

Nukleonien massat

$$M_{\text{atomi}} \approx M_{\text{ydin}} + Z m_e \approx A \cdot u$$

\uparrow \uparrow
 tanukoista pieni

atomimassayksikkö:

$$u = 931,49 \frac{\text{MeV}}{c^2} \approx \frac{1}{12} M_{^{12}\text{C}}$$

$$m_p = 938,28 \text{ MeV}/c^2 = 1,00728 u$$

$$m_n = 939,57 \text{ MeV}/c^2 = 1,00866 u$$

$$m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2 = 5,49 \cdot 10^{-4} u \ll m_p, m_n$$

$m_p \approx m_n$, keskeinen ehto elämälle!

$m_p \rightarrow (1 \pm 0,01) m_p \rightarrow$ ei atomeja
 \rightarrow ei tähtiä

Yksinkertaistus:

Ytimen koko:

Massatiheys ja varaustiheys (lähes) vakioita ytimen sisällä.

Ytimellä ei ole täsmällistä pintaa.

$$R = R_0 A^{1/3}, \text{ missä } R_0 = 1.2 \times 10^{-15} \text{ m (kokeellisesti).}$$

Ydinaineen tiheys:

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A$$

$$M \approx A \cdot u$$

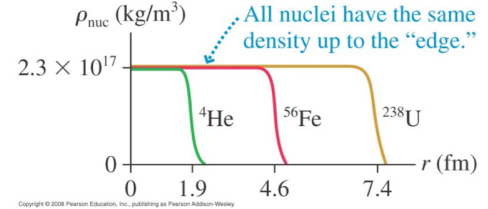
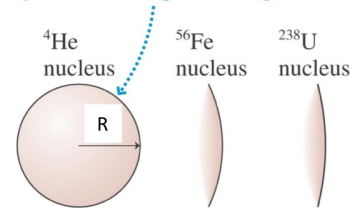
\Rightarrow

$$\rho = \frac{Au}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 A} = \frac{3u}{4\pi R_0^3} \quad (= \text{vakio})$$

$$= 2.3 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

Esim. 1 mm³ ydinainetta vastaa 2.3×10^8 kg!

Imagine the nucleus is a drop of liquid. Its density is the same up to the edge of the drop.



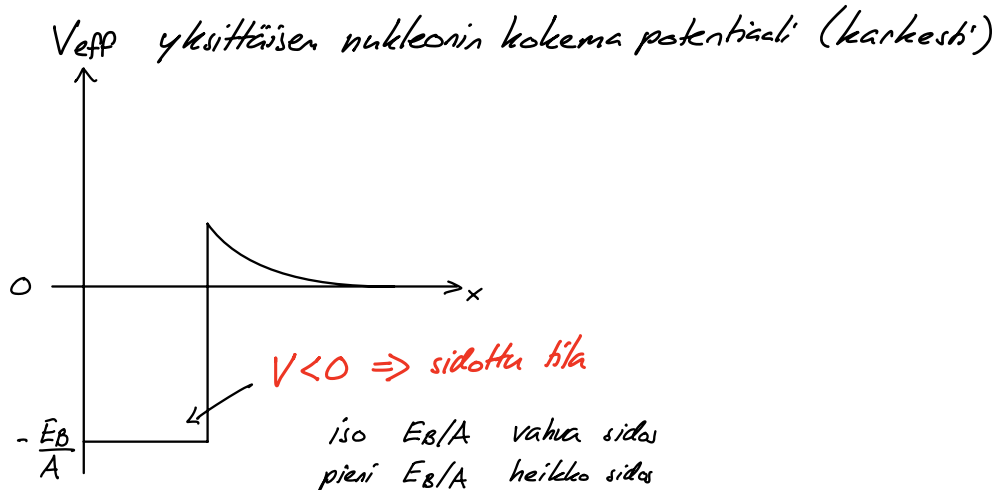
Siis : Ytimen tilavuus kasvaa suoraan verrannollisena nukleonien määrään !!
(vrt. Atomin koko)

Sidosenergia: Ydin sidottu systeemi $\Leftrightarrow M_{ydin} < Z \cdot m_p + N \cdot m_n$

$$Sidosenergia \quad E_B \equiv (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M_{ydin} ({}^A_Z X_N)) c^2$$

= (osien massa - yhdisteen massa) c^2

Sidosenergia/nukleoni E_B/A mittaa sidoksen voimakkuutta



Taulukoissa annetaan atomimassat:

$$M({}_Z^A X_N) = M_{ydin}({}_Z^A X_N) + Z m_e - \cancel{\frac{B_e}{c^2}} \leftarrow \begin{array}{l} \text{atomin sidenergiä eli elektronien} \\ \text{sidenergiä} \end{array}$$

$$\frac{B_e}{c^2} = \mathcal{O}(eV/c^2) \ll m_n, m_p$$

$$\begin{aligned} E_B &= (Z \cdot \underbrace{(m_p + m_e)} + N \cdot m_n - M({}_Z^A X_N)) c^2 \\ &= M({}_1^1 H) + \cancel{\frac{B_H}{c^2}} \end{aligned}$$

$$E_B = (Z \cdot M({}_1^1 H) + N \cdot m_n - M({}_Z^A X_N)) c^2$$

$M({}_1^1 H)$ ja $M({}_Z^A X_N)$
atomimassoja

Esim. Mikä on ^{56}Fe :n sidosenergia?

Taulukoista: $M(^{56}\text{Fe}) = 55,93494 \text{ u}$ $u = 931,49 \text{ MeV}/c^2$

$$M(^1\text{H}) = 1,00782 \text{ u}$$

$$m_n = 1,00866 \text{ u}$$

$$\text{Fe}: \text{ke } Z = 26, \quad A = 56 \Rightarrow N = A - Z = 30$$

$$E_B = (26 \cdot M(^1\text{H}) + 30 \cdot m_n - M(^{56}\text{Fe}))c^2 \approx 0,528 \text{ u}c^2 \approx \underline{\underline{492 \text{ MeV}}}$$

$$\text{Sidosenergia per nukleoni } \frac{E_B}{A} \approx \underline{\underline{8,79 \text{ MeV}}}$$

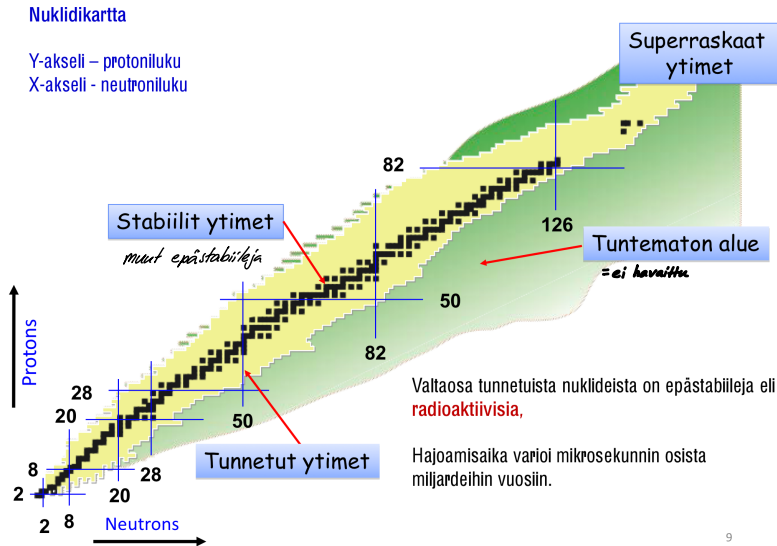
Ytimen stabiilius

70

- Ydin = sidottu tila, voi olla stabiili tai epästabiili (havaittu n. 3000, mallit \rightarrow n. 7000)

Kaikki kombinaatiot $Z \cdot p^+ + N \cdot n$ eivät muodosta ytimiä

- Stabiili ydin: ei hajoa spontaanisti, E_B/A lokaali maksimi (n. 280 kpl)
- Epästabiili ydin: hajoo toiseksi ytimiksi \Rightarrow radioaktiivisuus



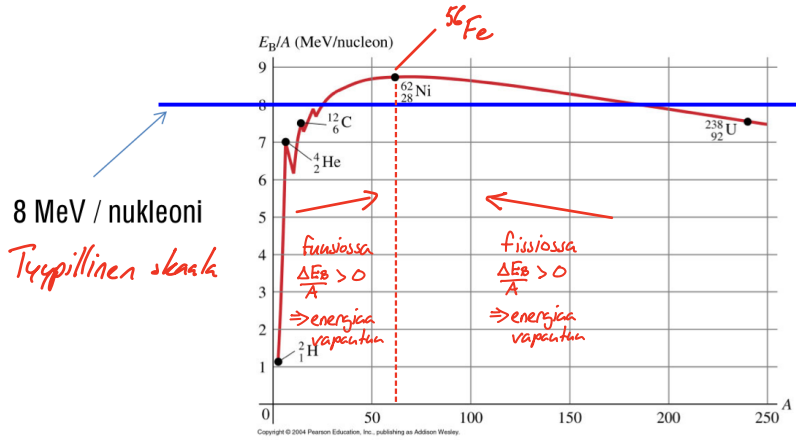
Vapaana:

p stabiili ($T_p > 10^{34}$ vuotta)

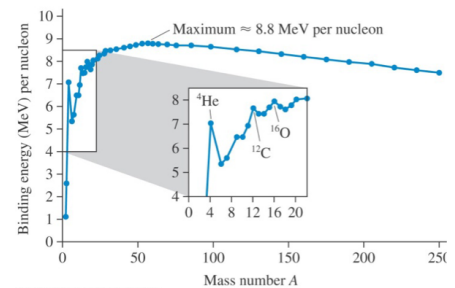
n hajoo ($T_n \sim 15$ min)

$E_B/A =$ sidosenergia nukleonia kohti

(stabiilien ytimien laaksoa pitkin) (eli kun $Z \sim N$)

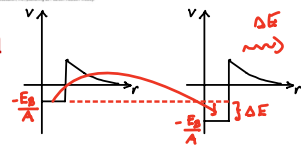


Kirjan kuva:



Raskaiden ytimien E_B/A pienempi kuin keskiraskaiden ytimien
 \rightarrow Raskaiden ytimien halkeamisessa eli fissiossa vapautuu energiaa

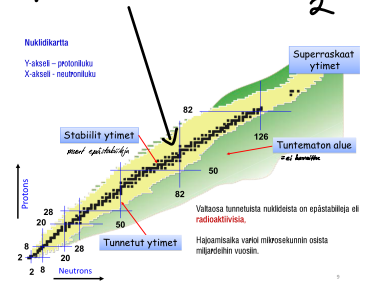
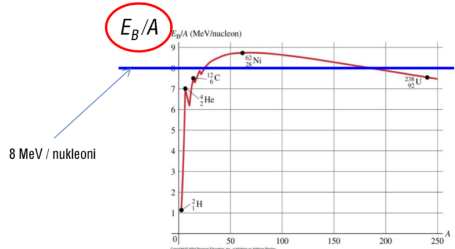
Keveiden ytimien E_B/A paljon pienempi kuin keskiraskaiden ytimien
 \rightarrow Keveiden ytimien fuusiossa vapautuu energiaa



Ytimen nestepisäramalli

Tarkastellaan stabiilien ytimien kaavaa $Z \sim N \sim \frac{A}{2}$

Puolikokeellinen malli sidosenergialle:

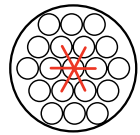


$$E_B = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z(Z-1)A^{-1/3} - C_4 (N-Z)^2 A^{-1} + C_5 \delta(N, Z) A^{-4/3}$$

$C_i =$ vakioita

$C_1 A$: Tilavuustermi, johtava termi, $C_1 A > 0$

Vahva vv. lyhyen kantaman voima, ytimet sidoksissa lähinaapuriehinsa $E_B \propto V$



Mallinnetaan ydintä kokoonpuristumattomana nesteenä

tiheys $\rho =$ vakio, $\rho = \frac{M}{V} \propto \frac{Au}{R^3} =$ vakio $\Rightarrow R \propto A^{1/3}$

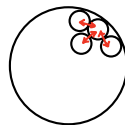
$$\Rightarrow E_B \propto V \propto R^3 \propto A$$

Ytimen nestepisäramalli

$$E_B = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z(Z-1)A^{-1/3} - C_4 (N-Z)^2 A^{-1} + C_5 \delta(N, Z) A^{-4/3}$$

$-C_2 A^{2/3}$: Pintatermi $-C_2 A^{2/3} < 0$ ("pintajännitys")

Reunalla vuorovaikutuksia vain sisempien parien kanssa $\Rightarrow E_B$ pienenee



Pinta-ala $R^2 \propto A^{2/3}$

$\Rightarrow E_B \propto -A^{2/3}$

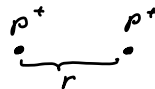
Pintatermillä suurin vaikutus keveille ytimille, joille $\frac{R^2}{R^3} \propto A^{-1/3}$ suurin.
 \uparrow
pieni A

$-C_3 Z(Z-1)A^{-1/3}$: Coulombin repulsiotermi

pitkän kantaman vv.

Protonien välillä repulsiivinen Coulombin potentiaali

$$V \propto \frac{e^2}{r}$$



Ytimessä $Z(Z-1)$ protoniparia, etäisyys $R \propto A^{1/3}$

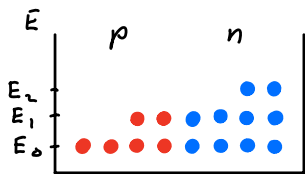
$\Rightarrow E_B \propto -Z(Z-1)A^{-1/3}$

Ytimen nestepisäramalli

74

$$E_B = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z(Z-1)A^{-1/3} - C_4 (N-Z)^2 A^{-1} + C_5 \delta(N,Z) A^{-4/3}$$

$-C_4 (N-Z)^2 A^{-1}$: Epäsymmetriatermi



n, p fermioneja, identtiset fermionit, esim.

$2n$ tai $2p$, eivät voi olla samassa tilassa

$\Rightarrow N=Z$ energeettisesti edullisinta

$+C_5 \delta(N,Z) A^{-4/3}$:

Parillisuuskoefians , nukleoniparien vuorovaikutus keskenään

$$\delta(N,Z) = \begin{cases} 1 & \text{kun } N \text{ ja } Z \text{ molemmat parillisia} \\ -1 & \text{kun } N \text{ ja } Z \text{ molemmat parittomia} \\ 0 & \text{muissa tapauksissa} \end{cases}$$

Näiden termien N, Z, A riippuvuuksien perustelu sivuutetaan

$$E_B = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z(Z-1)A^{-1/3} - C_4 (N-Z)^2 A^{-1} + \delta C_5 A^{-4/3}, \text{ missä}$$

$$Z \sim N \sim \frac{A}{2}$$

Kertoimet (määritetty kokeellisesta datasta (\leftrightarrow puolikokeellinen kaava)):

$$C_1 = 15.75 \text{ MeV}$$

$$C_2 = 17.80 \text{ MeV}$$

$$C_3 = 0.7100 \text{ MeV}$$

$$C_4 = 23.69 \text{ MeV}$$

$$C_5 = 39 \text{ MeV}$$

Massakaava toimii yleensä hyvin ("keskimääräinen käyttäytyminen").

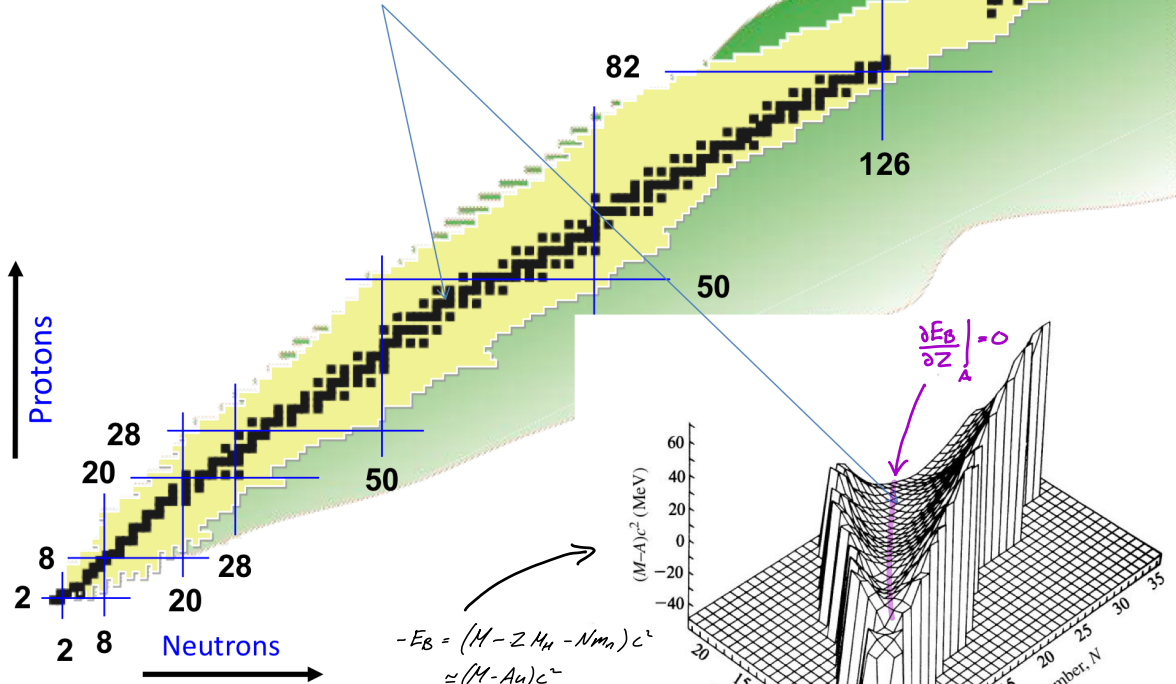
Isobaarileikkaus on paraabeli \rightarrow stabiilien ytimien laakso *Isobaari = nukleonit, joilla sama $A = Z - N$*

Kiijuloketaan $N = A - Z$:

$$\Rightarrow -E_B = -C_1 A + C_2 A^{2/3} + C_3 Z(Z-1)A^{-1/3} + C_4 (A-2Z)^2 A^{-1} - \delta C_5 A^{-4/3}$$

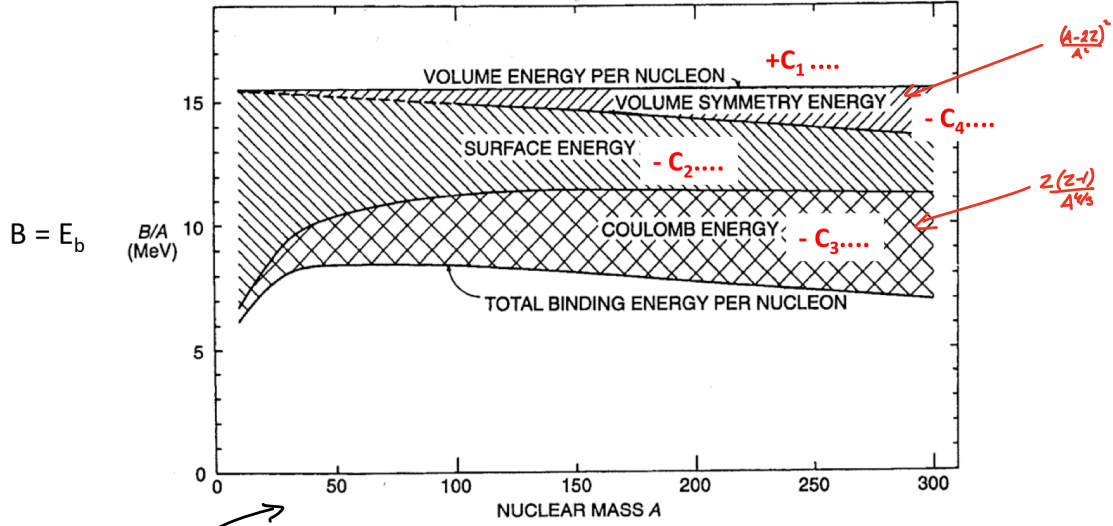
$\frac{\partial E_B}{\partial Z} \Big|_A = 0$ antaa $Z(A)$ jolle E_B maksimiten eli pot. kuoppa
 $-E_B$ syvin kullekin A :n arvolla

Stabiilien ytimien laakso



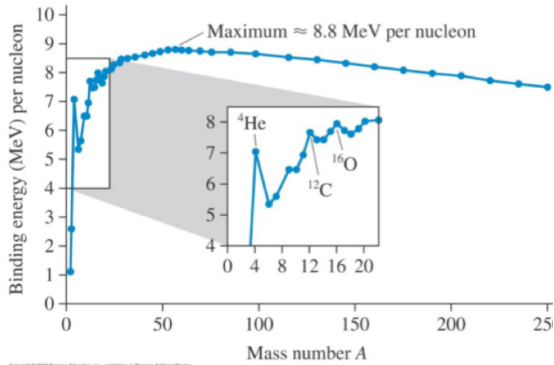
$$-E_B = (M - Z m_H - N m_n) c^2 \approx (M - A) c^2$$

$$E_B = +C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z(Z-1) A^{-1/3} - C_4 (N-Z)^2 A^{-1} + \delta C_5 A^{-4/3}$$



Stabiilien ytimien laakesu pitkin $\frac{\partial E_B}{\partial Z} \Big|_A = 0 \Rightarrow Z(A) \sim \frac{A}{2}$

Ytimen kuorimalli



Nestepisarallit toimii keskimäärin hyvin, mutta tietyille ytimille E₈ mallin ennustettu suurempi

Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82 "magic numbers"
 N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

Vrt atomin ionisaatioenergian maksimit jalokaasuille, joilla täydet elektronikuoret

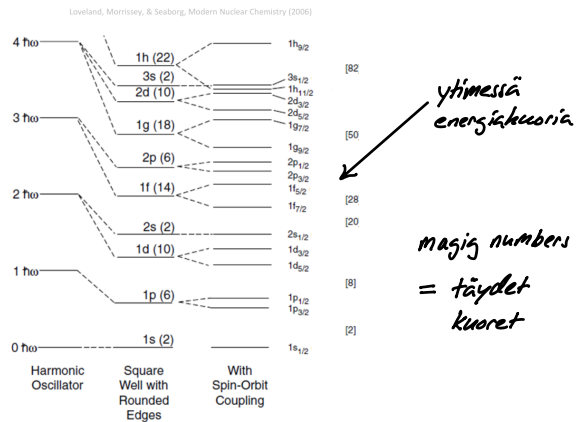
Ydin monimutkainen kvanttimekaniinen systeemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi$$

ei osata laskea

Effektiviä malleja V:lle

⇒ $\psi = \psi_{\text{emn}}$ kvanttitilanteet
 energiatilat
 (Vrt vetyatomi)

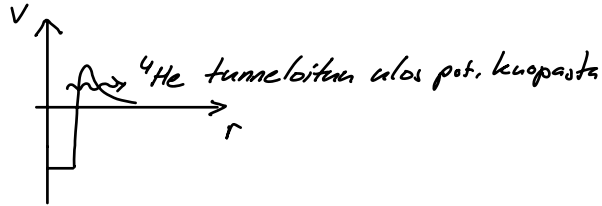


Radioaktiivisuus

Epästabiilit ytimet hajoavat spontaanisti ytimen rakenteesta riippavassa aikaskaalassa.

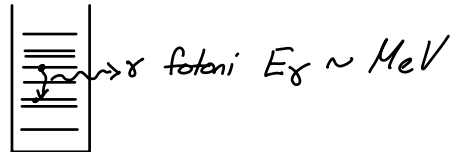
Hajoamismekanismia on erilaisia: (näihin palataan tarkemmin)

- α -hajoaminen: $2n + 2p \rightarrow {}^4\text{He}$ energiaa vapautuu



- β -hajoaminen: $n \rightarrow p^+ + \bar{e}^- + \bar{\nu}_e$ ← poistuvat ytimestä

- γ -hajoaminen: Ytimen sisäinen viritystilä purkaantuu



Hajoamislaki

$N(t)$ = aktiivisten ydinten lkm. hetkellä t

(80)

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

↑

yhden ydinten tod. nchl. hajoite

λ = hajoamisvakio

$$[\lambda] = \frac{1}{s} \equiv Bq$$

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

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_{t_0}^t dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda(t-t_0) \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)}$$

↑
 $N_0 \equiv N(t_0)$

Valitaan $t_0 = 0 \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N$$

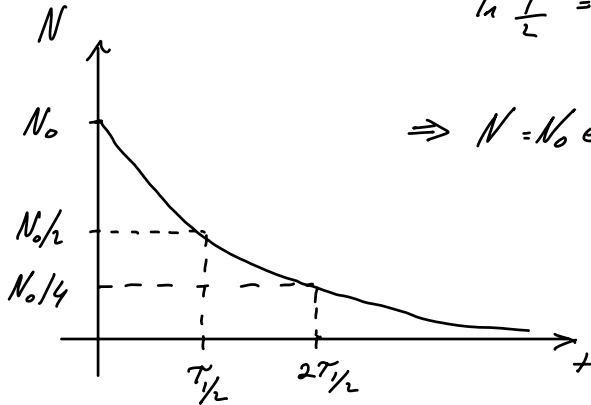
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \frac{1}{\lambda} \equiv \tau = \text{keskim. (ytimen) elinaika}$$

Puoliintumisaika $\tau_{1/2}$: aika, jonka kuluessa puolet näytteen aktiivisista ytimistä hajoanut

$$N(\tau_{1/2}) \equiv \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda \tau_{1/2}} \Leftrightarrow \frac{1}{2} = e^{-\lambda \tau_{1/2}}$$

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda \tau_{1/2} \quad \tau_{1/2} = -\frac{1}{\lambda} \ln \frac{1}{2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau \ln 2$$

$$\Rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_{1/2}} \ln 2} = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{\tau_{1/2}}}$$



Aktiivisuus:
Hajoamiste/aikayks.

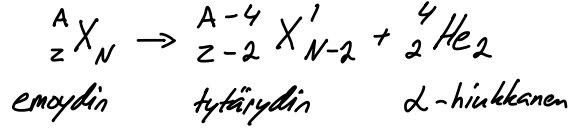
$$A(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right|$$

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

$$= \lambda N(t)$$

$$= A_0 e^{-\lambda t}$$

α-hajoaminen



(hajoavan ytimen lepokoordinaattijärjestelmä)

Energia säilyy: $M_X c^2 = M_{X'} c^2 + M_\alpha c^2 + E_{kin}(X') + E_{kin}(\alpha)$

$$\begin{aligned}
 E &= mc^2 + (\gamma - 1)mc^2 \\
 &= mc^2 + E_{kin}
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow Q = (M_X - M_{X'} - M_\alpha) c^2 = E_{kin}(X') + E_{kin}(\alpha)$$

↑
Vapautuva energia

Tässä $Q \ll M_\alpha c^2 \Rightarrow$ epärel. raja $E_{kin} \approx \frac{|\vec{p}|^2}{2M} \approx \frac{1}{2} M |\vec{v}|^2$

Myös liikemäärä säilyy $\vec{p}_X = \vec{0} = \vec{p}_{X'} + \vec{p}_\alpha \Rightarrow |\vec{p}_{X'}| = |\vec{p}_\alpha|$

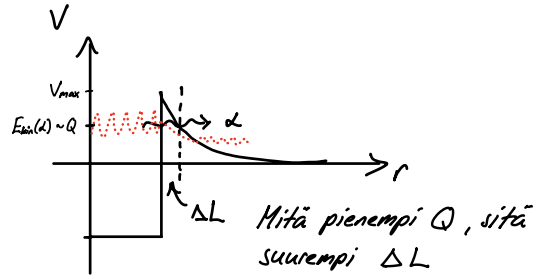
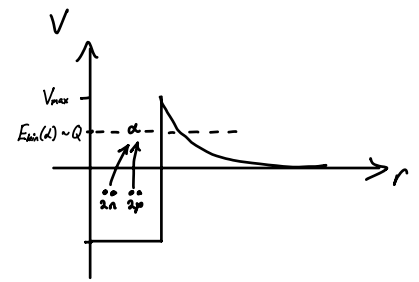
$$\begin{aligned}
 Q &= \frac{|\vec{p}_{X'}|^2}{2M_{X'}} + \frac{|\vec{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha} = \frac{M_\alpha}{M_{X'}} \frac{|\vec{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha} + \frac{|\vec{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha} \\
 &= E_{kin}(\alpha) \frac{M_\alpha + M_{X'}}{M_{X'}} \Rightarrow E_{kin}(\alpha) = \frac{M_{X'}}{M_{X'} + M_\alpha} Q \approx \frac{A-4}{A} Q
 \end{aligned}$$

↑
appr. $M \approx A u$

α - hajoaminen on kaksivaiheinen prosessi

1. Ytimessä $2n + 2p \rightarrow {}^4\text{He}$, energiaa vapautuu

2. ${}^4\text{He}$ tunneloituu ulos ytimestä



Tunnelointiprosessin todennäköisyys:

$$P \propto \left| e^{-\Delta L \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V_{\text{max}} - Q)}} \right|^2$$

Eksponeentiaalinen ΔL -riippuvuus

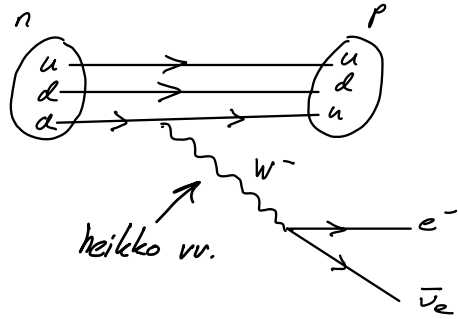
β^- -hajoaminen

Yhtymässä: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
↑ ↑
emittituvat ytimestä

$$\Rightarrow \frac{A}{Z} X_N \rightarrow \frac{A}{Z+1} X'_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e$$

(anti-) neutriino = alkeishiukkanen, jonka sähkövaraus = 0 ja massa ≈ 0
 ν_e tuntee vain heikon vuorovaikutuksen

Alkeishiikkeastasella (tähän palataan myöhemmin)



Historiaa:

Ennen neutriinon havaitsemista β^- -hajomisen jatkuva energiaspektri e^- :lle oli arvailten (vnt. s.82)

Jos $n \rightarrow p + e^-$: $E_{e^-} \approx Q$ havainto $0 < E_{e^-} < Q$

Pauli 1930: uusi neutrali hiukkanen $\bar{\nu}_e$, joka selittää puuttuvan energian (+ liikemäärän säilymisen)

ν_e havaittiin 1966

Vapauttava energia $Q = (M_X - M_{X'} - m_e - m_\nu)c^2 \ll M_X c^2 \Rightarrow E_{\text{kin}}(X') \ll M_X c^2$
epärel. raja

Mikä on elektronien kin. energia?

Energia säilyy:

$$Q = (M_X - M_{X'} - m_e)c^2 = E_{X'}^{\text{kin}} + E_e^{\text{kin}} + E_\nu^{\text{kin}} = \underbrace{\frac{|\vec{p}_{X'}|^2}{2M_{X'}}}_{\rightarrow 0} + E_e^{\text{kin}} + E_\nu, \quad E_\nu = |\vec{p}_\nu|c$$

$\rightarrow 0$ kun $M_{X'}/c \gg E_e^{\text{kin}}, E_\nu = O(Q)$

$$Q \approx E_e^{\text{kin}} + E_\nu$$

$$E_e^{\text{kin}} = Q - E_\nu \in [0, Q]$$

β^- -spekttri on jatkuva

$$Q = (M_X^{\text{ydin}} - M_{X'}^{\text{ydin}} - m_e)c^2 = (M_X^{\text{atomi}} - M_{X'}^{\text{atomi}})c^2 \quad (HT)$$

β^- -hajoaminen on tyypillistä neutronirikkailla ($N \gg Z$) nukleleilla.

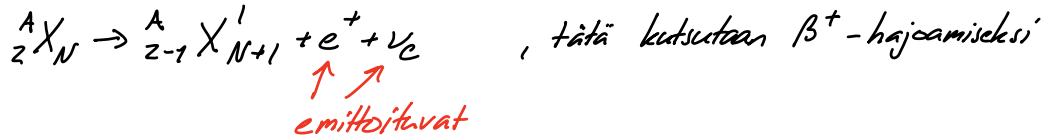
Esim. ${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e, T_{1/2} = 5730$ vuotta (Radiohiilijointas!)

β^+ -hajoaminen

Prosessi $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ei ole kinematiisesti sallittu ($m_p < m_n + m_e + m_\nu$)

\uparrow
positroni = elektronin antihäikkonen $m_{e^+} = m_{e^-}$
 $Q(e^+) = +e$

Vtimestä voi kuitenkin tapahtua prosessi: $\textcircled{O} + p \rightarrow \textcircled{O} + n + e^+ + \nu_e$, jolloin:

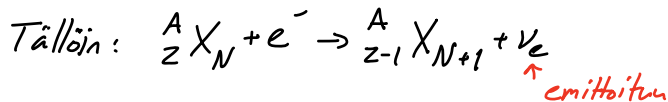
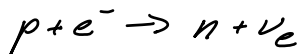


Prosessissa vapautuu energia

$Q = (M_x^{\text{ydin}} - M_{x'}^{\text{ydin}} - m_e) c^2 = (M_x^{\text{atomi}} - M_{x'}^{\text{atomi}} - 2m_e) c^2$
(HT)

β^+ hajoaminen on tyypillistä neutronivajeille nuklideille ($Z \gg N$)

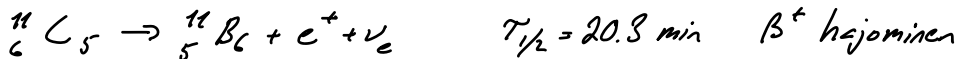
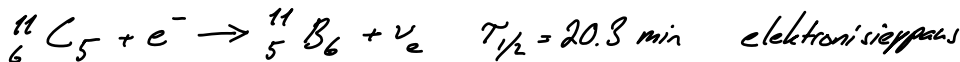
Ydin voi myös siepata elektronin atomin elektroniverhosta:



Tytärydin voi siis olla sama kuin β^+ hajoamisessa, mutta emittoitua säteilyä eri lajeja.

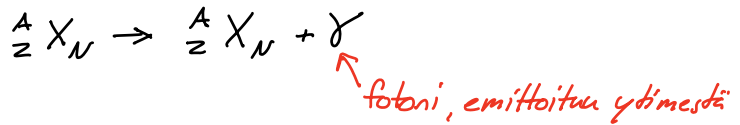
$$Q = (M_X^{\text{ydin}} + m_e - M_{X'}^{\text{ydin}}) c^2 = (M_X^{\text{atomi}} - M_{X'}^{\text{atomi}}) c^2$$

Esim.



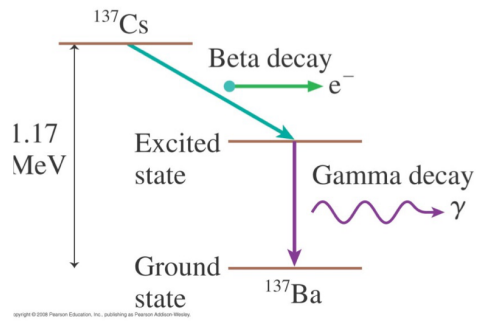
γ-säteily

- Kolmas radioaktiivisten hajoamisen muoto on γ-säteily:



- Syntyy ytimen sisäisen viritystilän purkautuessa, ydinlaji ei muutu.

- Viritystilä usein α tai β -hajoamisen seurausta



Copyright © 2008 Pearson Education, Inc., publishing as Pearson Addison-Wesley

Luonnon radioaktiivisuus

Luonnossa esiintyy luonnollista radioaktiivisuutta (siis ei ihmisen tuottamaa).

Osa niistä jäänteinä galaksimme syntyaajoista. $(T_{1/2} > 10^9 \text{ v})$

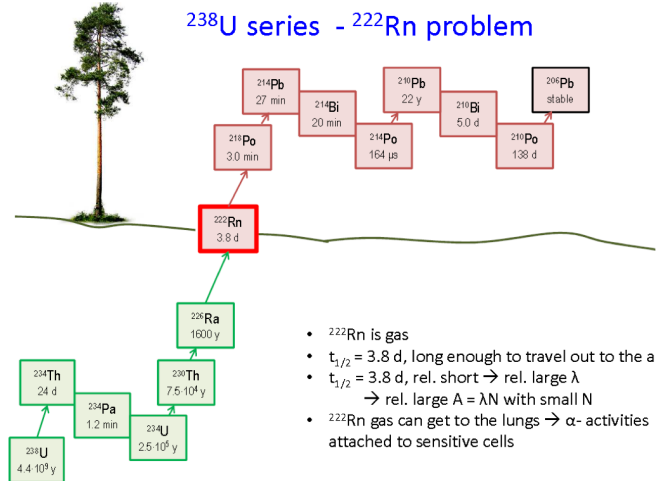
Osa syntyy avaruuden kosmisen säteilyn indusoimissa ydinreaktioissa.

Esim.

^{14}C : isotooppisuus $1.2 \times 10^{-10} \%$

Eräät raskaat erittäin pitkäikäiset nuklidit muodostavat **hajoamissarjoja**, jolloin luonnossa havaitaan myös näiden sarjojen lyhyempi-ikäisiä jäseniä:

Esim. ^{238}U – sarja, johon liittyy mm. ^{222}Rn - ongelma

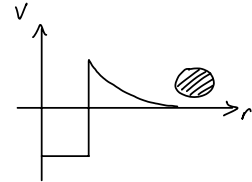


Ydinreaktioista

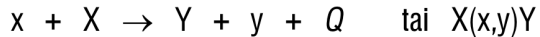
Coulombin valli \Rightarrow tarvitaan energiaa saattamaan kaksi ydintä toistensa kosketukseen (ydinvoimien vaikutuspiiriin).

\Rightarrow

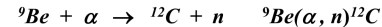
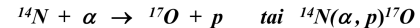
Ydinreaktio saadaan aikaan esim. pommittamalla kohtioytimiä hiukkaskiihdyttimestä saadulla hiukkassuihkulla.



Ydinreaktion tyypillinen muoto:



Esim.



x = pommittava hiukkanen, K_x = pommitusenergia

X = kohtioydin (yleensä levossa)

Y = tulosydin

y = tulostimestä poistuva hiukkanen (tai hiukkaset)

Q = reaktion Q -arvo (energia)

$$Q = (M_x + M_X - M_Y - M_y) c^2$$

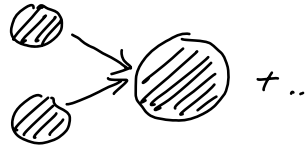
$Q < 0 \Leftrightarrow$ endoterminen reaktio

$Q > 0 \Leftrightarrow$ eksoterminen reaktio

kin. energiaa sitoutum systeemiin

kin. energiaa vapautum systeemistä

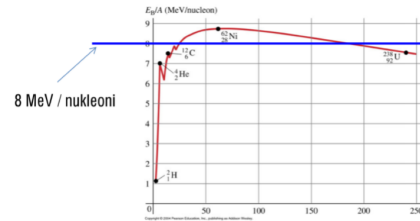
Fuusio



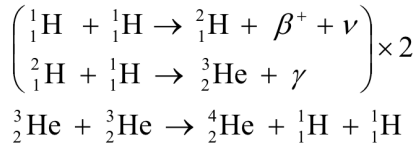
Fuusio on ydinreaktio, jossa kaksi ydintä yhtyy muodostaen raskaamman ytimen.

Esim. $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$,

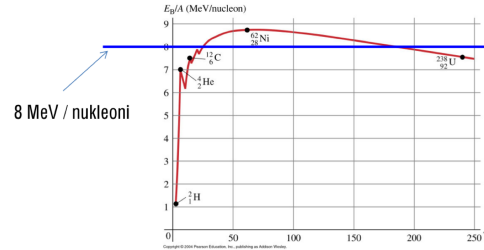
$Q < 0$, reaktion synnyttämiseen tarvitaan n. 215 MeV:n ^{48}Ca suihku kiihdyttimestä



Esim. Keveiden ytimien fuusiot auringossa:
 Protoni-protoni-kierto



Kovassa gravitaation generoimassa puristuksessa lämpötila kohoaa → Coulombin valli ylittyy → kaksi protonia pääsee hetkeksi (10^{-16} s) muodostamaan ${}^2\text{H}$ ytimen, joka β^+ -hajoaa ${}^2\text{H}$:ksi, joka on sidottu ydin. Tämän jälkeen ei "pullonkauloja".
 → Nettotulos ${}^4\text{He}$ ja 24.7MeV:iä energiaa



$Q = 24.7 \text{ MeV} > 0 \rightarrow$ vapautuu energiaa kunhan Coulombin valli on ylitetty

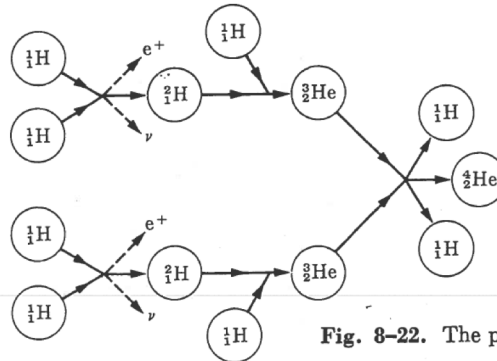
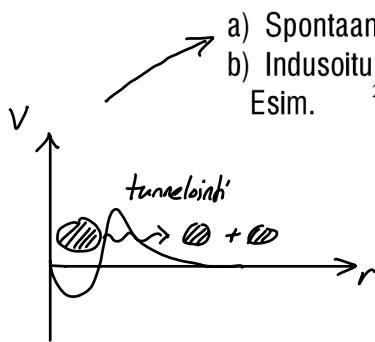


Fig. 8-22. The proton-proton cycle.

• Nukleosynteesi: H, He, Li syntyivät varhaisessa maailmankaikkeudessa kun $t \approx 3 \text{ min}$.

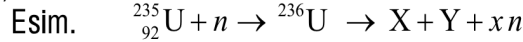
Fissio

Fissio on reaktio, jossa raskas nuklidi halkeaa kahdeksi keskiraskaaksi nuklidiksi.



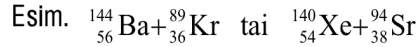
a) Spontaani fissio (*suht. harvinainen*)

b) Indusoitu fissio:

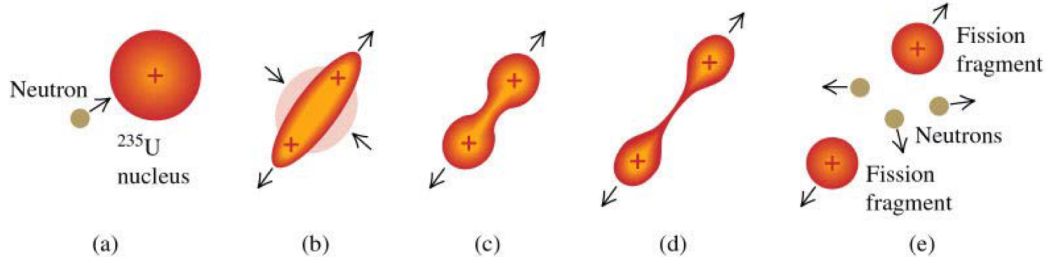


n = "terminen" neutroni (hidas, liike-energia vähäinen)

$X + Y$ = kaksi keskiraskaasta tulosityntä

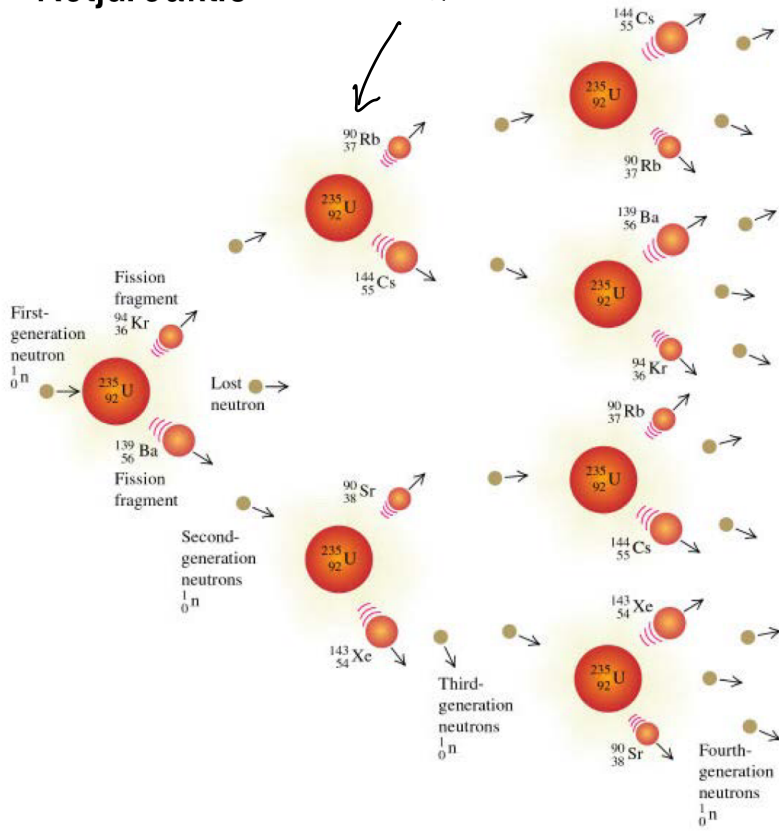


$x n$ = x kpl neutroneja



Ketjureaktio

$Q \approx 200 \text{ MeV}$



Luonnolliset yksiköt

Huikastyyliä käytetään yleensä yksikköinä:

$$(1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} = 10^9 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J})$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6.58211915 \cdot 10^{-25} \text{ GeV} \cdot \text{s} = 1$$

$$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 1$$

$$k_B = 8,617330350 \cdot 10^{-14} \text{ GeV/K} = 1$$

luonnolliset yksiköt

Hyödyllinen muistisääntö:

$$197 \text{ MeV} \cdot \text{fm} = 1$$

$$\text{Tällöin siis } [E] = \frac{L}{[t]} = \frac{L}{[x]} = [m] = [p] = [T]$$

eli kaikki suureet voidaan ilmaista yksiköissä GeV. Tämä on "luonnollinen" valinta, sillä suhteellisuusteoria ei tee fundamentaalista eroa ajan ja paikan välillä

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 \quad c=1 \Rightarrow [x] = [t]$$

$$\text{QM: } xp - px = i\hbar \quad \hbar=1 \Rightarrow [x] = [t] = [p^{-1}]$$

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \quad c=1 \Rightarrow [E] = [m] = [x^{-1}] = [t^{-1}]$$

$$\text{Stat. fys. } n = e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

$$k_B=1 \Rightarrow [T] = [E]$$