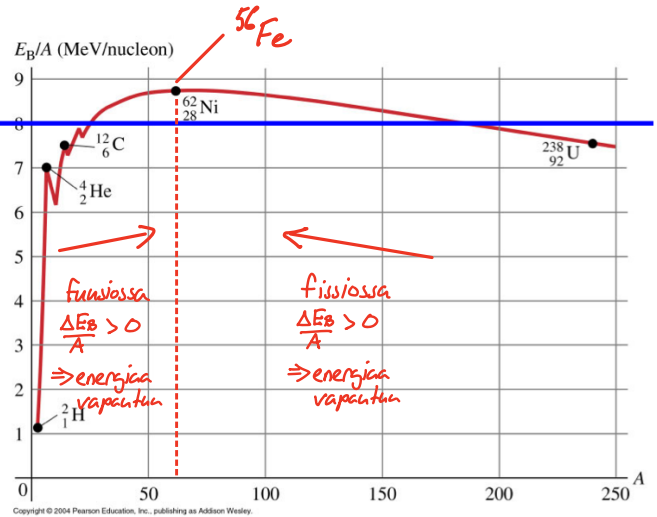
E_B/A = sidosenergia nukleonia kohti

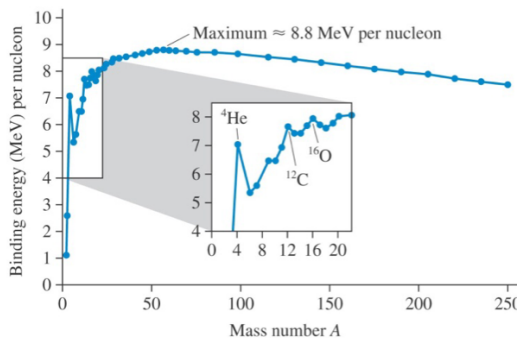
(stabiilien ytimien laaksoa pitkin) (eli kun $Z \sim N$)



8 MeV / nukleoni

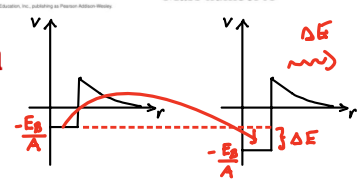
Tyypillinen skaala

Kirjan kuva:



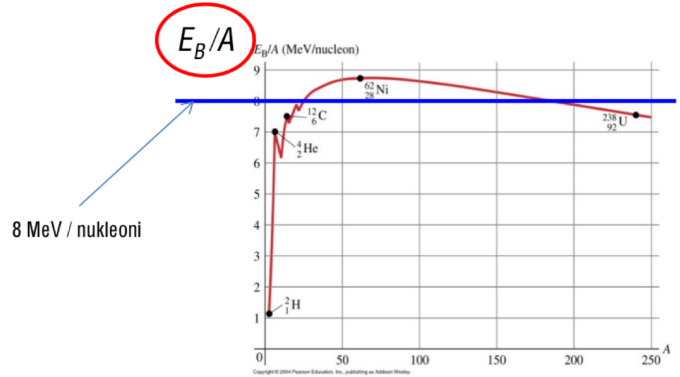
Raskaiden ytimien E_B/A pienempi kuin keskiraskaiden ytimien
→ Raskaiden ytimien halkeamisessa eli fissiossa vapautuu energiaa

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



(Courtesy: R. Julin)

Ytimen nestepisaramalli



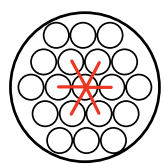
Puolikokeellinen malli sidosenergialle:

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

C_i = vakioita

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

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



Mallinnetaan ydintä kokoonpuristumattomana nesteenä

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

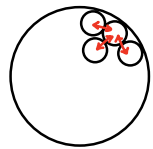
$\Rightarrow$ $E_B \propto V \propto R^3 \propto A$

Ytimen nestepisaramalli

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

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

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



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

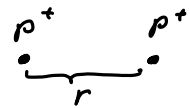
$\Rightarrow E_B \propto -A^{2/3}$

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

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

pitkän kantaman vv.

Protonien välillä repulsiivinen Coulombin potentiaali $V \propto \frac{e^2}{r}$

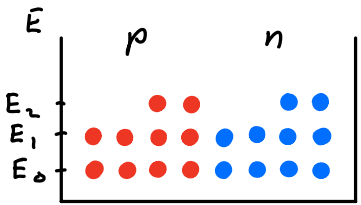


Ytimessä $Z(Z-1)$ protoniparia, etäisyys $R \propto A^{1/3}$

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

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

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



n, p fermioneja, identtiset fermionit, esim. 2n tai 2p, eivät voi olla samassa tilassa

$\Rightarrow N = Z$ energeettisesti edullisinta

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

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

Näiden termien N, Z, A riippuvuuksien perusteella sivuutetaan

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

Kertoimet (määritetty kokeellisesta datasta (↔ *puolikokeellinen* kaava)):

$C_1 = 15.75$ MeV
$C_2 = 17.80$ MeV
$C_3 = 0.7100$ MeV
$C_4 = 23.69$ MeV
$C_5 = 39$ MeV

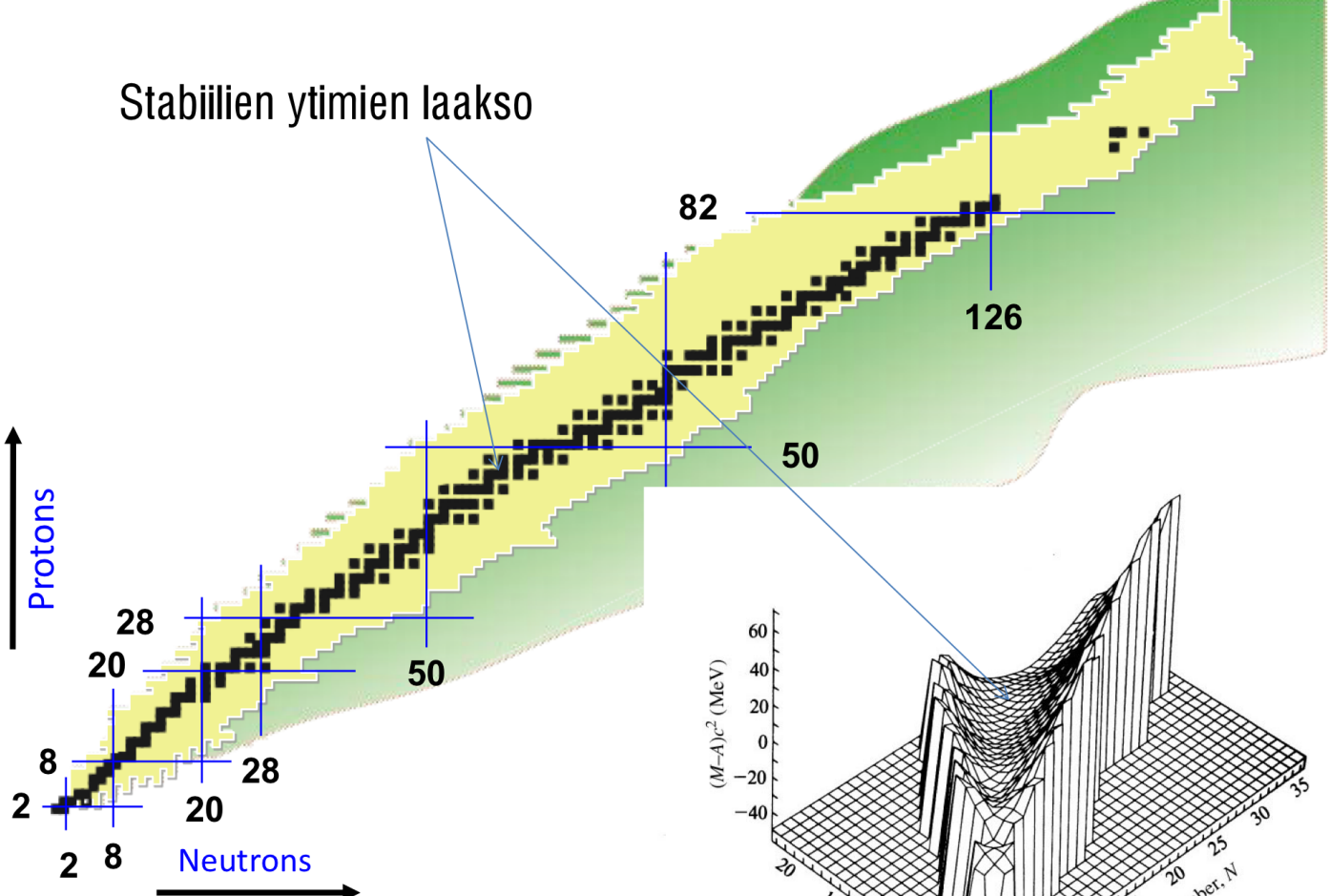
Massakaava toimii yleensä hyvin ("keskimääräinen käyttäytyminen").

Isobaarileikkaus on paraabeli → stabiilien ytimien laakso
Isobaari = nukleonit, joilla sama $A = Z + N \Rightarrow Z = A - N$

$$^{A}_{Z}Mc^2 = (Z \times M_H + N \times m_n) c^2 - E_B$$

(Courtesy: R. Julin)

Stabiilien ytimien laakso

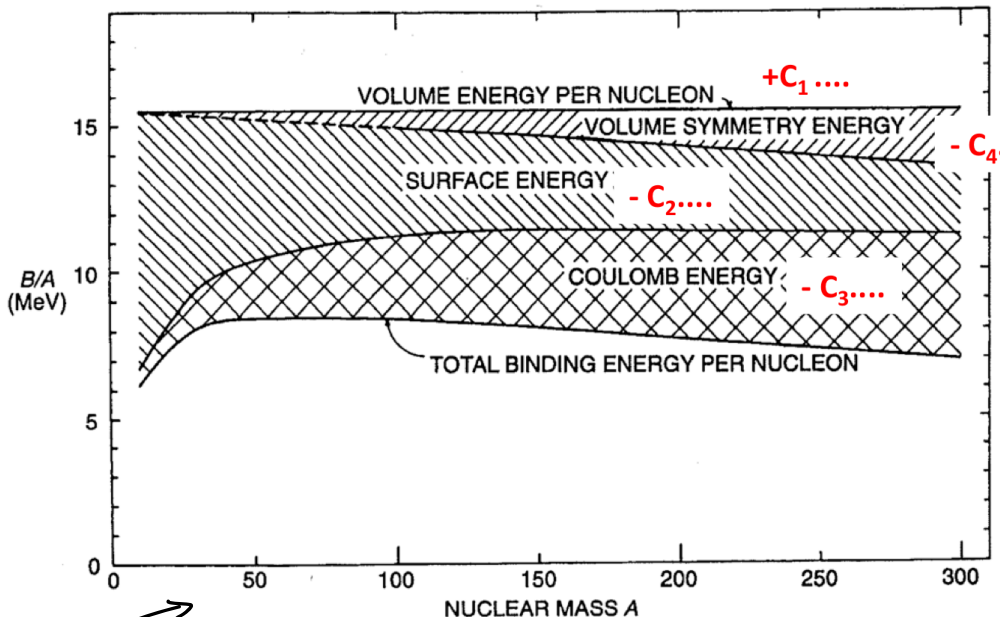


Copyright © 2004 Pearson Education, Inc., publishing as Addison Wesley.

(Courtesy: R. Julin)

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

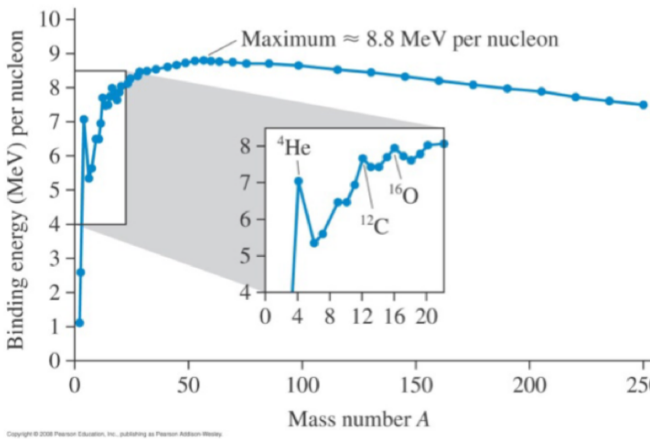
B = E_b



Stabiilien ytimien laakson pitkin $Z \sim N \sim \frac{A}{2}$

(Courtesy R. Julin)

Ytimen kuorimalli



Nestepisaralli toimii keskimäärin hyvin, mutta tietyille ytimille E8 mallin ennustetta 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 kvanttimekaaninen systeemi

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

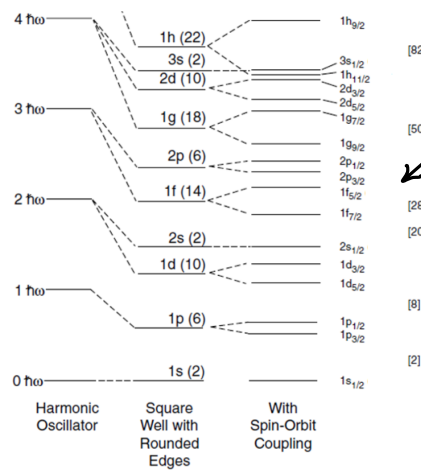
↖ ei osata laskea

Efektiivisiä malleja V:lle

$\Rightarrow \psi = \psi_{emn}$ kvantittuneet energiatilat

(vrt vetyatomi)

Loveland, Morrissey, & Seaborg, Modern Nuclear Chemistry (2006)



ytimessä energiakuoria

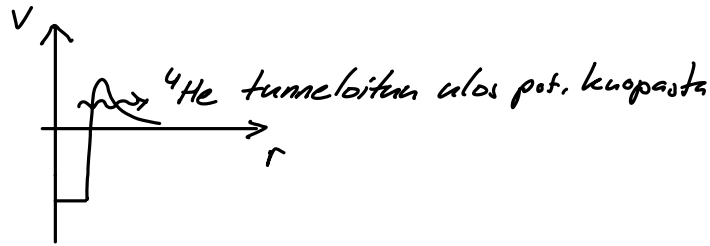
magic numbers = täydet kuoret

Radioaktiivisuus

Epästabiilit ytimet hajoavat spontaanisti ytimen rakenteesta riippuvassa aikaskaalassa.

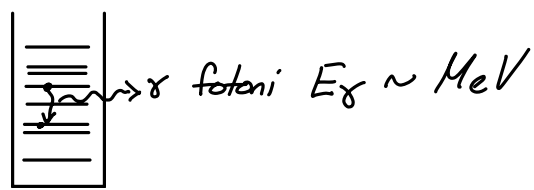
Hajoamismekanismeja on erilaisia: (näihin palataan tarkemmin)

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



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

- γ-hajoaminen: Ytimen sisäinen viritystila purkautuu



Hajoamislaki

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

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

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

↑ yhden ytimen tod. näk. hajota

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

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

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

↑ $N_0 \equiv N(t_0)$

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

(check: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N$)

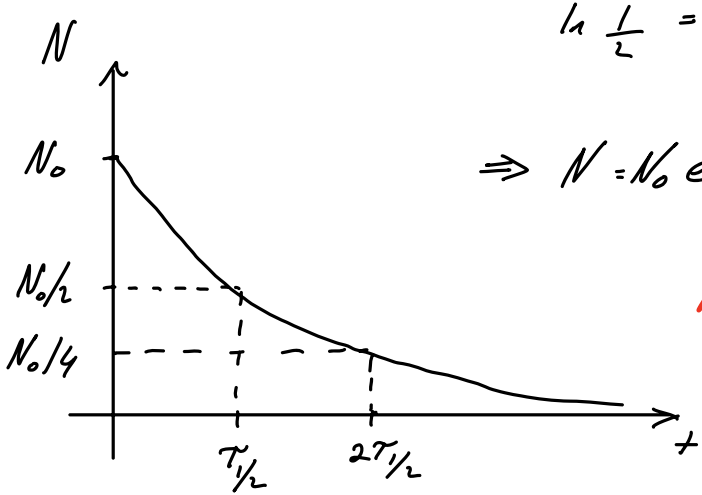
$N = N_0 e^{-\lambda t}$ $\quad \frac{1}{\lambda} \equiv \tau$ = keskim. (yhtäen) elinaika

Puoliintumisaika $T_{1/2}$: aika, jonka kuluessa puolet näytteen aktiivisista ytimistä hajonnut

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

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

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



Aktiivisuus : $A(t) \equiv \left| \frac{dN}{dt} \right|$

Hajoamista/aikayks.

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

α - hajoaminen

$$ {}^{A}_{Z}X_{N} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X'_{N-2} + {}^{4}_{2}He_{2} $$

emoydin — tytärydin — α-hiukkanen

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

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

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

Q: Vapautuva energia

Tässä $Q \ll M_\alpha c^2 \Rightarrow$ epärel. raja $\quad E_{kin} \simeq \frac{|\bar{p}|^2}{2M}$

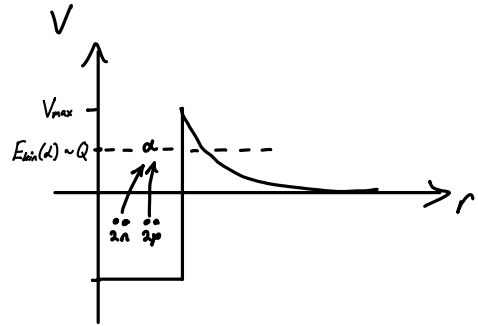
Myös liikemäärä säilyy $\quad \bar{p}_X = \bar{0} = \bar{p}_{X'} + \bar{p}_\alpha \Rightarrow |\bar{p}_{X'}| = |\bar{p}_\alpha|$

$$ Q = \frac{|\bar{p}_{X'}|^2}{2M_{X'}} + \frac{|\bar{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha} = \underbrace{\frac{M_\alpha}{M_{X'}} \frac{|\bar{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha} + \frac{|\bar{p}_\alpha|^2}{2M_\alpha}}_{= E_{kin}(\alpha)\,\frac{M_\alpha + M_{X'}}{M_{X'}}} \Rightarrow \boxed{E_{kin}(\alpha) = \frac{M_{X'}}{M_{X'} + M_\alpha} Q \simeq \frac{A-4}{A} Q} $$

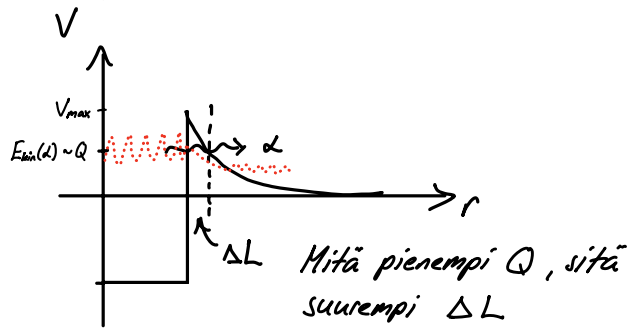
appr. $M \simeq Au$

α - hajoaminen on kaksivaiheinen prosessi

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



2. ${}^4He$ tunneloituu ulos ytimestä



Mitä pienempi Q, sitä suurempi ΔL

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

Eksponentiaalinen ΔL-riippuvuus

α-hajoamisen todennäköisyys (↔ aktiivisen ytimen elinaika)
riippuu erittäin voimakkaasti energiasta = Q-arvosta = vallin paksuudesta:

Esim.	^{218}Th	Q = 9.84 MeV	$T_{1/2}$ = 0.11 μs
	^{216}Th	8.07	28 ms
	^{232}U	5.41	30 v
	^{238}U	4.27	4.5×10^9 v

α-hajoaminen on yleisintä raskailla ytimillä (keltainen ruutu).

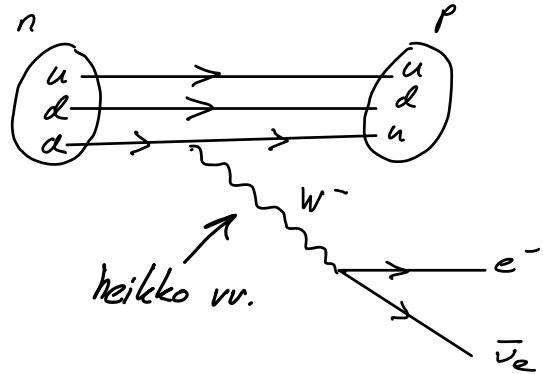


β^--hajoaminen

Alkeishiukkastasolla (tähän palataan myöhemmin)

Ytimessä: $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$

↑ ↑ emittoituvat ytimestä



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

(anti-) neutriino = alkeishiukkanen, jonka sähkövaraus = 0 ja massa $\simeq 0$

ν_e tuntee vain heikon vuorovaikutuksen

Historiaa:

Ennen neutriinon havaitsemista β^--hajomisen jatkuva energiaspektri e^-:lle oli arvoitus

Jos $n \to p + e^-$: $E_{e^-} \simeq Q$ (vrt. s. 82) havainto $0 < E_{e^-} < Q$

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

ν_e havaittiin 1956

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

($m_\nu = 0$)

Mikä on elektronien kin. energia?

Energia säilyy: ($E = mc^2 + E_{kin}$)

$$E_X = E_{X'} + E_e + E_\nu \Rightarrow \underbrace{(M_X - M_{X'} - m_e)c^2}_{=Q} = \underbrace{\frac{|\vec{p}_{X'}|^2}{2M_{X'}}}_{\to 0 \text{ kun } M_{X'}/c^2 \gg K_e, E_\nu = \mathcal{O}(Q)} + \underbrace{E_e - m_e c^2}_{= E_e^{kin} \equiv K_e} + E_\nu \quad , \; E_\nu = |\vec{p}_\nu| c$$

$$Q \simeq K_e + E_\nu$$

$$K_e = Q - E_\nu \in [0, Q]$$

β^--spektri on jatkuva

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

(HT)

β^--hajoaminen on tyypillistä neutroniylikkäille ($N \gg Z$) nukleideille.

Esim. ${}^{14}_{6}C_8 \to {}^{14}_{7}N_7 + e^- + \bar{\nu}_e$, $T_{1/2} = 5730$ vuotta (Radiohiilidajoitus!)

β^+ - hajoaminen

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

positroni = elektronin antihiukkanen $m_{e^+} = m_e$ - $Q(e^+) = +e$

Ytimessä voi kuitenkin tapahtua usean hiukkasen prosessi: $\circledcirc + p \to \circledcirc + n + e^+ + \nu_e$, jolloin:

$${}^{A}_{Z}X_N \to {}^{A}_{Z-1}X'_{N+1} + e^+ + \nu_e$$

, tätä kutsutaan β^+ - hajoamiseksi

emittoituvat

Prosessissa vapautuva 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 neutronivajaille nukliideille $(Z \gg N)$

Ydin voi myös sieppata elektronin atomin elektroniverhosta:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

Tällöin: ${}^{A}_{Z}X_N + e^- \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X_{N+1} + \nu_e$ (↑ emittoitunut)

Tytärydin voi siis olla sama kuin β^+ hajoamisessa, mutta emittoituva säteily eri lajia.

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

Esim.

${}^{11}_{6}C_5 + e^- \rightarrow {}^{11}_{5}B_6 + \nu_e$ $T_{1/2} = 20.3$ min elektronisieppaus

${}^{11}_{6}C_5 \rightarrow {}^{11}_{5}B_6 + e^+ + \nu_e$ $T_{1/2} = 20.3$ min β^+ hajoaminen

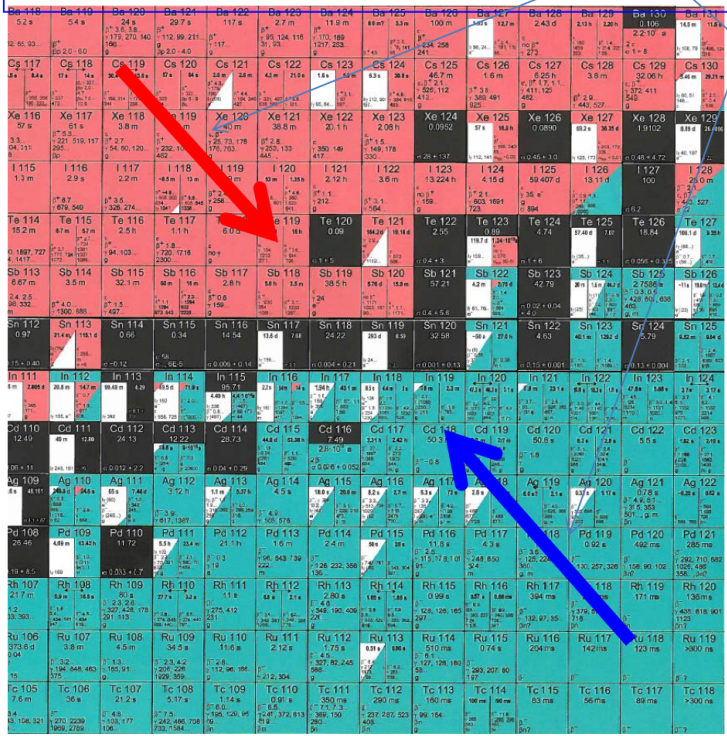
Kaikkia 3:a prosessia kutsutaan β-hajoamiseksi

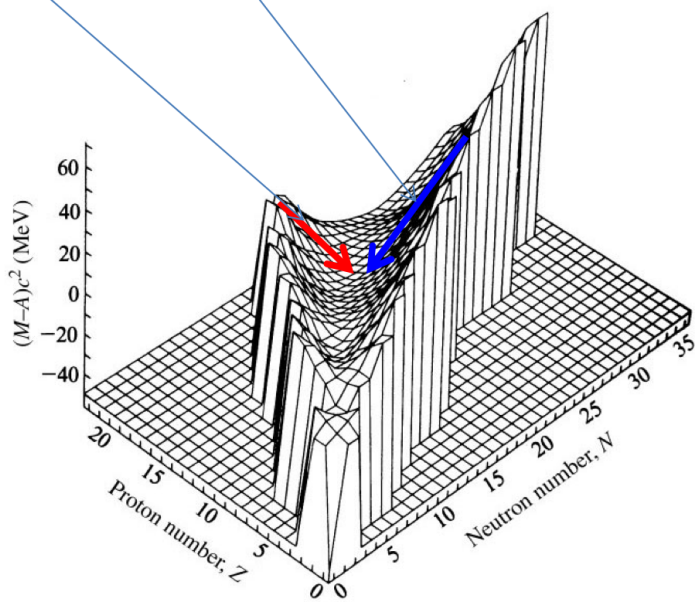
β-hajoaminen: 3 eri mahdollisuutta:

1) β^--hajoaminen $N \gg Z$

2) β^+-hajoaminen $Z \gg N$

3) Elektronisieppaus





Copyright © 2004 Pearson Education, Inc., publishing as Addison Wesley.

(Courtesy: R. Julin)

γ-säteily

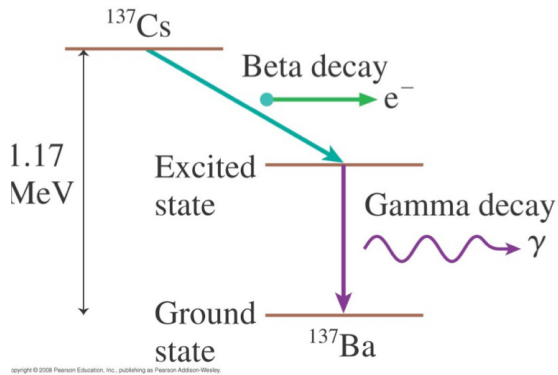
- Kolmas radioaktiivisen hajoamisen muoto on γ-säteily:

$$ {}^{A}_{Z}X_N \rightarrow {}^{A}_{Z}X_N + \gamma $$

↖ fotoni, emittoitun ytimestä

- Syntyy ytimen sisäisen viritystilan purkautuessa, ydinlaji ei muutu.

- Viritystila usein α tai β-hajoamisen seurausta



Luonnon radioaktiivisuus

Luonnossa esiintyy luonnollista radioaktiivisuutta (siis ei ihmisen tuottamaa).

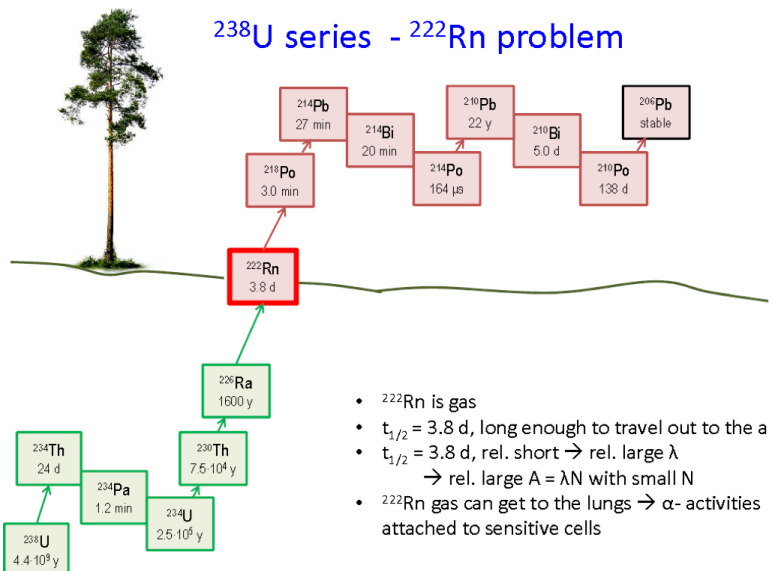
Osa niistä jäänteinä galaksimme syntyajoista. ($T_{1/2} > 10^9$ v)

Osa syntyy avaruuden kosmisen säteilyn indusoimissa ydinreaktioissa.
Esim.

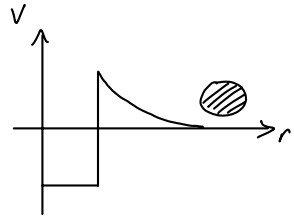
^{14}C: isotooppiosuus 1.2×10^{-10} %

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:

$$x + X \rightarrow Y + y + Q \qquad \text{tai} \quad X(x,y)Y$$

Esim.

$^{14}N + \alpha \rightarrow {}^{17}O + p$ tai $^{14}N(\alpha, p)^{17}O$

$^{9}Be + \alpha \rightarrow {}^{12}C + n$ $^{9}Be(\alpha, n)^{12}C$

x = pommittava hiukkanen
X = kohtioydin (yleensä levossa)
Y = tulosydin
y = tulosytimestä poistuva hiukkanen (tai hiukkaset)
Q = reaktion **Q-arvo** (energia)

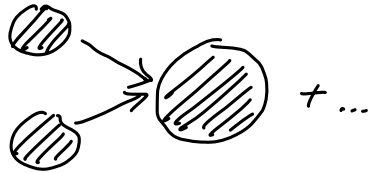
$$Q = (M_x + M_X - M_Y - M_y)\, c^2$$

$Q < 0 \leftrightarrow$ endoterminen reaktio — kin. energiaa sitoutuu systeemiin

$Q > 0 \leftrightarrow$ eksoterminen reaktio — kin. energiaa vapautuu systeemistä

(Courtesy: R. Julin)

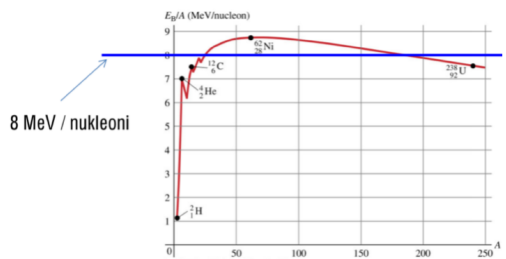
Fuusio



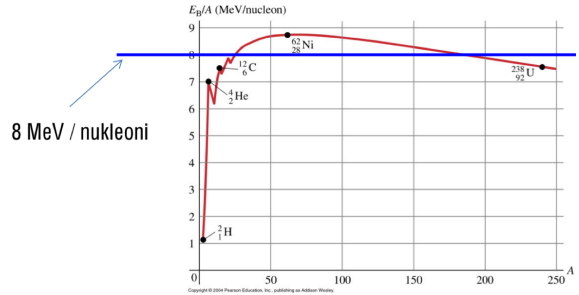
Fuusio on ydinreaktio, jossa kaksi ydintä yhtyy muodostaen raskaamman ytimen.

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

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



(Courtesy: R. Julin)



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

$$\left.\begin{array}{l} {}^1_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H} \rightarrow {}^2_1\mathrm{H} + \beta^+ + \nu \\ {}^2_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H} \rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + \gamma \end{array}\right\} \times 2$$

$$ {}^3_2\mathrm{He} + {}^3_2\mathrm{He} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + {}^1_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H}$$

Q = 24.7 MeV > 0 → vapautuu energiaa
kunhan Coulombin valli on ylitetty

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

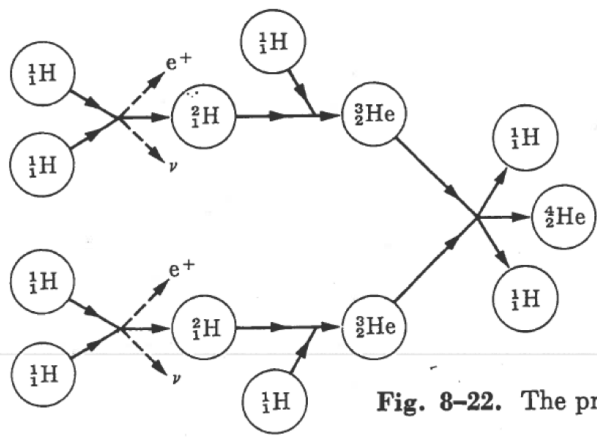


Fig. 8–22. The proton-proton cycle.

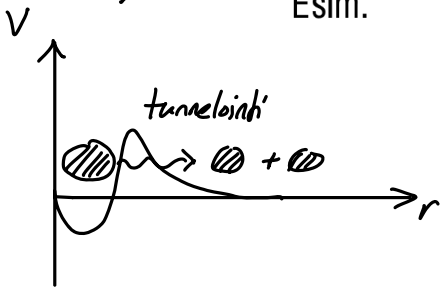
- Nukleosynteesi: H, He, Li syntyivät varhaisessa maailmankaikkeudessa kun $t \simeq 3$ min.

Fissio

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

a) Spontaani fissio (suht. harvinainen)
b) Indusoitu fissio:

Esim. $^{235}_{92}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{236}\mathrm{U} \rightarrow \mathrm{X} + \mathrm{Y} + x\,n$

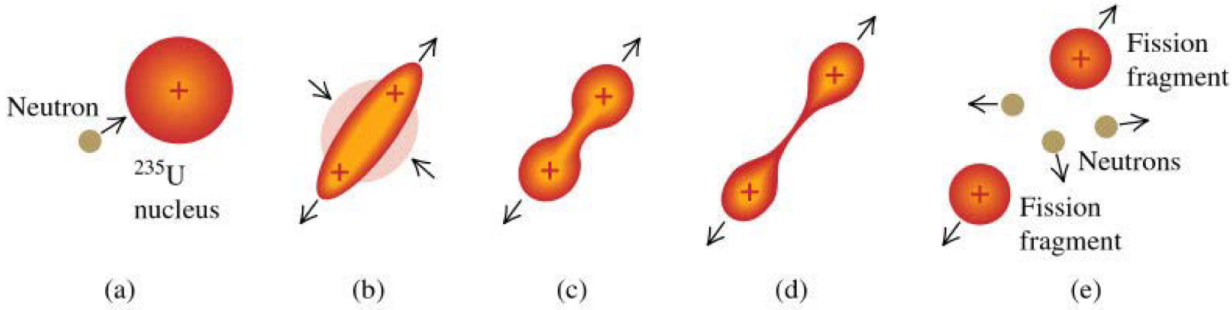


n = "terminen" neutroni (hidas, liike-energia vähäinen)

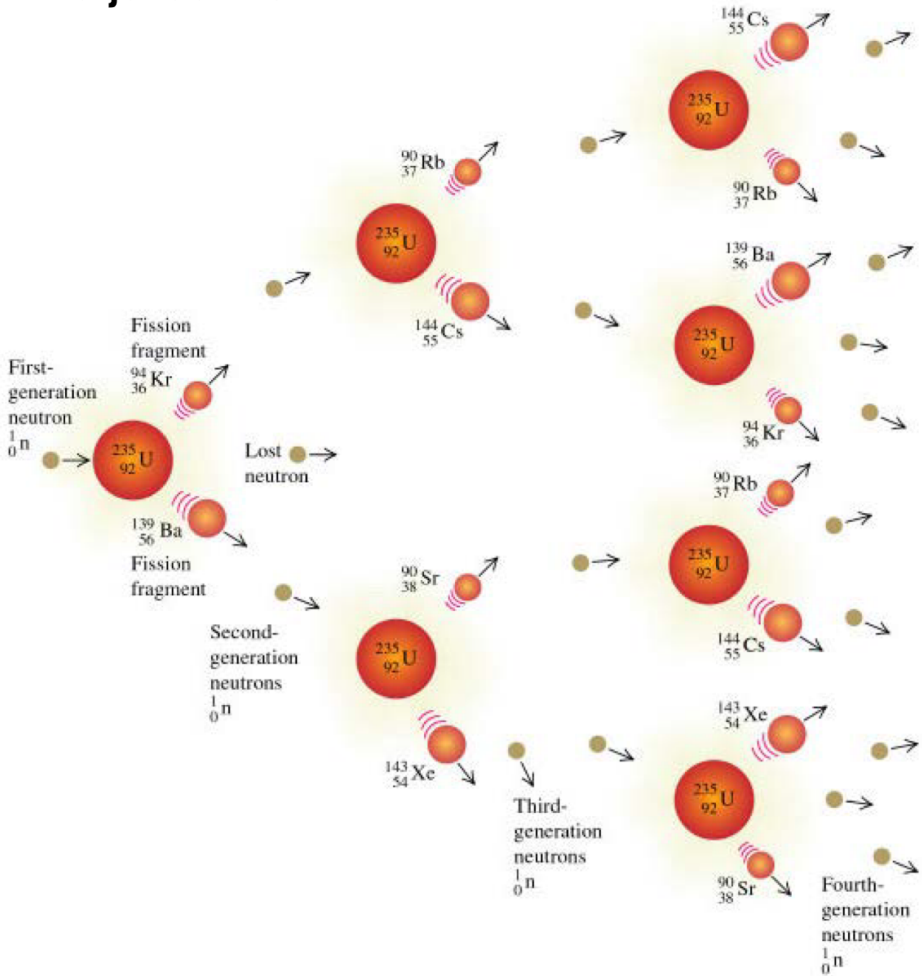
X + Y = kaksi keskiraskasta tulosydintä

Esim. $^{144}_{56}\mathrm{Ba} + {}^{89}_{36}\mathrm{Kr}$ tai $^{140}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{94}_{38}\mathrm{Sr}$

$x\,n$ = x kpl neutroneja



Ketjureaktio



Luonnolliset yksiköt

Hiukkasfysiikassa käytetään yleensä yksikköjä: $(1\ \text{GeV} = 10^9\text{eV} = 10^9 \cdot 1.6\cdot 10^{-19}\text{J})$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6.582119\overline{15}\cdot 10^{-25}\ \text{GeV}\cdot\text{s} = 1$$

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

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

Luonnolliset yksiköt

Hyödyllinen muistisääntö:

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

Tällöin siis $[E] = \frac{1}{[t]} = \frac{1}{[x]} = [m] = [p] = [T]$

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

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

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

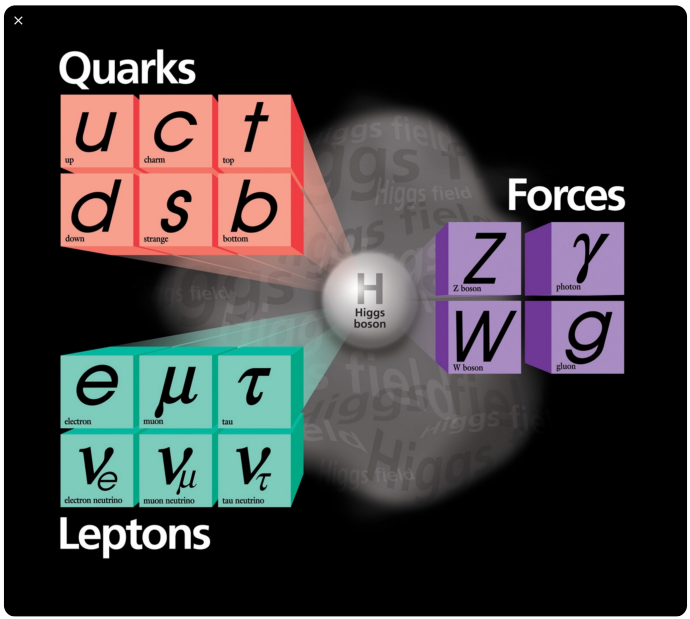
$E = mc^2$ $\quad c = 1 \Rightarrow [E] = [m] = [x^{-1}] = [t^{-1}]$

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

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

Hiukkasfysiikka

- Nykyisen ymmärryksen mukaan aine koostuu alkeishiukkasista, joiden tunnettuja ominaisuuksia kuvaa hiukkasfysiikan standardimalli (SM)



Kvarkit (q), 3 "perhettä" ⇒ ytimet

Leptonit (l), 3 "perhettä" ⇒ elektroniverho

Higgs (H) ⇒ massat

Voimat: vahva vuorovaikutus (q)
heikko vuorovaikutus (q, l, H)
sähkömag. vuorovaikutus (q, l)
+ gravitaatio (kaikki)

- Alkeishiukkasilla ei havaittu alirakennetta ⇒ pistemäisiä

Tutkitaan hiukkaskiihdyttimillä

$\bar{F}_E = q\bar{E}$ sähkökentällä kiihdytetään varattuja hiukkasia

$\bar{F}_B = q(\bar{v} \times \bar{B})$ magneettikentällä muutetaan varatun hiukkasen suuntaa

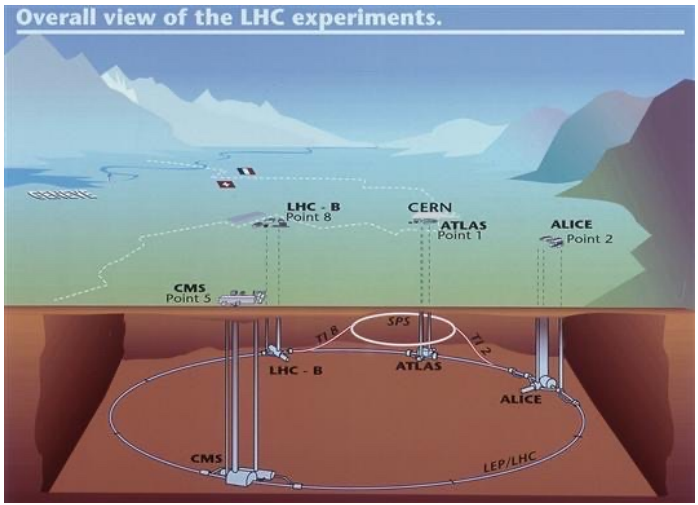


Fig:CERN

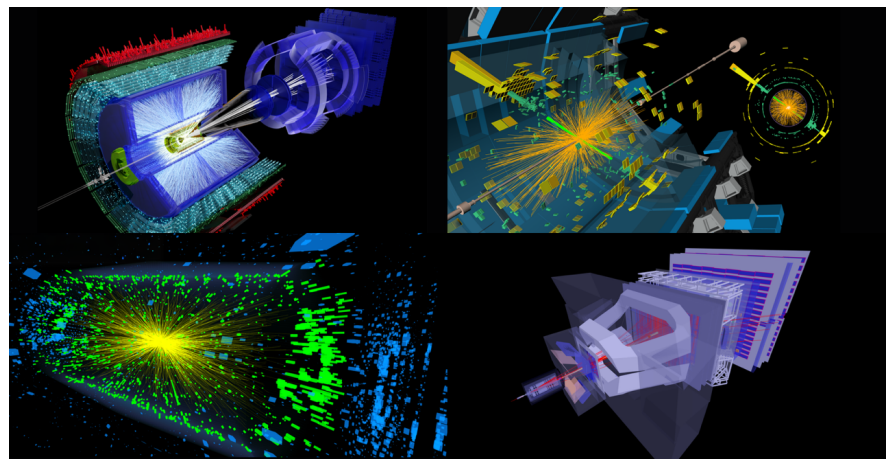
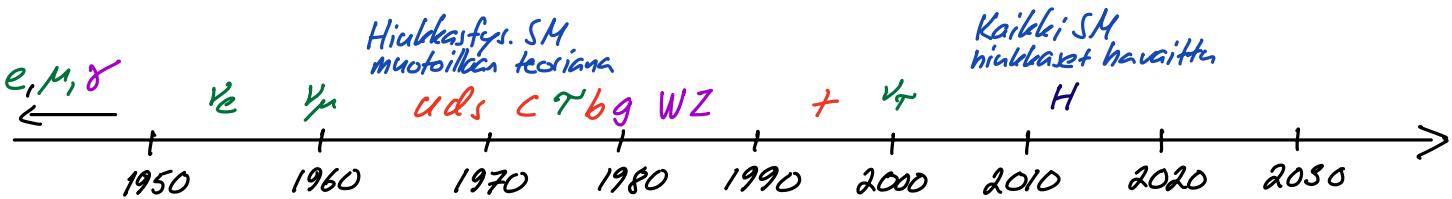


Fig:CERN

- Tällä hetkellä suurin kiihdytin on CERN LHC, max. energia $E \sim 6.8$ TeV/protoni
- Hiukkasfysiikan teoreettinen ymmärrys tarkentunut askittain kiihdyttimien kasvaessa:



Leptonit ≡ sähkömag. ja heikkoja vuorovaikutuksia

e^-	μ^-	τ^-	$Q = -1e$ (sähkövaraus)
ν_e	ν_μ	ν_τ	$Q = 0$

Massat eroavat

$m_e = 0.511$ MeV
$m_\mu = 107$ MeV
$m_\tau = 1780$ MeV
$m_\nu \simeq 0$

e^-, ν_e muodostavat perheen,
e^- ja ν_e:llä sama maku (flavour) → esiintyvät pareittain heikon v.n prosesseissa
(esim. $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$)

Kvarkit ≡ tuntevat lisäksi vahvan vuorovaikutuksen

u	c	t	$Q = 2/3\,e$	$m_u = 2{,}2$ MeV,	$m_c = 1{,}3$ GeV,	$m_t = 173$ GeV
d	s	b	$Q = -1/3\,e$	$m_d = 4{,}7$ MeV,	$m_s = 96$ MeV,	$m_b = 4.2$ GeV

sama maku (flavour) → esiintyvät yleensä pareittain heikon v.n prosesseissa

Fermioneja, spin = 1/2

Antihiukkaset

$m_{hiuk} = m_{antihiuk}$, $Q_{hiuk} = -Q_{antihiuk}$

Antileptonit ≡ sähkömag. ja heikkoja vuorovaikutuksia

e^+	μ^+	τ^+	$Q = +1e$ (sähkövaraus)
$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\tau$	$Q = 0$

↑ sama maku (flavour) = esiintyvät pareittain heikon v.n prosesseissa

Antikvarkit ≡ tuntevat lisäksi vahvan vuorovaikutuksen

$\bar{u}$	$\bar{c}$	$\bar{t}$	$Q = -2/3\,e$
$\bar{d}$	$\bar{s}$	$\bar{b}$	$Q = +1/3\,e$

↑ sama maku (flavour) = esiintyvät yhdessä pareittain heikon v.n prosesseissa

Hadronit = baryonit ja mesonit

Kvarkit muodostavat vahvan vv.n avulla yhdisteitä, hadroneita (vain p stabiili!)

http://pdg.lbl.gov/

Mesons $q\bar{q}$

Mesons are bosonic hadrons.
There are about 140 types of mesons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	−1	0.494	0
ρ^+	rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
B^0	B-zero	$d\bar{b}$	0	5.279	0
η_c	eta-c	$c\bar{c}$	0	2 .980	0

Baryons qqq and Antibaryons $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

Baryons are fermionic hadrons.
There are about 120 types of baryons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
p	proton	uud	1	0.938	1/2
$\bar{p}$	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	−1	0.938	1/2
n	neutron	udd	0	0.940	1/2
Λ	lambda	uds	0	1.116	1/2
Ω^-	omega	sss	−1	1.672	3/2

Kvarkkeja ei koskaan havaita vapaina (vahvan vv.n ominaisuus), kuvainnollisesti:





tähän palataan tarkemmin



Voimiin liittyy välittäjähiukkanen

Coulombin potentiaali

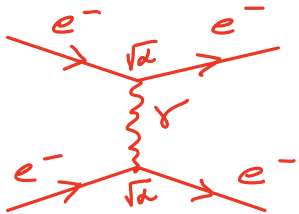
Klassisesti $-\bar{F} \leftarrow e^- \quad e^- \rightarrow \bar{F}$, r = etäisyys

$$V_{pot} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad F = -\frac{dV}{dr}$$

Hiukkasfysiikassa (= kvanttikenttäteoria = Quantum Field Theory (QFT))

QFT – kurssin lasku

Mikroskooppinen prosessi



in out

Prosessin tod. näk. $P \equiv |\langle out|in\rangle|^2$

$$\langle out|in\rangle \propto \overbrace{\left(\frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0}}\right)^2}^{\equiv\alpha} \int \frac{d\bar{k}}{(2\pi)^3} \frac{-i}{k^2} e^{i\bar{k}\cdot\bar{x}} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r}$$

fotonin "amplitudi"

Coulombin pot.

QFT:ssä vuorovaikutus = välittäjähiukkasen vaihto

SM:n vuorovaikutukset ja niiden välittäjät

- **Vahva vuorovaikutus:** gluoni g (8 kpl) $\quad Q_{EM}=0,\ m=0,\ \text{spin}=1$

  $Q_{strong}\neq 0 \Rightarrow$ kantama $\sim$ fm $(10^{-15}\,m)$

  ↑ itseisvuorovaikutuksia !

- **Sähkömagneettinen vuorovaikutus:** fotoni γ $\quad Q_{EM}=0,\ m=0,\ \text{spin}=1$

  kantama ∞

- **Heikko vuorovaikutus:** $W^{\pm}, Z$ bosonit $\quad$ spin = 1

  $Q(W^+)=e$

  $Q(W^-)=-e$

  $Q(Z)=0$

$m_W = 80{,}4\,\text{GeV}$

$m_Z = 91{,}2\,\text{GeV}$

$\Rightarrow$ kantama $\sim \frac{1}{m} = \frac{\hbar}{mc} \sim 10^{-3}$ fm

siksi "heikko"

+ gravitaatio

Syrentävää materiaalia

- gravitaatio : gravitoni ; $Q = 0$, $m = 0$, spin $= 2$, kantama ∞

Ongelma: gravitaation kvanttiteoriaa ei tunneta.*

QM: $\langle out | in \rangle = \langle out | \sum_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \, | in \rangle =$ 

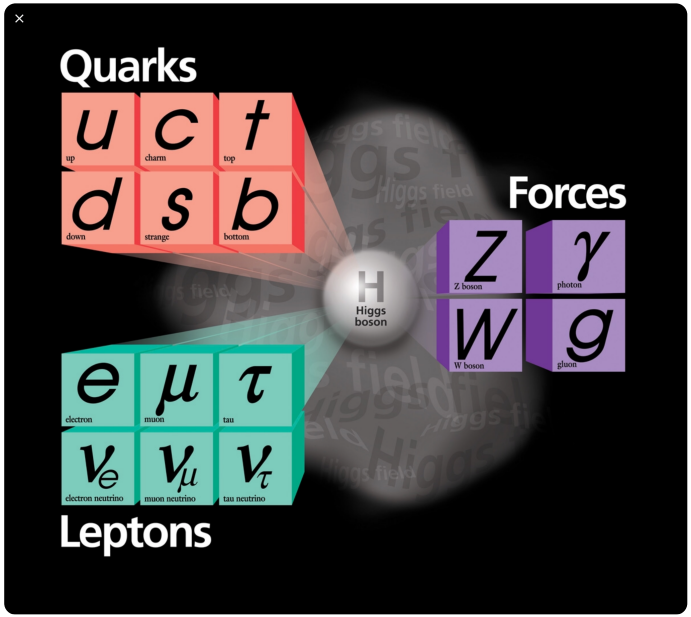
summa kaikkien mahd. välitilojen yli

QM korjauksia, joissa $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t} \to \infty$, kun $\Delta t \to 0$

$\Rightarrow$ Täytyy tietää teorian rakenne $E \to \infty$ asti, gravitaatiolle ei tiedetä $\Rightarrow$ teoria ei "renormalisoituva"

* Yksi mahdollisuus on ns. säieteoria, mutta sen ennusteita ei osata kunnolla laskea.

Alkeishiukkasten ominaisuuksia



Varaukset = mitkä vuorovaikutukset hiukkaan tuntee ja miten voimakkaasti

Esim. $Q_{EM}(e^-) = -e$



$Q_{EM}(\nu_e) = 0$



Massa = kytkentä Higgsin kenttään

Spin = sis. liikemäärämomentti

ℓ = leptoni, $\bar{\ell}$ = antileptoni

Leptoniluku $L(\ell) = 1, \; L(\bar{\ell}) = -1$

$L(q) = L(\bar{q}) = 0$

q = kvarkki

$\bar{q}$ = antikvarkki

Listaus alkeishiukkasten ominaisuuksista: pdg.lbl.gov

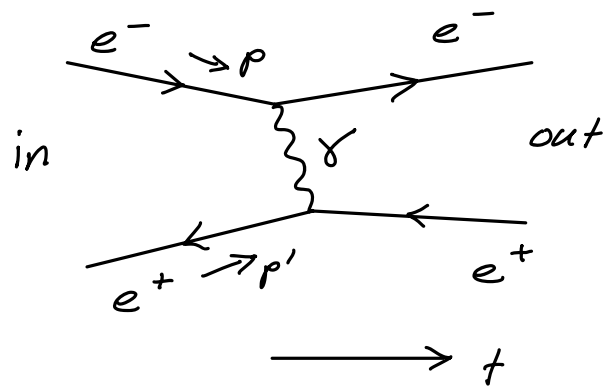
Alkeishiukkasten prosessit

Käteviä esittää ns. Feynmanin diagrammojen (graafien) avulla

Esim.

$e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$

in-tila out-tila

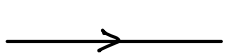


Jokaista graafia vastaa tietty kvanttikenttäteoriasta laskettava lauseke (Feynmanin sääntö), joihin palataan QFT-kursseilla.

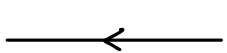
Prosessin tod. näköisyyden amplitudi $\langle out | in \rangle = \sum$ graafit

Prosessi tod. näköisyys $|\langle out | in \rangle|^2 = |\sum \text{graafit}|^2$

Diagrammat koostuvat tietyistä osista, joita yhdistelemällä syntyy mikä tahansa teorian prosessi (mitä ei synny, sitä ei tapahdu)



fermioni



antifermioni



fotoni, W, Z



gluoni

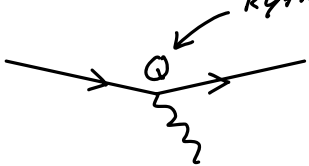


+ aika

etenevät hiukkaset = "propagaattorit"

Notaatio: fermioneille nuoli ajan suuntaan
antifermioneille vastakkaiseen suuntaan

kytkennän voimakkuus = varaus (sähkö, heikko tai vahva)



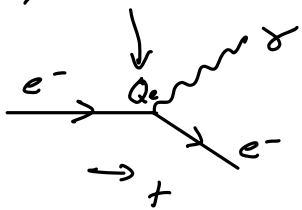
vuorovaikutukset = "verteksit"

+ muita (ei tarvita tässä)

QED : Quantum Electrodynamics (= sähkömagnetismi)

QED:n vertekseissä : varaus säilyy + maku säilyy

Esim

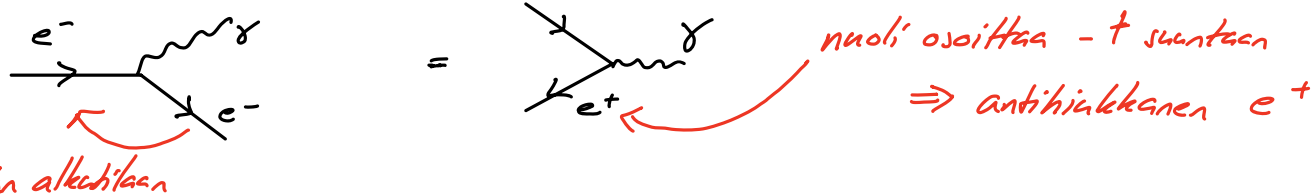


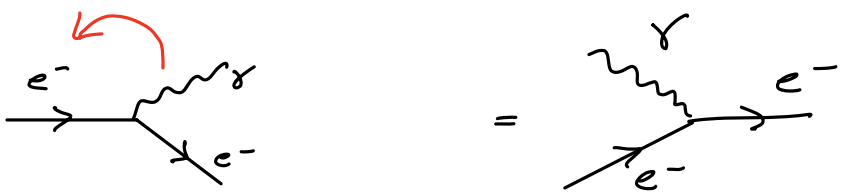
$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137,04...}$ hienorakennevakio

$Q_{in} = -e$, $Q_{out} = -e$ ✓

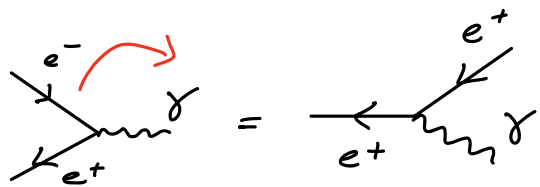
γ:lla ei makua $\Rightarrow$ maku säilyy ✓

Yhdestä **perusverteksistä** voidaan **muodostaa muita** kääntämällä ulkoisia jalkoja

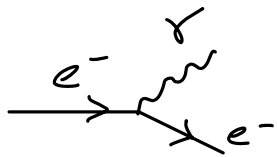


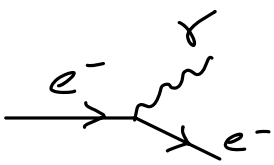


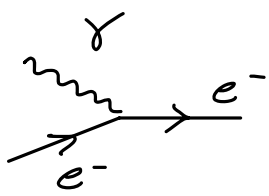
QED : Quantum Electrodynamics (= sähkömagnetismi)

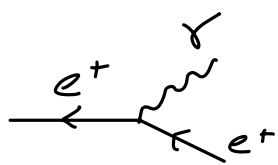


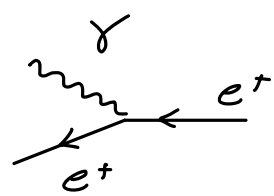
jne.

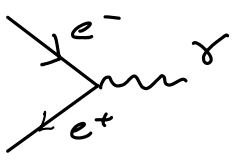
Näin perusverteksistä  saadaan johdettua:

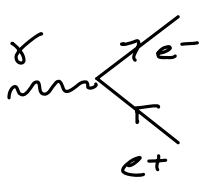








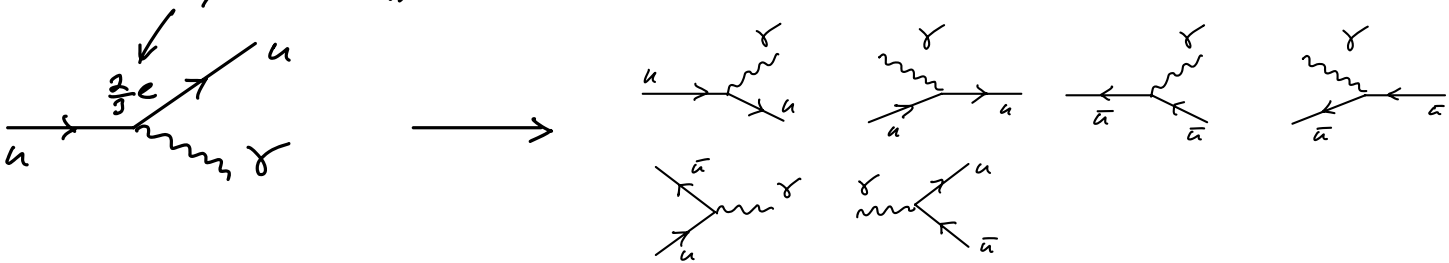


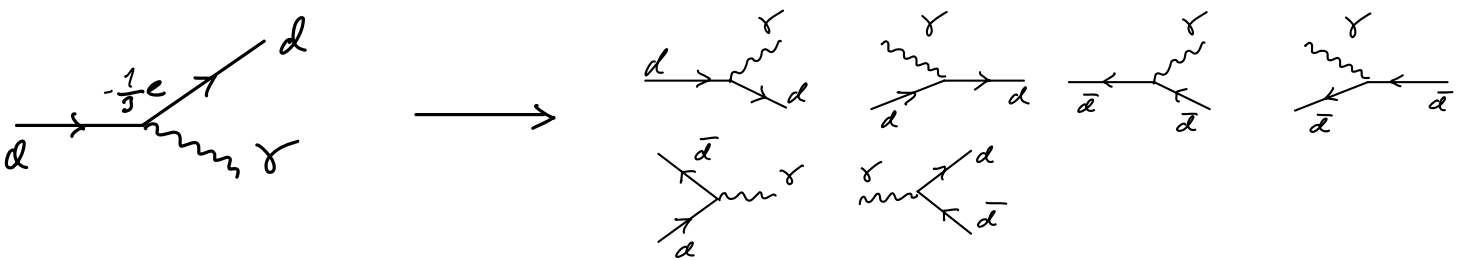


QED : Quantum Electrodynamics (= sähkömagnetismi)

Kaikille muillekin varatuille hiukkasille on QED:ssä vastaavat vertauksit

Esim. kytkentävakio riippuu varauksesta, vaikuttaa prosessin todennäk. mutta ei gravitaatioihin



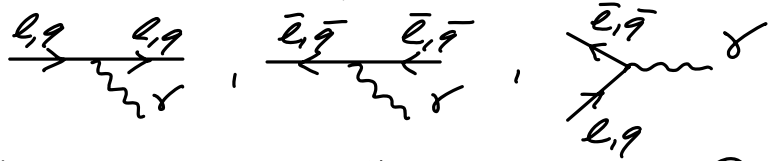


QED:n vertauksissä säilyy aina varaus ja maku

(esim.  koska maku ei säily)

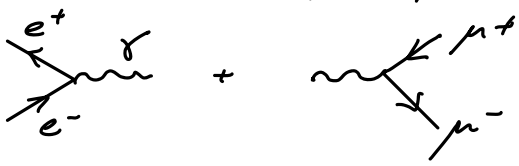
Reseptä sallittujen prosessien muodostamiseksi

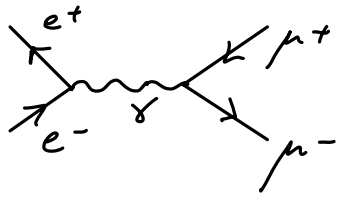
① Valitaan alkutila $|in\rangle$ ja lopputila $\langle out|$

② Verteksit 

③ Etsitään kaikki tavat yhdistää alku- ja lopputilat ②:n avulla

Esim: $e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$ alin kertaluku kytkennässä, eli pienin mahd. määrä verteksejä



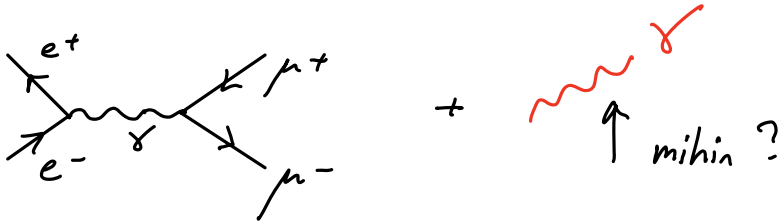
1 graafi 

$+ \mathcal{O}(e^4)$

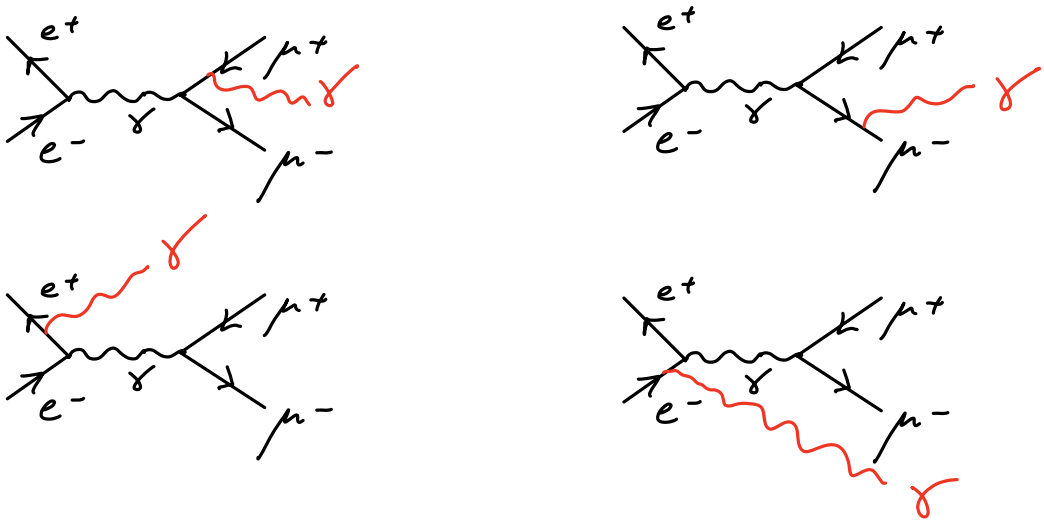
↑ "looppikorjauksia"  +....

(ei tarvita tällä kurssilla)

Esim: $e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^- + \gamma$, alin kertaluku



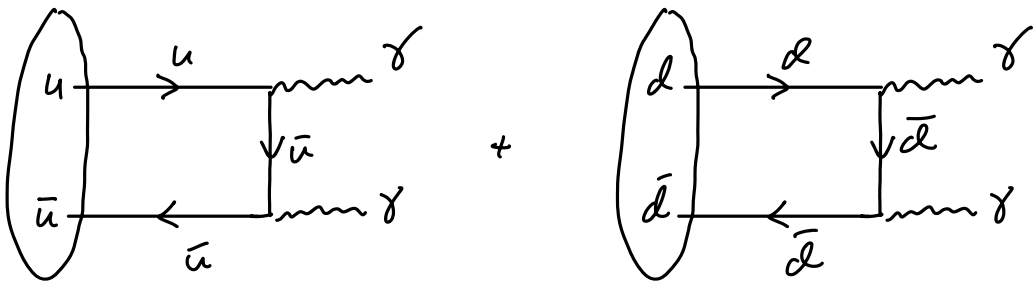
4 graafia



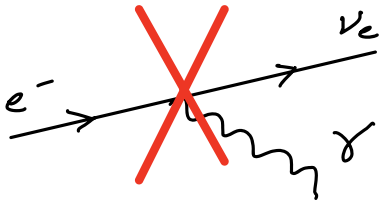
Esim. Kevyimmät hadronit ovat pioneja $\pi^0, \pi^\pm$ (nukleonien välinen vuorovaikutus voidaan esittää pionin vaihtona)

$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ superpositio

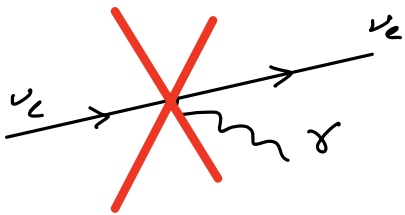
Pioni hajoaa $\pi^0 \to \gamma + \gamma$ $\quad \tau_{\pi^0} = 8{,}4 \cdot 10^{-17}\,s$



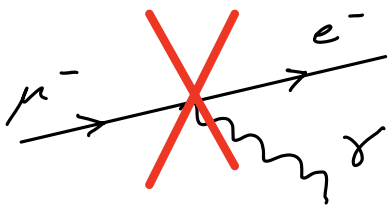
Esim: Kiellettyjä prosesseja QED:ssä $\Leftrightarrow$ vertekseja ei ole



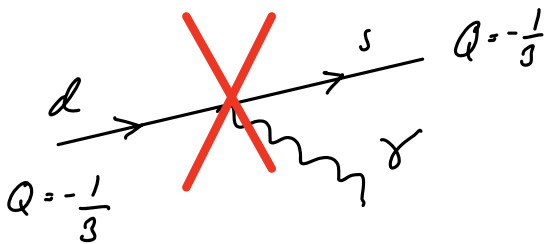
$Q_{in} \neq Q_{out}$ varaus ei säily



$Q_\nu = 0 \Rightarrow$ ei kytkentää



$Q_{in} = Q_{out}$, mutta flavour$(e^-) \neq$ flavour(μ^-)



$Q_{in} = Q_{out}$, mutta flavour$(d) \neq$ flavour(s)