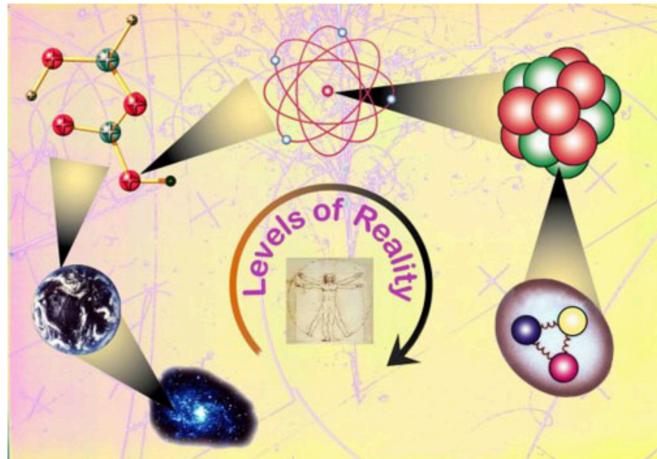


11. Ydinfysiikka

Radioaktiivisuuden havaitseminen (A.H. Becquerel, 1896) pian röntgensäteilyn löytämisen jälkeen oli ensimmäinen merkki atomien **ytimestä** (engl. nucleus). Rutherford luokitteli radioaktiivisen säteilyn erilaisten ominaisuuksiensa perusteella kolmeen eri tyyppiin: α , β ja γ , joista hän havaitsi **α -säteilyn olevan hiukkasia, He-atomien ytimiä**. Pian **todettiin β -säteilyn olevan elektroneja ja γ -säteilyn hyvin lyhytaaltoista sähkömagneettista säteilyä**.

Nämä havainnot johtivat lopulta nykyiseen käsitykseen atomista: Raskasta positiivisesti varautunutta hyvin pientä ydintä ympäröi keveiden negatiivisesti varautuneiden elektronien muodostama ns. elektroniverho. Ytimen koko on luokkaa 1–10 fm ja elektroniverhon koko n. 0.2–0.5 nm eli $2\text{--}5 \times 10^5$ fm.

Vuonna 1928 selitettiin α -hiukkasten emittoituvan ytimeistä tunnelloitumalla (Gamow, Gurney ja Condon). Vuonna 1932 J. Chadwick löysi neutronin ja C.D. Anderson **positronin** sekä tuotettiin protonipommituksella ensimmäinen keinotekoinen **ydinreaktio** (J.D. Cockroft ja E.T.S. Walton).

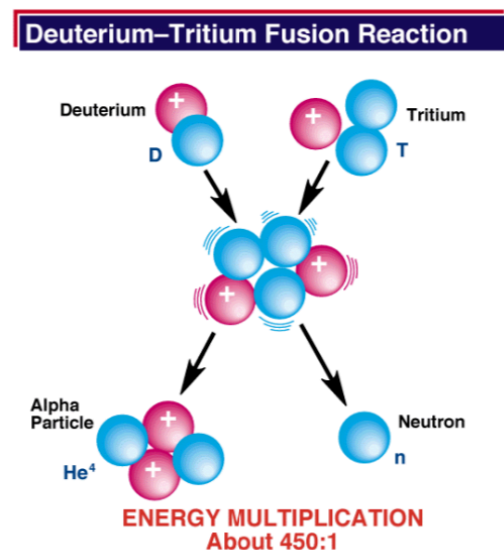


Ydinreaktioita on kahta tyyppiä: fissio ja fuusio, ytimen hajoaminen ja ytimien yhtyminen. Molempiin liittyy tyypillisesti mittavia ytimien massojen konversiota energiaksi. Tähän perustuen ydinreaktioita käytetäänkin sekä energian tuotantoon että räjähteiden valmistamiseen. Ns. "ydinvoiman" (engl. nuclear power) tuottama energia perustuu uraaniytimien fissioreaktion massakatoon. Auringon tuottama säteilyenergia sekä voimakkaimmat räjähteet perustuvat taas vety-ytimien fuusioreaktioon.

Atomien ytimet koostuvat **nukleoneista** (engl. nucleon), joita ovat **protoni** ja **neutroni**. Nukleonien väliset lyhyen kantaman attraktiiviset vuorovaikutukset, ns. "**ydinvoimat**" (engl. nuclear force) ovat voimakkaampia, kuin positiivisten protonien Coulombin repulsio. Siksi ytimet ovat **stabiileja** tai **metastabiileja**. Jälkimmäisten hajoaminen on fissioreaktio.

Nukleonit muodostavat ytimenä elektroniverhon tapaisen monen kappaleen kvanttisysteemin keskinäisten attraktioidensa avulla. Nukleonien tiedetään koostuvan **kvarkeista**.

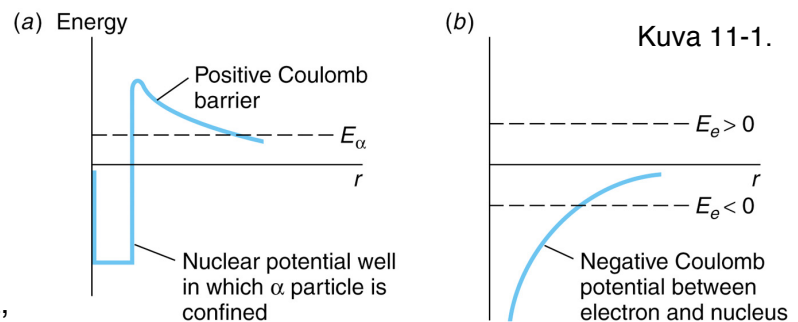
Ydinreaktioista syntyviä edellämainittuja säteilyjä sekä positroneja että neutroneja voidaan käyttää monenlaisiin sovellutuksiin.



11-1 Nukleonit

Protonien lukumäärä Z antaa ytimelle varauksen Ze . Protonien ja neutronien yhteinen lukumäärä $A = Z + N$ eli *massaluku* antaa likimain ytimen massan $A m$, missä m on "nukleonien keskimääräinen massa", joka on likimain protonin tai neutronin massa. Alkuaineen X *isotooppia* (engl. isotope) merkitään ${}^A_Z X$, missä stabiileissa ytimissä tyypillisesti $Z \approx N$ eli protoneita ja neutroneita on suurin piirtein sama lukumäärä.

Ennen neutronin löytymistä ajateltiin ytimen muodostuvan protoneista ja elektroneista. Tosin, ytimen ja elektronin riittävän vahvaa attraktiota ja β -säteilyn elektronien "pientä" energiaa, 1–2 MeV oli vaikea selittää, samoin kuin ytimen pientä magneettista momenttia (luokkaa ydinmagnetonin $\mu_N = e\hbar/2m_p$) verrattuna elektronin magneettiseen momenttiin (Bohrin magnetonin $\mu_B = e\hbar/2m_e$), sillä $m_p \approx 2000 m_e$. Myös joidenkin ydinten kokonaislukuista spiniä (eli bosoniluonnetta) oli vaikeaa ymmärtää, esim. ${}^{14}_7\text{N}$ ja ${}^2_1\text{D}$.



Kuva 11-1.

Table 11-1 Fundamental properties of atomic constituents

Particle	Charge	Mass (u)	Mass (kg)	Spin	Magnetic moment
Proton	+e	1.007276	1.6726×10^{-27}	1/2	$2.79285 \mu_N$
Neutron	0	1.008665	1.6749×10^{-27}	1/2	$-1.91304 \mu_N$
Deuteron	+e	2.013553	3.3436×10^{-27}	1	$0.85744 \mu_N$
Triton	+e	3.015501	5.0074×10^{-27}	1/2	$2.97896 \mu_N$
Electron	-e	5.4858×10^{-4}	9.1094×10^{-31}	1/2	$-1.00116 \mu_B$

11-2 Ytimen perustila

Nukleonien muodostaman atomin ytimen energia, liikemäärämomentti jne. ovat kvantittuneet samoin kuin sen elektroniverhonkin. Ytimen rakenne on monimutkaisempi, koska nukleoneja on kahta eri tyyppiä eikä niiden vuorovaikutus ole (pelkästään) Coulombin muotoa.

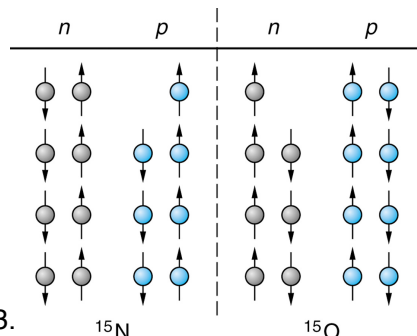
Atomin ytimen protonien lukumäärä Z määrittää alkuaineen ja sen ytimen eli *nuklidin* (engl. nuclide) täsmällisemmin Z ja N yhdessä. Ytimet, joilla on sama Z [N] $\{A\}$ ovat keskenään *isotooppeja* [*isotooneja*] $\{$ *isobaareja* $\}$ (engl. isotope [isotone] {isobar}).

Ytimen koko ja muoto

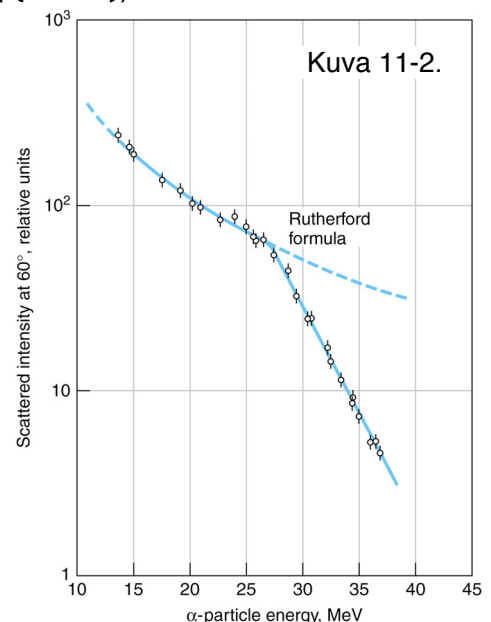
Rutherfordin sirontakokeen tapaisilla menetelmillä on voitu todeta, että pallomaiseksi oletetun ytimen säteen kuutio on verrannollinen ytimen massalukuun.

Peilikuvaytimien (engl. mirror nuclide) β^+ -hajoamisen positronien energia antaa myös arvion ytimen säteelle.

Tästä esimerkkinä ${}^{15}_8\text{O}$ -nuklidin hajoaminen ${}^{15}_7\text{N}$ -isobaarikseen, ks. kuva 11-3.



Kuva 11-3.



Kuva 11-2.

Oletetaan ydinvoimat nukleonien varauksista riippumattomiksi ja ytimen varausjakautuma likimain homogeeniseksi. Homogeenisesti varatun R-säteisen pallon sähköstaattinen energia on

$$U(R) = 3k/5 \times q^2/R, \quad (11-1)$$

missä q on pallon kokonaisvaraus ja $k = 1 / 4\pi\epsilon_0$. Tällöin $^{15}_8\text{O}$ - ja $^{15}_7\text{N}$ -nuklidien sähköstaattisten energioiden ero on

$$\Delta U = 3k/5 \times e^2[Z^2 - (Z-1)^2]/R. \quad (11-2)$$

Kun nyt $Z = 8$ ja $A = 15$, saadaan näiden nuklidien säteelle arvio

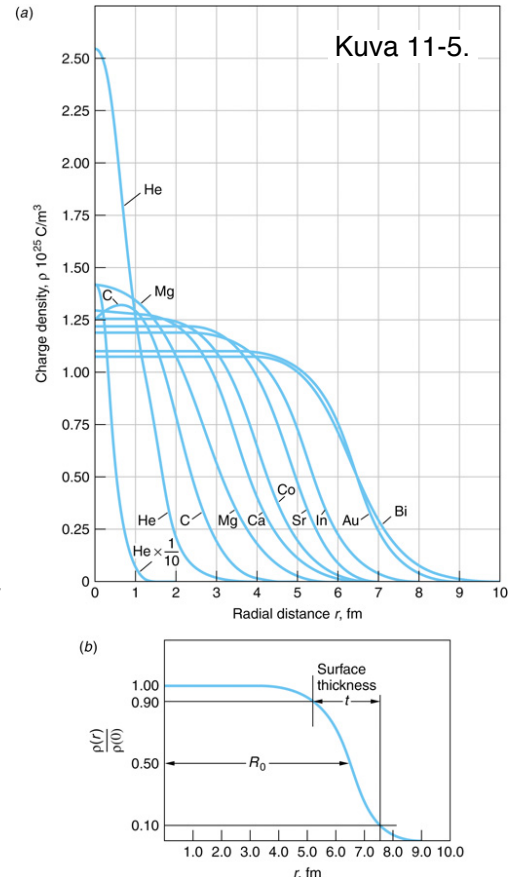
$$R = R_0 A^{1/3}, \text{ missä } R_0 = (1.2 \pm 0.2) \text{ fm}. \quad (11-3)$$

Kuvassa 11-5 on esitetty elektronisirontakokeella saatuja nuklidien varausjakautumia. Tämä ns. *sähkömagneettinen* säde R ja pintakerroksen paksuus t ovat

$$R = (1.07 \pm 0.02) A^{1/3} \text{ fm} \quad \text{ja} \quad t = (2.4 \pm 0.3) \text{ fm}. \quad (11-5)$$

Saadut tulokset ovat yhtäpitäviä myös neutronisirontakokeilla saatujen arvioiden kanssa.

Ytimien tiheys on siis luokkaa 10^{17} kgm^{-3} , vrt. atomeista koostuva aine 10^3 kgm^{-3} .



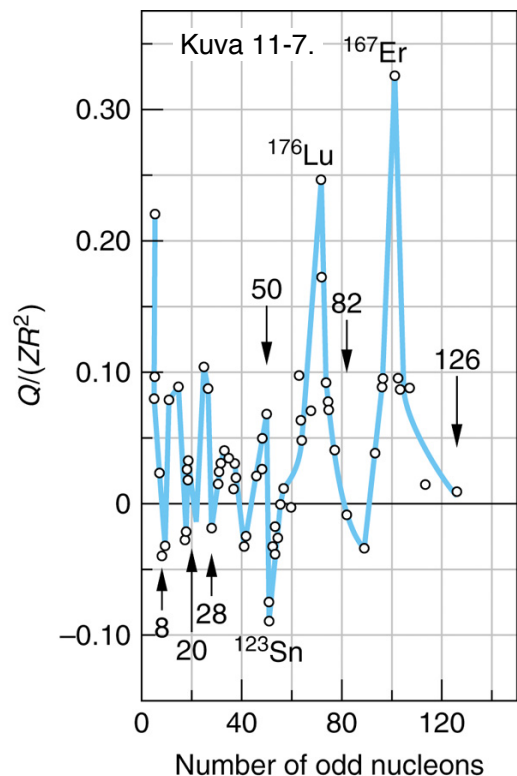
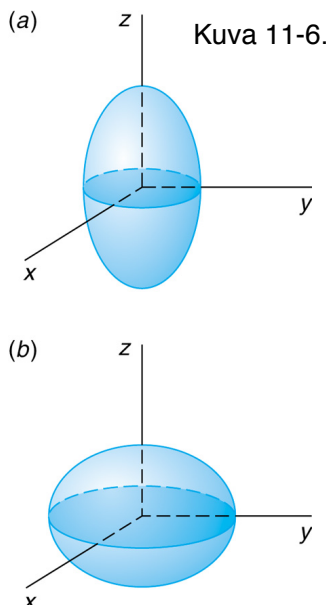
Muodoltaan ytimet ovat likimain pallomaisia lukuunottamatta poikkeuksia (~ 88), jotka ovat ellipsoideja, vesimelonin tai kurpitsan muotoisia (engl. prolate, oblate). Tällaisia ovat mm. harvinaiset maametallit eli lantanidit, joilla $Z = 57 - 71$.

Suuri ytimen varausjakautuman kvadrupolimomentti

$$\langle Q \rangle = Z \int \psi^* [3(z^2)_{av} - (x^2 + y^2 + z^2)_{av}] \psi dV \quad (11-8)$$

- > 0 , kun $z^2 > x^2, y^2$
- $= 0$, kun $z^2 = x^2 = y^2$
- < 0 , kun $z^2 < x^2, y^2$

vaikuttaa jo havaittavissa määrin myös niihin atomin elektronien orbitaaleihin, joilla on suuri todennäköisyys-tiheys ytimessä.

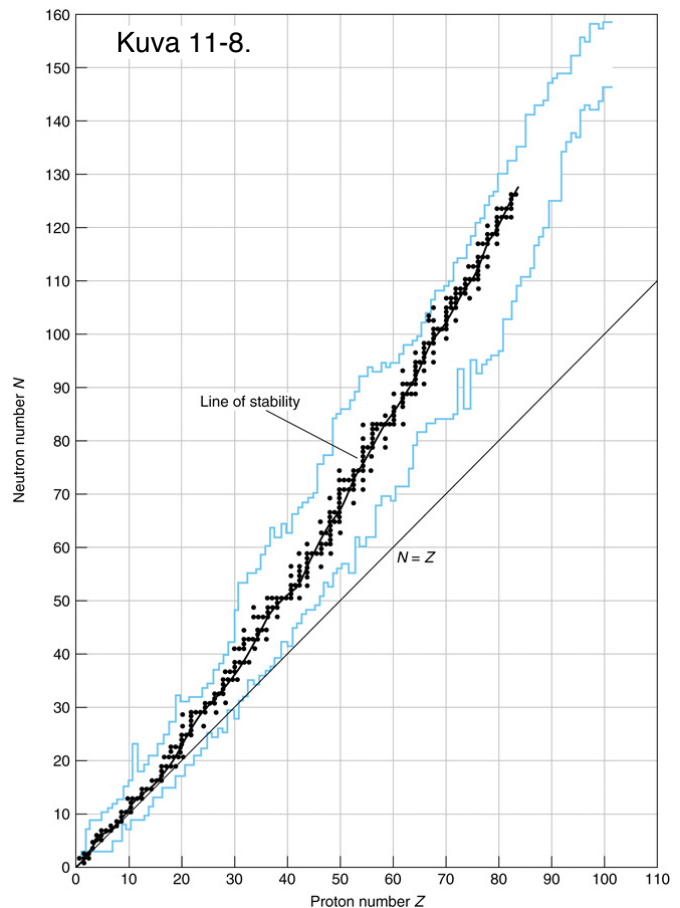
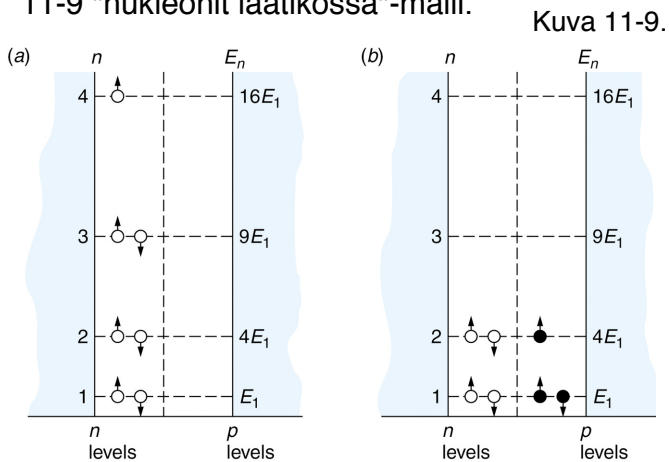


Stabiilit ytimet

Perustilassaan stabiileja nuklideja on 257, vaikka kokeellisesti havaittuja on yli kymmenkertainen lukumäärä. Loput nuklidit muuttuvat radioaktiivisen hajoamisen eli fission kautta toisiksi alkuaineiksi tai isotoopeiksi.

kuvassa 11-8 mustat pisteet osoittavat stabiilit nuklidit ja sininen viiva ne, joiden "elinaika" on noin ms tai enemmän.

Pyrkimystä siihen, että $Z \approx N$, selittää kuvan 11-9 "nukleonit laatikossa"-malli.



Nukleoneilla on myös taipumus pariutua, koska se alentaa energiaa, ks. Taulukko 11-12. Koska alkuaineita on noin 100, on kullakin melkein kolme isotooppia keskimäärin. Kuitenkin **sellaisilla alkuaineilla, joilla $Z = 20, 28, 50$ tai 82 , on isotooppeja merkittävässä määrin enemmän.** Samoin nuklideilla, joilla $N = 20, 28, 50$ tai 82 , on vastaavasti enemmän isotooneja.

Nämä nuklidien ns. **maagiset luvut 2, 8, 20, 28, 50, 82 ja 126** ovat heijastuma nukleonien samantapaisesta kuorirakenteesta, kuin elektronienkin maagiset luvut 2, 10, 18, 36, 54 ja 86, jotka vastaavat täysinmiehitettyjä elektronikuoria.

Table 11-2 N versus Z for stable isotopes

N	Z	
	Even	Odd
Even	150	48
Odd	54	5

Sidosenergia ja massakato (engl. binding energy and mass deficit)

Atomin massa on hieman pienempi, kuin erillisten osastensa, ytimen ja elektronien massa. Tämä johtuu siitä, että sitoutuessaan atomiin elektronit alentavat atomin osasten yhteistä kokonaisenergiaa sidosenergian verran eli

$$B_{\text{atomi}} = M_{\text{ydin}} c^2 + Z m_e c^2 - M_{\text{atomi}} c^2 = \Delta m c^2, \quad (11-9)$$

Koska Δm on hyvin pieni, vain keV luokkaa, on energioiden spektroskooppinen mittaaminen huomattavasti tarkempaa, kun punnitseminen (massan mittaaminen).

Nukleonien sidosenergiaa voidaan tarkastella samoin,

$$B_{\text{ydin}} = Z m_p c^2 + N m_n c^2 - M_{Z+N} c^2. \quad (11-10)$$

missä $M_{Z+N} = M_{\text{ydin}}(A=Z+N)$.

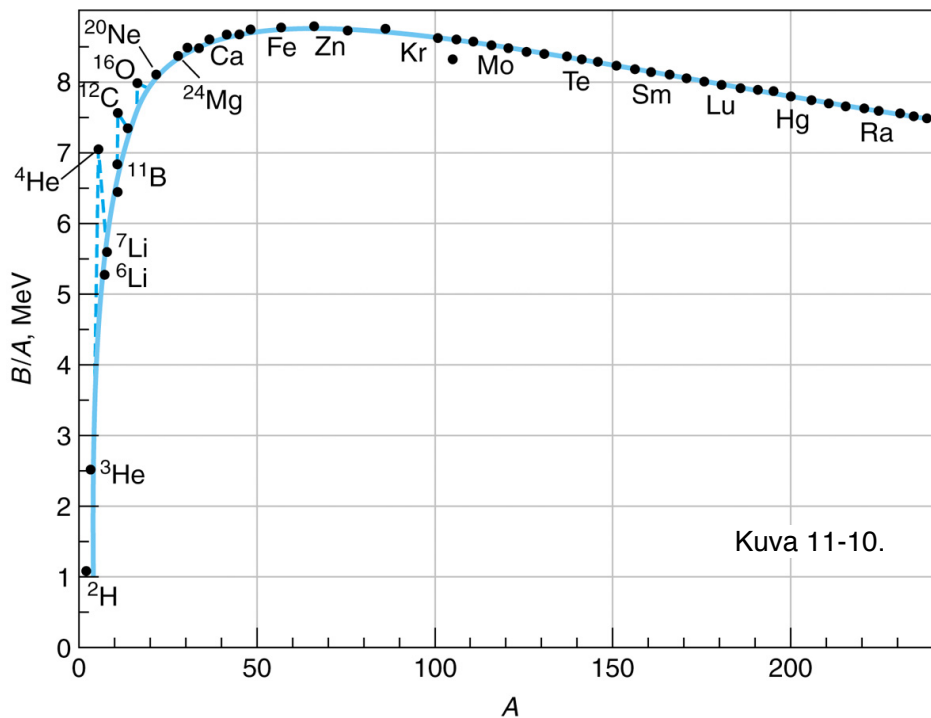
Jos elektronit ovat ytimen mukana, edellistä käyttökelpoisempi muoto on

$$B_{\text{ydin}} = Z M_{\text{H}} c^2 + N m_{\text{n}} c^2 - M_{\text{atomi}} c^2, \quad (11-11)$$

missä M_{H} on vetyatomin massa. Tässä muotoilussa elektronien lepomassat kumoutuvat. Sidosenergiaa kutsutaan myös **massakadoksi**.

Kuvassa 11-10 on esitetty nukleonien sidosenergioita ytimen massalukua kohti.

Nähdään, että B/A alkaa satureitua, kun $A \approx 12-16$. Siitä voidaan päätellä, että **ytimen nukleonit sitoutuvat lähinnä vain lähinaapureihinsa**. Jos kaikki nukleonit vuorovaikuttaisivat keskenään, kuten atomin elektronit, B/A kasvaisi likimain lineaarisesti $A:n$ suhteen. Silloin myös ytimen tiheys kasvaisi ja koko säilyisi likipitään samana $A:n$ kasvaessa.



Ydinspin ja ytimen magneettinen momentti

Sekä protonin että neutronin spin on $1/2$ – ne ovat fermioneja. Samoin kuin elektroniverhon liikemäärämomenttikin koostuu osastensa liikemäärämomenteista, koostuu ytimenkin kokonaisliikemäärämomentti **ydinspin** \mathbf{I} (engl. nuclear spin) nukleonien spineistä ja "rataliikkeiden" liikemäärämomenteista. Nukleoneilla on myös magneettiset momentit, jotka summautuvat **ytimen magneettiseksi momentiksi** (engl. nuclear magnetic moment).

Atomin elektroniverhon liikemäärämomentti $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ ja ydinspin \mathbf{I} kytkeytyvät atomin kokonaisliikemäärämomentiksi

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}, \quad (11-15)$$

jonka mahdolliset kvanttiluvut ovat $F = (I+J), (I+J-1), \dots, |I-J|$; liikemäärämomenttien kytkentäsääntöjen mukaisesti. F saa siis $(2J+1)$ tai $(2I+1)$ arvoa sen mukaan, kumpiko näistä on pienempi. Atomin elektronisten transitioiden spektriviivat silpoutuvat (engl. split) kvanttiluvun F mukaan ns. **yliehenorakenteeksi** (engl. hyperfine structure).

Ylihenorakenne on elektronien spin–ratakyykennän aiheuttaman hienorakenteen tapainen, mutta kolme kertalukua heikompi, koska ydinmagnetonin $\mu_{\text{N}} = e\hbar/2m_{\text{p}}$ on noin kolme kertalukua pienempi kuin Bohrin magnetonin $\mu_{\text{B}} = e\hbar/2m_{\text{e}}$ ja ylihenorakenteelle

$$\Delta E = g_{\text{N}} m_{\text{I}} \mu_{\text{N}} B_{\text{e}}, \quad (11-16)$$

missä g_{N} on ytimen Landén tekijä, m_{I} on ytimen magneettinen kvanttiluku ja B_{e} elektronien aiheuttama magneettikenttä ytimen kohdalla.

Tarkastellaan edellisestä esimerkkinä natriumin (Na) keltaista dublettia D_1 ja D_2 , kuva 11-11.

Natriumin 3p-elektronille:

$$L = 1$$

$$S = 1/2$$

$$J =$$

$$I =$$

ja

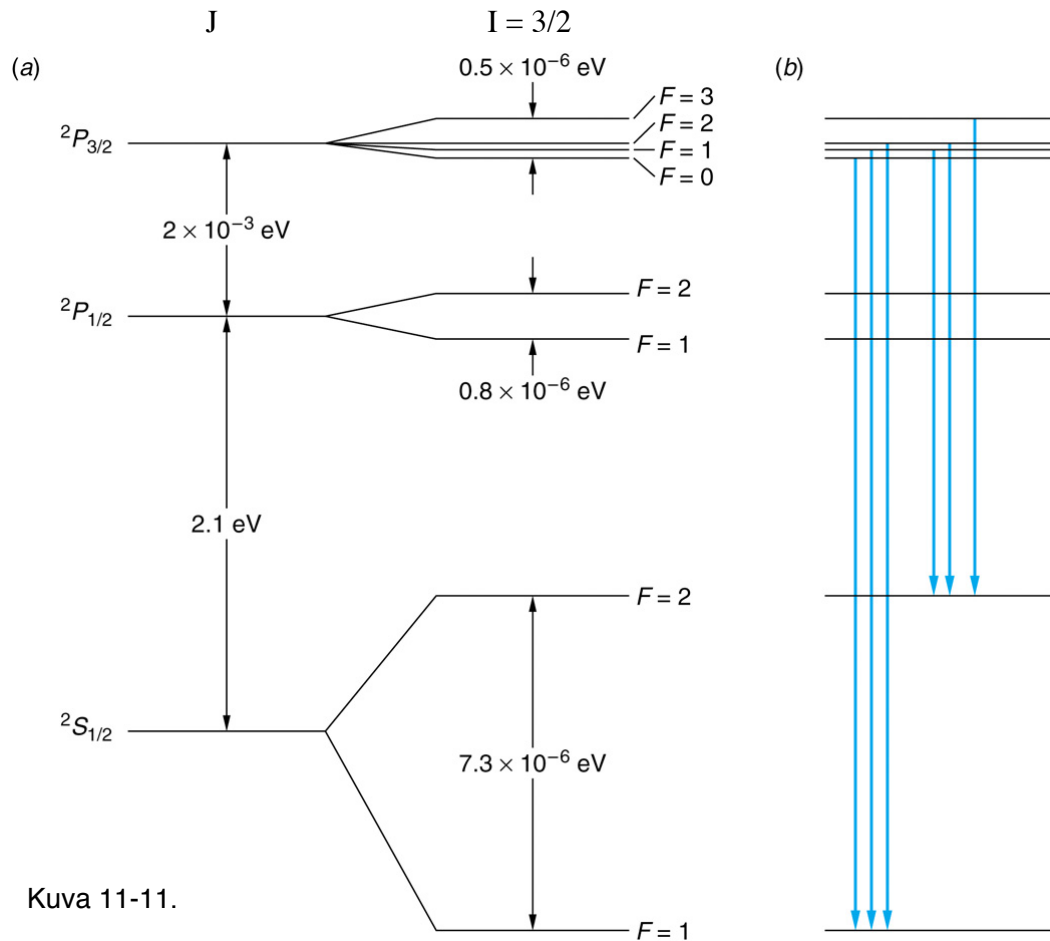
3s-elektronille:

$$L = 0$$

$$S = 1/2$$

$$J =$$

$$I =$$



Kuva 11-11.

11-3 Radioaktiivisuus (engl. radioactivity)

Metastabiileja nuklideja, jotka hajoavat spontaanisti keveämmiksi nuklideiksi emittöiden samalla säteilyä (engl. radiation), sanotaan radioaktiivisiksi. Jo Rutherford havaitsi, että aineen radioaktiivisuus ei säily vakiona, vaan se vähenee eksponentiaalisesti ajan mukana. Tämä onkin luonteenomaista tämän tyyppistä vähenemistä aiheuttaville satunnais-tapahtumille. Ytimet ovat elektroniverhojensa suojassa niin, etteivät ulkoiset olosuhteet (lämpötila, paine, yms.) juurikaan vaikuta hajoamistapahtumiin.

Niinpä aineen radioaktiivisten ydinten lukumäärä ajan funktiona, $N(t)$, saadaan relaatiosta

$$-dN = \lambda N dt, \quad (11-17)$$

missä verrannollisuuskerroin λ on *hajoamisvakio* (engl. decay constant). Tämän differentiaaliyhtälön ratkaisu on

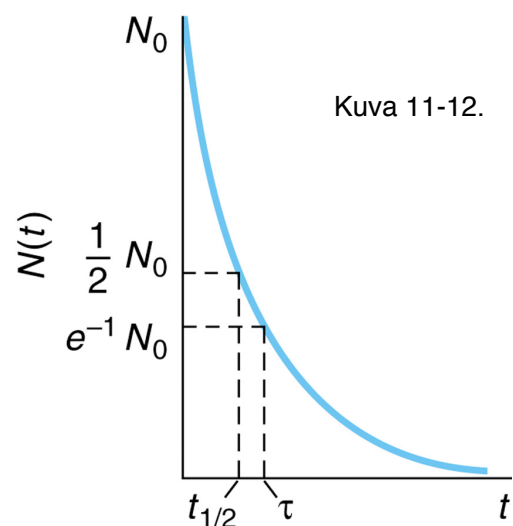
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11-18)$$

missä N_0 on ydinten lukumäärä hetkellä $t = 0$ ja λ hajoamistodennäköisyys aikayksikössä.

Hajoamisnopeudeksi (engl. decay rate) eli "radioaktiivisuudeksi" saadaan

$$R = -dN/dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t}. \quad (11-19)$$

Aineessa olevien hajoamattomien ydinten määrä vähenee ja aineen radioaktiivisuus vaimenee samaa eksponentiaalista muotoa noudattaen.



Kuva 11-12.

Niiden ydinten lukumäärä, joiden hajoaminen tapahtuu välillä $[t, t+dt]$, on $\lambda N(t) dt$, joten sitä vastaava jakautuma $f(t)$ on

$$f(t) dt = \lambda N dt / N_0 = \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (11-20)$$

ja kaikkien ydinten *keskimäärinen elinaika* (engl. mean lifetime)

$$\tau = \int_0^{\infty} t f(t) dt = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = 1 / \lambda. \quad (11-21)$$

Siis, $N(\tau) = N_0 / e$. Ns. *puoliintumisaika* (engl. half-life) $t_{1/2}$ määritellään

$$N(t_{1/2}) = N_0 / 2$$

jolloin

$$t_{1/2} = \ln(2) / \lambda = \tau \ln(2) \approx 0.693 \tau. \quad (11-22)$$

Radioaktiivisuuden SI-yksikkö on *becquerel*

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ (hajoaminen) / s} \quad (11-23)$$

ja historiallisista syistä käytetään vielä joskus myös yksikköä *curie*

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}. \quad (11-24)$$

Usein radioaktiivisen hajoamisen seurauksena syntyy uusia keveämpiä radiokatiivisia ytimiä, jonka vuoksi jonkin näytteen tai aineen havaittava radioaktiivisuus voi olla hyvinkin monimutkainen sekoitus erilaisia säteilyjä erilaisine puoliintumisaikoineen.

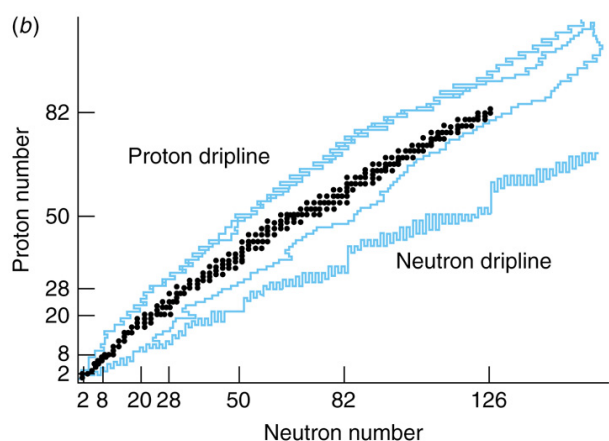
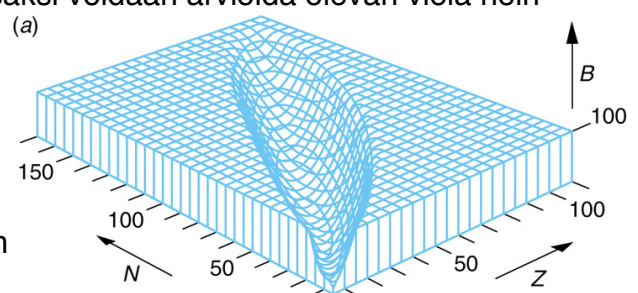
11-4 Alfa-, beta- ja gamma-hajoaminen

Radioaktiivisten nuklidien tutkimuksella pyritään selvittämään niiden rakennetta, ydinvoiman luonnetta sekä myös nukleonien ja alkeishiukkastenkin rakenteita ja niihin liittyviä vuorovaikutuksia. Noin 3000 tunnetun nuklidin lisäksi voidaan arvioida olevan vielä noin 2000 mahdollista nuklidia, jotka kaikki ovat metastabiileja eli jollakin tavalla radioaktiivisia.

Tavallisimmat radioaktiiviset hajoamisprosessit emittoivat α -, β -, tai γ -säteilyä, tai kahtakin näistä. Erilaisia "hajoamistyyppjejä" on noin yhdeksän, esim. protonin, neutronin, positronin tai kahdenkin elektronin emissio tai fissio, sekä näiden yhdistelmät.

Kuvassa 11-15 kuvataan stabiilien ja muiden mahdollisten nuklidien koostumuksia ja niistä seuraavia sidosenergioita.

Radioaktiiviset prosessit noudattavat säilymislakeja, säilyviä suureita ovat tavallisten (1) massa-energia, (2) varaus, (3) liikemäärä ja (4) liikemäärämomentti, lisäksi (5) nukleoniluku ja (6) leptoniluku.

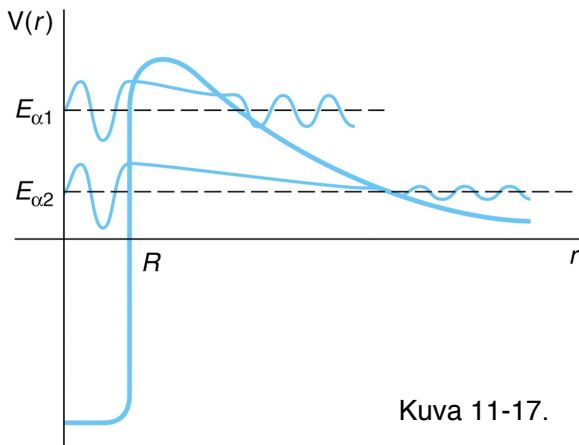


Kuva 11-15.

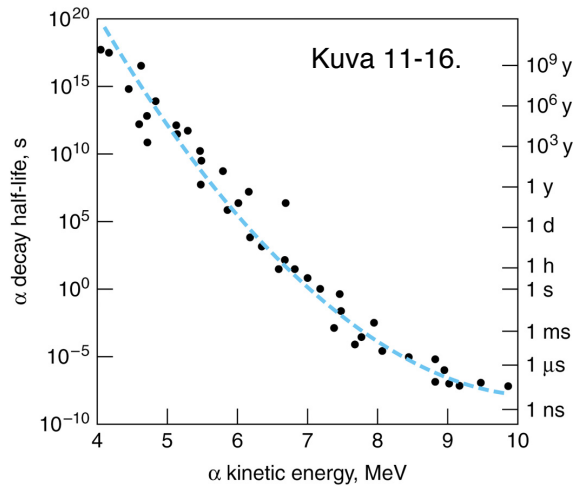
Löytyäkseen luonnosta (Maapallolta), radioaktiivisen aineen puoliintumisaika ei saa olla kovin paljon maapallon ikää pienempi, n. 4.5×10^9 vuotta, tai sitten sitä täytyy muodostua jatkuvasti jonkin radioaktiivisen ydinreaktion tuotteena.

Alfa-hajoaminen

α -hiukkasten eli heliumytimien voidaan ajatella tunnetun ulos muiden nukleonien ydinvoimien ja protonien repulsion muodostamasta potentiaalikuopasta vallin läpi, ks. kuva 11-1, s. 103. Mallia tukevat jo Rutherfordin assistenttien, Geiger ja Nuttal, tekemät havainnot α -aktiivisten nuklidien elinajan ja emittoituvien α -hiukkasten energiasta, kuva 11-16.



Kuva 11-17.



Kuva 11-16.

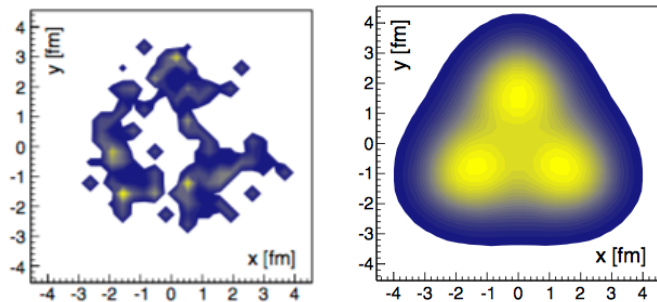
Kuvaan voidaan sovittaa relaatio

$$\log(t_{1/2}) = A E_{\alpha}^{-1/2} + B, \quad (11-30)$$

jonka selitys on kuvassa 11-17: suuremman energian α -hiukkaset emittoituvat lyhyemmän puoliintumisaajan tapauksessa.

Keveiden ytimien tapauksessa onkin laskennallisiin malleihin perustuen ehdotettu, että ytimen nukleonit klusterioituvat niissä α -hiukkasiksi. Tämä myöskin selittäisi α -aktiivisuuden yleisyyttä.

Viereisessä kuvassa on tämän mallin mukainen $^{12}_6\text{C}$ -ytimen nukleonijakautuma (Phys. Rev. Lett. **112**, 112501 (2014)).



Kvanttimekaanisen tunneloitumismallin avulla voidaan johtaa α -hajoamisen hajoamisvakio

$$\lambda = T_{\nu} / 2R \quad (11-31)$$

missä T on tunneloitumisen transmissiovakio, ν on α -hiukkasen nopeus ja R on äitiytimen (engl. parent nucleus) säde, kuva 11-17. Tästä saadaan yhtälön (11-30) vakioille relaatio

$$\log(t_{1/2}/a) = 1.61 (Z E_{\alpha}/\text{MeV} - Z^{2/3})^{-1/2} + 28.9, \quad (11-32)$$

missä Z on α -hajoamisen tytärytimen (engl. daughter nucleus) varaus ja a tarkoittaa vuotta.

Alfa-hajoamisketjut (engl. alpha-decay chains)

Kaikki raskaat ytimet ($Z > 83$) ovat epästabiileja α -hajoamisen suhteen positiivisen massakadon vuoksi. Koska α -emissiossa ytimelle $\Delta Z = \Delta N = -2$ ja $\Delta A = -4$, on olemassa neljä ns. α -hajoamisketjua. Kussakin sarjassa edetään peräkkäisten alfa-hajoamisten kautta keveämpiin tytärytimiin, kunnes päädytään stabiiliin ytimeen. Jotta ketju seuraisi kuvan 11-8 stabiilisuusviivaa (engl. line of stability) tapahtuu välillä myös beta-emissioita neutroniytimäärän vähentämiseksi.

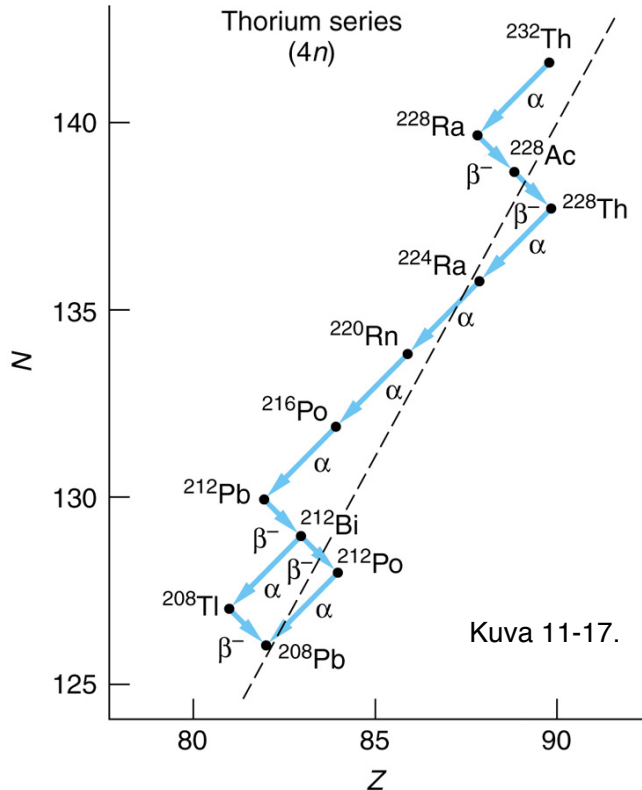
Alfa-hajoamisketjut ovat (ks. http://en.wikipedia.org/wiki/Decay_chain):

Massaluku	pitkikäisin	$t_{1/2}$	stabiili	
$A = 4n$	$n = 58$	^{232}Th	1.4×10^{10} a	^{208}Pb
$A = 4n+1$	$n = 59$	^{237}Np	2.1×10^6 a	^{205}Tl
$A = 4n+2$	$n = 59$	^{238}U	4.5×10^9 a	^{206}Pb
$A = 4n+3$	$n = 58$	^{235}U	7.0×10^8 a	^{207}Pb

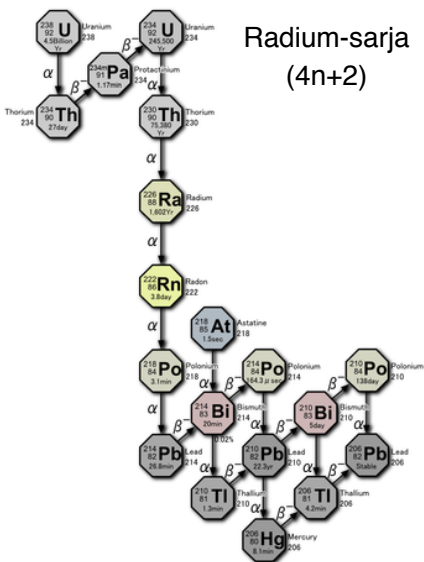
Luonnossa (maapallolla) esiintyvät kaikki muut sarjat paitsi Neptunium-sarja, koska sen aloittava neptunium on jo ehtinyt hajota pois lyhyen puoliintumisaikansa vuoksi.

Neptunium-sarjassa esiintyvää α -aktiivista ^{241}Am -isotooppia käytetään palohälyttimissä/savunilmaisimissa. Niissä α -hiukkaset ionisoivat ilman molekyylejä, jonka ansiosta ilma on sähköä johtava laitteen suljetussa virtapiirissä. Savun läsnäollessa ionit tarttuvat kuitenkin savuhiukkasiin, jolloin virta katkeaa, mikä aiheuttaa hälytyksen.

Huoneilmassa joskus esiintyvä radon, ^{222}Rn , kuuluu Radium-sarjaan (Uraani-sarja) $4n+2$. Sen puoliintumisaika on 4 vuorokautta, mutta sitä muodostuu ketjussa jatkuvasti lisää.

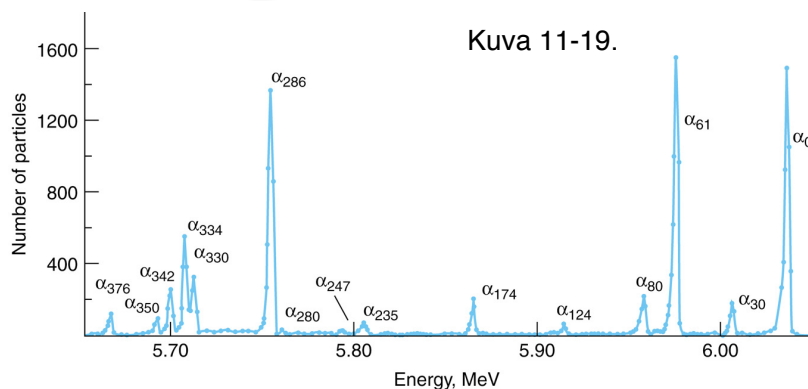


Kuva 11-17.

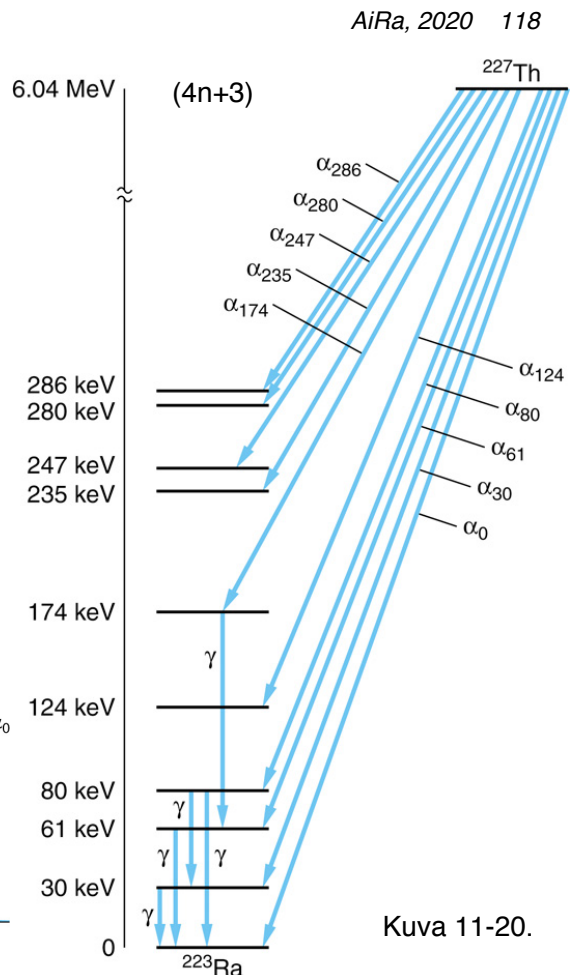


Radium-sarja
($4n+2$)

Aktinium-sarjan ($4n+3$) thorium-227-isotoopin α -hajoamiskaavio radium-223-isotoopin virstystiloille ja niitä vastaava α -säteilyn energiaspektri, kuvat 11-19 ja 11-20.



Kuva 11-19.



Kuva 11-20.

Beta-hajoaminen

Kolmenlaisessa ydinreaktiossa ytimen massaluku ei muutu. Neutronin muuttuessa protoniksi ja elektroniksi emittoituu elektroni (β^-), päinvastaisessa tapauksessa emittoituu positroni (β^+) ja kolmas tapaus on atomin elektroniverhon elektronin kaappaus ytimeen (engl. electron capture), jolloin protoni muuttuu neutroniksi. Kaapattu elektroni on yleensä peräisin 1s-orbitaalilta eli K-kuorelta, minkä vuoksi prosessia sanotaan myös K-kaappaukseksi.

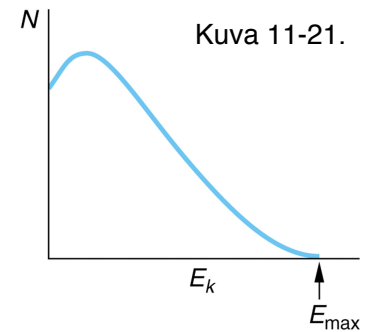
β^- -hajoaminen

Yksinkertaisimmassa tapauksessa vapaa neutroni hajoaa protoniksi ja elektroniksi. Tällöin $t_{1/2} \approx 10.8$ min ja vapautuva energia ($939.57 - (938.28 + 0.511) \approx 0.78$) MeV. Yleisemmin M_P -massaisen äitiatomin β -emissiossa vapautuu energia

$$Q/c^2 = M_P - M_D, \quad (11-37)$$

missä M_D on tytäratomin massa. Kuten edellä, yht. (11-10), käytettäessä atomien massoja tulevat myös elektronien massat oikein otetuksi huomioon.

Emittoituvan elektronin energia kuitenkin vaihtelee nollan ja maksimiarvonsa välillä kuvan 11-21 osoittamalla tavalla — toisin kuin α -hajoamisen tapauksessa, ks. kuva 11-19. Jotta säilymislait (energia, liikemäärä, liikemäärämomentti eli spin ja varaus) olisivat voimassa täytyy hajoamisessa olla mukana kolmaskin partikkeli, joka vain ei ole yhtä helposti havaittavissa. Fermi nimitti tällaisen neutraalin hyvin pienimassaisen hiukkasen *neutriinoksi* (engl. neutrino), Chadwickin aikaisemmin samana vuonna löytämän neutronin mukaan. Neutriinon massa on korkeintaan 4×10^{-6} elektronin massa, siis ehkä noin $2.2 \text{ eV}/c^2$.



Neutriinoja on nykyisen mallin mukaan yhteensä kuusi: elektronin, myonin ja tau-hiukkasen neutriinot sekä niiden antihhiukkaset. Edellisessä järjestyksessä niitä merkitään $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$, ja $\bar{\nu}_\tau$. Elektroni, myoni ja tau-hiukkanen sekä neutriinot, yhdessä antihhiukkastensa kanssa muodostavat hiukkasperheen nimeltä *leptonit* (engl. leptons).

Vapaan neutronin hajoamisreaktio voidaan nyt kirjoittaa muotoon



ja eräälle tyypilliselle β^- -emittorille ^{198}Au



joissa reaktioissa nyt myös leptoniluku säilyy.

β^+ -hajoaminen

Vapaa protoni ei voi hajota neutroniksi ja positroniksi, koska se olisi endoterminen reaktio. Ytimessä se voi tapahtua ja tyypillinen reaktio on esim.



Ainoa luonnossa esiintyvä β^+ -emitteri on kalium-40 reaktio



joka voi tosin emittoida myös elektronin ja muuttua kalsiumiksi tai muuttua K-kaappauksella argoniksi.

Atomimassojen avulla β^+ -emission vapauttama energia on edellisten merkintöjen mukaan

$$Q / c^2 = M_P - (M_D + 2m_e). \quad (11-42)$$

Atomimassojen avulla ilmoitettuna äiti- ja tytärytimien massaero tulee siis olla vähintään $2m_e c^2$, jotta β^+ -hajoaminen voi tapahtua.

Leptonit eivät tunne vahvoja ydinvoimia (vahva vuorovaikutus, engl. strong interaction) ja toisaalta neutroni ei taas sähkömagneettista vuorovaikutusta. Sen vuoksi β -emission selittämiseen tarvitaan lopulta uutta vuorovaikutusta, jota kutsutaan heikoksi vuorovaikutukseksi (engl. weak interaction). Se on myös niin lyhytkantamainen, että sen vaikutukset rajoittuvat vain ytimen mittakaavassa tapahtuviin prosesseihin.

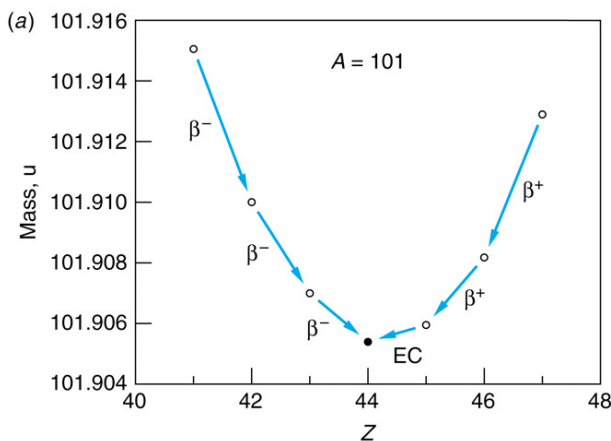
Elektronikaappaus

K-kaappauksessa, tai yleisemmin elektronikaappauksessa, ytimen protoni kaappaa elektroniverhosta elektronin ja muuttuu neutroniksi. Vapautuva energia on

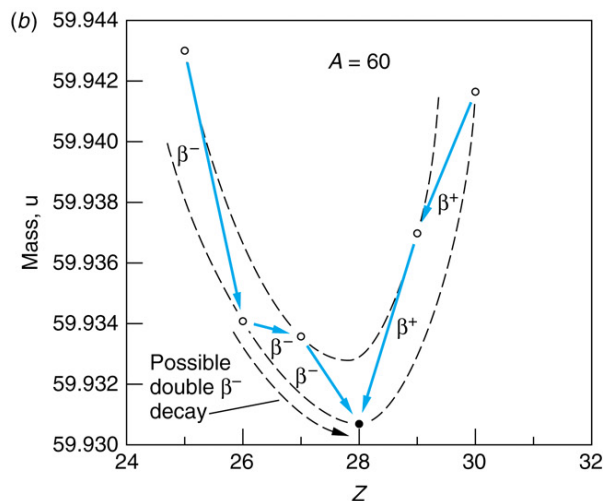
$$Q / c^2 = M_P - M_D \quad (11-43)$$

atomien massoista laskettuna. Aina, kun jonkin atomin massa järjestysluvulla Z on suurempi, kuin jonkin toisen atomin massa järjestysluvulla $Z-1$, on elektronikaappaus energettisesti mahdollinen. Jos massaero on vähintään $2m_e$, on myös β^+ -emissio mahdollinen, jolloin nämä kaksi prosessia kilpailevat.

Tyypillinen esimerkki elektronikaappauksesta ($Q = 0.751$ MeV) on

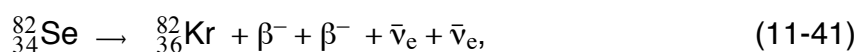


Kuva 11-22.

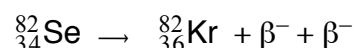


β -emission energetiikan avulla voidaan tutkia ytimien "stabiilisuuslaaksoa" poikittaisessa suunnassa, stabiilisuusviivaa vastaan kohtisuoraan suuntaan, ks. kuva 11-8, s. 107.

Myös kaksois- β -emissio on mahdollinen, esim.



mutta heikon vuorovaikutuksen vuoksi $t_{1/2} \approx 1.1 \times 10^{20}$ a. Jos neutriinolla on massa, myös



on periaatteessa myös mahdollinen, mutta sen puoliintumisaika on vielä edellistäkin pitempi. Tämä edellyttäisi, että neutriino on itsensä antihukkanen eli Majorana-fermioni-tyyppiä, vrt. Dirac-fermioni, joka ei sitä ole. (ks. https://en.wikipedia.org/wiki/Majorana_fermion)

Gamma-emissio

γ -emissio eli suurenergisen fotonin emissio ytimen nukleonijoukon viritystilan purkautuessa on samanlainen transiitio, kuin pienempienergisen fotonin emissio elektroniverhon viritystilan purkautuessa. Kun energiat jälkimmäisessä tapauksessa ovat tyypillisesti eV–MeV-luokkaa ja allonpituudet μm – nm -luokkaa, niin ytimien transiitioissa ne ovat MeV-luokkaa ja aallonpituudet siten $\lambda = hc/E \approx 10^{-3} \text{ nm}$.

α - ja β -hajoamisissa tytärydin jää usein viritystilaan ja siksi niitä seuraa yleensä γ -emissio. Viritystilojen elinajat ovat yleensä hyvin lyhyitä, elleivät transition valintasäännöt rajoita niiden purkautumista. Hyvin lyhyitä elinaikoja (10^{-11} s) voidaan mitata esim. spektriviivan leveydestä Γ , sillä

$$\tau = \hbar / \Gamma.$$

Valintasääntöjen pitkittämiä viritystiloja sanotaan metastabiileiksi tai *isomeereiksi* (engl. isomer). Yksi valintasäännöistä on "kielletty spin-tilan muutos", jonka vuoksi esim. ^{93}Nb -isotoopin alimman viritystilan (spin 1/2) purkautumisen perustilaan (spin 9/2) puoliintumisaika on 13.6 a.

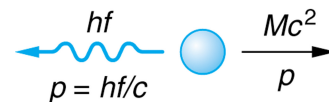
γ -kvantin energia saadaan transition alku- ja lopputilojen energioiden erotuksesta,

$$hf = E_{\text{ylä}} - E_{\text{ala}}, \tag{11-46}$$

joka ei ole aivan tarkka, koska siitä pitäisi vähentää tytärytimen rekyylienergia (engl. recule)

$$E_r = p^2 / 2M = (hf)^2 / 2Mc^2 \tag{11-47}$$

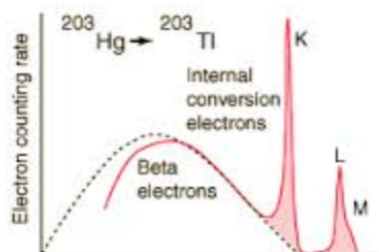
energian ja liikemäärän säilymlakien vuoksi. E_r on kuitenkin häviävän pieni korjaus ja voidaan usein jättää pois. Kuva 11-23.



Sisäinen konversio

Ytimen viritystilan purkautumiselle on vaihtoehtona myös ns. sisäinen konversio (engl. internal conversion). Siinä ytimen viritystilan energian saakin elektroniverhon elektroni, joka emittoituu atomista. Kyseeseen tulevat taas lähinnä K- tai L-kuoren s-elektronit, joilla on merkittävä todennäköisyystiheys ytimen alueella. Tällöin emittoituvan elektronin kineettinen energia on yhtälön (11-46) antama, vähennettynä elektronin sidosenergialla elektroniverhossa.

Sisäinen konversio on yksivaiheinen monihiukkas-tapahtuma, vaikka aluksi sen ajateltiinkin olevan kaksivaiheinen: ytimen emittoiman γ -kvantin absorboituminen elektroniverhossa.



Radioactivity

Alpha Decay
 $^{263}_{106}\text{Sg} \rightarrow ^{259}_{104}\text{Rf} + ^4_2\text{He}$
 (alpha particle)

Beta Minus Decay
 $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$
 (beta particle)

Beta Plus Decay
 $^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O} + e^+ + \nu_e$
 (beta particle)

Gamma Decay
 $^{152}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{152}_{66}\text{Dy} + \gamma$
 (gamma ray)

Radioactive decay transforms a nucleus by emitting different particles. In **alpha** decay, the nucleus releases a ^4_2He nucleus – an alpha particle. In **beta** decay, the nucleus either emits an electron and antineutrino (or a positron and neutrino) or captures an atomic electron and emits a neutrino. A positron is the name for the antiparticle of the electron. Antimatter is composed of antiparticles. Both alpha and beta decays change the original nucleus into a nucleus of a different chemical element. In **gamma** decay, the nucleus lowers its internal energy by emitting a photon – a gamma ray. This decay does not modify the chemical properties of the atom.

before
after

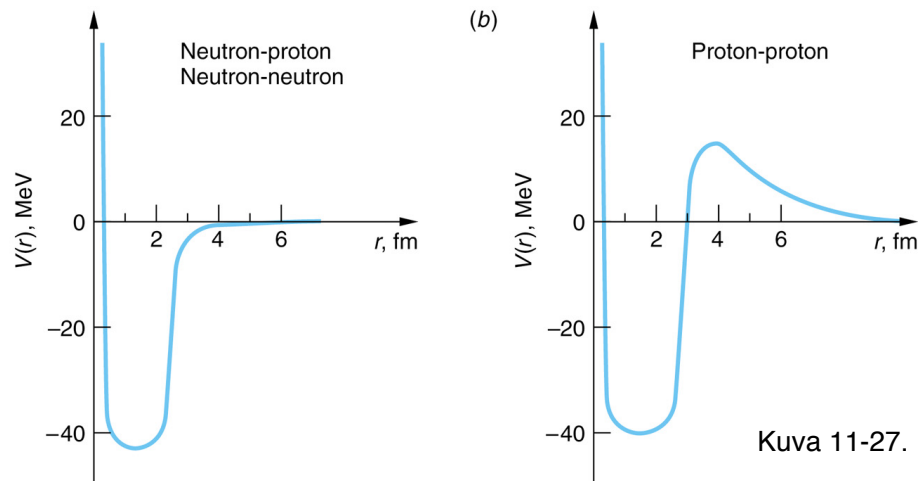
11-5 Ydinvoima (engl. nuclear force)

Nukleonien väliset voimat perustuvat ns. vahvaan vuorovaikutukseen, joka on hyvin vahva lyhytkantamainen ja pääosin attraktiivinen voima. Se peittää helposti protonien Coulombin repulsion vaikutusalueellaan. Tavallisin käytössä oleva nimitys onkin vahva vuorovaikutus (engl. strong interaction, hadronic interaction).

Sirontakokeista on voitu päätellä, että ydinvoima

- (1) on samanlainen kaikkien nukleoniparien välillä, n–n, p–p ja n–p, eikä se riipu varauksesta, mutta riippuu spinistä,
- (2) se on vahva ja attraktiivinen, mutta hyvin lyhytkantamainen, ja
- (3) se on "saturoitunut" siinä merkityksessä, että se voi muodostaa vain tietyn määrän sidoksia nukleonia kohti.
- (4) lyhyellä etäisyydellä se on vahvasti repulsiivinen.

Se, että ydinvoima ei riipu nukleonien varauksesta voisi tarkoittaa sitä, että protoni ja neutroni ovat saman hiukkasen eri varaustiloja.



Kuva 11-27.

Välittäjähiukkasten vaihto

H. Yukawa esitti v. 1935 nukleonien väliselle ydinvoimalle välittäjähiukkasten vaihtoon perustuvan mallin. Tarkastellaan ensin sähkömagneettisen vuorovaikutuksen välittäjähiukkasmallia.

Sähkövarausjakautuma emittoi ja absorboi jatkuvasti fotoneja, jotka ovat sähkömagneettisen vuorovaikutuksen välittäjähiukkasia. Jos varausjakautuma ei ole ajastariippuva, fotonit ovat virtuaalisia fotoneita eikä niitä voi kokeellisesti havaita fotoneina, vaan ainoastaan sähkökenttänä. Jos taas varausjakautuma muuttuu ajan mukana seuraa sähkökenttä muutosta viiveellä – valonnopeuden sallimissa rajoissa, koska fotonit liikkuvat valonnopeudella. Kiihtyvässä liikkeessä tai muutoksessa olevan varausjakautuman emittoimat fotonit eli sähkömagneettiset aallot voidaan jo havaitakin.

Varaus voi emittoida virtuaalisen fotonin, jonka energia on hf säilymislakien rajoissa, jos fotonin elinaikaa rajoittaa $\Delta t \approx \hbar / \Delta E$, missä $\Delta E = hf$, epätarkkuusperiaatteen mukaisesti. Niinpä vuorovaikutuksen kantama on

$$R = c \Delta t = c \hbar / \Delta E \quad (11-48)$$

eli

$$R = c \hbar / hf = c / 2\pi f = \lambda / 2\pi. \quad (11-49)$$

Kaksi kantaman etäisyydellä olevaa varausta vaihtavat tällä tavoin fotoneita, mikä ilmenee sähkömagneettisena vuorovaikutuksena.

Lepomassattoman fotonin energia (aallonpituus) voi olla kuinka pieni (suuri) tahansa, minkä vuoksi vuorovaikutuksen kantama on ääretön.

Yukawan esittämä ydinvoiman välittäjähiukkanen on mesoni, joka luo attraktiivisen mesonikentän fotonien luoman sähkömagneettisen kentän tapaan. Äärellinen ja lyhyt kantama seuraa siitä, että mesoneilla on massa m , jolloin $\Delta E \geq mc^2$, jolloin

$$R = c \Delta t = \hbar c / \Delta E = \hbar / mc. \quad (11-50)$$

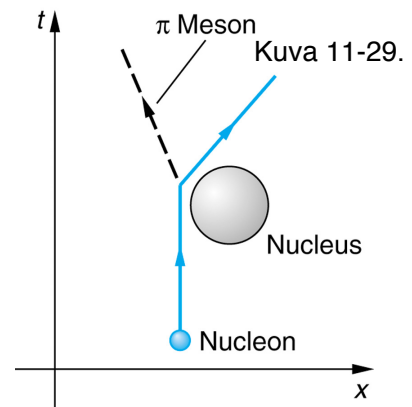
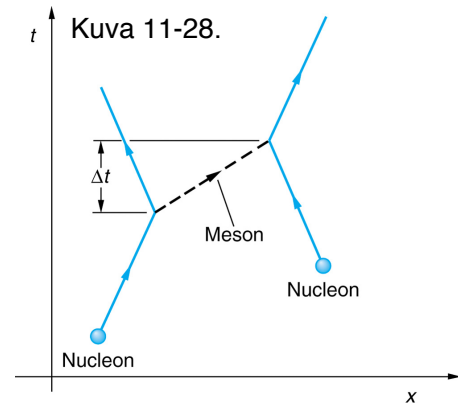
Jos arvioidaan ydinvoiman kantaman olevan $R \approx 1 \text{ fm}$, niin edellisestä yhtälöstä saadaan $m = \hbar / Rc \approx 380 m_e \approx 200 \text{ MeV} / c^2$.

Ydinvoiman varausriippumattomuus saadaan, kun mesonille sallitaan varaukset $+e, 0$ ja $-e$.

Mesonikin voi muuttua virtuaalisesta reaalisiksi, jos nukleonin liiketilaa häiritsee esim. ydin, ks. kuva 11-29.

Yukawan ennustamat π -mesonit eli pionit havaittiin kosmisesta säteilystä v. 1947 kaikissa kolmessa varauksessaan ja massaksi mitattiin $140 \text{ MeV} / c^2$.

Esim. 11-15. Mikä on ydinvoiman kantama, kun pionin massa on $140 \text{ MeV} / c^2$?



Välittäjähiukkasten todennäköisyystiheys

Mesonien elinaika $\Delta t \approx \hbar / mc^2 \approx 5 \times 10^{-24} \text{ s}$.

Mesonien jakautumaa nukleonin ympärillä kuvaa aaltofunktion todennäköisyystiheys, joka voidaan ratkaista "relativistisesta Schrödingerin yhtälöstä" eli Klein–Gordonin yhtälöstä:

josta saadaan aaltofunktioksi

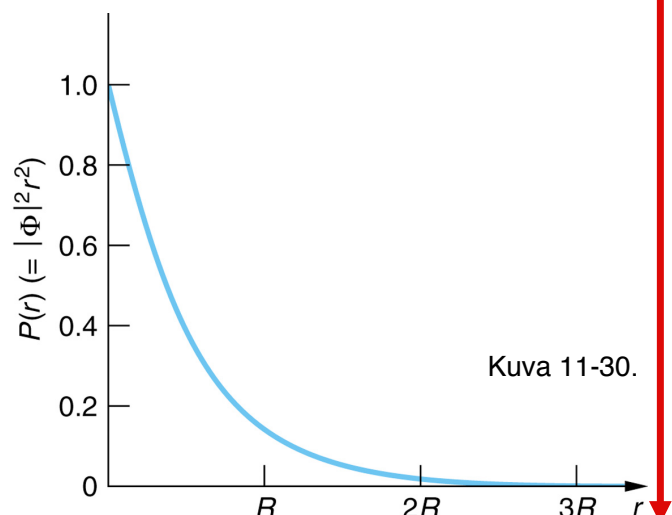
$$\Phi(r) = A \exp(-r/R) / r, \quad (11-54)$$

josta edelleen todennäköisyystiheudeksi

$$|\Phi(r)|^2 = |A|^2 \exp(-2r/R) / r^2, \quad (11-55)$$

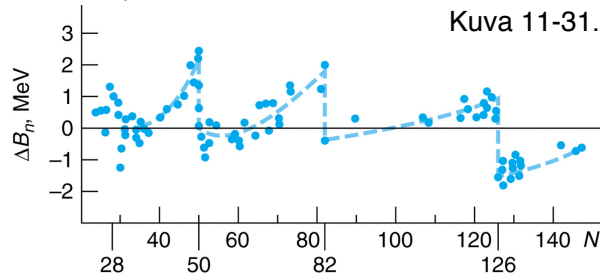
ks. kuva 11-30.

Tulos vastaa havaintoja hyvin muualla paitsi hyvin lyhyillä etäisyyksillä, jossa mesoneja näyttäisi olevan vähemmän, kuin saatu tulos osoittaa.

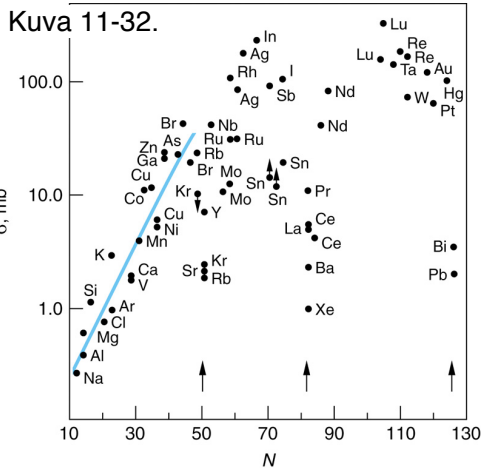


11-6 Ytimen kuorimalli (engl. nuclear shell model)

Monet ytimien ominaisuuksista, kuten varaus- ja massajakautuma sekä koko ja muoto, olivat perustana ytimen ns. *pisaramallille* (engl. liquid drop model), joka selittää hyvin myös ytimien muitakin ominaisuuksia – keskimäärin. Tällä kurssilla tämä pisara- eli Bethe–Weizsäcker-malli sivuutetaan. Kuvassa 11-31 näkyy, kuinka yhden neutronin poistamiseen ytimestä tarvittava energia poikkeaa keskimääräisestä eli pisaramallin antamasta neutronin sidosenergiasta. Kuvasta nähdään, että suurimmat poikkeamat ja poikkeamien muutokset ovat ns. maagisilla luvuilla 20, 28, 50, 82 ja 126, ks. s. 108.



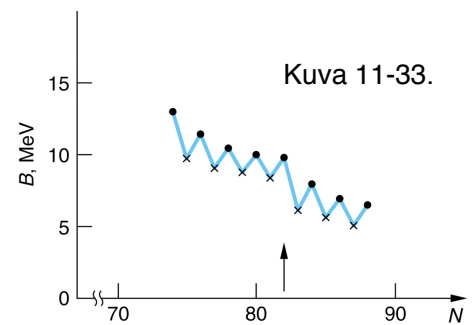
Kuva 11-31.



Kuva 11-32.

Näillä samoilla protonilukumäärillä Z, alkuaineilla on poikkeuksellisen suuri määrä stabiileja isotooppeja.

Nämä havainnot, samoin kuin kuvien 11-32 (nuklidien neutronsieppauksen vaikutusala) ja 11-33 (neutronin sidosenergia), viittaavat elektroniverhon tapaiseen ytimen kuorirakenteeseen.

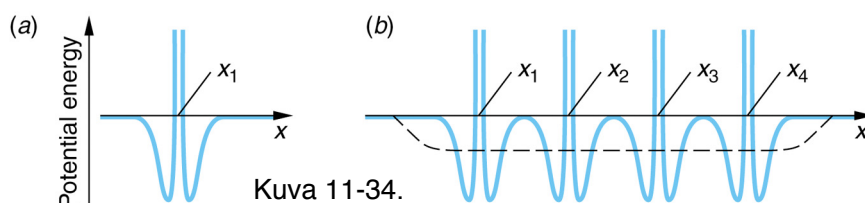


Kuva 11-33.

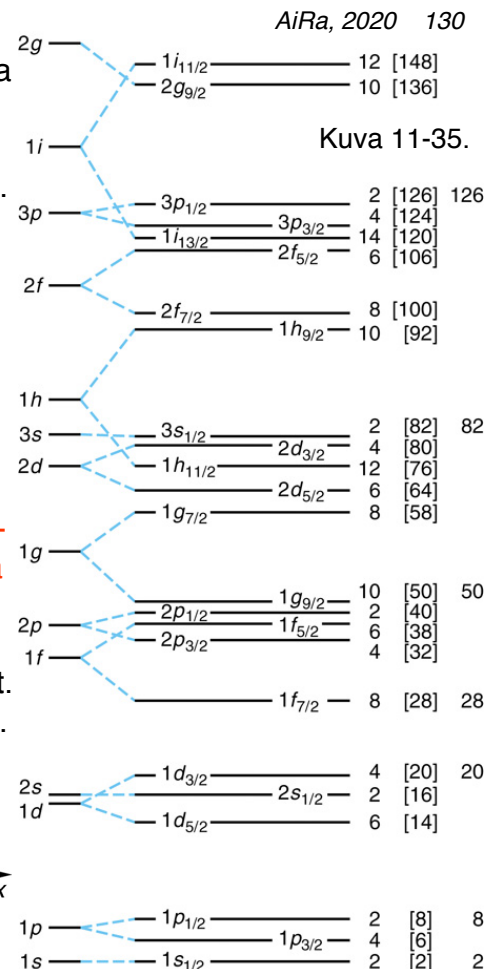
Elektroniverhon kuorimallin perustana on elektronien kokema ytimen antama yksinkertainen ja tunnettu "ulkoinen" potentiaali, ks. kirjan luku 7. Nukleoneja sitovalle potentiaalille ei taas ole yleistä muotoa, koska se on niiden itsensä tuottama. Tämä tekee ytimen kuorimallin tarkastelun huomattavasti haastavammaksi.

Nukleonin kokema potentiaalia selitetään kuvassa 11-34. On myös syytä muistaa, että identtiset fermionit voivat törmätä toisiinsa vain, jos niillä on tyhjiä tiloja, joihin sirota. Tämä vähentää voimakkaan repulsion merkitystä protonien kesken ja samoin myös neutronien kesken.

Kun käytetään kuvan 11-34 tapaista katkoviivan **yksihiukkas-potentiaalia ja vahvaa spin–rata-vuorovaikutusta, joka johtaa jj-kytkentään** (LS-kytkennän sijaan), saadaan kuvan 11-35 mukainen *kuorirakenne*. Nukleonien energia on alempi, kun niiden spin- ja rataliikemäärämomentit ovat samansuuntaiset. Ydinspin **I** on kaikkien näiden liikemäärämomenttien summa.



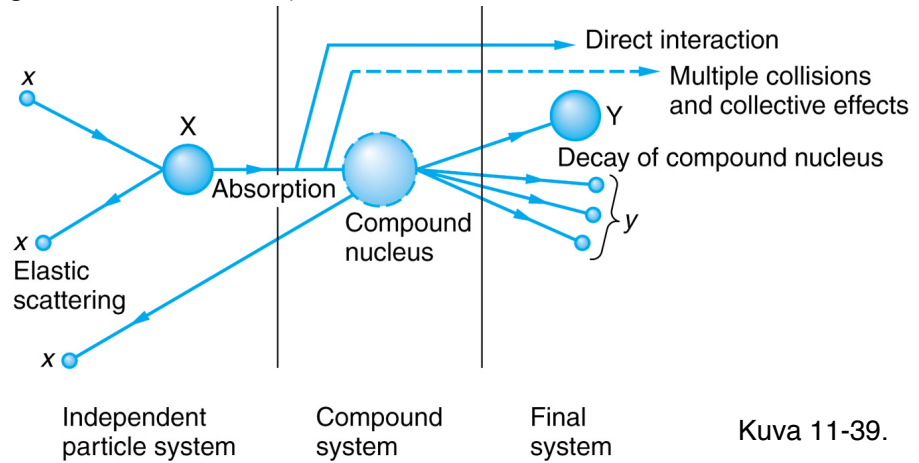
Kuva 11-34.



Kuva 11-35.

11-7 Ydinreaktiot (engl. nuclear reactions)

Riittävän korkeaaenergisellä hiukkaspommituksella – tyypillisesti neutroneilla, protoneilla, deuteroneilla tai α -hiukkasilla – voidaan aiheuttaa **ydinreaktioita, joissa ytimen koostumus muuttuu**. Ydinreaktioiden tyypillisiä välivaiheita on esitetty kuvassa 11-39. Tavallisimmin ytimestä irtoaa eri hiukkanen, kuin siihen aluksi absorboitunut.

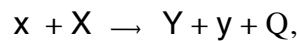


Kuva 11-39.

Rajoitutaan seuraavassa 140 MeV alempiin hiukkasten energioihin, jolloin uusia hiukkasia, esim. mesoneita, ei vielä synny.

Energian säilyminen

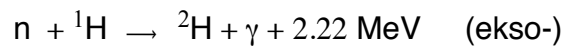
Ydinreaktio voidaan kirjoittaa yksinkertaisesti: $X(x,y)Y$ tai kuten edellä



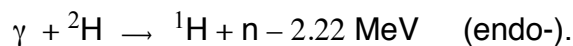
missä ns. Q-arvo on

$$Q = (m_x + m_X - m_Y - m_y) c^2. \quad (11-58)$$

Jos Q-arvo on positiivinen (negatiivinen) sanotaan reaktiota **eksotermiseksi (endotermiseksi)**, (engl. endothermic, exothermic); esimerkkeinä



ja



Endotermisellä reaktiolla on edellisen seurauksena **kynnysenergia** (engl. threshold energy), joka **massakeskipistekoordinaatistossa** (engl. center-of-mass frame) on

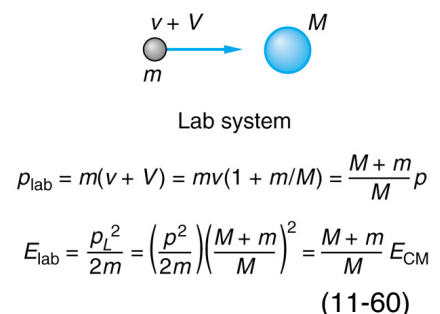
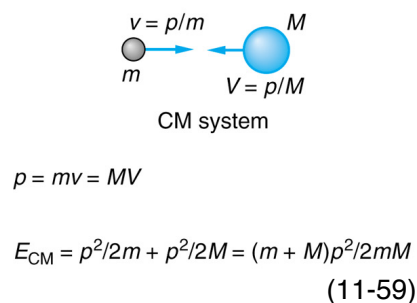
$$E_{\text{th}} = |Q|.$$

Laboratoriokoordinaatistossa taas

$$E_{\text{th}} = (m+M)/M |Q|. \quad (11-61)$$

Huom! Fotonin energia–liikemäärä-relaatio on $E = pc$.

Kuva 11-40.



Vaikutusala (engl. cross section)

Tulevan hiukkasen törmäyksen – tai täsmällisemmin – sen aiheuttaman reaktion todennäköisyyttä kuvaa *vaikutusala*,

$$\sigma = R / I, \quad (11-62)$$

missä R on reaktioiden lukumäärä aikayksikköä ja nuklidia kohti ja I tulevien hiukkasten lukumäärä aika- ja pinta-ala yksiköitä kohti eli *intensiteetti*. Vaikutusala on tavallaan kohteena olevien nuklidien poikkipinta-ala ja sille käytetään yksikköä

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2. \quad (11-63)$$

Reaktion vaikutusala voi riippua useista eri tekijöistä, joista merkittävin on tuleva hiukkanen ja erityisesti sen energia. Kynnysenergian alapuolella endotermisen reaktion vaikutusala on nolla.

Elastinen sironta eli *kimmoinen törmäys* voidaan merkitä esim. $^{13}\text{C}(p,p)^{13}\text{C}$ ja *epäelastinen* eli *kimmoton* taas $^{13}\text{C}(p,p')^{13}\text{C}^*$, missä C* tarkoittaa nuklidia jossakin viritystiloistaan. Muita mahdollisia saman nuklidin reaktioita ovat esim. (p,n), kaappaus/sieppaus ja (p,α) eli täsmällisemmin $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$, $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ja $^{13}\text{C}(p,\alpha)^{10}\text{B}$, samassa järjestyksessä.

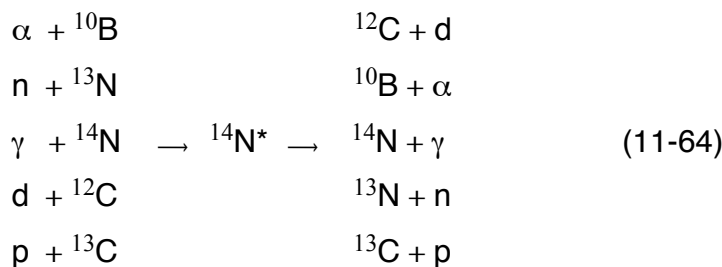
Kun jokaisella em. reaktioista on oma *osittais-* tai *osittainen vaikutusalansa* (engl. partial cross section), on *kokonaisvaikutusala* niiden summa

$$\sigma = \sigma_{p,p} + \sigma_{p,p'} + \sigma_{p,n} + \sigma_{p,\gamma} + \sigma_{p,\alpha} + \dots$$

Väliydin (engl. compound nucleus)

Matalaenergiisiä reaktioita voidaan kuvata kaksivaiheisina, ks. viereinen kuva. Siinä ensimmäisessä vaiheessa tuleva hiukkanen ja kohdenuklidi muodostavat ns. väliytimen, jonka viritystila purkautuu toisessa vaiheessa yhden tai useamman hiukkasen emission kautta. Väliytimen purkautuminen on satunnaisprosessi, joka ei riipu siitä, kuinka tila oli muodostunut.

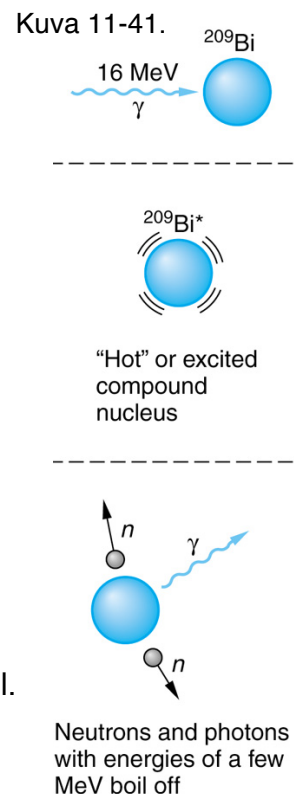
Osittaisvaikutusalojen yhteydessä luetelluilla reaktioilla on väliytimenä $^{14}\text{N}^*$, joka voi muodostua ja hajota monellakin eri tavalla esim.



Vasemmanpuoleiset reaktiot ovat ns. *muodostumis-* eli *tulokanavia* (engl. entrance channel) ja oikeanpuoleiset taas *hajoamiskanavia* (engl. exit channel), kaikki siis riippumattomia toisistaan. Tämän vuoksi voidaan esim. reaktion $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ vaikutusosalalle kirjoittaa lauseke

$$\sigma_{p,n} = \sigma_c P_n, \quad (11-65)$$

missä σ_c ja P_n ovat tulokanavan vaikutusala ja neutroniemission todennäköisyys.



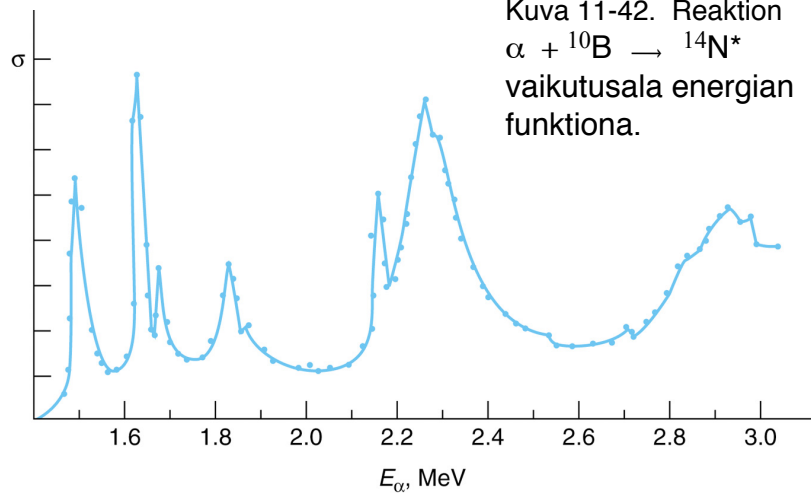
Ytimien viritystilat ydinreaktioissa

Ydinreaktioiden vaikutusalojen energiariippuvuudet paljastavat väliytimen viritystiloja. Kun tulevan hiukkasen energia on juuri sopiva viritystilan muodostamiseen eli se on resonanssissa viritystilan kanssa, vaikutusala kasvaa voimakkaasti eli piikittyy, ks. kuva 11-42.

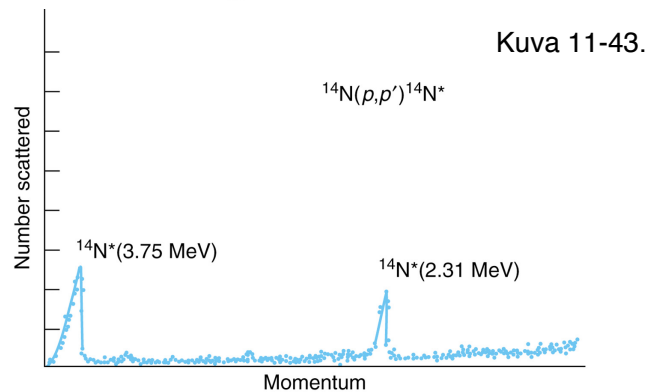
Piikkien puoliarvoveveys taas kuvaa viritystilojen elinaikoja,

$$\tau \approx \hbar/\Gamma.$$

Myös epäelastisen sironnan vastavanlainen tarkastelu osoittaa kohde- nuklidin viritystiloja. Kuvassa 11-43 on reaktion $p + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{14}\text{N}^* + p'$ sironneiden protonien liikemäärä- jakautuma, kun $E_p = 6.92 \text{ MeV}$.



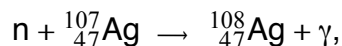
Kuva 11-42. Reaktion $\alpha + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{14}\text{N}^*$ vaikutusala energian funktiona.



Kuva 11-43.

Neutronireaktiot

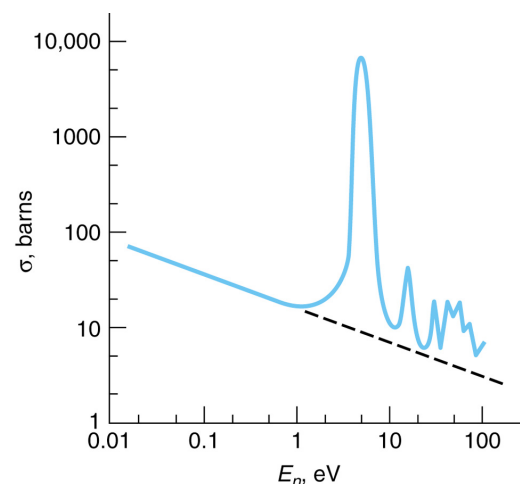
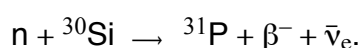
Yli n. 1 MeV:n neutronit siroavat pääasiassa elastisesti. Törmäyksissään, esim. kiinteissä aineissa, ne kuitenkin menettävät energiaansa hidastuen pian ns. termisiksi neutroneiksi. Tällainen ytimien kanssa lämpötasapainossa oleva hidas neutroni, jolla on suurempi absorptio vaikutusala, tulee pian absorboiduksi johonkin ytimeen, esim.



minkä jälkeen ydin tyypillisesti emittoi γ -kvantin. Suurempi vaikutusala syntyy siitä, että hidas neutroni viettää enemmän aikaa ytimen lähellä, ks. kuva 11-44.

Absorptio vaikutusalassa näkyvät jälleen ytimen viritystiloihin liittyvät resonanssiviivat ja siten ytimien emittoimat γ -kvantit ovat kullekin ytimelle tyypilliset. Tällä tavoin voidaan annetusta näytteestä tehdä alkuaineanalyysi eli tunnistaa sen koostumus "vahingoittamatta sitä kemiallisesti". Tätä menetelmää kutsutaan *neutroniaktivoitiantalyysiksi* ja se herkkänä menetelmänä sopii hyvin pienten ainemäärien tunnistamiseen.

Neutronipommitusta voidaan myös käyttää piin (Si) seostamiseen fosforilla (P). Tällöin diffuusioseostusta laadukkaamman seostuksen tuottaa reaktio

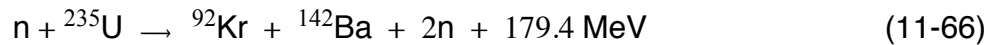


Kuva 11-44.

11-8 Fissio ja fuusio (ydinenergia, engl. nuclear power)

Fissio ja fuusio ovat tärkeitä ydinreaktioita energiantuotannon kannalta. Sen lisäksi fuusio on tähtien säteilyenergian lähde.

Tyypillinen esimerkki fissiosta eli ytimen "halkeamisesta" on



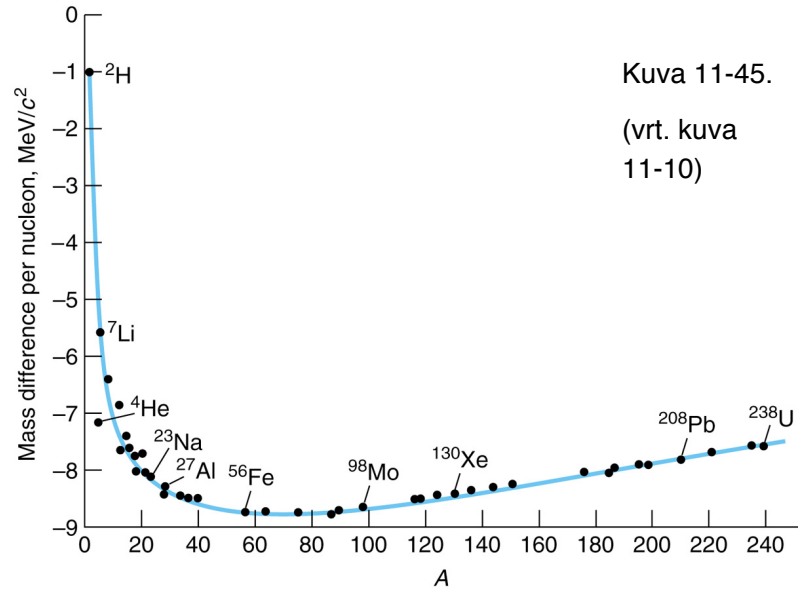
ja fuusiosta



Energia vapautuu tyypillisesti reaktiotuotteiden kineettisenä energiana, joka sitten edelleen muuttuu lämpöenergiaksi.

Auringonvalo esimerkiksi on n. 6000 K lämpötilaa vastaavaa mustankappaleen lämpösäteilyä.

Energiantuotto reaktioon osallistuvia ytimiä kohti tai massayksikköä kohti on fuusiossa tyypillisesti n. 4-kertainen fissioon verrattuna, ks. esim. 11-19 oppikirjassa.



Kuva 11-45.
(vrt. kuva 11-10)

<http://www.cpepphysics.org>

Nuclear Energy

*N*uclear reactions release energy when the total mass of the products is less than the sum of the masses of the initial nuclei. The "lost mass" appears as kinetic energy of the products ($E = mc^2$). In fission, a massive nucleus splits into two major fragments that usually eject one or more neutrons. In fusion, low mass nuclei combine to form a more massive nucleus plus one or more ejected particles—neutrons, protons, photons, or alpha particles.

1_0n ${}^{235}_{92}\text{U}$	Fission 	${}^{134}_{54}\text{Xe}$ ${}^{100}_{38}\text{Sr}$ 1_0n
${}^2_1\text{H}$ ${}^3_1\text{H}$	Fusion 	${}^4_2\text{He}$ 1_0n

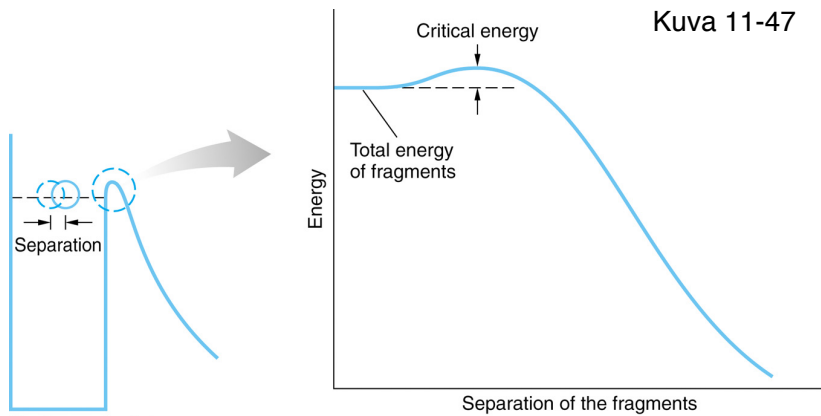
*I*n the early stages of stellar evolution of our sun and other stars, hydrogen fuses to form helium, releasing energy in the form of photons (light) and neutrinos. During the later stages of stellar evolution, more massive nuclei up to and beyond uranium are synthesized by fusion. By measuring the number of neutrinos that come from the Sun, scientists recently have demonstrated that neutrinos must have a mass greater than zero.



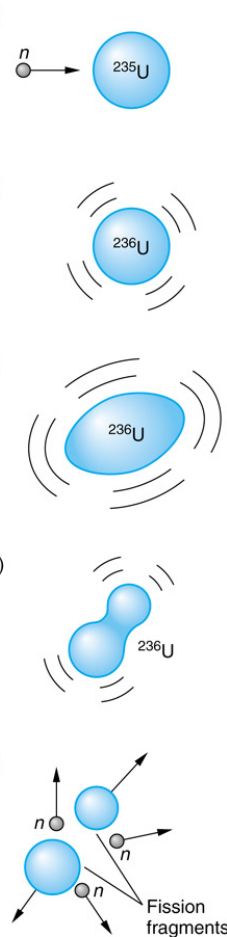
Fissio

Fission havaitsivat Hahn ja Strassmann v. 1938 sekä selvittivät uraanin fissiomekanismin peruseikat: Kun ^{235}U ydin sieppaa termisen neutronin, se n. 85 % tapauksista halkeaa kahdeksi keskiraskaaksi ytimeksi (usein bariumiksi) ja samalla se emittoi useita neutroneita. Noin 15 % tapauksista väliydin $^{236}\text{U}^*$ siirtyy perustilaansa γ -emissiolla. Fissioprosessia on havainnollistettu pisaramallin avulla kuvissa 11-46 ja 11-47.

Termisen neutronin sieppauksen jälkeen väliydin $^{236}\text{U}^*$ on 6.5 MeV viritystilassa ja kuvaan 11-47 merkitty kriittinen energia ytimen halkeamiseksi on vain 6.2 MeV, jonka vuoksi halkeamiskanava dominoi. Kun ^{238}U absorboi termisen neutronin on väliytimen $^{239}\text{U}^*$ viritystilassa 5.2 MeV ja halkeamisen kriittinen energia 5.9 MeV. Tämän vuoksi $^{239}\text{U}^*$ väliydin purkaa viritystilansa α - tai γ -emissiolla.



Kuva 11-46

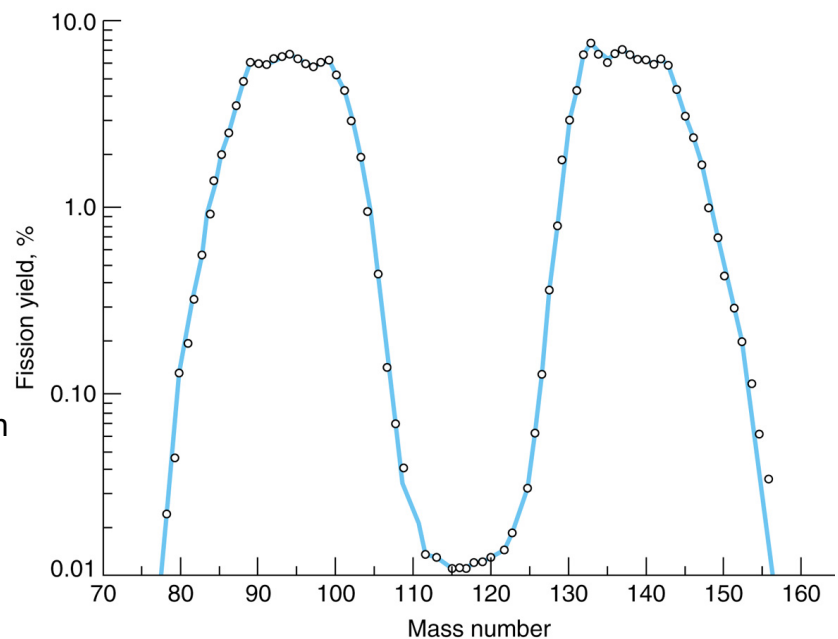


Kuva 11-47

Kuvassa 11-48 on esitetty em. ^{235}U ($^{236}\text{U}^*$) ytimen fission tuottamien "keskiraskaiden" nuklidien jakautuma. Nähdään, että symmetrinen fissio kahdeksi lähes yhtä raskaaksi nuklidiksi on hyvin harvinaista.

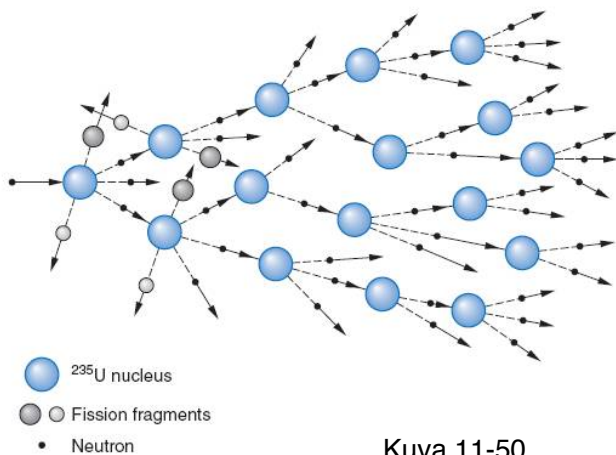
Kaikki raskaat ytimet, joilla $Z > 83$, ovat radioaktiivisia ja kaikille ytimille, joilla $Z > 90$, voi tapahtua spontaani fissio ilman neutronin absorptiota. Spontaani fissio rajoittaa mahdollisten alkuaineiden lukumäärää.

Fissio ei useinkaan ole todennäköisin radioaktiivisuuden muoto, aivan raskaimpia ytimiä lukuunottamatta. Esim. ^{238}U -isotoopin puoliintumisaika α -hajoamiselle on 4.5×10^9 a ja spontaanille fissiolle n. 10^{16} a.

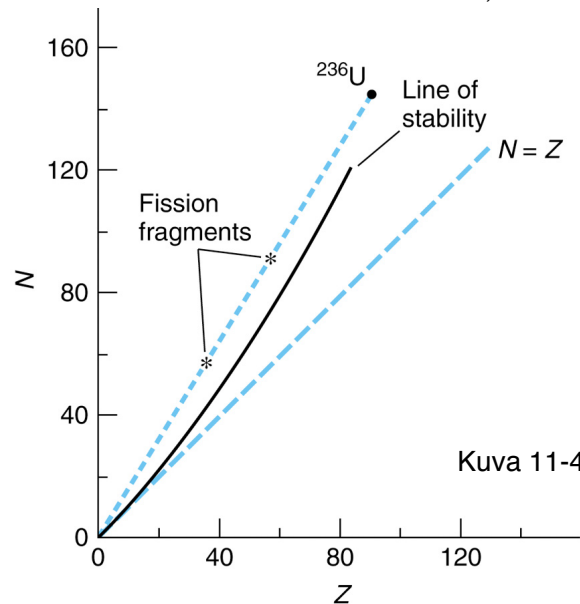


Kuva 11-48

Kuvassa 11-49 on esitetty em. ^{235}U ($^{236}\text{U}^*$) ytimen fission tuottamien "keskiraskaiden" nuklidien neutronirikkaus, joka johtaa fission yhteydessä neutronien emissioon (sekä β -emissioon). Koska kyseinen fissio on myös neutronin indusoima, herättivät nämä ilmiöt kysymyksen mahdollisesta ketjureaktiosta (engl. chain reaction), joka osoittautuikin mahdolliseksi sopivissa olosuhteissa siten mahdollistaen energian tuotannon.



Kuva 11-50



Kuva 11-49

Vuonna 1942 Enrico Fermi johtama tutkimusryhmä sai aikaan ensimmäisen tällaisen ketjureaktion etenevän ydinreaktion.

Ydinvoimaloissa tapahtuva energiantuotanto perustuu tällaisiin hallittuihin ketjureaktioihin, lähinnä edellä esimerkkinä olleen ^{235}U -isotoopin käyttöön. Ydinaseissa käytetyt ketjureaktiot ovat "hallitsemattomia" räjähdysnomaisia.

Fuusio

Fuusioreaktioon



tarvittavat kineettiset energiat ovat luokkaa 1 MeV, vetyisotooppien Coulombin repulsion voittamiseksi. Merkittävässä määrin tällainen reaktio voidaan toteuttaa ainoastaan termisellä aktivaatiolla eli riittävän korkeassa lämpötilassa. Riittävän suurella osalla ytimistä on tarvittava energia, kun $kT \approx 0.1 \text{ MeV}$ eli $T \approx 10^8 \text{ K}$.

Tuollaisia lämpötiloja on tähtien sisäosissa, jossa aine on plasman muodossa ja gravitaatiovoimat pitävät sitä koossa. Fuusioenergian tuotannossa on ongelmana tällaisten olosuhteiden aikaansaaminen hallitusti maanpinnalla.

Vety-plasmaa tulisi voida pitää koossa tiheydessä n aika τ siten, että

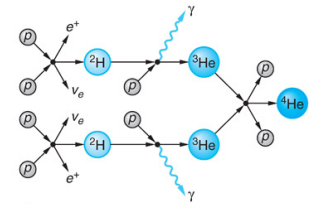
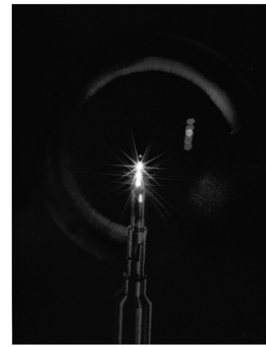
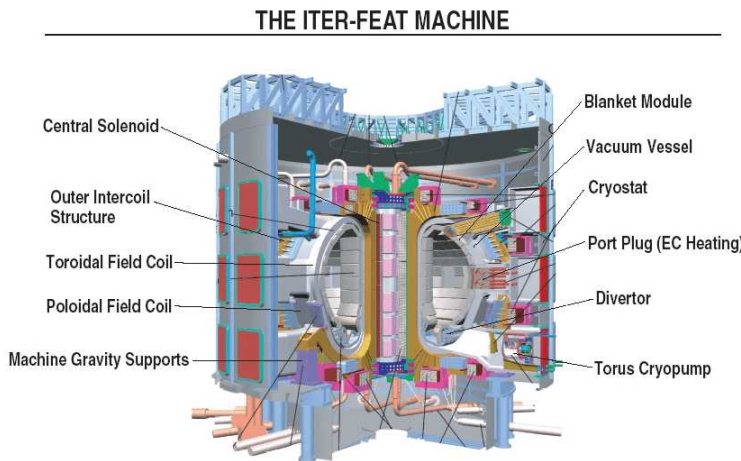
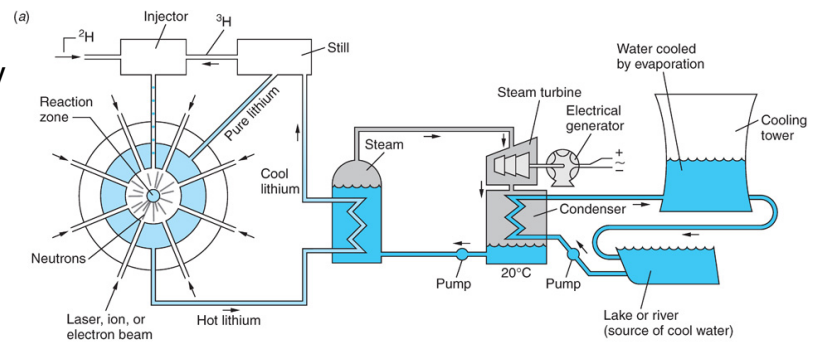
$$n\tau > 10^{20} \text{ s hiukkasta/m}^3, \quad (11-72) \quad \text{tai} \quad n\tau T > 10^{21} \text{ s keV hiukkasta/m}^3$$

jotta fuusio tuottaisi enemmän energiaa, kuin sen toteuttamiseen tarvitaan. Tämä on ns. Lawsonin kriteeri.

Teknisiä keinoja tuollaisen plasman koossapitämiseksi "laboratorio-olosuhteissa" ovat magneettikentät ja LASER-paine – gravitaatio ei tule kysymykseen. :)

International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) tokamak Ranskassa perustuu toroidilla tuotetun donitsin muotoisen magneettikentän ja sen gradientin kykyyn pitää plasma koossa, ks. <http://en.wikipedia.org/wiki/ITER> ja kuva seuraavalla sivulla.

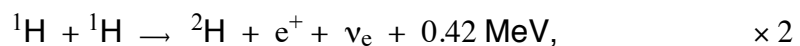
Oheisessa kuvassa 11-55 on esitetty (a) kaavamaisesti LASEReilla aikaansaatu koossapitävä paine- eli inertiaalitekniikka, (b) valokuva eräästä toteutuksesta ja (c) eräs α -hiukkaseen päätyvä fuusioreaktio.



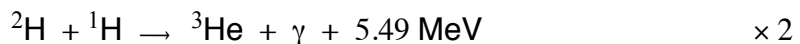
Kuva 11-55

Auringon energiantuotto

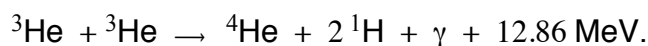
Auringon lämpöenergia säteilisi loppuun n. 3×10^7 vuodessa, ellei sen sisäosan fuusioreaktio tuottaisi lisää. Se käynnistyi Auringon syntyessä, kun sisäosan lämpötila kohosi 1.5×10^7 K ja sitä kutsutaan protoni–protoni-sykliksi (engl. proton–proton cycle), ks. kuva 11-55. Sen ensimmäinen ns. pullonkaulareaktio, jonka reaktiotodennäköisyys on pieni, on



jota seuraavat reaktiot

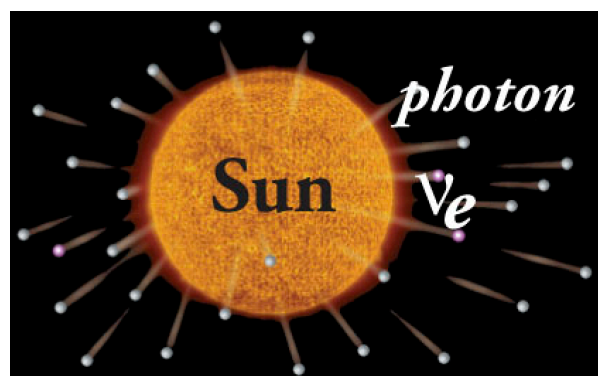


ja



Pullonkaulareaktio hillitsee energiantuottoa ja pitkittää Auringon ikää.

Muitakin reaktiopolkua on, joista saadaan tietoa reaktioiden tuottamia neutriinoja havaitsemalla. Havaintojen mukaan neutriinojen tuotto näytti aluksi olevan vain puolet siitä, mitä energiantuoton perusteella voitiin arvioida. Tätä kutsuttiin Auringon neutriino-ongelmaksi (engl. solar–neutriino problem). Viimeisimpien havaintojen perusteella on voitu vahvistaa, että neutriinoilla on hyvin pieni massa, ja että neutriinot voivat muuntua toisikseen, mikä myös näyttäisi ratkaisevan Auringon neutriino-ongelman.



Fusion

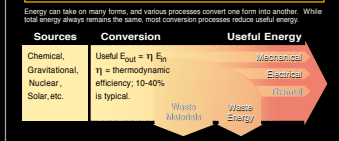
Physics of a Fundamental Energy Source

Fusion REACTIONS power the sun and other stars. In fusion reactions, low-mass nuclei combine, or fuse to form more massive nuclei. The fusion process converts mass into kinetic energy (E), as described by Einstein's formula, $E = mc^2$. In the sun, a sequence of fusion reactions named the p-p chain begins with protons, the nuclei of ordinary hydrogen, and ends with alpha particles, the nuclei of helium atoms. The p-p chain provides most of the sun's energy, and it will continue to do so for billions of years.

To make fusion happen on the earth, atoms must be heated to very high temperatures, typically above 10 million K. In this high-temperature state, the atoms are ionized, forming a plasma. For net energy gain, the plasma must be held together (confined) long enough that many fusion reactions occur. If fusion power plants become practical, they would provide a virtually inexhaustible energy supply because of the abundance of fuels like deuterium. Substantial progress towards this goal has been made.

ENERGY SOURCES & CONVERSIONS

AN OVERVIEW OF ENERGY CONVERSION PROCESSES

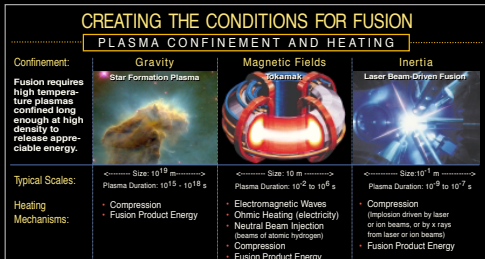
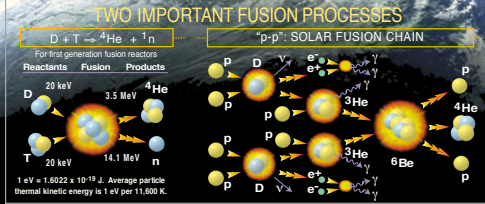
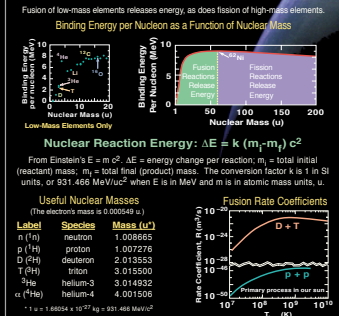


Physical Parameters of Energy-Releasing Reactions

Reaction Type:	Chemical	Fission	Fusion
Sample Reaction	$C + O_2 \rightarrow CO_2$	$^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{142}_{54}\text{Ba} + ^{91}_{38}\text{Kr} + 2n$	$D + T \rightarrow ^4_2\text{He} + n$
Typical Inputs (to Power Plant)	Coal and Air	UO_2 (8% ^{235}U + 92% ^{238}U)	Deuterium and Lithium
Typical Temp. (K)	1000	1000	100,000,000
Energy Released per kg Fuel (J/kg)	3.3×10^7	2.1×10^{12}	3.4×10^{14}

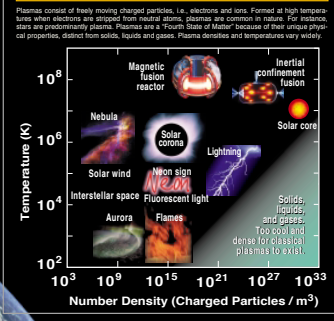
HOW FUSION REACTIONS WORK

NUCLEAR PHYSICS OF FUSION



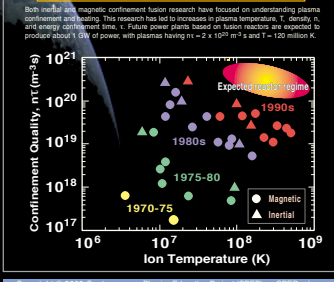
PLASMAS - THE 4th STATE OF MATTER

CHARACTERISTICS OF TYPICAL PLASMAS



ACHIEVING FUSION CONDITIONS

EXPERIMENTAL RESULTS IN FUSION RESEARCH



11-9 Sovellutuksia

Ydinreaktioiden ja radioaktiivisuuden sovellutuksia käytetään lääketieteellisessä diagnosoinnissa ja hoidoissa, tekniikassa ja erityisesti kemiassa sekä mm. iänmäärittämisessä.

Neutroniaktiivointianalyysi (engl. neutron activation analysis)

Termisillä neutroneilla aktivoidut $^A_Z M(n, \gamma) ^{A+1}_Z M$ nuklidit $^{A+1}_Z M$ voivat emittoida niille tyypillistä beta- tai gamma-säteilyä, jonka perusteella ne voidaan identifioida, ks. s 136 ja kuva 11-44. Tällä tavoin voidaan annetusta näytteestä tehdä isotoopit erottelava alkuaineanalyysi eli tunnistaa sen koostumus ja vieläpä muuttamatta sitä kemiallisesti. Tätä menetelmää kutsutaan *neutroniaktiivointianalyysiksi* ja se herkkänä menetelmänä sopii hyvin pienten ainemäärien tunnistamiseen.

Termisille neutroneille altistuksessa kunkin aktivoituvan nuklidityypin aktiivisuus kasvaa kohti saturaatioarvoaan $R(\infty) = R_0$.

$$R(t) = \lambda N(t) = R_0 (1 - e^{-\lambda t}), \quad (11-84)$$

missä λ on kullekin nuklidille tyypillinen hajoamisvakio.

Kalibroittujen laitteiden ja taulukoitujen parametrien avulla voidaan tutkia alkuainepitoisuuksia hyvin pienistä näytteistä, ks. kirjan esimerkki 11-26.

Table 11-7 Selected saturation activities ($I = 10^{12}$ neutrons/s cm^2)

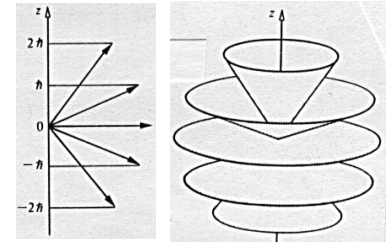
$^A_Z M$	$^{A+1}_Z M$	Saturation activity $R(\infty)$ decays/min \cdot mg
^{55}Mn	^{56}Mn	8.8×10^6
^{63}Cu	^{64}Cu	1.7×10^6
^{127}I	^{128}I	1.6×10^6
^{197}Au	^{198}Au	1.7×10^7

Ydinmagneettinen resonanssi (engl. nuclear magnetic resonance, NMR)

Atomin elektroniverhon Zeeman-ilmiötä vastaavasti ytimen magneettisen momentin $\mu = \gamma \mathbf{I}$ energia ulkoisessa (z-suuntaisessa B_z) magneettikentässä \mathbf{B} ,

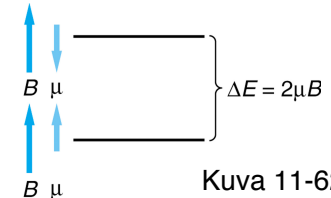
$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (11-88)$$

kvantittuu ydinspinin magneettisen kvanttiluvun m_I mukaan: $\hbar\gamma = m_I g_N \mu_N = \mu_z$, ks. s.110. Voidaan ajatella, että ulkoisen kentän suuntaisen ($B_x = B_y = 0$) eli z-komponentin mukaisessa kvanttilassaan ytimen liikemäärämomenttivektori on prekessioliikkeessä (klassillisen mekaniikan hyrrän tavoin), jolloin sen x- ja y-komponenteilla ei ole mitään tiettyjä arvoja.



Esim. protonille ($\mu_N = e\hbar/2m_p$), jonka $I = 1/2$, $m_I = \pm 1/2$, syntyvän kahden tilan energiaero on silloin

$$\Delta E = g_N \mu_N B_z = 2 \mu_z B_z, \quad (11-89)$$



Kuva 11-62

joka on resonanssissa ulkoisen sähkömagneettisen kentän kanssa, kun sen taajuus on f , ja

$$\Delta E = hf = 2 \mu_z B_z. \quad \text{Jos } B_z = 1 \text{ T, niin } \Delta E = h \cdot 42.5 \text{ MHz} = 2 \mu_z \cdot 1 \text{ T} = 1.76 \times 10^{-7} \text{ eV.}$$

Resonanssitaajuus on hyvin tarkka ytimen ulkoisten magneettikenttien mittari. Tällaisia ovat atomin ja sen naapuriatomien elektroniverhojen magneettikentät sekä naapuriatomien ytimien magneettiset momentit. Tämän vuoksi NMR-spektroskopiaa käytetään atomitason (molekyylit, nesteet ja kiinteät aineet) rakennetutkimukseen.

NMR-spektroskooppisissa menetelmissä näyte asetetaan korkeaan magneettikenttään, jonka voimakkuus määritellään yleensä yksikkönä protonin resonanssitaajuus. Näytteen kentän suuntainen magnetoituma eli Boltzmannin jakautuman mukainen tasojen miehitys käännetään "vastakkaiseksi" radiotaajuussignaali, joka voi olla pulssisarja. Tämän jälkeen rekisteroidään näytteen lähettämä FID-signaali (free induction decay), joka kuvaa transiitiota takaisin perustilaan – lähinnä transitionopeuksia, joista ytimen ympäristön vaikutukset ovat tulkittavissa.

NMR-spektroskopia on tarkka menetelmä, erityisesti suhteellisten tarkkuuksien ja erojen tapauksissa. Se ei ole kuitenkaan kovin herkkä pienille ainemäärille. Sen vuoksi se soveltuu parhaiten makroskooppisten näytteiden tutkimukseen.

Lääketieteellisessä kuvantamisessa NMR syrjäyttää perinteistä röntgenkuvausta enenevässä määrin. Silloin menetelmästä käytetään vähemmän vaarallista kuulostavaa nimeä "magneettikuvaukset" (engl. magnetic resonance imaging, MRI). MRI perustuu miltei ainoastaan protonien eli lähinnä kudoksissa olevan veden antamaan signaaliin.

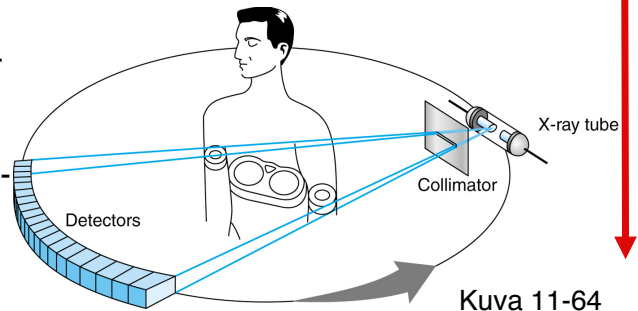
Ydin	Spin I	Sähköinen kvadrupolimomentti Q [eQ] [10^{-28} m^2]	Luonnollinen runsaus [%]	Suhteellinen herkkyys (verrattuna $^1\text{H} = 1$)	Gyromagneettinen suhde γ [$10^7 \text{ rad T}^{-1} \text{ s}^{-1}$]	Magneettinen momentti μ (yksikkönä μ_N)	NMR-Taajuus [MHz] ($B_0 = 2.3488 \text{ T}$)
^1H	$1/2$	-	99.985	1.00	26.7519	2.79277	100.0
^2H	1	2.87×10^{-3}	0.015	9.65×10^{-3}	4.1066	0.85735	15.351
^{12}C	0	-	98.9	-	-	0	-
^{13}C	$1/2$	-	1.108	1.59×10^{-2}	6.7283	0.70216	25.144
^{14}N	1	1.67×10^{-2}	99.63	1.01×10^{-3}	1.9338	0.40369	7.224
^{15}N	$1/2$	-	0.37	1.04×10^{-3}	-2.7126	-0.28298	10.133
^{16}O	0	-	99.96	-	-	0	-
^{17}O	$5/2$	-2.6×10^{-2}	0.037	2.91×10^{-2}	-3.6280	-1.8930	13.557
^{19}F	$1/2$	-	100	0.83	25.1815	2.6273	94.077
^{31}P	$1/2$	-	100	6.63×10^{-2}	10.8394	1.1316	40.481

Tietokonetomografia (engl. computer-assisted tomography, CT)

Ns. tietokonetomografia käsittää menetelmiä, joissa erisuunnista havaituista säteilyn muodostamista 2-ulotteisista kuvista muodostetaan numeerista laskentaa käyttäen 3-ulotteinen kuva.

Tavallisimmin CT tarkoittaa perinteisestä röntgenkuvauksesta kehitettyä menetelmää, kuva 11-64.

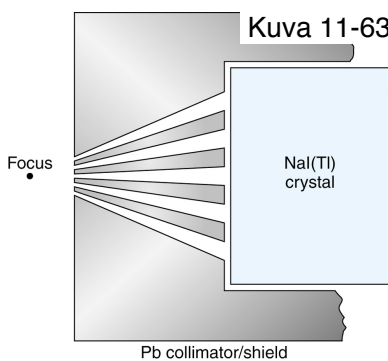
Lyhytikäisten γ -aktiivisten **merkkiaineiden** kulkeutumista elimistössä voidaan seurata γ -kameralla, kuva 11-63.



Kuva 11-64

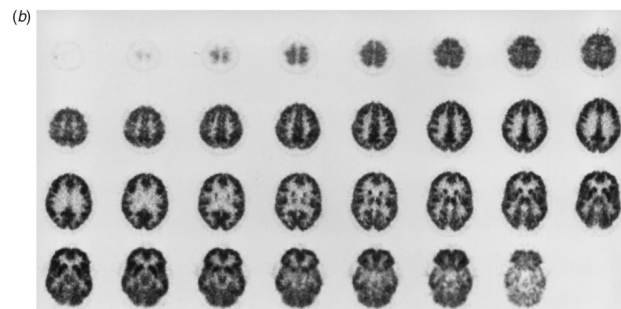
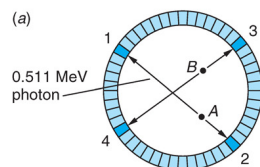
Positroniemissiotomografiassa (PET)

havaitaan merkkiaineen emittoimien β^+ ja β^- annihilaation emittoimaa kahta γ -kvanttia koinsidenssimittausjärjestelyllä, kuva 11-65. β^+ -emittioijia ovat esim. ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O ja ^{18}F .



Kuva 11-63

Kuva 11-65



Radioaktiivinen iänmäärittäminen (engl. radioactive dating)

Maapallolla esiintyy (nyt ja "aikojen alusta") radioaktiivisia aineita kolmesta syystä:

- (1) jäljellä olevat kolme α -hajoamisketjuja
- (2) muut pitkäikäiset aikojen alusta esiintyneet radioisotoopit, esim. ^{40}K , $t_{1/2} = 1.25 \times 10^9$ a
- (3) niiden syntyminen kosmisen säteilyn (lähinnä p ja n) seurauksena ilmakehässä

Riippuen tällaisten isotooppien puoliintumisajasta, niitä voidaan käyttää arkeologisten, historiallisten tai vanhojen "löydöksiä" iän arviointiin, mikäli niitä on alkuaineina löydöksessä luonnollisella tavalla. Tällöin tavallinen menetelmä on mitata radioaktiivisen isotoopin tai sen hajoamistuotteen suhteellinen osuus kyseisen alkuaineen kokonaismäärästä.

Table 11-8 Selected naturally occurring isolated radioactive nuclides			
Nuclide	$t_{1/2}$ (y)	Abundance (%)	Daughter
^{14}C	5730	1.35×10^{-10}	^{14}N
^{40}K	1.25×10^9	0.0117	^{40}Ar
^{87}Rb	4.88×10^{10}	27.83	^{87}Sr
^{147}Sm	1.06×10^{11}	15.0	^{143}Nd
^{176}Lu	3.59×10^{10}	2.59	^{176}Hf
^{187}Re	4.30×10^{10}	62.60	^{187}Os

^{14}C -iänmäärittäminen

Orgaanisperäisissä löydöksissä on hiiltä, joka on miltei aina peräisin ilmakehän hiilidioksidista. Ilmakehässä syntyy jatkuvasti hiiltä kosmisen säteilyn synnyttämien neutronien ja reaktion $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ seurauksena niin, että $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ -suhteen voidaan olettaa säilyneen vakiona kymmeniä tuhansia vuosia. Orgaanisperäisissä löydöksissä voidaan siksi olettaa olleen näitä hiili-isotooppeja samassa suhteessa, koska isotoopit ovat samaa alkuainetta.

Hiili-14 on beta-aktiivinen ja sen hajoamisreaktio on



ja $t_{1/2} = 5730$ a.

Todellisuudessa $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ -suhde on vaihdellut hieman, minkä huomioonottaminen lisää iänmäärityksen tarkkuutta. Noin 9000 v sitten tuo suhde oli 1.5-kertainen nykyiseen verrattuna, 50-luvun ydinkokeet kasvattivat myös tuota suhdetta, kun taas fossiilisten polttoaineiden käyttö on sitä pienentänyt viime vuosikymmeninä.

Maapallon ikä

Radioaktiivisessa hajoamisessa äiti-ytimien lukumäärä on $N_P(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ ja tyttär-ytimien lukumäärä $N_D(t) = N_0 - N_P(t)$, mikäli tyttäret ovat stabiileja. Tällöin kullakin hetkellä

$$t = 1/\lambda \ln(N_0/N_P) = t_{1/2} / \ln(2) \ln(N_0/N_P) = t_{1/2}/\ln(2) \ln(1 + N_D/N_P) \quad (11-91-92)$$

Hyvin pitkäikäisten äiti-isotooppien ja niiden stabiilien tyttären avulla kallioperän iäksi voidaan arvioida noin 4.5×10^9 vuotta, mikä on muullakin tavoin arvioitu Maan ikä, ks. kirjan esimerkki 11-30: $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$, (äiti/tytär).

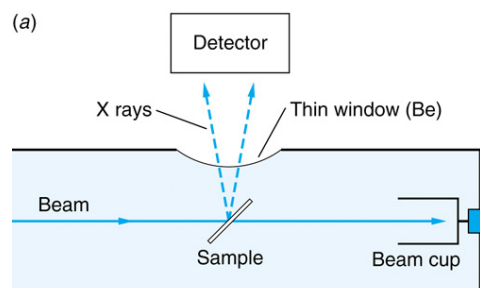
Kiihdytin–massaspektrometria (engl. accelerator mass spectrometry)

Yhdistämällä massaspektrometria, jolla voidaan jopa laskea isotooppinuklidien lukumäärät, ja radioaktiivinen iänmääritys, voidaan lisätä herkkyyttä hyvin pienten ainemäärien havaitsemiseen.

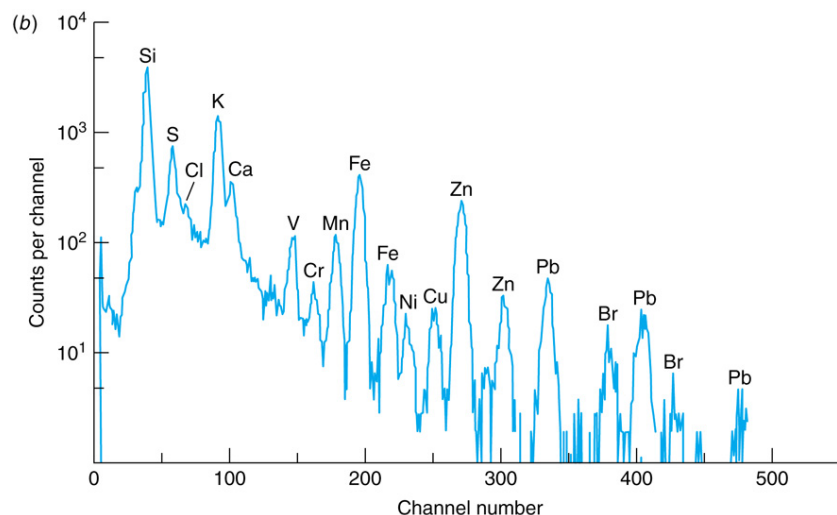
Ionipommitusindusoitu röntgen-emissio (engl. particle-induced x-ray emission)

Pommittamalla näytettä matalaenergisillä ioneilla (muutama MeV) saadaan röntgensäteilyä näytteen alkuaineiden elektroniverhosta K- ja L-kuorilta. Tämän avulla alkuaineet voidaan tunnistaa.

Menetelmä on ioneista riippuen hyvin pintaherkkä.



Kuva 11-67



12. Hiukkasfysiikka

Hiukkasfysiikan voidaan katsoa alkaneen siitä, kun Thomson löysi elektronin v. 1897. Rutherford löysi kulta-atomin ytimen v. 1913. Hän myös nimesi vetyatomin ytimen protoniksi. Ytimen rakenne selkiytyi, kun Chadwick löysi neutronin v. 1932. Fotonin "keksi" Planck kvantittaessaan mustan kappaleen säteilyn ja viimeistään Compton osoitti fotonien hiukkasluonteen konkreettisella tavalla.

Viimeisten 50 vuoden aikana on hiukkas-kiihdyttimillä voitu saada aikaan energioita, jotka ovat riittäneet useiden uusien hiukkasten synnyttämiseen ja havaitsemiseen. Käsitykset alkeishiukkasista ja niiden rakenteesta ovat muuttuneet useasti tämän historian aikana, esim. nukleonien tiedetään nyt koostuvan kolmesta kvarkista.

Tuloksena on nykyinen ns. *standardimalli*.

Hyvä johdattelu hiukkasfysiikkaan löytyy youtube:sta: Jukka Maalampi, "Pieniä hiukkasia, suurta tiedettä", ks.

[Maalampi-PieniäHiukkasia.pdf](#)



12-1 Peruskäsitteitä

Antihiukkaset

Positroni

Muotoiltuaan relativistisen aaltoyhtälön elektronille, Paul Dirac löysi positronin yhtenä yhtälönsä ratkaisuista ja samoin myös spinin molemmille hiukkasille. Kokeellisesti positronin löysi Carl Anderson v. 1932. Positronia merkitään symbolilla e^+ ja radioaktiivisuuden yhteydessä myös merkinnällä β^+ .

Relativistisen hiukkasen energia saadaan yhtälöstä

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2, \quad (2-31)$$

josta ratkaistuna

$$E = \pm [(pc)^2 + (mc^2)^2]^{1/2}. \quad (12-1)$$

Dirac kehitti positroneille aukkomallin täysin miehitettyjen negatiivisen energian elektronitiloihin. Siten elektroni ja positroni alkeishiukkasina olisivat samankaltainen pari, kuin puolijohteen elektroni–aukko-pari. Tällöin myös niiden synty ja annihilaatio pareina olisi helppo ymmärtää, ks. kuva 12-1.

Positroni ja elektroni annihiloituvat reaktiossa

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad \text{tai} \quad e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma \quad (12-2)$$

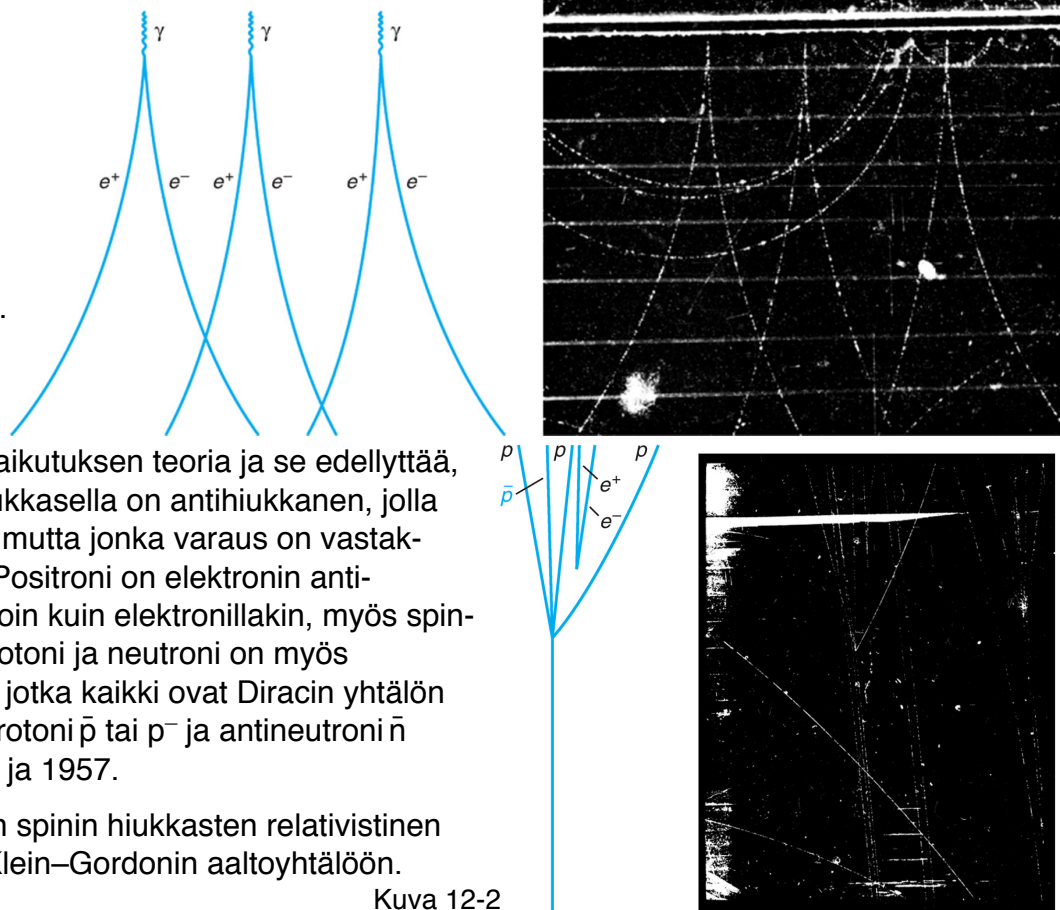
joista edellinen toteutuu spintilasta 1S (vastakkaiset spinit) ja jälkimmäinen tilasta 3S (samansuuntaiset spinit).

Kuva 12-1. Kupla-kammiokuvia e^+e^- -parien syntymisestä 300 MeV röntgensäteistä.

Kvanttielektrodynamiikka (engl. quantum electrodynamics, QED) on sähkömagneettisen vuorovaikutuksen teoria ja se edellyttää, että jokaisella hiukkasella on antihukkanen, jolla on sama massa, mutta jonka varaus on vastakkaismerkinen. Positroni on elektronin antihukkanen. Samoin kuin elektronillakin, myös spin-1/2 hiukkasilla protoni ja neutroni on myös antihukkasensa, jotka kaikki ovat Diracin yhtälön ratkaisuja. Antiprotoni \bar{p} tai p^- ja antineutroni \bar{n} löydettiin v. 1955 ja 1957.

Kokonaislukuisen spinin hiukkasten relativistinen teoria perustuu Klein–Gordonin aaltoyhtälöön.

Kuva 12-2



Vastakkaisen varauksen lisäksi antihukkasilla on myös vastakkaismerkkiset magneettinen momentti, *baryoni-luku* (engl. baryon number) ja *outous* (engl. strangeness).

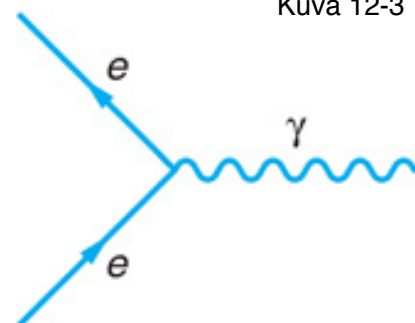
Feynmanin diagrammit (engl. Feynman diagrams)

Feynmanin diagrammeilla voidaan sekä kuvata että esittää eksaktisti QED-teorian mukaan hiukkasten välisiä vuorovaikutuksia ja prosesseja. Kuvassa 12-3 on ns. primitiiviverteksi (engl. primitive vertex), joista diagrammit kootaan.

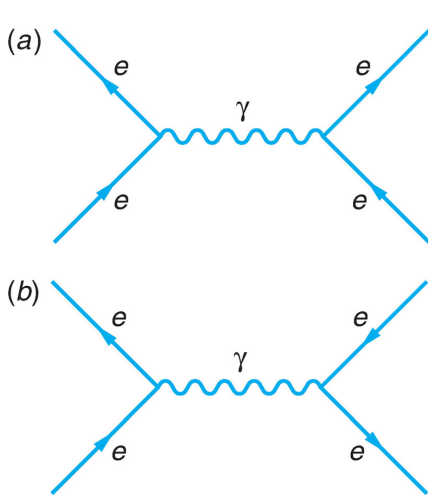
Merkinnöissä ja tulkinnassa noudatetaan sääntöjä:

- ct-koordinaatti on ylöspäin (yleensä) ja avaruuskoordinaatti vaakasuuntaan
- viivat ovat hiukkasia ja antihukkasia
- aalto- tai katkoviivat kuvaavat vuorovaikutus(hiukkasia)
- vaakasuorat ovat virtuaalisia, niillä on alku ja loppu, muut ovat "massakuorella"
- säilymislait ovat voimassa vertekseissä
- verteksin yli integroidaan lopuksi

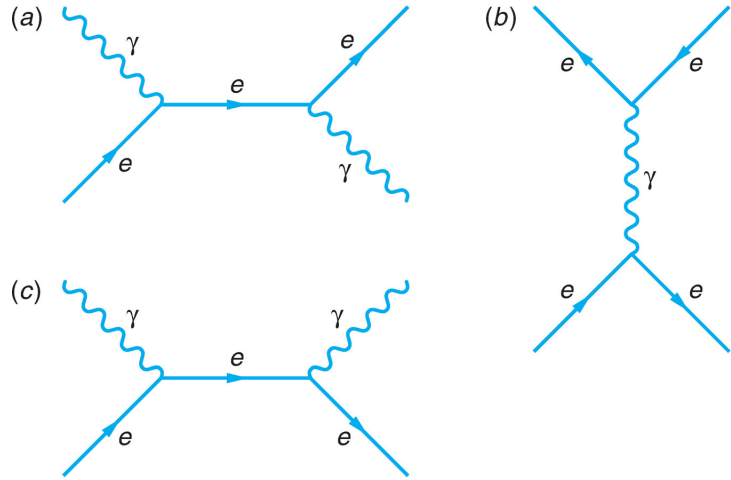
Kuva 12-3



Tulkitaan nämä diagrammit:



Kuva 12-4



Kuva 12-5

Leptonit ja kvarkit

Alkeishiukkasten havaitseminen tapahtuu pääasiassa epäsuorasti säilymlakeihin ja tunnettuihin prosesseihin perustuen. Joitakin hiukkasia voidaan vain päätellä olevan olemassa perustuen standardimalliin. Esimerkiksi kvarkeista ja niiden vuorovaikutuksia välittävistä gluoneista ei ole vielä kovin vahvoja kokeellisia epäsuoriakaan havaintoja.

Leptonit (engl. lepton)

Taulukossa 12-1 on esitetty *leptoniperheet* (engl. family, generation). Kaikilla näillä on lisäksi antihiikkasensa, tosin neutraalit leptonit voivat olla itsensä antihiikkasena, mikä on vielä avoin kysymys. Leptonit erotetaan myös nimityksellä *maku* (engl. flavor).

Table 12-1 The leptons

	Lepton (l)	Symbol	Charge (e)	Weak isospin T_z	Mass (MeV/c ²)	Lifetime (s)	Spin (\hbar)
1st generation	electron	e	-1	$-\frac{1}{2}$	0.5110	stable	$\frac{1}{2}$
	electron neutrino	ν_e	0	$\frac{1}{2}$	$\leq 2.2 \text{ eV}/c^2$	stable	$\frac{1}{2}$
2nd generation	muon	μ	-1	$-\frac{1}{2}$	105.659	2.197×10^{-6}	$\frac{1}{2}$
	muon neutrino	ν_μ	0	$\frac{1}{2}$	$\leq 3.5 \text{ eV}/c^2$	stable	$\frac{1}{2}$
3rd generation	tau	τ	-1	$-\frac{1}{2}$	1784	3.3×10^{-13}	$\frac{1}{2}$
	tau neutrino	ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	$\leq 8.4 \text{ eV}/c^2$	stable	$\frac{1}{2}$

Kvarkit (engl. quark)

Kvarkkeja on kuusi samoin kuin leptoneitakin, kolmena perheenä. Kullakin on murtolukuinen varauksensa ja oma antihiuukasensa. Kvarkit muodostavat yli 200 sidottua tilaa eli hiukkas-ta, joita kutsutaan *hadroneiksi* (engl. hadron). Näistä muodostuu valtaosa universumin näkyvästä massasta.

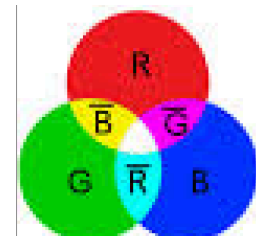
Hadroneita on kaksi ryhmää, *baryonit* (engl. baryon) ja *mesonit* (engl. meson). Edelliset koostuvat kolmesta kvarkista, esim. protoni ja neutroni, ja jälkimmäiset vain kvarkista ja antikvarkista. Kvarkkien ei odoteta esiintyvän vapaina. Myös viiden kvarkin sidotusta tilasta on alustavasti raportoitu.

Table 12-2 The quarks

	Quark (<i>q</i>)	Symbol	Charge (<i>e</i>)	Weak isospin T_z	Mass (MeV/ c^2)	Spin (\hbar)	Baryon number
1st generation	up	<i>u</i>	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	336	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	down	<i>d</i>	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	338	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
2nd generation	charm	<i>c</i>	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1,500	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	strange	<i>s</i>	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	540	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
3rd generation	top	<i>t</i>	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	174,000	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	bottom	<i>b</i>	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	5,000	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$

Kullakin kvarkilla on myös ns. *väri* tai vain *väri* (engl. color): punainen, vihreä tai sininen, joita merkitään r, g ja b. Antikvarkeilla on antivärit \bar{r} , \bar{g} ja \bar{b} . Nämä värit ovat samanlaiset nimet uusille ominaisuuksille kuin plus ja miinus ovat sähkövarauksille.

Kuten sähköinen varaus niin värivarauskin on säilyvä suure.



Standardi-mallin mukaan up-tyyppin kvarkkien varaus on $+2e/3$ ja heikko isospin T_z on $+1/2$, ja down-tyyppin kvarkkien vastaavasti $-e/3$ ja $-1/2$.

Kvarkkien symboleista käytetään myös nimitystä *maku* (engl. flavor): ylös, alas, lumo, outo, huippu ja pohja; u, d, c, s, t ja b (engl. up, down, charm, strange, top, bottom). Näistä viimeiselle käytetään myös nimeä kauneus (engl. beauty).

Kvarkit, kuten leptonitkin, ovat ns. ainehiukkasia ja fermioneja. Voimien välittäjähiukkaset ovat taas bosoneja.

Kolme perheen aineen (Fermionit)

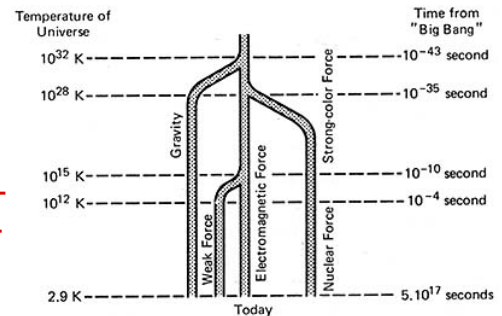
	I	II	III	
massa	2.4 MeV/ c^2	1.27 GeV/ c^2	171.2 GeV/ c^2	0
varaus	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nimi	ylös	lumo	huippu	fotoni
Kvarkit	4.8 MeV/ c^2	104 MeV/ c^2	4.2 GeV/ c^2	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d aalas	s outo	b pohja	g gluoni
<2.2 eV/ c^2	<0.17 MeV/ c^2	<15.5 MeV/ c^2	91.2 GeV/ c^2	
0	0	0	0	
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
ν_e elektronin neutriino	ν_μ myonin neutriino	ν_τ taun neutriino	Z^0 Z-bosoni	
0.511 MeV/ c^2	105.7 MeV/ c^2	1.777 GeV/ c^2	80.4 GeV/ c^2	
-1	-1	-1	± 1	
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
e elektroni	μ myoni	τ tau	W^\pm W-bosoni	
			Mittabosonit	

12-2 Perusvuorovaikutukset ja välittäjähiukkaset

Kaikki havaitut vuorovaikutukset, ns. "voimat", pohjautuvat luonnon neljään perusvuorovaikutukseen, vahvuusjärjestyksessä:

1. *Vahva vuorovaikutus*
2. *Sähkömagneettinen vuorovaikutus*
3. *Heikko vuorovaikutus*
4. *Gravitaatiovuorovaikutus*

Vahva vuorovaikutus vaikuttaa värivaraukseen, sähkömagneettinen vuorovaikutus sähkövaraukseen ja heikko vuorovaikutus heikkoon varaukseen. Gravitaatio vaikuttaa massojen välillä. Siten eräät hiukkaset ovat kaikkien neljän vuorovaikutuksen alaisia, kun taas eräät vain yhden.



Sata vuotta sen jälkeen, kun Maxwell yhdisti havaitut sähkömagneettiset ilmiöt yhdeksi vuorovaikutukseksi, v. 1979 Glashow, Salam ja Weinberg jakoivat Nobel-palkinnon yhdistettyään sähkömagneettisen ja heikon vuorovaikutuksen yhdeksi vuorovaikutukseksi korkeaenergistien hiukkasten tapauksessa. Suuri *yhtenäisteoria* (engl. grand unified theory, GUT) on yksi *yhtenäiskenttäteorioista*, joka yhdistää myös vahvan vuorovaikutuksen *sähkö–heikkoon vuorovaikutukseen* yli 10^{14} GeV hiukkasenergioilla.

Nk. *kaiken teoria* (engl. theory of everything (TOF), final theory, ultimate theory, master theory), joka yhdistäisi kaikki perusvuorovaikutukset, ml. gravitaatiovuorovaikutus, on jäänyt vielä löytymättä lukuisista kehittämissyrityksistä huolimatta. Mm. Albert Einstein työskenteili viimeiset elinvuotensa tämän ongelman parissa.

Vuorovaikutusten keskinäinen vahvuusjärjestys vaihtelee tarkasteluetaisyysmuutoksen mukaan, mutta niitä voidaan vertailla esim. käyttämällä laadutonta *kytkentävakiota* (engl. coupling constant), joka on potentiaalilin pelkän avaruusosan kerroin. Coulombin potentiaalienergia $U(r) = e^2/4\pi\epsilon_0 \times 1/r$, voidaan kirjoittaa näin skaalaamalla se tekijällä $\hbar c$ muotoon

$$V(r) = U(r) / \hbar c = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c \times 1/r = \alpha \times 1/r, \quad (12-3)$$

missä $\alpha \approx 1/137$ on *hienorakennevakio* (engl. fine-structure constant), sähkömagneettisen vuorovaikutuksen kytkentävakio.

Vuorovaikutusenergiat ovat tyypillisesti verrannollisia tekijään α^2 ja karakteristinen pituus tekijään $1/\alpha$. Esim. vetyatomille voidaan kirjoittaa $E_n = -mc^2/2 \times \alpha^2/n^2$ ja $a_0 = \hbar/mc \times 1/\alpha$.

Vahva vuorovaikutus (engl. strong interaction)

Koska kvarkeilla on värivaraukset, kaikki hadronit kokevat vahvan vuorovaikutuksen, jota siksi kutsutaan joskus myös *väri vuorovaikutukseksi*. Sen kantama on luokkaa $fm = 10^{-15}$ m eli ytimen kokoluokkaa. Ydinvoimat koostuvatkin väri voimista. Vahvan vuorovaikutuksen kytkentävakio α_s on noin yksi eli noin satakertainen hienorakennevakioon verrattuna.

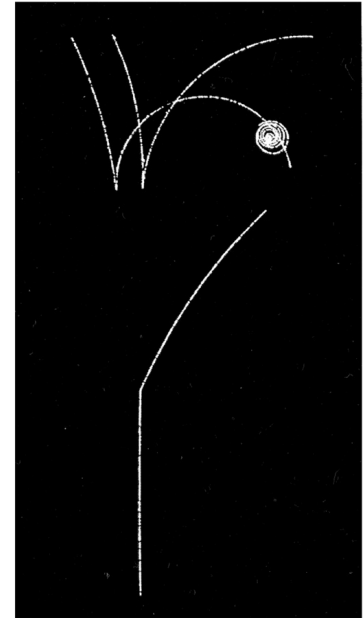
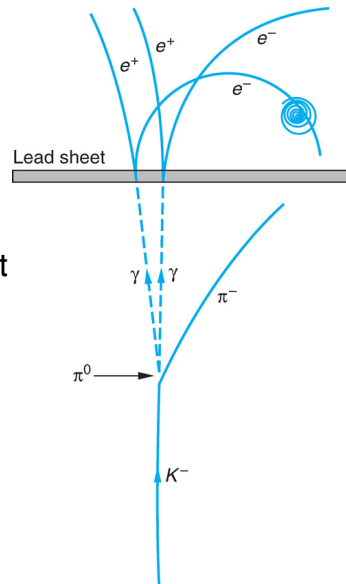
Sähkömagneettisen vuorovaikutuksen kvanttiteorian *kvanttielektrodynamiikan* (engl. quantum electro dynamics, QED) mallin mukaisesti on väri vuorovaikutukselle kehitetty *kvanttikromodynamiikka* (engl. quantum chromo dynamics, QCD).

QCD:n välittäjähiukkanen on lepomassaton *gluoni* (engl. gluon), joka kantaa mukanaan yhtä värivarausta sekä yhtä antivärivarausta, toisin kuin QED:n fotonit, joka on varaukseton. Siten gluoneja on periaatteessa $3 \times 3 = 9$ erilaista, mutta vain kahdeksan mahdollista,

ks. <http://fi.wikipedia.org/wiki/Gluoni>

Kvarkki voi vaihtaa väriään emittoidessaan värivarauksia kantavan gluonin, mutta ei kuitenkaan makuaan. Väriverauksiensa vuoksi gluonit voivat myös kytkeytyä toisiinsa värivoimilla. Vahvan vuorovaikutuksen *karacteristinen vuorovaikutusaika* (engl. characteristic interaction time) on noin $\Delta t \approx 10^{-23}$ s, jonka hiukkasen tarvitsevat gluoninvaihtoon vuorovaikutusajalla. Tämä on likipitään myös se aika, jonka valo tarvitsee ytimen läpimitan pituiselle matkalle.

Hadronien hajoaminen värivoimien vaikutuksesta tapahtuu myös karakteristisen vuorovaikutusajan mittakaavassa. **Samoin kuin atomeilla on elektroniverhonsa viritystiloja ja ytimillä nukleonirakenteensa viritystiloja, on myös hadroneilla kvarkkirakenteensa viritystiloja.** Tällaiset hadronien viritystilat purkautuvat väri vuorovaikutuksen avulla ja "energiaspektrin viivanleveydet" ovat tyypillisesti varsin suuria, $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$, verrattuna ytimien ja atomien spektriviivoihin. Tällaisia viritystiloja kutsutaankin siksi hadroni–hadroni-sironnan *resonanssihiukkasiksi* (engl. resonance particle).



Oheisessa kuvassa on esitetty varatun antikaonin (eräs mesoni) hajoamisreaktioketju.

Värivoimien suhteen stabiilit hadronit on esitetty oheisessa taulukossa 12-3. Tyypillisesti niiden elinajat ovat yli 10 kertalukua pitemmät, kuin resonanssihiukkasten, ja hajoamisreaktioissa syntyy keveämpiä hadroneita, mesoneja, leptoneita ja fotoneja muiden vuorovaikutusten avulla.

Huomaa, että kaikki baryonit hajoavat lopulta protoneiksi.

Table 12-3 Hadrons that are stable against decay via the strong interaction

Name	Symbol	Mass (MeV/c ²)	Spin (\hbar)	Charge (e)	Antiparticle	Mean lifetime (s)	Typical decay products [†]
Baryons							
Nucleon	p (proton) or N^+	938.3	1/2	+1	\bar{p}	$>10^{32}$ y	
	n (neutron) or N^0	939.6	1/2	0	\bar{n}	930	$p + e^- + \bar{\nu}_e$
Lambda	Λ^0	1116	1/2	0	$\bar{\Lambda}^0$	2.5×10^{-10}	$p + \pi^-$
Sigma	Σ^+	1189	1/2	+1	$\bar{\Sigma}^-$	0.8×10^{-10}	$n + \pi^+$
	Σ^0	1192	1/2	0	$\bar{\Sigma}^0$	10^{-20}	$\Lambda^0 + \gamma$
	Σ^-	1197	1/2	-1	$\bar{\Sigma}^+$	1.7×10^{-10}	$n + \pi^-$
Xi [†]	Ξ^0	1315	1/2	0	$\bar{\Xi}^0$	3.0×10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^0$
	Ξ^-	1321	1/2	-1	$\bar{\Xi}^+$	1.7×10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^-$
Omega	Ω^-	1672	3/2	-1	Ω^+	1.3×10^{-10}	$\Xi^0 + \pi^-$
Charmed lambda	Λ_c^+	2285	1/2	+1	$\bar{\Lambda}_c^-$	1.8×10^{-13}	$p + K^- + \Lambda^+$
Mesons							
Pion	π^+	139.6	0	+1	π^-	2.6×10^{-8}	$\mu^+ + \nu_\mu$
	π^0	135	0	0	self	0.8×10^{-16}	$\gamma + \gamma$
	π^-	139.6	0	-1	π^+	2.6×10^{-8}	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$
Kaon	K^+	493.7	0	+1	K^-	1.24×10^{-8}	$\pi^+ + \pi^0$
	K^0	497.7	0	0	\bar{K}^0	0.88×10^{-10}	$\pi^+ + \pi^-$
						and	
						$5.2 \times 10^{-8 \pm}$	$\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$
Eta	η^0	549	0	0	self	2×10^{-19}	$\gamma + \gamma$

[†]Other decay modes also occur for most particles.

[‡]The Ξ particle is sometimes called the cascade.

[§]The K^0 has two distinct lifetimes, sometimes referred to as K_{short}^0 and K_{long}^0 . All other particles have a unique lifetime.

Sähkömagneettinen vuorovaikutus (engl. electromagnetic interaction)

Tämä on merkittävin vuorovaikutus atomikokoa suuremmassa, mutta Maapallon kokoa pienemmässä mittakaavassa. Se pitää koossa ja hallitsee aineiden eri olomuotojen ominaisuuksia – fysiikkaa ja kemiaa sekä elävää luontoa.

Sähkömagneettisen vuorovaikutuksen tuntevat kaikki sähköisesti varatut hiukkaset sekä neutraalit hiukkaset emittoimiensa virtuaalisten hiukkasten kautta, ks. kuva 12-6. Myös ns. tyhjiön kvanttifluktuaatioissa syntyy virtuaalisia varattuja hiukkasia, esim. elektroni–positroni-pareja.

Sähkömagneettisen vuorovaikutuksen kantama on ääretön, koska vuorovaikutuksen välittäjähiukkanen on leptomassaton, ja kytkentävakio $\alpha \approx 1/137$. Fotoni on varaukseton.

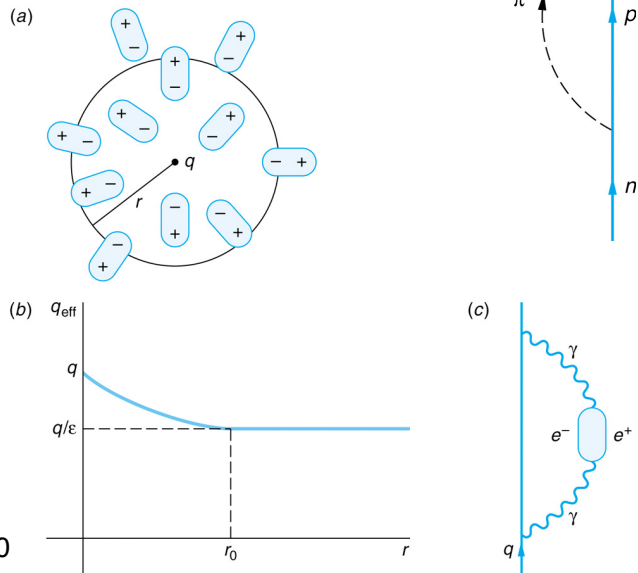
Sähkömagneettisen vuorovaikutuksen karakteristinen vuorovaikutusaika on n. 10^{-18} s ja vuorovaikutuksen aiheuttamissa hajoamisissa syntyy tyypillisesti fotoneja, esim.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma,$$

mutta ei välttämättä, esim.

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-.$$

Kuva 12-6



Kuva 12-10

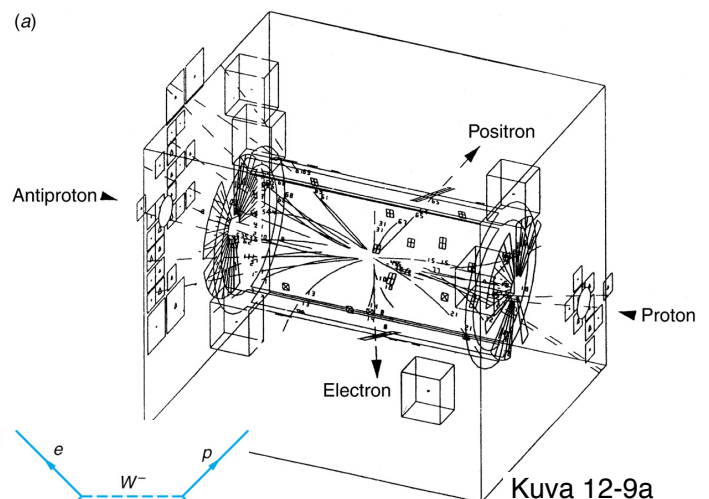
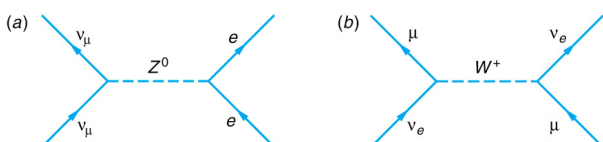
Heikko vuorovaikutus (engl. weak interaction)

Kaikki kvarkit ja leptonit kokevat heikon vuorovaikutuksen, niillä on ns. heikko varaus (engl. weak charge) tai makuvaraus (engl. flavor charge). Vuorovaikutuksen kantama on luokkaa 10^{-3} fm eli 10^{-18} m ja karakteristinen vuorovaikutusaika vaihtelee välillä 10^{-16} s – 10^{-10} s.

Verrattuna vahvaan vuorovaikutukseen heikko on heikompi kertoimella noin 10^{-5} . Voiman varauksellisia välittäjä hiukkasia ovat W^+ ja W^- (W kuten "weak") ja neutraali Z^0 (Z kuten "zero"), jotka kaikki ovat bosoneja, joiden spin on 1. Sähkövaraukselliset välittäjät muuttavat kvarkin maun toiseksi. Leptonien maku ei muutu heikossa vuorovaikutuksessa.

Kuvassa 12-7 on kolme tyypillistä heikon vuorovaikutuksen aiheuttamaa prosessia.

Kaikki kolme heikon vuorovaikutuksen välittäjähiukkasta löydettiin v. 1983 Carlo Rubbian johtamassa kansainvälisessä pp-törmäyskokeessa CERNissä. Kuvassa 12-9a on esitetty Z^0 -hiukkasen löytymisen koejärjestely. Rubbia kävi kutsuttuna puhujana kertomassa näistä aiheista mm. Tampereella pidetyillä "Fysiikan päivillä" v. 1985.



Kuva 12-7

Kuva 12-9a

Gravitaatiovuorovaikutus

Kaikki hiukkaset kokevat gravitaatiovuorovaikutuksen, koska sen lähteenä oleva gravitaatiovaraus on massa/energia. Tämä vuorovaikutus on kuitenkin niin heikko vahvaan vuorovaikutukseen verrattuna, kerroin on noin 10^{-38} , ettei sillä ole merkitystä hiukkasfysiikan prosesseihin. Vielä löytymätön voiman välittäjähiukkanen on nimetty gravitoniksi (engl. graviton), jonka oletetaan olevan varaukseton ja massaton ja jolla on spin 2. Gravitonin havaitsemiseksi kehitellään menetelmiä ja koelaitteita.

Yleisen suhteellisuusteorian ennustamia gravitaatiokentän aaltoja on raportoitu löydetyn aivan äskettäin, Stuart Clark, The Guardian, Monday 17 March 2014.

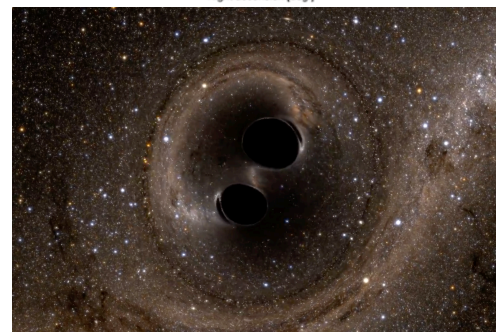
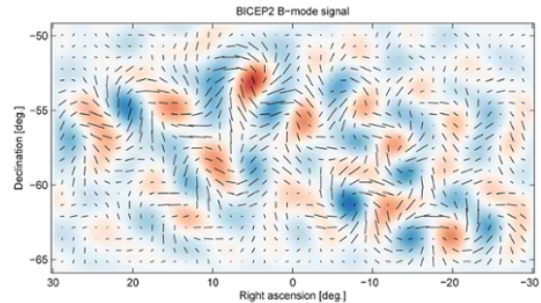
Kuvassa avaruus–aika-jatkumon pyörteitä, jotka ovat peräisin aina "aikojen alusta", ks.

MinutePhysics-havainnollistus:

<https://www.youtube.com/watch?v=4IIBNJbCzfk>

11.2.2016 Raportoitiin, että gravitaatioaaltoista on tehty suoria havaintoja LIGO-havaintolaitteistolla (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*). Nämä "ainutkertaiset" aallot ovat syntyneet kahden mustan aukon törmätessä ja yhtyessä yhdeksi n. 1.3×10^9 a sitten, ks. havainnollistus:

<https://www.youtube.com/watch?v=FIDtXIBrAYE>



Yhteenveto

Table 12-4 Characteristics of the fundamental interactions

Interaction	Force carrier	Mass (GeV/c ²)	Spin (\hbar)	Source	Particles carrying charge	Range (m)	Interaction time (s)	Coupling constant
Strong	gluon	0	1	color charge	q, g	10^{-15}	10^{-23}	$\alpha_s \approx 1$
Electromagnetic	photon	0	1	electric charge	q, e, μ, τ, W^\pm	∞	10^{-18}	$\alpha = 1/137$
Weak	W^\pm, Z^0	80, 91	1, 1	weak charge	$q, e, \mu, \tau, W^\pm, Z^0$	10^{-18}	10^{-16} to 10^{-10}	$\alpha_w \approx 10^{-5}$
Gravity	graviton	0	2	mass	$q, e, \mu, \tau, \nu, W^\pm, Z^0$	∞	?	$\alpha_g \approx 10^{-38}$

12-3 Säilymislait ja symmetriat

Luonnon säilymislait seuraavat symmetriaominaisuuksista. Jos esimerkiksi kappaleen potentiaalifunktio on liikkeen suunnassa vakio, ei se aiheuta voimia siinä suunnassa ja silloin kappaleen liikemäärä säilyy – vakioenergiaominaisuus on translaatiosymmetria. Samalla tavalla, jos pyörimisliikkeessä olevaan kappaleeseen ei vaikuta momenteja, on sen potentiaali pyörähdyssymmetrinen (sylinterisymmetrinen pyörimisakselin suhteen).

Tavallisimpia säilyviä suureita (klassinen fysiikka) ja niihin liittyvät symmetriat ovat:

- Energia (massa) – ajankääntösymmetria
- Liikemäärä – translaatiosymmetria
- Liikemäärämomentti – pyörähdyssymmetria
- Sähkövaraus – sähködynamiikan mittainvarianssi

Usein säilyvät suureet on löydetty empiirisesti kauan ennen kuin on ymmärretty, mihin symmetriaominaisuuteen ne liittyvät. Tämä on myös hiukkasfysiikan nykytilanne: Monia sellaisia säilyviä suureita näyttäisi olevan, jotka toistaiseksi perustuvat vain kokeelliseen havaintoaineistoon ja tilastollisiin analyyseihin.

Kvanttimekaniikassa kommutoivilla operaattoreilla on yhteiset ominaistilat eli ominaisfunktioita. Säilyvien suureiden operaattorit kommutoivat Hamiltonin operaattorin kanssa ja niitä kutsutaan myös liikevakioiksi. Liikevakioihin liittyvät symmetriat kvantittavat tällaisen suureen arvot ja sen mukaan niille annetaan myös kvanttiluvut, esim. atomin elektronien kvanttiluvut.

Hiukkasfysiikan säilymislaeista

Nykyinen hiukkasfysiikka tuntee edelläminittujen lisäksi seuraavat säilymislait:

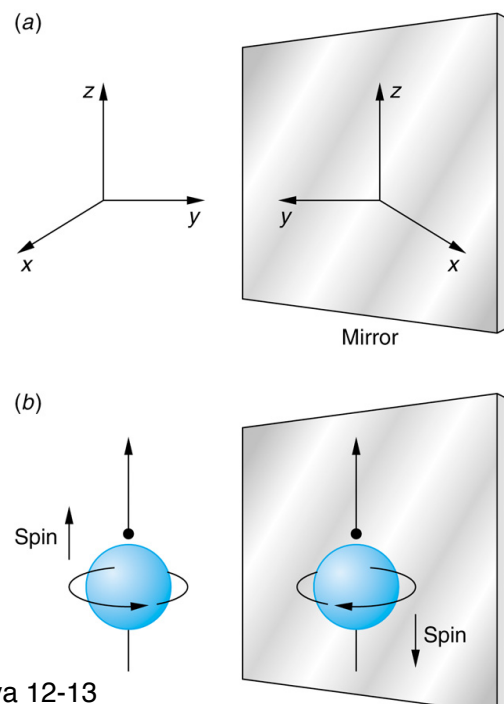
- Baryoniluvun säilymislaki
- Leptoniluvun säilymislaki, erikseen jokaiselle leptoniperheelle
- Kvarkkien värivaruksen säilymislaki
- TCP-invarianssi

On myös muutamia säilymislakeja, jotka pätevät kaikissa muissa paitsi heikon vuorovaikutuksen aiheuttamissa ilmiöissä. Sellaisia ovat:

- Pariteetin säilymislaki / CP-invarianssi
- Outouden säilymislaki

Jos pariteetti säilyy tapahtumassa, sitä ei voi erottaa peilikuvastaan. Oikeakätinen ($\mathbf{x} \times \mathbf{y} = \mathbf{z}$) ja vasenkätinen ($\mathbf{x} \times \mathbf{y} = -\mathbf{z}$) koordinaatisto antavat siis saman kuvauksen tapahtumalle.

TCP-invarianssi on yleisempi kuin pariteetin säilyminen ja pätee aina (ajankääntö T, pariteetin vaihto P ja antihukkasen varauskonjugaatio C). Universumin materia/antimateria epäsymmetria vaatii, että $CP = -1$, joten $T = -1$, joka voi määrätä universumin ajan suunnan, kun $TCP = 1$.



Kuva 12-13

12-4 Standardimalli

Hiukkasfysiikan standardimalli koostuu edellä esitellyistä 12 alkeishiukkasista ja niiden antihiukkasista sekä niiden välisistä vuorovaikutuksista, joita välittävät ns. mittabosonit.

Mallin alkeishiukkasten massan antaa Higgsin bosoni, joka on vast'ikään kokeellisestikin jo havaittu.

Kvanttikromodynamiikka (QCD)

Kvarkkien väliseksi potentiaalifunktioksi on approksimoitu muotoa, ks. kuva 12-28,

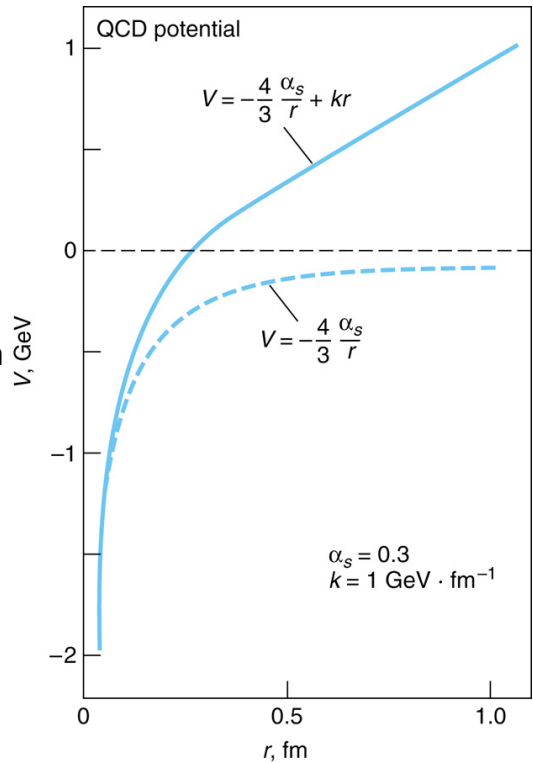
$$V_{\text{QCD}}(r) = -4\alpha_s / 3r + kr, \quad (12-32)$$

joka on lineaarinen suurilla etäisyyksillä ja selittää sen, etteivät kvarkit esiinny vapaina. Tätä kutsutaan kvarkkien vankeudeksi. Lyhyillä etäisyyksillä potentiaali on sen sijaan voimakkaan attraktiivinen.

Kuitenkin hyvin suurissa tiheyksissä QEDn vakuumpolarisaatiota vastaavalla tavalla vuorovaikutus "varjostuu" vakioksi, jota kutsutaan kvarkkien asympotoottiseksi vapaudeksi.

Cassiopeia-projektin Standardi-mallivideot:

<https://www.cassiopeia.stoe.com> tai **Standard Model**



Kuva 12-28

<http://www.cpepphysics.org>

Standard Model of FUNDAMENTAL PARTICLES AND INTERACTIONS

The Standard Model is a quantum theory that summarizes our current knowledge of the physics of fundamental particles and fundamental interactions (interactions are manifested by forces and by decay rates of unstable particles).

FERMIONS

matter constituents
spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e lightest neutrino*	(0 - 0.13) × 10 ⁻⁹	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.005	-1/3
ν_μ middle neutrino*	(0.009 - 0.13) × 10 ⁻⁹	0	c charm	1.3	2/3
\mu muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ heaviest neutrino*	(0.04 - 0.14) × 10 ⁻⁹	0	t top	173	2/3
\tau tau	1.777	-1	b bottom	4.2	-1/3

*See the neutrino paragraph below.

Spin is the intrinsic angular momentum of particles. Spin is given in units of \hbar , which is the quantum unit of angular momentum where $\hbar = h/2\pi = 6.58 \times 10^{-25} \text{ GeV s} = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J s}$.

Electric charges are given in units of the proton's charge. In SI units the electric charge of the proton is 1.60×10^{-19} coulombs.

The energy unit of particle physics is the electronvolt (eV), the energy gained by one electron in crossing a potential difference of one volt. Masses are given in GeV/c² (remember $E = mc^2$) where $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} = 1.60 \times 10^{-10} \text{ joule}$. The mass of the proton is $0.938 \text{ GeV}/c^2 = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

Neutrinos
Neutrinos are produced in the sun, supernovae, reactors, accelerator collisions, and many other processes. Any produced neutrino can be described as one of three neutrino flavor states ν_e , ν_μ , or ν_τ , labelled by the type of charged lepton associated with its production. Each is a defined quantum mixture of the three definite mass neutrinos ν_1 , ν_2 , and ν_3 for which currently allowed mass ranges are shown in the table. Further exploration of the properties of neutrinos may yield powerful clues to puzzles about matter and antimatter and the evolution of stars and galaxy structures.

Matter and Antimatter
For every particle type there is a corresponding antiparticle type, denoted by a bar over the particle symbol (unless + or - charge is shown). Particle and antiparticle have identical mass and spin but opposite charges. Some electrically neutral bosons (e.g. Z^0 , γ , and η_c) are $c\bar{c}$ but not $q\bar{q}$ as they are their own antiparticles.

BOSONS

force carriers
spin = 0, 1, 2, ...

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.39	-1			
W⁺	80.39	+1			
Z⁰	91.188	0			

Color Charge
Only quarks and gluons carry "strong charge" (also called "color charge") and can have strong interactions. Each quark carries three types of color charge. These charges have nothing to do with the colors of visible light. Just as electrically-charged particles interact by exchanging photons, in strong interactions, color-charged particles interact by exchanging gluons.

Quarks Confined in Mesons and Baryons
Quarks and gluons cannot be isolated – they are confined in color-neutral particles called hadrons. This confinement (binding) results from multiple exchanges of gluons among the color-charged constituents. As color-charged particles (quarks and gluons) move apart, the energy in the color-force field between them increases. This energy eventually is converted into additional quark-antiquark pairs. The quarks and antiquarks then combine into hadrons; these are the particles seen to emerge.

Two types of hadrons have been observed in nature: **mesons** $q\bar{q}$ and **baryons** qqq . Among the many types of baryons observed are the proton (uud), antiproton ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$), neutron (udd), lambda (Λ (uds)), and omega (Ω^- (sss)). Quark charges add in such a way as to make the proton have charge +1 and the neutron charge 0. Among the many types of mesons are the pion $^+ (u\bar{d})$, kaon $K^+ (u\bar{s})$, $B^0 (d\bar{u})$, and $\eta_c (c\bar{c})$. Their charges are +1, -1, 0, 0 respectively.

Visit the award-winning web feature **The Particle Adventure** at ParticleAdventure.org. This chart has been made possible by the generous support of U.S. Department of Energy, U.S. National Science Foundation, Lawrence Berkeley National Laboratory. ©2008 Contemporary Physics Education Project. CPEP is a non-profit organization of teachers, physicists, and educators. For more information see CPEPweb.org.

Structure within the Atom

If the proton and neutrons in this picture were 10 cm across, then the quarks and electrons would be less than 0.1 mm in size and the entire atom would be about 10 km across.

Properties of the Interactions

The strengths of the interactions (forces) are shown relative to the strength of the electromagnetic force for two u quarks separated by the specified distances.

Property	Gravitational Interaction	Weak Interaction (Electroweak)	Electromagnetic Interaction	Strong Interaction
Acts on:	Mass - Energy	Flavor	Electric Charge	Color Charge
Particles experiencing:	All	Quarks, Leptons	Electrically Charged	Quarks, Gluons
Particles mediating:	Graviton (not yet observed)	W⁺ W⁻ Z⁰	γ	Gluons
Strength at $\begin{cases} 10^{-18} \text{ m} \\ 3 \times 10^{-17} \text{ m} \end{cases}$	10^{-41} or 10^{-44}	0.8 or 10^{-4}	1	25 or 60

Particle Processes

These diagrams are an artist's conception. Blue-green shaded areas represent the cloud of gluons.

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

A free neutron (udd) decays to a proton (uud), an electron, and an antineutrino via a virtual (mediating) W boson. This is neutron β (beta) decay.

$e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$

An electron and positron (antilepton) colliding at high energy can annihilate to produce B^0 and B^0 mesons via a virtual Z boson or a virtual photon.

Unsolved Mysteries

Driven by new puzzles in our understanding of the physical world, particle physicists are following paths to new wonders and startling discoveries. Experiments may even find extra dimensions of space, mini-black holes, and/or evidence of string theory.

Universe Accelerating?

The expansion of the universe appears to be accelerating. Is this due to Einstein's Cosmological Constant? If not, will experiments reveal a new force of nature or even extra (hidden) dimensions of space?

Why No Antimatter?

Matter and antimatter were created in the Big Bang. Why do we now see only matter except for the tiny amounts of antimatter that we make in the lab and observe in cosmic rays?

Dark Matter?

Invisible forms of matter make up much of the mass observed in galaxies and clusters of galaxies. Does the dark matter consist of new types of particles that interact very weakly with ordinary matter?

Origin of Mass?

In the Standard Model, for fundamental particles to have masses, there must exist a particle called the Higgs boson. Will it be discovered soon? Is supersymmetry theory correct in predicting more than one type of Higgs?

ANTIN ”RESEPTI” REAKTION VUOROVAIKUTUKSEN MÄÄRITTÄMISEEN

1. Tarkista, onko reaktio ylipäättään mahdollinen. (Voivatko energia ja liikemäärä säilyä, säilyykö sähkövaraus, säilyvätkö baryoniluku ja leptoniluvut, ovatko outouden ja isospinin muutokset korkeintaan ± 1 .)
 2. Jos reaktiossa esiintyy fotoni (muutoin siirry kohtaan 3) ja outous (S), lumo (C) ja isospinin z-komponentti (I_3) säilyvät, eikä reaktiossa esiinny neutriinoja, reaktio on sähkömagneettisen vuorovaikutuksen tuottama.
 3. Jos reaktiossa ei esiinny fotonia eikä leptoneita ja S , C ja I_3 säilyvät, reaktio on vahvan vuorovaikutuksen tuottama.
 4. Jos reaktiossa ei esiinny fotonia (eikä 3 tullut kysymykseen), reaktio on heikon vuorovaikutuksen tuottama.
- Tyypit eivät ole toisiaan täysin poissulkevia, mutta jos reaktio voi tapahtua sekä heikosti että vahvasti, vahva vallitsee.
 - Jos mikään tyypeistä (2, 3 tai 4) ei sovi, mutta reaktio on mahdollinen (1), reaktio voi olla nettoreaktio eri tyyppisistä reaktioista.
 - Reseptissä on otettu huomioon vain tämän kurssin tiedoilla ja pelkästä reaktioyhtälöstä selvitettävissä olevat seikat.

12-5 Nobel-iltapäivän hiukkasfysiikkaa

Higgsin bosoni – Nobel-palkinto jo v. 2013 – löytyi v. 2012.

http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013

Ks. Cassiopeian video (Higgs.m4v)

The Nobel Prize in Physics 2013



Photo: A. Mahmoud
François Englert
Prize share: 1/2



Photo: A. Mahmoud
Peter W. Higgs
Prize share: 1/2

The Nobel Prize in Physics 2013 was awarded jointly to François Englert and Peter W. Higgs "for the theoretical discovery of a mechanism that contributes to our understanding of the origin of mass of subatomic particles, and which recently was confirmed through the discovery of the predicted fundamental particle, by the ATLAS and CMS experiments at CERN's Large Hadron Collider"

Tampere 14.12.2013

Higgsin bosoni
Hiukkasen kiinnostavaa?

Kimmo Tuominen
Helsingin Yliopisto

Symmetriasta ja sen rikkoutumisesta – v. 2008

http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008

The Nobel Prize in Physics 2008



Photo: University of Chicago

Yoichiro Nambu

Prize share: 1/2



© The Nobel Foundation
Photo: U. Montan

Makoto Kobayashi

Prize share: 1/4



© The Nobel Foundation
Photo: U. Montan

Toshihide Maskawa

Prize share: 1/4

Fysiikan Nobel 2008: Uusia tosiasioita aineen perimmäisistä rakenneosista

K. Kajantie

keijo.kajantie@helsinki.fi

Tampere, 14.12.2008

Fysiikan (teoreettisen) professori, Helsingin yliopisto, 1970-2008

The Nobel Prize in Physics 2008 was divided, one half awarded to Yoichiro Nambu *"for the discovery of the mechanism of spontaneous broken symmetry in subatomic physics"*, the other half jointly to Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa *"for the discovery of the origin of the broken symmetry which predicts the existence of at least three families of quarks in nature"*.

<http://iki.fi/trantala/popular/Nobel-esitykset/2008F-Kajantie.pdf>

Lisää Nobel-palkinnoista


http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/

ja

http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/

Nobel-iltapäivä Tampereella

<http://iki.fi/trantala/popular/Nobel/>

Esitysten materiaalit löytyvät linkeistä 

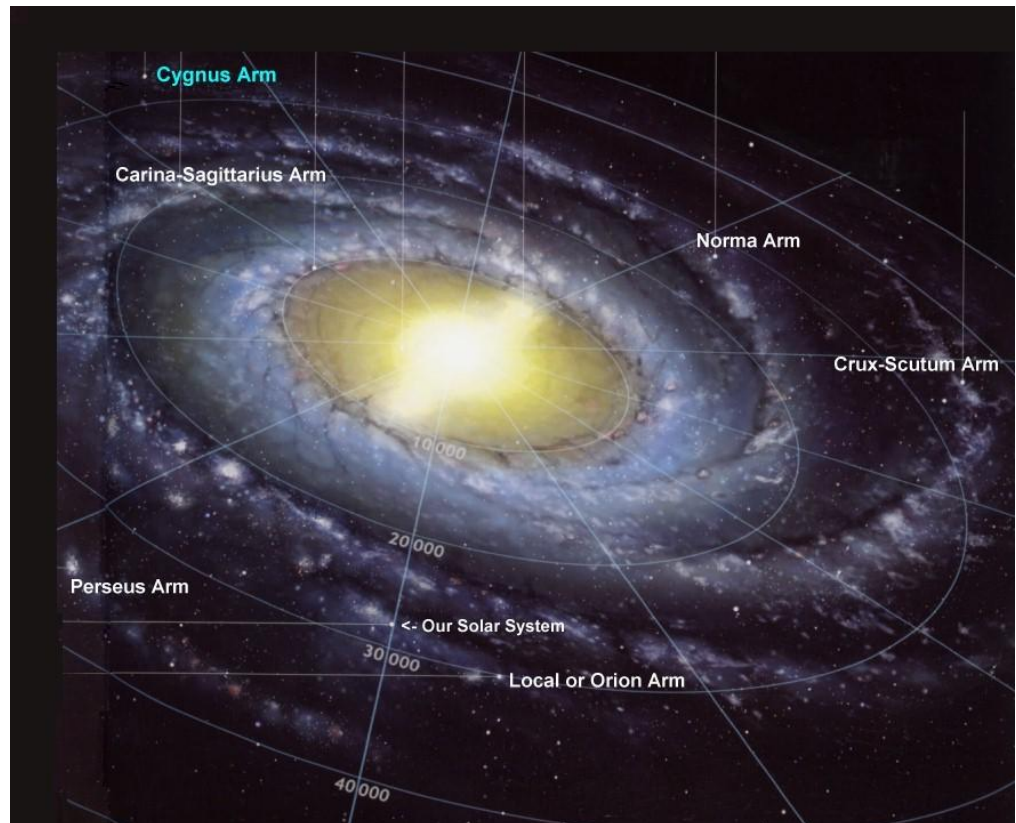
13. Astrofysiikka ja kosmologia (Astrophysics, cosmology)

Astrofysiikka käsittää tähtien koostumuksen ja evoluution tutkimuksen sekä niihin liittyvien ilmiöiden selittämisen.

Suuremman mittakaavan ja koko **Maailmankaikkeuden** (engl. Universum) rakenteen ja evoluution fysiikkaa kutsutaan taas **kosmologiaksi**.

Molempiin liittyvät havainnot ovat varsin epäsuoria.

Kuvassa Linnunrata (engl. Milky Way).



13-1 Aurinko (engl. The Sun)

Auringon pinta

Aurinko on tärkein avaruuden astrofysikaalinen kohde. Käytännössä se on ainoa oman galaksimme, eli **Linnunradan**, noin 10^{11} tähdestä, jonka pintaa voidaan maasta käsin tutkia – kaikki muut ovat käytännössä pistemäisiä Maasta katsottuna.

Maan ilmakehään saapuva Auringon säteilyn intensiteetti on ns. **aurinkovakio** (engl. solar constant)

$$f = 1.365 \times 10^3 \text{ W/m}^2. \quad (13-1)$$

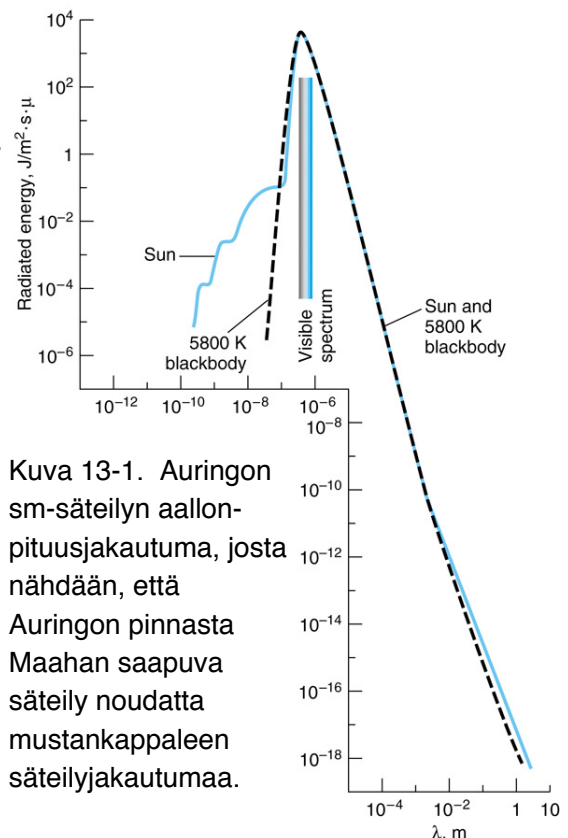
Kun Maan ja Auringon etäisyys on 1 AU (astronominen yksikkö) = 1.496×10^8 km, voidaan laskea Auringon koko säteilyteho, **luminositeetti** (engl. luminosity)

$$L_{\odot} = 3.84 \times 10^{26} \text{ W}. \quad (13-2)$$

Olettamalla auringonvalo mustankappaleen säteilyksi, saadaan Auringon pinnan säteilyn intensiteetti **Stefan–Boltzmannin laista**

$$R = \sigma T^4, \quad (3-4)$$

missä $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$. Auringon säteen ($R_{\odot} = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$) avulla voidaan sitten laskea sen pinta-**lämpötilaksi** n. 5800 K.



Kuva 13-1. Auringon sm-säteilyn aallonpituusjakautuma, josta nähdään, että Auringon pinnasta Maahan saapuva säteily noudatta mustankappaleen säteilyjakautumaa.

Sähkömagneettisen säteilyn lisäksi Auringosta lähtee myös korkeaenergiisiä hiukkasia, lähinnä protoneja ja elektroneja. Nämä muodostavat koko Aurinkokuntaan leviävän *aurinkotuulen* (engl. solar wind). Revontulet ovat aurinkotuulen aiheuttamia.

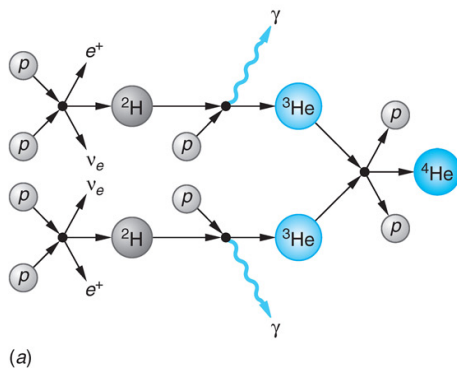
Auringon sisäosat ja energiantuotto

Gravitaatio pitää yllä auringon ydinosassa korkeaa lämpötilaa ja painetta, jotka ylläpitävät jo ss. 144–145 kuvattua Auringon energiaa tuottavaa ydinreaktiota, protoni–protoni-sykliä, ks. Taulukko 13-1 ja kuva 13-6. Siitä ovat peräisin myös Auringon emittoimat neutriinot.

Table 13-1 Proton-proton nuclear fusion cycle		
Reaction	% of events	ν energy (MeV)
1. $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ or $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	99.96 0.04	≤ 0.423 (13-5) 1.445
2. ${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	100	(13-6)
3. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$ or ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	85 15	(13-7)
4. ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	15	0.863 (90%) 0.385 (10%)
5. ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2 {}^4\text{He}$ or ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0.02	
6. ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$		<15
7. ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2 {}^4\text{He}$ or ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	0.00003	<18.8

Source: Data from J. Bahcall, Phys. Rev. C, 56, 3391 (1997).

Kuva 13-6



13-2 Tähdet (engl. stars)

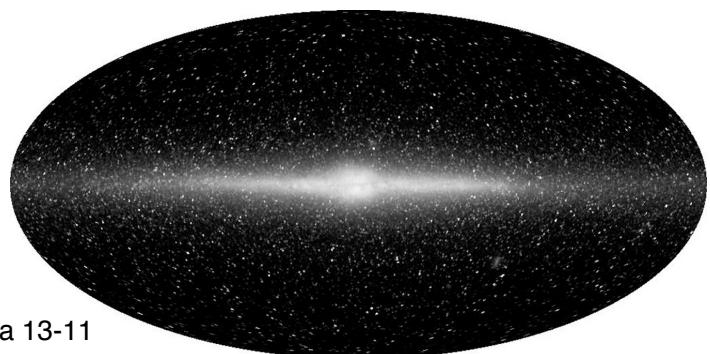
Kirkkaalta yötaivaalta voi nähdä kaukoputkella useita tuhansia tähtiä. Tähdet luokitellaan niiden lähettämän (ja absorboiman) valon spektrin mukaan, ks. Taulukko 13-2.

Tähtien kirkkaus määritellään kuuteen luokkaan, $m = 1 - 6$, missä 1 on kirkkain ja 6 on kirkkaudeltaan siitä sadasosa. Siten yksi askelväli vastaa kerrointa 2.51 , sillä $2.51^5 = 100$.

Linnunrata

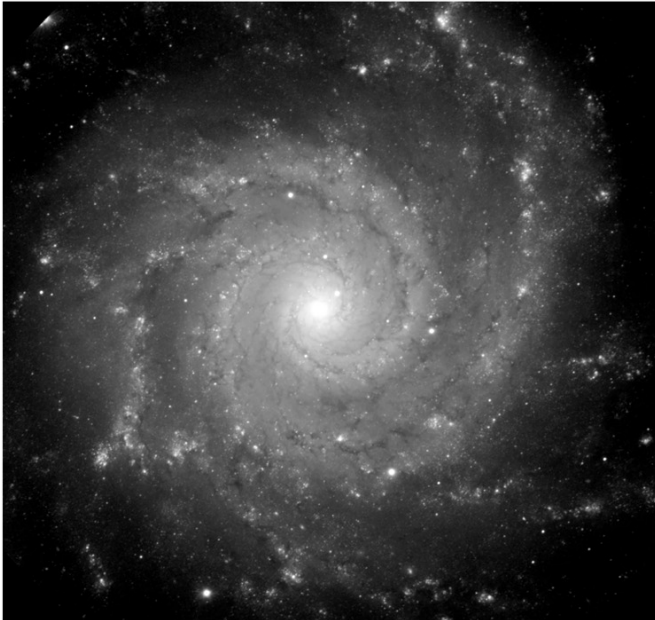
Oma galaksimme Linnunrata erottuu tähtitaivaalta eräänlaisena "tähtivyönä", jossa arvioidaan olevan luokkaa 10^{11} tähteä.

Table 13-2 Characteristics of star categories	
Spectral type	Important characteristics
O	Hottest blue-white stars; helium absorption lines
B	Hot blue-white stars; helium and hydrogen absorption lines
A	White stars; hydrogen and calcium absorption lines
F	Yellow-white stars; calcium and some metal absorption lines
G	Yellow stars; solar-type spectra with calcium and iron absorption lines (The Sun is a G2 star.)
K	Cool orange stars; strong metal absorption lines
M	Coollest red stars; strong metal absorption lines

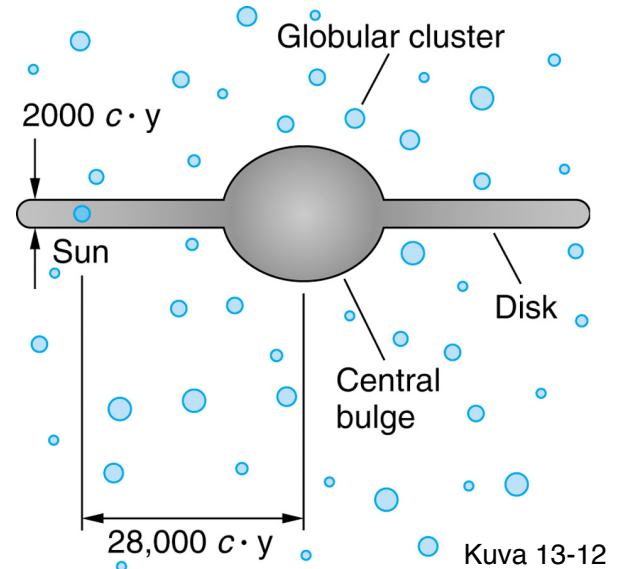


Kuva 13-11

Linnunrata on kiekon muotoinen, ks. kuva 13-12, jossa on myös linnunradan mitat valovuosina. Se muodostuu kolmesta spiraalin muotoisesta päähaarasta ja sivuhaaroista, ks. kuva 13-13. Linnunrata pyörii kiekon akselin ympäri niin, että Auringon ratanopeus on $2.5 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$.



(a) Kuva 13-13



Linnunrataa pitää koossa sen oma gravitaatio, minkä selittämiseksi se ongelma, että sen toistaiseksi löydetty massa on vain 4% siihen tarvittavasta. Loput voisi tulla kiekon keskellä olevasta mustasta aukosta (engl. black hole) tai pimeästä massasta (dark mass) ja energiasta (dark energy). Asiaa tutkitaan intensiivisesti.

13-3 Tähtien evoluutio

Aurinko on tavallinen pääsarjan tähti ns. Hertzsprung–Russell-kaaviossa, kuva 13-17 a. Pääsarjan tähtien massat vaihtelevat välillä $0.08 M_{\odot} - 100 M_{\odot}$, missä M_{\odot} on Auringon massa.

Tähtien kehitystä kuvaavassa kaaviossa, 13-17b, Aurinko on vaiheiden 1 ja 2 välissä, ja seuraa kaaviota ainakin vaiheeseen 4. Numeroitujen vaiheiden välinen aika on n. 10^9 vuotta.

Massiivisten tähtien evoluutio on merkittävästi nopeampaa, verrannollinen tekijään $M^{-2.5}$. (13-15)

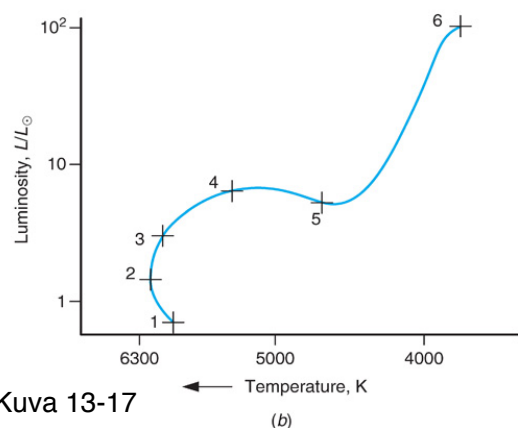
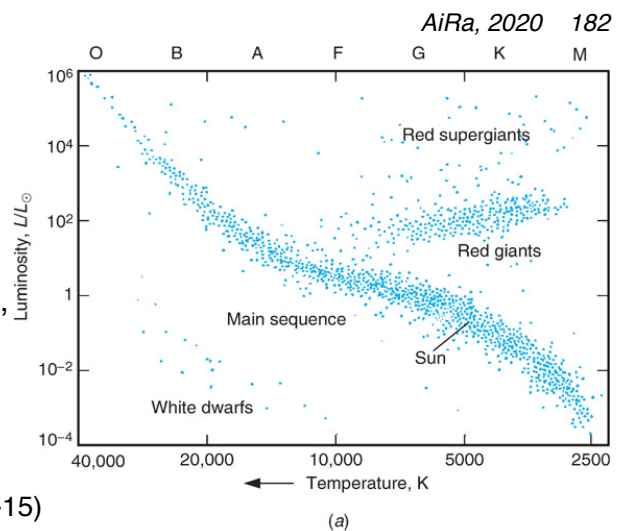


Table 13-3 Selected properties of stars

Spectral type	Surface temperature (K)	L/L_{\odot}	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}
O5	44,500	790,000	15	60
B0	30,000	52,000	8	18
A0	9,520	54	3	3
F0	7,200	6	2	2
G0	6,030	1.5	1.1	1.1
Sun (G2)	5,800	1.0	1.0	1.0
K0	5,300	0.4	0.8	0.8
M0	3,900	0.08	0.6	0.5
M8	2,600	0.001	0.17	0.06

13-4 Suuren mittakaavan mullistukset (engl. Cataclysmic events)

Novat (engl. Novae)

Enemmän kuin puolet tähdistä esiintyvät kaksoistähtinä tai vielä suurempina ryhminä, jotka pyörivät yhteisen massakeskipisteensä ympäri. Kaksoistähden gravitaatiokentän satulapistettä sanotaan Lagrangen pisteeksi, ks. kuva 13-19.

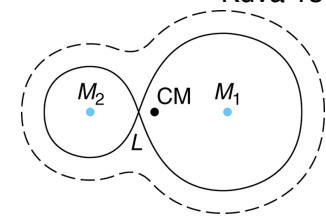
Kun tähti M_1 evoluutionsa loppuvaiheessa laajenee Lagrangen pisteeseen saakka, alkaa se virrata tähteen M_2 , ks. kuva 13-20. Jos M_2 on tavallinen tähti, mitään merkittävää ei tapahdu, mutta jos se on valkoinen kääpiö, käynnistyy uusia ydinreaktioita ja M_2 -tähten luminositeetti voi kasvaa kertoimella $10 - 10^6$.

Tällainen nova voi myös sylkeä ulos "ydinjätteitään", jotka voivat olla alku uusille taivaankappaleille.

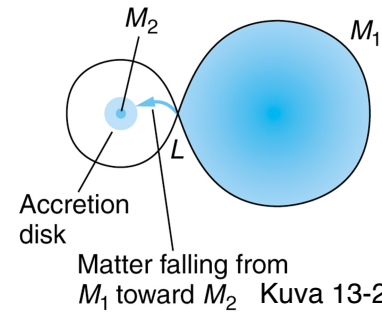
Supernovat (engl. Supernovae)

Vedyn loppuessa tähden ytimeistä käynnistyy heliumin fuusio, jota seurata hiilen fuusio. Tällaisen "hiilipommin" räjähdys on supernova. Supernovat ovat harvinaisia, sellainen on viimeksi nähty v. 1987, ja sitä aikaisemmin Kepler ja Galileo näkivät sellaisen v. 1604.

Kirkkaimmillaan supernova voi loistaa kirkkaammin, kuin koko muu galaksi. Tällaisessa fuusiopommissa syntyy runsaasti muita alkuaineita, myös raskaita ja hyvin raskaita radioaktiivisia ytimiä, jotka ovat epästabiileja fission suhteen. Nämä ovat alku uusille planeetoille ja muille taivaankappaleille.



Kuva 13-19

Matter falling from M_1 toward M_2 Kuva 13-20

13-5 Tähtien kohtalo

Valkoiset kääpiöt (engl. White dwarf)

Tähdet, joiden massa on vähemmän kuin n. $1.4 M_{\odot}$ päätyvät valkoisiksi kääpiöiksi. Tyypillinen massa on n. $1 M_{\odot}$, jolloin gravitaatio puristaa sen noin Maan kokoiseksi ja tiheydeksi tulee n. $5.5 \times 10^5 \text{ g/cm}^3$ eli 10^5 -kertainen maahan verrattuna. Vähemmän massiivinen kääpiö on kooltaan suurempi. Säteillessään lämpöä pois valkoinen kääpiö muuttuu vähitellen mustaksi kääpiöksi.

Neutronitähdet (engl. Neutron star)

Supernovan räjähtäessä jää tyypillisesti jäljelle sen neutronien muodostama ydinos, jonka gravitaatio puristaa tiheyteen n. $1.2 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ eli noin neutronin omaan tiheyteen. Tiheyttä rajoittaa nyt neutronien Fermioni-luonne, kun sen valkoisten kääpiöiden tapauksessa teki elektronien Fermioni-luonne.

Neutronitähten suurin massa lienee välillä $1.7 M_{\odot} - 3 M_{\odot}$, jota suurempimassaiset tähdet gravitaatio luhistaa mustiksi aukoiksi.

Mustat aukot (engl. Black hole)

M-massaisen tähden tai planeetan ns. pakonopeus (engl. escape velocity) sen pinnalta on

$$v_e = (2GM / R)^{1/2}, \quad (13-23)$$

missä R on pallon säde ja G gravitaatiovakio. Neutronitähdellä tämä on n. $1.3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ eli n. 40% valonnopeudesta. Jos relativistisia ja kvantti-ilmiöitä ei olisi pakonopeutta c vastaisi ns. Schwarzschildin säde

$$R_S = 2GM / c^2. \quad (13-24)$$

Schwarzschildin säde on M-massaisen mustan aukon säde. Huomaa, että edellisellä johdattelulla ei johdettu mustan aukon sädettä!

Mustan aukon massalla ei periaatteessa ole alarajaa. Jos $M = 1 M_{\odot}$, niin $R_S \approx 3 \text{ km}$.

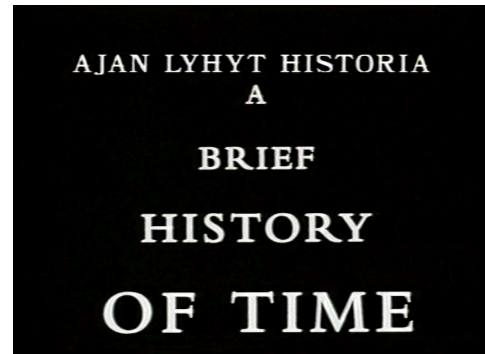
Valokaan ei siis pääse pakenemaan mustasta aukosta, mistä se nimi tulee. Jos valo pakenee aallonpituudella λ_0 etäisyydeltä R (mitattuna mustan aukon keskipisteestä), kokee se punasiirtymän eli sen aallonpituus kasvaa suhteessa

$$\lambda/\lambda_0 = (1 - v_e^2/c^2)^{-1/2} = (1 - R_S/R)^{-1/2}. \quad (13-25)$$

Siis $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 > 0$ ja jos $R = R_S$, niin $\lambda = \infty$ eli fotonin energia ja siten koko fotoni ovat hävinneet.

Stephen Hawking, "Ajan lyhyt historia" (1988), suom. Risto Varteva (WSOY)

<https://www.youtube.com/watch?v=UAFxKExKjVQ>



13-6 Galaksit ja Hubble'n laki (engl. *Hubble's law*)

Määritellään *punasiirtymä* z seuraavasti

$$z = (f_0 - f) / f = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0 \quad (13-27)$$

Kokeellisista havainnoista Edwin Hubble päätteli v. 1929, että

$$z = H_0 r / c, \quad (13-28)$$

missä r on kohteen etäisyys ja

$$H_0 = 21.2 \pm 0.7 \text{ km/s } (10^6 \text{ c y})^{-1}. \quad (13-29)$$

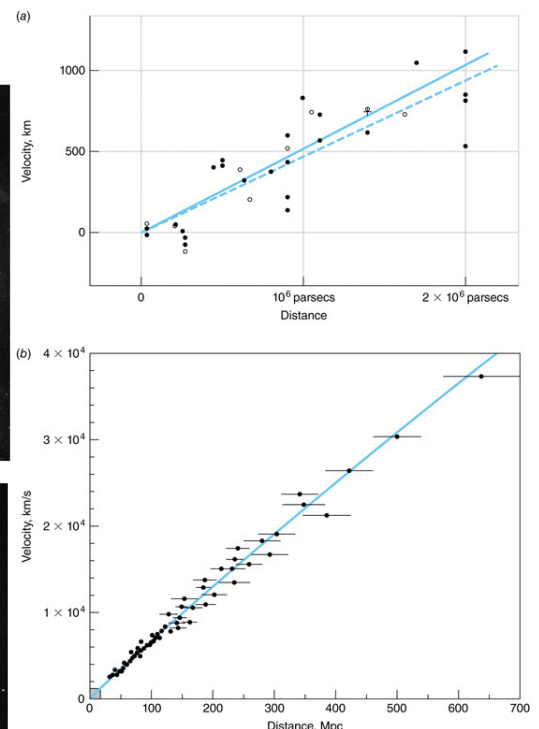
Galaksien luokittelu:

- a) elliptinen galaksi
- b) tavallinen spiraali
- c) sauvaspiraali
- d) epäsäännöllinen galaksi



Kuva 13-25

Hubble'n laki (dataa):



Kuva 13-27

13-7 Kosmologia ja gravitaatio

Kosmologinen periaate:

Avaruus on suuressa mittakaavassa homogeeninen:

- ajan,
- paikan,
- suunnan ja
- fysikaalisten ominaisuuksien suhteen.

Pienessä mittakaavassa (10^{10} c y) kosminen periaate ei päde.

On havaittu, että maailmankaikkeus laajenee kiihtyvällä vauhdilla. Tätä voidaan ajatella sen massan kontrolloivan. Voidaan arvioida, että kriittinen massan tiheys on

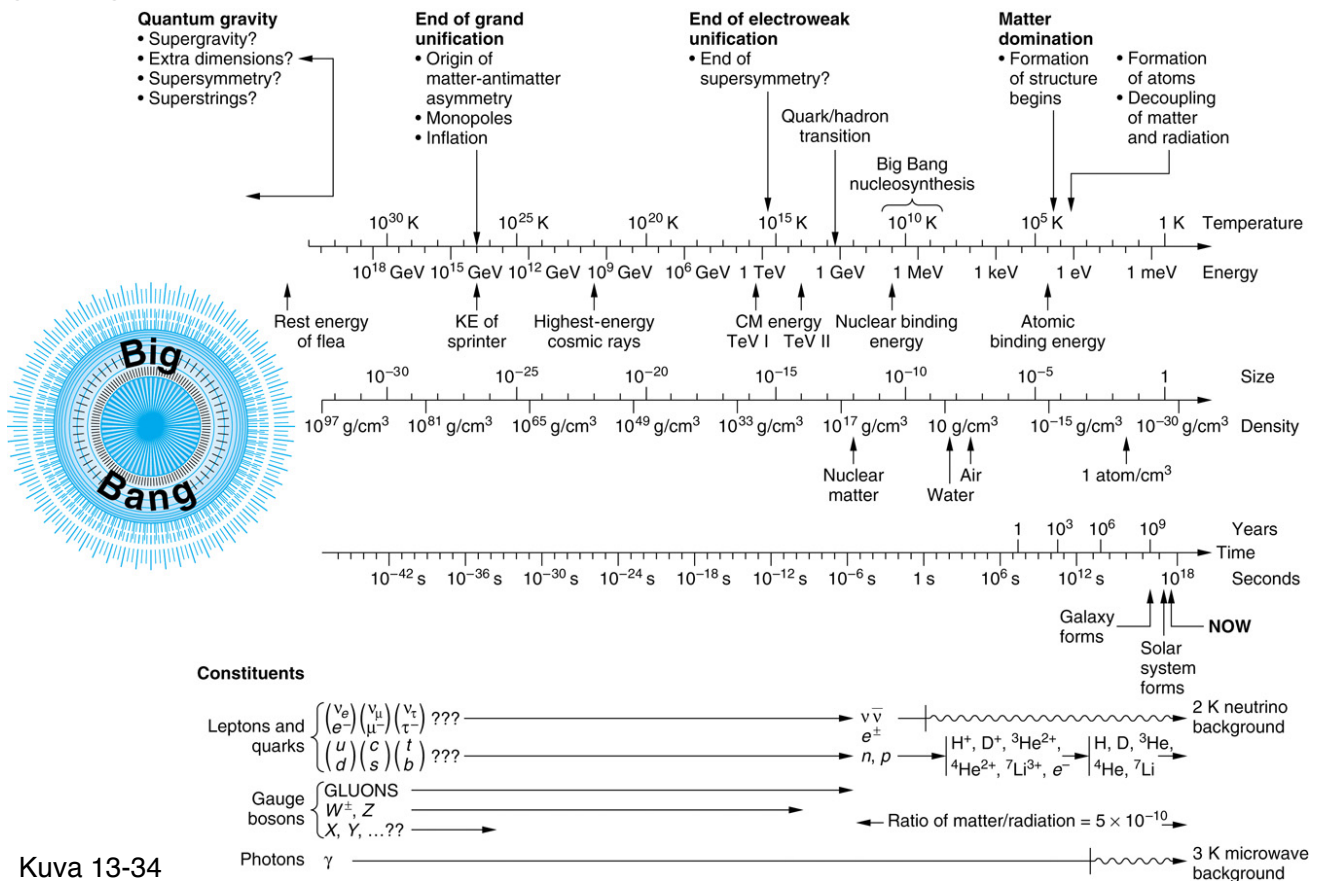
$$\rho_c \approx 10^{-26} \text{ kg/m}^3,$$

joka määrää tulevan kehityksen. Kriittistä arvoa pienempi tiheys johtaa loputtomaan laajenemiseen ja suurempi arvo taas suunnan muuttumiseen ja lopulta luhistumisen alkutilaansa, mutta täsmällinen arvo konvergoitumiseen tiettyyn kokoon.

13-8 Maailmankaikkeuden evoluutio

- Negatiivisen energian kontrolloima kosminen inflaatio
- Big Bang (13.7 ± 2) $\times 10^9$ vuotta sitten
- ensin säteilyn hallitsema, sitten aineen hallitsema
- nykyisin: negatiivisen pimeän energian kontrolloima kiihtyvä laajeneminen

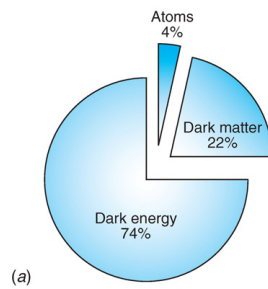
Big Bang



Kuva 13-34

Pimeä aine

- neutriinot?
- pienet mustat aukot?
- WIMP-hiukkaset?
- MACHO-hiukkaset
- useammat ulottuvuudet?

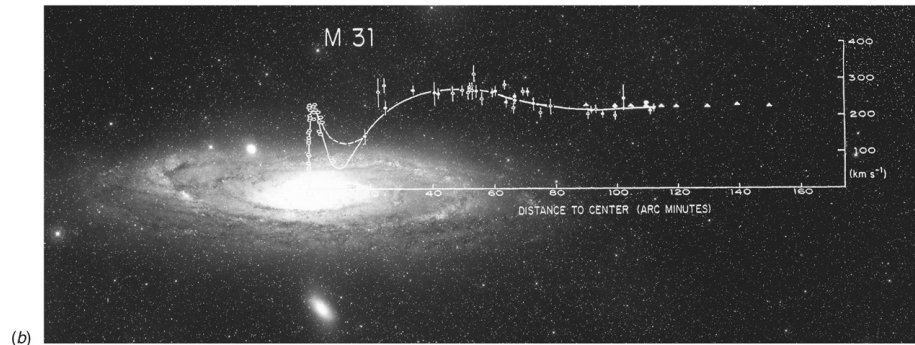


Kuva 13-35

Pimeä energia

(kosmologinen vakio)

- tyhjiön energia?
- kvanttikentän nollapiste-energia?
- useammat ulottuvuudet?



http://www.helsinki.fi/%7Eenqvist/fysesittely/esittely_eielo_09.pdf tai [Enqvist-Pimeäenergia.pdf](#)

Muuta Maailmankaikkeuteen liittyvää

Esko Valtaoja, "Miksi maailmankaikkeudessa on ilmiöitä?" (2013)

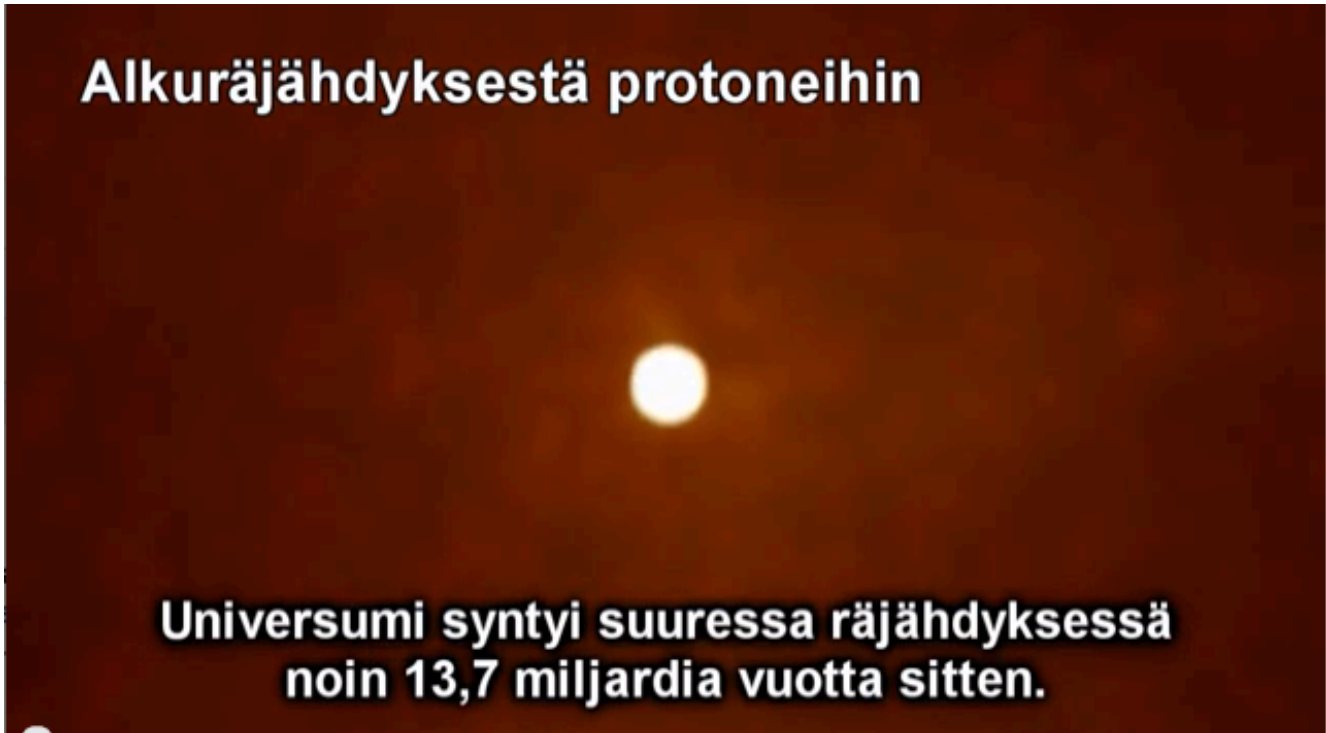
<https://www.youtube.com/watch?v=bt08xunsGc4> tai [ValtaojaE-Miksi maailmankaikkeudessa on ilmiöitä?-TEDxTurku.MP4](#)



Cassiopeia project: "Alkuräjähdyksestä ihmiseen" (2011) tai

FromBigBangToMan.FI.MP4 suom. tai

<https://www.youtube.com/watch?v=3yOUgTaKdKdM> engl. "From Big Bang to Man"



Muuta mielenkiintoista

- Mitä aika on? *Julian Barbour, videot*
- *Enqvist-Miksi maailmankaikkeus on olemassa?-Tieteessä tapahtuu.2.35(16).pdf*
- Onko muualla elämää?
- ja kaikkea muuta:



ABSTRACT

The CassiopeiasTOE.com blog introduces a model of quantized space-time that enables visualization of the known forces and particles. It appears to be consistent with Quantum Field Theory, the Standard Model, and General Relativity.

<https://www.cassiopeiastoe.com>