

Jądro atomowe

promienie jąder $r_j \approx 10^{-13} - 10^{-12}$ cm

$$r_j = r_o A^{1/3}$$

promienie atomowe $r_{at} \approx 10^{-8}$ cm

masa jądra $m_j \approx 10^{-24} - 10^{-22}$ g

gęstość materii jądrowej 10^{14} g cm⁻³

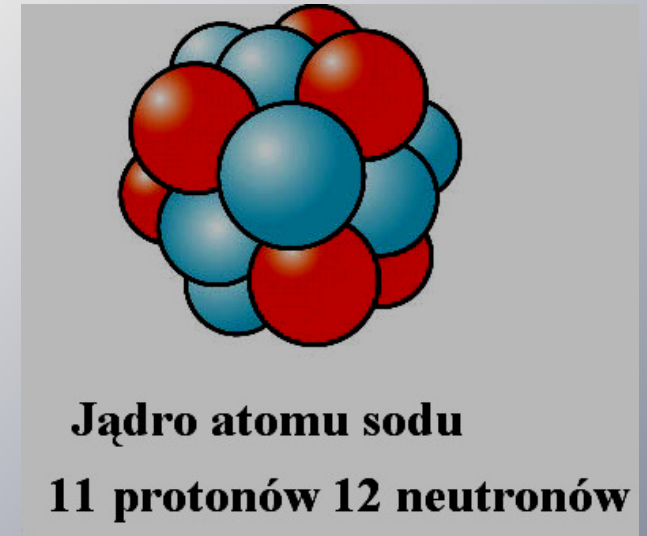
1 cm³ materii jądrowej ważyłby 130 mln ton

Jądro składa się z nukleonów

- protonów dodatnio naładowanych
- neutronów

proton może istnieć samodzielnie jak np. kation H⁺

wolny neutron ulega przemianie β^- $t_{1/2} = 12$ min.



Dla jąder trwałych suma mas nukleonów wchodzących w skład jądra jest większa od masy jądra jest to tzw defekt masy (Δm)

$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - M_j$$

m_p - masa protonu

m_n -masa neutronu

M_j -masa jądra

A - liczba masowa (liczba protonów i neutronów)

Z - liczba atomowa (liczba protonów)

Energia wewnętrzna jądra atomowego (E_w) jest sumą energii wiązań poszczególnych nukleonów w jądrze

$$E_w = \Delta mc^2$$

Srednia energia wiązania przypadająca na jeden nukleon $E_{/n} = \frac{E_w}{A}$

Energia wiązania na nukleon w deuterze

Deuter ma masę 2.01410178 amu.

$$\text{Atom wodoru} = 1.007825 \text{ amu}$$

$$\text{Neutron} = \underline{1.008665 \text{ amu}}$$

$$\text{Suma} = 2.016490$$

$$\begin{aligned} \text{Deficyt masy } \Delta m &= \text{masa teoretyczna} - \text{masa zmierzona} \\ &= 2.016490 \text{ amu} - 2.01410178 \text{ amu} = \mathbf{0.002388 \text{ amu}} \end{aligned}$$

Obliczamy energie wiązania na nukleon:

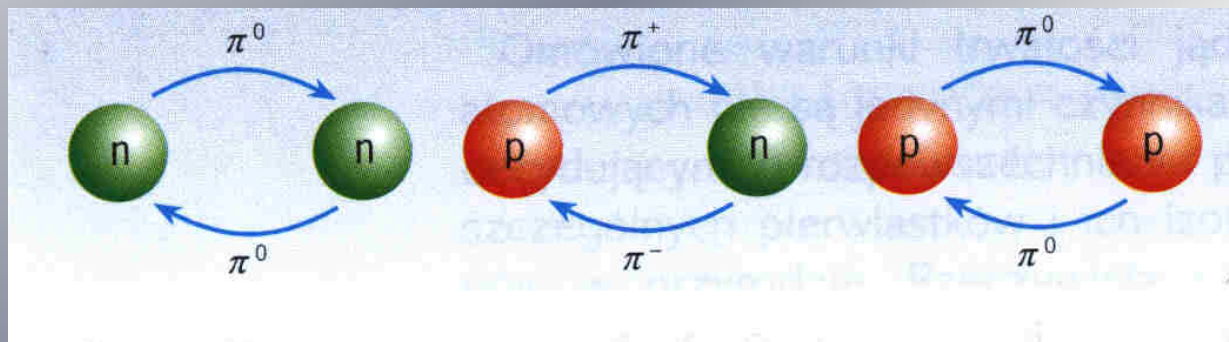
$$E = \Delta mc^2 \quad 1 \text{ amu} \underline{\underline{=}} 931.5 \times 10^6 \text{ eV} = 931.5 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} E_{w/nukl} &= -0.002388 \text{ amu} \times 931.5 \text{ MeV} / 2 \text{ amu} = \\ &= \underline{\underline{1, 11 \text{ MeV} / \text{nukleon}}} \end{aligned}$$

Siły jądrowe

<u>Oddziaływania</u>	<u>siła</u>	<u>zasięg</u>	<u>występowanie</u>
Silne jądrowe	1	$\ll 1/r^2$ b. krotki	wewn. jader
Elektromagnetyczne	10^{-2}	$1/r^2$ duży, nieskończony	jadro, atom
Słabe jądrowe	10^{-13}	$\ll 1/r^2$ b. krotki	rozpad β , neutrino
Grawitacyjne	10^{-39}	$1/r^2$ nieskończony	wszędzie

cząstką elementarną oddziaływania sił jądrowych są mezony (π^0 , π^- i π^+)
masa mezonów 1/7 masy protonu lub neutronu

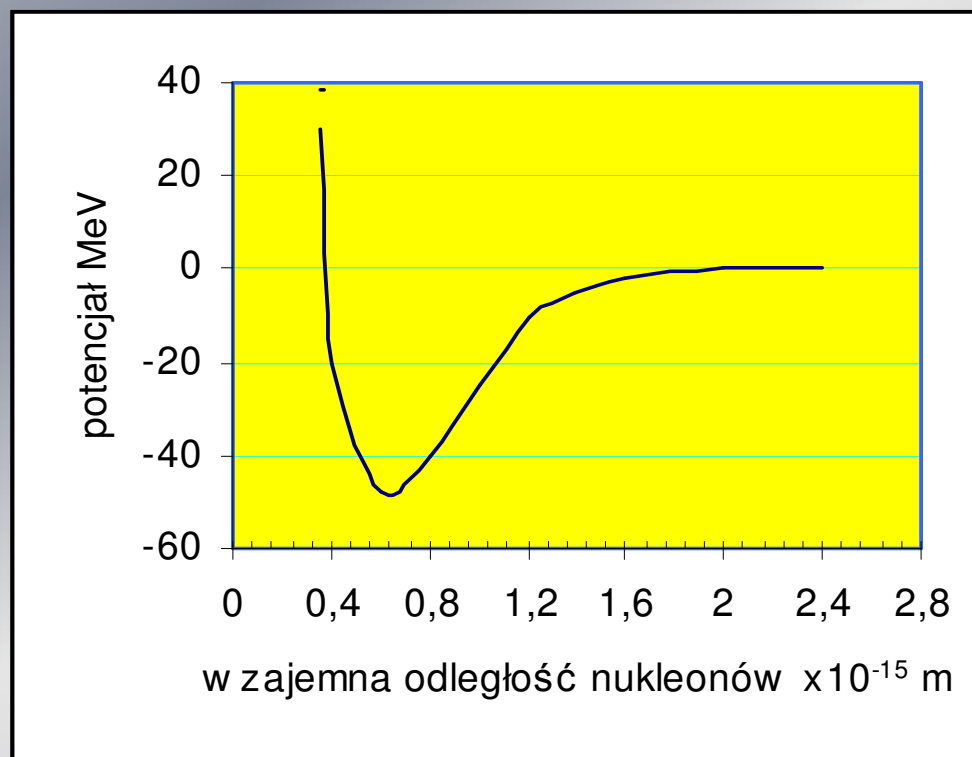


-siły te są krótkozasięgowe i maleją gwałtownie ze wzrostem odległości, poza jądrem praktycznie nie istnieją.

- siły jądrowe nie zależą od ładunku oddziaływujących nukleonów i energia oddziaływania proton-proton, neutron-neutron i neutron-proton jest taka sama

- siły jądrowe mają własność wysycania tzn każdy nukleon oddziałuje tylko z 7 najbliższymi nukleonami. Nukleon działa przyciągająco tylko na kilka innych sąsiednich nukleonów, a dla następnych siły jądrowe działają odpychająco.

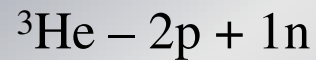
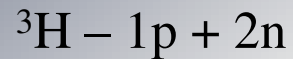
Na bardzo małych odległościach siły jądrowe działają b silnie odpychająco, analogicznie do dużo słabszych sił Van der Waalsa.



Ćwiczenie

znaleźć odległość p-p w trycie

Energie wiązania jąder ${}^3\text{H}$ i ${}^3\text{He}$



- różnica ΔE wynika z odpychania elektrostatycznego protonów w ${}^3\text{He}$
- Porównując masy atomowe ${}^3\text{H}$ i ${}^3\text{He}$ znajdujemy Δm i z równania Eisteina

$$\Delta E = \Delta mc^2, \Delta E_w = 0,76 \text{ MeV}$$

- Ponieważ różnica E_w obu jąder wynika z odpychania elektrostatycznego protonów łatwo znajdujemy z wzoru $E = \frac{e^2}{r}$
- r (odległość pomiędzy środkami protonów) $= 1.9 \times 10^{-13} \text{ cm}$

Momenty jądrowe

Momenty mechaniczne jąder

Nukleony w jądrze są w ruchu orbitalnym. Orbitalny moment pędu jest wektorem, którego

długość przyjmuje tylko określone wartości $||l|| = [l(l+1)]^{1/2} \frac{h}{2\pi}$

l - jest orbitalną liczbą kwantową lub liczbą kwantową orbitalnego momentu pędu.

Dla elektronu $0 \leq l \leq n$, dla nukleonów $0 \leq l$ i nie jest powiązane z n

- spinowy moment pędu przyjmuje dla nukleonów wartości $|s| = \frac{h}{2\pi} [s(s+1)]^{1/2}$.

-spin nukleonów przyjmuje połówkowe wartości $\pm \frac{h}{2\pi}$

Całkowity moment pędu nukleonu $j = l + s$

Całkowity moment mechaniczny jądra $I = \sum j$

Mechaniczny moment pędu jądra jest także równy sumie momentów orbitalnych i spinowych nukleonów.

Jądra o parzystej liczbie nukleonów mają mechaniczny moment pędu równy wielokrotności $\frac{h}{2\pi}$

jądra nieparzyste, połówkowe wartości $\frac{h}{2\pi}$, a jądra parzysto – parzyste moment pędu równy 0.

Maksymalna wartość mechanicznego momentu pędu nosi nazwę **spinu jądra**.

Moment magnetyczny jąder (J)

Ze względu na ruch nukleonów w jądrze powstaje pole magnetyczne o momencie magnetycznym (μ)

$$\mu = \frac{eM}{2m}$$

M - mechaniczny orbitalny moment pędu

m - masa nukleonu

Jądra o parzystej liczbie protonów i neutronów mają $J=0$ i jądra te nie mają momentu magnetycznego.

Neutron mimo, że nie ma ładunku elektrycznego ma także moment magnetyczny, a moment magnetyczny protonu jest większy niż wynikałoby z jego spinu. Jądro jest strukturą dynamiczną i pomiędzy protonem a neutronem zachodzi wymiana naładowanej cząstki mezonu π według reakcji $n \rightarrow \pi + \pi^-$, wymianie naładowanej cząstki p towarzyszy przepływ ładunku i tym samym moment magnetyczny.

Modele struktury jądra atomowego

Model kropłowy

W modelu kropłowym przyrównuje się jądro do kropli cieczy.

-nukleony jak cząsteczki cieczy oddziałują tylko z najbliższymi sąsiadami

-emisję cząstki z jądra można porównać z wyparowaniem cząsteczki z cieczy

-ruch nukleonów w jądrze może być analogiczny z ruchem termicznym cząsteczek w cieczy

Na podstawie modelu kropłowego opracowano wzór łączący energię wiązania z liczbą atomową i masową

Półempiryczny wzór Bethego-Weizsaekera

$$E_w = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - \frac{a_3 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm a_5 A^{-\frac{3}{4}}$$

A – liczba masowa (p + n)

Z – liczba atomowa (p)

$a_1 A$ - energia jest proporcjonalna do ilości nukleonów, siły jądrowe działają tylko na sąsiednie jadra

$- a_2 A^{\frac{2}{3}}$ - słabsze wiązanie nukleonów powierzchniowych $R_j = A^{1/3}$

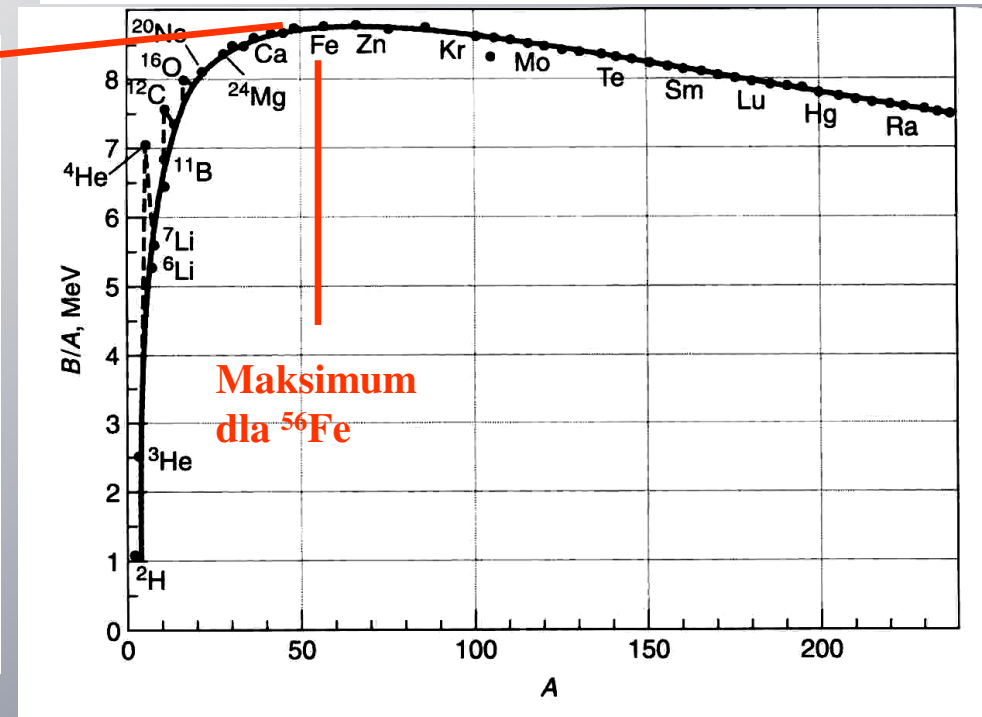
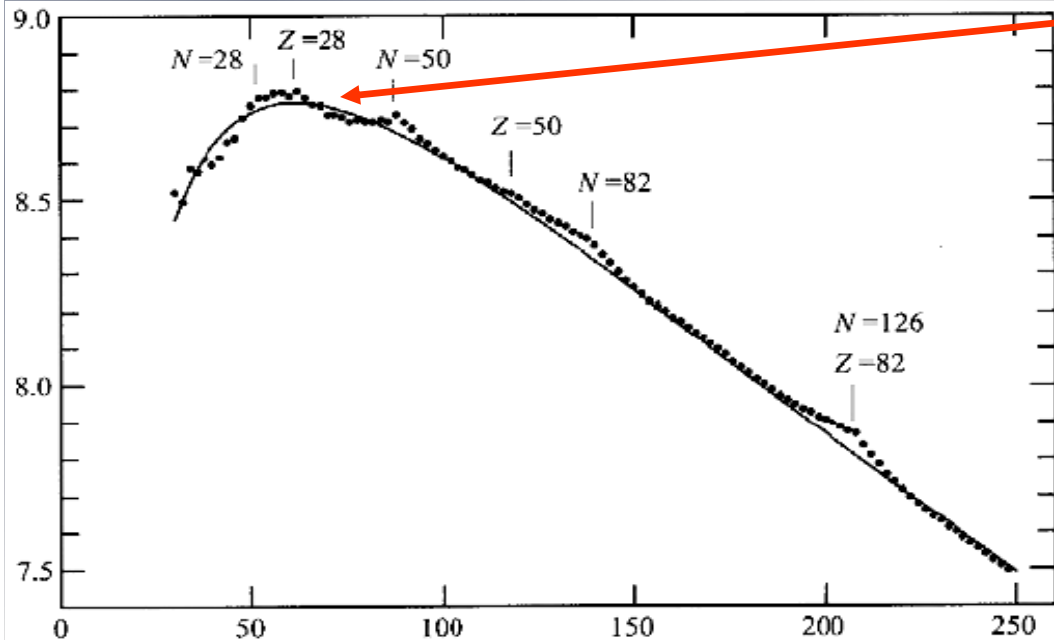
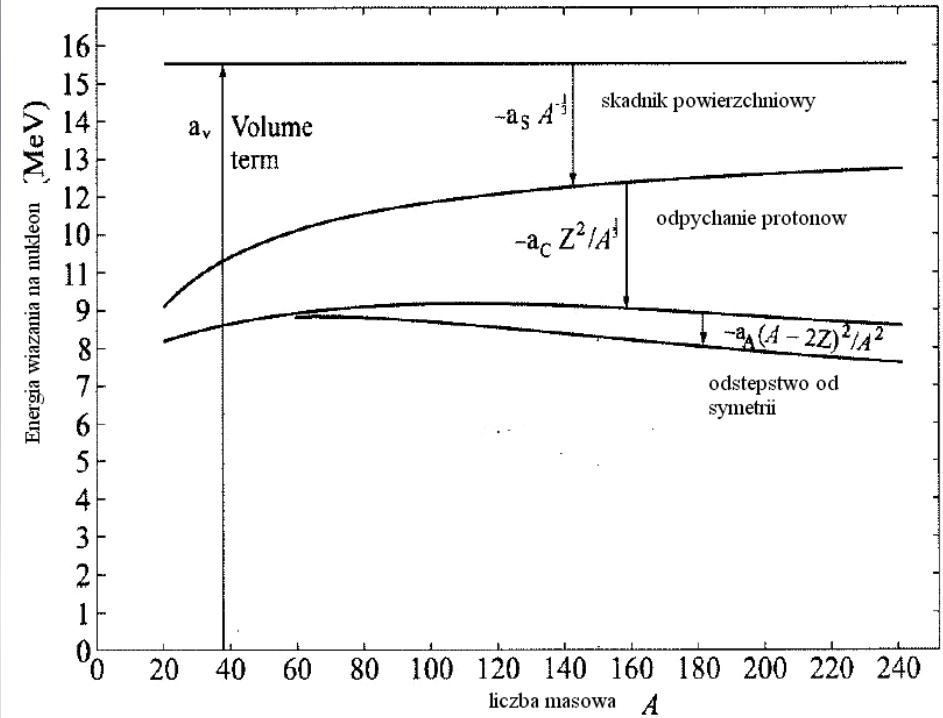
$-\frac{a_3 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$ - kulombowskie odpychanie protonów

$- a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A}$ - asymetria protonów i neutronów

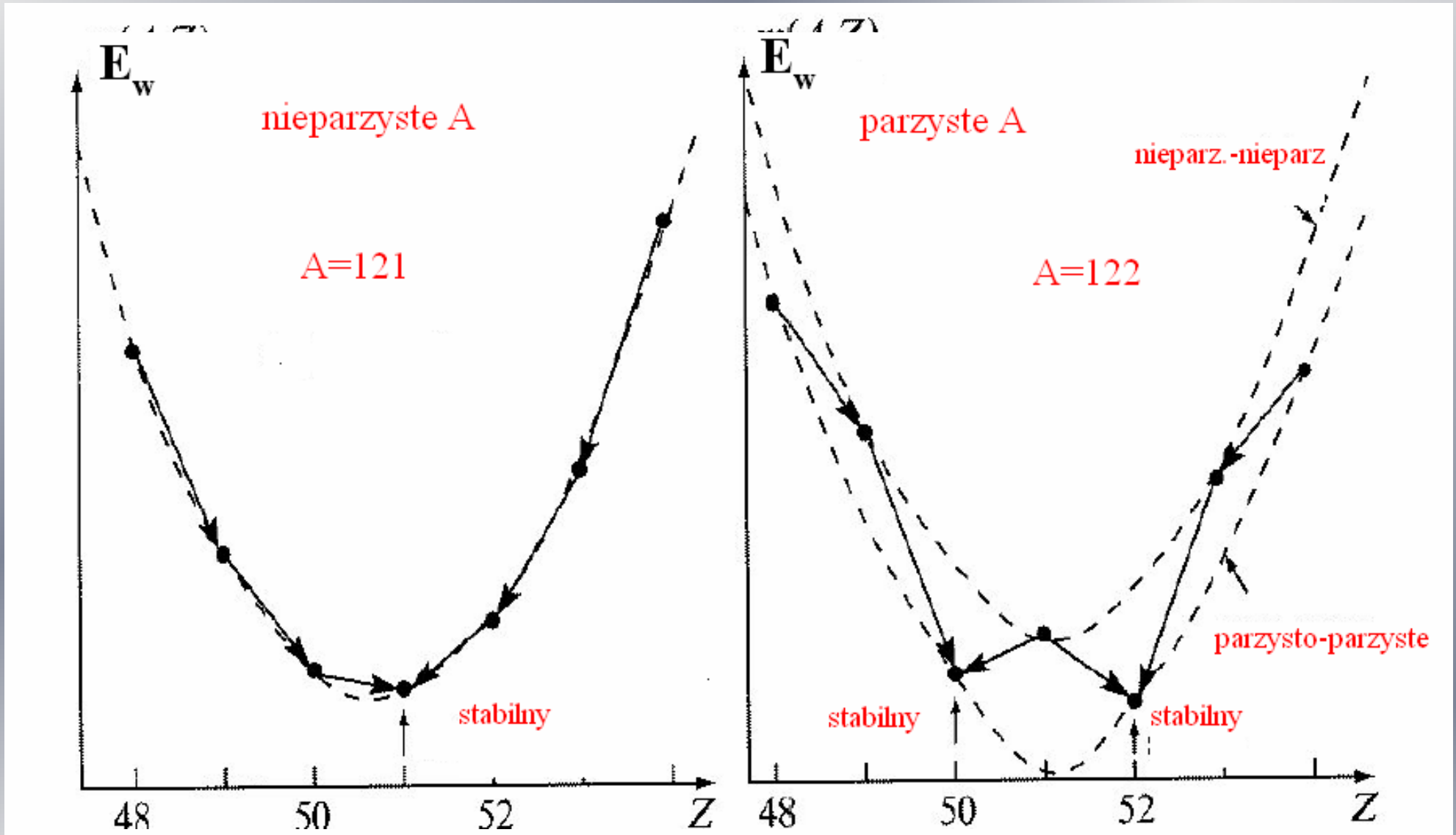
$\pm a_5 A^{-\frac{3}{4}}$ - efekt parzystości, p,n=0, p,p >0, n,p <0

Poprzez porownanie z eksperymentalnymi wartosciami E_w dla pierwiastkow o $Z > 40$ wyznaczono a_1, a_2, a_3, a_4 i a_5 . Uzyskano dobra zgodnosc poza tzw. jadrami magicznymi.

$$E_w = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - \frac{a_3 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm a_5 A^{-\frac{3}{4}}$$

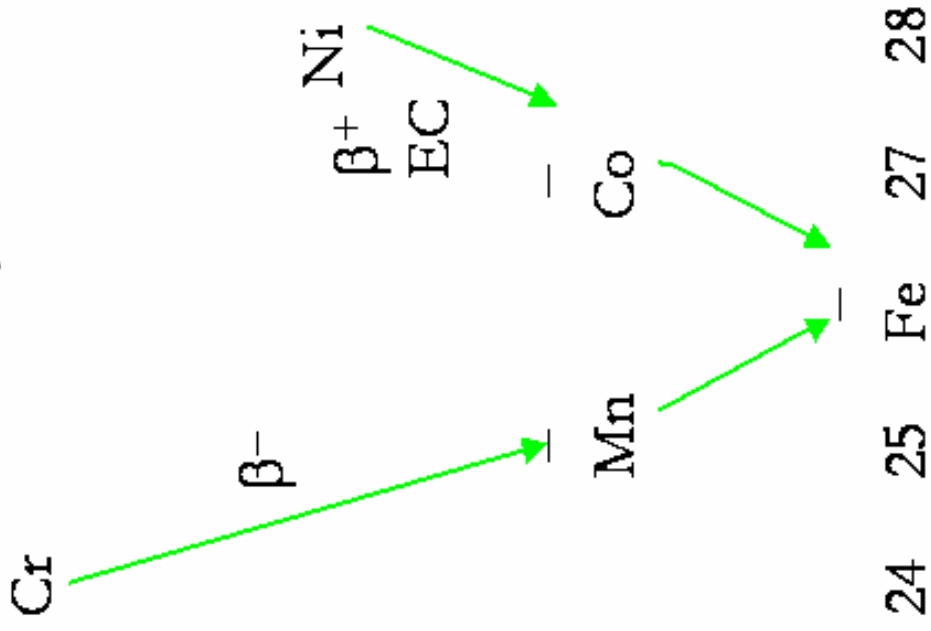


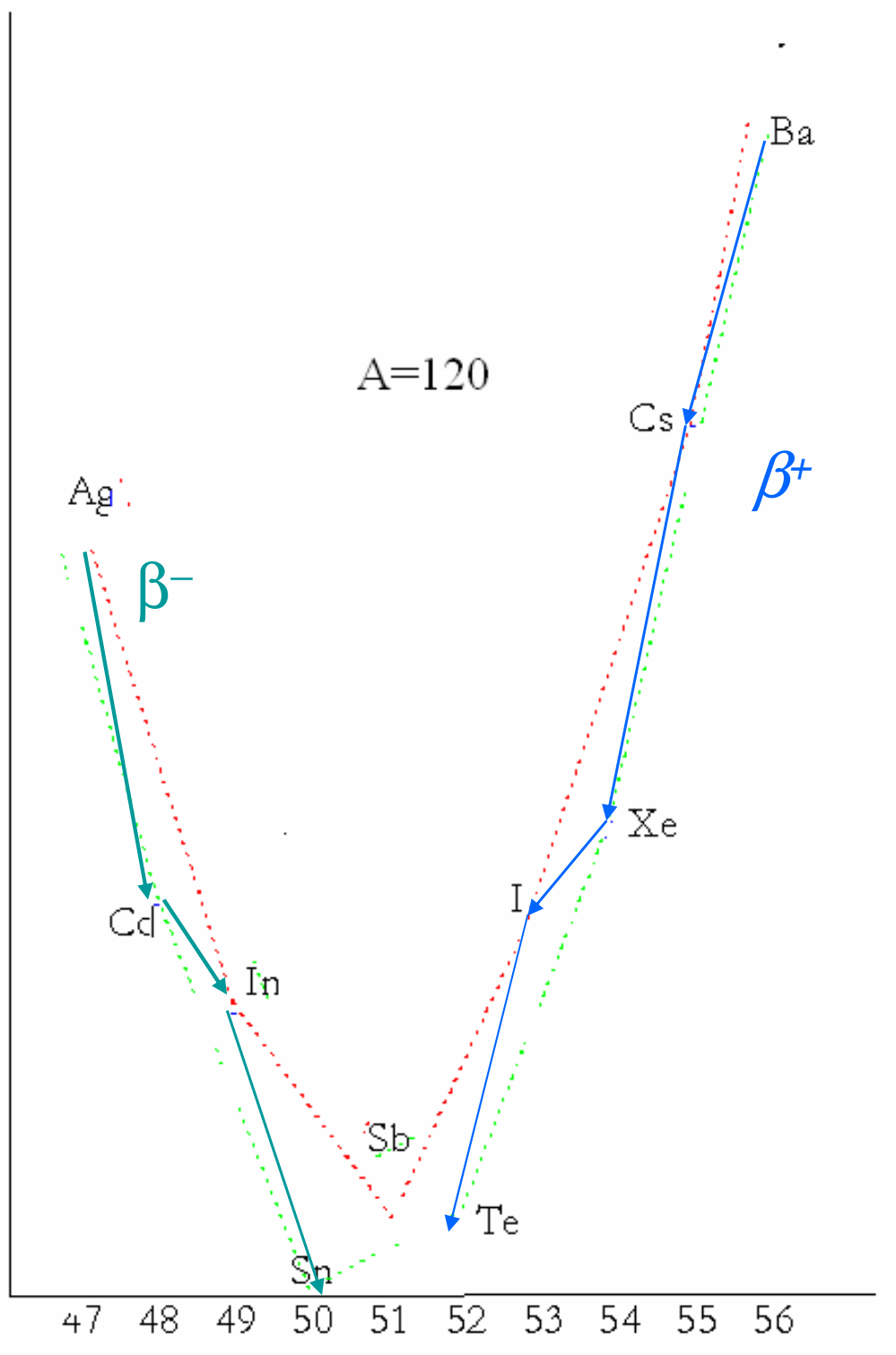
$$E_w = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - \frac{a_3 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm a_5 A^{-\frac{3}{4}}$$



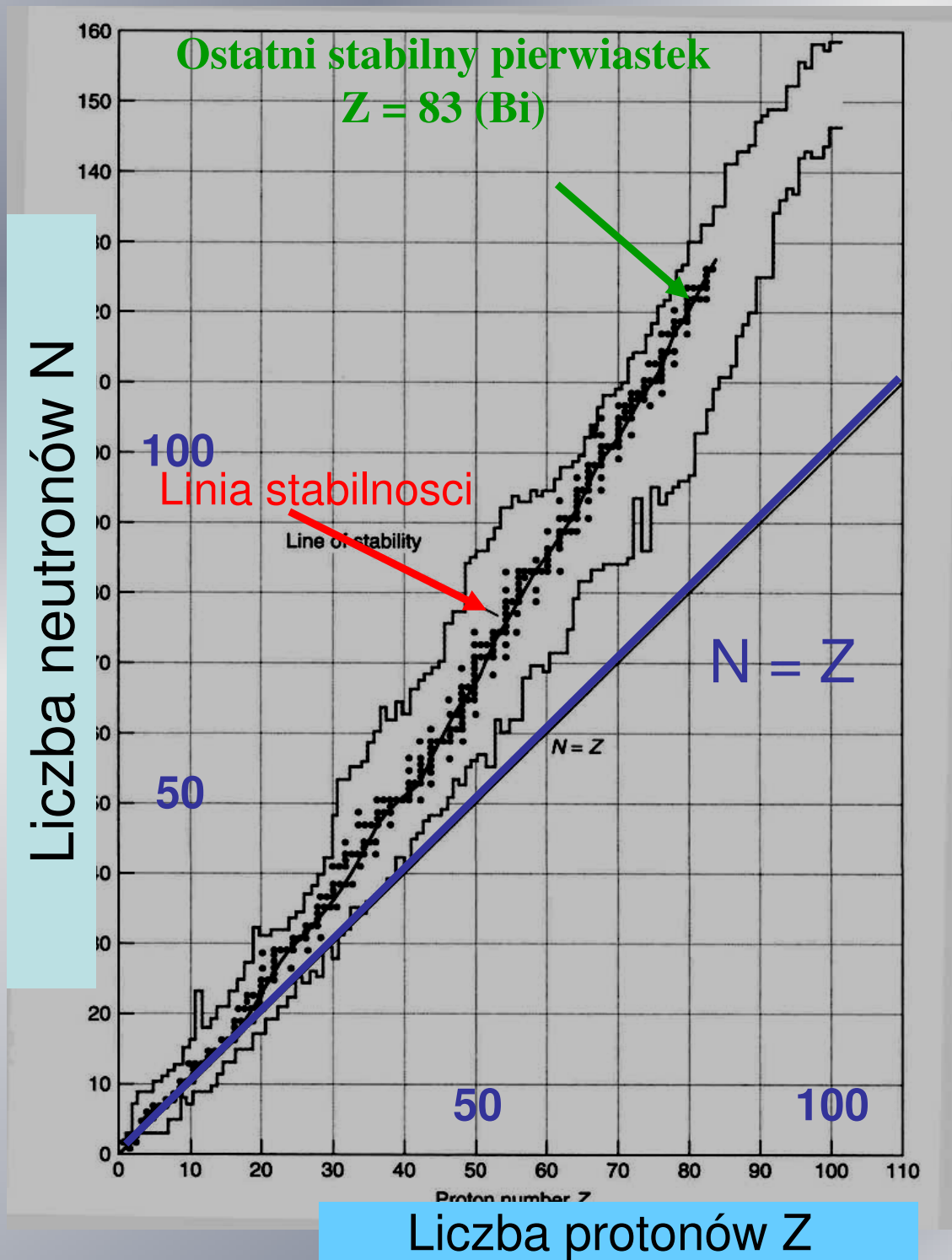
Energie wiązania jąder o liczbie masowej ($A=121$ i 122) w funkcji Z

Izobary z $A=57$





- 3000 znanych izotopów ale tylko 266 stabilne
- $Z > 83$ - pierwiastki promieniotwórcze



Model powłokowy

Koncepcja modelu powłokowego powstała aby wyjaśnić istnienie liczb magicznych.

Model zakłada, że nukleony znajdują się na orbitach scharakteryzowanych przez określone liczby kwantowe. Nukleony obsadzają poszczególne poziomy zgodnie z zasadą Pauliego, przy czym protony i neutrony zapełniają swoje oddzielne poziomy.

Energia i kolejność poziomów jakie zajmują poszczególne nukleony, zależy od przyjętego potencjału.

Jeżeli przyjmiemy, że potencjał jest tylko funkcją odległości od środka masy jądra i posiada symetrię sferyczną, to orbity zajmowane przez nukleony są rozwiązaniami równania Schrodingera:

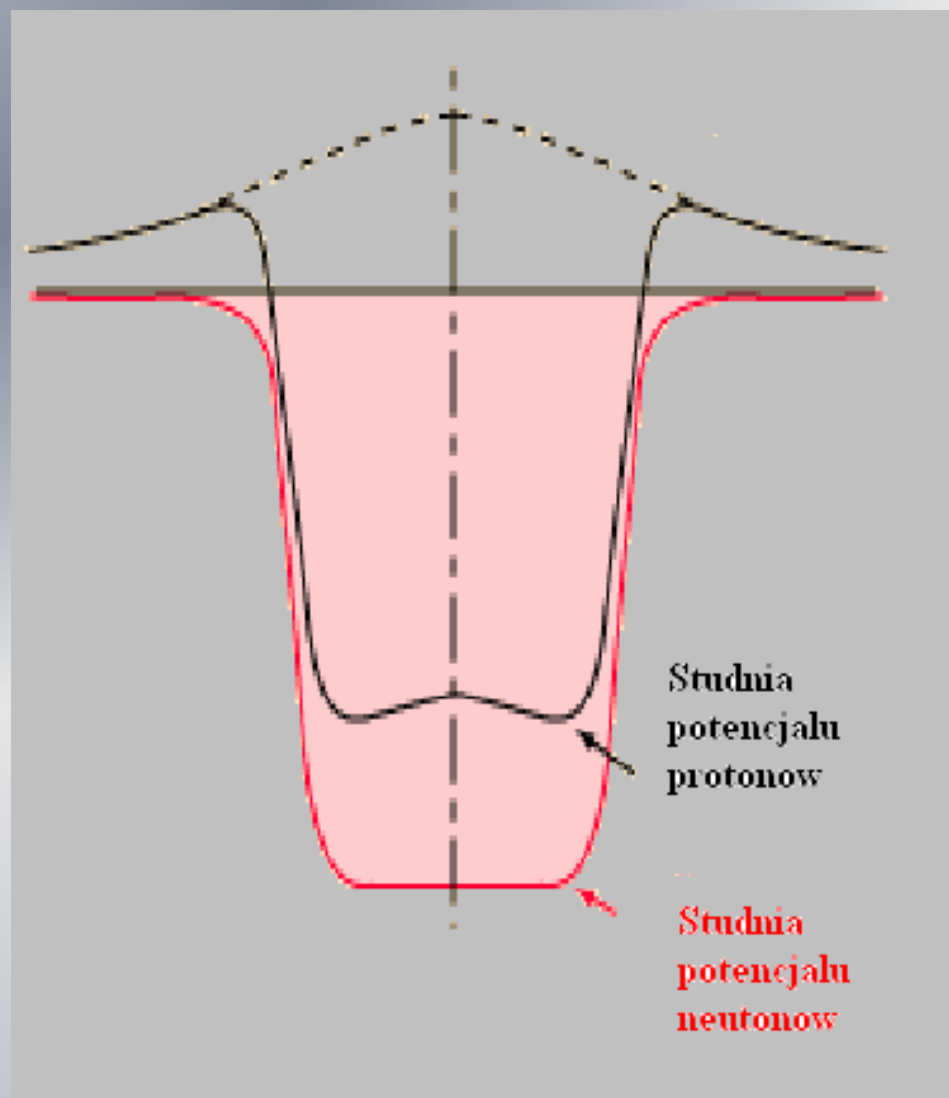
$$\left(\frac{\hbar}{2m}\Delta + V(r)\right)\psi = E\psi$$

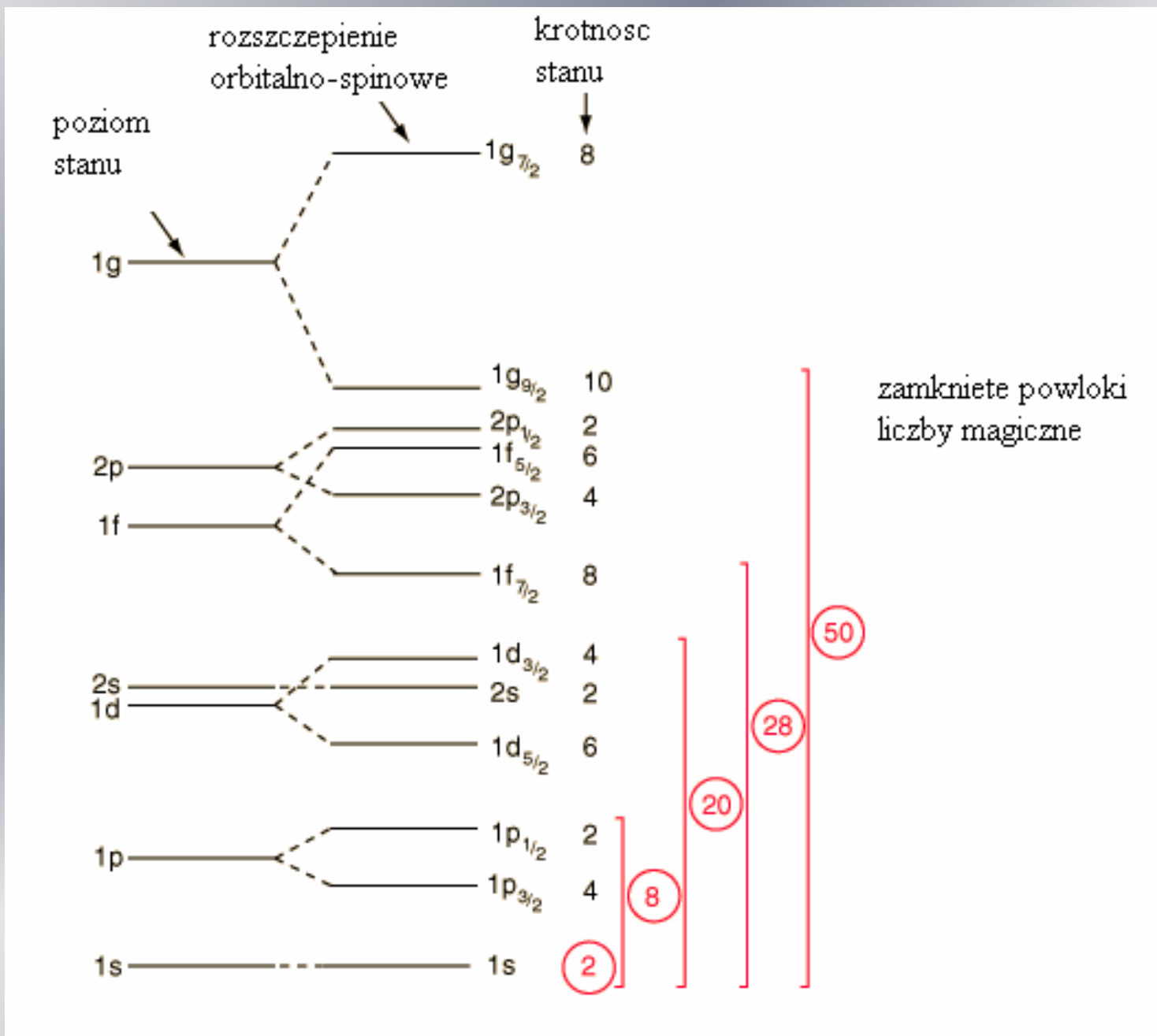
Kształt potencjału musi spełniać dwa podstawowe warunki

- nie sięga daleko poza jądro (siły jądrowe są krótkiego zasięgu)
- nie zmienia się znacznie wewnątrz jądra i nie ma osobliwości w środku jądra

Kształt potencjału przyjmowano jako oscylator harmoniczny, jamę potencjału nieskończenie głębokiego, studnie prostokątną z wklęsłym dnem.

Studnie potencjałów protonów i neutronów





Model powłokowy dobrze wyjaśnia istnienie liczb magicznych.

powłokowy model jądra atomowego

liczby magiczne		nuklidy
Z	N	
2	2	$(2+2) {}_2^2\text{He}$
8	8	$(8+8) {}_6^{(6+8)}\text{C}$
14	14	$(10+14) {}_{10}^{(14+14)}\text{Ne}$
20	20	$(20+20) {}_{20}^{(20+28)}\text{Ca}$
28	28	$(20+28) {}_{20}^{(20+28)}\text{Ca}$
50	50	$(50+50) {}_{50}^{(50+82)}\text{Sn}$
82	82	$(82+126) {}_{82}^{(82+126)}\text{Pb}$
126	126	

Model powłokowy pozwala

obliczać spiny niektórych jąder.

Jądra mające zamknięte powłoki lub podpowłoki mają spin = 0

Przykłady obliczania spinu jądra

np. dla

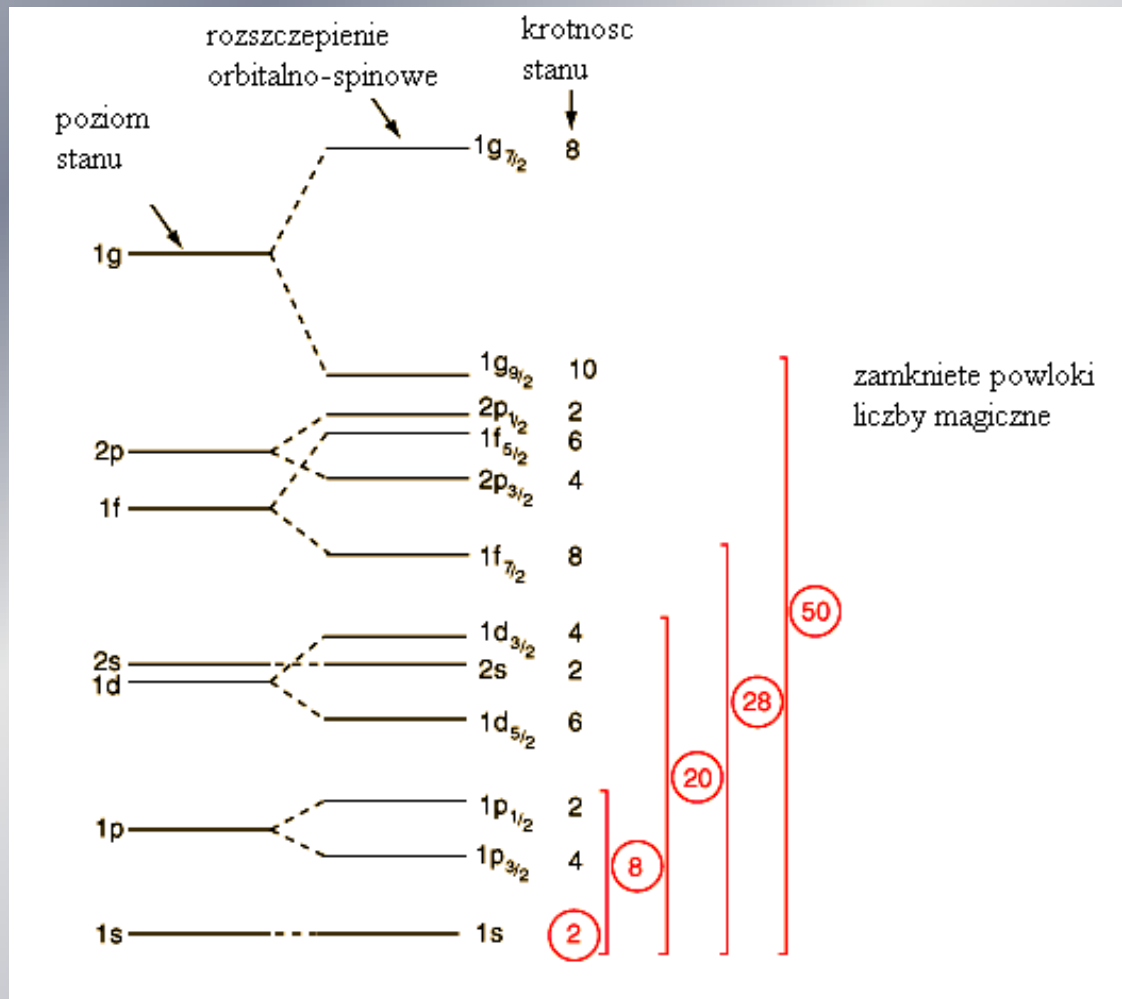
^{39}Ar ($Z=18$, $N=21$)

Spin = $7/2$ - jeden niesparowany neutron na poziomie $1f_{7/2}$

^{35}S ($Z=16$, $N=19$)

Jeden niesparowany neutron na poziomie $1d_{3/2}$ spin = $3/2$

Gdy jest więcej niż jeden niesparowany nukleon to obliczenie spinów jest trudniejsze.

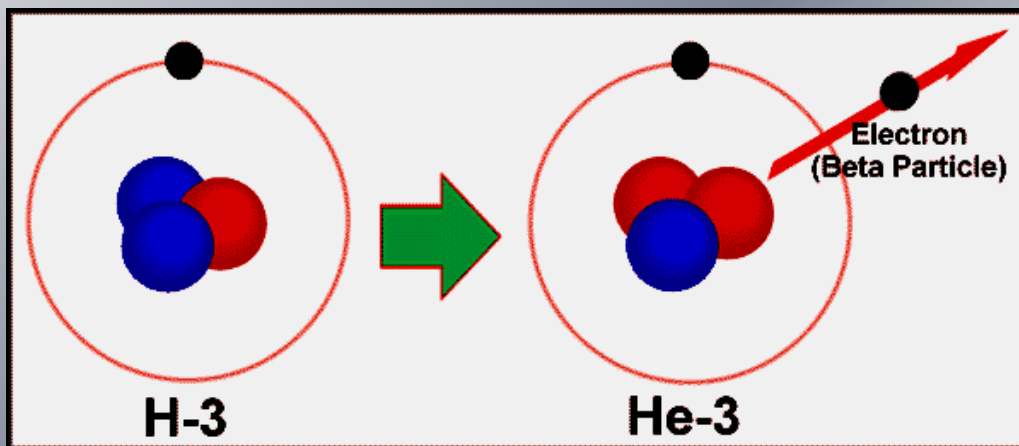


Znając poziomy energetyczne w powłokowym modelu jądra można przewidywać energię γ emitowaną przez jądra wzbudzone.

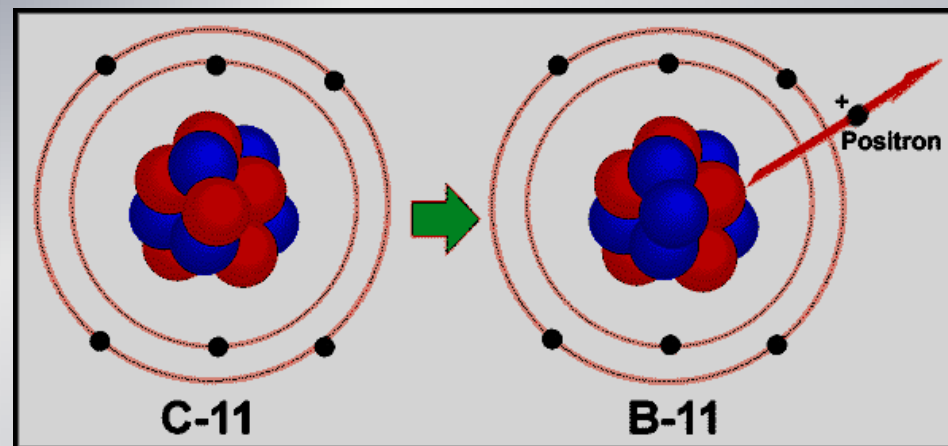
Można przewidywać możliwość rozpadów promieniotwórczych.

Rozpad jadra atomowego

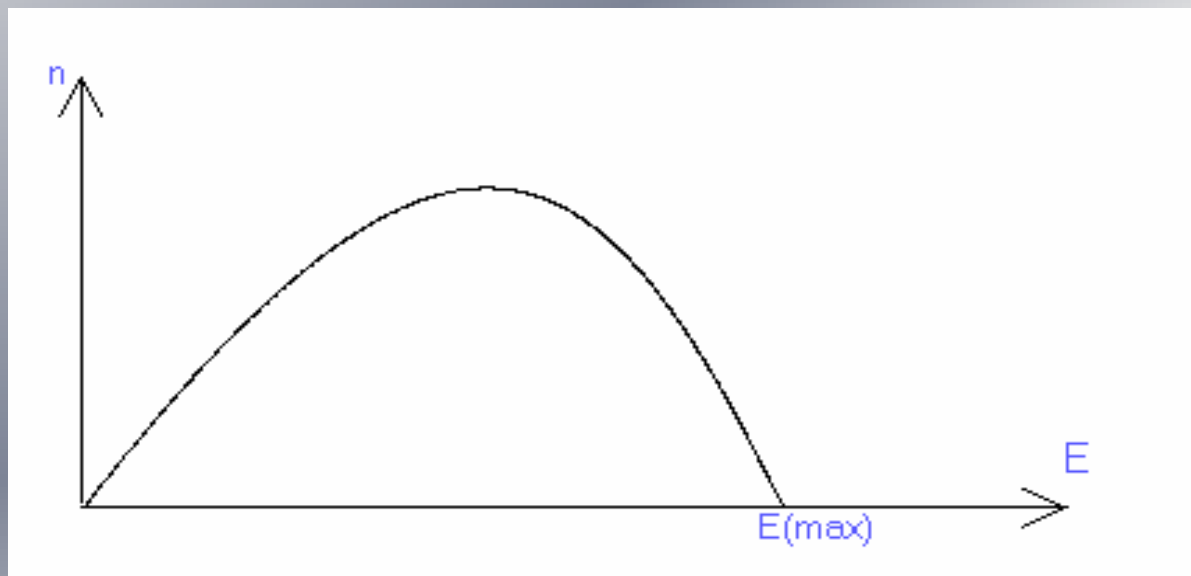
Rozpad β



β^- emisja elektronu



β^+ emisja pozytonu



Widmo promieniowania β^-

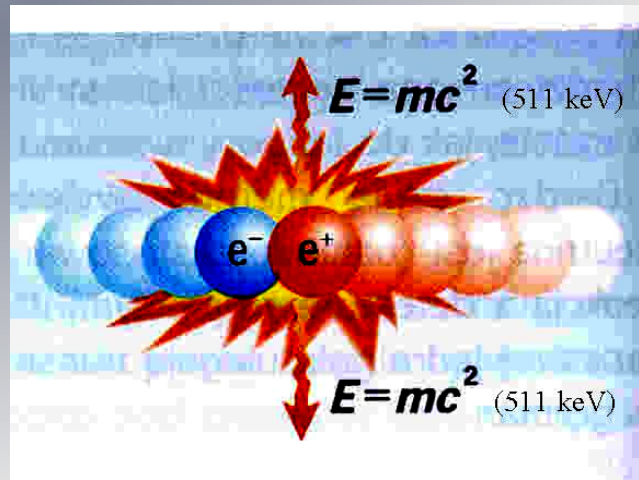
Przemiana β^- zachodzi gdy jeden z neutronów w jądrze przekształca się w proton, a z jądra emitowany jest elektron i antyneutrino elektronowe.



Podczas przemiany β^+ proton wchodzący w skład jądra przekształca się w neutron, następuje emisja pozytonu i neutrino elektronowego.

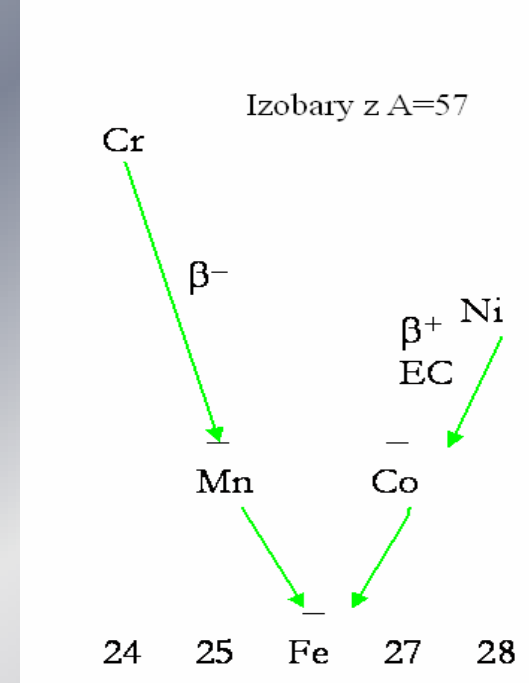


pozyton po zetknięciu się z elektronem ulega natychmiast anihilacji

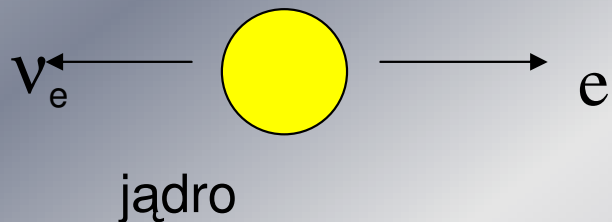


Reguła Soddyego-Fajansa

Przemianie β^- towarzyszy przesunięcie położenia pierwiastka macierzystego o jedno miejsce na prawo w układzie okresowym, a przemianie β^+ o jedno miejsce na lewo.



Energia odrzutu



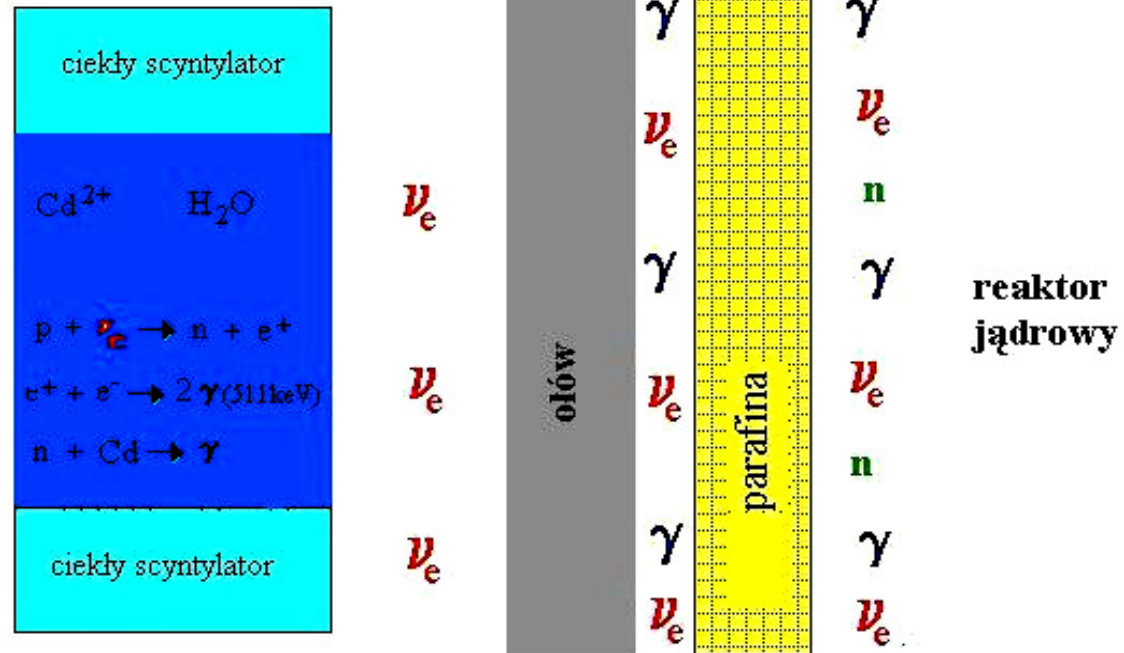
Gdy cząstka b (elektron lub pozyton) i neutrino są emitowane z tym samym pędem lecz w przeciwnych kierunkach jądro nie doznaje odrzutu.



Gdy obie cząstki są emitowane w tym samym kierunku, lub gdy cząstka unosi całą energię, jądro pochodne doznaje maksymalnego odrzutu.

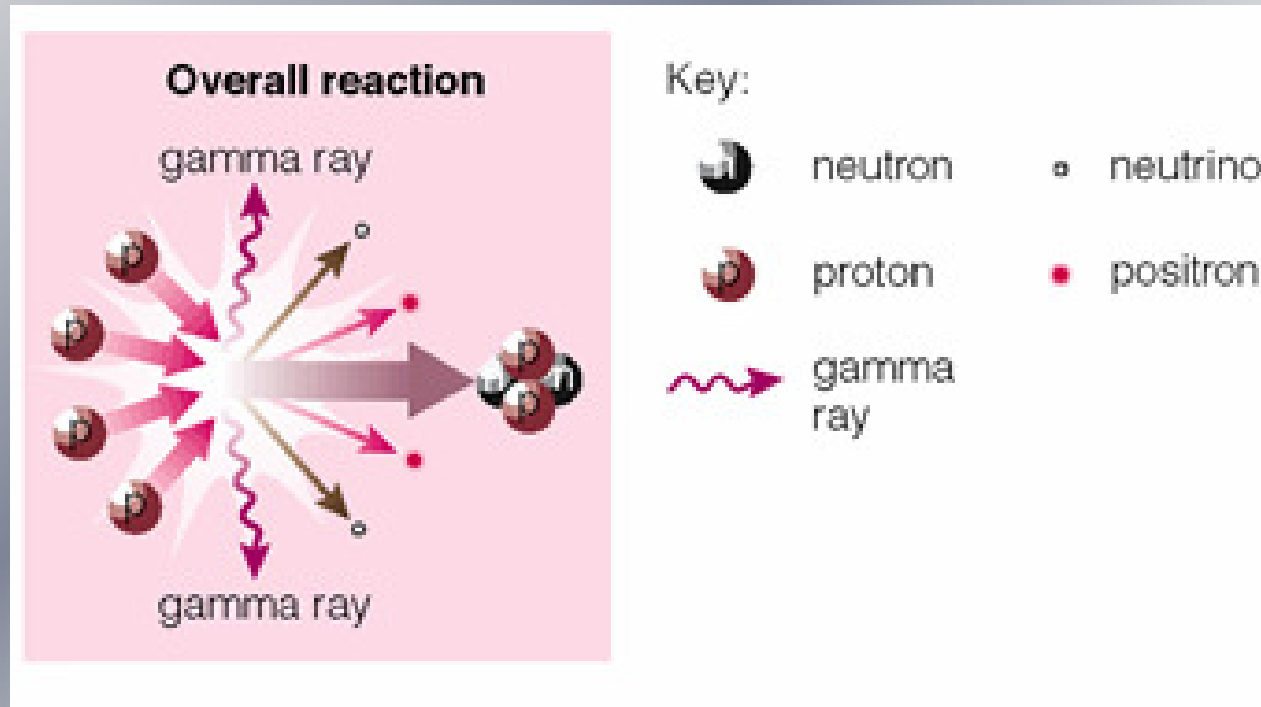
Energia odrzutu jest rzędu 100 eV i może spowodować przemieszczenie atomów w cząsteczkach. Takie efekty są przedmiotem badań tzw. chemii atomów gorących

neutrino



Eksperymentalne odkrycie neutrina

Poszukiwanie neutrina słonecznego



Neutrino stanowi wciąż zagadkę budowy wszechświata

Badania neutrino słonecznego prowadzi się metodami radiochemicznymi.

^{37}Cl detektor opracowany w Brookhaven (USA)

615 ton CCl_4 z naturalną zawartością ^{37}Cl 24% umieszczono w kopalni aby oddzielić od promieniowania kosmicznego.

W reakcji: $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + \beta^-$ powstaje radioaktywny ^{37}Ar

Przez CCl_4 jest przepuszczany He i powstały ^{37}Ar jest porywany, oczyszczany i mierzony licznikiem proporcjonalnym.

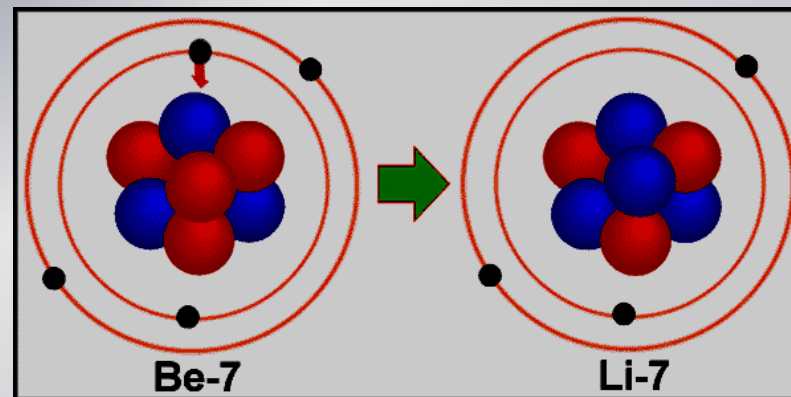
SAGE (Rosja) i GALLEX Gran Sasso (Włochy)

Te detektory opierają się na reakcji ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + \beta^-$

Stosuje się 100 t roztworu GaCl_3 (8M) w HCl (2M) + rozpuszczony gazowy Cl_2 . W tych warunkach powstały ${}^{71}\text{Ge}$ tworzy lotny GeCl_4 i za pomocą N_2 jest transportowany przekształcany w GeH_4 oczyszczany chromatograficznie i mierzony licznikiem proporcjonalnym.

Ge nie może zawierać powstałego w reakcji z promieniowaniem kosmicznym ${}^{68}\text{Ge}$ ($T_{1/2}=271$ d) i ${}^{222}\text{Rn}$.

Wychwył elektronu



Według mechaniki kwantowej istnieje pewne prawdopodobieństwo znalezienia się elektronu w jądrze.

Może nastąpić wtedy przemiana konkurencyjna do β^+ tzw wychwył elektronu.



Najczęściej wychwytywane są elektrony z powłoki najbliższej jądra tzw wychwyt K. Jeżeli dla danego jądra możliwa jest przemiana β^+ to możliwy jest również wychwyt elektronu. Dla jąder ciężkich wychwyt elektronu jest bardziej prawdopodobny, ponieważ większe jest prawdopodobieństwo znalezienia się elektronów w jądrze (efekt relatywistyczny). Wychwytowi elektronu towarzyszy promieniowanie X, lub emisja elektronu z powłoki elektronowej (efekt Augera)

Podwójny rozpad β

Zachodzi dla jąder parzysto-parzystych, gdy utrudniony jest rozpad poprzez sąsiednie jądro parzysto-nieparzyste.



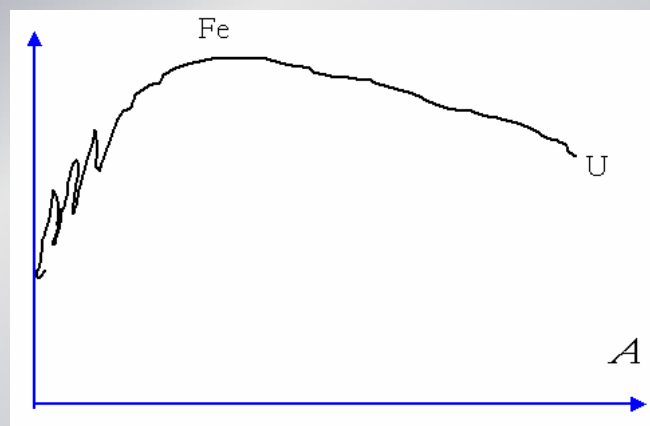
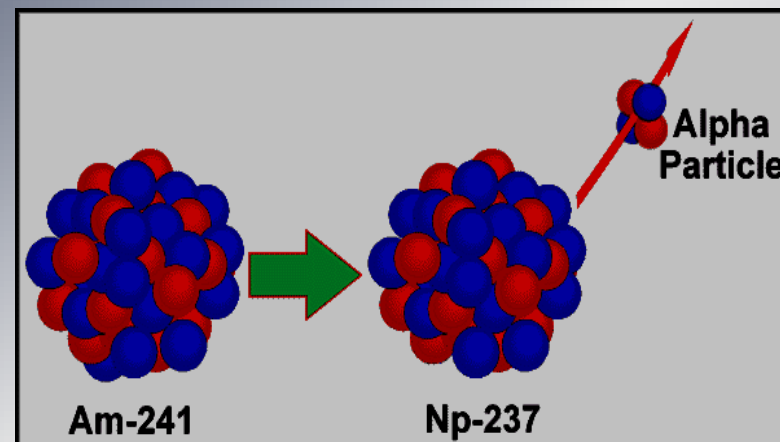
Rozpad α

W rozpadzie α musi być spełniony warunek:

$$M(A,Z) > M(A-4, Z-2) + M(4,2) \text{ lub}$$

$$\Delta m(A,Z) - \Delta m(A-4,Z-2) > \Delta m(4,2)$$

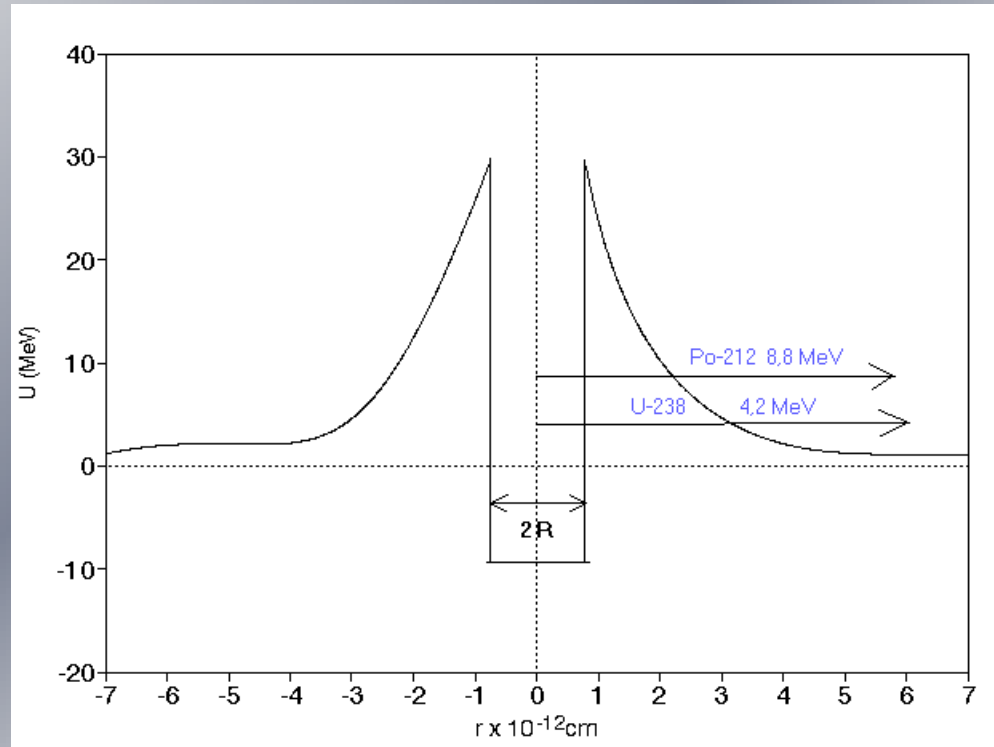
Różnica defektów mas jądra macierzystego i powstałego w wyniku rozpadu powinna być większa od defektu masy cząstki α ($\Delta(4,2)=0.00260$ a.j.m.)



Dla jąder o $A < 120$ ($Z < 50$) defekty masy naturalnych izotopów maleją zawsze ze wzrostem A i nie mogą ulegać rozpadowi α .

Dla jąder o $120 < A < 200$ prawo zachowania energii nie wzbrania rozpadowi α tych jąder. Istnieje jednak tylko kilka α emiterów - ^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{190}Pt .

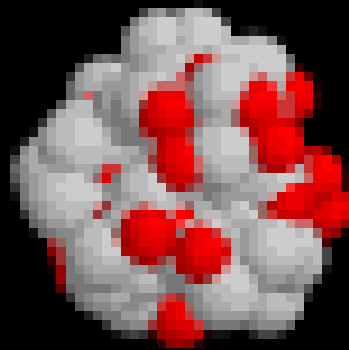
Dla jąder o $Z > 83$ ($A > 210$) większość jąder ulega rozpadowi α .



Emisja cząstki α poprzez efekt tunelowy

Ponieważ jądro otoczone jest wysoką barierą potencjału np. dla uranu wysokość bariery wynosi 9 MeV. Cząstka α emitowana przez U ma 4.2 MeV nie mogłaby pokonać tej bariery. Na gruncie mechaniki falowej można wyjaśnić to zjawisko tzw. efektem tunelowym (istnieje pewne prawdopodobieństwo, że cząstka o mniejszej energii może pokonać barierę potencjału o wyższej energii).

Samorzutne rozszczepienie jąder



Proces samorzutnego rozszczepienia jądra polega na rozpadzie jądra na fragmenty.

Aby jądro mogło się samorzutnie rozszczepić musi być spełniony warunek:

$$M(A,Z) > M(A_1,Z_1) + M(A_2,Z_2)$$

$M(A,Z)$ - masa rozszczepianego jądra

$M(A_1,Z_1)$ i $M(A_2,Z_2)$ masa jąder powstałych w wyniku podziału

Dla symetrycznego podziału energia rozszczepienia (E_r):

$$E_r = [M(A,Z) - 2M(A/2,Z/2)]c^2$$

Energie wiązania jąder można obliczyć na podstawie wzoru opartego o model kroplowy:

$$E_w = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - \frac{a_3 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm A^{-\frac{3}{4}}$$

Otrzymujemy dla jąder nieparzysto - parzystych:

$$E_r = -4,97 \times 10^{-3} A^{2/3} + 2,82 \times 10^{-4} Z^2/A^{1/3}$$

Po rozszczepieniu sumaryczna powierzchnia jąder jest większa niż jądra pierwotnego, ten efekt przeciwdziała rozszczepieniu (pierwszy człon równania).

Suma energii odpychania elektrostatycznego protonów w obu fragmentach jest mniejsza niż w jądrze początkowym, ten efekt sprzyja rozszczepieniu. (drugi człon równania)

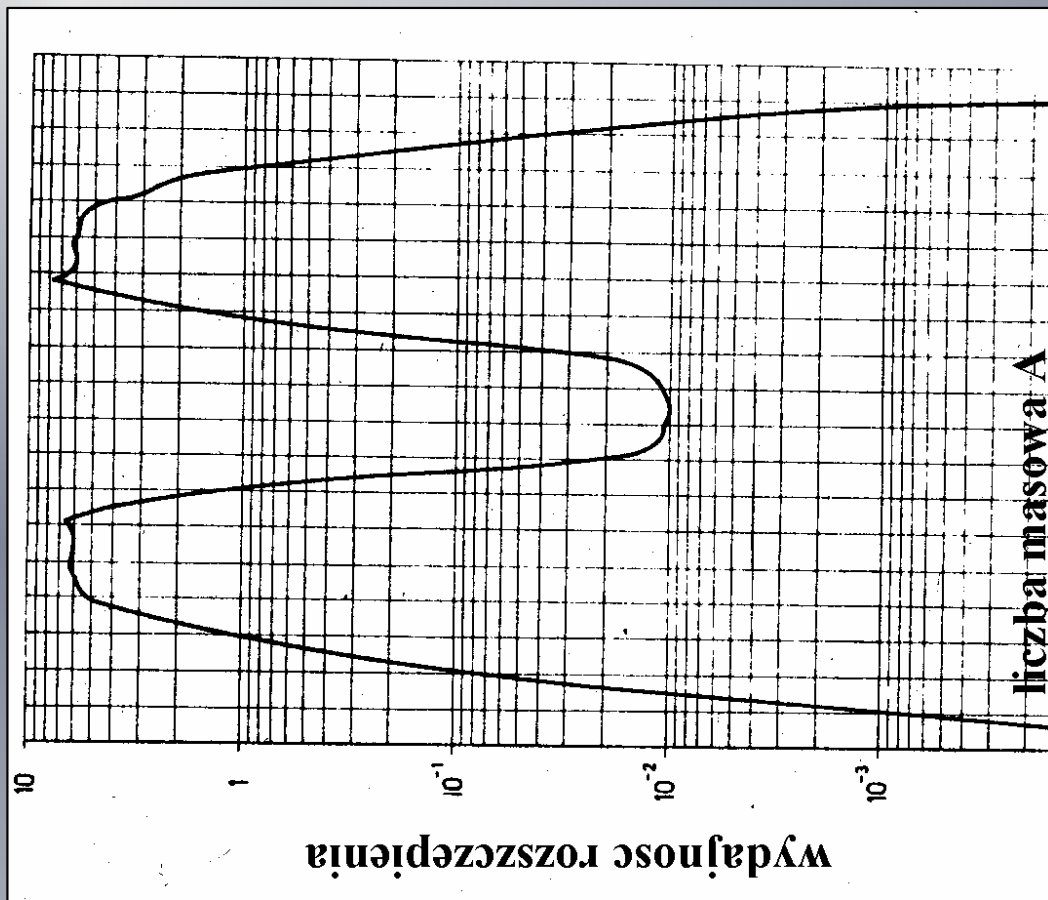
Dla jąder lekkich przeważa pierwszy człon równania i rozszczepienie jest niemożliwe.

Minimalny warunek rozszczepienia $E_r = 0$

$Z^2/A = 17,6$ warunek ten jest spełniony dla jąder cyrkonu ($A=90, Z=40$).

Ponieważ rozszczepione fragmenty jąder mają energię kinetyczną $E_r > 0$ i samorzutnie mogą ulegać rozszczepieniu jądra o $Z^2/A > 40$.

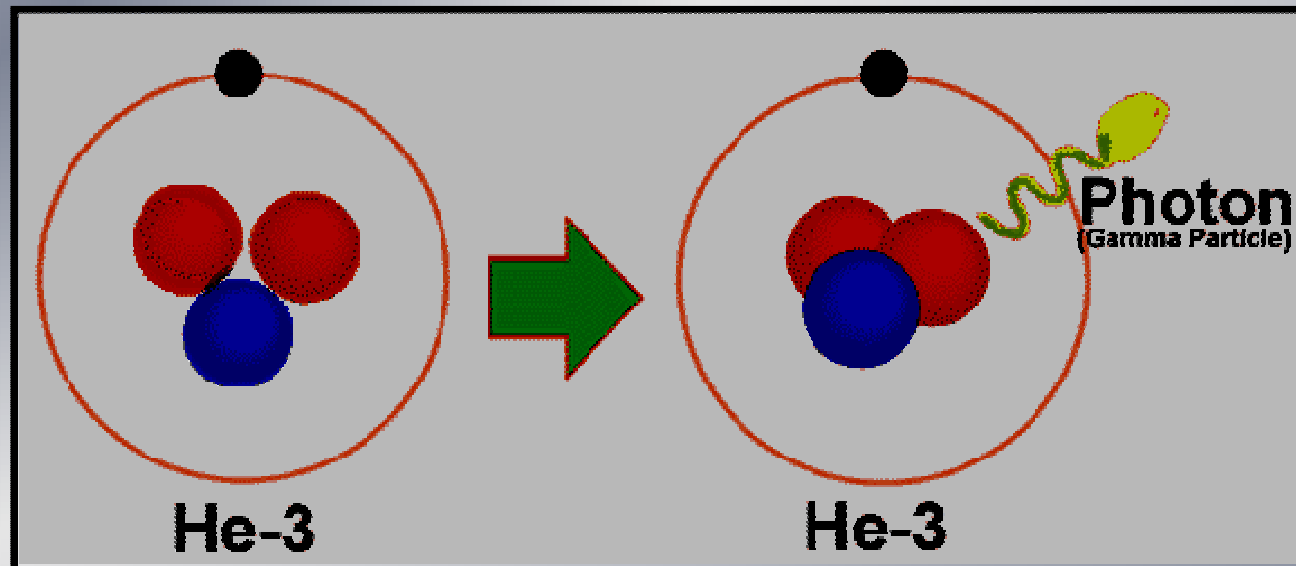
Samorzutne rozszczepienie nie jest zazwyczaj jedynym i głównym typem rozpadu ciężkich jąder.



Przemiana γ

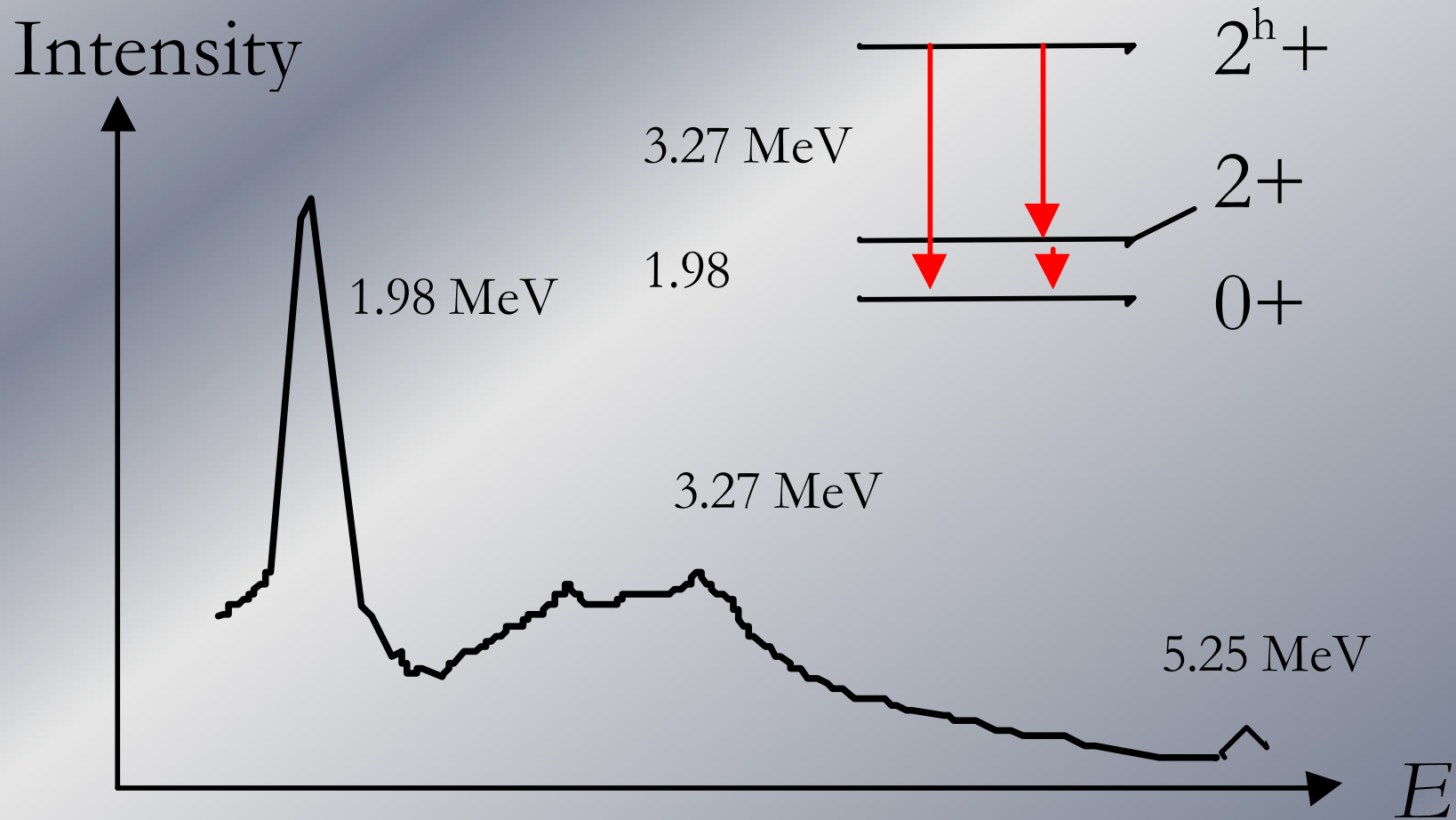
Jądro znajdujące w stanie wzbudzonym przechodzi do stanu podstawowego przez emisję promieniowania elektromagnetycznego γ .

Częstość $E=h\nu$.



Widmo γ ^{18}O

Gamma Ray Spectrum of O^{18}



Izomeria jądrowa

Przemiany γ zachodzą zazwyczaj bezpośrednio po rozpadach α czy β . Zdarza się jednak że stany wzbudzone są trwałe.

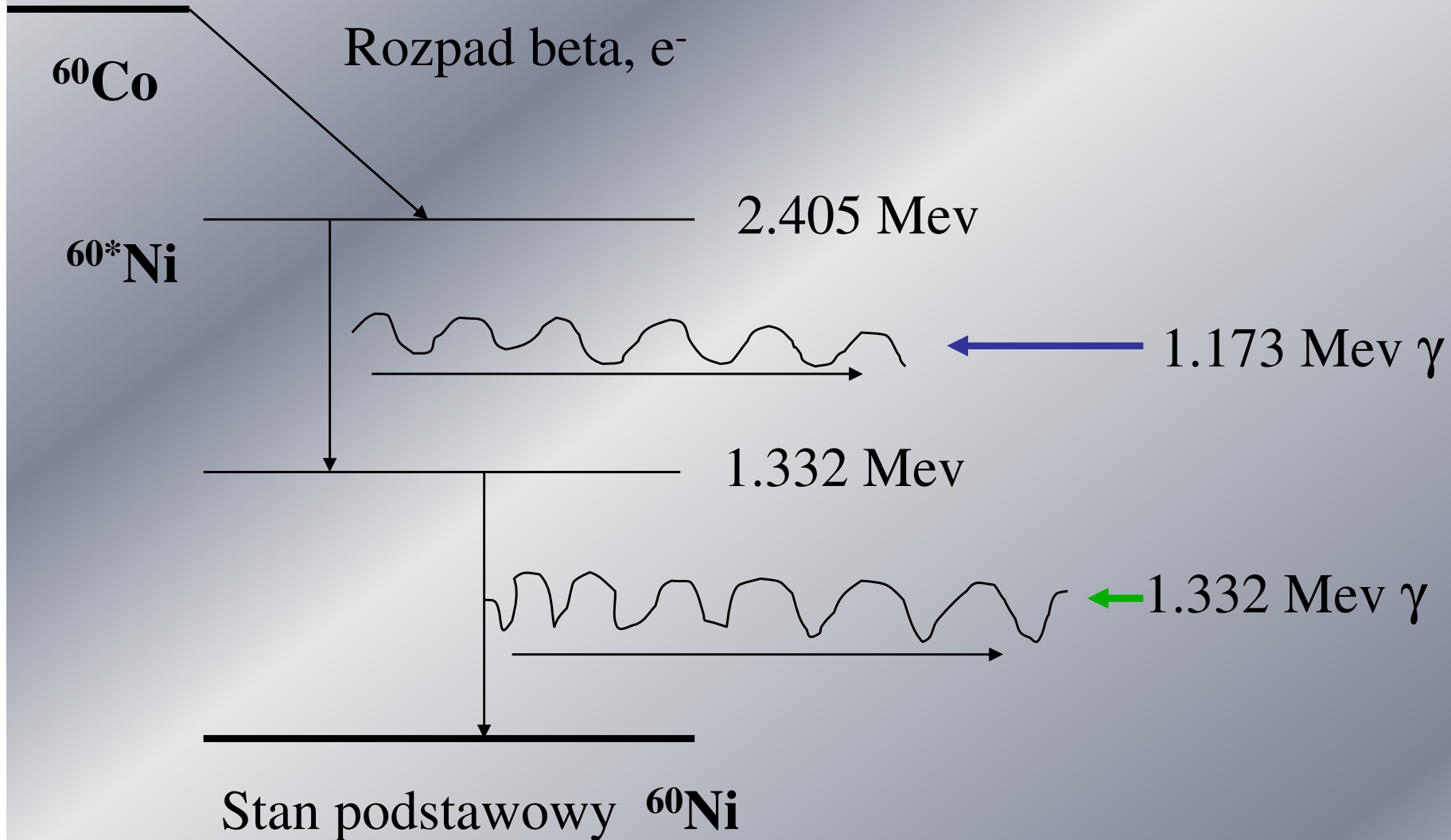
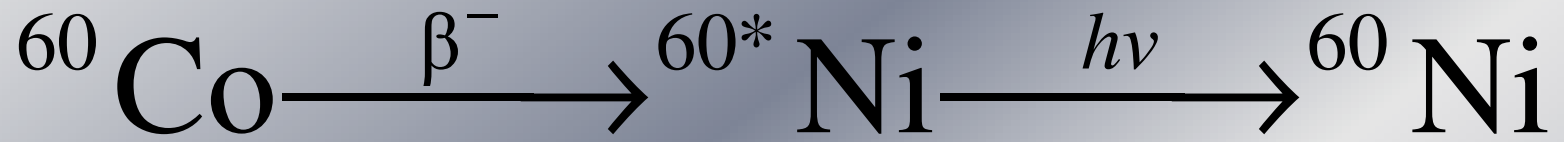
Czas życia stanu wzbudzonego - 10^{-10} s do $3,5 \times 10^6$ lat ($^{210\text{m}}\text{Bi}$).

Opóźnione przejścia- przejścia izomeryczne

Nuklidy metatrwałe - izomery jądrowe.

Ważniejsze izomery jądrowe

Radionuklid	$T_{1/2}$	Energia rozpadu(keV)
$^{24\text{m}}\text{Na}$	0,02s	472
$^{34\text{m}}\text{Cl}$	32 min	146
$^{44\text{m}}\text{Sc}$	2,44d	271
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	240,4d	116
$^{137\text{m}}\text{Ba}$	2,55min	662



Tworzenie par

Innym procesem dezaktywacji jądra jest tworzenie pary elektron-pozyton (tworzenie masy).

Gdy energia wzbudzenia jest większa od 1,02 MeV mogą się tworzyć pary $e^- e^+$

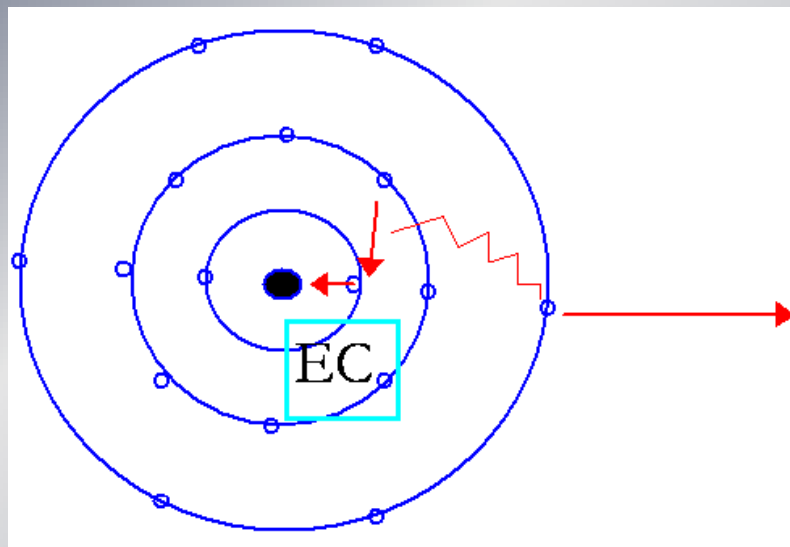
$$E=2m_e c^2 = 1,02\text{MeV}$$

Sumaryczna energia e^- i e^+ jest różnicą $E_w - 1,02 \text{ MeV}$

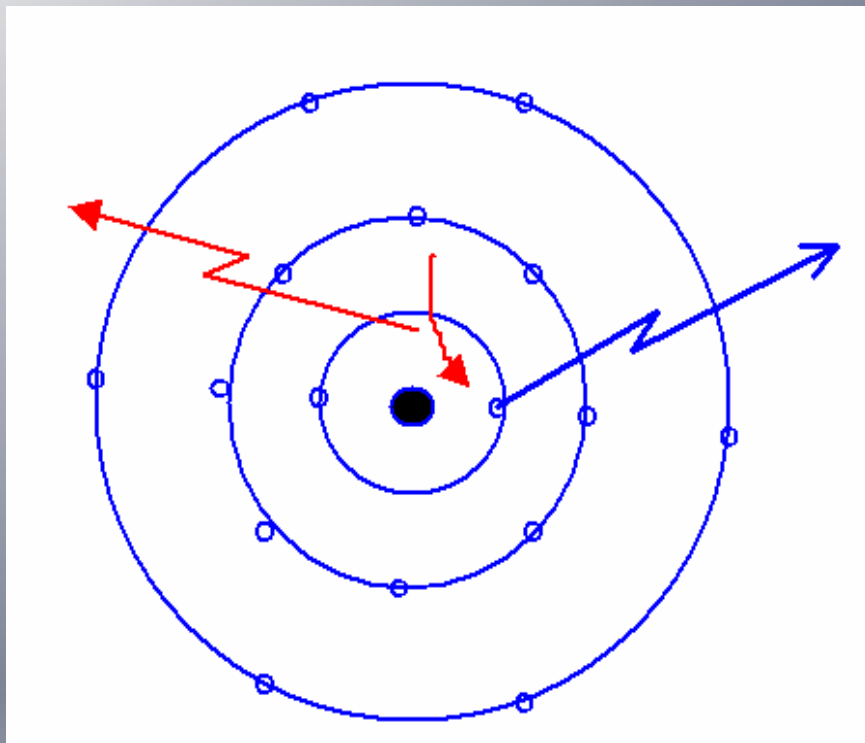
Konwersja wewnętrzna

Proces przekazywania energii wzbudzonego jądra bezpośrednio jednemu elektronowi i jego emisji nazywamy **konwersją wewnętrzną**.

Elektrony emitowane z atomu nazywamy **elektronami konwersji**.



Emisja elektronu po
wychwycie elektronu



Emisja elektronu po
przemianie γ



Egzotyczne przemiany jądra atomowego

Klasterowy rozpad jąder

Rozpad ten polega na emisji z jądra cząstek o masie atomowej od 12 do 28.

emitowany klaster	nuklid macierzysty	$\log(T_{1/2})$ (sek.)
$^{14}_6\text{C}$	$^{222}_{88}\text{Ra}$	11,0
	$^{223}_{88}\text{Ra}$	15,2
	$^{224}_{88}\text{Ra}$	15,9
	$^{225}_{89}\text{Ac}$	17,5
	$^{226}_{88}\text{Ra}$	21,3
$^{20}_8\text{O}$	$^{228}_{90}\text{Th}$	20,9
$^{23}_9\text{F}$	$^{231}_{91}\text{Pa}$	24,6
$^{24,26}_{10}\text{Ne}$	$^{230}_{90}\text{Th}$	24,6
	$^{232}_{92}\text{U}$	21,1
	$^{233}_{92}\text{U}$	24,8
	$^{234}_{92}\text{U}$	25,1
$^{28}_{12}\text{Mg}$	$^{234}_{92}\text{U}$	25,6
	$^{238}_{94}\text{Pu}$	25,7
$^{32}_{14}\text{Si}$	$^{238}_{94}\text{Pu}$	25,3
$^{12}_6\text{C}$	$^{114}_{56}\text{Ba}$	3-4

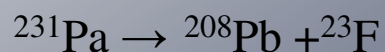
Rozpad klasterowy towarzyszy emisji cząstek α , stosunek emisji klasterów/cząstek α jest w granicach 10^{-16} do 10^{-9}

Rozpadowi ulegają zazwyczaj parzyste izotopy Ra, Th, U, Pu, Cm.

Największą wydajność obserwuje się gdy klasterowy rozpad kończy się na jądrze podwójnie magicznym ^{208}Pb np.



Możliwy jest także rozpad jąder nieparzystych. Emitowane jest wtedy zazwyczaj także jądro nieparzyste:

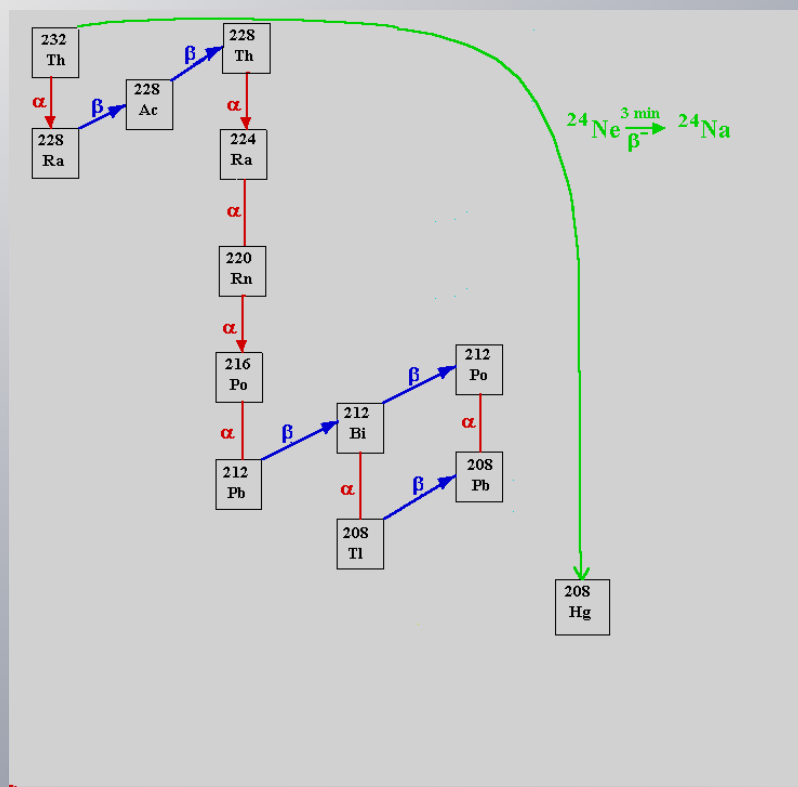
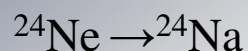


W 1994 roku odkryto także klasterowy rozpad w okolicy magicznego jądra (50, 50).



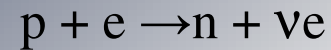
Klasterowemu rozpadowi powinny

także ulegać stosunkowo trwałe nuklidy

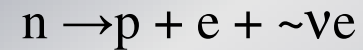


Odwrotny proces do wychwytu elektronu

wychwyty elektronu



Proces odwrotny



W cyklotronie ciężkich jonów GSI w Darmstadt zjonizowano całkowicie

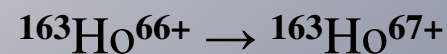
trwały izotop $^{163}\text{Dy}^{66+}$

i w reakcji otrzymano



Po całkowitym zjonizowaniu $^{163}\text{Ho}^{66+}$ można było zmierzyć ilość powstałych

atomów



$$t_{1/2} = 47 \pm 54 \text{ dni}$$