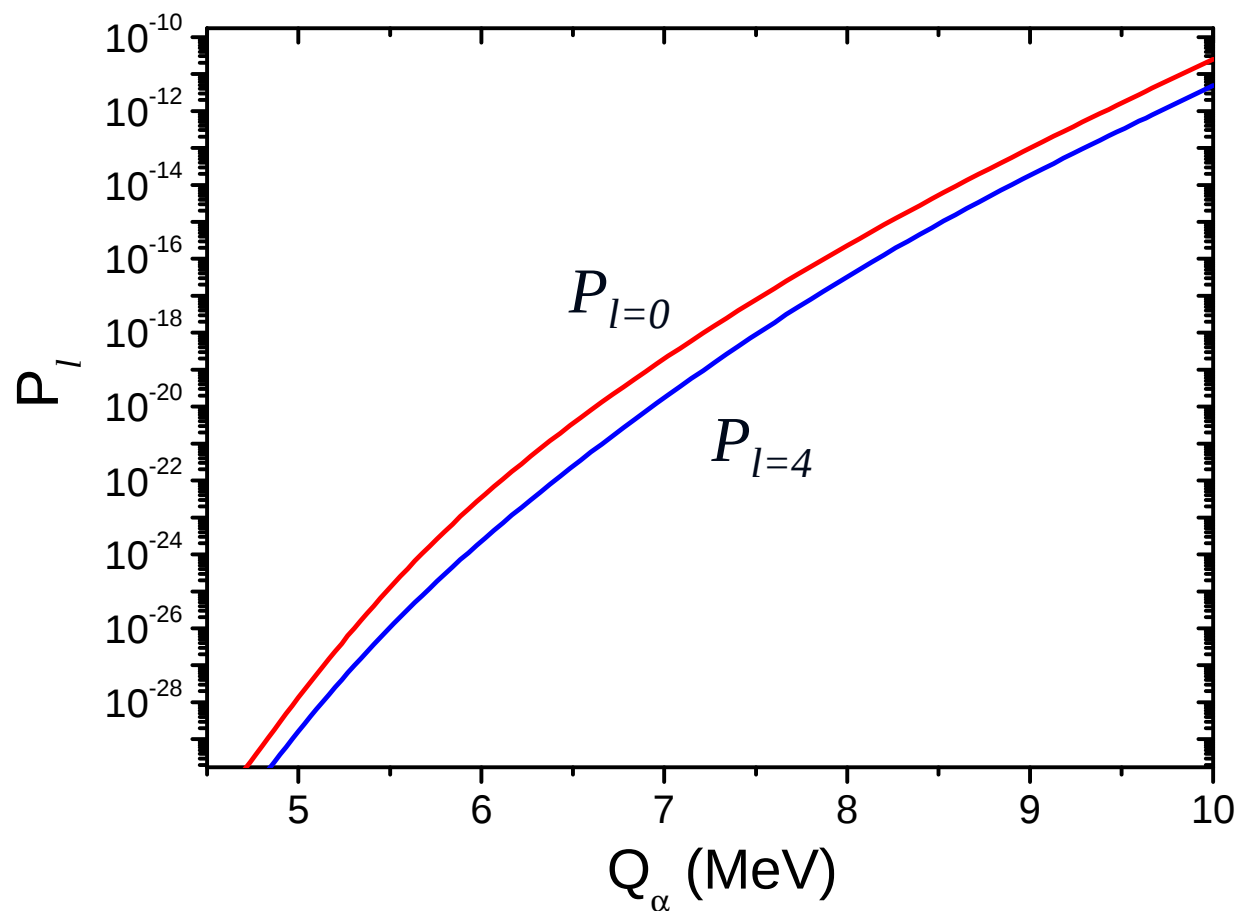
$$V_C(r > R) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2 \cdot (Z - 2)}{r} \quad - \text{potencjał kulombowski}$$

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2} \quad - \text{potencjał odśrodkowy}$$

Potencjał oddziaływania jądro (^{208}Po) – cząstka alfa



Zależność P_l od Q_α i l



Prawdopodobieństwo przejścia przez barierę potencjału bardzo silnie zależy od energii cząstki alfa.

Prawo Geigera-Nuttalla (1911 r.)

Można pokazać, że czynnik Gamowa $G \propto \frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}$

Ponieważ

$$\lambda_\alpha = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \propto e^{-G_l}$$

więc

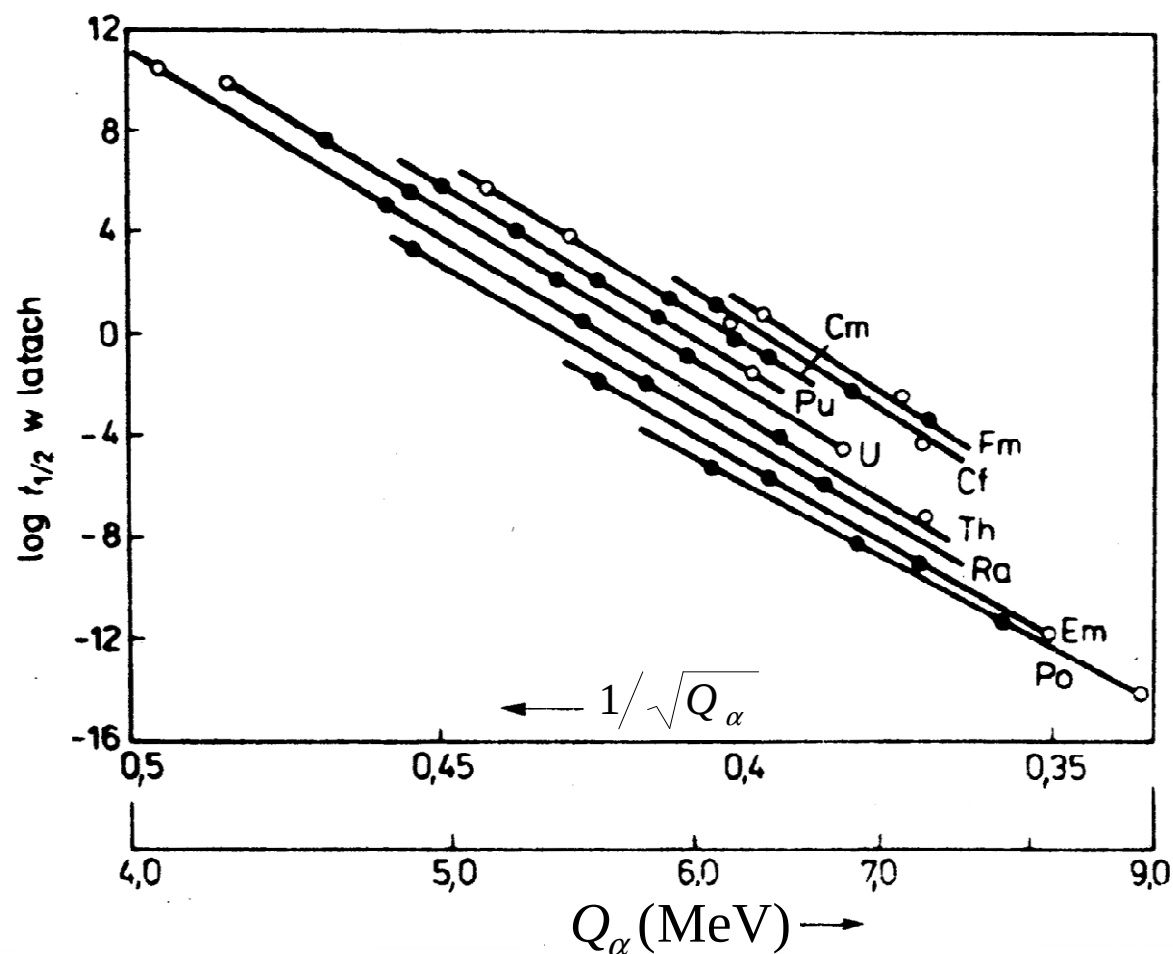
$$\log T_{1/2} = a + b \frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}$$

reguła
Geigera-Nuttalla

Prawo Geigera-Nuttalla (1911 r.)

dla ustalonego Z

$$\log T_{1/2} = a + b \frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}$$



Emitery α poszczególnych pierwiastków układają się się wzdłuż prostych.

Przemiany beta

Rozpad β^-

$$(Z, N) \rightarrow (Z+1, N-1) + e^- + \bar{\nu}_e$$

Rozpad β^+

$$(Z, N) \rightarrow (Z-1, N+1) + e^+ + \nu_e$$

Wychwyt elektronu (WE)

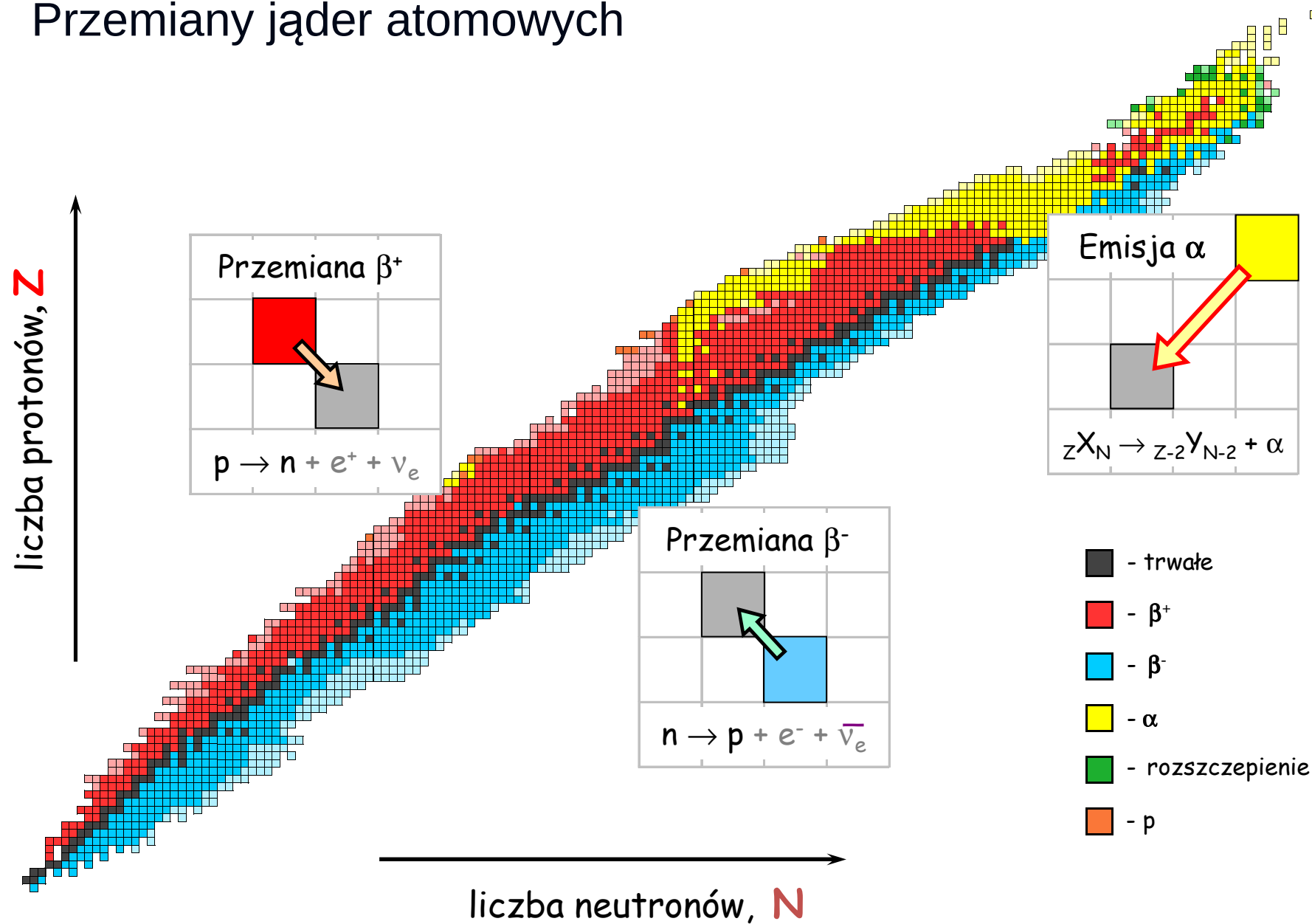
$$(Z, N) + e^- \rightarrow (Z-1, N+1) + \nu_e$$

W przemianach beta liczba masowa nie ulega zmianie.

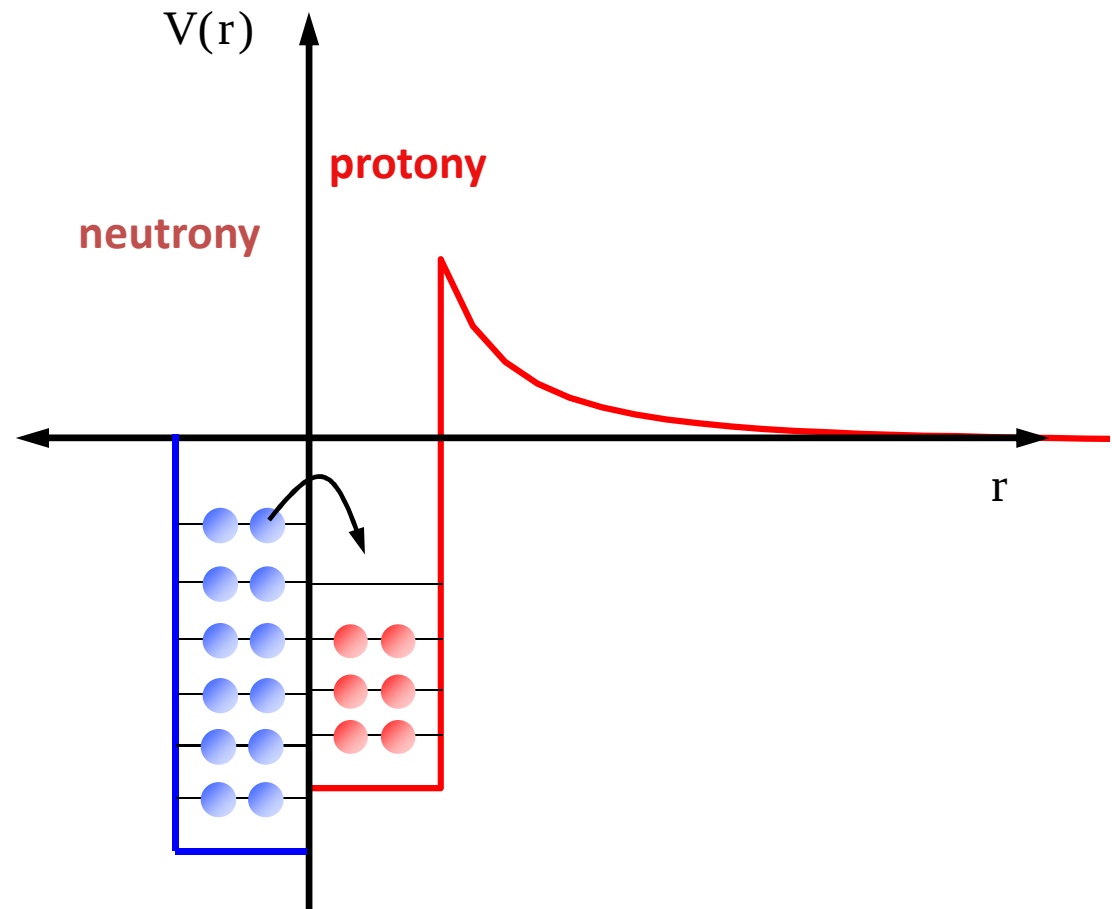
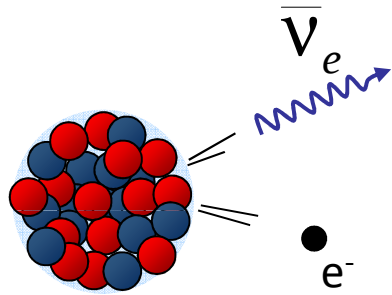
Rozpady β^+ i β^- są rozpadami trójciałowymi.

Wychwyt elektronu jest rozpadem dwuciałowym.

Przemiany jąder atomowych



Rozpad β^- (1020 izotopów)



Energia przemiany β^-

$$\text{Rozpad } \beta^-: (Z, N) \rightarrow (Z+1, N-1) + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$m_j(Z, N) = m_j(Z+1, N-1) + m_e + m_{\bar{\nu}} + K_{rec} + K_e + E_{\bar{\nu}} \quad /+ Zm_e - B_{el}(Z)$$

$$\underbrace{m_j(Z, N) + Zm_e - B_{el}(Z)}_{M(Z, N)} = \underbrace{m_j(Z+1, N-1) + m_e + Zm_e - B_{el}(Z)}_{\approx M(Z+1, N-1)} + \underbrace{m_{\bar{\nu}} + K_{rec} + K_e + E_{\bar{\nu}}}_{Q_{\beta^-}}$$

Zaniedbując masę neutrina otrzymujemy:

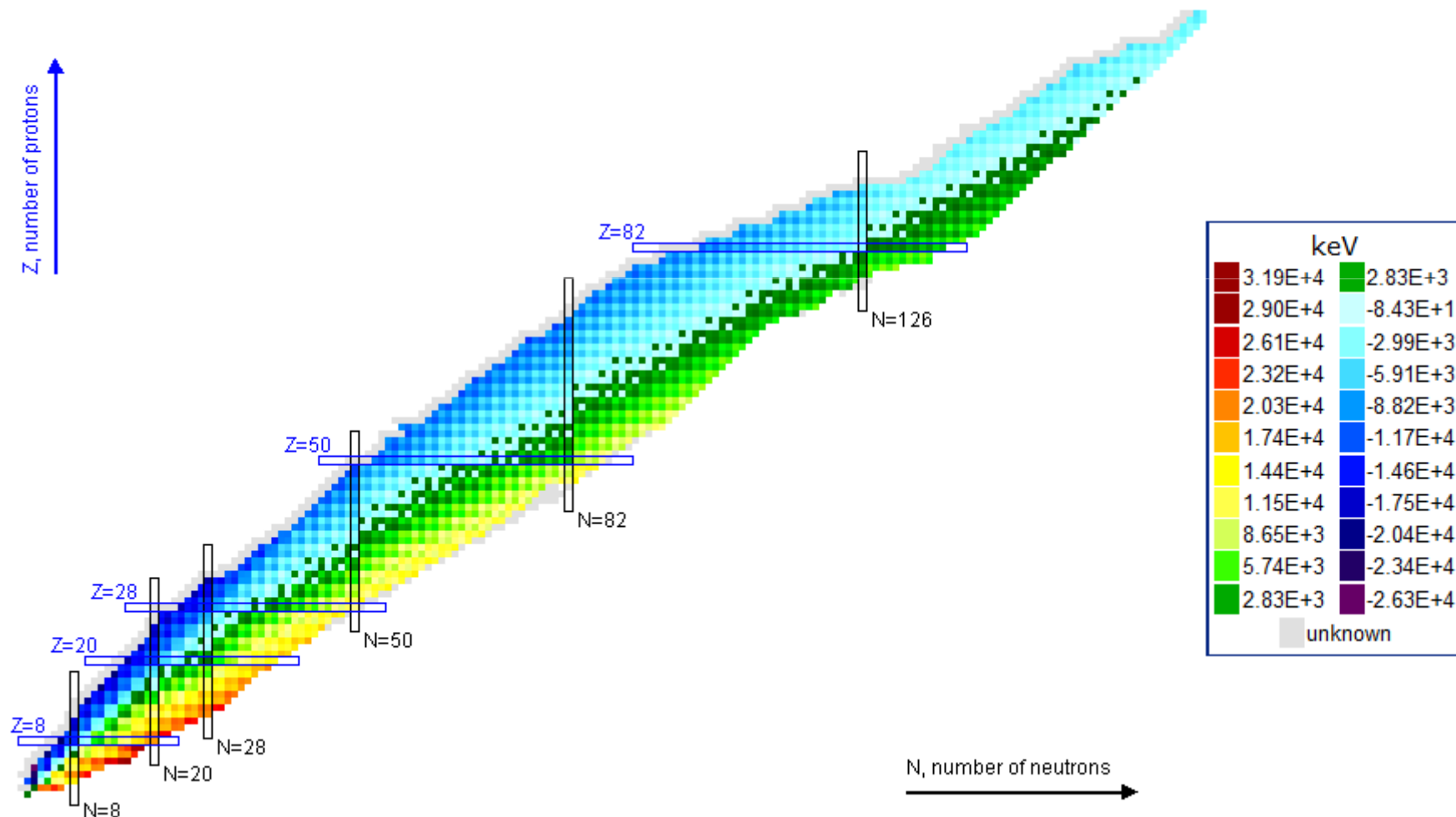
$$M(Z, N)c^2 = M(Z+1, N-1)c^2 + Q_{\beta^-}$$

$$Q_{\beta^-} = M(Z, N)c^2 - M(Z+1, N-1)c^2$$

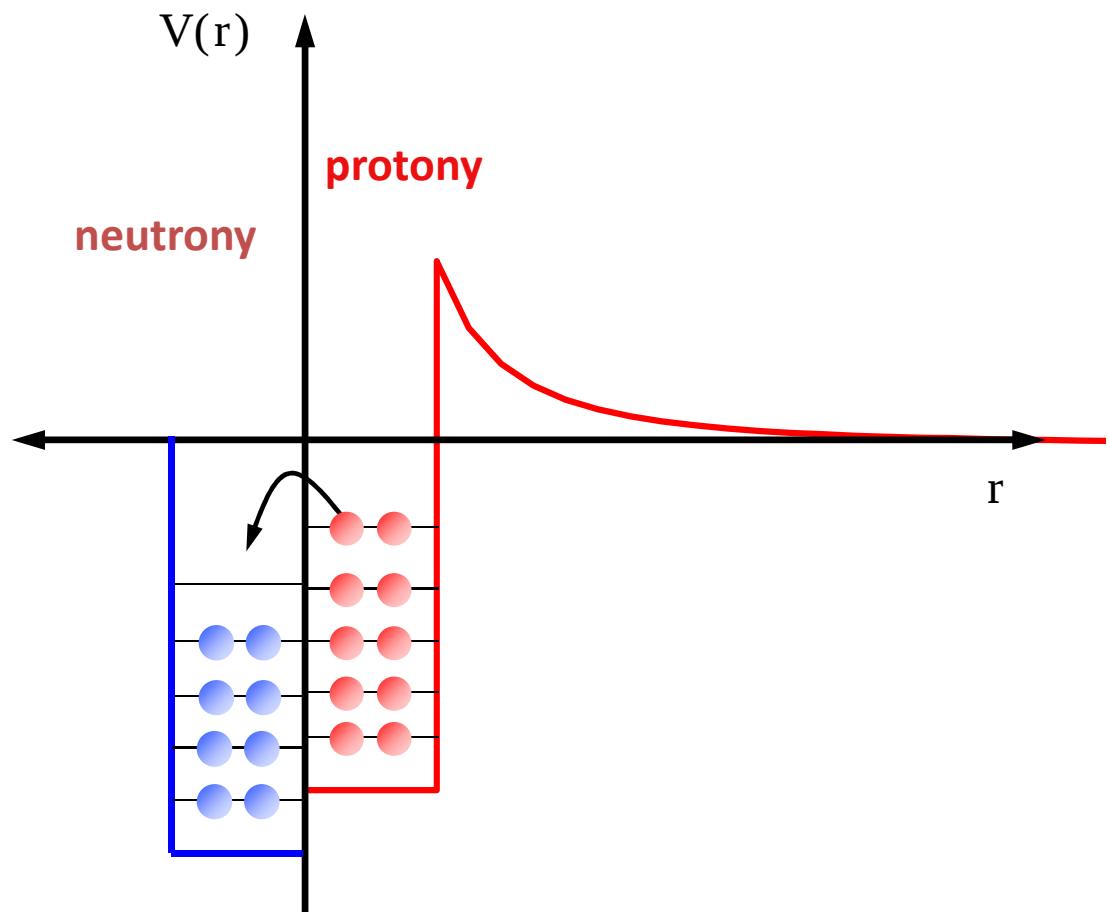
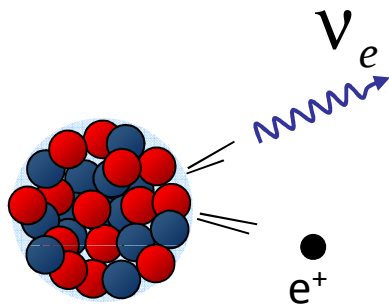
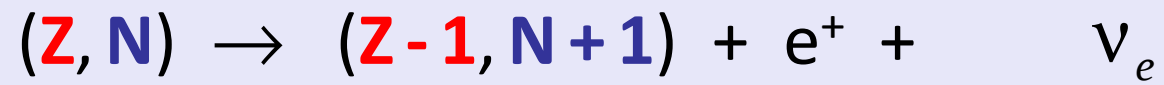
Warunkiem koniecznym do zajścia rozpadu β^- jest spełnienie nierówności:

$$Q_{\beta^-} > 0 \quad \Leftrightarrow \quad M(Z, N) - M(Z + 1, N - 1) > 0$$

Rozpadowi β^- ulegają jądra neutronowo-nadmiarowe.



Rozpad β^+ (1040 izotopów)



Energia przemiany β^+

$$\text{Rozpad } \beta^+: (Z, N) \rightarrow (Z-1, N+1) + e^+ + \nu_e$$

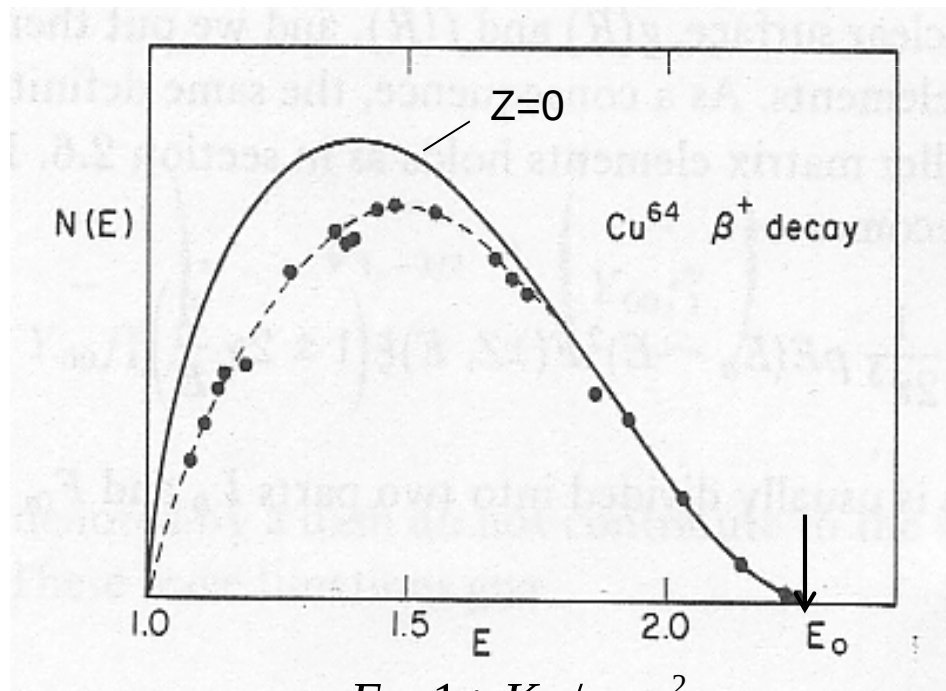
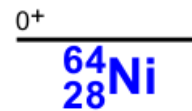
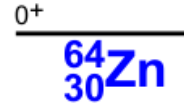
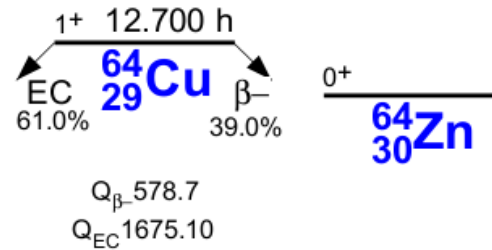
$$M(Z, N) = M(Z-1, N+1) + 2m_e + m_{\nu} + \underbrace{K_{rec} + K_e + E_{\nu}}_{Q_{\beta+}}$$

Zaniedbując masę neutrina otrzymujemy:

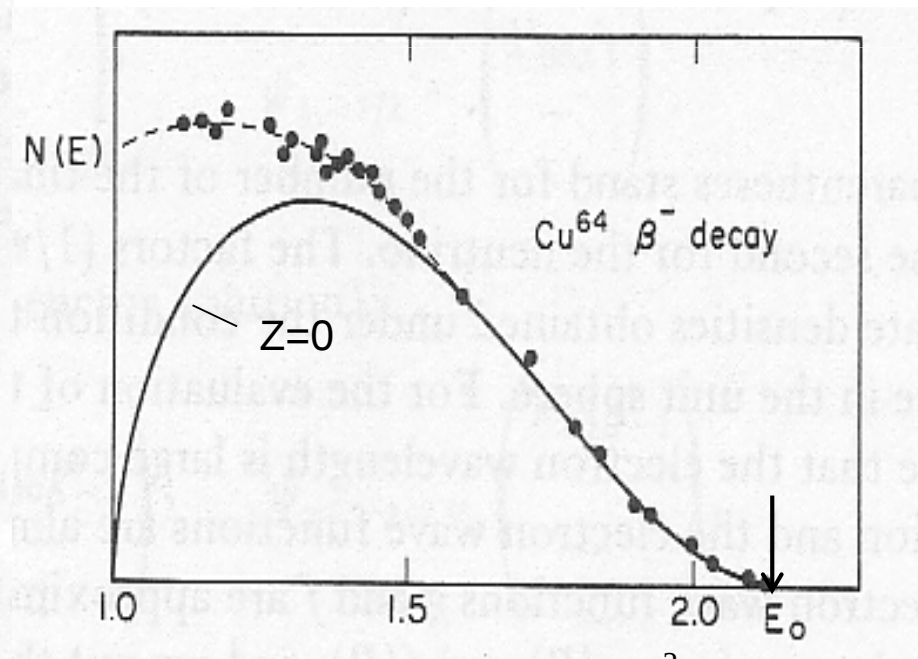
$$M(Z, N)c^2 = M(Z-1, N+1)c^2 + 2m_e c^2 + Q_{\beta+}$$

$$Q_{\beta+} = M(Z, N)c^2 - M(Z-1, N+1)c^2 - 2m_e c^2$$

Widmo energii cząstek emitowanych w rozpadzie β^+ i β^-



$$E = 1 + K_e / m_e c^2$$

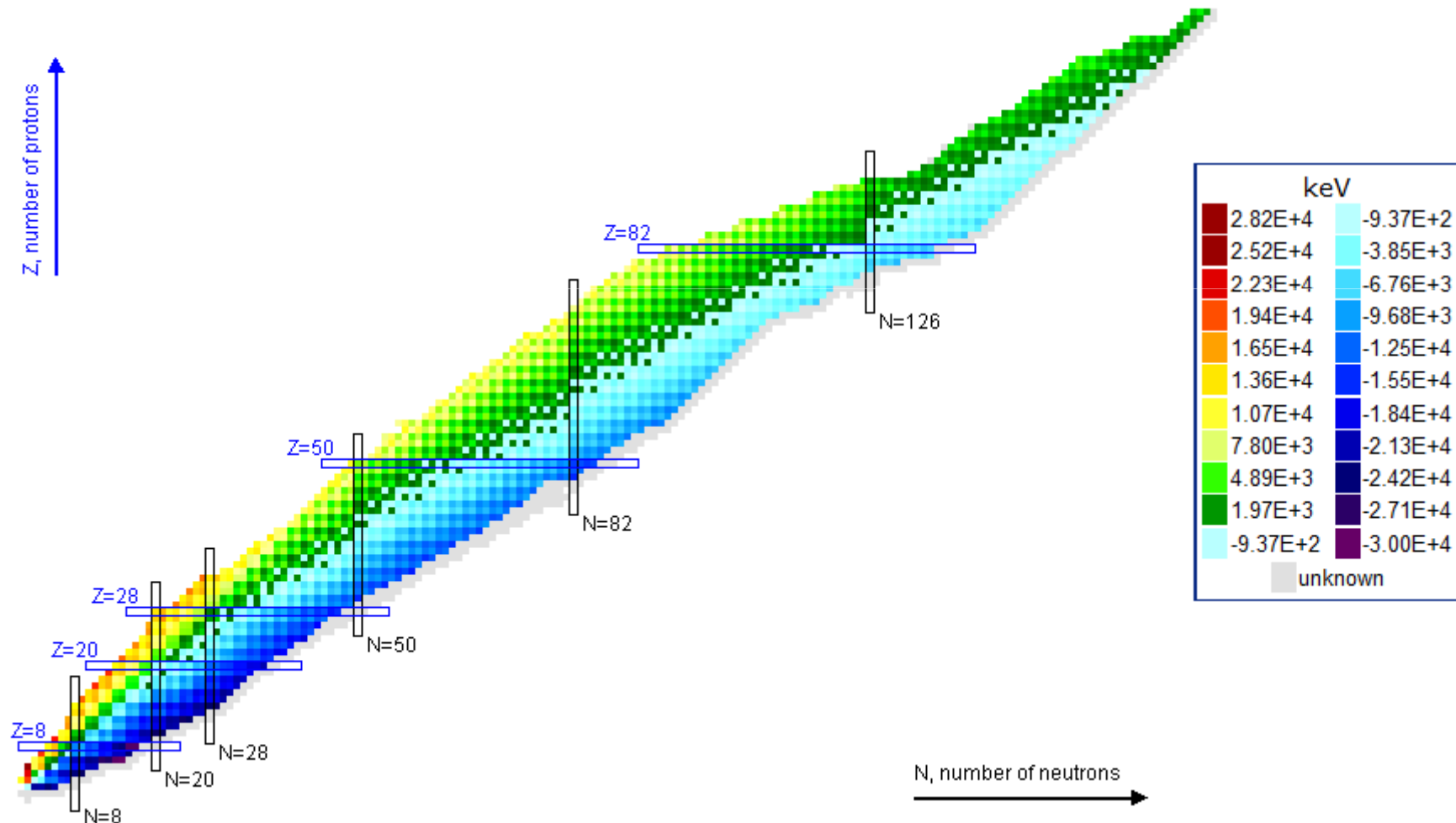


$$E = 1 + K_e / m_e c^2$$

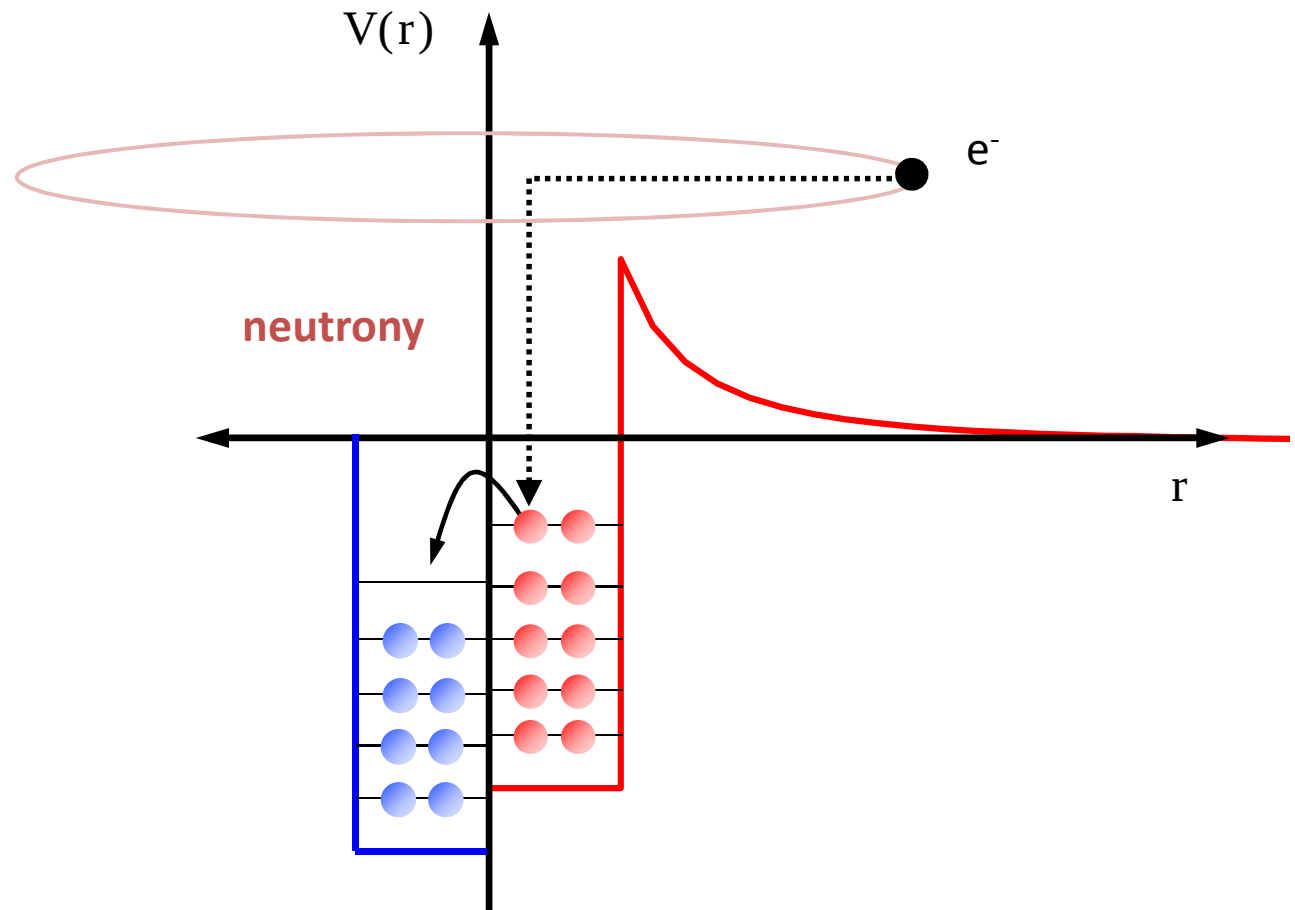
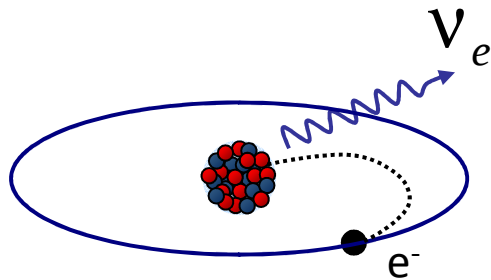
Warunkiem koniecznym do zajścia rozpadu β^+ jest spełnienie nierówności:

$$Q_{\beta^+} > 0 \quad \Leftrightarrow \quad M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1) > 2m_e$$

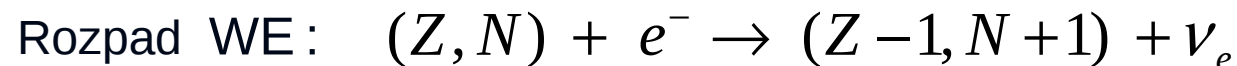
Rozpadowi β^+ ulegają jądra neutronowo-deficytowe.



Wychwyt elektronu



Energia przemiany poprzez wychwyt elektronu



Zaniedbując masę neutrino otrzymujemy:

$$M(Z, N)c^2 = M(Z-1, N+1)c^2 + B_x(Z) + K_{rec} + E_\nu$$

$B_x(Z)$ - energia wiązania elektronu na orbicie x w atomie o l. atomowej Z

Definiujemy : $Q_{WE} = M(Z, N)c^2 - M(Z-1, N+1)c^2$

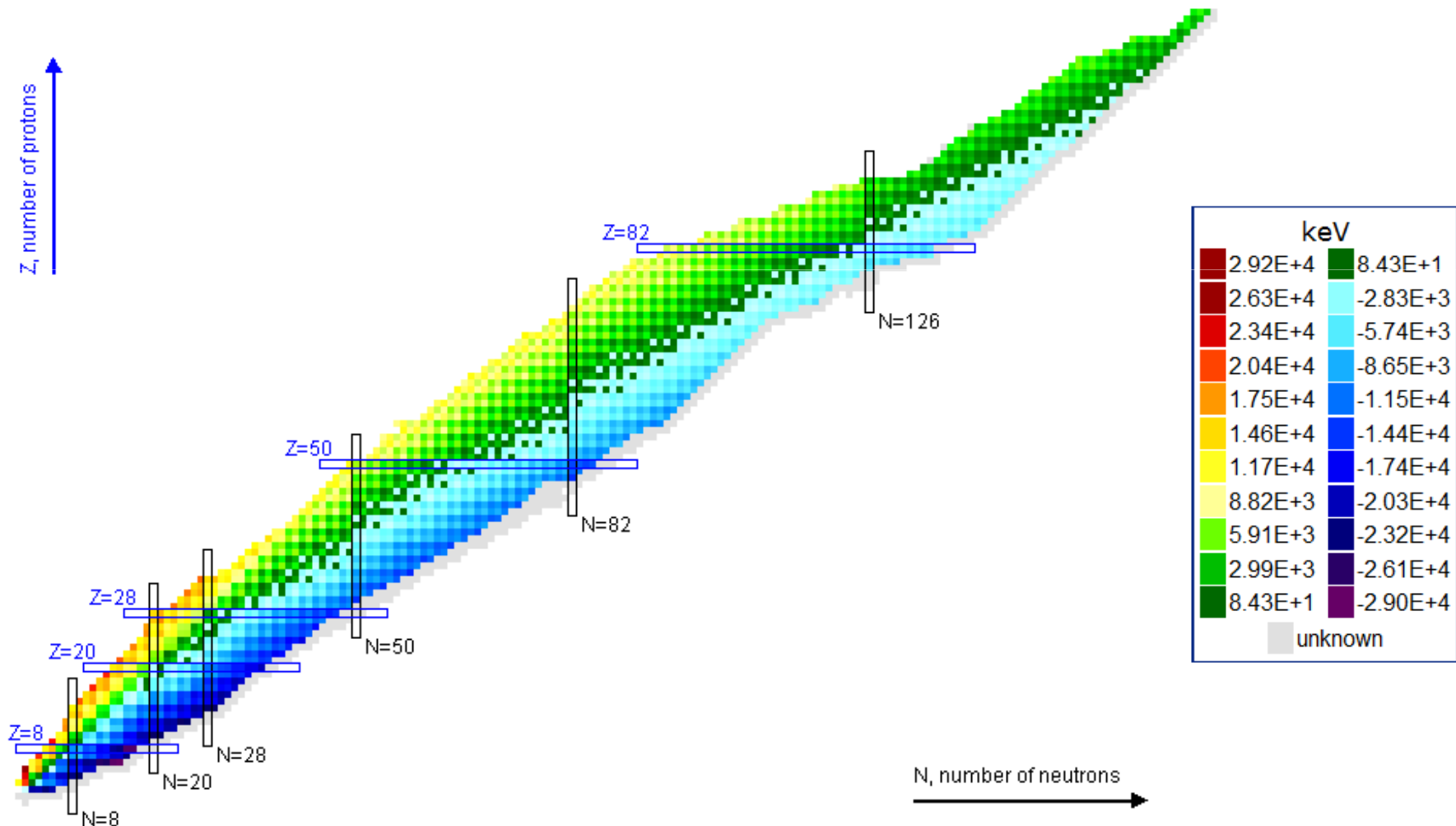
wtedy

$$K_{rec} + E_\nu = Q_{WE} - B_x(Z) > 0$$

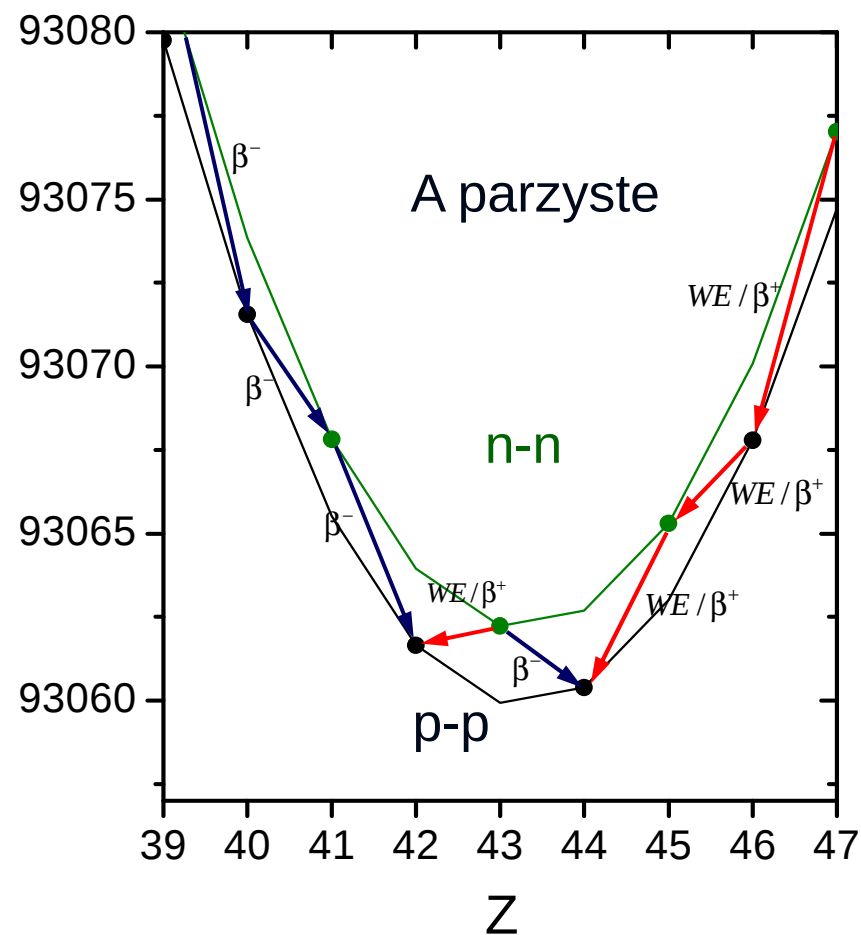
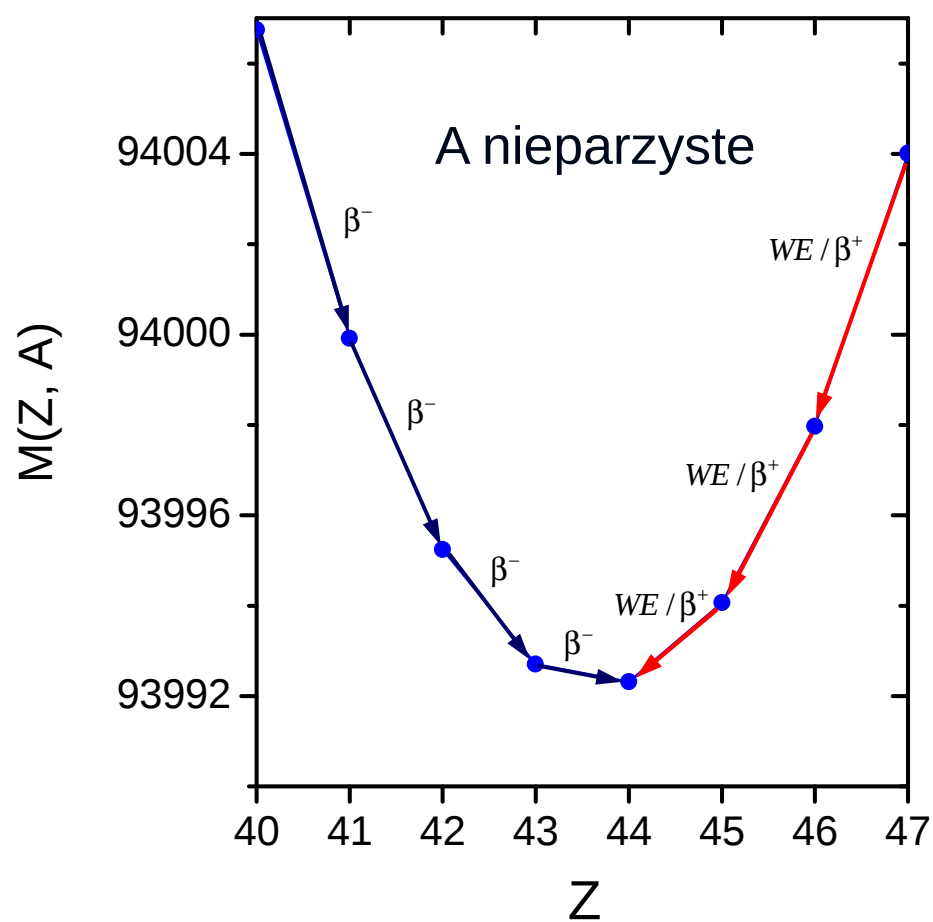
Warunkiem koniecznym do zajścia rozpadu WE jest spełnienie nierówności:

$$Q_{WE} - B_x(Z) > 0 \quad \Leftrightarrow \quad M(Z, N)c^2 - M(Z-1, N+1)c^2 > B_x(Z)$$

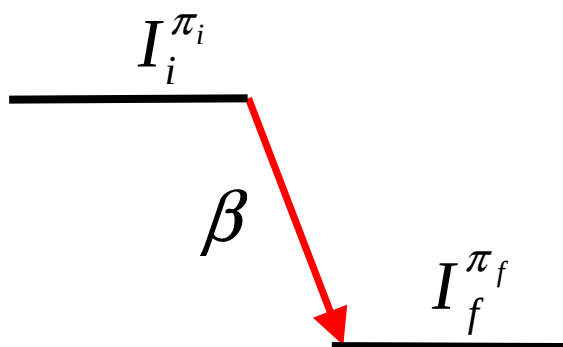
Rozpadowi WE ulegają jądra neutronowo-deficytowe.



Rozpady beta w łańcuchach izobarycznych



Klasyfikacja przejść beta



Zasada zachowania momentu pędu

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{l}_{e\nu} + \vec{S}$$

gdzie

$$\vec{S} = \vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases}$$

$$\vec{l}_{e\nu} = \vec{l}_e + \vec{l}_\nu$$

Zmiana parzystości

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{l_{e\nu}}$$

Całkowite prawdopodobieństwo rozpadu beta

$$\lambda_{\beta} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \propto |M_{if}|^2 \cdot f(Z, K_e^{\max})$$

gdzie

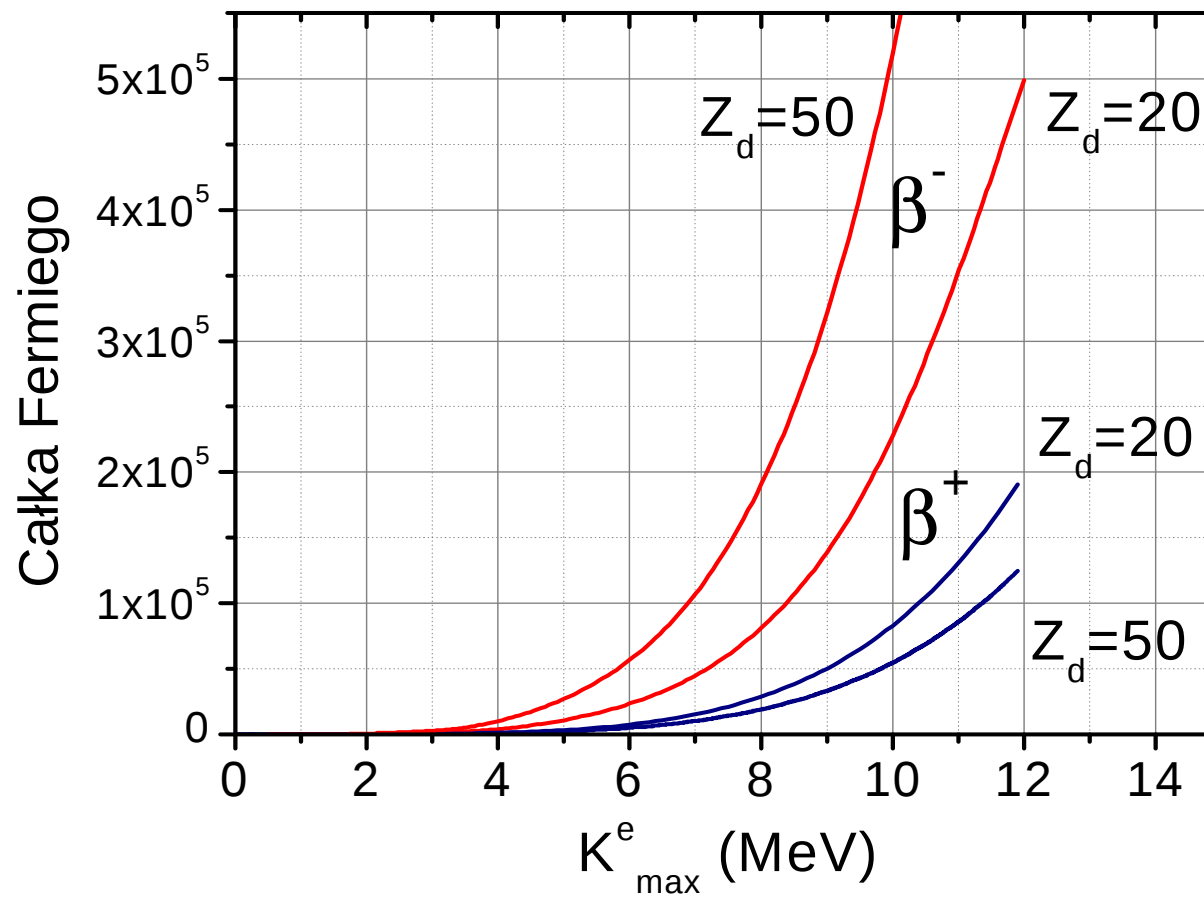
$$|M_{if}|^2$$

- kwadrat jądrowego elementu macierzowego, którego wartość zależy o wartości spinów i parzystości stanu początkowego i końcowego.

Dla przejść dozwolonych ($\Delta I = 0, 1, \pi_i \pi_f = +1$) $|M_{if}|^2 \approx 1$

$f(Z, K_e^{\max})$ - całka Fermiego, zależy od Z oraz rodzaju przejścia (β^+, β^-),
Całka Fermiego bardzo silnie rośnie ze wzrostem energii przemiany $f \propto Q^5$

Całka Fermiego



dla $K_e^{\max} > m_e c^2$: $f \propto (K_e^{\max})^5$

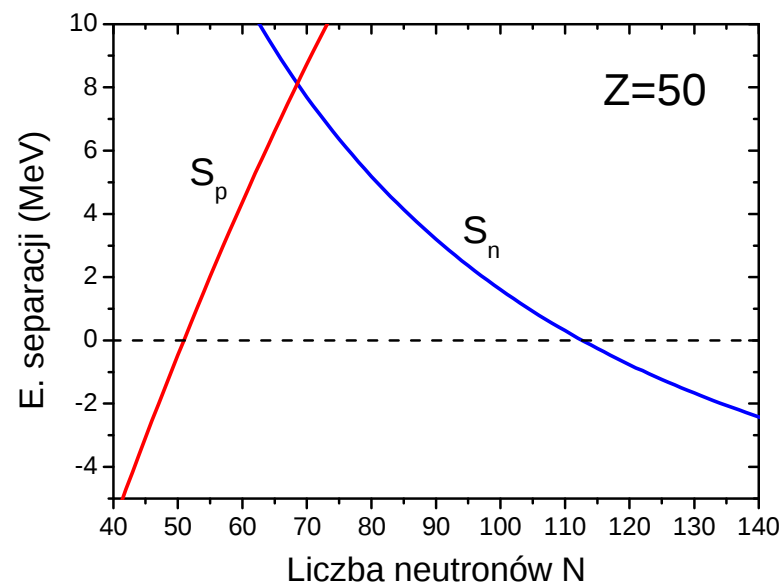
Rozpad beta z emisją cząstek opóźnionych

Cząstki opóźnione to cząstki emitowane z wysokowzbudzonych stanów populowanych w rozpadach beta jąder atomowych.

Zaobserwowano emisję opóźnionych neutronów, protonów i cząstek alfa.

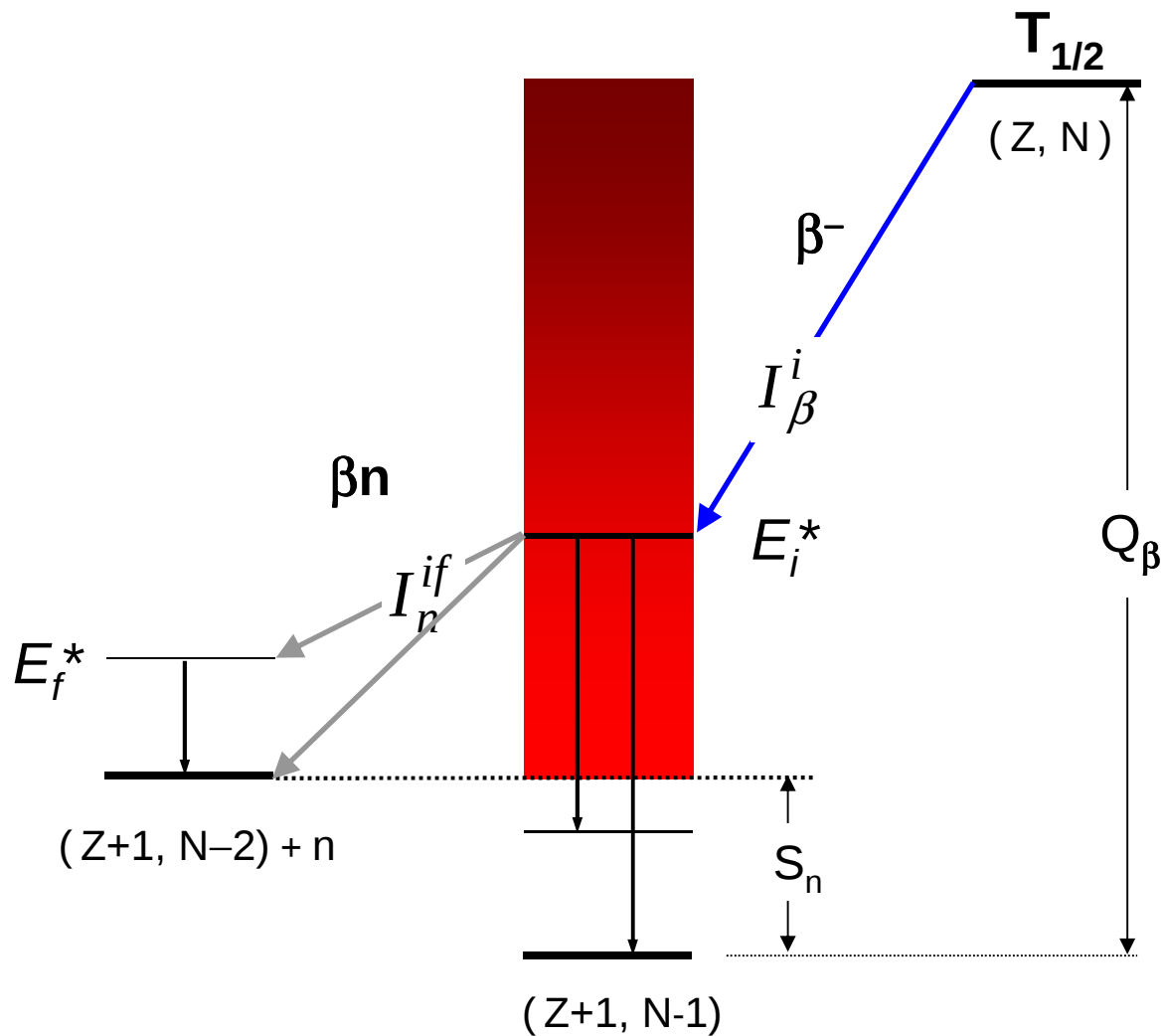
Emisja cząstek opóźnionych jest zjawiskiem typowym dla jąder dalekich od ścieżki trwałości beta.

Jest to związane ze wzrostem energii przemiany beta i zmniejszaniem się energii separacji cząstek wraz z oddalaniem się od ścieżki stabilności.



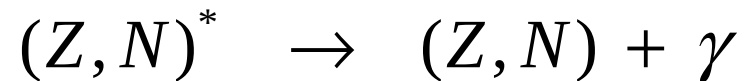
Przykład

rozpad beta z emisją opóźnionych neutronów



Rozpad gamma

Rozpad gamma to przemiana w której jądro atomowe wypromieniowuje całą lub część swojej energii wzbudzenia emitując kwant promieniowania elektromagnetycznego:

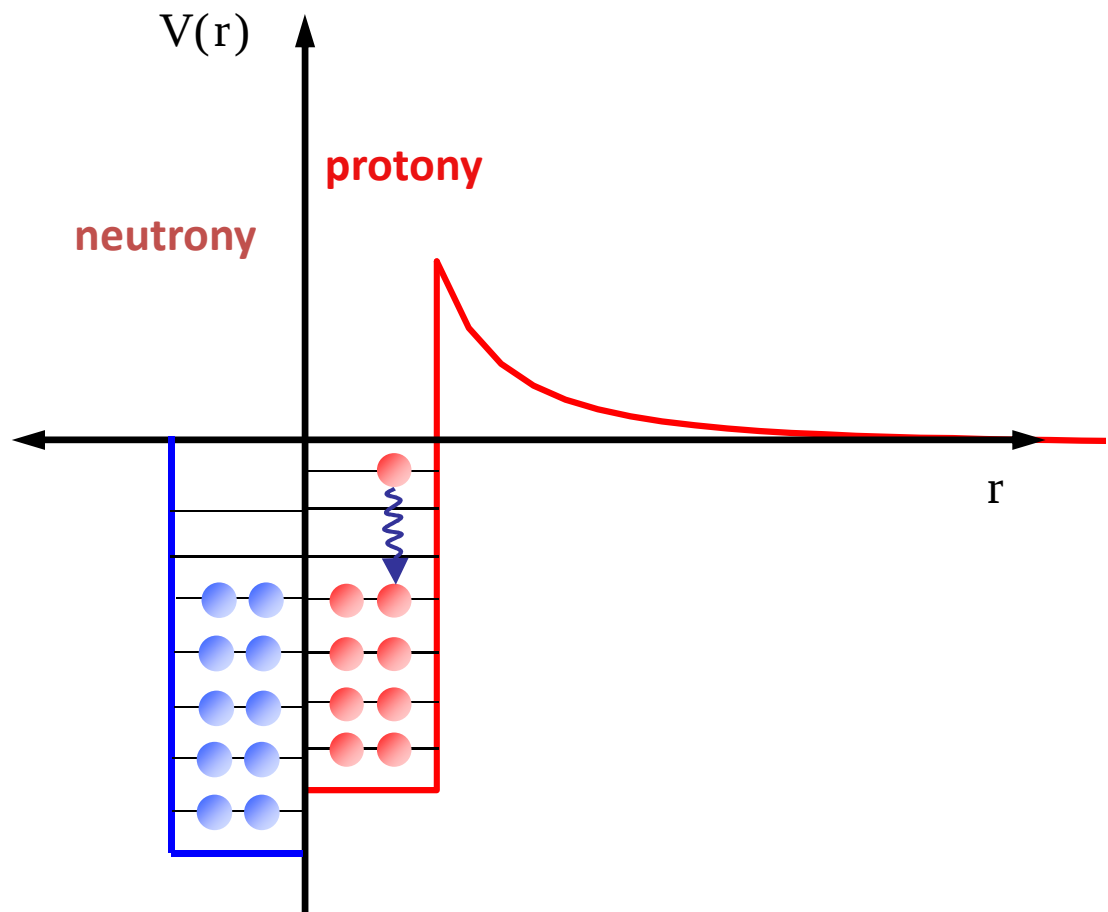
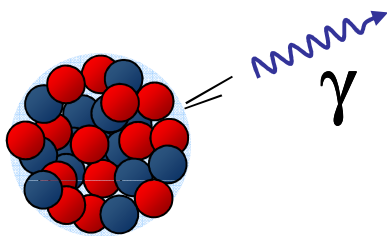
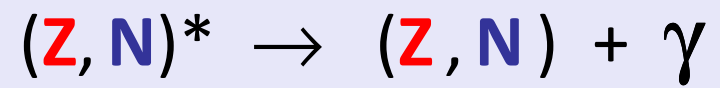


W wyniku rozpadu gamma nie zmienia się ani liczba protonów ani liczba neutronów w jądrze, zmianie ulega konfiguracja cząstek.

Wyróżnia się dwa typy promieniowania elektromagnetycznego:

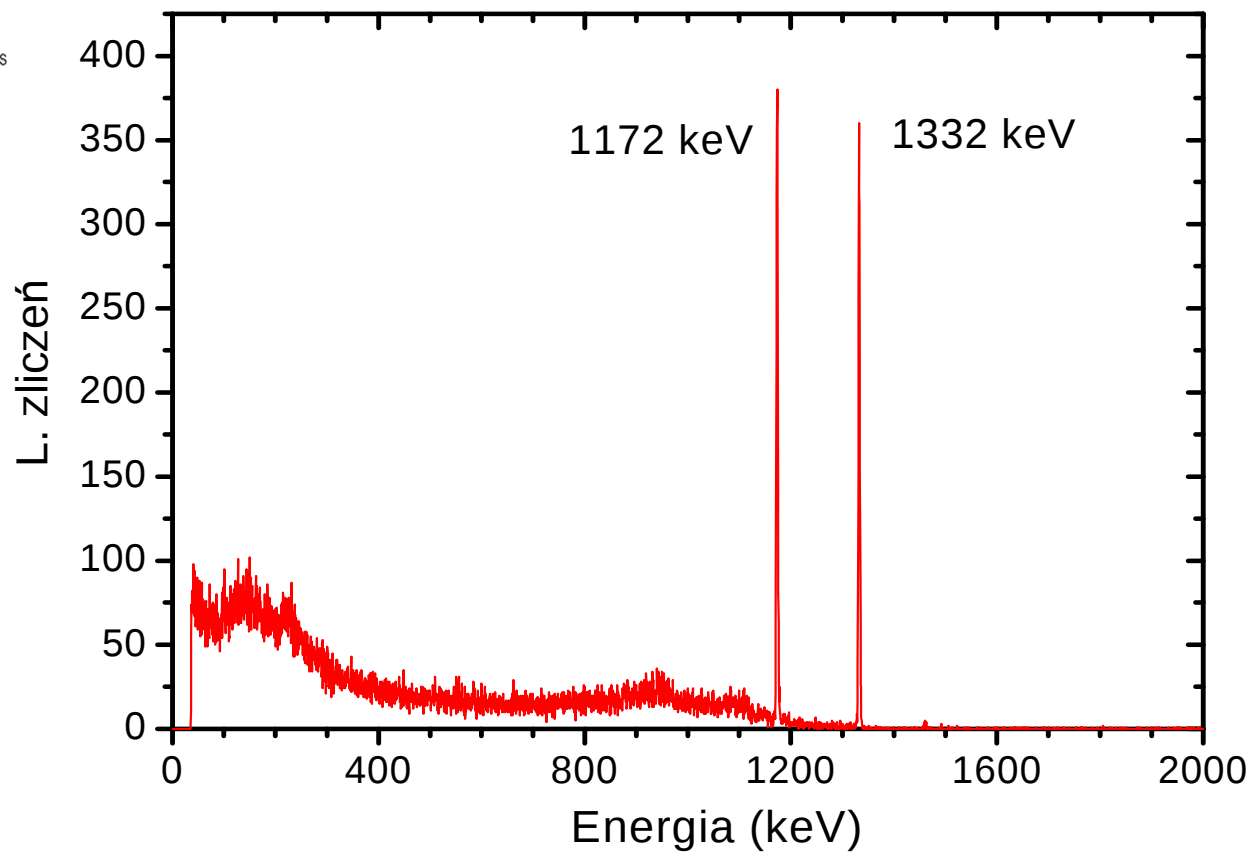
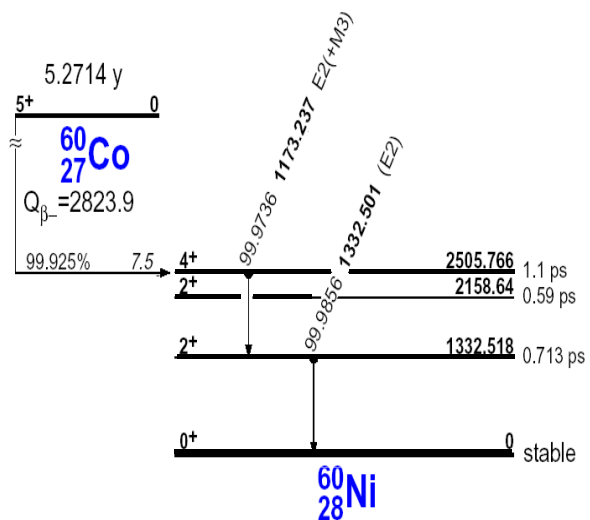
- promieniowanie elektryczne – źródłem tego promieniowania są zmienne w czasie rozkłady ładunków,
- promieniowanie magnetyczne – źródłem tego promieniowania są zmienne w czasie rozkłady prądów.

Rozpad gamma



Przykład

Widmo promieniowania gamma emitowanego po rozpadzie beta ^{60}Co



Reguły wyboru dla przejść elektromagnetycznych

$\vec{l}$ - moment pędu unoszony przez kwant gamma.
Promieniowanie unoszące moment pędu l ma polowość 2^l

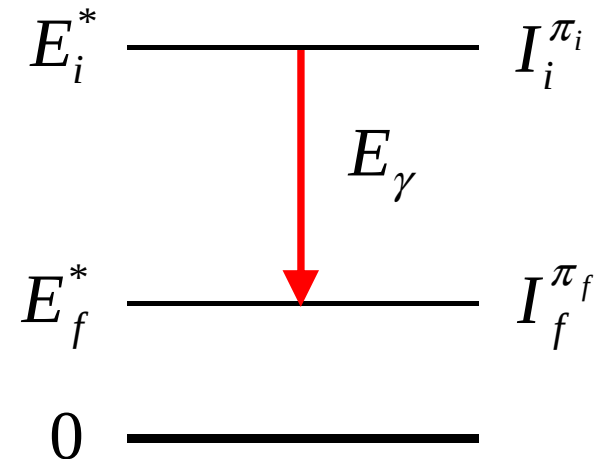
Zasada zachowania momentu pędu

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{l}$$

co oznacza, że:

$$|I_i - I_f| \leq l \leq I_i + I_f$$

Przejścia $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$ są wzbronione dla emisji jednego fotonu, ze względu na brak monopolowego ($l=0$) promieniowania elektromagnetycznego.



Zasada zachowania momentu pędu dopuszcza, aby:

$$\left| I_i - I_f \right| \leq l \leq I_i + I_f$$

Z największym prawdopodobieństwem emitowane będzie promieniowanie o najmniejszej możliwej wartości momentu pędu:

$$l = \left| I_i - I_f \right|$$

Zasada zachowania parzystości:

$$\text{dla przejść elektrycznych: } \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^l$$

$$\text{dla przejść magnetycznych: } \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{l+1}$$

Prawdopodobieństwo przejścia gamma

w przybliżeniu jednocząstkowym

$$\lambda_\gamma \propto \left(\frac{RE_\gamma}{\hbar c} \right)^{2l+1}$$

gdzie

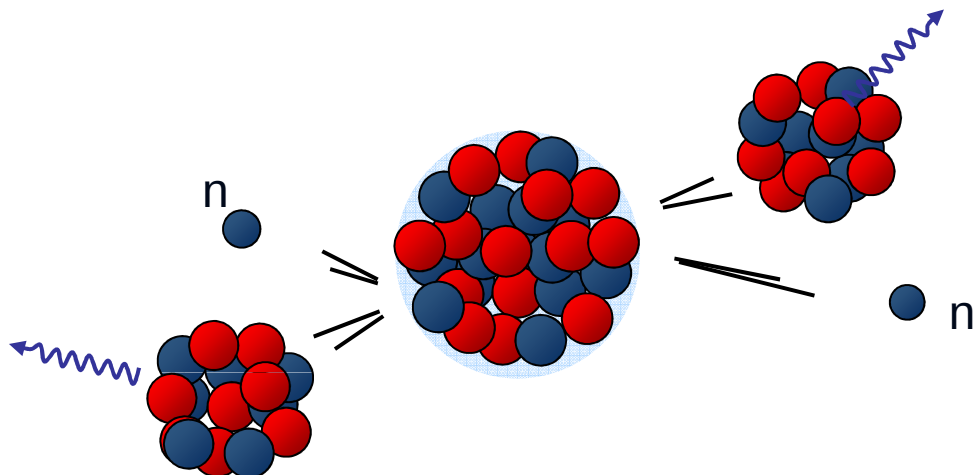
$$R = 1.2A^{1/3} \text{ fm}$$

$$\hbar c = 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$$

Prawdopodobieństwo emisji kwantu gamma rośnie ze wzrostem energii przejścia i maleje ze wzrostem multipolowości przejścia.

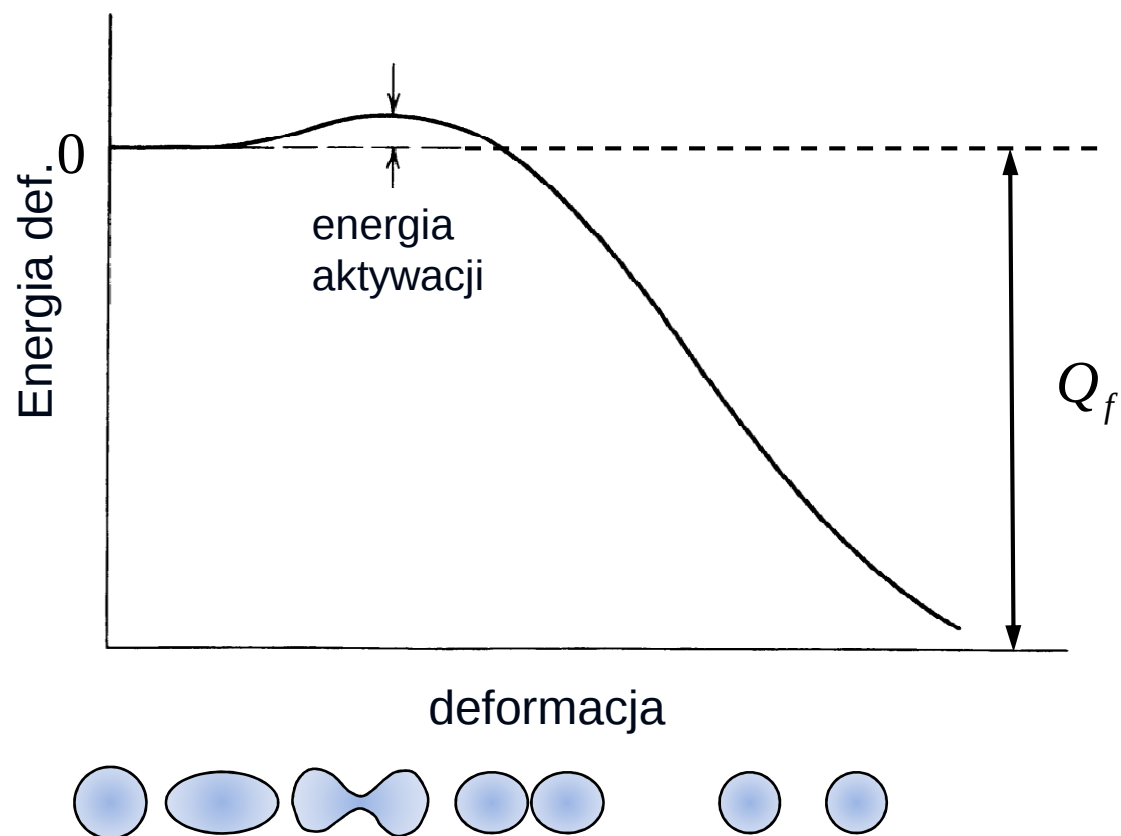
Rozszczepienie

Rozszczepienie to proces, w którym jądro atomowe dzieli się na dwa fragmenty o porównywalnych masach.



- rozszczepienie samorzutne (spontaniczne)
- rozszczepienie indukowane (wymuszone):
 - neutronami,
 - promieniowaniem gamma,
 - elektronami...

Przebieg procesu rozszczepienia

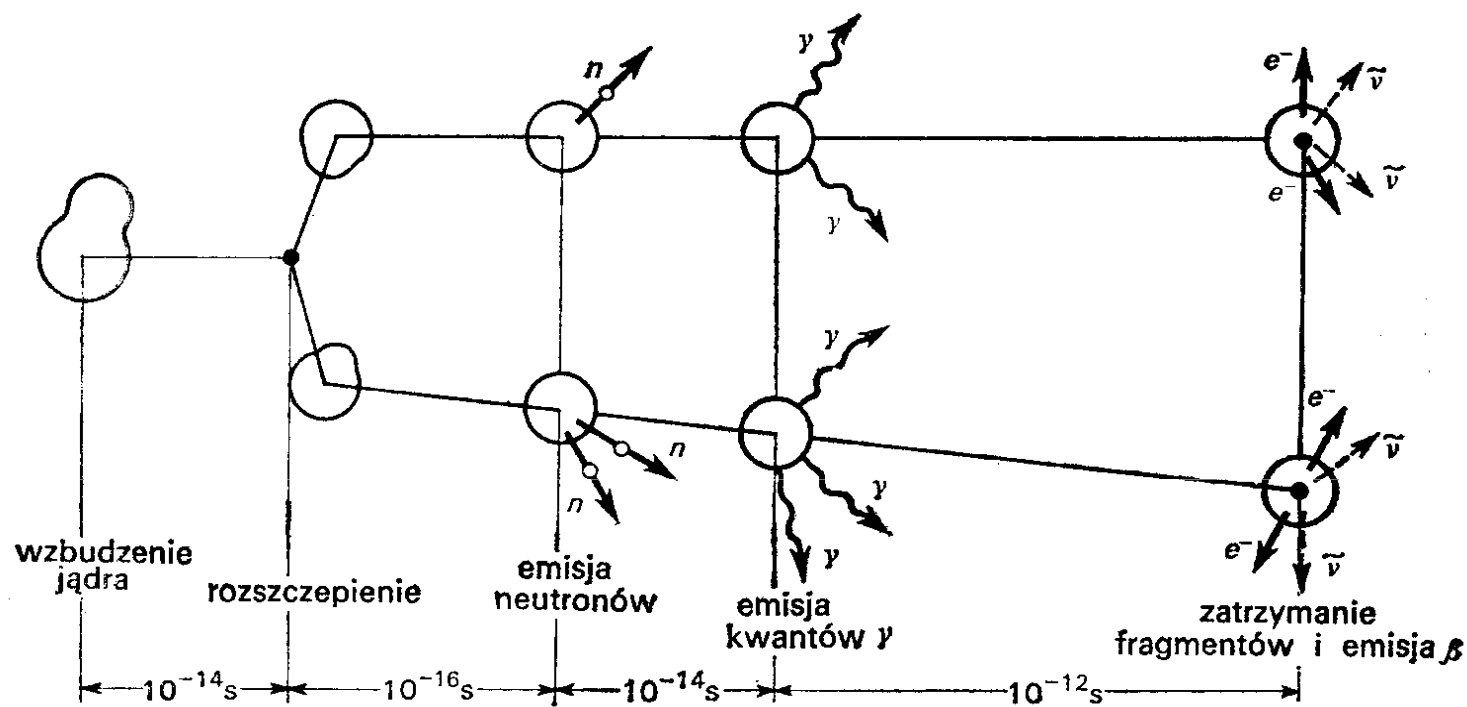


Energia aktywacji vs energia separacji neutronu

Izotop	Energia aktywacji E_{akt} (MeV)	E. wiązania neutronu S_n (MeV)
^{233}Th	6.5	4.96
^{236}U	5.8	6.54
^{239}U	6.3	4.78
^{240}Pu	4.8	6.52

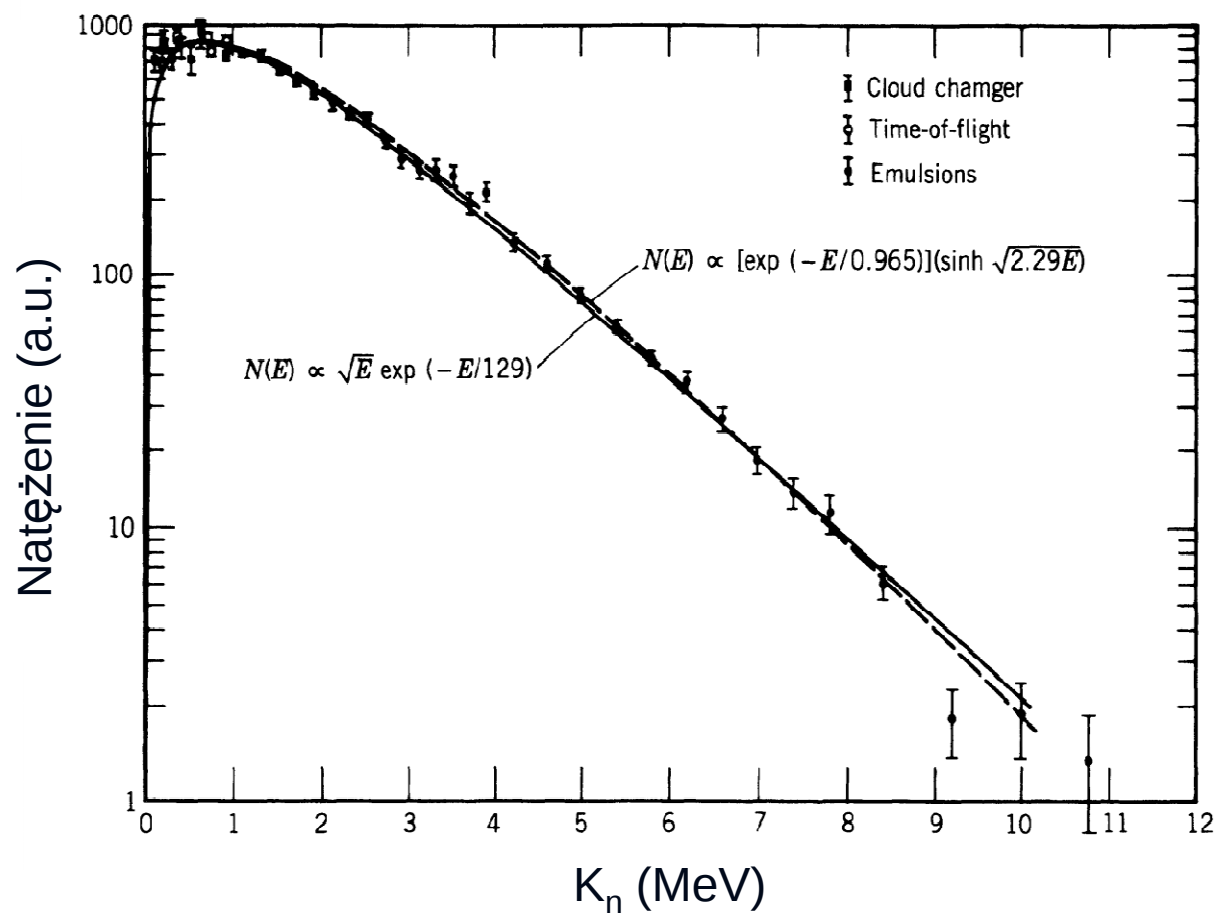
Jądra dla których $E_{\text{akt}} < S_n$ ulegają natychmiastowemu rozszczepieniu po wychwycie termicznego neutronu.

Przebieg procesu rozszczepienia



W jednym procesie rozszczepienia emitowanych jest średnio 2.4 - 2.8 neutronów natychmiastowych o energii 0.5 ÷ kilku MeV

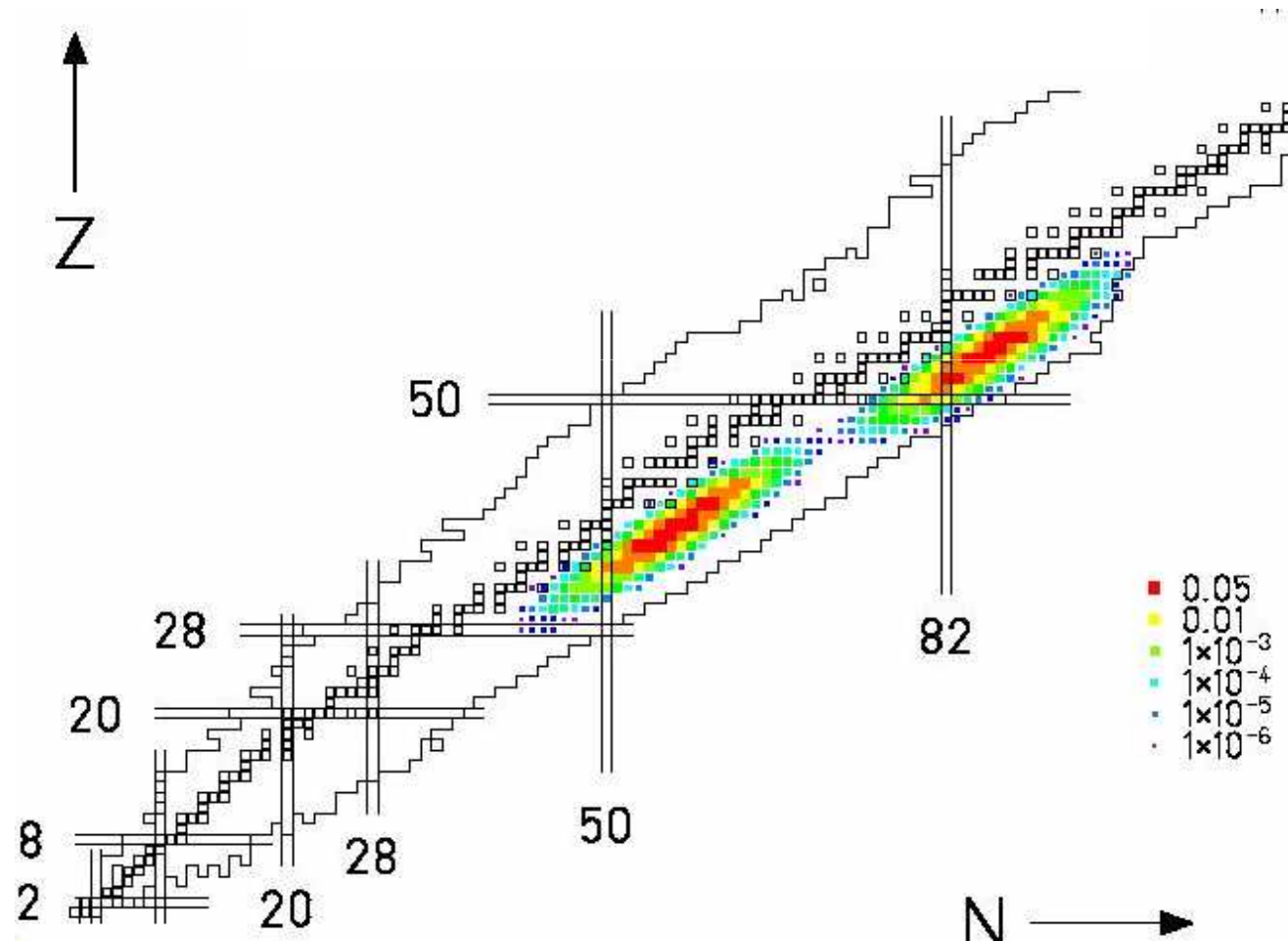
Widmo energii kinetycznej neutronów emitowanych
w rozszczepieniu ^{235}U neutronami termicznymi.



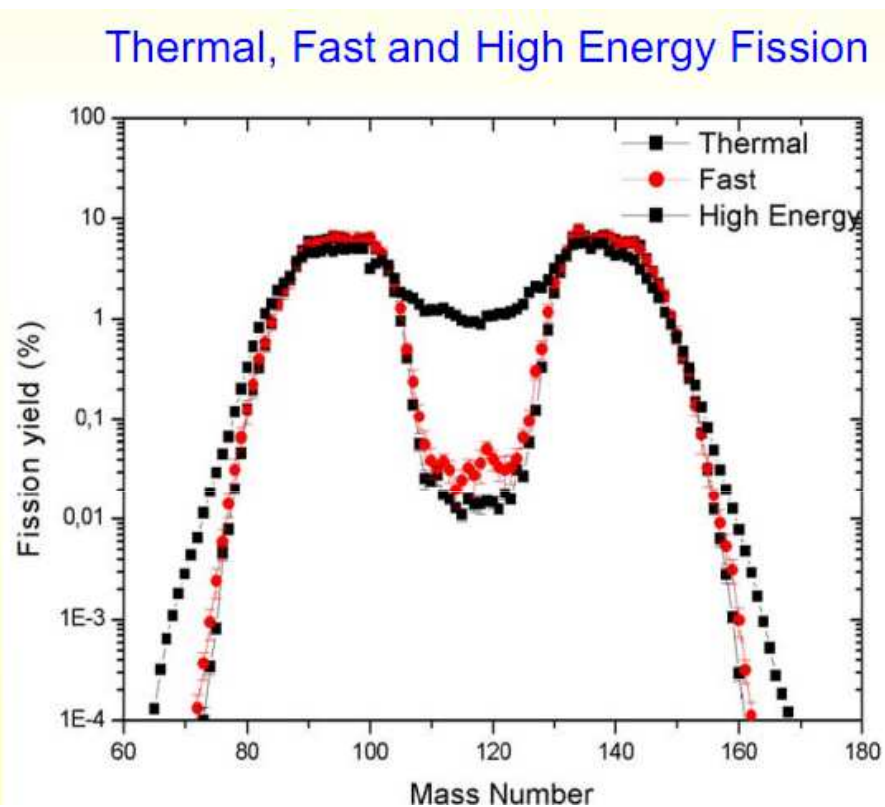
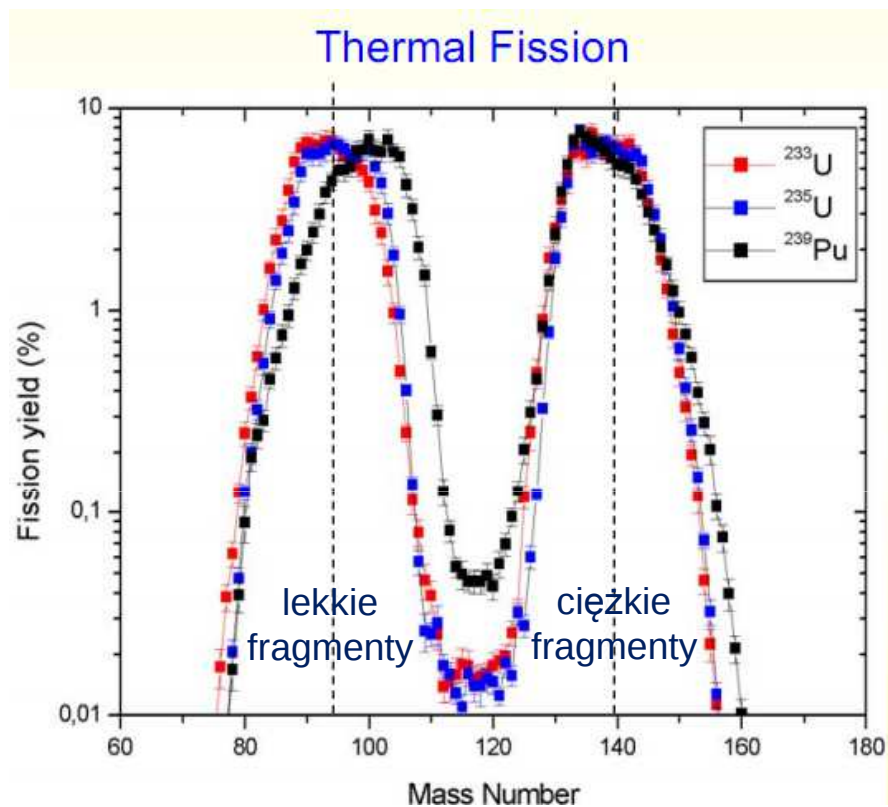
Fragmenty rozszczepienia ^{238}U

- fragmenty rozszczepienia są jądrami neutronowo-nadmiarowymi

^{238}U
■



Widmo masowe produktów rozszczepienia ^{233}U , ^{235}U i ^{239}Pu



Energia wydzielana w rozszczepieniu

- rozważamy przypadek rozszczepienia na dwa identyczne fragmenty:

$$M(Z, A) = M(Z/2, A/2) + M(Z/2, A/2) + \underbrace{K_{f1} + K_{f2}}_{=Q_f}$$
$$M(Z, A) = 2 \cdot M(Z/2, A/2) + Q_f$$

Zapisując

$$M(Z, A) \approx Z \cdot M_H + N \cdot m_n - B_j(Z, A)$$

otrzymujemy

$$\cancel{Z} \cdot \cancel{M_H} + \cancel{N} \cdot \cancel{m_n} - B_j(Z, A) = 2 \cdot (\cancel{Z/2} \cdot \cancel{M_H} + \cancel{N/2} \cdot \cancel{m_n} - B_j(Z/2, A/2)) + Q_f$$

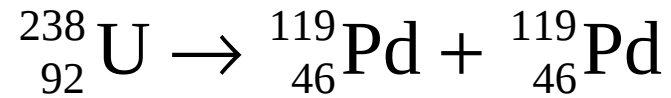
stąd

$$Q_f = 2 \cdot B_j(Z/2, A/2) - B_j(Z, A)$$

lub

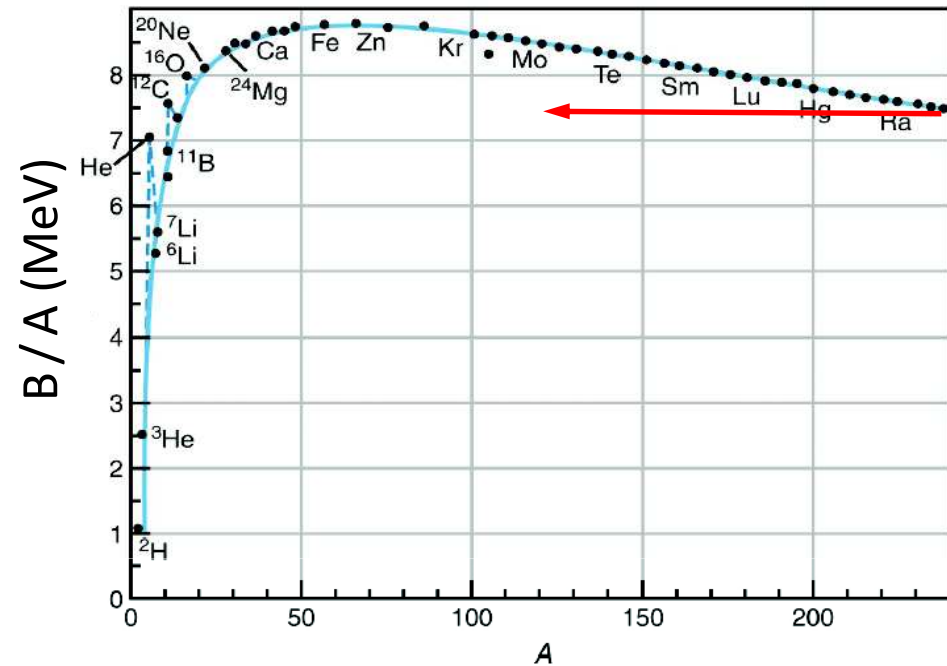
$$Q_f = A \cdot \left(\frac{B_j(Z/2, A/2)}{A/2} - \frac{B_j(Z, A)}{A} \right)$$

Przykład



$$B({}^{238}\text{U})/238 = 7.570 \text{ MeV}$$

$$B({}^{119}\text{Pd})/119 = 8.369 \text{ MeV}$$



$$Q_f = A \cdot \left(\frac{B_j(Z/2, A/2)}{A/2} - \frac{B_j(Z, A)}{A} \right) = 238 \cdot (8.369 - 7.570) \text{ MeV}$$

$$Q_f = 238 \cdot (8.369 - 7.570) \text{ MeV} = 238 \cdot 0.8 = 190 \text{ MeV}$$

Energia z rozszczepienia vs energia chemiczna

Energia spalania 1kg węgla

$$Q_c = q_s \times m = 35 \text{ MJ/kg} \cdot 1 \text{ kg} = 35 \text{ MJ}$$

Energia z rozszczepienia 1kg uranu

$$Q_f = 190 \text{ MeV} \times \frac{m}{\mu} N_A = 190 \text{ MeV} \cdot \frac{1000 \text{ g}}{238 \text{ g}} \cdot 6 \cdot 10^{23} = 4.8 \cdot 10^{26} \text{ MeV}$$

$$Q_f = 4.8 \cdot 10^{26} \text{ MeV} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV} = 7.7 \cdot 10^7 \text{ MJ}$$

Stosunek Q_f/Q_c

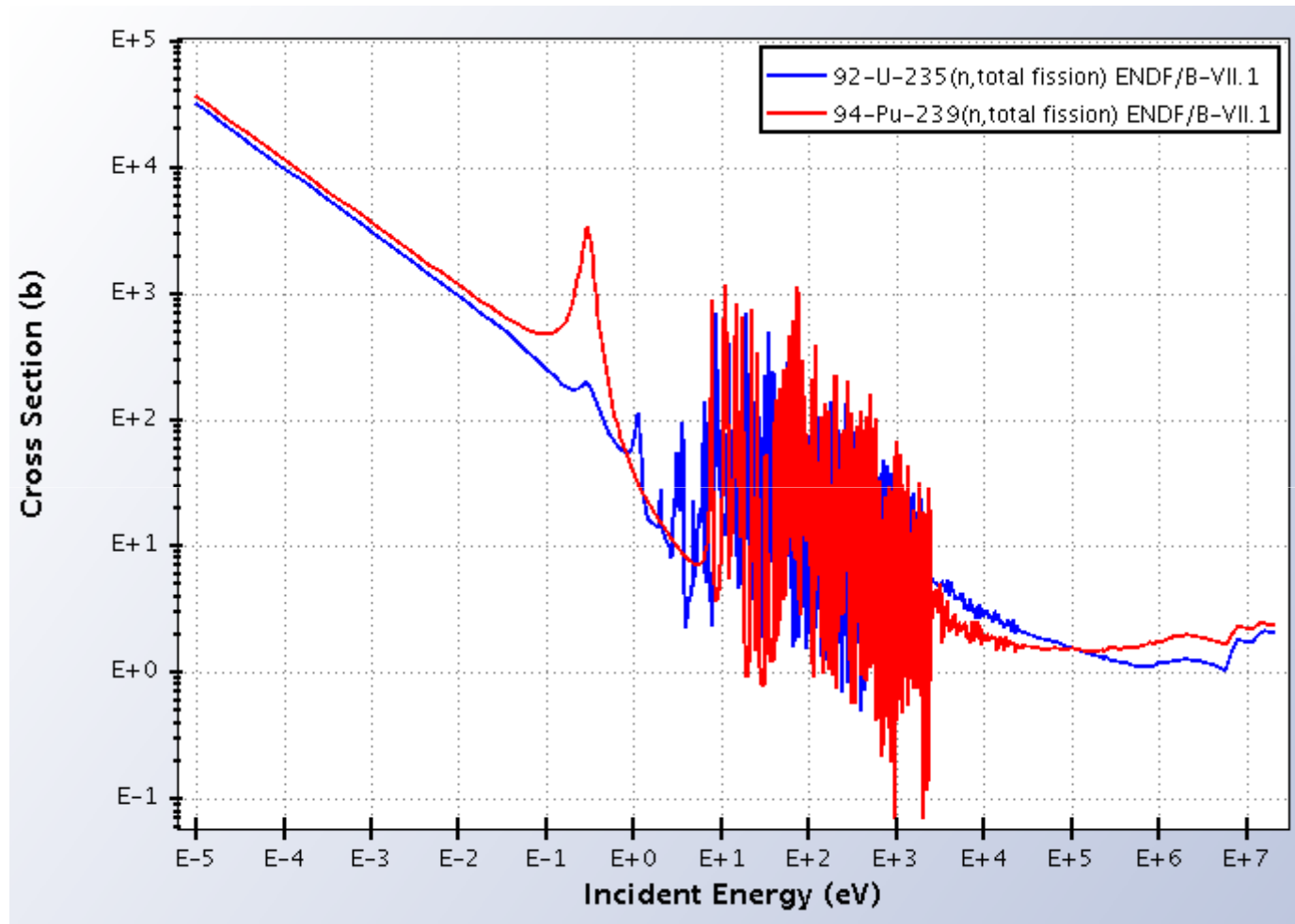
$$Q_f / Q_c = 7.7 \cdot 10^7 \text{ MJ} / 35 \text{ MJ} = 2.2 \cdot 10^6$$

Bilans energii w procesie rozszczepienia

Produkty	$^{235}\text{U} + n_{\text{th}}$	$^{239}\text{Pu} + n_{\text{th}}$
lekki fragment	99.8	101.8
ciężki fragment	68	73.2
natychmiastowe neutrony	4.8	5.8
natychmiastowe gammy ($t < 1 \mu\text{s}$)	7.5	7.0
cząstki beta	7.8	8.0
kwanty γ ($t > 1 \mu\text{s}$)	6.8	6.2
neutrino	12	12
Suma	210 MeV	215 MeV

80% energii wydzielą się w postaci energii kinetycznej fragmentów

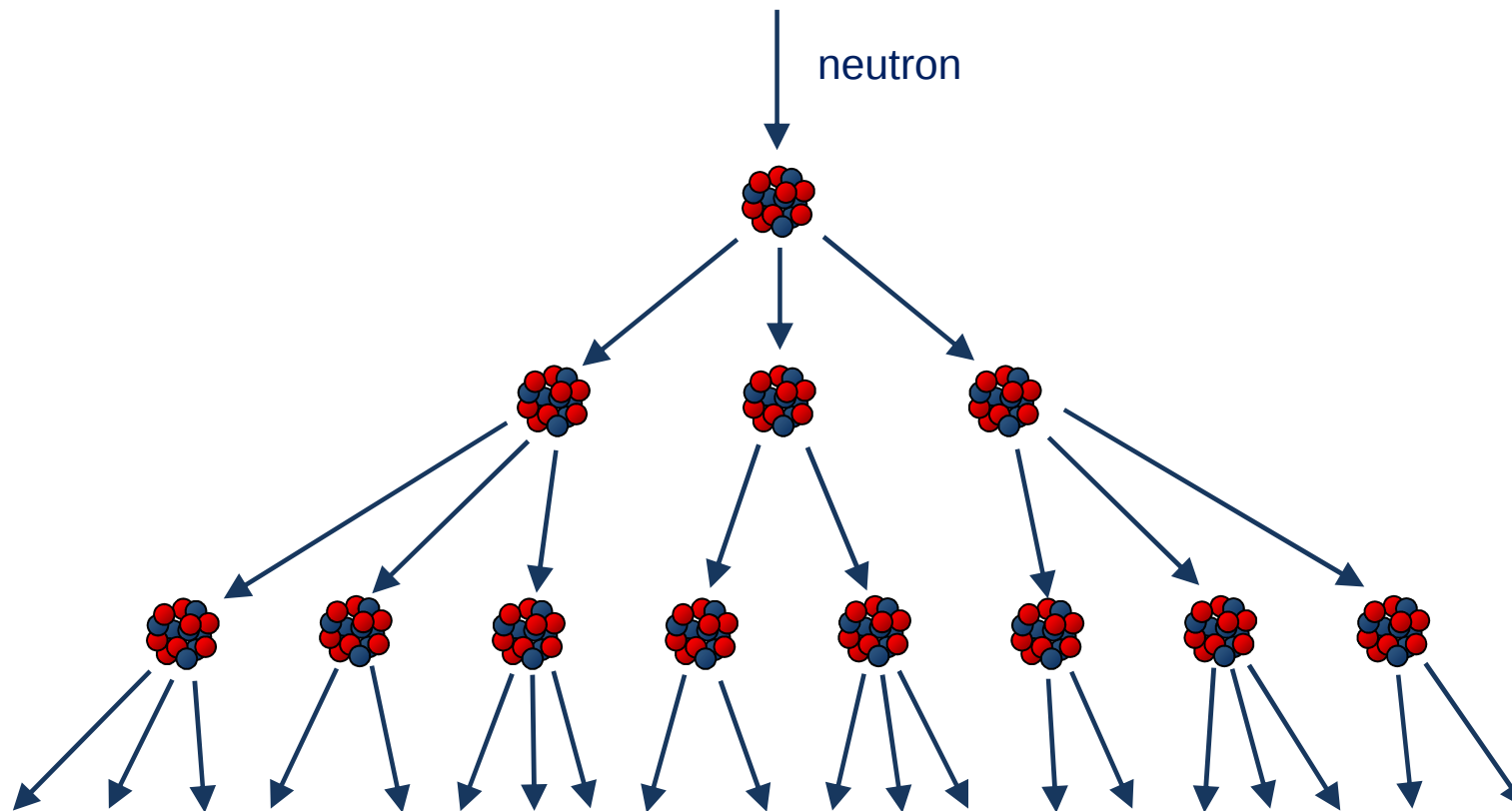
Reakcja rozszczepienia ^{235}U neutronami



Przekrój czynny na rozszczepienie bardzo szybko spada ze wzrostem energii neutronów!

Reakcja łańcuchowa

- reakcja łańcuchowa to reakcja, która po zainicjowaniu rozwija się samorzutnie, bez udziału czynników zewnętrznych.



Współczynnik rozmnożenia

$$\begin{array}{l} \text{współczynnik} \\ \text{rozmnożenia} \\ \text{neutronów} \end{array} \quad k = \frac{\text{liczba neutronów w danej generacji}}{\text{liczba neutronów w generacji poprzedzającej}}$$

$k < 1$ - układ podkrytyczny, liczba neutronów w kolejnych generacjach maleje,

$k = 1$ - układ krytyczny, liczba neutronów w kolejnych generacjach nie zmienia się,

$k > 1$ - układ nadkrytyczny, liczba neutronów w kolejnych generacjach rośnie.

Warunkiem podtrzymania reakcji łańcuchowej jest $k \geq 1$

Masa krytyczna

Masa krytyczna to minimalna masa materiału rozszczepialnego potrzebna do zajścia i podtrzymania reakcji łańcuchowej.

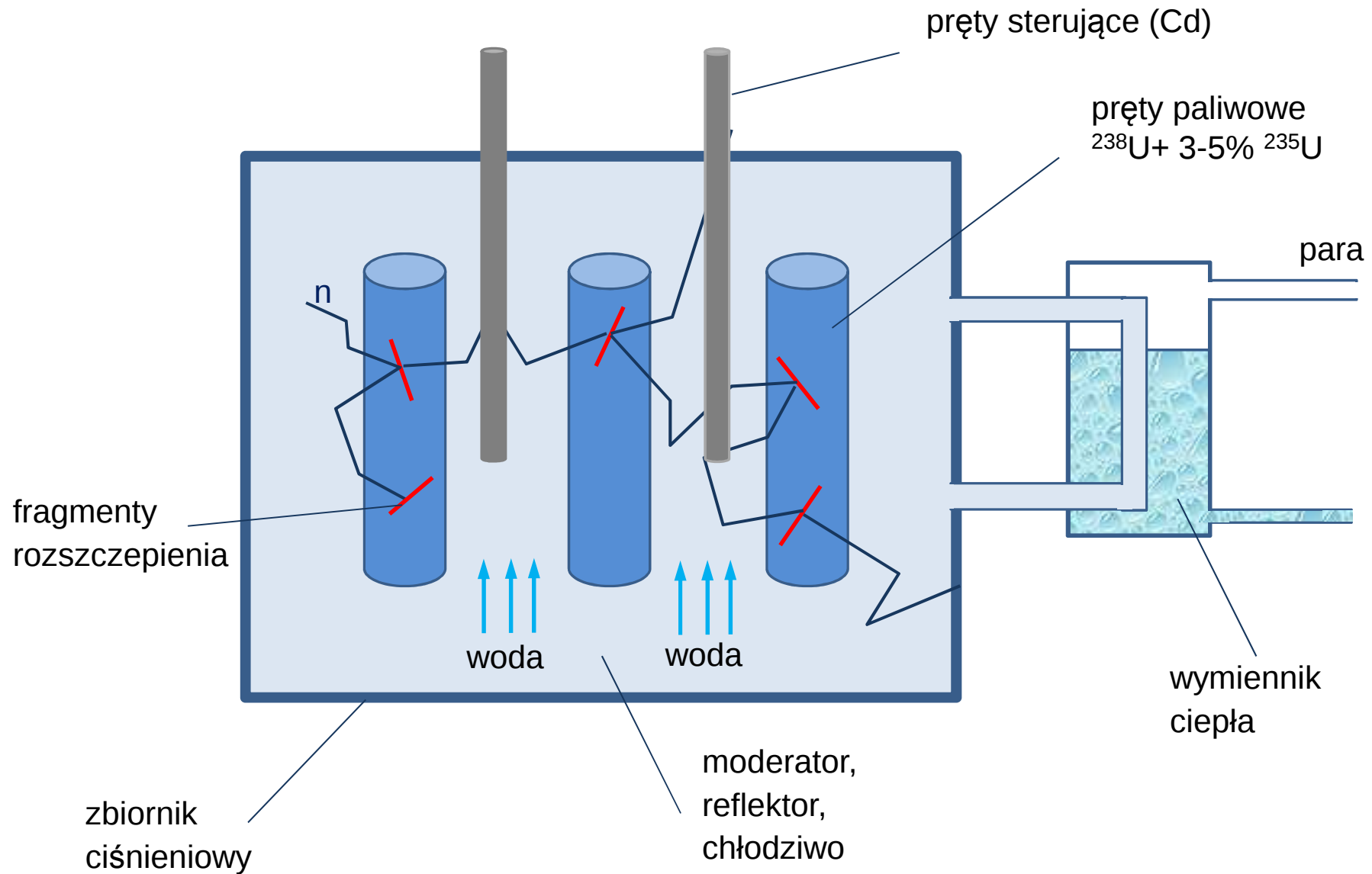
Wartość masy krytycznej zależy od:

- własności jądrowych materiału rozszczepialnego
- gęstości,
- kształtu geometrycznego próbki,
- temperatury,
- składu izotopowego i czystości

Masy krytyczne i promienie jednorodnych kul:

^{235}U	$M_{\text{crit}} = 52 \text{ kg}$	$R_{\text{crit}} = 8.5 \text{ cm}$
^{239}Pu	$M_{\text{crit}} = 10 \text{ kg}$	$R_{\text{crit}} = 5 \text{ cm}$

Schemat reaktora wodnego ciśnieniowego, wykorzystującego neutrony termiczne



Pręty paliwowe zawierają uran naturalny wzbogacony o ^{235}U do poziomu 3-5%. Paliwo jądrowe zamknięte jest w koszulkach wykonanych ze stopu cyrkonu.

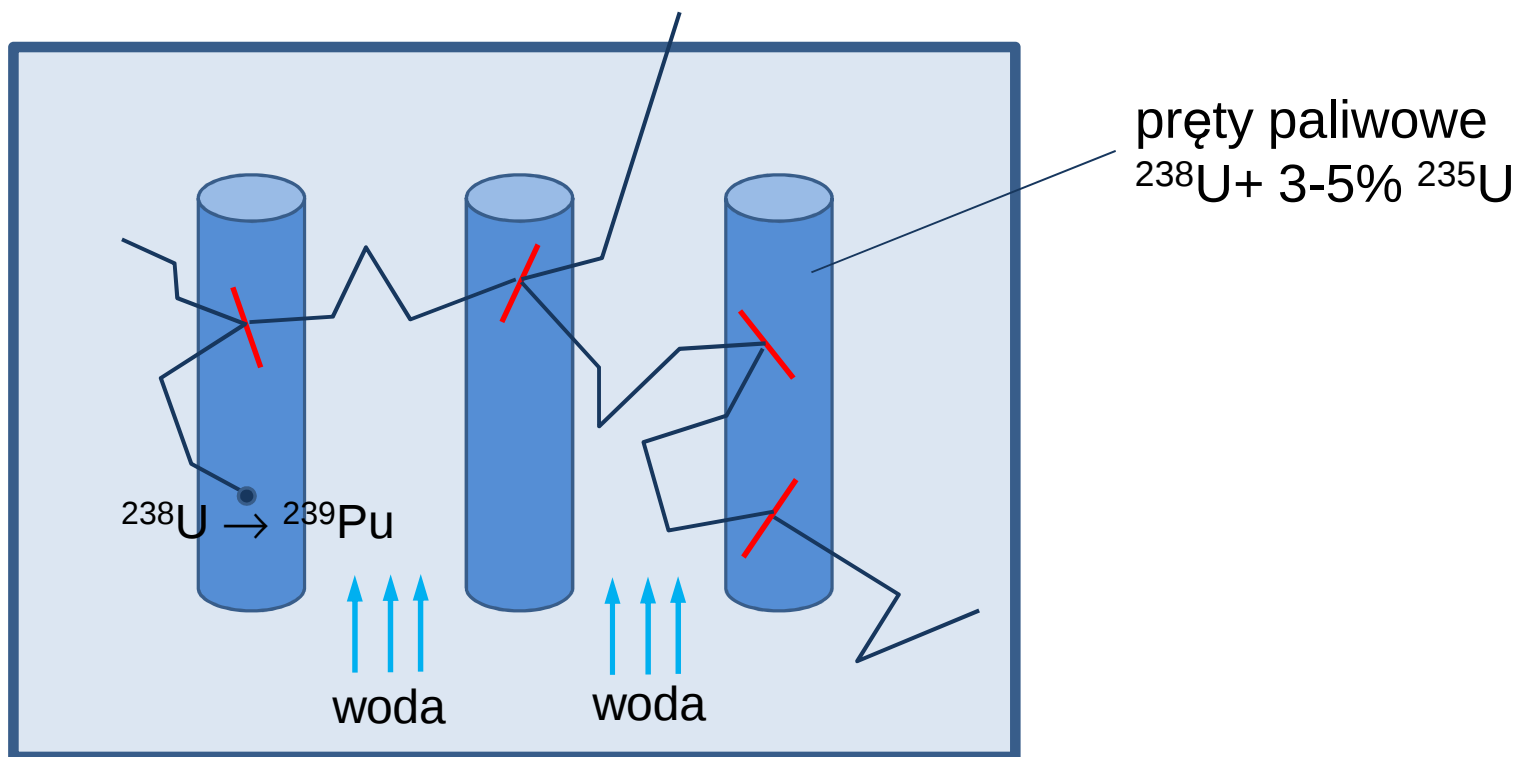
Pręty sterujące są wykonane z materiału silnie absorbującego neutrony (np. kadmu) i umożliwiają utrzymania współczynnika $k \approx 1$.

Moderator służy do spowalniania neutronów od energii 1-2 MeV do energii termicznych, przy których prawdopodobieństwo rozszczepienia jest duże.

W reaktorach lekkowodnych woda pełni rolę moderatora, reflektora neutronów oraz substancji chłodzącej rdzeń.

Bardzo ważną rolę w sterowaniu mocą reaktora jądrowego pełnią Neutrony opóźnione, emitowane w rozpadach beta produktów rozszczepienia.

Bilans neutronów w reaktorze



Liczba neutronów
na rozszczepienie

2.5

1 – następne rozszczepienie

0.6 – wychwyt przez ^{238}U

0.6 – wychwyt w produktach rozszczepienia, H

0.3 – ucieczka z reaktora